

KfK 3405 B
Oktober 1982

Untersuchung der Jetstruktur hadronischer Ereignisse mit einem harten Photon

J. Knapp
Institut für Kern- und Teilchenphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kern- und Teilchenphysik

KfK 3405 B

Untersuchung der Jetstruktur hadronischer Ereignisse
mit einem harten Photon

Johannes Knapp

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Untersuchung der Jetstruktur hadronischer Ereignisse
mit einem harten Photon

Am CELLO - Detektor bei PETRA wurden hadronische Ereignisse mit hochenergetischen, räumlich isolierten Photonen bei $\sqrt{s} = 22$ und $\sqrt{s} = 34$ GeV untersucht. Bei $\sqrt{s} = 34$ GeV sind die Photonen zum größten Teil auf Bremsstrahlung der einlaufenden Teilchen zurückzuführen. Bei $\sqrt{s} = 22$ GeV sind nur 57 % der Photonen Bremsstrahlung. Die Jetstruktur dieser Ereignisse wurde mit Hilfe der Jetmaße Thrust, Sphärizität, p_T und n_{ch} in Abhängigkeit von der Photonenergie gemessen. Die Übereinstimmung dieser Abhängigkeiten mit den Vorhersagen der QED und QCD ist gut.

Abstract

Investigation on the jet structure of hadronic events
with a high energy photon

Hadronic events including geometrically isolated high energy photons have been investigated by the CELLO detector at PETRA at $\sqrt{s} = 22$ and $\sqrt{s} = 34$ GeV. At $\sqrt{s} = 34$ GeV the predominant source of these events was found to be initial state bremsstrahlung (75 %). At $\sqrt{s} = 22$ GeV are only 57 % of the isolated photons coming from bremsstrahlung. The jet structure of these events has been tested using the jet measures thrust, sphericity, p_T and n_{ch} as function of the energy of the photon. The agreement with QED and QCD predictions is good.

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|-----|---------------------------------|----|
| I | Einleitung | 3 |
| II | Experiment | |
| | 1. PETRA | 4 |
| | 2. CELLO | 6 |
| | 3. Datenaufbereitung | 12 |
| III | Theorie | |
| | 1. Aufbau der Materie | 14 |
| | 2. Hadronische Ereignisse | 15 |
| | 3. Jeteigenschaften | 17 |
| | 4. Strahlungseffekte | 20 |
| | 5. Monte Carlo | 23 |
| IV | Analyse | |
| | 1. Ereignis Selektion | 27 |
| | 2. Auswertung | 34 |
| | 3. Gegenannahme | 40 |
| V | Zusammenfassung | 41 |
| VI | Literaturverzeichnis | 42 |
| VII | Anhang | |
| | 1. Bildbeschreibungen | 44 |
| | 2. Bilder | 48 |

I EINLEITUNG

In Hamburg am PETRA - Speicherring beobachtet man $e^+ - e^-$ Annihilation bei höchsten Schwerpunktsenergien. Es gibt dabei verschiedene Klassen von Endzuständen, wie zum Beispiel e^+, e^- (Bhabhastreuung), μ^+, μ^- (Myonpaarerzeugung) und Hadronen, die durch Fragmentation aus einem Quark - Antiquark Paar entstehen. In dieser Arbeit möchte ich mich mit einer Untergruppe der hadronischen Ereignisse beschäftigen.

Man beobachtet hier Ereignisse mit harten, räumlich isolierten, neutralen Schauern, wie sie in den Bildern 1 a) und b) gezeigt sind. Es soll nun geprüft werden, ob diese Ereignisse sich mit der Annahme hochenergetischer Bremsstrahlung im Anfangszustand erklären lassen. Dazu wird hauptsächlich die Struktur der Hadronjets untersucht, das heißt Jetmaße wie Thrust, Sphärizität usw. werden mit theoretischen Verteilungen verglichen, die sich unter der Annahme von Bremsstrahlung im Anfangszustand ergeben. Zum Vergleich und zur Bestimmung des Untergrundes werden parallel auch Monte Carlo Ereignisse untersucht.

II EXPERIMENT

II.1 PETRA

Die Positron - Elektron - Tandem - Ringbeschleuniger - Anlage PETRA wurde am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg in knapp 3 Jahren gebaut. Im Juli 1978 hat sie den ersten Elektronenstrahl gespeichert und auf 11 GeV beschleunigt. Nachdem 3 Wechselwirkungszone mit den Detektoren MARK J, PLUTO und TASSO besetzt waren, wurden noch 1978 die ersten physikalischen Daten genommen. 1979 wurden 2 weitere Detektoren, JADE und CELLO installiert, PIA (Positron Intensitäts Akkumulator), ein neuer Positronspeicherring, wurde gebaut und die maximal erreichbare Energie wurde durch den Einbau weiterer Beschleunigungsstrecken erhöht. Seit 1980 läuft PETRA nun mit bis zu 2×18.5 GeV.

Im PETRA - Strahlrohr laufen in je 2 Bündeln Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung um. Dabei treffen sie sich in 4 Wechselwirkungszone. Die Elektronen werden in einem Linearbeschleuniger (LINAC I) auf 50 MeV gebracht und dann in DESY auf 7 GeV vorbeschleunigt. Danach werden sie in PETRA gespeichert. Die Positronen werden erzeugt, indem man Elektronen auf ein Target schießt. Sie werden in LINAC II auf 400 MeV beschleunigt und in PIA akkumuliert. Danach werden sie, von DESY vorbeschleunigt, ebenfalls mit 7 GeV in entgegengesetzter Richtung in PETRA eingeschossen. Nun beschleunigt PETRA alle Teilchen gleichzeitig auf die Endenergie. Die Lebensdauer dieser Teilchenbündel ist im wesentlichen durch Streuung am Restgas im Strahlrohr begrenzt. Sie beträgt bis zu 10 Stunden. Danach muß PETRA neu gefüllt werden. Bild 2 zeigt schematisch das DESY - Gelände in Hamburg. Die technischen Daten von PETRA sind in Tabelle 1 aufgelistet.

TABELLE 1 : technische Daten von PETRA /1/,/2/,/3/

| | |
|--------------------------------------|--|
| Umfang | 2304 m |
| mittl. Krümmungsradius | 256.69 m |
| Dipolkrümmungsradius | 192.05 m |
| Anzahl der Bündel | 2 x 2 |
| Maße der Bündel L x B x H | 20 x 0.5 x 0.12 mm |
| Teilchenzahl pro Bündel | $\approx 2 \times 10^{11}$ |
| Anzahl der Wechselwirkungszone | 4 |
| Länge einer Wechselwirkungszone | 9 m |
| Einschußenergie | 7 GeV |
| Anzahl der Beschleunigungsstrecken | 60 |
| Hochfrequenz | 500 MHz |
| max. Energie | 2 x 19.0 GeV |
| max. Luminosität | $1.7 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| mittl. Luminosität pro Tag | $\leq 315 \text{ nb}^{-1}/\text{d}$ |
| gesamte Luminosität von 1981 (160 d) | 43300 nb^{-1} |
| Strahllagegenauigkeit | $\leq 1/10 \text{ mm}$ |
| max. Strom pro Teilchenpaket | 20 mA |
| Vakuum | $2 \times 10^{-12} \text{ bar} + 10^{-13} \text{ bar}/\text{mA}$ |
| Lebensdauer des Strahles | $\leq 10 \text{ h}$ |

II.2 CELLO

Der CELLO - Detektor ist schematisch in Bild 3 dargestellt. Er besteht im wesentlichen aus folgenden Teilen:

- dem Innendetektor, bestehend aus zylindrischen Proportional- und Driftkammern und ebenen Endkappen zum Nachweis geladener Teilchen
- der dünnen, supraleitenden Spule zur Erzeugung eines starken Magnetfeldes zur Messung von Ladungsvorzeichen und Impuls der Teilchen
- dem Flüssigargon - Blei - Kalorimeter zum Nachweis von elektromagnetischen Schauern
- dem Hadronfilter und den Myondetektoren
- den Vorwärtsdetektoren für Teilchen unter kleinen Winkeln
- dem Triggersystem

Für diese Arbeit waren der zentrale Innendetektor, die Spule und das Kalorimeter von besonderer Bedeutung. Deshalb möchte ich im folgenden diese Komponenten und den Trigger etwas näher beschreiben.

II.2.1 Spule

Um die Impulse von geladenen Teilchen zu messen, ist der Innendetektor von einer supraleitenden Spule umgeben. Ihr Durchmesser ist 1.4 m, ihre Länge beträgt 4 m. Sie erzeugt ein Magnetfeld von 1.3 Tesla parallel zur Strahlrichtung. Änderungen der Feldstärke über das Feldvolumen sind kleiner als 5 %. Die Dicke der Spule ist kleiner als 0.5 Strahlungslängen. Die geringe Dicke erlaubt, im Kalorimeter noch niederenergetische Photonen und neutrale Pionen nachzuweisen, und Elektronen von Hadronen zu trennen. Außerdem bleibt eine gute Energieauflösung erhalten.

II.2.2 Innendetektor

Der CELLO - Innendetektor besteht aus 5 Proportional- und 7 Driftkammern, die konzentrisch um die Strahlachse gebaut sind. Tabelle 2 zeigt ihre Anordnung. Die Proportionalkammern haben je 2 zylindrische Kathoden, die in dünne Streifen (4 mm) unterteilt sind. Diese Streifen sind um 30° bzw. 90° gegen die Strahlachse gedreht, und erlauben durch Vergleich der Pulshöhen auf den 30° und 90° Streifen eine sehr genaue Bestimmung von z (z ist die Koordinatenachse parallel zum Strahl. vgl. Bild 4). Die erreichte Ortsauflösung liegt bei $440 \mu\text{m}$.

Die Driftkammern ermöglichen eine Positionsmessung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse (r- ϕ -Ebene). Um die Anzahl der Drähte klein zu halten, wurde eine völlig offene Struktur gewählt. Die Driftzellen sind auf zylindrischen Flächen angeordnet. Die Meßdrähte sind elektrostatisch durch 3 Potentialdrähte getrennt. Weitere Feldformungsdrähte gibt es nicht. Die gemessene Ortsauflösung beträgt etwa $200 \mu\text{m}$. Damit ist eine gute Impulsauflösung der rekonstruierten Spuren möglich ($\Delta p/p \leq 3 \%$). In 91 % des vollen Raumwinkels ist so eine sehr präzise Spurerkennung gewährleistet. Pro Spur stehen mindestens 8 Punkte zur Verfügung. Durch Hinzunahme der beiden Paare von ebenen Proportionalkammern an den Enden des Zylinders erhöht sich der überdeckte Anteil des Raumwinkels auf 97 % mit mindestens 4 Punkten pro Spur. Die technischen Daten des Innendetektors sind in Tabelle 3 aufgeführt.

II.2.3 Kalorimeter

Das CELLO - Kalorimeter befindet sich zwischen der Magnetspule und dem Eisenjoch. Es überdeckt zusammen mit den beiden Endkappenkalorimetern 96 % des vollen Raumwinkels. Der zentrale Teil besteht aus 16 trapezförmigen Bleiplattenpaketen (Stacks), die in 2 Achtecken hintereinander angeordnet sind. Alle Stacks haben denselben Aufbau, der in Bild 5 dargestellt ist.

Innen befinden sich zunächst je eine Lage Kupferstreifen unter 0° und 90° zur Strahlrichtung, davor liegen Kupferplatten für die Hochspannung. Diese Lagen dienen der dE/dx - Messung. Weiter außen folgen dann Bleistreifen unter 0° , 45° und 90° zur Strahlachse mit jeweils dazwischenliegenden ganzen Bleiplatten. Die Zwischenräume zwischen den Platten und Streifen sind mit flüssigem Argon gefüllt. Teilchen aus dem

TABELLE 2 : Struktur des zentralen Innendetektors /4/

| Lage | Typ | Radius (mm) | #Anodendrähte | Drahtabstand (mm) | #Kathodenstreifen | |
|------|-----|----------------|---------------|----------------------|-------------------|-----|
| | | | | | 90° | 30° |
| 1 | Pr | 170 | 512 | 2.09 | 252 | 256 |
| 2 | Pr | 210 | 512 | 2.58 | 228 | 256 |
| 3 | Dr | 255 | 104 | 15.41 | - | - |
| 4 | Dr | 304 | 128 | 14.92 | - | - |
| 5 | Pr | 357 | 1024 | 2.19 | 366 | 512 |
| 6 | Dr | 402 | 168 | 15.03 | - | - |
| 7 | Dr | 451 | 192 | 14.76 | - | - |
| 8 | Dr | 500 | 208 | 15.10 | - | - |
| 9 | Pr | 553 | 1536 | 2.26 | 420 | 768 |
| 10 | Dr | 598 | 256 | 14.68 | - | - |
| 11 | Dr | 647 | 256 | 15.88 | - | - |
| 12 | Pr | 700 | 1536 | 2.86 | 494 | 768 |

TABELLE 3 : technische Daten des Innendetektors /4/,/5/

| | |
|-----------------------------|--|
| Länge | 2.20 m |
| radialer Bereich | 0.17 - 0.70 m |
| Dicke | 0.1 X ₀ |
| Anzahl der Anodendrähte | 5120 |
| Durchmesser der Drähte | 20 μm |
| Anzahl der Kathodenstreifen | 4400 |
| Breite der Kathodenstreifen | ca. 4.5 mm |
| Gasgemisch | 90 % Argon 10 % Methan |
| Auflösung | $\sigma_z \leq 440 \mu\text{m}$ $\sigma_{r\phi} \leq 200 \mu\text{m}$ $\sigma_{p_T}/p_T^2 \leq 3 \%$ |
| Winkelauflösung | $\leq 3 \text{ mrad}$ |
| überdeckter Raumwinkel | 91 % |

TABELLE 4 : technische Daten des zentralen Argondetektors /4/,/5/

| | |
|---------------------------------------|--|
| Gewicht | 70 t |
| Länge | 4 m |
| Dicke | 20 X ₀ |
| Dicke der Bleistreifen | 1.2 mm |
| Breite der Bleistreifen | 0° und 90° 2.3 cm 45° 3.25 cm |
| Abstand der Bleilagen | 3.6 mm |
| Anzahl der elektronischen Kanäle | 5760 |
| inaktiver Bereich zwischen den Stacks | $\leq 3.5 \%$ |
| Energieauflösung | $\sigma E/E \leq 0.13/E^{\frac{1}{2}}$ |
| Winkelauflösung | $\leq 4 \text{ mrad}$ |
| überdeckter Raumwinkel | 96 % |

Innendetektor schauern im Blei auf und die Sekundärteilchen ionisieren das flüssige Argon. Durch die Hochspannung wird die Ladung gesammelt und über insgesamt 5760 Kanäle ausgelesen. Die gemessene Energieauflösung beträgt $0.13 / E^{\frac{1}{2}}$. Für Energien größer 2 GeV lassen sich Pionen von Elektronen in 99.8 % aller Fälle unterscheiden. Während der Zeit der Datennahme war Stack 7 nicht angeschlossen, aufgrund eines Lecks bei der Kabeldurchführung durch den Kryostaten. Die technischen Daten des Flüssigargon Kalorimeters stehen in Tabelle 4.

II.2.4 Trigger

Am PETRA - Speicherring kreuzen sich in jeder Wechselwirkungszone pro Sekunde 250000 mal die Elektronen- und Positronenpakete. Man hat also 4 μ s Zeit, zu entscheiden ob das Ereignis gut ist und, falls nicht, den Detektor wieder betriebsbereit zu machen. Der Trigger, der im wesentlichen aus dem Spurtrigger und dem Energietrigger des Kalorimeters besteht, trifft diese Entscheidung in weniger als 2 μ s.

Der Spurtrigger ist ein programmierbarer Hardwaretrigger /6/. Er verwendet die Anoden- und 90° - Kathodensignale der 5 Proportionalkammern und von 2 Lagen von Driftkammern. Aus diesen Signalen werden gekrümmte Spuren in der $r-\phi$ - Projektion erkannt. Dabei muß der Transversalimpuls größer als ein bestimmter Schwellenwert sein (350 MeV/c). Weiterhin werden in der $r-z$ - Projektion gerade Spuren gefunden. Die Signale werden in 64 azimutale und 37 polare Sektoren zusammengefaßt. Die Sektorsignale werden nun mit den Masken aller erlaubten Spuren verglichen, die zu Beginn des Experiments in RAM's (Random - Access - Memory) geladen werden. Gültige Spuren werden über eine Summationslogik mit den Triggerbedingungen verglichen.

Die 8 Proportionalkammern der Endkappen liefern zusammen mit den 5 Proportionalkammern und 3 Driftkammern des Innendetektors Signale für den $r-\phi$ - Endkappentrigger.

Der Energietrigger des Flüssigargon - Teils faßt die Lagen eines Stacks der Tiefe nach in 4 Gruppen zusammen (siehe Bild 5). Die Analogsignale dieser Gruppen werden aufsummiert und mit veränderbaren Schwellenwerten verglichen. Außerdem werden die Signale der beiden Kalorimeterhälften in $+z$ und $-z$ - Richtung addiert und die Gesamtsumme wird gebildet.

Der Flüssigargontrigger der Endkappen summiert die Energie pro Modul

auf und vergleicht sie mit dem Schwellenwert.

Aus all diesen Signalen lassen sich nun Kombinationen und Variationen von Triggerbedingungen bilden. Bild 6 zeigt die verfügbaren Triggerinformationen und die damit gebildeten Trigger /7/.

Für die Daten zu dieser Arbeit wurden die Trigger 3 , 5 und 6 verwendet. Trigger 5, der Trigger für geladene Teilchen, wird gesetzt, wenn im Innendetektor in der $r-\phi$ - Projektion mindestens 2 Spuren, und in der $r-z$ - Projektion mindestens 1 Spur gefunden wird. Trigger 6 ist ein rein neutraler Trigger. Er verlangt in 2 Modulen des zentralen Argondetektors, die weiter als 45° in $r-\phi$ voneinander getrennt sind, eine Energie über der hohen Schwelle (3 GeV). Trigger 3 kombiniert geladene und neutrale Information. Er veranlaßt die Auslese des Ereignisses, wenn ein Kalorimetermodul über der niedrigen Schwelle (2 GeV) liegt und entweder 1 Argonendkappenmodul ein Signal gibt oder in $r-\phi$ eine geladene Spur gefunden wurde.

Im Mittel werden 2 Ereignisse pro Sekunde getriggert. Aus Monte Carlo Rechnungen ergab sich eine Triggeransprehwahrscheinlichkeit von 95 % für hadronische Ereignisse. Nach Abzug von Untergrundereignissen (Beamgas, kosmische Ereignisse usw.) durch Filterprogramme und visuelles Durchschauen bleibt eine Rate von etwa 6 hadronischen Ereignissen pro Stunde.

II.3 Datenaufbereitung

Die gemessenen Ereignisse liegen zunächst nicht in einer Form vor, die physikalische Analysen ermöglichen. Es ist daher notwendig, die Daten aufzubereiten, was in 3 Stufen vor sich geht. /4/

Zunächst wird auf ein Signal des Triggers das Ereignis über ein CAMAC - ROMULUS System von der PDP 11/45 ausgelesen. (In Bild 7 ist der Datenfluß aufgezeichnet.) Jede einzelne Detektorkomponente und jeder Trigger hat seinen eigenen ROMULUS - Branch. Für jeden Detektorteil gibt es weiterhin einen Minicomputer, der parallel zur PDP 11/45 Zugriff zu den Daten hat. Diese Minicomputer überwachen, testen und kalibrieren die entsprechende Komponente. Die PDP 11/45 rekonstruiert aus den $r\text{-}\phi$ - Triggerinformationen und den Anodensignalen der Proportionalkammern grob die Spuren, und ordnet die Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten. Dazu benötigt sie etwa 50 ms pro Ereignis. Über eine CAMAC - Verbindung laufen die Daten zum zweiten Onlinecomputer, der PDP 11/55. Dieser Rechner ermöglicht eine umfassende Kontrolle des ganzen Experiments. Von hier aus können alle Teile des Detektors angesprochen werden. Man kann Histogramme für einzelne Detektorteile erstellen, vorläufige Luminositäten bestimmen, die Auslese steuern oder sich Ereignisse im Display ansehen. Außerdem überträgt er die Daten zum IBM - Computer im Rechenzentrum. Beide Onlinemaschinen können auch direkt Daten auf Band schreiben. Der Großrechner testet die formale Struktur der ankommenden Ereignisse und schreibt sie zunächst auf eine Platte, die als schneller Zwischenspeicher dient. Ist die Platte beinahe voll, so wird automatisch ein Programm gestartet, das die Daten auf Band überträgt. In etwa 3 Stunden wird ein Band vollgeschrieben. Die Ereignisse, die eindeutig als hadronische oder QED Ereignisse erkannt werden, kommen auf gesonderte Datensätze. Dies ist jedoch bei weniger als 1 % der Events der Fall. Aus diesen Datensätzen läßt sich nach optischem Durchsehen schon sehr schnell der totale hadronische Wirkungsquerschnitt bestimmen.

Da die Daten noch sehr viele Untergrundereignisse enthalten, müssen in einer 2. Stufe noch einige Filterprogramme durchlaufen werden. Die Daten werden von Untergrund gereinigt und dadurch auf etwa 1/10 der Menge verringert. Dies geschieht noch für alle Daten zentral in Hamburg.

Weil die abschließende Ereignisrekonstruktion sehr viel Rechenzeit braucht, wurde das Programm (OFFRAM) so geschrieben, daß es auf allen

Computern der Kollaboration (IBM, CDC, UNIVAC) läuft. Jedes Labor kann sich die Ereignisse für seine Analysen selbst rekonstruieren.

Das Ergebnis dieser Aufbereitungskette ist ein DST (Data Summary Tape). Es enthält für jedes Ereignis eine genaue Beschreibung der Spuren, Vertices und Schauer, Informationen über Zwischenschritte der einzelnen Teilprogramme und die Rohdaten. Mit den so rekonstruierten Ereignissen werden nun die Analysen begonnen.

III THEORIEIII.1 Aufbau der Materie

In den letzten 15 Jahren hat sich das Verständnis der Struktur der Materie sehr gewandelt. Man glaubt heute, daß alle Materie aus 2 Gruppen von punktförmigen Teilchen aufgebaut ist, den Leptonen und den Quarks.

| Leptonen | Quarks |
|-----------------------|--------|
| e^- , ν_e | d, u |
| μ^- , ν_μ | s, c |
| τ^- , ν_τ | b, t? |

Die Quarks haben die Ladung $+2/3 e$ (u, c) bzw. $-1/3 e$ (d, s, b). Es sind Fermionen (Spin = $\frac{1}{2}$). Aus Symmetriegründen erwartet man noch ein weiteres Quark mit der Ladung $2/3 e$, das Topquark. Die Quarks tragen zur elektromagnetischen und schwachen auch eine starke Ladung. Sie wird mit "Farbe" bezeichnet und kommt in 3 Arten vor (z.B. rot, grün und blau). Die starke Wechselwirkung ist dann die Wechselwirkung zwischen den Farbladungen der Quarks. Die Austauscheteilchen sind 8 Gluonen. Sie tragen selbst eine Farbladung, das heißt Gluonen können untereinander stark wechselwirken (Selbstkopplung). Die Farbkraft wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Hadronen scheinen grundsätzlich farbneutral zu sein. Sie können aus Quark - Antiquark Paaren (Mesonen), oder aus Quarktrippeln (Baryonen) bestehen. In jedem Fall neutralisieren sich die Farbladungen zu "weiß". (umfassende Einführung siehe z.B. /8/)

III.2 Hadronische Ereignisse

In der QCD läuft die $e^+ - e^-$ Vernichtung in Hadronen in 2 Stufen ab. Im ersten Schritt wird aus dem virtuellen Photon ein Quark - Antiquark Paar (q, \bar{q}) gebildet. Im zweiten Schritt fragmentieren Quark und Antiquark in Hadronenjets entlang der ursprünglichen Quarkrichtung.

Die erste Stufe gleicht der μ^+, μ^- - Produktion. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines freien Quarkpaares ist derselbe wie der für die Erzeugung eines Myonpaares, mit dem Unterschied, daß die Einheitsladungen der Myonen durch die drittelzahligen Ladungen der Quarks Q_f ersetzt werden. Da alle q, \bar{q} - Paare sich auch in Hadronen umwandeln, ergibt sich der normalisierte Wirkungsquerschnitt zu

$$R = \frac{\sigma(e^+, e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+, e^- \rightarrow \mu^+, \mu^-)} = \frac{\sigma(e^+, e^- \rightarrow q, \bar{q})}{\sigma(e^+, e^- \rightarrow \mu^+, \mu^-)}$$

$$= 3 \sum_{f=u,d,s,c,b} Q_f^2 \cdot (1 + (\alpha_s/\pi) + C_2 (\alpha_s/\pi)^2 + \dots)$$

Der Faktor 3 kommt von den 3 verschiedenen Farben, mit denen die Quarks auftreten können. Die Korrekturen in der Klammer berücksichtigen die Effekte der starken Wechselwirkung im Endzustand. In Bild 8 sind die Feynmangraphen für die ersten Ordnungen QCD aufgeführt. Der nullten Ordnung (Quark - Parton Modell ohne QCD) entspräche der R - Wert ohne alle Korrekturen. Die erste Ordnung bewirkt eine Korrektur von etwa 5%. Höhere Ordnungen tragen weniger bei. $\alpha_s = \alpha_s(E)$ gibt die Stärke der Kopplung zwischen Quarks und Gluonen an.

Für Energien größer als 10 GeV (b - Schwelle) können alle bisher bekannten Quarks paarweise erzeugt werden. Bild 9 zeigt gemessene R - Werte bis zu Energien von 36.6 GeV. /9/

Die Fragmentation, die Quarks zu Hadronjets macht, läßt sich nicht in der QCD berechnen. Deshalb kombiniert man QCD - Rechnungen mit einem Modell, das die Fragmentation beschreibt. Meist wird das Modell von Feynman und Field /10/ benützt. Es behandelt die Fragmentation als iterativen Prozeß. Ein Quark q polarisiert das Vakuum und erzeugt ein Quark - Antiquark Paar. Mit einem der beiden rekombiniert es zu einem

Hadron H' . Das übrige Quark q' bildet nun in gleicher Weise ein Hadron H'' und ein Quark q'' usw. (vgl. Bild 10). Dies wird solange fortgesetzt, bis alle Energie aufgebraucht ist. Die Parameter der Fragmentation sowie der mittlere Transversalimpuls müssen aus den Daten bestimmt werden. Dabei zeigt sich, daß der Transversalimpuls p_T der Hadronen praktisch nicht von der Energie der Quarks abhängt. Da die mittlere Teilchenzahl n logarithmisch mit der Energie ansteigt, ist der mittlere Longitudinalimpuls p_L für hohe Energien

$$\langle p_L \rangle \approx \langle p \rangle \approx E / \langle n \rangle$$

Die Hadronen werden also mit steigender Energie immer mehr in Richtung der ursprünglichen Quarks erzeugt.

Die Winkelverteilung der Jets bezüglich der Strahlachse ist damit auch die Winkelverteilung der Quarks. Für die Paarproduktion von punktförmigen Fermionen gibt die Quantenelektrodynamik (QED) folgende Form :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + \cos^2\theta_{\text{Jet}}$$

In Bild 11 sieht man die gute Übereinstimmung der gemessenen Daten mit dieser theoretischen Erwartung. /11/

III.3 Jeteigenschaften

Die Struktur hadronischer Ereignisse wird mit Hilfe von Jetmaßen untersucht. Die wichtigsten sind Thrust, Sphärizität, geladene Teilchenzahl und mittlerer Transversalimpuls. Im folgenden sollen die theoretischen Erwartungen, soweit vorhanden, und Messungen dieser Variablen dargestellt werden.

III.3.1 Thrust

Der Thrust gibt an, wie sehr ein Ereignis von einer idealen Zweijetstruktur abweicht. Er ist wie folgt definiert :

$$T = \max \frac{\sum_i |p_{Li}|}{\sum_i |P_i|}$$

wobei p_{Li} der Longitudinalimpuls der Spur i in Bezug auf eine gegebene Achse ist. Die Jetachse ist die Achse, für die $\sum |p_{Li}|$ maximal wird. Für ideale Jets wird $T = 1$, für sphärische Ereignisse ohne Vorzugsrichtung geht T gegen 0.5 .

Die Verteilung des Thrusts kann in der QCD berechnet werden /12/. Die erste Ordnung Störungsrechnung ergibt für den mittleren Thrust $\langle T \rangle$ in der Darstellung

$$\langle 1-T \rangle = 1 - \langle T \rangle = 1.05 \alpha_s / \pi , \text{ mit}$$

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \ln(s/\Lambda^2)}$$

Dabei ist N_f die Anzahl der Quarksorten (Flavours), Λ ist der QCD - Skalenparameter und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie.

Zusätzlich zu diesem berechenbaren Anteil gibt es einen Anteil, der nicht mit Störungsrechnung behandelt werden kann. Er kommt durch die Hadronisierung zustande und wird durch

$$\langle 1-T \rangle_{NP} = C \langle p_T \rangle_{NP} / s^{\frac{1}{2}}$$

abgeschätzt. Dabei hängt C mit der totalen, nichtperturbativen, mittleren Multiplizität $\langle n \rangle$ über

$$\langle n \rangle = C \ln(s^{\frac{1}{2}})$$

zusammen. $\langle p_T \rangle_{NP}$ ist der mittlere Transversalimpuls der Teilchen für p_L gegen 0. Für kleine Werte von $\langle 1-T \rangle$ können QCD- und Fragmentationsanteil einfach addiert werden :

$$\langle 1-T \rangle = 1.05 \alpha_s / \pi + C \langle p_T \rangle_{NP} / s^{\frac{1}{2}}$$

Bild 12 zeigt die Übereinstimmung dieser Vorhersage mit den an PETRA gemessenen Daten. /13/, /14/, /15/, /16/

III.3.2 Sphärizität

Die Sphärizität /17/ gibt, wie der Thrust, Auskunft über die Jetförmigkeit eines Ereignisses. Sie ist definiert als :

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum_i p_{Ti}^2}{\sum_i p_i^2}$$

p_{Ti} ist dabei der Transversalimpuls des Teilchens i bezüglich der Jetachse. Für ideale Jets ist $S = 0$, für isotrope Ereignisse geht S gegen 1.

Da die Sphärizität in der QCD nicht berechenbar ist, werden hier nur experimentell bestimmte Werte in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie gezeigt (siehe Bild 13). Die Zunahme der Jetförmigkeit mit wachsender Energie ist deutlich zu erkennen. Die Daten werden durch $\langle S \rangle = 0.75 W^{-\frac{1}{2}}$ gut beschrieben. /13/, /18/

III.3.3 Zahl der geladenen Teilchen

Eine weitere Eigenschaft, die sich mit der Schwerpunktsenergie ändert, ist die Anzahl der geladenen Teilchen. Messungen von verschiedenen Detektoren sind in Bild 14 zu sehen /9/, /13/, /19/. Als

Vergleich sind Vorhersagen des einfachen Quark - Parton Modells mit anschließender Fragmentation angegeben /10/, einmal mit und einmal ohne Gluonbremsstrahlung. Ein statistisches Modell /20/ gibt eine $s^{\frac{1}{4}}$ - Abhängigkeit an, die jedoch die Dispersion

$$D_{ch} = (\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2)^{\frac{1}{2}}$$

nicht erklären kann. Die QCD schließlich sagt eine mittlere geladene Multiplizität voraus /21/, die wie folgt von der Schwerpunktsenergie abhängt :

$$\langle n_{ch} \rangle = n_0 + a \exp(b (\ln(s/\Lambda^2))^{\frac{1}{2}}).$$

Die beste Anpassung dieser Formel an die Daten mit $\Lambda = 0.3$ GeV führt zu Werten von $n_0 = 2.0 \pm 0.2$, $a = 0.027 \pm 0.01$ und $b = 1.9 \pm 0.2$. Die Daten werden gut durch diese Abhängigkeit beschrieben.

III.3.4 Transversalimpuls

Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ bzw. der mittlere quadratische Transversalimpuls $\langle p_T^2 \rangle$ eines Ereignisses wird im Bezug auf die Jetachse (= Thrustachse) durch

$$\langle p_T \rangle = 1/n_{ch} \cdot \sum_i p_i \quad \text{bzw.}$$

$$\langle p_T^2 \rangle = 1/n_{ch} \cdot \sum_i p_i^2$$

aus den geladenen Teilchen bestimmt. Er ist im wesentlichen von der Fragmentation abhängig. In Bild 15 werden $\langle\langle p_T \rangle\rangle$ und $\langle\langle p_T^2 \rangle\rangle$ als Funktion der Schwerpunktsenergie gezeigt. Die Daten sind von CELLO, PLUTO und TASSO /13/, /22/. Eine Vorhersage der QCD mit Fragmentation /23/ ist als durchgezogene Kurve dargestellt. Sie gibt den Verlauf der Daten wieder.

III.4 Strahlungseffekte

Wie bei allen Prozessen, bei denen elektrische Ladung beschleunigt oder abgebremst wird, gibt es auch bei der $e^+ - e^-$ Vernichtung Bremsstrahlung. Die Teilchen emittieren kurz vor ihrer Kollision Photonen, deren Energie und Richtung in der QED berechenbar sind /24/. Für diese Arbeit interessiert hauptsächlich die Bremsstrahlung im Anfangszustand bei $e^+ - e^-$ Annihilation in hadronische Endzustände /25/. In Bild 16 sind die Feynmangraphen der zugehörigen Prozesse abgebildet.

III.4.1 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für ein hadronisches Ereignis mit Bremsstrahlung im Anfangszustand setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Zuerst enthält er die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron oder Positron ein Photon abstrahlt, und dann den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Quarkpaares mit einer geringeren verfügbaren Energie. Man erhält :

$$\frac{d\sigma}{dkd\Omega_\gamma} = \frac{\alpha k}{\pi^2 s} \left[\frac{m^2 s'}{4(kp_+)^2} - \frac{m^2 s'}{4(kp_-)^2} + \frac{s^2 + s'^2}{8k^2 p_+ p_-} - 1 \right] \sigma_{\text{had}}(s')$$

mit den folgenden Bezeichnungen :

$\sigma_{\text{had}}(s')$ = totaler, hadronischer Wirkungsquerschnitt

p_\pm = Vierervektoren von Elektron bzw. Positron

k = Vierervektor und Energie des Bremsstrahlungsphotons

Ω_γ = Winkel zwischen Photon und Strahl

α = Feinstrukturkonstante $\approx 1/137$

s' = $4 E_B (E_B - k) = s (1 - k/E_B)$.

In Abhängigkeit von den Variablen $z = k/E_B$ und $\cos\Omega_\gamma$ geschrieben, ergibt sich : /26/

$$\frac{d\sigma}{dzd\cos\Omega_\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{2(1+(1-z)^2)}{z(1-\cos^2\Omega_\gamma)} - z \right] \cdot \sigma_{\text{had}}(s')$$

Durch Integration über den interessierenden Winkelbereich und Normalisierung auf den totalen, hadronischen Wirkungsquerschnitt erhält man :

$$\frac{1}{\sigma_{\text{had}}(s)} \frac{d\sigma}{dz} = \frac{\alpha R(s')}{2\pi R(s)} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z(1-z)} \cdot \ln \left(\frac{1+\cos\Omega_o}{1-\cos\Omega_o} \cdot \frac{1-\cos\Omega_u}{1+\cos\Omega_u} \right) - \frac{z(\cos\Omega_o - \cos\Omega_u)}{1-z} \right]$$

wobei Ω_o und Ω_u die Grenzen der Integration sind. In Bild 17 ist der Verlauf des Wirkungsquerschnittes für den Winkelbereich $30^\circ \leq \Omega_\gamma \leq 150^\circ$ dargestellt. Den Anteil der Ereignisse, die ein Bremsstrahlungsphoton einer Energie k ($z_u \leq k/E_B \leq z_o$) in diesen Bereich aussenden, erhält man durch Integration über z von z_u bis z_o . So erwartet man, daß etwa 4.5 % aller hadronischen Ereignisse bei 34 GeV ein Bremsstrahlungsphoton mit einer Energie zwischen 5 % und 95 % der Strahlenergie haben, das in den Winkelbereich von 30° bis 150° zum Strahl emittiert wird. Bei 22 GeV Schwerpunktsenergie sollten es etwa 3.3 % sein.

III.4.2 Lorentztransformation

Hat nun einer der Stoßpartner Energie abgestrahlt, so läßt sich die anschließende Paarvernichtung in Hadronen im neuen Ruhesystem von Elektron und Positron beschreiben, wie ein normaler Stoß mit hadronischen Endzuständen. In diesem System sollte man also Jeteigenschaften beobachten, wie sie für hadronische Ereignisse bei $s' = 4E_B(E_B - k) = s(1-z)$ vorausgesagt und gemessen wurden.

Der Wechsel zwischen den Systemen wird mit Hilfe der Lorentztransformation vollzogen. Die allgemeine Form der Lorentztransformation lautet :

$$c \vec{p} = c \vec{p}' + \frac{\vec{v} \gamma}{c} \left(\vec{v} \cdot \vec{p}' \frac{\gamma}{(\gamma+1)} + E' \right)$$

$$E = \gamma \left(E' + \vec{v} \cdot \vec{p}' \right) ,$$

mit $\gamma = 1 / (1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$. Sie transformiert ein System S' in ein System S , das sich zum ersten mit der Relativgeschwindigkeit \vec{v} bewegt.

Im Falle der Bremsstrahlung ist die Richtung von \vec{v} durch die Richtung des Photons bestimmt ($\vec{v}/|\vec{v}| = -\vec{k}/|\vec{k}|$) und der Betrag von \vec{v} ergibt sich aus :

$$\frac{v}{c} = \frac{p}{E} = \frac{p_{\gamma}}{E_{CM} - E_{\gamma}}$$

Offensichtlich ist die Relativgeschwindigkeit um so größer, je größer E_{γ} ist. Das hat zur Folge, daß die im Ruhesystem sich gegenüberliegenden Jets mit steigender Photonenergie im Laborsystem mehr und mehr zusammenrücken (siehe Bild 18) und schließlich zu einem Jet verschmelzen, der dem Photon gegenüberliegt. Je höher die Energie der Bremsstrahlung, desto besser ist das Photon von den übrigen Teilchen getrennt. Aus diesem Grund erwartet man, hochenergetische Bremsstrahlung der Eingangsteilchen als räumlich isolierte Photonen im resultierenden Ereignis sehen zu können.

III.5 Monte Carlo

Um die oben aufgeführten theoretischen Vorhersagen und experimentelle Daten miteinander vergleichen zu können, verwendet man eine Monte Carlo Simulation des Experiments. Dabei wird von einem großen Computerprogramm jedes Detail des Experiments simuliert. Angefangen mit dem physikalischen Prozeß, der entsprechend der Theorie behandelt wird, über Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorkomponenten und Triggerschaltungen bis zu statistischen Schwankungen und Untergrundeignissen wird alles von diesem Programm berücksichtigt. Das Ergebnis ist ein Datensatz, der dieselben Eigenschaften zeigen sollte, wie experimentell gemessene Daten. Ist dies nicht der Fall, so machen offensichtlich gewisse Teile des Programmes etwas anderes als die Natur. Wenn die Apparatur gut verstanden und beschrieben ist, lassen sich mit dem Monte Carlo Programm Parameter anpassen, theoretische Modelle vergleichen und Entscheidungen treffen, welches der Modelle die Natur besser beschreibt. Mit einem gut eingestellten Monte Carlo können Daten leicht auf reine Physikprozesse zurückkorrigiert werden. Sieht man in gemessenen Daten einen Effekt, der nicht durch das Simulationsprogramm reproduziert werden kann, so kann das ein Hinweis auf einen Defekt im Experiment oder auf das Einsetzen eines zusätzlichen physikalischen Prozesses sein (z.B. $b\bar{b}$ - Paarerzeugung für $E > 10.5$ GeV). Das Monte Carlo, das für diese Arbeit benutzt wurde, wurde nach dem Schema von Hoyer /23/ geschrieben. Es simuliert die e^+e^- Vernichtung in Hadronen im CELLO - Detektor und besteht aus 2 Teilen, die im folgenden näher beschrieben werden.

III.5.1 Physik - Monte Carlo

In diesem ersten Teil des Simulationsprogrammes wird die physikalische Reaktion $e^+, e^- \rightarrow$ Hadronen, entsprechend der QED, der QCD und dem Fragmentationsmodell von Feynman und Field berechnet. Zuerst wird die Bremsstrahlung im Anfangszustand erzeugt. Dies geschieht nach dem QED - Wirkungsquerschnitt, der oben schon erwähnt wurde /25/. Da strahlende und nichtstrahlende Ereignisse gleichzeitig erzeugt werden sollen, muß man einen Übergang zu sehr niederenergetischen Photonen haben. Im Monte Carlo - Programm wählt man daher eine Schwelle k^* so,

daß Photonenergien, die kleiner sind, vernachlässigt werden können. Der Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Photons mit einer Energie zwischen k^* und der maximalen Energie ergibt sich dann aus dem oben genannten Wirkungsquerschnitt durch Integration über den ganzen Raumwinkel. Photonen mit geringerer Energie werden nicht generiert. Die entsprechenden Ereignisse sind nicht strahlend. In diesem Fall wurden Bremsstrahlungsphotonen mit $0.001 \leq E_\gamma/E_B \leq 0.99$ erzeugt.

Mit der verbleibenden Energie wird im neuen Ruhesystem der Teilchen ein hadronisches Ereignis erzeugt. Die Strahlachse wird dabei weiterhin als Flugbahn der Teilchen angenommen. In erster Näherung ist das richtig, da Bremsstrahlung vorzugsweise nach vorn und mit sehr hoher bzw. sehr niedriger Energie abgestrahlt wird. Der Schwerpunkt der beiden Teilchen bewegt sich also noch immer in etwa in Strahlrichtung. Nun erfolgt die Erzeugung von Quark - Antiquark Paaren. Dieser Vorgang wird behandelt wie die μ - Paarerzeugung. Die Masse der schweren Quarks, die man aus Messungen kennt, stellt eine Schwelle dar, ab der die Erzeugung möglich ist. Oberhalb dieser Schwelle ist die Wahrscheinlichkeit, ein Quarkpaar zu erhalten, konstant bis die Energie ausreicht, ein weiteres Teilchenpaar zu erzeugen. Als Winkelverteilung wird die $1 + \cos^2\theta$ Verteilung für Fermionenpaare genommen.

Quarkpaare mit Gluonbremsstrahlung werden nach folgendem Wirkungsquerschnitt erzeugt :

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{2\alpha_s}{3\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

wobei σ_0 der totale, elektromagnetische Wirkungsquerschnitt für die Quarkpaarerzeugung ist. $x_i = E_i/E_B$ sind die normierten Quarkimpulse. Integriert über die erlaubten Bereiche von x_1 und x_2 ($x_1 + x_2 \geq 1$, $0 \leq x_i$), erhält man :

$$\sigma_{q\bar{q}g} = \int_D \frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} dx_1 dx_2 = \sigma_0 \frac{\alpha_s}{\pi} I(D)$$

Der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt der QCD bis zur ersten Ordnung ist $\sigma_{had} = \sigma_0 (1 + \alpha_s/\pi)$ und damit wird die Wahrscheinlichkeit für Gluonemission :

$$P_g = \frac{\sigma_{qqg}}{\sigma_{had}} = \frac{\alpha_s/\pi \cdot I(D)}{1 + \alpha_s/\pi}$$

Die Wahrscheinlichkeit ist also im wesentlichen von α_s abhängig. Die Produktion der Daten für diese Arbeit wurde mit $\alpha_s = 0.19$ durchgeführt.

Zuletzt wird die Fragmentation der Quarks und Gluonen in Hadronen simuliert. In diesem Monte Carlo wird dafür das Modell von Feynman und Field verwendet. Die Fragmentation der einzelnen Partonen geschieht darin völlig unabhängig (siehe oben). Der Energieanteil z der Quarks, den jedes erzeugte Hadron erhält, wird nach folgender Verteilung bestimmt:

$$f(z) = 1 - a + 3a \cdot (1-z)^2 \quad \text{für leichte Quarks,}$$

$$f(z) = 1 \quad \text{für schwere Quarks (c, b, \dots).$$

Die erzeugten Quarkpaare erhalten entgegengesetzte Transversalimpulse nach einer Gaussverteilung mit der Breite σ_q . Diese Impulse addieren sich dann zum Transversalimpuls des Hadrons. In der Fragmentation werden nur leichte Quarkpaare erzeugt ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$). Als Verhältnis der Häufigkeiten wurde $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 2 : 2 : 1$ gewählt. Außerdem werden nur pseudoskalare (P) und Vektormesonen (V) gebildet. Die wichtigsten Parameter des Fragmentationsmodells und ihre Werte sind :

$$\sigma_q = 0.3$$

$$a = 0.77$$

$$P / P+V = 0.5$$

Die Fragmentation des Gluons beginnt mit der Umwandlung in ein Quark - Antiquark Paar, wobei ein Quark den gesamten Impuls erhält und läuft danach wie eben beschrieben weiter. Nachdem die Energie verbraucht ist endet die Fragmentation. Um die Erhaltung von Ladung, Energie und Impuls zu gewährleisten, müssen jetzt noch geringe Änderungen vorgenommen werden. Zuletzt zerfallen alle Teilchen, deren Lebensdauer so kurz ist, daß sie das Strahlrohr nicht verlassen können. Das Ergebnis des Physik - Monte Carlos ist ein Vierervektorband. Es enthält von jedem Ereignis sämtliche generierten Teilchen mit allen Elternteilchen bis zurück zu Quarks und Gluonen, von denen außer den Vierervektoren (\vec{p} , E) auch der Teilchentyp, die Masse, die Ladung, die Koordinaten der Entstehung und ein Zeiger zum Elternteilchen bekannt sind. Diese Vierervektoren werden als Eingabe für die Detektorsimulation verwendet.

III.5.2 Detektor - Monte Carlo

Das Detektor - Monte Carlo simuliert zunächst im Programmteil PTRAK die Wechselwirkung aller Teilchen mit dem Detektor. Die Eigenschaften des Detektors wie Magnetfeldstärke, Abmessungen, Materialbeschaffenheit, Hochspannungen usw. liegen in Form von Tabellen vor. Die Bahnen der geladenen Teilchen werden im Magnetfeld gebogen und durchlaufen den Detektor, wo sie nach vorgegebenen Wirkungsquerschnitten wechselwirken. Dabei erhält man ja/nein Signale an den Anoden des Innendetektors. Elektromagnetische Schauer im Flüssigargonteil werden nach dem EGS - Kode /27/ erzeugt, hadronische Schauer liefern nur in den dE/dx - Lagen Signale (inzwischen ist auch ein Hadronkode verfügbar). Man erhält Informationen über die Energie, die in jeder Lage deponiert wurde.

Der zweite Programmteil (CELINT) wandelt die Information von PTRAK in elektronische Signale um. Dafür werden verschiedene Kalibrationskonstanten für die einzelnen Detektorkomponenten verwendet. Entsprechend den gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten wird ein bestimmter Prozentsatz der Signale ignoriert oder verändert. Schließlich werden noch die Triggerbedingungen simuliert.

Am Ende der Detektorsimulation hat man Rohdaten, die nun wie Rohdaten des Experiments durch dieselben Rekonstruktionsprogramme geschickt wird. Eventuelle Einflüsse der Rekonstruktion auf die Daten sind somit bei Experiment und Monte Carlo dieselben. Die resultierenden DSTs sollten also direkt mit den Daten vergleichbar sein. Die Monte Carlo DSTs enthalten die gesamte Information bis zurück zur Erzeugung der Primärteilchen und ermöglichen daher genaue Untersuchungen der Zusammenhänge zwischen der Physik und den beobachteten Verteilungen.

IV ANALYSE

IV.1 Ereignisselektion

Um nun die oben erwähnten theoretischen Vorhersagen am Experiment zu prüfen, ist es zunächst notwendig, sich eine Ausgangsmenge von Ereignissen zu verschaffen. Aus dieser Ereignismenge wird dann nach bestimmten Kriterien eine Untermenge bestimmt, die Ereignisse der gewünschten Art möglichst rein enthalten sollte.

IV.1.1 Hadronische Ereignisse

Ausgangspunkt der Selektion sind die oben beschriebenen DST. Davon werden hadronische Ereignisse selektiert, indem man Schnitte gegen verschiedene Arten von Untergrund macht.

Zuerst werden mehr als 4 gültige, geladene Spuren verlangt. Eine Spur ist gültig, wenn sie volle, räumliche Information hat ($r-\phi$, $r-z$) und in der $r-\phi$ - Projektion nicht weiter als 5 mm am Wechselwirkungspunkt vorbei geht. Dieser Schnitt verwirft Untergrundereignisse wie Wechselwirkung in der Strahlröhre, kosmische Strahlung und nichthadronische Ereignisse (z.B. τ - Ereignisse).

Zum Zweiten werden mehr als 25 % der Schwerpunktsenergie als sichtbare, geladene Energie oder mehr als 37.5 % als gesamte sichtbare Energie verlangt. Geht ein Jet in Stack 7, so verringert sich die geforderte Energie auf 31.25 %. Damit werden Ereignisse verworfen, die zum größten Teil entlang der Strahlachse verlaufen, also im Detektor nur zu sehr geringem Teil sichtbar sind.

Wenn mehr als 6 geladene Spuren in einem Ereignis erscheinen, so muß die Nettoladung $CH_N = |CH_+ - CH_-| \leq 6$ sein, ansonsten ≤ 4 . Dieser dritte Schnitt verwirft Ereignisse, die durch Wechselwirkung der Elektronen und Positronen mit Atomkernen des Gases oder der Wand entstehen (Beamgas). Bei solchen Reaktionen sieht man einen Überschuß an positiver Ladung, da der Kern im wesentlichen in Protonen zerfällt.

Schließlich verwirft man Ereignisse, die mehr als 1/6 der Schwerpunktsenergie entlang der Eventachse im Flüssigargon zeigen.

TABELLE 5 : selektierte, hadronische Ereignisse

| | | |
|---------------------|----------------------|----------------------|
| | | |
| | 34 GeV | 22 GeV |
| | | |
| ----- | | |
| Daten DST | 2444 | 1717 |
| entspr. Luminosität | 7.5 pb ⁻¹ | 2.5 pb ⁻¹ |
| | | |
| ----- | | |
| Monte Carlo DST | 2385 | 2406 |
| | | |

Dadurch entfernt man stark strahlende Bhabhaereignisse.

Dies sind die Schnitte, wie sie als Standard für hadronische Ereignisse in der Karlsruher Gruppe verwendet werden. Man erhält damit weitgehend untergrundfreie, hadronische Ereignismengen. Zusätzlich wurden noch alle Ereignisse zweifach durchgesehen (gescannt) und nichtheadronische Ereignisse wurden gekennzeichnet. Bei der Analyse wurden diese Ereignisse nicht verwendet. In Tabelle 5 ist das Ergebnis der Selektion hadronischer Ereignisse aufgeführt. Die entsprechenden Luminositäten sind angegeben.

IV.1.2 Strahlungsereignisse

Nun sollen alle Ereignisse ausgewählt werden, die starke Bremsstrahlung im Anfangszustand emittieren. Sie sollten nach oben erwähnten Überlegungen einen hochenergetischen, räumlich isolierten, neutralen Schauer haben. Nach einem solchen Schauer wird mit einer Routine gesucht, die anschließend genauer beschrieben wird.

Das neutrale Teilchen muß die folgenden Kriterien erfüllen, um als hochenergetisch und isoliert zu gelten :

- a) Um Randeffekte zu vermeiden, soll der Schauer in den zentralen Teil des Flüssigargon - Kalorimeters gehen. Der Winkel zwischen Strahl und Schauer muß also größer sein als ein Grenzwinkel θ_{BEAM} .
- b) Die geforderte Mindestenergie E_{SCH} sollte größer sein als die mittlere, beobachtete Photonenergie, die bei etwa 1 GeV liegt.
- c) Zwei Schauer, die näher als ein θ_{SPLIT} zusammenliegen, werden als ein Schauer aufgefaßt, um mögliches Aufspalten eines großen in zwei kleinere Schauer zu berücksichtigen.
- d) Ansonsten dürfen sich in einem Raumwinkel von θ_{KON} um den Schauer nur solche Teilchen befinden, die der Ungleichung

$$\sum_i (E_i \cos\theta_i) \leq E_{\text{CUT}}$$

genügen. θ_i ist dabei der Winkel der Teilchen zum Schauer ($\theta_i \leq \theta_{\text{KON}}$), und E_i ist ihre Energie. Dies ist ein winkelabhängiger Energieschnitt.

Die Schnitte θ_{BEAM} , E_{SCH} , E_{CUT} , θ_{KON} und θ_{SPLIT} müssen nun so gewählt werden, daß einerseits die Selektion strahlender Ereignisse

effektiv wird, aber andererseits die Anzahl der Ereignisse noch so groß bleibt, daß sinnvolle Untersuchungen angestellt werden können. Aus den theoretischen Vorhersagen erwartet man einen Effekt der Größenordnung 4 %, der wohl nur bei hohen Photonenenergien mit guter Wahrscheinlichkeit sichtbar wird. Mit einer Effizienz von grob 50 % würde man also insgesamt nur etwa 50 Ereignisse erwarten. Es muß deshalb ein Kompromiß zwischen hoher Reinheit der Ereignismenge und guter Statistik gefunden werden. Dazu werden die Schnitte variiert und an Hand von Monte Carlo - Ereignissen bei 34 GeV Schwerpunktsenergie die Änderung der Effizienz und der Zahl der Ereignisse bestimmt. Durch zusätzliche optische Inspektion der selektierten Ereignisse lassen sich dann gute Werte für die Schnitte ermitteln.

Die minimale Schauerenergie E_{SCH} wird ohne Variation auf 2 GeV gesetzt. Damit ist sie deutlich größer als der Mittelwert der Photonenergien, aber noch so niedrig, daß man eine brauchbare Statistik erhält. Auch θ_{SPLIT} wird ohne Variation auf 5° festgelegt. In den Daten kann man aufgespaltene Schauer beobachten, deren Ursache zum Teil elektronische Kopplung nebeneinanderliegender Kanäle im Kalorimeter ist. Dieser Effekt wird nicht vom Monte Carlo - Programm berücksichtigt. Daher kann dieser Schnitt nicht mit Simulationsrechnungen optimiert werden. Der Wert von 5° für θ_{SPLIT} entspricht etwa der beobachteten Entfernung der Teilschauer in den experimentellen Daten.

Der Schnitt in θ_{BEAM} soll Störeffekte an den Grenzen des Detektors ausschließen. In den gesuchten Strahlungsereignissen sollten sich Photonen und hadronische Jets genau gegenüberliegen. Deshalb könnte es sein, daß die Hadronen zum Teil nicht ins empfindliche Volumen des Detektors gehen, wenn das Photon zu dicht am Rand liegt. Andererseits wird Bremsstrahlung vorzugsweise in Richtungen nahe der Strahlachse emittiert, was dafür spricht, den Winkelbereich für diese Untersuchung so weit wie möglich auf die Gebiete unter kleinen Winkeln auszudehnen. Mit Monte Carlo - Rechnungen wurden die Abhängigkeit der Anzahl der isolierten Schauer, der Verluste der Hadronen und der Größe des Untergrundes von Schauern aus π^0 - und η - Zerfällen, von θ_{BEAM} untersucht. Die Abhängigkeiten sind in Bild 19 gezeigt. Vergrößert man den Winkel, so verliert man schnell viele Ereignisse. Die Energieverluste durch nicht gesehene Hadronen sind offenbar nicht vom Winkel abhängig. Der Untergrund von Photonen aus π^0 - und η - Zerfällen nimmt unter großen Winkeln stark zu, da π^0 und η im Jet erzeugt werden und damit im wesentlichen die flachere $1+\cos^2\theta$ Verteilung zeigen,

wegen die Bremsstrahlung bedeutend steiler zu großen Winkeln hin abfällt. Der kleinste Wert für θ_{BEAM} ist daher der beste. Da bei 27.9° das zentrale Argonkalorimeter aufhört, wurde $\theta_{\text{BEAM}} = 30^\circ$ gewählt.

Die Schnitte in θ_{KON} und E_{CUT} sollen die räumliche Isolierung des Schauers gewährleisten. In Bild 20 sind die Abhängigkeiten der Anzahl der Ereignisse und des Untergrundes von θ_{KON} aufgetragen. Für kleine Winkel erhält man einen großen Anteil an Untergrundereignissen, da die Schauer näher am Jet liegen können und somit eher ein Teilchen mit hohem Transversalimpuls aus dem Jet als isoliertes Photon gezählt wird. Für Winkel größer als 60° bleibt der Untergrund etwa konstant ($\approx 22\%$). Da der Untergrund so klein wie möglich sein sollte, wurde $\theta_{\text{KON}} = 60^\circ$ gewählt.

Bild 21 zeigt die entsprechenden Abhängigkeiten von E_{CUT} . Sowohl die Anzahl der Ereignisse als auch der Untergrund steigen mit wachsendem E_{CUT} . Da der typische Wert des Transversalimpulses etwa 0.4 GeV ist, sollte E_{CUT} nicht kleiner sein. Teilchen mit dieser Energie können dann sehr große Winkel zur Jetachse haben und damit Strahlungsevents verwerfen. Deshalb wurde $E_{\text{CUT}} = 0.5\text{ GeV}$ gesetzt.

Parallel wurde auch der Einfluß der Schnitte auf die experimentellen Daten untersucht. Bei der Wahl der Schnitte wurde der optische Eindruck der selektierten Ereignisse mitberücksichtigt. Die Werte wurden für den Rest der Analyse unverändert beibehalten. Ein kurzer Test hat gezeigt, daß dieselben Schnitte auch bei Ereignissen mit $E_{\text{CM}} = 22\text{ GeV}$ gute Ergebnisse liefern. Der Untergrund ist hier jedoch etwa doppelt so groß wie bei 34 GeV . Zum Teil stammt dieser Anstieg sicher von der geringeren Bündelung der Jets bei kleineren Energien. Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen unter einem großen Winkel zu finden, ist damit größer.

Nach der Selektion mit den Schnitten $\theta_{\text{BEAM}} = 30^\circ$, $\theta_{\text{KON}} = 60^\circ$, $E_{\text{CUT}} = 0.5\text{ GeV}$, $\theta_{\text{SPLIT}} = 5^\circ$ und $E_{\text{SCH}} = 2\text{ GeV}$ wurden noch 5 (bzw. 2) Ereignisse bei $E_{\text{CM}} = 34\text{ GeV}$ (bzw. $E_{\text{CM}} = 22\text{ GeV}$) im Experiment entfernt, die als nichthadronisch erkannt wurden. Das endgültige Resultat ist in Tabelle 6 wiedergegeben. Zwei typische Ereignisse aus dieser Selektion sind in Bild 1 a) und b) gezeigt. Während der Lorentzboost in a) so stark ist, daß nur noch ein Jet zu sehen ist ($E_\gamma \approx 14\text{ GeV}$), lassen sich die Jets in b) deutlich trennen ($E_\gamma \approx 7.5\text{ GeV}$). Sowohl die Daten als auch die Monte Carlo - Ereignisse zeigen klar die Korrelation zwischen der Photonenergie und der Isolation des Schauers.

Abgesehen von der geringen Anzahl der Ereignisse, die zu großen, statistischen Fehlern führt, ist das Ergebnis der Selektion durchaus

TABELLE 6 : Ereignisse mit einem isolierten Photon

| | 34 GeV | 22 GeV |
|--|------------------------|------------------------|
| Daten DST | 2444 | 1717 |
| Kandidaten für Bremsstrahlung prozentual | 41 $1.7 \pm 0.3 \%$ | 37 $2.2 \pm 0.4 \%$ |
| Monte Carlo DST | 2385 | 2406 |
| Kandidaten für Bremsstrahlung prozentual | 51 $2.1 \pm 0.3 \%$ | 46 $1.9 \pm 0.4 \%$ |
| Untergrund prozentual | 13 25 % | 20 43 % |
| theoretische Erwartung | 4.5 % | 3.3 % |

zufriedenstellend. Die Abweichungen der Anzahl der Ereignisse von der theoretischen Erwartung ist hauptsächlich auf die Isolationsschnitte zurückzuführen. Naturgemäß ist die Effizienz der Selektion für niederenergetische Bremsstrahlung sehr schlecht, da der Lorentzboost als Ursache der Isolation nur bei hohen Energien voll zur Geltung kommen kann. Aus dem Monte Carlo ergibt sich eine mittlere Effizienz von

$$\varepsilon = \frac{\text{selektierte Bremsstrahlung}}{\text{erwartete Bremsstrahlung}}, \text{ also}$$

$$\varepsilon_{34} = \frac{51-13}{107} \approx 0.36 \quad \text{und} \quad \varepsilon_{22} = \frac{46-20}{80} \approx 0.32 .$$

IV.2 Auswertung

IV.2.1 Transformation

Um die erwartete Jetstruktur des hadronischen Teils der Ereignisse zu beobachten, müssen sie zuerst ins Ruhesystem der Jets transformiert werden. Normalerweise werden aufgrund der Detektorakzeptanz und der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit nicht alle Teilchen eines Ereignisses im Detektor gesehen und genau gemessen. Im Mittel sind es nur etwa 75 % der Schwerpunktsenergie, die im Detektor nachgewiesen werden. Es ist daher besser, den Lorentzfaktor γ aus der Photonenergie zu bestimmen ($\sigma E/E \leq 0.13/E^{\frac{1}{2}}$ im Flüssigargon). Wie γ bestimmt wird, wurde in III.4.2 erläutert. Nach der Lorentztransformation werden die Ereignisse ohne das isolierte Photon mit einem Standardprogramm für die Analyse hadronischer Events untersucht. Weil die Ereignisse jetzt alle unterschiedliche Schwerpunktsenergien haben ($s' = s(1-z)$), werden sie so zu 5 Energiebins zusammengefaßt, daß jedes Intervall gleich viele Ereignisse enthält. Man hat dann pro Bin etwa 7 - 10 Ereignisse. Dies ist zu wenig, um typische Verteilungen z.B. des Thrusts für eine bestimmte Energie zu erhalten. Man kann jedoch den Mittelwert der verschiedenen Jetmaße innerhalb eines Bins über dem Mittelwert der Energie in diesem Intervall auftragen. Dadurch mitteln sich die statistischen Fehler zum großen Teil heraus und man erhält trotz geringster Statistik relativ kleine Fehler.

IV.2.2 Akzeptanzkorrekturen

Nun können die gemessenen Jeteigenschaften nicht einfach mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden, da kein Detektor eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 % hat. Auch Messungen verschiedener Detektoren können nicht direkt miteinander verglichen werden, da Abmessungen und Bauweise verschieden sind und damit auch die Akzeptanz. Deshalb müssen Detektoreffekte aus den beobachteten Ereignissen wegkorrigiert werden. Zu diesem Zweck vergleicht man Monte Carlo - Ereignisse vor und nach der Detektorsimulation miteinander. Sowohl bei den Vierervektorereignissen als auch bei den DST's wird zunächst der

TABELLE 7 : Bestimmung der Akzeptanzkorrekturen

| 34 GeV | MC DST | MC 4-Vek. | Korrekturfaktoren |
|-----------------------------------|--------------|--------------|-------------------|
| < T > | 0.857 ± .002 | 0.850 ± .003 | 0.992 ± .004 |
| < S > | 0.184 ± .003 | 0.196 ± .005 | 1.048 ± .032 |
| < n _{ch} > | 7.98 ± .06 | 10.20 ± .11 | 1.278 ± .017 |
| << p _T >> | 0.389 ± .004 | 0.340 ± .004 | 0.631 ± .010 |
| << p _T ² >> | 0.306 ± .012 | 0.193 ± .006 | 0.874 ± .044 |
| ----- | | | |
| 22 GeV | MC DST | MC 4-Vek. | Korrekturfaktoren |
| < T > | 0.817 ± .002 | 0.804 ± .004 | 0.984 ± .005 |
| < S > | 0.307 ± .005 | 0.317 ± .009 | 1.033 ± .034 |
| < n _{ch} > | 7.43 ± .043 | 8.96 ± .14 | 1.206 ± .020 |
| << p _T >> | 0.388 ± .003 | 0.343 ± .004 | 0.779 ± .011 |
| << p _T ² >> | 0.233 ± .005 | 0.181 ± .004 | 0.884 ± .027 |
| ----- | | | |

hadronische Teil rücktransformiert und dann werden Thrust, Sphärizität, geladene Multipizität und mittlerer Transversalimpuls bestimmt. Die Unterschiede in den Verteilungen und Mittelwerten sind dann auf die Ineffizienz des Detektors zurückzuführen. Die Korrekturen müssen aus solchen Ereignissen bestimmt werden, auf die sie später angewendet werden. So ergeben sich aus Bhabhaereignissen andere Korrekturen als aus hadronischen, und aus gewöhnlichen, hadronischen andere als aus stark strahlenden, hadronischen Ereignissen. Der Grund dafür ist die unterschiedliche Topologie der Events, auf die sich Detektorgeometrie und Ansprechwahrscheinlichkeit unterschiedlich auswirkt. Hätte man sehr viele Ereignisse, so ließen sich Korrekturfunktionen $\varepsilon_i(M_i)$ in Abhängigkeit der Jetmaße M_i ($i = T, S, n_{ch}, \langle p_T \rangle, \langle p_T^2 \rangle$) bestimmen. In diesem Fall ist das jedoch aufgrund der geringen Statistik nicht möglich (≈ 50 Ereignisse). Die statistischen Fehler der Einzelverteilungen gehen natürlich in den Fehler der Korrekturfunktion ein, und würden sehr groß werden, wenn man binweise Korrekturen bestimmen würde. Aus diesem Grunde wurden konstante Korrekturfunktionen, also Korrekturfaktoren, für den gesamten Bereich von M_i festgelegt. In Tabelle 7 sind die Mittelwerte für Vierervektoren und DST's, und die daraus errechneten Korrekturfaktoren mit absoluten, statistischen Fehlern angegeben. Die relativen Fehler der Mittelwerte werden quadratisch zu den relativen Fehlern der Korrekturfaktoren addiert.

IV.2.3 Jetstruktur

Diese Korrekturfaktoren werden nun auf die gemessenen Mittelwerte in Daten und Monte Carlo angewandt. Auf diese Weise erhält man akzeptanzkorrigierte Werte, mit denen sich nun Vergleiche anstellen lassen. Die korrigierten Werte für 34 GeV sind in Tabelle 8 a) aufgelistet. Entsprechend enthält Tabelle 8 b) die korrigierten Werte für 22 GeV. Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur. Sie setzen sich aus den Fehlern der Mittelwerte und den Fehlern der Korrekturfaktoren zusammen. Ein systematischer Fehler könnte hauptsächlich aus Modellannahmen im Monte Carlo (Fragmentation, Schauerentwicklung o.ä.), aus Kalibrationsungenauigkeiten und Fehlern bei absoluten Normierungen entstehen. Diese Fehler treten aber auch bei anderen Analysen auf, die gleiche Monte Carlo - Programme verwenden und gleiche Variablen messen. Die Abschätzung der systematischen Fehler wird

TABELLE 8 a) : akzeptanzkorrigierte Werte 34 GeV

34 GeV Experiment

| | | | | | |
|-------|-----------|------------|------------|------------|------------|
| < E > | 8.12 ±.53 | 14.67 ±.12 | 18.77 ±.21 | 26.69 ±.30 | 30.50 ±.12 |
|-------|-----------|------------|------------|------------|------------|

| | | | | | |
|---------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| < 1-T > | 0.19 ±.01 | 0.21 ±.01 | 0.20 ±.01 | 0.13 ±.01 | 0.11 ±.01 |
|---------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

| | | | | | |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| < S > | 0.21 ±.02 | 0.28 ±.02 | 0.30 ±.02 | 0.15 ±.01 | 0.11 ±.01 |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

| | | | | | |
|---------------------|-----------|-----------|------------|------------|------------|
| < n _{ch} > | 8.79 ±.29 | 8.95 ±.34 | 11.18 ±.44 | 10.38 ±.58 | 12.21 ±.45 |
|---------------------|-----------|-----------|------------|------------|------------|

| | | | | | |
|----------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| << p _T >> | 0.34 ±.02 | 0.37 ±.02 | 0.31 ±.02 | 0.39 ±.02 | 0.35 ±.01 |
|----------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

| | | | | | |
|-----------------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| << p _T ² >> | 0.15 ±.02 | 0.17 ±.02 | 0.13 ±.01 | 0.26 ±.04 | 0.19 ±.02 |
|-----------------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

34 GeV Monte Carlo

| | | | | | |
|-------|-----------|------------|------------|------------|------------|
| < E > | 6.87 ±.30 | 13.52 ±.18 | 18.16 ±.21 | 24.00 ±.14 | 28.58 ±.22 |
|-------|-----------|------------|------------|------------|------------|

| | | | | | |
|---------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| < 1-T > | 0.21 ±.01 | 0.15 ±.01 | 0.15 ±.01 | 0.12 ±.01 | 0.10 ±.01 |
|---------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

| | | | | | |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| < S > | 0.29 ±.02 | 0.20 ±.02 | 0.22 ±.01 | 0.15 ±.02 | 0.11 ±.01 |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

| | | | | | |
|---------------------|-----------|------------|-----------|------------|------------|
| < n _{ch} > | 7.80 ±.26 | 10.74 ±.37 | 8.95 ±.23 | 11.11 ±.43 | 12.30 ±.67 |
|---------------------|-----------|------------|-----------|------------|------------|

| | | | | | |
|----------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| << p _T >> | 0.36 ±.03 | 0.27 ±.01 | 0.42 ±.03 | 0.32 ±.01 | 0.35 ±.01 |
|----------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

| | | | | | |
|-----------------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| << p _T ² >> | 0.27 ±.06 | 0.09 ±.01 | 0.31 ±.05 | 0.13 ±.01 | 0.15 ±.01 |
|-----------------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|

TABELLE 8 b) : akzeptanzkorrigierte Werte 22 GeV

22 GeV Experiment

| | | | | | |
|-----------------------------------|-----------|-----------|------------|------------|------------|
| < E > | 1.41 ±.30 | 8.72 ±.24 | 14.11 ±.20 | 17.49 ±.05 | 18.80 ±.01 |
| ----- | | | | | |
| < 1-T > | 0.24 ±.01 | 0.23 ±.01 | 0.18 ±.01 | 0.22 ±.01 | 0.17 ±.01 |
| < S > | 0.38 ±.02 | 0.33 ±.03 | 0.32 ±.02 | 0.33 ±.03 | 0.21 ±.02 |
| < n _{ch} > | 7.93 ±.27 | 7.93 ±.36 | 9.48 ±.45 | 9.48 ±.33 | 9.65 ±.35 |
| << p _T >> | 0.35 ±.02 | 0.35 ±.02 | 0.33 ±.01 | 0.34 ±.01 | 0.29 ±.01 |
| << p _T ² >> | 0.18 ±.09 | 0.18 ±.02 | 0.16 ±.02 | 0.16 ±.01 | 0.12 ±.01 |

22 GeV Monte Carlo

| | | | | | |
|-----------------------------------|-----------|------------|------------|------------|------------|
| < E > | 9.03 ±.17 | 12.40 ±.16 | 15.57 ±.07 | 17.37 ±.09 | 19.45 ±.03 |
| ----- | | | | | |
| < 1-T > | 0.25 ±.01 | 0.21 ±.01 | 0.17 ±.01 | 0.18 ±.01 | 0.14 ±.01 |
| < S > | 0.48 ±.03 | 0.39 ±.03 | 0.25 ±.02 | 0.24 ±.02 | 0.21 ±.02 |
| < n _{ch} > | 8.58 ±.24 | 9.65 ±.39 | 8.17 ±.24 | 9.11 ±.34 | 9.20 ±.33 |
| << p _T >> | 0.29 ±.01 | 0.36 ±.01 | 0.31 ±.01 | 0.35 ±.02 | 0.38 ±.02 |
| << p _T ² >> | 0.12 ±.02 | 0.18 ±.01 | 0.15 ±.01 | 0.20 ±.02 | 0.27 ±.04 |

daher nicht nocheinmal wiederholt, sondern von geeigneter Stelle übernommen /13/. Es ergeben sich folgende systematische Fehler :

$$\begin{aligned}\Delta\langle T \rangle &= 2.3 \% \\ \Delta\langle S \rangle &= 30.8 \% \\ \Delta\langle\langle p_T \rangle\rangle &= 10.9 \% .\end{aligned}$$

Die systematischen Fehler von $\langle n_{ch} \rangle$ und $\langle\langle p_T^2 \rangle\rangle$ werden auf etwa 15 % geschätzt. Der Untergrund an Photonen aus π^0 - und η -Zerfällen liefert eine zusätzliche Unsicherheit von etwa 10 % bei $E_{CM} = 34$ GeV und etwa 25 % bei 22 GeV - Daten. Diese Fehler wurden bestimmt aus der maximalen Differenz der Verteilungen der Bremsstrahlung und des Untergrundes (≈ 50 %), gewichtet mit der relativen Häufigkeit.

In den Bildern 22 - 25 a) und b) sind nun die Mittelwerte der Jetmaße über den mittleren Energien des Intervalls aufgetragen. Ausgehend von Ereignissen mit 34 GeV Schwerpunktsenergie, erhält man die Werte in den Bildern a), die 22 GeV - Ereignisse liefern jeweils die Werte in b). Eingetragen sind nur die statistischen Fehler.

Im wesentlichen werden die erwarteten Energieabhängigkeiten der Jetmaße richtig wiedergegeben. Die Punkte liegen recht gut im Feld der direkten Messungen anderer Detektoren (vgl. Bilder 12 - 15). Auch die Monte Carlo - Daten zeigen schön den gewünschten Verlauf. Bei 34 GeV ist die Übereinstimmung sogar sehr gut.

Aufgrund des bedeutend größeren Untergrundes bei 22 GeV sind hier die Verteilungen etwas weiter von den Sollwerten entfernt. Die Ereignisse zeigen nicht die deutliche Zweijetstruktur, wenn Teile eines Jets (z.B. ein π^0) entfernt werden, und das Ereignis dann in sein Ruhesystem transformiert wird. Die Hadronen werden nämlich so transformiert, daß sie sich der ursprünglichen Richtung des π^0 nähern. Damit wird der Jet, der dem π^0 gegenüberliegt sehr stark aufgeweitet, und das Ereignis wird insgesamt sphärischer.

IV.3 Gegenannahme

Schließlich soll getestet werden, ob nicht Ereignisse anderer Art ähnliche Abhängigkeiten der Jetmaße von der Schwerpunktsenergie zeigen. Man könnte sich zum Beispiel vorstellen, daß die Ereignisse mit den isolierten Photonen Zweijetereignisse sind, bei denen ein Jet im wesentlichen aus einem neutralen Teilchen besteht, das im Kalorimeter einen Schauer liefert. In diesem Fall hätte man lediglich einen einzelnen Jet in seinem Ruhesystem betrachtet. Die beobachteten Verteilungen der Jetmaße sollten sich dann reproduzieren lassen, indem man von gewöhnlichen, hadronischen Zweijetereignissen eine Hemisphäre entfernt und den verbleibenden Jet in sein Ruhesystem transformiert. Dazu wird von etwa 2000 hadronischen Ereignissen ($E_{CM} = 34 \text{ GeV}$) jeweils der leichtere Jet ignoriert und der schwerere transformiert. Der Lorentzfaktor γ muß hier aus Energie und Impuls der sichtbaren Teilchen bestimmt werden. Die invariante Masse der schweren Jets variiert dabei nicht so stark, wie die invariante Masse des hadronischen Teils der Strahlungsereignisse. Nur etwa 1.5 % der Ereignisse liegen bei Energien über 13 GeV, dem Mittelwert bei Ereignissen mit einem isolierten Photon. Bild 26 und 27 zeigen Thrust und Sphärizität über der Energie als Punktmuster. Im wesentlichen liegt eine Gleichverteilung der Punkte über den gesamten Wertebereich von T und S vor. Die Abnahme bei größten Werten für $1-T$ und S ergibt sich aus der relativ kleinen Anzahl der Teilchen. Die Grenzwerte $T = 0.5$ und $S = 1$ für völlig sphärische Ereignisse könnten nur erreicht werden, wenn das Ereignis unendlich viele Spuren hätte. Bei einer mittleren Teilchenzahl von etwa 6, ist es also nicht möglich sehr nahe an diese Grenzwerte zu gelangen. Für den Energiebereich von 5 bis 10 GeV können die Thrust- und Sphärizitätsverteilung mit Verteilungen Monte Carlo generierter Zweijetereignisse bei dieser Energie (7.5 GeV) verglichen werden. Die Bilder 28 und 29 zeigen, wie sehr sich diese beiden Verteilungen unterscheiden. Offensichtlich sind also die isolierten Photonen bei 34 GeV keine entarteten Jets.

V ZUSAMMENFASSUNG

Mit der Annahme, es handle sich bei räumlich isolierten Photonen in hadronischen Ereignissen um Bremsstrahlung der einlaufenden Teilchen, lassen sich die experimentellen Ergebnisse bei $E_{\text{CM}} = 34 \text{ GeV}$ sehr gut erklären. Bei 22 GeV sind die Messungen trotz stark zunehmendem Untergrund noch mit der Hypothese verträglich. Das Monte Carlo - Programm beschreibt die Daten im Rahmen der statistischen Fluktuationen gut. Die absolute Anzahl der Ereignisse und die Jetstruktur des hadronischen Teils der Ereignisse bestätigen die Richtigkeit der Annahme und damit die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik in der $e^+ - e^-$ Vernichtung in Hadronen bei höchsten Energien. Für eine genauere quantitative Überprüfung wären entsprechende Untersuchungen bei höheren Energien mit bedeutend mehr Ereignissen wünschenswert.

VI LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ a) DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1979)
b) DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1980)
- /2/ PETRA - Proposal neuere Version, DESY - Report (1976)
- /3/ DESY - Journal 82-1 (1982)
- /4/ CELLO Collaboration, Phys. Scripta 23 (1981) 610
- /5/ G. Flügge, KfK 3286 (1982)
- /6/ H.J. Behrend,
Computer Physics Communications 22 (1981) 365
- /7/ CELLO Collaboration,
Conference on Application of Microprocessors to HEP
CERN, May 4.-6. , (1981)
- /8/ F.C. Close, An Introduction to Quarks and Partons
Academic Press, London (1979)
- /9/ R. Felst,
Int. Symp. on Lepton and Photon Interaction at High Energies
Bonn, (1981)
- /10/ R.P. Feynman, R.D. Field, Nucl. Phys. B136 (1978)
- /11/ a) Schwitters et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1320
b) H. Randoll, Doktorarbeit (1982)
- /12/ A.de Rujula et al., Nucl. Phys. B138 (1978) 387
- /13/ a) CELLO Collaboration, DESY 82-018 (1982)
b) H. Schneider, private Mitteilung (1982)

- /14/ MARK J Collaboration, MIT Report 107 (1979)
- /15/ TASSO Collaboration, DESY 79-74 (1979)
- /16/ PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 81B (1979) 410
Phys. Lett. 78B (1978) 176
- /17/ J.D. Bjorken, S.J. Brodsky, Phys. Rev. D1 (1970) 1416
- /18/ D. Cords, Proc. XXth Int. Conf. on HEP, Madison, Wisc. (1980)
DESY 80-72 (1980)
- /19/ a) PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 95B (1980) 313
b) TASSO Collaboration, Phys. Lett. 89B (1980) 418
c) JADE Collaboration, Phys. Lett. 88B (1979) 171
d) C. Bacci et al., Phys. Lett. 86B (1979) 234
e) LENA Collaboration, DESY 81-008 (1981)
f) J.L. Siegrist SLAC-225 (1979)
- /20/ E. Fermi, Progr. Theor. Phys. 5 (1950) 570
- /21/ a) A.H. Mueller, CU-TP 197 Columbia University (1981)
b) W. Furmanski, S. Pokorsky, Nucl. Phys. 155B (1979) 253
c) A. Bassetto, M. Ciafaloni, G. Marchesini,
Phys. Lett. 83B (1978) 207
- /22/ a) PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 86B (1980) 418
b) TASSO Collaboration, Phys. Lett. 107B (1981) 290
- /23/ P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979)
- /24/ G. Bonneau, F. Martin, Nucl. Phys. B27 (1971) 381
- /25/ F.A. Berends, R. Kleiss, DESY 80-73 (1980)
- /26/ T.F. Walsh, P. Zerwas, DESY 72-77 (1972)
- /27/ R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC-210 (1978)

VII ANHANGVII.1 Bildbeschreibungen

- BILD 1: Hadronische Ereignisse mit einem isolierten Photon
(CELLO - Eventdisplay)
a) bei 34 GeV Schwerpunktsenergie
b) bei 22 GeV Schwerpunktsenergie
- BILD 2: Schematische Darstellung des DESY - Geländes mit dem PETRA -
Speicherring und dem CELLO - Detektor in der Nordost - Halle
- BILD 3: Schematische Darstellung des CELLO - Detektors in Vorder- und
Seitenansicht
- BILD 4: Koordinatensystem des Detektors , Lage und Nummerierung der
Argonstacks
- BILD 5: Struktur des Flüssigargon - Kalorimeters mit der Schaltung
für den neutralen Trigger
- BILD 6: Logische Schaltung des CELLO - Triggers.
- BILD 7: CELLO - Datennahmesystem schematisch
- BILD 8: Feynmangraphen der ersten Ordnungen QCD
- BILD 9: Quotient R von totalem hadronischen Wirkungsquerschnitt zum
 μ - Paar Wirkungsquerschnitt
a) Vergleich der Messungen mit den Erwartungen des
Quark - Parton Modells ohne QCD
b) Vergleich der Messungen an PETRA mit der Vorhersage der QCD.
($\Lambda = 0.3$ GeV, schwache, neutrale Ströme sind berücksichtigt)
Kurven für verschiedene Werte von $\sin^2\theta_w$ sind angegeben.

BILD 10: Fragmentation nach dem Modell von Feynman und Field

Die Quarks sammeln aus dem See der virtuellen Quark - Antiquark Paare Quarks auf und bilden Hadronen. Der Transversalimpuls, den sie dabei erhalten ist limitiert.

BILD 11: Winkel zwischen Jetachse und Strahl

— $\sim 1 + \cos^2\theta$: Voraussage für Fermionen

--- $\sim 1 - \cos^2\theta$: Voraussage für Bosonen

a) CELLO - Ergebnisse

b) TASSO - Ergebnisse

BILD 12: $\langle 1-T \rangle$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie

Messpunkte von CELLO, TASSO, PLUTO, MARK J

Die durchgezogene Linie stellt eine QCD - Vorhersage dar.

Der Knick bei etwa 10 GeV kommt von der dort einsetzenden

b - Paarproduktion.

BILD 13: $\langle S \rangle$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie

Messpunkte von CELLO, TASSO, PLUTO

Die durchgezogene Linie entspricht $\langle S \rangle = 0.75 \cdot W^{\frac{1}{2}}$.

Sie gibt die Daten gut wieder.

BILD 14: $\langle n_{ch} \rangle$ als Funktion der Schwerpunktsenergie

Messpunkte von CELLO, TASSO, PLUTO, JADE, ADONE, SLAC-LBL und LENA

A : QCD - Vorhersage gefittet

B : statistisches Modell

$q\bar{q}$: Quark -Parton Modell + Fragmentation ohne Gluonbremsstrahlung

$q\bar{q}g$: Quark -Parton Modell + Fragmentation mit Gluonbremsstrahlung

(siehe Text)

BILD 15: $\langle\langle p_T \rangle\rangle$ und $\langle\langle p_T^2 \rangle\rangle$ als Funktion der Schwerpunktsenergie

Messpunkte von PLUTO, TASSO und CELLO

Die durchgezogene Linie stellt eine Vorhersage der QCD,

kombiniert mit dem Fragmentationsmodell von Feynman und Field, dar.

BILD 16: Feynmangraphen der Reaktion $e^+, e^- \rightarrow$ Hadronen

mit Bremsstrahlung im Eingangskanal

BILD 17: Wirkungsquerschnitte für Emission eines Bremsstrahlungsphotons in den Winkelbereich 30° bis 150° zum Strahl, als Funktion von $z = k/E_B$

a) bei $E_{CM} = 34$ GeV

b) bei $E_{CM} = 22$ GeV

BILD 18: Zweijetereignis nach verschieden starker Lorentztransformation

a) $\gamma = 1$

b) $\gamma > 1$

c) $\gamma \gg 1$

BILD 19: a) Anzahl der selektierten Ereignisse als Funktion von θ_{BEAM}

b) Mittlere unsichtbare Energie $V = (E_{CM} - E_{VISIB}) / E_{CM}$
als Funktion von θ_{BEAM}

c) Untergrund U als Funktion von θ_{BEAM}

$$U = (N_{tot} - N_{\gamma_{brems}}) / N_{tot}$$

BILD 20: a) Anzahl der selektierten Ereignisse als Funktion von θ_{KON}

b) Untergrund U als Funktion von θ_{KON}

BILD 21: a) Anzahl der selektierten Ereignisse als Funktion von E_{CUT}

b) Untergrund U als Funktion von E_{CUT}

BILD 22: $\langle 1-T \rangle$ als Funktion der mittleren Schwerpunktsenergie

vgl. Bild 12

a) ausgehend von Ereignissen mit 34 GeV

b) ausgehend von Ereignissen mit 22 GeV

nur statistische Fehler sind gezeigt

BILD 23: $\langle S \rangle$ als Funktion der mittleren Schwerpunktsenergie

vgl. Bild 13

a) ausgehend von Ereignissen mit 34 GeV

b) ausgehend von Ereignissen mit 22 GeV

nur statistische Fehler sind gezeigt

BILD 24: $\langle n_{ch} \rangle$ als Funktion der mittleren Schwerpunktsenergie
vgl. Bild 14

- a) ausgehend von Ereignissen mit 34 GeV
 - b) ausgehend von Ereignissen mit 22 GeV
- nur statistische Fehler sind gezeigt

BILD 25: $\langle\langle p_T \rangle\rangle$ und $\langle\langle p_T^2 \rangle\rangle$ als Funktion der mittleren
Schwerpunktsenergie vgl. Bild 15

- a) ausgehend von Ereignissen mit 34 GeV
 - b) ausgehend von Ereignissen mit 22 GeV
- nur statistische Fehler sind gezeigt

BILD 26: Thrust über invarianter Masse bei halbierten Zweijetevents
(≈ 2000 Ereignisse)

BILD 27: Sphärizität über invarianter Masse bei halbierten Zweijetevents
(≈ 2000 Ereignisse)

BILD 28: Thrustverteilung für Ereignisse mit $E_{CM} \approx 7.5$ GeV

- transformierte Halbereignisse
- Zweijetereignisse (Monte Carlo)

BILD 29: Sphärizitätsverteilung für Ereignisse mit $E_{CM} \approx 7.5$ GeV

- transformierte Halbereignisse
- Zweijetereignisse (Monte Carlo)

VII.2 Bilder

```

EXP 11 RUN 2483 EVENT 17363
LEVEL 2 SPUR LATRAK BANKS
SP Q Z P(GEV) LA LA TP E(GEV) SP
1 - - 1.108 13 0.048
2 + + 0.440 20 13.865
3 - - 1.957 2
4 + - 1.335
5 - - 1.033 8
6 + - 9.108

```

```

LATRAK BANKS
LA TP E(GEV) SP
2 1 0.280 3
  2 0.516
3 0.501
4 1 1.471
  2 0.345
6 0.177
8 1 0.186 5
  2 0.760
9 0.307
10 0.439
12 0.186
13 0.048

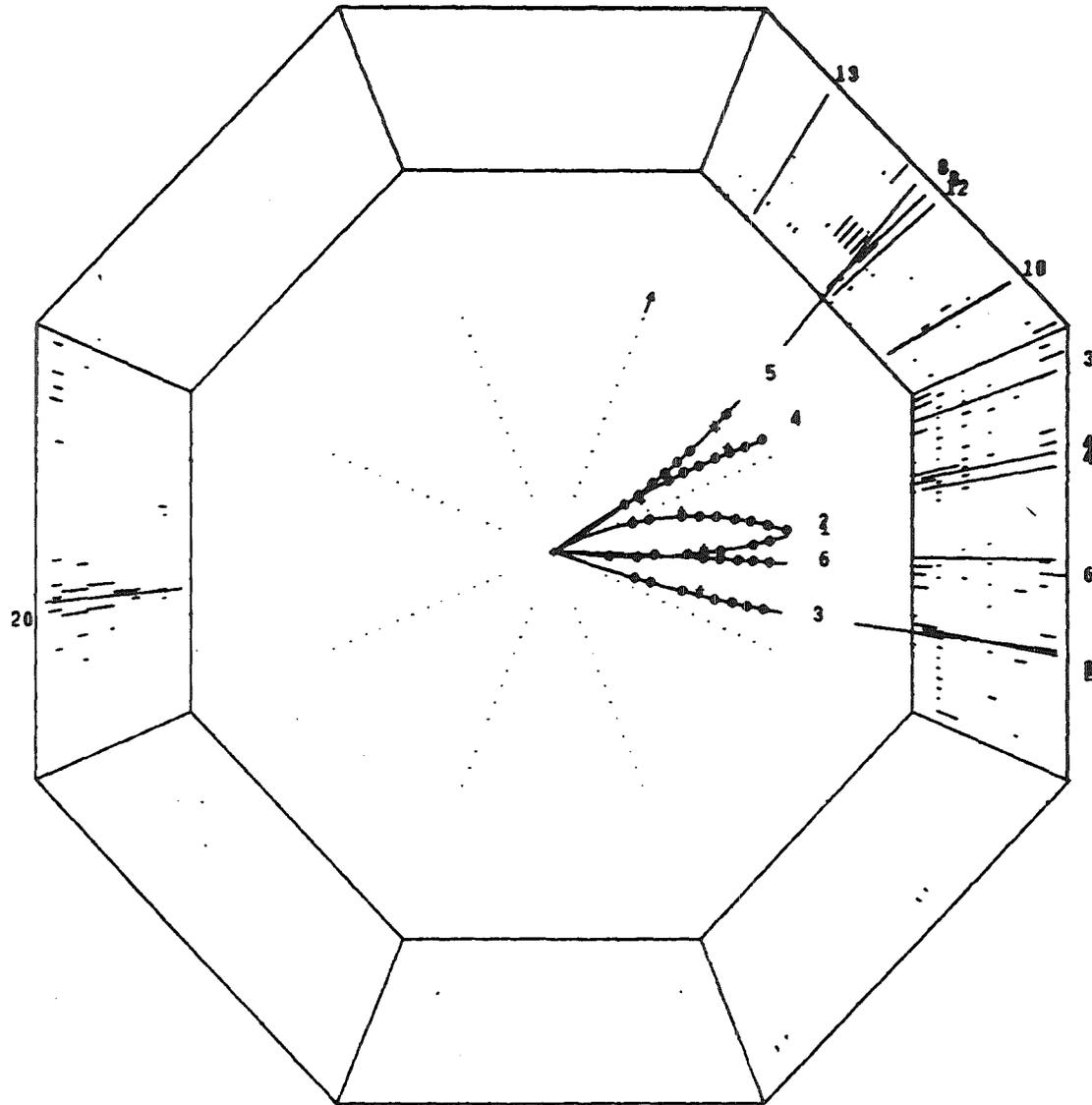
```

```

LAR -16 TRIGGER
0 402
-17 -28 -Z -63 324
6 -11
 6
 -3
-20 31
1967 42 +Z -10 16
-3 0
 -3

```

COMMAND 2



BIID 1 a)

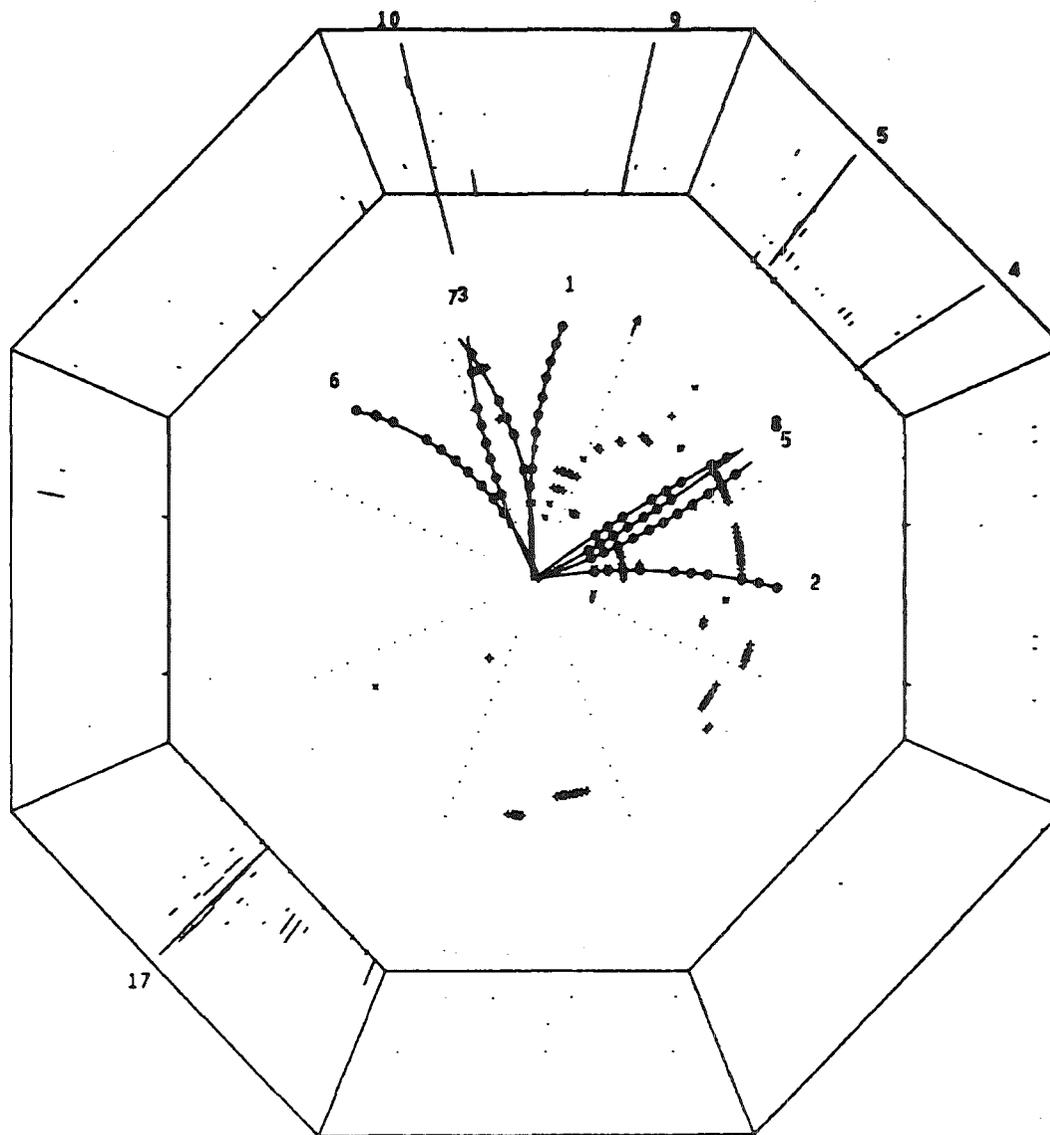
EXP 16 RUN 2894 EVENT 62

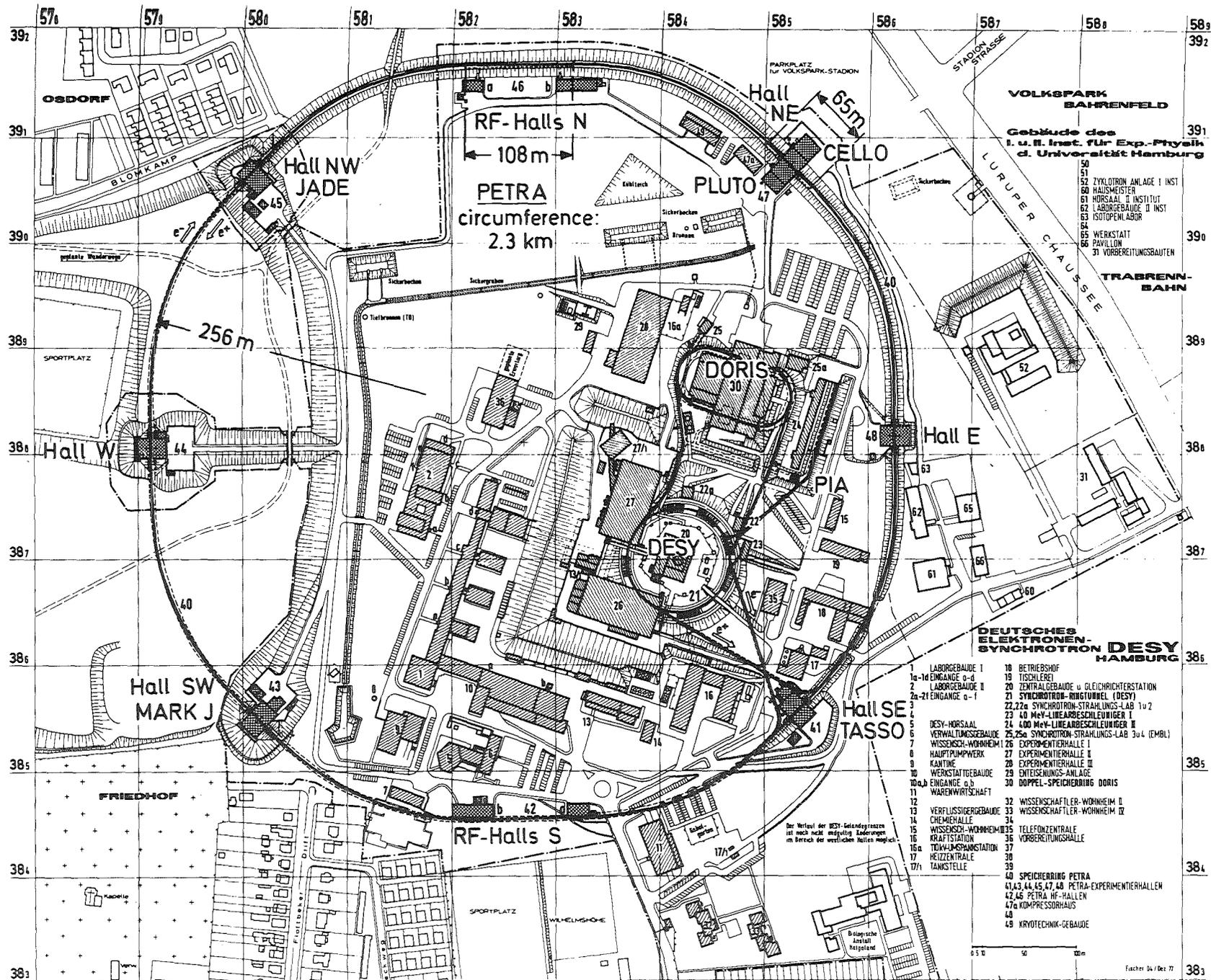
LEVEL 2 SPUR
SP Q Z P(GEV) LA
1 + + 0.823
2 + - 0.902
3 + + 0.872 10
4 + - 1.836
5 - - 1.244
6 - + 0.301
7 - + 0.359
8 - - 4.886

LATRAK BANKS
LA TP E(GEV) SP
4 0.232
5 1 0.481
2 0.413
9 0.332
10 0.898 3
17 7.583

LAR -8 TRIGGER
0 141
-24 -14 -Z 59 -19
-3 -11
0
74
-6 -10
6 14 +Z 31 6
790 6
3

COMMAND ?





- Gebäude des
I. u. II. Inst. für Exp.-Physik
d. Universität Hamburg
- 50 ZYKLOTRON ANLAGE I INST
 - 52 HAUSMEISTER
 - 60 HÖRSAAL I INSTITUT
 - 61 LABORGEBAUDE II INST
 - 62 ISOTOPELABOR
 - 64 WERKSTATT
 - 65 PAVILLON
 - 31 VORBEREITUNGSBAUEN

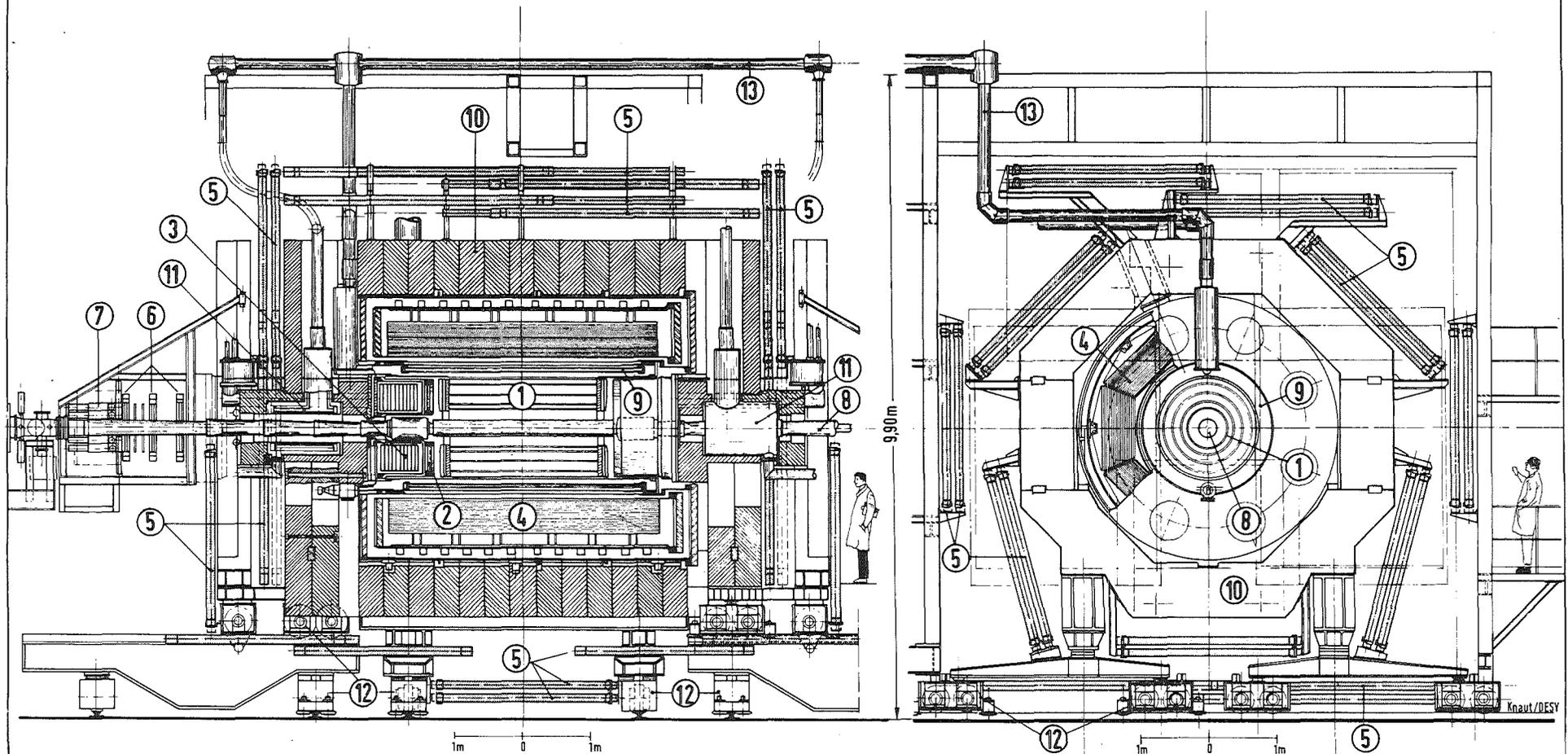
- DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON DESY HAMBURG**
- 1 LABORGEBAUDE I
 - 1a-1d EINGÄNGE 0-3
 - 2 LABORGEBAUDE II
 - 2a-2f EINGÄNGE 0-1
 - 3
 - 4
 - 5 DESY-HÖRSAAL
 - 6 VERWALTUNGSGEBAUDE
 - 7 WISSENSCHAFTL. WOHNGEHEIM I
 - 8 HAUPTPUMPWERK
 - 9 KANTINE
 - 10 WERKSTÄTTENGEBAUDE
 - 10a,b EINGÄNGE 0,b
 - 11 WARENWIRTSCHAFT
 - 12
 - 13 VERFLUSSIGERGEBAUDE
 - 14 CHEMIEHALLE
 - 15 WISSENSCHAFTL. WOHNGEHEIM II
 - 16 KRAFTSTATION
 - 16a TROCKENKAMMSTATION
 - 17 HEIZENTRALE
 - 17a TANKSTELLE
 - 18 BETRIEBSHOF
 - 19 TISCHLEREI
 - 20 ZENTRALGEBAUDE u. GLEICHRICHTERSTATION
 - 21 SYNCHROTRON-RINGTUNNEL (DESY)
 - 22,22a SYNCHROTRON-STRAHLUNGS-LAB 1 u 2
 - 23 4,0 MeV-LINEARBESCHELEUNIGER I
 - 24 4,00 MeV-LINEARBESCHELEUNIGER II
 - 25,25a SYNCHROTRON-STRAHLUNGS-LAB 3 u 4 (EMBL)
 - 26 EXPERIMENTIERHALLE I
 - 27 EXPERIMENTIERHALLE II
 - 28 EXPERIMENTIERHALLE III
 - 29 ÜBTISCHUNGSANLAGE
 - 30 DOPPEL-SPEICHERUNG DORIS
 - 32 WISSENSCHAFTL. WOHNGEHEIM IZ
 - 33 WISSENSCHAFTL. WOHNGEHEIM IX
 - 34
 - 35 TELEFONZENTRALE
 - 36 VORBEREITUNGSHALLE
 - 37
 - 38
 - 39
 - 40 SPEICHERUNG PETRA
 - 41,42,44,45,47,48 PETRA-EXPERIMENTIERHALLEN
 - 42,46 PETRA-HF-HALLEN
 - 47a KOMPRESSORHAUS
 - 48
 - 49 KRYOTECHNIK-GEBAUDE

Der Teil der DESY-Geländegrenzen ist nach nicht endgültig Änderungen im Bereich der westlichen Hallen möglich.

0 5 10 50 100m

Februar 04/ Dez 77

BILD 2



- | | |
|--|------------------------------------|
| 1 Central Drift-and Proportional Chambers | 8 Vacuum Beam Pipe |
| 2 Endcap Proportional Chambers | 9 Superconducting Coil of Detector |
| 3 Endcap Shower Counters (liquid Argon) | 10 Iron Yoke |
| 4 Cylindric Shower Counters (liquid Argon) | 11 Compensation Coils |
| 5 Proportional Chambers for Muon Detection | 12 Moving Devices |
| 6 Drift Chambers for Forward Detector | 13 Feed Lines for Liquid Helium |
| 7 Shower Counter for Forward Detector | |

Participants :

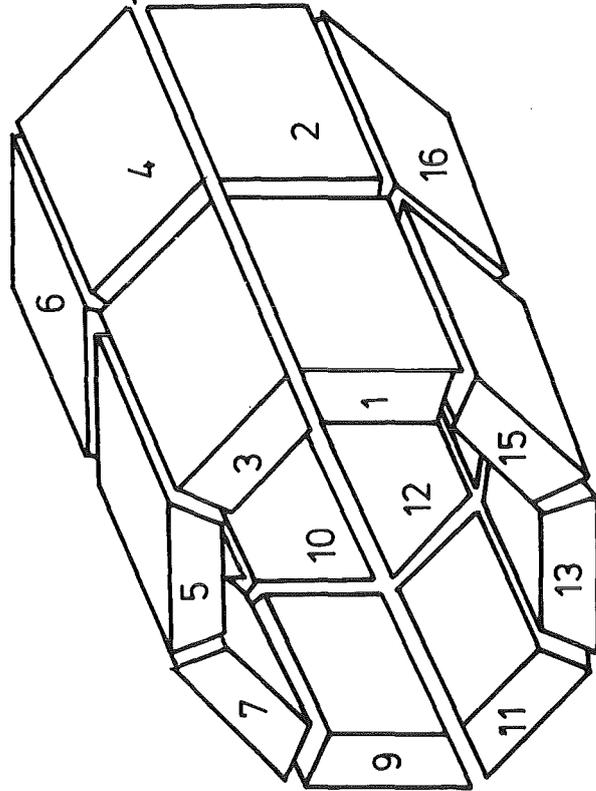
Orsay
 Saclay
 University (VII) of Paris
 MPI, München
 GfK, Karlsruhe
 DESY, Hamburg

DETECTOR CELLO

Total Weight: ~1400 t
 Magnet Field: 15 kG

STRAHL

+ Z



- Z

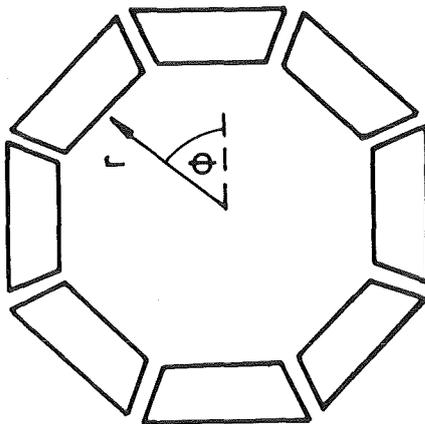
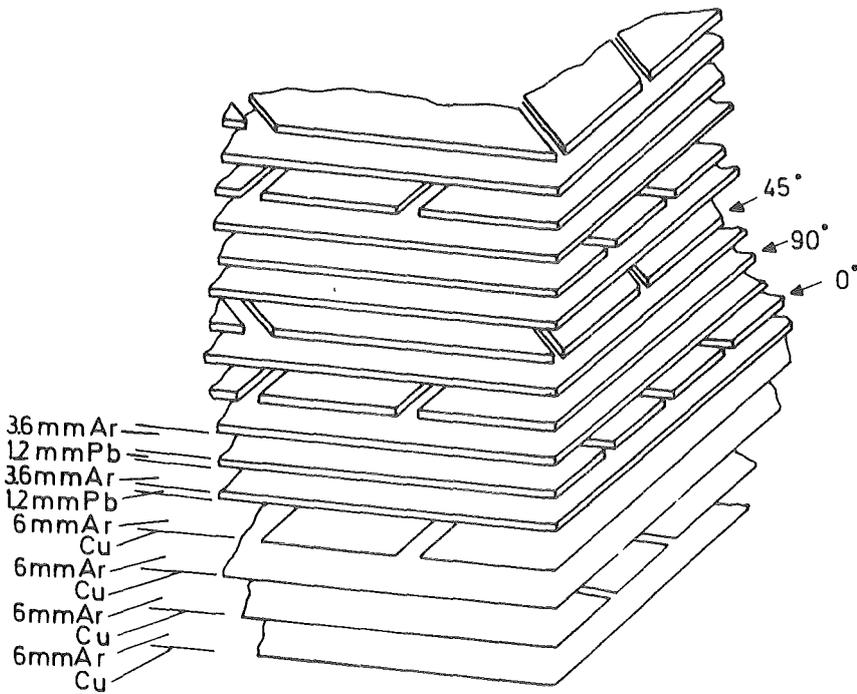
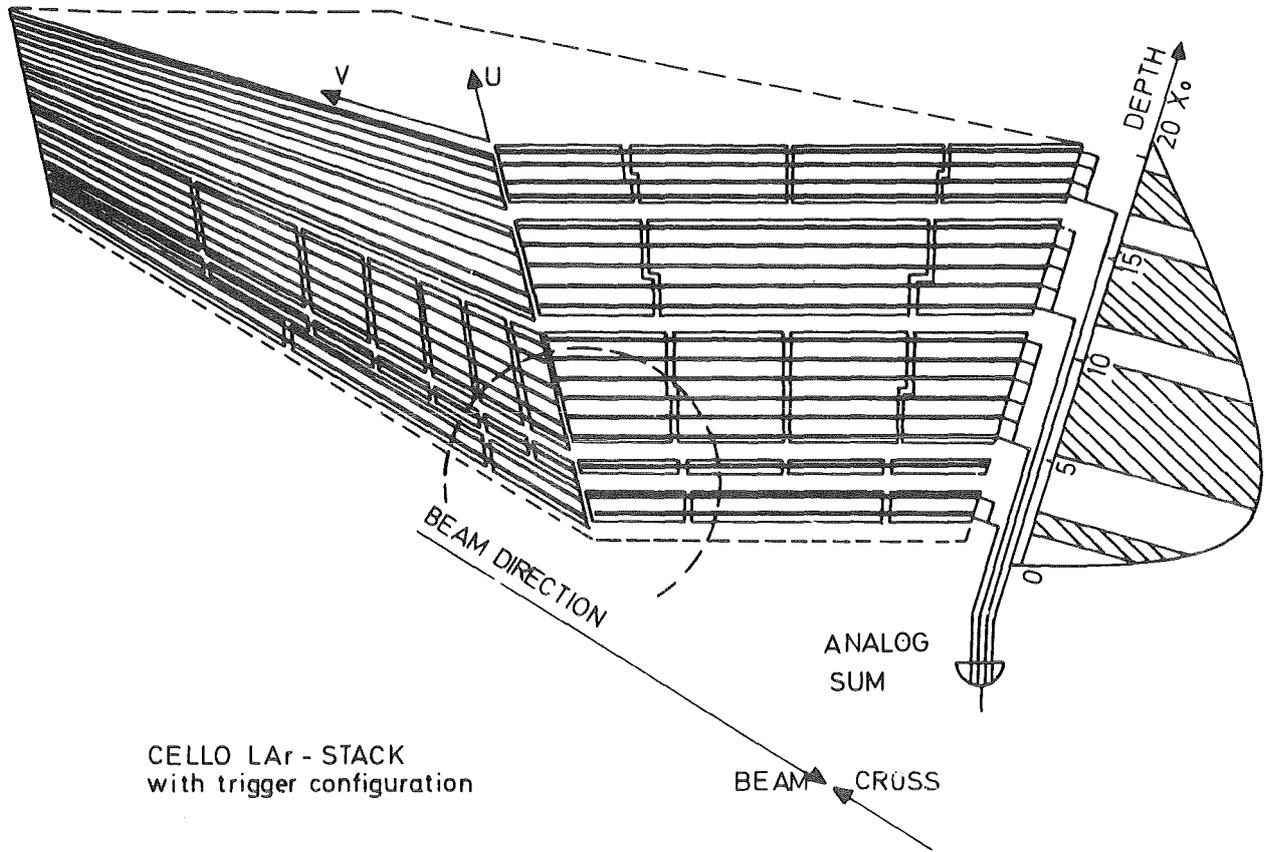
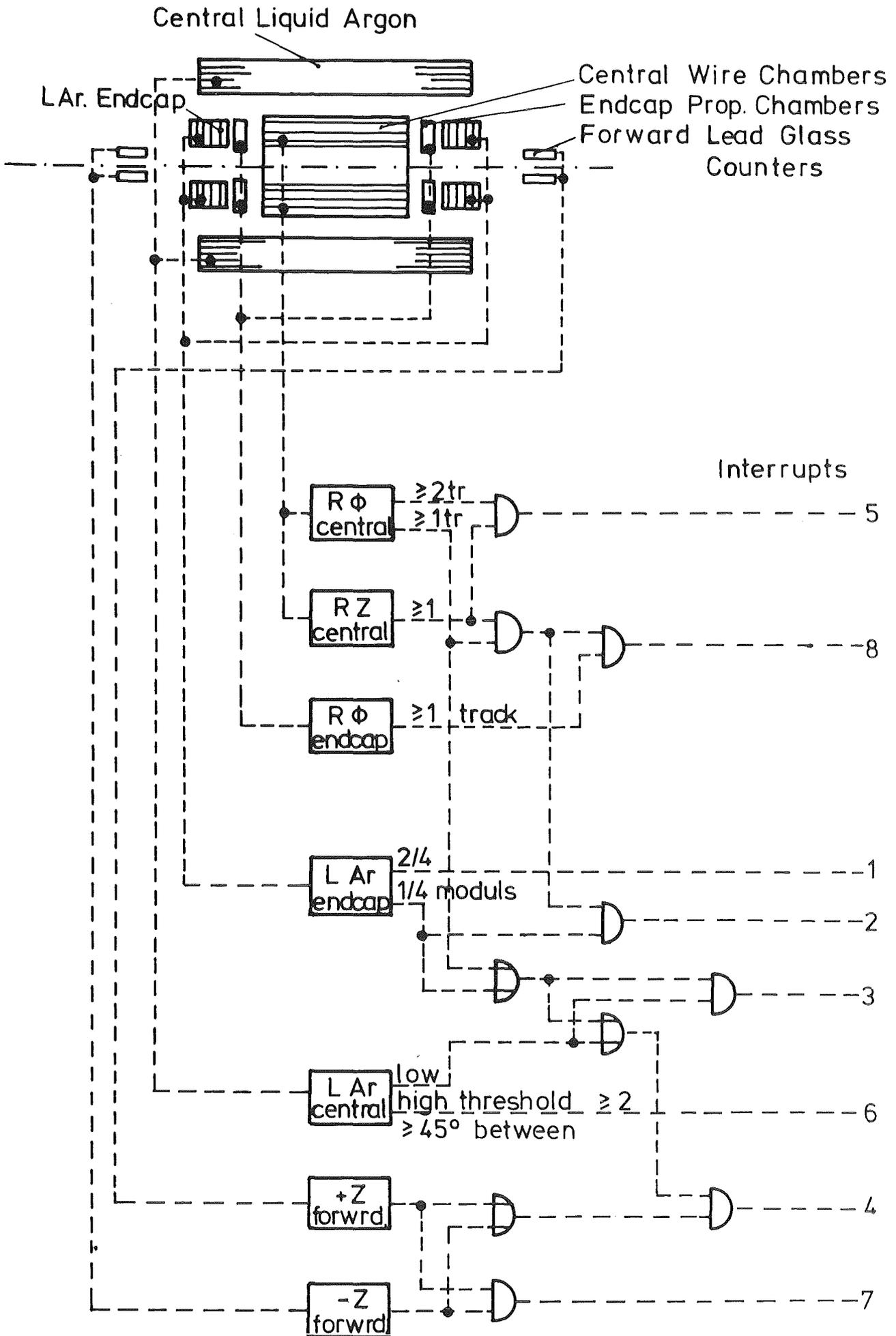
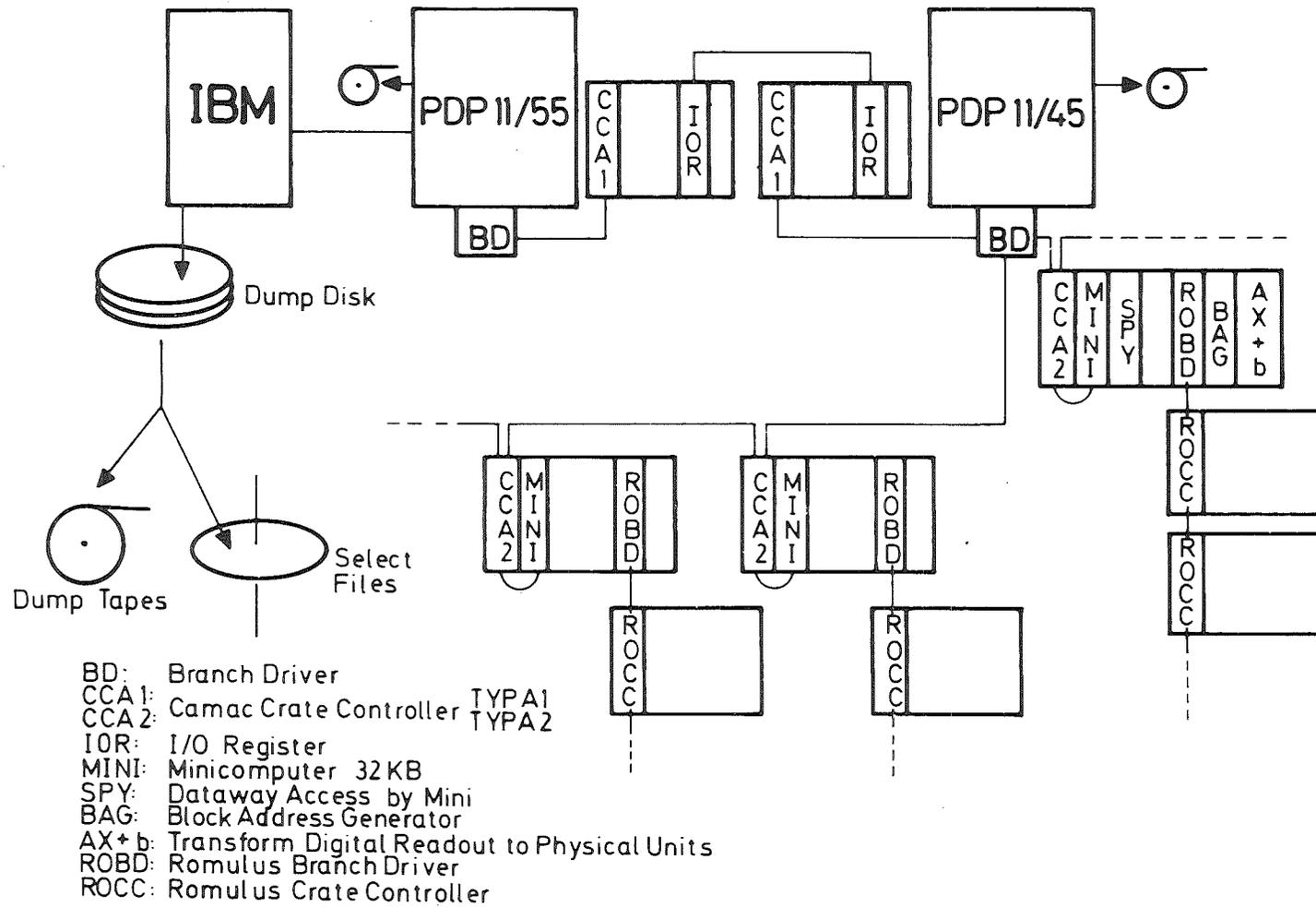
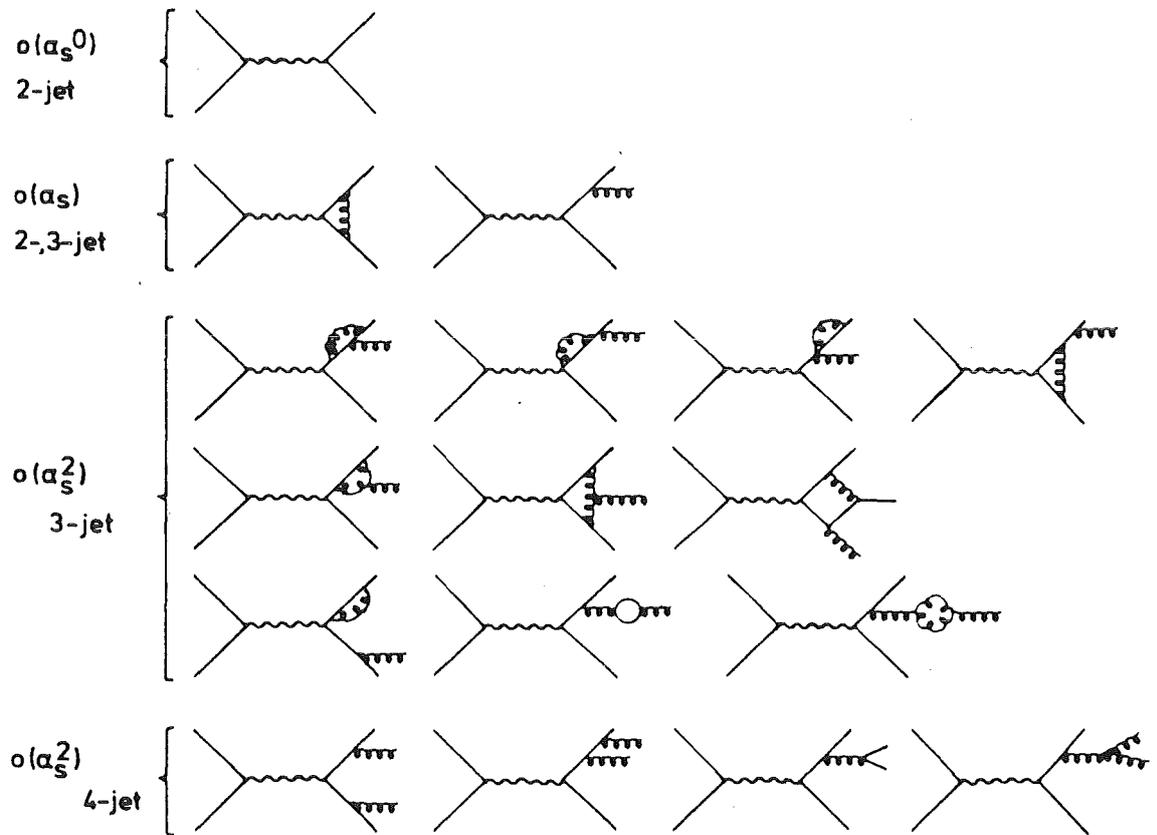


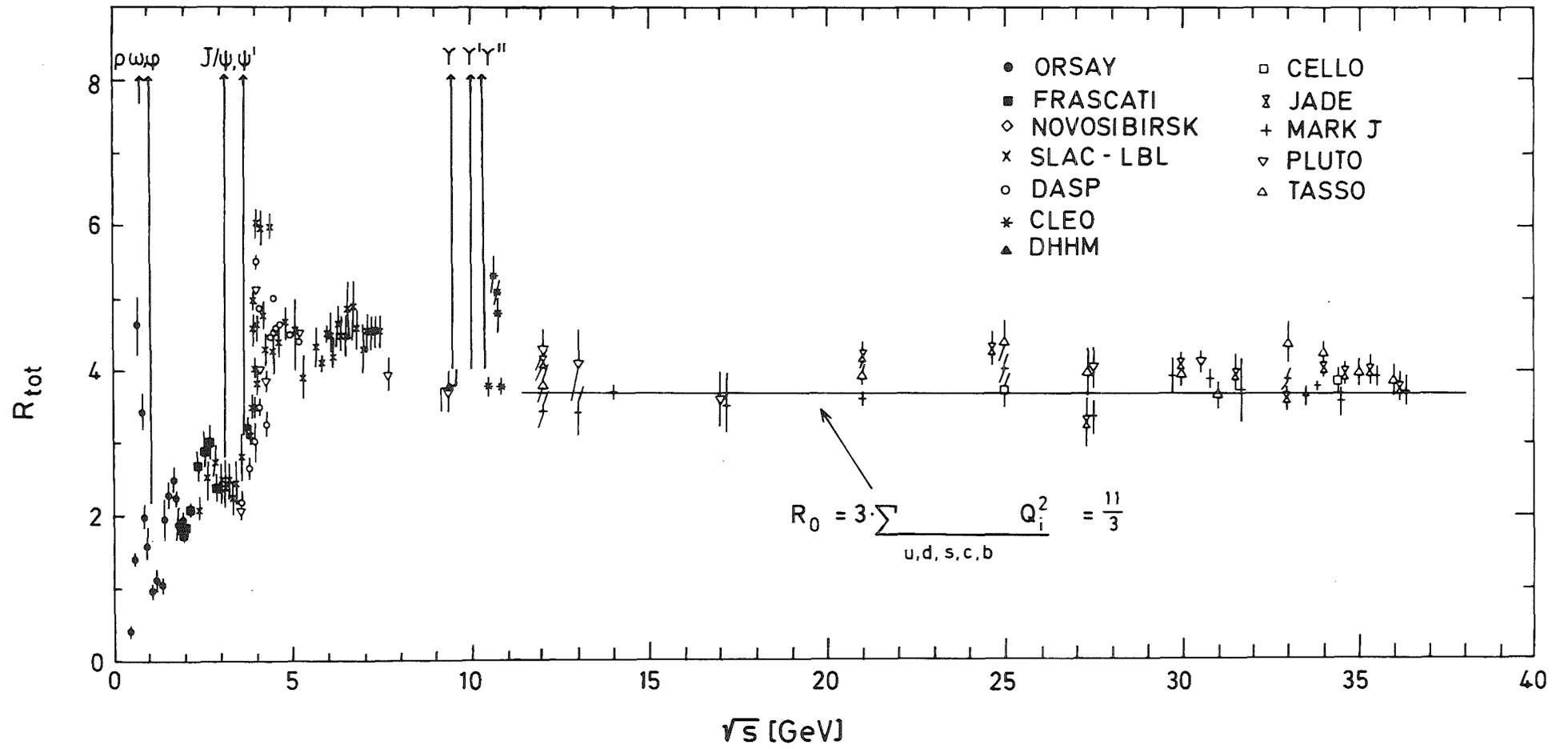
BILD 4

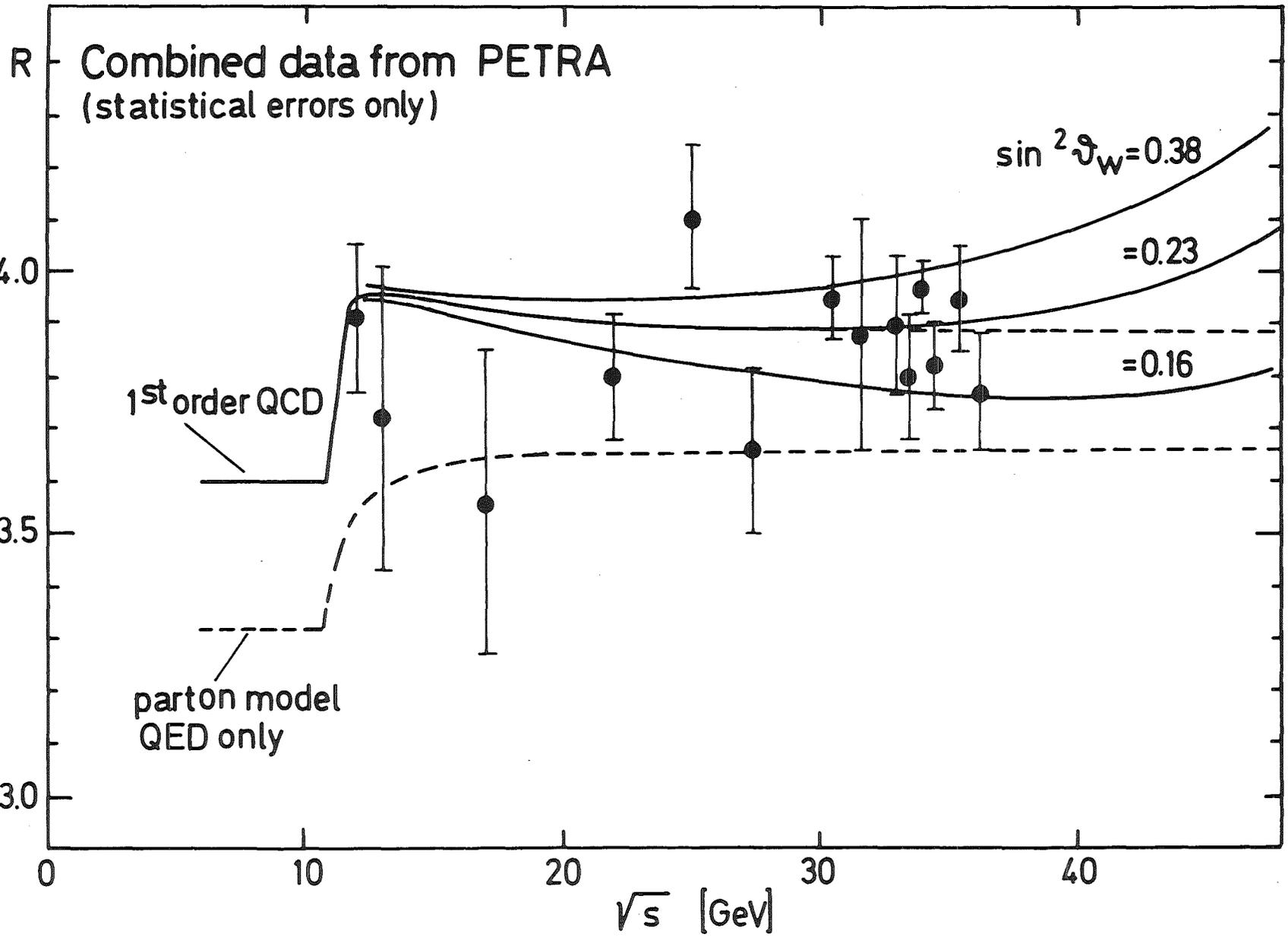


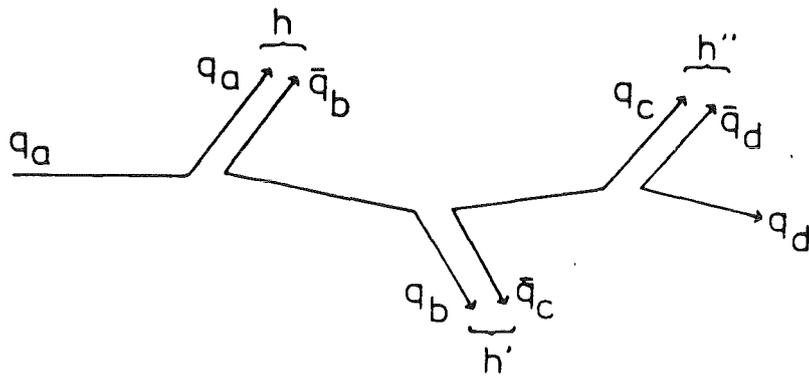


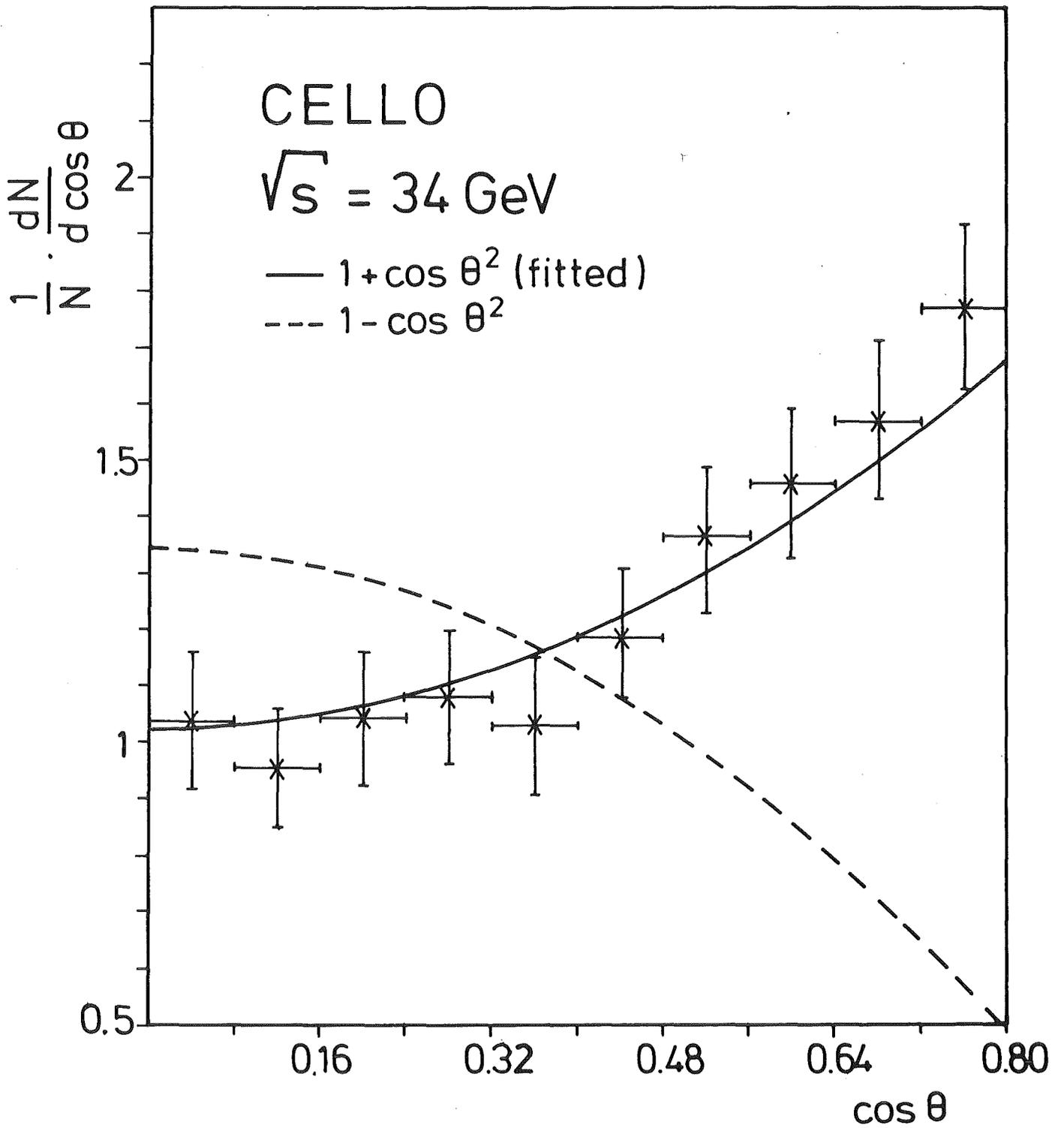


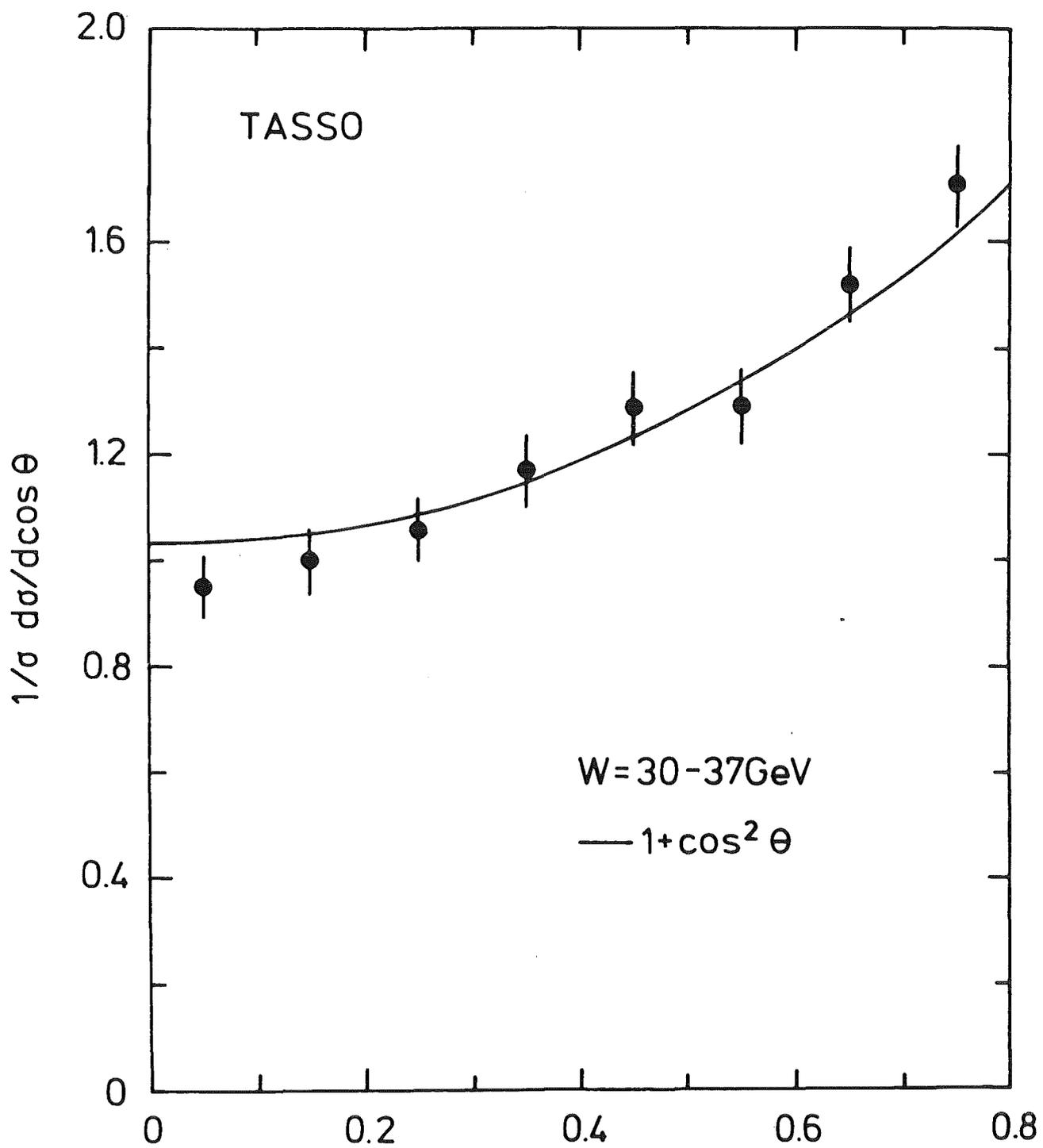


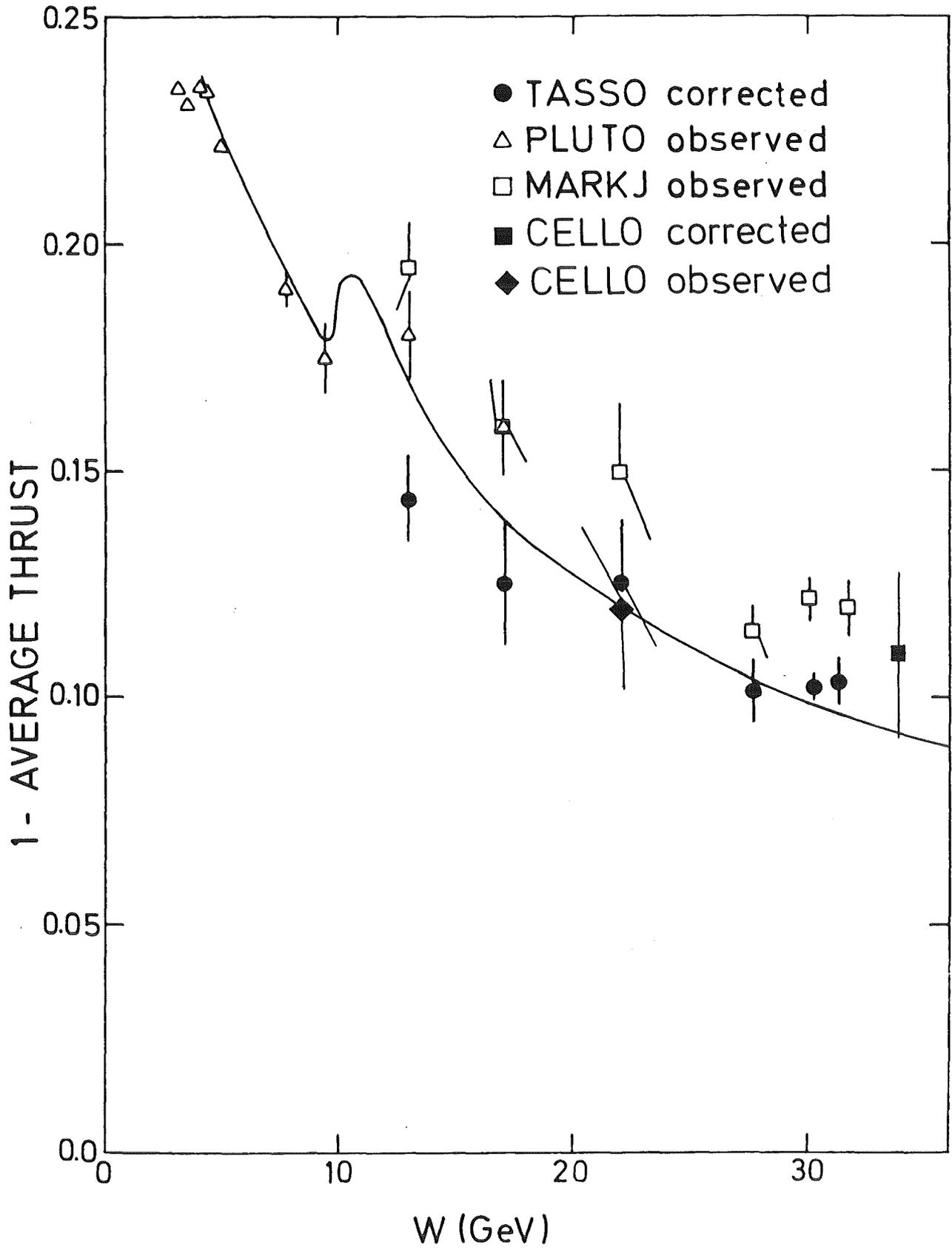


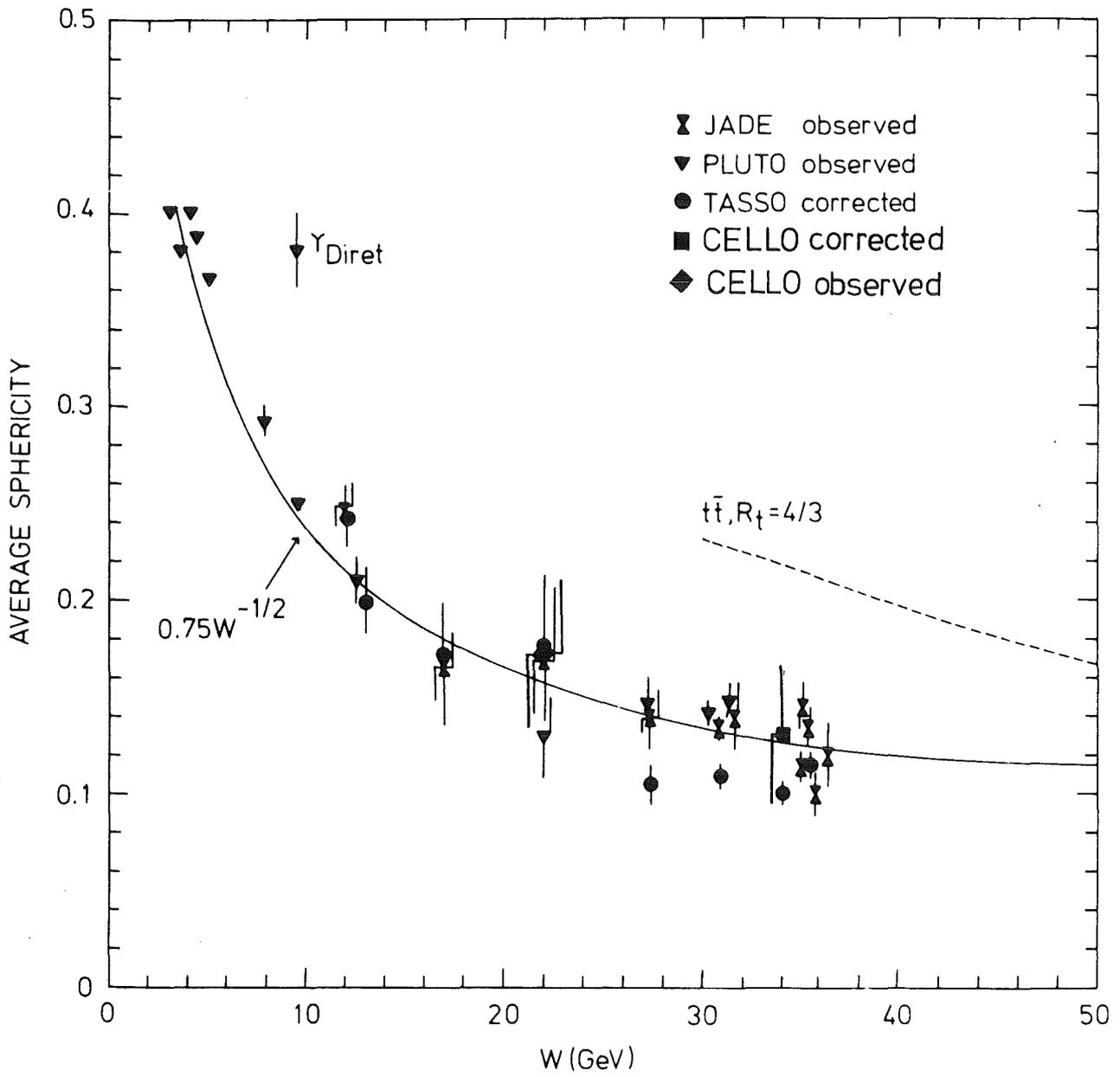












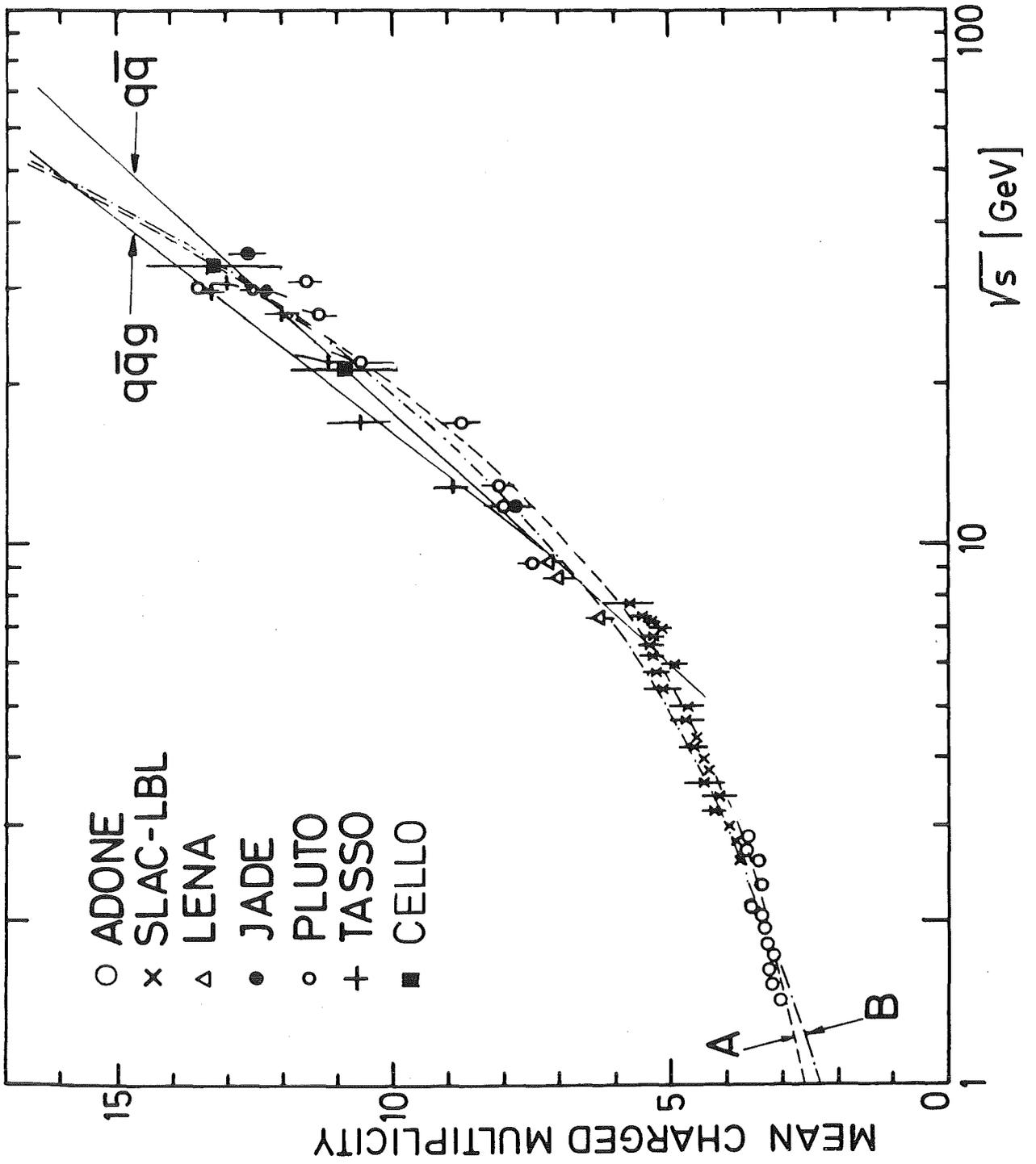
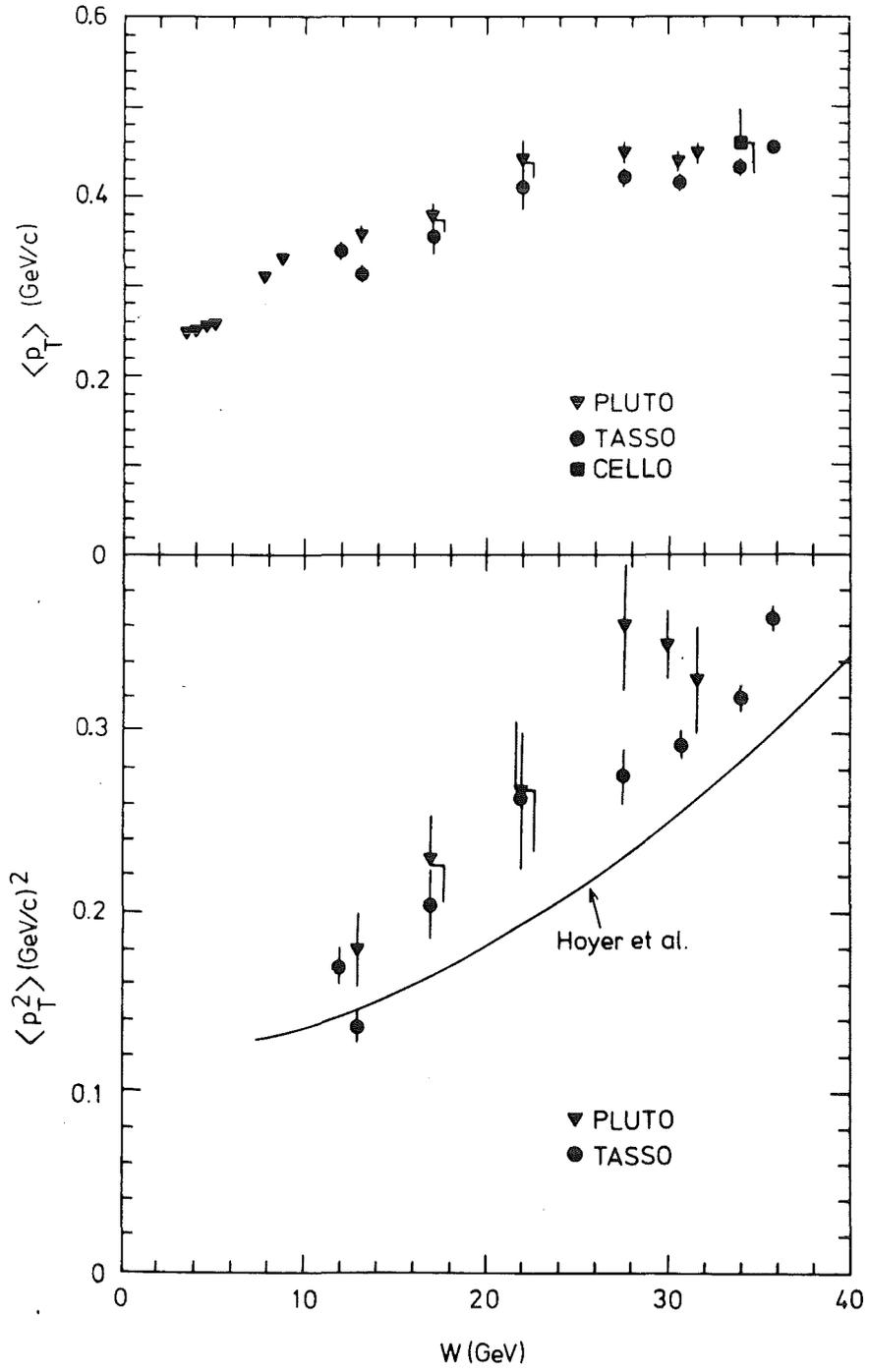
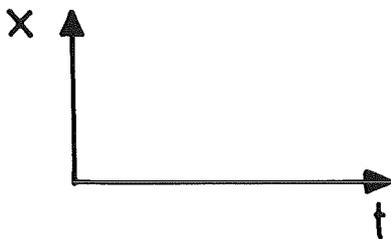
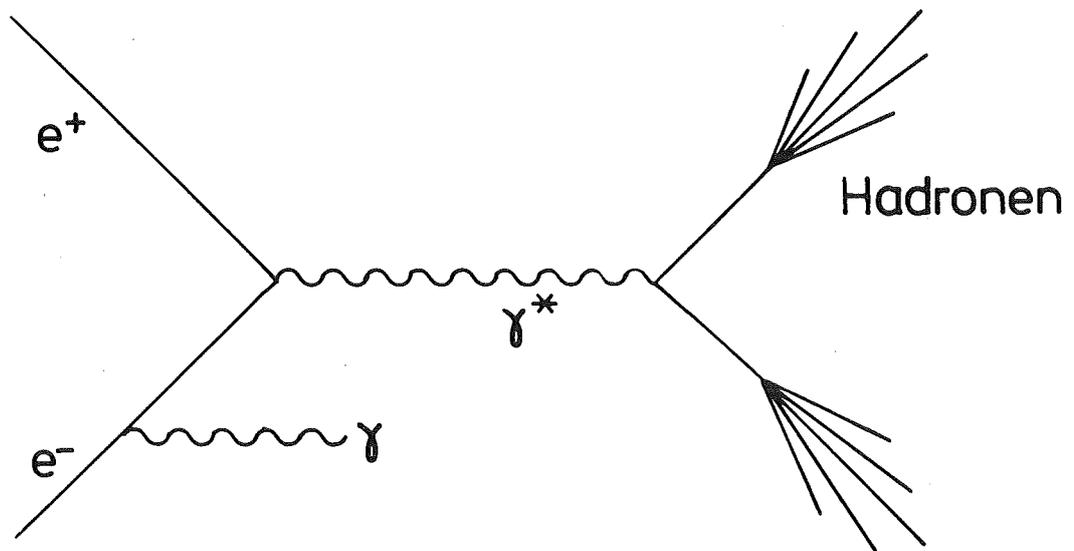
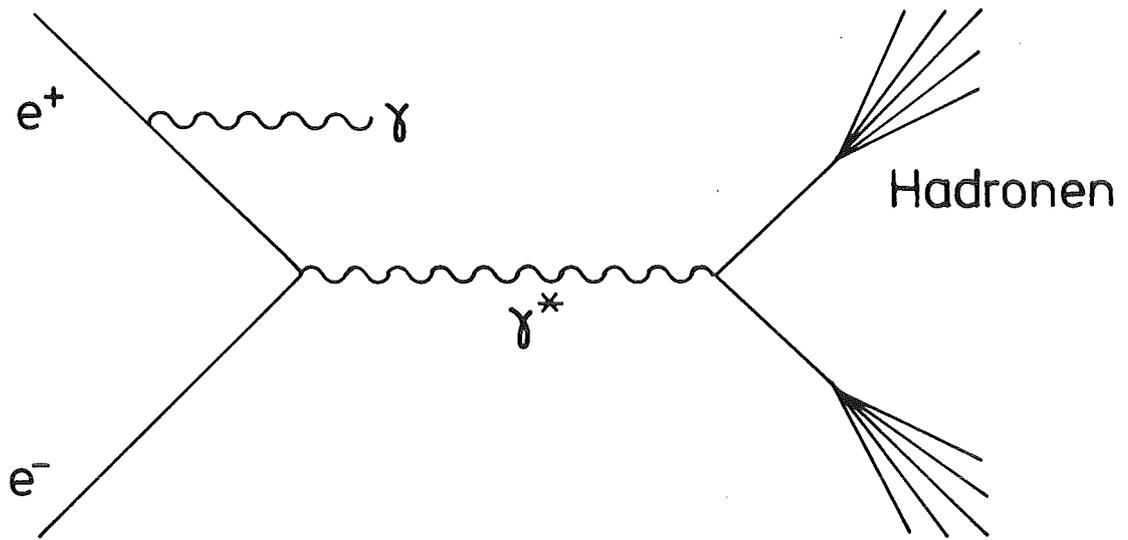


BILD 14





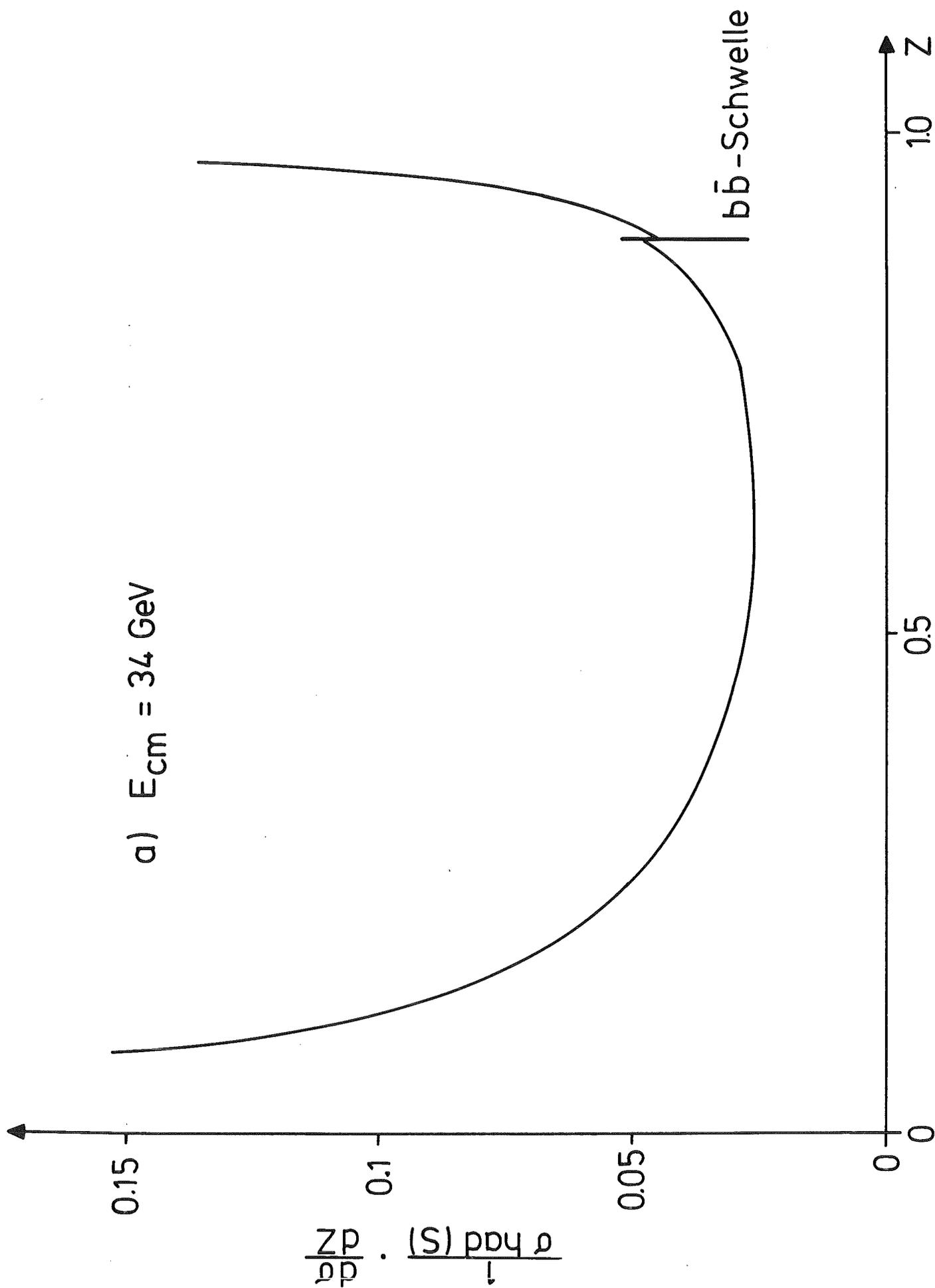


BILD 17 a)

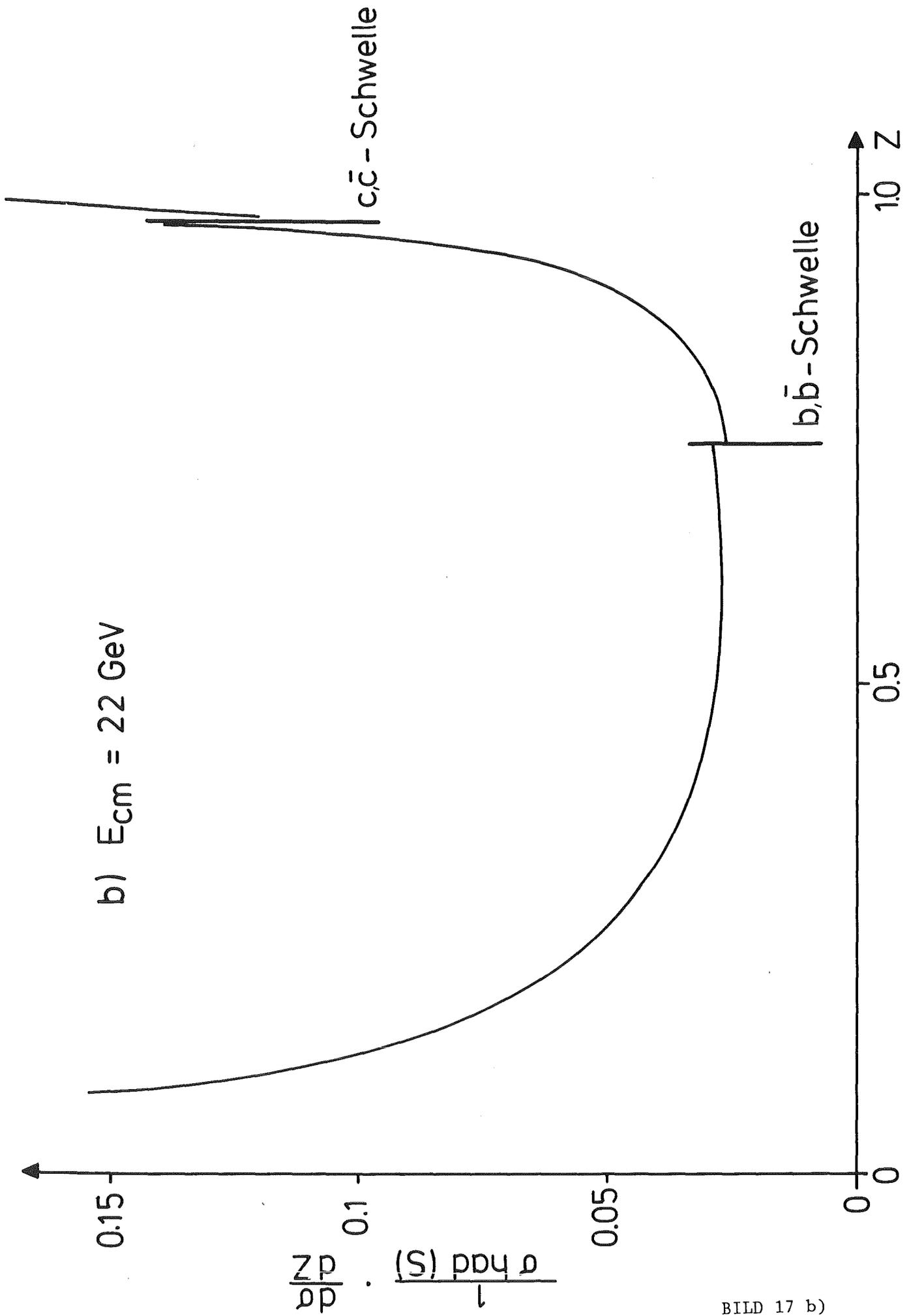
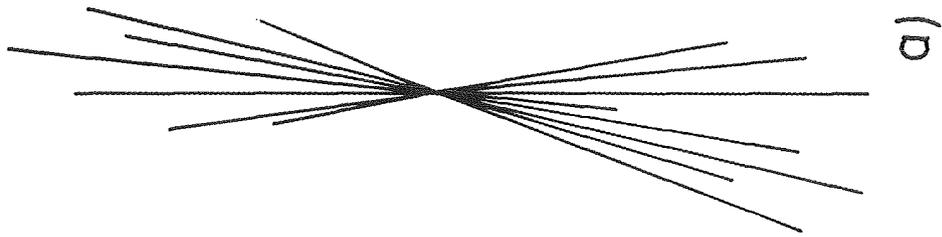
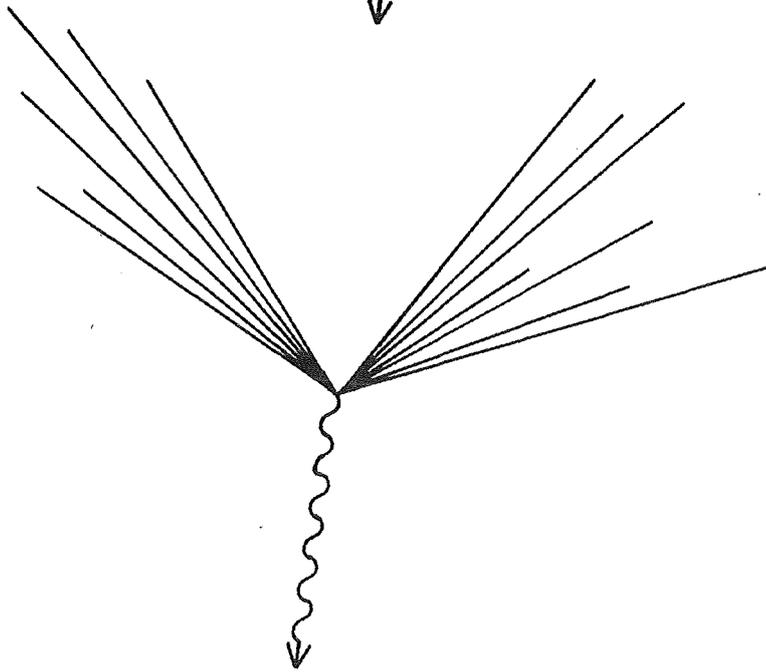


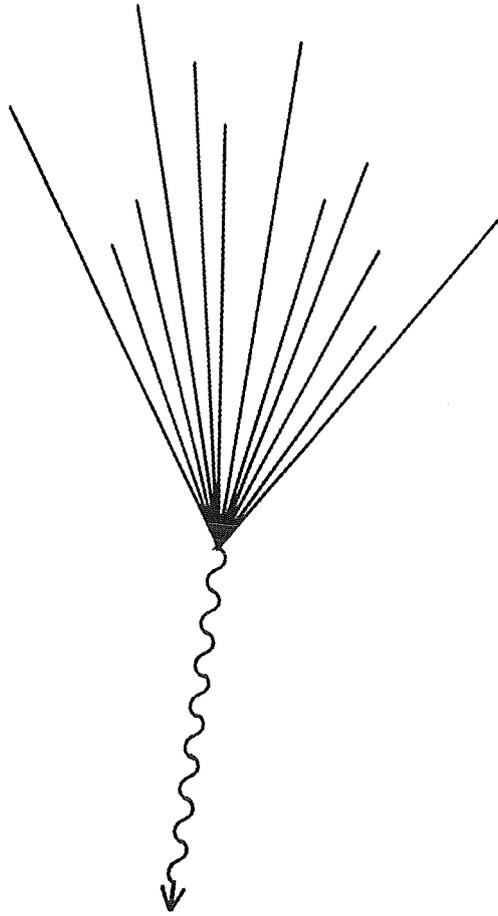
BILD 17 b)



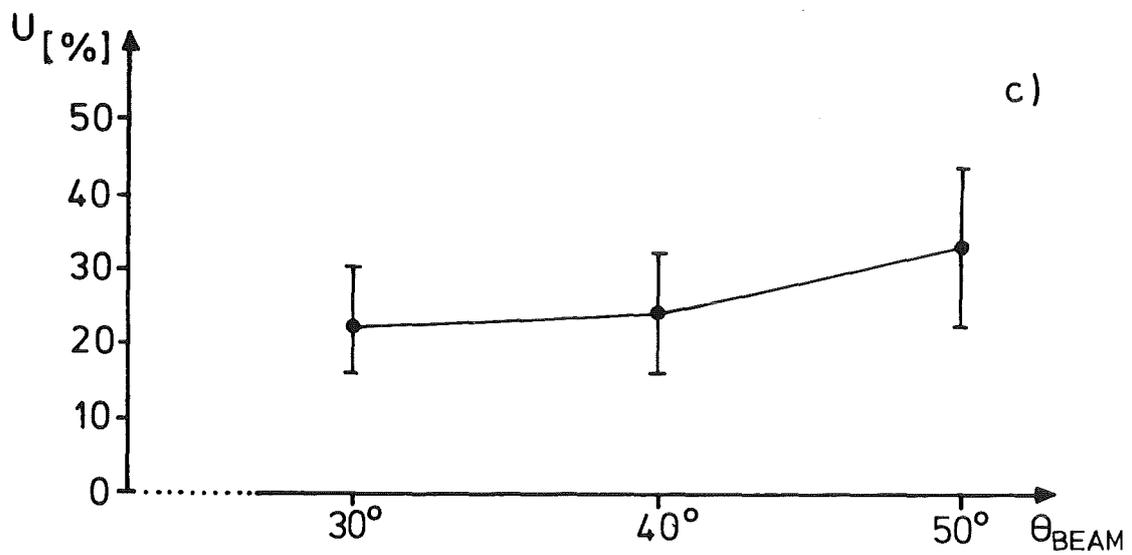
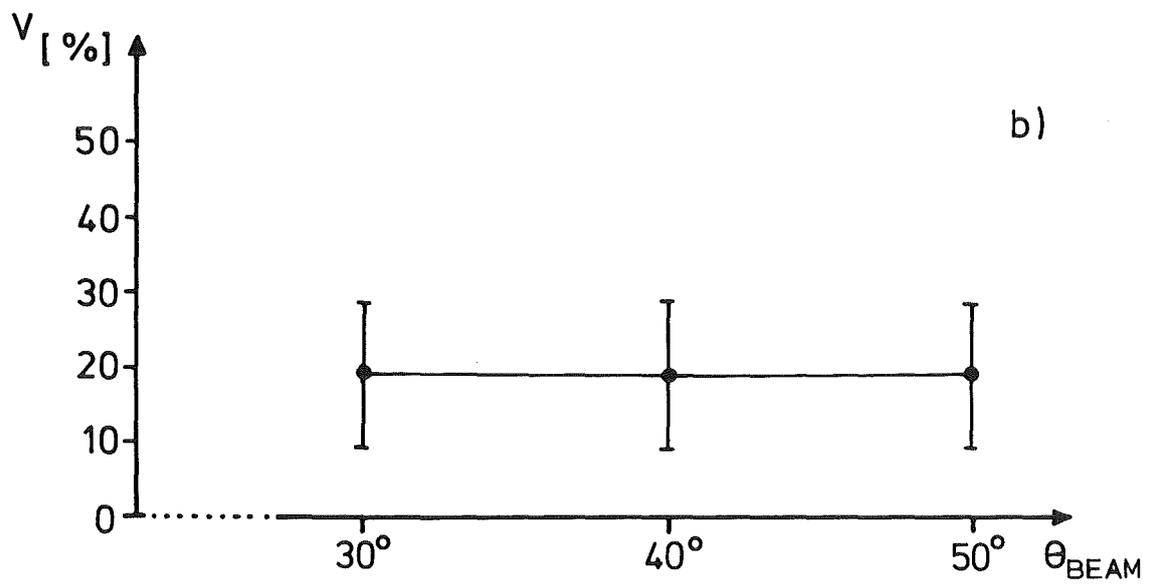
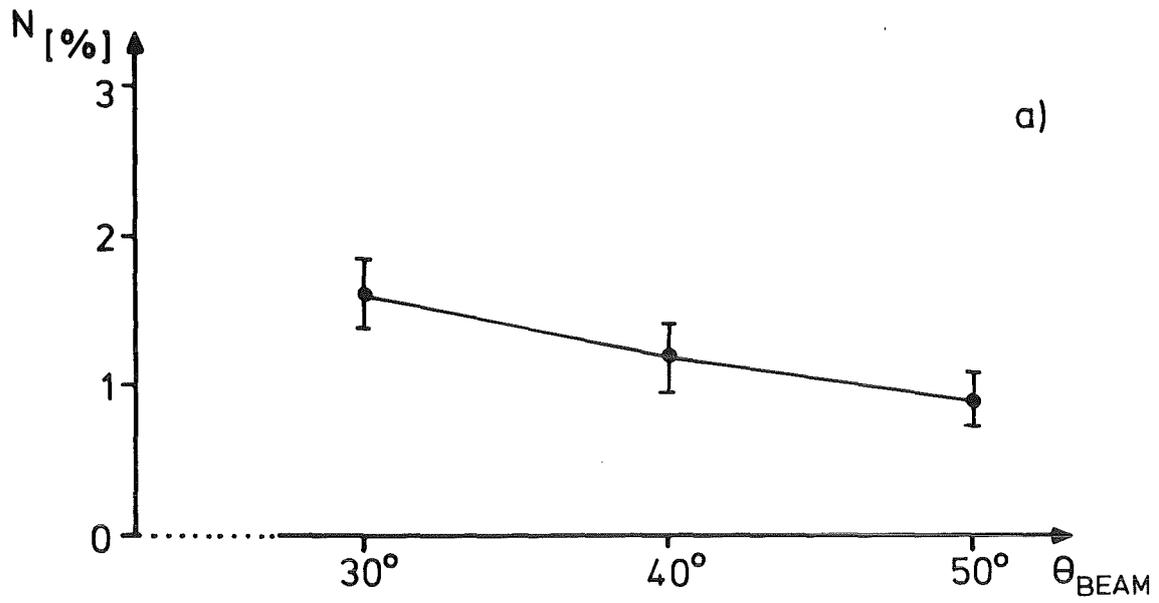
a)

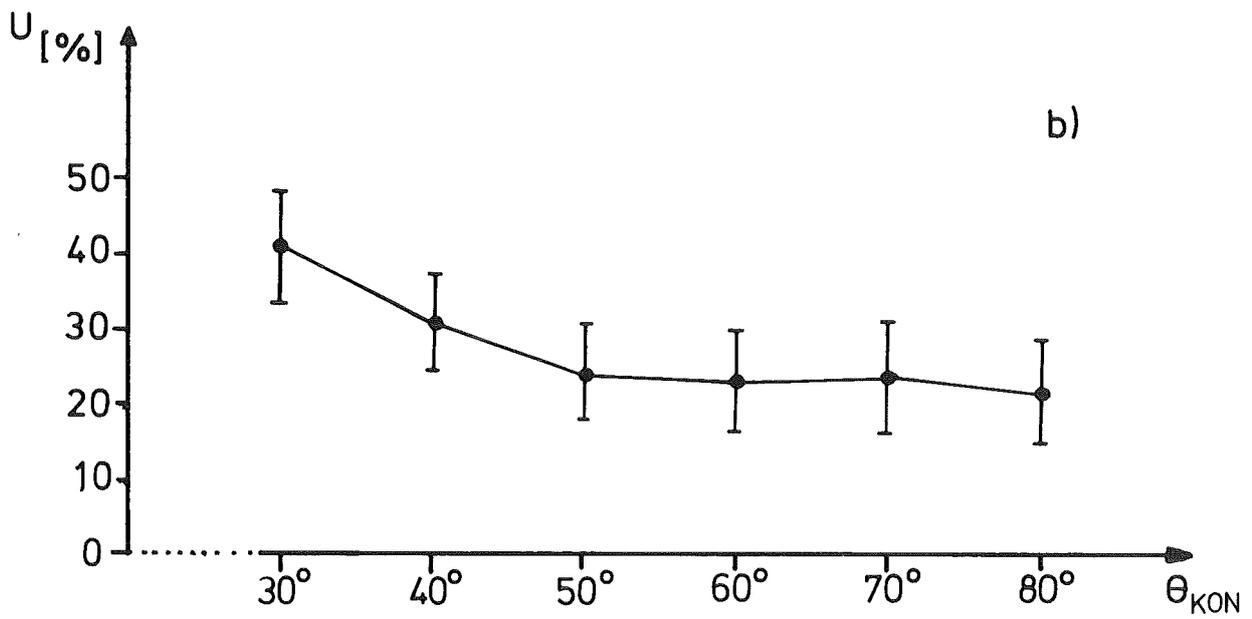
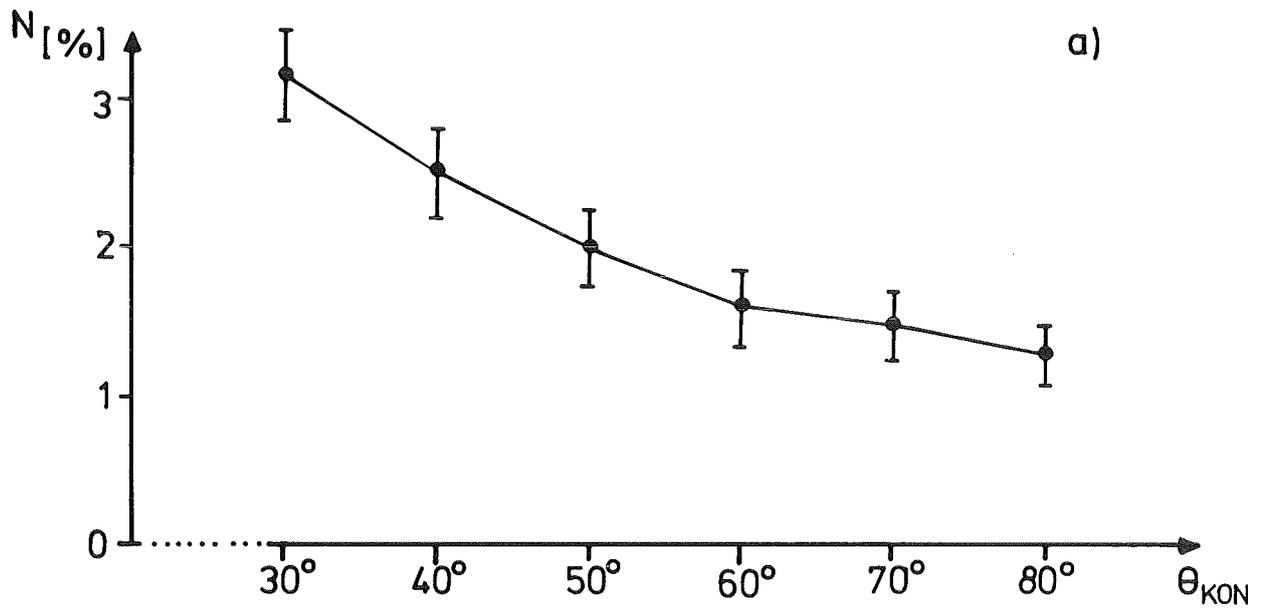


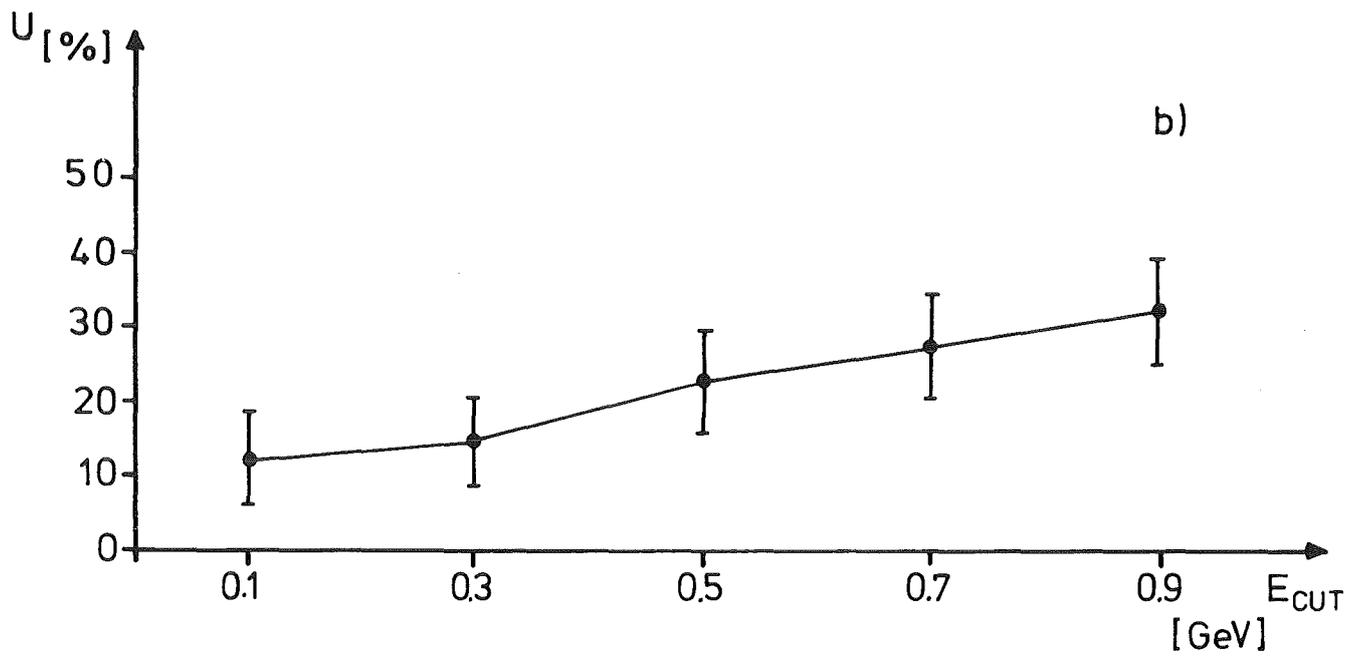
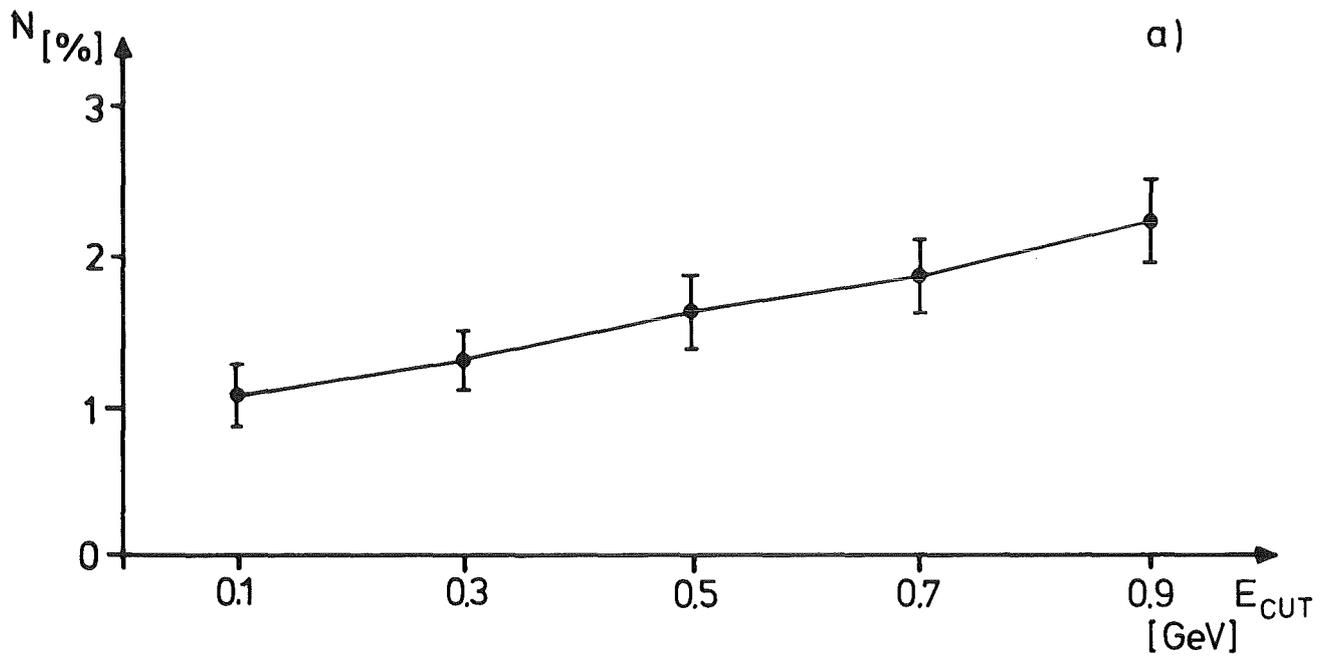
b)

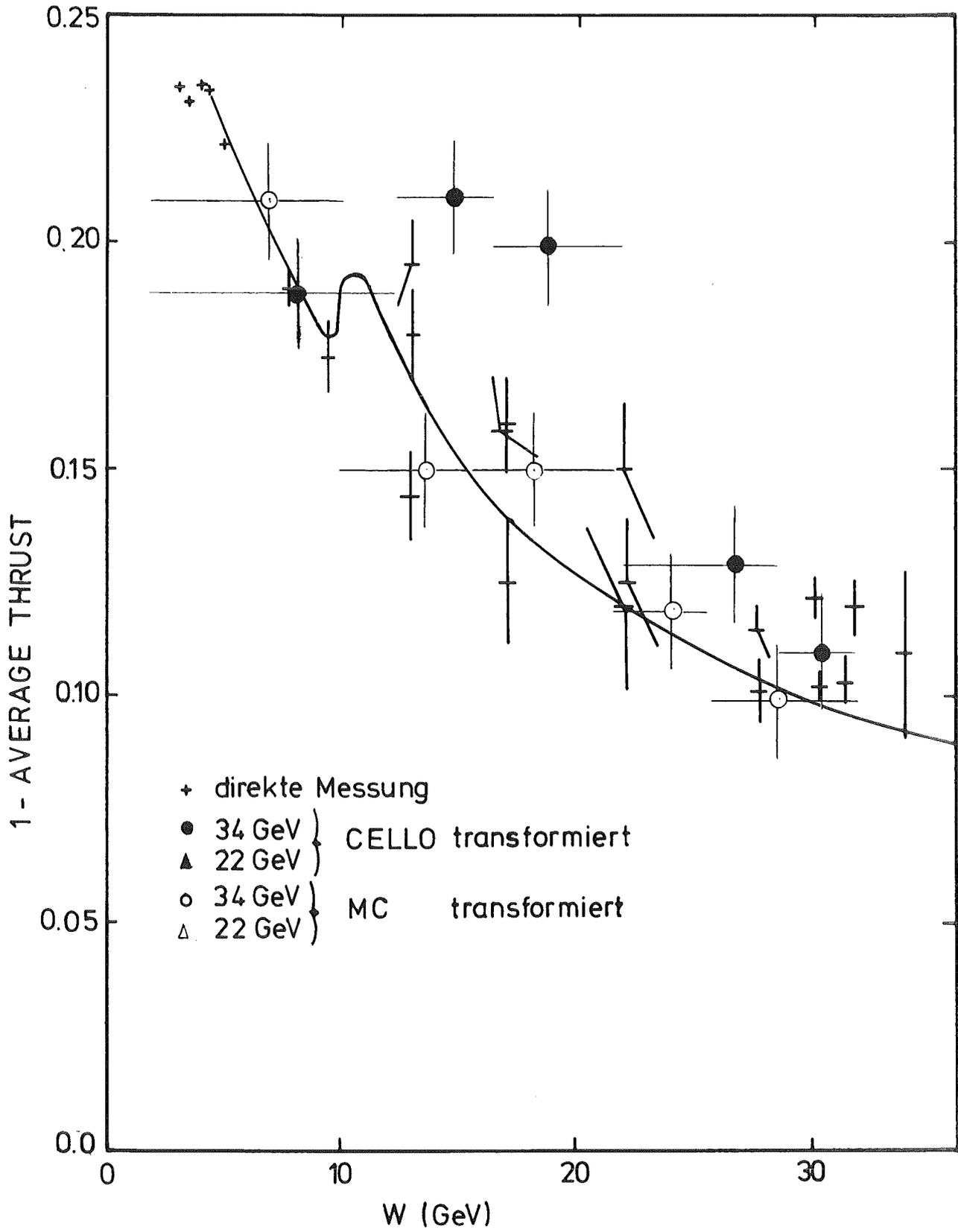


c)









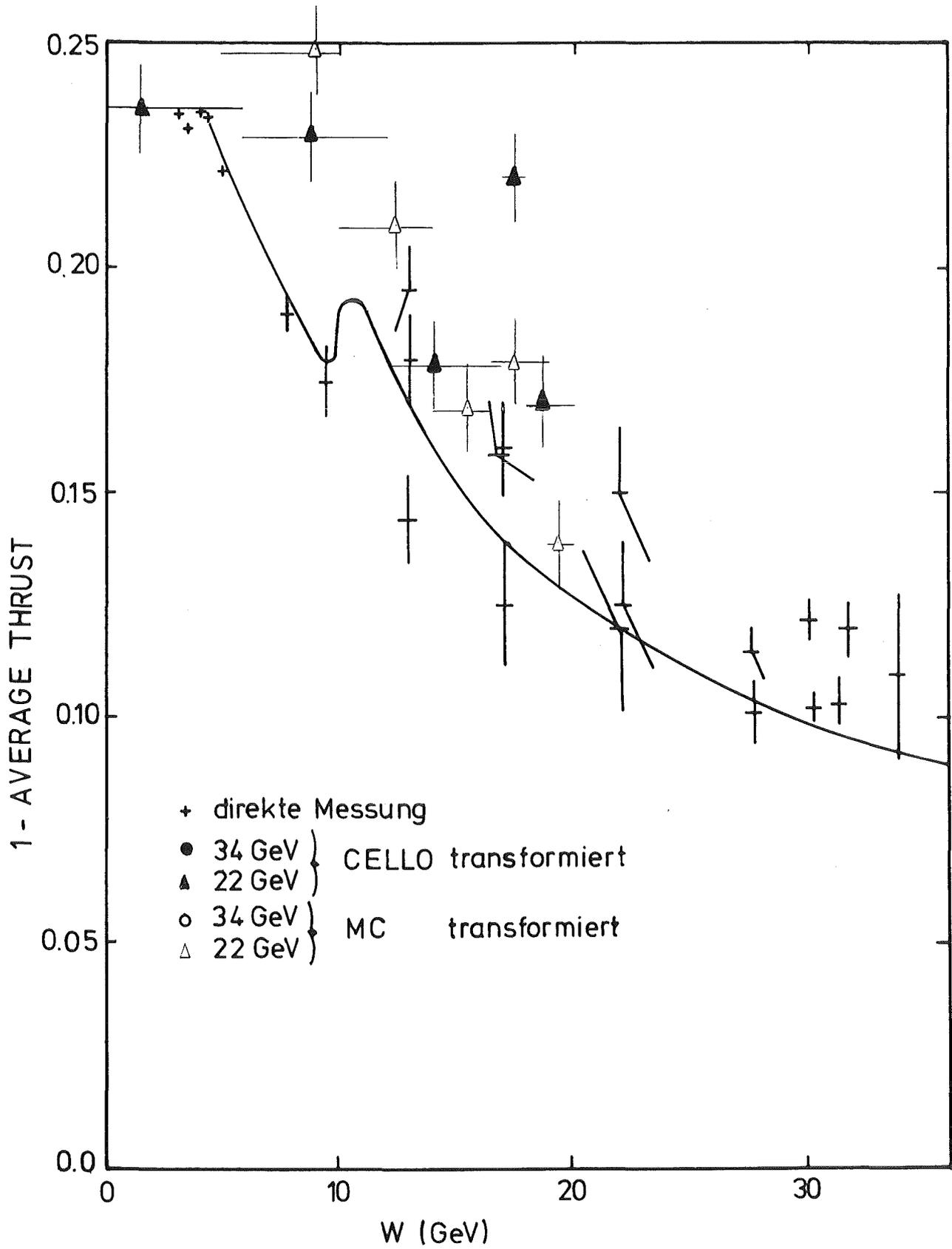
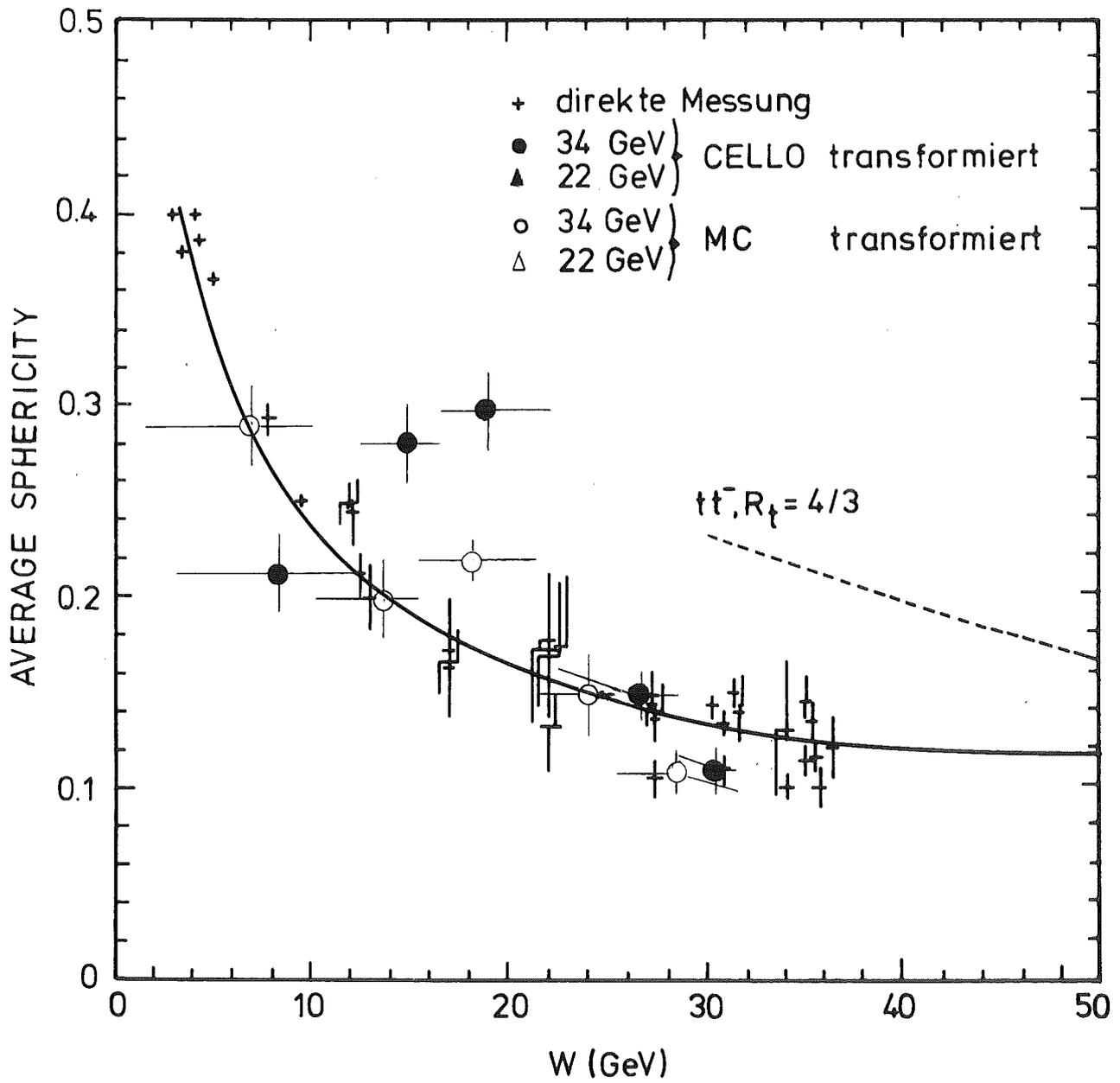
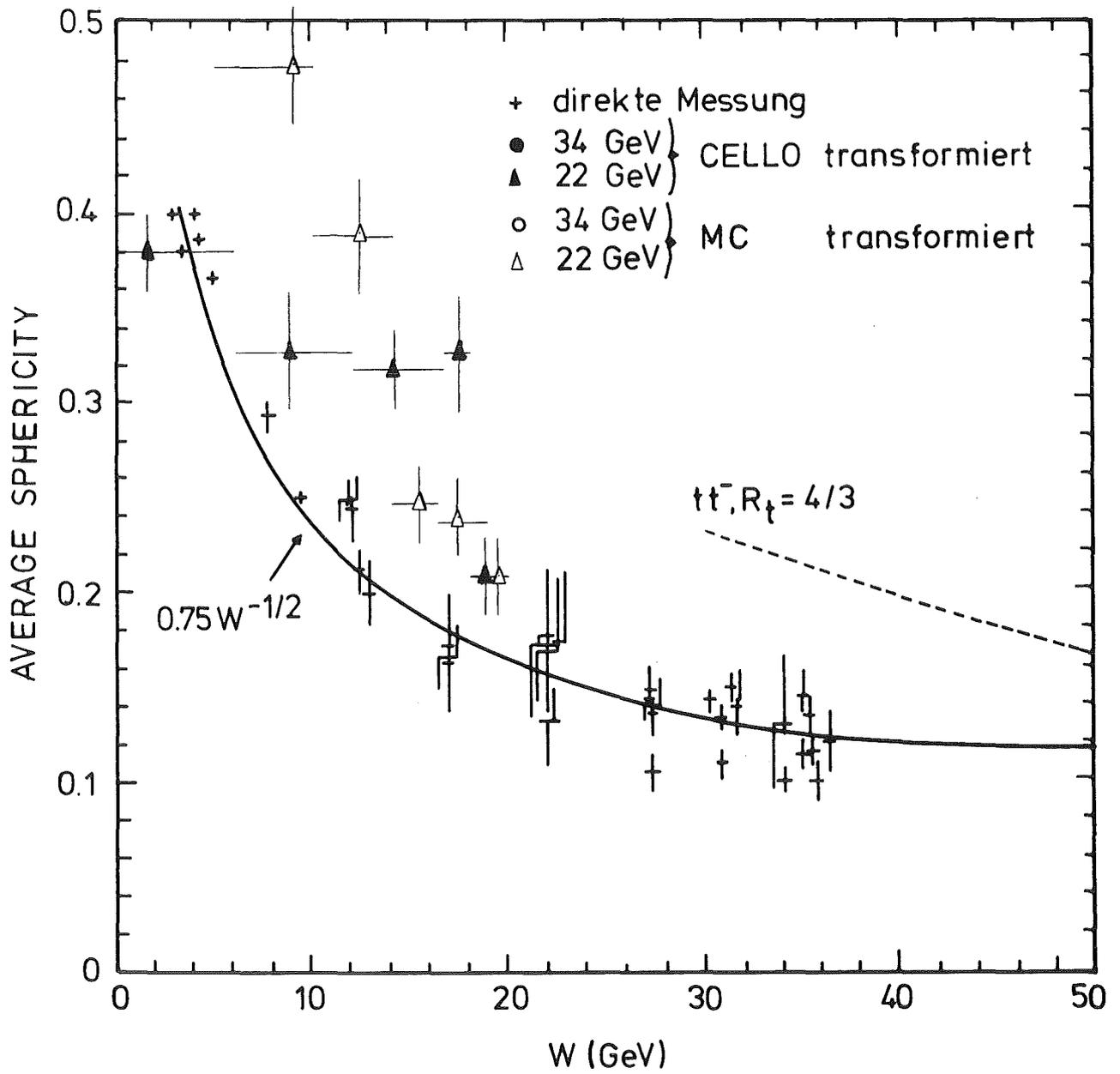
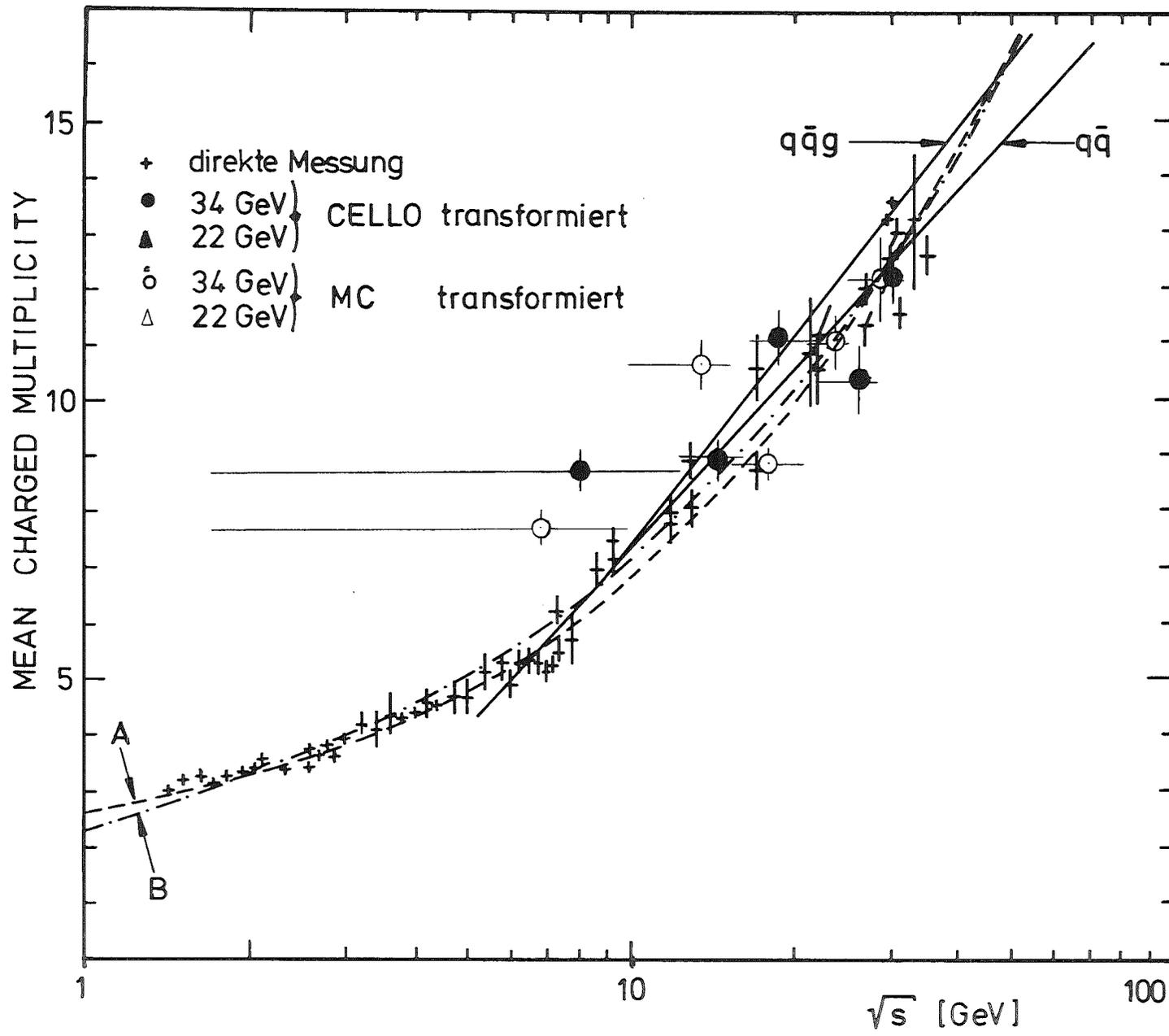
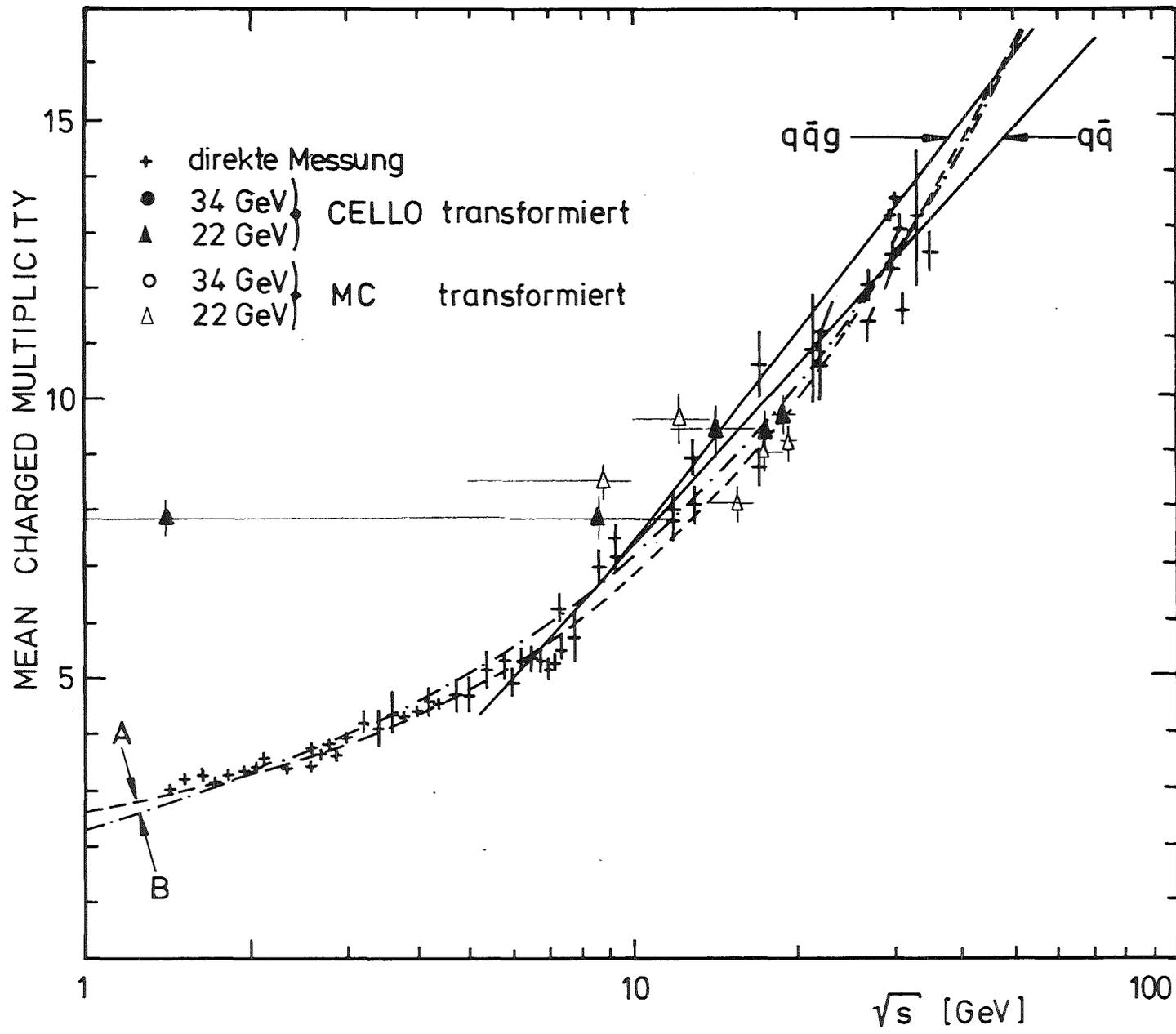


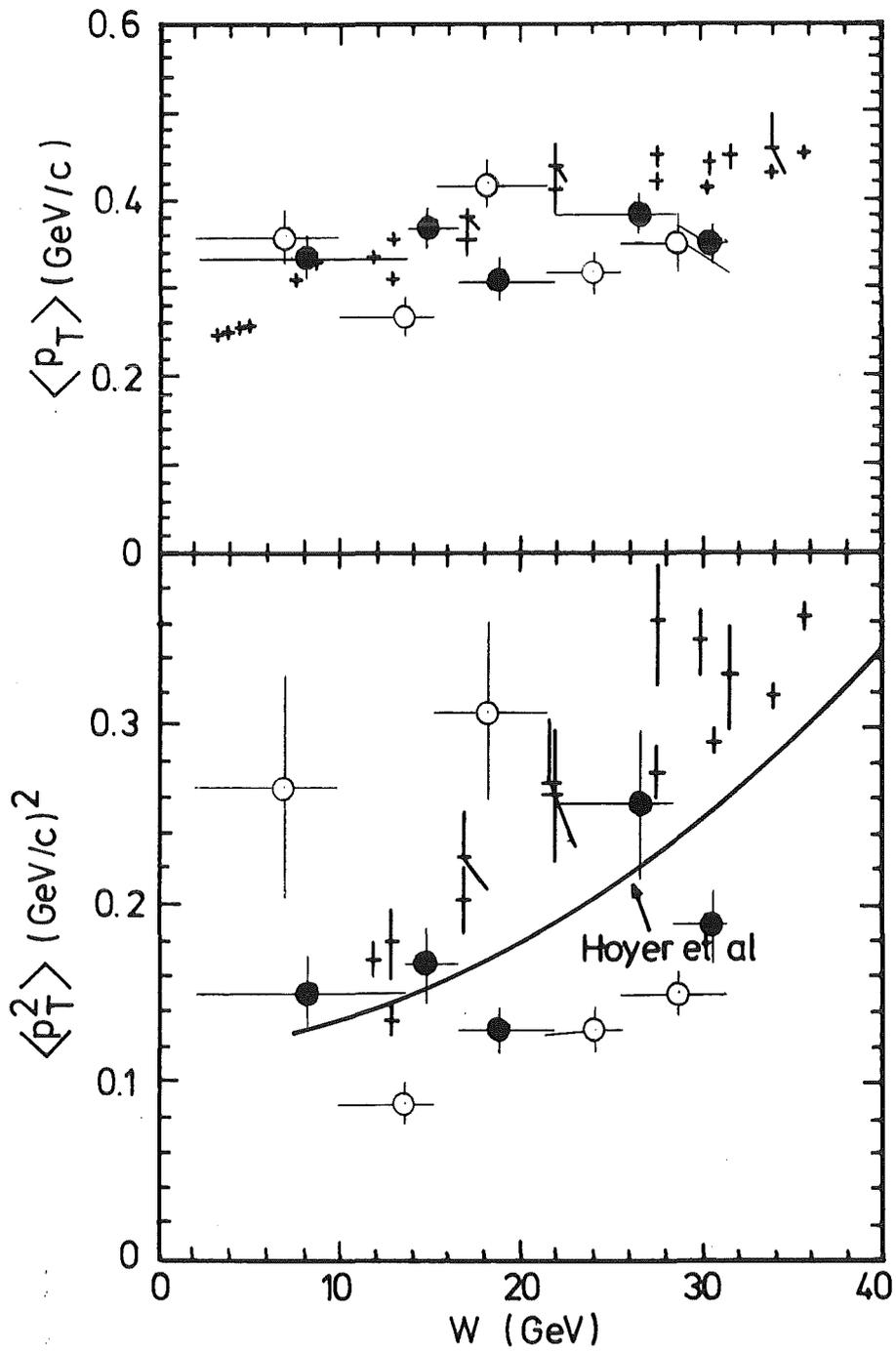
Bild 22 b)



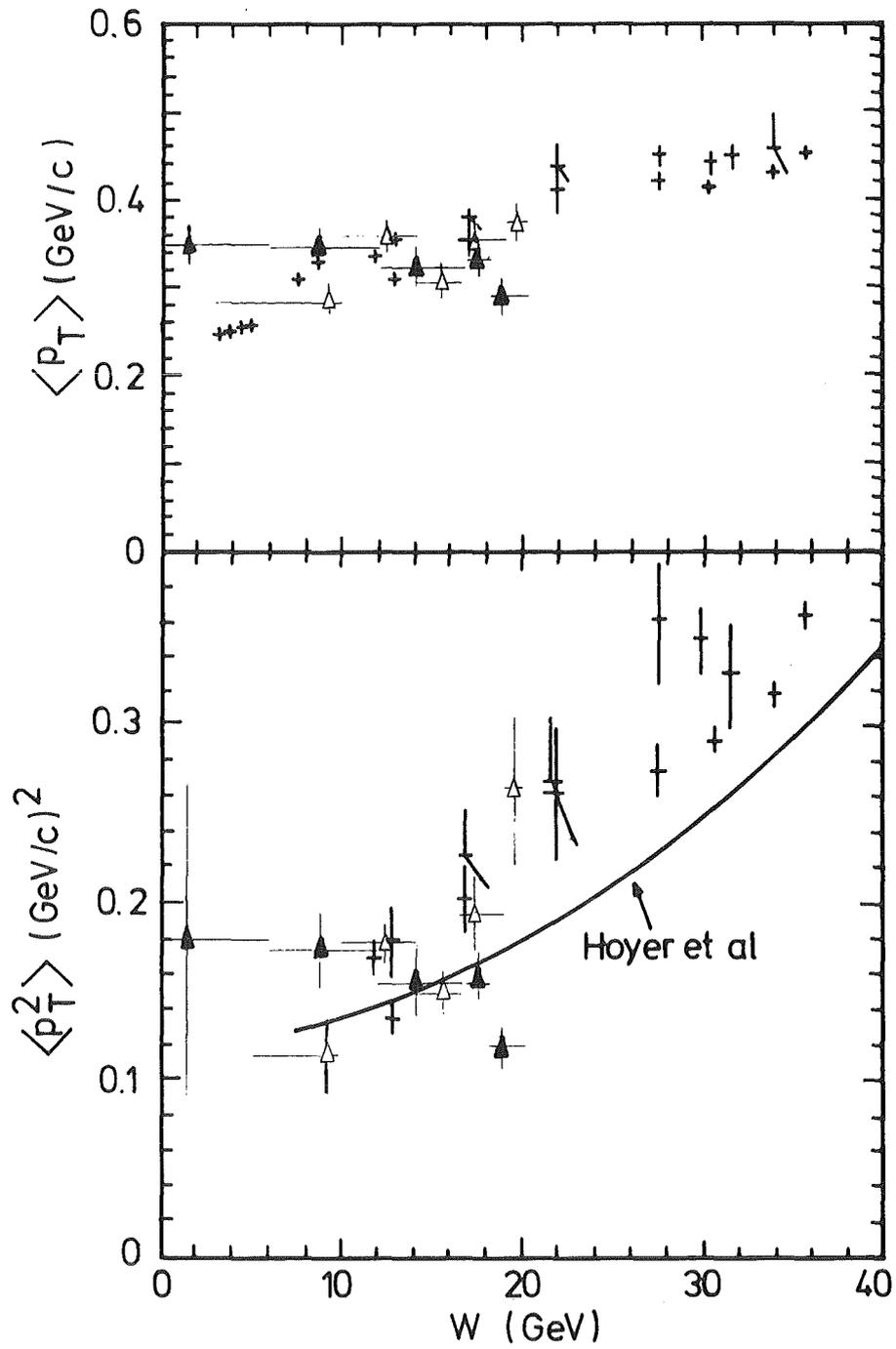








- + direkte Messungen
- 34 GeV } CELLO transformiert
- ▲ 22 GeV } CELLO transformiert
- 34 GeV } MC transformiert
- △ 22 GeV } MC transformiert



- + direkte Messungen
- 34 GeV } CELLO transformiert
- ▲ 22 GeV } CELLO transformiert
- 34 GeV } MC transformiert
- △ 22 GeV } MC transformiert

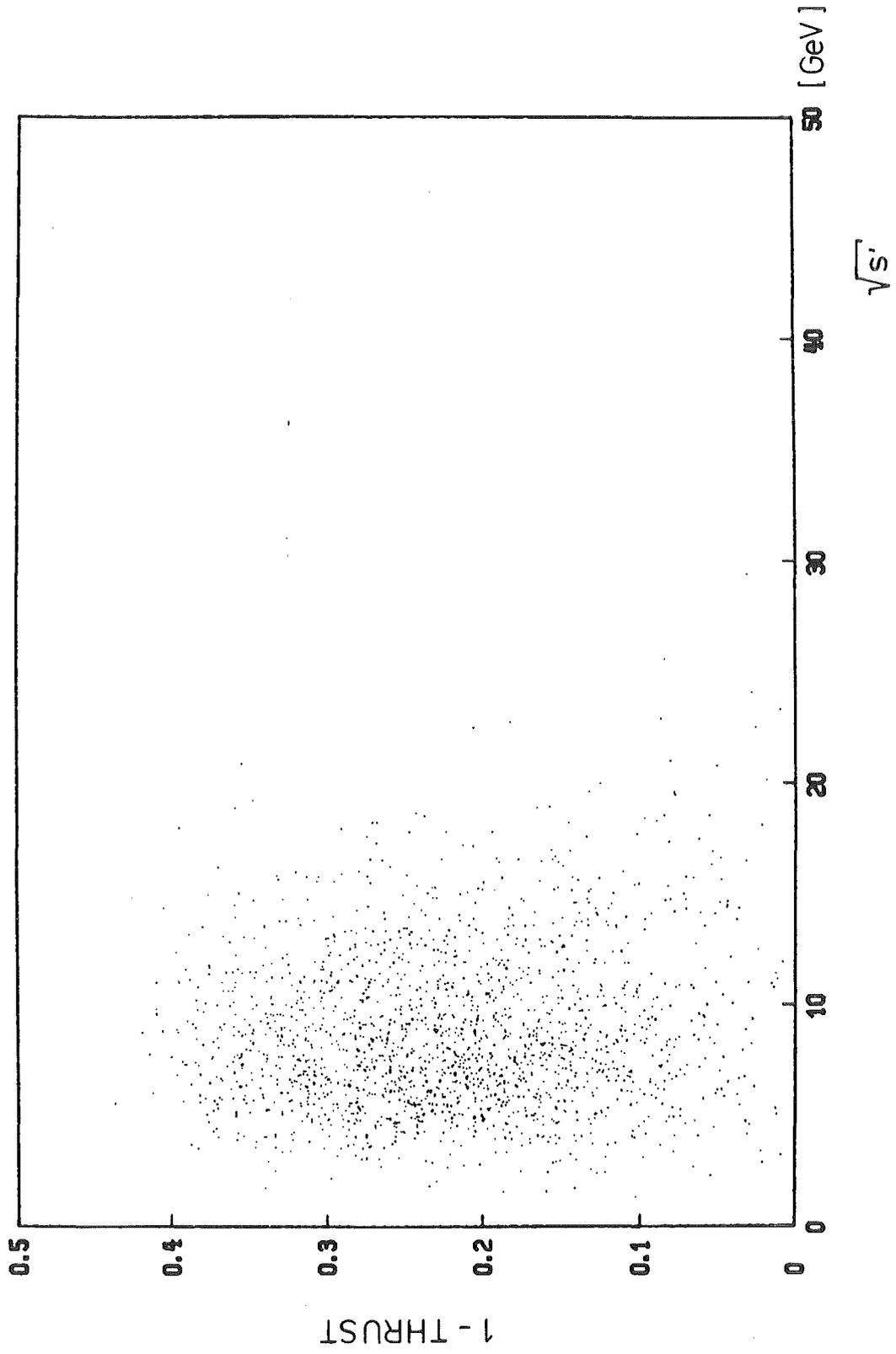


BILD 26

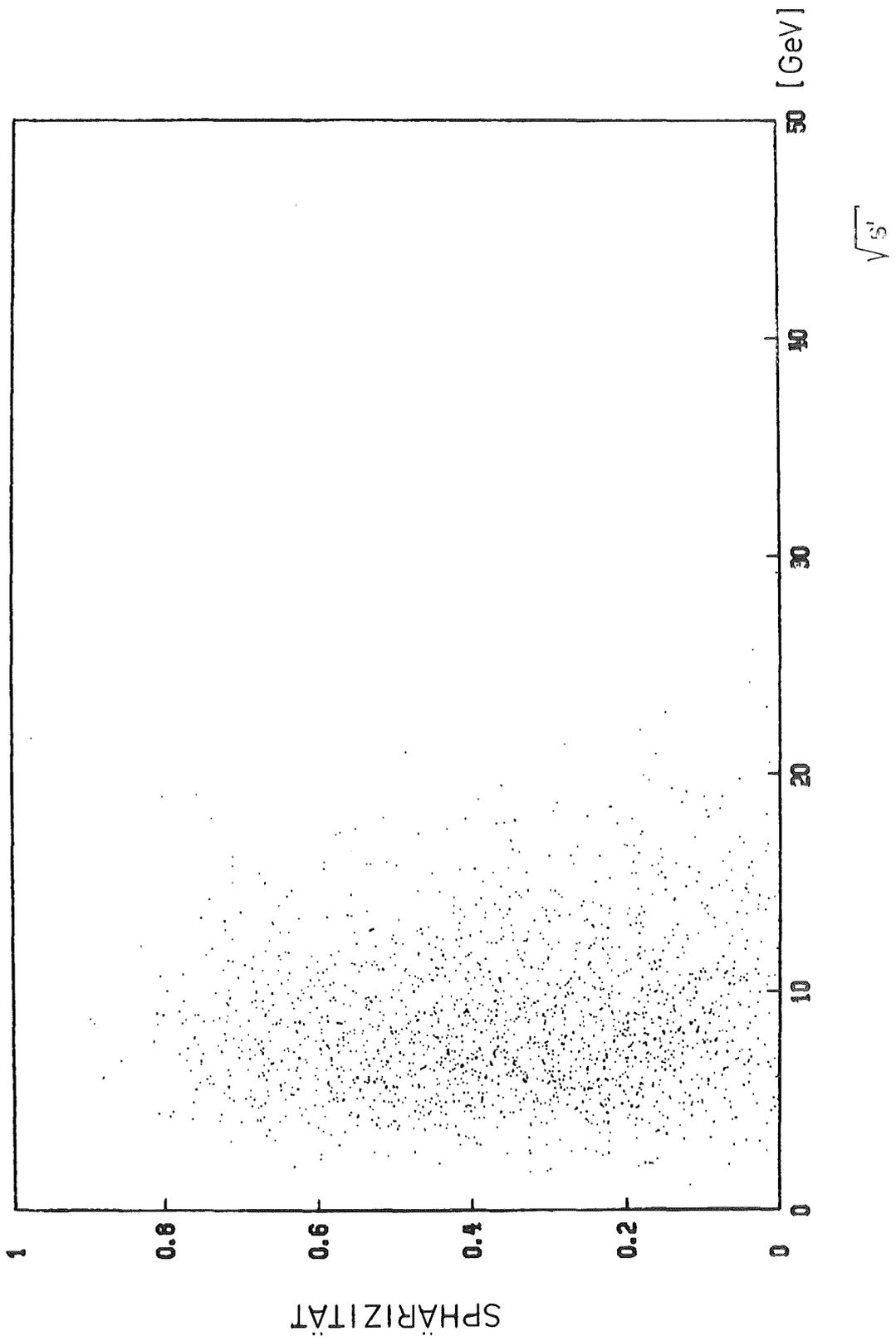
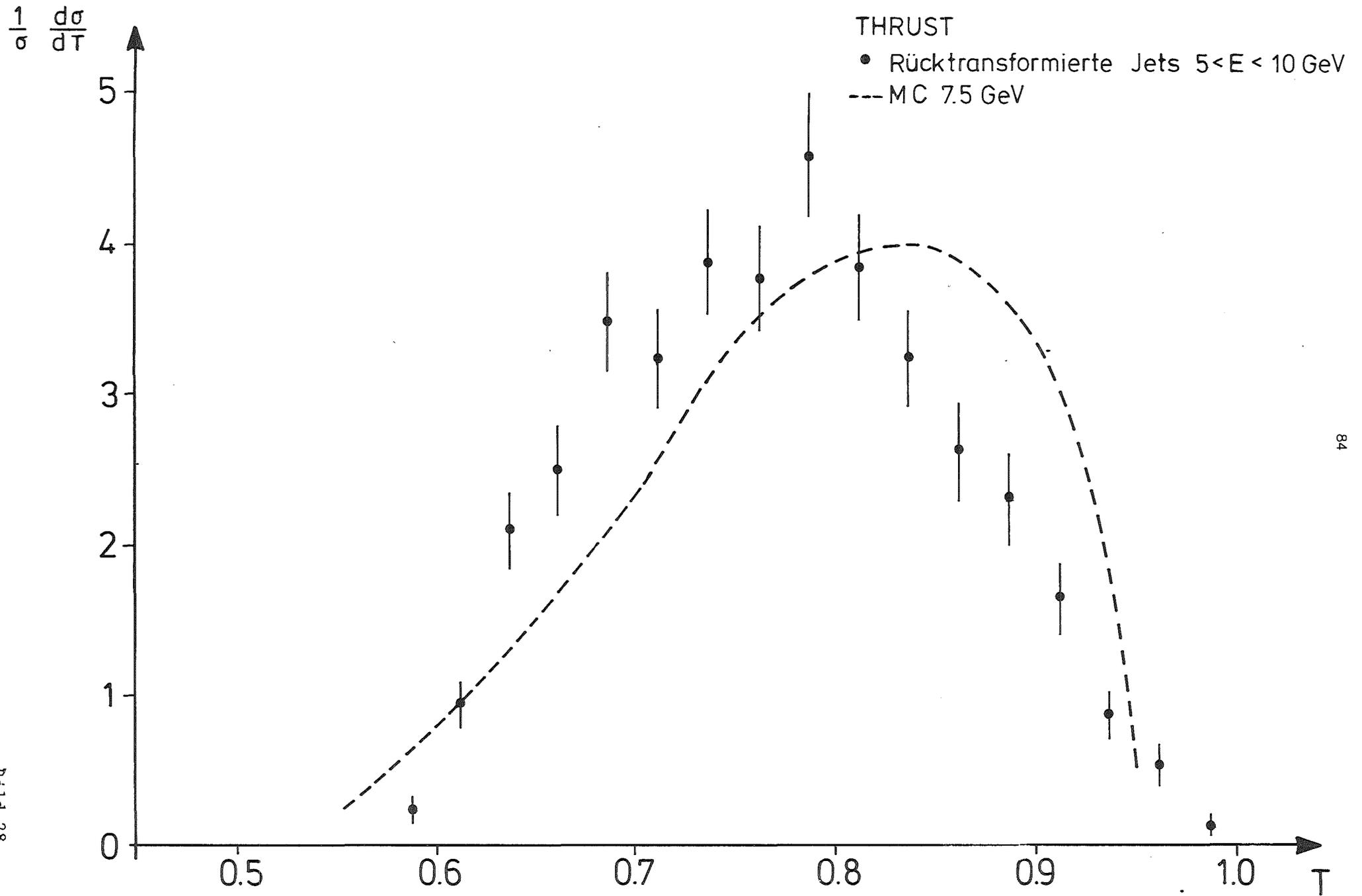


BILD 27



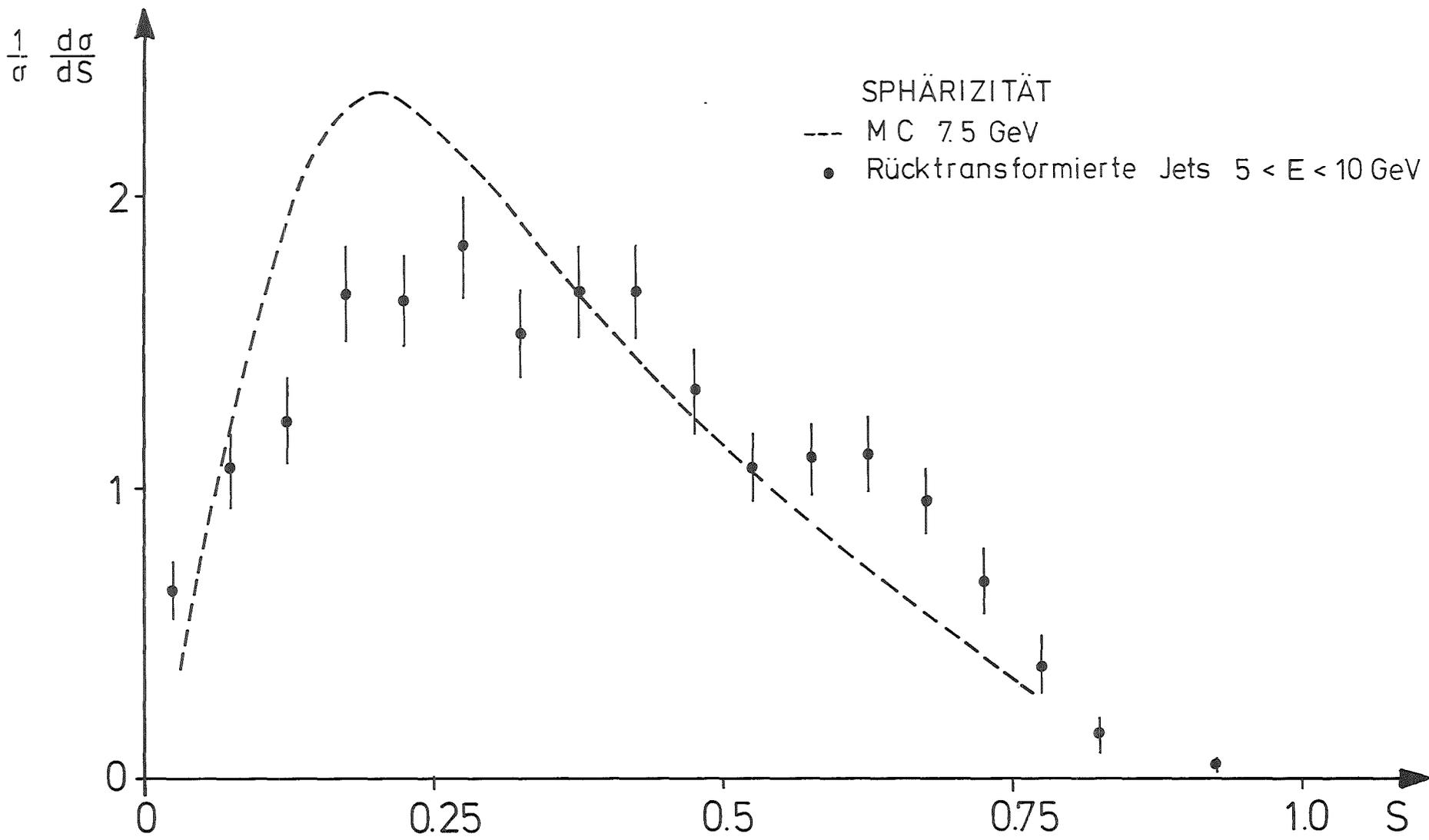


Bild 29