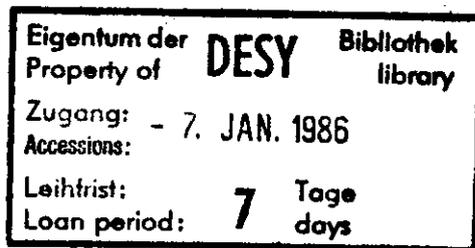


Interner Bericht  
DESY F1-85-01  
April 1985



UNTERSUCHUNGEN ZUR BARYON-PRODUKTION IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN  
DER  $e^+e^-$ -VERNICHTUNG MIT DEM TASSO-DETEKTOR

von

M. Dittmar

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“ Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser “**

UNTERSUCHUNGEN ZUR BARYON-PRODUKTION  
IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN DER  $e^+e^-$ -VERNICHTUNG  
MIT DEM TASSO-DETEKTOR

von  
Michael Dittmar

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität-Gesamthochschule-Siegen

März 1985

Abstract:

"Investigation of Baryon Production in  $e^+e^-$  Annihilation with the TASSO Detector"

The differential cross-sections of the baryons (and antibaryons)  $P$ ,  $\Lambda$  and  $\Xi^-$  have been measured. Limits for the production of  $\Delta^{++}$ ,  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Xi^{*0}$  and an indication for the production of  $\Omega^-$  have been obtained.

At  $W = 34$  GeV the measured cross-sections can be described within the Lund fragmentation model. A comparison with the results of other experiments at different c.m. energies showed that the baryon yield increases much faster than the multiplicity of Pions and Kaons.

The  $\Lambda$  yield has been studied as a function of the charged multiplicity and the sphericity of hadronic events. An approximately linear rise in the  $\Lambda$  yield has been found with increasing multiplicity. The yield is also found to increase with the sphericity, but the statistical accuracy is not good enough for a quantitative statement.

Studies of opposite sign baryon pairs indicate a production mechanism which leads to a small rapidity difference of baryon pairs.

The  $\Lambda$  polarisation and forward-backward asymmetry have been investigated but within the limited statistics, no conclusive result could be obtained.

## INHALT

1. EINLEITUNG	1
2. MODELLE ZUR MESON- UND BARYONERZEUGUNG	3
2.1 Die Parametrisierung der Mesonerzeugung	4
2.2 Die Fragmentation von Gluonen	5
2.3 Die Erzeugung von Baryonen durch Diquarks	7
2.4 Die Erhaltung der Baryonzahl im Modell	10
3. DAS EXPERIMENT	13
3.1 Der Aufbau des TASSO-Detektors	13
3.1.1 Der Innendetektor	14
3.1.2 Flüssig-Argon-Schauerzähler, Hadronarme und Myonkammern	15
3.1.3 Vorwärtskalorimeter und Luminositätsmonitor	16
3.1.4 Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen	16
3.2 Die Selektion hadronischer Ereignisse	17
4. INKLUSIVE MESSUNGEN DER BARYON-PRODUKTION	23
4.1 Die Proton-Messung	25
4.2 Die $\Lambda$ -Messung	28
4.2.1 Die $\Lambda$ Selektionskriterien	30
4.2.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit	35
4.2.3 Die Wirkungsquerschnitte	39
4.2.4 Rapidität und Transversalimpuls von $\Lambda$ 's	43
4.3 Die $\Xi^-$ -Messung	46
4.3.1 Die Selektionskriterien der $\Lambda$ 's	47
4.3.2 Die $\Xi^-$ -Selektion	49
4.4 Die Suche nach Dekuplett-Baryonen	54
5. ERGEBNISSE DER INKLUSIVEN BARYONPRODUKTION	61
5.1 Die Baryonerzeugung bei $W = 34$ GeV	61
5.1.1 Der Vergleich mit dem Lund-Diquark-Modell	63
5.1.2 Die Erzeugung von $\Lambda$ 's in Bezug zur Jetachse	68
5.2 Die Baryonerzeugung als Funktion der Schwerpunktsenergie	71
6. HADRONISCHE EREIGNISSE MIT BARYONEN	79
6.1 Die geladene Multiplizität in Ereignissen mit $\Lambda$ 's	80
6.2 Die $\Lambda$ -Erzeugung in Abhängigkeit von der Sphärizität	82
7. UNTERSUCHUNGEN ZUR ERHALTUNG DER BARYONZAHL IN JETS	85
7.1 Untersuchungen mit Proton-Antiproton-Paaren	87
7.2 Korrelationsuntersuchungen mit $\Lambda$ 's	90
7.2.1 Ereignisse mit $\Lambda\bar{\Lambda}$	91

7.2.2	Ereignisse mit $\Lambda\bar{\Lambda}$ und $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paaren. . . . .	94
7.2.3	Die $\Lambda K$ -Erzeugung . . . . .	96
8.	DIE $\Lambda$ -ERZEUGUNG UND EFFEKTE DER SCHWACHEN WECHSELWIRKUNG . . . . .	99
8.1	Die Asymmetrie und die Polarisation von $\Lambda$ 's . . . . .	101
8.2	Die Messungen mit $\Lambda$ 's . . . . .	104
9.	ZUSAMMENFASSUNG . . . . .	109
A.0	Ausblick für Baryonmessungen mit dem Vertex-Detektor . . . . .	111
A.1	Literaturverzeichnis . . . . .	112
A.2	Danksagung . . . . .	116
A.3	Lebenslauf . . . . .	117

## 1. EINLEITUNG

Unser heutiges Bild vom Aufbau der Materie aus Quarks und Leptonen stammt zu einem großen Teil aus den experimentellen Ergebnissen von  $e^+e^-$ -Reaktionen bei hohen Schwerpunktsenergien. Wichtige Erkenntnisse lieferten die Eigenschaften von hadronischen Ereignissen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung. Diese Ereignisse entstehen nach heutigen Vorstellungen in zwei Stufen.

- Elektron und Positron vernichten sich in ein virtuelles Photon (oder ein  $Z^0$ ), das seinerseits ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ).
- Im Farbfeld der auseinanderfliegenden Quarks entstehen Mesonen und Baryonen.

Die erste Stufe wird in Analogie zur Myon-Paar-Erzeugung beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Ladungsquadrat der primär erzeugten Teilchen.

Die beobachtbaren Hadronen werden in zwei gegenüberliegenden Teilchenbündeln gefunden, sie werden als Jets bezeichnet. Die Winkelverteilung dieser Jets ist proportional zu  $\sim 1 + \cos^2\theta$  ( $\theta$  ist der Winkel der Jetachse zur Strahlrichtung) und stimmt mit der für Spin 1/2 Quarks erwarteten Winkelverteilung überein/1.1/.

Bei Schwerpunktsenergien  $W$  um 30 GeV zeigte sich, daß etwa 5 - 10 % der Ereignisse einen isolierten dritten Jet haben/1.2/. Dieses dritte Teilchenbündel wurde als Jet der harten Gluon-Bremsstrahlung durch die Quantenchromodynamik (QCD) vorhergesagt. Die primären Mechanismen der Entstehung von hadronischen Ereignissen gelten als gut verstanden.

Dagegen sind die Prozesse beim Übergang von den primär erzeugten Quarks und Gluonen in die Hadronen weitgehend unbekannt. Bei diesem Übergang in Hadronen -er wird als Fragmentation bezeichnet- handelt es sich um Prozesse bei großen Abständen ( $\sim 1$  Fermi). Sie können deshalb im Rahmen der QCD nicht mehr durch die Störungstheorie berechnet werden.

Nach den phänomenologischen Vorstellungen von der Fragmentation entstehen bei ausreichender Energie im Farbfeld der auseinanderstrebenden Quarks weitere Quark-Antiquark Paare. Durch die Kombination der verschiedenen Quarks entstehen daraus Mesonen.

Die Erzeugung von Baryonen -gebundenen Zuständen von drei Quarks- erscheint nach diesem Mechanismus als unwahrscheinlich und wurde deshalb in den ersten Fragmentationsmodellen nicht berücksichtigt. Als verschiedene Messungen/1.3/ unerwartet hohe Wirkungsquerschnitte von Baryonen zeigten, wurde klar, daß die Erzeugung von Baryonen nicht

vernachlässigt werden kann. Gleichzeitig stellte sich damit die Frage nach dem Erzeugungsmechanismus von Baryonen. Um den Mechanismus besser verstehen zu können, ist eine experimentelle Beantwortung der folgenden Fragestellungen notwendig:

- Wie groß sind die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Baryonen, welchen Einfluß haben Spin und Quarkzusammensetzung auf den Wirkungsquerschnitt der Baryonen?
- Wie werden die Baryonen relativ zur Jetachse erzeugt, wie ist ihre longitudinale und transversale Impulsverteilung?
- Welchen Einfluß haben die primär erzeugten Quarks auf die Baryonerzeugung? Welche Bedeutung hat die Schwerpunktsenergie für die Erzeugung von Baryonen?
- Zeigen Ereignisse mit Baryonen die gleichen Eigenschaften wie durchschnittliche hadronische Ereignisse? Gibt es Unterschiede zwischen Quark- und Gluon-Jets bezüglich der Baryonerzeugung?
- Wie wird die Baryonzahl in der Jet-Fragmentation erhalten?

Die Untersuchung dieser Fragestellungen ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Sie gliedert sich folgendermaßen:

Nach einer kurzen Beschreibung der wichtigsten phänomenologischen Fragmentationsmodelle und der Vorstellungen zur Baryonerzeugung wird das TASSO-Experiment, mit dem die Untersuchungen durchgeführt werden, vorgestellt.

Dann werden die inklusiven Messungen von  $P$ ,  $\Lambda$  und  $\Xi^-$  und die Bestimmung der Produktionsgrenzen von verschiedenen Baryonen beschrieben, die Resultate diskutiert und mit den Ergebnissen von anderen Experimenten in  $e^+e^-$ -Reaktionen verglichen.

Weiter wird untersucht, ob Ereignisse mit Baryonen besondere Eigenschaften haben und wie die Baryonzahl in der Jet-Fragmentation erhalten wird. Schließlich wird versucht, eine Polarisation der  $\Lambda$ 's und Effekte der elektroschwachen Interferenz in der  $e^+e^-$ -Vernichtung mit  $\Lambda$ 's nachzuweisen.

## 2. MODELLE ZUR MESON- UND BARYONERZEUGUNG

Aus den primär erzeugten Quarks und Gluonen entstehen in der Fragmentation die experimentell beobachtbaren Jets von hadronischen Teilchen. Über diese Fragmentation bestehen bisher nur phänomenologische Vorstellungen und Modelle. Sie ermöglichen es, die primären Prozesse zu untersuchen, und liefern Anhaltspunkte für ein Verständnis der Fragmentation. Die Grundideen der beiden am häufigsten benutzten Fragmentations-Modelle, das unabhängige Jet-Modell/2.1a/ nach Hoyer et al. (Hoyer-Modell) -eine Erweiterung des Feynman-Field-Modells- und das Lund-String-Modell/2.1b/, werden im folgenden diskutiert.

Der gemeinsame Ausgangspunkt beider Modelle ist das experimentelle Ergebnis, daß freie Quarks und Gluonen nicht beobachtet werden. Dieses 'confinement' hofft man im Rahmen der QCD dadurch zu erklären, daß die zwischen zwei verschiedenen Quarks wirkenden Kräfte mit größer werdendem Abstand zunehmen. Nach den damit verbundenen Vorstellungen entstehen die Hadronen nach folgendem Mechanismus. Die in der Reaktion ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ) primär erzeugten Quarks erhalten einen großen entgegengesetzten Impuls und entfernen sich voneinander. Bei einem hinreichend großen Abstand zwischen den Quarks wird die Feldenergie so groß, daß es energetisch günstiger wird, ein neues  $q'\bar{q}'$ -Paar zu erzeugen. Durch die Kombination von  $q\bar{q}'$  entsteht ein Meson mit einer bestimmten Energie. Dieser Prozeß wiederholt sich in mehreren Stufen, bis die Gesamtenergie aufgebraucht ist. Diese Modell-Vorstellung der Hadronerzeugung durch  $q\bar{q}$ -Paare ist in Abb. 1 skizziert.

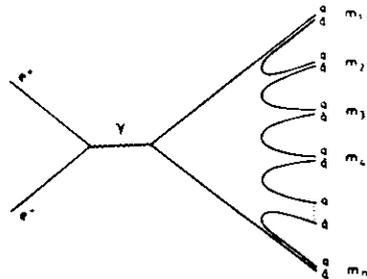


Abb. 1 Einfaches Bild der Hadronerzeugung

## 2.1 DIE PARAMETRISIERUNG DER MESONERZEUGUNG

Da die Mesonproduktion bisher nicht berechnet werden kann, müssen Annahmen eingeführt werden, die phänomenologisch oder experimentell motiviert sind. Im einzelnen sind dies:

- In der Fragmentation werden nur Paare der leichten Quarks ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  und  $s\bar{s}$ ) erzeugt. Die Häufigkeit, mit der diese Quarks erzeugt werden, wird durch den Parameter  $\gamma$  festgelegt.

$$\gamma = w(s\bar{s})/w(u\bar{u}) = w(s\bar{s})/w(d\bar{d})$$

- Durch die Kombination von  $q\bar{q}$  entstehen nur Mesonen mit Bahndrehimpuls 0. Die Wahrscheinlichkeit, ein Vektor- (V) oder ein Pseudoskalar-Meson (P) zu erzeugen, wird durch den Parameter  $a_v$  festgelegt.

$$a_v = P/(P+V)$$

- Durch eine phänomenologische Funktion  $f(z)$  wird den Mesonen ein Longitudinalimpuls zugeordnet.

$$z = (E + p_{\parallel})_{\text{Meson}} / (E + p)_{\text{Quark}}$$

Dabei ist E die Energie und  $P_{\parallel}$  der Parallelimpuls des Mesons in Flugrichtung des Quarks.

- Den einzelnen Quarks  $q'$ ,  $\bar{q}'$  wird durch den Parameter  $\sigma_q$  ein Transversalimpuls  $p_t(q')$ , unabhängig von der Energie des ursprünglichen Quarks  $q$ , zugeordnet. Das  $p_t(q')$  der Quarks wird nach der Verteilung

$$d\sigma/dp_t^2 \sim \exp(-p_t^2/2\sigma_q^2)$$

berechnet. Es wird angenommen, daß das  $q'\bar{q}'$ -Paar ohne Transversalimpuls erzeugt wird. Das bedeutet, daß das Antiquark den gleichen Transversalimpuls mit negativem Vorzeichen wie das Quark erhält ( $\vec{p}_t(q') = -\vec{p}_t(\bar{q}')$ ).

Der Transversalimpuls des Mesons ergibt sich aus der Summe der Transversalimpulse von  $q$  und  $\bar{q}'$ .

- Für die primär erzeugten schweren Quarks (c und b) wird die von Peterson et al. vorgeschlagene Fragmentationsfunktion/2.2/ benutzt:

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon/(1-z))^2}$$

Ohne die Berücksichtigung der Gluonbremsstrahlung werden die Mesonen in beiden Modellen durch diese Parametrisierung erzeugt.

Im Hoyer-Modell wird angenommen, daß die Jets unabhängig voneinander entstehen. Für die Fragmentationsfunktion  $f(z)$  wird die von Feynman und Field vorgeschlagene Funktion/2.1a/ mit dem Parameter  $a_r$  benutzt.

$$f(z) = 1 - a_r + 3 a_r (1-z)^2$$

Nachdem die Energie zur Erzeugung von  $q\bar{q}$ -Paaren aufgebraucht ist, werden die in beiden Jets übrig bleibenden Quarks zu einem Meson kombiniert.

Im Lund-String-Modell sind die primär erzeugten Quarks  $q_0\bar{q}_0$  durch die Feldlinien der starken Wechselwirkung, den String, verbunden. Durch Aufbrechen des Strings entsteht mit der oben beschriebenen Parametrisierung an den beiden Enden ein zusätzliches  $q_1\bar{q}_1$ -Paar. Durch die Kombination von  $q_0\bar{q}_1$  wird ein Meson erzeugt, dem durch die Fragmentationsfunktion:

$$f(z) = (1 + c)(1 - z)^c$$

ein Longitudinalimpuls zugeordnet wird. Dabei hängt  $c$  von der Masse des zuerst existierenden Quarks im Meson ab und variiert zwischen  $c = 0.5$  (für  $u$ - und  $d$ -Quarks) und  $c = 0.35$  (für  $s$ -Quarks). Wenn die Energie zur Mesonerzeugung aufgebraucht ist, bleiben die übrigbleibenden Quarks durch den String miteinander verbunden und es entsteht daraus noch ein Meson.

## 2.2 DIE FRAGMENTATION VON GLUONEN

Die Erzeugung von  $q\bar{q}g$ -Ereignissen und deren Energie- und Winkelverteilung wird mit der QCD berechnet. Die Häufigkeit mit der  $q\bar{q}g$ -Ereignisse erzeugt werden, hängt dabei von der Größe der Kopplungskonstanten ( $\alpha_s$ ) ab.

Der wesentliche Unterschied zwischen dem Lund-String-Modell und dem Hoyer-Modell besteht in der Behandlung dieser Gluonen.

Im Hoyer-Modell wird für die Gluonen angenommen, daß sie mit gleicher Wahrscheinlichkeit an ein  $u\bar{u}$ - ,  $d\bar{d}$ - oder  $s\bar{s}$ -Paar koppeln. Die gesamte En-

ergie des Gluons wird einem der beiden Quarks übertragen, das dann nach dem oben beschriebenen Schema unabhängig vom übrigen Ereignis fragmentiert. Dabei können unterschiedliche Parameter für Gluonjets und für Quarkjets gewählt werden.

Im Lund-Modell wird die Gluonbremsstrahlung als eine transversale Anregung des Strings behandelt. Durch Emission eines Mesons (bestehend aus  $q'\bar{q}''$ ) bricht diese Anregung auf. An den beiden Enden bleiben  $\bar{q}'$  und  $q''$  übrig, sie sind jeweils durch einen String mit dem primären  $q$  beziehungsweise dem  $\bar{q}$  verbunden (Abb. 2).



Abb. 2 Transversale Anregung und Aufbrechen des Strings

Mit der oben beschriebenen Parametrisierung entstehen dann im Schwerpunktsystem der beiden unabhängigen Systeme  $q\bar{q}'$  und  $\bar{q}q''$  weitere Mesonen. Dieser Mechanismus führt dazu, daß die Teilchen in Dreijet-Ereignissen vorwiegend zwischen  $q\bar{q}'$  und  $\bar{q}q''$  und nicht zwischen  $q\bar{q}$  erzeugt werden (Abb. 3). Nach der Fragmentation werden die Impulse der erzeugten Teilchen wieder in das  $e^+e^-$ -Schwerpunktsystem transformiert. Diese Wahl eines unterschiedlichen Schwerpunktsystems führt, verglichen mit der unabhängigen Fragmentation von Quarks und Gluonen, dazu, daß mehr Teilchen in Richtung der  $q$ - und  $\bar{q}$ -Impulse, als in Richtung des Gluons emittiert werden. Die Ereignisse sehen also bei gleicher Gluonabstrahlung nach der Fragmentation im Lund-Modell mehr wie Zwei-Jetereignisse aus als im Hoyer-Modell.

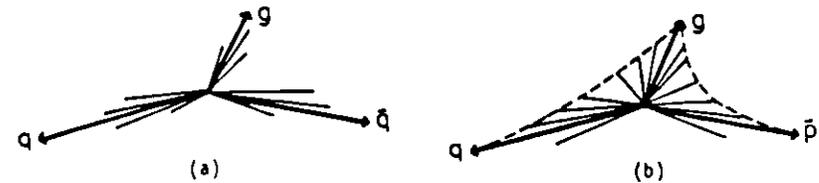


Abb. 3 Hadronerzeugung in Dreijet-Ereignissen:  
a) Hoyer-Modell; b) Lund-Modell

Mit diesen einfachen Annahmen können bisher die Eigenschaften von hadronischen Ereignissen von beiden unterschiedlichen Modellen gut beschrieben werden. In letzter Zeit wurden einige experimentelle Hinweise dafür gefunden, daß mehr Teilchen zwischen Quark- und Gluonjet als zwi-

schen Quark- und Quarkjet erzeugt werden/2.3/. Diese Eigenschaft von  $q\bar{q}g$ -Ereignissen führt zu einer leichten Bevorzugung des Lund-Modells gegenüber dem unabhängigen Jet-Modell.

### 2.3 DIE ERZEUGUNG VON BARYONEN DURCH DIQUARKS

Um die in hadronischen Ereignissen beobachteten Baryonen simulieren zu können, ist eine Erweiterung der Modelle notwendig. In Analogie zur Mesonerzeugung durch  $q\bar{q}$ -Paare wird angenommen, daß in der Fragmentation neben den  $q\bar{q}$ -Paaren auch Diquark-Antidiquark-Paare ( $qq-\bar{q}\bar{q}$ ) erzeugt werden. Durch die Kombination von Diquarks mit Quarks ( $qq + q$ ) entstehen nach der Skizze in Abb. 4 Baryonen. Sollten diese Diquarks tatsächlich existieren, ist aus dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt ( $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen) bereits bekannt, daß es sich bei diesen Diquarks nicht um punktförmige Objekte handeln kann. Sie können deshalb nicht primär erzeugt werden.

Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung von Baryonen besteht in einer statistischen Kombination von 3 Quarks (und 3 Antiquarks) aus verschiedenen  $q\bar{q}$ -Paaren. Die Erzeugung von Baryonen nach dieser Methode wurde in die Fragmentationsmodelle bisher nicht eingebaut.

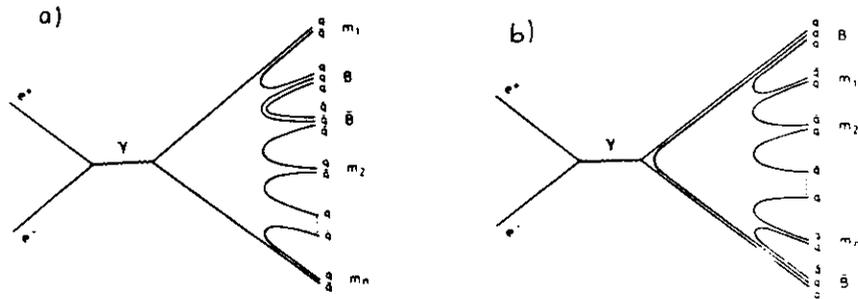


Abb. 4 Skizze der Baryonerzeugung durch Diquarks:  
a) Erzeugung von Diquarks im See b) Erzeugung von Baryonen in gegenüberliegenden Jets (nach T. Meyer/2.1a/).

Da im Rahmen des Diquark-Modells weder die Massen der Diquarks noch die Zusammenhänge zwischen den Massen und dem Wirkungsquerschnitt bekannt sind, müssen verschiedene Parameter in Analogie zur Mesonerzeugung eingeführt werden. Durch diese Parameter wird bestimmt, in welchem Verhältnis die Diquarks mit verschiedenem Spin und Quarkinhalt erzeugt werden. Zur Vereinfachung werden nur Baryonen oh-

ne Bahndrehimpuls erzeugt, also nur Baryonen mit Spin 1/2 oder mit Spin 3/2.

Da es sich bei diesen Diquarks um Kombinationen von Quarks handelt, werden nur Kombinationen erzeugt, die nach dem Pauli-Prinzip erlaubt sind (z.B. kann ein uu-Diquark nur mit Spin-1 existieren). Außerdem wird davon ausgegangen, daß Diquarks mit gleichem Spin und gleicher Strangeness mit der gleichen Wahrscheinlichkeit erzeugt werden (z.B.  $w(uu(1)) = w(ud(1)) = w(dd(1))$ , die in der Klammer angegebene Zahl definiert den Spin des Diquarks). Diese Annahme wird mit der etwa gleichen Masse von u- und d-Quarks begründet, sie führt dazu, daß die verschiedenen Baryonen eines Isospinmultipletts gleich häufig erzeugt werden.

Die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Diquark zu erzeugen, wird durch die in Tab. 1 zusammengestellten Parameter festgelegt.

Parameter	Definition
$\gamma$	$w(s) / w(u)$
P1	$w(qq) / w(q)$
P2	$w(us(0)) / w(ud(0)) \cdot 1/\gamma$
P3	$w(ud(1)) / w(ud(0))$
P4	$w(us(1)) / w(us(0))$
P5	$w(ss(1)) / w(ud(1))$

Tab. 1 Parameter im Diquark-Modell: Die in Klammern angegebenen Zahlen geben den Spin der Diquarks an.

Mit einigen Vereinfachungen wurde ein Diquark-Modell sowohl in das Hoyer- als auch in das Lund-Modell eingebaut. Da bisher nur im Lund-Modell die verschiedenen Baryonen eines Isospin-Multipletts mit der gleichen Wahrscheinlichkeit erzeugt werden, wird im folgenden dieses Modell diskutiert.

Zur Vereinfachung wird im Lund-Modell angenommen, daß die Parameter P3 und P4 die gleiche Größe haben. Der Parameter P5 wird als Kombination von anderen Parametern berechnet ( $P5 = (\gamma P2)^2$ ). Außerdem wird angenommen, daß den Baryonen und den Mesonen mit Hilfe der gleichen Parametrisierung ein Impuls zugeordnet werden kann.

Um einen Eindruck vom Einfluß von P2 und P3 zu erhalten, sind in Tab. 2 die erzeugten inklusiven Wirkungsquerschnitte von verschiedenen Baryonen relativ zum Wirkungsquerschnitt der Protonen bei  $W = 34$  GeV, für verschiedene P2 und P3 aufgelistet (Spalte 3 und 5). Die Baryonen eines Isospin-Multipletts werden etwa gleich häufig erzeugt. Kleine Unter-

schiede von ~ 10%, die durch die unterschiedlich häufigen primären Quarks zu erklären sind, werden in der Tabelle nicht berücksichtigt.

Die im Experiment beobachtbaren Baryonen werden direkt erzeugt, oder stammen aus Zerfällen von schwereren Baryonen. Die Parameter regeln nur die direkte Erzeugung der verschiedenen Baryonen, deshalb sind in Spalte 2 und 4 die Wirkungsquerschnitte der direkt erzeugten Baryonen relativ zum inklusiven Wirkungsquerschnitt aller Protonen angegeben.

Da es jeweils  $2J+1$  Spin-Zustände gibt, erwartet man ohne zusätzliche Unterdrückung von Diquarks mit Spin 1 ( $P_3 = 1$ ), daß die direkt erzeugten Baryonen mit Spin  $J = 3/2$  relativ zu denen mit Spin  $J = 1/2$  bei gleicher Quarkzusammensetzung im Verhältnis von 2:1 erzeugt werden. Wegen der größeren Masse der Baryonen mit Spin 3/2 wird dieses Verhältnis aber auch mit  $P_3=1$  im Modell nicht ganz erreicht.

Baryon Multiplett	direkt erzeugt $P_2=P_3 = 1$	nach Zerfällen $P_2=P_3 = 1$	direkt erzeugt $P_2 = 0.35$ $P_3 = 0.05$	nach Zerfällen $P_2 = 0.35$ $P_3 = 0.05$
p ; n	0.15; 0.15	1 ; 0.85	0.5; 0.5	1 ; 0.89
$\Lambda$	0.055	0.48	0.16	0.38
$\Sigma$	0.045	0.06	0.06	0.07
$\Xi$	0.014	0.045	0.018	0.03
$\Delta$	0.23	0.24	0.076	0.08
$\Sigma^*$	0.082	0.087	0.016	0.02
$\Xi^*$	0.022	0.024	0.003	0.004
$\Omega$	0.006	0.007	0.001	0.001
$\Lambda_c(udc)$	0.006	0.08	0.05	0.08

Tab. 2 Anzahl der verschiedenen Baryonen relativ zur Anzahl der Protonen: (Lund-Modell bei  $W=34$  GeV)

Die verschiedenen Parameter können in einer Anpassung an die Daten bestimmt werden. Im Rahmen des Modells besteht die Hoffnung, einen Zusammenhang zwischen den Massen der Diquarks und Quarks und den verschiedenen Parametern zu finden.

## 2.4 DIE ERHALTUNG DER BARYONZAHL IM MODELL

Ein wichtiger Punkt der Modelle zur Baryonerzeugung ist der Mechanismus der Baryonzahlerhaltung in der Fragmentation. Nach den diskutierten Fragmentationsmodellen werden die Hadronen zeitlich nacheinander erzeugt und erhalten Longitudinalimpulse und damit Energien  $E'$ , die von der Fragmentationsfunktion und der zur Verfügung stehenden Energie abhängen. Für die nacheinander produzierten Teilchen vermindert sich damit die zur Verfügung stehende Energie um die Größe  $E'$ . Deshalb erhalten nacheinander erzeugte Teilchen im Mittel weniger Energie, kleinere Longitudinalimpulse und damit eine kleinere Rapidität  $y^1$ . Die Vorstellung der Baryonerzeugung durch Diquark-Antidiquark-Paare führt dazu, daß das Baryon (B) und das Antibaryon ( $\bar{B}$ ) -die unmittelbar nacheinander erzeugt werden- im Mittel eine kleine Rapiditätsdifferenz  $|\Delta y|$  haben.

$$|\Delta y| = |y(B) - y(\bar{B})|$$

Abb. 5 zeigt die Differenz der Rapidität  $|\Delta y|$  bezüglich der Jetachse, von  $P\bar{P}$ -Paaren im Lund-Modell.

Diese kurzreichweitige Kompensation wird um so deutlicher, wenn man sie mit der Verteilung bei statistischer Kompensation der Baryonzahl im Ereignis vergleicht. Diese Verteilung kann auf einfache Weise in Ereignissen mit mehr als einem Baryonpaar bestimmt werden. Da die verschiedenen Baryonpaare in diesen Ereignissen unabhängig voneinander erzeugt werden, entspricht die Verteilung der Rapiditätsdifferenz von Kombinationen aus verschiedenen Baryonpaaren ( $B_1B_2$ ,  $B_1\bar{B}_2$ ,  $\bar{B}_1B_2$  und  $\bar{B}_1\bar{B}_2$ ) einer Verteilung mit statistischer Kompensation der Baryonzahl im Ereignis.

Neben der kurzreichweitigen Kompensation der Baryonzahl wurde ein Mechanismus vorgeschlagen/T.Meyer 2.1a/, der zu einer langreichweitigen Kompensation der Baryonzahl in gegenüberliegenden Jets führt (Abb. 4 (S. 7) a) Nach diesem Mechanismus wird zusätzlich zu den primären  $q\bar{q}$ -Quarks ein weiteres  $q'\bar{q}'$ -Paar im See erzeugt. Diese Quarks verbinden sich so mit den primären Quarks, daß die Diquark-Kombinationen  $qq'$  und  $\bar{q}\bar{q}'$  entstehen. Mit diesen Diquarks wird dann der Fragmentations-Prozeß in jedem Jet begonnen. Dieser Mechanismus führt zu einer langreichweitigen Kompensation der Baryonzahl in gegenüber liegenden Jets und damit zu einer großen Differenz in der Rapidität (gepunktete Kurve in Abb. 5).

<sup>1</sup> Die Größe  $y$ , mit  $y = 1/2 \ln[(E+P_L)/(E-P_L)]$ , wird als Rapidität bezeichnet. Dabei ist  $E$  die Energie des Teilchens und  $P_L$  der longitudinale Teilchenimpuls in Richtung der Jetachse.

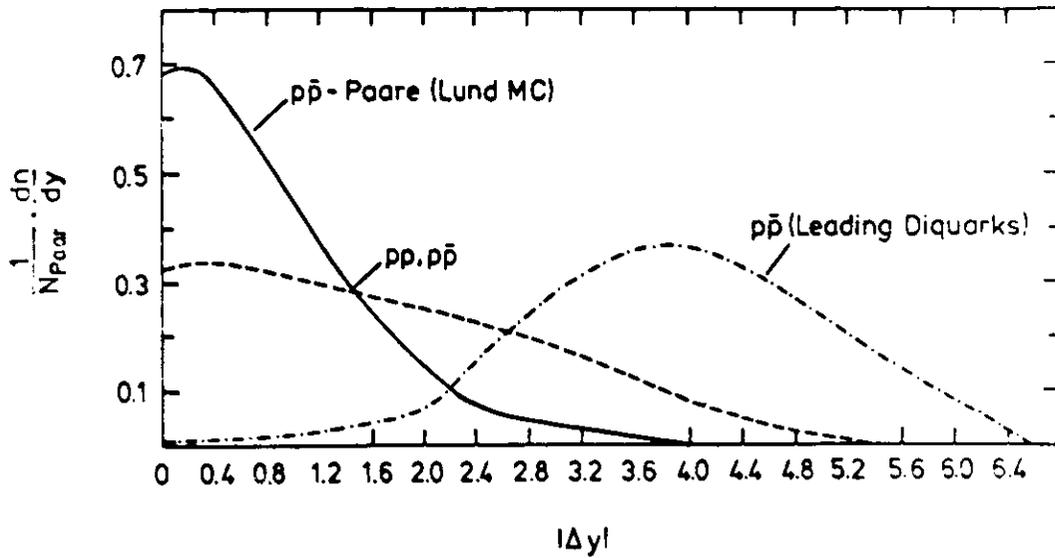


Abb. 5 Rapiditysdifferenzen von  $P\bar{P}$ -Paaren im Modell: Die durchgezogene Kurve zeigt die Rapiditysdifferenz von  $P\bar{P}$ -Paaren, mit einem Mittelwert von  $\langle |\Delta y| \rangle = 1.$ , der Mittelwert für unkorrelierte Kombinationen ( $PP, \bar{P}\bar{P}$ ) beträgt  $\langle |\Delta y| \rangle = 1.8$  (gestrichelte Kurve), die gepunktete Kurve zeigt die Rapiditysdifferenz bei führenden Baryonen in den gegenüberliegenden Jets ( $\langle |\Delta y| \rangle = 3.8$ ).

Nach dem Modell entsteht ein großer Teil der  $\Lambda$ 's durch die Kombination eines  $ud$ -Diquarks mit einem  $s$ -Quark aus dem See. Durch die Kombination des zugehörigen  $\bar{s}$ -Quarks mit einem weiteren Quark entsteht direkt oder aus Zerfällen ein  $K^+$  oder ein  $K^0$ -Meson. Deshalb erwartet man im Rahmen des Diquarkmodells eine kleine mittlere Rapiditysdifferenz zwischen paarweise erzeugten  $\Lambda$ 's und  $K^+$ -Mesonen. Neben der Erzeugung von  $s$ -Quarks im See entstehen etwa  $1/3$  aller  $s$ -Quarks aus Zerfällen von primären  $c$ - und  $b$ -Quarks oder werden primär erzeugt.

Entsteht das  $\Lambda$  direkt oder aus einem Zerfall, durch die Kombination eines Diquarks mit einem primären  $s, c$  oder  $b$ -Quark, wird die Strangeness des  $\Lambda$ 's im gegenüberliegenden Jet kompensiert. Neben der kurzreichweitigen Kompensation der Strangeness zwischen  $\Lambda K^+$  erhält man deshalb im Modell auch eine langreichweitige Kompensation bei  $\Delta y$  Werten zwischen 2-4. Nach dem Lund-Modell werden die Verteilungen der Rapiditysdifferenz in Abb. 6 für korreliert erzeugte  $\Lambda\bar{\Lambda}$  und  $\Lambda K^+$  ( $\bar{\Lambda} K^-$ ) Paare erwartet.

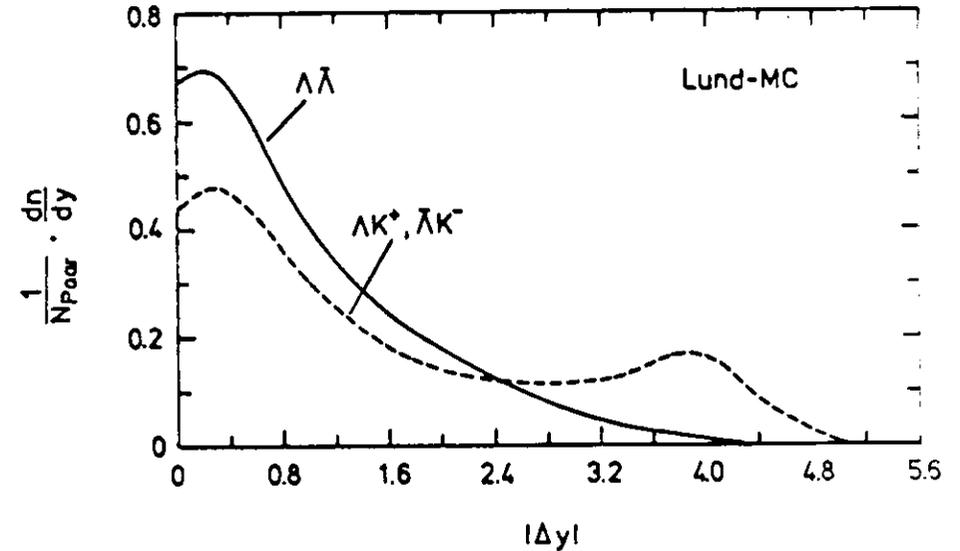


Abb. 6 Rapiditysdifferenz für  $\Lambda\bar{\Lambda}$  und  $\Lambda K^+$  Paare

### 3. DAS EXPERIMENT

In diesem Kapitel werden die experimentellen Voraussetzungen besprochen, die zu den Ergebnissen dieser Arbeit führen. Beschrieben wird der Aufbau des Experimentes und die Selektion hadronischer Ereignisse.

#### 3.1 DER AUFBAU DES TASSO-DETEKTORS

Der Detektor befindet sich in der Süd-West Experimentierhalle des  $e^+e^-$ -Speicherringes PETRA am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Das Experiment wurde von einer internationalen Kollaboration (zur Zeit über 100 Physiker und Physikerinnen/3.1/) entwickelt, um die verschiedenartigsten Prozesse in  $e^+e^-$ -Kollisionen zu untersuchen.

Mit seiner guten Impulsauflösung und den vielen Komponenten zur Teilchen-Identifizierung eignet er sich besonders, um die Produktion verschiedener Teilchenarten zu analysieren.

Zur Beschreibung des Detektors werden im folgenden die Koordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  oder die Kugelkoordinaten  $R$ ,  $\varphi$  und  $\vartheta$  benutzt. Die  $z$ -Richtung wird durch die Richtung des Positronenstrahls definiert. Die  $x$ -Achse zeigt zur Ringmitte,  $\vartheta$  ist der Winkel zur Strahlachse und  $\varphi$  der Winkel in der  $x$ - $y$ -Ebene.

Abb. 7 zeigt die Anordnung der verschiedenen Komponenten<sup>2</sup> in der Ebene senkrecht zur Strahlachse.

Der Aufbau des Experimentes läßt sich zweckmäßig folgendermaßen gliedern:

- Innendetektor
- Flüssig-Argon Schauerzähler, Hadronarme und Myonkammern
- Vorwärtsdetektor und Luminositätsmonitor

Diese drei Bereiche werden nun kurz beschrieben. Genauere und ausführliche Informationen über die verschiedenen Komponenten können

<sup>2</sup> Dargestellt ist der Aufbau des Detektors, mit dem die in dieser Arbeit analysierten Daten gemessen wurden. Eine Beschreibung des Vertex-Detektors, der Ende 1982 installiert wurde, kann bei den unter /A.1/ angegebenen Quellen gefunden werden.

bei den im Literaturverzeichnis unter /3.2/ angegebenen Quellen gefunden werden.

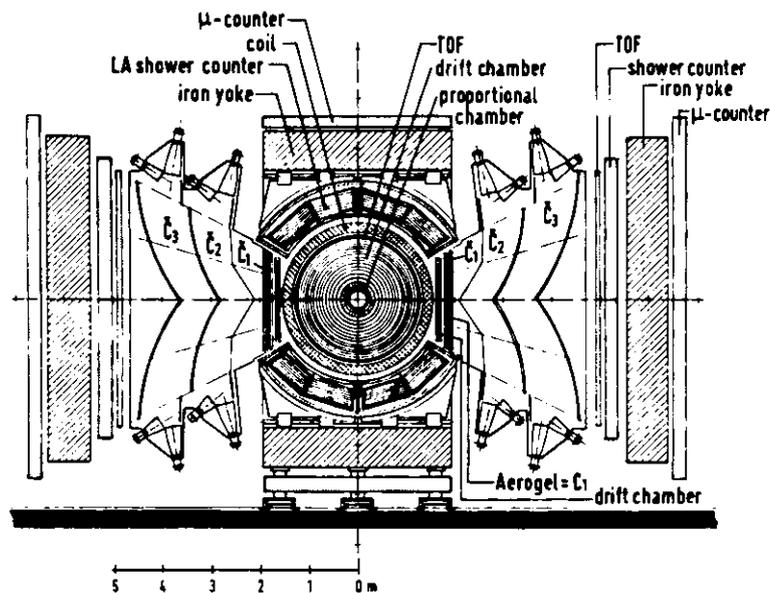


Abb. 7 Querschnitt des TASSO-Detektors

#### 3.1.1 Der Innendetektor

Ein Aluminium-Strahlrohr mit einem Radius von 13 cm trennt den Detektor vom Vakuum des PETRA-Ringes. Seine Dicke von 4 mm entspricht ungefähr 0.05 Strahlungslängen.

Der Wechselwirkungspunkt der  $e^+e^-$ -Pakete wird von folgenden Komponenten zylindersymmetrisch umschlossen:

1. Eine 4-lagige Proportionalkammer (CPC), deren Signaldrähte zwischen 18.7 cm und 28 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen, schließt sich an das Strahlrohr an. Sie liefert eine schnelle Information für den Trigger über geladene Spuren und ermöglicht in Verbindung mit der Driftkammer eine genaue Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen.
2. Wichtigster Bestandteil des Innendetektors ist die zylindrische Driftkammer mit einer Länge von 3.23 m. Sie besteht aus 15

konzentrischen Lagen von Signaldrähten mit insgesamt 2340 Driftzellen. Die innerste Lage von Signaldrähten befindet sich 36.7 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt, die äußerste hat einen Radius von 122.2 cm. Die Drähte von neun Lagen sind parallel zur Strahlachse gespannt ( $0^\circ$  Lagen). Die Ortsauflösung dieser Driftzellen (Kammern) beträgt für senkrecht durchfliegende Teilchen 0.18 mm. Sechs Lagen haben Drähte, die unter einem kleinen Winkel ( $\approx 4^\circ$ ) zur Strahlachse geneigt sind (Stereo-Drähte). Die Information angesprochener Kammern ermöglicht eine genaue dreidimensionale Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen bis  $|\cos\vartheta| < 0.87$ .

3. Auf einem Radius von 132 cm schließen sich 48 Flugzeitähler (ITOF) an die Driftkammer an und decken einen Raumwinkel von 82% ab. In hadronischen Ereignissen wurde damit eine mittlere Auflösung von 380 psec erreicht. Sie werden als schneller Trigger benutzt und erlauben außerdem eine Pion-Kaon-Proton Trennung bis zu Impulsen von etwa 1 GeV/c.

Eine im Mittel 10 cm dicke Magnetspule aus Aluminium umgibt den Innendetektor. Zusammen mit einem Eisenjoch erzeugt sie ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla parallel zum Strahlrohr. Aus der durch das Feld erzeugten Krümmung der Flugbahn können Impuls und Ladungsvorzeichen geladener Teilchen bestimmt werden.

### 3.1.2 Flüssig-Argon-Schauerzähler, Hadronarme und Myonkammern

Photonen und Elektronen können mit Flüssig-Argon-Schauerzählern, die 45% des Raumwinkels abdecken, nachgewiesen werden. Sie sind in jeweils vier Tanks ober- und unterhalb der Spule angebracht. Ihre Energieauflösung  $\sigma_E$  für Elektronen mit Impulsen oberhalb von 1 GeV/c liegt bei etwa  $\sigma_E/E \sim 14\% / \sqrt{E}$ . Ihre feine Segmentierung erlaubt eine genaue Orts- und Winkelmessung von elektromagnetischen Schauern.

Horizontal schließen sich zwei Hadronarme an die Spule an. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, bestehen sie aus einer Driftkammer, Cherenkovzählern, Flugzeitählern (HATOF) und Schauerzählern. Sie ermöglichen eine Identifizierung von geladenen Pionen, Kaonen und Protonen über einen weiten Impulsbereich und eine Messung der Energie elektromagnetischer Schauer.

Hinter den Flüssig-Argon-Zählern und den Hadronarmen befinden sich nach einer 50-80 cm dicken Eisenwand großflächige Proportionalkammern. Sie dienen zur Myonidentifikation bei Teilchen mit Impulsen von mehr als 1.2 GeV/c.

### 3.1.3 Vorwärtskalorimeter und Luminositätsmonitor

Zum Nachweis von Elektronen (Positronen) und Photonen sind auf beiden Stirnseiten des Innendetektors Vorwärtskalorimeter (Flüssig-Argon- und Bleiszintillator-Zähler) angebracht. Damit kombiniert sind Szintillationszähler, die zur Luminositätsmessung dienen. Aus der Zählrate von Bhabba-Ereignissen ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ), deren Wirkungsquerschnitt bekannt ist, läßt sich die Luminosität (L) und damit der Wirkungsquerschnitt ( $\sigma$ ) für andere Reaktionen aus folgendem Zusammenhang bestimmen:

$$L = \frac{N}{\sigma \cdot A}$$

Dabei ist N die Ereignisrate und A die Akzeptanz.

### 3.1.4 Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen

Von zentraler Bedeutung für die Messungen in dieser Arbeit ist die genaue Bestimmung der Impulse geladener Teilchen.

Aus der Information angesprochener Zellen der Driftkammer wird mit einem Computer-Rekonstruktionsprogramm eine Spur zusammengesetzt. Um eine Spur in drei Dimensionen zu finden, wird verlangt, daß mehr als vier der  $0^\circ$ -Lagen und mehr als zwei der sechs Stereo-Drähte angesprochen haben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen und in der Akzeptanz des Detektors liegen, beträgt etwa 97%.

Aus der Krümmung der Spuren und dem Winkel zur Strahlachse ( $\vartheta$ ) ergibt sich der Impuls p und der Transversalimpuls  $p_t$  (senkrecht zur Strahlachse) aus folgender Beziehung:

$$p = \frac{p_t}{\sin(\vartheta)} \quad \text{und} \quad p_t = 3 \cdot 10^{-4} |q| \cdot B \cdot R, \quad p_t \text{ in GeV/c}$$

Dabei ist B das Magnetfeld (kG), R (cm) der Radius der Teilchenspur in der Projektion senkrecht zur Strahlachse und |q| der Betrag der elektrischen Ladung in Vielfachen der Elementarladung. Aus diesen Werten und den geometrischen Spurkoordinaten können die drei Impulskomponenten bestimmt werden.

Der Fehler in der Impulsbestimmung ergibt sich aus dem Fehler in der Ortsbestimmung und der Vielfachstreuung im Detektor. Die Impulsauflösung beträgt:

$$\frac{\delta P}{P} = 0.016 \cdot \sqrt{1+P^2}, \quad P \text{ in GeV}/c$$

Genauere Informationen über die Spur-Rekonstruktion kann man unter /3.3/ finden.

### 3.2 DIE SELEKTION HADRONISCHER EREIGNISSE

Beim normalen Betrieb des PETRA-Speicherringes befinden sich zwei Elektron- und zwei Positron-Pakete im Ring. Zu Beginn einer Füllung enthalten die Pakete ungefähr  $10^{11}$  Teilchen. Die Zeit zwischen dem Zusammentreffen von  $e^+e^-$ -Paketen beträgt etwa  $4 \mu\text{sec}$ . In dieser Zeit muß durch eine schnelle Elektronik entschieden werden, ob der Detektor ein interessantes Ereignis registriert hat.

Um alle Informationen des Detektors auszulesen, sind Zeiten von 20 - 30 msec erforderlich. Da in dieser Zeit keine weiteren Ereignisse selektiert werden können, wird sie als Totzeit des Detektors bezeichnet. Um die Totzeit möglichst gering zu halten, ohne gleichzeitig interessante Ereignisse zu verlieren, werden die Ereignisse mit einer Rate von 1 - 2 Hz ausgelesen. Die Informationen aller Komponenten werden dann zur weiteren Analyse auf Magnetbändern abgespeichert.

Der größte Teil dieser Ereignisse<sup>3</sup> sind für die vorliegenden experimentellen Fragestellungen nicht interessant. Es sind hauptsächlich Ereignisse der kosmischen Strahlung, Strahl-Restgas-, Strahl-Strahlrohr- und Synchrotronstrahlungs-Ereignisse. Die interessanten Ereignisse werden durch weitere Kriterien mit Hilfe von Computerprogrammen ausgewählt.

Zur Selektion hadronischer Ereignisse wird die Information des Innendetektors über geladene Teilchen benutzt /3.4/.

Eine Spur wird akzeptiert, wenn sie folgende Bedingungen erfüllt:

- Sie muß in drei Dimensionen (x,y,z bzw. R, $\vartheta$ , $\varphi$ ) rekonstruiert sein.

<sup>3</sup> Zum Beispiel liegt die Rate von hadronischen zu ausgelesenen Ereignissen unter guten Meßbedingungen bei etwa 1:1000.

- Der minimale Abstand einer Spur vom Ursprung muß in der Ebene senkrecht zur Strahlachse kleiner als 5 cm sein.
- Ihr Transversalimpuls ( $p_t$ ) senkrecht zur Strahlachse muß größer als 0.1 GeV/c sein.
- Der Winkel zur Strahlachse muß  $30^\circ < \vartheta < 150^\circ$  erfüllen ( $|\cos\vartheta| < 0.87$ ).
- Der Abstand  $|Z-Z_v|$  muß kleiner als 20 cm sein. Dabei ist  $Z_v$  der aus allen Spuren gemittelte Z-Vertex des Ereignisses.

Durch diese Kriterien werden geladene Teilchen definiert, deren Spuren zuverlässig rekonstruiert sind.

Ein hadronisches Ereignis bei einer Schwerpunktsenergie W wird akzeptiert, wenn folgende Kriterien durch die zuverlässig rekonstruierten geladenen Teilchen erfüllt werden:

1. Es müssen mindestens 4 geladene Teilchen (bei  $W > 27 \text{ GeV}$  5 Teilchen) rekonstruiert sein.
2. Die  $\tau$ -Paar-Produktion wird durch einen Topologieschnitt unterdrückt. Ein Ereignis wird durch die Sphäritätsachse in zwei Hemisphären geteilt. Liegen in einer Hemisphäre drei geladene Teilchen und in der anderen eins (eins oder drei bei  $W > 15 \text{ GeV}$ ), muß die invariante Masse der drei in einer Hemisphäre liegenden Teilchen (es wird angenommen, daß es sich um Pionen handelt) größer als die  $\tau$ -Masse sein.
3. Für Schwerpunktsenergien mit  $W \leq 14 \text{ GeV}$  muß die Ladungssumme aller Teilchen kleiner als vier sein.
4. Für den aus allen Spuren gemittelten Vertex in der z-Koordinate muß  $|Z_v| < 6 \text{ cm}$  gelten.
5. Die Impulssumme aller Spuren i muß die Bedingung  $\sum |P_i| > 0.265 \cdot W$  erfüllen.

Die Schnitte auf die Impulssumme, den mittleren Vertex und die Ladungssumme reduzieren den Untergrund durch zwei Photon-, Strahl-Gas-, Strahl-Strahlrohr-Ereignisse und Ereignisse der kosmischen Strahlung.

Der Schnitt auf die geladene Multiplizität reduziert hauptsächlich Untergrund durch  $\tau$ -Paare und Bhabba-Ereignisse mit konvertierenden Elektronen im Detektor, die eine kleine geladene Multiplizität haben.

Nach diesen Standardkriterien werden alle Ereignisse noch einzeln angesehen und auf Untergrundprozesse abgesucht. Dabei werden noch einmal etwa 3% der Ereignisse als Untergrund erkannt.

Die nach diesen Kriterien übrigbleibenden hadronischen Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von  $W = 34$  GeV enthalten noch einen Untergrund von  $2.8\% \pm 1.4\%$ .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse ohne die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen nach allen Schnitten beträgt 77% bei  $W = 14$  GeV und 79% bei  $W = 34$  GeV. Der größte Anteil der Verluste stammt aus der geometrischen Akzeptanz des Experimentes.

Für hadronische Ereignisse wurde der Wirkungsquerschnitt bei TASSO mit großer Genauigkeit bestimmt /3.5/. Die Messung ergab für Schwerpunktsenergien ( $W$ ) zwischen 14 und 46 GeV:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ee-hadr.}} = \sigma_{\text{ee-}\mu\mu} \cdot R \quad \text{mit} \quad R = 4.04 \pm 0.02 \text{ (stat.)} \pm 0.19 \text{ (syst.)}$$

$\sigma_{\text{ee-}\mu\mu}$  ( $\sigma_{\mu\mu}$ ) ist der theoretische Wirkungsquerschnitt der elektromagnetischen Erzeugung von  $\mu$ -Paaren ohne Strahlungskorrekturen.

$$\sigma_{\mu\mu} = 4\pi/3 \cdot \alpha^2/W^2 = 86.8/W^2 \quad \text{nb} \cdot \text{GeV}^2$$

$\alpha$  ist die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ( $\alpha = 1/137$  und  $W$  in GeV).

Dieser  $R$ -Wert ist in Übereinstimmung mit der Erzeugung von 5 punktförmigen Quarks, der Erwartung der QCD und der schwachen Wechselwirkung.

Seit Beginn der PETRA-Experimente konnte bei TASSO eine integrierte Luminosität von etwa  $90 \text{ pbarn}^{-1}$  bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien gesammelt werden. Dies entspricht nahezu 30000 hadronischen Ereignissen.

Für die in den nächsten Kapiteln analysierten Daten werden die bei gleichem Aufbau des Innendetektors genommenen Daten benutzt. Sie werden dazu in drei Bereiche mit jeweils etwa gleicher Schwerpunktsenergie aufgeteilt. Die genauen Ereigniszahlen sind in Tab. 3 zusammengestellt.

mittlere Schwerpunktsenergie $W$	Anzahl der Ereignisse
14 GeV	2999
22 GeV	2284
34 GeV	20832

Tab. 3 Anzahl der benutzten hadronischen Ereignisse

Die Teilchenidentifikation spielt für die im weiteren beschriebenen Analysen eine zentrale Rolle. Aus Abb. 8 erhält man einen Eindruck von der Leistungsfähigkeit des TASSO-Detektors zur Teilchenidentifikation. Aufgetragen ist der Impulsbereich, in dem die verschiedenen Teilchen in hadronischen Ereignissen identifiziert und deren Wirkungsquerschnitt ermittelt werden konnte /3.6/. Zum Nachweis werden im wesentlichen drei verschiedene Methoden benutzt:

1. Alle geladenen stabilen Hadronen ( $\tau > 10^{-9}$  sec), Pionen, Kaonen und Protonen und die aus den Zerfällen von  $c$  und  $b$  Quarks stammenden Elektronen und Myonen werden durch spezielle Detektorkomponenten nachgewiesen. Der Impulsbereich, in dem sie identifiziert wurden, ist in Abb. 8 als durchgezogene Kurve eingezeichnet.
2. Kurzlebige Teilchen mit Lebensdauern  $\tau$  um  $10^{-10}$  sec wie  $K^0$ 's,  $A$ 's und  $\Xi^-$ 's werden über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen. Es wird dabei ausgenutzt, daß die Teilchen vor ihrem Zerfall einige cm fliegen und ihre Zerfallsprodukte nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen. Mit dieser Methode können die Teilchen mit kleinem kombinatorischen Untergrund selektiert werden. Der Impulsbereich, in dem diese Teilchen nachgewiesen werden konnten, ist gepunktet eingezeichnet.
3. Die sofort ( $\tau < 10^{-12}$  sec) zerfallenden Teilchen  $\pi^0$ ,  $D^{*+-}$ ,  $\rho^0$ ,  $K^*$ , und  $F$  werden über ihre Zerfallsprodukte ohne die Anwendung spezieller geometrischer Selektionskriterien nachgewiesen. Die Bereiche, in denen sie nachgewiesen wurden, ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.  
Der Nachweis von  $\pi^0$ 's erfolgt über den Zerfall in zwei Photonen, die mit den Schauerzählern nachgewiesen werden. Die unterste Linie zeigt den Impulsbereich in dem  $\pi^0$ 's nachgewiesen werden konnten.

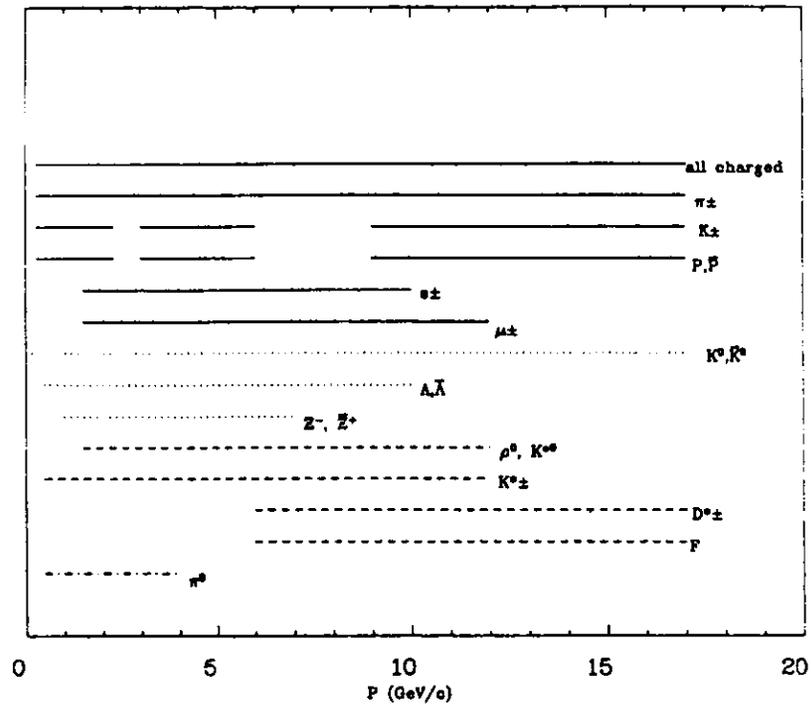


Abb. 8 Impulsbereiche der inklusiven Teilchenmessungen.

Die inklusiven Messungen der Baryonen  $p$ ,  $\Lambda$  und  $Z^-$  und weitere Untersuchungen mit ihnen werden in den nächsten Kapiteln ausführlich beschrieben.

#### 4. INKLUSIVE MESSUNGEN DER BARYON-PRODUKTION

Die wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen Baryonen<sup>4</sup> des Oktetts und des Dekupletts sind in Tab. 4 und Tab. 5 zusammengestellt/4.1/.

Außer den Protonen, die über spezielle Detektorkomponenten identifiziert werden, müssen alle anderen Baryonen indirekt über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Für ihre Messung ist deshalb eine genaue Impulsmessung der Zerfallsprodukte mit großer Nachweiswahrscheinlichkeit entscheidend. Wie in Kapitel 3 erläutert wurde, wird diese Bedingung von geladenen Teilchen erfüllt. Photonen und damit  $\pi^0$ 's können mit den Flüssig-Argon-Zählern gefunden werden. Allerdings ist die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Energieauflösung für die Suche nach Resonanzen mit der vorhandenen Statistik kaum ausreichend.

Für Messungen von instabilen Baryonen kommen deshalb als erstes die Baryonen in Frage, die in geladene Teilchen zerfallen. Diese Bedingung erfüllen  $\Lambda$ 's und  $\Xi$ '-s als Mitglieder des Oktetts und  $\Delta^0$ 's,  $\Delta^{++}$ 's,  $\Sigma^{*+}$ 's,  $\Xi^{0*}$  und  $\Omega^-$ 's als Mitglieder des Dekupletts.

Die langlebigen Baryonen  $\Lambda$ ,  $\Xi^-$  und  $\Omega$  fliegen vor ihrem Zerfall eine Strecke von einigen cm. Da ihre Zerfallsprodukte nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen, können zur Selektion geometrische Kriterien benutzt werden, die die Lebensdauer ausnutzen. Man erreicht damit eine starke Reduktion des kombinatorischen Untergrundes.

Name	Quark-Inhalt	Masse (MeV)	wichtige Zerfälle (BR)	mittlere Lebensdauer
P	uud	938.3	stabil	stabil
n	udd	939.6	pe $\nu$	917 sec
$\Lambda$	uds	1115.6	p $\pi^-$ (64.2%), n $\pi^0$ (35.8%)	0.26 nsec
$\Sigma^+$	uus	1189	p $\pi^0$ (51.6%), n $\pi^+$ (48.4%)	0.08 nsec
$\Sigma^0$	uds	1192	$\Lambda\gamma$ (100%)	$5.8 \cdot 10^{-20}$ sec
$\Sigma^-$	dds	1197	n $\pi^-$ (100%)	0.15 nsec
$\Xi^0$	uss	1315	$\Lambda\pi^0$ (100%)	0.29 nsec
$\Xi^-$	dss	1321	$\Lambda\pi^-$ (100%)	0.16 nsec

Tab. 4 Die Baryonen des Oktetts (Spin 1/2)

<sup>4</sup> Im folgenden werden zur Abkürzung Baryonen und Antibaryonen, falls nicht ausdrücklich unterschieden wird, als Baryonen bezeichnet.

Name	Quark-Inhalt	Masse (MeV)	wichtige Zerfälle (BR)	natürliche Breite
$\Delta^{++}$	uuu	1232	p $\pi^+$	115 MeV
$\Delta^+$	uud	1232	p $\pi^0$ (2/3), n $\pi^+$ (1/3)	115 MeV
$\Delta^0$	udd	1232	p $\pi^-$ (1/3), n $\pi^0$ (2/3)	115 MeV
$\Delta^-$	ddd	1232	n $\pi^-$	115 MeV
$\Sigma^{*+}$	uus	1382	$\Lambda\pi^+$ (88%)	35 MeV
$\Sigma^{*0}$	uds	1382	$\Lambda\pi^0$ (88%)	35 MeV
$\Sigma^{*-}$	dds	1387	$\Lambda\pi^-$ (88%)	40 MeV
$\Xi^{*0}$	uss	1531	$\Xi^- \pi^+$ (2/3), $\Xi^0 \pi^0$ (1/3)	9 MeV
$\Xi^{*-}$	dss	1535	$\Xi^- \pi^0$ (1/3), $\Xi^0 \pi^-$ (2/3)	10 MeV
$\Omega^-$	sss	1672	$\Lambda K^-$ (67%), $\Xi \pi$ (22%)	stabil; $\tau=0.08$ nsec

Tab. 5 Die Baryonen des Dekupletts (Spin 3/2)

Die Identifizierung von Baryonen mit c-Quarks ist schwierig. Die  $\Lambda_c$ -Baryonen (cdu) können zum Beispiel über den Zerfall  $\Lambda_c \rightarrow PK\pi$  mit einem Verzweigungsverhältnis von 2.2% nachgewiesen werden. Bei einem erwarteten Wirkungsquerschnitt von weniger als 0.07  $\Lambda_c$  pro Ereignis und einer geringen Nachweiswahrscheinlichkeit für den günstigsten Zerfallskanal erscheint ihre Messung mit der vorhandenen Statistik als unmöglich.

#### 4.1 DIE PROTON-MESSUNG

Die Messung von Protonen erfordert spezielle Nachweisgeräte zur Trennung der geladenen stabilen Teilchen. Eine Identifizierung von Protonen beim TASSO-Experiment ist mit den Flugzeitzählern (ITOF, HATOF) und den Cherenkovzählern über fast den gesamten Impulsbereich möglich<sup>5</sup>.

Mit den Flugzeitzählern kann die Geschwindigkeit von geladenen Teilchen gemessen werden. Aus der gemessenen Flugzeit  $t$ , der Flugstrecke  $x$  und dem Impuls  $p$  einer rekonstruierten geladenen Spur läßt sich die Masse des Teilchens berechnen:

$$m^2 = p^2 \cdot \left[ \frac{ct}{x^2} - 1 \right]$$

Damit eine eindeutige Zuordnung von Impuls und Flugzeit möglich ist, wird die Information der Flugzeitzähler nur benutzt, wenn sie von genau einem Teilchen getroffen werden. Zusätzlich wird verlangt, daß die an beiden Zählenden gemessenen Zeiten konsistente Ergebnisse liefern.

In Abb. 9 ist das Massenquadrat (ITOF) gegen den gemessenen Impuls der geladenen Teilchen aufgetragen. Die mit der Auflösung von 380 psec und einer mittleren Flugstrecke von 1.50 m ermittelten  $1\sigma$ -Bereiche sind für Pionen, Kaonen und Protonen eingezeichnet. Deutliche Signale dieser Teilchen sind innerhalb der erwarteten Intervalle bei kleinen Impulsen zu erkennen.

Wie aus der Abbildung deutlich wird, können die Protonen bis zu Impulsen von etwa 1.4 GeV/c von Pionen und Kaonen separiert werden. Geladene K-Mesonen können bis zu Impulsen von etwa 0.7 GeV/c separiert werden. Bis zu Impulsen von etwa 1 GeV/c kann ihr Anteil statistisch bestimmt werden. Die in einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt innerhalb der Akzeptanz der ITOF-Zähler ( $\cos \vartheta < 0.82$ ) für Protonen etwa 35%.

Die Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation mit den Hadronarmen erlauben eine Messung von Protonen in nahezu dem gesamten übrigen Impulsbereich. Von 1-2.3 GeV/c können sie mit den Flugzeitzählern und zwischen

<sup>5</sup> Die Messungen der Protonen und damit der  $\Delta$ -Resonanz und den Proton-Antiproton Korrelationen wurden nicht vom Verfasser dieser Arbeit durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der Proton-Messung kann unter /4.2/ gefunden werden.

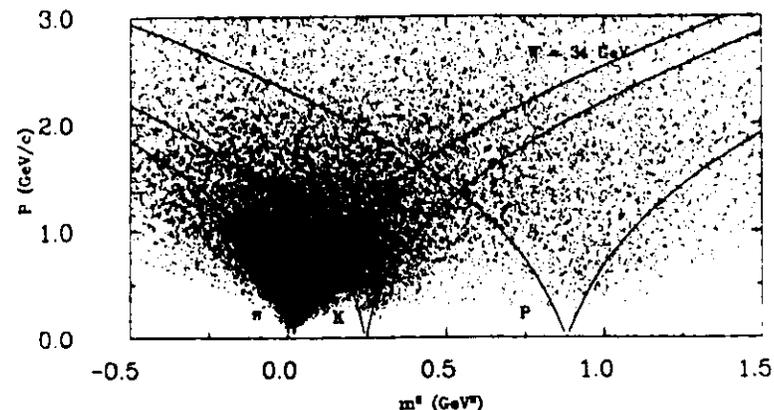


Abb 9 Verteilung von  $m^2$  in Abhängigkeit vom Impuls

3-5 GeV/c und 9-17 GeV/c durch die Cherenkovzähler nachgewiesen werden. In den übrigen Bereichen konnten die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Protonen bisher nicht gemessen werden.

In Tab 6 sind die gemessenen skalierenden Wirkungsquerschnitte der Protonen (Antiprotonen) bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien zusammengestellt.

Die Proton-Multiplizität pro hadronisches Ereignis wird durch eine Integration der Wirkungsquerschnitte in den gemessenen Intervallen und eine Extrapolation und eine Interpolation in den nicht gemessenen Bereichen bestimmt. Dazu wird eine Parametrisierung des invarianten Wirkungsquerschnitts ( $E_h/4\pi p^2 d\sigma/dp$ ) durchgeführt. Bei  $W = 34$  GeV beträgt der Anteil der Extrapolation 2%. Die Multiplizität der Protonen und Antiprotonen ist in Tab. 7 bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien angegeben. Zum Vergleich ist in der dritten Spalte die bei TASSO bestimmte Anzahl an geladenen Teilchen pro Ereignis angegeben/4.3/.

$\langle x \rangle$	W = 34 GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )	$\langle x \rangle$	W = 22 GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )	$\langle x \rangle$	W = 14 GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )
0.061	3.03 $\pm$ 0.62				
0.064	4.73 $\pm$ 0.84				
0.067	4.00 $\pm$ 0.70				
0.071	3.32 $\pm$ 0.71				
0.081	3.41 $\pm$ 0.57	0.094	3.7 $\pm$ 1.3		
0.098	2.33 $\pm$ 0.78	0.099	1.7 $\pm$ 0.8		
		0.104	2.6 $\pm$ 0.8		
		0.109	3.0 $\pm$ 0.8		
0.119	1.41 $\pm$ 0.50	0.125	2.1 $\pm$ 0.4	0.148	1.55 $\pm$ 0.48
		0.152	1.4 $\pm$ 0.3	0.155	1.14 $\pm$ 0.36
0.21	0.59 $\pm$ 0.18	0.180	0.70 $\pm$ 0.31	0.163	1.49 $\pm$ 0.38
				0.185	1.34 $\pm$ 0.28
				0.206	1.28 $\pm$ 0.39
0.28	0.26 $\pm$ 0.10	0.32	0.29 $\pm$ 0.16	0.24	0.71 $\pm$ 0.24
		0.39	0.15 $\pm$ 0.09	0.29	0.27 $\pm$ 0.15
0.69	0.047 $\pm$ 0.022			0.53	0.11 $\pm$ 0.05

Tab. 6 Der skalierende Wirkungsquerschnitt:  $S/\beta d\sigma/dx$  von  $e^+e^- \rightarrow P(\bar{P}) + X$ , mit  $x = 2E_h/W$ ,  $S = W^2$  und  $\beta = p/E_h$ . Die angegebenen Fehler enthalten den statistischen und den systematischen Fehler der Messung, der Fehler in der absoluten Normierung von  $\sigma_{\text{tot}}$  ist nicht enthalten, er beträgt 5.5% bei  $W = 34$  GeV.

W (GeV)	P oder $\bar{P}$ pro Ereignis	geladene Teilchen pro Ereignis
14	0.42 $\pm$ 0.06	9.08 $\pm$ 0.05
22	0.62 $\pm$ 0.06	11.22 $\pm$ 0.07
34	0.80 $\pm$ 0.1	13.48 $\pm$ 0.030

Tab. 7 Anzahl der Protonen pro Ereignis

#### 4.2 DIE $\Lambda$ -MESSUNG

$\Lambda$ 's können über ihren Zerfall in zwei geladene Teilchen (Proton und Pion) durch ein Signal in der Verteilung ihrer invarianten Masse  $M_{p\pi}$  nachgewiesen werden. Die Definition der invarianten Masse  $M_{p\pi}$  ist:

$$M_{p\pi}^2 = (E_p + E_\pi)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_\pi)^2$$

Dabei ist  $E_i^2 = M_i^2 + |\vec{p}_i|^2$  und  $\vec{p}_i$  der Impulsvektor des Teilchens  $i$  mit der Masse  $M_i$ .

Wird keine Teilchenidentifikation benutzt, erhält man für zwei unterschiedlich geladene Teilchen die Kombinationen  $P\pi^-$  und  $\pi^+\bar{P}$  mit verschiedenen invarianten Massen. Die sehr unterschiedliche Masse von Proton und Pion hat zur Folge, daß das Proton oberhalb eines  $\Lambda$ -Impulses von  $\sim 400$  MeV/c immer einen größeren Impuls als das Pion erhält. Diese kinematische Eigenschaft des  $\Lambda$ -Zerfalls ermöglicht eine Unterscheidung von  $\Lambda$ 's und  $\bar{\Lambda}$ 's allein durch die Messung von Ladung und Impuls der Zerfallsprodukte.

Abb. 10 zeigt den Zerfall eines  $\Lambda$ 's in der x-y-Ebene.

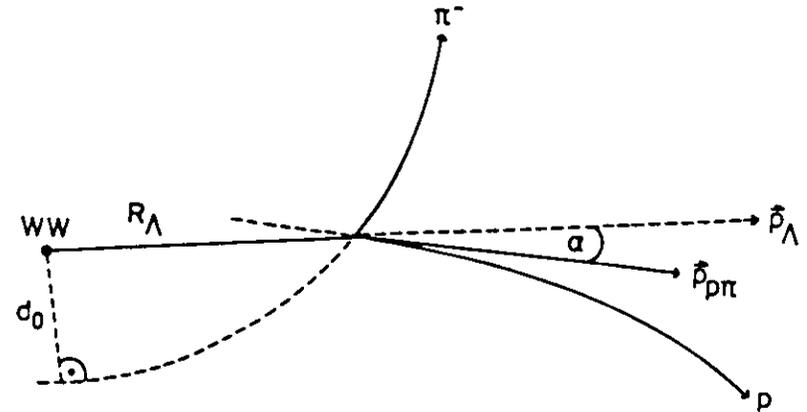


Abb. 10 Skizze eines  $\Lambda$ -Zerfalls:  $R_\Lambda$  ist die Flugstrecke des  $\Lambda$ 's mit dem Impuls  $\vec{p}_\Lambda$  und  $\alpha$  ist der Akollinearitätswinkel zwischen dem rekonstruierten Impuls  $\vec{p}_{p\pi}$  und der Flugrichtung des  $\Lambda$ 's;  $d_0$  ist der minimale Abstand der Spuren vom Wechselwirkungspunkt (WW).

Selektiert man Spur-Paare, die die geometrischen Bedingungen des Zerfalls erfüllen, kann der kombinatorische Untergrund erheblich reduziert werden. Ohne Teilchenidentifizierung bleibt aber der Untergrund von  $K^0_S$ -Zerfällen ( $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) übrig<sup>6</sup>. In einer Monte-Carlo-Rechnung kann die Massenverteilung  $M_{p\pi}$  von  $\pi^+\pi^-$ -Paaren, die aus Zerfällen von  $K^0_S$  stammen, berechnet werden. Entsprechend kann auch die Massenverteilung  $M_{\pi\pi}$  von  $P\pi^-$ -Paaren, die aus Zerfällen von  $\Lambda$ 's stammen, bestimmt werden. Abb. 11 zeigt diese Massenverteilungen bei  $\Lambda$ - und  $K^0$ -Impulsen oberhalb von 1 GeV/c.

Der Untergrund durch  $K^0_S$ -Zerfälle in der  $M_{p\pi}$ -Verteilung kann durch einen Massenschnitt im  $K^0$ -Signal der  $M_{\pi\pi}$ -Massenverteilung reduziert werden, allerdings verliert man dabei auch  $\Lambda$ 's.

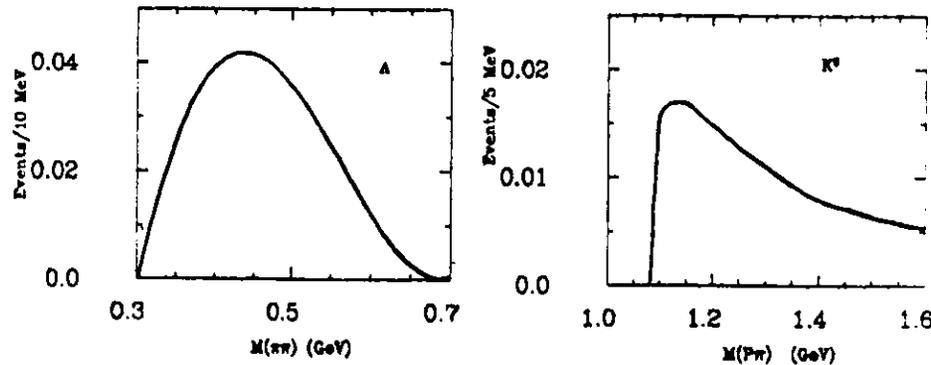


Abb. 11 Massenverteilungen bei falscher Teilchenmasse:  
a)  $M_{\pi\pi}$  Verteilung von  $P$  und  $\pi$  aus  $\Lambda$ -Zerfällen, b)  $M_{p\pi}$  Verteilung von  $\pi^+$  und  $\pi^-$  aus  $K^0$ -Zerfällen.

$\Lambda$ 's können also allein durch eine genaue Impuls- und Ortsmessung der Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Zusätzlich könnte der kombinatorische Untergrund durch eine Proton-Identifizierung mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit reduziert und deshalb eine größere Akzeptanz für  $\Lambda$ 's erreicht werden.

<sup>6</sup> Die aus einer Photonkonversion stammenden  $e^+e^-$ -Paare kommen ebenfalls nicht vom Wechselwirkungspunkt. Da ihre invariante Masse sehr klein ist, können diese Paare durch einen Massenschnitt in der invarianten Masse der  $M_{ee}$ -Verteilung leicht beseitigt werden.

#### 4.2.1 Die $\Lambda$ Selektionskriterien

Zur Messung des  $\Lambda$ -Wirkungsquerschnitts und für Untersuchungen mit den  $\Lambda$ 's werden Schnitte gewählt, die ein  $\Lambda$ -Signal mit möglichst wenig Untergrund ergeben. Gleichzeitig bedeutet dies aber eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit. Der Vorteil ist, daß eine Untergrundbestimmung einfacher wird und weitergehende Untersuchungen mit diesen  $\Lambda$ 's leichter durchgeführt werden können.

1. Es werden alle Kombinationen von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen berechnet, deren Transversalimpulse größer als 0.1 GeV/c sind und deren Polarwinkel  $\vartheta$  die Bedingung  $|\cos \vartheta| < 0.87$  erfüllt.
2. Von diesen Kombinationen wird verlangt, daß ihre Spuren einen Schnittpunkt in der x-y-Ebene haben. Dieser Schnittpunkt muß auf derselben Seite vom Wechselwirkungspunkt (WW-Punkt) liegen, in die auch die Summe der Impulsvektoren beider Teilchen zeigt. Der Schnittpunkt soll zwischen 10 cm und 45 cm vom WW-Punkt entfernt liegen. Die Impulskomponenten  $P_x$  und  $P_y$  von beiden Teilchen werden dann auf die Werte am rekonstruierten Zerfallsvertex korrigiert. Die Spur mit dem größeren Impuls wird im folgenden als Proton (Antiproton) behandelt.
3. Liegt der Vertex weiter als 20 cm vom WW-Punkt entfernt, also hinter der ersten Kammerebene, wird verlangt, daß kein Teilchen vor dem rekonstruierten Vertex ein Kammersignal erzeugt hat.
4. Der Akollinearitätswinkel  $\alpha$ , zwischen der Flugrichtung des Kandidaten und dem Impulsvektor (Vektorsumme der korrigierten Teilchenimpulse), muß klein sein. Es wird gefordert, daß  $\alpha$  kleiner als  $3^\circ$  ist.
5. Liegt der Vertex zwischen 10 cm und 20 cm, also vor der ersten Kammerebene, wird zusätzlich verlangt, daß das  $d_0$  der Pionspur größer als 3 mm und das  $d_0$  der Protonspur größer als 1.5 mm ist.
6. Zur weiteren Reduktion des Untergrundes wird gefordert, daß der Winkel  $\theta^*$  des Protons bezüglich der  $\Lambda$ -Flugrichtung im Schwerpunktsystem des  $\Lambda$ 's die Bedingung  $|\cos(\theta^*)| < 0.9$  erfüllt.
7. Handelt es sich bei der Kombination um einen Zerfall, müssen die Spuren außer in der x-y-Ebene auch in der z-Koordinate von einem gemeinsamen Punkt kommen. Diese Bedingung wird folgendermaßen ausgenutzt:

Aus dem Schnittpunkt der beiden Spuren in der x-y-Ebene und der Vektorsumme ihrer Impulse kann die z-Koordinate des Schnittpunktes bestimmt werden. Dazu wird in einer neuen Anpassung der z-Komponenten beider Impulse zusätzlich zu den angesprochenen Stereo-Drähten die z-Koordinate dieses Punktes benutzt. Beide Spuren werden dann durch Minimierung des  $\chi^2$  auf einen gemeinsamen Punkt gezwungen. Die Kombination wird akzeptiert, wenn das  $\chi^2$  der Anpassung kleiner als 5 pro Freiheitsgrad ist.

Durch diese Schnitte wird der kombinatorische Untergrund reduziert. Der Untergrund durch Reflexionen der  $K^0_s$  und konvertierender Photonen wird dadurch im wesentlichen nicht verringert. Berechnet man die invariante Masse der übrigbleibenden Kombinationen unter der Hypothese, daß es sich bei den beiden Spuren um Pionen oder Elektronen handelt, erhält man die Massenspektren<sup>7</sup> in Abb. 12.

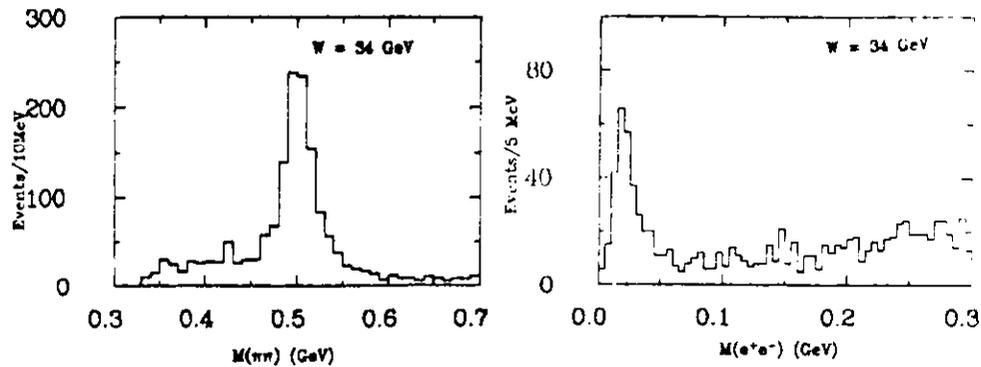


Abb. 12 Massenverteilungen von  $M(\pi\pi)$  und  $M(e^+e^-)$

<sup>7</sup> Das  $M_{\pi\pi}$ -Massenspektrum wurde ohne den Winkelschnitt im Schwerpunktsystem des  $\Lambda$ 's berechnet, da dieser Schnitt den Untergrund von konvertierten Photonen bereits stark reduziert.

Deutliche Signale von  $K^0_s$  und konvertierenden Photonen sind zu erkennen. Sie werden durch einen Massenschnitt entfernt. Es wird verlangt, daß die Bedingungen:

$$M_{\pi\pi} > 50 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad |M_{\pi\pi} - 0.5 \text{ GeV}| > 20 \text{ MeV}$$

durch die Kombinationen erfüllt werden.

Mit diesen Schnitten erhält man deutliche  $\Lambda$ -Signale über einem flachen Untergrund. Abb. 13 zeigt die Massenverteilungen der  $M_{P\pi}$ -Kombinationen mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c bei  $W = 14, 22$  und 34 GeV.

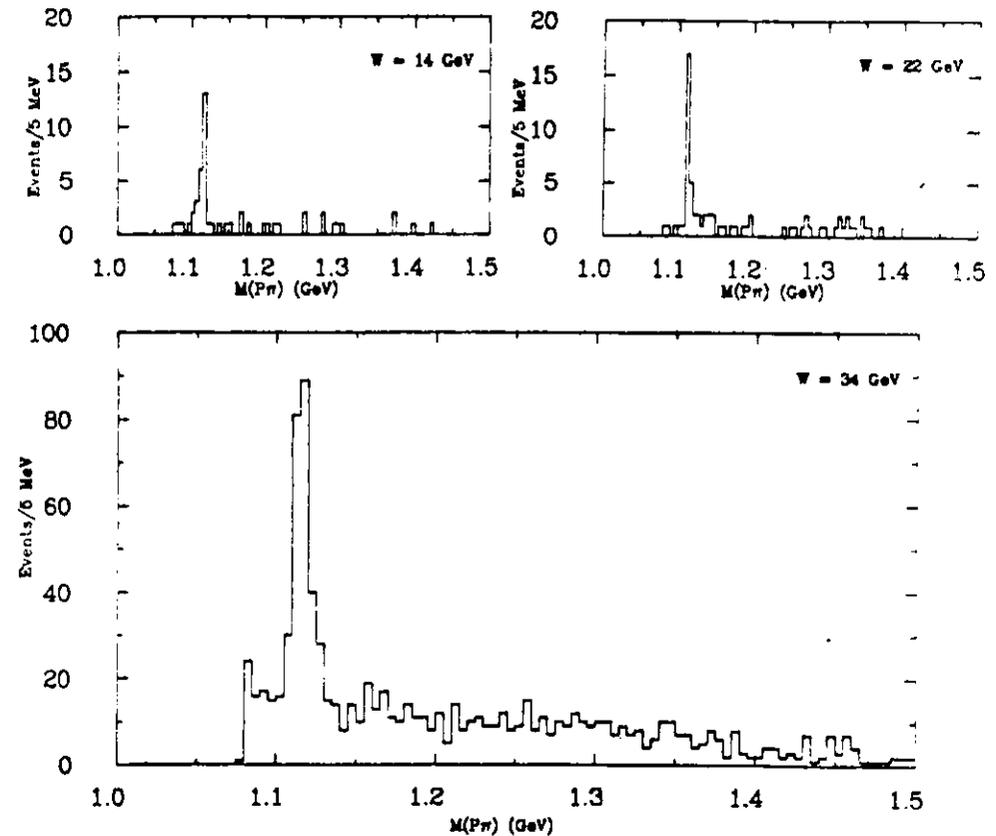


Abb. 13  $M(P\pi)$ -Verteilung

Die Auflösung  $\sigma$  und die mittlere Masse  $M$  des  $\Lambda$ -Signals wird durch Anpassung mit einer Gauss-Verteilung und einem linearen Untergrund bestimmt. Die Anpassung ergibt:

$$\sigma = 4.8 \pm 0.5 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad M = 1115.8 \pm 0.5 \text{ MeV}.$$

Dieser Wert stimmt gut mit der erwarteten Auflösung von 4.8 MeV überein. Für die quantitative Untergrundbestimmung werden die Seitenbänder der  $M_{p\pi}$ -Verteilung in den Intervallen von 1080 -1100 MeV und 1150 MeV -1230 MeV benutzt. Die Anzahl der dort gefundenen Kombinationen wird auf den Signalbereich von 25 MeV (1105-1130 MeV) gemittelt und als Untergrund gezählt. Abb. 14 zeigt die Impulsverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten in der Signal-Region und den Untergrund aus den Seitenbändern bei  $W = 34 \text{ GeV}$ .

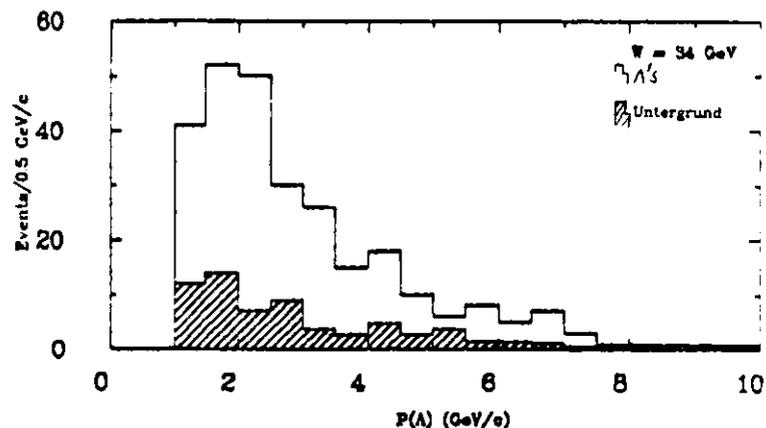


Abb. 14 Impulsverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten bei  $W = 34 \text{ GeV}$

In Tab. 8 ist die gefundene Anzahl der  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ 's bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien für Impulse zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c zusammengestellt. Von den 204  $\Lambda$ 's und  $\bar{\Lambda}$ 's bei  $W = 34 \text{ GeV}$  sind  $111 \pm 12 \Lambda$ 's und  $93 \pm 11 \bar{\Lambda}$ 's.

W (GeV)	Ereignisse	$\Lambda, \bar{\Lambda}$ Signal	Untergrund
14	2999	21	3
22	2284	24	3
34	20832	204	64

Tab. 8 Anzahl der gefundenen  $\Lambda$

Im Impulsbereich von  $7 \text{ GeV}/c < p(\Lambda) < 10 \text{ GeV}/c$  erhält man mit diesen Schnitten sieben  $\Lambda$ -Kandidaten bei einem Untergrund von vier Ereignissen. Damit kann der Wirkungsquerschnitt auch in diesem Impulsbereich bestimmt werden. Wegen des großen Untergrundes wird dieser Impulsbereich aber nicht für weitere Untersuchungen mit den  $\Lambda$ 's benutzt.

Mit den bisher benutzten Schnitten erhält man ein Signal mit  $\Lambda$ -Impulsen oberhalb von  $1 \text{ GeV}/c$ . Ein  $\Lambda$ -Signal mit Impulsen zwischen  $0.5 \text{ GeV}/c$  und  $1 \text{ GeV}/c$  erhält man mit den folgenden Schnitten:

- Der Zerfallspunkt in der x-y-Ebene soll zwischen 4 cm und 15 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen.
- Das  $d_0$  der Pion-Spur muß größer als 1 cm und das  $d_0$  der Proton-Spur muß größer als 3 mm sein.
- Bei kleineren Abständen (R) des Vertex vom WW-Punkt ist es sinnvoller, im  $d_0$  des  $\Lambda$ -Kandidaten ( $d_0(\Lambda) = R \cdot \sin(\alpha)$ ) als im Akollinearitätswinkel  $\alpha$  zu schneiden. Es wird ein  $d_0(\Lambda)$  kleiner als 1 cm verlangt.
- Der Winkel des Protons im  $\Lambda$ -Schwerpunktsystem soll die Bedingung  $|\cos(\theta^*)| < 0.5$  erfüllen. Damit erhalten die Zerfallsprodukte einen größeren Transversalimpuls und der Vertex der beiden Spuren wird genauer rekonstruiert.
- Zusätzlich wird die Information der ITOF-Flugzeitzähler zur Reduktion des Untergrundes benutzt. Kann das Teilchen mit dem größeren Impuls durch die Flugzeit eindeutig als Pion (Kaon) identifiziert werden ( $m^2 < 0.3 \text{ GeV}^2$ ), wird die Kombination nicht weiter benutzt.
- Der Untergrund von  $K^0_s$  und konvertierenden Photonen wird, wie oben diskutiert, durch Massenschnitte abgetrennt.

Mit diesen Schnitten erhält man ein  $\Lambda$ -Signal im Impulsintervall zwischen 0.5 GeV/c und 1 GeV/c (Abb. 15).

Bei einer Impulssumme von 1.-1.5 GeV/c erhält man mit diesen Schnitten ein Signal von 16.5  $\Lambda$ 's über einem Untergrund von 10.5.

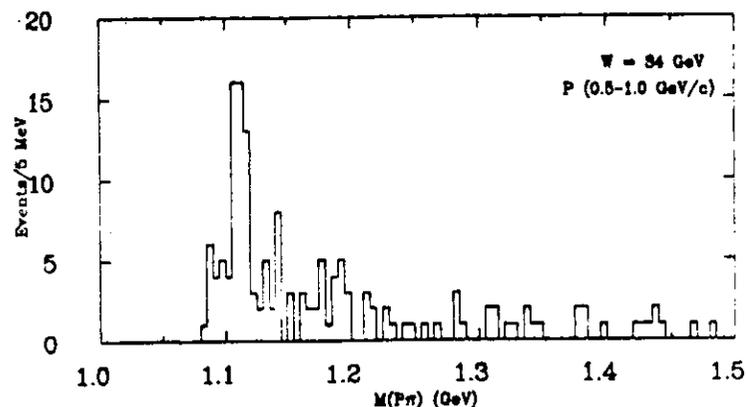


Abb. 15  $\Lambda$ -Signal mit Impulsen zwischen 0.5 und 1 GeV/c: Es enthält 31  $\Lambda$ 's (13  $\Lambda$ 's und 18  $\bar{\Lambda}$ 's) über einem Untergrund von 14 Ereignissen.

#### 4.2.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Um den Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von  $\Lambda$ 's zu berechnen, ist die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  erforderlich. Sie wird in einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelt.

Dazu werden hadronische Ereignisse generiert und das Experiment vollständig simuliert. Es werden dabei Zerfälle und Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Material des Detektors und die Auflösung der Kammern durch Simulation von Kammersignalen berücksichtigt. Anschließend werden die Ereignisse mit demselben Spurfindungsprogramm wie die Daten analysiert und alle Selektionskriterien der  $\Lambda$ 's auf die Monte-Carlo-Ereignisse angewendet.

Die vom Impuls  $p$  abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(p)$  ist folgendermaßen definiert:

$$\epsilon(p) = \frac{n_1(p)/N_1}{n_0(p)/N_0}$$

$N_0$  ist die Zahl der generierten Ereignisse, deren Energie  $W$  durch Abstrahlung nicht kleiner als 95% der Nominalenergie  $W_0$  geworden ist;  $n_0(p)$  ist die Anzahl der in diesen Ereignissen erzeugten  $\Lambda$ 's (mit dem Zerfall  $\Lambda \rightarrow P\pi^-$ ) und dem Impuls  $p$ .  $N_1$  ist die Zahl aller akzeptierten hadronischen Ereignisse mit  $n_1(p)$  gefundenen  $\Lambda$ 's.

Abb. 16 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\Lambda$ 's bei  $W = 34$  GeV in Abhängigkeit vom Impuls mit verschiedenen Schnitten. Die oberste Kurve zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit, wenn die Spuren beider Zerfallsteilchen rekonstruiert worden sind. Ohne den kombinatorischen Untergrund könnte die Nachweiswahrscheinlichkeit der oberen Kurve erreicht werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist dann nur durch die geometrische Akzeptanz des Detektors für die Zerfallsprodukte begrenzt.

Bei Impulsen unter 1 GeV/c haben die Zerfallsprodukte kleine Impulse und deshalb eine kleine Akzeptanz. Die niedrige Nachweiswahrscheinlichkeit für die Zerfallsprodukte bei Impulsen um 10 GeV/c erklärt sich aus der großen Flugstrecke der  $\Lambda$ 's vor ihrem Zerfall. Zum Nachweis der Zerfallsprodukte fehlen dann bereits einige Driftkammerlagen. Die Spuren werden deshalb ungenauer rekonstruiert, und die Fehler bei der Impulsmessung führen zu einer schlechteren Massenauflösung von  $\Lambda$ 's.

Die zweite Kurve erhält man, wenn der Schnittpunkt zwischen 10 cm und 45 cm liegt. Die unterste Kurve entspricht der Nachweiswahrscheinlichkeit mit allen Schnitten.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit bei  $W = 22$  GeV liegt um etwa 10% und die bei 14 GeV um etwa 20% höher als bei  $W = 34$  GeV. Dies läßt sich mit einem größeren Untergrund in der Driftkammer, einer leicht unterschiedlichen Ereignisakzeptanz und der höheren geladenen Multiplizität bei  $W = 34$  GeV erklären.

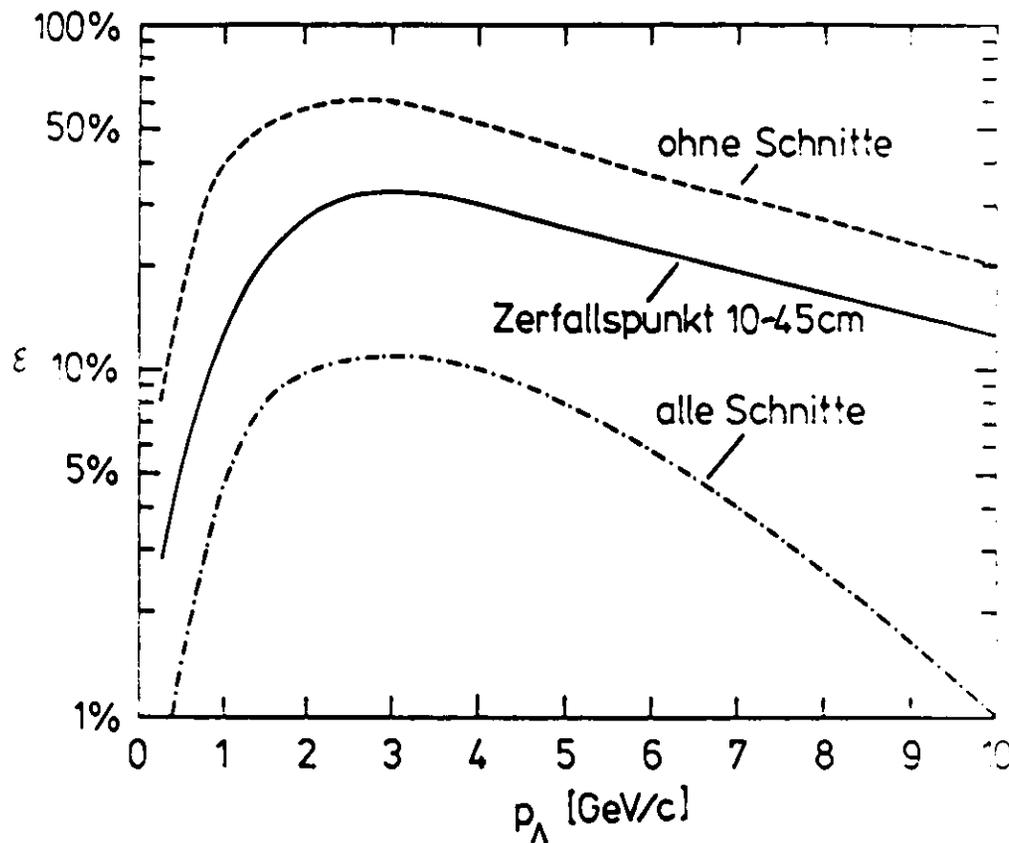


Abb. 16  $\Lambda$ -Nachweiswahrscheinlichkeit bei  $W = 34$  GeV: beide Zerfallsteilchen werden rekonstruiert (oberste Kurve), die Spuren haben einen Schnittpunkt zwischen 10 cm und 45 cm (mittlere Kurve), alle Schnitte (unterste Kurve)

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_2(p)$  mit den Schnitten zur Selektion von  $\Lambda$ 's mit kleinen Impulsen beträgt:

$$\varepsilon_2(0.5-1.0 \text{ GeV}/c) = 4\% \quad \text{und} \quad \varepsilon_2(1.0-1.5 \text{ GeV}/c) = 5\%$$

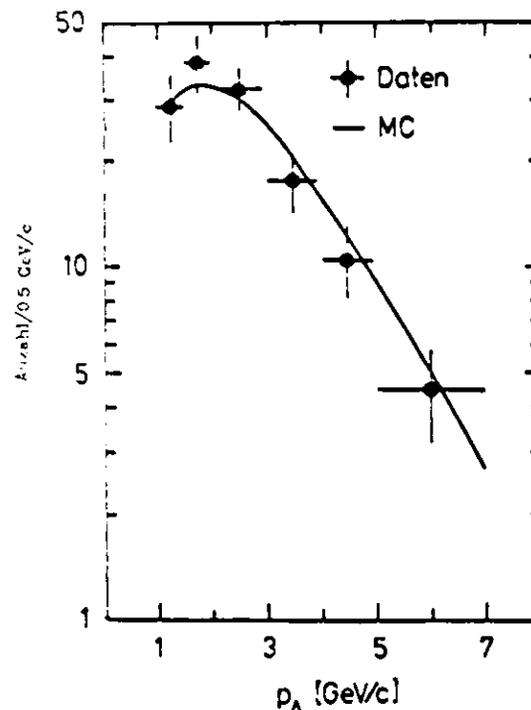
Im Impulsintervall von 1.0 -1.5 GeV/c können die beiden unabhängigen Messungen der  $\Lambda$ 's nach der Korrektur auf die Nachweiswahrscheinlichkeit verglichen werden. Man erhält ein Verhältnis von:

$$n_2(\Lambda)/\varepsilon_2 / n_1(\Lambda)/\varepsilon_1 = 0.71 \pm 0.28$$

Dabei ist  $n_2$  die Anzahl der  $\Lambda$ 's, die mit der zweiten Methode gefunden werden. Innerhalb der großen Fehler stimmen beide Messungen überein. In folgendem wird das Ergebnis der ersten Messung benutzt.

Um den systematischen Fehler der Messung abzuschätzen, ist die Qualität der Simulation ein wichtiger Punkt. Sie lässt sich durch einen Vergleich verschiedener Verteilungen der gefundenen  $\Lambda$ 's in den Daten und in der Simulation untersuchen.

Um die Verteilungen der wichtigsten Schnitt-Größen in den Daten und der Simulation vergleichen zu können, ist die Übereinstimmung der Impulsverteilung entscheidend. Abb. 17 zeigt die Impulsverteilung der  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c in den Daten und in der Simulation. Innerhalb der statistischen Fehler stimmen beide Verteilungen gut überein.



$\Delta p$ (GeV)	Anzahl der $\Lambda$ 's
1.-1.5	29 ± 6.4
1.5-2.	38 ± 7.2
2.-3.	64 ± 8.9
3.-4.	34 ± 6.4
4.-5.	20 ± 5.3
5.-7.	18 ± 5.1

Impulsverteilung der  $\Lambda$ ,  $W=34$  GeV

Abb. 17 Impulsverteilung der  $\Lambda$ 's in den Daten und im Monte-Carlo

Beim Vergleich der wichtigsten Verteilungen bezüglich der Selektion von  $\Lambda$ 's ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der

Monte-Carlo-Simulation. Abb. 18 zeigt verschiedene Verteilungen der gefundenen  $\Lambda$ 's in den Daten und der Simulation bei  $W = 34$  GeV.

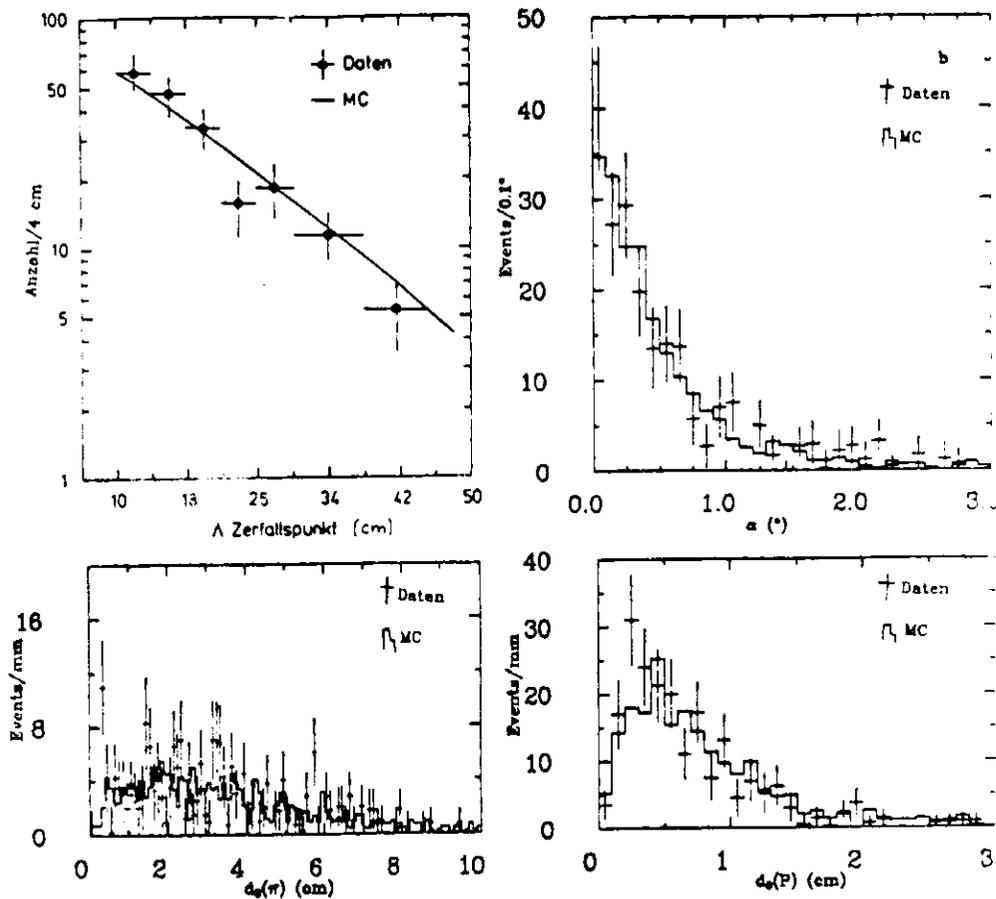


Abb. 18 Verteilungen der  $\Lambda$ 's in den Daten und dem Monte Carlo:  
a) Zerfallspunkt der  $\Lambda$ 's; b) der Akollinearitätswinkel  $\alpha$ ; c) die Verteilung von  $d_0(p)$  und  $d_0(\pi)$

#### 4.2.3 Die Wirkungsquerschnitte

Mit den gefundenen  $\Lambda$ 's und der Nachweiswahrscheinlichkeit können die Wirkungsquerschnitte der Produktion von  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen

0.5 GeV/c und 10 GeV/c berechnet werden. Der skalierende Wirkungsquerschnitt für die inklusive Produktion  $e^+e^- \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda}) + X$  ist über folgenden Zusammenhang definiert:

$$\frac{S \cdot d\sigma}{\beta \cdot dx} = \frac{S \cdot \sigma_{\text{tot}} \cdot \Delta n(x)}{\beta \cdot \varepsilon \cdot \text{BR} \cdot \Delta x}$$

mit  $x = 2E/W$ ,  $\sigma_{\text{tot}} = R_{\text{had}} \sigma_{\mu\mu}$ , der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon$  und dem Verzweigungsverhältnis BR des untersuchten Zerfalls-Kanals. Für  $R_{\text{had}}$  wird der beim TASSO-Experiment bestimmte Mittelwert benutzt ( $R_{\text{had}} = 4.04$ ). Tab. 9 enthält die Werte des skalierenden Wirkungsquerschnittes der  $\Lambda$ -Produktion. Der Wert  $\langle x \rangle$  ist der Mittelwert des  $x$ -Intervalles.

$\langle x \rangle$	$W = 34$ GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )	$\langle x \rangle$	$W = 22$ GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )	$\langle x \rangle$	$W = 14$ GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )
0.078	$2.23 \pm 0.51$				
0.097	$0.74 \pm 0.17$				
0.121	$0.56 \pm 0.10$				
0.159	$0.33 \pm 0.04$	0.15	$0.67 \pm 0.33$		
0.21	$0.15 \pm 0.03$	0.19	$0.29 \pm 0.15$		
0.27	$0.10 \pm 0.02$	0.25	$0.26 \pm 0.09$	0.24	$0.24 \pm 0.13$
0.355	$0.072 \pm 0.02$	0.33	$0.12 \pm 0.06$	0.30	$0.15 \pm 0.07$
				0.39	$0.11 \pm 0.04$
				0.52	$0.02 \pm 0.017$

Tab. 9  $S/\beta d\sigma/dx$  von  $e^+e^- \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda}) + X$  (diese Messung)

Abb. 19 zeigt die skalierenden Wirkungsquerschnitte bei  $W = 14$  GeV, 22 GeV und 34 GeV. Die Werte bei den kleineren Energien liegen höher als die bei  $W = 34$  GeV. Das Verhältnis der skalierenden Wirkungsquerschnitte bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien zwischen  $x = 0.2$  und  $x = 0.5$  ist:

$$\sigma(14 \text{ GeV})/\sigma(34 \text{ GeV}) = 1.84 \pm 0.54$$

$$\text{und } \sigma(22 \text{ GeV})/\sigma(34 \text{ GeV}) = 1.63 \pm 0.49.$$

Mit den großen statistischen Fehlern kann aber noch keine eindeutige Verletzung des Skalenverhaltens für Baryonen, wie sie für alle geladenen Teilchen und für  $K^0$ 's gefunden wird/4.3/, nachgewiesen werden.

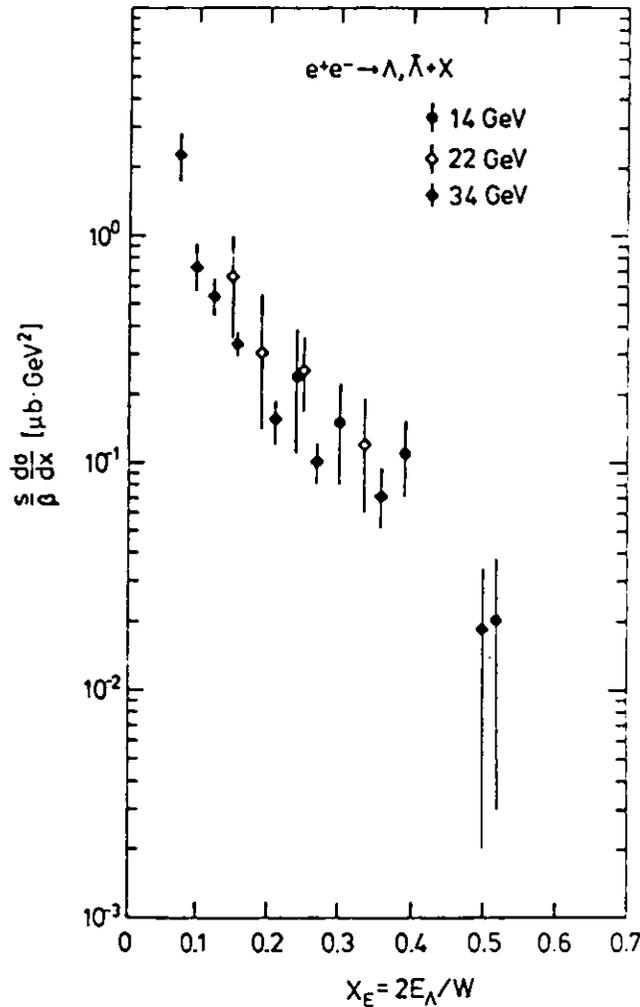


Abb. 19 skalierender  $\Lambda$ -Wirkungsquerschnitt bei  $W = 14, 22$  und  $34$  GeV

Um die durchschnittliche Anzahl von  $\Lambda$ 's pro Ereignis zu bestimmen, ist eine Extrapolation in die nicht beobachteten Impulsbereiche erforderlich. Innerhalb des gemessenen Intervalls wird die Impulsverteilung der  $\Lambda$ 's sehr gut vom Lund-Modell beschrieben. Deshalb wird zur Extrapolation die Impulsverteilung der  $\Lambda$ 's im Lund-Modell benutzt. Bei  $W = 34$  GeV haben im

Modell 5% aller  $\Lambda$ 's Impulse unterhalb  $0.5$  GeV/c und 2% oberhalb von  $10$  GeV/c. In Tab. 10 sind die gemessenen mittleren Multiplizitäten pro Ereignis und der Anteil der Extrapolation zusammengestellt.

Wegen der guten Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation in den Schnittvariablen wird die systematische Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit mit 10% abgeschätzt. Zusammen mit dem Fehler der Untergrundabschätzung und der Extrapolation ergibt sich insgesamt ein systematischer Fehler von etwa 20%.

$W$ (GeV)	Anteil der Extrapolation	$\Lambda, \bar{\Lambda}$ pro Ereignis (diese Messung)	$\Lambda, \bar{\Lambda}$ pro Ereignis TASSO (Ref./4.4/)
14	39%	$0.15 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.04$
22	37%	$0.25 \pm 0.05$	$0.22 \pm 0.05$
34	7%	$0.26 \pm 0.02$	$0.31 \pm 0.03$

Tab. 10 mittlere  $\Lambda$ -Anzahl pro Ereignis: (Angegeben ist der statistische Fehler, der systematische Fehler beträgt ~20%)

Innerhalb der statistischen und systematischen Fehler stimmen die Resultate mit einer anderen beim TASSO-Experiment durchgeführten unabhängigen Analyse/4.4/ überein. Dort wurden andere Selektionskriterien benutzt, die zu einem Signal von 385  $\Lambda, \bar{\Lambda}$ 's über einem Untergrund von 285 Ereignissen führten. Die Messung ergab bei  $W = 34$  GeV eine um etwa 20% höhere  $\Lambda$ -Multiplizität (Tab. 10 Spalte 4). Da die Ergebnisse dieser Messung veröffentlicht sind, werden sie bei der Diskussion der Resultate im folgenden Kapitel benutzt. Die in dieser Messung ermittelten Werte des skalierenden differentiellen Wirkungsquerschnitts sind in Tab. 11 zusammengestellt.

$\langle x \rangle$	W = 34 GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )	$\langle x \rangle$	W = 22 GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )	$\langle x \rangle$	W = 14 GeV ( $\mu\text{b GeV}^2$ )
0.083	$1.84 \pm 0.72$				
0.10	$0.82 \pm 0.19$				
0.13	$0.56 \pm 0.07$				
0.175	$0.34 \pm 0.04$	0.17	$0.42 \pm 0.17$		
0.25	$0.14 \pm 0.02$	0.25	$0.22 \pm 0.05$	0.28	$0.21 \pm 0.07$
0.35	$0.060 \pm 0.018$	0.35	$0.062 \pm 0.033$	0.35	$0.089 \pm 0.032$
0.5	$0.032 \pm 0.015$	0.5	$0.014 \pm 0.013$	0.5	$0.018 \pm 0.012$

Tab. 11 Der skalierende  $\Lambda$ -Wirkungsquerschnitt:  
(TASSO Publiziert in Ref. /4.4/)

#### 4.2.4 Rapidity und Transversalimpuls von $\Lambda$ 's

Bei  $W = 34$  GeV kann mit der vorhandenen Statistik die Verteilung der Rapidity  $y$  und die Verteilung des Transversalimpulses  $p_t$  von  $\Lambda$ 's bezüglich der Jetachse gemessen werden. Für diese Messung werden alle Ereignisse als 2-Jet-Ereignisse behandelt, die Jet-Achse wird durch die Thrust-Achse<sup>8</sup> definiert. Die Rapidity  $y$  und der Transversalimpuls  $p_t$  sind mit dem Impuls des  $\Lambda$ 's korreliert. Deshalb hängt die Akzeptanz  $\varepsilon(y)$  und  $\varepsilon(p_t^2)$  vom Impuls des  $\Lambda$ 's ab. Benutzt man zur Messung nur die  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 1-7 GeV/c, hängt die Akzeptanz stark von  $y$  (und  $p_t$ ) ab.

Zur Messung werden deshalb die mit den oben beschriebenen Kriterien gefundenen 204  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 1 GeV/c - 7 GeV/c und die 31  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 0.5 GeV/c-1 GeV/c benutzt. Abb. 20 zeigt die unkorrigierte  $y$ -Verteilung der  $\Lambda$ 's nach der Untergrund Subtraktion in den Daten und in der Simulation. Die Rapidityverteilung der  $\Lambda$ 's in den Daten stimmt oberhalb von  $y = 0.6$  gut mit der Simulation überein. Bei kleineren  $y$  findet man etwa doppelt so viele  $\Lambda$ 's mit Impulsen oberhalb von 1 GeV/c in den Daten wie im Monte-Carlo.

<sup>8</sup> Zur Bestimmung der Thrust-Achse wird die Summe der Longitudinalimpulse  $P_i$  von allen Teilchen  $i$  im Ereignis optimiert:  
 $T = \sum |P_{i\parallel}| / \sum |p_i| = \max.$

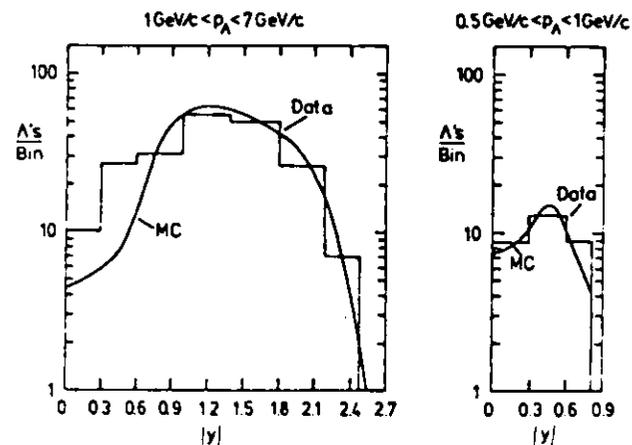


Abb. 20  $y$ -Verteilung der gefundenen  $\Lambda$ 's:  
a)  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 1-7 GeV/c und b)  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 0.5-1 GeV/c

Abb. 21 zeigt die unkorrigierte  $p_t^2$ -Verteilung der  $\Lambda$ 's, sie wird gut durch die Simulation beschrieben.

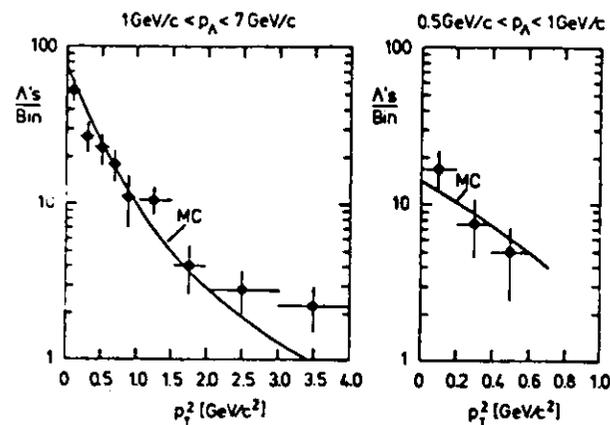


Abb. 21 Verteilung des  $\Lambda$ -Transversalimpulses:  
a)  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 1-7 GeV/c und b)  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 0.5-1 GeV/c

Um die Verteilungen korrigieren zu können, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon(y)$  und  $\varepsilon(p_t^2)$  getrennt für  $\Lambda$ 's mit Impulsen oberhalb und unterhalb von 1 GeV/c bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist dann für beide Impulsintervalle der  $\Lambda$ 's fast unabhängig von  $y$  und  $p_t^2$ . Im Prinzip muß auch der Bereich von  $p > 7$  GeV/c getrennt berücksichtigt werden. Dieser Bereich spielt aber wegen des kleinen Anteils am Wirkungsquerschnitt in der  $y$ -Verteilung bis zu Werten von  $y = 2.5$  eine vernachlässigbare Rolle.

Korrigiert man die beobachteten Verteilungen von  $y$  und  $p_t^2$  mit der jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeit, erhält man differentielle Wirkungsquerschnitte für feste Impulsbereiche. Durch die Addition der Werte von beiden Impulsbereichen erhält man die impulsunabhängigen Wirkungsquerschnitte der  $\Lambda$ 's. In Tab. 12 sind die gemessenen Werte der differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$1/\sigma_{\text{tot}} \cdot d\sigma/dy \quad \text{und} \quad 1/\sigma_{\text{tot}} \cdot d\sigma/dp_t^2$$

zusammengestellt. Angegeben ist der statistische Fehler, der systematische Fehler in der absoluten Normierung liegt bei etwa 20%. Die Punkt zu Punkt Unsicherheit liegt bei den kleinen Werten ( $y < 0.6$  und  $p_t^2 < 0.6$  GeV/c<sup>2</sup>) bei ebenfalls etwa 20%.

$p_t^2$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$1/\sigma_{\text{tot}} \cdot d\sigma/dp_t^2$ (GeV/c <sup>-2</sup> )	$Y$	$1/\sigma_{\text{tot}} \cdot d\sigma/dy$
0.0 - 0.2	0.87 ± 0.20	0.15	0.17 ± 0.06
0.2 - 0.4	0.27 ± 0.07	0.45	0.16 ± 0.035
0.4 - 0.6	0.14 ± 0.03	0.8	0.083 ± 0.022
0.6 - 0.8	0.087 ± 0.028	1.2	0.10 ± 0.016
0.8 - 1.0	0.059 ± 0.020	1.6	0.10 ± 0.016
1.0 - 1.5	0.054 ± 0.011	2.0	0.08 ± 0.017
1.5 - 2.0	0.019 ± 0.006	2.35	0.06 ± 0.025
2.0 - 3.0	0.012 ± 0.003		
3.0 - 4.0	0.008 ± 0.003		
4.0 - 6.0	0.002 ± 0.001		

Tab. 12 die differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $W = 34$  GeV):  
 $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot d\sigma/dp_t^2$  und  $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot d\sigma/dy$

### 4.3 DIE $\Xi^-$ -MESSUNG

Die im folgenden beschriebene Messung der  $\Xi^-$ -Produktion war die erste inklusive Beobachtung von  $\Xi^-$ -Baryonen in hadronischen Ereignissen der  $e^+e^-$ -Vernichtung/4.5/.

Zum Nachweis von  $\Xi^-$ 's wird der Kaskadenzerfall<sup>9</sup> (Abb. 22) benutzt:

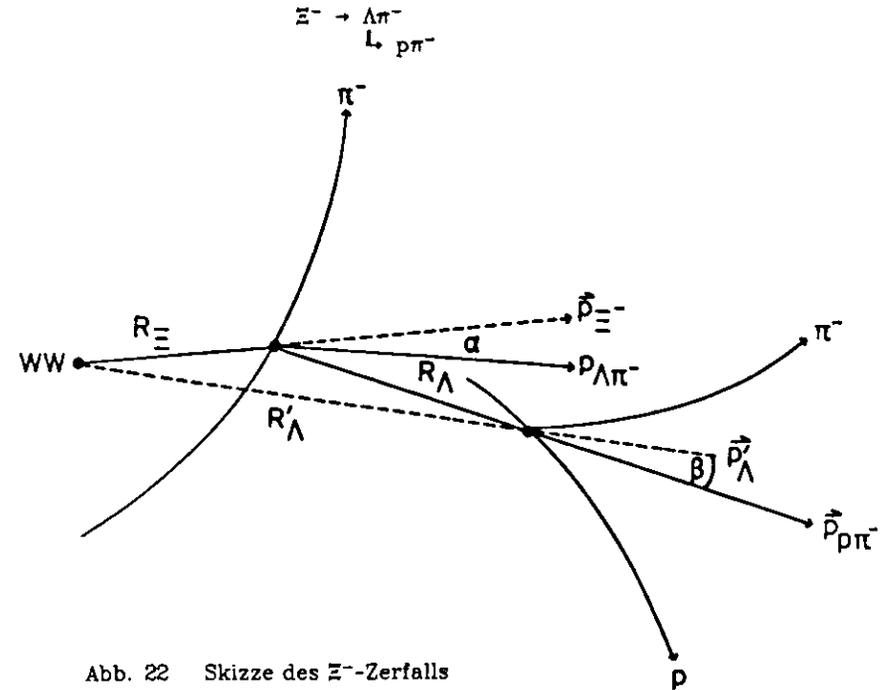


Abb. 22 Skizze des  $\Xi^-$ -Zerfalls

Die Topologie des Kaskadenzerfalls ermöglicht die Anwendung zahlreicher geometrischer Selektionskriterien zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes. Da nur in einer Ladungskombination  $\Lambda\pi^-$  ( $\bar{\Lambda}\pi^+$ ) ein Signal gefunden werden kann, erhält man gleichzeitig über die Massenverteilung der falschen Ladungskombination  $\Lambda\pi^+$  ( $\bar{\Lambda}\pi^-$ ) ein ideales Verfahren zur Untergrundbestimmung.

<sup>9</sup> Die Suche nach  $\Omega$ 's, die in  $\Lambda K^-$  zerfallen und eine ähnliche Topologie haben, wird in Abschnitt 4.4 beschrieben.

### 4.3.1 Die Selektionskriterien der $\Lambda$ 's:

Die  $\Lambda$ 's werden mit Schnitten selektiert, die eine größere Nachweiswahrscheinlichkeit als im vorhergehenden Abschnitt ergeben. Die Selektion von  $\Lambda$ 's unterscheidet sich in folgenden Punkten von den Kriterien in Abschnitt 4.2:

- Der Zerfallspunkt  $R_{\Lambda'}$  soll zwischen 5 cm und 45 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen.
- $\beta < 10^\circ$
- $P_{\Lambda} > 1 \text{ GeV}/c$
- Es wird kein Schnitt gegen den  $K^0$ -Untergrund benutzt.
- Für die Spur des Protonkandidaten wird kein minimaler Abstand vom WW-Punkt verlangt.

Der Schnitt im Akollinearitätswinkel  $\beta$  hat besondere Bedeutung.  $\Lambda$ 's, die aus Zerfällen langlebiger Teilchen stammen, kommen nicht vom Wechselwirkungspunkt. Deshalb wird ihre Flugrichtung und damit der Winkel  $\beta$  falsch berechnet. Zum Nachweis von  $\Xi^-$ 's ist es deshalb sinnvoll, den Schnitt in dieser Größe besonders locker zu machen.

Mit diesen Schnitten erhält man die Massenverteilungen  $M(P\pi^-)$  und  $M(\bar{P}\pi^+)$  in Abb. 23. Deutliche Signale von  $\Lambda$ 's und  $\bar{\Lambda}$ 's sind zu erkennen. Die Auflösung des Signals beträgt etwa 4 MeV.

Für die Suche nach  $\Xi^-$ 's werden alle Kandidaten innerhalb eines Massenintervalles von  $\pm 6 \text{ MeV}$  ( $1.5 \sigma$ ) um die Nominalmasse ( $M_{\Lambda}=1.116 \text{ GeV}$ ) als  $\Lambda$ 's mit der Nominalmasse behandelt. In diesem Intervall liegen etwa 400  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ 's über einem Untergrund von 410 Kombinationen (Tab. 13).

W (GeV)	$\Lambda$	Untergrund	$\bar{\Lambda}$	Untergrund
34	155	190	154	180
22	26	12	23	10
14	28	10	21	9

Tab. 13 Zahl der gefundenen  $\Lambda$  im Intervall 1.110-1.122 GeV

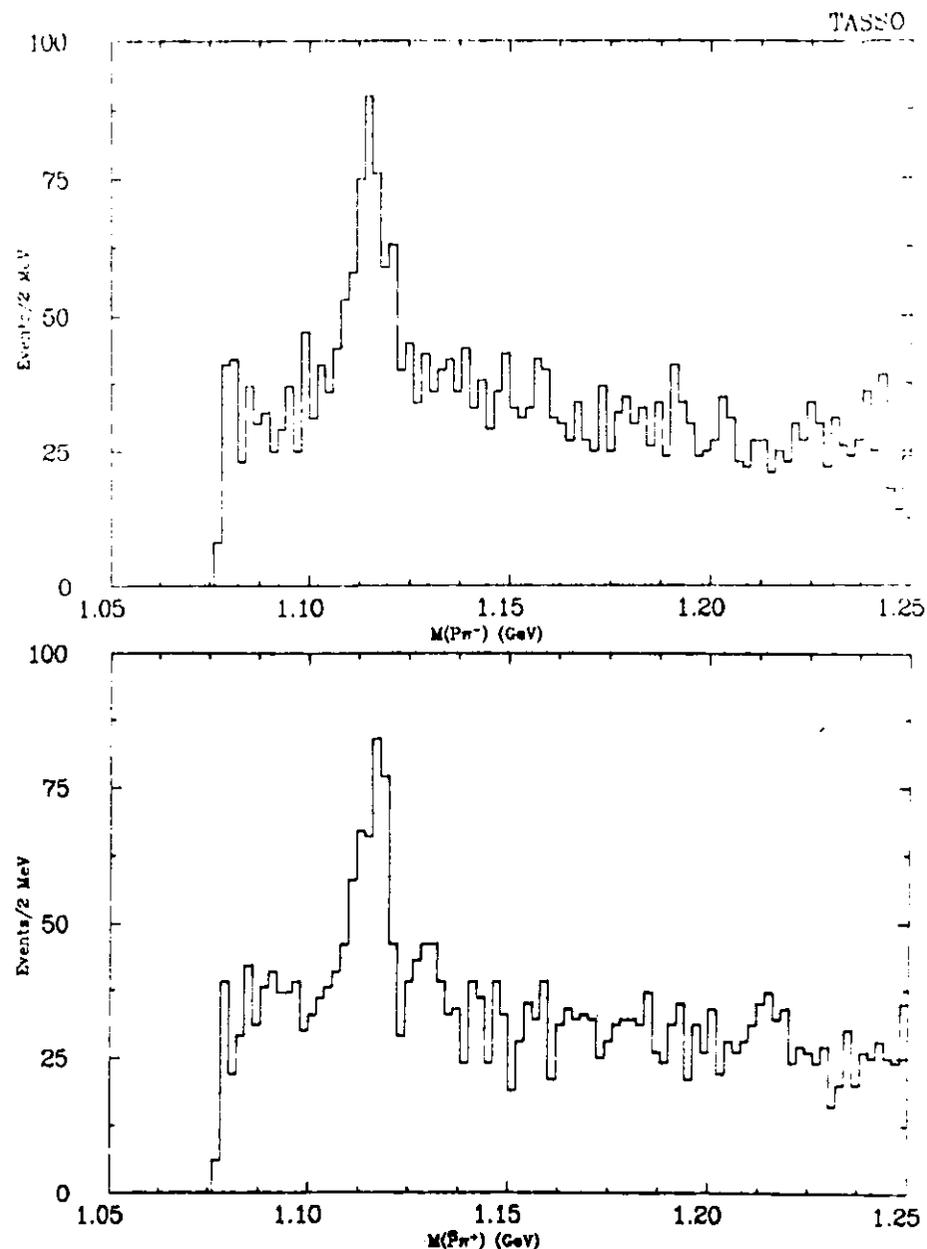


Abb. 23  $M(P\pi^-)$ - und  $M(\bar{P}\pi^+)$ -Verteilungen

#### 4.3.2 Die $\Xi^-$ -Selektion

Zur Selektion von  $\Xi^-$ 's wird nach zuverlässig rekonstruierten geladenen Teilchen gesucht, deren Spuren einen Schnittpunkt mit der Flugbahn des  $\Lambda$ -Kandidaten haben. Die Flugbahn wird aus der gemessenen Impulsrichtung der  $\Lambda$ 's bestimmt. Im einzelnen werden folgende Kriterien benutzt:

- Der minimale Abstand des Schnittpunktes in der x-y-Ebene soll weiter als 1 cm vom WW-Punkt entfernt sein.
- Der Akollinearitätswinkel  $\alpha$  soll kleiner als  $5^\circ$  sein.
- Durch eine Anpassung wird die z-Komponente der Spur auf den durch die Flugbahn des  $\Lambda$ 's bestimmten Vertex gezwungen. Das  $\chi^2$  der Anpassung soll kleiner als 10 pro Freiheitsgrad sein.
- Der Impuls der Kombination  $p(\Lambda\pi)$  soll größer als 1 GeV/c sein.

Mit diesen Schnitten erhält man, wie aus Abb. 24 zu erkennen ist, bereits ein deutliches  $\Xi^-$ -Signal. Dort ist die invariante Masse  $M_{\Lambda\pi}$  gegen die Wahrscheinlichkeit für ein  $\Xi^-$ , mindestens bis zum rekonstruierten Zerfallspunkt zu fliegen, aufgetragen. Die Definition der Wahrscheinlichkeit P ist:

$$P = \exp(-M(\Xi^-) \cdot R / p_t \cdot c\tau)$$

Dabei ist  $M(\Xi^-)$  die nominal  $\Xi^-$  Masse, R der Abstand des Zerfallspunktes vom WW-Punkt in der x-y-Ebene mit dem Transversalimpuls  $p_t$ ,  $c\tau$  ist die mittlere Flugstrecke. Das Intervall in dem die  $\Xi^-$ 's erwartet werden, ist durch die beiden gestrichelten Linien hervorgehoben. Man findet dort wesentlich mehr Kombinationen als in allen übrigen Massenintervallen.

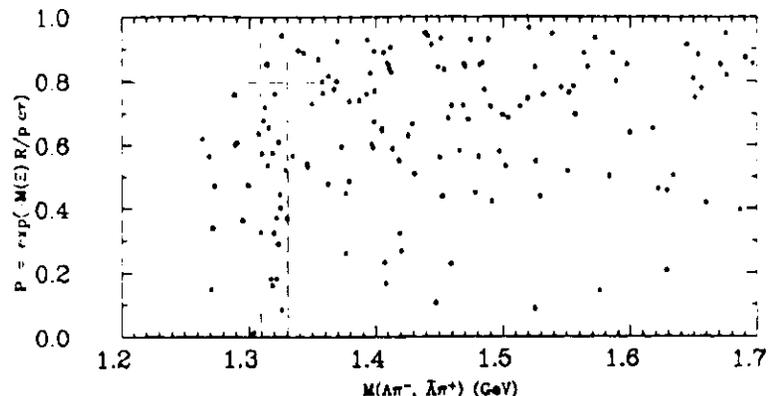


Abb. 24 Wahrscheinlichkeit P gegen die Masse  $M(\Lambda\pi)$

Große Wahrscheinlichkeiten entsprechen kurzen Lebensdauern und kleinen Abständen vom Wechselwirkungspunkt. Da die meisten Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommen, ist der kombinatorische Untergrund in seiner Nähe am größten.

Ein Schnitt in P -es wird  $P < 0.8$  verlangt- entspricht einem Schnitt in R, der vom Impuls abhängig ist. Würde man größere Werte von R verlangen (z.B. 3 cm), wird der Untergrund ebenfalls stark reduziert, gleichzeitig gehen aber die  $\Xi^-$ 's mit kleinen Impulsen verloren.

Mit allen Schnitten erhält man die Massenverteilungen in Abb. 25.

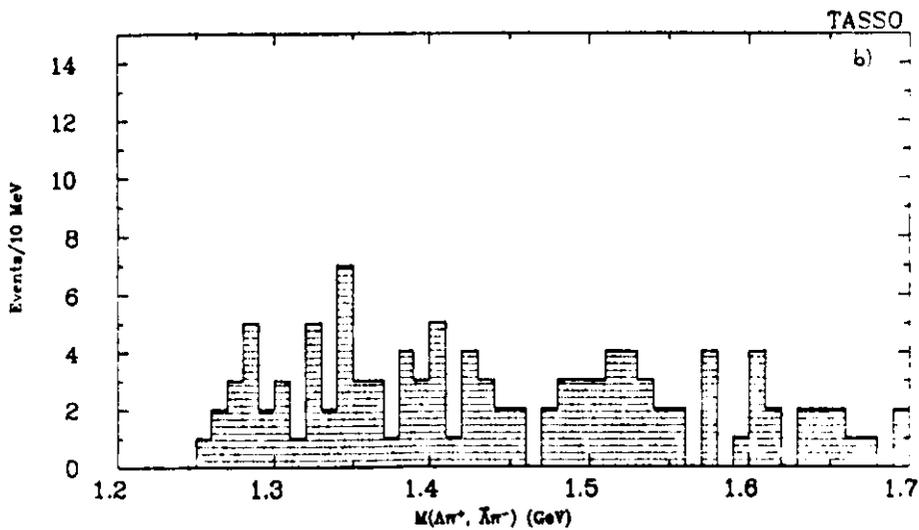
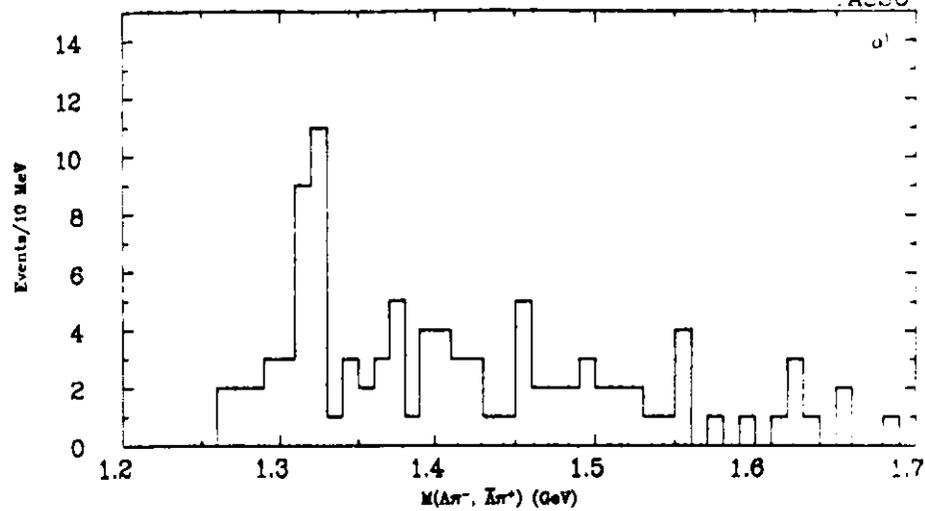


Abb. 25  $M(\Lambda\pi)$ -Verteilung:  
a) Verteilung der richtigen Ladungskombination; b) Verteilung der falschen Ladungskombination

Innerhalb des Intervalles 1310 MeV - 1330 MeV erhält man ein Signal von 16  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$  über einem Untergrund von 4 Ereignissen. Die Breite des Signals entspricht der erwarteten Auflösung für  $\Xi^-$ 's ( $\sigma = 8$  MeV).

Die Verteilung der falschen Ladungskombination ist dagegen flach. Teilt man das Signal in Baryonen und Antibaryonen auf, erhält man 11  $\Xi^-$ 's und 5  $\Xi^0$ 's.

Um den  $\Xi^-$ -Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, werden nur die 14 Kandidaten (11  $\Xi^-$ 's bei einem Untergrund von 3 Ereignissen) benutzt, die bei einer Schwerpunktsenergie oberhalb von  $W > 30$  GeV gefunden werden.

Die in einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abhängigkeit vom  $\Xi^-$ -Impuls in Abb. 26 aufgetragen.

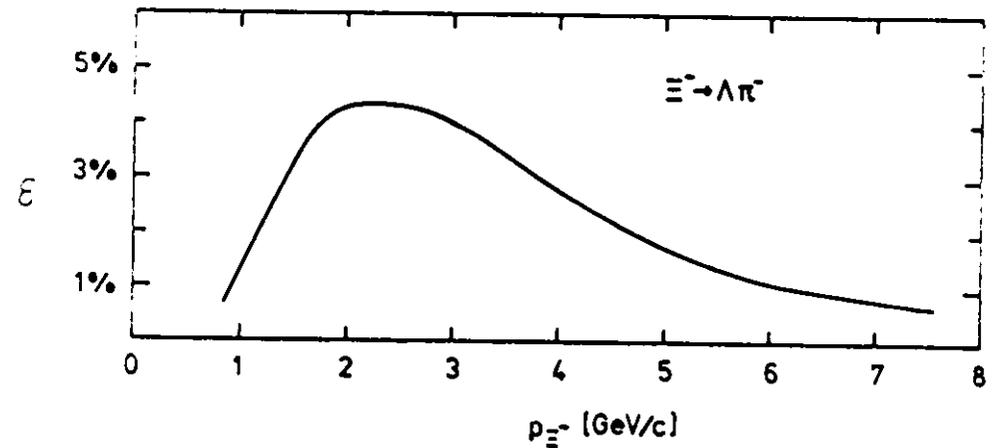


Abb. 26  $\Xi^-$ -Nachweiswahrscheinlichkeit

Innerhalb der großen statistischen Fehler stimmen die wichtigsten Verteilungen der  $\Xi^-$ 's in den Daten mit den Verteilungen in den simulierten Ereignissen überein.

Die Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes sind in Tab. 14 zusammengestellt.

$\langle x \rangle$	$S/\beta da/dx$ ( $\mu b \text{ GeV}^2$ )
0.125	$0.08 \pm 0.035$
0.175	$0.037 \pm 0.019$
0.30	$0.010 \pm 0.009$

Tab. 14  $\Xi^-$ -Wirkungsquerschnitt bei  $W = 34 \text{ GeV}$

Um die Anzahl von  $\Xi^-$ 's pro Ereignis zu bestimmen, ist eine Extrapolation in die Impulsbereiche unter  $1 \text{ GeV}/c$  und über  $6 \text{ GeV}/c$  erforderlich. Dazu wird der Anteil der  $\Xi^-$ 's für diese Impulsbereiche im Lund-Modell benutzt. Demnach liegen ungefähr 26% aller produzierten  $\Xi^-$ 's außerhalb des gemessenen Impulsintervalles.

Bei  $W = 34 \text{ GeV}$  erhält man im Mittel:

$$0.026 \pm 0.008 \text{ (stat.) } \Xi^-, \Xi^- \text{ pro Ereignis.}$$

Der systematische Fehler wird aufgrund der Unsicherheiten in der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Extrapolation mit 30% abgeschätzt.

$W$ (GeV)	$M(\Lambda)$ (GeV/c)	$\Xi$ Ladung	Zerfalls- Punkt (cm)	$p(\Xi^-)$ (GeV/c)	$p(\Lambda)$ p(GeV/c)	$p(\pi)$ p(GeV/c)
18.1	1.330	-	5.3	2.3	1.8	0.48
17.0	1.320	-	10.6	2.8	2.4	0.43
17.0	1.330	-	6.7	2.3	1.7	0.61
11.0	1.315	-	5.2	2.2	1.9	0.33
11.0	1.315	-	6.4	6.5	4.9	1.6
7.0	1.329	-	3.4	1.6	1.5	0.18
7.0	1.323	-	8.1	2.2	1.8	0.42
7.0	1.310	+	3.1	1.9	1.7	0.28
7.0	1.318	+	15.6	2.5	2.0	0.49
17.5	1.326	-	14.6	1.8	1.6	0.26
17.5	1.323	-	7.2	5.4	4.4	0.98
17.5	1.320	-	4.1	4.0	3.2	0.84
17.3	1.313	-	3.1	2.5	2.0	0.52
17.3	1.322	+	4.5	1.2	1.1	0.17
17.3	1.317	-	8.2	1.6	1.4	0.24
17.3	1.318	+	3.0	2.0	1.6	0.42
17.3	1.324	+	6.1	2.3	1.9	0.42
17.3	1.311	-	2.0	1.4	1.2	0.22
17.3	1.322	-	13.4	2.3	1.9	0.36
17.3	1.325	+	5.4	1.6	1.2	0.46

Eigenschaften der  $\Xi^-$ -Kandidaten

#### 4.4 DIE SUCHE NACH DEKUPLETT-BARYONEN

##### $\Delta^{++}(1232 \text{ MeV})$

Die  $\Delta^{++}$ -Resonanz kann über ihren Zerfall in  $p\pi^+$  durch ein Signal in der invarianten Masse  $M_{p\pi}$  nachgewiesen werden.

In der Analyse werden  $\sim 1900$  Ereignisse mit Protonen benutzt, die mit den inneren Flugzeitählern oder den Hadronarmen identifiziert werden. Alle Teilchen im Ereignis, die innerhalb der Meßgenauigkeit vom WW-Punkt kommen und die gleiche Ladung wie das Proton (Antiproton) haben, werden unter der Annahme, daß es sich um Pionen handelt, mit den Protonen (Antiprotonen) kombiniert. In der so bestimmten Massenverteilung  $M_{p\pi}$  wird kein  $\Delta^{++}$ -Signal beobachtet.

In einer Anpassungsrechnung wird daraus eine obere Grenze für die Anzahl der  $\Delta^{++}$  Ereignisse bestimmt. Das Ergebnis kann in Tab. 15 zusammen mit den Produktionsgrenzen der anderen Baryonen (und Antibaryonen) des Dekupletts gefunden werden. Details dieser Untersuchung können unter /4.6/ gefunden werden.

Teilchen	Anzahl pro Ereignis (95% c.l.)	relative Anzahl (95% c.l.)
$\Delta^{++}$	$< 0.1$	$\Delta^{++}/P < 0.12$
$\Sigma^{*+} + \Sigma^{*-}$	$< 0.095$	$\Sigma^{*+(-)}/\Lambda < 0.3$
$\Xi^{*0}$	$< 0.013$	$\Xi^{*0}/\Xi^- < 0.5$
$\Omega$	$= 0.016 \pm 0.1$	$\Omega/\Xi^- \approx 0.6$

Tab. 15 Grenzwerte der Baryonen pro Ereignis bei  $W = 34 \text{ GeV}$

##### $\Sigma^{*-}(1385 \text{ MeV})$

Das  $\Sigma^*$  zerfällt zu 88% in  $\Lambda\pi$ . Zur Suche nach  $\Sigma^*$ 's werden die  $\Lambda$ 's mit den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Kriterien nachgewiesen. Mit diesen 268  $\Lambda$ -Kandidaten (204  $\Lambda$ 's über einem Untergrund von 64) bei  $W = 34 \text{ GeV}$  werden die übrigen geladenen Teilchen im Ereignis kombiniert. Es wird verlangt, daß die Spuren der geladenen Teilchen die folgenden Bedingungen erfüllen:

- $d_0 < 0.5 \text{ cm}$
- $p_t > 0.15 \text{ GeV}/c$

- $|\cos \vartheta| < 0.87$
- $1 \text{ GeV}/c < P_{A\pi} < 7 \text{ GeV}/c$  erfüllen.

Abb. 27. zeigt das Massenspektrum  $M_{A\pi}$  von allen Kombinationen, die diese Bedingungen erfüllen.

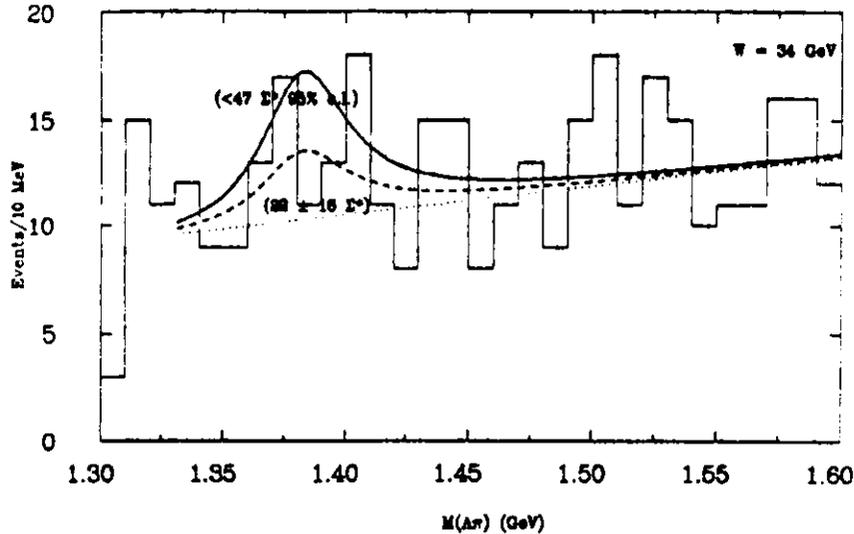


Abb. 27  $M(A\pi)$ -Verteilung

Innerhalb der Statistik ist kein  $\Sigma^*$ -Signal zu erkennen. Eine Grenze der Produktion von geladenen  $\Sigma^*$ s wird durch eine Anpassungsrechnung bestimmt. Dazu wird das Massenspektrum im Bereich von 1330 MeV - 1600 MeV mit einem linearen Untergrund und einer Breit-Wigner-Verteilung angepaßt. Für die Breite  $\Gamma$  der Breit-Wigner-Verteilung wird als Kombination von Detektorauflösung und natürlicher Breite der Wert  $\Gamma = 45 \text{ MeV}$  benutzt. Für die Masse wird der Mittelwert der Massen von  $\Sigma^{*+}$  und  $\Sigma^{*-}$  ( $M = 1385 \text{ MeV}$ ) verwendet. Die Anpassung ergibt eine Anzahl von:

$$20 \pm 18 (1\sigma) \Sigma^* \quad \text{und weniger als } 47 \Sigma^* (95\% \text{ c.l.})$$

Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 2% für  $\Sigma^{*+(-)}$  mit diesen Schnitten für  $\Sigma^*$ -Impulse zwischen 0 und 17 GeV/c kann daraus eine Grenze der Produktionsrate  $N$  pro Ereignis bestimmt werden:

$$N(\Sigma^{*+}) = N(\Sigma^{*-}) < 0.056 (95\% \text{ c.l.}) \text{ pro Ereignis}$$

Eine zweite Analyse /4.6/ mit einem Signal von 510  $A^*$ s über einem Untergrund von 840 Ereignissen ergab einen etwas kleineren Grenzwert von  $N(\Sigma^{*+}) = N(\Sigma^{*-}) < 0.045 (95\% \text{ c.l.})$ .

### $\Xi^{0*}$ (1531 MeV)

$\Xi^{0*}$  zerfallen mit einem Verzweungsverhältnis von 2/3 in  $\Xi^-\pi^+$  und haben eine geringe natürliche Breite  $\Gamma$  von 9 MeV. Zusammen mit der Detektorauflösung ( $\sigma = 6 \text{ MeV}$ ) erwartet man ein  $\Xi^{0*}$ -Signal mit einer Auflösung von  $\sigma \sim 9 \text{ MeV}$ . Die geringe Breite und die stark reduzierte Kombinatorik -drei Spuren werden bereits zur Identifizierung von  $\Xi^-$ s benutzt- erlauben es schon mit der vorhandenen geringen Statistik, nach  $\Xi^{0*}$ s zu suchen.

Mit den 16  $\Xi^-$ s, deren Messung in Abschnitt 4.3 beschrieben ist, werden alle übrigen Spuren mit gegensätzlicher Ladung, die innerhalb der Meßgenauigkeit vom Wechselwirkungspunkt kommen und folgende Kriterien erfüllen, kombiniert:

- $d_0 < 0.5 \text{ cm}$
- $p_t > 0.15 \text{ GeV}/c$
- $|\cos \vartheta| < 0.87$
- $P_{\Sigma\pi} > 1 \text{ GeV}/c$

Man erhält damit die  $M_{\Sigma\pi}$ -Massenverteilung in Abb. 28. Im Bereich der erwarteten Signalregion befindet sich ein Ereignis.

Eine obere Grenze der  $\Xi^{0*}$ -Produktion wird mit der Poisson-Statistik berechnet. Dazu muß bestimmt werden, bei welcher mittleren Ereigniszahl ( $\Xi^{0*}$  plus Untergrund) die Wahrscheinlichkeit 5% beträgt, null oder ein Ereignis zu beobachten. Man erhält eine obere Grenze von 4.5 Ereignissen.

Der Mittelwert des Untergrundes kann aus den Seitenbändern der Verteilung von 1470-1520 MeV und 1550-1700 MeV bestimmt werden. Man erhält  $1.2 \pm 0.4$  Untergründereignisse in einem Intervall von 25 MeV. Die obere Grenze von  $\Xi^{0*}$  liegt dann bei 3.5 Ereignissen (95% c.l.).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  für  $\Xi^{0*}$  beträgt mit diesen Schnitten  $\sim 1\%$ . Damit kann ein Grenzwert für Erzeugung von  $\Xi^{0*}$  pro Ereignis bestimmt werden (Tab. 15 (S. 54)).

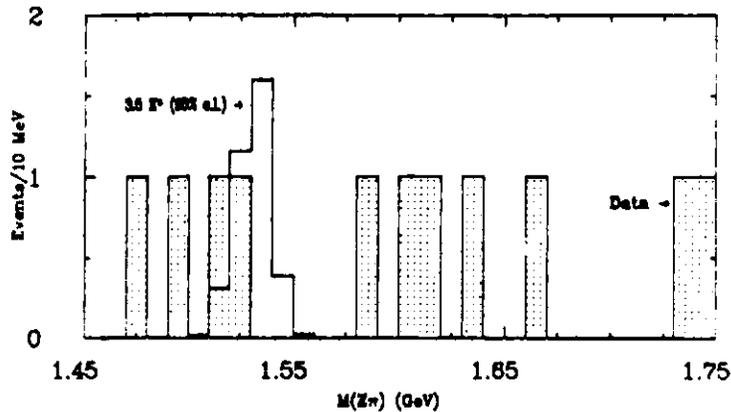


Abb. 28  $M(\Xi^-\pi^+)$ -Verteilung

### $\Omega^-$ (1672 MeV)

$\Omega$ 's können über ihren Zerfall in  $\Lambda K^-$  (67%) nachgewiesen werden. Die relativ lange Lebensdauer der  $\Omega$ 's ( $c\tau = 2.46$  cm) ermöglicht eine ähnliche Methode, wie sie zur Messung der  $\Xi^-$ -Produktion benutzt wird. Da kein langlebiges Baryon in  $\Lambda K^+$  zerfällt, erhält man aus der Verteilung der falschen Ladungskombination eine einfache Methode zur Abschätzung des Untergrundes. Zur Selektion von  $\Omega$ 's werden identifizierte  $\Lambda$ 's und K-Mesonen benutzt.

#### Die $\Lambda$ -Selektion:

Die  $\Lambda$ -Selektion unterscheidet sich in folgenden Punkten von den Kriterien, die zur  $\Xi^-$ -Selektion benutzt werden:

- Der Untergrund durch  $K^0_s$  wird mit einem Schnitt in der invarianten  $M_{\pi\pi}$ -Masse abgetrennt. Es wird verlangt:  
 $M_{\pi\pi} < 480$  MeV oder  $M_{\pi\pi} > 520$  MeV.
- Das  $\chi^2$  der Vertex-Anpassung in der z-Koordinate soll kleiner als 10 pro Freiheitsgrad sein.

Zur Suche nach  $\Omega$ 's werden alle Kombinationen benutzt, deren Masse  $M_{p\pi}$  im Intervall von 1.106 -1.126 GeV liegt. Mit diesen Schnitten erhält man etwa 450  $\Lambda$ 's über einem Untergrund von 850 Kombinationen.

#### Die Kaon-Selektion:

Mit den ITOF-Flugzeitzählern werden Teilchen selektiert, die innerhalb der Meßgenauigkeit als Kaon identifiziert werden können. Um die Flugzeitmessung benutzen zu können, wird verlangt, daß nur ein Teilchen in den jeweiligen Zähler fliegt. Außerdem müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- $p_t > 0.15$  GeV/c,  $|\cos \vartheta| < 0.87$  und  $p < 900$  MeV/c
- Um als Kaon-Kandidat zu gelten, muß das aus der Flugzeit bestimmte Massenquadrat  $m^2$  die Bedingung:  
 $0.15 \text{ GeV}^2 < m^2(\text{TOF}) < 0.5 \text{ GeV}^2$  erfüllen.

Teilchen, die diese Bedingungen erfüllen, bestehen zu ungefähr 50% aus Kaonen.

Zur Selektion von  $\Lambda K$ -Kombinationen werden folgende Bedingungen verlangt:

- Die beiden Teilchen sollen einen Vertex haben, der zwischen 0.5 cm und 8 cm in der x-y-Ebene vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegt.
- Der Akollinearitätswinkel  $\alpha$  der Kombination soll kleiner als  $15^\circ$  sein.
- Das  $\chi^2$  der Anpassung eines Vertex in der z-Komponente muß kleiner als 10 pro Freiheitsgrad sein.

Außerdem werden die Spuren auf ihren spezifischen mittleren Ionisationsverlust  $dE/dx$  im Strahlrohr und dem Material des Detektors korrigiert. Mit diesen Schnitten erhält man die in Abb. 29 gezeigten Massenverteilungen von  $\Lambda K^-$  und  $\Lambda K^+$ .

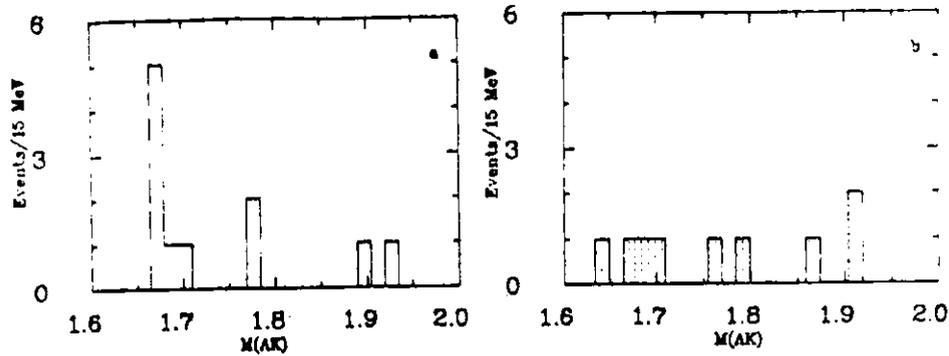


Abb. 29  $M(AK)$ -Verteilungen: a)  $M(AK^-, \bar{K}^+)$ ; b)  $M(AK^+, \bar{K}^-)$

Im Bereich des  $\Omega$ 's findet man ein Signal von 5 Ereignissen. Die Verteilung der falschen Ladungskombination ist flach. Die wichtigsten Eigenschaften der 5  $\Omega$  Kandidaten sind in Tab. 16 zusammengestellt.

W (GeV)	p( $\Lambda$ ) (GeV/c)	p(K) (GeV/c)	Kaon Ladung	$M^2(\text{TOF})$ (GeV <sup>2</sup> )	p( $\Omega$ ) (GeV/c)	M(AK) (GeV)	M( $\Lambda\pi$ ) (GeV)
14	2.0	.82	+	0.20	2.8	1.670	1.407
22	1.1	.45	-	0.15	1.5	1.665	1.390
34.6	2.1	.85	-	0.26	2.9	1.670	1.412
34.6	1.7	.79	+	0.31	2.5	1.669	1.425
34.6	1.6	.77	-	0.16	2.3	1.667	1.429

Tab. 16 Eigenschaften der  $\Omega$ -Kandidaten

Zur Abschätzung des Untergrundes werden, neben der Verteilung der falschen Ladung, mehrere Verfahren benutzt. Es werden die Massenverteilungen  $M(AK)$  von folgenden Untergrund-Kombinationen berechnet:

1. Falsche  $\Lambda$ 's ( $1.150 \text{ GeV} < M_{p\pi} < 1.350 \text{ GeV}$ ) und K-Kandidaten.
2.  $\Lambda$ -Kandidaten und  $\pi$ -Kandidaten ( $m^2(\text{TOF}) < 0.1 \text{ GeV}^2$ )
3. Falsche  $\Lambda$ 's und  $\pi$ -Kandidaten

In keiner dieser Massenverteilungen wird ein Signal beobachtet. Für den Untergrund im Bereich der  $\Omega$ -Masse erhält man aus diesen Verteilungen einen Wert zwischen 0.6 und einem Ereignis.

Die Wahrscheinlichkeit, daß es sich bei den 5 Ereignissen um eine Fluktuation des Untergrundes handelt, beträgt nach der Poisson-Statistik 3% ( $\sim 3\sigma$ ). Die Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\Omega$ 's liegt nach der Monte-Carlo-Rechnung bei Werten von 1% und einem  $\Omega$ -Impuls von 1 GeV/c, steigt auf 3.5% bei Impulsen von 2.8 GeV/c an und sinkt dann wieder auf einen Wert von 1% bei einem Impuls von 4 GeV/c.

Korrigiert man die bei  $W = 34 \text{ GeV}$  beobachteten 3 Ereignisse auf die Nachweiswahrscheinlichkeit und extrapoliert in die nicht beobachteten Impulsbereiche, erhält man:

$$N(\Omega)/\text{Ereignis} = 0.016 \pm 0.01.$$

Bei einer Signifikanz des Signals gegenüber dem Untergrund von nur  $3\sigma$  können keine eindeutigen Schlüsse aus dieser Beobachtung gezogen werden.

## 5. ERGEBNISSE DER INKLUSIVEN BARYONPRODUKTION

Bei  $W = 34$  GeV konnten die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Protonen,  $\Lambda$ 's und  $\Xi^-$ 's und Grenzwerte von verschiedenen Baryonen des Dekupletts bestimmt werden. Diese Messungen werden im folgenden diskutiert und mit den Ergebnissen der Mesonerzeugung verglichen. In einem Vergleich der Daten mit dem Lund-Fragmentationsmodell werden die verschiedenen Parameter bestimmt, die die Baryonproduktion im Modell regeln. Anschließend wird die Abhängigkeit der Baryonerzeugung von der Schwerpunktsenergie in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen untersucht. Dazu werden zusätzlich die Ergebnisse von anderen Experimenten bei verschiedenen Schwerpunktsenergien benutzt.

### 5.1 DIE BARYONERZEUGUNG BEI $W = 34$ GeV

Abb. 30 zeigt die skalierenden differentiellen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Baryonen und von  $\pi^+$ ( $\pi^-$ )- und  $K^0$ -Mesonen. Man beobachtet mit zunehmenden  $x$  für alle Teilchen einen steilen Abfall des Wirkungsquerschnitts über mehrere Dekaden. Oberhalb von  $x = 0.1$  erhält man ein nahezu konstantes Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von P,  $\Lambda$  und  $\Xi^-$  mit

$$\sigma(P) : \sigma(\Lambda) : \sigma(\Xi^-) \approx 1 : 0.35 : 0.035 \quad (x > 0.1)$$

Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte von Protonen und Pionen, steigt das Verhältnis von

$$V = \sigma(P)/\sigma(\pi) \approx 0.2 \quad (\text{bei } x = 0.1) \quad \text{auf } V \approx 0.5 \quad (\text{bei } x = 0.7) \text{ an.}$$

Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte von Protonen und  $K^0$ 's, findet man bei kleineren  $x$  ( $x < 0.1$ ) etwa gleiche Werte, bei größeren  $x$  liegen die Wirkungsquerschnitte von  $K^0$ 's um etwa 30% höher als die der Protonen.

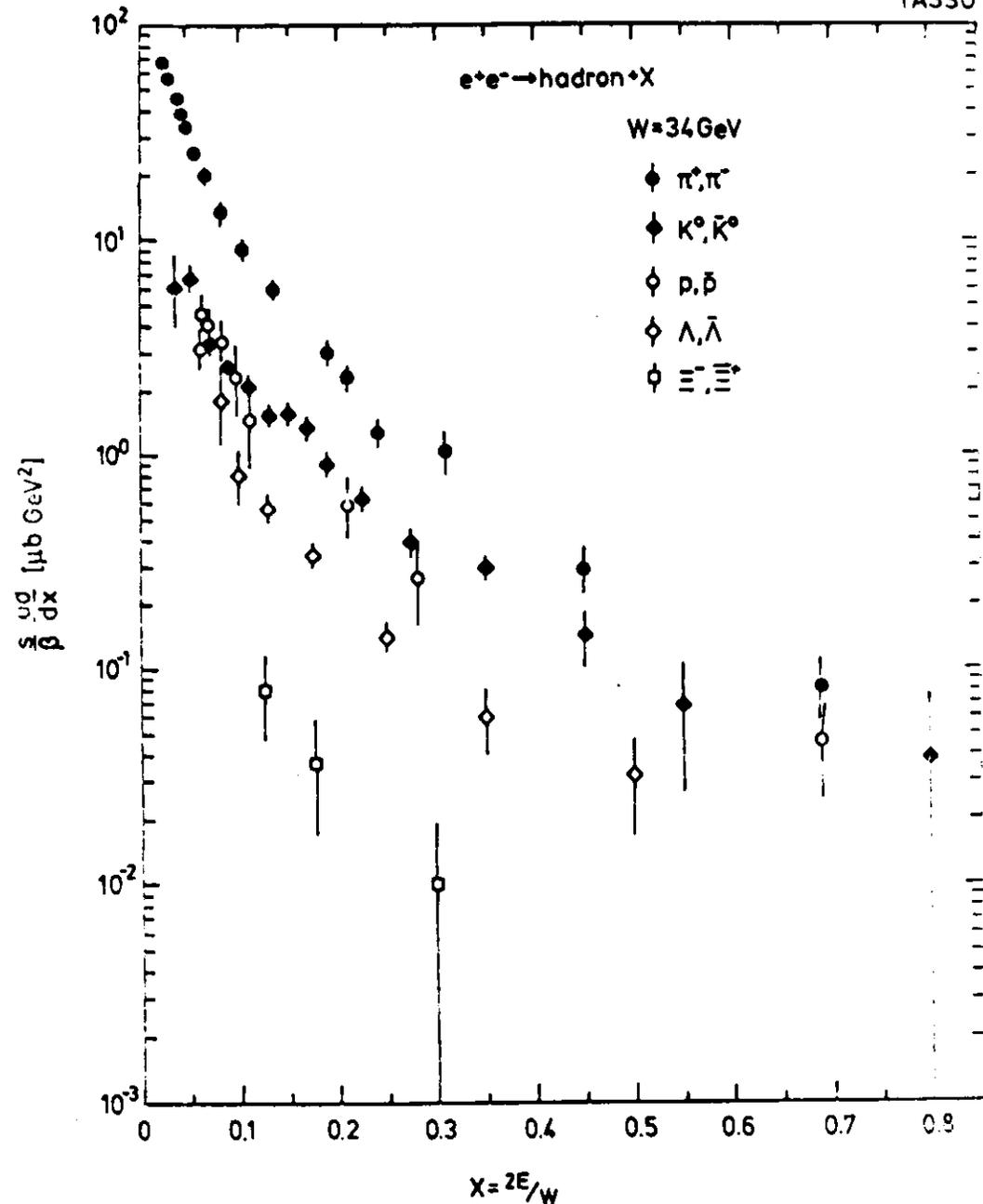


Abb. 30 Wirkungsquerschnitte von  $\pi$ ,  $K^0$ , P,  $\Lambda$  und  $\Xi^-$  bei  $W = 34$  GeV

### 5.1.1 Der Vergleich mit dem Lund-Diquark-Modell

Bei  $W = 34$  GeV können die Messungen benutzt werden, um die verschiedenen Parameter des Lund-Diquark-Modells der Baryonerzeugung zu bestimmen (siehe Kapitel 2).

In einer ausführlichen Analyse/5.1/ wurden beim TASSO-Experiment die wichtigsten Parameter der Hadronerzeugung im Lund-Modell an die Daten angepaßt. Im folgenden werden diese Parameter benutzt, soweit sie nicht die Produktion von Baryonen regeln.

Die verschiedenen Parameter, die die Erzeugung der unterschiedlichen Baryonen regeln, und die Ergebnisse der Messungen bei  $W = 34$  GeV sind in Tab. 17 zusammengestellt.

Parameter	Messwert ( $W = 34$ GeV)	Original Lund-Modell
$\gamma = s/u$	$0.35 \pm 0.02$ (stat.) $\pm 0.05$ (syst.)	0.3
$P1 = qq/q$	$0.11 \pm 0.02$	0.075
$P2 = us(0)/ud(0) \cdot 1/\gamma$	0.2 - 0.5	0.2
$P3 = qq(1)/qq(0)$	< 0.1	0.05

Tab. 17 Parameter der Diquarkerzeugung im Lund-Modell:

Die Parameter definieren die Wahrscheinlichkeit, mit der die verschiedenen Quarks im See erzeugt werden, die in Klammern angegebenen Zahlen definieren den Spin der Diquarks. Zur Bestimmung von P1 und P2 wird P3 = 0.05 benutzt.

Der Parameter  $\gamma$  wurde beim TASSO-Experiment aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von  $K^0$ - und  $\pi$ -Mesonen bestimmt /5.2/.

Abb. 31 zeigt das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $d\sigma/dp$ ) von Protonen und geladenen Pionen in Abhängigkeit vom Impuls. Man beobachtet einen steilen Anstieg mit zunehmendem Impuls auf einen Wert von etwa 0.5 bei Impulsen um 12 GeV/c.

Dieser Verlauf kann durch den Einfluß der verschiedenen Zerfälle erklärt werden. Pionen stammen zu etwa 80-90% aus Zerfällen anderer Teilchen und erhalten im Mittel kleine Impulse. Dagegen werden etwa 50% der Protonen direkt erzeugt. Außerdem erhalten Protonen, die aus Zerfällen anderer Baryonen stammen, aus kinematischen Gründen einen großen Teil des ursprünglichen Impulses.

Die eingezeichneten Kurven zeigen das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Protonen und geladenen Pionen im Modell mit verschiedenen Werten des Parameters P1. Sowohl das Verhältnis als auch der Trend

können mit Werten von P1 zwischen 0.09 und 0.13 beschrieben werden. Die beste Beschreibung der Daten erhält man mit einem Wert von 0.11.

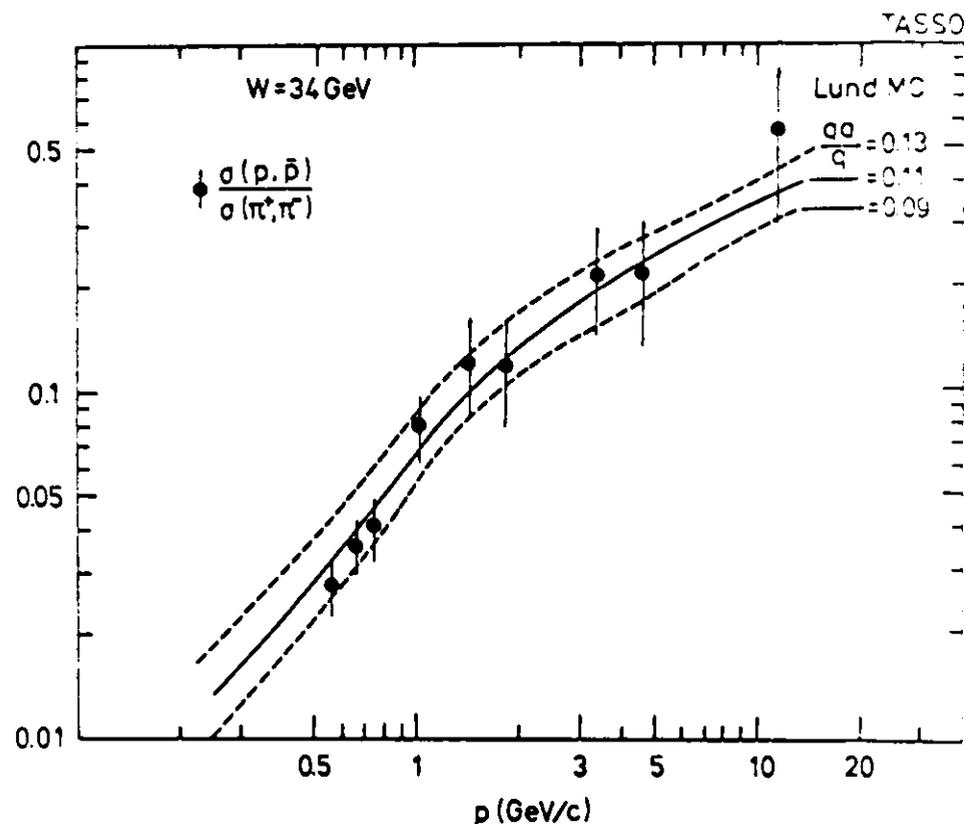


Abb. 31 Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $\sigma(P)/\sigma(\pi)$

Abb. 32 zeigt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $V1 = \sigma(\Lambda)/\sigma(P)$  und  $V2 = \sigma(\Xi^-)/\sigma(\Lambda)$  als Funktion des Impulses. Innerhalb der Fehler sind die Werte von V1 und V2 unabhängig vom Impuls und werden mit einem Wert P2 zwischen 0.2 und 0.5 durch das Modell beschrieben. Das bedeutet, daß Diquarks mit Strangeness gegenüber ud-Diquarks um einen Faktor zwischen .2 und 5 stärker als s-Quarks gegenüber u-(oder d) Quarks unterdrückt werden. Bei der Bestimmung dieses Parameters ist zu berücksichtigen, daß die Wirkungsquerschnitte von  $\Lambda$ 's -bei einer geeig-

neten Wahl des Parameters  $\gamma$  (z.B.  $\gamma = 0.6$  und  $P_2 = 0$ )- auch durch die Kombination von  $ud$ -Diquarks mit  $s$ -Quarks aus dem See beschrieben werden können. Zur Erzeugung von  $\Xi^-$ 's ( $ssd$ ) sind dagegen Diquarks mit Strangeness notwendig.

Mit diesen Parametern werden auch die differentiellen skalierenden Wirkungsquerschnitte der Baryonen bei  $W = 34$  GeV sehr gut beschrieben (Abb. 33).

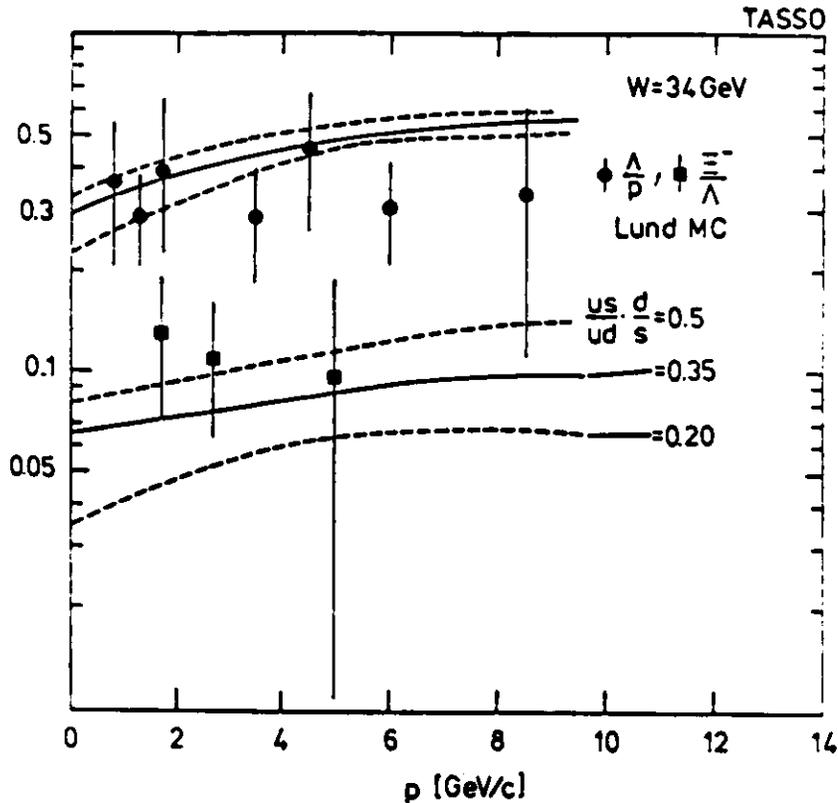


Abb. 32 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von  $P$ ,  $\Lambda$  und  $\Xi^-$

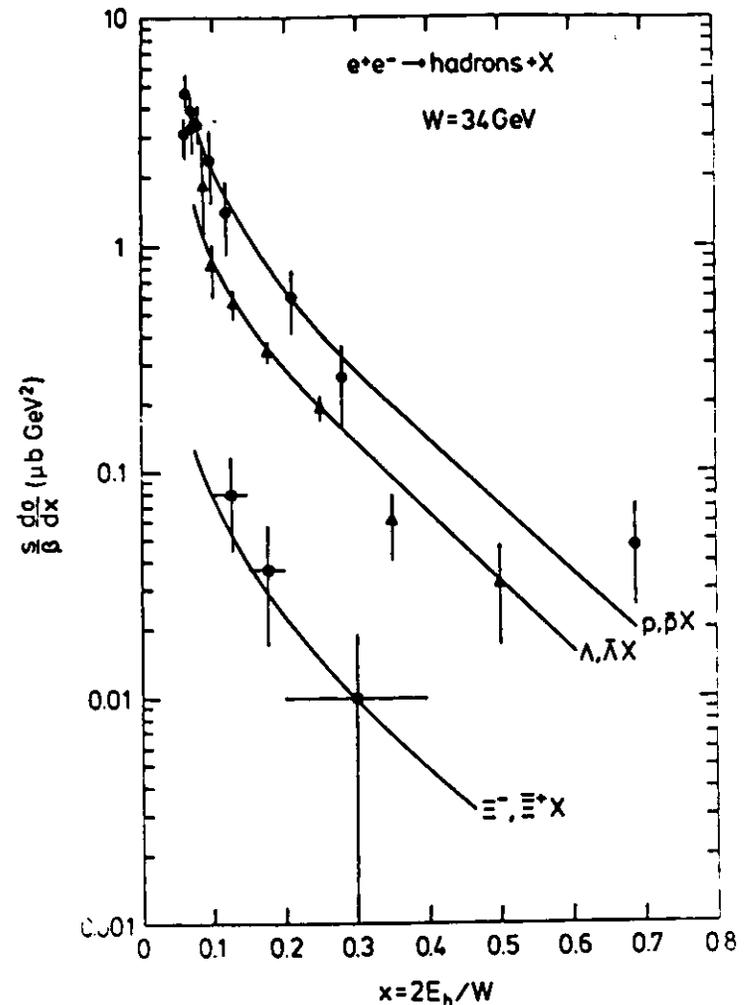


Abb. 33 Skalierende Wirkungsquerschnitte der Baryonen  $P$ ,  $\Lambda$  und  $\Xi^-$ : Die Kurven zeigen die Wirkungsquerschnitte im Lund-Modell mit  $\gamma = 0.35$ ,  $P_1 = 0.11$ ,  $P_2 = 0.35$  und  $P_3 = 0.05$

Für die Baryonen des Dekupletts  $\Delta^{++}$ ,  $\Sigma^*$ ,  $\Xi^{*0}$  und  $\Omega$  konnten Grenzwerte der Erzeugung pro Ereignis bestimmt werden. Da die Baryonen des Dekupletts im Modell durch Diquarks mit Spin 1 erzeugt werden, kann daraus eine obere Grenze von  $P_3$  bestimmt werden. Abb. 34 zeigt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte pro Ereignis von  $\sigma(\Delta^{++})/\sigma(P)$ ,  $\sigma(\Sigma^{\pm})/\sigma(\Lambda)$  und  $\sigma(\Xi^{*0})/\sigma(\Xi^-)$  im Modell in Abhängigkeit vom Wert des Parameters  $P_3$ . Die stärkste Beschränkung von  $P_3$  ( $P_3 < 0.1$ ) erhält man aus der Grenze für die  $\Delta$ -Produktion.

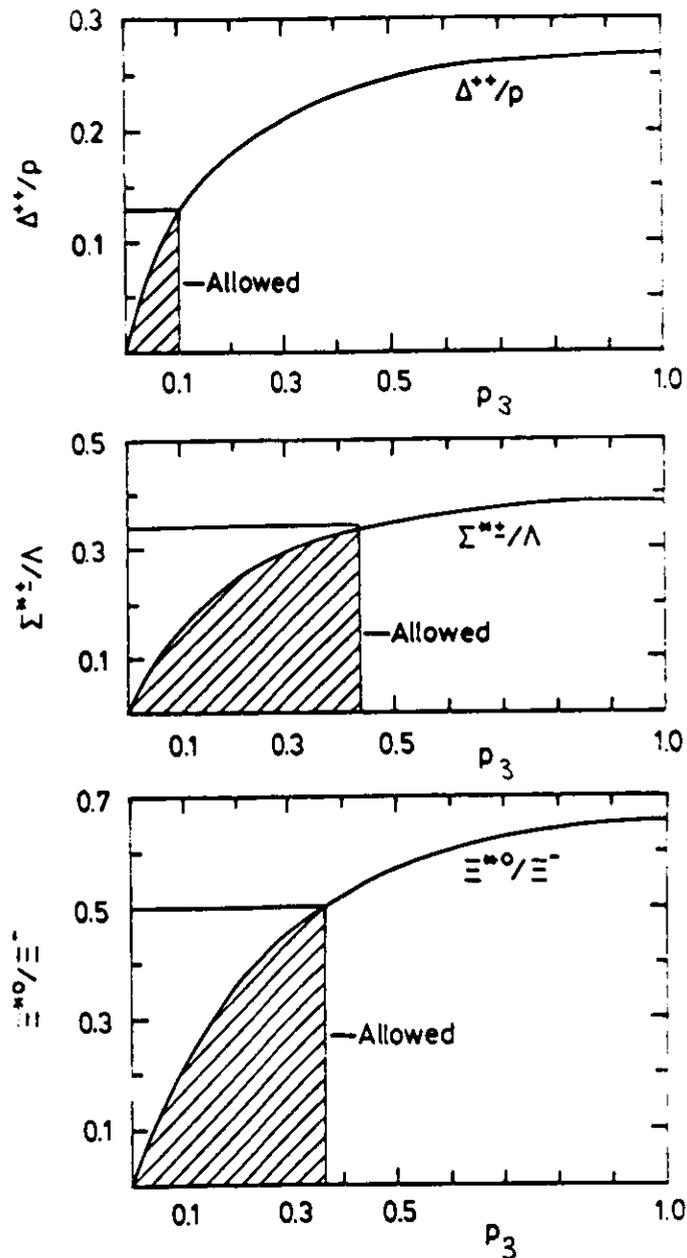


Abb. 34 Verhältnis von Dekuplett- zu Oktett-Baryonen im Modell  $W=34\text{GeV}$ : als Funktion des Parameters  $P_3$ , die erlaubten Bereiche (95% c.l.) sind schraffiert eingezeichnet.

Das beobachtete  $\Omega$ -Signal entspricht einer Anzahl von  $0.016 \pm 0.01$   $\Omega$ 's pro Ereignis. Ein so großer Wert kann im Rahmen des Modelles nicht erhalten werden. Sogar ohne Unterdrückung von Diquarks mit Spin 1 ( $P_3 = 1$ ) erhält man einen Wert, der um einen Faktor  $\sim 10$  niedriger als der Meßwert liegt. Es erscheint unwahrscheinlich, daß die Produktion von  $\Omega$ 's im Gegensatz zu allen anderen Baryonen des Dekupletts nicht unterdrückt sein sollte. Da die Signifikanz des Signals nur drei Standardabweichungen beträgt, kann nicht ausgeschlossen werden, daß es sich bei dem Signal um eine Fluktuation des Untergrundes, der  $\Omega$ 's oder von beidem handelt. Wegen der Auswirkungen auf die Modelle sollte unbedingt versucht werden, den Wirkungsquerschnitt von  $\Omega$ 's genauer zu messen.

### 5.1.2 Die Erzeugung von $\Lambda$ 's in Bezug zur Jetachse

Abb. 35 zeigt die Verteilung des Transversalimpulses und Abb. 36 die Rapiditätsverteilung  $|y|$  von  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's in den Daten und im Lund-Modell mit den für alle Hadronen benutzten Parametern. Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $1/\sigma_{\text{tot}} d\sigma/d(p_t^2)$  von  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's wird gut durch das Modell mit  $u$ dsb-Quarks und Gluonenabstrahlung (durchgezogene Linie) beschrieben. Ohne Gluonabstrahlung (gestrichelte Kurve) kann nur der Bereich bei Werten von  $p_t^2 < 1 \text{ GeV}/c^2$  beschrieben werden.

Die Verteilung der Rapidität  $y$  von  $K^0$ 's und  $\Lambda$ 's wird schlecht vom Modell beschrieben. Allerdings sind auch die systematischen Fehler der Messung von  $\Lambda$ 's mit 20% bei den kleinen  $y$ -Werten ( $y < 0.6$ ) relativ zu den größeren Werten ( $y > 0.6$ ) nicht zu vernachlässigen.

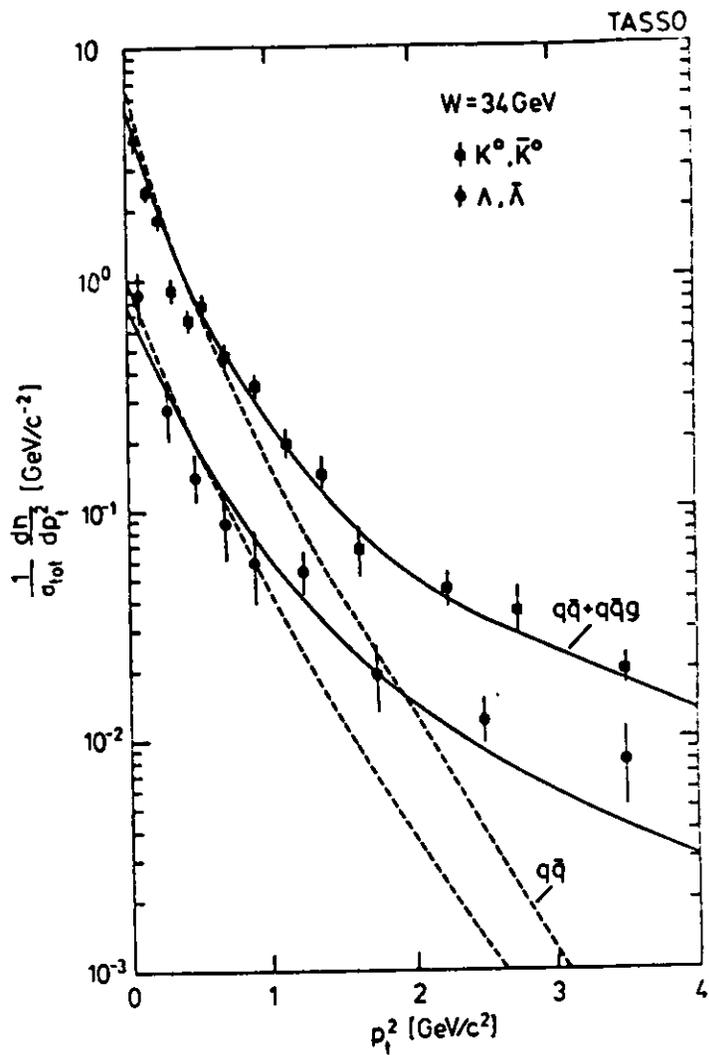


Abb. 35 Verteilung des Transversalimpulses von  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's:  
Die Kurven zeigen die Verteilungen im Lund-Modell mit  $\sigma(p_t(\text{Hadron})) = 0.46 \text{ GeV/c}$ .

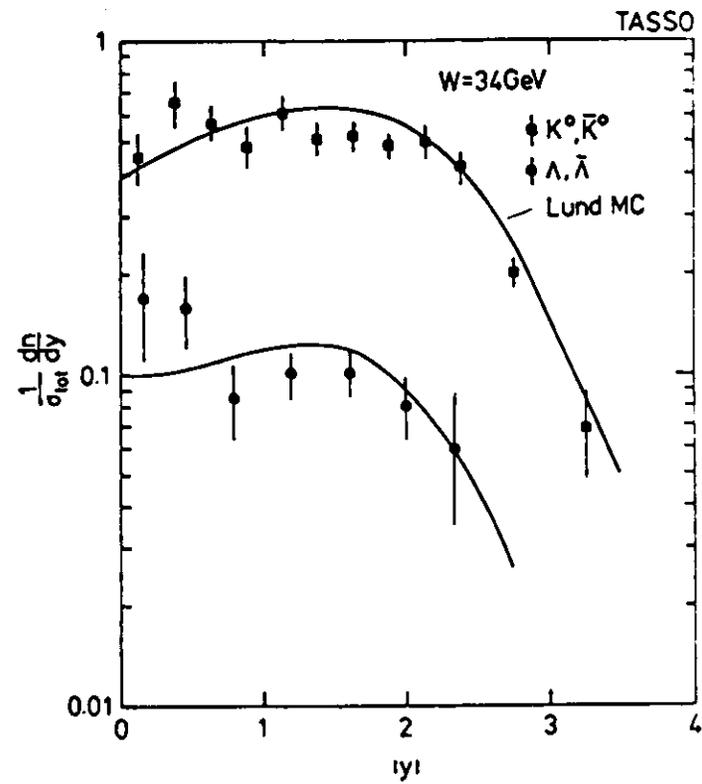


Abb. 36 Rapiditätsverteilung  $|y|$  von  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's:  
Die Kurven zeigen die Verteilungen im Lund-Modell

## 5.2 DIE BARYONERZEUGUNG ALS FUNKTION DER SCHWERPUNKTSENERGIE

Bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien konnte in der  $e^+e^-$ -Vernichtung bisher die Anzahl von  $p$ -,  $\Lambda$ - und  $\Xi^-$ -Baryonen pro Ereignis bestimmt werden. Die im folgenden benutzten Ergebnisse wurden den unter /5.3/ angegebenen Quellen entnommen. Die Ergebnisse von einigen  $e^+e^-$ -Experimenten bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien sind in Tab. 18 zusammengestellt.

Experiment W	$P, \bar{P}$	$\Lambda, \bar{\Lambda}$	$\Xi^-, \bar{\Xi}^-$
TASSO 34 GEV	$0.80 \pm 0.1$	$0.31 \pm 0.03$	$0.026 \pm 0.008$
JADE* 34 GEV		$0.234 \pm 0.06$	
TPC 29 GEV	$0.60 \pm 0.08$	$0.197 \pm 0.012$	$0.025 \pm 0.009$
HRS* 29 GEV		$0.25 \pm 0.03$	
Mark2*29 GEV		$0.21 \pm 0.03$	
TASSO 22 GEV	$0.62 \pm 0.06$	$0.22 \pm 0.05$	
TASSO 14 GEV	$0.42 \pm 0.06$	$0.13 \pm 0.04$	
CLEO* 10.49 GeV	$0.40 \pm 0.06$	$0.066 \pm 0.01$	$0.005 \pm 0.001$
CLEO* $\Upsilon(1s)$	$0.60 \pm 0.09$	$0.19 \pm 0.02$	$0.016 \pm 0.004$

Tab. 18 Anzahl der Baryonen pro Ereignis bei verschiedenen W: Angegeben ist jeweils der statistische Fehler. Die systematischen Fehler der verschiedenen Messungen liegen bei Werten zwischen 10% und 20%. \*Die bei HRS und Mark2 angegebenen Fehler enthalten die Summe vom statistischen und systematischen Fehler. Bei JADE ist der Wert von  $2 \cdot \Lambda$  angegeben. Bei den CLEO-Werten sind die statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert.

In Abb. 37 ist die Anzahl pro Ereignis von  $P$ 's,  $\Lambda$ 's,  $\Xi^-$ 's, der geladenen Multiplizität und  $K^0$ 's bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien aufgetragen. Man beobachtet für alle Teilchenarten einen steilen Anstieg der Multiplizität in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Oberhalb der Schwelle zur  $b\bar{b}$ -Erzeugung steigt die Multiplizität von Mesonen zwischen 14 GeV und 34 GeV um etwa 30% an. Die Anzahl von  $P$ ,  $\Lambda$ 's und  $\Xi^-$ 's pro Ereignis verdoppelt sich in diesem Bereich.

Eine detaillierte Untersuchung der Baryonerzeugung bei Schwerpunktsenergien zwischen 4 GeV und 7 GeV /5.4/ ergab einen schnellen Anstieg der Wirkungsquerschnitte von  $\Lambda$ 's und Protonen in diesem Energiebereich. Dieser Anstieg wird mit der Schwelle zur Erzeugung von  $c$ -Baryonen erklärt, das  $\Lambda_c$  konnte sogar direkt nachgewiesen werden /5.5/.

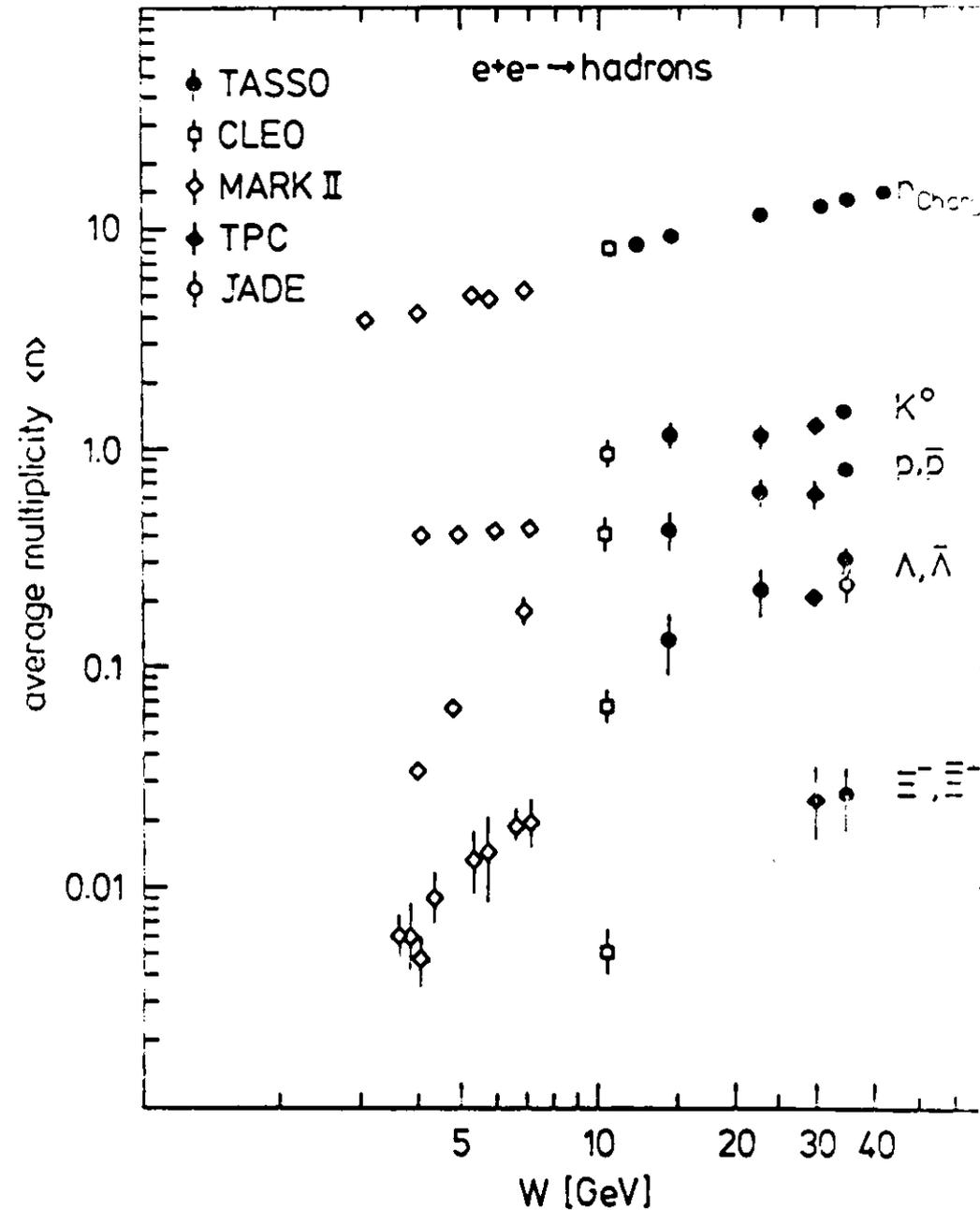


Abb. 37 Zahl verschiedener Teilchen pro Ereignis als Funktion von  $W$

Eine Ausnahme davon bilden die Ereignisse des  $\Upsilon(1s)$ -Zerfalls. Die Anzahl von Protonen pro Ereignis ist dort etwa um einen Faktor 1.5 höher (die Anzahl an  $\Lambda$ 's und  $\Xi^-$ 's ist sogar um einen Faktor 2.5 höher) als in Ereignissen des Kontinuums bei etwa gleicher Schwerpunktsenergie. Da die  $\Upsilon$ -Resonanz dominant über drei Gluonen in Hadronen zerfällt wird vermutet, daß Baryonen häufiger in Gluon-Jets als in Quark-Jets produziert werden (siehe auch Kap. 6).

Um den Anstieg der verschiedenen Teilchen besser vergleichen zu können, wird die Anzahl von allen geladenen Teilchen,  $K^0$ 's und  $\Lambda$ 's bei TASSO und Mark2 relativ zur Anzahl der Teilchen bei  $W = 10.49$  GeV (CLEO) berechnet (Abb. 38). Man beobachtet ein wesentlich schnelleres Ansteigen der Anzahl an  $\Lambda$ 's, relativ zu allen geladenen Teilchen und zu den  $K^0$ -Mesonen.

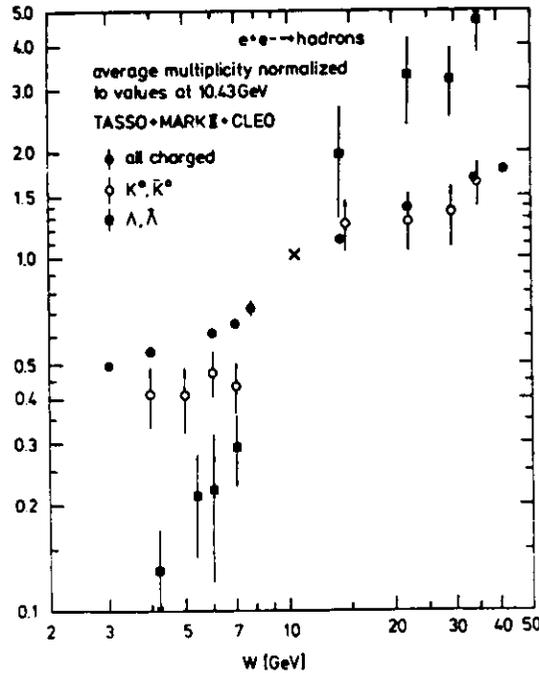


Abb. 38 Anstieg der Teilchenmultiplizität relativ zu  $W = 10.49$  GeV

Außerdem scheint die Multiplizität für die verschiedenen Teilchen in Abhängigkeit von  $W$  im Bereich um  $W = 10$  GeV sprunghaft anzusteigen.

Es erscheint unwahrscheinlich, daß dies allein mit der Erzeugung von  $b\bar{b}$  Ereignissen -bei  $W = 34$  GeV sind  $\sim 10\%$   $b\bar{b}$  Ereignisse- erklärt werden kann.

Abb. 39 zeigt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $V1 = \sigma(\Lambda)/\sigma(P)$  und  $V2 = \sigma(\Xi^-)/\sigma(\Lambda)$  bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

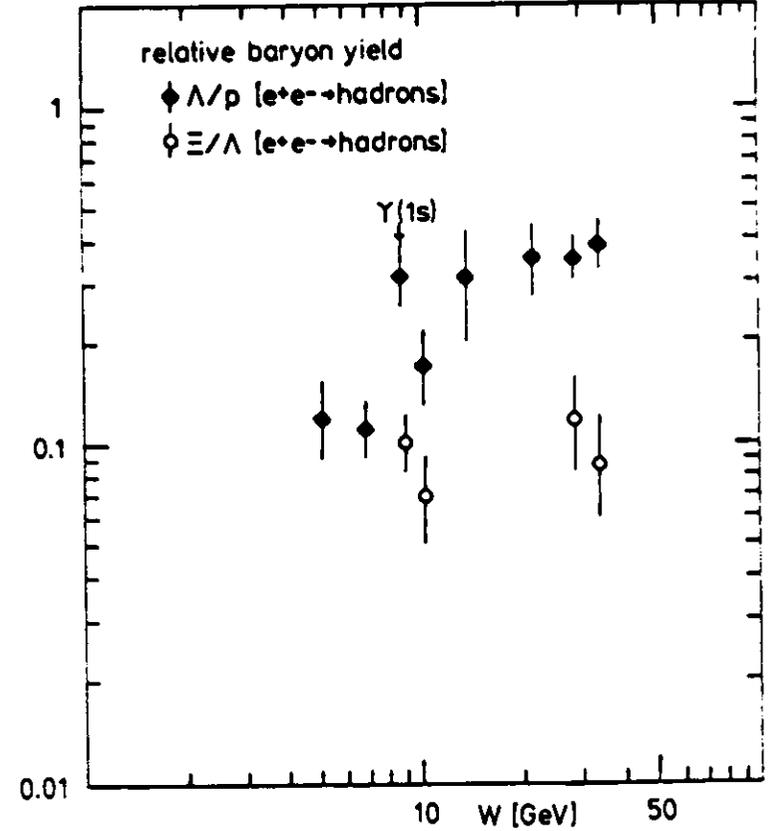


Abb. 39 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von  $P$ ,  $\Lambda$ 's und  $\Xi^-$ 's als Funktion von  $W$

Man findet oberhalb von  $W = 10$  GeV für  $V1$  einen Wert zwischen 0.3 und 0.35 und für  $V2$  einen Wert von etwa 0.1. Bei Energien zwischen 4 GeV und 7 GeV

liegt  $V_1$  dagegen bei einem wesentlich kleineren Wert von etwa 0.1. Bei großen Schwerpunktsenergien ( $W > 10$  GeV) scheint der relative Wirkungsquerschnitt von verschiedenen Baryonen nur noch von ihrer Masse und ihrer Quarkzusammensetzung abzuhängen. Dies scheint auch für die Ergebnisse des  $T$ -Zerfalles zu gelten.

Interessant ist, daß das Verhältnis  $V_1$  in  $\mu p$ -Stößen bei mittleren Schwerpunktsenergien um 12 GeV bei etwa 0.2 (EMC-Kollaboration /5.6/) liegt und damit etwa dem Wert von CLEO bei 10.49 GeV entspricht.

Ähnliche Werte werden auch in  $PP$ -Stößen am ISR ( $W = 63$  GeV) für die relativen Wirkungsquerschnitte von Antibaryonen gefunden/5.7/. Die Messungen ergeben dort Werte für das Verhältnis  $V_1' (= \sigma(\bar{\Lambda})/\sigma(\bar{P}))$  und  $V_2' (= \sigma(\bar{\Xi}^-)/\sigma(\bar{\Lambda}))$  von

$$V_1' = 0.27 \pm 0.02 \text{ und } V_2' = 0.06 \pm 0.02 \text{ (Axial-Field-Spectrometer)}$$

Diese Übereinstimmung in den verschiedenen Reaktionen ist bemerkenswert und deutet einen ähnlichen Produktionsmechanismus an.

Mit den Resultaten bei  $W = 34$  GeV können die verschiedenen Parameter der Baryonerzeugung so festgelegt werden, daß die Daten gut beschrieben werden. Abb. 40 zeigt die gemessene Anzahl der Baryonen pro Ereignis bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien. Die Kurven zeigen die Werte im Lund-Modell mit den bei  $W = 34$  GeV bestimmten Parametern.

Oberhalb der  $b\bar{c}$ -Schwelle wird die Baryonerzeugung gut vom Modell beschrieben, dagegen liegen die Meßwerte bei den kleineren Energien ( $\sim 7$  GeV) deutlich unter den Vorhersagen des Modells. Die Energieabhängigkeit der geladenen Multiplizität wird dagegen relativ gut durch das Modell beschrieben.

Um die Energieabhängigkeit der Baryonerzeugung beschreiben zu können, wird von den Autoren des Lund-Modells ein zusätzlicher Parameter vorgeschlagen/5.8/. Über diesen Parameter wird gesteuert, ob und wieviele Mesonen zwischen den Diquarks im Mittel erzeugt werden. Die Einführung dieses Parameters erscheint allerdings im Rahmen eines Diquark-Modelles als recht künstlich.

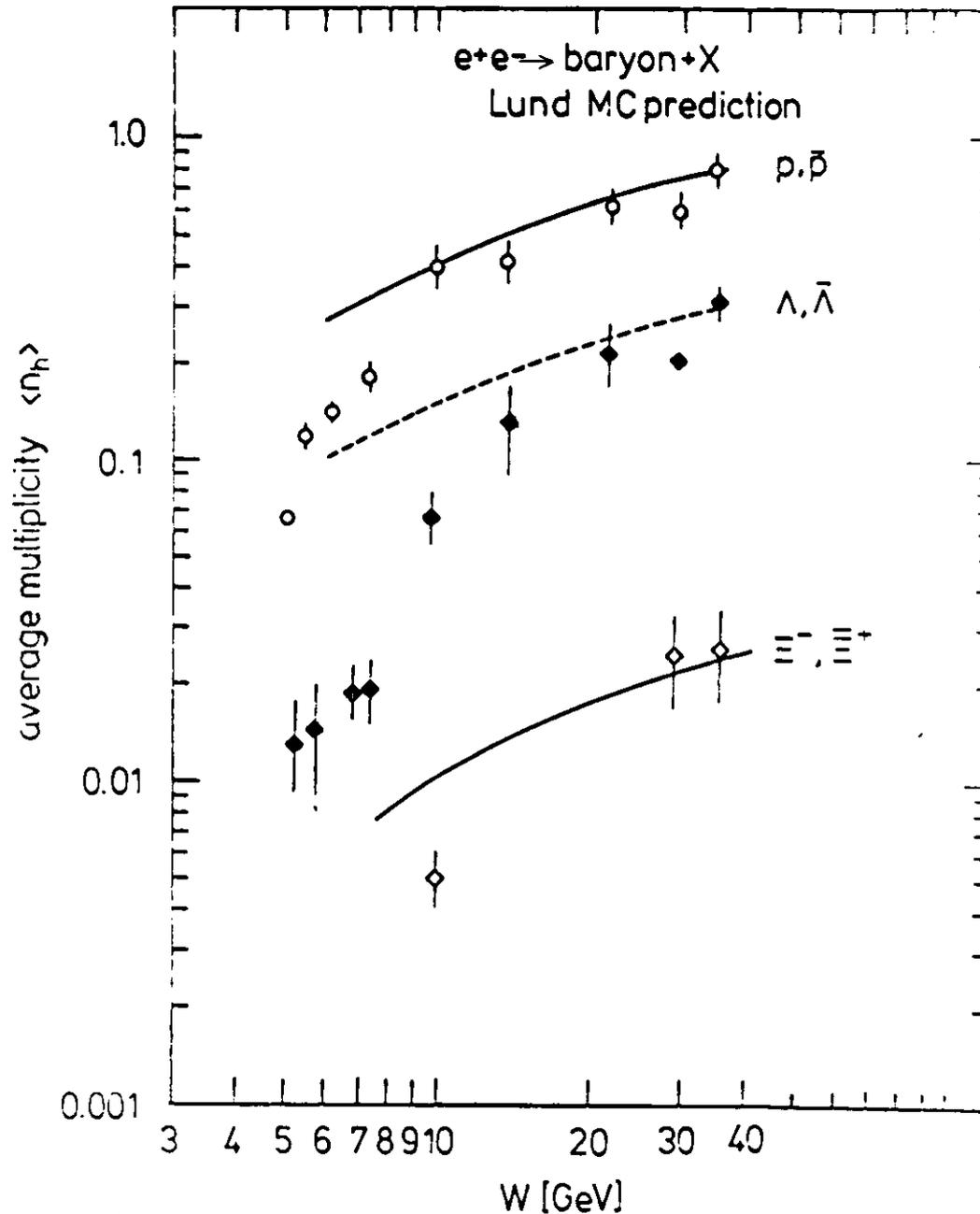


Abb. 40 Energieabhängigkeit der Baryonproduktion im Modell

Zusammenfassend können folgende Schlüsse aus den inklusiven Messungen der Baryonproduktion gezogen werden:

1. Der Wirkungsquerschnitt von Baryonen steigt mit zunehmender Schwerpunktsenergie schneller als der von Mesonen an.

Oberhalb von  $W = 10$  GeV werden die Baryonen  $P$ ,  $\Lambda$  und  $\Xi^-$  in einem nahezu konstanten Verhältnis erzeugt:

$$P : \Lambda : \Xi^- \sim 1 : 0.35 : 0.035$$

2. Oberhalb der Schwelle zur  $b\bar{b}$ -Erzeugung, kann die Produktion der verschiedenen Baryonen im Rahmen eines Diquark-Modelles beschrieben werden. Im Rahmen des Lund-Modells muß dazu ein Parameter  $P1(= qq/q) \approx 0.1$  gewählt werden. Bei Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 7 GeV können die Baryonen innerhalb des einfachen Diquark-Modelles nicht mit diesem Wert von  $P1$  beschrieben werden. Der Parameter  $P2$  muß zwischen 0.2 und 0.5 liegen, um die Daten zu beschreiben. Die Anzahl von Baryonen des Dekupletts muß verhältnismäßig klein sein. Im Rahmen des Lund-Modells müssen Diquarks mit Spin 1 mindestens um einen Faktor 10 gegenüber Diquarks mit Spin 0 unterdrückt sein ( $P3 < 0.1$ ).

## 6. HADRONISCHE EREIGNISSE MIT BARYONEN

Bisher wurden die Ergebnisse der inklusiven Baryonerzeugung analysiert und daraus auf den Mechanismus der Baryonproduktion geschlossen. In diesem Kapitel wird untersucht, ob Ereignisse mit Baryonen besondere Eigenschaften haben.

Die hadronischen Ereignisse werden dazu nach zwei Kriterien untersucht:

- Wie hängt die Baryonerzeugung mit der Ereignismultiplizität zusammen? Haben Ereignisse mit großer Multiplizität eine kleine oder große Anzahl an Baryonen?
- Werden Baryonen in Ereignissen mit harter Gluon-Bremstrahlung häufiger als in Zwei-Jet-Ereignissen erzeugt?

Um diese Punkte experimentell untersuchen zu können, sind Ereignisse mit identifizierten  $\Lambda$ 's aus folgenden Gründen besonders gut geeignet:

1.  $\Lambda$ 's mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c können über den gesamten Akzeptanzbereich des Innendetektors bei kleinem Untergrund nachgewiesen werden.
2. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt von Impuls des  $\Lambda$ 's ab und ist fast unabhängig von anderen im Jet produzierten Teilchen.
3. Da  $K^0$ s und  $\Lambda$ 's mit einer fast identischen Methode in hadronischen Ereignissen selektiert werden, können die Eigenschaften von Ereignissen mit Baryonen und Mesonen direkt verglichen werden. Werden bestimmte Eigenschaften auch in den Ereignissen mit  $K^0$ 's nachgewiesen, handelt es sich folglich nicht um spezifische Eigenschaften der Baryonproduktion.

Zur Untersuchung der Eigenschaften hadronischer Ereignisse mit Baryonen bei  $W = 34$  GeV werden Ereignisse benutzt, die nach den in 4.2 beschriebenen Kriterien einen  $\Lambda$ -Kandidaten enthalten. Um den systematischen Fehler der Untersuchung zu minimieren, wird verlangt, daß die geladenen Teilchen im Ereignis möglichst vollständig rekonstruiert sind. Der Winkel der Jetachse zur Strahlachse muß deshalb die Bedingung:

$$|\cos(\theta_{jet})| < 0.7$$

erfüllen.

Mit diesem Schnitt können 145 Ereignisse mit  $\Lambda$ 's über einem Untergrund von 52 Ereignissen benutzt werden.

Um den Vergleich von Ereignissen mit  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's zu vereinfachen, werden die Ereignisse mit  $K^0$ -Mesonen so selektiert, daß sich für die  $K^0$ 's und  $\Lambda$ 's die gleiche Impulsverteilung ergibt. Mit diesen Kriterien werden 531 Ereignisse mit  $K^0$ 's bei einem Untergrund von 56 Ereignissen ausgewählt.

### 6.1 DIE GELADENE MULTIPLIZITÄT IN EREIGNISSEN MIT $\Lambda$ 'S

Abb. 41 zeigt die unkorrigierten Verteilungen der geladenen Multiplizität in Ereignissen mit identifizierten  $\Lambda$ 's, mit  $K^0$ 's und in allen hadronischen Ereignissen. In Ereignissen mit  $\Lambda$ 's oder  $K^0$ 's liegt die mittlere unkorrigierte Multiplizität um etwa eine Einheit über der von allen hadronischen Ereignissen (Tab. 19).

Ereignisse mit	mittlere Multiplizität	mittlere Sphärizität $\langle S \rangle$
$\Lambda$	$13.13 \pm 0.25$	$0.159 \pm 0.01$
$\Lambda$ -Untergrund	$13.68 \pm 0.23$	$0.151 \pm 0.01$
$K^0$	$13.25 \pm 0.14$	$0.169 \pm 0.006$
alle Ereignisse	$12.16 \pm 0.03$	$0.139 \pm 0.001$

Tab. 19 mittlere Multiplizität und Sphärizität: In allen Ereignissen, Ereignissen mit  $\Lambda$ 's, mit  $\Lambda$ -Untergrund aus den Seitenbändern und  $K^0$ 's mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c.

Abb. 42 (S. 81) zeigt die korrigierte Anzahl von  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c pro beobachtetes Ereignis in Abhängigkeit von der geladenen Multiplizität. Man beobachtet mit zunehmender Multiplizität einen etwa linearen Anstieg der Anzahl von  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's.

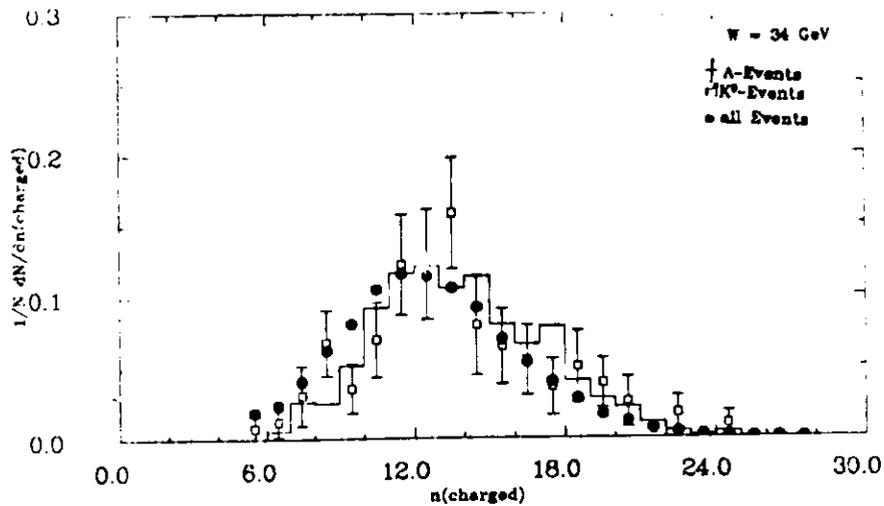


Abb. 41 Multiplicitätsverteilung in A, K<sup>0</sup> und allen Ereignissen

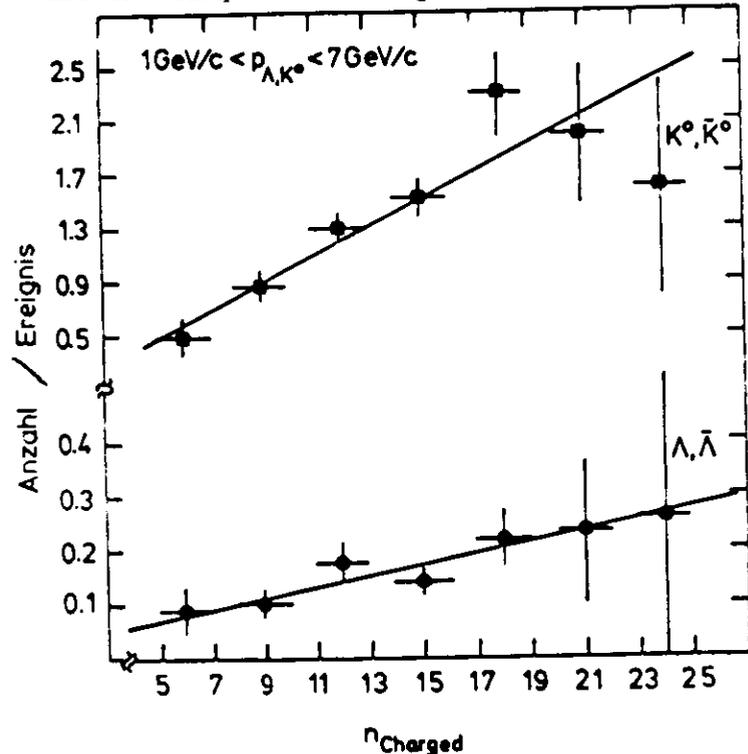


Abb. 42 Anzahl von A's und K<sup>0</sup>s als Funktion der Multiplizität.:  
(die Geraden verdeutlichen den linearen Zusammenhang).

Dieses Verhalten läßt sich durch einen einfachen Zusammenhang zwischen der Baryonerzeugung und der Fragmentation erklären. Man vermutet, daß die Multiplizität etwa proportional zur Anzahl der direkt in der Fragmentation erzeugten Teilchen ist. Falls keine zusätzlichen Effekte auftreten, sollte auch die Anzahl von bestimmten Teilchen und damit die Zahl der A's und der K<sup>0</sup>s proportional mit der Anzahl der direkt erzeugten Teilchen zunehmen.

Diese Überlegungen werden durch die experimentell gefundene Proportionalität zwischen der Anzahl von A's und K<sup>0</sup>s und der Multiplizität bestätigt.

Damit muß in dem Impulsbereich zwischen 1 GeV/c - 7 GeV/c der größte Teil der A's und der K<sup>0</sup>s bei Schwerpunktsenergien von W ≈ 34 GeV in einem ähnlichen Mechanismus in der Fragmentation erzeugt werden. Gleichzeitig muß ihre Erzeugung nahezu unabhängig von Phasenraumeffekten und primären Quarks erfolgen.

## 6.2 DIE A-ERZEUGUNG IN ABHÄNGIGKEIT VON DER SPHÄRIZITÄT

Messungen der Baryonproduktion in hadronischen Endzuständen der  $\Upsilon(1s)$ -Resonanz ( $M = 9.4$  GeV) haben gezeigt, daß in diesen Ereignissen Baryonen und andere schwere Teilchen häufiger als in hadronischen Ereignissen vergleichbarer Schwerpunktsenergie produziert werden/6.1/. Quantitativ liegt die Anzahl A's bei  $\Upsilon$ -Zerfällen um einen Faktor von 2.5 höher als in Ereignissen des Kontinuums bei W = 10.4 GeV.

Da die  $\Upsilon$ -Resonanz dominant in drei Gluonen zerfällt, wird vermutet, daß Baryonen häufiger in Gluon-Jets als in Quark-Jets produziert werden. Ist dies die richtige Erklärung, sollten auch die Gluon-Jets in den Drei-Jet-Ereignissen bei Schwerpunktsenergien um W ≈ 30 GeV eine höhere Anzahl von Baryonen als Zwei-Jet-Ereignisse enthalten.

Experimentell ist bisher eine eindeutige Trennung von Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen nicht möglich. Es ist aber bekannt, daß die Ereignisse mit harter Gluon-Bremsstrahlung im Mittel eine größere Sphärizität<sup>10</sup> als  $q\bar{q}$ -Ereignisse haben. Der Anteil an Ereignissen mit harter Gluon-Bremsstrahlung muß also mit größer werdender Sphärizität kontinuierlich zunehmen.

<sup>10</sup> Durch die Sphärizität wird die Bündelung der Teilchen in Zwei-Jet-Ereignissen beschrieben, extreme Zwei-Jet-Ereignisse haben  $S=0$ . Die Sphärizität wird so bestimmt, daß die Summe der Transversalimpulse  $p_{\perp i}$  von allen Teilchen i im Ereignis ein Minimum ergibt:

$$S = 3/2 \Sigma(p_{\perp i}^2) / \Sigma(p_{\perp i}) = \min.$$

Falls die Anzahl von Baryonen in Gluon-Jets höher als in Quark-Jets ist, sollte die Anzahl von  $\Lambda$ 's pro Ereignis mit zunehmender Sphärizität ansteigen. In Tab. 19 (S. 80) ist die mittlere unkorrigierte Sphärizität  $\langle S \rangle$  von Ereignissen mit  $\Lambda$ 's,  $K^0$ 's, Ereignissen mit Untergrund aus den Seitenbändern der  $M_{p\pi}$ -Massenverteilung und in allen Ereignissen angegeben. Die mittlere Sphärizität von Ereignissen mit  $\Lambda$ 's,  $K^0$ 's und den Untergrund-Kombinationen ist deutlich größer als die mittlere Sphärizität in allen hadronischen Ereignissen.

Um quantitativ die Ursache für die größere Sphärizität zu ermitteln, wird die Anzahl der  $\Lambda$ 's pro Ereignis in Abhängigkeit von der Ereignis-Sphärizität bestimmt. Abb. 43 zeigt die korrigierte Zahl der  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's pro Ereignis als Funktion der Sphärizität. Die Anzahl steigt für  $\Lambda$ 's leicht und für  $K^0$ 's deutlich mit zunehmender Sphärizität an. Die mittlere geladene Multiplizität nimmt ebenfalls mit größer werdender Sphärizität zu. Die unkorrigierte mittlere Multiplizität steigt dabei von etwa 11 geladenen Teilchen ( $0 < S < 0.1$ ) auf etwa 14 geladene Teilchen ( $0.4 < S$ ) an.

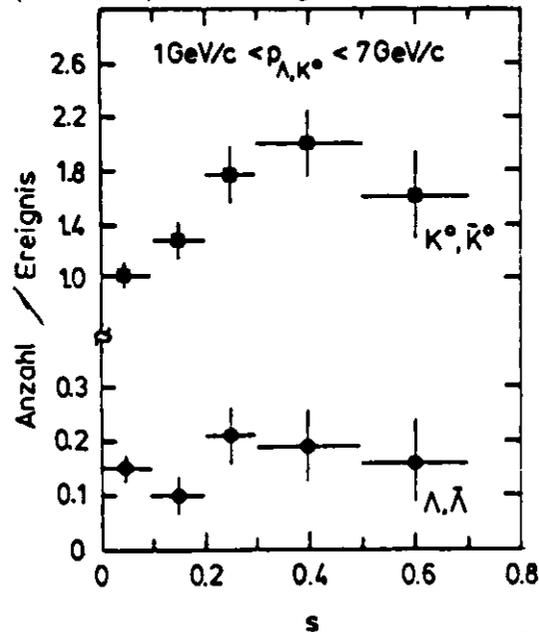


Abb. 43 Zahl von  $\Lambda$ 's ( $K^0$ ) in Abhängigkeit von der Sphärizität

Da vermutet wird, daß die höhere Teilchenzahl durch den Gluon-Jet erzeugt wird, werden alle Ereignisse mit einer Sphärizität größer als 0.25 selektiert (2639 Ereignisse) und in zwei Hemisphären aufgeteilt. Für jede Hemisphäre wird dann die Sphärizität mit den geladenen Teilchen dieser

Hemisphäre neu bestimmt. Die Hemisphäre mit dem Quark- und Gluon-Jet sollte eine größere Sphärizität (SH1) als die Hemisphäre mit dem einzelnen Quark-Jet (SH2) haben. Wird die höhere Anzahl durch die Gluon-Jets hervorgerufen, sollten in SH1 mehr  $\Lambda$ 's als in SH2 gefunden werden. Innerhalb des großen statistischen Fehlers findet man die gleiche Anzahl an  $\Lambda$ 's in den beiden Hemisphären:

14.25  $\Lambda$ 's  $\pm$  4.6 in SH1 und 13.25  $\Lambda$ 's  $\pm$  4.2 in SH2  
in 2639 Ereignissen.

Mit der vorhandenen Statistik kann folglich nicht nachgewiesen werden, daß die leicht höhere Anzahl von  $\Lambda$ 's in Ereignissen mit großer Sphärizität allein durch den Gluonjet erzeugt wird.

## 7. UNTERSUCHUNGEN ZUR ERHALTUNG DER BARYONZAHL IN JETS

Nach den phänomenologischen Vorstellungen entstehen die Hadronen durch die Kombination von zeitlich nacheinander erzeugten  $q\bar{q}$ - und  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Paaren (siehe auch Kapitel 2). Nach diesem Mechanismus werden die Ladung, die Strangeness und die Baryonzahl von Hadronen im gleichen Jet und bei kleinen Rapiditätsdifferenzen erhalten.

Untersuchungen der Ladungsverteilung in Jets zeigen, daß die Ladung im wesentlichen lokal, also im gleichen Jet erhalten wird/7.1/. Gleichzeitig werden auch die Effekte von den primär erzeugten Quarks -durch eine langreichweitige Ladungskompensation in gegenüberliegenden Jets mit hochenergetischen Teilchen- nachgewiesen. Da die meisten geladenen Teilchen aus Zerfällen von Resonanzen stammen, sind diese Resultate in Bezug auf die zeitliche Entwicklung der Fragmentation nicht eindeutig. Da die Baryonpaare direkt in der Fragmentation entstehen, wird angenommen, daß Untersuchungen zur Baryonzahl-Erhaltung einen besseren Einblick in die zeitliche Entwicklung ermöglichen.

Um den Mechanismus zur Erhaltung der Baryonzahl in den Daten zu untersuchen, müssen Ereignisse mit mehr als einem Baryon selektiert werden. Da es vorkommen kann, daß in einem Ereignis mehr als ein Baryonpaar erzeugt wird, kann aus einem Paar mit kompensierender Baryonzahl nicht gefolgert werden, daß das Paar auch gemeinsam erzeugt wurde.

Der Einfluß von unkorreliert erzeugten Baryonpaaren kann mit dem Lund-Modell abgeschätzt werden. Tab. 20 (S. 86) zeigt quantitativ in welchem Verhältnis Ereignisse mit 0, 1, 2 oder mehr Baryonpaaren im Modell erzeugt werden. Zum Vergleich ist in der dritten Spalte die Zahl der Strangenesspaare pro Ereignis angegeben.

In etwa 25% aller Ereignisse mit Baryonen erwartet man nach dem Modell also mehr als ein Baryonpaar. Ereignisse mit mehr als einem  $s\bar{s}$ -Paar sind sogar häufiger als Ereignisse mit genau einem Paar.

Anzahl der Paare	$B\bar{B}$ -Paare pro Ereignis	$s\bar{s}$ -Paare pro Ereignis
0	0.42	0.078
1	0.42	0.29
2	0.14	0.34
3	0.02	0.20
4	0.002	0.065

Tab. 20 Anzahl an Baryon-Antibaryon- und  $s\bar{s}$ -Paaren pro Ereignis: im Lund-Modell mit den bei  $W = 34$  GeV bestimmten Parametern (Tab. 17 (S. 63))

Der Untergrund, der durch Kombinationen falscher Paare entsteht, muß deshalb bei allen Korrelations-Analysen berücksichtigt werden. Dieser Untergrund kann in einem einfachen Verfahren direkt aus den Daten bestimmt werden. Aus kombinatorischen Gründen müssen gleichviele unkorrelierte Paare mit gleicher, wie mit kompensierender Quantenzahl gefunden werden. In Abb. 44 ist dies für die Produktion zweier Baryonpaare entlang der Rapiditätsachse dargestellt.

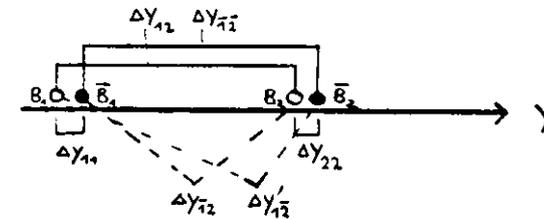


Abb. 44 Mögliche Kombinationen mit zwei Baryonpaaren: Man erhält die richtigen Kombinationen  $B_1\bar{B}_1$  und  $B_2\bar{B}_2$ , die falschen Kombinationen  $B_1\bar{B}_2$  und  $B_2\bar{B}_1$  mit ungleicher Baryonzahl und die Kombinationen mit gleicher Baryonzahl  $B_1B_2$  und  $\bar{B}_1\bar{B}_2$ .

In allen Verteilungen von Paaren mit kompensierender Baryonzahl erhält man folglich immer einen Untergrund von Kombinationen aus verschiedenen Baryon-Paaren. Sowohl die Anzahl als auch die Verteilung dieser Untergrundpaare entspricht im Mittel genau der Anzahl von Paaren mit gleicher Baryonzahl und deren Verteilung.

Um die Erhaltung der Baryonzahl experimentell zu analysieren, werden Untersuchungen mit den folgenden Kombinationen durchgeführt:

- $P\bar{P}$  Paare mit  $p_1 < 1.2 \text{ GeV}/c$
- $P\bar{P}$  Paare mit  $1 \text{ GeV}/c < p_1 < 5 \text{ GeV}/c$
- $A\bar{A}$  Paare mit  $1 \text{ GeV}/c < p_1 < 7 \text{ GeV}/c$
- $A\bar{P}$  Paare mit  $1 \text{ GeV}/c < p(A) < 7 \text{ GeV}/c$  und  $p(P) < 1.4 \text{ GeV}/c$

Zusätzlich wird der Mechanismus zur Erhaltung der Strangeness von  $\Lambda$ 's untersucht. Dazu werden Ereignissen mit  $\Lambda\bar{\Lambda}$ - und  $\Lambda K^+$ -Paaren mit Impulsen der  $\Lambda$ 's zwischen  $1 \text{ GeV}/c$  und  $7 \text{ GeV}/c$  und Impulsen der Kaonen unter  $1 \text{ GeV}/c$  untersucht.

Da die Untersuchungen mit  $P\bar{P}$ -Paaren nicht vom Verfasser durchgeführt wurden, werden nur die Ergebnisse diskutiert. Eine genauere Beschreibung dieser Analysen kann bei den im Literaturverzeichnis unter /7.2/ angegebenen Quellen gefunden werden.

## 7.1 UNTERSUCHUNGEN MIT PROTON-ANTIPROTON-PAAREN.

### $P\bar{P}$ -Paare mit kleinen Impulsen

Ereignisse mit Proton-Antiproton-Paaren mit Impulsen kleiner als  $1.2 \text{ GeV}/c$  werden mit den inneren Flugzeitählern selektiert.

In allen hadronischen Ereignissen werden 78 Kandidaten mit  $P\bar{P}$ -Paaren und 25 Kandidaten mit gleicher Ladung (PP und  $\bar{P}\bar{P}$ ) gefunden. Abb. 45 (S. 88) zeigt die Rapiditätsdifferenz  $|\Delta y|$  der  $P\bar{P}$ -Paare bezüglich der Thrustachse.

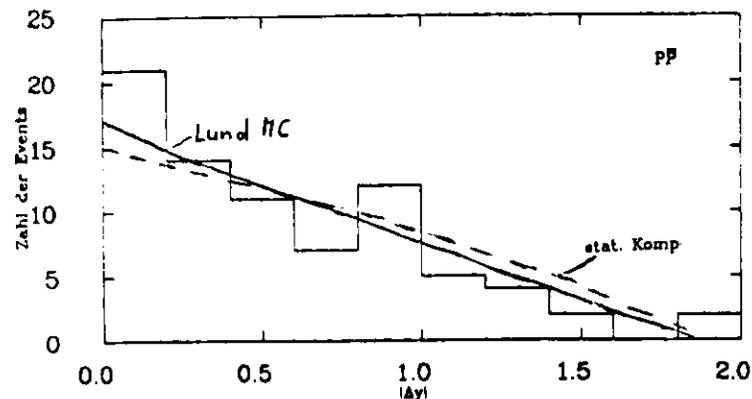


Abb. 45 Rapiditätsdifferenz der  $P\bar{P}$ -Paare mit kleinen Impulsen

Man erhält einen deutlichen Überschuss bei kleinen Rapiditätsdifferenzen. Die durchgezogene Kurve zeigt die Verteilung im Lund-Modell. Allerdings kann aus der Verteilung auch eine unkorrelierte Produktion der  $P\bar{P}$ -Paare (gestrichelte Kurve) noch nicht ausgeschlossen werden.

Neben dem Unterschied in der Rapidität wird der Winkel zwischen den Baryonen untersucht. 45 Paare haben einen Öffnungswinkel kleiner als  $90^\circ$  und 33 Paare haben einen größeren Öffnungswinkel. Damit erscheint es unwahrscheinlich, daß bei niedrigen Impulsen die Kompensation der Baryonzahl immer im gleichen Jet erfolgt.

Nach einigen phänomenologischen Vorstellungen könnte der Transversalimpuls durch die unmittelbar hintereinander produzierten Teilchen kompensiert werden. Damit sollten die Baryonpaare bevorzugt Winkel mit verschiedenen Vorzeichen relativ zur Jetachse haben. Abb. 46 zeigt die Differenz des Winkels  $\phi$ , den Proton und Antiproton zur Jetachse haben.

Aus der flachen Verteilung in  $\phi$  kann keine Tendenz zu einer Kompensation des Transversalimpulses zwischen den  $P\bar{P}$ -Paaren gefunden werden. Die Kurve zeigt die Vorhersage des Lund-Modells.

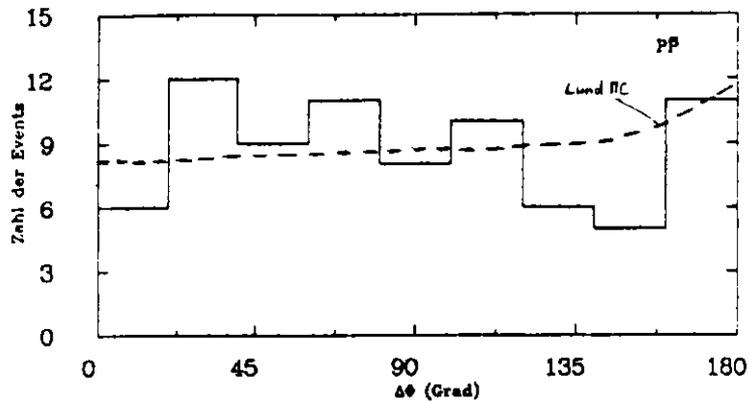


Abb. 46 Δφ-Verteilung der P-P̄-Paare zur Jetachse.

#### P-P̄-Paare in den Hadronarmen

In den Hadronarmen können Protonen mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 5 GeV/c mit kleinem Untergrund nachgewiesen werden. Bei der Suche nach Ereignissen mit zwei oder mehr Protonen ergab sich nach der Untergrundsubtraktion ein von null verschiedenes Ergebnis nur für P-P̄-Paare im gleichen Hadronarm. Die genauen Werte können Tab. 21 entnommen werden.

	gleiche Ladung	verschiedene Ladung
gleicher Arm	1.5 ± 2.1	15.5 ± 4.5
verschiedener Arm	3.5 ± 2.9	1.2 ± 2.6

Tab. 21 Verteilung der Protonpaare auf die Hadronarme

P-P̄-Paare, die im gleichen Hadronarm gefunden werden, liegen in der gleichen Hemisphäre und damit im gleichen Jet. Das Ergebnis ist deshalb ein deutlicher Hinweis auf eine Kompensation der Baryonzahl im gleichen Jet bei Protonimpulsen zwischen 1 GeV/c und 5 GeV/c.

## 7.2 KORRELATIONSUNTERSUCHUNGEN MIT A'S

Zu den Korrelationsuntersuchungen mit A's werden die 249 A's über einem Untergrund von 70 Kombinationen in 316 Ereignissen benutzt (siehe Tab. 8 (S. 34)).

Außer einem Vergleich mit dem Lund-Modell wird in einem einfachen Verfahren untersucht, ob die Rapiditätsdifferenz der Paare durch eine kurzreichweitige Kompensation beschrieben werden kann.

Eine Verteilung der Rapiditätsdifferenz  $V(|\Delta y|)$ , bei der Akzeptanzeffekte berücksichtigt sind, wird mit folgendem Verfahren erzeugt:

1. Es wird für die einzelnen Teilchen eine zufällige Rapiditätsverteilung  $R(y)$  generiert, die die gemessenen Rapiditätsverteilung von A's, Protonen und Kaonen beschreibt.
2. Eine zufällige Verteilung der Rapiditätsdifferenz  $V(\Delta y)$  von zwei beliebigen Teilchen erhält man, wenn die Rapidität von beiden Teilchen  $y_1$  und  $y_2$  einzeln mit  $R(y_1)$  und  $R(y_2)$  generiert und dann die Differenz berechnet wird:

$$\Delta y_{12} = |y_1 - y_2|$$

3. Eine korrelierte Verteilung wird erzeugt, indem nur die Rapidität  $y_1$  des ersten Teilchens zufällig mit  $R(y_1)$  generiert wird. Die Verteilung  $R(y_2)$  des zweiten Teilchens bestimmt man durch:

$$y_2 = |y_1 \pm f(\Delta y)|$$

Dabei ist  $f(\Delta y)$  eine Funktion, die die Korrelation zwischen den beiden Teilchen beschreibt. Um Akzeptanzeffekte zu berücksichtigen, wird der Wert von  $y_2$  nur benutzt, falls er innerhalb der beobachtbaren Meßwerte des jeweiligen Teilchens liegt. Für die Analyse wird als Korrelationsfunktion  $f(y_1)$  eine Gaussverteilung mit der Standardabweichung  $\sigma$  benutzt.

Die Differenz der  $y$ -Werte von beiden Verteilungen entspricht dann einer korrelierten Rapiditätsverteilung  $V(|\Delta y_{12}|)$  mit der Korrelationslänge  $\sigma$ . Um die Korrelationslänge in den Daten zu bestimmen, wird das  $\sigma$  so variiert, daß die Daten durch die Verteilung  $V'$  beschrieben werden.

### 7.2.1 Ereignisse mit $\Lambda\bar{\Lambda}$

Mit den in 4.2 beschriebenen Schnitten findet man nur 3 Ereignisse mit einem  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paar.

Um die Statistik zu vergrößern, wird in Ereignissen, die ein  $\Lambda$  oder  $\bar{\Lambda}$  enthalten, nach zusätzlichen  $\Lambda$ 's gesucht. Dafür werden Kriterien mit einer größeren Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\Lambda$ 's benutzt. Die beiden Spuren, mit denen der erste  $\Lambda$ -Kandidat gebildet wird, werden nicht wiederverwendet. Im einzelnen werden zur Suche nach zusätzlichen  $\Lambda$ 's folgende unterschiedliche Kriterien (Kapitel 4.2) benutzt:

- Der Zerfallspunkt in der x-y-Ebene soll zwischen 5 und 45 cm liegen.
- Es wird kein minimaler Abstand der Proton-Spur vom Wechselwirkungspunkt verlangt.
- Der Akollinearitätswinkel  $\alpha$  muß kleiner als  $5^\circ$  sein.

Abb. 47 zeigt die  $M_{p\pi}$ -Verteilung aller zusätzlich gefundenen Kombinationen.

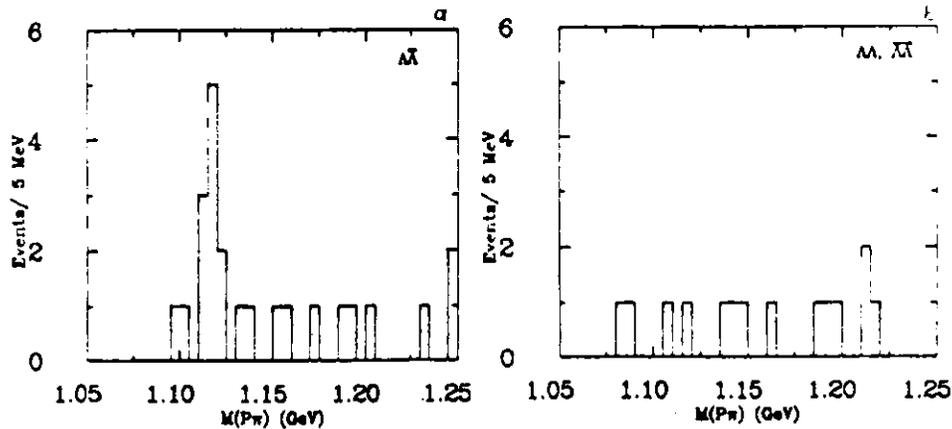


Abb. 47  $M(p\pi)$ -Verteilung der zusätzlichen Kombination: a)  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Kandidaten und b)  $\Lambda\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ )-Kandidaten.

Bei unterschiedlicher Baryonzahl der beiden Kandidaten ist ein deutliches  $\Lambda$ -Signal von 10 Ereignissen zu erkennen. Mit gleicher Baryonzahl erhält man zwei Kandidaten im Signalbereich, die mit dem Untergrund verträglich sind.

Bei einer genauen Untergrundbestimmung müssen drei Möglichkeiten unterschieden werden.

1. Der erste Kandidat ist ein  $\Lambda$ , der zweite ist Untergrund.
2. Der erste Kandidat ist Untergrund, der zweite ist ein  $\Lambda$ .
3. Beide Kandidaten sind Untergrund.

Wie häufig es sich bei dem neuen Kandidaten um Untergrund handelt, kann direkt aus den Seitenbändern der beobachteten Massenverteilung bestimmt werden. Man erhält damit einen Untergrund von:

$$1 \pm 0.4 \text{ Untergrundereignisse der Klasse 1 und 3}$$

Die Ereignisse, bei denen der erste  $\Lambda$ -Kandidat Untergrund ist, enthalten etwa die gleiche Zahl an  $\Lambda$ 's wie durchschnittliche hadronische Ereignisse. Es muß also die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der man in den lockereren Schnitten in einem hadronischen Ereignis ein  $\Lambda$  oder  $\bar{\Lambda}$  findet. Mit diesen Kriterien findet man:

$$\approx 440 \Lambda\bar{\Lambda} \text{ in 26115 Ereignissen oder}$$

$$\approx 0.0085 \Lambda\text{'s und } 0.0085 \bar{\Lambda}\text{'s pro Ereignis.}$$

In den 70 Ereignissen, in denen der erste  $\Lambda$ -Kandidat Untergrund ist, erwartet man folglich 0.6  $\Lambda$ 's und 0.6  $\bar{\Lambda}$ 's. Der Untergrund der zweiten Klasse beträgt also 0.6 Ereignisse mit verschiedener Baryonzahl und 0.6 Ereignisse mit gleicher Baryonzahl. Ein damit konsistentes Ergebnis erhält man, wenn zur weiteren Suche nach  $\Lambda$ 's Ereignisse mit Kombinationen aus den Seitenbändern der  $M_{p\pi}$ -Verteilung benutzt werden.

Man erhält also insgesamt:

$$(10 \pm 3.2) - (1 \pm 0.4) - 0.6 = 8.4 \pm 3.2 \Lambda\bar{\Lambda}\text{-Paare}$$

und

$$(2 \pm 1.4) - (1 \pm 0.4) - 0.6 = 0.4 \pm 1.4 \Lambda\Lambda, \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}\text{-Paare}$$

über einem Untergrund von jeweils  $1.6 \pm 0.5$  Paaren.

Damit kann -nach einer Korrektur auf die Akzeptanz- das Verhältnis der inklusiven Wirkungsquerschnitte von  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + X)$  und  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda + X)$  mit  $\Lambda$ -Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c bestimmt werden. Man erhält:

$$\frac{\sigma(\Lambda\bar{\Lambda} + X)}{\sigma(\Lambda + X)} = \begin{matrix} 0.44 + 0.26 \text{ (stat.)} + 0.14 \text{ (syst.)} \\ - 0.20 & - 0.10 \end{matrix}$$

Das bedeutet, daß in  $\approx 40\%$  der Ereignisse mit einem  $\Lambda$  sowohl die Baryonzahl als auch die Strangeness durch ein  $\bar{\Lambda}$  im Impulsbereich zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c kompensiert wird. Für genauere Rückschlüsse auf die Strangeness-Kompensation ist eine größere Statistik notwendig. Von den 10  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Kandidaten befinden sich sechs in der gleichen Hemisphäre und vier in der gegenüberliegenden. Abb. 48 zeigt die Verteilung ihrer Rapiditätsdifferenz  $|\Delta y|$ . Vier Paare haben ein sehr kleines  $|\Delta y|$ , die anderen sechs Paare sind flach verteilt. Innerhalb der Fehler werden die Daten durch beide Verteilungen beschrieben.

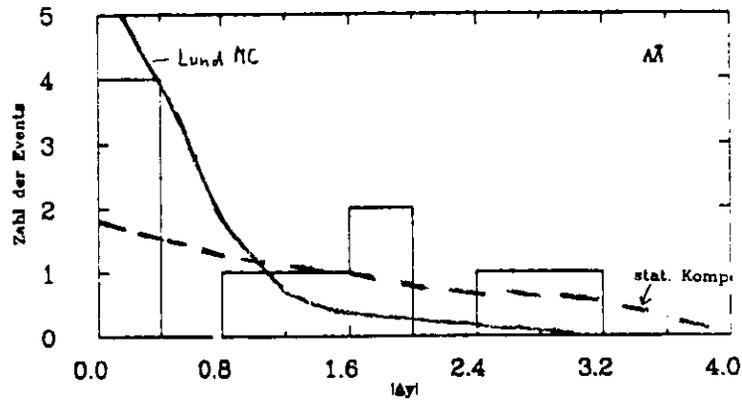


Abb. 48 Rapiditätsdifferenz der  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Kandidaten: Die durchgezogene Kurve zeigt die Verteilung im Lund-Modell, die gestrichelte Kurve entspricht einer statistischen Kompensation der Baryonzahl.

### 7.2.2 Ereignisse mit $\Lambda\bar{P}$ und $\bar{\Lambda}P$ -Paaren.

In Ereignissen mit  $\Lambda$ 's werden Protonen mit den folgenden Kriterien durch die ITOF-Zähler identifiziert. Eine geladenes Teilchen wird als Proton definiert, wenn seine Spur in drei Dimensionen rekonstruiert ist, sie als einzige Spur einen Flugzeitähler trifft und die Bedingungen:

- $p < 1.4 \text{ GeV/c}$
- $0.6 < m^2(\text{TOF}) < 1.4 \text{ GeV}^2$
- $d_0 < 0.5 \text{ cm}$

erfüllt werden. Mit diesen Kriterien findet man in den  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ -Ereignissen 39 Kandidaten mit kompensierender Baryonzahl ( $\Lambda\bar{P}$  und  $\bar{\Lambda}P$ ) und 17 Kandidaten mit gleicher Baryonzahl.

In 316 durchschnittlichen Ereignissen würde man mit diesen Schnitten 18 Proton- und 17 Antiproton-Kandidaten finden. Man beobachtet eine deutlich höhere Zahl für Paare mit kompensierender Baryonzahl, Paare mit gleicher Baryonzahl werden in der erwarteten Anzahl gefunden. Abb. 49 zeigt die Rapiditätsdifferenz für Paare mit gleicher und mit kompensierender Baryonzahl und die Differenz beider Verteilungen.

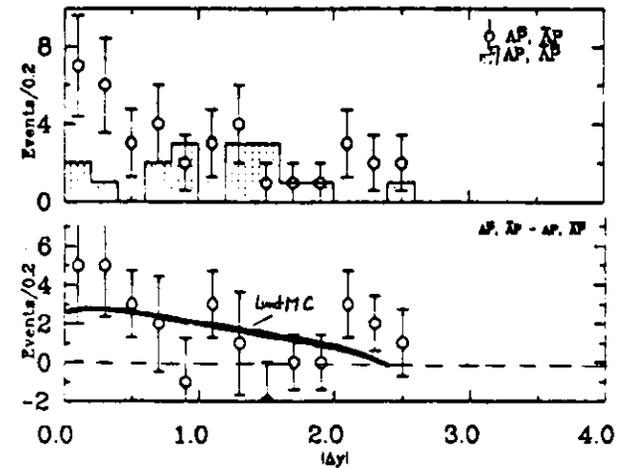


Abb. 49 Rapiditätsdifferenz von  $\Lambda\bar{P}$ -Paaren.

Für  $\Lambda\bar{P}$  ( $\bar{\Lambda}P$ ) erhält man einen deutlichen Überschuss bei kleinen Rapiditätsdifferenzen. Die  $\Lambda P$  ( $\bar{\Lambda}\bar{P}$ )-Verteilung ist nahezu flach. Die durchgezogene Kurve zeigt die Verteilung im Lund-Modell, innerhalb der Fehler werden die Daten damit beschrieben. Die Verteilung im Lund-Modell ist we-

gen der unterschiedlichen Impulsintervalle -in denen  $\Lambda$ 's und Protonen nachgewiesen werden- flacher als die Verteilung der Rapiditätsdifferenz von  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paaren.

Bei einer Beschreibung des unkorrelierten Untergrundes durch die Paare mit gleicher Baryonzahl werden  $17 \pm 4$  der 39 Paare mit kompensierender Baryonzahl unkorreliert erzeugt. Die übrigen 22 Paare werden folglich korreliert erzeugt. Mit der oben beschriebenen Methode (S. 90) kann daraus versucht werden, Grenzen für die Korrelationslänge zu bestimmen. Dazu wird die  $\Delta y$ -Verteilung der 39  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare mit einer unkorrelierten Verteilung von 17 Paaren und einer korrelierten Verteilung von 22 Paaren beschrieben. Mit verschiedenen Korrelationslängen erhält man die Kurven in Abb. 50.

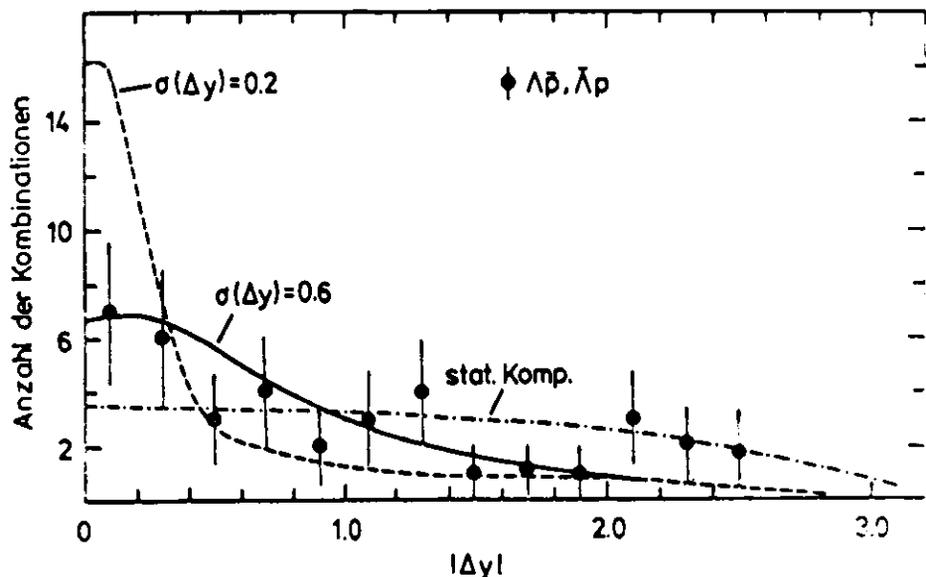


Abb. 50 Rapiditätsdifferenz von  $\Lambda\bar{\Lambda}$  bei korrelierter Produktion.

Eine gute Beschreibung der Daten erhält man mit Korrelationslängen  $\sigma(\Delta y)$  zwischen 0.4 und 1.2. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Korrelationslänge bei der Ladungskompensation von  $\sim 1.2$  und der im Modell für  $B\bar{B}$ -Paare vorhergesagten mittleren Rapiditätsdifferenz von 1.0. Sehr kurze Korrelationslängen  $\sigma(\Delta y) < 0.2$  können mit der vorhandenen Statistik eindeutig ausgeschlossen werden, eine unkorrelierte Produktion dagegen noch nicht.

### 7.2.3 Die AK-Erzeugung

Geladene Kaonen werden wie die Protonen in den Ereignissen mit  $\Lambda$ 's durch die ITOF-Zähler und mit den folgenden Bedingungen selektiert:

- $p < 1 \text{ GeV}/c$
- $0.15 < m^2(\text{TOF}) < 0.5 \text{ GeV}^2$
- $d_0 < 0.5 \text{ cm}$

Mit diesen Schnitten werden 49 Kandidaten für Paare mit kompensierender Strangeness ( $\Lambda K^+$ ,  $\bar{\Lambda} K^-$ ) und 40 Kandidaten mit gleicher Strangeness gefunden. Neben dem großen Untergrund durch Pionen (nur 50% der Kandidaten sind Kaonen) ist auch das Verhältnis zum Untergrund durch unkorrelierte Paare mit kompensierender Strangeness sehr ungünstig. Im Lund-Modell erwartet man etwa 30% mehr Paare mit unterschiedlicher Strangeness als Paare mit gleicher Strangeness. Diese Erwartung kann innerhalb der Fehler nicht ausgeschlossen werden. Abb. 51 zeigt die Differenz in der Rapidität für Paare mit kompensierender Strangeness und für Paare mit gleicher Strangeness in den Daten, die Kurven zeigen die Verteilungen im Lund-Modell.

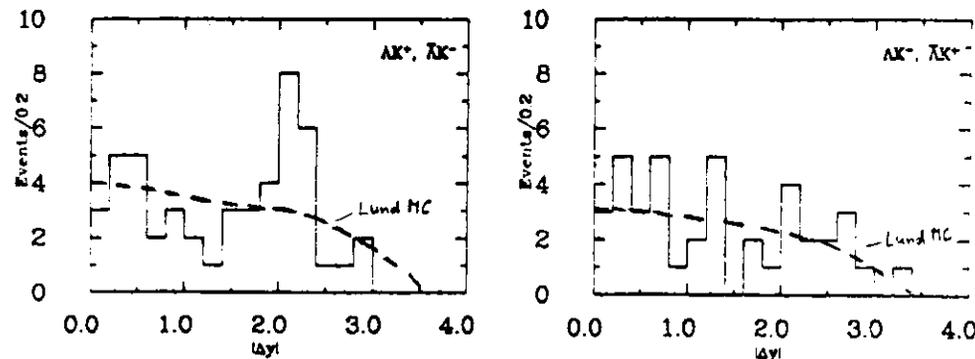


Abb. 51 Rapiditätsdifferenz von  $\Lambda$ 's und Kaonen.

Während die Verteilung von  $\Lambda K^-$  gut beschrieben wird, weichen die Daten in der  $\Lambda K^+$ -Verteilung bei einer Rapiditätsdifferenz zwischen 2 und 2.4 um etwa  $3 \sigma$  vom Modell ab.

Ein Signal bei großen Rapiditätsdifferenzen könnte mit der Produktion der primären s, c oder b Quarks zu tun haben, die im gegenüberliegenden Jet kompensiert werden (Abb. 6 (S. 12)). In einer Untersuchung dieser Ereignisse (mit  $\Delta y = 2$ ) zeigen sich keine besonderen Eigenschaften. Ob es sich bei dem Signal um eine Fluktuation oder eine langreichweitige Kompensation der Strangeness handelt, kann mit der vorhandenen Statistik nicht entschieden werden.

Eine Strangenesskompensation zwischen  $\Lambda$ 's und  $K^0$ 's ist wesentlich schwieriger festzustellen, da  $K^0$ 's keine definierte Strangeness haben. Eine Kompensation könnte deshalb nur in der Zahl, die wesentlich größer als in durchschnittlichen Ereignissen sein müßte, oder in signifikanten Abweichungen in der Rapiditätsverteilung gefunden werden.

Die Untersuchung ergibt ein  $K^0$ -Signal von 22 Ereignissen bei einer Erwartung von 24  $K^0$  in den 316 durchschnittlichen hadronischen Ereignissen. In der Rapiditätsverteilung werden keine signifikanten Abweichungen von einer unkorrelierten Verteilung gefunden.

#### Zusammenfassung der Korrelationsuntersuchungen

In allen Untersuchungen zur Erhaltung der Baryonzahl in Jets werden kurzreichweitige Kompensationen gefunden, die innerhalb der Fehler durch das Lund-Modell mit lokaler Kompensation der Baryonzahl beschrieben werden. Allerdings kann mit der vorhandenen Statistik auch eine statistische Kompensation der Baryonzahl noch nicht ausgeschlossen werden.

Bei Impulsen zwischen 1 GeV/c - 7 GeV/c wird die Strangeness des  $\Lambda$ 's zu etwa 40% zusammen mit der Baryonzahl durch ein  $\bar{\Lambda}$  kompensiert. Mit der vorhandenen Statistik kann nicht nachgewiesen werden, daß  $\Lambda$ 's und  $K^+$ -Mesonen zum Teil korreliert erzeugt werden.

## 8. DIE A-ERZEUGUNG UND EFFEKTE DER SCHWACHEN WECHSELWIRKUNG

Im Standard-Modell der elektro-schwachen Wechselwirkung werden die  $e^+e^-$ -Reaktionen in erster Ordnung durch den Austausch eines Photons oder den eines  $Z^0$ s beschrieben (Abb. 52) /8.1/.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Fermionpaar-Erzeugung ( $f\bar{f}$ ) für  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ist proportional zu:

$$\sigma \sim |A_{EM} + A_{WEAK}|^2 = \underbrace{|A_{EM}|^2}_{\text{(QED-Term)}} + \underbrace{2 \operatorname{Re}(A_{EM} \cdot A_{WEAK})}_{\text{(Interferenz-Term)}} + \underbrace{|A_{WEAK}|^2}_{\text{(Z}^0\text{-Term)}}$$

Dabei sind  $A_{EM}$  und  $A_{WEAK}$  die Amplituden der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung.

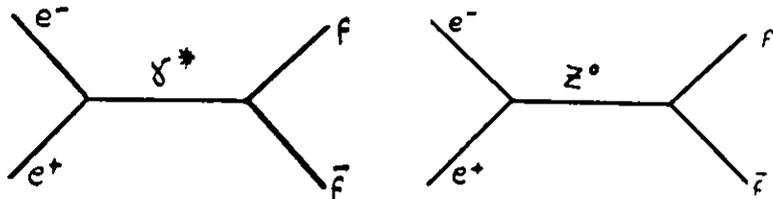


Abb. 52 Graphen der Fermionpaarerzeugung.

Während der reine  $Z^0$ -Term bei Schwerpunktsenergien um 34 GeV zu vernachlässigen ist, führt der Interferenzterm zu einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie und zu einer longitudinalen Polarisation der Fermionen.

Ohne den reinen  $Z^0$ -Term wird der winkelabhängige Wirkungsquerschnitt der Fermionpaar-Erzeugung in erster Ordnung folgendermaßen beschrieben.

$$d\sigma/d\cos\theta = \pi\alpha^2/2S \left[ q_f^2(1+\cos^2\theta) - 2q_f \operatorname{Re}(X) \cdot [v_f v_r(1+\cos^2\theta) + 2a_f a_r \cos\theta] \right]$$

Dabei ist  $\alpha$  die Kopplungskonstante der QED,  $S = W^2$ ,  $\theta$  der Winkel zwischen dem Fermion und dem  $e^-$ -Strahl,  $v_f$  ist die Vektor- und  $a_f$  die Axialvektorkopplung des Fermions und  $q_f$  seine Ladung.  $\operatorname{Re}(X)$  ist der Realteil von

$$X = G_f/8\sqrt{2} \pi\alpha \cdot \left[ SM_z^2 / [(S-M_z^2) + iM_z\Gamma_z] \right]$$

Dabei ist  $M_z$  die Masse und  $\Gamma_z$  die Breite des  $Z^0$ s und  $G_f$  die Fermikonstante.

Die Definition von  $a_f$  und  $v_f$  ist

$$a_f = 2I_3 \quad \text{und} \quad v_f = 2I_3 - 4q_f \sin^2\vartheta_w$$

Dabei ist  $I_3$  die dritte Komponente des schwachen Isospins und  $\vartheta_w$  der Weinberg-Winkel. Mit  $\sin^2\vartheta_w = 0.23$  erhält man die in Tab. 22 angegebenen Werte für  $a_f$  und  $v_f$ .

Der Interferenzterm führt zu einer asymmetrischen Vorwärts-Rückwärts-Verteilung der primär erzeugten Fermionen. Mit  $v_f=0$  erhält man eine Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie ( $A = (V-R)/(V+R)$ ) der Fermionen gegenüber der  $e^-$ -Richtung von:

$$A_f \approx -3/2 \cdot a_f a_r / q_f \cdot \operatorname{Re}(X)$$

bei  $W = 34$  GeV ist  $A \approx -12\%$  (u, c) und  $A \approx -25\%$  (d, s, b)

Fermion	q	a	v
e, $\mu$ , $\tau$	-1	-1	-0.08
u, c	+2/3	+1	+0.39
d, s, b	-1/3	-1	-0.69

Tab. 22 Die Kopplungskonstanten im Standard-Modell

Der Interferenzterm bewirkt außerdem eine longitudinale Polarisation  $P_{\text{long}}$  der primären Quarks, deren Winkelabhängigkeit durch:

$$P_{\text{long}}(\theta) = 2 \operatorname{Re}(X) / q_f \cdot [v_f a_f + v_r a_r \cdot 2\cos\theta / (1+\cos^2\theta)]$$

beschrieben wird. Bei Schwerpunktsenergien von  $W = 34$  GeV kann die mittlere longitudinale Polarisation  $P_{\text{long}}$  -sie ist proportional zu  $v_f a_f$ - vernachlässigt werden. Dagegen erreicht die Polarisationsasymmetrie  $PA_{\text{long}}$  verhältnismäßig große Werte:

$$PA_{\text{long}} = 1/2 [P_{\text{long}}(V) - P_{\text{long}}(R)]$$

mit  $PA_{\text{long}} \approx 5\%$  (u, c) und  $PA_{\text{long}} \approx 15\%$  (d, s, b)

Enthalten  $\Lambda$ 's das primäre Quark, oder stammen sie aus dem Zerfall eines Teilchens mit dem primären Quark (z.B.  $\Lambda_c$ ), können sie benutzt werden, um eine Asymmetrie oder eine Polarisation der primären Quarks nachzuweisen.

Da nicht bekannt ist, wieviele der  $\Lambda$ 's diese Bedingung erfüllen, ist man bei dieser Untersuchung auf die Modelle der Baryonproduktion angewiesen. Abb. 53 zeigt den Anteil von  $\Lambda$ 's, die das primäre Quark enthalten als Funktion des Impulses im Lund-Modell. Um Interferenzeffekte zu untersuchen, muß unterschieden werden, wie häufig  $\Lambda$ 's das primäre Quark direkt oder indirekt -es stammt aus dem Zerfall eines Baryons mit dem primären Quark- enthalten.

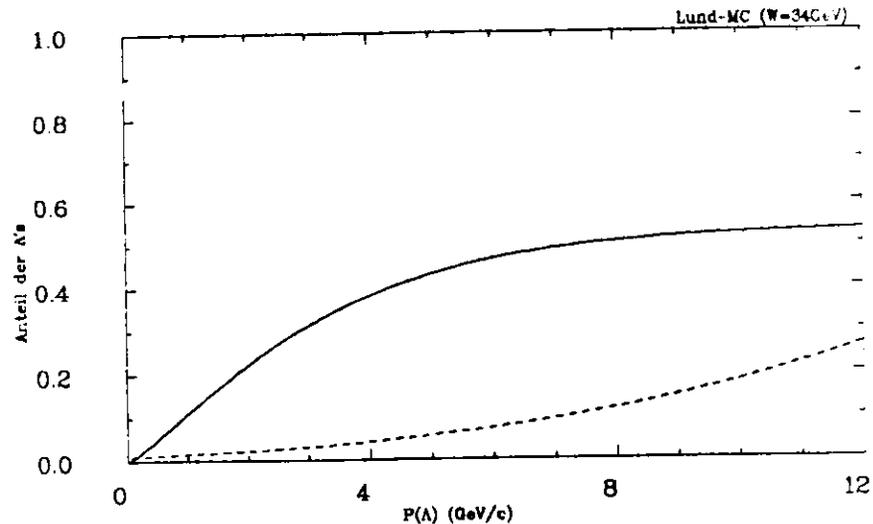


Abb. 53 Anteil der  $\Lambda$ 's mit dem primären Quark: Die  $\Lambda$ 's enthalten das primäre Quark direkt oder indirekt (durchgezogene Kurve), die  $\Lambda$ 's enthalten das primäre Quark, hauptsächlich das s-Quark, direkt (gestrichelte Kurve).

Die meisten  $\Lambda$ 's stammen folglich aus der Fragmentation und zeigen deshalb keine Effekte der elektro-schwachen Interferenz. Die Asymmetrie reduziert sich ohne Akzeptanzeffekte auf Werte von:

$$A(\Lambda) \approx -5\% \quad (\text{für } P(\Lambda) > 1 \text{ GeV}/c).$$

Die longitudinale Polarisation der primären Quarks zeigen wahrscheinlich nur die  $\Lambda$ 's, die das primäre Quark direkt enthalten. Nach dem Modell sind dies etwa 5% aller  $\Lambda$ 's mit Impulsen oberhalb von 1 GeV/c.

$\Lambda$ 's, die aus Zerfällen von polarisierten Baryonen mit primären Quarks stammen, erhalten im allgemeinen eine kleinere Polarisation. Bei starken Zerfällen handelt es sich um Übergänge von Spin  $3/2 \rightarrow$  Spin  $1/2 +$  Spin  $0$  (z.B.  $\Sigma^* \rightarrow \Lambda\pi$ ). Die Polarisation der ursprünglichen Baryonen wird dabei nicht oder nur zu einem kleinen Teil auf die  $\Lambda$ 's übertragen.  $\Lambda$ 's, die aus Zerfällen von polarisierten  $\Sigma^0$ 's kommen, erhalten eine Polarisation umgekehrt zur ursprünglichen  $\Sigma^0$ -Polarisation.

$\Lambda$ 's, die aus schwachen Zerfällen von polarisierten und unpolarisierten  $\Xi^-$ 's,  $\Xi^0$ 's und  $\Lambda_c$ 's stammen, sind longitudinal polarisiert. Von diesen Baryonen konnte bisher nur der Wirkungsquerschnitt von  $\Xi^-$ 's gemessen werden. Geht man von der Annahme aus, daß  $\Xi^-$ 's und  $\Xi^0$ 's gleich häufig erzeugt werden, dann stammen etwa 20% aller  $\Lambda$ 's aus  $\Xi$ -Zerfällen. Diese  $\Lambda$ 's erhalten eine mittlere longitudinale Polarisation von  $\sim -44\%$ .

Nach dem Lund-Modell stammen etwa 10% der  $\Lambda$ 's aus Zerfällen von Baryonen mit Charm (hauptsächlich  $\Lambda_c$ ). Die Polarisation von  $\Lambda$ 's aus diesen Zerfällen, konnte bisher noch nicht gemessen werden. Eine mittlere  $\Lambda$ -Polarisation, die nicht durch  $\Xi$ -Zerfälle hervorgerufen werden kann, ist ein Hinweis auf die Produktion von  $\Lambda_c$ -Baryonen.

Qualitativ erwartet man eine mittlere longitudinale  $\Lambda$ -Polarisation durch schwache Zerfälle und eine winkelabhängige  $\Lambda$ -Polarisation durch die  $\gamma Z^0$ -Interferenz. Abb. 54 zeigt die qualitative Erwartung der  $\Lambda$ -Polarisation als Funktion von  $\cos(\theta)$ , wenn ein großer Teil der  $\Lambda$ 's aus primären s-Quarks stammt. Nach dem Lund-Modell erwartet man eine Polarisationsasymmetrie von nur  $\sim 1\%$  für  $\Lambda$ 's mit Impulsen oberhalb von 1 GeV/c. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade entspricht der mittleren Polarisation, die durch die Summe aller schwachen Zerfälle hervorgerufen wird und bei einer Messung der Polarisationsasymmetrie verschwindet.

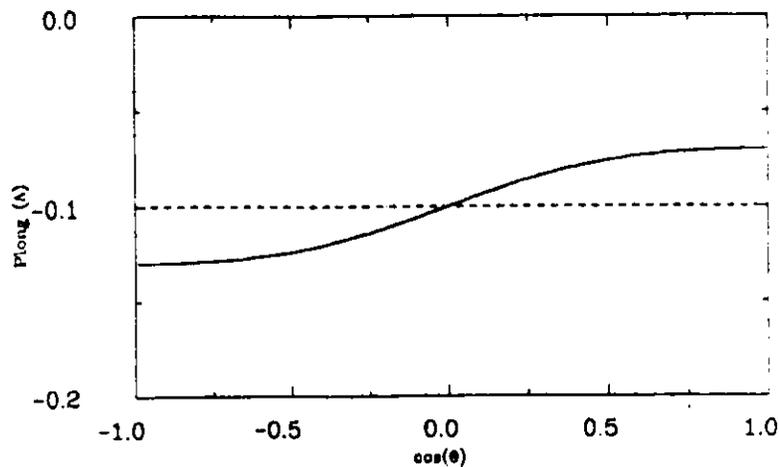


Abb. 54 Qualitativ erwartete longitudinale  $\Lambda$ -Polarisationsfunktion von  $\cos\theta$  : Die mittlere Polarisation wird durch schwache Zerfälle von  $\Xi$  und  $\Lambda_c$  hervorgerufen; die Polarisationsasymmetrie durch  $\Lambda$ 's, die das primäre Quark direkt enthalten (es wird hier angenommen, daß 20% der  $\Lambda$ 's ein primäres s-Quark enthalten).

#### Die transversale $\Lambda$ -Polarisation

Neben der longitudinalen  $\Lambda$ -Polarisation könnten die  $\Lambda$ 's transversal zu ihrer Produktionsebene polarisiert sein. In PP- und KP-Stößen werden transversale Polarisationen der  $\Lambda$ 's bis zu etwa 30% beobachtet/8.2/. In diesen Reaktionen wird die Produktionsebene durch die  $\Lambda$ -Flugrichtung und die Strahlrichtung bestimmt. Die dort beobachtete Polarisation nimmt mit wachsendem Transversalimpuls der  $\Lambda$ 's zu und scheint unabhängig von ihrem longitudinalen Impuls zu sein.  $\bar{\Lambda}$ 's, die in PP-Stößen erzeugt werden, scheinen dagegen unpolarisiert zu sein /8.3/. Damit stellt sich die Frage, ob  $\Lambda$ 's auch in Jets der  $e^+e^-$ -Vernichtung transversal polarisiert sind?

## 8.2 DIE MESSUNGEN MIT $\Lambda$ 'S

Für die Messungen werden die in Abschnitt 4.2 selektierten  $\Lambda$ 's bei  $W = 34$  GeV mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 7 GeV/c benutzt. Das  $\Lambda$ -Signal enthält

$$204 \Lambda\text{'s (111 } \Lambda \text{ und 93 } \bar{\Lambda}\text{)}$$

über einem Untergrund U von 64 Kombinationen. Da der Untergrund klein und die Analyse von dem statistischen Fehler dominiert ist, wird nicht versucht, den Untergrund abzutrennen. Der statistische Fehler F wird mit:

$$F = \pm \sqrt{(N(\Lambda) + U) / N(\Lambda)}$$

berechnet,  $N(\Lambda)$  ist die Zahl der  $\Lambda$ 's.

#### Die $\Lambda$ -Asymmetrieuntersuchung

Stammen die  $\Lambda$ 's aus dem Zerfall eines Baryons mit dem primären Quark, liegen sie in der Regel noch in der gleichen Hemisphäre wie das ursprüngliche Baryon und zeigen folglich noch die gleiche Asymmetrie. Zur Analyse der  $\Lambda$ -Asymmetrie werden die Ereignisse mit  $\Lambda$ 's durch die Thrustachse in zwei Hemisphären aufgeteilt. Befindet sich das  $\Lambda$  in der Hemisphäre, deren Jetachse in  $e^-$ -Richtung zeigt, wird es als Vorwärts-, und entsprechend bei umgekehrter Flugrichtung als Rückwärts gezählt. Für  $\bar{\Lambda}$ 's werden zur Zählung umgekehrte Vorzeichen benutzt. Da mit guter Näherung die Jetachse mit der Richtung der primären Quarks übereinstimmt, ist diese Zuordnung sinnvoll. Die Akzeptanz der  $\Lambda$ -Selektion ist symmetrisch bezüglich einer Vorwärts- oder Rückwärts-Erzeugung. Deshalb kann die Asymmetrie direkt ermittelt und mit dem Modell verglichen werden.

In Abhängigkeit vom  $\Lambda$ -Impuls erhält man die in Tab. 23 angegebenen Asymmetrie-Werte. Zum Vergleich sind auch die Werte der Asymmetrien angegeben, die man im Modell für  $\Lambda$ 's erhält, die innerhalb der Akzeptanz in  $\theta$  liegen.

P( $\Lambda$ )	A( $\Lambda$ )-Daten	A( $\Lambda$ )-MC
1-3 GeV/c	-22% $\pm$ 10%	-1%
3-7 GeV/c	+14% $\pm$ 13%	-6.5%
1-7 GeV/c	- 9% $\pm$ 8%	-3%

Tab. 23 gemessene  $\Lambda$ -Asymmetrien

Entgegen der Erwartung erhält man bei kleinen  $\Lambda$ -Impulsen eine zu große negative Asymmetrie ( $\sim 2\sigma$ ) und bei den größeren Impulsen eine positive Asymmetrie. Da die Akzeptanz für die Vor- und Rückwärtsrichtung gleich ist, handelt es sich bei den gefundenen Asymmetrien vermutlich um statistische Fluktuationen.

Nach dem Standard-Modell würde man, falls alle  $\Lambda$ 's die Information der primären Quarks enthalten, Werte von  $A(\Lambda) \approx -15\%$  erwarten. Folglich kann eine dominante Produktion von Baryonen in der ersten Fragmentationsstufe mit Hilfe dieser Messung noch nicht ausgeschlossen werden. Allerdings kann -Aufgrund des Impulsspektrums- eine dominante Produktion von  $\Lambda$ 's in der ersten Fragmentationsstufe bereits nahezu ausgeschlossen werden.

#### Die Messung der $\Lambda$ -Polarisation

Die paritätsverletzende Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung ermöglicht es, den schwachen Zerfall der  $\Lambda$ 's (in  $p\pi$ ) zur Bestimmung ihrer Polarisation zu benutzen.

Die Winkelverteilung  $\vartheta$  der Protonen bezüglich einer ausgezeichneten Richtung im  $\Lambda$ -Schwerpunktsystem hängt von der Polarisation  $P$  der  $\Lambda$ 's in dieser Richtung folgendermaßen ab:

$$dn/d\cos\vartheta = 1 + \alpha P \cos\vartheta$$

Dabei ist  $\alpha$  der Asymmetrieparameter der nicht leptonischen schwachen Baryonzerfälle, für  $\Lambda$ 's ist  $\alpha = 0.64$  (für  $\bar{\Lambda}$ 's ist  $\alpha = -0.64$ ).

Zur Vereinfachung kann die  $\Lambda$ -Polarisation aus der Asymmetrie in der Winkelverteilung  $AP$  von nach vorwärts ( $V$ ) und nach rückwärts ( $R$ ) fliegenden Protonen bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen der  $\Lambda$ -Polarisation und der der Asymmetrie  $AP$  in der Winkelverteilung ist:

$$P = 2AP/\alpha \quad \text{und} \quad AP = \frac{V - R}{V + R}$$

Da in der  $e^+e^-$ -Vernichtung die kombinierte CP-Invarianz erhalten ist, müssen  $\Lambda$ 's und  $\bar{\Lambda}$ 's umgekehrte Vorzeichen der Polarisation haben. Außerdem wechselt bei der CP-Transformation auch das Antiproton in der Winkelverteilung das Vorzeichen. Protonen und Antiprotonen erhalten deshalb im  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Schwerpunktsystem die gleiche Winkelverteilung.

#### Die longitudinale Polarisation

Um die longitudinale Polarisation  $P_{\text{long}}$  der  $\Lambda$ 's zu messen, muß die Winkelverteilung der Protonen im Schwerpunktsystem bezüglich der  $\Lambda$ -Flugrichtung bestimmt werden. Abb. 55 zeigt die beobachtete Winkelverteilung der Protonen gegenüber der  $\Lambda$ -Flugrichtung im Schwerpunktsystem des  $\Lambda$ 's als Funktion von  $\cos\vartheta$ .

Diese Winkelverteilung wird durch die Monte-Carlo-Simulation von unpolarisierten  $\Lambda$ -Zerfällen reproduziert (Histogramm in Abb. 55).

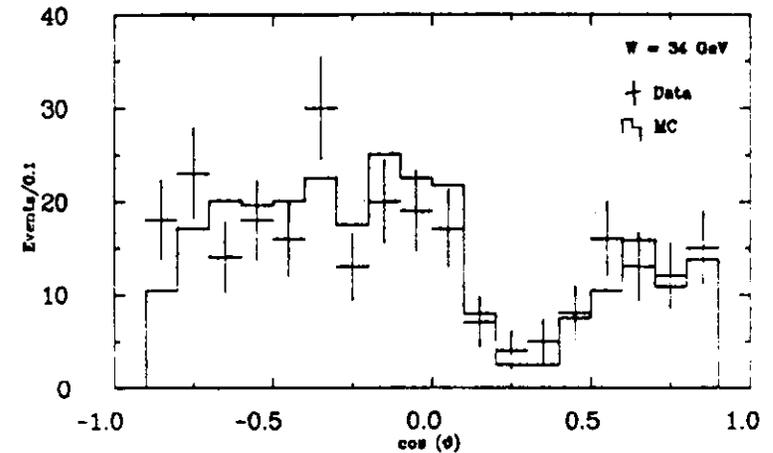


Abb. 55 Protonwinkelverteilung im  $\Lambda$ -Schwerpunktsystem.: Die  $\Lambda$ 's in der Simulation (Histogramm) sind unpolarisiert, die Verteilung entspricht der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von  $\cos\vartheta$ .

Die Form der Winkelverteilung läßt sich folgendermaßen erklären: Die  $\Lambda$ -Nachweiswahrscheinlichkeit ist um so höher, je größer der Pionimpuls im Laborsystem ist. Diese Bedingung wird gerade dann erfüllt, wenn das Pion im  $\Lambda$ -Schwerpunktsystem in Flugrichtung des  $\Lambda$ 's erzeugt wird. Der Schnitt gegen  $K^0$ -Untergrund ( $M_{\pi\pi} - 500 \text{ MeV} > 20 \text{ MeV}$  siehe Kap 4.2) entspricht einem Schnitt in der Winkelverteilung des Protons im  $\Lambda$ -Schwerpunktsystem. Diese Bedingung wird von  $\Lambda$ 's erfüllt, bei denen das Proton unter Winkeln von  $\sim 90^\circ$  zur Flugrichtung des  $\Lambda$ 's emittiert wird. Neben der Breite des herausgeschnittenen Massenintervalls hängt dieser Winkel auch vom Impuls des  $\Lambda$ 's ab.

Nach den Korrekturen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit erhält man eine mittlere Polarisation der  $\Lambda$ 's bei Impulsen zwischen 1-7 GeV/c von:

$$P(\Lambda) = 25\% \pm 34\%$$

und  $P(\bar{\Lambda}) = -37.5\% \pm 37.5\%$ .

Die großen statistischen Fehler erlauben keine weiteren Schlußfolgerungen.

Zur Messung der Polarisationsasymmetrie müssen die  $\Lambda$ 's in vor- und rückwärts fliegende  $\Lambda$ 's -bezüglich der  $e^-$ -Strahlrichtung- aufgeteilt und dann ihre longitudinale Polarisation bestimmt werden. Man erhält eine Polarisationsasymmetrie  $P_A$  von:

$$P_A(\Lambda + \bar{\Lambda}) = 7.5\% \pm 25\%.$$

Die Erwartung des Standard-Modells, falls 100% der  $\Lambda$ 's die Polarisation des primären Quarks erhalten, liegt bei  $\sim 10\%$ , also weit unterhalb der Meßgenauigkeit.

#### Die transversale $\Lambda$ -Polarisation

In Proton-Proton-Reaktionen sind die  $\Lambda$ 's transversal zur Produktionsebene der  $\Lambda$ 's, die durch die Strahlachse und die Flugrichtung der  $\Lambda$ 's definiert wird, polarisiert. In hadronischen Ereignissen der  $e^+e^-$ -Vernichtung könnte die Produktionsebene dagegen durch die Richtung des primären Quarks und die Flugrichtung der  $\Lambda$ 's oder durch die  $e^+$ -Strahlrichtung und die Flugrichtung des  $\Lambda$ 's definiert werden.

Für diese Untersuchung wird die Ebene benutzt, die durch die Jetachse  $\vec{J}$  (in der sich das  $\Lambda$  befindet) und den  $\Lambda$ -Impulsvektor  $\vec{p}$  aufgespannt wird. Die Polarisation der  $\Lambda$ 's wird in Bezug auf den zu dieser Ebene senkrecht stehenden Einheitsvektor  $\vec{n}$  gemessen. Der Vektor  $\vec{n}$  wird durch das

Vektorprodukt von  $\Lambda$ -Impuls  $\vec{p}$  und dem Einheitsvektor  $\vec{J}$  in Richtung der Jetachse definiert:

$$\vec{n} = \frac{\vec{p}(\Lambda) \cdot \vec{J}}{|\vec{p}(\Lambda)|}$$

Man erhält eine mittlere Transversale Polarisation  $P_{\text{trans}}$  von:

$$P_{\text{trans}}(\Lambda, \bar{\Lambda}) = 1/2(P_{\text{trans}}(\Lambda) - P_{\text{trans}}(\bar{\Lambda})) = 22\% \pm 25\%$$

Entsprechend den Messungen in hadronischen Reaktionen sollte der Polarisationsgrad vom Transversalimpuls der  $\Lambda$ 's zur Jetachse abhängen. Eine Untersuchung der Polarisation als Funktion vom Transversalimpuls des  $\Lambda$ 's ergab innerhalb der Fehler keinen Hinweis auf eine Polarisation. Beim TASSO-Experiment wurde außerdem die Polarisation bezüglich der Ebene untersucht, die durch die  $\Lambda$ -Flugrichtung und den  $e^+$ -Strahl aufgespannt wird. Es konnte kein Hinweis auf eine Polarisation gefunden werden/8.4/.

Innerhalb der vorhandenen Statistik kann also keine Asymmetrie oder Polarisation von  $\Lambda$ 's nachgewiesen werden.

## 9. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird die inklusive Produktion von Baryonen in hadronischen Ereignissen der  $e^+e^-$ -Vernichtung untersucht. Das Schwerpunktgewicht der Messungen liegt bei Untersuchungen mit  $\Lambda^-$ ,  $\bar{\Lambda}$ -Baryonen.

Die  $\Lambda$ 's werden über ihren Zerfall  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  identifiziert. Die Anzahl an  $\Lambda$ 's pro Ereignis und der skalierende differentielle Wirkungsquerschnitt werden bei Schwerpunktsenergien  $W = 34$  GeV, 22 GeV und 14 GeV bestimmt. Bei  $W = 34$  GeV werden außerdem die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot dn/dy$  und  $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot dn/dp_t^2$  gemessen.

Bei  $W = 34$  GeV wird die erste inklusive Messung von  $\Xi^-$ -Baryonen über den Kaskadenzerfall  $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$  durchgeführt.

Für die Produktion von  $\Sigma^{*\pm}$  und  $\Xi^{*0}$  können Grenzen der inklusiven Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Zusätzlich werden Anzeichen ( $\sim 3\sigma$ ) für die Erzeugung von  $\Omega$ 's gefunden.

Beim TASSO-Experiment werden in hadronischen Ereignissen bei  $W = 34$  GeV folgende Baryonmultiplizitäten und obere Grenzen gemessen:

- $P, \bar{P} : 0.8 \pm 0.1$
- $\Lambda, \bar{\Lambda} : 0.31 \pm 0.03$
- $\Xi^-, \bar{\Xi}^- : 0.026 \pm 0.008$
- $\Delta^{*+}, \bar{\Delta}^{*-} : < 0.1$  (95% c.l.)
- $\Sigma^{*\pm}, \bar{\Sigma}^{*\pm} : < 0.09$  (95% c.l.)
- $\Xi^{*0}, \bar{\Xi}^{*0} : < 0.013$  (95% c.l.)

Bei  $W = 34$  GeV können die Wirkungsquerschnitte der Baryonen durch das Lund-Modell mit Diquarks beschrieben werden. Eine gute Beschreibung der Baryonerzeugung erreicht man mit  $P1(qq/q) = 0.11$  ( $\pm 0.2$ ) und  $P2(us/ud \cdot d/s) = 0.2 - 0.5$ . Aus der oberen Grenze der Produktion von  $\Delta^{*+}$  folgt, daß der Parameter  $P3(qq(1)/qq(0))$  kleiner als 0.1 sein muß.

Eine Untersuchung der Teilchenmultiplizität in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ergab für Baryonen ein schnelleres Ansteigen als für Mesonen. Während die Baryonmultiplizität zwischen 14 GeV und 34 GeV um einen Faktor  $\sim 2$  ansteigt, steigt die Zahl an  $K^0$ 's und  $\pi$ 's nur um einen Faktor  $\sim 1.3$  an. Vergleicht man den Anstieg der Baryonmultiplizität zwischen 5 GeV und 34 GeV Schwerpunktsenergie mit der geladenen Multiplizität, wird der Unterschied noch größer. Diese Abhängigkeit kann innerhalb des

Lund-Modells ohne weitere Annahmen nicht mit Parametern beschrieben werden, die von der Schwerpunktsenergie unabhängig sind.

Eine Analyse der  $\Lambda^-$  und  $K^0$ -Produktion in Abhängigkeit von der Teilchenmultiplizität ergibt bei  $W = 34$  GeV, daß die Zahl von  $\Lambda$ 's und von  $K^0$ 's mit zunehmender Multiplizität ansteigt.

In Ereignissen mit großer Sphärizität ( $S > 0.25$ ) wird eine etwas höhere Zahl von  $\Lambda$ 's pro Ereignis gefunden als in Ereignissen mit kleiner Sphärizität. Innerhalb der Fehler kann nicht nachgewiesen werden, daß die größere Anzahl durch den Gluon-Jet erzeugt wird.

Zusammengenommen zeigen die verschiedenen Analysen von Ereignissen mit Baryonpaaren ( $P\bar{P}$ ,  $\Lambda\bar{\Lambda}$  und  $\Lambda\bar{P}$ ), daß die Baryonzahl in der Fragmentation hauptsächlich im gleichen Jet und bei kleinen Rapiditätsdifferenzen erhalten wird.

Die Untersuchungen der Asymmetrie und der Polarisation von  $\Lambda$ 's ergeben innerhalb der statistischen Fehler keine eindeutigen Ergebnisse.

## A.0 AUSBLICK FÜR BARYONMESSUNGEN MIT DEM VERTEX-DETEKTOR

Ende 1982 wurde beim TASSO-Detektor ein hochauflösender Vertex-Detektor zusammen mit einem neuen Beryllium-Strahlrohr ( $R = 6.5$  cm und einer Wandstärke von 1.8 mm) eingebaut. Zwischen dem Strahlrohr und der Proportionalkammer befindet sich der Vertex-Detektor. Er besteht aus acht konzentrischen Lagen von Signaldrähten, die zwischen 8.1 cm und 14.9 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen. Für hadronische Ereignisse wurde eine Kammerauflösung von  $\sim 100\mu$  erreicht. Damit verbesserte sich die Ortsauflösung am Wechselwirkungspunkt für geladene Spuren in hadronischen Ereignissen um einen Faktor von etwa 3. Eine ausführliche Beschreibung des Vertex-Detektors kann unter /A1/ gefunden werden.

Bisher konnte die bessere Meßgenauigkeit bei geladenen Spuren zum Beispiel zur Messung der Lebensdauern vom  $\tau$ -Lepton und vom b-Quark genutzt werden/A2/.

Da die Signaldrähte einen sehr kleinen Abstand vom Wechselwirkungspunkt haben, verbessern sich auch die Möglichkeiten zur Selektion von  $K^0$ 's und  $\Lambda$ 's.

Bei größerer Statistik könnte mit Hilfe des Vertex-Detektors eine interessante Messung von  $\Sigma^-$  ( $\bar{\Sigma}^+$ )-Baryonen durchgeführt werden.

Das  $\Sigma^-$  zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = 0.15$  nsec. in ein Neutron und ein  $\pi^-$ . Bei großen Impulsen und damit großen mittleren Flugstrecken sollte es möglich sein, die folgende Signatur im Detektor zu beobachten:

$\Sigma^-$ 's die erst im Vertex-Detektor -nach einer Strecke von 8-10 cm, zerfallen- erzeugen im Vertex-Detektor Kammersignale. Zusammen mit dem Wechselwirkungspunkt könnten die angesprochenen Drähte benutzt werden, um eine Spur zu rekonstruieren. Wegen des kurzen Kurvenstückes ( $\sim 10$  cm) ist es nur möglich, die Flugrichtung zu bestimmen. Wird zusätzlich im Innendetektor eine Spur gemessen, die einen Schnittpunkt mit dem  $\Sigma^-$ -Kandidaten hat, nicht vom Wechselwirkungspunkt kommt und bei der keine Drähte des Vertex-Detektors vor dem Schnittpunkt angesprochen haben, kann unter Annahme der  $\Sigma^-$ -Masse ein Impuls der kurzen Spur bestimmt werden. Mit der Verteilung der Lebensdauern verschiedener Kandidaten kann überprüft werden, ob es sich tatsächlich um  $\Sigma^-$ 's handelt.

Wegen der bisher vorhandenen geringen Statistik, bei gleichzeitig schlechten Untergrundbedingungen, konnten die Möglichkeiten des Vertex-Detektors noch nicht voll ausgenutzt werden.

## A.1 LITERATURVERZEICHNIS

- /1.1/ Jet Production and Fragmentation in  $e^+e^-$ -Annihilation...  
TASSO-Kollaboration: M. Althoff et al., Z. Phys.C 22, 307 (1984)
- /1.2/ G. Wolf, Desy 81/086, S.57 (1981)
- /1.3/z.B. Mark2 (Spear), M.Piccolo et al., Phys. Rev. Lett.39 (1977) S.1503  
JADE, W.Bartel et al., DESY Report 81/028 (1981)  
TASSO-Kollaboration: R. Brandelik et al., Phys.Lett.105B 75 (1981)
- /2.1a/ Independent-Jet-Model:  
R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 S.1 (1978)  
P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 S.349 (1979)  
und T. Meyer, Z. Phys. C12 S.77 (1982)
- /2.1b/ Lund-String-Model:  
B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand:  
Phys. Lett. 94B (1980) S. 211 und Nucl. Phys. B197 (1982) S. 45
- /2.2/ C. Peterson et al., Phys.Rev. D27, 105 (1983)
- /2.3/ JADE, W.Bartel et al., DESY 83-079 (1983) und DESY 83-080 (1983)
- /3.1/ Die TASSO-Kollaboration März 1985
- M.Althoff, W.Braunschweig, F.J.Kirschfink, H.-U.Martyn, R.Roskamp,  
D.Schmitz, H.Siebek, W.Wallraff  
I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Bundesrepublik Deutschland
- J.Eisenmann, H.M.Fischer, H.Hartmann, A.Jocksch, G.Knop, H.Kolanoski,  
H.Kück, V.Mertens, R.Wedemeyer  
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Bundesrepublik Deutschland
- B. Foster  
H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, England
- A.Eskreys, R. Fohrmann, K.Gather, H.Hultschig, P.Joos, B. Klima, U.Kötz,  
H.Kowalski, A.Ladage, B.Löhr, D.Lüke, P.Mättig, D.Notz, R.J.Nowak, J.Pyrlik,  
M.Rushton, W.Schütte, D.Trines, T.Tymieniecka, G.Wolf, G.Yekutieli, W. Zeuner  
Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, Bundesrepublik Deutschland
- E.Hilger, T.Kracht, H.L.Krasemann, P.Leu, E.Lohrmann, D.Pandoulas,  
G.Poelz, K.U.Pösnecker  
II.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Bundesrepublik  
Deutschland
- R.Beuselinck, D.M.Binnie, P.J.Dornan, B.Foster, D.A.Garbutt, C.Jenkins,  
T.D.Jones, W.G.Jones, J.McCardle, J.K.Sedgbeer, J.Thomas, W.A.T.Wan Abdullah  
Departement of Physics, Imperial College London, England

M.G.Bowler, P.Bull, R.J.Cashmore, P.E.L.Clarke, P.Dauncey, R.Devenish,  
P.Grossmann, C.M.Hawkes, D.J.Mellor, C.Youngman  
Department of Nuclear Physics, Oxford University, England

S.L.Lloyd  
Department of Physics, Queen Mary College, London, England

K. W. Bell, G.E.Forden, J.C.Hart, J.Harvey, D.K.Hasell, D.H.Saxon  
Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England

F.Barreiro, S.Brandt, M.Dittmar, M.Holder, G.Kreutz, B.Neumann  
Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Bundesre-  
publik Deutschland

E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, R.Mir, D.Revel, E.Ronat,  
A.Shapira  
Weizmann Institute, Rehovot, Israel

G.Baranko, A.Caldwell, M.Cherney, J.M.Izen, M.Mermikides, S.Ritz, G.Rudolph,  
D.Strom, M.Takashima, H.Venkataramania, E.Wicklund, Sau Lan Wu,  
G.Zobornig  
Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, USA

/3.2/ Eine Beschreibung der verschiedenen Detektorkomponenten  
kann man unter folgenden Quellen finden:

Innere Proportionalkammer(CPC):

C. Youngman, Thesis, Imperial College Hep/T/820 (1980)

Driftkammer: H. Boerner, Dissertation, Bonn IR-81-27 (1981)

H. Boerner et al., Desy 80/27 (1980)

Flüssig-Argon-Schauerzähler:

J. Pyrlík, Dissertation, Hamburg DESY F1-82-02 Dez 1982

Hadronarme: H. Burkhardt et al., Nucl. Instr. Meth. 184, 318 (1981)

K. W. Bell et al., Nucl. Instr. Meth. 179, 27 (1981)

Vorwärtsspektrometer:

W. Hillen, Dissertation, Bonn IR-81-7 (1981)

/3.3/ D. Cassel, H. Kowalski Desy 80/107 (1980)

/3.4/ A Measurement of  $\sigma_{tot}$ .... TASSO-Collaboration,

R. Brandelik et al., Phys. Lett. 113B 499 (1982)

/3.5/ Measurement of R and Search for ...

M. Althoff et al., Phys. Lett. 138B 441 (1984)

/3.6/ die inklusiven Teilchen-Messungen der TASSO-Kollaboration:

a) Charged Hadron Composition of the Final State in  $e^+e^-$ -Annihilation  
M. Althoff et al., Z Phys.C 17, 5 (1983);

b) A Detailed Study of Strange Particle Production.....  
M. Althoff et al., Desy 84-093 (1984)

c) Observation of  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$  Production .....,  
M. Althoff et al., Phys. Lett. 130B (1983) S. 340

d) Die inklusiven Messungen der Leptonen ( $e$ ,  $\mu$ ):  
M. Althoff et al., Z. Phys.C 22 (1984) 219 und  
M. Althoff et al., Desy 84- 061 (1984)

e) Die Vektormesonen ( $\rho^0$ ,  $K^*$  und  $D^*$ )  
R.Brandelik et al, Phys. Lett.117B (1982) 135  
M. Dittmar, Interner Bericht Desy F1 82-03  
M.Althoff et al, Phys. Lett.128B (1983) 493

f) Observation of F Meson .....,  
M.Althoff et al, Phys. Lett.136B (1984) 130

g)  $\pi^0$ -Production ...  
R. Brandelik et al, Phys. Lett.108B (1981) 71

/4.1/ Part. Data Group, Rev Mod. Phys. Vol.56, No.2, Part 2 (April 1984)

/4.2/ K. Gather, Dissertation, Aachen PITHA 83/12 und /3.6/a

/4.3/ =/1.1/

/4.4/ Scale Breaking in Inclusive Charged Particle Production...  
TASSO-Collaboration, R.Brandelik et al, Phys. Lett.114B (1982) 65

und /3.6/b

/4.4/ = /3.6/b

/4.5/ = /3.6/c

/4.6/ Upper Limits on the Production of the Decuplet Baryons ...  
TASSO-Collaboration, M. Althoff et al, Z.Phys.C 26 S. 181 (1984)

/5.1/ Determination of  $\alpha_s$  in First and Second Order QCD ....  
TASSO-Collaboration, M. Althoff et al, Z.Phys.C 26 S. 157 (1984)

/5.2/ =/3.6/b

/5.3/ z. B. P. Oddone, 'Quark Fragmentation in  $e^+e^-$ -Collisions'  
SLAC Summer Institute on Particle Physics 1984,  
TPC, H. Aihara et al, UT-HE-84-14und UT-HE-84-09

CLEO-Collaboration S. Behrends et al., CLNS 84/630, CLEO 84/9  
Mark2 (Spear), M.Piccolo et al., Phys. Rev. Lett.39 (1977) S.1503  
und /1.1/

/5.4/ = /5.3/ Mark2 (Spear)

- /5.5/ G. S. Abrams et al., Phys. Rev Lett. 44 (1980) S. 10  
 /5.6/ EMC-Collaboration, M. Arneodo et al., CERN-EP/84-148  
 /5.7/ Axial-Field-Spectrometer-Collaboration,  
 T. Akesson et al., CERN-EP/84-26  
 /5.8/ B. Andersson et al, LU TP 84-9 (1984)
- /6.1/ Inclusive Hadron Production in Upsilon Decays and in  
 nonresonant Electron-Positron Annihilation at 10.49 GeV,  
 CLEO-Collaboration S. Behrends et al., CLNS 84/630, CLEO 84/9  
 /7.1/ z.B.: Correlations in Electron-Positron, Lepton-Hadron  
 and Hadron-Hadron Collisions; W. Koch Desy 82/072 (1982)  
 /7.2/ Charged Hadron Composition of the Final State....  
 TASSO-Collaboration M. Althoff et al., Z Phys.C 17, 5 (1983);  
 Evidence for Local Compensation of Baryon Number .....  
 TASSO-Collaboration M. Althoff et al., Phys. Lett. 139B 126 (1984)  
 und H. Krasemann, Dissertation, Hamburg (in Vorbereitung)
- /8.1/ z.B: The Electroweak Interaction in  $e^+e^-$ -Annihilations;  
 R. Marshall; RL-82-029 und  
 Electroweak effects in  $e^+e^-$ -Annihilation; R. J. Cashmore  
 Proceedings of Physics in Collision 3 S. 167-193  
 /8.2/ und /8.3/ z.B.: Polarization in inclusive Lambda Production,  
 K. Heller, High Energy Physics with Polarized Beams and  
 Polarized Targets (Argonne 1978) AIP Conference Proceedings no 51,  
 Particles and Fields Subseries, no.17 S: 542-548  
 weitere Referenzen können dort gefunden werden.  
 /8.4/ = /3.6/b
- /A1/ Beschreibung Vertex-Detektors  
 D. M. Binnie et al., IC84/HENP/2 und DESY 84-060 (1984) submitted to  
 Nucl. Inst. and Methods.  
 /A2/ Determination of the  $\tau$  lifetime in High Energy  $e^+e^-$ -Annihilation  
 TASSO-Collaboration M. Althoff et al., DESY 84-094 September 1984  
 and Determination of the average lifetime of Bottom Hadrons  
 TASSO-Collaboration M. Althoff et al., DESY 84-094 September 1984

## A.2 DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand im Rahmen der TASSO-Kollaboration. Allen Mitgliedern der Kollaboration danke ich für Ihre Kollegialität und Hilfe.

Für die Möglichkeit die Baryonproduktion zu untersuchen, sowie für die Förderung und Betreuung der Arbeit und die kritische Durchsicht des Manuskriptes, danke ich Prof. M. Holder.

Bei Dr. P. Mättig bedanke ich mich für die vielen Gespräche über meine Untersuchungen, für die zahlreichen Anregungen und die Geduld den Entwurf dieser Arbeit zu lesen.

Besonders möchte ich mich außerdem auch bei Dr. G. Wolf, Dr. D. Pandoulas, und Dr. D. Lücke bedanken.

Bei Dr. S.Lloyd und Dr. B. Foster bedanke ich mich für die hervorragende Detektorsimulation "Simple" und deren Dokumentation.

Frau Siegner danke ich für die Anfertigung der Zeichnungen.

Allen, die mir ungenannt geholfen haben, stilistische und orthographische Fehler aufzuspüren, danke ich an dieser Stelle.

### A.3 LEBENS LAUF

13.1.1956	geboren in Hamburg
1963-1967	Besuch der Grundschule in Hamburg - Berne
1967-1975	Besuch des Gymnasiums in Hamburg - Farmsen
2.6.1975	Abitur
WS- 75/76-SS 76	Beginn des Physikstudiums an der Universität Wien
WS-76/77- 14.1.83	Studium an der Universität Hamburg
12.12.78	Abschluß der Vordiplomprüfung
Nov. 80 - Dez.82	Diplomarbeit beim TASSO-Experiment zum Thema 'Messung der inklusiven Produktion von $K^0$ , $\rho^0$ und $K^*$ in der $e^+e^-$ Vernichtung zwischen 14 GeV und 34 GeV Schwerpunktsenergie mit dem TASSO-Detektor'
Sommer 1982	als CERN-Sommerstudent beim UA2-Experiment
ab Feb. 1983	Beschäftigung an der Gesamthochschule Siegen als wissenschaftliche Hilfskraft