

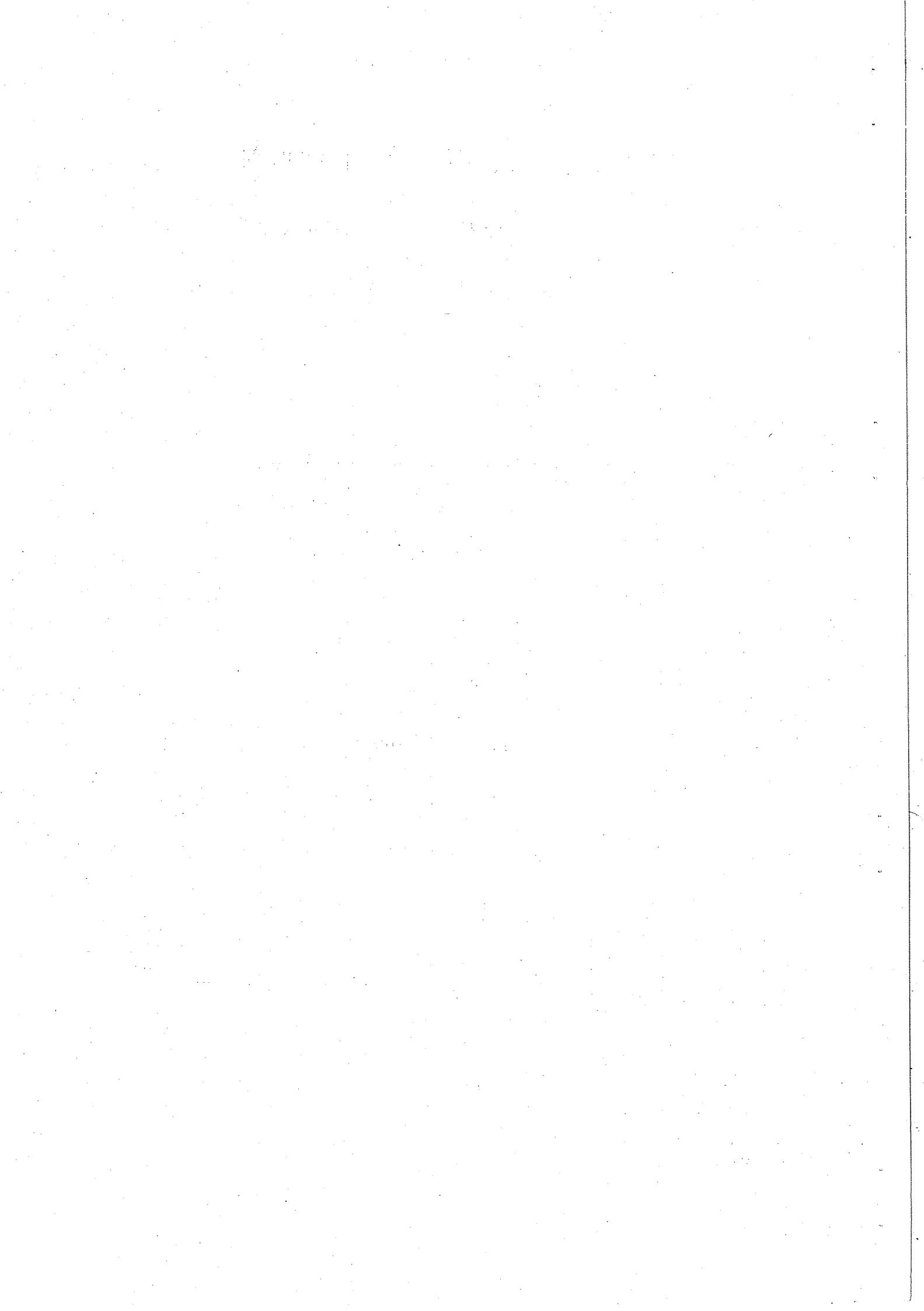
UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Untersuchungen
zur Bestimmung der Λ -Produktion
in Quark- und Gluonjets**

von
Beate Stockhausen

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 29. Sep. 1993
Referent: Prof. Dr. B. Nellen
Koreferent: Prof. Dr. E. Paul



Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Zur Hadronproduktion in der e^+e^--Vernichtung	5
2.1 Theoretische Grundlagen	5
2.2 Übersicht über wesentliche experimentelle Ergebnisse	7
3 Messung der Hadronproduktion aus Z^0-Zerfällen mit dem OPAL-Detektor	9
3.1 Der OPAL-Detektor	9
3.2 Datenselektion	11
4 Die Simulation von OPAL-Messungen	14
4.1 Der Ereignisgenerator JETSET	14
4.2 Die Detektorsimulation	16
4.3 Die Spurrekonstruktion	16
5 Die Rekonstruktion von Jets und Λ-Signalen	17
5.1 Der Jetfinder-Algorithmus	17
5.2 Die Rekonstruktion des Λ -Signals	19
6 Die Methode zur Bestimmung der Λ-Verteilung in Jets	22
6.1 Allgemeine Diskussion des Verfahrens	23
6.2 Generatorebene	23
6.3 Detektorebene	24
7 Die Ergebnisse	27
7.1 Vergleich von Multijet-Ereignissen	27
7.2 Generatorebene	28
7.2.1 Energieverteilung und integrierte Λ -Rate	28

7.2.2	Differentielle Λ -Rate	29
7.3	Detektorebene	32
7.3.1	Vergleich der JETSET- und OPAL-Ereignisse	32
7.3.2	Das Λ -Signal	34
7.3.3	Die Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit	38
7.3.4	Die Λ -Verteilung in 3-Jet-Ereignissen	38
7.3.5	Diskussion der Ergebnisse	43
8	Zusammenfassung	45
	Tabellenverzeichnis	47
	Abbildungsverzeichnis	48
	Literaturverzeichnis	49

Kapitel 1

Einleitung

Aus den Untersuchungen von Z^0 -Zerfällen am e^+e^- -Speicherring LEP im CERN wurden mit dem OPAL-Detektor bisher mehr als 10^6 multihadronische Ereignisse gewonnen. Mit dieser Datenmenge sind Studien zur Partonfragmentation möglich, die bislang nicht durchführbar waren, da die zur Verfügung stehende Anzahl multihadronischer Ereignisse keine statistisch signifikanten Aussagen erlaubte.

Bei der e^+e^- -Annihilation werden angeregte Photonen oder Z^0 -Bosonen erzeugt, die in Quark-Antiquarkpaare zerfallen können. Eines der beiden Quarks kann zusätzlich ein hochenergetisches Gluon abstrahlen. Diese drei Teilchen fragmentieren in zahlreiche Hadronen, die sich in Flugrichtung ihrer Elternteilchen als Teilchenbündel weiterbewegen. Bei ausreichend hoher Schwerpunktsenergie können sie in Detektoren als 3-Jet-Ereignisse nachgewiesen werden. Die Analyse dieser drei Jets lässt Rückschlüsse auf die Eigenschaften der primären Quarks und Gluonen zu. Damit können Tests der Quantenchromodynamik, die die starke Wechselwirkung zwischen ihnen beschreibt, durchgeführt werden. Die Quantenchromodynamik postuliert für Quarks und Gluonen unterschiedliches Wechselwirkungsverhalten, was durch Vergleiche von Quark- und Gluonjeteigenschaften überprüft werden kann. Die größte Schwierigkeit bei derartigen Untersuchungen ist die eindeutige Identifikation der Jets, da weder die Quarks noch die Gluonen direkt beobachtet werden können.

Auf der Möglichkeit Quarks anhand ihrer Zerfallsteilchen zu identifizieren, basieren Verfahren, mit denen bisher die Multiplicitäten von Hadronen, Baryonen und Mesonen in Quark- und Gluonjets bestimmt wurden [1, 2, 3]. Die erwarteten Unterschiede konnten nachgewiesen werden, stehen aber quantitativ nicht in vollständigem Einklang mit den theoretischen Postulaten [4]. Die Aussagekraft dieser Analysen ist durch ihre geringe Statistik begrenzt, da nur ein Bruchteil aller Ereignisse die zur Identifikation der Jets notwendigen Kriterien erfüllt. Daher ist eine differenzierte Untersuchung einer speziellen Teilchenart und ihrer inklusiven Spektren in den verschiedenen Jets mit diesen Verfahren nicht möglich.

In dieser Arbeit wird eine Methode entwickelt, in 3-Jet-Ereignissen Jets aufgrund ihrer Energie zu klassifizieren, sie dadurch als Quark- und Gluonjets zu identifizieren und anhand simulierter Ereignisse die Reinheit der Jets zu bestimmen. Ziel dieses Vorgehens ist es, eine große Anzahl von Ereignissen zur Analyse verwenden zu können und damit auch die Untersuchung einzelner Teilchenarten zu ermöglichen. Voraussetzung für dieses Vorgehen ist eine gute Simulation der Multihadronereignisse durch Monte-Carlo-Programme. Da im Rahmen der Quantenchromodynamik die Fragmentation der Quarks und Gluonen in Hadronen nicht

vollständig beschrieben werden kann, werden in den Monte-Carlo-Generatoren phänomenologische Modelle benutzt, um diesen Übergangsbereich zu simulieren.

In der vorliegenden Studie wird von e^+e^- -Annihilationen im Bereich der Z^0 -Resonanz ausgegangen. Es werden 3-Jet-Ereignissen betrachtet, in denen die Verteilung des neutralen Λ -Baryons untersucht wird, das mit einer Multiplizität von $m_\Lambda = 0.351$ auftritt. Das Λ -Teilchen zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 64 % in ein geladenes Pion und ein Proton, aus deren Spuren das Λ -Signal rekonstruiert werden kann. Es wird untersucht, ob die Effizienzen des Rekonstruktionsverfahrens und der Jetidentifizierung ausreichen, um eine signifikante Aussage zur Λ -Verteilung in Quark- bzw. Gluonjets machen zu können.

Im folgenden Kapitel wird der theoretische Hintergrund dieser Analyse behandelt. Daran schließt sich eine Beschreibung der experimentellen Gegebenheiten und der Datenselektion an, danach wird auf die Monte-Carlo-Simulation von Multihadronereignissen eingegangen. Im fünften Kapitel werden die in sich abgeschlossenen Verfahren zur Rekonstruktion der Jets und des Λ -Signals beschrieben, anschließend wird die Methode zur Identifizierung der Jets und zur Bestimmung der Λ -Raten in Quark- bzw. Gluonjets vorgestellt. Es folgt die Darstellung der erzielten Ergebnisse mit der Diskussion des Verfahrens und seiner Verbesserungsmöglichkeiten, sowie eine abschließende Zusammenfassung.

Kapitel 2

Zur Hadronproduktion in der e^+e^- -Vernichtung

In diesem Kapitel werden in einem kurzen Abriß der Quantenchromodynamik die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit behandelt. Daran schließt sich eine Zusammenfassung der bisherigen experimentellen Ergebnisse an, die für die hier bearbeitete Problemstellung interessant sind.

2.1 Theoretische Grundlagen

Die experimentell beobachteten Eigenschaften der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen werden zur Zeit am besten durch das Standardmodell beschrieben. Es basiert auf der Annahme, daß Quarks und Leptonen die elementaren Bestandteile der Materie sind und daß die Wechselwirkungen zwischen Teilchen bestimmten Symmetriprinzipien genügen, aus denen sich Erhaltungssätze ergeben.

Die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen wird im Rahmen des Standardmodells durch die Quantenchromodynamik beschrieben. Sie erklärt mit einfachen Annahmen die bisher beobachteten Eigenschaften der stark wechselwirkenden Hadronen, die sich als aus elementaren Quarks zusammengesetzte Zustände interpretieren lassen. In der Quantenchromodynamik wird von sechs Quarksorten (up, down, charm, strange, top, bottom) ausgegangen, die als erzeugende Teilchen eines sogenannten Farbfeldes betrachtet werden. Ihnen wird ein ladungsartiger Farbfreiheitsgrad zugeordnet. Sie können in drei Farbzuständen - rot, grün oder blau - auftreten; die Antiquarks tragen entsprechend die Farbladungen antirot, antigrün bzw. antiblau. Analog zur elektromagnetischen Kraft, die zwischen den elektrischen Ladungen der Teilchen wirkt, „sieht“ die starke Wechselwirkung die Farbladungen der Quarks. Betrachtet man diese als Darstellung der Symmetriegruppe SU(3), also als Basisvektoren eines dreidimensionalen Farbraumes, ist das der Quantenchromodynamik zugrunde liegende Symmetriprinzip die Invarianz der starken Wechselwirkung gegenüber der Farbe der Quarks. Partonen, d. h. Quarks und Gluonen, wechselwirken somit aufgrund ihrer Farbladungen, aber unabhängig vom Quarktyp¹ und von der speziellen Farbe, die sie tragen.

Die Gluonen sind die den Farbfeldern zugeordneten Feldquanten. Aus den Eigenschaften der Gruppe SU(3) folgt die Existenz von acht verschiedenen Gluonen, die jeweils zwei

¹Zur experimentellen Bestätigung hierzu siehe [5].

Farbladungen tragen. Wegen ihrer eigenen Farbladung vermitteln sie nicht nur die starke Kraft zwischen den Quarks, sondern wechselwirken auch untereinander. Daraus folgt, daß bei kleinen Abständen, d. h. in hochenergetischen Bereichen, die Wechselwirkung zwischen den Quarks sehr schwach ist („asymptotische Freiheit“) und bei großen Abständen, also in niedrigerenergetischen Bereichen, sehr stark wird („Confinement“). Dieses Verhalten spiegelt sich in der impulsabhängigen starken Kopplungskonstanten $\alpha_s(p)$ wieder. Die Vorstellung von Confinement entspricht dem experimentellen Ergebnis, daß sich keine freien Quarks beobachten lassen. Sie treten nur in gebundenen, farbneutralen Zuständen, den Hadronen, auf, die durch die starke Kraft der farbigen Quarks zusammengehalten werden. Farbneutrale Teilchen können auf zwei Arten entstehen: Ein Quark-/Antiquarkpaar, das eine Farbe und die zugehörige Antifarbe trägt, bildet ein Meson; ein (Anti-)Quarktriplett, bei dem sich drei verschiedenenfarbige Quarks zu „weiß“ addieren, ein (Anti-)Baryon.

Im Experiment entziehen sich aufgrund des Confinements die Partonen (Quarks und Gluonen) bzw. ihre Farbladungen der direkten Beobachtung. Welche Eigenschaften sie besitzen, kann nur indirekt anhand des Verhaltens der Hadronen überprüft werden. Dazu kann zum Beispiel die e⁺e⁻-Annihilation bei hoher Schwerpunktsenergie betrachtet werden. Die in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ entstehenden Quarks verzweigen sich aufgrund der starken Wechselwirkung in Gluonen und weitere Quarks. Mit jeder Verzweigungsstufe verteilt sich die zur Verfügung stehende Energie auf eine größere Zahl von Teilchen, womit die Impulsüberträge zwischen den Partonen geringer werden. Damit wird die Kopplung der Teilchen stärker, bis sie schließlich zu Hadronen fragmentieren, in denen die Quarks und Gluonen vollständig gebunden sind. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung bilden die Hadronen Teilchenbündel, sogenannte Jets, die sich in Bewegungsrichtung der primären Teilchen ausbreiten und die zugrunde liegende Partonstruktur erkennen lassen. Zwei Quarks führen folglich zu zwei Teilchenbündeln. Strahlen sie noch harte Gluonen ab, entstehen weitere Jets. Damit lässt die Betrachtung der Hadronjets Rückschlüsse auf die Partonen in einem frühen Stadium des Wechselwirkungsprozesses zu, womit die Überprüfung der Quantenchromodynamik möglich ist. Die starke Kopplungskonstante α_s kann zum Beispiel aus den Wirkungsquerschnitten verschiedener Multijet-Ereignisklassen bestimmt werden. Den Vergleich von Quark- und Gluoneigenschaften ermöglicht insbesondere die Analyse von 3-Jet-Ereignissen. Dies erlaubt wichtige Tests der Quantenchromodynamik, die aufgrund der verschiedenen Farbladungen eine unterschiedliche Stärke der Wechselwirkung für Quarks und Gluonen postuliert.

Erstes Interesse bei derartigen Vergleichen gilt der Multiplizität, also der Anzahl der Teilchen, die durch Aufschauern und anschließende Fragmentation der Partonen entstehen. Theoretisch ergibt sich aus den unterschiedlichen Kopplungsstärken ein Verhältnis der Gluon- zu Quarkjet-Multiplizität von

$$\frac{\langle n \rangle_{Gluon}^{theo}}{\langle n \rangle_{Quark}^{theo}} = \frac{c_A}{c_F} (1 - 0.27\sqrt{\alpha_s} - 0.07\alpha_s)$$

mit den Konstanten $c_A = 3$ und $c_F = 4/3$. Im Grenzwert unendlicher Schwerpunktsenergie und in erster Ordnung der Kopplungskonstanten α_s lässt sich folgender Zahlenwert berechnen:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\langle n \rangle_{Gluon}^{theo}}{\langle n \rangle_{Quark}^{theo}} = \frac{9}{4}.$$

Bei der Berechnung konkreter Wirkungsquerschnitte und vieler anderer interessierender Größen stößt man in der Quantenchromodynamik auf Schwierigkeiten. Aufgrund der impulsabhängigen Kopplungskonstanten bzw. der Gluonselbstkopplung ist die in der Quantenelektrodynamik erfolgreiche störungstheoretische Entwicklung um die Kopplungskonstante nur begrenzt möglich.

Analog zur Quantenelektrodynamik kann für jede Quark-Gluon-Wechselwirkung ein Feynman-Diagramm erstellt werden. Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten erfolgt anhand dieser Feynman-Diagramme, wobei alle zwischen dem zu berechnenden Anfangs- und Endzustand möglichen Prozesse berücksichtigt werden müssen. Deren Anzahl kann beliebig groß werden, da unendlich viele Kopplungen zwischen zwei Zuständen denkbar sind. Mit jeder Ordnung der Kopplungskonstanten steigt dabei die Anzahl der möglichen Prozesse in der Quantenchromodynamik wegen der Gluonselbstwechselwirkung noch stärker als in der Quantenelektrodynamik und die Berechnung der zugehörigen Feynman-Diagramme wird komplizierter. Da in der Quantenelektrodynamik die Beiträge der Prozesse mit jeder Ordnung abnehmen, kann eine störungstheoretische Entwicklung um die Kopplungskonstante gemacht werden, womit die explizite Berechnung höherer Ordnungen nicht mehr nötig ist. In der Quantenchromodynamik wird die Kopplungskonstante aber wegen der Gluonselbstwechselwirkung mit dem Abstand der Teilchen, also bei geringeren Impulsüberträgen, sehr groß. Dies hat zur Folge, daß nur im hochenergetischen Bereich bei kleinem α_s störungstheoretische Quantenchromodynamik möglich ist. Wird α_s zu groß, liefern die Prozesse höherer Ordnungen zu große Beiträge und die Näherungen der störungstheoretischen Entwicklung stimmen nicht mehr. Die Verzweigung der Partonen im niedrigerenergetischen Bereich und ihre Fragmentation in Hadronen können daher durch die Quantenchromodynamik quantitativ nicht beschrieben werden.

Anhand experimenteller Ergebnisse sind für die Wechselwirkungen mit großem α_s Modellvorstellungen entwickelt worden, die sich zum Beispiel an statistischen Rechenmethoden orientieren [6] oder annehmen, daß Quarks und Gluonen zu ‚Bags‘, ‚Clustern‘ oder ‚Strings‘ [7, 8] zusammengefaßt werden können, deren räumliche Ausdehnung die Stärke des Farbfeldes darstellt. Zur Zeit wird einerseits versucht, diese Modelle theoretisch zu begründen, andererseits wird im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen ihre Aussagekraft beurteilt. Dies geschieht vorwiegend durch den Vergleich von realen und simulierten Ereignissen, wobei in die Monte-Carlo-Programme zur Teilchensimulation die unterschiedlichen Fragmentationsmodelle eingearbeitet werden. Hierauf wird in Kap. 4 genauer eingegangen.

2.2 Übersicht über wesentliche experimentelle Ergebnisse

Eine beeindruckende Bestätigung von Vorhersagen der Quantenchromodynamik bildete die Beobachtung von 3-Jet-Ereignissen, die 1979 die Existenz des postulierten Gluons belegten [9]. In der folgenden Zeit zeigte sich in Experimenten mit höherer Schwerpunktsenergie oder größerer Wechselwirkungsrate, daß in 3-Jet-Ereignissen auch Eigenschaften der Gluonen bzw. Unterschiede zwischen Quarks und Gluonen untersucht werden können [1].

Als erste Vergleichsgröße wurde die Multiplizität bzw. das Verhältnis von Quark- zu Gluonjet-Multiplizität betrachtet, wobei allerdings zwei Schwierigkeiten auftreten. Zum einen weisen die einzelnen Jets in einem Ereignis im allgemeinen unterschiedliche Energien auf, womit die Energieabhängigkeit der Multiplizität vergleichende erschwert. Zum anderen müssen die drei Jets als Quark- bzw. Gluonjets identifiziert werden können. Der direkte Vergleich der

Multiplizitäten ist daher nur bei einer bestimmten Topologie der 3-Jet-Ereignisse möglich. Zum Beispiel können Ereignisse mit einem hochenergetischen und zwei niederenergetischen Jets gleicher Energie betrachtet werden. Der Jet höchster Energie kann als Quarkjet interpretiert werden. Bei den beiden anderen Jets kann der Quarkjet, wenn er von einem schweren Quark abstammt, aufgrund der Fragmentation dieses Quarks in B-Mesonen (bzw. C-Mesonen) identifiziert werden, die ihrerseits anhand ihrer leptonischen Zerfallsteilchen oder ihres Sekundärvertizes erkannt werden können. Der verbleibende Jet muß dann der Gluonjet sein. Können die Jets in einem Ereignis so identifiziert werden, ist ein direkter Vergleich der Multiplizitäten der beiden niederenergetischen Jets möglich. Dies trifft jedoch nur bei einem geringen Teil aller 3-Jet-Ereignisse zu. Darüber hinaus werden auf diese Weise Ereignisse mit schweren primären Quarks ausgewählt, sodaß daraus entstehende Verzerrungen durch Betrachtung einer Vergleichsmenge von 3-Jet-Ereignissen aller Quarksorten ausgeschlossen werden müssen.

Mit diesem Verfahren wurden aus einer Million vom OPAL-Detektor aufgenommenen Daten 1175 Ereignisse ausgewählt und das folgende Verhältnis der Quark- bzw. Gluonjet-Multiplizitäten bestimmt [2]:

$$\frac{\langle n \rangle_{Gluon}}{\langle n \rangle_{Quark}} = 1.27 \pm 0.04(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.}).$$

Damit ist ein Multiplizitätsunterschied zwischen Quark- und Gluonjets erkennbar, er liegt jedoch deutlich unter dem erwarteten Wert von 9/4. Auch wenn Abschätzungen zeigen, daß das theoretische Verhältnis bei endlicher Energie und der Berücksichtigung höherer Ordnungen um etwa 10 % niedriger liegen kann, stimmen Theorie und Experiment nicht überein.

Eine andere Möglichkeit, die Eigenschaften von Quarks und Gluonen zu vergleichen, bietet die Untersuchung des Υ-Signals. Die Υ-Resonanzen bei 9.46 bzw. 10.02 GeV sind $b\bar{b}$ -Zustände, die aufgrund der Energieerhaltung nicht in zwei B-Hadronen, sondern nur in drei Gluonen zerfallen können, welche drei Gluonjets ausbilden. Diese niederenergetischen Jets sind experimentell nicht aufzulösen. Beim Durchfahren des Energiespektrums kann aber der mit Gluonen angereicherte Energiebereich der Υ-Signale mit dem Umgebungsbereich verglichen werden. Damit ist ein Vergleich der Multiplizitäten von Quark- und Gluonjets möglich. Auf diese Art wurden zum Beispiel am ARGUS-Detektor die Meson- und Baryonmultiplizitäten getrennt untersucht [3]. Es zeigte sich, daß die Mesonmultiplizität sich im betrachteten Energiebereich nicht ändert, die Baryonmultiplizität auf der Υ-Resonanz jedoch 2.5-fach erhöht ist. Dies läßt den Schluß zu, daß Gluonen bevorzugt in Baryonen fragmentieren, die Fragmentation in Mesonen bei Quarks und Gluonen dagegen gleichartig abläuft.

Diese beiden Ergebnisse geben exemplarisch den aktuellen Stand der Quark-/Gluonjetanalysen wieder. Inzwischen sind an verschiedenen Experimenten genügend große Datensets gesammelt worden, sodaß durch differenziertere Untersuchungen, wie zum Beispiel die Verteilung bestimmter Teilchen auf Quark- bzw. Gluonjets, die bisherigen Resultate überprüft und verstanden werden können. Zum Verständnis der am Υ-Signal gewonnenen Ergebnisse ist vor allem die Verteilung von Baryonen und Mesonen in Quark- bzw. Gluonjets, d. h. bei höheren Energien, interessant. Hinsichtlich der unterschiedlichen Multiplizitätsverhältnisse bei experimentellen Analysen und theoretischen Berechnungen stellt sich die Frage, inwieweit sich diese Abweichung bei einzelnen Teilchenarten wiederfindet. Unter beiden Gesichtspunkten ist das Λ-Baryon ein idealer Kandidat für weitere Untersuchungen.

Kapitel 3

Messung der Hadronproduktion aus Z^0 -Zerfällen mit dem OPAL-Detektor

Ziel der vorliegenden an Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführten Studie ist die Analyse der mit dem OPAL-Detektor aufgenommenen Daten. Der Detektor und die Kriterien zur Datenauswahl werden in diesem Kapitel beschrieben.

3.1 Der OPAL-Detektor

Der OPAL-Detektor (Omni-Purpose Apparatus for LEP) befindet sich am e^+e^- -Speicherring LEP (Large Elektron Positron collider) im europäischen Zentrum für Teilchenphysik CERN. In einem Ring von 26.7 km Umfang kollidieren Elektronen- und Positronenbündel an vier Wechselwirkungspunkten. Bei einer Schwerpunktsenergie von 91.3 GeV annihilieren die Teilchen vorwiegend zu Z^0 -Bosonen, sodaß die hohe Wechselwirkungsrate auf dem Z^0 -Pol zur Datennahme ausgenutzt wird. Mit den an den Wechselwirkungspunkten stehenden Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL sind seit der Inbetriebnahme der Anlage 1989 jeweils etwa 1.5 Millionen Z^0 -Ereignisse beobachtet worden.

Der zylindersymmetrisch aufgebaute OPAL-Detektor setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen, die den Nachweis aller Teilchenarten mit Ausnahme von Neutrinos in beinahe vollständigem Raumwinkel (97 %) ermöglichen [10]. Die für diese Analyse wichtigen Einzeldetektoren sind in ihrer Anordnung vom Wechselwirkungspunkt aus die folgenden:

- Der **Zentraldetektor** befindet sich unter 4 bar in einem Drucktank und ist von einer Magnetspule umgeben. Ein Feld von $B = 0.432$ Tesla verursacht eine Krümmung der geladenen Spuren in der $r\varphi$ -Ebene (Abb. 3.1). Der Detektor besteht aus drei einzelnen Komponenten:
 - Der **Vertexdetektor** ist eine zylindrische Driftkammer von einem Meter Länge, einem Innenradius von 8.8 cm und einem Außenradius von 23.5 cm. Er besteht in der $r\varphi$ -Ebene aus 36 Sektoren, in denen sich jeweils eine innere Lage von 12 parallel zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähten und eine äußere Lage von 6 um 4°

gegenüber der Achse gedrehten Drähten befindet. Mit dieser Anordnung wird eine Auflösung in $r\varphi$ -Ebene von $55 \mu\text{m}$ und in z -Richtung von $700 \mu\text{m}$ erreicht. Damit ist eine genaue Bestimmung des Primärvertex und der Zerfallspunkte langlebiger Teilchen möglich.

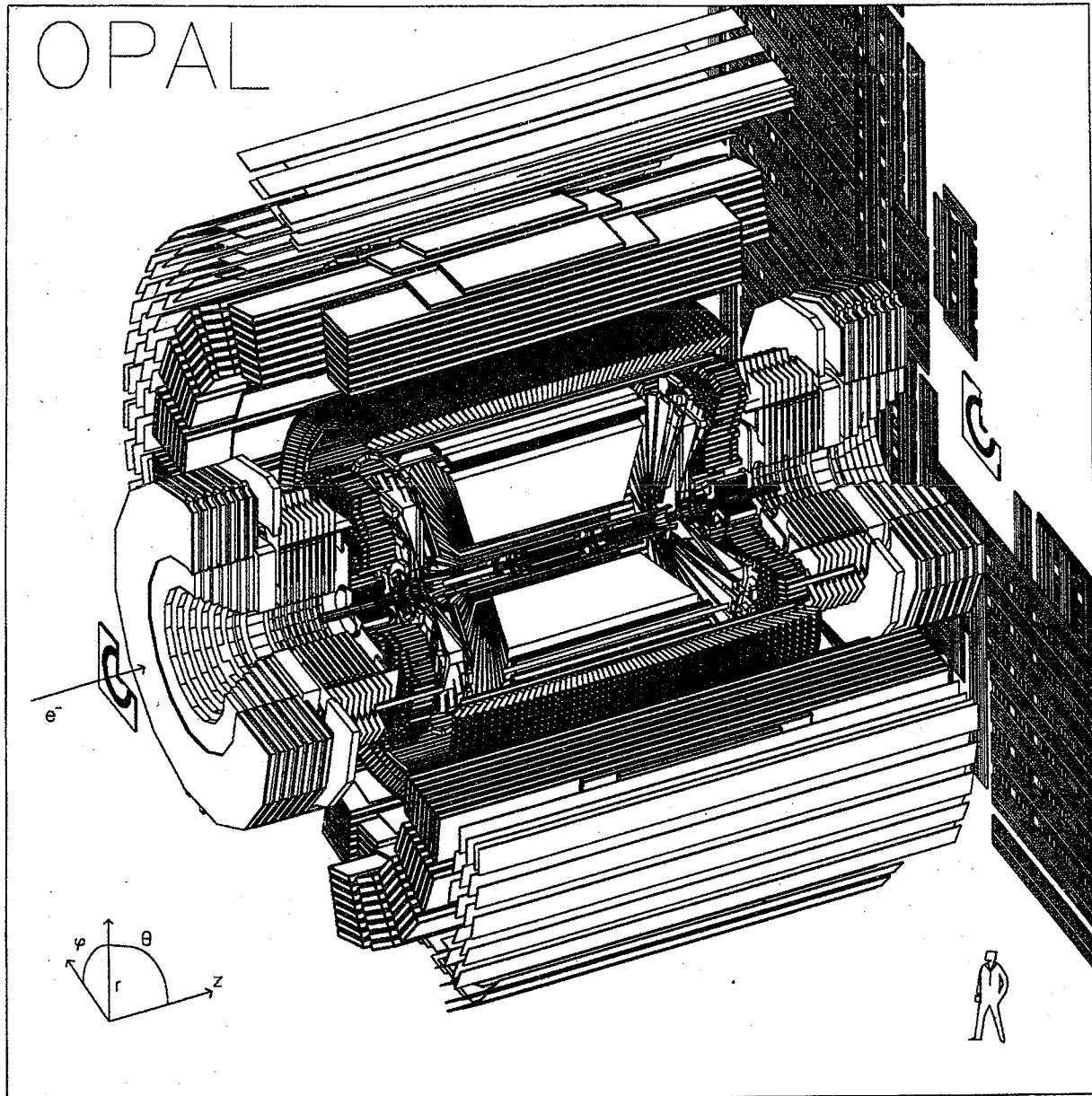


Abbildung 3.1: Der *OPAL-Detektor*

- An den Vertexdetektor schließt sich die **Jetkammer** an, die mit etwa 4 m Länge und einem Außendurchmesser von 3.7 m den überwiegenden Teil der Informationen zur Spurrekonstruktion liefert. Sie besteht aus 24 Sektoren mit jeweils 159 parallel zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähten. Zwischen den Signaldrahtebenen angeordnete Kathodendrähte erzeugen ein Driftfeld, das in der $r\varphi$ -Ebene eine Ortsmessung bis auf $135 \mu\text{m}$ erlaubt. In z -Richtung können Ortskoordinaten durch Ladungsteilung mit einer Auflösung von 6 cm bestimmt werden.
- Auf der Jetkammer befinden sich 24 **Z-Kammern**, die parallel zur Strahlachse in

8 Sektoren mit jeweils 6 Drähten senkrecht zur Strahlrichtung unterteilt sind. Diese Driftkammern erhöhen die z-Auflösung in einem Winkelbereich von $\theta = 44^\circ - 136^\circ$ auf $200 \mu\text{m}$.

- Außerhalb der Magnetspule befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter. Es besteht aus zwei Endkappen mit je 1132 Bleiglasblöcken und einem zylindrischen Teil mit 9440 Blöcken, die auf den Primärvertex ausgerichtet sind. Ein von Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelöster elektromagnetischer Schauer strahlt im Bleiglas Čerenkovlicht ab, das die Energiemessung erlaubt. Die bei einem Schauer ansprechenden benachbarten Bleiglasblöcke bilden ein ‚elektromagnetisches Cluster‘.

3.2 Datenselektion

Da kein Detektor die perfekte Rekonstruktion von Teilchenspuren ermöglicht, müssen Kriterien zur Auswahl von Ereignissen ausreichender Qualität gefunden werden. Eine derartige Selektion betrifft sowohl die mit dem OPAL-Detektor aufgenommenen Daten, wie auch generierte Multihadronereignisse, die die Detektorsimulation durchlaufen¹.

Diese Analyse basiert auf 350000 JETSET7.3 Monte-Carlo-Ereignissen und 350000 OPAL-Ereignissen aus der Meßperiode von 1991, die alle der Tokyo-Multihadron-Selektion [10], d. h. Standardkriterien zur Auswahl multihadronischer Ereignisse, genügen.

Um weiterhin eine gute Jetrekonstruktion zu gewährleisten, sollen folgende Kriterien erfüllt sein [11]:

- Geladene Spuren werden berücksichtigt, wenn sie
 - einen Transversalimpuls in der $r\varphi$ -Ebene von $p_t \geq 150 \text{ MeV}/c$ (Ausschluß von δ -Elektronen),
 - mindestens 40 der 159 möglichen Spurpunkte in der Jetkammer (gute Spurrekonstruktion),
 - einen minimalen Abstand zum korrigierten Primärvertex² in der $r\varphi$ -Ebene von $|d_0| \leq 5 \text{ cm}$ (primäre Spuren),
 - einen minimalen Abstand zum korrigierten Primärvertex in der z-Ebene von $|z_0| \leq 50 \text{ cm}$ (primäre Spuren),
 - einen Winkel θ der Spur zur Strahlachse mit $|\cos(\theta)| \leq 0.9$ (sensibler Bereich des Detektors),
 - $\chi^2 \leq 100$ (gute Spurrekonstruktion)

haben.

- Elektromagnetische Cluster werden bei einer Größe von mindestens drei benachbarten Bleiglasblöcken und mehr als 200 MeV deponierter Energie akzeptiert. Sie dürfen nicht mit geladenen Spuren assoziiert sein.

¹Auf die Datensimulation wird in Kap. 4 eingegangen.

²Da sich der Primärvertex nicht immer exakt im Nullpunkt des Koordinatensystems - das allen Ortsangaben im Detektor zugrunde liegt - befindet, müssen auf den Primärvertex bezogene Größen entsprechend korrigiert werden.

- Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn gilt:

- die sichtbare Energie beträgt mindestens 40% der Schwerpunktsenergie,
- die Vektorsumme der Impulse beträgt weniger als 40% der sichtbaren Energie,
- der Winkel der Thrustachse³ beträgt $|\cos(\theta_{thr})| \leq 0.87$,
- es gibt mindestens fünf akzeptierte geladene Spuren,
- es gibt mindestens drei akzeptierte elektromagnetische Cluster,
- kein Teilchen besitzt einen Impuls von mehr als 60 GeV/c.

Sowohl Monte-Carlo-, wie auch OPAL-Daten verhalten sich diesen Schnitten gegenüber nahezu gleich, wie aus Tab. 3.1 ersichtlich ist.

Spurschnitte		
Schnittgröße	nicht akzeptierte Spuren	
	Monte Carlo	Daten
Transversalimpuls $p_t \geq 150$ MeV/c	28.0 %	27.5 %
Anzahl der Spurpunkte ≥ 40	23.0 %	27.8 %
Abstand zum Primärvertex $d_0 \leq 5$ cm	29.4 %	32.3 %
Abstand zum Primärvertex $z_0 \leq 50$ cm	17.8 %	22.6 %
Winkel zur Strahlachse $ \cos(\theta) \leq 0.9$	8.7 %	14.2 %
$\chi^2 \leq 100$	0.4 %	0.5 %
Summe der akzeptierten Spuren	57.9 %	53.2 %

Ereignisschnitte		
Schnittgröße	verworfene Ereignisse	
	Monte Carlo	Daten
Sichtbare Energie $E_{vis} \geq 0.4 \cdot E_{CM}$	2.3 %	3.3 %
Vektorsumme der Impulse $\leq 0.4 \cdot E_{vis}$	1.3 %	2.1 %
$ \cos(\theta_{thrust}) \leq 0.87$	13.5 %	13.3 %
Anzahl der gel. Spuren ≥ 5	1.0 %	1.1 %
Anzahl der Cluster ≥ 3	7.2 %	8.1 %
Impuls eines Teilchens $p_{max} \leq 60$ GeV	0.5 %	0.4 %
Summe der akzeptierten Ereignisse	78.5 %	77.2 %

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der benutzten Selektionsschnitte

³Der Thrust $T(\hat{n}) = \max \frac{\sum_i |\vec{p}_i| \hat{n}}{\sum_i |\vec{p}_i|}$ gibt die Richtung \hat{n} an, bezüglich der die Summe der Longitudinalimpulse aller Teilchen maximal ist.

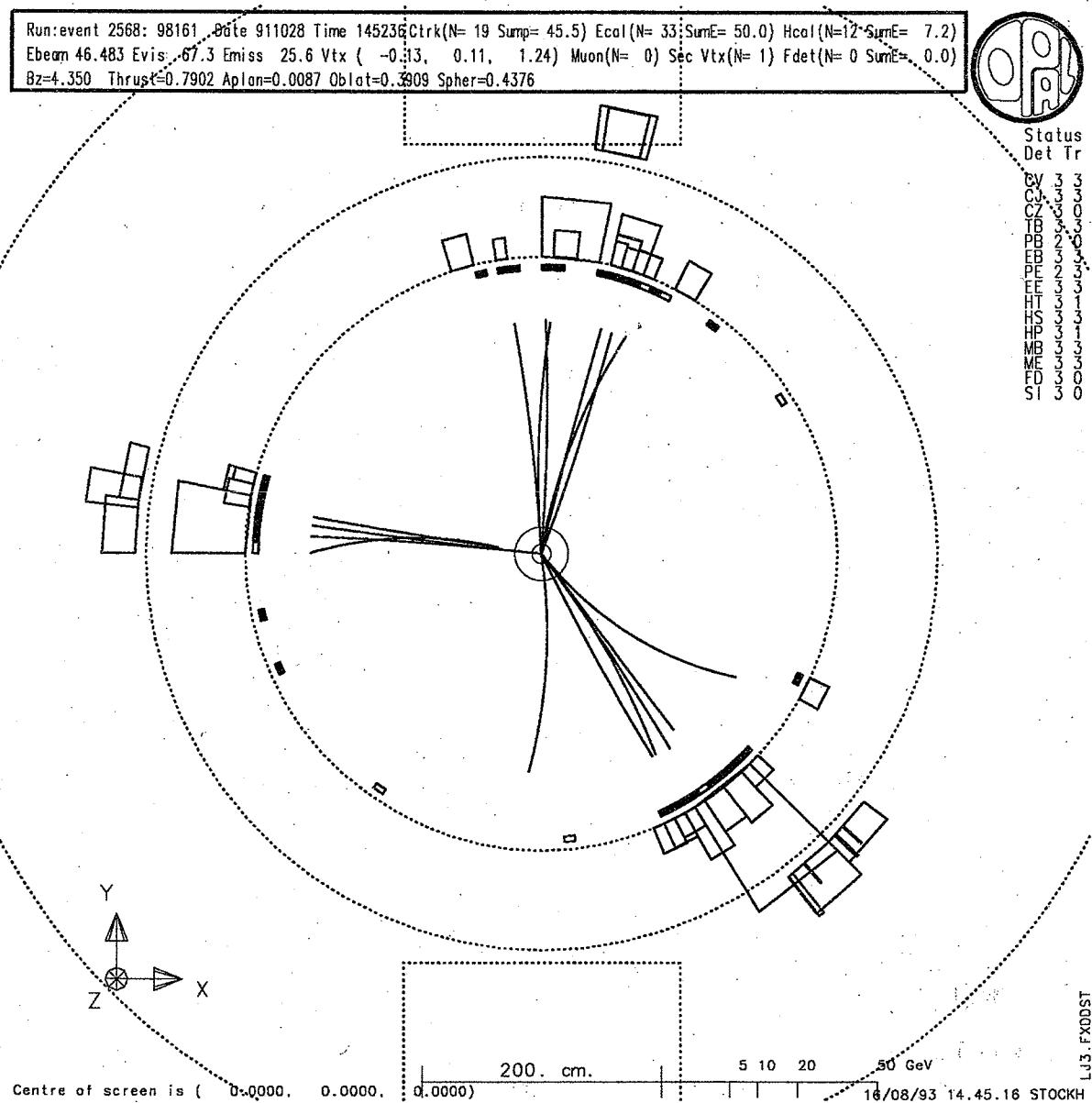


Abbildung 3.2: Mit dem OPAL-Detektor aufgenommenes 3-Jet-Ereignis. Die drei Jets liegen deutlich voneinander getrennt in der x-y-Ebene. Im linken Jet ist der Sekundärvertex eines Λ -Zerfalls mit den Spuren der beiden Zerfallsteilchen gut zu erkennen. Die stärker gekrümmte Spur ist die Pionspur, die andere Spur ist die des Protons.

Kapitel 4

Die Simulation von OPAL-Messungen

Monte-Carlo-Daten sind entscheidende Hilfsmittel zur Interpretation experimentell gewonnener Ergebnisse, wie gerade aus dieser Studie deutlich hervorgeht. Die Simulation multihadronischer Ereignisse geschieht in zwei Schritten: zuerst wird ein Ereignis generiert, dann erfolgt die Detektorsimulation. Für beide Stufen gibt es Programmpakete, die den experimentellen Gegebenheiten angepaßt sind.

4.1 Der Ereignisgenerator JETSET

Im allgemeinen gibt es verschiedene Möglichkeiten multihadronische Ereignisse zu erzeugen. Betrachtet man Abb. 4.1, lassen sich bei dem schematisch dargestellten Ereignis mehrere Bereiche unterscheiden, die sich aus dem bisherigen theoretischen Verständnis ergeben (siehe Kap. 2.1).

- Im Prozess $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ in Bereich I wirken elektroschwache Kräfte. Sie sind für die Fragestellung dieser Arbeit nicht weiter relevant; eine Beschreibung findet sich in [12].
- In Bereich II findet die Verzweigung der beiden primären Quarks in weitere Partonen statt, die durch störungstheoretische Quantenchromodynamik beschrieben wird (Kap. 2.1). Zur Behandlung dieser Prozesse gibt es zwei Ansätze.

Bei der Matrixelement-Methode werden Feynman-Diagramme berechnet. Dieses exakte Verfahren führt für höhere Ordnungen schnell zu komplizierten Rechnungen, die bisher nur bis zur zweiten Ordnung in α_s durchgeführt werden konnten. Das entspricht dem Vorhandensein von maximal vier Partonen, also einem 4-Jet-Ereignis. Ereignisse mit fünf und mehr Jets, die auch beobachtet werden, können mit diesem Ansatz nicht mehr beschrieben werden. Zudem macht sich das relativ große α_s durch schlechtes Konvergenzverhalten bemerkbar.

Das Partonschauermodell benutzt die ‚leading logarithm approximation‘ (LLA), bei der nur führende Terme der störungstheoretischen Entwicklung, sowie weitere logarithmische Korrekturen (modified LLA, next-to-LLA) betrachtet werden [12, 13]. Damit

ist die Erzeugung einer beliebigen Anzahl von Partonen möglich. Alle beobachteten Multijet-Ereignisse werden gut beschrieben; ein konkreter Wechselwirkungsprozess, wie zum Beispiel die Abstrahlung genau eines harten Gluons von einem primären Quark, kann mit den Näherungen dieses Modells jedoch nicht behandelt werden.

- Im Bereich III fragmentieren die farbigen Partonen in primäre farblose Hadronen. Dies ist mit störungstheoretischer Quantenchromodynamik nicht mehr zu berechnen, so daß dieser Bereich durch phänomenologische Modelle beschrieben werden muß.
- Der Bereich IV beinhaltet den Zerfall instabiler primärer Hadronen, der vorwiegend durch experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse bekannt ist [14].

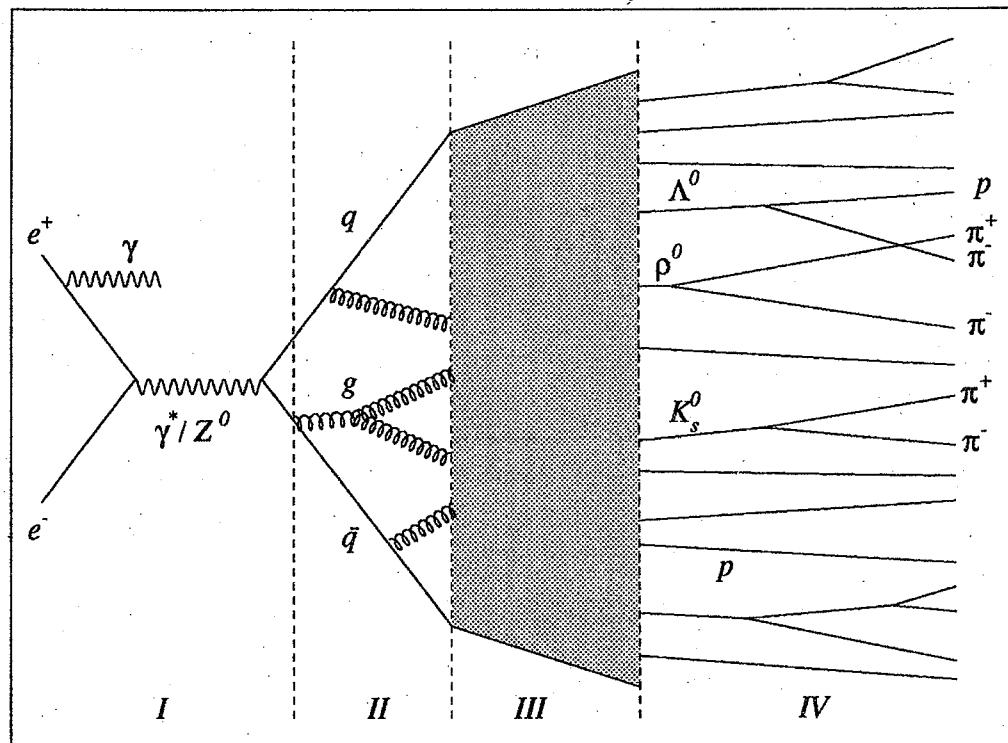


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer e^+e^- -Vernichtung

In dieser Studie wird zur Generation multihadronischer Ereignisse das Modell JETSET7.3 verwendet, ein Lund-Monte-Carlo-Programm [15]. JETSET benutzt im Bereich II ein Schauermodell, im Bereich III String-Fragmentation. Diesem Fragmentationsansatz liegt die Vorstellung sogenannter Strings zugrunde, die sich zwischen Quark und Antiquark ausbilden. Ähnlich einem Gummiband, dessen Spannung beim Auseinanderziehen größer wird, bis es reißt, repräsentiert der String das Farbfeld zwischen den beiden Quarks. Der Vorstellung des Confinements entsprechend wächst mit dem Abstand der Quarks die Feldenergie, bis sie zur Bildung eines neuen Quark-/Antiquarkpaars ausreicht, der String folglich aufbricht. Jeder

String stellt einen farblosen Singulettzustand dar, womit die Kompensation der Farbladungen beider Quarks gefordert wird. Die zwei Farbladungen tragenden Gluonen sind in diesem Bild zwischen den Quarks in den String eingebettet.

Beim Hadronisierungsprozeß bricht der String unter Berücksichtigung der kinematischen Erhaltungssätze in farblose Stücke, auf die sich Energie und Impuls der Quarks und Gluonen verteilen. Diese Fragmente werden als Mesonen bzw. Baryonen interpretiert [12].

Verglichen mit anderen Generatoren zeichnet sich JETSET durch eine große Zahl von Parametern aus, durch deren Änderung die Ereignisgenerierung beeinflußt werden kann. Sie stellen ein System von Reglern dar, das eine möglichst feine Anpassung der simulierten Ereignisse an die experimentell gewonnenen Daten ermöglicht. Nur zum Teil besitzen diese Parameter eine direkte physikalische Interpretation, sodaß in Frage gestellt werden kann, ob JETSET von allen Generatoren die beste Simulation des Hadronspektrums erzeugt, weil das Modell der String-Fragmentation die Realität richtig beschreibt oder weil so zahlreiche Anpassungsmöglichkeiten vorhanden sind. Unabhängig davon wird JETSET deshalb wegen der guten Simulation der Detektordaten üblicherweise benutzt, wenn sich auch mit einem Parametersatz bisher nicht alle Teilchenspektren zugleich exakt simulieren lassen.

4.2 Die Detektorsimulation

Die von JETSET erzeugten Hadronen werden von dem Detektorsimulationsprogramm GOPAL (Geant OPAL) [16] weiter verarbeitet. GOPAL basiert auf dem Programm paket GEANT [17], das Geometrie, Materialverteilung und Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor simuliert. Unter Berücksichtigung aller bekannten systematischen Effekte und der Detektorauflösung simuliert GOPAL damit die Signale, die die Teilchen bei einem Detektor-durchflug auslösen würden. So erzeugt das Monte-Carlo-Ereignis die gleichen Signale wie ein mit dem OPAL-Detektor aufgenommenes.

4.3 Die Spurrekonstruktion

Nach dem realen bzw. simulierten Detektordurchlauf werden die Monte-Carlo-Ereignisse genau wie OPAL-Ereignisse behandelt. Die weitere Auswertung erfolgt mit dem Rekonstruktionsprogramm ROPE (Reconstruction of OPAL Events), das aus den Detektorsignalen Teilchenspuren, also aussagekräftige Größen wie Ortskoordinaten, Impulse etc. rekonstruiert [18]. Damit besitzen die Datensätze der Monte-Carlo- und der OPAL-Ereignisse in ihrer endgültigen Form denselben Aufbau, was die Analyse und den Vergleich beider Datenmengen vereinfacht. Die Monte-Carlo-Daten sind um die zusätzlichen Informationen, die aus dem Ereignisgenerator zur Verfügung stehen, erweitert, sodaß diese bei Betrachtung der simulierten Daten benutzt werden können.

Kapitel 5

Die Rekonstruktion von Jets und Λ -Signalen

Die in Kap. 6 vorgestellte Methode zur Bestimmung der Λ -Rate in Quark- bzw. Gluonjets beinhaltet zwei Rekonstruktionsverfahren, die sowohl zur Analyse der Monte-Carlo-Daten, als auch der OPAL-Ereignisse benutzt werden. Beides sind in sich geschlossene Verfahren, die in diesem Kapitel behandelt werden.

5.1 Der Jetfinder-Algorithmus

Voraussetzung für die Analyse von Multijet-Ereignissen ist die Zuordnung der Teilchen zu Jets, wofür es etablierte Verfahren, sogenannte Jetfinder-Algorithmen gibt. Diesen liegt im allgemeinen ein Schema zur Teilchenrekombination und ein dimensionsloser Abschneideparameter y_{cut} , der einer endlichen Auflösung entspricht, zugrunde.

Das zur Zeit hauptsächlich verwendete und am besten theoretisch zu begründende Verfahren ist der DURHAM-Algorithmus [19]. Er kann als eine Weiterentwicklung des ähnlichen (aber theoretisch nicht so gut zu interpretierenden) JADE-Algorithmus [20] betrachtet werden. Beide Methoden besitzen den gleichen Aufbau:

- Ein Teilchen i wird mit allen anderen Teilchen j kombiniert und der skalierte Transversalimpuls (DURHAM) bzw. die skalierte invariante Masse (JADE) berechnet:

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos(\theta_{ij}))}{E_{vis}^2} \quad (\text{DURHAM}) \quad \text{bzw.}$$

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j(1 - \cos(\theta_{ij}))}{E_{vis}^2} \quad (\text{JADE}),$$

wobei θ_{ij} der Winkelabstand der beiden Teilchen i und j und E_{vis} die Summe der Energie aller Teilchen ist.

- Die beiden Teilchen mit dem geringsten Wert für y_{ij} werden zu einem sogenannten Pseudoteilchen kombiniert. Dessen Viererimpuls wird nach einem von vier üblichen Verfahren berechnet, dem P-, P0-, E- oder E0-Schema [21, 22]. Diese Verfahren unterscheiden sich bei Betrachtung der Jetbündelung bei Monte-Carlo-Daten durch unterschiedliche Hadronisierungskorrekturen, d. h. die Jetrate auf Parton- und Hadronebene stimmen (innerhalb einiger Prozent) mehr oder weniger genau überein. Das Prinzip des Jetfinder-Algorithmus ist davon jedoch unabhängig.

In dieser Arbeit wird das E0-Schema benutzt, das die geringsten Unterschiede in den Jetraten vor und nach der Hadronisierung aufweist. Der Viererimpuls des Pseudoteilchens k ergibt sich damit aus den Impulsen der Teilchen i und j zu

$$p_k = p_i + p_j$$

- Das Pseudoteilchen wird dann wiederum mit allen übrigen Teilchen kombiniert und das nächste Paar mit kleinstem Wert für y_{ij} gesucht.
- Dieses Schema wird wiederholt, bis der Wert des Abschneideparameters erreicht ist, d. h. bis

$$y_{ij} \geq y_{cut} = \frac{M_{jet}^2}{s},$$

wobei M_{jet} die maximale invariante Masse des Jets ist, s das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Die an diesem Punkt noch vorhandenen Pseudoteilchen werden als Jets mit entsprechendem Viererimpuls interpretiert.

In dieser Analyse wurde vorwiegend das Rekombinationsschema des DURHAM-Algorithmus benutzt. An einigen Stellen wurde zur Überprüfung der Ergebnisse zusätzlich auf den JADE-Algorithmus zurückgegriffen.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß in der Wahl des Zahlenwerts für den Abschneideparameter y_{cut} eine gewisse Willkür liegt. Der y_{cut} -Wert legt im Grunde genommen eine Grenze dafür fest, daß in einem Ereignis nahe beieinander liegende Jets noch aufgelöst werden. Ein höherer Wert läßt eine geringere Zahl von Jets zu, da viele Iterationen durchgeführt, also viele Teilchen kombiniert werden, bis die Abbruchbedingung erreicht wird. Ein extrem niedriger Wert kann letztendlich dazu führen, daß überhaupt keine Teilchen kombiniert werden, also jedes einen eigenen Jet bildet. Es zeigt sich, daß mittlere Werte für y_{cut} , die etwa invarianten Jetmassen von 5 - 15 GeV entsprechen, eine sinnvolle Bündelung der Teilchen gewährleisten. Hier wird für den DURHAM-Algorithmus $y_{cut}=0.005$ und den JADE-Algorithmus $y_{cut}=0.03$ benutzt. Beides sind Standardwerte, deren unterschiedliche Zahlenwerte sich aus den verschiedenen Kombinationsalgorithmen ergeben.

Die Wahl des Abschneideparameters stellt aber nicht nur ein technisches Problem dar, sondern spiegelt auch die physikalische Situation wieder. Aus dem oben Gesagten wird verständlich, daß nicht eindeutig entschieden werden kann, ob ein Ereignis zum Beispiel als 3-Jet-Ereignis richtig identifiziert wird oder nicht. Es ist generell sinnlos in diesem Fall von „echten“ 3-Jet-Ereignissen zu sprechen, da jedes Ereignis in dem Stadium seiner Entwicklung, in dem eines der primären Quarks gerade ein Gluon abgestrahlt hat, ein 3-Jet-Ereignis bildet. Das Gluon fragmentiert und kann einen Jet bilden, wobei der Übergang von energiereichen Gluonen, die einen deutlich getrennten Jet bilden, zu energieärmeren, deren Tochterteilchen in einen Quarkjet integriert werden, fließend ist. Ob ein eigenständiger Gluonjet vorhanden ist (oder noch weitere Partonen Jets bilden), hängt allein von der Auflösung

ab, mit der die Jets betrachtet werden. Mit der Wahl des y_{cut} -Wertes wird deshalb eine Art ‚Definition‘ für Multijet-Ereignisse gefunden. Absolute Aussagen zu Eigenschaften der Jets müssen folglich auf den gewählten y_{cut} -Wert bezogen werden. Liegt jedoch einmal eine Grenze für die Auflösung fest, können Multijet-Ereignisse untereinander, Jets innerhalb einer Multijet-Ereignisklasse bzw. experimentelle Ergebnisse mit theoretischen Voraussagen sinnvoll verglichen werden.

5.2 Die Rekonstruktion des Λ -Signals

Das Λ besitzt folgende Zerfallskanäle:

$$\Lambda \rightarrow p\pi^- (64.1 \pm 0.5 \%)$$

$$\Lambda \rightarrow n\pi^0 (35.7 \pm 0.5 \%).$$

(In Klammern ist jeweils das Verzweigungsverhältnis angegeben.)

Bei einer mittleren Fluglänge von $\gamma c\tau$ mit $c\tau = 7.89$ cm und einem Faktor γ von 2 - 3 findet ein großer Teil der Zerfälle im sensiblen Detektorvolumen deutlich vom Primärvertex getrennt statt.

Für den ersten Zerfallskanal in zwei geladene Teilchen können Sekundärvertizes, sogenannte V^0 -Ereignisse, gefunden werden, die die Rekonstruktion des Λ -Signals ermöglichen.¹ Dazu existiert eine in [23] ausführlich beschriebene Methode, die im Hinblick auf die Analyse einzelner Jets in einem Punkt variiert werden muß: Die für die Tochterteilchen des Λ geforderten Z-Kammer-Signale dürfen nicht verlangt werden, da dadurch der Polarwinkel, in dem Λ -Kandidaten gefunden werden können, auf $|\cos(\theta)| \leq 0.7$ beschränkt würde. Würden ausschließlich in diesem Winkelbereich Jets rekonstruiert, wäre ein Großteil von Ereignissen falsch klassifiziert, da Jets, die nahe an der Strahlachse liegen, nicht betrachtet würden. So könnten zum Beispiel 3-Jet-Ereignisse fälschlich als 2-Jet-Ereignisse interpretiert werden.

Werden keine Z-Kammer-Signale gefordert, ist der zu betrachtende Bereich nur durch die Detektorgeometrie auf $|\cos(\theta)| \leq 0.9$ beschränkt. Damit verbleibt ein für die Jetanalyse akzeptables Volumen. Dies wird durch eine etwas schlechtere Massenauflösung des Λ -Signals und höheren Untergrund erkauft, was aber bei der vorliegenden Analyse vorerst toleriert werden muß.

Damit sieht die Λ -Rekonstruktion folgendermaßen aus:

- Jede Spur muß gewissen Qualitätskriterien genügen ($p_t \geq 150$ MeV/c, $|\cos(\theta)| \leq 0.9$, mehr als 40 Spurpunkte in der Jetkammer, $\chi^2 \leq 50$)².
- Spuren verschiedener Ladung werden kombiniert, wobei die Spur mit größerem Impuls als Protonspur aufgefaßt wird.

¹Unter Λ ist im folgenden jeweils Λ und $\bar{\Lambda}$ zu verstehen. Entsprechend muß dann π^- als π^+ und p als \bar{p} aufgefaßt werden.

²Die Schnittgrößen wurden bereits in Kap. 3.2 erläutert.

- Bezuglich des korrigierten Primärvertex wird von der ‚Pionspur‘ ein Minimalabstand $|d_0| \geq 3$ mm, von der ‚Protonspur‘ $|d_0| \geq 1$ mm verlangt.
- Weiterhin müssen beide Spuren im radialen Abstand von $R = 1 - 150$ cm vom Primärvertex einen Kreuzungspunkt haben.
- Der rekonstruierte Impuls der Λ -Kandidaten sollte innerhalb eines Winkels $|\delta| \leq 2^\circ$ auf den Primärvertex zeigen.
- Sowohl die ‚Pion‘-, als auch die ‚Protonspur‘ dürfen höchstens 5 cm vor dem rekonstruierten Sekundärvertex den ersten gemessenen Spurpunkt haben.
- Zur Identifizierung der Pionen bzw. Protonen werden für beide Spuren Informationen über den mittleren Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ herangezogen.
- Um Photonkonversionen auszuschließen, wird bei Elektron-Positron-Hypothese eine invariante Masse der beiden Kandidaten-Spuren von $m_{ee} \geq 40$ MeV/ c^2 verlangt.

Mit diesen Kriterien ergibt sich eine Verteilung der invarianten Masse der Λ -Kandidaten, wie sie in Abb. 5.1 zu sehen ist.

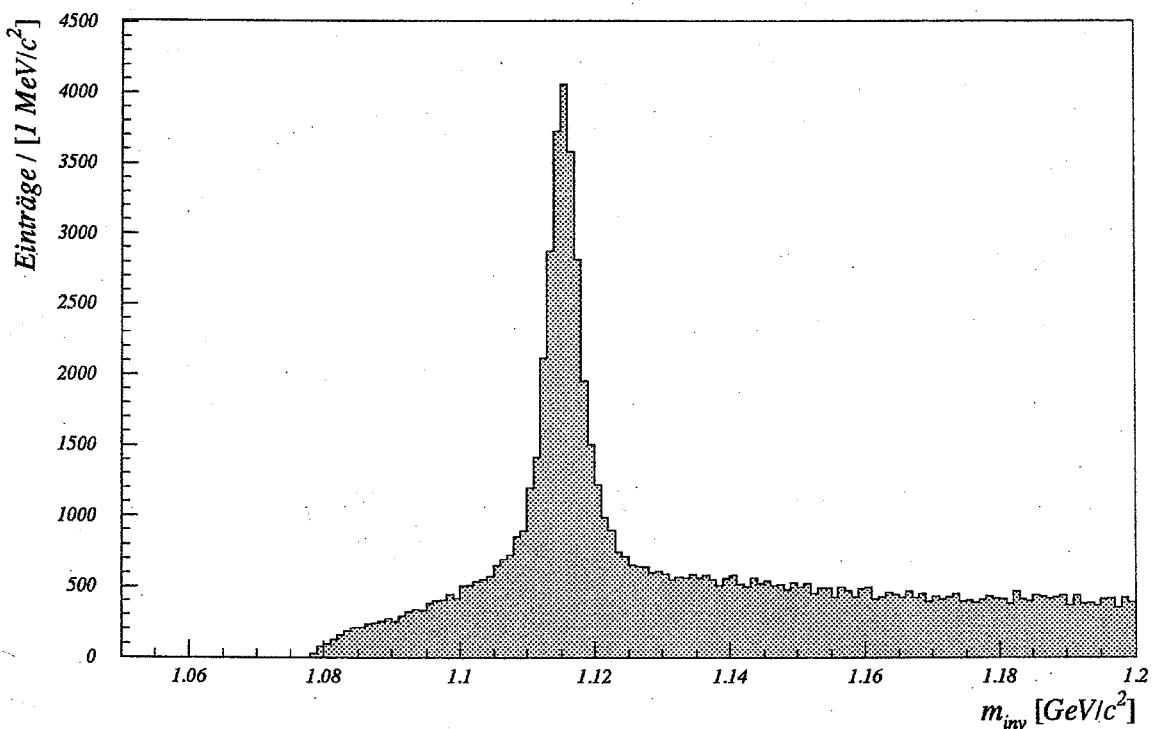


Abbildung 5.1: *Pion-Proton-Massenspektrum, 1991 OPAL-Daten, 350000 Ereignisse*

Der im Massenspektrum vorhandene Untergrund besteht vorwiegend aus kombinatorischem Untergrund, sowie aus fehlidentifizierten K_s^0 , die mit den benutzten Qualitätsschnitten nicht vollständig vom Λ -Signal getrennt werden können.

Er kann durch eine Funktion der Form

$$F(m_{\pi p}) = (1 - e^{-a_1(m_{\pi p} - 1.077)})(a_2 - a_3 m_{\pi p})$$

beschrieben werden, die mit den Parametern a_1, a_2, a_3 in den Energiebereichen um das Λ -Signal (1.080 - 1.115 GeV bzw. 1.125 - 1.200 GeV) dem Spektrum angepaßt wird. Das Λ -Signal wird nach Subtraktion des Untergrundes innerhalb eines Massenfensters von ± 12 MeV (1.103 - 1.127 GeV) um die Λ -Masse ausgezählt.

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Daten läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des Λ bestimmen:

$$\varepsilon_\Lambda(p) = \frac{\text{Anzahl der rekonstruierten } \Lambda(p)}{\text{Anzahl der generierten } \Lambda(p)}$$

Um die Impulsabhängigkeit von ε_Λ zu berücksichtigen [23], wird die Nachweiswahrscheinlichkeit jeweils für einzelne Impulsintervalle bestimmt.

Damit sind die ‚Werkzeuge‘ bereitgestellt, um im folgenden Kapitel die Methode zur Untersuchung der Λ -Produktion in Jets zu beschreiben.

Kapitel 6

Die Methode zur Bestimmung der Λ -Verteilung in Jets

Zur Bestimmung der Λ -Verteilung in Quark- bzw. Gluonjets muß zum einen das Λ -Signal analysiert werden, zum anderen müssen die in einem Ereignis vorhandenen Jets rekonstruiert und identifiziert werden. Die Λ -Rekonstruktion und der Algorithmus zur Jetbildung wurden bereits in Kap. 5 beschrieben. Beides sind bekannte und getestete Verfahren. Damit bleibt das Problem, Quark- von Gluonjets zu unterscheiden. Wie dies geschehen kann, soll anhand der hier interessierenden 3-Jet-Ereignisse erklärt werden.

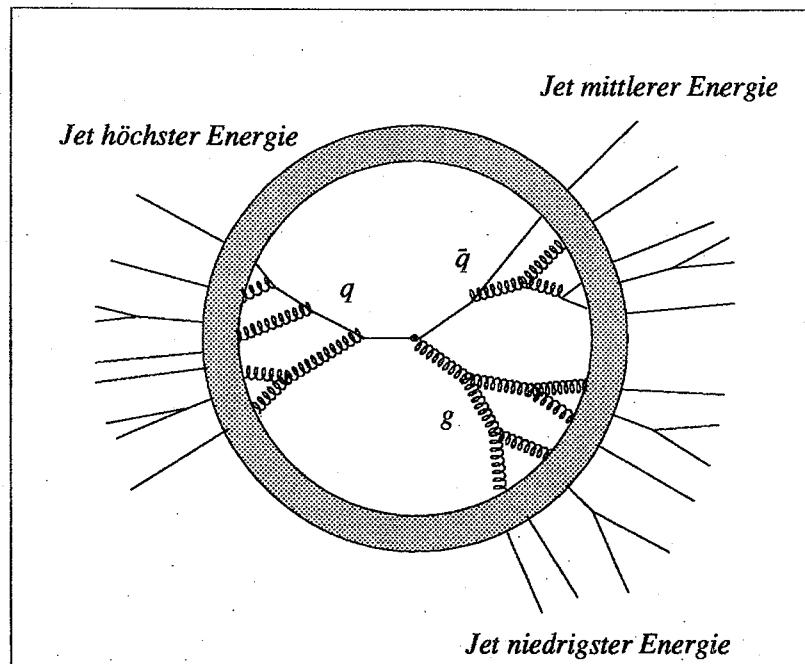


Abbildung 6.1: Ideales 3-Jet-Ereignis, Parton- und Hadronebene

Ein ideales 3-Jet-Ereignis könnte etwa wie in Abb. 6.1 dargestellt aussehen. Das aus der e^+e^- -Reaktion entstandene Z^0 zerfällt in ein Quark-/Antiquarkpaar. Die beiden Teilchen bewegen sich mit entgegengesetztem Impuls vom Wechselwirkungspunkt weg, wobei ein Quark ein hartes Gluon abstrahlt. Diese drei Partonen strahlen weitere weiche Gluonen ab, die sich in Richtung der drei primären Partonen bewegen. Dadurch erhält das Ereignis die 3-Jet-Struktur, die während der Fragmentation erhalten bleibt und auch auf Hadronenebene zu erkennen ist. Wie in Kap. 2 beschrieben, wird im hochenergetischen Bereich das Verzweigungsverhalten durch störungstheoretische QCD beschrieben. Der nicht berechenbare Ablauf der Wechselwirkungsprozesse im Bereich niedriger Energie und der Fragmentation ist in Abb. 6.1 durch das grau unterlegte Feld angedeutet.

Aus den Hadronspuren können mit Hilfe des Jetfinder-Algorithmus die drei Jets rekonstruiert werden. Im Idealfall sollten in 3-Jet-Ereignissen die beiden energiereichen Jets Quarkjets sein. Der energieärmste Jet sollte von dem harten Gluon abstammen, da die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark ein höherenergetisches Gluon abstrahlt, verschwindend gering ist. Derartige Ereignisse, die Fehlzuordnungen einzelner Teilchen und die endliche Auflösung führen dazu, daß Jets nicht immer anhand ihrer Energie richtig erkannt werden. Ihre Reinheit, d. h. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Jets richtig zugeordnet werden, kann anhand der Monte-Carlo-Daten bestimmt werden.

6.1 Allgemeine Diskussion des Verfahrens

Die hier benutzte Methode läßt sich in zwei Teile gliedern. Zuerst müssen die Monte-Carlo-Daten auf Generatorebene untersucht werden, um Auskunft über die Struktur der 3-Jet-Ereignisse und die Reinheit der Jets, sowie die vom Monte-Carlo-Generator erzeugte Verteilung der Λ zu erhalten. Im zweiten Teil muß festgestellt werden, wie die Ereignisse nach einem simulierten Detektordurchlauf aussehen. Damit läßt sich die Effizienz des Verfahrens bestimmen, mit der die Analyse der Detektordaten in Angriff genommen werden kann.

6.2 Generatorebene

Ziel der Monte-Carlo-Analyse auf Generatorebene ist es, genaue Auskunft über das Aussehen der 3-Jet-Ereignisse in der Monte-Carlo-Welt zu bekommen. Speziell interessiert hierbei die Identifikation der Quark- bzw. Gluonjets. Wie bereits in Kap. 4 erläutert, ist der Übergang vom Parton- zum Hadronniveau selbst bei simulierten Teilchen nicht eindeutig, sondern nur durch phänomenologische Modelle gegeben. An gleicher Stelle wurde ebenfalls das String-Modell, das in dem hier verwendeten Monte-Carlo-Generator JETSET benutzt wird, beschrieben. Dort werden als Verbindung zwischen Parton- und Hadronniveau Strings benutzt, womit die konkrete Information verloren geht, welches Parton Elternteilchen eines Hadrons ist. Weiterhin ist es bei den in JETSET generierten Partonschauern nicht möglich, die drei primären Partonen zu erkennen. Dazu müßte ein Matrixelement-Algorithmus verwendet werden, mit dem die Feynman-Graphen für genau drei primäre Teilchen exakt berechnet werden können. Da JETSET jedoch der Standard-Generator ist, der zur Zeit die e^+e^- -Ereignisse am besten beschreibt, wird er hier benutzt. Es zeigt sich, daß auch so die Entwicklung eines Jets folgendermaßen nachvollziehbar ist:

In jedem Ereignis werden die vorhandenen Hadronspuren zuerst mit dem Jetfinder-Algorithmus zu Jets gebündelt. Dann werden die 3-Jet-Ereignisse ausgewählt. Bei diesen

werden nun die Partonen zu Jets zusammengefaßt. Dabei wird kein fester Wert für y_{cut} benutzt, sondern erzwungen, daß alle 3-Jet-Ereignisse auf Hadronebene ebenfalls zu 3-Jet-Ereignissen auf Partonebene gebündelt werden. Für festes y_{cut} ist dies schon bei 80% der Ereignisse der Fall. Bei den restlichen Ereignissen werden Jets aus kollinearen Gluonen entweder nur auf Hadron-Ebene und nicht auf Parton-Ebene, oder nicht auf Hadron-Ebene, aber auf Parton-Ebene aufgelöst. Sowohl die fälschlich getrennten, wie auch die nicht aufgelösten Jets werden schon bei geringer Verschiebung der Auflösungsgrenze ebenfalls richtig erkannt. Um eine größere Datenmenge betrachten zu können, ist daher gerechtfertigt, diese Ereignisse auch auf Parton-Ebene zu 3-Jet-Ereignissen zu bündeln. Dieses Vorgehen wird im folgenden anhand der Verteilungen der Energie- und Winkeldifferenzen bestätigt.

Die drei Jets werden jeweils nach ihrer Energie sortiert und gemäß dieser Energieordnung die Parton- den Hadronjets zugeordnet. Diese Zuordnung wird durch die Verteilung der Energiedifferenz und der Winkel zwischen den Jetpaaren bestätigt. Wie in Abb. 6.2 zu sehen ist, stimmen die Energien der beiden Jets jeweils gut überein. Man erkennt eine Verteilung um $\Delta E = 0$, die mit Abnahme der Jetenergie breiter wird. Dies ist verständlich, da Jets aus harten Partonen auch nach der Fragmentation eng gebündelt sind, während Teilchen aus breiten, energiearmen Jets eher dem falschen Jet zugeordnet werden.

In Abb. 6.3 ist die Verteilung des Winkelabstandes der beiden Jets für jedes Jetpaar dargestellt. Wieder nimmt die Verschmierung mit der geringer werdenden Jetenergie zu. Was jedoch auffällt, sind Histogrammeinträge bei etwa 180° ($\cos(\theta) \approx -1$) Winkelabstand für die beiden hochenergetischen Jets. Diese sind dadurch zu erklären, daß die beiden härteren Jets, wenn sie nahezu gleiche Energie haben, gelegentlich vertauscht einander zugeordnet werden. Der Jet höchster Energie auf Hadron-Ebene wird auf Parton-Ebene nur als zweithärtester Jet erkannt und umgekehrt. Da die Jets beide als Quarkjets interpretiert werden, ist diese Fehlzuordnung insgesamt irrelevant.

Im nächsten Schritt muß die Reinheit der Jets bestimmt werden. Dazu wird in jedem Jet nach einem primären Quark gesucht. Quarks aus Partonschauern ($g \rightarrow q\bar{q}$) werden ignoriert. Wird in einem Jet kein Quark gefunden, wird er als Gluonjet klassifiziert. Damit ergibt sich die Reinheit (d. h. der Teil der energieordneten Jets, die richtig identifiziert sind) der beiden höherenergetischen Jets als Verhältnis der tatsächlich von einem Quark abstammenden Jets zu denen entsprechender Energieordnung und die Reinheit des weichen Jets aus dem Verhältnis aller Jets, die primär ein Gluon aufweisen, zu denen niedrigster Energie.

Anschließend kann durch Auszählen der Λ in jedem Jet die Λ -Rate für Quark- und Gluon-jets getrennt bestimmen werden.

6.3 Detektorebene

Im zweiten Schritt der Analyse muß untersucht werden, welcher Anteil der primären Teilchen und Jets im Detektor gemessen wird. Dazu müssen in jedem Ereignis die Spuren einerseits zu Jets gebündelt werden, andererseits müssen die Λ -Kandidaten rekonstruiert werden. Dabei ergibt sich als grundsätzliche Schwierigkeit, daß für eine optimale Anwendung beider Algorithmen unterschiedliche, zum Teil konträre Qualitätsschnitte verlangt werden müßten.

In Kap. 3.2 wurden bereits die Kriterien der Datenselektion beschrieben. Wie dort erläutert, werden verschiedene Schnitte zur Auswahl gut rekonstruierter Ereignisse gemacht. Hier soll nur noch auf die Einschränkung des Raumwinkels durch Qualitätsschnitte eingegan-

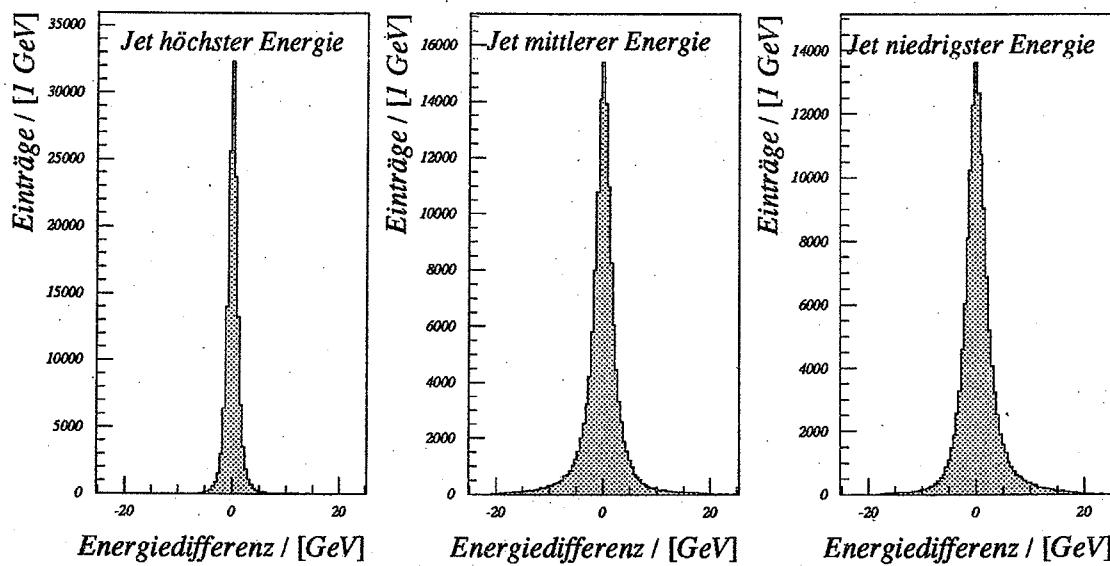


Abbildung 6.2: Energiedifferenz zwischen Hadron- und zugeordnetem Partonjet, 137168 3-Jet-Ereignisse

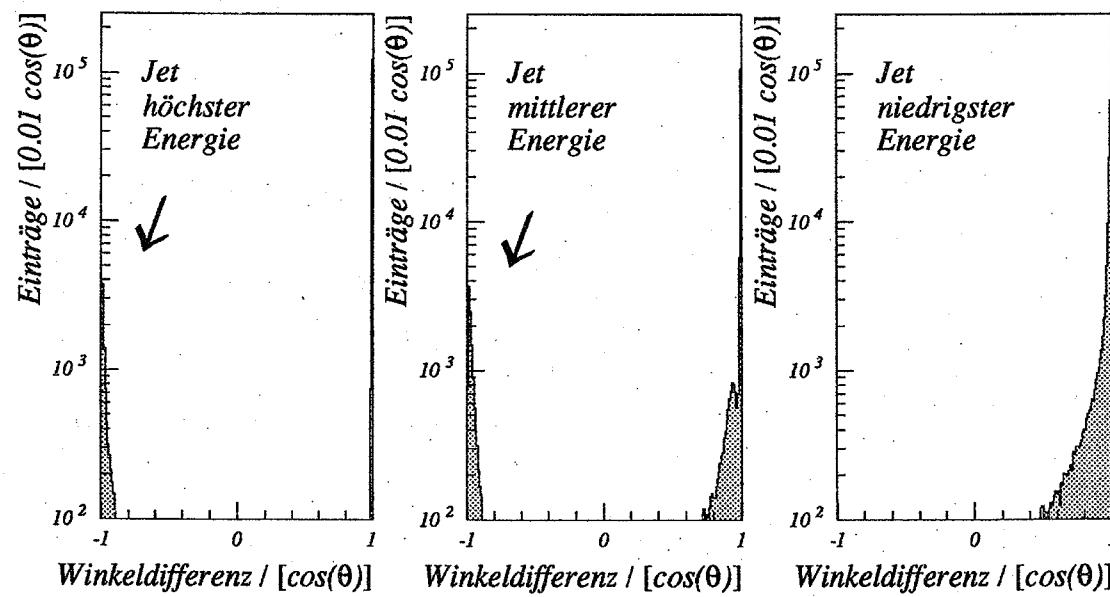


Abbildung 6.3: Logarithmische Darstellung des Winkelabstandes zwischen Hadron- und zugeordnetem Partonjet, 137168 3-Jet-Ereignisse

26 KAPITEL 6. DIE METHODE ZUR BESTIMMUNG DER Λ -VERTEILUNG IN JETS

gen werden, da dabei besondere Vorsicht geboten ist. Winkelschnitte beeinflussen die Topologie der Ereignisse, die für das Auffinden von Jets entscheidend ist, gravierend und müssen daher möglichst locker gewählt werden. Je kleiner der betrachtete Raumwinkel wird, desto eher werden ganze Jets verloren und Ereignisse damit falsch zugeordnet. Um diese Fehlermöglichkeit so gering wie möglich zu halten, sind die angegebenen weichen Schnitte auf den Cosinus der Spuren und der Thrustachse gewählt worden. In dem Winkelbereich, in dem Jets betrachtet werden, werden auch Λ rekonstruiert. So wird einerseits eine möglichst große Zahl von Λ gefunden, andererseits müssen Effekte, die durch Betrachtung unterschiedlicher Raumwinkel für die Jet- und Λ -Rekonstruktion entstehen können, nicht zusätzlich beachtet werden. Wie in Kap. 5.2 erläutert, ergibt sich bei der Rekonstruktion der Λ -Masse dadurch ein höherer Untergrund, der aber als das kleinere Übel in Kauf genommen werden muß.

Eine weitere Inkonsistenz stellt der Schnitt auf den Abstand der Spuren zum Primärvertex (d_0) dar. Zu Jets sollen primäre Spuren mit kleinem Wert für d_0 gebündelt werden, für die Λ -Rekonstruktion werden dagegen Sekundärteilchen mit relativ großem d_0 benötigt. Für beide Verfahren gemeinsam „gute“ Spuren auszusuchen, macht daher wenig Sinn. Deshalb werden zuerst Spuren zur Λ -Rekonstruktion ausgewählt und anschließend die Λ -Kandidaten an Stelle ihrer Zerfallsteilchen bei der Jetbündelung und den dazugehörigen Qualitätsschnitten berücksichtigt. Damit können die in Kap. 3.2 aufgelisteten Qualitätskriterien bedenkenlos angewendet werden.

Insgesamt ergibt sich damit folgendes Vorgehen auf Detektorebene: Zuerst wird das Λ -Signal rekonstruiert, wobei die Spuren der Tochterteilchen markiert werden. Anschließend werden in jedem Ereignis die gefundenen Λ -Kandidaten, die nicht markierten und nach Qualitätsschnitten akzeptierten geladenen Spuren, sowie alle akzeptierten elektromagnetischen Cluster zu Jets gebündelt. Nach weiteren Schnitten zur Auswahl gut rekonstruierter 3-Jet-Ereignisse (siehe Tab. 6.1) kann das Λ -Signal in den einzelnen Jets analysiert werden.

Schnittgröße	verworfene Ereignisse	
	Monte-Carlo	Daten
Anzahl der gel. Spuren pro Jet $\geq 1/\text{Jet}$	23.3 %	24.6 %
Sichtbare Energie pro Jet $E_{\text{Jet}} \geq 5 \text{ GeV/Jet}$	6.5 %	6.7 %
Winkel der Jets zur Strahlachse $ \cos(\theta_{\text{Jet}}) \leq 0.9$	19.4 %	21.8 %
Summe der Winkel zwischen allen Jets $\geq 358^\circ$	15.5 %	15.0 %
Summe der akzeptierten 3-Jet-Ereignisse	53.4 %	51.4 %

Tabelle 6.1: Selektionsschnitte zur Auswahl gut rekonstruierter 3-Jet-Ereignisse. Monte-Carlo- und OPAL-Daten verhalten sich den Schnitten gegenüber etwa gleich.

Anhand der Analyse der Monte-Carlo-Daten auf Generator- und Detektorebene wird die Effizienz des Verfahrens bestimmt. Damit ist die Interpretation der Daten auf Detektorebene möglich. Die Vorstellung der Ergebnisse erfolgt im nächsten Kapitel.

Kapitel 7

Die Ergebnisse

7.1 Vergleich von Multijet-Ereignissen

In den Monte-Carlo-Daten zeigen sich erste Hinweise auf die Λ -Verteilung in Quark- bzw. Gluonjets schon bei Betrachtung der Multijet-Ereignisklassen. Tab. 7.1 gibt deren Verteilung und die jeweilige Λ -Rate, d. h. die Anzahl der Λ pro Ereignis, auf Generator- und Detektorebene wieder.

Generatorebene		Anzahl der Jets	Detektorebene	
Λ -Rate	Jetrate		Jetrate	Λ -Rate
0.319	50.4 %	2 Jets	19.5 %	0.334
0.422	38.3 %	3 Jets	39.3 %	0.373
0.521	11.2 %	≥ 4 Jets	41.2 %	0.438
0.381	100 %	alle Ereignisse	100 %	0.384

Tabelle 7.1: Verteilung der Λ -Raten in Multijet-Ereignissen

Der Anstieg der Λ -Rate mit der Zahl der Jets pro Ereignis ist eindeutig erkennbar. Schon dies weist auf eine erhöhte Λ -Multiplizität in Gluonjets hin, da diese nur in Ereignissen mit mehr als zwei Jets vorkommen. Aus dem Vergleich von 2-Jet-Ereignissen, die aus Quarkjets bestehen, und 3-Jet-Ereignissen, in denen immer auch ein Gluonjet vorhanden ist, folgt, daß dieser Gluonjet die Λ -Rate erheblich beeinflußt. In 4-Jet-Ereignissen, in denen die Bildung von vier Quarkjets gegenüber der von zwei Quark- und zwei Gluonjets stark unterdrückt ist, ist der Anstieg der Λ -Rate noch stärker.

Dieses Ergebnis ist sowohl auf Generatorebene, wie auch auf Detektorebene vorhanden, obwohl der Vergleich der Zahlenwerte zeigt, daß sich durch die Detektorauflösung die Jetraten erheblich ändern. Man erkennt auf Detektorebene eine deutliche Verschiebung zu höherzähligen Multijet-Ereignissen, die dadurch zu begründen ist, daß

- durch die Schnitte auf den Winkel der Thrustachse insbesondere 2-Jet-Ereignisse verloren werden,

- die Winkelschnitte bei einem um die Strahlachse gelegenen, weit aufgefächerten Jet achsennah gelegene Spuren wegschneiden. Je nach Anzahl und Anordnung der restlichen Spuren können diese zu zwei statt einem Jet gebündelt werden.

Die Verschmierung durch Detektoreffekte findet sich ebenfalls in den Λ -Raten wieder. Auf Generatorebene ist der Anstieg der Λ -Raten mit der Anzahl der Jets pro Ereignis erheblich stärker als auf Detektorebene. Entscheidend ist jedoch, daß der Anstieg auf beiden Ebenen auf eine unterschiedliche Λ -Multiplizität in Quark- und Gluonjets hindeutet.

Der geringe Unterschied der über alle Ereignisse gemittelten Λ -Multiplizität zwischen Generator- und Detektorebene ergibt sich aus den Qualitätsschnitten, die auf Detektorebene zur Auswahl gut rekonstruierter Ereignisse gebraucht werden.

7.2 Generatorebene

7.2.1 Energieverteilung und integrierte Λ -Rate

Nach dem in Kap. 6.2 beschriebenen Verfahren wurden in den 358154 untersuchten Monte-Carlo-Ereignissen auf Generatorebene 137168 3-Jet-Ereignisse gefunden. Abb.7.1 zeigt die Energieverteilung der drei Jets. Der härteste Jet trägt im allgemeinen die Hälfte der Ereignisenergie, die restliche Energie verteilt sich auf die beiden anderen Jets. Dies lässt den Bremsstrahlungscharakter des Prozesses $q \rightarrow qg$ erkennen, bei dem der Impulsübertrag vom Quark auf das Gluon unterschiedlich groß sein kann.

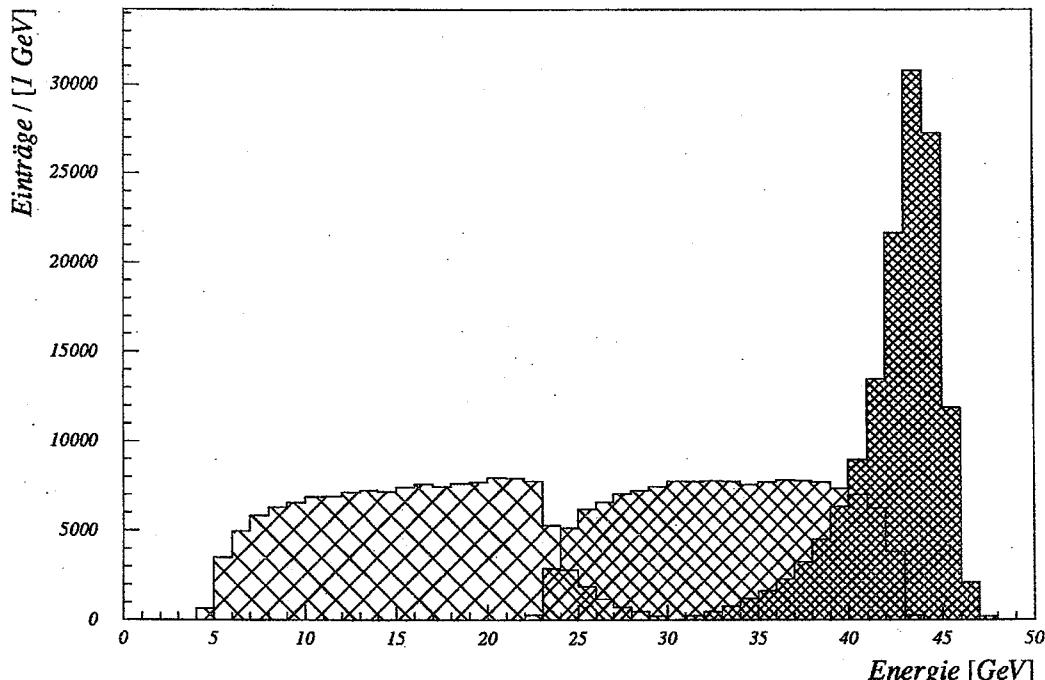


Abbildung 7.1: Energieverteilung der Jets auf Generatorebene, 137168 3-Jet-Ereignisse

Wie in Tab. 7.2 wiedergegeben läßt sich der Jet höchster Energie mit einer Reinheit von 96.6 % recht eindeutig als Quarkjet identifizieren. Der Jet mittlerer Energie weist dagegen eine deutliche Verunreinigung durch Gluonjets auf, der niedrigerenergetische Jet einen ähnlich hohen Anteil falsch identifizierter Quarkjets.

Die häufigsten Prozesse, die die Reinheit der Jets herabsetzen, sind:

- nicht vollständig rekonstruierte Quarkjets, die durch die fehlende Energie in der Energieordnung an dritter Stelle einsortiert werden,
- hochenergetische Gluonjets, die in der Energieordnung an zweite Stelle aufrücken,
- zwei kollineare harte Gluonen, deren Zerfallsteilchen nicht zu einzelnen Jets aufgelöst werden, sondern zusammen einen Jet höherer Energie bilden,
- die Abstrahlung harter Gluonen von beiden primären Quarks, wodurch die Quarkjets bei entsprechender Impulsverteilung zu einem niedrigerenergetischen Jet zusammengefaßt werden (circa 0.5 % aller Ereignisse).

Jet	Energie-schwerpunkt	Reinheit	Anzahl der Λ	Λ -Rate
höchster Energie	42.5 ± 2.8 GeV	96.6 ± 0.4 %	21766	0.159 ± 0.001
mittlerer Energie	33.3 ± 5.3 GeV	77.4 ± 0.3 %	18920	0.138 ± 0.001
niedrigster Energie	15.6 ± 5.6 GeV	74.7 ± 0.3 %	17069	0.125 ± 0.001

Tabelle 7.2: Eigenschaften der energiegeordneten Jets auf Generatorebene. Die Λ -Rate bezieht sich auf die Anzahl der Λ pro Jet und Ereignis; angegeben sind statistische Fehler.

Aus Tab. 7.2 geht weiterhin hervor, daß die Λ -Rate (Zahl der Λ pro Jet und Ereignis) mit Abnahme der Jetenergie sinkt. Dies ist im Prinzip nicht verwunderlich, da JETSET ein Abnehmen der Λ -Rate mit der Energie vorhersagt. Aufgrund der beobachteten Abhängigkeit der Λ -Multiplizität von der (Jet-)Energie kann daher zunächst noch keine Aussage zu Unterschieden der Λ -Verteilung in den Jets gemacht werden. Dazu muß eine Darstellung gefunden werden, die unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit Unterschiede in den Λ -Raten von Quark- und Gluonjets erkennen läßt.

7.2.2 Differentielle Λ -Rate

Um also trotz der Energieabhängigkeit der Λ -Multipizität die Λ -Rate der einzelnen Jets vergleichen zu können, werden in jedem Jet Energieintervalle von 5 GeV Breite betrachtet. Damit ergeben sich die energieabhängigen Λ -Raten, die in Abb. 7.2 durch schwarze Symbole wiedergegeben sind. Ein, verglichen mit den höherenergetischen (Quark-)Jets, steilerer Anstieg der Λ -Rate im (Gluon-)Jet niedrigster Energie, sowie höhere Werte im Überlappungsbereich des zweit- und dritthärtesten Jets sind deutlich zu erkennen. Diese Unterschiede sind noch gravierender, wenn nicht nur die energiegeordneten, sondern die zusätzlich auf richtige Zuordnung hin überprüften Jets betrachtet werden (Abb. 7.2, weiße Symbole). Ohne die Verunreinigung durch Quarkjets ist die Λ -Rate in reinen Gluonjets noch höher; in Quarkjets ist sie ohne fehlidentifizierte Gluonjets niedriger.

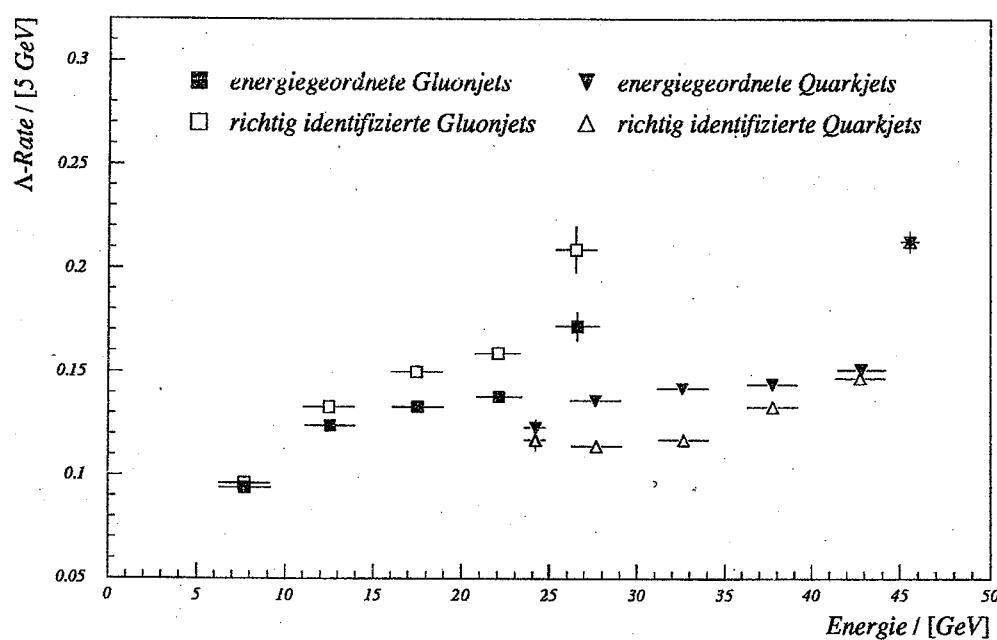


Abbildung 7.2: Λ -Rate in Quark- und Gluonjets auf Generatorebene für energiesortierte Jets und energiesortierte, richtig identifizierte Jets. Die beiden Jets höherer Energie bzw. die Quarkjets sind der Übersichtlichkeit halber zusammengefaßt dargestellt; angegeben sind statistische Fehler.

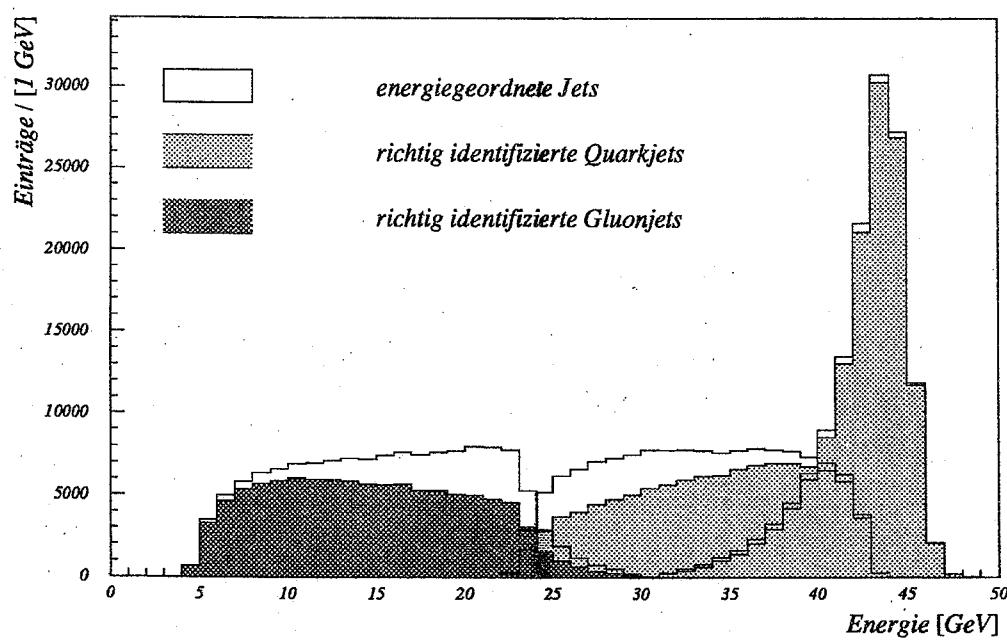


Abbildung 7.3: Energieverteilung der energiegeordneten Jets und der richtig identifizierten Quark- und Gluonjets auf Generatorebene

Daß diese Änderung vor allem im Überlappungsbereich der Jets mittlerer und niedrigster Energie auftritt, ergibt sich aus der Verteilung der fehlidentifizierten Jets. Abb. 7.3 zeigt, daß gerade in diesem Bereich Quark- und Gluonjets verwechselt werden: Die Histogramme geben die nur energiegeordneten Jets wieder, grau unterlegt sind die richtig zugeordneten, energiesortierten Jets dargestellt. Es gibt somit Bereiche, in denen die Jets anhand ihrer Energieordnung mit hoher Wahrscheinlichkeit richtig identifiziert werden können, aber auch einen breiten Überlappungsbereich, der keine sichere Aussage über den Ursprung der Jets zuläßt.

Auf eine weitere Auffälligkeit in Abb. 7.2 muß noch genauer eingegangen werden. Es gibt keine plausible physikalische Begründung dafür, daß bei etwa 45 GeV die Λ -Rate im Jet höchster Energie sprunghaft ansteigt. Dieser Anstieg zeigt sich sowohl für die nur energiegeordneten, wie auch für die zusätzlich richtig identifizierten Jets. Weiterhin tritt er sowohl bei Verwendung des DURHAM-, wie auch des JADE-Jetfinders auf. Da beide Algorithmen in gleicher Weise auf einem Rekombinationsschema und einem Auflösungsparameter y_{cut} beruhen, läßt sich bei der Jetrekonstruktion ein systematischer Effekt vermuten.

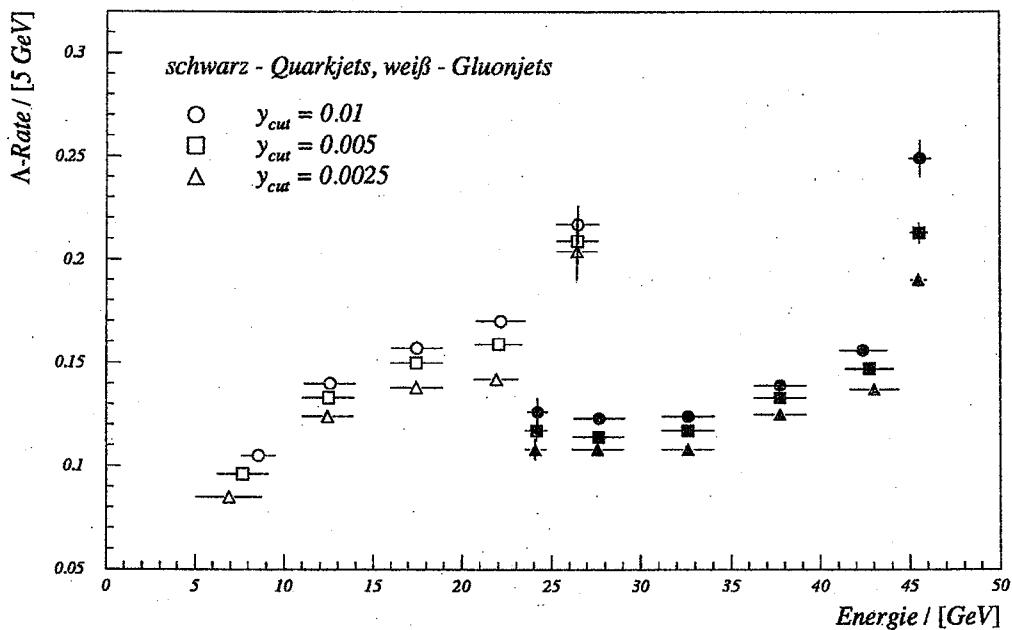


Abbildung 7.4: Λ -Rate in Quark- und Gluonjets auf Generatorebene für verschiedene y_{cut} -Werte bei energiesortierten, richtig identifizierten Jets. Die Quarkjets sind zusammengefaßt dargestellt; angegeben sind statistische Fehler.

Wie in Kap. 5.1 erläutert, definiert der Abschneideparameter y_{cut} den Wert, an dem der Jetfinder-Algorithmus zwei nahe beieinander liegende Jets gerade noch auflöst. Der plötzliche Anstieg der Λ -Rate kann nun dadurch zustande kommen, daß ein Quarkjet von einem kollinearen Gluonjet gerade nicht mehr getrennt wird. Die Vereinigung beider Jets führt zu hochenergetischen Teilchenbündeln, die die erhöhte Λ -Produktion des zusätzlichen Gluonjets aufweisen, aber als Quarkjets identifiziert werden. Da das Energieintervall von 45 - 50 GeV, in dem der Effekt auftritt, nur etwa 10 % der Einträge des nächstniedrigeren enthält, können schon relativ wenige „Fehlinterpretationen“ dieser Art die Λ -Rate stark beeinflussen. Ähnlich deutet sich dieses Verhalten auch im letzten Energieintervall der Gluonjets an. Mit Vergröße-

rung des y_{cut} -Wertes (Abb. 7.4) wächst auch die Λ -Rate, aufgrund der endlichen Auflösung wird immer ein „Sprung“ im letzten Intervall entstehen.

Wie erwähnt verdeutlicht Abb. 7.4 weiterhin, daß absolute Aussagen zu Teilchenraten in Jets vom y_{cut} -Wert abhängen, wie bereits in Kap. 5.1 bei der Beschreibung des Jetfinder-Algorithmus erläutert wurde. Je „besser“ die Auflösung gewählt wird (kleines y_{cut}), desto eher werden 2-Jet- zu 3-Jet-Ereignissen und 3-Jet- zu 4-Jet-Ereignissen aufgelöst. Damit sinkt insgesamt die Λ -Rate in 3-Jet-Ereignissen. Bei großem y_{cut} tritt der umgekehrte Effekt auf. Absolute Aussagen zur Λ -Verteilung in Jets müssen daher immer auf den gewählten y_{cut} -Wert bezogen werden. Ist jedoch einmal ein Wert festgelegt, können die Λ -Raten der Jets sinnvoll miteinander verglichen werden, was in Abb. 7.4 am gleichen Verlauf der Kurven bei allen y_{cut} -Werten zu erkennen ist.

Abschließend läßt sich feststellen, daß in der Simulation mit dem JETSET-Generator die unterschiedlichen Farbladungen von Quark- bzw. Gluonjets berücksichtigt sind. Die Λ -Multiplizität ist in Gluonjets auf Generatorebene größer als in Quarkjets und zeigt einen stärkeren Anstieg mit der Energie der Jets. Beide Effekte lassen sich schon bei den nur energiegeordneten, also untergrundbehafteten Jets erkennen.

7.3 Detektorebene

7.3.1 Vergleich der JETSET- und OPAL-Ereignisse

Auf Detektorebene muß zunächst sichergestellt werden, daß die Monte-Carlo-Ereignisse die mit dem OPAL-Detektor aufgenommenen Daten korrekt beschreiben. Für allgemeine Ereignisgrößen ist dies in bisherigen Analysen hinreichend gezeigt worden. Generell geben die simulierten die rekonstruierten Daten gut wieder. Geringe Unterschiede zeigen sich in der Auflösung, die in der Detektorsimulation unterschätzt wird (siehe Tab. 3.1 und 6.1), und bei der Simulation der Λ -Multiplizität, die mit $m_\Lambda^{MC} = 0.381$ etwas über dem experimentellen Wert $m_\Lambda^{exp} = 0.351$ liegt. Daß sich Monte-Carlo- und OPAL-Daten bei 3-Jet-Ereignissen gleich verhalten, ist aus Abb. 7.5 und Abb. 7.6 ersichtlich. Abb. 7.5 zeigt die Übereinstimmung der für die drei Jets charakteristischen Größen, die den in Kap. 6.3 tabellierten Qualitätsschnitten unterliegen. Abb. 7.6 gibt die Energieverteilung der Jets wieder, aus der außerdem die endliche Auflösung des Detektors ersichtlich ist.

Jet	mittlere Energie der Jets auf		
	Generatorebene		Detektorebene
	Monte-Carlo	Monte-Carlo	OPAL
höchster Energie	42.5 ± 2.8 GeV	33.5 ± 6.8 GeV	34.0 ± 7.1 GeV
mittlerer Energie	33.3 ± 5.3 GeV	23.5 ± 5.9 GeV	23.8 ± 6.1 GeV
niedrigster Energie	15.6 ± 5.6 GeV	12.6 ± 4.5 GeV	12.6 ± 4.6 GeV

Tabelle 7.3: Mittlere Energie der Jets auf Generator- und Detektorebene für Monte-Carlo- und OPAL-Daten

Der Vergleich der Monte-Carlo-Daten auf Detektor- und Generatorebene (siehe Tab. 7.3) zeigt, daß durch Detektorauflösung und Qualitätsschnitte bei jedem Jet im Mittel 10 GeV

Energie bei der Rekonstruktion nicht erfaßt werden (bei niederenergetischen Jets ist dies wegen des Energieschnittes bei 5 GeV nicht direkt ersichtlich).

Diese fehlende Energie ist auf die nicht berücksichtigten Informationen des Hadronkalkulators und der Muonkammern, die harten Schnitte auf elektromagnetische Cluster und den nicht sensitiven Raumwinkelbereich zurückzuführen. Die ersten beiden Punkte sind bei der Rekonstruktion der Jetenergie sicherlich zu verbessern. Die exakte Energiebestimmung ist allerdings für die Entwicklung einer Methode zur Bestimmung von Teilchenraten in Jets prinzipiell nicht entscheidend. Daher wurde die Verbesserung der Energierekonstruktion in der vorliegenden Studie vorerst nicht weiter verfolgt. Es ist an dieser Stelle ausreichend, daß Monte-Carlo- und OPAL-Daten übereinstimmen.

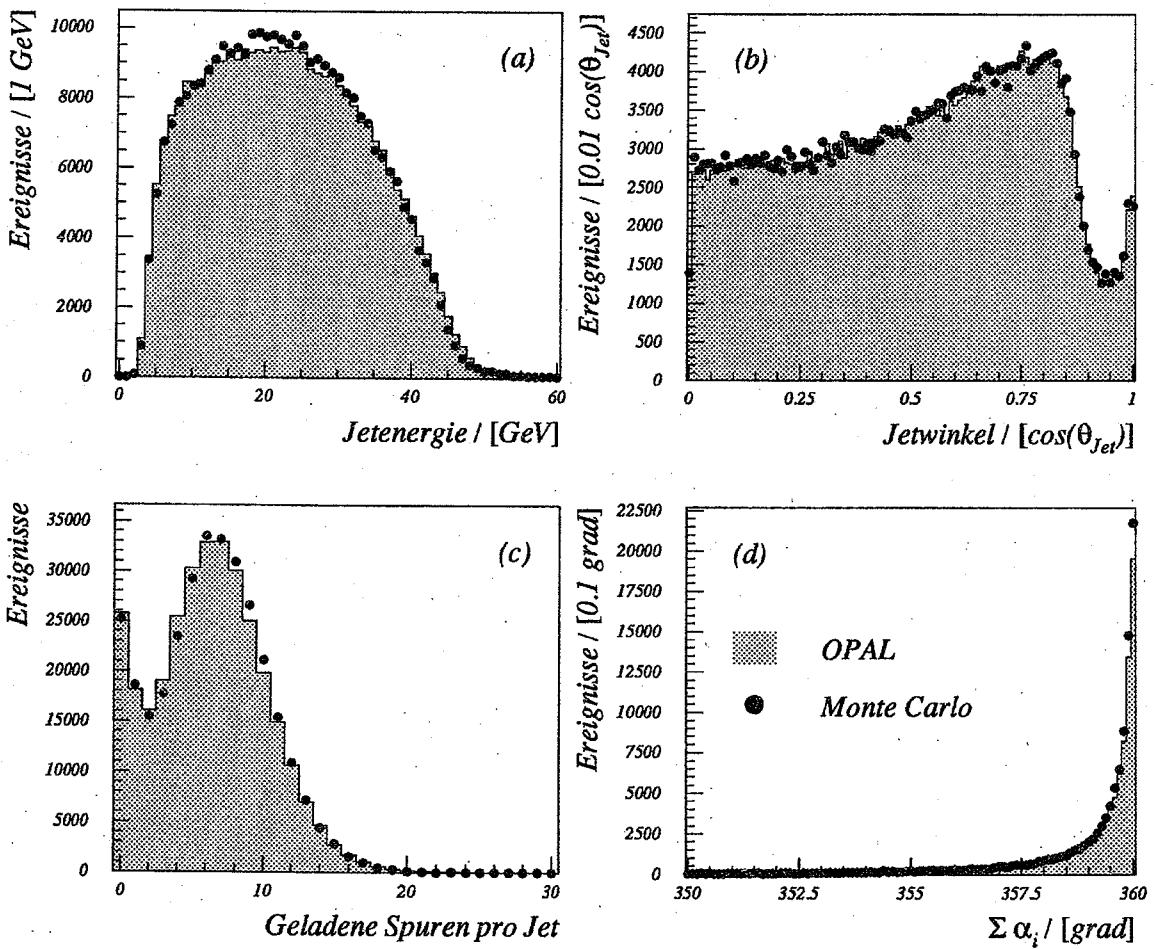


Abbildung 7.5: Charakteristische Größen der Jets auf Detektorebene in 3-Jet-Ereignissen nach Spur- und Ereignisschnitten und ohne Effizienzkorrektur. Vergleich von Monte-Carlo- und OPAL-Daten: (a) Energie der Jets, (b) Winkel der Jets zur Strahlachse, (c) Anzahl geladener Spuren pro Jet, (d) Summe des Winkelabstandes aller drei Jets in einem Ereignis

Von beiden Datensätzen mit 354394 Monte-Carlo bzw. 352641 OPAL Ereignissen bleiben nach allgemeinen Selektionskriterien (siehe Kap. 3.2) und speziell auf 3-Jet-Ereignisse angewendeten Qualitätsschnitten 57906 (Monte-Carlo) bzw. 54396 (OPAL) gut rekonstruierte 3-Jet-Ereignisse zur weiteren Analyse übrig. Die etwas höhere Anzahl akzeptierter Monte-

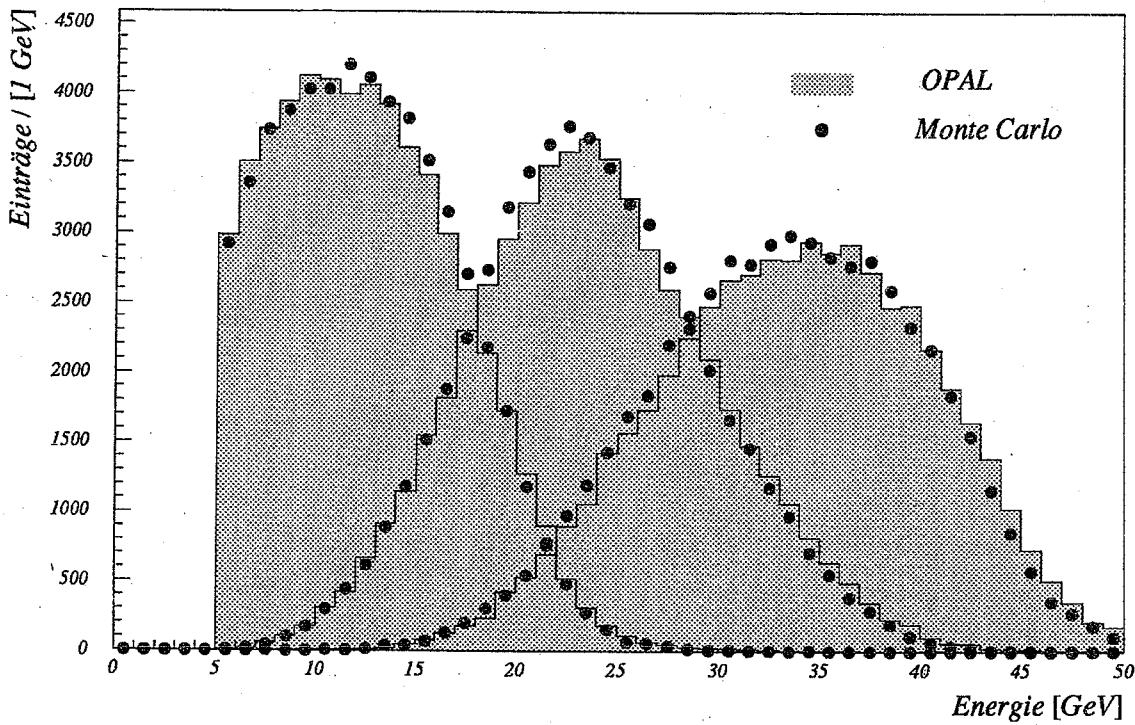


Abbildung 7.6: Energieverteilung der energiegeordneten Jets auf Detektorebene für Monte-Carlo-Daten und OPAL-Daten

Carlo-Ereignisse ergibt sich aus den geringeren Verlusten bei den in Tab. 6.1 aufgeführten Selektionsschnitten. Im folgenden sind die Monte-Carlo-Ergebnisse jeweils auf die Zahl der OPAL-Ereignisse, die um 6.1 % unter der der simulierten Ereignisse liegt, und die schon erwähnte unterschiedliche Λ -Multiplizität, die in den experimentellen Daten um 7.9 % kleiner als in simulierten Daten ist, korrigiert.

7.3.2 Das Λ -Signal

Mit dem in Kap. 5.2 beschriebenen Verfahren wird in den akzeptierten 3-Jet-Ereignissen das Λ -Signal jetweise rekonstruiert. Um der Impulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz Rechnung zu tragen, werden die Λ -Kandidaten dazu in fünf (Jet niedrigster Energie) bzw. sechs (Jets höherer Energie) Impulsintervalle unterteilt. Die Zahl und Größe der Intervalle hängt von der Anzahl der Λ -Kandidaten ab, da jeweils eine bestimmte Menge an Einträgen für eine stabile Untergrundrekonstruktion und statistisch signifikante Ergebnisse nötig ist.

Abb. 7.7 zeigt exemplarisch ein Impulsintervall (3.0 - 4.4 GeV/c) aller drei Jets für Monte-Carlo- und OPAL-Daten. Es ist deutlich zu erkennen, daß in den simulierten Daten die Auflösung der OPAL-Ereignisse überschätzt wird. Dies ist vor allem auf die nicht explizit für die Tochterteilchen des Λ geforderte Z-Kammer-Information zurückzuführen, die wegen der höheren Impulsauflösung zu einer besseren Massenauflösung des Λ -Signals verhilft. Bei den beiden höherenergetischen Jets ist der Untergrund unter dem Λ -Signal in der Simulation etwas geringer als bei OPAL-Daten. Im Jet niedrigster Energie ist der Untergrund in beiden

Datensätzen gering und das Λ -Signal schmäler. Dies ist vorwiegend durch die für die Λ -Rekonstruktion günstigere Umgebung zu begründen, da bei niedrigeren Energien wegen der geringeren Anzahl an Spuren der kombinatorische Untergrund kleiner ist.

Tab. 7.4 faßt die Ergebnisse der Λ -Rekonstruktion für simulierte und gemessene Daten zusammen. Neben diesen Resultaten sind dort für die Monte-Carlo-Daten die ausgezählten ‚echten‘ Λ aufgeführt. Der Vergleich der simulierten Daten zeigt, daß die Anzahl der rekonstruierten und ‚echten‘ Λ in einigen Impulsintervallen, vor allem solchen mit wenigen Einträgen, bis zu 1.5σ voneinander abweicht. Dies ist vorwiegend auf zwei Effekte zurückzuführen. Zum einen ist die Untergrundrekonstruktion im Massenbereich unterhalb des Λ -Signals schwierig. In dem schmalen Massenintervall, das dort zur Anpassung des Untergrundes zur Verfügung steht, treten bei geringer Statistik größere Schwankungen auf. Der Verlauf der Untergrundfunktion wird relativ unsicher, wovon die Größe des Signals direkt betroffen ist. Weiterhin wird, wie bereits erwähnt, das Λ -Signal ohne die Forderung nach Z-Kammer-Informationen für die Tochterteilchen wesentlich breiter. Die Ausläufer des Signals schieben den Untergrund nach oben. Damit nimmt die Untergrundfunktion zu große Werte an, das Λ -Signal wird unterschätzt [24].

Vor allem in gering gefüllten Impulsintervallen deutet schon das zum Teil unterschiedliche Aussehen des Untergrundes auf diese Unsicherheiten bei der Anpassung hin. In Impulsintervallen mit größerer Statistik, die entsprechend stärker gewichtet in das Gesamtergebnis eingehen, zeigt sich das Rekonstruktionsverfahren wesentlich stabiler als in gering gefüllten Impulsbins. Über den gesamten Impulsbereich integriert sind die Ergebnisse in sich konsistent. Trotzdem zeigen sich bei der Rekonstruktion des Λ -Signals offensichtlich die durch die vorhandene Statistik gesetzten Grenzen.

Ein bereits bekannter Effekt ist beim Vergleich der Monte-Carlo- und OPAL-Daten zu erkennen. Für gemessene und simulierte Daten zeigt sich in den beiden hochenergetischen Jets eine unterschiedliche Impulsabhängigkeit der Λ -Rate, die schon in anderen Analysen, bei denen nicht nur speziell 3-Jet-Ereignisse betrachtet wurden, beobachtet wurde [23]: Die simulierten Λ fragmentieren härter als die experimentell gemessenen. Im niederenergetischen Jet tritt dieses Verhalten noch in den ersten drei Impulsbins auf, in den letzten beiden Impulsintervallen ist keine Tendenz der Impulsabhängigkeit mehr zu erkennen.

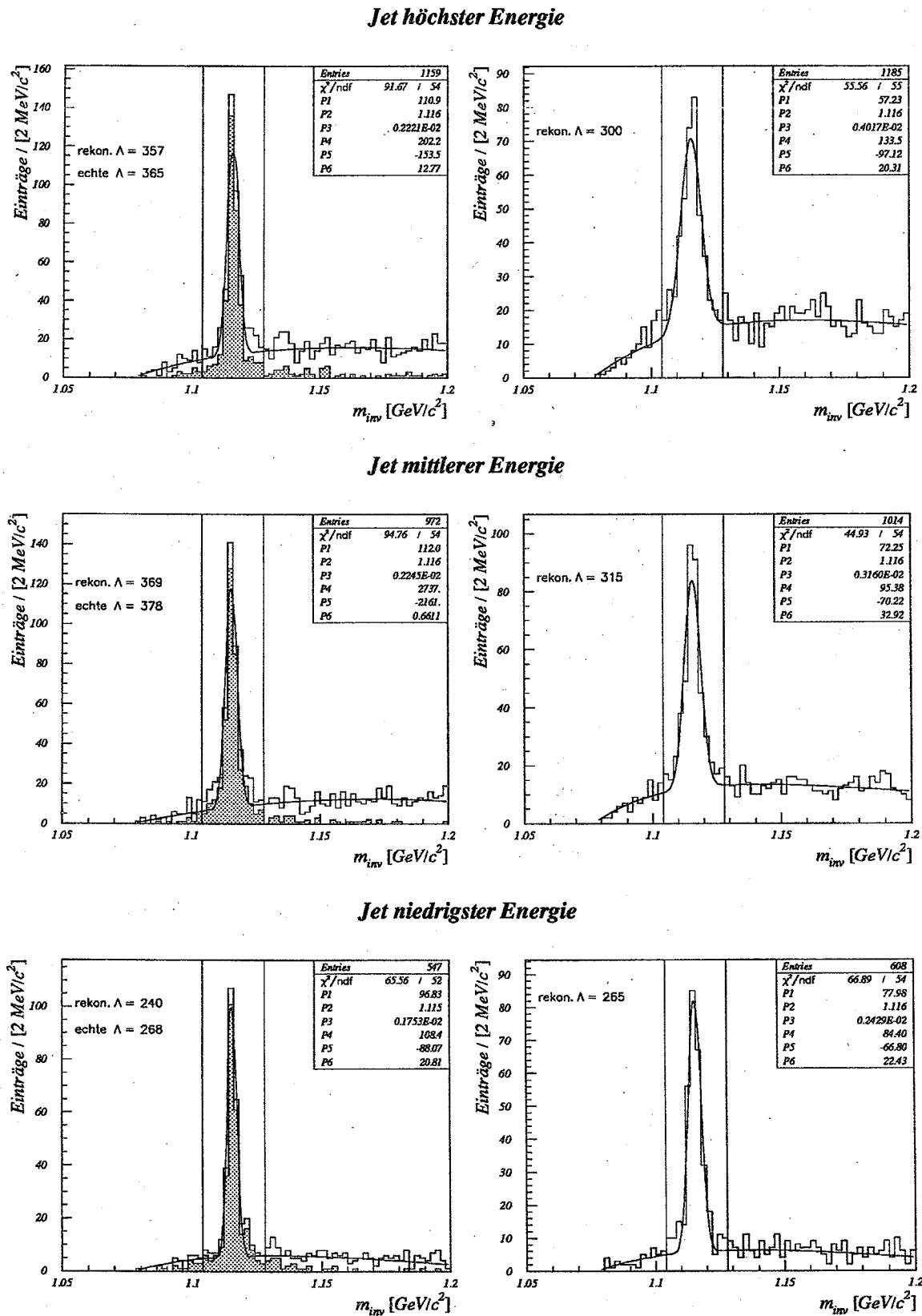


Abbildung 7.7: Rekonstruktion des Λ -Signals im Impulsintervall von $3.0 - 4.4 \text{ GeV}/c$ für Monte-Carlo-Daten (links) und OPAL-Daten (rechts). Bei den simulierten Daten kennzeichnet der grau unterlegte Bereich die richtig rekonstruierten Λ .

Anzahl der Λ im Jet höchster Energie			
Intervallgrenzen	Monte-Carlo		OPAL-Daten
	,echt"	rekonstruiert	
0.5 - 2.0 GeV/c	318 \pm 18	358 \pm 21	388 \pm 23
2.0 - 2.5 GeV/c	151 \pm 12	174 \pm 17	221 \pm 19
2.5 - 3.0 GeV/c	147 \pm 12	166 \pm 16	159 \pm 16
3.0 - 4.4 GeV/c	316 \pm 18	309 \pm 21	300 \pm 22
4.4 - 9.1 GeV/c	570 \pm 24	526 \pm 26	482 \pm 26
9.1 - 45.6 GeV/c	370 \pm 19	343 \pm 21	259 \pm 19
Summe	1872 \pm 43	1876 \pm 51	1809 \pm 52

Anzahl der Λ im Jet mittlerer Energie			
Intervallgrenzen	Monte-Carlo		OPAL-Daten
	,echt"	rekonstruiert	
0.5 - 2.0 GeV/c	232 \pm 15	259 \pm 19	280 \pm 20
2.0 - 2.5 GeV/c	142 \pm 12	172 \pm 17	219 \pm 18
2.5 - 3.0 GeV/c	121 \pm 11	124 \pm 14	168 \pm 16
3.0 - 4.4 GeV/c	327 \pm 18	319 \pm 20	315 \pm 21
4.4 - 9.1 GeV/c	511 \pm 23	512 \pm 24	463 \pm 24
9.1 - 45.6 GeV/c	216 \pm 15	219 \pm 16	163 \pm 15
Summe	1549 \pm 39	1605 \pm 45	1608 \pm 48

Anzahl der Λ im Jet niedrigster Energie			
Intervallgrenzen	Monte-Carlo		OPAL-Daten
	,echt"	rekonstruiert	
0.5 - 2.0 GeV/c	308 \pm 18	340 \pm 20	416 \pm 22
2.0 - 2.5 GeV/c	169 \pm 13	175 \pm 16	191 \pm 17
2.5 - 3.0 GeV/c	148 \pm 12	148 \pm 14	169 \pm 15
3.0 - 4.4 GeV/c	232 \pm 15	208 \pm 16	265 \pm 18
4.4 - 45.6 GeV/c	280 \pm 17	256 \pm 17	286 \pm 18
Summe	1137 \pm 34	1127 \pm 38	1327 \pm 41

Tabelle 7.4: Ergebnisse der Λ -Analyse in 3-Jet-Ereignissen für Monte-Carlo- und OPAL-Daten; angegeben sind statistische Fehler. Die Monte-Carlo-Daten sind auf die Λ -Multiplizität des JETSET-Generators und die unterschiedliche Gesamtzahl experimenteller und simulierter 3-Jet-Ereignisse korrigiert. Daher stimmen die Zahlenwerte des vierten Impulsintervalls für die Monte-Carlo-Daten nicht mit den Werten in Abb. 7.7 überein.

7.3.3 Die Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit

Aus den Monte-Carlo-Daten wird die Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) in jedem Jet bestimmt (siehe Kap. 5.2). Die mittleren Effizienzen sind für die drei Jets in Tab. 7.5 aufgelistet. In den beiden höherenergetischen Jets finden sich etwa gleiche mittlere Λ -Nachweiswahrscheinlichkeiten. Im niederenergetischen Jet ist die Effizienz im Mittel deutlich geringer, da dort mehr Λ mit niedrigen Impulsen vorkommen, für die das Rekonstruktionsverfahren weniger effizient ist.

Jet	Effizienz
höchster Energie	0.0992 ± 0.0020
mittlerer Energie	0.0943 ± 0.0021
niedrigster Energie	0.0766 ± 0.0020
Mittelwert aller Jets	0.0910 ± 0.0012

Tabelle 7.5: Mittlere Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit in den einzelnen Jets mit statistischem Fehler

Tab. 7.6 gibt für alle Impulsintervalle der drei Jets die Effizienz und die Anzahl rekonstruierter und effizienzkorrigierter Λ in Monte-Carlo- und OPAL-Daten wieder. In den beiden höherenergetischen Jets zeigen die Effizienzen die gleiche Impulsabhängigkeit wie in [23] (Abb. 7.8). Der Verlauf der Kurven ist etwas verschoben, da aufgrund der unterschiedlichen mittleren Energien der Jets die Impulsverteilungen der Λ verschieden sind. Im niederenergetischen Gluonjet ist die Impulsabhängigkeit der Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit dagegen nur teilweise zu erkennen. Zwar zeigt sich der erwartete Anstieg bei niedrigen Λ -Energien, der Abfall mit Zunahme der Energie wird jedoch dadurch kompensiert, daß aufgrund der geringen Statistik die beiden letzten Impulsintervalle zusammengefaßt werden mußten.

7.3.4 Die Λ -Verteilung in 3-Jet-Ereignissen

Mit Hilfe der Nachweiswahrscheinlichkeit kann die Anzahl der ‚wahren‘ Λ in jedem Impulsintervall berechnet werden (siehe Tab. 7.6). Bereits erwähnt wurde die unterschiedliche Impulsabhängigkeit der Λ -Verteilung in simulierten und gemessenen Daten, die sich bei Integration über alle Impulsintervalle in den beiden höherenergetischen Jets herausmittelt. Die Anzahl der Λ in Quarkjets stimmt damit in Monte-Carlo- und OPAL-Daten innerhalb des Fehlerbereichs überein. Bei den einzelnen Impulsbins finden sich wieder die größten Abweichungen in Intervallen mit wenigen Einträgen und im letzten Impulsintervall, daß zwar eine relativ große Zahl von Einträgen enthält, sich aber über einen großen Impulsbereich erstreckt, sodaß sich die weichere Fragmentation der simulierten Teilchen bemerkbar macht.

Beim Jet niedrigster Energie findet sich die Übereinstimmung der beiden Datensätze dagegen nur innerhalb des 3σ -Bereichs des statistischen Fehlers. Außerdem fällt auf, daß das Verhältnis von OPAL- zu Monte-Carlo-Ergebnissen in allen Impulsintervallen systematisch über eins liegt und das Λ -Signal in den OPAL-Daten um mehr als 10 % größer als in den simulierten Daten ist. Dies weist eindeutig auf eine erhöhte Λ -Produktion in Gluonjets hin. Berücksichtigt man darüber hinaus die im Monte-Carlo-Generator eingestellte erhöhte Λ -Produktion in simulierten Gluonjets, die auf Generatorebene nachgewiesen wurde, scheint die Λ -Rate in ‚echten‘ Gluonjets noch höher zu sein. Bei diesem Ergebnis sind allerdings

noch keine systematischen Fehler berücksichtigt, ohne deren Betrachtung vorerst sicher nur von Hinweisen auf eine unterschiedliche Λ -Produktion, aber noch nicht von signifikanten Unterschieden der Λ -Rate in Quark- und Gluonjets gesprochen werden sollte.

Die absolute Größe der Λ -Signale in den einzelnen Jets kann aufgrund der Energieabhängigkeit wiederum nicht direkt verglichen werden. Eine energieunabhängige Darstellung der Raten ist aber durch die jeweilige skalierte differentielle Λ -Rate $\frac{dN_\Lambda}{dX_E N_{3-Jet}}$ gegeben. Abb. 7.9 zeigt die differentiellen Λ -Raten auf die Intervallgröße und die Anzahl der 3-Jet-Ereignisse normiert in Abhängigkeit von der skalierten Energie der Λ . Mit zunehmender Energie zeigen die differentiellen Raten in den Quarkjets einen geringeren Abfall als die in den Gluonjets, wodurch die unterschiedliche Fragmentation zu erkennen ist. Im höherenergetischen Bereich, in dem wegen der geringen Statistik eine Aufteilung in kleinere Impulsintervalle nicht möglich ist, stellen die angegebenen Werte sicher nur eine Abschätzung des energieabhängigen Verlaufs der differentiellen Λ -Rate dar.

Jet höchster Energie					
Intervall [GeV/c]	Effizienz	Anzahl der Λ in		Verhältnis	
		MC-Daten	OPAL-Daten	OPAL-/MC-Daten	
0.5 - 2.0	0.062 ± 0.003	5731 ± 449	6209 ± 480	1.083 ± 0.119	
2.0 - 2.5	0.122 ± 0.009	1430 ± 172	1817 ± 202	1.271 ± 0.208	
2.5 - 3.0	0.150 ± 0.011	1105 ± 133	1058 ± 132	0.957 ± 0.166	
3.0 - 4.4	0.137 ± 0.007	2255 ± 187	2190 ± 190	0.971 ± 0.117	
4.4 - 9.1	0.129 ± 0.005	4080 ± 252	3747 ± 246	0.918 ± 0.083	
9.1 - 45.6	0.086 ± 0.004	3990 ± 305	3017 ± 266	0.756 ± 0.088	
Summe	-	18590 ± 664	18038 ± 675	0.969 ± 0.047	

Jet mittlerer Energie					
Intervall [GeV/c]	Effizienz	Anzahl der Λ in		Verhältnis	
		MC-Daten	OPAL-Daten	OPAL-/MC-Daten	
0.5 - 2.0	0.068 ± 0.004	3766 ± 350	4077 ± 378	1.083 ± 0.142	
2.0 - 2.5	0.117 ± 0.009	1466 ± 177	1866 ± 207	1.272 ± 0.209	
2.5 - 3.0	0.105 ± 0.008	1177 ± 166	1598 ± 202	1.358 ± 0.257	
3.0 - 4.4	0.120 ± 0.006	2661 ± 211	2626 ± 219	0.987 ± 0.114	
4.4 - 9.1	0.106 ± 0.004	4838 ± 297	4374 ± 287	0.904 ± 0.081	
9.1 - 45.6	0.077 ± 0.005	2850 ± 269	2123 ± 231	0.745 ± 0.107	
Summe	-	16756 ± 622	16664 ± 641	1.012 ± 0.052	

Jet niedrigster Energie					
Intervall [GeV/c]	Effizienz	Anzahl der Λ in		Verhältnis	
		MC-Daten	OPAL-Daten	OPAL-/MC-Daten	
0.5 - 2.0	0.052 ± 0.003	6519 ± 513	7978 ± 592	1.224 ± 0.132	
2.0 - 2.5	0.091 ± 0.006	1917 ± 216	2095 ± 231	1.093 ± 0.173	
2.5 - 3.0	0.106 ± 0.008	1394 ± 168	1592 ± 182	1.143 ± 0.190	
3.0 - 4.4	0.089 ± 0.005	2327 ± 227	2970 ± 268	1.276 ± 0.170	
4.4 - 45.6	0.106 ± 0.006	2411 ± 206	2694 ± 223	1.117 ± 0.133	
Summe	-	14568 ± 567	17329 ± 748	1.178 ± 0.070	

Tabelle 7.6: Effizienz der Λ -Rekonstruktion und Λ -Rate in 3-Jet-Ereignissen für OPAL-Daten, 54396 3-Jet-Ereignisse. Die Monte-Carlo-Werte sind auf die totale Rate der Detektor Daten und die unterschiedliche Λ -Multiplizität normiert. Angegeben sind statistische Fehler.

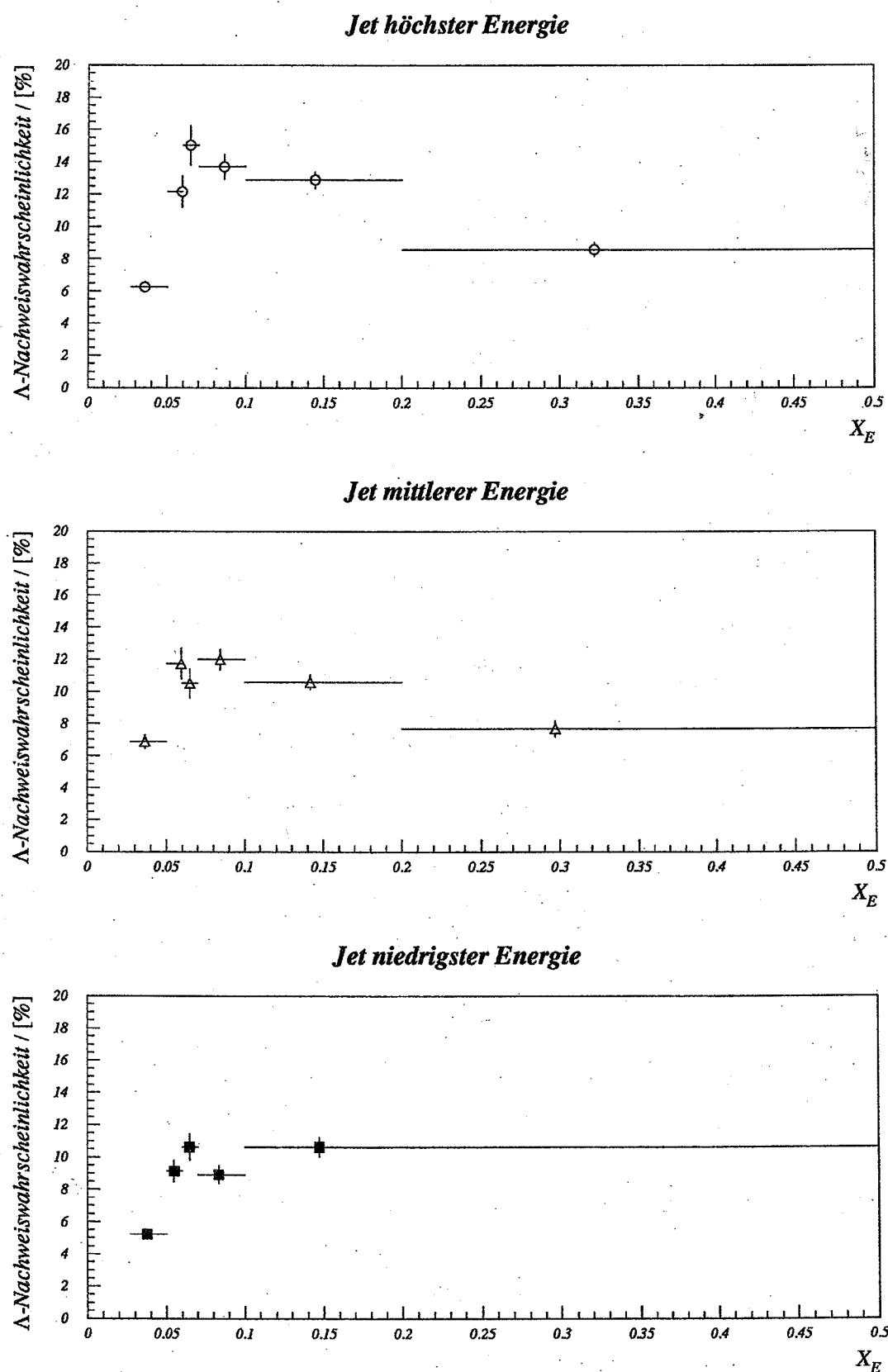


Abbildung 7.8: Effizienz der Λ -Rekonstruktion in Abhängigkeit von der skalierten Energie X_E der Λ . Die horizontalen Linien entsprechen den Binbreiten, die senkrechten den statistischen Fehlern.

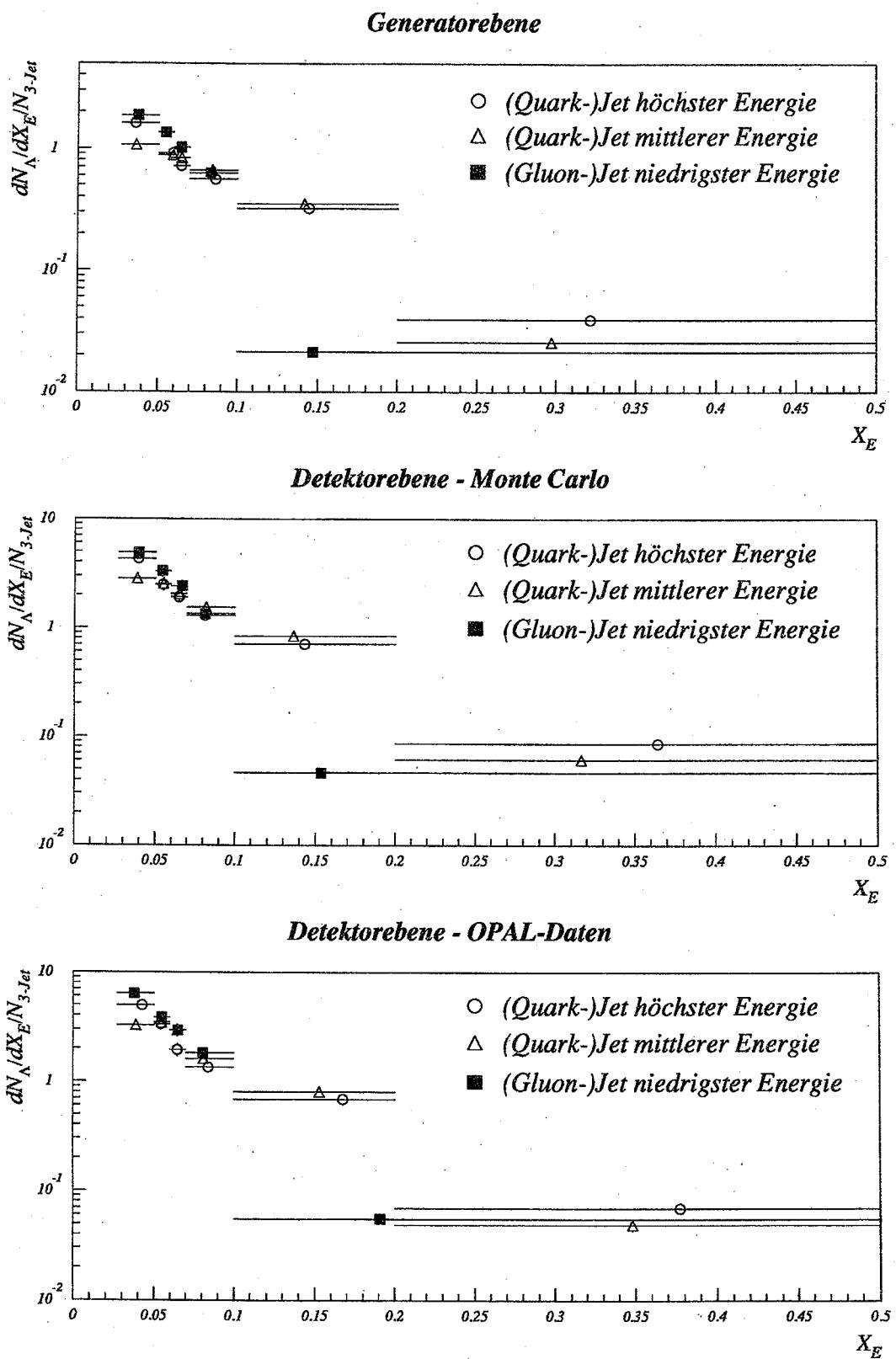


Abbildung 7.9: Differentielle Λ -Raten in Abhängigkeit von der skalierten Energie des Λ in Monte-Carlo-Daten (Generatorebene, Detektorebene) und in OPAL-Daten. Die Raten sind jeweils auf die Anzahl der 3-Jet-Ereignisse und die Intervallbreite normiert. Die horizontalen Linien entsprechen den Binbreiten, in y -Richtung sind die im Bereich von 10 % liegenden statistischen Fehlern nicht zu erkennen.

7.3.5 Diskussion der Ergebnisse

Das Ergebnis dieser Arbeit sind erste Hinweise auf eine, verglichen mit Quarkjets, verstärkte Λ -Produktion in Gluonjets. Allerdings kann eine definitive Aussage zu Unterschieden der Λ -Verteilung in Quark- und Gluonjets noch nicht gemacht werden, da dazu neben der Berücksichtigung der statistischen auch systematische Fehler untersucht werden müßten.

Bezüglich der Methode können die erzielten Resultate als Bestätigung der gewählten Vorgehensweise betrachtet werden. Sie belegen, daß bei der Analyse der Teilchenproduktion in Quark- und Gluonjets eine große Datenmenge der entscheidende Faktor ist, um statistisch signifikante Ergebnisse zu erlangen. Damit ist die Betrachtung von Jets gerechtfertigt, die lediglich aufgrund ihrer Energie identifiziert wurden. Diese Methode gewährleistet gegenüber anderen Ansätzen die höchste Statistik. Die hier durchgeführte Untersuchung zur Analyse der Quark- und Gluonjets stellt einen ersten Versuch dar und scheint zu einem ausbaufähigen Verfahren zu führen. Da zunächst das prinzipielle Vorgehen im Vordergrund stand, sind wesentliche, bekannte und mögliche Verbesserungen, sowie systematische Studien noch nicht durchgeführt worden.

- Vorerst wurde nur ein Teil der zur Verfügung stehenden Ereignisse benutzt. Bei der Analyse aller vorhandenen Daten kann die fünfache Menge an Ereignissen betrachtet werden, sodaß der statistische Fehler erheblich kleiner wird.
- Durch Berücksichtigung der Z-Kammer-Informationen bei der Λ -Rekonstruktion kann die Auflösung des Signals deutlich verbessert werden. Es können jedoch nicht ausschließlich aus Spuren mit Z-Kammer-Signalen rekonstruierte Λ betrachtet werden, da sich dadurch die Menge der Λ -Kandidaten auf etwa die Hälfte reduzieren würde. Dies würde wieder das Problem der für statistisch signifikante Aussagen zu geringen Datenmenge aufwerfen. Außerdem wäre so der Winkelbereich, in dem Λ rekonstruiert werden können, kleiner als der, in dem Jets gebildet werden. Daraus resultierende Effekte müßten zusätzlich berücksichtigt werden. Daher muß die Z-Kammer-Information im entsprechenden Winkelbereich zusätzlich genutzt werden. Zwischen Λ -Kandidaten mit und ohne Z-Kammer-Signal kann dann durch verschiedene Gewichtung unterschieden werden.
- Die Energieabhängigkeit der Λ -Multiplizität und die Reinheit der Jets wurden bei dieser Analyse nicht korrigiert. Für die Korrektur der Energieabhängigkeit muß die Rekonstruktion der Jetenergie verbessert werden. Auch muß verstanden werden, inwieweit Auflösungseffekte die Observablen der Jets auf Detektorebene beeinflußen. Die Reinheit der Jets muß nicht nur auf Generatorebene, sondern auch auf Detektorebene bestimmt und verstanden werden. Beide Korrekturen wirken der Verschmierung der tatsächlichen Λ -Rate in Quark- und Gluonjets entgegen und sollten zu einer Vergrößerung der Λ -Rate in Gluonjets führen.
- Für die benutzten Selektionsschnitte wurden Standardwerte gewählt, die noch nicht im Hinblick auf die durchgeführte Analyse optimiert sind. Gerade bei der Auswahl gut rekonstruierter 3-Jet-Ereignisse sind Verbesserungen möglich. Ebenso wurde bisher nicht ausreichend untersucht, ob ein anderer als der Standardwert für den Jetfinder-Parameter y_{cut} bei der 3-Jet-Analyse vorteilhaft ist.
- Weiterhin müssen systematische Studien mit unterschiedlichen Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden, um sicher zustellen, daß die Ergebnisse vom benutzten

Generator, d. h. vom verwendeten Parton- bzw. Fragmentationsmodell, unabhängig sind.

- Systematische Fehler bei der Monte-Carlo-Simulation und impulsabhängige Effekte bei der Λ -Rekonstruktion müssen untersucht und berücksichtigt werden.

Bei der Fortsetzung der Analyse sollte es unter Berücksichtigung dieser Verbesserungen möglich sein, eine signifikante Aussage zur Λ -Verteilung in Quark- und Gluonjets zu machen. Damit sollte festzustellen sein, ob die Λ -Produktion in Gluonjets tatsächlich stärker als in Quarkjets ist, wie es nach der Quantenchromodynamik und den ersten experimentellen Hinweisen zu erwarten ist.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals eine Untersuchung zu unterschiedlicher Teilchenproduktion in Quark- und Gluonjets durchgeführt. Aus circa 350000 multihadronischen Z^0 -Zerfällen, die mit dem OPAL-Detektor am Speicherring LEP im CERN aufgenommen wurden, wurden 3-Jet-Ereignisse ausgewählt und in diesen die Produktion des Λ -Baryons analysiert. Als Referenzmenge diente eine ebenso große Zahl von Monte-Carlo-Ereignissen, die mit dem JETSET-Generator erzeugt wurden.

Zunächst wurden in den 3-Jet-Ereignissen Quark- und Gluonjets mit Hilfe der Monte-Carlo-Daten identifiziert und in ihnen jeweils die Λ -Rate bestimmt. Da bei einer solchen Studie einer einzelnen Teilchenart die Statistik der limitierende Faktor ist, sollte eine möglichst große Zahl von 3-Jet-Ereignissen untersucht werden. Bei der Ereignisselektion wurde daher auf strenge Qualitätskriterien zur Auswahl von Ereignissen mit eindeutig identifizierbaren Jets verzichtet, sondern anhand der Energieordnung zwischen Quark- und Gluonjets unterschieden.

Zur Bündelung der Teilchenspuren zu Jets wurde der DURHAM-Jetfinder benutzt, der zur Zeit das theoretisch am besten verstandene Verfahren zur Jetrekonstruktion ist. Ihm liegt ein Abschneideparameter y_{cut} , der einer endlichen Auflösung entspricht, und ein Kombinations-Algorithmus zur Bildung von Jets zugrunde.

Die Reinheit der Jets wurde aus der Analyse der Monte-Carlo-Daten auf Generatorebene bestimmt. Dazu wurden mit dem Jetfinder-Algorithmus die Parton- und Hadronspuren jeweils zu Jets gebündelt, diese nach ihrer Energie sortiert einander zugeordnet und der Anteil der richtig identifizierten Jets bestimmt. Es zeigte sich, daß der Jet höchster Energie fast immer korrekt als Quarkjet erkannt wird, der Jet mittlerer Energie nur zu 77 % ein Quarkjet ist und der Jet niedrigster Energie zu 75 % richtig als Gluonjet identifiziert wird. Die beiden letztgenannten Jets sind überwiegend in dem Energiebereich verunreinigt, in dem sie sich überlappen, sodaß es einen Bereich niedriger Energie gibt, in dem Jets eindeutig Gluonjets sind, und einen hochenergetischen Bereich, in dem sich nur Quarkjets befinden.

Durch Auszählen wurde in den nur energiegeordneten und in den zusätzlich richtig identifizierten Jets die Λ -Rate bestimmt. In beiden Datenmengen zeigt sich im Jet niedrigster Energie, d. h. im Gluonjet, eine höhere und mit der Energie stärker ansteigende Λ -Rate als in den beiden anderen Jets. Bei den verunreinigten Jets sind diese Unterschiede zwar noch vorhanden, aber weniger deutlich zu erkennen als bei den richtig zugeordneten Jets.

Auf Detektorebene ergab der Vergleich der Monte-Carlo-Daten mit den OPAL-Ereignissen eine gute Übereinstimmung beider Datensätze bezüglich des Aussehens der 3-Jet-Ereignisse.

Die für 3-Jet-Ereignisse kennzeichnenden Größen zeigen die gleichen Verteilungen. Bei der Rekonstruktion des Λ -Signals erwies sich die Anzahl vorhandener Daten als problematisch, da sich die Λ -Kandidaten auf drei Jets verteilen, in denen jeweils separat das Λ -Signal rekonstruiert werden muß. Dadurch sind alle Ergebnisse mit großem statistischen Fehler behaftet. Außerdem wurde deutlich, daß die Beschreibung des Untergrundes unter dem Λ -Signal ohne explizite Berücksichtigung der Z-Kammer-Informationen der Tochterteilchen schwierig ist.

Der Vergleich von Monte-Carlo- und OPAL-Daten ergab eine gute Übereinstimmung der Λ -Menge in den beiden höherenergetischen (Quark-)Jets. Im niederenergetischen (Gluon-)Jet ist das Λ -Signal in den OPAL-Daten etwa um 18 % größer. Dies entspricht 3σ des statistischen Fehlers. Eine größere Zahl von Λ in den experimentellen Daten fand sich systematisch in sämtlichen betrachteten Impulsintervallen. Da die Studie auf Generatorebene eine erhöhte Λ -Rate in simulierten Gluonjets ergab, mit welcher die OPAL-Daten hier verglichen wurden, deutet dieses Resultat auf eine noch stärker erhöhte Λ -Produktion in realen Gluonjets hin.

Zu diesen Ergebnissen gibt es noch keine Abschätzung der systematischen Fehler, sodaß nicht von signifikanten Unterschieden der Λ -Verteilung in Quark- und Gluonjets, sondern erst von Hinweisen auf eine erhöhte Λ -Produktion in Gluonjets gesprochen werden kann. Der Ansatz zur Untersuchung von Quark- und Gluonjets scheint aber in die richtige Richtung zu führen, da er, verglichen mit anderen Verfahren, eine ausreichend hohe Statistik gewährleistet.

Eine Fortsetzung dieser Analyse unter Berücksichtigung der systematischen Studien und der Verbesserungsmöglichkeiten, die bei der Diskussion der bisherigen Ergebnisse vorgeschlagen wurden, sollte zu einer genaueren Fehlerabschätzung führen. Dadurch sind mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren signifikante Aussagen zu Unterschieden in der Λ -Produktion in Quark- und Gluonjets zu erwarten.

Tabellenverzeichnis

3.1 Selektionsschnitte	12
6.1 Selektionsschnitte (3-Jet-Ereignisse)	26
7.1 Verteilung der Λ -Raten in Multijet-Ereignissen	27
7.2 Eigenschaften der energiegeordneten Jets	29
7.3 Mittlere Energie der Jets auf Generator- und Detektorebene	32
7.4 Ergebnisse der Λ -Analyse in 3-Jet-Ereignissen	37
7.5 Mittlere Λ -Nachweiswahrscheinlichkeit in den einzelnen Jets	38
7.6 Effizienz der Λ -Rekonstruktion und Λ -Rate in 3-Jet-Ereignissen	40

- [3] ARGUS Collaboration,
 Hyperon production in e^+e^- -annihilation at 10 GeV center of mass energy
Z. Phys. C **9** (1988) 177
 W. Hoffmann,
 Particle composition in hadronic jets in e^+e^- -annihilation
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988, **38**: 279 - 322
- [4] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand,
 Parton fragmentation and string dynamics
Phys. Rep. **97** (1983) 31
 X. Artru,
 Classical string phenomenology, how strings work
Phys. Rep. **97** (1983) 147
- [5] O. Biebel,
 Dissertation in Vorbereitung
- [6] Kenneth G. Wilson,
 Confinement of quarks
Phys. Rev. D **10** (1974) 2445
- [7] G. C. Fox, S. Wolfram,
 A model for parton showers in QCD
Nucl. Phys. B **168** (1980) 285
- [8] X. Artru, G. Mennessier,
 String model and multiproduction
Nucl. Phys. B **70** (1974) 93
 B. Andersson et al.,
 Parton fragmentation and string dynamics
Phys. Rep. **97** (1983) 31
- [9] TASSO Collaboration,
 Evidence for planar events in e^+e^- -annihilation at high energies
Phys. Lett. B **86** (1979) 243
 MARK J Collaboration,
 Discovery of three-jet events and a test of quantum chromodynamics at PETRA
Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 830
 PLUTO Collaboration,
 Evidence for gluon bremsstrahlung in e^+e^- -annihilation at high energies
Phys. Lett. B **86** (1979) 418
 JADE Collaboration,
 Observation of planar three-jet events in e^+e^- -annihilation and evidence for gluon bremsstrahlung
Phys. Lett. B **91** (1980) 142
- [10] S. L. Lloyd,
 The OPAL Primer
 CERN/OPAL (November 1991)

- [11] OPAL Collaboration,
On the electric charge of quark and gluon jets in Z^0 decays
OPAL PN-058 (März 1992)
- [12] G. Altarelli et al.,
Z Physics at LEP 1, Vol. 3
CERN 89-08 (September 1989)
- [13] Y. I. Azimov, Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, S. I. Trozan,
The string effect and QCD coherence
Phys. Lett. **B 165** (1985) 147
Y. I. Azimov, Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, S. I. Trozan,
Similarity of parton and hadron spectra in QCD jets
Z. Phys. **C 27** (1985) 65
L. A. Gribov, E. M. Levin, M. G. Ryskin,
Semihard processes in QCD
Phys. Rep. **100** (1983) 1
A. Bassutto, M. Ciafaloni, G. Marchesini,
Jet structure and infrared sensitive quantities in perturbative QCD
Phys. Rep. **100** (1983) 201
B. R. Webber,
Monte Carlo simulation of hard hadronic processes
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36** (1986) 253
- [14] The Particle Data Group,
Review of particle properties
Phys. Rev. **D 45** (1992) number 11, part II
- [15] T. Sjöstrand,
JETSET7.3 Physics and Manual
CERN-TH.6488/92 (Mai 1992)
- [16] D. Ward,
GOPAL Primer
CERN/OPAL (Februar 1992)
- [17] R. Brun et al.,
GEANT3 Users Guide
CERN DD/EE/84-1 (September 1987)
- [18] S. Weisz et al.,
ROPE402 Users Guide
CERN/OPAL (Februar 1992)
- [19] S. Catani et al.,
New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- -annihilation
Phys. Lett. **B 269** (1991) 432-438
S. Catani et al.,
Average number of jets in e^+e^- -annihilation
CERN-TH.6328/91
Cavendish-HEP-91/15 (Oktober 1991)

- N.Brown, W. J. Stirling,
Finding jets and summing soft gluons: a new algorithm
Z. Phys. C 53 (1992) 629
- [20] JADE Collaboration,
Experimental studies on multijet production in e^+e^- -annihilation at PETRA energies
Z. Phys. C 33 (1986) 23
- [21] OPAL Collaboration,
A study of the recombination scheme dependence of jet production rates and of $\alpha_s(M_{Z^0})$
in hadronic Z^0 decays
Z. Phys. C 49 (1991) 375
- [22] OPAL Collaboration,
A study of jet production rates and a test of QCD on the Z^0 resonance
Phys. Lett. B235 (1990) 389
- [23] OPAL Collaboration,
A measurement of strange baryon production in hadronic Z^0 decays
Phys. Lett. B291 (1992) 503
- [24] Ursula Maur,
Dissertation in Vorbereitung