

Interner Bericht
DESY F31-86-01
January 1986

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	25. MRZ. 1986	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

JET-ACHSEN BEIM T(1S) - ZERFALL

von

H.-W. Bartels

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

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

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

DIPLOMARBEIT
VON
HANS-WERNER BARTELS

Abstract

The Crystal Ball detector collected in summer '84 230 k hadronic events at the $\Upsilon(1S)$ -energy (9.46 GeV_{cm}) at DORIS II. With this data sample some topology - variables and axes were investigated. The following average values were found for $\Upsilon(1S)$ -(dir) decays:

measured Energy	$\langle E_{vis} \rangle$	=	$5094 \pm 8 \text{ MeV}$
number of tracks	$\langle n_{vis} \rangle$	=	16.0 ± 0.1
sphericity	$\langle S \rangle$	=	0.46 ± 0.1
aplanarity	$\langle A \rangle$	=	0.125 ± 0.001
thrust	$\langle T \rangle$	=	0.706 ± 0.002
triplicity	$\langle T3 \rangle$	=	0.847 ± 0.001

The quoted errors are statistical and contain the uncertainty of background subtraction.

Thrust- and aplanarity-axis were investigated and their corrected angular distributions are fitted to functions proportional to $(1 + \alpha \cdot \cos^2(\Theta))$, where Θ is the angle between the axis and e^+e^- direction. This is a test of lowest order QCD which predicts the decay $\Upsilon(1S) \rightarrow 3 \text{ gluons} \rightarrow \text{Hadrons}$. The most energetic gluon should have $\langle \alpha \rangle = 0.39$, the normal to the 3 gluon plane $\alpha = -1/3$ (from now on called β).

Two different corrections are applied to the data: (a) just detector influence is corrected for and (b) also fragmentation effects are taken into account. The fit-values for the first correction are:

$$\alpha_{hadron} = 0.26 \pm 0.03 \pm 0.14$$

$$\beta_{hadron} = -0.19 \pm 0.02 \pm 0.09$$

After the second correction one should have a measurement of the distribution of the most energetic gluon and of the normal of the 3 gluon plane. One gets the following results:

$$\alpha_{gluon} = 0.41 \pm 0.04 \pm 0.22$$

$$\beta_{gluon} = -0.33 \pm 0.02 \pm 0.16$$

Theory predicts a thrust dependence $\alpha = \alpha(T)$. Such a tendency could be seen in the data but systematic effects are too big to make it a quantitative test.

Zusammenfassung (Englisch)	1
Inhaltsangabe	2
I. Einleitung	3
II. Beschreibung des Experiments	5
II.1. Der Speicherring DORIS II	5
II.2. Der Crystal Ball Detektor	8
II.2.1. Der Crystal Ball	10
II.2.2. Der Innendetektor	14
II.3. Gewinnung der Rohdaten	15
II.4. Der hadronische Datensatz	16
III. Theoretische Grundlagen	22
III.1. Grundbausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen	22
III.2. Quantenchromodynamik	26
III.3. Die $\Upsilon(1S)$ - Resonanz	30
IV. Topologische Variable	38
IV.1. Sphärizität und verwandte Größen	38
IV.2. Thrust und verwandte Größen	39
IV.3. Triplizität	42
V. Auswertung und erste Ergebnisse	43
V.1. Untergrundabzug	43
V.2. Die Monte Carlo Methode	47
V.3. Vergleich der Daten mit Modellen	49
VI. Jetachsen	56
VI.1. Jetachsenverteilungen	56
VI.2. Systematische Fehler bei den Verteilungen der Jetachsen	64
VI.3. $\alpha(T)$	69
VI.4. Vergleich mit anderen Experimenten	72
VII. Literaturverzeichnis	74
VIII. Danksagung	75

Diese Arbeit entstand am DESY, einer Großforschungseinrichtung zur experimentellen Erforschung der Elementarteilchen. Hier wurden mit Hilfe des aus Stanford, USA stammenden Crystal Ball Detektors ca. 250K hadronische Ereignisse bei der Energie des $\Upsilon(1S)$ gesammelt. Dieses Teilchen, das ein System aus dem fünften Quark und seinem Anti-quark im Grundzustand darstellt, wurde 1977 von der Columbia-FNAL-Stony-Brook-Collaboration bei inelastischer Proton-Nukleon Streuung im $\mu^+ \mu^-$ - Massenspektrum entdeckt (/HER77/,/INN77/). Bereits 1978 gelang die $\Upsilon(1S)$ - Produktion in der $e^+ e^-$ Streuung am DORIS II Speicherring bei DESY /BER78a/,/DAR78/.

Die Quarks und ihre Wechselwirkung werden theoretisch durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Eine Möglichkeit, insbesondere die Kräfte zwischen den Quarks zu studieren, besteht im Vergleich experimenteller Daten der Energien angeregter Quarkzustände mit theoretischen Vorhersagen. Exakte Rechnungen sind aufgrund der komplizierten mathematischen Struktur der Theorie nicht durchführbar. Da deshalb kein Präzisionstest der QCD möglich ist, kommt es darauf an, viele unabhängige experimentelle Ergebnisse mit Vorhersagen der QCD zu vergleichen.

Beim $\Upsilon(1S)$ - Zerfall wird in niedrigster Ordnung Störungsrechnung ein Zwischenzustand von 3 Gluonen (Kraftteilchen zwischen den Quarks, siehe Kapitel III) erwartet, welche dann sofort hadronisieren. Mit diesem dominanten Zerfallskanal beschäftigt sich diese Arbeit. Experimentell können nur die auslaufenden Hadronen beobachtet werden. Wie dies geschieht und wie man sich in der Elektron-Positron ($e^+ e^-$) - Streuung die $\Upsilon(1S)$ - Resonanz überhaupt erst erzeugt, wird in Kapitel II besprochen.

Kapitel III geht zunächst allgemein auf die Theorie der Elementarteilchen ein und stellt anschließend die Ergebnisse der Rechnungen zum Zerfall des $\Upsilon(1S)$ vor. Insbesondere erwartet man, daß das energiereichste der drei Gluonen eine Winkelverteilung proportional zu $(1 + \alpha \cos^2 \Theta)$, $\alpha > 0,39$ besitzt, wobei Θ der Winkel des Gluons zur Richtung der $e^+ e^-$ - Strahlachse ist. Für die Normale der 3-Gluonebene erhält man eine Winkelverteilung proportional zu $(1 + \beta \cos^2 \Theta)$, $\beta = -1/3$.

Die angewendeten mathematischen Größen, mit deren Hilfe aus den gemessenen Teilchenspuren wenigstens indirekt auf den Zwischenzustand geschlossen werden kann, werden in Kapitel IV dargestellt.

Die Techniken zur Korrektur der Detektoreinflüsse und die Resultate werden in Kapitel

V und VI gezeigt, wo auch eine Diskussion der systematischen Fehler und ein Vergleich zu Ergebnissen anderer Arbeiten durchgeführt wird. Die gemessenen Koeffizienten für die erwähnten Winkelverteilungen betragen:

$$\alpha = 0,41 \pm 0,04 \pm 0,22 \text{ und}$$

$$\beta = -0,33 \pm 0,02 \pm 0,16 .$$

In einem weiteren Kapitel werden die Möglichkeiten eines detaillierten Studiums des Koeffizienten α untersucht, der nämlich noch von der Energie des höchstenergetischen Gluons abhängt. Hier konnte eine qualitative Übereinstimmung zur QCD gezeigt werden. Es sei noch angemerkt, daß Spin 0 für Gluonen aufgrund von Messungen dieser Art ausgeschlossen werden kann, da man für diese ein $\alpha = -0,995$ erwarten würde.

II. Beschreibung des Experiments

In diesem Kapitel soll besprochen werden, wie man zur experimentellen Grundlage dieser Arbeit, den Daten, kommt. Zunächst müssen $\Upsilon(1S)$ - Resonanzen erzeugt werden, was mit Hilfe von Speicherringen geschieht (II.1.). Das $\Upsilon(1S)$ zerfällt in ca. $1,5 \cdot 10^{-18}$ Sekunden in stabile Hadronen, die im Crystal Ball Detektor (II.2.) gemessen werden. Die vom Detektor kommenden Signale werden elektronisch verarbeitet und auf Magnetbändern gespeichert (II.3.). Aus der großen vorhandenen Datenmenge werden anschließend die hadronischen Ereignisse, die für diese Arbeit benutzt wurden, herausselektiert (II.4.).

II.1. Der Speicherring Doris II.

Wenn man Elementarteilchen untersuchen will, muß man diese zunächst erzeugen, da die allermeisten von ihnen in der Natur nicht vorkommen, was an ihren extrem kurzen Lebensdauern von 10^{-24} - 10^{-6} sec liegt. Die Idee bei der Erzeugung von Elementarteilchen ist die Anwendung der berühmten Einstein'schen Relation:

$$E = m \cdot c^2 \tag{II.1}$$

Danach ist es möglich, Energie in Masse zu verwandeln und umgekehrt. Beim vorliegenden Experiment wird dies dadurch erreicht, daß man Elektronen und deren Antiteilchen, die Positronen, auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision bringt. Dabei können sich Elektron und Positron vernichten, und ihre Gesamtenergie steht dann gemäß Formel (II.1) zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung.

Zweck eines Speicherringes ist es, vorbeschleunigte Teilchenpakete, sogenannte Bunche, bei konstanter Energie in gegenläufigen Bahnen zu halten und an bestimmten Punkten des Ringes, den Wechselwirkungszone, zum Zusammentreffen zu bringen.

Bevor man Teilchenbündel speichern kann, muß man sie erzeugen und beschleunigen. Die Elektronen treten aus einer Glühkathode aus, werden in Bündeln von etwa 10^9 Teilchen in den Linearbeschleuniger LINAC I auf 62 MeV vorbeschleunigt und im Synchrotron auf die Energie des Speicherringes, z.B. 5000 MeV gebracht. Dann injiziert man sie in den Speicherring (Bild II.1). Das Synchrotron beschleunigt acht solcher Bündel in der Sekunde, die jeweils dem bereits im Ring befindlichen Paket hinzugefügt werden, sodaß dies immer mehr Teilchen erhält. Wenn alles ohne Fehler abläuft, hat man in etwa einer Minute einige 10^{11} Teilchen gespeichert. Positronen werden erzeugt, indem man im LINAC-II Elektronen auf

300 MeV beschleunigt und auf ein Wolfram-Target schießt. Dort geben sie Bremsstrahlung ab, die wiederum Elektron-Positron-Paare erzeugt. Die Positronen werden mit Hilfe von magnetischen Feldern von den Elektronen getrennt, weiterbeschleunigt und in einem kleinen Speicherring von etwa fünf Meter Durchmesser, PIA (=Positron-Intensitäts-Akkumulator) zu kürzeren und intensiveren Bündeln konzentriert. Danach kommen sie mit einer Energie von 450 MeV ins Synchrotron. Anschließend injiziert man sie in Gegenrichtung in DORIS II.

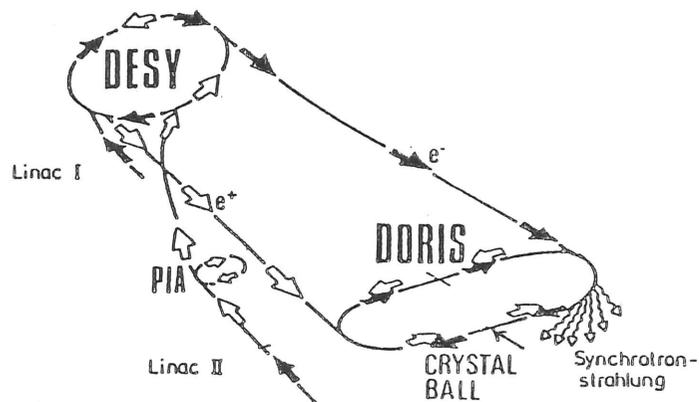


Bild II.1: Beschleuniger und Speicherring DORIS II

Der Speicherring besteht aus einem Aluminiumrohr, das auf etwa 10^{-9} mbar evakuiert ist. Mit Hilfe von Dipolmagneten werden die Elektronen- bzw. Positronenbunche auf der Kreisbahn gehalten. Als Folge der Wechselwirkung der Teilchen untereinander und mit dem Strahlrohr haben die Bündel das Bestreben, sich auszudehnen und müssen deshalb fokussiert werden. Hierfür sind über den gesamten Speicherring Quadrupolmagnete installiert, die wie Linsen wirken. Sextupolmagnete bewirken eine Energiekorrektur und haben ihr Analogon in Farbkorrekturlinsen. Wegen der Analogie zur Optik spricht man auch von der Strahloptik, wenn man das Magnetsystem zur Steuerung der Bunche meint. Ein Bunch hat ungefähr einen Durchmesser von 1 mm in horizontaler und 0.1 mm in vertikaler Richtung. Seine Länge

beträgt ungefähr 3 cm. Genauer gesagt, handelt es sich um gaußförmige Dichteverteilungen mit den obengenannten Breiten ($2 \cdot \Delta x$).

Durch Radialbeschleunigung in den Dipolmagneten verlieren die Elektronen Energie in Form von Synchrotronstrahlung. Die dabei abgestrahlte Leistung P ist

$$P \sim \left(\frac{E}{m}\right)^4 \cdot \frac{1}{R^2} \quad (11.2)$$

wobei E und m für Energie und Ruhemasse der beschleunigten Teilchen und R für den Krümmungsradius stehen. Dieser Energieverlust muß ständig kompensiert werden, was durch Hohlraumresonatoren geschieht, in denen durch hochfrequente elektromagnetische Anregung ein E-Feld parallel zur Strahlrichtung schwingt. Die Resonatoren sind so gebaut, daß die Teilchenpakete stets eine Beschleunigung in den Feldern erfahren. Dieser Energiezufuhr sind jedoch Grenzen gesetzt, so daß man mit DORIS II "nur" Energien bis 5.6 GeV pro Teilchen erreichen kann. Um zu höheren Energien zu kommen, gibt es, wie man leicht an Formel (11.2) sehen kann, zwei Möglichkeiten:

- (1.) Man kann den Radius erhöhen, sprich größere Speicherringe bauen. Beispiele hierfür sind PETRA am DESY mit 2.3 km Umfang und 23 GeV Energie pro Teilchen oder LEP am CERN (z.Zt. im Bau) mit 34 km Umfang und geplanten 100 GeV pro Teilchen.
- (2.) Eine zweite, effektivere Methode ist, Protonen und Antiprotonen zur Kollision zu bringen, da diese eine ca. 2000-mal größere Masse haben und daher deren Abstrahlung um ca. 10^{-13} -mal kleiner ist als die von Elektronen bzw. Positronen.

Letzteres wurde sehr erfolgreich am CERN durchgeführt, wo man so am SPS bis zu 450 GeV pro Teilchen erreicht. Der Nachteil an Proton-Antiproton-Beschleunigern ist, daß das Proton im Gegensatz zum Elektron nicht wirklich elementar ist, sondern aus drei Quarks besteht, die aber nicht alle genau 1/3 der Energie besitzen, sondern eine bestimmte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Energie haben. So schießt man im Fall der Protonen/Antiprotonen zwei, im Vergleich zu Elektronen, sehr komplizierte Gebilde aufeinander.

Die Lebensdauer der Teilchenpakete wird dadurch begrenzt, daß Teilchen mit dem Restgas oder dem Strahlrohr wechselwirken. Die Zeit zwischen zwei Füllungen liegt bei DORIS II bei etwa einer Stunde. Jedesmal, wenn sich ein Elektron und Positron vernichten und die dabei entstehenden Teilchen nachgewiesen werden, sprechen wir von einem Ereignis. Um

Eigenschaften von DORIS II	
Umfang	288 m
mittlerer Krümmungsradius	25,8 m
Maximalenergie pro Teilchen	5,6 GeV
Energieunschärfe beim $\Upsilon(1S)$	7,5 MeV
Anzahl der Bunche	2 * 1
Luminosität (typischer Wert)	$10^{-31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabelle II.1

die Ausbeute an guten Ereignissen messen zu können, definiert man die Luminosität eines Speicherringes:

$$L = \frac{N}{\sigma} \quad (II.3)$$

wobei N die Ereignisrate für eine bestimmte Reaktion und σ der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist. Hierbei ist zu betonen, daß L eine rein maschinenabhängige Größe ist. Die Luminosität ist also ein Maß für die Qualität des Speicherringes. Gemessen wird die Luminosität durch Bestimmung der Ereignisrate N_e einer bekannten Eichreaktion, von der man σ_e gut kennt. In der Praxis werden in unserem Experiment folgende Reaktionen verwendet /KLO84/:

1. Bhabha-Streuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
2. Paar-Vernichtung: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften von DORIS II kann Tabelle II.1 entnommen werden.

II.2. Der Crystal Ball Detektor.

Der Crystal Ball Detektor ist in einer der beiden Wechselwirkungszone von DORIS II aufgebaut. Seine eigentliche Stärke ist seine ausgezeichnete Energiemessung von elektromagnetisch schauernden Teilchen, d.h. von Elektronen, Positronen und γ -Quanten. Auf den Bildern II.2 und II.3 ist ein schematischer Überblick über den Detektor gegeben. Seine Hauptkomponenten sind:

1. der eigentliche Crystal Ball mit 672 NaJ(Tl) Kristallen,

2. der Innendetektor mit 4 Proportionalkammern mit je einer Doppellage von Drähten,
3. die Endkappen aus NaJ(Tl) Kristallen
4. der Luminositätszähler

Zusätzlich gehören zum Detektor auch noch die sog. "Roofcounter". Diese sind großflächige Plastik-Szintillatoren, durch die kosmische Strahlung erkannt werden kann. Da diese in dieser Arbeit nicht benutzt wurden, wird auch nicht näher auf sie eingegangen. Eine ausführliche Diskussion aller Detektorkomponenten erfolgt in /GAI82/, wobei in dieser Arbeit die alte Anordnung aus der Zeit beschrieben wird, in der der Crystal Ball noch am SLAC war. Jede Endkappe besteht aus 20 NaJ(Tl)-Kristallen. Sie sollen Teilchen unter kleinen θ -Winkeln nachweisen. Die Strahlungslänge der Kristalle schwankt sehr stark, sodaß eine zuverlässige Energiebestimmung nicht möglich ist. Erschwerend kommt hinzu, daß Strahlungsschäden an den Endkappen als besonders groß anzunehmen sind, da unter kleinen Winkeln die Untergrundstrahlung besonders hoch ist. Ihre Hauptaufgabe liegt in der Trennung von "guten" Ereignissen und Untergrundereignissen.

Innerhalb der Tunnelregionen sind über und unter dem Strahlrohr vier Luminositätsmonitore angebracht (Bild II.2), von denen sich bezüglich des Wechselwirkungspunktes jeweils zwei gegenüberstehen. Sie dienen dem Nachweis von Bhabha Ereignissen, die unter kleinen Winkeln zur Strahlachse gestreut und vom Crystal-Ball nicht registriert werden können. Kleine Winkel werden von der Bhabha-Streuung besonders bevorzugt.

Jeder Monitor besteht aus zwei Hilfsszintillatoren und einem Schauerzähler, der schichtweise aus Blei und Szintillationsmaterial (Plastik) aufgebaut ist. Man kann damit die Energie der einfallenden Teilchen bestimmen (siehe II.2.1.). Mit Hilfe einer fest verdrahteten elektronischen Logik werden Bhabha Ereignisse durch Koinzidenzen direkt und schnell identifiziert, ohne einen Rechner zu benutzen.

Aus der Anzahl dieser "Kleinwinkel-Bhabha Ereignisse" und der Kenntnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts des beobachteten Raumwinkelbereiches läßt sich wiederum die Luminosität berechnen. Die mit diesem Verfahren gewonnene "Kleinwinkel-Bhabha-Luminosität" steht während der Datennahme sofort zur Verfügung, so daß eine schnelle Abschätzung der gemessenen Datenmenge möglich ist. Durch Vergleich mit der "Großwinkel-Bhabha-Luminosität", die aus den Crystal-Ball Daten gewonnen wird /KLO84/, hat man eine gegenseitige Kontrolle beider Verfahren.

Direkt neben den Endkappen sitzen zwei Minibetamagnete (Bild II.2), spezielle Qua-

drupolmagnete, die nicht zur Detektoranordnung, sondern zum Speicherring gehören. Ihre Aufgabe ist es, die Teilchenstrahlen besonders gut auf den Wechselwirkungspunkt zu fokussieren.

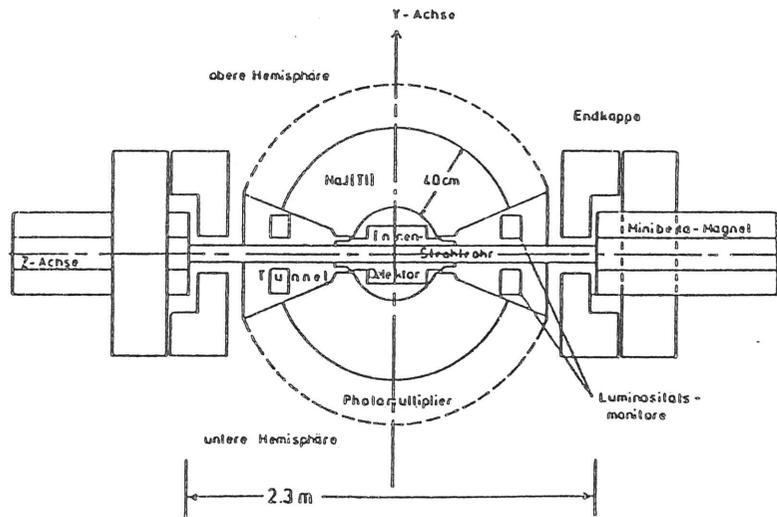


Bild 11.2: Vertikaler Schnitt durch den Detektor (Seitenansicht)

11.2.1. Der Crystal Ball.

Der eigentliche Crystal Ball besteht aus 672 radial angeordneten Einkristallen von Thallium-dotiertem Natriumjodid NaJ(Tl) als Szintillationsmaterial mit aufgesetzten Photomultiplier-Röhren. Die Kristalle haben die Form von Pyramidenstümpfen mit gleichseitig dreieckiger Grundfläche und einer Höhe von 40 cm (16 inches). Sie bilden eine Kugel von 65 cm Radius, in deren Mitte ein kugelförmiger Hohlraum mit 25 cm Radius für den Innendetektor zur Verfügung steht. Seine Oberfläche ist wie ein Ikosaeder aufgeteilt (siehe Bild 11.4a). Jede der 20 Dreiecksflächen, "Major Triangles", ist in 4 Dreiecke unterteilt, die "Minor Triangles" (siehe Bild 11.4b). Diese sind schließlich noch einmal in neun Dreiecke unterteilt (siehe Bild 11.4c), die dann die Kristalle enthalten. Um für das Strahlrohr (z-Achse im Bild 11.4)

des Speicherringes einen Tunnel durch den Detektor zu schaffen, mußte man auf zwei gegenüberliegenden Seiten jeweils 24 Kristalle weglassen. Deshalb gibt es nur 672 statt 720 Kristalle. Die beiden Löcher heißen Tunnelregionen. Der von den Kristallen abgedeckte Raumwinkelbereich beträgt 93 %, eine für diese Arbeit sehr entscheidende Größe.

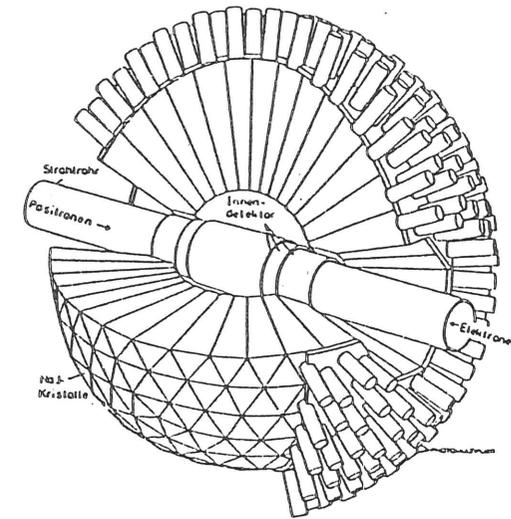


Bild 11.3: Zusammensetzung des Energiedetektors

In horizontaler Ebene ist die Kugel in zwei Hälften geteilt. Jede der beiden Hemisphären wird von einem Metallmantel zusammengehalten, in dem für jeden Kristall eine kreisförmige Öffnung gelassen ist, durch die Licht austreten kann. Zur Messung des austretenden Lichtes ist hier jeweils ein Photomultiplier aufgesetzt (siehe Bild 11.3).

Die ganze Konstruktion ist in ein Metallgestell eingebaut. Man kann die zwei Hälften mittels einer Hydraulik nach oben bzw. unten auseinanderfahren. Das ist nötig für Wartungsarbeiten am Innendetektor, aber vor allem, um größere Strahlungsbelastungen der Kristalle zu vermeiden. Natriumjodid wird durch Bestrahlung im Laufe der Zeit braun und damit lichtundurchlässig. Durch eine Fernbedienung ist es möglich, vom Kontrollraum aus

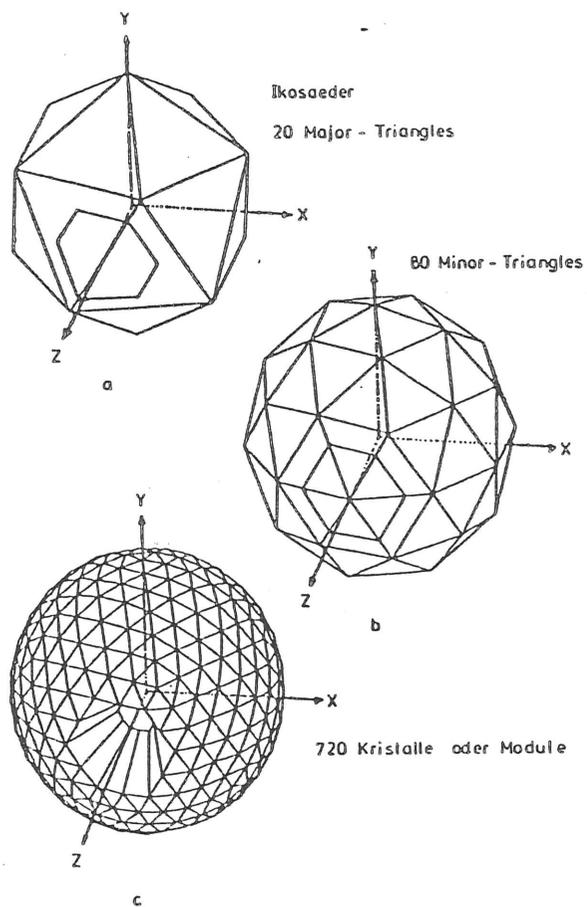


Bild II.4a,b,c: Die Geometrie des Crystal-Ball

bei jeder neuen Füllung von DORIS II den Crystal-Ball auseinanderzufahren. Denn gerade während der Injektion kommt es zu einer besonders hohen Strahlungsbelastung, weil viele neu eingeschossenen Teilchen sofort wieder aus der Bahn kommen. Diese Strahlung tritt vor

allen in Strahlrichtung und in der Nähe des Rohres auf, sodaß man durch Öffnen des Balles den größten Teil meidet. Wenn längere Zeit keine Daten genommen werden sollen, z.B. wenn der Speicherring mehrere Tage lang optimiert wird ("Maschinenstudien"), wird der Ball nicht nur geöffnet, sondern es wird zusätzlich um das Strahlrohr eine Abschirmung aus 5 cm dicken Bleiziegeln aufgebaut, um die Kristalle besonders wirkungsvoll vor Strahlung zu schützen.

Der Länge der Kristalle von 40 cm entsprechen 15.7 Strahlungslängen. Eine Strahlungslänge ist die Distanz, in der ein schauerndes Teilchen (z.B. ein Elektron) $1/e$ seiner Energie verliert. Die Energieauflösung des Balls beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2.7 \% \left(\frac{E}{GeV} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (II.4)$$

Die Energieabgabe von Elektronen, Positronen und γ -Quanten verläuft nach folgendem Schema: Ein geladenes Teilchen erzeugt ein Bremsstrahlungsquant oder es liegt von Anfang an ein γ -Quant vor. Dieses erzeugt dann ein Elektron-Positron-Paar, welches wiederum ein Bremsstrahlungsquant erzeugt und so fort. Auf diese Weise entsteht der sog. elektromagnetische Schauer, dessen transversale Ausdehnung sich typischerweise über mehrere Kristalle erstreckt. Das Schauern hört erst dann auf, wenn die Photonen und Elektron-Positron Paare Energien im Bereich von 10 MeV erreicht haben. Jetzt spielen Prozesse wie Paarvernichtung, Ionisation, Photoeffekt und Comptonstreuung eine immer größere Rolle, was schließlich zur Emission von sichtbarem Licht führt, welches den Photomultipliern zugeführt wird, die die Menge an erhaltenem Licht in einen dazu proportionalen Strompuls umwandeln. Dieser wird über ein Signalkabel in den Kontrollraum geleitet, wo seine elektronische Verarbeitung stattfindet. Um eine optimale Lichtausbeute zu erhalten sind die Kristalle mit Aluminiumfolie umwickelt.

Da NaJ stark hygroskopisch ist und seine optischen Eigenschaften schon durch kleine Mengen von Oberflächen-Hydratation irreparabel geschädigt würden, ist der Crystal Ball in einem Trockenraum untergebracht, dessen innere Luftfeuchtigkeit stets auf dem Level von $-60^\circ C$ Taupunkt gehalten wird. Die Innentemperatur wird konstant auf $(20 \pm 0.2)^\circ C$ gehalten, da die großen Einkristalle bei zu hohen Temperaturgradienten leicht brechen und die Lichtausbeute temperaturabhängig ist.

Die große Anzahl der Kristalle erlaubt eine entsprechend genaue Ortsauflösung schauernder Teilchen, was ebenfalls sehr entscheidend für die Bestimmung topologischer Größen ist. Zur Abschätzung der Winkelauflösung in θ kann man die Kristalle abzählen, die am

Äquator zusammen 180° ergäben. Es sind 30. Das ergibt eine Auflösung von $180^\circ/30 = 6^\circ$ in θ . Bei einem Schauer, der sich über viele Kristalle erstreckt, kann man die Winkel des Energieschwerpunktes etwa um den Faktor 3 genauer bestimmen, als es die Auflösung der einzelnen Kristalle zuläßt. Man kann also die Meßgenauigkeit auf etwa 2° in θ steigern.

Die Auflösung in φ ist proportional zu $1/\sin(\theta)$. In der X-Y Ebene ($\sin(\theta) = 1$) kann man φ so genau bestimmen wie θ . Wenn sich aber θ den Tunnelregionen nähert, wird die Auflösung schlechter. Der ungünstigste Fall, der im Detektor vorkommt, sind die Kristalle, die direkt am Tunnel liegen. Es sind 30 Stück für 360° in φ . Also kommt man auf etwa $360^\circ/30 = 12^\circ$ Auflösung in φ bzw. 4° für den Energieschwerpunkt.

Für diese Arbeit ist es noch wichtig zu erwähnen, daß die Energie- und Ortsbestimmung für schauernde Teilchen zwar ausgezeichnet, dafür aber die Energiebestimmung von geladenen Hadronen (π^\pm, K^\pm) eher mangelhaft ist, da diese aufgrund ihrer erheblich größeren Masse nicht schauern und nur einen geringen Teil ihrer Energie durch Ionisation in den Kristallen verlieren. Die elektromagnetische Energiedeposition entspricht einer Landauverteilung mit einem Mittelwert von 200 MeV für relativistische Pionen. Zusätzlich können geladene Hadronen aber noch mit den Atomkernen der Kristallatome stark wechselwirken, wobei neue geladene und neutrale Teilchen entstehen können (vor allen Dingen Pionen), was zu einer erhöhten Energiedeposition besonders im Falle der Produktion neutraler Pionen führt. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Kernwechselwirkung wird durch die Absorptionslänge bestimmt. Der Crystal Ball hat eine Absorptionslänge von ca. eins, d.h. die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion beträgt ≈ 0.67 , während die verbleibenden 33 % Hadronen als minimal ionisierende Teilchen registriert werden.

II.2.2. Der Innendetektor.

Der Innendetektor besteht aus vier Proportionalkammern mit jeweils einer Doppellage von Anodendrähten, die an beiden Enden ausgelesen werden. Die Kammern sind mit einem Gasgemisch aus $Ar/CO_2/CH_4$ bei Normaldruck gefüllt. Proportionalkammern dienen zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen. Passiert ein geladenes Teilchen die Kammer, so ionisiert es Gasmoleküle. Die dadurch entstehenden Elektronen driften zu den nächsten Anodendrähten. Das elektrische Feld nimmt in der Nähe der Anodendrähte um Größenordnungen zu, was dazu führt, daß die ankommenden Elektronen erneut viele Gasmoleküle ionisieren und so ein verstärkter Strompuls auf den Drähten registriert wird, der dann ebenfalls über Signalkabel zur elektronischen Verarbeitung in den Kontrollraum geleitet wird. Haben mehrere Drähte längs einer Geraden angesprochen, so ist dies auf ein geladenes Teil-

chen zurückzuführen, welches in diese Richtung geflogen ist. Da die Drähte parallel zur Strahl- oder z-Richtung gespannt sind, bekommt man nicht unmittelbar eine Information über die z-Richtung. Diese erhält man aber durch Vergleich der Ladungsmengen, die an beiden Enden registriert wurden. Mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes kann man nun auf den z-Wert zurückschließen. Erreichte Auflösungen sind /WAX85/:

1. $\Delta\varphi \approx 50 \text{ mrad}$
2. $\Delta z \approx 1 \text{ cm}$

Diese Spurbestimmung kann dadurch überprüft werden, daß man unter den gleichen Koordinaten den Energieschwerpunkt der Spur in den Kristallen erwartet. In der Tat werden so die Eichkonstanten zur z-Wert Bestimmung mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen kalibriert.

II.3. Gewinnung der Rohdaten.

Um die große Menge an elektrischen Signalen, die vom Detektor über Kabel in den Kontrollraum gelangen, verarbeiten zu können, müssen diese digitalisiert und anschließend über Computer ausgelesen und strukturiert werden. Die im Detektor registrierten Ereignisse aus der e^+e^- -Vernichtung sind jedoch überlagert von einer großen Anzahl von Untergrundeignissen, herrührend von Strahl-Reaktionen mit dem Restgas und dem Strahlrohr, bzw. kosmischer Höhenstrahlung. Es ist notwendig, diesen Untergrund auf ein geringes Maß zu reduzieren, da man sonst eine überflüssig große Datenmenge produzieren und außerdem Strahlzeit verschwenden würde, da jedes vollständige Auslesen eines Ereignisses ca. (35 - 50)ms dauert und in dieser Zeit keine weiteren Ereignisse registriert werden können. Die Elektron/Positron Pakete durchkreuzen sich ca. einmal pro μs , was man leicht aus dem Umfang des Ringes und der Lichtgeschwindigkeit berechnen kann.

Für die Datenreduktion gibt es eine fest verdrahtete elektronische "Trigger"-Logik, die sehr schnell arbeitet. Nur wenn die Signale bestimmte "Trigger"-Bedingungen erfüllen, werden sie digitalisiert und vom Online-Rechner, einer PDP11, registriert. Beispiele für Trigger-Bedingungen sind minimale Energiedeposition im Ball oder räumliches Gleichgewicht der Energiedepositionen. D.h. wenn man in einem Major eine gewisse Energiedeposition hat, so fordert man in der gegenüberliegenden Hemisphäre eine ungefähr gleiche. Die physikalische Motivation für die letzte Bedingung ist natürlich die Impulserhaltung und man kann auf diese Weise eine große Menge Strahl-Gas Reaktionen unterdrücken, die ja im Laborsystem einen Impuls ungleich Null haben.

Die PDP11 schreibt die akzeptierten Ereignisse zunächst auf eine Platte, von wo aus ein kontinuierlicher Datentransfer zur IBM Großrechenanlage stattfindet. Eine weitere äußerst wichtige Aufgabe des Online-Rechners besteht in der Überwachung und Steuerung des Experimentes. So werden besonders wichtige Parameter des Experiments, z.B. die Ereignisrate (typischerweise ca. 5 Hz), angezeigt. Weiterhin werden die Versorgungsspannungen alle paar Minuten überprüft, und bei Werten außerhalb vorgegebener Tolleranzbreiten erfolgt eine Meldung. Eine zusammenfassende Information über die genommenen Daten, wie Zahl der registrierten Ereignisse, vorläufige Luminosität u.v.a.m., wird am Ende jeden Runs ausgedruckt. Mit all diesen Maßnahmen ist es möglich, Fehler in der Datennahme schnell zu erkennen und zu beheben.

Bild 11.5 zeigt schematisch den Datenfluß vom Experiment zum Großrechner, auf dem die Analyse gemacht wird. Auf der IBM werden die Daten zunächst auf einer Magnetplatte gespeichert, bis ca. 50 - 100 Tausend Ereignisse gesammelt sind und ein sogenannter Dump-Job startet, der im wesentlichen die Daten von der Platte auf ein Rohdatenband schreibt. Außerdem startet der Dump-Job noch eine Reihe von Folgejobs, die die Daten teilweise analysieren und zum Beispiel Bhabha Ereignisse selektieren, die für vielfältige Zwecke schnell genutzt werden müssen. Mit Hilfe der Bhabha Ereignisse werden Kalibrationskonstanten für die Energiebestimmung in den Kristallen, die z-Bestimmung geladener Spuren in den Kammern und die "Time of Flight" Messungen stets überprüft und neu bestimmt. Außerdem werden die Bhabha Ereignisse zur Bestimmung der Luminosität verwendet /KLO84/. Diese weite Anwendbarkeit der Bhabhas liegt an dem relativ großen Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß, der genauen theoretischen Kenntnis und seiner leichten Identifizierbarkeit. Die für den Detektor besonders wichtige Energiekalibration wird während der Meßperioden ca. alle 14 Tage durchgeführt.

Nachdem die Rohdatenbänder geschrieben sind, werden sie noch durch ein Standard-Analyseprogramm geschickt, in dem viele für eine weitere Analyse nützliche Berechnungen angestellt werden, wie z.B. eine Energie- und Winkelzuordnung zu vorher rekonstruierten Spuren. In dieser Form stehen die Daten dann allen Mitgliedern der Kollaboration zur Verfügung.

11.4. Der hadronische Datensatz.

Die Daten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, wurden im Sommer 1984 bei einer Energie

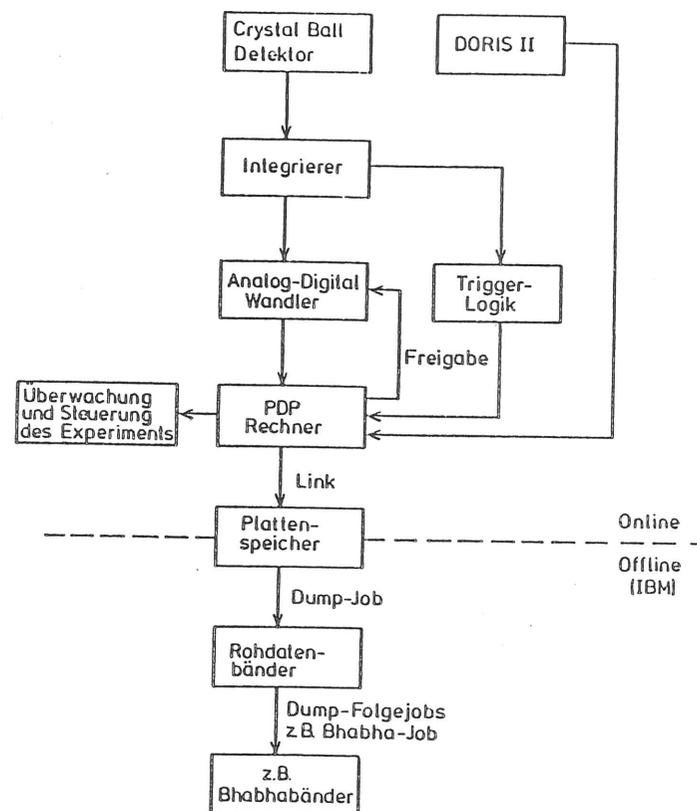


Bild 11.5: Datenflußdiagramm

von 9.46 GeV genommen. Da $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle in Hadronen untersucht wurden, soll im folgenden die Hadronselektion vorgestellt werden. Wie man aus Bild 11.6 erschen kann, gehören lediglich 2% der genommenen Daten zum hadronischen Teil. Man sieht sehr schön einen Peak

bei ~ 10 GeV, der Bhabha Ereignissen entspricht. Der größte Teil der Ereignisse befindet sich im niederenergetischen Bereich und besteht hauptsächlich aus kosmischer Strahlung und Strahl-Gas(Strahlrohr)-Ereignissen. Hadronische Ereignisse werden nun zwischen den beiden obigen Ereignistypen gefunden. Der Untergrund des hadronischen Datensamples sind QED-Ereignisse wie $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$, $\tau^+\tau^- (\gamma)$, Zwei-Photon Ereignisse und natürlich Strahl-Gas und Strahl-Strahlrohr-Ereignisse. Die meisten dieser Untergrund-Ereignisse können durch Energie, Multiplizitäts- und Symmetrieforderungen herausgefiltert werden, wie es auch im Hadron-Selektionsprozeß geschieht. Einige Anteile von $\tau\tau$ -Ereignissen sind kaum zu unterdrücken, da sie hadronischen Ereignissen sehr ähnlich sind. Ein nicht zu entfernender Untergrund der hadronischen T(1S)-Daten ist die nichtresonante $q\bar{q}$ -Hadron-Erzeugung. Dieser Untergrund kann nur statistisch abgezogen werden, was in Kapitel V.1 noch näher erläutert wird.

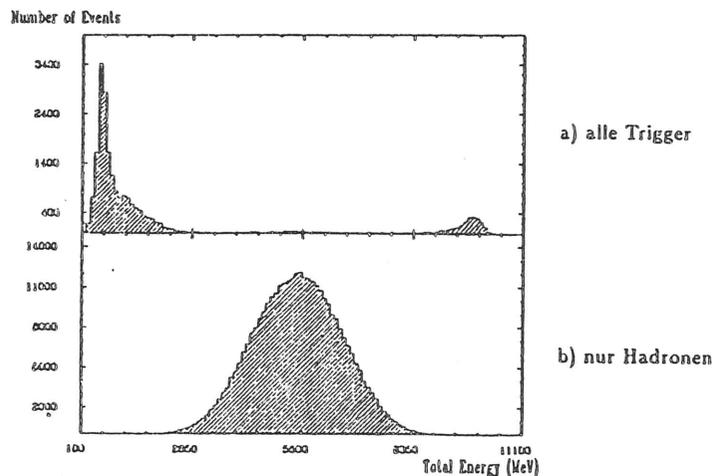


Bild 11.6 Energie im Ball (aus /NER85/)

Um herauszufinden, wie gut das Selektionsprogramm gegen den Maschinenuntergrund diskriminiert, wurden "separated Beam" Daten genommen, d.h. Daten, bei denen das Elektronen- vom Positronen-Paket separiert wurde, sodaß sie nicht miteinander wechselwir-

ken können. So erhält man Daten, die nur Strahl-Gas (Strahlrohr)-Wechselwirkungen oder kosmische Strahlung sein können. Aus diesen Untersuchungen weiß man, daß der Untergrund kleiner 3% ist. Die folgenden Selektionskriterien werden angewendet, um hadronische Ereignisse zu erkennen:

- (1.) Die gesamte im Ball gemessene Energie soll größer als 10% der Schwerpunktsenergie sein. Dieser Schnitt unterdrückt kosmische Myonen und μ -Paar Ereignisse, welche typischerweise 200 - 500 MeV im Ball deponieren.
- (2.) Das Verhältnis der Energie in den Tunnelkristallen verglichen mit der Energie im übrigen Ball soll kleiner als 50% sein, und das Verhältnis der Energie in den Endkappen zur Gesamtenergie soll kleiner als 40% sein. Dieser Schnitt soll Strahl-Gas-(Strahlrohr)-Ereignisse unterdrücken, die hauptsächlich Energiedepositionen nahe zur Strahlachse haben.
- (3.) Ein sehr effizienter Schnitt gegen Strahl-Gas Ereignisse und kosmische Strahlung ist ein 2-dimensionaler Schnitt mit Hilfe des Vektors der Energiesumme $\vec{\beta}$ und der transversalen Energie E_{trans} eines Ereignisses. $\vec{\beta}$ wird definiert als:

$$\vec{\beta} = \sum_n \frac{E_n \vec{r}_n}{E_{Ball}} \quad n \text{ läuft über alle Spuren} \quad (11.5)$$

Diese Variable wird eingeführt, da der Crystal Ball keine Impulsmessung erlaubt. Wenn alle Teilchen eines Ereignisses Elektronen und Photonen sind, die ihre Energie vollständig im Ball deponieren, sollte $\vec{\beta}$ Null sein (Impulserhaltung !).

Die transversale Energie E_{trans} ist die Summe der absoluten Werte der auf die x-y Ebene projizierten Energievektoren, normalisiert auf die Strahlenergie \sqrt{S} .

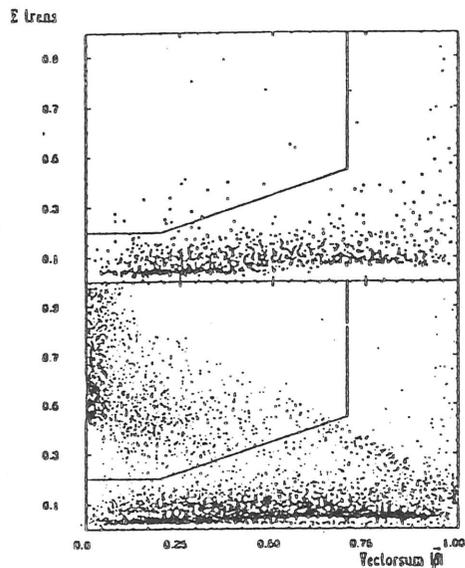
$$E_{trans} = \sum_n \frac{E_n \sin \Theta_n}{\sqrt{S}} \quad (11.6)$$

Θ_n = Winkel der Spur n zur Strahlachse

Den Nutzen dieses Schnittes kann man deutlich in Bild 11.7 erkennen.

Die verbleibenden Schnitte werden gemacht, um gegen hochenergetischen QED-Untergrund wie Bhabhas oder $\gamma\gamma$ -Ereignisse zu diskriminieren. Die Forderungen sind:

- (1.) Es sollen mindestens vier zusammenhängende Energiedepositionen ("connected regions") vorhanden sein.



a) seperated Beam Daten

b) e^+e^- - Daten

Bild II.7 : Zweidimensionaler Untergrundschnitt (aus /NER85/)

- (5.) Mehr als drei "connected regions" mit mehr als 100 MeV sollen im Ball sein.
- (6.) Höchstens eine "connected region" darf mehr als 80% der Strahlenergie haben, und falls dies der Fall ist, so soll die Gesamtenergie kleiner als 75% der Schwerpunktsenergie sein.
- (7.) Die letzte Forderung ist, daß mindestens drei Energiemaxima im Ball mit $|\cos\theta| < 0.85$ vorhanden sind.

Es sollte angemerkt werden, daß keine Information der Kammern benutzt werden, um Hadronen zu erkennen. Die Anzahl der benutzten hadronischen Ereignisse der Sommer' 84-Run-Periode, die die Selektion passierten, beträgt 234.000, was einer Luminosität von 20pb^{-1} entspricht. Tabelle II.2 gibt eine Übersicht über die verwendeten Daten.

Die verschiedenen Datensätze		
Energie -region	Luminosität	# der Hadronen
$\Upsilon(1S)$	20.0 pbarn^{-1}	233 574
Kontinuum	8.0 pbarn^{-1}	22 976

Tabelle III.2

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{Hadron} wird mit Hilfe von Monte Carlo Ereignissen - das sind auf dem Computer simulierte Ereignisse (siehe Kapitel V.2) - bestimmt und zwar getrennt für die zwei verschiedenen Ereignistypen:

- 1.) $e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow 3 \text{ Gluonen} \rightarrow \text{Hadronen}$
- 2.) $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten betragen:

- 1.) Für $3\text{-Gluonen} \rightarrow \text{Hadronen}$: $\epsilon_H = 0.97$
- 2.) Für $q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$: $\epsilon_H = 0.74$

III. Theoretische Grundlagen

Zunächst werden die allgemeinen Grundlagen der Elementarteilchenphysik vorgestellt (III.1.). Die Theorie der Quarks, die QCD, wird gesondert behandelt (III.2.), wobei dabei insbesondere die Aussagen über die $\Upsilon(1S)$ - Zerfälle interessieren (III.3.).

III.1. Grundbausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen.

In der Natur gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen, auf die alle Kräfte und Veränderungen zurückgeführt werden können. Jeder dieser Kräfte ist mindestens ein "Kraft-Teilchen" oder Feldquant zugeordnet, welches die Wechselwirkung vermittelt. Die vier Kräfte und ihre Austauschteilchen sind in Tabelle III.1 aufgelistet.

Die fundamentalen Kräfte			
Kraft	Austauschteilchen	Symbol	rel. Stärke
Gravitation	Graviton	g	10^{-40}
Elektr.-Magnetismus	Photon	γ	1/137
Schwache Kraft	Weakon	Z^0, W^\pm	10^{-5}
Kernkraft	Gluon	G	≈ 0.2

Tabelle III.1

Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das γ -Quant, aus dem sich auch das uns wohlbekannte Licht zusammensetzt. Die Beschreibung von Prozessen in der Hochenergiephysik geschieht mit Hilfe der sogenannten Feynman-Diagramme. Hier wird horizontal die Zeit und vertikal der Raum (1-dimensional) aufgetragen. Für die wechselwirkenden Teilchen zeichnet man gerade Linien, für die Feldquanten Wellenlinien. Ein Prozeß bestehe nun darin, daß zwei gerade Linien auf eine Wellenlinie stoßen. Dies ist dann ein Kopplungspunkt oder Vertex. Die beiden geraden Linien können entweder Teilchen vor und nach der Reaktion oder zwei Teilchen vor bzw. nach der Reaktion darstellen. Um dies alles an einem Beispiel zu erläutern, seien die beiden wichtigsten Feynman-Graphen der Bhabha Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) in Bild III.1 vorgestellt:

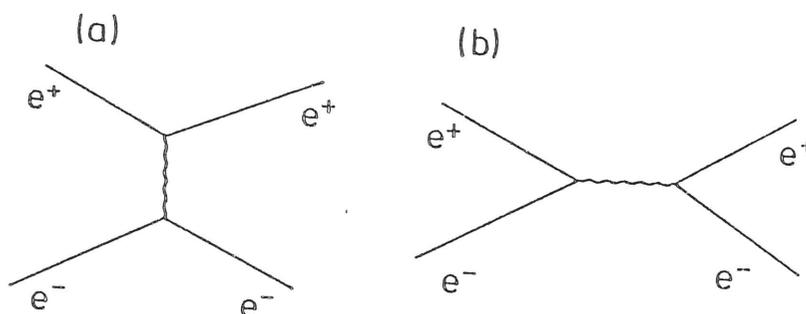


Bild III.1 Feynmann Graphen der Bhabha-Streuung

In a) ist ein sogenannter Streu-Graph dargestellt, wo zwei geladene Teilchen aneinander vorbeifliegen und sich gegenseitig durch Austausch eines γ -Quants ablenken. Jede Linie stellt einen Teil für die Formel dar, mit deren Hilfe man die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß berechnen kann. Insbesondere wird jeder Vertex mit einer für die Wechselwirkung charakteristischen Kopplungskonstante gewichtet, sodaß kompliziertere Prozesse sehr unwahrscheinlich werden, falls diese Kopplungskonstante klein im Vergleich zu 1 ist. Im Fall der QED – dies ist die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung – beträgt diese Konstante α :

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137} \quad (III.1)$$

e = Ladung des Elektrons (= Elementarladung)

h = Plank'sches Wirkungsquantum

c = Lichtgeschwindigkeit

d.h., Prozesse höherer Ordnung (Prozesse mit mehr als zwei Vertizes) tragen nur wenig zur Gesamtreaktion bei.

In b) ist ein Vernichtungsgraph dargestellt, in dem ein Elektron und Positron in ein virtuelles γ -Quant annihilieren, welches anschließend wieder in ein Elektron-Positron Paar übergeht. Das γ -Quant heißt virtuell, weil es grundsätzlich nicht beobachtbar ist. Außerdem verletzt diese Reaktion die Impulserhaltung: Im Schwerpunktsystem des e^+e^- -Paares kann

kein Photon mit Impuls Null und der Energie des e^+e^- -Paares existieren. Aufgrund der Heisenbergschen Impuls-Ortsunschärfe kann der Impulserhaltungssatz jedoch für sehr kleine Abstände massiv verletzt werden. Auch das im Graphen a) austauschte Photon ist virtuell.

Gluonen, die Träger der starken Wechselwirkung, konnten zum erstenmal 1979 am PETRA Speicherring am DESY indirekt nachgewiesen werden /BRA79/, nachdem auch die ersten Messungen der Zerfallstopologie des $\Upsilon(1S)$ am DORIS II Speicherring im Jahre 1978 mit dem von der QCD vorhergesagten Zerfall über 3 Gluonen (siehe auch Kapitel III.3.) verträglich waren /PLU78/.

Den vorläufigen Höhepunkt im experimentellen Nachweis des Konzeptes der Austausch-Teilchen stellt die 1983 gelungene Entdeckung der Z^0, W^\pm Teilchen am SPS vom CERN dar. Hierfür wurde auch bereits im folgenden Jahr (1984) der Nobelpreis für Physik an C. Rubbia und S. van der Meer vergeben. Der Nachweis dieser Teilchen war auch deshalb so überzeugend, weil bereits vorher recht präzise Vorhersagen über die Massen (92 bzw. 87 GeV) existierten, was sich im Experiment hervorragend bestätigte. Diese Vorhersagen waren Ergebnis der Arbeiten von Glashow, Salam und Weinberg, die die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung auf ein gemeinsames Fundament stellten.

Die Gravitation spielt wegen ihrer gegenüber den anderen drei Wechselwirkungen verschwindend kleinen Stärke keine Rolle in der Elementarteilchenphysik. Auch ist das postulierte Graviton experimentell noch nicht nachgewiesen.

Die Teilchen, die an den oben beschriebenen Wechselwirkungen teilnehmen und die als Grundbausteine aller Materie gelten, sind in Tabelle III.2 aufgelistet. Sie alle tragen Spin 1/2 und gelten als punktförmig, d.h. es konnte bisher noch keine innere Struktur festgestellt werden. Zu jedem dieser "Materie"-Teilchen existieren noch die sogenannten Antiteilchen, z.B. ist das schon früher erwähnte Positron e^+ das Antiteilchen vom Elektron. In allen Eigenschaften, oder Quantenzahlen, die man mit + oder - charakterisieren kann, haben Antiteilchen und Teilchen entgegengesetztes Vorzeichen. Einfachstes Beispiel hierfür ist die elektrische Ladung. In allen Eigenschaften, die mit absoluten Größen wie der Masse oder dem Betrag der elektrischen Ladung zu tun haben, verhalten sich Teilchen und Antiteilchen identisch. So hat ein Positron stets exakt dieselbe Masse wie ein Elektron. Außerdem haben sie die Eigenschaft, sich beim Zusammentreffen gegenseitig zu vernichten, sodaß die ihrer Masse entsprechende Energie umgewandelt werden kann, was in den Speicherringen ja auch ausgenutzt wird. Im allgemeinen kennzeichnet man Antiteilchen mit einem Querstrich; so steht z.B. \bar{p} für ein Antiproton.

Ladung	Die Leptonen		
$Q = -1$	e	μ	τ
$Q = 0$	ν_e	ν_μ	ν_τ

Ladung	Die Quarks		
$Q = +\frac{2}{3}$	up	charm	top
$Q = -\frac{1}{3}$	down	strange	bottom

Tabelle III.2 Die elementaren Bausteine der Materie

Tabelle III.2 ist unterteilt in zwei Sechser-Gruppen: die Leptonen und die Quarks. Die beiden Gruppen unterscheiden sich in ihren Wechselwirkungen. Die Quarks nehmen an allen vier Wechselwirkungen teil, während die geladenen Leptonen e^\pm, μ^\pm, τ^\pm die starke Kraft ignorieren. Die ungeladenen Leptonen, die sogenannten Neutrinos beteiligen sich nur an der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation. Aus diesem Grund sind die Neutrinos auch äußerst schwierig nachzuweisen, sodaß das τ -Neutrino bis heute nicht direkt nachgewiesen werden konnte. Bisher ist es auch trotz intensiver Anstrengungen nicht gelungen, das "top"-Quark nachzuweisen.

Weitgehend ungeklärt ist bisher die Frage nach den Massen der Elementarteilchen. So sind alle Unterschiede, die man im Verhalten von e, μ, τ messen kann, lediglich auf Massenunterschiede zurückzuführen. Man spricht deshalb auch von der $e - \mu - \tau$ Universalität, ohne diese jedoch erklären zu können. Große Anstrengungen werden zur Zeit auch von vielen theoretischen Physikern unternommen, Theorien zu entwickeln, die zur Vereinigung aller vier fundamentalen Wechselwirkungen führen. Aus diesen Konzepten folgen Vorhersagen neuer Teilchensorten, die man aber bisher nicht finden konnte. Man hofft, mit Hilfe einer neuen Generation von Beschleunigern (in Europa sind dies LEP in Genf und HERA in Hamburg) experimentelle Entdeckungen zu machen, die zeigen, ob in der Natur tatsächlich eine der entwickelten Theorien verwirklicht ist, oder ob eine Revision all dieser Konzepte vonnöten ist.

III.2. Quantenchromodynamik.

Die Quanten-Chromo-Dynamik oder kurz QCD ist die Theorie der starken Wechselwirkung, auf die im folgenden näher eingegangen wird. Sie ist theoretische Grundlage der Untersuchungen dieser Arbeit, da die starke Kraft die dominierende Wechselwirkung zwischen Quarks ist.

Die wichtigsten experimentellen Aussagen über Quarks sind die folgenden: Quarks sind niemals einzeln beobachtet worden, sondern treten stets als gebundene Zustände in Form der beobachteten Hadronen auf. Hadronen gibt es mit ganzzahligem Spin, dies sind die Mesonen, oder es gibt sie mit halbzahligem Spin, die Baryonen. Dies und die Vielzahl der Hadronen kann sehr einfach erklärt werden, wenn man grundlegende Eigenschaften der QCD betrachtet: Quarks tragen Spin 1/2 und treten in drei unterschiedlichen, aber entarteten Zuständen der starken Ladung auf, die man oft durch die drei Farben blau, rot und grün charakterisiert. Antiquarks tragen die entsprechenden Komplementärfarben, die man auch mit antiblau, antirot und antigrün bezeichnet. Weiter muß man noch eine Eigenschaft fordern:

Freie Quark-Zustände müssen farblos sein

Man hofft, zeigen zu können, daß diese Eigenschaft direkt aus der Formulierung der QCD folgt. Dies konnte aber bisher noch nicht analytisch gezeigt werden, obwohl einige numerische Rechnungen darauf hindeuten. Die Forderung nach farblosen Quarkzuständen kann man durch Kombination von drei (farbigen!) Quarks oder einem Quark mit einem Antiquark erfüllen. Durch die erstere Kombination können alle Baryonen gebildet werden, z.B. ist (uud) der Quark-Gehalt eines Protons; die letzteren ergeben dann alle Mesonen. Der Quark-Gehalt des in dieser Arbeit untersuchten $\Upsilon(1S)$ -Mesons ist (bb). Außerdem können nun auch die Spin-Werte der Hadronen erklärt werden. An dieser Stelle sei betont, daß die Quarks natürlich nicht die uns bekannten Farben tragen, sondern daß es sich hierbei um Ladungszustände handelt, die nur sehr anschaulich mit dem Modell von Farben beschrieben werden können. So beschreibt der farblose oder auch weiße Zustand lediglich eine nach außen hin ladungsfreie oder neutrale Konfiguration.

Die Quarks ändern bei der starken Wechselwirkung ihren Farbzustand, was dazu führt, daß die Feldquanten der QCD, die Gluonen, selber Ladung tragen und so im Gegensatz zur QED miteinander wechselwirken können. Bild III.2 zeigt die QCD Vertizes.

Die Vertizes b) mit drei und c) mit vier koppelnden Linien existieren in keiner der

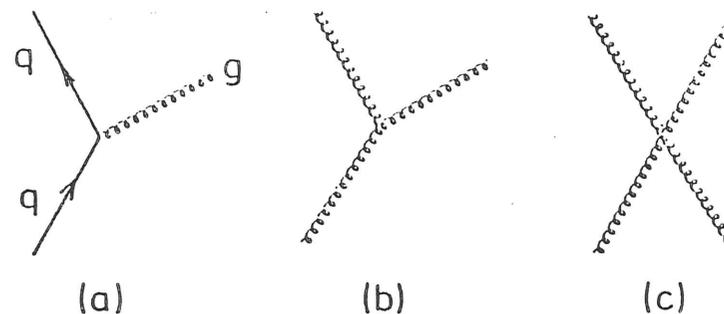


Bild III.2 Die QCD Vertizes

anderen Theorien. Diese Gluon-Selbstwechselwirkung ist auch dafür verantwortlich, daß die starke Kraft zwischen zwei Quarks mit dem Abstand nicht abnimmt, da die Feldlinien zwischen den beiden Quarks zu einem Band zusammengepreßt werden, welches eine konstante Energiedichte besitzt. Aus diesem naiven Bild folgt sofort ein lineares Potential für große Abstände, was auch erklärt warum es nicht möglich ist, zwei Quarks zu separieren. In der Tat kann ein lineares Potential, welches für kleine Abstände durch einen Coulomb-Term erweitert wird, der den 1-Gluon-Austausch repräsentiert, die verschiedenen angeregten Zustände des $\Upsilon(1S)$ recht gut beschreiben.

An der starken Kopplungskonstanten α_s , die ihren Namen zu Unrecht trägt, da sie energieabhängig ist, kann man ablesen, daß für große Energien oder kleine Abstände die Wechselwirkung kleiner wird und umgekehrt:

$$\alpha_s = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}N_q)\log \frac{Q^2}{\Lambda^2}}$$

Q = Energieübertrag der Reaktion; Λ = Renormierungskonstante;

N_q = Anzahl der Quarksorten bei Q.

Würde man nun versuchen, zwei Quarks voneinander zu trennen, so wäre die dazu benötigte Energie schließlich groß genug, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen (siehe auch Bild III.3). Die Eigenschaft, prinzipiell keine freien Quarks erzeugen zu können, heißt Confinement.



Bild III.3 Quarkconfinement

Andererseits geht die Stärke der Wechselwirkung bei sehr hohen Energien, also sehr kleinen Abständen, asymptotisch gegen Null. Man spricht von "asymptotischer Freiheit". Die Quarks können sich also innerhalb eines Hadrons "quasi" frei bewegen.

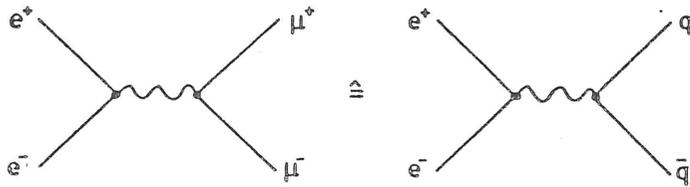


Bild III.4: Erzeugung von Quarks in der e^+e^- -Vernichtung

Da die Quarks punktförmige, geladene Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen sind, koppeln sie nach den Regeln der QED an Photonen. Folglich kann man, analog zur Lepton-Antilepton-Erzeugung, auch den Wirkungsquerschnitt der Quark-Antiquark-Erzeugung mit der QED berechnen. Die beiden Diagramme unterscheiden sich bei großen Energien (groß verglichen mit den beteiligten Massen) nur in der Ladung der auslaufenden Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Quarks wird daher auch meistens in Einheiten des myonischen Wirkungsquerschnittes angegeben:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} (hc)^2 = \frac{87.3}{S} \text{ nbarn} \quad (III.2)$$

S = Schwerpunktsenergie in GeV

Bedenkt man nun noch, daß α proportional zur Ladung der Elektronen ist, erhält man den sogenannten R-Wert (siehe Bild III.4):

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_f \sum_{\text{Quarks}} Q_q^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (III.3)$$

Durch den Faktor $(1 + \alpha_s/\pi)$ werden QCD Strahlungskorrekturen berücksichtigt, die bei ca. 6% liegen. Q_q ist die Ladung der einzelnen Quarksorten und N_f ist die Anzahl der Farbfreiheitsgrade der Quarks. Durch Messung des R-Wertes konnte auch die Hypothese von den drei verschiedenen Farben bestätigt werden, da ohne Farben die gemessenen R-Werte um den Faktor drei kleiner sein müßten. Da das erzeugte Quark-Antiquark-Paar unter 180° auseinanderfliegt, bewirkt die starke Kraft, wie oben beschrieben, das Entstehen von neuen Quark-Antiquark-Paaren, aus denen sich dann Hadronen, meist Pionen, bilden. Diese beobachtet man dann im Detektor. Eine schematische Darstellung dieser Vorgänge zeigt Bild III.5. Die entstehenden Hadronen haben einen durchschnittlichen Transversalimpuls von ca. $400 \text{ MeV}/c$ zur Flugrichtung des Quarks. Bei hohen Schwerpunktsenergien ist dieser aber klein gegen den Gesamtimpuls der Teilchen, so daß sich die meisten Teilchen in zwei Kegeln, den Jets, um die Ursprungsrichtung der Quarks befinden. Die Beobachtung dieser Jets ist ein weiterer deutlicher Hinweis darauf, daß ursprünglich zwei Quarks entstanden sind. Genaueres zur Analyse dieser Jets folgt in Kapitel IV.

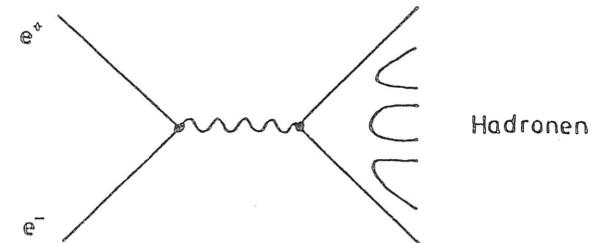


Bild III.5: Hadronenerzeugung

In Bild III.6 ist der gemessene R-Wert über der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Man sieht außer der stufenförmigen Abhängigkeit noch sehr auffällige Resonanzerscheinungen.

Diese erklärt man damit, daß bei diesen Energien ein gebundener Zustand aus einem Quark und einem Antiquark entsteht, der dieselben Quantenzahlen wie das Photon besitzt. Diese Zustände, auch Vektormesonen (Spin 1 Mesonen), entstehen resonanzartig bei der Energie, die gerade ihrer Masse entspricht. Gegenstand dieser Arbeit ist die $\Upsilon(1S)$ Resonanz, d.h. der gebundene Zustand der 5. Quarksorte ($b\bar{b}$) im Grundzustand mit parallelem Spin.

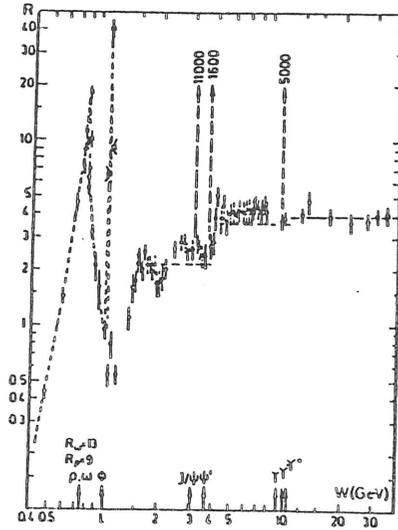


Bild III.6: Verlauf des R-Wertes aus /LOR81/

III.3. Die $\Upsilon(1S)$ - Resonanz.

Es handelt sich hierbei um eine sehr schmale Resonanz mit einer Breite Γ von 44 keV, was mit der Breite von 4.22 MeV der Φ - Resonanz zu vergleichen ist. Aufgrund der Beziehung

$$\Gamma \sim \frac{1}{\tau} \quad (III.4)$$

besitzt sie also eine hohe Lebensdauer. Der Grund dafür liegt in der zunächst empirisch gefundenen OZI (Okubo, Zweig, Iizuka) - Regel, welche besagt, daß Zerfälle bei denen sich Quarks und Antiquarks vernichten, stark unterdrückt sind gegen solche, wo die Quarks erhalten bleiben und sich neue anlagern. So ist z.B. der Zerfall $\Phi \rightarrow K\bar{K}$ zweigeteilt, während der entsprechende Zerfall $\Upsilon \rightarrow B\bar{B}$ kinematisch verboten ist. Da die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz in der e^+e^- - Vernichtung entsteht, muß sie dieselben Quantenzahlen wie das Photon besitzen :

$$J^{PC}(\Upsilon(1S)) = 1^{--} \quad (III.5)$$

Die Berechnung des Niveauschemas (siehe Bild III.7) der angeregten Zustände der Υ -Familie setzt die Kenntnis des Potentials zwischen den beiden Quarks voraus und kann als ein nicht-relativistisches System ($(v/c)^2 = 0.08$) behandelt werden. Bereits das leicht zu motivierende Potential aus Coulomb-Term und linearem Anteil (siehe Abschnitt III.2.) führt zu einer recht guten Beschreibung der Energiezustände. Eine ausführliche Diskussion der Potentiale erfolgt in /SCC85/.

Auswahlregeln für den $\Upsilon(1S)$ - Zerfall.

- (1) $\Upsilon(1S) \rightarrow G + X$ ist verboten, da es kein Gluon Singulett gibt.
- (2) $\Upsilon(1S) \rightarrow GG$ ist verboten, da sonst die Erhaltung der C-Parität verletzt wäre:

$$C | GG \rangle = +1 | GG \rangle \quad (III.6)$$

Als wichtige Kanäle bleiben somit übrig:

$$\Upsilon \rightarrow GGG$$

$$\Upsilon \rightarrow \gamma GG$$

$$\Upsilon \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$$

$$\{\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\}$$

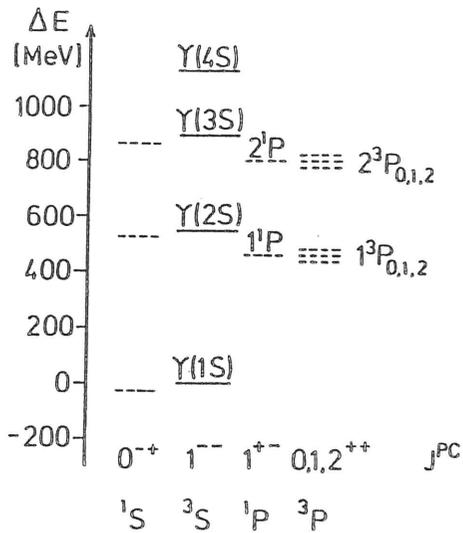


Bild III.7 Niveau-Schema der Υ -Familie

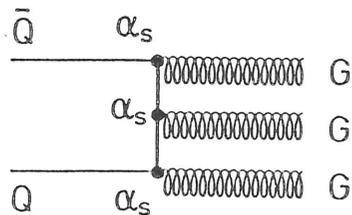


Bild III.8 Feynman-Diagramm $\Upsilon(1S) \rightarrow GGG$

Figur III.8 zeigt das Feynman-Diagramm für den 3-Gluonen Zerfall. Die Auswertung

des Feynman-Diagramms liefert folgende Ergebnisse (/KOL78/,/KOL79a/):

$$\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG) = \frac{180 \alpha_s^3 (\pi^2 - 9)}{81 M_\Upsilon^2} |\Psi_n(0)|^2 \quad (III.7)$$

$\Gamma = \text{Zerfallsbreite}$

$\alpha_s = \text{starke Kopplungskonstante}$

$\Psi_n(0) = \text{Wellenfunktion am Ursprung}$

In allen Zerfallsbreiten taucht die Kopplungskonstante der Wechselwirkung in einer Potenz entsprechend den Kopplungspunkten auf. Da beim $\Upsilon(1S)$ -Zerfall an drei Gluonen gekoppelt wird, steht in Formel (III.7) α_s in der dritten Potenz. $\Psi(0)$ erscheint in dieser Formel, da diese Größe die Wahrscheinlichkeit für ein Zusammentreffen von Q und \bar{Q} beschreibt, was ja die Voraussetzung für einen Zerfall ist. Die grundsätzliche Schwierigkeit, $\Psi(0)$ zu bestimmen, die die Kenntnis des Potentials voraussetzt, tritt nicht auf, wenn man lediglich Verhältnisse von Zerfallsbreiten betrachtet, sodaß sich diese Größe herauskürzt. So ist:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma GG)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG)} = \frac{36 Q_b \alpha}{5 \alpha_s} \approx 3.2\% \quad (III.8)$$

$\alpha_s = 0.18$, $Q_b = \text{Ladung des } b\text{-Quarks}$

Weiterhin läßt sich auch berechnen:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{5 (\pi^2 - 9) \alpha_s^3}{18 \pi \alpha^2} \frac{4}{9 Q_b^2} \approx 8.4 \quad (III.9)$$

und:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma \gamma \gamma)} = \frac{5 \alpha_s^3}{54 \alpha^3 Q_b^3} \approx 10^6 ! \quad (III.10)$$

d.h., der Zerfall des $\Upsilon(1S)$ nach 3 γ -Quanten spielt in den Daten keine Rolle. Zusammenfassend kann man mit Hilfe der oben angegebenen Zerfallsbreitenverhältnisse folgende Abschätzungen für die Verzweigungsverhältnisse des $\Upsilon(1S)$ Zerfalles angeben: (Annahme $\alpha_s = 0.18$)

- (1.) $\Upsilon \rightarrow GGG \approx 82\%$
- (2.) $\Upsilon \rightarrow \gamma^* \rightarrow (q\bar{q}) \approx 8\%$
oder $(l^+ l^-) \approx 7\%$
- (3.) $\Upsilon \rightarrow \gamma GG \approx 3\%$

Gemessene Werte sind: (Particle Data Group 84)

$$BR(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 2.9\% \pm 0.5\%$$

$$BR(T \rightarrow e^+ e^-) = 2.5\% \pm 0.5\% \quad (III.11)$$

Rechnungen niedrigster Ordnung liefern ein BR = 2.4% bei $\alpha_s = 0.18$.

Aus der Annahme, daß Gluonen masselos sind, kann man eine eindeutige Beziehung zwischen Winkeln der Gluonen und ihrer Energie herleiten.

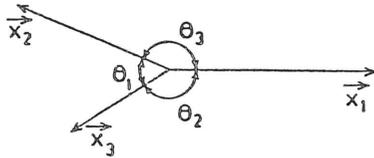


Bild III.9 : Nomenklatur beim 3-Gluon-Zerfall

Man definiert (siehe Bild III.9):

$$x_i = \frac{2|\vec{p}_i|}{W} \quad W = \text{Schwerpunktenergie} \quad (III.12)$$

$$\Rightarrow x_i \in [0, 1] \quad \sum_{i=1}^3 x_i = 2$$

Unter Ausnutzung der Impuls- und Energieerhaltung folgt nun:

$$x_i = 2 \sin \theta_i / \sum_{j=1}^3 \sin \theta_j \quad (III.13)$$

Energieverteilung der drei Gluonen.

Aus der genauen Berechnung des Feynman-Graphen von Seite 30 folgt eine Energieverteilung, die identisch derjenigen der drei γ -Quanten aus dem (3S_1)-Positronium-Zerfall ist und zum erstenmal 1949 von Ore und Powel /ORE49/ angegeben wurde:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{\pi^2 - 9} \left\{ \frac{(1-x_3)^2}{x_1 x_2} + \frac{(1-x_2)^2}{x_1 x_3} + \frac{(1-x_1)^2}{x_2 x_3} \right\} \quad (III.14)$$

Die Energieverteilung eines Gluons erhält man, indem man über x_2 integriert (siehe Bild III.10): $x_3 = 2 - x_1 - x_2$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx} = \frac{2}{\pi^2 - 9} \cdot F(x), \quad x \equiv x_1 \quad (III.15)$$

$$F(x) = \frac{x(1-x)}{(2-x)^2} + \frac{2-x}{x} + 2 \left\{ \frac{1-x}{x} - \frac{(1-x)^2}{(2-x)^2} \right\} \cdot \ln(1-x)$$

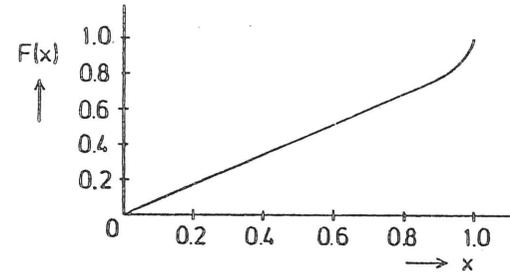


Bild III.10 Die Verteilungsfunktion F(x)

Winkelverteilungen bzgl. der e^+e^- - Achse.

Eine vom experimentellen Standpunkt aus besonders wichtige Vorhersage ist die Verteilung der Flugrichtung des energiereichsten Gluons bzgl. der e^+e^- - Achse:

$$\frac{d\sigma}{dx_{max} d\cos\Theta} \sim (1 + \alpha(x_{max}) \cos^2\Theta) \quad (III.16)$$

für $x_{max} \rightarrow 1$ geht $\alpha \rightarrow 1$. Gemittelt über alle x_{max} ergibt sich:

$$\langle x_{max} \rangle = 0.889$$

$$\langle \alpha(x_{max}) \rangle = 0.39$$

Die gleiche Rechnung ergibt für skalare Gluonen /KOL79b/

$$\langle \alpha(x_{max}) \rangle = -0.995$$

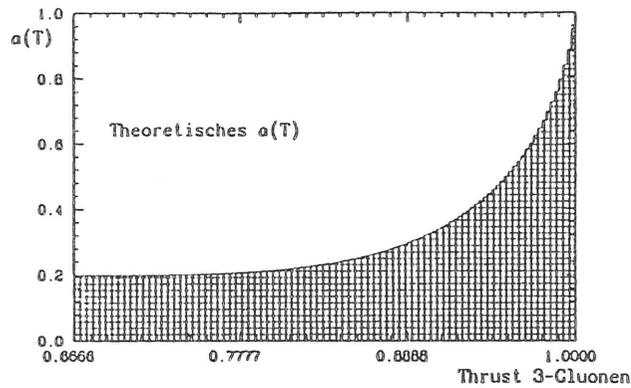


Bild III.11 $\alpha(T)$ für Gluonen

In Bild III.11 ist der Verlauf von $\alpha(x_{max})$ gezeigt. Setzt man $x_{max} \equiv T$, so kann man folgenden funktionellen Zusammenhang angeben:

$$\alpha(T) = \frac{\sigma_U - 2\sigma_L}{\sigma_U + 2\sigma_L} \quad (III.17)$$

wobei nach /KOL79b/ für Spin 1 Gluonen gilt:

$$\begin{aligned} \sigma_U(T) &= \frac{8(3T-2)}{3T^5(2-T)^2} \cdot [2 + 4T - 11T^2 + 9T^3 - 3T^4] \\ &+ \frac{32(T-1)}{3T^4(2-T)^3} [-6 + 12T - 13T^2 + 9T^3 - 3T^4] \ln \frac{2-2T}{T} \\ \sigma_L(T) &= \frac{8(T-2)(T-1)}{3T^5(2-T)^2} \cdot [2 + 6T - 7T^2 + 3T^3] \\ &+ \frac{16(T-1)}{3T^4(2-T)^3} [12 - 24T + 18T^2 - 6T^3 + T^4] \ln \frac{2-2T}{T} \end{aligned} \quad (III.18)$$

Die Messung der Winkelverteilungen stellt eine ideale Methode dar, den Vektorcharakter von Gluonen experimentell nachzuweisen. Es sei hierzu noch angemerkt, daß pseudoskalare, Axialvektor- oder Tensorgluonen kein attraktives Potential im nichtrelativistischen 1-Gluon-Austausch Modell ergeben würden.

Man kann den Zustand der drei Gluonen nicht direkt beobachten, sondern nur den hadronischen Endzustand, der im Mittel 9 geladene und außerdem noch neutrale Teilchen enthält. Eine Zusammenfassung von Messungen der Multiplizitäten ist z.B. in /GAB85/ vorhanden. Man könnte aber hoffen, die entstehenden Teilchen wären in drei engen Jets gebündelt. Dies ist jedoch nicht der Fall. Bereits aus älteren Messungen /BER78b/ weiß man, daß der mittlere Öffnungswinkel von $q\bar{q}$ - Jets im Bereich von 6 - 7 GeV:

$$\langle \delta \rangle \approx 60^\circ$$

beträgt. Andererseits ist der mittlere Winkel zwischen den beiden energieärmsten Gluonen

$$\langle \Theta_1 \rangle \approx 75^\circ$$

Man kann daher keine klare 3-Jet Struktur erwarten und in der Tat ergibt ein visueller Scan hadronischer Daten eine eher isotrope Anordnung der Spuren. Daher muß man mathematische Variablen einführen, die es dennoch ermöglichen, Jets zumindest teilweise zu rekonstruieren. Eine Vorstellung der in dieser Arbeit benutzten Variablen erfolgt im nächsten Kapitel.

IV. Topologische Variablen

Da man weder Quarks noch Gluonen frei beobachten kann, sind viele Anstrengungen unternommen worden, diese wenigstens indirekt in den Jets zu untersuchen. Die folgenden Abschnitte stellen die Größen vor, mit deren Hilfe man Jets erkennen und deren Richtung bestimmen kann.

IV.1. Sphärizität und verwandte Größen.

Ausgangspunkt für die Untersuchung eines Ereignisses bzgl. topologischer Eigenschaften sind stets die Impulse \vec{p}_i der auslaufenden Teilchen. Die Sphärizität S wurde zur Analyse von 2-Jet Ereignissen ($q\bar{q}$) eingesetzt. Sie ist definiert als:

$$S \equiv \frac{3}{2} \min_{\hat{n}} \frac{\sum_i p_{i\perp}^2}{\sum_i p_i^2}, \quad S \in [0; 1] \quad (IV.1)$$

$i = \text{Index über alle Spuren}$

Die Achse \hat{n} , die die obige Bedingung erfüllt, heißt dann Sphärizitätsachse, und ist eine gute Approximation für die Jetachse. Für ein ideales 2-Jet Ereignis beträgt $S=0$, für ein vollständig isotropes Ereignis ist $S=1$. Hat man drei Jets, so sollten diese aus Impulserhaltungsgründen in einer Ebene liegen, die durch deren Normalenvektor \hat{n}_E charakterisiert werden kann. Ein Maß zur Berechnung dieser Ebene ist die Aplanarität A :

$$A \equiv \frac{3}{2} \min_{\hat{n}_E} \frac{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \hat{n}_E)^2}{\sum_i p_i^2}, \quad A \in [0; 0,5] \quad (IV.2)$$

Der Vektor \hat{n}_E , der obige Bedingung erfüllt, kann als gute Approximation der Normalen der Ereignisebene angesehen werden. Für ein ideal ebenes Ereignis ist $A = 0,0$ und für ein vollständig isotropes Ereignis beträgt $A = 0,5$.

Die großen Vorteile der Größen Sphärizität und Aplanarität liegen in ihrer relativ einfachen Berechenbarkeit. Dies geschieht folgendermaßen: Zunächst wird der sog. Impulstensor

$$M_{\alpha\beta} = \sum_i p_{\alpha}^i p_{\beta}^i, \quad \alpha = 1, 2, 3 \quad (IV.3)$$

gebildet, und dessen Eigenwerte $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ und die entsprechenden Eigenvektoren $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$ berechnet. Es sei

$$0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3.$$

Nun bilde man die "normierten" Eigenwerte:

$$Q_i = \frac{\lambda_i}{\sum_j \lambda_j} \quad (IV.4)$$

Man kann zeigen, daß gilt:

$$S = \frac{3}{2} (Q_1 + Q_2) = \frac{3}{2} (1 - Q_3); \quad \hat{n}_S = \hat{n}_3 \quad (IV.5a)$$

$$A = \frac{3}{2} Q_1; \quad \hat{n}_A = \hat{n}_1 \quad (IV.5b)$$

IV.2. Thrust und verwandte Größen.

Auch die Variable Thrust (T) wurde zur Untersuchung von 2-Jet Ereignissen und deren Achsen eingeführt. Die Definition lautet wie folgt:

$$T = \max_{\hat{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |p_i|}, \quad T \in [0,5; 1] \quad (IV.6)$$

Thrust ist 1 für ein ideales 2-Jet und 0,5 für ein isotropes Ereignis. Unterschiede zur Sphärizität sind die folgenden:

- (i) Thrust ist ein lineares Maß im Impuls, Sphärizität ist quadratisch, was dazu führt, daß innerhalb der QCD Berechnungen für den Thrust möglich sind, nicht jedoch für die Sphärizität. Ein weiterer wichtiger Unterschied ist, daß die Thrustachse stabil gegen Zerfall von Zwischenzuständen ist (Impulserhaltung!), während sich die Sphärizitätsachse bei Änderung des Zustandes ebenfalls ändert.
- (ii) Für den Thrust existiert im Gegensatz zur Sphärizität kein einfacher Rechenalgorithmus, was besonders bei großer Anzahl der Spuren zu einem sehr hohen Rechenaufwand führt. Die direkte Maximierung von Formel (IV.6) hat zwei große Schwierigkeiten:
 - (1.) : existiert wegen der Betragsbildung nicht überall die Ableitung und
 - (2.) : gibt es wie Bild IV.1 zeigt, viele lokale Maxima.

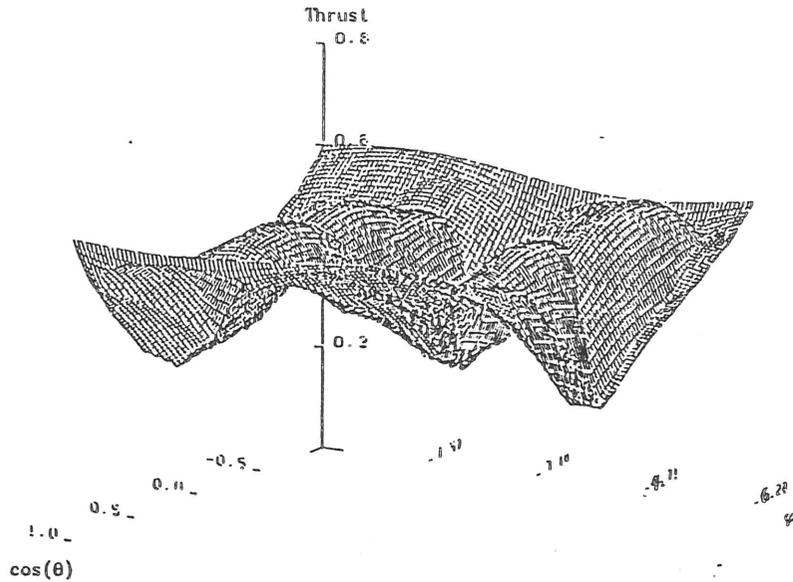


Bild IV.1 2-dim. Darstellung von T aus Formel IV.7a ohne Maximierung.
Das Maximum liegt bei $\cos(\theta) = -0,51$, $\varphi = 5,15$.

Durch einige Überlegungen kann der Rechenaufwand aber erheblich reduziert werden /KOC85/. Grundlage für eine schnelle, exakte Berechnung des Thrusts ist folgende: Unterteilt man die Impulse des Ereignisses in zwei nichtüberlappende Sets S_1, S_2 , so erhält man als Ausdruck für den Thrust:

$$T = \frac{1}{\sum_i |p_i|} \max_{\text{über alle Sets}} \sum_{S_1, S_2} \left| \sum_{i \in S_{1,2}} \vec{p}_i \right| \quad (IV.7a)$$

$$\hat{n}_{Thrust} \sim \sum_{i \in S_1} \vec{p}_i - \sum_{i \in S_2} \vec{p}_i \quad (IV.7b)$$

Nun hat man das Problem darauf reduziert, alle nichtüberlappenden Sets S_1, S_2 zu finden. Hat man N Spuren, beträgt die Anzahl der Sets $2^{N-1} - 1$. z.B. für $N=20$ hat man bereits 500.000 Kombinationen zu untersuchen, für $N=30$ sind es 500 Millionen. Die entscheidende Idee, diese selbst für Großrechner kaum zu bewältigende Aufgabe zu reduzieren, besteht darin, daß man nur solche Kombinationen konstruiert, wo sich alle Spuren der beiden Sets in getrennten Raumbereichen befinden. Die trennenden Ebenen werden durch alle Zweierkombinationen von Spuren gebildet, wobei es für jede Zweierkombination noch vier verschiedene Möglichkeiten der Setbildung gibt:

- (1) Beide Spuren (A und B) auf die eine Seite (S_1)
- (2) Beide Spuren auf die andere Seite (S_2)
- (3) Spur A nach S_1 , Spur B nach S_2
- (4) Spur B nach S_1 , Spur A nach S_2

Insgesamt hat man $4 \binom{N}{2} = 2N^2 - 2N$ Möglichkeiten, d.h. für $N=20$ müssen nur noch 760 und für $N=30$ nur noch 1740 Berechnungen angestellt werden, was zu einer drastischen Reduzierung des Rechenaufwandes mit demselben (exakten) Ergebnis führt.

Für den 3-Gluonen Zerfall kann man an Formel IV.7b erkennen, daß die Richtung der Thrustachse identisch mit der des energiereichsten Gluons ist, dessen Winkelverteilung untersucht werden soll.

Weiterhin gilt auf dem Parton-Level (siehe Bild III.9):

$$T = \frac{|\vec{p}_2 - \vec{p}_3|}{2} = x_1 \Rightarrow \quad (IV.8)$$

Für die Winkelverteilung der Thrustachse auf dem Parton-Level gilt die Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{dT d\cos\Theta} \sim (1 + \alpha(T)\cos\Theta) \quad (IV.9)$$

$$\alpha(T) = \alpha(x_1)$$

$$\cos\Theta = z = \text{Komponente von } \hat{n}_T$$

Die nach QCD in niedrigster Ordnung berechnete Verteilung von $\alpha(T)$ zeigt Bild III.11.

Um ein lineares Maß für die Ebene zu erhalten, definiert man zunächst die Größe "Major" Maj:

$$Maj = \max_{\hat{n}_T, \dots} \frac{\sum_i p_i \hat{n}_i}{\sum_i p_i} \quad (IV.10)$$

Hieraus ergibt sich dann eine weitere Möglichkeit, die Richtung der Ereignisebenennormalen \hat{n}_E zu bestimmen:

$$\hat{n}_E = \hat{n}_{Thrust} \times \hat{n}_{Major} \quad (IV.11)$$

IV.3. Triplizität.

Die Triplizität ist ein spezielles Maß, um 3-Jet Ereignisse zu untersuchen. Die Definition ist eng an die des Thrust's angelehnt: Man bilde alle möglichen drei nichtleeren Sets S_1, S_2 und S_3 . Dann ist

$$T3 = \frac{1}{\sum_i p_i} \max_{S_1, S_2, S_3} \left\{ \left| \sum_{i \in S_1} \vec{p}_i \right| + \left| \sum_{j \in S_2} \vec{p}_j \right| + \left| \sum_{k \in S_3} \vec{p}_k \right| \right\} \quad (IV.12)$$

$$T3 \in \left[\frac{3\sqrt{3}}{8}; 1 \right] \cong [0,65; 1]$$

Die Spuren in den Sets S_1, S_2, S_3 bilden dann die 3-Jets und deren Richtungen erhält man als:

$$\hat{n}_i = \frac{\sum_{j \in S_i} \vec{p}_j}{\left| \sum_{j \in S_i} \vec{p}_j \right|} ; \quad i = 1, 2, 3 \quad (IV.13)$$

Die Anzahl der verschiedenen Sets beträgt hier $N_{Set} = (3^{N-1} - 2^N + 1)/2$, und für $N=20$ erhält man $N_{Set} = 5,8 \cdot 10^8$, für $N=30$ $N_{Set} = 3,4 \cdot 10^{13}$. An diesen Zahlen erkennt man, daß eine exakte Berechnung selbst für moderne Computer kaum möglich ist. Man macht deshalb folgende näherungsweise Berechnung: Da die drei Jets aus Impulserhaltungsgründen in einer Ebene liegen, projiziert man zunächst alle Impulse in die (z.B. mit Hilfe der Aplanarität bestimmte) Ereignisebene. Innerhalb dieser Ebene können den Spuren Azimutalwinkel zugeordnet werden. Man schränkt die Zahl der zu betrachtenden Kombinationen nun noch dadurch ein, indem man fordert, daß die drei Sets in den Winkelbereichen nicht überlappen. Mit diesen physikalisch motivierten Näherungen wird die Zahl der Sets auf $\binom{N}{3}$ beschränkt (d.h. für $N=20$ ergibt sich $N_{Set} = 1140$ und für $N=30$ $N_{Set} = 4060$).

V. Auswertung und erste Ergebnisse

Aus den im Detektor beobachteten hadronischen Daten wurden Verteilungen verschiedener topologischer Größen berechnet. Um zu physikalisch relevanten Aussagen zu kommen, müssen folgende Umstände bei der Auswertung berücksichtigt werden:

- (1) Es gibt keine Möglichkeit, einen 3-Gluonen Zustand direkt zu beobachten, da diese sofort "fragmentieren", d.h. Hadronen bilden. Das Gleiche gilt auch für $q\bar{q}$ - Paare.
- (2) Wie man in Kapitel IV sehen kann, gehen in die Berechnung topologischer Größen die Impulse aller Spuren ein. Diese können mit dem Crystal Ball nur für neutrale Teilchen, die in γ -Quanten zerfallen (π^0, η), genau ausgemessen werden, da bei ihnen Energie = Impuls \cdot Lichtgeschwindigkeit gilt und der Detektor auf die Messung der Energie schauernder Teilchen spezialisiert ist. Für alle anderen Teilchen wurde deren Energie als Impulsbetrag angenommen. Die Energiemessung bei geladenen Hadronen ist allerdings mit teilweise großen Fehlern behaftet (siehe Kapitel II). Die Richtung der Impulse erhält man durch die hohe Granularität des Detektors für neutrale und der zusätzlichen Kammerinformation für geladene Teilchen recht präzise (siehe Kap II.2.1). Die Information über Spuren, die in Richtung des vom Detektor nicht abgedeckten Raumwinkelbereiches fliegen, geht vollständig verloren.
- (3) Die hadronischen Daten bestehen aus einem Gemisch von $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen über 3 Gluonen, über ein virtuelles Photon, welches an ein $q\bar{q}$ - Paar koppelt und aus dem "normalen" hadronischen Untergrund, bei dem ein leichtes $q\bar{q}$ - Paar direkt aus der e^+e^- - Annihilation entsteht (siehe Kapitel III).

In den nächsten Kapiteln wird die Methode vorgestellt, mit der man den $q\bar{q}$ - Untergrund von den hadronischen Daten abzieht. Weiter wird gezeigt, wie man mit Hilfe von Monte Carlo Rechnungen die Fragmentation und Detektoreinflüsse berücksichtigt und korrigiert. Die nach Untergrundabzug erhaltenen Verteilungen werden mit verschiedenen Modellen verglichen (V.III).

V.1. Untergrundabzug.

Im hadronischen Datensample der Energie 9,46 MeV befindet sich außer den $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen via QCD noch ein großer Untergrund folgenden Ursprungs:

- (1) $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

$$(2) \quad e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) (\rightarrow \gamma) \rightarrow q\bar{q}$$

$$(3) \quad e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} + \nu's$$

$$(4) \quad e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) (\rightarrow \gamma) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} + \nu's$$

Das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse unter 1) und 2) ist gleich dem von 3) und 4). Der einzige Unterschied von 1), 2) und 3), 4) besteht in der Kopplungsstärke des virtuellen Photons an die Quarks bzw. Taus. Dieser Umstand macht es möglich mit Hilfe von Kontinuumsdaten den Untergrund statistisch abzuziehen. Man erhält reine 3-Gluonen Verteilungen, obwohl es nicht möglich ist, Ereignis für Ereignis zu entscheiden, um welchen Typ es sich handelt.

Die Nomenklatur ist die folgende: Mit dem Index "on" werden Daten oder Verteilungen gekennzeichnet, die alle hadronischen Ereignisse bei der Energie der Resonanz enthalten, den Index "cont" erhalten Kontinuumsdaten, den Index "vp" (für Vakuumpolarisation) erhalten die Daten des Ereignistyps 2) und 4) und den Index "dir" erhalten Resonanzdaten, von denen die Untergrundreaktionen 1) bis 4) abgezogen wurden. Im folgenden ist mit R stets der hadronische Wirkungsquerschnitt normiert auf den von $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ gemeint. Ein nichthadronischer ist durch hochgestellte Indizes angedeutet. So bedeutet also $R_{vp}^{\mu\mu}$ den myonischen Wirkungsquerschnitt des $\Upsilon(1S)$ - Zerfalls über die sog. Vakuumpolarisation (vp!), während R_{vp} den hadronischen Anteil des Wirkungsquerschnittes der Vakuumpolarisation meint. Der hadronische Resonanz-Wirkungsquerschnitt läßt sich also schreiben:

$$R_{on} = R_{dir} + R_{vp} + R_{cont} \quad (V.1)$$

In Bild V.1 ist eine schematische Skizze der verschiedenen Anteile am Datensatz gegeben. Um den Untergrundabzug quantitativ durchzuführen, muß man R_{vp} relativ zu R_{cont} bestimmen. Dies geschieht mit Hilfe des Verzweigungsverhältnisses für

$$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^- ; BR = (2,9 \pm 0,5)\% \quad (\text{siehe III.11}).$$

Im folgenden seien Größen mit \cdot die beobachtbaren Größen, d.h. diejenigen, die im Detektor gesehen werden (im Englischen "visible"). Es gilt:

$$B_{\mu\mu} = \frac{R_{vp}^{\mu\mu}}{R_{\Upsilon}^{\text{gesamt}}} = \frac{R_{vp}^{\mu\mu}}{R_{\Upsilon} + 3R_{vp}^{\mu\mu}} \quad (V.2)$$

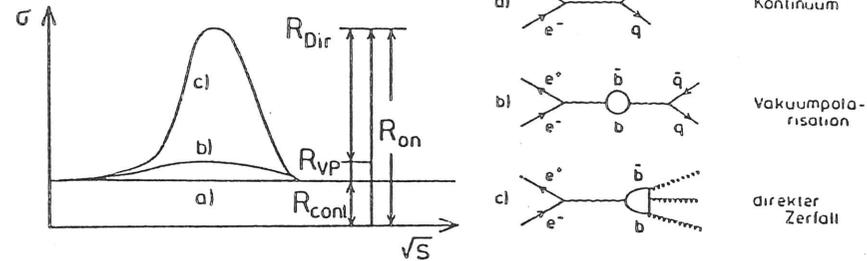


Bild V.1 Skizze der Untergrundanteile am Datensatz

An dieser Stelle wurde von der e, μ, τ - Universalität Gebrauch gemacht, die besagt, daß sich alle Unterschiede bei gleich geladenen Leptonen nur durch die Massendifferenzen erklären lassen. Aus (V.2) folgt:

$$R_{vp}^{\mu\mu} = R_{\Upsilon} \tilde{B}_{\mu\mu} \quad (V.3)$$

$$\tilde{B}_{\mu\mu} = \frac{B_{\mu\mu}}{1 - 3B_{\mu\mu}}$$

Aus dem zu Anfang Gesagten folgt auch:

$$R_{cont} = \frac{R_{vp}}{R_{vp}^{\mu\mu}} \quad (V.4)$$

Aus (V.3) und (V.4) folgt:

$$R_{vp} = R_{cont} \cdot R_{\Upsilon} \cdot \tilde{B}_{\mu\mu} \quad (V.5)$$

Nach Definition gilt:

$$R_{dir} = R_{\Upsilon} - R_{vp} \quad (V.6)$$

Das im Experiment sichtbare R_{on}^{\cdot} setzt sich wie folgt zusammen:

$$R_{on}^{\cdot} = R_{dir}^{\cdot} \cdot \epsilon_{GGG} + R_{vp}^{\cdot} \epsilon_{q\bar{q}} + R_{cont}^{\cdot} \cdot \epsilon_{q\bar{q}} \quad (V.7)$$

$$\epsilon_{q\bar{q}} = R_{cont}^{\cdot} / R_{cont}$$

Setzt man in Gleichung (V.7) die Ausdrücke (V.5) und (V.6) ein, so erhält man:

$$R_{\Upsilon} = \frac{R_{on}^{\cdot} - R_{cont}^{\cdot}}{\epsilon_{GGG} - R_{cont}^{\cdot} \cdot \tilde{B}_{\mu\mu} \cdot \epsilon_{GGG} + R_{cont}^{\cdot} \cdot \tilde{B}_{\mu\mu}} \quad (V.8)$$

In Gleichung (V.8) steht nun zum erstenmal auf der rechten Seite ein Ausdruck, der sich aus experimentellen Daten bestimmen läßt. Der Prozentsatz an Untergrunddaten ergibt sich zu:

$$p = \frac{\epsilon_{gg}(R_{\nu\mu} + R_{cont})}{R_{on}} \quad (V.9)$$

$$= \frac{R_{cont}}{R_{on}} \left(\frac{(R_{on} - R_{cont})\tilde{B}_{\mu\mu}}{\epsilon_{GGG} - R_{cont} \cdot \tilde{B}_{\mu\mu} \cdot \epsilon_{GGG} + R_{cont} \cdot \tilde{B}_{\mu\mu}} + 1 \right)$$

Folgende Zahlen werden verwendet:

- (i) $R_{on} = 11,8 \cdot (1.0 \pm 0.1)$ (eigene Untersuchungen)
- (ii) $R_{cont} = 3,45 \cdot (1.0 \pm 0.1)$ (eigene Untersuchungen)
- (iii) $R_{cont} = 3,37 \pm 0,23$ /LEN82/
- (iv) $B_{\mu\mu} = (2,9 \pm 0,5)\%$ /PDG84/
- (v) $\epsilon_{GGG} = 0,966 \cdot (1.0 \pm 0.05)$ (Monte Carlo Studien)

Da ein detailliertes Studium der Fehler für R_{on} , R_{cont} und ϵ_{GGG} den Rahmen dieser Arbeit überschreiten würde, wird für jede dieser Größen ein systematischer Fehler von 10% bzw. 5% angenommen, was eher überschätzt sein dürfte. Die jeweiligen statistischen Fehler sind vernachlässigbar. Wichtig ist noch die Annahme, daß der Hauptfehler bei der Bestimmung von R_{on} und R_{cont} in der Benutzung der Luminosität liegt, sodaß diese beiden Größen bei der Fehlerberechnung als korreliert angesehen werden:

$$R_{on} = c \cdot R_{cont} \quad (V.10)$$

Nun läßt sich p folgendermaßen schreiben:

$$p = \frac{1}{c} \left(\frac{R_{cont}(c-1)\tilde{B}_{\mu\mu}}{\epsilon_{GGG} + R_{cont}\tilde{B}_{\mu\mu} - \epsilon_{GGG}R_{cont}\tilde{B}_{\mu\mu}} + 1 \right)$$

$$\Delta p = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial R_{cont}} \Delta R_{cont}\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial \tilde{B}_{\mu\mu}} \Delta \tilde{B}_{\mu\mu}\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial \epsilon_{GGG}} \Delta \epsilon_{GGG}\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial R_{cont}} \Delta R_{cont}^2\right)^2}$$

$$\Delta \tilde{B}_{\mu\mu} = \sqrt{\left(\frac{\partial \tilde{B}_{\mu\mu}}{\partial B_{\mu\mu}}\right)^2} \cdot \Delta B_{\mu\mu} \quad (V.11)$$

Nach einsetzen der Zahlen ergibt sich:

$$p = (37,5 \pm 1,2)\% \quad (V.12)$$

Bei späteren Untersuchungen von systematischen Fehlern ist Δp eine Quelle und muß berücksichtigt werden.

Es sei angemerkt, daß $R_{\nu\mu} = 0.95 \pm 0.06$ und $R_{dir} = 7.1 \pm 0.8$ beträgt.

V.2. Die Monte Carlo Methode.

Da die Topologie eines Ereignisses wesentlich vom Fragmentationsprozeß und von Detektoreigenschaften beeinflußt wird, ist ein direkter Vergleich mit theoretischen Vorhersagen nicht möglich. Ein indirekter Vergleich wird mit erheblichem Rechenaufwand durch die Monte Carlo (MC) Technik möglich, deren allgemeines Schema in Figur V.2 wiedergegeben wird. Die Ereignisse werden gemäß bestimmter theoretischer Vorhersagen im Ereignisgenerator erzeugt. Man erhält als Ergebnis die Vierervektoren aller erzeugten Teilchen. Diese bzw. ihre Zerfallsprodukte werden durch ein Detektorsimulationsprogramm geschleust, welches ein möglichst genaues Bild des Detektors wiedergeben soll. In diesem Simulationsprogramm werden die Geometrie des Detektors sowie alle Bestandteile im Detail berücksichtigt.

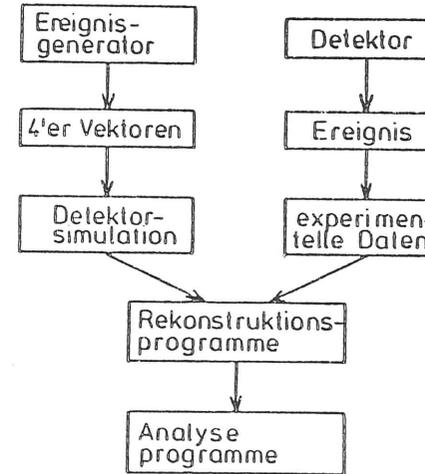


Bild V.2 Allgemeines Schema der Monte Carlo Technik

Die so erzeugten Monte Carlo Ereignisse werden anschließend mit den gleichen Analyseprogrammen, wie sie für die experimentellen Daten benutzt wurden, weiterverarbeitet.

Man erhält so die Möglichkeit, durch die Berücksichtigung der Akzeptanz des Detektors sowie des Fragmentationsprozesses Vergleiche mit der Theorie auf dem Partonniveau zu machen.

Der $q\bar{q}$ -Generator

Die Winkelverteilung der erzeugten Quarks relativ zur Strahlachse wird wie für Spin 1/2 Teilchen zu

$$f(\Theta) \sim 1 + \cos^2(\Theta) \quad (V.13)$$

angenommen. Im Azimutwinkel Φ werden die Quarkrichtungen gleichverteilt. Dieser Punkt ändert sich, wenn die e^+e^- -Strahlen transversal polarisiert sind. Die Winkelverteilung der erzeugten Quarks nimmt dann folgende Form an:

$$f(\Theta, \Phi) \sim 1 + \cos^2(\Theta) - P^2 \sin^2(\Theta) \cos(2\Phi) \quad (V.14)$$

$$P = \text{Polarisationsgrad}$$

Da in dem hier beschriebenen Experiment keine polarisierten Strahlen zur Verfügung standen, ist der Polarisationsgrad Null.

Die Fragmentation der Quarks in Hadronen wird mit Hilfe des von der LUND-Gruppe /SJO82/ entwickelten String-Modells durchgeführt. Die wesentliche Eigenschaft dieses Modells ist die Annahme von "Strings" zwischen den Quarks, in denen die Hadronen entstehen. Der Unterschied zu den älteren von Feynman und Field vorgeschlagenen Modellen besteht darin, daß die Quarks nicht unabhängig voneinander fragmentieren.

Der 3 Gluonjet-Generator

Entsprechend dem QCD-Matrixelement /KOL78/ werden zunächst drei masselose Teilchen mit dem Spin 1 erzeugt. Die Winkelverteilung des höchstenergetischen Gluons in Bezug auf die Strahlachse ist

$$w(\cos(\Theta_g)) = 1 + \alpha(T) \cos^2(\Theta_g), \quad (V.15)$$

mit $\alpha(T)$ aus Bild III.11. Die Orientierung der Ebenennormalen \vec{n}_{3g} der Gluonen ist gegeben durch /KOL78/

$$w(\cos(\Theta_n)) = 1 - 1/3 \cos^2(\Theta_n) \quad (V.16)$$

Auch die Fragmentation von Gluonen kann von dem von der Lund-Gruppe entwickelten Modell berechnet werden. Im alten Feynman Field wurde in erster Näherung die Fragmentation

von Quarks und Gluonen gleich behandelt. Auch die Produktion von Baryonen ist in dem verwendeten Monte Carlo Programm der LUND-Gruppe vorgesehen.

Der Phasenraum-Generator

Eine einfache Alternative zu dem Υ - Zerfall in 3 Gluonen kann man sich durch den Zerfall eines gleichschweren Teilchens vorstellen, dessen Zerfallsprodukte entsprechend dem zur Verfügung stehenden Phasenraumes generiert werden. Ein solches Modell ist sehr nützlich, um die Aussagen der Analyse zu prüfen. Da nämlich die Fragmentation bei der Energie des $\Upsilon(1S)$ keine klare 3-Jet Struktur erwarten läßt, muß gezeigt werden, daß sich der $\Upsilon(1S)$ - Zerfall überhaupt vom Phasenraummodell unterscheidet. Hierauf wird später noch ausführlich eingegangen. Um ein "Phasenraumereignis" zu erhalten, wurden die am Vertex entstandenen Teilchen eines 3-Gluon MC-Ereignisses genommen und deren Energie- und Impulsverteilung gemäß Phasenraummodell berechnet. So sollte der einzige Unterschied dieser beiden Modelle in dem nach QCD erwarteten Zwischenzustand der 3 Gluonen sein, der hier untersucht werden soll.

V.3. Vergleich der Daten mit Modellen.

In diesem Kapitel sollen Verteilungen für die in Kapitel IV vorgestellten topologischen Größen für die Daten und MC-Ereignisse gezeigt werden. Es wurden

100.000 $\Upsilon(1S) \rightarrow 3 - \text{Gluonen} \rightarrow \text{Hadronen}$

30.000 $q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen und}$

25.000 *Phasenraum*

Ereignisse generiert. In allen gezeigten Graphiken sind die runden Punkte die Einträge für $\Upsilon(1S)$ -Verteilungen, durchgezogene Linien verbinden die Einträge der 3-Gluonen MC-Ereignisse, gestrichelte Linien stehen für Phasenraumverteilungen und schließlich zeigen gepunktete Linien die $q\bar{q}$ -MC-Ereignisse. Die statistischen Fehler der Einträge sind im Bereich der Punktdicke. Die y-Achse stellt meistens beliebige Einheiten (a.U.=arbitrary Units) dar. Sind mehrere Kurven in einem Bild gezeigt, so sind sie alle auf die gleiche Fläche normiert. Die ersten beiden Graphiken zeigen Verteilungen der im Detektor deponierten Energie E_{vis} und der Anzahl der vom Analyseprogramm rekonstruierten geladenen und neutralen Spuren n_{SP} (Bild V.3 und V.4). Die Mittelwerte der $\Upsilon(1S)$ -dir Daten betragen:

$$\langle E_{vis} \rangle = 5094 \pm 8 \text{ MeV} \quad (V.17)$$

$$\langle n_{Sp} \rangle = 16.0 \pm 0.1$$

(V.18)

Die statistischen Fehler sind vernachlässigbar, die angegebenen Fehler berücksichtigen lediglich die Unsicherheit beim Untergrundabzug.

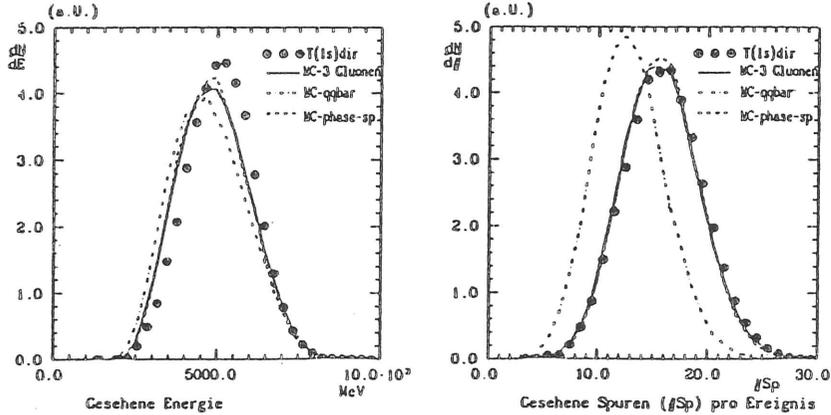


Bild V.3 und V.4 Geesehene Energie, Anzahl der Spuren

Differenzen in der Energiedeposition außerhalb statistischer Grenzen können ihre Ursache im verwendeten Simulationsprogramm HETC haben, welches mittlerweile durch GHEISIA ersetzt worden ist. Die große Anzahl von MC-Ereignissen wurde aber bisher nicht erneut durch das Simulationsprogramm geschickt, da dies mit einem erheblichen Rechenaufwand verbunden ist. 1000 hadronische Ereignisse zu simulieren, dauert ungefähr 60 Minuten CPU-Zeit auf der IBM-3084.

Hingegen wird die Multiplizitätsverteilung recht gut reproduziert, wobei Phasenraum und 3-Gluonen Modelle nahezu identische Ergebnisse liefern, was daran liegt, daß identische Teilchenzusammensetzungen benutzt wurden. Hingegen sieht man im Mittel deutlich weniger Teilchen im $q\bar{q}$ -Modell, wie es auch aus Multiplizitätsuntersuchungen erwartet wird /GAI185/.

Die Bilder V.5 und V.6 zeigen Sphärizitäts- bzw. Aplanaritätsverteilungen. Die relativ schlechte Beschreibung der Daten sowohl durch das 3-Gluonen- wie auch durch das Pha-

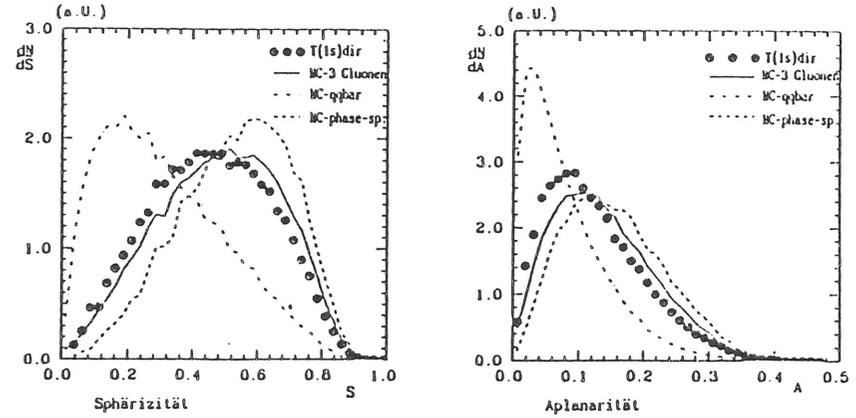


Bild V.5 und V.6 Aplanarität und Sphärizität

senraummodell liegt an der quadratischen Impulsabhängigkeit dieser Größen, was sie sehr empfindlich gegen unterschiedliche Fragmentationsprozesse und Impulsbestimmungen macht. Trotzdem kann bereits hier ein deutlicher Unterschied der Topologie von $q\bar{q}$ -Zerfällen zu den $\Upsilon(1S)$ -dir Daten festgestellt werden, da sich bei 9,46 GeV der 2-Jet Charakter der $q\bar{q}$ -Ereignisse bereits deutlich in der kleineren Sphärizität zeigt. Um ein Maß für die Übereinstimmung der Daten mit den Modellen zu erhalten, wurde das folgendermaßen definierte $\chi^2_{(Modell)}$ für Verteilungen F eingeführt:

$$\chi^2_{(Modell)} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{F_{\Upsilon(1S)-dir}(x_i) - F_{Modell}(x_i)}{\sqrt{\sigma_{\Upsilon(1S)-dir}^2(x_i) + \sigma_{Modell}^2}} \right)^2 \quad (V.19)$$

$i = 1, \dots, n$ Indizes für Datenpunkte

Im Falle einer Übereinstimmung sollte diese Größe n ergeben. Am Ende dieses Kapitels ist eine Tabelle angegeben, die χ^2 für alle Meßgrößen und Modelle angibt. Aus ihr kann man deutlich erkennen, daß das 3-Gluonen Monte Carlo auch bei optisch schlecht aussehender Übereinstimmung mit den Daten, diese am besten beschreibt. Die mittlere beobachtete Sphärizität beträgt für $\Upsilon(1S)$ -dir:

$$\langle S_{\Upsilon(1S)-dir} \rangle = 0,46 \pm 0,1 \quad (V.20a)$$

Weiter ist:

$$\langle A_{T(1S)-dir} \rangle = 0,125 \pm 0,001 \quad (V.20b)$$

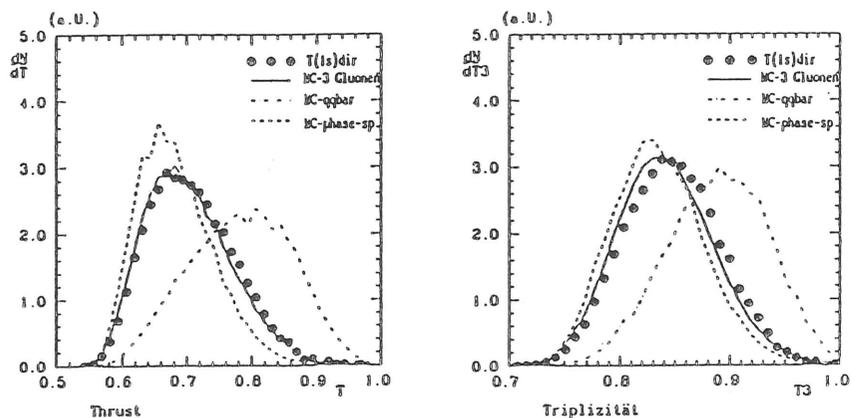


Bild V.7 und V.8 Thrust und Triplizität

Bild V.7 und V.8 zeigen die Verteilungen von Thrust und Triplizität. Hier erkennt man eine recht gute Übereinstimmung des 3-Gluonen Modells mit den Daten, die in beiden Fällen nicht für den Phasenraum gegeben ist. Die bessere Übereinstimmung der linearen Maße zeigt, daß diese stabiler gegen Details in der Fragmentation und Impulsmessung sind. Es ist:

$$\langle T_{T(1S)-dir} \rangle = 0,706 \pm 0,002 \quad (V.21a)$$

$$\langle T3_{T(1S)-dir} \rangle = 0,847 \pm 0,001 \quad (V.21b)$$

Dies ist auch recht schön sichtbar in den Bildern V.9-11, in denen die skalierte Energie (siehe III.12) der drei Jets gezeigt wird, die mit dem Triplizitätsalgorithmus gefunden wurde. Man sieht nur geringe Unterschiede zwischen den Modellen. Daß der Triplizitätsalgorithmus dennoch nützlich ist, belegen die Bilder V.12-14, in denen die Abweichung der Phasenraum

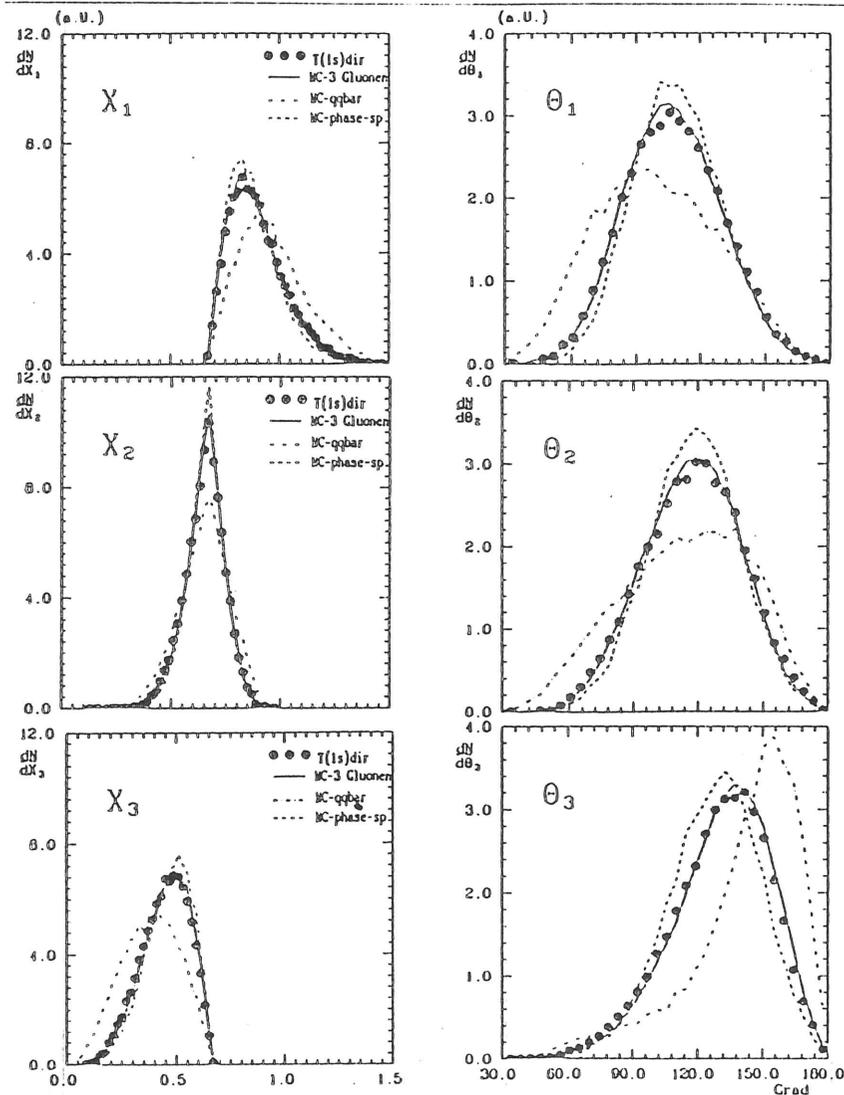


Bild V.9,10,11 Skalierte Energie Bild V.12,13,14 Winkel zwischen den Jets

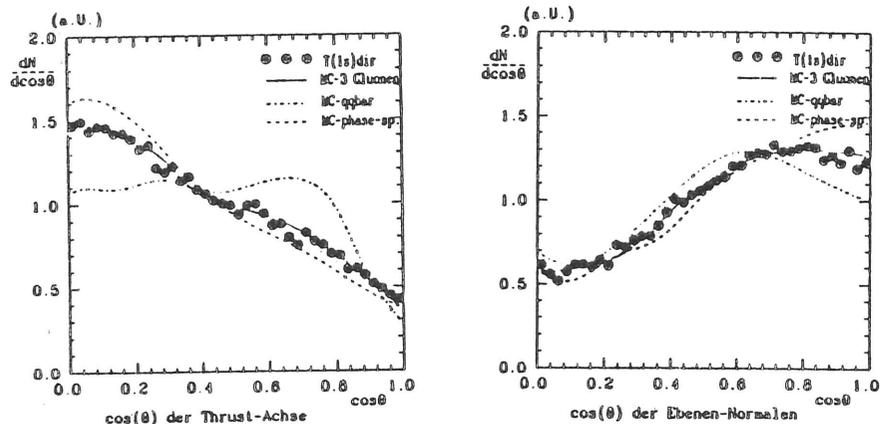


Bild V.15 und V.16 Verteilung der Thrust- bzw. Aplanaritätsachsen

Monte Carlo Daten von den gemessenen Daten am größten ist, während das 3-Gluonen Modell zu einer guten Beschreibung führt. Sie zeigen die Winkel θ_1 , θ_2 , und θ_3 zwischen den drei Jets (siehe Skizze IV.2). Deutlich wird die 2-Jet Struktur der $q\bar{q}$ Monte Carlo Daten in Bild V.14, da hier die Winkel zwischen den beiden energiereicheren Jets, wie erwartet, nahe bei 180° ihr Maximum haben. Die gute Übereinstimmung läßt eine Unterscheidung der Daten vom Phasenraummodell zu und unterstützt das 3-Gluonen Modell.

Als letzte Größen in diesem Abschnitt seien schließlich Verteilungen der Thrust- bzw. Aplanaritätsachse gezeigt (Bild V.15 und V.16). Erneut sichtbar ist die Diskrepanz zwischen Phasenraum und Daten bzw. die gute Übereinstimmung von 3-Gluonen Modell und Daten. Man erkennt hier deutlich den Detektoreinfluß, der sich insbesondere in den Phasenraumdaten zeigt, die bei einem idealen Detektor völlig flach erwartet werden. Um zu quantitativen Aussagen über die Achsenverteilungen zu kommen, müssen die Detektor- und Fragmentationseinflüsse mit Hilfe der Monte Carlo Daten zurückkorrigiert werden. Daß man eine hinreichend genaue Beschreibung der Daten durch Monte Carlo zur Verfügung hat, insbesondere, wenn es um die Winkel der Achsen geht, konnte in diesem Kapitel gezeigt werden. Die Art der Korrektur und eine Abschätzung der durch sie verursachten systematischen Fehler folgt im nächsten Kapitel.

Zur χ^2 -Tabelle sei noch angemerkt, daß global ein systematischer Fehler von 10% der Monte Carlo Daten angenommen wurde, der dann den Gesamtfehler der Monte Carlo Einträge dominiert.

$\chi^2/(n-1)$: Daten im Vergleich mit den Modellen				
Topologische Variable	3-Gluonen Modell	Phasen Raum Modell	$q\bar{q}$ Modell	n : Anzahl der Meßpunkte
E_{vis}	5,1	5,5	14,9	23
n_{SP}	2,2	7,8	297	24
Sphärizität	3,1	22,3	101	37
Aplanarität	5,0	24,0	114	32
Thrust	1,3	21,3	205	32
Triplizität	2,9	12,9	212	31
$\cos\Theta(\vec{n}_T)$	0,18	1,3	4,8	40
$\cos\Theta(\vec{n}_A)$	0,18	0,85	1,28	40
X_1	1,2	6,9	25,7	42
X_2	1,2	4,9	14,9	41
X_3	0,71	4,8	30,6	32
θ_3	1,4	4,6	18,3	32
θ_2	1,4	5,2	18,7	32
θ_1	2,5	7,1	50,0	32

Tabelle V.1 $\chi^2/(n-1)$

VI. Jetachsen

Kapitel VI.1. stellt die verwendete Korrekturmethode vor. Die korrigierten Daten werden an $(1 + \alpha \cos^2\Theta)$ - Funktionen gefittet. Eine Diskussion der systematischen Fehler des Koeffizienten α erfolgt in Kapitel VI.2. Die Abhängigkeit dieses Parameters vom Thrustwert wird in VI.3. untersucht. Schließlich zeigt VI.4 eine vergleichende Übersicht zu Ergebnissen anderer Experimente.

VI.1. Jetachsenverteilungen.

Da allein schon der Detektor die Verteilung von Jet-Achsen massiv beeinflusst, muß eine Monte Carlo Korrektur verwendet werden, um zu detektorunabhängigen Größen zu kommen. Der größte systematische Effekt wird verursacht durch den nicht abgedeckten Raumwinkelbereich bei den Öffnungen des Crystal Balls für das Strahlrohr. Der hierdurch hervorgerufene Effekt ist auch deshalb so groß, da eine klare 3-Jet Struktur nicht vorhanden ist, sondern ein mehr isotroper Ereignistyp vorherrscht, wie man aus der Ähnlichkeit der Daten mit den Phasenraummodellen sehen kann. In einem solchen Fall stellt das Fehlen jeglicher Spuren in 7% des Raumwinkelbereiches eine nicht unerhebliche Strukturierung der Topologie dar. Dies führt dazu, daß man weniger Thrustachsen bei kleinen Winkeln zur Strahlachse beobachtet, während es umgekehrt dazu führt, daß Ereignisebenen besonders häufig senkrecht zur Strahlachse erscheinen, sodaß deren Normale öfter in diese Richtung zeigt. Beide Effekte sieht man in den Bildern V.15 und V.16 des letzten Abschnitts.

(a) Studium der Einflüsse von Fragmentation und Detektor mit Monte Carlo Daten.

Um zunächst einmal abzuschätzen, wie groß die Verschmierung der Achsen durch den Detektor sind, werden in Bild VI.1 und VI.2 Korrelationsdiagramme der Achsen vor und nach der Simulation gezeigt. Man erkennt eine deutliche Korrelation für Thrustachsen, während die Information über die Ebenennormalen mehr verwischt wird. Ein quantitatives Maß für den Zusammenhang der beiden Größen liefert der Korrelationskoeffizient ρ , der für zwei Zufallsvariablen X und Y mit Hilfe der Kovarianz gebildet wird:

$$\rho = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma(X)\sigma(Y)} \quad \rho \in [-1; +1] \quad (VI.1)$$

$$\text{cov}(X, Y) = E\{(X - E(X))(Y - E(Y))\} \quad E = \text{Erwartungswert}$$

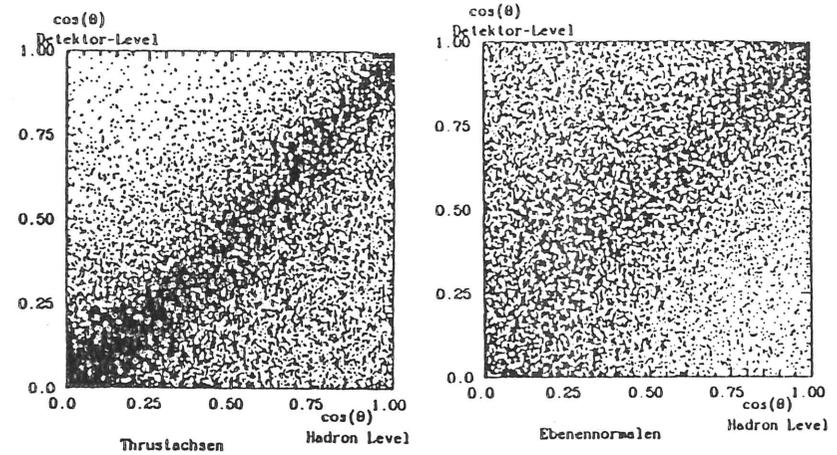


Bild VI.1 und VI.2 Korrelation der Achsen vor und nach der Detektorsimulation, (MC-Daten)

Der Korrelationskoeffizient ist also ein Maß für den Zusammenhang zwischen zwei Größen. Für zwei völlig unabhängige Variablen beträgt $\rho = 0$. Für die Bilder VI.1 und VI.2 betragen die Koeffizienten 0.65 bzw. 0.52. Der schwächere Zusammenhang für die Ebenennormalen hat zwei Gründe: Zum einen sind "Mercedes-Stern" Ereignisse mit drei gut separierten Gluonen im Zwischenzustand nach QCD nicht sehr wahrscheinlich /FR178/, sodaß man nach der Fragmentation auch keine ausgeprägten Ereignisebenen erwartet. Der andere Grund ist die Schwierigkeit, ein ähnlich gutes lineares Maß für die Ebenen zu finden, wie sie der Thrust für die Jets selbst ist. Zur Berechnung der "Thrust-Major-Ebene" (siehe Kapitel IV.2) muß ja zunächst die Thrustachse bestimmt werden, was bereits zur Verschmierung führt, bevor der eigentlich Algorithmus zur Bestimmung der Ebenennormalen beginnt. Es hat sich gezeigt, daß die Verwendung der Aplanaritätsachse zur Beschreibung der Ereignisebene zu einer besseren Korrelation vor und nach der Simulation führt als die Thrust-Major-Ebene. In den Korrelationsdiagrammen erkennt man auch den oben beschriebenen Effekt: die Thrustachsen werden zu kleinen $\cos\Theta$ -Werten hin verschoben.

Die gleichen Tendenzen werden auch in Bild VI.3 und VI.4 erkennbar, in denen die Differenzen der Winkel der Achsen (= Differenz der Abstände der Punkte in den Bildern

VI.1 und VI.2 von der x- bzw. y-Achse in Grad) vor und nach der Detektorsimulation aufgetragen sind.

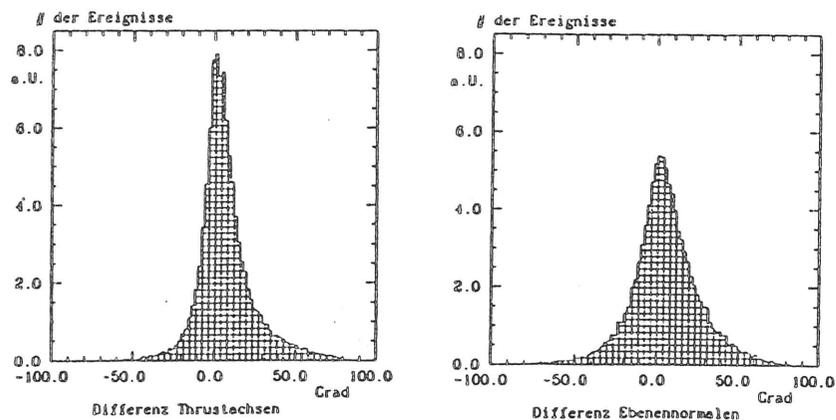


Bild VI.3 und VI.4 Differenz der Winkel der Achsen vor (Hadron-Level) und nach der Detektorsimulation, (MC-Daten)

Aber nicht nur Detektoreinflüsse verwischen die theoretischen Vorhersagen der QCD, sondern auch der Fragmentationsprozeß. Dies zeigen die Bilder VI.5 und VI.6, in denen Thrust- und Aplanaritätsachsen für Monte Carlo Daten auf dem Gluon-Level bzw. nach der Fragmentation, auf dem sog. Hadron-Level, an die erwartete $(1 + \alpha \cos^2\theta)$ -Verteilung gefittet wurden.

Während man für den Gluon-Level, wie erwartet, die theoretischen Werte innerhalb der statistischen Fehlergrenzen erhält, sind die Verteilungen auf dem Hadron-Level weniger ausgeprägt. Dies ist einfach zu verstehen: Da durch die Hadronisation ein fast isotroper Ereignistyp entsteht, ist $\cos\theta$ der Jetachsen dann oft zufällig verteilt, hat also die Tendenz zu flachen Verteilungen. Da aber durchaus nicht alle Informationen über die ursprünglichen Gluonrichtungen verloren gehen, kann man versuchen, auf den Gluon-Level zu schließen.

In Bild VI.7 und VI.8 sind Korrelationsdiagramme der Thrust- bzw. Aplanaritätsachsen zwischen dem 3-Gluon-Level bzw. nach der Detektorsimulation gezeigt. Auch für die Ebe-

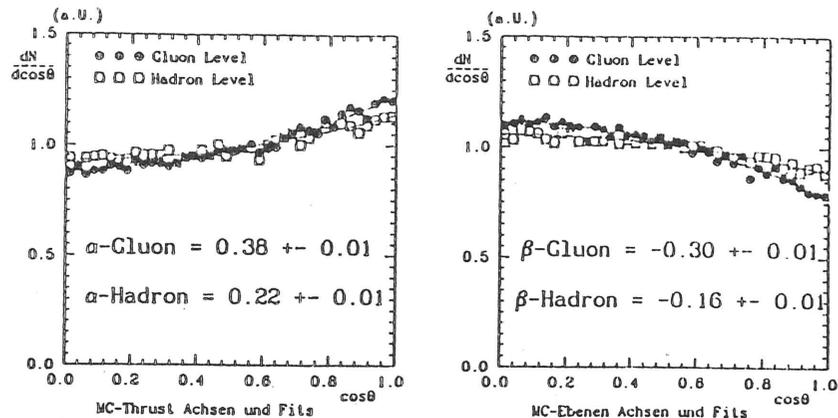


Bild VI.5 und VI.6 Thrust- und Aplanaritätsachsen für MC-Daten auf dem Gluon- bzw. Hadron-Level

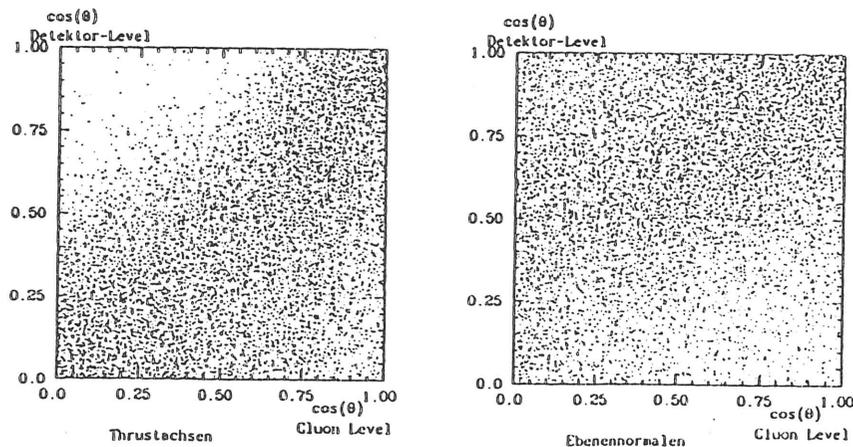


Bild VI.7 und VI.8 Korrelationsdiagramme der Thrust- und Aplanaritätsachsen, (MC-Daten)

nenverteilung ist noch ein positiver Korrelationskoeffizient vorhanden, obwohl er mit bloßem Auge kaum zu erkennen ist. Die Koeffizienten betragen 0.38 bzw. 0.19.

(b) Die Korrektur der Daten.

Im folgenden wird beschrieben, auf welche Art die Daten korrigiert werden: Um nur die Detektoranteile zu korrigieren, wird folgende "Bin per Bin"-Korrektur angewendet: Man nehme die MC-Datenpunkte der Verteilungen für den Hadron-Level und dividiere sie durch die entsprechenden Werte nach der Simulation.

$$cf_i = \frac{F(x_i)(Hadron - Level)}{F(x_i)(nachSimulation)} \quad (VI.2)$$

Den so erhaltenen Korrekturfaktor cf wende man auf die $\Upsilon(1S)$ -dir Daten an. So erhält man die korrigierten Verteilungen:

$$F_{korrigiert}(x_i) = cf_i \cdot F_{\Upsilon(1S)-dir}(x_i) \quad (VI.3)$$

(wobei nicht über i summiert wird!). Entsprechend geht man vor, wenn man auf den Gluon-Level korrigiert. Die so erhaltenen Verteilungen werden an Funktionen $\sim (1 + \alpha \cos^2\Theta)$ gefittet; α_{Fit} ist dann eine Meßgröße, die direkt mit der Theorie verglichen werden kann. Die Bilder VI.9-12 zeigen die Korrekturfaktoren für verschiedene Meßgrößen. Die Faktoren für den Hadron-Level unterscheiden sich nur sehr wenig von denen des Gluon-Levels. Es wird sich jedoch zeigen, daß sich die Fit Resultate trotz der geringen Unterschiede für die beiden Level erheblich unterscheiden. Diese Empfindlichkeit der Parameter α und β auf die Korrekturfaktoren ist die Ursache für die später ermittelten großen systematischen Fehler bei der Bestimmung von α und β .

(c) Experimentelle Ergebnisse für die Daten.

Die Bilder VI.13 und VI.14 zeigen die Hadron-Level korrigierten $\Upsilon(1S)$ -dir Daten für Thrust- und Aplanaritätsachsen und die gefittete Funktion. Als Ergebnis erhält man:

$$\alpha_{Hadron} = 0,26 \pm 0,03 \quad (VI.4)$$

$$\beta_{Hadron} = 0,19 \pm 0,02 \quad (VI.5)$$

Die Fehler sind rein statistisch. Das χ^2 des Fits beträgt 29 bzw. 34 bei 38 Freiheitsgraden, die Wahrscheinlichkeit ist 86 bzw. 66%.

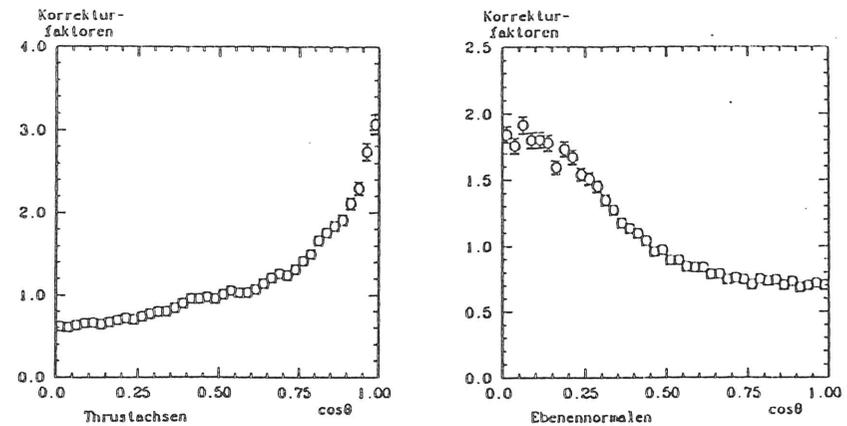


Bild VI.9 und VI.10 Korrekturfaktoren, Hadron-Level

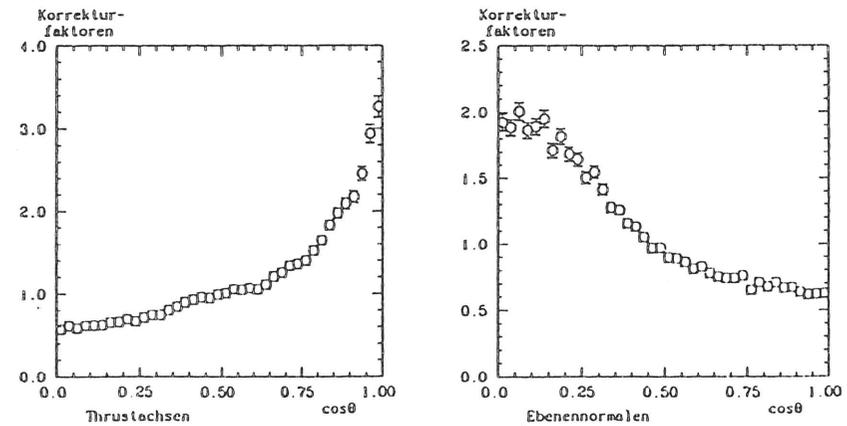


Bild VI.11 und VI.12 Korrekturfaktoren, Gluon-Level

Die Gluon-Level korrigierten Daten werden mit den entsprechenden Fits in Bild VI.15

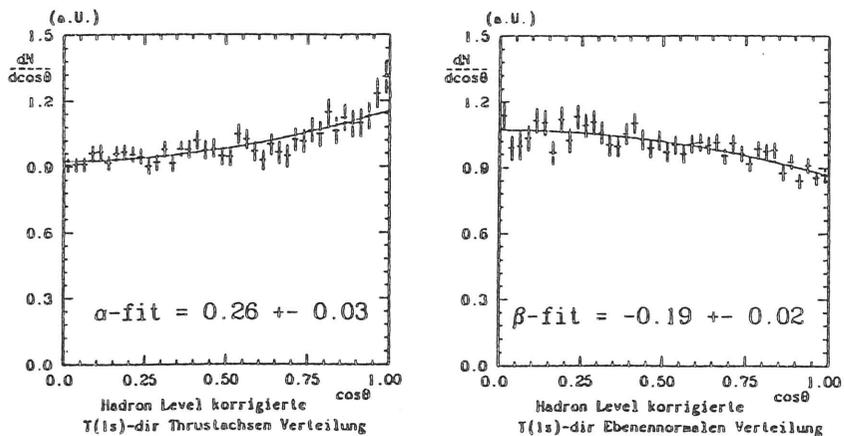


Bild VI.15 und VI.14 Fits der auf Hadron-Level korrigierten Daten

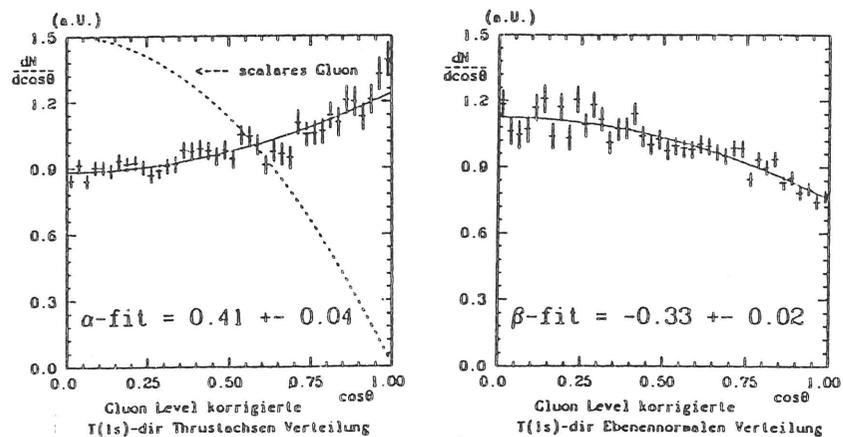


Bild VI.15 und VI.16 Fits der auf Gluon-Level korrigierten Daten

und VI.16 gezeigt. Diese können mit QCD Vorhersagen verglichen werden. Insbesondere

zeigt Bild VI.15 auch die erwartete Winkelverteilung für skalare Gluonen. Aus den Daten lassen sich also Spin 0 Gluonen ausschließen. Als Ergebnis des Fits erhält man:

$$\alpha_{Gluon} = 0,41 \pm 0,04 \quad (VI.6)$$

$$\beta_{Gluon} = -0,33 \pm 0,02 \quad (VI.7)$$

χ^2 beträgt 37 bzw. 41, die Wahrscheinlichkeit ist 50 bzw. 33%.

(d) Erste Überprüfung systematischer Einflüsse bei der Analyse.

Ob die Korrektur modellabhängig ist, sieht man, wenn man Phasenraum Monte Carlo Ereignisse wie richtige Daten behandelt und die Hadron-Level Korrektur des 3-Gluon Modells auf sie anwendet (Die Gluon-Level Korrektur macht keinen Sinn, da hier nur Detektoreinflüsse berücksichtigt werden sollen). Die so erhaltene Verteilung wird auf die Funktion $\sim (1 + \alpha \cos^2\theta)$ gefittet. Man erwartet ein α bzw. β , welches innerhalb der statistischen Fehler bei Null liegen sollte. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie die Bilder VI.17 und VI.18 zeigen. Die Korrekturfaktoren für die Thrustachsen sind zu klein, die für die Ebenennormalen zu groß.

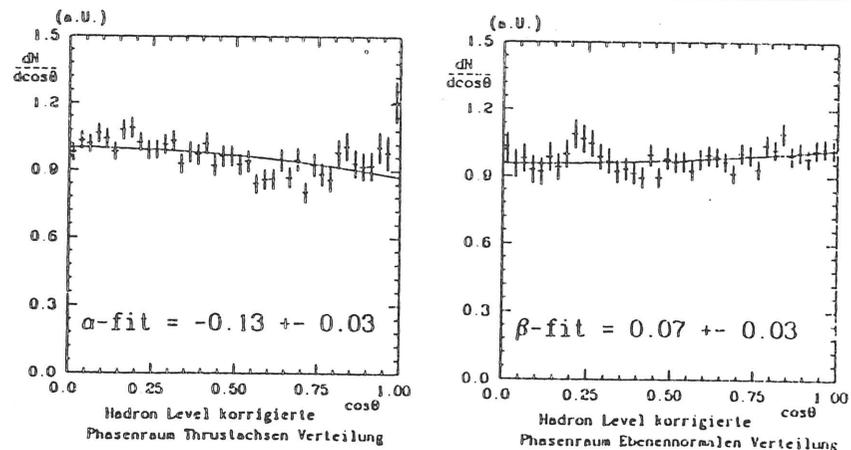


Bild VI.17 und VI.18 Fit für Phasenraum Monte Carlo

Das χ^2 beträgt hier 58 und 36, die Wahrscheinlichkeit 2 bzw. 58%. Diese Werte sind vor allem im Falle der Thrustachsen so schlecht, daß der statistische Fehler stark an Aussagekraft verliert. Es erscheint zweifelhaft, ob die Fitfunktion überhaupt eine vernünftige Beschreibung der Verteilung liefert! Da also die Korrektur modellabhängig ist, soll im nächsten Abschnitt untersucht werden, inwieweit die Resultate, die so gut mit der QCD verträglich sind, durch die Korrektur "künstlich" erzeugt worden sind.

VI.2. Systematische Fehler bei den Jet-Achsen Verteilungen.

Zunächst sollen die Quellen für systematische Fehler angegeben werden. Anschließend wird versucht, deren Größe zu bestimmen. Die verschiedenen Komponenten zum systematischen Fehler sind:

- (i) Die bereits in V.1 erwähnte Unsicherheit im Untergrundabzug.
- (ii) Die "äußere Geometrie" des Modells, d. h. die Achsenverteilung, die im 3-Gluon Modell mit $\alpha = 0,23$, $\beta = -0,18$ (Hadron-Level) und im Phasenraummodell mit $\alpha = 0$, $\beta = 0$ gegeben ist.
- (iii) Die "innere Geometrie" des Modells, d.h. die Zerfallstopologie, die unabhängig von (ii), d.h. von der relativen Lage zur e^+e^- -Achse ist. Sie ist isotrop für Phasenraum, etwas "3-jetartig" für das 3-Gluon Modell und hat eine 2-Jet Struktur für das $q\bar{q}$ -Modell.

Die Punkte (i)-(iii) werden im folgenden untersucht. Der gesamte systematische Fehler wird dann gemäß quadratischer Fehlerfortpflanzung gebildet. Effekte aufgrund von (i)-(iii) werden nur für Hadron-Level korrigierte Daten betrachtet. Der Fehler für die Gluon-Level Korrektur wird als prozentual gleich angenommen, da keine alternativen Fragmentationsmodelle zur Verfügung standen.

Zu (i):

Der Fehler aufgrund des Untergrundabzuges gemäß V.1 ist am leichtesten zu bestimmen. Man berechnet die $\Upsilon(1S)$ -dir Verteilungen mit neuen Untergrundabzügen, die an den Fehlergrenzen liegen und fittet die korrigierten Verteilungen erneut. Die Abweichungen der α 's bzw. β 's von den ursprünglichen Werten liefern den Fehler:

$$\Delta\beta_H = \pm 0,022 \quad (VI.8)$$

$$\Delta\beta_H = \pm 0,012 \quad (VI.9)$$

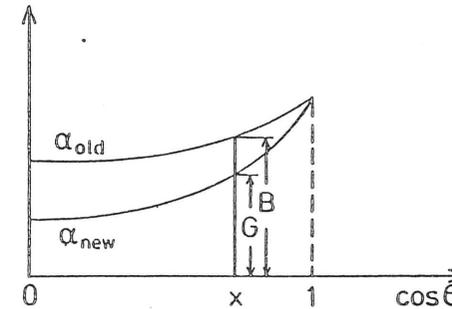


Bild VI.19a Skizze zur Erzeugung eines MC-Datensatzes mit vorgegebener Winkelverteilung

Zu (ii):

Die Untersuchung, ob die gefitteten Parameter durch das verwendete Modell impliziert werden, ist trickreicher. Die Idee ist die folgende: Man konstruiere sich ein 3-Gluon Monte Carlo Modell, dessen Thrustachse gemäß $F \sim (1 + \alpha \cos^2\Theta)$ verteilt ist und lasse α zwischen 0 und 1 variieren. Sich ein solches Modell aus dem vorgegebenen zu erzeugen, ist durch geeignetes Weglassen von Ereignissen möglich. Um sich z.B. eine Verteilung mit α_{new} aus einer vorgegebenen Verteilung mit α_{old} zu erzeugen, geht man folgendermaßen vor (siehe Bild VI.19a): Für ein Ereignis mit $\cos\Theta = x$ erzeuge man sich mit Hilfe eines Randomgenerators die Auswahlwahrscheinlichkeit $A = R \cdot B$, R =Randomzahl zwischen 1 und 0,

$$B = \frac{1 + \alpha_{new}}{1 + \alpha_{old}} (1 + \alpha_{old} x^2) \quad (VI.10)$$

Gilt nun $A < 1 + \alpha_{new} x^2 \equiv G$, wird dieses Ereignis ins neue Sample aufgenommen, andernfalls wird es verworfen. Diese Selektion führt jetzt dazu, daß das neue Monte Carlo

Sample eine Winkelverteilung gemäß :

$$F \sim \frac{G}{B}(1 + \alpha_{old}x^2) \sim \frac{1 + \alpha_{old}}{1 + \alpha_{new}}(1 + \alpha_{new}x^2) \quad (VI.11)$$

besitzt. Die hier beschriebene Methode funktioniert nur für $\alpha_{new} > \alpha_{old}$. Im umgekehrten Fall verende man $B = 1 + \alpha_{old}x^2$ und $G = 1 + \alpha_{new}x^2$, was ebenfalls zur gewünschten neuen Winkelverteilung führt. Mit diesen neuen Monte Carlo Modellen können erneut Korrekturfaktoren berechnet werden, die auf die unveränderten $\Upsilon(1S)$ -dir Daten angewendet werden. Diese Prozedur wurde für α_{Modell} zwischen 0 und 1 in 50 Schritten durchgeführt. Das Ergebnis ist in Bild VI.19 und VI.20 für Thrust- bzw. Aplanaritätsachsen zu sehen.

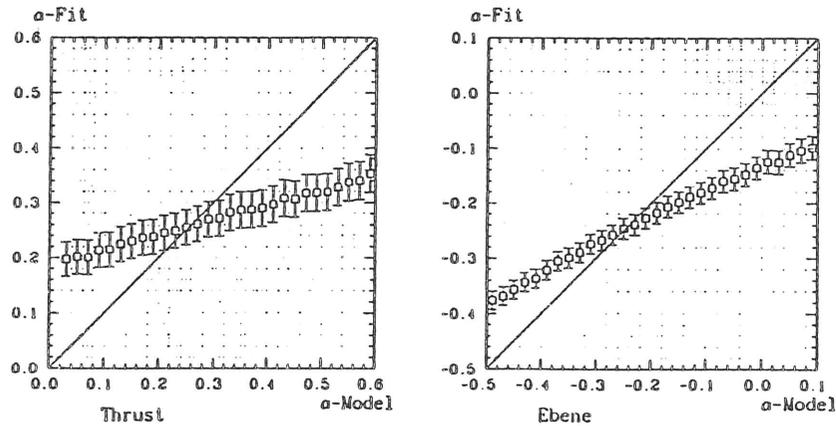


Bild VI.19 und VI.20 Variation der Winkelverteilung der Monte Carlo Ereignisse

Auf der x-Achse sind die α_{Modell} und auf der y-Achse die $\alpha_{\Upsilon(1S)-cor}$ -Fitwerte aufgetragen. Die Fehler der einzelnen Einträge sind natürlich korreliert, da stets derselbe Satz von 3-Gluon Monte Carlo Ereignissen benutzt wurde und es sich deshalb nicht um unabhängige Meßpunkte handelt. Man erkennt an der Graphik zweierlei: Erstens ist die Korrekturmethode in der Tat auch abhängig von der angenommenen Winkelverteilung des Modells. Da dies so ist, muß man aber wenigstens fordern, daß das Fitergebnis dem Modell entspricht,

da sonst die Korrektur anders hätte sein müssen. Diese Konsistenzforderung kann benutzt werden, um völlig unabhängig von der Winkelverteilung des Modells die Winkelverteilung der Daten zu bestimmen. Die so gefundenen Werte für α und β stimmen mit denen aus Abschnitt VI.1 (Bilder V.13, V.14) überein. Daß dies in der Tat der Fall ist, kann als gute Bestätigung des angenommenen Modells des 3-Gluon Zerfalls angesehen werden. Der Bereich, innerhalb dessen die Konsistenz nicht durch mehr als eine statistische Standardabweichung verletzt ist, definiert den Fehler, der durch Annahme einer äußeren Winkelverteilung gemacht wird. Wie man aus den Bildern VI.19,20 erkennen kann, führt dies zu

$$\Delta\alpha_W = \pm 0,04 \quad (VI.12)$$

$$\Delta\beta_W = \pm 0,05 \quad (VI.13)$$

Um auch für die Hadron-Level korrigierten Phasenraumverteilungen einen systematischen Fehler für die verwendete äußere Geometrie anzugeben, können statt der rein statistischen Fehler in der korrigierten Verteilung die Unterschiede der Phasenraum Monte Carlo Daten nach der Simulation zu den 3-Gluon Monte Carlo Daten nach der Simulation verwendet werden (siehe Bild V.15 und V.16). Dadurch erhält man ein anderes Fitergebnis, welches bei richtigem Modell innerhalb der Statistik nicht vom alten abweichen sollte. Das Ergebnis dieser Überlegungen zeigen die Bilder VI.21,22 mit einer erheblichen Abweichung von den alten Werten für die Parameter α und β (siehe auch die Bilder VI.17, VI.18):

$$\Delta\alpha_{Phasen W} = \pm 0,13 \quad (VI.14)$$

$$\Delta\beta_{Phasen W} = \pm 0,14 \quad (VI.15)$$

Der Vollständigkeit halber zeigen die Bilder VI.23 und VI.24 die Resultate für die analoge Prozedur mit den $\Upsilon(1S)$ -dir Daten.

Es ergibt sich in der Tat keine Verschiebung der α, β -Werte außerhalb der Statistik.

Zu (iii):

Nicht nur die Vorgabe einer äußeren Geometrie führt zu systematischer Beeinflussung der Ergebnisse, es kommt auch durch die angenommene innere Topologie zu modellabhängigen Korrekturen. Da keine alternativen Fragmentationsmodelle zur Verfügung standen, wird dieser Fehler zu $\Delta\alpha_{Modell} = 0,13$ bzw. $\Delta\beta_{Modell} = 0,07$ angenommen. Die Motivation für diese Schätzung kommt aus der Differenz der Fitergebnisse für die korrigierten Phasenraum

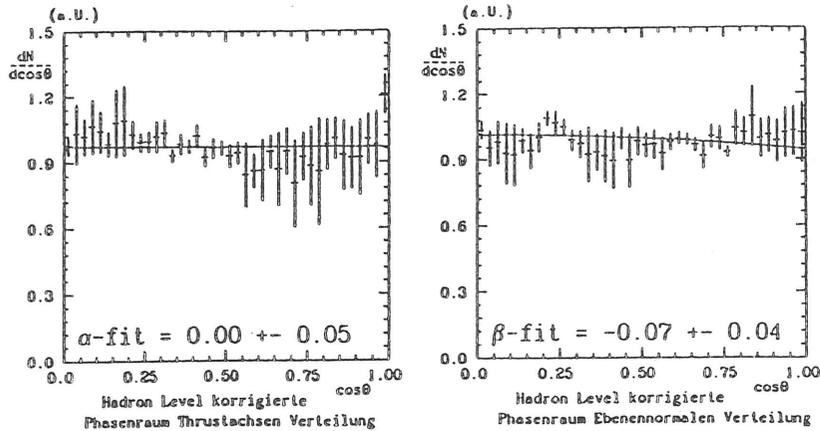


Bild VI.21 und VI.22 Fit : MC-Phasenraum Verteilungen mit speziellen Fehlern (siehe Text)

MC-Daten mit dem erwarteten Wert von Null (siehe Bilder VI.17,18). Diese Differenz wird verursacht durch eine Korrektur mit einem Modell (3-Gluon Modell), welches nicht mit den zu korrigierenden Daten übereinstimmt. Die Diskrepanz ist hier größer als der Unterschied 3-Gluon MC zu $\Upsilon(1S)$ -dir Daten, was auch deutlich im schlechten χ^2 des Fits zu sehen ist oder, noch direkter, in den Bildern V.16,17. Insofern stellen die Werte $\Delta\alpha_{Modell}$ und $\Delta\beta_{Modell}$ obere Grenzen dar. Sie stimmen mit dem entsprechenden Wert aus der Arbeit /CAB82/ überein. Dieser wurde ebenfalls als zu pessimistisch eingeschätzt.

Eine Zusammenfassung der systematischen Fehler erfolgt in Tabelle VI.1.

$\Upsilon(1S)$ - Dir Daten					
Achse	Korrektur	α_U	$\Delta\alpha_W$	$\Delta\alpha_{Modell}$	$\Delta\alpha_{gesamt}^{systematisch}$
Thrust	Hadron	0.022	0.04	0.13	0.14
Ebene	Hadron	0.012	0.05	0.07	0.09

Tabelle VI.1

Entsprechend ergibt sich für die systematischen Fehler der Koeffizienten des Gluon-

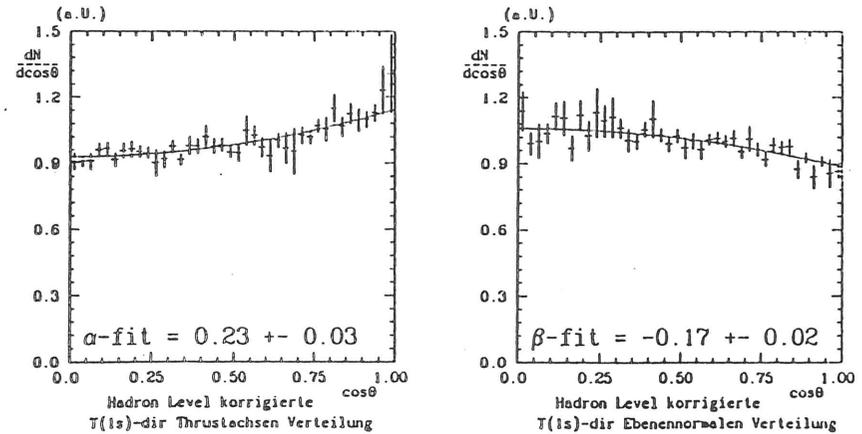


Bild VI.23 und VI.24 Fit : Hadron-Level korrigierte $\Upsilon(1S)$ - Dir Daten mit speziellen Fehlern (siehe Text)

Levels:

$$\Delta\alpha_{gesamt}^{systematisch} = 0.22 \quad (VI.16)$$

$$\Delta\beta_{gesamt}^{systematisch} = 0.16 \quad (VI.17)$$

Für Phasenraum Monte Carlo Daten ergibt sich bei entsprechender Betrachtung:

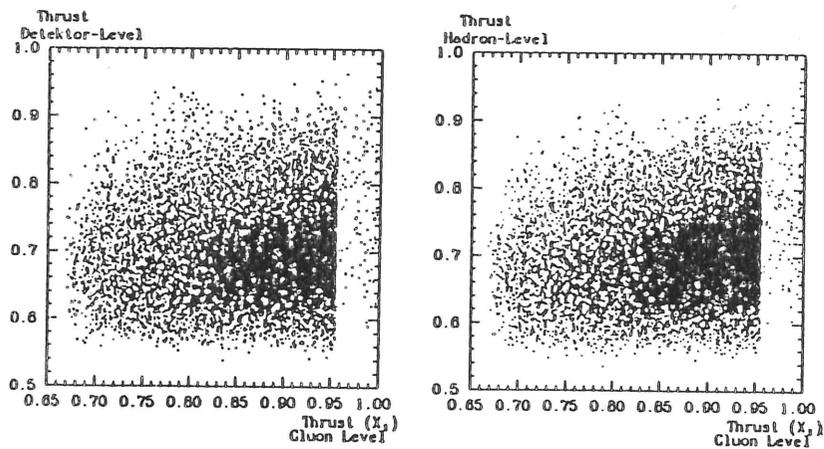
MC-Phasenraum Daten					
Achse	Korrektur	α_U	$\Delta\alpha_W$	$\Delta\alpha_{Modell}$	$\Delta\alpha_{gesamt}^{systematisch}$
Thrust	Hadron	0.0	0.13	0.13	0.18
Ebene	Hadron	0.0	0.14	0.07	0.16

Tabelle VI.2

VI.3. Alpha(T).

Nach den Rechnungen der QCD sollte das α der Thrustachsenverteilung vom Thrustwert abhängen. Dies wurde bereits in Bild III.11 gezeigt. Um zu prüfen, ob es möglich ist, auch experimentell diese Vorhersagen zu testen, muß zunächst einmal betrachtet werden, ob

die Thrustwerte vor und nach der Fragmentation miteinander korreliert sind. Bild VI.25.a zeigt hiervon ein Diagramm, welches kaum einen Zusammenhang der beiden Größen erkennen läßt. Die meiste Information geht jedoch nicht aufgrund von Detektorinflüssen verloren, sondern bereits bei der Fragmentation der drei Gluonen. Dies sieht man an der Korrelation der Thrustwerte auf dem Gluon- versus Hadron-Level. In beiden Diagrammen erkennt man einen nur sehr schwach gepunkteten Bereich bei Gluonthrustwerten von 0.95 bis 1.0, dem keine physikalische Realität zugrunde liegt. Er wird vielmehr verursacht durch den LUND Ereignisgenerator, der zwei eng beieinanderliegende Gluonen (hohe Thrustwerte) zu einem einzigen verschmelzt. All diese Ereignisse haben dann $T=1$ auf dem Gluon-Level. Sie sind nicht in die Bilder VI.25.a,b aufgenommen. Daß trotzdem eine schwache Korrelation besteht, zeigt Bild VI.26, wo für festgehaltene Gluon-Thrust-Bereiche deren Mittelwert nach Fragmentation und Detektorsimulation eingetragen sind. Die Balken beziehen sich auf die Streuung des Bereiches.



Bilder VI.25.a,b : Korrelationen Thrustwerte (MC-Daten)

Trotz dieser schlechten Ausgangssituation wurden die Möglichkeiten einer Messung geprüft. Die Vorgehensweise ähnelt stark der aus Kapitel VI.1. Es werden zunächst zweidimensionale Verteilungsfunktionen $F(T, \cos\Theta)$ für 3-Gluon Monte Carlo Ereignisse auf dem Hadron- und Detektor-Level erzeugt. Deren entsprechende Quotienten ergeben wieder Kor-

rekturfaktoren für die $T(1S)$ -dir Daten. Die hieraus resultierenden α -Werte für verschiedene Thrustbereiche zeigt Bild VI.27.

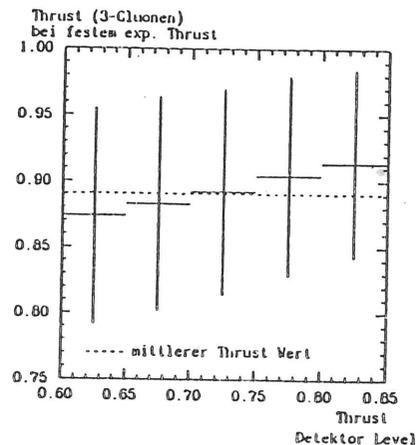


Bild VI.26 Verschmierung der Thrust-Werte aufgrund der Fragmentation (und Detektorinflüsse)

Eine Tendenz zu höheren α -Werten für höhere Thrustwerte ist erkennbar. Um auf den 3-Gluon-Level zu schließen, wurden zunächst die relativen Anteile der Gluon-Thrustbereiche in den Hadron-Level Monte Carlo Daten bestimmt. Gemäß diesen Anteilen wurden die Datenbereiche in Gluon-Level Bereiche transformiert. Aus den 3-Gluon Monte Carlo Daten läßt sich außerdem der Effekt der Fragmentation auf die α -Werte berechnen. Diese rein theoretische Korrektur, die nichts mehr mit den Daten zu tun hat, wurde nun angewendet und führt auf eine $\alpha(T)$ -Verteilung, die sich mit der Theorie vergleichen läßt. Aufgrund der statistischen Probleme bei zweidimensionalen Verteilungsfunktionen und einer entsprechend vielfältigen Fehlerrechnung sind die statistischen Fehler hier so groß, daß man kaum noch von einem Präzisionstest der QCD sprechen kann. Die Tendenz zu wachsenden α 's für größere Thrustwerte ist aber erkennbar (siehe Bild VI.28), wobei detaillierte Aussagen aufgrund des fast vollständigen Verwischens der Gluon-Thrustwerte durch die Fragmentation auch kaum möglich erscheinen.

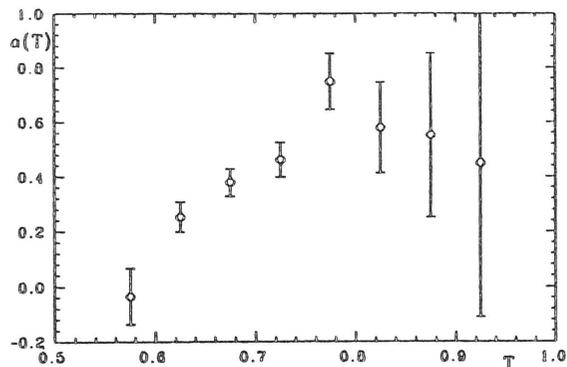
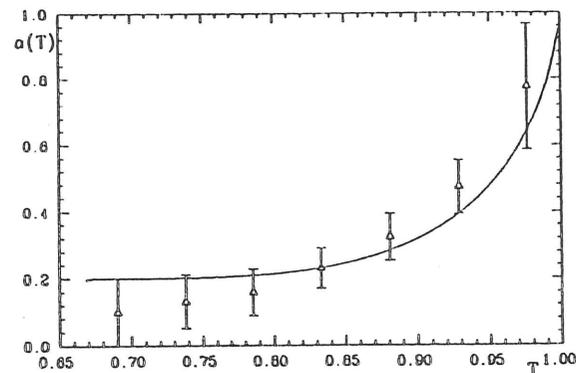


Bild VI.27 $\alpha(T)$ auf dem Hadron-Level,
 T ist auf den Hadron-Level bezogen



Gluon Level korrigiertes $\alpha(T)$ + QCD-Kurve

Bild VI.28 $\alpha(T)$ auf dem Gluon-Level,
 T ist auf den Gluon-Level bezogen

VI.4. Vergleich mit anderen Experimenten.

Thrustachsenverteilungen der $T(1S)$ -Zerfälle wurden untersucht von PLUTO /BER79/, CUSB /CAB82/, LENA /HE179/ und Crystal Ball (diese Arbeit). Sofern vorhanden, werden auch die Ergebnisse für Ereignisebenen aufgeführt. Tabelle VI.3 faßt die verschiedenen Veröffentlichungen zusammen:

Wie man aus Tabelle VI.3 entnehmen kann, sind die statistischen Fehler bei der Bestimmung der Parameter α und β mit Hilfe der vorliegenden Crystal Ball Daten wesentlich kleiner als alle vorher veröffentlichten. Sehr problematisch ist allerdings, daß der systematische Fehler wesentlich größer als der statistische ist. Um diesen zu reduzieren, muß man sich intensiv mit verschiedenen Fragmentationsmodellen und deren Verträglichkeit mit den Daten beschäftigen, da dies den wesentlichen Anteil am Fehler ausmacht.

Gruppe	α_{Hadron}	α_{Gluon}	β_{Hadron}	β_{Gluon}
PLUTO	-	$0.83 \pm 0.23^*$	-	-
LENA	-	$0.7 \pm 0.3^*$	-	-
CUSB	$0.19 \pm 0.09^*$	$0.32 \pm 0.11^*$	$-0.11 \pm 0.06^*$	$-0.25 \pm 0.05^*$
CB	$0.26 \pm 0.03 \pm 0.14$	$0.41 \pm 0.04 \pm 0.22$	$-0.19 \pm 0.02 \pm 0.09$	$-0.33 \pm 0.02 \pm 0.16$

Tabelle VI.3

* nur statistische Fehler

VII. Literaturverzeichnis.

- /BER78a/ C. Berger et al., Phys. Lett. 76B(1978)243
/BER78b/ C. Berger et al., Phys. Lett. 78B(1978)176
/BER79/ C. Berger et al., Phys. Lett. 82B(1979)449
/BRA79/ R. Brandelik et al., Phys. Rev. Lett. 43(1979)243
/CAB82/ R. Cabenda, Ph.D., Cornell University
/DAR78/ C.W. Darden et. al., Phys. Lett. 76B(1978)246
/FRI78/ Fritsch, Streng, Phys. Lett. 74B(1978)90
/CAB85/ J.C. Gabriel, Diplomarbeit, Uni. Heidelberg (1985) (ARGUS-Kollaboration)
/GAI82/ J.E. Gaiser, Ph.D.-Thesis, SLAC 255 (1982)
/GRA82/ R. Graumann, Interner DESY LENA Report 82-01
/HEI79/ F.H. Heimlich et al., Phys. Lett. 86B(1979)399
/HER77/ S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 35(1975)1609
/INN77/ W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977)252
/KLO84/ T. Kloiber, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg(1984)
/KOC85/ W. Koch, persönliche Mitteilung
/KOL78/ K. Koller et al., Nucl. Phys. B140(1978)449
/KOL79a/ K. Koller et al., Z. Physik C1(1979)71
/KOL79b/ K. Koller et al., Desy 79/52, 1979
/KOL79b/ K. Koller et al., Desy 79/52, 1979
/LOR81/ E. Lohrmann, Hochenergiephysik. Stuttgart 1981
/NER85/ R. Nernst, Interner DESY F31-85 01 Report
/NIC82/ B. Niczyporuk et. al., Z. Physik C15(1982)299
/ORE49/ A. Ore, J.L. Powell, Phys. Rev. 75(1949)1696
/PDG84/ Rev. Mod. Phys., Vol. 56, No.2, Part 2, 1984
/PLU78/ PLUTO-Kollaboration, 19. Int. Conf. High Energy Phys., Tokyo(1978),255
/SCC85/ S. Cooper, SLAC-Pub- Nr.3819 (1985)
/SCH81/ A. Schwarz, Interner DESY-LENA Report 81/03
/SJO82/ T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm.27(1982)243
/WAX85/ K. Wachs, persönliche Mitteilung

VIII Danksagung.

Ich möchte allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. J.K. Bienlein hat meine Arbeit intensiv betreut und in vielen Diskussionen entscheidende Anstöße gegeben. Bei häufig auftretenden kleinen Problemen hat Karl Wachs durch seine Hilfe dafür gesorgt, daß diese nicht zu großen wurden.

W. Koch hat mir sein Thrust Programm erläutert und zur Verfügung gestellt und wertvolle Anregungen für diese Arbeit gegeben.

Prof. Dr. U. Strobusch danke ich dafür, daß er sich als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung stellte.

Mit Andreas Voigt und Kay Brockmüller hatte ich viele anregende und aufschlußreiche Diskussionen.

W. Metzger hat mir jederzeit meine Fragen über MC-Probleme beantwortet, und hat für mich die Phasenraum Simulationsprogramme in Nijmegen/Niederlande laufen lassen.

Den größten Teil meiner Arbeit hat Gabi Glaser getippt, ohne deren Hilfe sich die Fertigstellung dieser Arbeit gewiß noch um einiges hinausgezögert hätte.

Fr. U. Rehder hat freundlicherweise einige der Skizzen angefertigt.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern für deren stetige und großzügige finanzielle Hilfe danken, ohne die mein Studium kaum möglich gewesen wäre.

Im folgenden sind die Mitglieder der Crystal-Ball Kollaboration aufgeführt:

C. Edwards, C. Peck, F. Porter, P. Ratoff (California Institute of Technology, Pasadena, USA); I. Brock, A. Engler, B. Kraemer, D. Marlow, F. Messing, D. Prindle, B. Renger, C. Rippich (Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, USA); Z. Jakubowski, B. Niczyporuk, G. Nowak, T. Skwarnicki (Cracow Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland); H.-W. Bartels, J.K. Bienlein, K. Brockmüller, B. Gomez, T. Kloiber, W. Koch, H. Meyer, M. Schmitz, H.-J. Trost, A. Voigt, K. Wachs, P. Zschorsch (DESY, Hamburg, Germany); D. Antreasyan, J. Irion, K. Strauch, D. Williams (Harvard University, Cambridge, USA); D. Besset, R. Cabenda, M. Cavalli Sforza, R. Cowan, D. Coyne, C. Newman-Holmes (Princeton University, Princeton, USA); E. Bloom, R. Chestnut, S. Cooper, R. Clare, J. Gaiser, G. Godfrey, S. Leffler, W. Lockman, S. Lowe, K. Wacker (SLAC, Stanford University, Stanford); D. Gelpman, R. Hofstadter, I. Kirkbride, R. Lee, A. Litke, T. Matsui, B. Pollock, J. Tompkins (Stanford University, Department of Physics and HEPL, Stanford, USA); G. Folger, G. Glaser, M. Kobel, B. Lurz, J. Schütte, U. Volland, H. Wegener (Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany); A. Bizzeti, A. Cartacci, G. Conforto, D. de Giudibus, B. Monteleoni, P.G. Peller (INFN and University of Firenze, Italy); A. Friedman, C. Bieler, F. Heimlich, T. Kiel, S. Kröger, R. Lekebusch, P. Lezoch, W. Maschman, R. Nernst, A. Schwarz, D. Sievers, V. Stock, U. Strobusch (Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Germany); A. König, J. Schotanus, R.T. Van de Walle, W. Walk, W. Metzger (University of Nijmegen, The Netherlands); K.H. Karch, S. Keh, H. Kilian, K. Königsman, M. Scheer, P. Schmitt (Universität Würzburg, Germany); D. Aschman (University of Cape Town, South Africa).

Diese Arbeit ist Gabi Glaser gewidmet