

CRYSTAL BALL Note
DESY F31-84-01
September 1984

BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄT AUS DER BHABHA-STREUUNG

von

Thomas Kloiber

Physikalisches Institut, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	2 6. MRZ. 1985	
Leihfrist: Loan period:	7 days	

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 “

CRYSTAL BALL Note
DESY F31-84-01
September 1984

BESTIMMUNG DER LUMINOSITÄT AUS DER BHABHA-STREUUNG

**DIPLOMARBEIT
VON
THOMAS KLOIBER**

**Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg,
September 1984**

LUMINOSITY CALCULATIONS USING THE
LARGE ANGLE BHABHA SCATTERING

Abstract

The luminosity of the DORIS-II electron positron storage ring delivered to the Crystal Ball detector is measured using large angle Bhabha scattering.

The first part of this diploma thesis describes the experiment, the detector components and the data taking. The second part brings some theoretical results which are important for high energy physics and the luminosity calculations. The third part shows how "Bhabha-events" are selected out of the raw data and how the luminosity is calculated. Tests of the data are described. A table of the time-integrated luminosities for the running cycles from Aug 1982 (installation of the Crystal Ball at DORIS-II) to Aug 1984 (ps. 121/122) and a histogram of the weekly integrated luminosities (p. 123) are given.

For checking reasons the results of the "large-angle-Bhabha-luminosity" are compared with those of the "small-angle-Bhabha-luminosity" (as determined by the Erlangen group).

Inhalt	Seite		
Einleitung und Zusammenfassung	4		
1. Das Crystal-Ball Experiment			
1.1 Der Speicherring DORIS II und die Luminosität <i>Speicherring - Beschleuniger - Synchrotronstrahlung - Luminosität - Untergrund</i>	6		
1.2 Der Crystal-Ball Detektor <i>Innendetektor - Kristalle - Geometrie - Tunnel - Endkappen - Luminositätsmonitore - Flugzeitzähler</i>	11		
1.3 Energie- und Winkelmessung <i>Energieauflösung - Koordinatensystem - Winkelauflösung - Richtungskosinusse</i>	17		
1.4 Gewinnung der Rohdaten <i>Elektronik - Datenreduktion - Trigger - Ereignis - Run - Dump</i>	20		
2. Theoretische Grundlagen			
2.1 Einige Prozesse der Quantenelektrodynamik <i>Paarerzeugung und Annihilation im Speicherring - Feynman-Diagramme - Strahlungskorrekturen</i>	24		
2.2 Wirkungsquerschnitte <i>Eichreaktion - Auswertung der Feynman-Diagramme - Winkelverteilung</i>	28		
2.3 Quarkmodell und hadronischer Wirkungsquerschnitt <i>QCD - Quarks - Farbe - Gluonen - Quarkerzeugung - hadronischer Wirkungsquerschnitt - R-Wert</i>	32		
2.4 Quarkonium <i>Resonanzen - Zerfälle - Jets - angeregte Zustände</i>	37		
		2.5 Physik des Energiedetektors	41
		<i>Photonen und Elektronen in Materie - Strahlungslänge - Schauer - kritische Energie - minimal ionisierende Teilchen</i>	
		3. Das Bhabha-Auswahl-Programm und Ergebnisse	
		3.1 Wichtige Begriffe	47
		<i>ANALYZ - ETOT - ECREG - NREG - EBUMP - E4 - E19 - FLATTY - LEGO-Plot - Histogramm</i>	
		3.2 Die Schnitte	52
		<i>Trigger - ETOT - NREG - ECREG - COSTHE</i>	
		3.3 Histogramme und Statistik zwischen den Schnitten	58
		<i>Übersicht - Diskussion - Flatties - Histogramme</i>	
		3.4 Ergebnisse nach den Schnitten und weitere Untersuchungen	84
		<i>Diskussion der Verteilungen - "radiative Bhabhas" - Histogramme</i>	
		3.5 Luminositätsberechnung und Tabellen	120
		<i>RUNLOG - LSUM - Luminositätstabelle (Meßprogramme) - wöchentliche Lumi. - Vergleich mit Kleinwinkellumi.</i>	
		A. Anhang	
		A.1 Verzeichnis der verwendeten Literatur und Hilfsmittel	129
		A.2 Verzeichnis der Bilder	131
		A.3 Danksagung	134

Einleitung und Zusammenfassung

Diese Arbeit wurde im Rahmen eines Großforschungsprojektes am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg angefertigt. DESY gibt Physikern aus aller Welt die Möglichkeit, die Struktur der Elementarteilchen und insbesondere die Wechselwirkungen zwischen ihnen zu erforschen. Für diesen Zweck gibt es zwei Elektron-Positron-Speicherringe: DORISII und PETRA. DORISII kann Teilchen bis zu Energien von 5.6 GeV speichern, PETRA schafft es sogar bis etwa 23 GeV.

DORIS (Abk. für DOPpel RIng Speicher) wurde 1974 in Betrieb genommen. Damals gab es zwei getrennte Strahlrohre, die sich in zwei Punkten schnitten. Auf diese Weise konnte man auch Teilchen mit gleichsinnigen Ladungen speichern und zur Kollision bringen. Die höchste Energie, die DORIS erreichen konnte, lag ursprünglich bei 3.5 GeV. 1981 wurde DORIS zu einem einfachen Speicherring DORISII umgebaut. Dabei wurden alle Ablenkmagnete, die vorher auf zwei Ringe verteilt waren, auf einen konzentriert. Durch diese und andere Änderungen konnte man den Energiebereich nach oben bis 5.6 GeV erweitern. Damit wurde es möglich, die angeregten Zustände von Bottomium bis zum $T(4s)$ zu untersuchen.

Einer der beiden Detektoren am Speicherring DORISII ist der Crystal-Ball. Er wurde am SLAC in Kalifornien gebaut und untersuchte dort jahrelang sehr erfolgreich das Charmonium und seine angeregten Zustände am Speicherring SPEAR. Die Besonderheiten des Crystal-Ball sind seine gute Energieauflösung (durch die Verwendung von Natriumjodid) und seine im Vergleich zu anderen Detektoren kleinen Ausmaße, was ihn transportabel macht. Da SPEAR nicht die nötigen Teilchenenergien für die Erforschung von Bottomium erreichte, wurde der Crystal-Ball 1982 in einer spektakulären Aktion auf dem Luftwege nach Deutschland transportiert und nimmt seit August 1982 Daten am DORISII Speicherring.

Die Crystal-Ball Kollaboration ist international zusammengesetzt und besteht aus etwa 80 Mitgliedern. Das Experiment wurde im Sommer 1982 begonnen und wird nicht vor 1985 beendet sein. Seine Hauptaufgabe ist die Untersuchung der Zerfälle von Bottomium und seinen angeregten Zuständen. Meine Aufgabe dabei ist die Berechnung und Tabellierung der Luminosität des Speicherringes, die aus der Großwinkel-Bhabha-Streuung gewonnen wird und dann allen Mitgliedern der Kollaboration zur Verfügung steht. Davon handelt auch diese Arbeit.

Im ersten Teil wird das Crystal-Ball-Experiment, der Detektor und die Datennahme beschrieben. Der zweite Teil behandelt die für diese Arbeit nötigen theoretischen Grundlagen: die Bhabha-Streuung und deren Wirkungsquerschnitt sowie die Physik des NaJ(Tl)-Schauerdzählers. Außerdem werden die Grundlagen der QCD kurz angesprochen. Der dritte Teil beschreibt dann, wie die Luminositätswerte mit dem BHABHA-Programm aus den Daten gewonnen werden, die der Detektor aufgenommen hat. Dabei werden die Crystal-Ball-internen Begriffe, die hierfür nötig sind erklärt. Anschließend folgt eine kritische Untersuchung der vom BHABHA-Programm gelieferten Ergebnisse und eine Prüfung der Möglichkeit, etwas über "radiative Bhabha-Ereignisse" zu erfahren. Schließlich folgt die Zusammenstellung der berechneten Luminositätswerte für die einzelnen Meßprogramme und eine Übersicht über die zeitliche (wöchentliche) Entwicklung der Werte. Als letztes steht ein Vergleich der Werte mit denen, die durch ein unabhängiges Verfahren (Kleinwinkel-Bhabha-Streuung) gewonnen wurden.

1. DAS CRYSTAL-BALL EXPERIMENT

1.1 Der Speicherring DORIS II und die Luminosität

Zweck eines Speicherringses ist es, vorbeschleunigte Teilchen bei konstanter Energie auf gegenläufigen Kreisbahnen zu halten, und an bestimmten Punkten des Ringes, den sogenannten Wechselwirkungspunkten, frontal zur Kollision zu bringen. Treffen sich, wie in unserem Fall, ein Elektron und ein Positron, so vernichten sie sich und ihre Energie steht für die Erzeugung anderer Teilchen zur Verfügung. Wenn wir die entstehenden Teilchen nachweisen, sprechen wir von einem Ereignis. Im Gegensatz zu Beschleuniger-Experimenten, bei denen man auf ruhende Targets schießt, steht beim Speicherring im Wechselwirkungspunkt die Summe der Energien beider kollidierenden Teilchen vollkommen zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung. Das System zweier frontal kollidierender Teilchen gleicher Masse und Energie hat einen ruhenden Schwerpunkt (=Wechselwirkungspunkt), während bei Beschleuniger-Experimenten ein Teil der aufgewendeten Energie in der Bewegung des Schwerpunktes steckt und für Reaktionen nicht zur Verfügung steht.

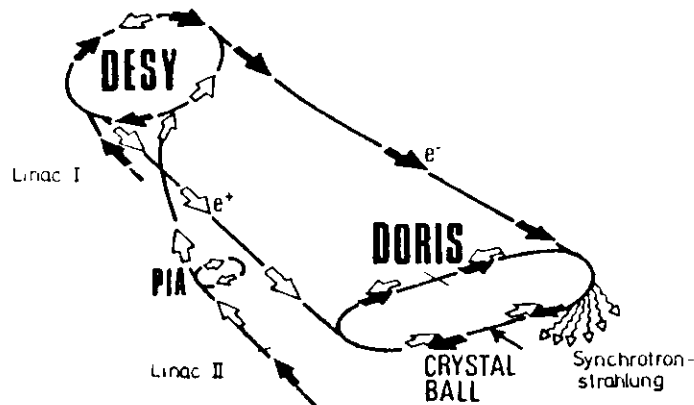


Bild 1.1.1: Beschleuniger und Speicherring DORIS II

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 dem Linearbeschleuniger LINAC I auf 62 MeV vorbeschleunigt und im Synchrotron auf die Energie des Speicherrings - z.B. 5016 MeV - gebracht. Dann "injiziert" man sie in den Speicherring (Bild 1.1.1). Das Synchrotron beschleunigt acht solcher Bündel in der Sekunde, die jeweils auf das schon im Ring befindliche Bündel "draufgepackt" werden, sodaß dies immer mehr Teilchen enthält. Wenn alles perfekt abläuft, was oft nicht der Fall ist, hat man nach etwa einer Minute einige 10^{11} Teilchen gespeichert /1/.

Positronen werden erzeugt, indem man im LINAC II Elektronen auf mehrere Hundert MeV vorbeschleunigt und auf ein Wolfram-Target schießt. Dort geben sie Bremsstrahlung ab, die wiederum Elektron-Positron-Paare erzeugt. Die Positronen werden mit einem "magnetischen Horn" eingesammelt, weiterbeschleunigt und in einem kleinen Speicherring von etwa fünf Meter Durchmesser PIA (Positronen-Intensitäts-Akumulator) zu kürzeren und intensiveren Bündeln konzentriert. Danach kommen sie mit einer Energie von 480 MeV ins Synchrotron /1/. Anschließend injiziert man sie in Gegenrichtung in DORIS II. Die Elektronen laufen von oben gesehen im Uhrzeigersinn, die Positronen entgegen dem Uhrzeigersinn um.

Der Speicherring besteht aus einem Metallrohr (=Strahlrohr), das auf etwa 10^{-9} mbar evakuiert ist. Er hat einen Umfang von 288 m. Die gespeicherten e^- - bzw. e^+ -Bündel nennt man Elektronen- bzw. Positronen-Strahl. Sie werden durch Dipolmagnete auf der gekrümmten Bahn gehalten. Als Folge der Wechselwirkung der Teilchen untereinander und mit dem Strahlrohr haben die Bündel das Bestreben, sich auszudehnen und müssen deswegen ständig fokussiert werden. Eine transversale Fokussierung erreicht man mit Quadrupol- und Sextupolmagneten. Dadurch wird der Durchmesser des Strahls auf etwa 1 mm gehalten (in vertikaler Richtung sogar auf 0.1 mm). Das Strahlrohr hat in den Wechselwirkungszonen einen Durchmesser von etwa 4 cm /1/.

Durch Radialbeschleunigung in den Dipolmagneten verlieren die Elektronen Energie in Form von Synchrotronstrahlung. Die dabei abgestrahlte Leistung P ist proportional zur vierten Potenz der Strahlenergie E und umgekehrt proportional

zum Quadrat des Krümmungsradius' R des Speicherringes:

$$P \sim \frac{E^4}{R^3} \quad /9/$$

Man kann also dem starken Anstieg des Energieverlustes bei Erhöhung der Strahlenergie nur entgegenwirken, indem man den Radius des Speicherringes vergrößert.

Um die Strahlenergie konstant zu halten, muß die durch Synchrotronstrahlung verlorene Energie ständig wieder zugeführt werden. Das geschieht in den sogenannten Cavities, die in den Speicherring eingebaut sind. Dabei handelt es sich um Hohlraumresonatoren, in denen durch hochfrequente elektromagnetische Anregung von 500 MHz ein E-Feld parallel zur Strahlrichtung schwingt /1/. Durch Lochblenden in den gegenüberliegenden Wänden des Resonators können die Teilchen ein- und austreten. Anregungs- und Umlauffrequenz sowie Phasenlage müssen sehr genau aufeinander abgestimmt sein. In den Cavities werden nicht alle Teilchen gleichstark beschleunigt. Diejenigen, die durch Abgabe von Synchrotronstrahlung Energie verloren haben, laufen auf engeren Bahnen um, brauchen für einen Umlauf weniger Zeit und kommen früher wieder beim Cavity an, als die mit höherer Energie. Man benutzt nun den abfallenden Teil des sinusförmigen E-Feldes zur Beschleunigung. Dadurch "sehen" die Teilchen, die früher kommen mehr Beschleunigungsspannung, als die anderen und man erhält eine longitudinale Fokussierung /9/. Die Länge der Teilchenbündel beträgt einige cm. Genauer gesagt hat die Dichte der Teilchen im Bündel die Form einer Gauß-Verteilung. Man kann hier in einem Strahlrohr und mit denselben Cavities Elektronen und Positronen gegenläufig beschleunigen, da sie gleiche Masse und entgegengesetzt gleiche Ladung haben.

Der Speicherring kann im Energiebereich von 1...5.6 GeV eingestellt werden. Bei diesen Energien haben Elektronen und Positronen praktisch Lichtgeschwindigkeit. Deswegen ist ihre Umlauffrequenz bei 300 m Umfang von DORIS II 1 MHz, was bei 10^{11} Teilchen pro Bündel einen durchschnittlichen Strom von 16 mA pro Strahl ergibt (Gleichung 3). In der Praxis werden Anfangsströme von bis zu 50 mA pro Strahl erreicht. Der Durchschnitt liegt bei 35 mA Anfangstrom.

Da sich im Strahlrohr auch bei dem erreichbaren Hochvakuum noch viele Luftmoleküle befinden, kommt es oft zu Wechselwirkung zwischen Restgasmolekülen und Strahlteilchen, wobei diese aus ihrer Bahn gelenkt werden. Dadurch

nimmt der durchschnittliche Strom ständig ab und damit auch die Wahrscheinlichkeit, daß Elektronen und Positronen im Wechselwirkungspunkt aufeinandertreffen (siehe Luminosität). Es müssen also von Zeit zu Zeit neue Teilchen in den Speicherring gefüllt werden, um die Ausbeute an Ereignissen pro Zeit zu erhöhen. Da das Füllen etwa fünf Minuten dauert und in dieser Zeit keine Daten genommen werden können, ist es für die Datenausbeute ungünstig, wenn man zu oft füllt. Es gibt also eine optimale Zeit zwischen zwei Füllungen. Bei unserem Experiment liegt sie bei etwa einer Stunde.

Um die Ausbeute an "guten" Ereignissen messen zu können, definiert man die Luminosität eines Speicherringes /2/ :

$$L = \frac{N}{\sigma} \quad (1)$$

Dabei ist σ ein Wirkungsquerschnitt - z.B. der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ - und N die zugehörige Ereignisrate. Für diese gilt:

$$N = \frac{n_+ n_-}{F} f \cdot \sigma \quad (2)$$

mit F : Querschnittsfläche der Bündel, f : deren Umlauffrequenz und n_{\pm} : Anzahl der Teilchen pro Bündel. Man kann sich Gleichung 2 folgendermaßen plausibel machen:

Die Wahrscheinlichkeit, in der Fläche F eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ auszulösen, ist $\frac{\sigma}{F}$, wenn man mit einem Elektron auf ein Positron schießt. Hat man n_+ Positronen, dann ist die Wahrscheinlichkeit $\frac{n_+ \sigma}{F}$. In einer Sekunde macht man $n_- \cdot f$ "Versuche", davon sind $n_- \cdot f \cdot \frac{n_+ \sigma}{F}$ "erfolgreich". Das ist die Ereignisrate.

n_{\pm} läßt sich aus den Strahlströmen berechnen, denn mit $e = \text{Elementarladung}$ gilt:

$$I_{\pm} = n_{\pm} \cdot e \cdot f \quad (3)$$

und (3) in (2) liefert: $N = \frac{I_+ I_-}{F \cdot e^2} \sigma$; wenn man jetzt N in (1) einsetzt, erhält man:

$$L = \frac{1}{e^2 \cdot f} \cdot \frac{I_+ \cdot I_-}{F} \quad (4)$$

Die Luminosität hängt also nur von Speicherringparametern ab. Um hohe Werte zu erreichen, müssen die Strahlströme möglichst hoch sein und man muß den Strahlquerschnitt F im Wechselwirkungspunkt möglichst gut fokussieren. DORIS II liefert typischerweise Werte von $L \geq 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Die Luminosität ist ein Maß für die Qualität des Speicherrings. Man kann daraus ablesen, ob während des Betriebes alles in Ordnung ist. Andererseits braucht man sie für die Berechnung unbekannter Wirkungsquerschnitte aus der zugehörigen Ereignisrate (Gleichung 1). Wenn man die Luminosität und einen theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitt hat, kann man abschätzen, wieviele spezielle Ereignisse man unter einer großen Zahl gemischter Ereignisse erwarten kann und ob es sich lohnt, danach zu suchen. Beispielsweise würde es sich nicht lohnen, unter einer Million Ereignissen einen speziellen Typ zu suchen, wenn man nur 0.1 Ereignis davon erwartet. Bei etwa 10 Stück würde es sich lohnen.

In der Praxis berechnet man die Luminosität nicht aus Gleichung 4, weil man die Strahlquerschnittsfläche F schlecht messen kann, sondern aus Gleichung 1. Dafür braucht man nur die Ereignisrate N_E und den Wirkungsquerschnitt σ_E einer gut bekannten Eichreaktion. N_E sollte möglichst groß und die entstehenden Teilchen leicht zu identifizieren sein. Das ist u.a. bei folgenden Reaktionen der Fall:

Bhabha-Streuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Paarvernichtung: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Bei unserem Experiment werden beide Reaktionen zusammen verwendet (siehe 2.1 und 2.2), weil der Detektor zeitweise Elektronen und γ -Quanten nicht zuverlässig unterscheiden konnte. Außerdem spart man Rechenzeit, wenn man ohne diese Unterscheidung auskommt. Für die Berechnung der Luminosität ist es ohne Belang, welchen Wirkungsquerschnitt man in Gleichung 1 zugrundelegt.

Wie schon anfangs erwähnt, gibt es neben der Elektron-Positron-Vernichtung im Speicherring noch andere Reaktionen, die weniger erfreulich sind. Da sich

im Strahlrohr noch relativ viele Luftmoleküle befinden, kommt es oft zu Strahl-Restgas-Wechselwirkung. Dabei kann ein Teilchen, das dadurch aus der Bahn gekommen ist, auf das Strahlrohr treffen und dort erst richtig aufschauern. Als Folge dieser und ähnlicher Reaktionen können Teilchen mit hoher Energie in den Detektor gelangen. Da uns aber nur Teilchen interessieren, die Reaktionsprodukte einer e^+e^- -Vernichtung sind, wird alles andere (was der Detektor registriert) als unerwünschter Untergrund bezeichnet. Man muß versuchen, den Untergrund möglichst vollständig von "guten" Ereignissen abzutrennen.

1.2 Der Crystal-Ball Detektor

Der Crystal-Ball Detektor ist in einer der beiden Wechselwirkungszonen am Speicherring DORIS II aufgebaut (Bild 1.1.1). Auf den Bildern 1.2.1 und 1.2.2 sieht

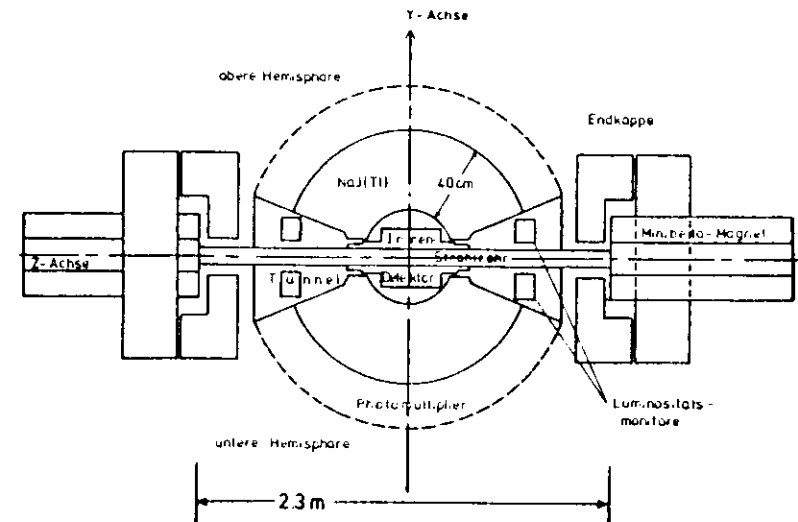


Bild 1.2.1: Vertikaler Schnitt durch den Detektor (Seitenansicht)

man in der Mitte den Innendetektor. Er besteht aus drei gasgefüllten Driftrohrenkammern die zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Die beiden inneren

Kammern enthalten jeweils 80, die äußere 160 Doppellagen Drähte, die unter Hochspannung stehen. Fliegt ein geladenes Teilchen durch die Kammern, so ionisiert es das Gas. Die Ladungen werden von in der Nähe befindlichen Drähten abgeleitet, sodaß ein Stromstoß entsteht. Wenn man die Stromstöße aller 640 Drähte registriert, ist es möglich, die Spur des Teilchens zu bestimmen. Ich will darauf nicht näher eingehen, weil bei dieser Arbeit Daten aus dem Innendetektor nicht verwendet werden.

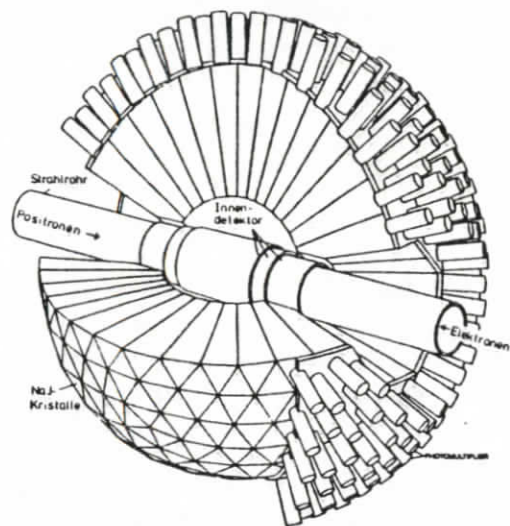


Bild 1.2.2: Zusammensetzung des Energiedetektors

Der eigentliche Crystal-Ball besteht aus 672 radial angeordneten Einkristallen von Thallium-dotiertem Natriumjodid NaJ(Tl) als Szintillationsmaterial mit aufgesetzten Photomultiplier-Röhren /3/. Die Kristalle haben die Form von Pyramidenstümpfen mit gleichseitig dreieckiger Grundfläche und eine Höhe von 40 cm (16 inch). Sie bilden eine Kugel von 65 cm Radius, in deren Mitte ein kugelförmiger Hohlraum mit 25 cm Radius für den Innendetektor ausgespart ist.

Ihre Form entstand aus dem Bemühen, eine Kugelfläche in mehrere Hundert möglichst gleiche Flächen aufzuteilen. Man ging von dem Polyeder aus, der die meisten Flächen hat und damit der Kugelform am nächsten kommt, dem Ikosaeder. Er besteht aus 20 regelmäßigen Dreiecken (Bild,1.2.3a). In der Terminologie

der Crystal-Ball Kollaboration heißen sie "Major-Triangles". Diese unterteilt man in jeweils vier kleinere Dreiecke, die "Minor Triangles" (Bild 1.2.3b) und letztere in jeweils neun Kristalle oder "Module" (Bild 1.2.3c). Durch Angleichen der Dreiecksflächen an die Kugelform erhält man zwar Kristalle gleicher Länge,

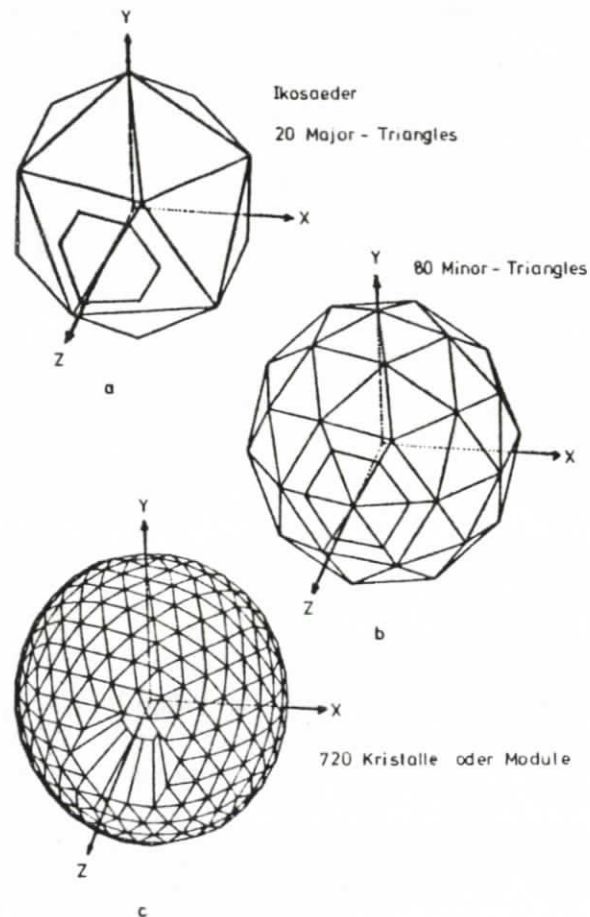


Bild 1.2.3: Die Geometrie des Crystal-Ball

aber die Dreiecksflächen geraten dabei unterschiedlich groß. Es gibt eben keinen regelmäßigen 720-flächigen Körper. Die Unregelmäßigkeit dieses Gebildes: an den "Ecken" stoßen meistens sechs Dreiecke aufeinander, aber an den zwölf Ecken des ursprünglichen Ikosaeders nur fünf. Um für das Strahlrohr des Speicherringes einen Tunnel durch den Crystal-Ball zu schaffen, mußte man auf zwei gegenüberliegenden Seiten jeweils 24 Kristalle weglassen (Bild 1.2.3). Deswegen

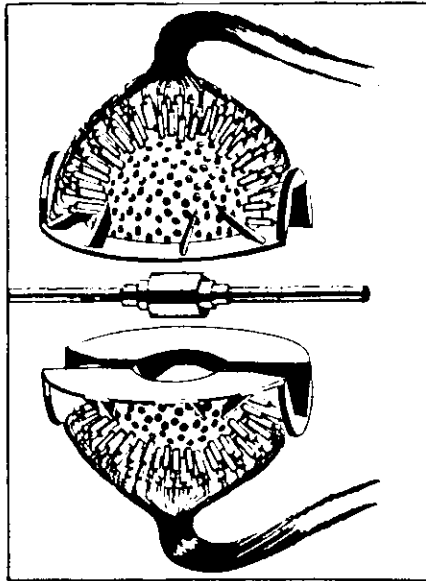


Bild 1.2.4: Außensicht des Crystal-Ball

gibt es statt 720 nur 672 Kristalle. Diese bedecken aber immer noch 94% des gesamten Raumwinkels. Die beiden "Löcher" heißen Tunnelregionen.

Längs des Strahlrohrs 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 1.3). Bild 1.2.4 zeigt die beiden Hemisphären mit teilweise montierten Photomultipliern und Signalkabeln.

Die ganze Konstruktion ist in ein Metallgestell eingebaut und man kann die zwei Hälften mittels einer Hydraulik nach oben und unten auseinanderfahren. Das ist nötig für Wartungsarbeiten am Innendetektor, aber vor allem um größere Strahlenbelastungen der Kristalle zu vermeiden. Natriumjodid wird durch Bestrahlung im Lauf der Zeit braun und damit lichtundurchlässig. Durch eine Fernbedienung ist es möglich, vom Kontrollraum aus bei jeder neuen Füllung von DORIS II den Crystal-Ball auseinanderzufahren. Gerade während der Injektion kommt es nämlich zu einer besonders hohen Strahlenbelastung, weil viele neu eingeschossenen Teilchen sofort wieder aus der Bahn kommen. Diese Strahlung tritt vor allem in Strahlrichtung und in der Nähe des Rohres auf, sodaß man durch Öffnen des Balles den allergrößten Teil meidet. Wenn längere Zeit keine Daten genommen werden sollen, z.B. wenn der Speicherring mehrere Tage lang optimiert wird ("Maschinen Studien"), wird der Ball nicht nur geöffnet. Um das Strahlrohr wird zusätzlich eine Abschirmung aus 5 cm dicken Bleiziegeln aufgebaut, um die Kristalle besonders wirkungsvoll vor Strahlung zu schützen.

Hinter den Tunnelregionen, außerhalb des Balles sitzen die beiden Endkappen. Sie bestehen ebenfalls aus NaJ(Tl)-Kristallen und sollen Teilchen nachweisen, deren Flugrichtung nur einen kleinen Winkel zur Strahlrichtung hat und wegen der Tunnelregionen nicht vom Crystal-Ball registriert werden können. Sie werden jedoch nicht dafür verwendet auch noch Ereignisse in diesem Winkelbereich zu erfassen. Im Gegenteil sollen damit "Ereignisse" als Untergrund entlarvt werden, denn die Untergrundstrahlung tritt besonders unter kleinen Winkeln zur Strahlrichtung auf.

Direkt neben den Endkappen sitzen zwei sogenannte Minibetamagnete (Bild 1.2.1). Das sind spezielle Quadrupolmagnete, die nicht zur Detektoranordnung, sondern zum Speicherring gehören. Ihre Aufgabe ist es, die Teilchenstrahlen besonders gut auf den Wechselwirkungspunkt zu fokussieren.

Die Natriumjodid-Kristalle sind sehr hygroskopisch und bilden auf ihrer Oberfläche mit dem Wasser aus der Luftfeuchtigkeit eine undurchsichtige Schicht, wenn man sie nicht dagegen schützt. Deswegen ist der ganze Detektor von einem luftdurchlässigen "Trockenhaus" umgeben, das man nur durch Luftschleusen betreten kann. Die Innenluft läuft ständig durch einen Trockner, der die Luftfeuchtigkeit extrem niedrig hält (-60°C Taupunkt). Die Temperatur im Trockenhaus wird

konstant auf $+20^{\circ}\text{C}$ gehalten, da die großen Einkristalle bei zu hohem Temperaturgradienten leicht brechen.

Innerhalb der Tunnelregionen über und unter dem Strahlrohr sind vier Luminositätsmonitore angebracht (Bild 1.2.1), von denen sich bezüglich des Wechselwirkungspunktes jeweils zwei gegenüberstehen. Sie dienen dem Nachweis von Bhabha-Ereignissen, die unter kleinen Winkeln gegenüber der Strahlachse gestreut und vom Crystal-Ball nicht registriert werden können. Kleine Winkel werden von der Bhabha-Streuung besonders bevorzugt (siehe 2.2).

Jeder Monitor besteht aus drei Hilfsszintillatoren und einem Kalorimeter, das schichtweise aus Blei und Szintillationsmaterial (Plastik) aufgebaut ist. Man kann damit die Energie der einfallenden Teilchen bestimmen (siehe 2.5). 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, sodaß eine schnelle Kontrolle möglich ist. Durch Vergleich mit der "Großwinkel-Bhabha-Luminosität", die aus Crystal-Ball-Daten mit dem Programm BHABHA gewonnen wird, hat man eine gegenseitige Kontrolle beider Verfahren (siehe 3.4).

Über dem Trockenhaus sind noch großflächige Plastik-Szintillatoren angebracht, die "Flugzeitähler". Durch sie soll kosmische Strahlung erkannt werden. Am Speicherring sind Spulen angebracht, in denen die umlaufenden Teilchenbündel Stromstöße induzieren. Aus diesen Stromstößen kann man genau bestimmen, wann sich die Teilchenbündel im Wechselwirkungspunkt treffen. In dem Moment, wo sie sich treffen, wird eine Uhr gestartet. Die im Wechselwirkungspunkt entstehenden Teilchen brauchen jetzt eine bestimmte Zeit, um den Flugzeitähler zu erreichen. Wenn ein Teilchen nicht innerhalb eines gesetzten Zeitfensters den Zähler passiert, nimmt man an, daß es kosmischen Ursprungs ist und verwirft das vorliegende "Ereignis".

1.3 Energie- und Winkelmessung

Um die Energie von Elektronen, Positronen und γ -Quanten oder den Energieverlust minimalisierender Teilchen im Detektorkristall messen zu können, läuft folgender Vorgang ab:

Ein geladenes Teilchen tritt in den Kristall ein und verliert Energie in Form von Bremsstrahlung oder es tritt von Anfang an ein γ -Quant ein. Das γ -Quant erzeugt wieder ein Elektron-Positron-Paar, das wiederum Bremsstrahlung abgibt...u.s.w.

Der entstehende Schauer von Teilchen entwickelt sich erst wieder zurück, wenn die Energie der entstehenden γ -Quanten nicht mehr für die Paarerzeugung ausreicht (siehe 2.5). Die geladenen Teilchen des Schauers können außerdem Energie verlieren, indem sie Elektronen des Szintillationskristalls ionisieren. Beim Übergang in den Grundzustand geben die Elektronen dann wieder Photonen ab. Das Licht kann man mit einem Photomultiplier messen, den man am Szintillationskristall anbringt. Die entstehende Lichtmenge ist proportional zu der Energie, die das ursprüngliche Teilchen im Kristall deponiert hat. Ein Elektron oder γ -Quant, das radial vom Wechselwirkungspunkt wegfliegt und die Kristalle der Länge nach durchquert, verliert hier praktisch seine gesamte Energie, denn die Länge der Kristalle (40 cm) entspricht 15.7 Strahlungslängen $/3/$ (Definition siehe 2.5). Wenn ein Elektron eine Strahlungslänge durchläuft, vermindert sich seine Energie durch die Abgabe von Bremsstrahlung um den Faktor $1/e$ ($e=2,72$).

Im Photomultiplier entsteht nun ein vielfach verstärkter Stromstoß, der der Lichtmenge im Kristall proportional ist. Der wird über Signalkabel in den Kontrollraum geleitet, wo die elektronische Verarbeitung stattfindet. Zunächst wird der Strom über die Zeit integriert und der proportionale Wert von einem Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert. Jetzt kann der Online-Rechner, eine PDP 11, die Werte lesen und abspeichern. Die Energie, die in einem Kristall deponiert wurde, beispielsweise in MeV, erhält man aber erst in der Offline-Analyse, wenn man seine Eichkonstante weiß (siehe 2.2). Die bei diesem Verfahren mit dem Crystal-Ball erreichbare Energieauflösung $\frac{\sigma_E}{E}$ (mit σ_E : Standardabweichung der Energieverteilung) wurde ermittelt zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2,6\% \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad /3/$$

Beispielsweise erreicht man für Elektronen mit 5 GeV eine Auflösung von 1,7% bzw. 85 MeV; γ -Quanten mit 100 MeV kann man auf 4,6% bzw. 4,6 MeV genau messen /3/.

Für die Winkelmessung im Detektor braucht man ein Koordinatensystem mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt. Die X-Achse liegt waagrecht und zeigt auf das Zentrum des Speicherringes, die Y-Achse zeigt senkrecht nach oben und die Z-Achse im Sinne eines rechtshändigen Koordinatensystems parallel zum Strahl in Flugrichtung der Positronen. Dieses Koordinatensystem ist auch gleichzeitig das Schwerpunktsystem der Teilchen, die sich im Wechselwirkungspunkt treffen (Bild 1.3.1).

Um die Richtung eines Teilchens im Detektor zu beschreiben, ist es zweckmäßig, Polarkoordinaten zu verwenden. Der Polarwinkel ϑ ist der Winkel des Ortsvektors zur Z-Achse. Der Azimutwinkel φ ist der Winkel der Projektion des

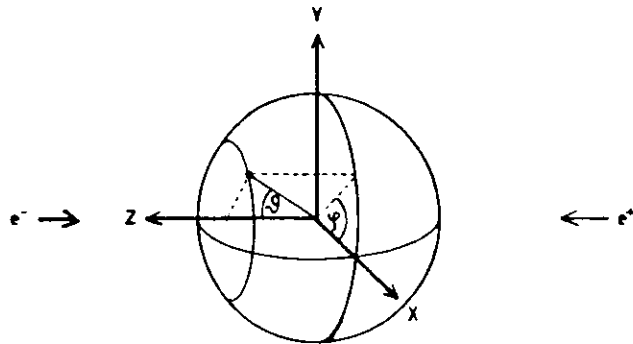


Bild 1.3.1: Das Koordinatensystem

Ortsvektors in die X-Y-Ebene zur X-Achse. Die (waagrechte) X-Z-Ebene teilt den Ball in die zwei Hälften, die man auseinanderfahren kann. Die dabei entstehende Schnittlinie heißt "Äquator". Das ist etwas verwirrend, weil der Äquator der Erde bei diesem Koordinatensystem in der X-Y-Ebene läge.

Jedem Kristall kann jetzt eindeutig ein Paar von Winkeln (ϑ, φ) zugeordnet werden. Man nimmt dafür die Koordinaten seines Schwerpunktes (siehe auch Bilder 3.1.2 und 3.1.3). Wegen der Tunnelregionen geht der Polarwinkelbereich nicht von 0° bis 180° , sondern es gilt:

$$23^\circ \leq \vartheta \leq 157^\circ \quad \text{also} \quad |\cos \vartheta| \leq 0,92$$

Zur Abschätzung der Winkelaufösung 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 die Auflösung der einzelnen Kristalle zuläßt. Man kann also die Meßgenauigkeit auf etwa 2° in ϑ steigern.

Die Auflösung in φ ist proportional zu $\frac{1}{\sin \vartheta}$. In der X-Y-Ebene ($\sin \vartheta = 1$) kann man φ so genau wie ϑ bestimmen. Wenn sich aber ϑ den Tunnelregionen nähert, wird die φ -Auflösung schlechter. Der ungünstigste Fall, der im Detektor vorkommt, sind die Kristalle, die direkt am Tunnel anliegen. 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.

Außerdem wird die φ -Messung noch durch den Umstand beeinträchtigt, daß sich die zwei Hälften des Crystal-Ball nicht vollständig dicht zusammenfügen lassen. Dadurch entsteht um den Äquator eine Zone von einigen mm Breite, in der sich kein Natriumjodid befindet. Das führt zu Fehlmessungen und muß bei der Auswertung der Daten berücksichtigt werden.

Um die Winkel-Koordinaten der Schwerpunkte der einzelnen Kristalle zu bekommen, muß man sie aus der Geometrie berechnen oder am Detektor selbst messen. Dann kann man sie mit den Kristallnummern zusammen in eine Liste schreiben. Noch praktischer ist es, nicht zwei Winkel, sondern die drei zugehörigen Richtungskosinusse aufzulisten. Diese erhält man, wenn man den Einheitsvektor,

der auf den jeweiligen Kristall zeigt, auf die drei Achsen des Koordinatensystems projiziert. Es soll u der Richtungskosinus zur X-Achse, v zur Y-Achse und w der zur Z-Achse sein. Aus den Richtungskosinussen u_1, v_1, w_1 und u_2, v_2, w_2 zweier Teilchen kann man nämlich leicht ihren Zwischenwinkel α berechnen:

$$\cos \alpha = u_1 u_2 + v_1 v_2 + w_1 w_2$$

Die Richtungskosinusse erhält man bei der Offline-Analyse, indem man ein Funktions-Unterprogramm mit der Kristallnummer aufruft.

1.4 Gewinnung der Rohdaten

Bevor man die Meßdaten, die der Crystal-Ball liefert auf der IBM Großrechenanlage analysieren kann, müssen sie maschinenlesbar gemacht, vorselektiert und in eine geordnete Form gebracht werden. Die Stromstöße aus den Photomultipliern laufen deshalb zuerst jeder in einen Integrierer, wo sie auch zwischengespeichert werden. In den meisten Fällen, in denen ein Signal vorliegt, hat man es jedoch mit Untergrundstrahlung des Speicherringes zu tun. Nur ein kleiner Teil der Signale stammt von Reaktionen aus der Elektron-Positron-Vernichtung in der Wechselwirkungszone. Man kann aber nicht alles aufschreiben, was der Ball registriert, weil dafür die Kapazität der Rechenanlage nicht ausreicht. Deswegen müssen die Daten vorselektiert werden.

Für diese Datenreduktion gibt es eine fest verdrahtete elektronische "Trigger-Logik", die sehr schnell arbeitet. Nur wenn die Daten bestimmte "Trigger-Bedingungen" erfüllen, werden sie vom Online-Rechner registriert.

Zum Beispiel untersucht man, wie die Energie auf die einzelnen Kristalle verteilt ist. Bei einem Ereignis aus der e^+e^- -Vernichtung ist der Impuls im Schwerpunktsystem (=Crystal-Ball-Koordinatensystem) Null. Deswegen muß die Energie im Ball einigermaßen symmetrisch verteilt sein. Wenn beispielsweise in einem Major-Triangle Energie deponiert wurde, muß zumindest in der gegenüberliegenden Hälfte des Balles auch Energie zu finden sein. Da die Energie aus der Untergrundstrahlung meistens nur in einer Ballhälfte deponiert wird, kann man mit obiger Bedingung die meisten unerwünschten Fälle aussondern.

Wenn eine Trigger-Bedingungen erfüllt ist, hat man ein "Ereignis" und macht sozusagen eine "Momentaufnahme" des Crystal-Ball. Der Online-Rechner

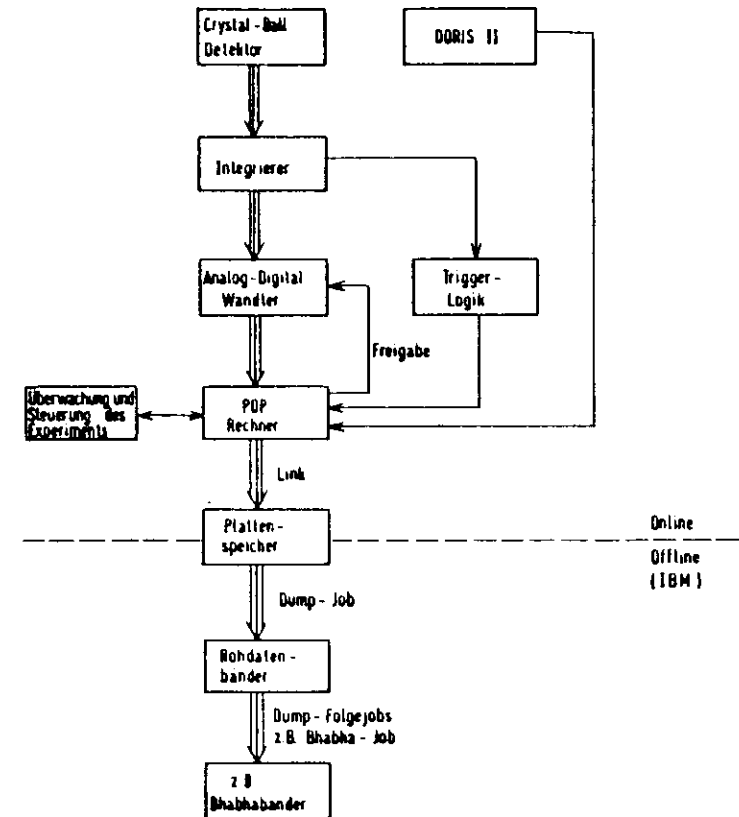


Bild 1.4.1: Datenflußdiagramm

gibt jetzt für die Daten den Weg frei. Die im Integrierer zwischengespeicherten Werte sämtlicher Kristalle laufen nacheinander durch den Analog-Digital-Wandler und werden von der PDP in den Rohdatenblock eines Ereigniswortes gepackt. Das Ereigniswort ist eine geordnete Liste, die man mit Ereignisdaten

füllen kann. Alle Daten, für die man sich interessiert stehen dann an definierten Plätzen, die wiederum in Blocks zusammengefasst sind. Zunächst wird in dem Ereigniswort nur der Rohdatenblock gefüllt, dann wird es vom Online-Rechner abgespeichert.

Für das Auslesen und Abspeichern braucht der Rechner Zeit. Während dieser Zeit kann er keine anderen Daten registrieren. Es entsteht eine gewisse "Totzeit", sodaß ein kleiner Prozentsatz der Daten verlorengeht.

Während der Speicherring neu gefüllt wird, muß der Meßbetrieb unterbrochen werden. Die Zeit zwischen zwei Injektionen nennt man einen Run und faßt die genommenen Daten in Runs zusammen. Ein Run dauert normalerweise 30 bis 60 Minuten, aber es kann auch vorkommen, daß man bei Störungen schon nach wenigen Minuten unterbrechen muß. Typischerweise kann man während eines Runs 10-15 Tausend Ereignisse sammeln. Das ergibt eine Ereignisrate von 5 Hz.

Zur Überwachung und Steuerung des Experimentes sind an den Rechner Bildschirme, Digitalanzeigen, Terminals, ein Plotter und eine Bedienungskonsole angeschlossen, womit man beispielsweise einen Run starten und beenden kann. Am Ende oder bei Aufforderung auch während eines Runs gibt der Online-Rechner zusammengefaßte Informationen über die genommenen Daten, wie z.B. Energie und Strom des Speicherringes, Zahl der registrierten Ereignisse, vorläufige Luminosität u.v.a.m. (Bild 1.4.1). Hier kann man eventuelle Fehler in der Datennahme erkennen und beheben.

Der Online-Rechner ist mit dem Offline-Rechner im Rechenzentrum durch eine Leitung verbunden ("Link"). Die gewonnenen Daten werden ständig zum Großrechner übertragen und dort auf einer Magnetplatte gespeichert. Wenn die Daten mehrerer Runs zusammen etwa 50-100 Tausend Ereignisse umfassen, wird ein "Dump" gestartet. Das ist ein Job, der die Daten von der Magnetplatte auf ein Rohdatenband kopiert. Bei jedem Dump wird ein neues Rohdatenband beschrieben. Außerdem startet der Dump-Job noch eine Reihe von Folgejobs, die die Daten teilweise analysieren und solche Größen berechnen, die man schnell, also nicht erst nach Wochen kennen muß. Dazu gehört auch der BHABHA-Job, der nach Bhabha-Ereignissen sucht und daraus die Luminosität berechnet.

Außer in Runs und Dumps faßt man die Daten auch in größeren Zeiträumen zusammen. Einer ist der Zeitraum, in dem ein Meßprogramm läuft, d.h. der

Speicherring ist auf Energien aus einem engen Bereich eingestellt, beispielsweise die T-Resonanz. Ein Meßprogramm läuft normalerweise mehrere Wochen. Ein anderer Zeitraum ist ein Meßzyklus. Das ist die zusammenhängende Betriebszeit des Speicherringes zwischen längeren (mehrwöchigen) Pausen. Bisher deckten sich die Meßzyklen in etwa mit den Jahreszeiten, sodaß wir z.B. von "Winter'83-Daten" sprechen.

Nachdem das Rohdatenband geschrieben ist, stehen die Daten am Offline-Rechner jedem für seine spezielle Analyse zur Verfügung. Es gibt ein Programm (ANALYZ) mit vielen nützlichen Unterprogrammen, das einem dabei hilft (ausführlich in 3.2). In dem Ereigniswort eines Ereignisses vom Rohdatenband ist zunächst nur der Rohdatenblock gefüllt. ANALYZ kann, wenn man es verlangt, die Daten für alle anderen Blocks aus den Rohdaten berechnen. Beispielsweise berechnet es mit Hilfe der Kalibrationskonstanten für jeden Kristall die zugehörigen Energien und speichert sie im Energieblock.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Einige Prozesse der Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik (QED) ist die Theorie der Wechselwirkung zwischen Leptonen und den Feldquanten des elektromagnetischen Feldes, den Photonen. Man kann sie auch auf andere geladene Teilchen, z.B. Quarks anwenden. Das Photon "koppelt" an zwei geladene Teilchen und vermittelt dadurch Kräfte zwischen ihnen. Ein Teilchen kann auch mit seinem Antiteilchen an ein Photon koppeln, wobei beide verschwinden oder in Umkehrung des Vorgangs neu entstehen. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Prozesses läßt sich mit Hilfe der "Kopplungskonstanten" oder "Feinstrukturkonstanten" α berechnen:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

e = Elementarladung; \hbar = Plancksches Wirkungsquantum;

c = Lichtgeschwindigkeit.

Bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit von einem Anfangszustand zu einem Endzustand eines Prozesses, der durch die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt wird, nimmt man die Feynman-Diagramme zu Hilfe. Hier wird horizontal die Zeit und vertikal der Raum (eindimensional) aufgetragen. Für die geladenen Teilchen zeichnet man gerade Linien, für die Feldquanten Wellenlinien. Das Diagramm zeigt nur dann eine nach der QED mögliche Reaktion, wenn in jedem Kopplungspunkt (= "Vertex") genau zwei gerade Linien und eine Wellenlinie aufeinanderstoßen. Jeder Vertex trägt zur Wahrscheinlichkeit der im Diagramm dargestellten Reaktion den Faktor α bei. Die Übergangswahrscheinlichkeit einer bestimmten Reaktion macht sich nach außen hin durch die Größe ihres Wirkungsquerschnitts bemerkbar.

Bei Reaktionen im Speicherring DORISII haben wir es immer mit einem Elektron und einem Positron als einfallenden Teilchen zu tun. Diese können sich, wenn

sie aufeinandertreffen, in ein virtuelles Photon vernichten. Das Photon heißt virtuell, weil es grundsätzlich nicht beobachtbar ist. Die Vernichtung der beiden Teilchen in ein Photon verletzt nämlich den Impulserhaltungssatz. Dieser kann aber, nach der Heisenbergschen Impuls-Ortsunschärferektion, nur für kurze Abstände so massiv verletzt werden. Deswegen muß das Photon nach einer kurzen Strecke wieder an ein Lepton-Antilepton-Paar koppeln, das aus dem Vakuum erzeugt wird, sodaß der Impuls des gesamten Systems erhalten ist. Im zugehörigen Feynman-Diagramm steht l für die Leptonen e, μ, τ :

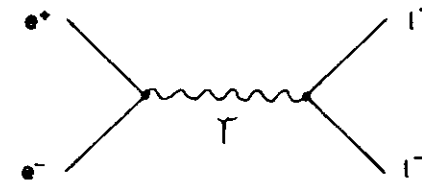


Bild 2.1.1: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ über zeitartiges virtuelles Photon

Man spricht von einem "zeitartigen" virtuellen Photon, wenn es in Richtung der Zeitachse, von einem "raumartigen", wenn es in Richtung der Raumachse im Feynman-Diagramm liegt. Die Übergangswahrscheinlichkeit für $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ist proportional zu α^2 , weil im Feynman-Diagramm zwei Vertices vorkommen.

Eine weitere mögliche Reaktion der zwei einfallenden Teilchen ist der Austausch eines raumartigen virtuellen Photons:

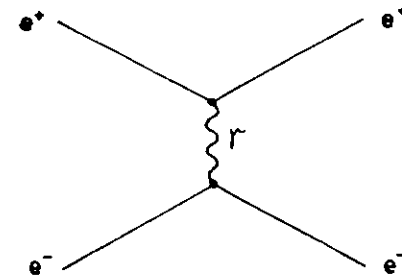


Bild 2.1.2: e^+e^- -Streuung über raumartiges virtuelles Photon

Dieses Diagramm trägt jedoch nur zu der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bei.

Die Elektronen können auch durch Austausch eines virtuellen Elektrons in ein Photonpaar übergehen:

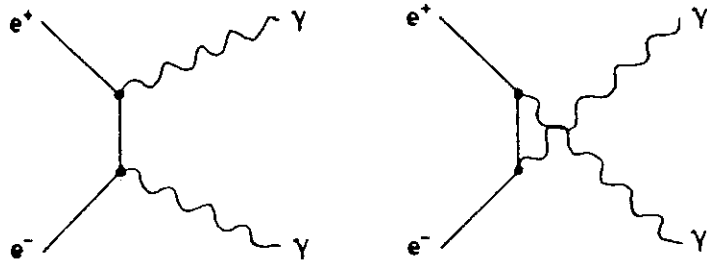


Bild 2.1.3: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ durch Austausch eines virtuellen Elektrons

Hier tragen beide Diagramme (gleichberechtigt) und ihre Interferenz zum Wirkungsquerschnitt bei.

Alle bisher erwähnten Reaktionen sind von zweiter Ordnung in α . Das ist die niedrigste Ordnung, die möglich ist. Wenn eines der Leptonen im Anfangs- oder Endzustand ein Bremsstrahlungsquant abgibt (siehe auch 2.5), erhält man Reaktionen von dritter Ordnung in α . Zwei Beispiele sind im folgenden Bild dargestellt:

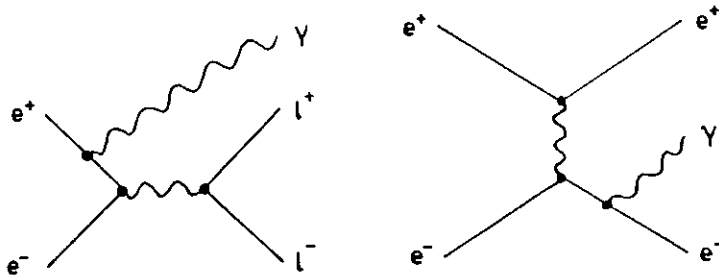


Bild 2.1.4: Abgabe von Bremsstrahlungsquanten

Das Auftreten eines zusätzlichen Bremsstrahlungsquants im Endzustand ist für jede einzelne Möglichkeit um einen Faktor α unwahrscheinlicher, als die vorher be-

schriebene Reaktionen. Die Gesamtwahrscheinlichkeit ergibt sich aber als Summe der Einzelwahrscheinlichkeiten aller Möglichkeiten und es gibt sehr viele verschiedene mögliche Feynman-Diagramme für die Abgabe eines zusätzlichen Bremsstrahlungsquants. Die "Strahlungskorrekturen" liegen in der Größenordnung von einigen Prozent /5/ und können deswegen bei der hier erzielten Meßgenauigkeit für den Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung nicht vernachlässigt werden.

Diagramme von vierter Ordnung in α können jedoch bei den Strahlungskorrekturen vernachlässigt werden. Dazu gehören beispielsweise Reaktionen mit zwei abgestrahlten γ -Quanten:

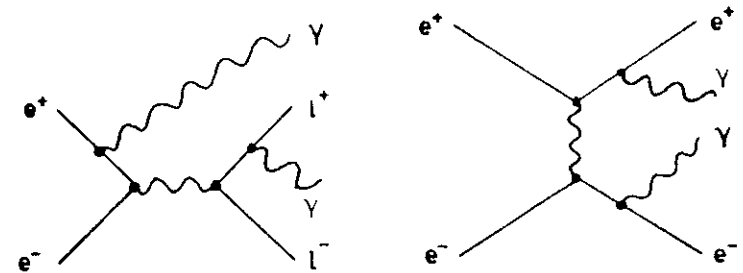


Bild 2.1.5: Beiträge vierter Ordnung in α

In 4. Ordnung kann auch der Fall eintreten, daß von dem virtuellen Photon ein Lepton-Antilepton-Paar erzeugt wird, das sich gleich wieder vernichtet. Dieser Vorgang heißt Vakuumpolarisation:

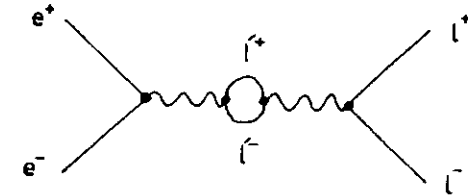


Bild 2.1.6: Vakuumpolarisation

An einem Elektron-Positron Speicherring wird man also, wenn die Energie der Teilchen ausreicht, vor allem folgende QED-Reaktionen zweiter Ordnung beobachten können:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \quad (\text{Bhabha - Streuung})$$

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$

$$e^+e^- \rightarrow r^+r^-$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$$

Die Bhabha-Streuung und die $\gamma\gamma$ -Erzeugung sind mit jeweils zwei Feynman-Diagrammen stärker vertreten, als die anderen Reaktionen.

2.2 Wirkungsquerschnitte

Bei der Bestimmung der Luminosität aus einem bekannten Wirkungsquerschnitt braucht man **Elchreaktionen**, deren Wirkungsquerschnitt *genau bekannt* und möglichst *groß* ist. Dadurch erhält man eine hohe Zählrate und (wegen hoher Statistik) eine große Genauigkeit der Luminositätsmessung. Die dabei entstehenden Teilchen müssen außerdem im Detektor *leicht nachweisbar* sein. Beim Crystal-Ball Experiment verwendet man die beiden Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ gemeinsam. Es wird nicht zwischen Elektronen und γ -Quanten unterschieden. Der beobachtete Wirkungsquerschnitt ist also die Summe der beiden Einzelquerschnitte, die man in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung durch Auswerten von jeweils zwei Feynman-Diagrammen (Bilder 2.1.1, 2.1.2, 2.1.3) erhält.

Die Quantenelektrodynamik liefert Regeln, die vorschreiben, wie dieses Auswerten zu geschehen hat. Man kann die Elemente eines Feynman-Diagramms direkt in eine Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion übersetzen. Nach einigen Umformungen erhält man für die Bhabha-Streuung /8/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{m_e}{p}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{1 + \cos^4 \frac{\vartheta}{2}}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} + \frac{1}{8}(1 + \cos^2 \vartheta) - \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos^4 \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \right)$$

r_e = klassischer Elektronenradius = $2.82 \cdot 10^{-13} \text{cm}$;

m_e = Ruheenergie des Elektrons = 0.511 MeV;

p = Impuls eines einlaufenden Elektrons im Schwerpunktsystem
(multipliziert mit c);

ϑ = Streuwinkel eines auslaufenden Teilchens.

Der erste Term in der großen Klammer entspricht Bild 2.1.2, der zweite Bild 2.1.1 und der dritte der Interferenz der beiden. Die Winkelverteilung dieses Wirkungsquerschnitts ist im folgenden Bild skizziert:

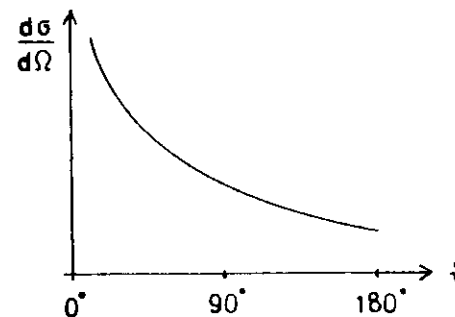


Bild 2.2.1: $\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$

Die zwei Diagramme aus Bild 2.1.3 liefern für die Vernichtung des e^+e^- -Paares in zwei Photonen /8/ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{m_e}{p}\right)^2 \cdot \frac{\cos^4 \frac{\vartheta}{2} + \sin^4 \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \vartheta + \frac{m_e^2}{p^2} \cos^2 \vartheta}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt verläuft symmetrisch:

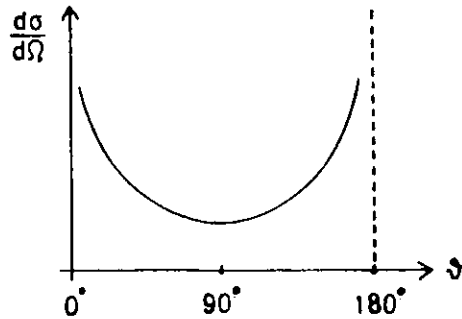


Bild 2.2.2: $\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$

Daß der Wirkungsquerschnitt in Bild 2.1.1 nicht symmetrisch ist, liegt daran, daß die beiden ausfallenden Teilchen verschieden geladen und damit *unterscheidbar* sind. Wenn es sich dagegen um zwei Photonen handelt wie in Bild 2.2.2, so kann man nicht entscheiden, ob das nun gerade beobachtete Photon um den Winkel θ oder um $180^\circ - \theta$ gestreut wurde. Dadurch wird die Winkelverteilung symmetrisch um 90° . Der Crystal-Ball Detektor hat kein Magnetfeld. Man kann also mit ihm nicht zwischen Elektronen und Positronen unterscheiden. Der von ihm beobachtete differentielle Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung hat folglich eine symmetrische Winkelverteilung. Man kann sie sich dadurch entstanden denken, daß man die Kurve aus Bild 2.2.1 um 90° spiegelt und mit der ungespiegelten überlagert. Die resultierende Winkelverteilung ist ähnlich der für die Vernichtung in zwei γ -Quanten. Wenn man außerdem zwischen Elektronen (bzw. Positronen) und Photonen nicht unterscheidet, erhält man als Gesamtwirkungsquerschnitt die Überlagerung aus beiden symmetrischen Kurven, die dann auch wieder Ähnlichkeit mit Bild 2.2.2 hat (siehe Histogramme der θ -Winkelverteilung im 3.4).

Integriert man einen differentiellen Wirkungsquerschnitt über den vom Detektor beobachteten Raumwinkelbereich, so erhält man den Wirkungsquerschnitt der entsprechenden Reaktion für diesen Bereich:

$$\sigma = \int_{\text{Akzeptanz}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Das ist im wesentlichen der Proportionalitätsfaktor zwischen der Ereignisrate dieser Reaktion und der Luminosität des Speicherringes. Für eine genaue Luminositätsbestimmung muß man bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts allerdings noch Strahlungskorrekturen berücksichtigen (siehe 2.1). Man kann auch nicht *alle* Ereignisse der beobachteten Art entdecken. Der Detektor hat nach der Aufnahme eines Ereignisses eine gewisse Totzeit, während der er neue nicht registriert. Außerdem wird ein Ereignis, das vom typischen Muster abweicht, vom Analyseprogramm nicht als solches erkannt. Es kommt auch vor, daß das Programm Ereignisse einer anderen Reaktion für die hält, die es finden soll. Solche Einflüsse müssen bei der Bestimmung der Luminosität berücksichtigt werden. Dabei ist man darauf angewiesen, die Korrekturen empirisch zu bestimmen.

Für den Crystal-Ball und das benutzte Analyseprogramm berechnet man die Luminosität L , die in einem Zeitintervall angesammelt wurde, mit folgender Formel: /15/

$$L = \frac{n}{\sigma} = n \cdot \frac{E^2}{552} \text{ nb}^{-1}$$

n = Anzahl der Ereignisse im Zeitintervall;

σ = Wirkungsquerschnitt wie oben beschrieben;

E = Strahlenergie des Speicherringes in MeV (ohne Benennung).

Wie man schon aus den Formeln für den differentiellen Wirkungsquerschnitt am Anfang dieses Abschnittes entnehmen kann, ist er abhängig vom Impuls der einfallenden Teilchen. Relativistisch gilt: $E^2 = P^2 + m^2$; E = Energie eines Teilchens; P = sein Impuls; m = seine Ruhemasse. (Die fehlenden Potenzen der Lichtgeschwindigkeit müssen jeweils ergänzt werden). Bei hohen Energien kann man den Impuls durch die Energie des Teilchens ersetzen, da der Anteil der Ruheenergie verschwindend gering ist. Aus diesem Grund geht in die Formel für die Luminosität auch die Strahlenergie ein.

2.3 Quarkmodell und hadronischer Wirkungsquerschnitt

Der eigentliche Zweck des Crystal-Ball Experimentes ist nicht die Untersuchung der Prozesse $e^+e^- \rightarrow \text{Leptonen}$, sondern der Prozesse $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$. Um sich die Erzeugung von Hadronen und insbesondere den Energieverlauf des beobachteten Wirkungsquerschnitts zu erklären, braucht man die Quantenchromodynamik (QCD).

Als Bausteine der Hadronen führt man die Quarks ein, mit denen sich die Vielfältigkeit und die Eigenschaften der Hadronen zusammensetzen lassen: Die Quantenzahlen eines Hadrons ergeben sich als die Summe der beteiligten Quarkquantenzahlen. Alle Quarks haben Spin $\frac{1}{2}$ und Baryonenzahl $\frac{1}{3}$. Nach der Theorie gibt es folgende sechs Quarks:

up	charm	top
down	strange	bottom

Ihre elektrische Ladung (in Einheiten der Elementarladung) ist entweder $\frac{2}{3}$ (obere Reihe) oder $-\frac{1}{3}$ (untere Reihe). Zu jedem Quark gibt es ein Antiquark mit entgegengesetzter Ladung und Baryonenzahl. Abgekürzt schreibt man die Quarks mit ihren Anfangsbuchstaben, die zugehörigen Antiquarks mit einem Strich über dem jeweiligen Buchstaben. Bis jetzt sind fünf Quarks experimentell gesichert. Das Top wird von der Theorie gefordert. Man hätte dann eine Symmetrie zwischen den sechs elementaren Leptonen $(e, \nu_e), (\mu, \nu_\mu), (\tau, \nu_\tau)$ und den Quarks als Elementen der Hadronen.

Baryonen müssen aus mindestens drei Quarks zusammengesetzt sein, Damit die Baryonenzahl $=\pm 1$ und die Ladung ganzzahlig werden kann. Da Baryonen Spin $\frac{1}{2}$ haben, können sie nur aus einer ungeraden Zahl von Quarks aufgebaut sein. Beispielsweise besteht das Proton aus zwei u-Quarks und einem d-Quark: und. Seine Ladung ist: $\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 1$. Das Neutron hat die Konfiguration: udd und seine Ladung ist: $\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0$.

Mesonen müssen aus einer geraden Anzahl von Quarks aufgebaut sein, weil sie ganzzahligen Spin haben. Um die Baryonenzahl $=0$ zu erreichen, muß ein Meson ebensoviele Quarks wie Antiquarks enthalten. Die einfachste Möglichkeit ist ein Quark und ein Antiquark. Beispielsweise entspricht die Konfiguration $u\bar{d}$ dem π^+ - und $\bar{u}d$ dem π^- -Meson.

Daß die Quarks in einem Hadron nicht infolge der Coulombabstoßung auseinanderliegen, erklärt man sich durch die starke Wechselwirkung, die sie zusammenhält. Die Theorie der starken Wechselwirkung -die QCD- besagt, daß die Quarks - analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung - ladungsartige Eigenschaften haben, die Farbladungen. Im Gegensatz zur elektrischen Ladung gibt es aber drei verschiedene Ladungsarten: rot, grün und blau mit den dazugehörigen Antiladungen. Jedes Hadron ist nach außen hin "farblos". Bei den Mesonen müssen also Quarks mit "Farbe" und solche mit der jeweiligen "Antifarbe" kombiniert sein. Ein Baryon wird farblos durch das Zusammenwirken von allen drei Farben. Wegen der Analogie zum Licht (die Überlagerung der drei Grundfarben ergibt weißes, also farbloses Licht) wurde der Begriff "Farbe" für diese Ladungseigenschaften geprägt.

Überträger der starken Wechselwirkung sind die Gluonen. Im Gegensatz zur QED gibt es aber acht verschiedene Gluonen. Sie sind masselos, haben Spin 1 und komplizierte Farbladungseigenschaften. Beim Austausch eines Gluons ändern die beteiligten Quarks ihre Farben. Da Gluonen selbst Farbladung tragen, ist auch zwischen ihnen eine Wechselwirkung möglich, d.h. zwei Gluonen können ein drittes untereinander austauschen. Im Feynman-Diagramm gibt es folglich einen Vertex, in dem drei Gluonen aufeinanderstoßen, was mit Photonen nicht geht. Dies ist auch der Grund dafür, daß die starke Kraft mit dem Abstand der Quarks nicht abnimmt. Die Gluonen halten aufgrund ihrer gegenseitigen Wechselwirkung zusammen und bilden zwischen den Quarks eine Art Band, das eine ähnliche Wirkung hat wie eine Feder. Die "Kopplungskonstante" α_s der starken Wechselwirkung ist nämlich keine Konstante. Sie ändert sich mit der Energie und damit mit dem Abstand der wechselwirkenden Teilchen:

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

E = Energie der Reaktion; Λ = Renormierungskonstante;

N_f = Anzahl der Quark-Sorten bei E.

Man kann damit erklären, warum es keine "farbigen" Teilchen gibt. Würde man versuchen, z.B. die zwei Quarks in einem Meson voneinander zu trennen, so müßte man wegen der immer stärker werdenden Kraft zwischen ihnen soviel Energie

aufwenden, daß daraus schließlich neue Quark-Antiquark-Paare entstehen. Diese verbinden sich jetzt zu neuen Mesonen und man hat wieder nur "farblose" Teilchen. Die Quarks sind also in einem Hadron eingeschlossen und es ist prinzipiell nicht möglich, sie zu befreien. Man bezeichnet dies als "Confinement".

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.

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.

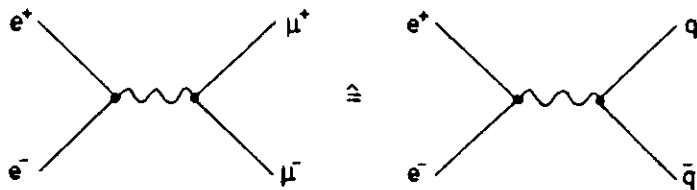


Bild 2.3.1: Erzeugung von Quarks

Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion im Schwerpunktsystem hat den gleichen Verlauf, wie der für die Erzeugung von $\mu^+\mu^-$ -Paaren und ergibt sich aus dem Feynman-Diagramm (oben) zu /8/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{r_e^2}{16} \left(\frac{m_e}{E}\right)^2 \cdot \frac{p}{E} \left(1 + \cos^2 \vartheta + \frac{m_\mu^2}{E^2} \cdot \sin^2 \vartheta\right)$$

E = Myonenenergie; $p \gg m_\mu$;

m_μ = Myonenmasse ;

erforderliche Potenzen von c müssen ergänzt werden.

Den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $\mu^+\mu^-$ -Paaren erhält man durch Integration über den gesamten Raumwinkel /8/:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{4\pi}{3} r_e^2 \left(\frac{m_e}{2E}\right)^2 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

E = Strahlenergie des Speicherringes $\gg m_\mu$;

$2E = \sqrt{s}$ = Schwerpunktsenergie.

Den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares ergibt sich aus dem Myon-Wirkungsquerschnitt, wenn man die Quarkladung Q_q berücksichtigt /8/:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q_q^2$$

Q_q in Einheiten der Elementarladung.

Das entstehende Quark und das Antiquark sind aus Impulserhaltungsgründen gezwungen, in einem Winkel von 180° auseinanderzufiegen, was wegen der starken Kraft zwischen ihnen nicht ohne weiteres möglich ist. Aus der Bewegungsenergie der ersten Teilchen entstehen neue Quark-Antiquark-Paare, aus denen sich mehrere Hadronen, meist Pionen bilden, wie oben beschrieben (Bild 2.3.2). Diese beobachtet man dann im Detektor.

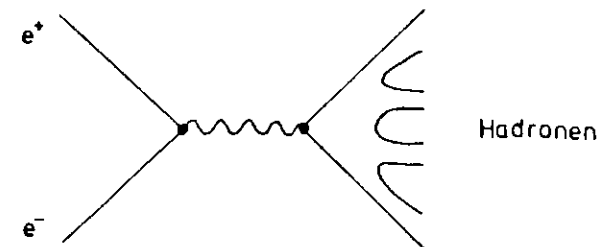


Bild 2.3.2: Hadronerzeugung

Die entstehenden Hadronen haben auch Transversalimpulse gegenüber der ursprünglichen Quark-Flugrichtung. Sie sind deswegen in zwei Kegeln um diese Richtung zu finden, den sogenannten "Jets". Diese sind ein Hinweis auf die Richtigkeit der Vorstellung, daß ursprünglich zwei Quarks entstanden sind.

Man interessiert sich jetzt für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt im Kontinuum. Das ist die Summe über alle beteiligten Quark-Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot \hbar^2 c^2 \cdot \sum_{\text{Farben}} \cdot \sum_{\text{Quarksorten}} Q_i^2$$

Quarkladung Q_i in Einheiten der Elementarladung.

Da jedes Quark in drei Farben vorkommt, muß man darüber summieren. Das ergibt einen Faktor 3. Die Summe über die Quarkladungen hängt davon ab, welche Quarks bei der eingestellten Speicherringenergie entstehen können. Sie ist also energieabhängig. Der hadronische Wirkungsquerschnitt wird meistens in seinem Verhältnis zum myonischen angegeben, dem sogenannten R-Wert:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum_{\text{Quarksorten}} Q_i^2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right)$$

Durch den Faktor $(1 + \frac{\alpha_s}{\pi})$ werden QCD-Strahlungskorrekturen berücksichtigt (α_s von Seite 33). Diese liegen hier bei $\approx 6\%$ /8/, was man bei der erzielten Meßgenauigkeit vernachlässigen kann. Sind die drei Quarks u, d und s beteiligt, so ist $R = 2$. Bei Schwerpunktsenergien ≥ 4 GeV ist auch das c-Quark mit dabei und $R = \frac{10}{3}$. Bei Energien ≥ 11 GeV ist auch das b-Quark beteiligt und der Wirkungsquerschnitt steigt auf $R = \frac{11}{3}$ (siehe Bild 2.4.1). Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit gemessenen R-Werten, was ein unübersehbarer Beweis für die Richtigkeit der 3-Farben-Hypothese ist. Die R-Werte müßten sonst alle um den Faktor 3 kleiner ausfallen.

Der hadronische Wirkungsquerschnitt sagt nur, wie groß die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von Hadronen überhaupt ist. Wieviele Hadronen dabei erzeugt werden ist im Einzelfall nicht vorhersehbar. Die mittlere Zahl der erzeugten Hadronen ist abhängig von der Energie des Speicherringes.

Ein Prozeß höherer Ordnung ist die Abgabe eines "Bremsstrahlungs-Gluons" durch ein Quark, analog zur QED. Das Gluon zerfällt anschließend ebenfalls in Hadronen. Auch dieser Beitrag zum hadronischen Wirkungsquerschnitt kann bei den hier vorkommenden Energien vernachlässigt werden. Am Speicherring PETRA hat man bei höheren Strahlenergien die Gluon-Bremsstrahlung erstmals nachgewiesen und damit einen Beweis für die Existenz von Gluonen erbracht.

Eine andere Art von Prozessen der Hadronerzeugung ist aber dem gegenüber so auffällig, daß man sich mit ihnen genauer beschäftigen muß:

2.4 Quarkonium

Mißt man den R-Wert in Abhängigkeit von der Energie, zeigt er außer der stufenförmigen Abhängigkeit durch neu hinzukommende Quarks noch sehr auffällige Resonanzerscheinungen (Bild 2.4.1). Wenn der Speicherring auf bestimmte, scharf begrenzte Energien eingestellt wird, zeigt der hadronische Wirkungsquerschnitt einen steilen Anstieg auf ein Vielfaches des daneben beobachteten Wertes.

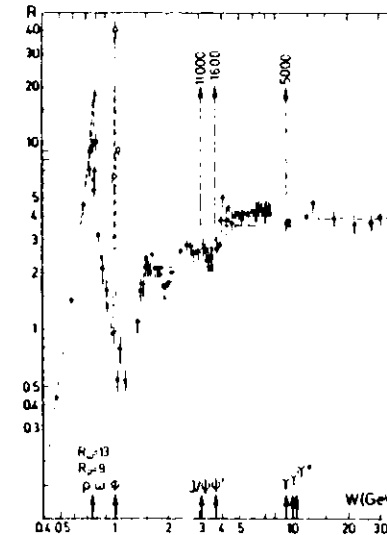


Bild 2.4.1: Verlauf des R-Wertes aus /8/

Diese Erscheinung erklärt man damit, daß bei diesen Energien ein gebundener Zustand aus einem Quark und einem Antiquark entsteht, ein sogenanntes Quarkonium. Es entsteht bei der Energie, die nötig ist, um gerade die Masse dieses gebundenen Quark-Antiquark-Paares zu erzeugen, dessen Erzeugung bei niedrigerer Energie nicht möglich war. Bei dieser Energie ist es dem Quarkonium jedoch energetisch nicht möglich, wie in Bild 2.3.2 in Hadronen überzugeben, weil dafür mindestens ein weiteres Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden müßte. Es bleibt nur noch die Annihilation in Photonen oder Gluonen. Das Quarkonium kann wieder in ein Photon übergehen, welches wiederum ein Lepton-Antilepton- oder ein Quark-Antiquark-Paar (kleinerer Masse) erzeugt (wie in Bild 2.3.3).

Beim Crystal-Ball Experiment untersuchen wir die Zerfälle von Bottomium ($b\bar{b}$), also dem gebundenen Zustand aus einem Bottom- und einem Antibottom-Quark. Dies zerfällt in 19.1% aller Fälle wieder in ein Photon. Diese Zahl kommt folgendermaßen zustande: Das Photon kann in ein Lepton-Antilepton- oder ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in ein $\mu^+\mu^-$ -Paar beträgt nach [17]: $B_{\mu\mu} = 2.9\%$. Wegen der Leptonen-Universalität gilt dies auch für e^+e^- - und $\tau^+\tau^-$ -Paare. Mit dem Verhältnis $\frac{B_{\tau\tau}}{B_{\mu\mu}} = 3.6$ ergibt sich für den Übergang von Bottomium in ein Photon: $B(Y(1s) \rightarrow \gamma) = B_{q\bar{q}} + 3B_{\mu\mu} = \left(\frac{B_{\tau\tau}}{B_{\mu\mu}} + 3\right) \cdot B_{\mu\mu} = (3.6 + 3) \cdot 2.9\% = 19.1\%$

Der Übergang in ein Gluon ist nicht möglich, weil dieses Farbe trägt. Ebenso sind die Übergänge in zwei Photonen oder zwei Gluonen verboten, da die C-Parität dabei verletzt würde. Diese ist bei den obigen Zwei-Teilchen-Systemen jeweils +1, beim Bottomium aber -1 (wie die des virtuellen Photons, aus dem es entstand).

Am häufigsten, nämlich in 71.4% aller Fälle, zerfällt das Bottomium in 3 Gluonen, die wiederum in Hadronen übergehen [13]. Man erkennt diesen Prozeß im Detektor durch das Auftreten von 3 (Hadron-)Jets, die in einer Ebene liegen. Ihre Richtungen entsprechen den ursprünglichen Gluon-Flugrichtungen. Im Kontinuum hat man ja gewöhnlich nur zwei Jets. Andere Zerfälle z.B. in zwei Gluonen und ein Photon kommen sehr selten vor.

Alle oben beschriebenen Prozesse des Zerfalls von Bottomium kommen sehr selten vor. Deswegen ist seine Lebensdauer τ ungewöhnlich hoch. Wegen der Beziehung:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

ist die Breite seiner Resonanz extrem schmal. Es gilt: $\tau \approx 10^{-20}s$ und $\Gamma \approx 40keV / 8$ (siehe Bild 2.4.2). Das ist ≈ 250 mal kleiner, als etwa beim ω -Meson. Bottomium wird auch mit $Y(1s)$ bezeichnet.

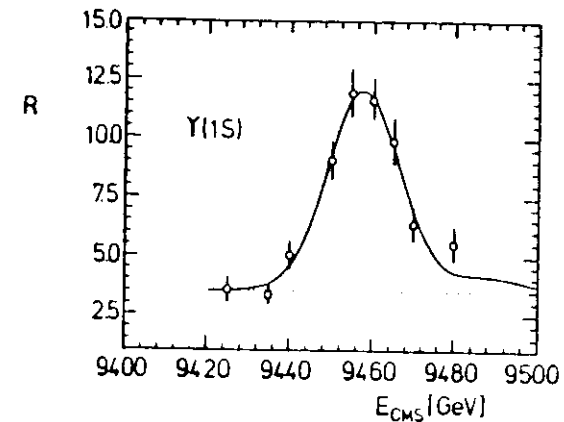


Bild 2.4.2: Resonanzkurve von Bottomium (Y) /15/

Die Resonanz ist sogar viel schmäler, als die Energieauflösung des Speicherringes. Die sogenannte "Maschinenbreite" beträgt etwa 10 MeV. Deswegen ist die Breite der beobachteten Resonanzkurve im wesentlichen die Maschinenbreite.

Die Kurve ist nicht ganz symmetrisch. Bei Energien, die größer als die Resonanzenergie sind, ist der R-Wert höher, als bei den entsprechenden niedrigeren Energien. Das kommt von den e^+e^- -Paaren, die ursprünglich eine höhere (Speicherring-) Energie haben, aber vor ihrer Vernichtung noch ein Bremsstrahlungsquant abgeben, und dabei gerade soviel Energie verlieren, daß sie auf der Resonanz liegen. Diese Erhöhung des R-Wertes nennt man deswegen "Strahlungsschwanz".

Von dem gebundenen Quark-Antiquark-System gibt es auch angeregte Zustände. Man bezeichnet sie, wie in der Atomphysik, mit Quantenzahlen. Aus Drehimpulserhaltungs-Gründen können im Speicherring nur S-Zustände entstehen: z.B. $Y(1s)$, $Y(2s)$, $Y(3s)$, $Y(4s)$. Dabei ist $Y(1s)$ der Grundzustand. Im

folgenden Bild ist die Resonanzkurve des angeregten S-Zustandes $\Upsilon(2s)$ dargestellt:

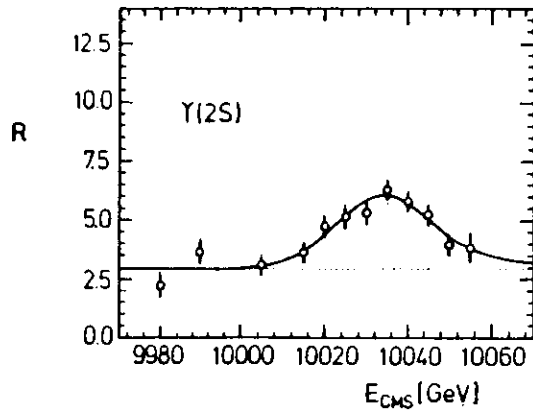


Bild 2.4.3: Resonanzkurve von $\Upsilon(2s)$ /15/

Der angeregte Zustand kann nun genauso wie der Grundzustand zerfallen, allerdings mit anderen Wahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Zerfallsprodukte. Außerdem hat er aber noch die Möglichkeit, durch Emission von zwei Pionen in den Grundzustand überzugehen und dann wie beschrieben zu zerfallen. Das passiert in 28,2% aller Fälle. Nach /17/ ist das Verzweigungsverhältnis für $\Upsilon(2s) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1s)$ gleich 18,8%. Da die Übergangswahrscheinlichkeit von $\Upsilon(2s)$ in den Grundzustand $\Upsilon(1s)$ unter Abgabe von $\pi^0\pi^0$ halb so wahrscheinlich ist, wie obiges Verzweigungsverhältnis, muß der Übergang in Pionen insgesamt das 1,5-fache von 18,8% also 28,2% betragen.

Die für uns interessanteste Möglichkeit ist aber der Übergang eines angeregten S-Zustandes in einen P-Zustand unter Abgabe eines Photons. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist 15,2% /16/. Der P-Zustand kann dann direkt zerfallen oder z.B. unter Abgabe eines weiteren Photons in den Grundzustand übergehen. Außer Hadronen beobachtet man also im Detektor noch Photonen, aus deren Energien man die relative Lage der P-Zustände bestimmen kann. Da man die Energien der S-Zustände sehr genau kennt (=Speicherringenergie bei Resonanz), erhält man die

Energieniveaus der P-Zustände (Bild 2.4.4). Ihre genaue Bestimmung ist eines der Hauptziele des Crystal-Ball Experiments.



Bild 2.4.4: Energieniveaus von Bottomium /15/

Oberhalb der Schwelle von ≈ 11 GeV ist es möglich, daß aus der Bewegungsenergie des $b\bar{b}$ -Paares neue (leichte) Quark-Antiquark-Paare entstehen. Der 4s-Zustand des T, der in diesem Energiebereich liegt, kann im Gegensatz zu den anderen Zuständen auch direkt (ohne den Umweg über 3 Gluonen) in Hadronen zerfallen. Deswegen hat er eine kürzere Lebensdauer, was zu einer meßbaren Verbreiterung (größer als die Maschinenbreite) der Resonanz führt. Ansonsten ist der hadronische Wirkungsquerschnitt der des Kontinuums mit 5 Quarksorten ($R = \frac{11}{3}$).

2.5 Physik des Energiedetektors

Der Energiedetektor dient der Bestimmung der kinetischen Energie von Teilchen, die aus der Wechselwirkungszone kommen (Aufbau des Detektors: siehe 1.2). Sie müssen dabei eine dicke Schicht aus Natriumjodid (40cm) durchdringen, in der sie ihre Energie vollständig oder zum Teil verlieren. Deswegen muß man die Effekte untersuchen, die bei bestimmten Teilchen den Energieverlust verursachen.

a) Energieverlust von γ -Strahlung in Materie

Es gibt drei Effekte, die für die Schwächung von γ -Strahlung in Materie verantwortlich sind:

Photoeffekt

Comptoneffekt

Paarerzeugung

Beim **Photoeffekt** wird die Energie $E_\gamma = h\nu$ des Photons von einem gebundenen Elektron vollständig absorbiert. Das Elektron wird dabei aus dem Atomverband herausgeschlagen. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu $\frac{1}{E_\gamma}$. Für $E_\gamma \gg m_e c^2$ /1/, wird also bei hohen Photonenenergien sehr klein und kann vernachlässigt werden.

Der **Comptoneffekt** ist die Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Bei hohen Photonenenergien kann man die Bindungsenergie eines Atomelektrons vernachlässigen und es als frei betrachten. Das Photon gibt dabei einen Teil seiner Energie an das gestreute Elektron ab. Der Wirkungsquerschnitt des Comptoneffekts sinkt ebenfalls mit steigender Photonenenergie und kann für $E_\gamma \gg m_e c^2$ vernachlässigt werden.

Wenn die Energie des Photons E_γ größer als $2m_e c^2$ ist, besteht die Möglichkeit der **Paarerzeugung**. In der Nähe eines Atomkerns kann die Energie des Photons in ein e^+e^- -Paar materialisieren. Der Atomkern muß dabei den überschüssigen Impuls übernehmen. Die Wahrscheinlichkeit für Paarerzeugung beim Durchqueren der Schichtdicke dx steigt mit zunehmender Photonenenergie und nähert sich schließlich dem konstanten Wert $\frac{1}{9} \frac{dx}{x_0}$, wobei x_0 die Strahlungslänge des durchqueren Materials ist /1/ (siehe Bremsstrahlung). Beim Durchqueren der Schichtdicke x_0 ist die Wahrscheinlichkeit für Paarerzeugung also $1 - \exp(-\frac{x}{x_0})$.

b) Energieverlust von Elektronen in Materie

Ein Elektron mit der Energie E kann beim Durchqueren von Materie vor allem durch Ionisation und Bremsstrahlung Energie verlieren. Bei der Ionisation wird durch Stoß Energie auf gebundene Atomelektronen übertragen, sodaß sie frei werden. Nach der Bethe-Bloch-Formel ist der Energieverlust dE des einfallenden

Elektrons pro Schichtdicke dx des durchqueren Materials bei $E \ll m_e c^2$ sehr hoch, fällt mit zunehmender Energie rasch ab, durchläuft ein Minimum, dessen Lage materialabhängig ist und steigt dann langsam wieder an. Für $E \gg m_e c^2$ nimmt der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ durch Ionisation in Festkörpern einen konstanten Wert an /1/.

Bei hoher Elektronenenergie überwiegt jedoch der Energieverlust durch **Bremsstrahlung**. Das sind Photonen, die das Elektron abgibt, wenn es beschleunigt wird, beispielsweise im Coulombfeld eines Atomkerns. Im Mittel verliert ein Elektron beim Durchqueren der Schichtdicke dx :

$$-dE = \frac{dx}{x_0} E \quad /8/$$

Der Energieverlust ist also proportional zur Elektronenenergie und macht sich bei hohen Energien zunehmend bemerkbar. Die **Strahlungslänge** x_0 ist die Schichtdicke, bei deren Durchqueren die Elektronenenergie durch Bremsstrahlung auf $\frac{1}{e}$ der Anfangsenergie abgenommen hat. Bezeichnet man die Anfangsenergie mit E_0 und die Schichtdicke mit x , so gilt:

$$E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right)$$

c) Schauer

Tritt ein hochenergetisches Photon ($E \gg 10$ MeV) in den Detektorkristall ein, so wird es nach Durchqueren einer kurzen Strecke Paarerzeugung machen und seine restliche Energie den erzeugten Teilchen mitgeben. Diese haben dann immer noch eine sehr hohe Energie, die sie vor allem in Form von Bremsstrahlung abgeben. Dabei entstehen wieder hochenergetische Photonen. Es entwickelt sich ein **Schauer** aus sehr vielen Elektronen, Positronen und Photonen, wobei sich die Energie des ursprünglichen Photons auf alle Teilchen verteilt. Solange die Einzelenergien hoch genug sind, wird die Teilchenzahl im Schauer ansteigen, bis sie ein Maximum erreicht. Genauso kann ein Schauer natürlich auch von einem hochenergetischen Elektron oder Positron ausgelöst werden.

Bei kleiner werdenden Energien der Teilchen im Schauer überwiegen andere Effekte. Die Photonen geben zunehmend Energie durch Photo- oder Comptoneffekt an die Elektronen ab, diese verlieren Energie vorwiegend durch Ionisation.

Die Energie, bei der der Energieverlust eines Elektrons durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung wird, nennt man **kritische Energie** E_k . Wenn die mittlere Energie der Schauerteilchen ungefähr gleich der kritischen Energie ist, hat der Schauer seine maximale Teilchenzahl erreicht [7]. Schließlich wird der größte Teil der einfallenden Energie in Ionisation umgesetzt. Es kommt jetzt vermehrt zur Annihilation von Elektronen mit Positronen in Photonen, sodaß die Teilchenzahl des Schauers wieder abnimmt. Der Detektorkristall muß so bemessen sein, daß sich in ihm der gesamte Schauer entwickeln kann und keine **hochenergetischen** Teilchen entweichen. Bei allen Effekten gibt es auch geringfügige Energieverluste der Teilchen an Atomkerne des durchquerten Materials, das dabei wärmer wird.

Schließlich liegt die Energie des ursprünglichen Teilchens hauptsächlich in Form von sehr niederenergetischen Photonen vor, die bei der Rückkehr der ionisierten Atomelektronen in den Grundzustand entstehen. Deren Energie würde auch in Wärmebewegung des Detektormaterials umgewandelt, wenn sie aus dem Kristall nicht entweichen könnten. Da er durchsichtig ist, kann man das Licht beobachten, welches austritt. Die darin enthaltene Energie ist proportional zur Energie des ursprünglich eingefallenen Teilchens [7]. Man kann also aus der Lichtenergie die Teilchenenergie berechnen, wenn man den Proportionalitätsfaktor durch Eichung bestimmt hat.

Durch oben beschriebene Effekte, aber zusätzlich auch durch Vielfachstreuung (Rutherfordstreuung an Atomelektronen und Kernen) erhält der Schauer eine laterale Ausdehnung. Diese ist in NaJ auf jeden Fall größer, als die größte Dicke eines Detektorkristalls. Deswegen finden wir die Schauerenergie immer auf mehrere Kristalle verteilt. Ein Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist der Molière-Radius r_m :

$$r_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} \cdot X_0 \quad [7]$$

$$x_0 = \text{Strahlungslänge} = 2.6 \text{ cm für NaJ};$$

$$E_k = \text{kritische Energie} = 12.5 \text{ MeV für NaJ};$$

$$\rightarrow r_m = 4.35 \text{ cm für NaJ}.$$

Innerhalb eines Radius von $2r_m$ findet man $\approx 95\%$ der Schauerenergie. Der Crystal-Ball hat an der Außenseite der Kristalle einen Umfang von 408 cm. Auf

dieser Strecke liegen 60 Dreieckseiten der Kristallgrundflächen. Eine Dreieckseite hat also eine Länge von 6.8 cm. In der folgenden Skizze ist über den Kristallen ein Kreis mit dem Radius $2r_m = 8.7 \text{ cm}$ eingezeichnet:

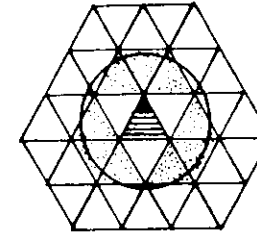


Bild 2.5.1 : Ausdehnung eines Schauers

Man sieht, daß mit der Summe der 12 nächsten Nachbarn um den mittleren Kristall der größte Teil der Schauerenergie erfaßt wird. Es liegen nur einige Prozent außerhalb. Deswegen wird i.A. diese Summe mit kleinen Korrekturen als Wert für die Schauerenergie verwendet (siehe auch "E13" in 3.1).

Es kann auch vorkommen, daß die Energie in einem Schauer sehr inhomogen verteilt ist oder sich sogar kleine Teile des Schauers ganz von ihm abspalten. Diese bezeichnet man als "Split-Off". Sie entstehen, wenn ein relativ hochenergetisches Schauerteilchen im Anfangsstadium der Schauerentwicklung von der Richtung der anderen stark abweicht und dadurch einen Nebenschauer erzeugt.

Richtige Schauer entwickeln sich beim Crystal-Ball nur bei Elektronen (bzw. Positronen) und γ -Quanten. Hadronen erzeugen in entsprechenden Materialien auch Schauer, die aber durch Kernstöße bedingt sind. Die dabei auftretende Absorptionslänge ist aber ein Vielfaches der Strahlungslänge x_0 [7]. Deswegen kann sich bei Hadronen in diesem Detektorkristall kein Schauer ausbilden. Sie hinterlassen nur etwas Energie durch Ionisation, falls sie geladen sind.

Myonen geben aufgrund ihrer hohen Masse kaum Bremsstrahlung ab. Da sie auch nicht der starken Wechselwirkung mit Atomkernen unterliegen, bleibt wie bei den Hadronen nur der Energieverlust durch Ionisation. Bei hohen Teilchenenergien

ist der Energieverlust pro Weglänge in Festkörpern konstant (siehe Ionisation). Da die Weglängen im Crystal-Ball Detektor in allen Raumrichtungen gleich sind, deponieren solche Teilchen jeweils eine feste Energie im Kristall, die allerdings statistischen Schwankungen unterworfen ist.

3. DAS BHABHA-AUSWAHL-PROGRAMM UND ERGEBNISSE

Vorbemerkung

Das Programm dient der routinemäßigen Berechnung der integrierten Luminosität $\int L dt$ des Speicherringes Doris II. Die Luminosität wird indirekt über den genau bekannten Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung und der Erzeugung von zwei Photonen bestimmt:

$$\int L dt = \frac{n}{\sigma}$$

Dabei ist n die Anzahl der im Zeitintervall angesammelten Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ oder $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Wenn im Folgenden von "Bhabha-Ereignissen" oder auch kurz "Bhabhas" gesprochen wird, ist sinngemäß auch die Erzeugung von zwei Photonen gemeint. Es ist wichtig, ihre Anzahl im Zeitintervall möglichst genau zu kennen. Das kleinste in der Praxis vorkommende Zeitintervall ist ein Run.

3.1 Wichtige Begriffe

Aus den Rohdaten eines jeden Ereignisses müssen zunächst einmal physikalische Größen gewonnen werden, nach denen man dann Ereignisse eines bestimmten Typs (beispielsweise Bhabha-Ereignisse) auswählen kann. Dafür steht das Analyseprogramm ANALYZ zur Verfügung. Es analysiert die Rohdaten schrittweise. Zwischen den Schritten (stages) wird jeweils ein Unterprogramm aufgerufen, welches dem Benutzer Gelegenheit gibt, Schnitte zu machen, also Ereignisse zu verwerfen, die nicht die gewünschten Eigenschaften haben. Dadurch wird Rechenzeit eingespart, weil bei einem verworfenen Ereignis höhere Analyseschritte von ANALYZ nicht mehr durchgeführt werden. Die Analyseschritte sind von eins bis sechs nummeriert. Die Nummer heißt ISTAGE. Die Schritte, die weniger Rechenzeit verbrauchen werden zuerst durchgeführt.

Im ersten Schritt (ISTAGE=1) werden die Energien berechnet, die in den einzelnen Kristallen deponiert wurden. Der Online-Rechner hat nämlich nur eine zur Energie proportionale Zahl gespeichert. Dafür steht der sogenannte "Calibration-File" zur Verfügung. Das ist eine Reihe von Kalibrationskonstanten, die etwa jede zweite Woche für jeden einzelnen Kristall neu bestimmt werden. ANALYZ benutzt immer die aktuelle Version. Hier wird auch die Summe aller Kristallenergien im Ball berechnet. Sie heißt ETOT.

Im zweiten Schritt (ISTAGE=2) berechnet ANALYZ die sogenannten "Connected Regions". Das sind Regionen von aneinandergrenzenden Kristallen, die mehr als 10 MeV Energie enthalten. Die Nummern der Kristalle (auch "Modul-Nummern") einer Region werden registriert und der Nummer der jeweiligen Region zugeordnet. Eine "Connected Region" heißt im Programm CREG. Man geht davon aus, daß das Gebiet einer Connected Region im allgemeinen dem eines Schauers oder geladenen Teilchens entspricht. Es ist jetzt auch möglich die Energie ECREG zu berechnen, die in einer Connected Region enthalten ist.

Bei einem Bhabha-Ereignis erwartet man zwei hochenergetische Regionen, die wesentlich mehr Energie haben müssen als alle anderen. Deswegen bestimmt man hier (ISTAGE=2) die beiden Regionen, die die höchste und zweithöchste Energie enthalten. Die ECREG-Energien dieser beiden Connected Regions heißen dann EMAX1 und EMAX2.

Für die genaue Analyse muß man auch die Richtung des Schauers kennen. Dafür wird ein weiteres Unterprogramm aufgerufen, welches die Richtungskosinuse u, v, w eines Kristalls ausgibt. Die werden dann mit der Kristallenergie gewichtet. Auf diese Weise erhält man die Richtungskosinuse des Energieschwerpunktes einer Region. Wenn i die Nummer des Kristalls, u_i, v_i, w_i seine Richtungskosinuse und E_i seine Energie ist, dann gilt für die Richtungskosinuse des Energieschwerpunktes:

$$U = \frac{\sum_{i \in CREG} U_i E_i}{\sum_{i \in CREG} E_i} ;$$

V und W analog. Aus U und V berechnet man den Winkel $\varphi = \text{PHI}$ einer Connected Region, $W = \cos \vartheta$ ist der Kosinus des Polarwinkels und heißt im Programm

COSTHE. Die Winkel der beiden höchstenergetischen Regionen heißen PHI1 und COSTHE1 beziehungsweise PHI2 und COSTHE2.

Eine weitere für die Auswahl der Bhabha-Ereignisse wichtige Größe ist die Anzahl der "Connected Regions" in einem Ereignis. Diese Zahl heißt NREG.

Im dritten Schritt (ISTAGE=3) wird die Energieverteilung in einer Region dahingehend untersucht, ob mehrere Energieschwerpunkte, sogenannte BUMPS vorhanden sind. Bei Bhabha-Ereignissen hat eine Region meist nur einen BUMP. Es kann aber vorkommen, daß die Schauer zweier Teilchen, die in der Flugrichtung wenig voneinander abweichen, sich zum Teil überschneiden und im Ball zu einer einzigen Connected Region verschmelzen. Auch ein minimal ionisierendes Teilchen, das keinen Schauer erzeugt, sondern einen Teil seiner Energie in nur einem

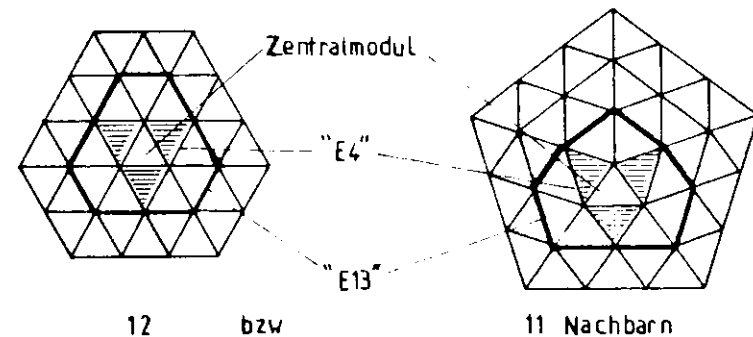


Bild 3.1.1: Bestimmung von E4 bzw. E13

Kristall deponiert kann im Ball leicht in einen Schauer hineingeraten, sodaß an einer Connected Region mehrere Teilchen beteiligt sind. Diese hat dann aber im Allgemeinen zwei BUMPs, das heißt zwei Kristalle, die mehr Energie enthalten als jeweils alle Nachbarkristalle. Die Nummern der BUMP-Kristalle werden hier ermittelt und die Anzahl der BUMPs: NBUMP bestimmt.

Schwierig ist die Zuordnung von Energien zu den Teilbereichen der Connected

Region . Man kann nur die Energien der Kristalle addieren, die enge Nachbarn des BUMP-Kristalls sind. Ein Unterprogramm gibt bei Eingabe der Nummer des BUMP-Kristalls folgende Größen aus:

- EBUMP:** Energie des BUMP-Kristalls
- E4:** Summe der Energien des BUMP-Kristalls und seiner nächsten 3 Nachbarn
- E13:** wie E4, aber mit den nächsten 12 (bzw 11) Nachbarn

Liegt der BUMP-Kristall an einer der 12 Ecken, wo jeweils 5 Major-Triangles aufeinanderstoßen, so hat er anstatt 12 nur 11 nächste Nachbarn (Bild 3.1.1).

Die ermittelten Energiewerte werden mit Korrekturen versehen. Um den Lichtverlust zwischen den Kristallen auszugleichen, multipliziert man je nach Ausdehnung des Schauers mit bestimmten Faktoren. Ist das Verhältnis $EBUMP/E13 \leq 0.4$ (=große Schauerausdehnung), so wird mit 1.055 multipliziert. Je größer das Verhältnis wird, desto kleiner wird der Faktor, solange $EBUMP/E13 \leq 0.82$ ist. Ab diesem Wert wird nicht mehr korrigiert.

Um den Energieverlust auszugleichen, der dadurch entsteht, daß ein kleiner Teil der gesamten Schauerenergie außerhalb der 13 Kristalle deponiert wurde, multipliziert man die gewonnenen Energiewerte generell mit 1.0225. Die Faktoren wurden empirisch ermittelt. Ein ausgedehnter Schauer wird also mit maximal 7.8% (minimal 2.25%) mehr Energie angegeben, als in den Kristallen gefunden wurde (siehe auch 2.5).

Wenn zwei BUMPS-Kristalle einer Connected Region sehr nahe beieinander liegen, können sich ihre E13-Gebiete überlappen und eine eindeutige Zuordnung der Kristallenergien zu den BUMPS verhindern. In diesem Fall ist die Angabe von E13 wenig aussagekräftig und man wird, wenn möglich, Ereignisse mit dieser Eigenschaft verwerfen.

Alle bisher aufgeführten Größen können berechnet werden, solange $ISTAGE \leq 3$ ist. Höhere Schritte von ANALYZ ($ISTAGE \geq 4$) werden für die Auswahl der Bhabha-Ereignisse nicht aufgerufen.

Das Bhabha-Programm soll nicht nur bei einer festen Resonanz-Energie wie

$T(2s)$ arbeiten, sondern bei allen in Frage kommenden Strahlenergien des Speicherringes. Bei einem idealen Bhabha-Ereignis hat jedes Teilchen genau die Strahlenergie. Will man Energieschnitte machen, die nicht starr sind, so muß man die Energie des Teilchens auf die Strahlenergie beziehen. Diese heißt hier **Ebeam** und kommt oft als Bezugsenergie vor.

Wenn man sich einmal ansehen möchte, wie die Energie eines Ereignisses im Ball verteilt ist, kann man das Unterprogramm **FLATTY** aufrufen. Das ist eine zweidimensionale Darstellung sämtlicher Kristalle des Balls, die man erhält, wenn man den Ikosaeder in Bild 1.2.3a an einigen Kanten aufschneidet und auseinanderfaltet. In den kleinen Dreiecken, die jeweils durch ihre Eckpunkte angedeutet sind, findet man die Energie eingetragen, die in den zugeordneten Kristallen deponiert wurden. Die Energien sind in MeV angegeben solange nicht mehr als drei Dezimalen notwendig sind. Energien über 1000 MeV sind in GeV angegeben, wobei das "+" - Zeichen den Dezimalpunkt ersetzt. Beispielsweise bedeutet 2+5, daß in diesem Kristall 2.5 GeV deponiert wurden. Die oberen Spitzen gehören (wie auch die unteren) jeweils zu einem Punkt. Die linke Seite schließt sich an die rechte an. Die Tunnelregionen sind deutlich zu erkennen. Diese zweidimensionale Darstellung wird, wie das sie erzeugende Unterprogramm **FLATTY** genannt (Bilder zu 3.3, Seite 66 ff).

Ein Flatty wird normalerweise dazu verwendet, die Energien einzutragen, die zu den jeweiligen Kristallen gehören, um sich ein Bild über die räumliche Energieverteilung machen zu können. Man kann aber auch ganz andere Größen hineinschreiben. Als Beispiel habe ich hier drei Flatties, bei denen an den Plätzen der Kristalle die zugehörigen Kristallunmtern bzw. die Winkel θ und φ eingetragen sind (Bilder 3.1.2, 3.1.3 und 3.1.4).

Außer dem **FLATTY** gibt es noch eine weitere, dreidimensionale Darstellungsart der Energieverteilung eines Ereignisses. In der waagrechten Ebene sind $\cos\theta$ und φ (im Bogenmaß) des Crystal-Ball Koordinatensystems senkrecht zueinander aufgetragen, sodaß ein großes Rechteck entsteht. Dies ist wiederum in kleine Quadrate aufgeteilt. In der Senkrechten wird die Energie (in MeV) aufgetragen, die in dem Winkelbereich des Crystal-Ball deponiert wurde, der durch das zugeordnete Quadrat begrenzt wird. Aus der Ebene (Energie=0) wachsen jetzt Türme, deren Höhe der deponierten Energie proportional ist. Projiziert man dieses dreidimensionale Gebilde auf ein Blatt Papier, dann hat man einen **LEGO-Plott**

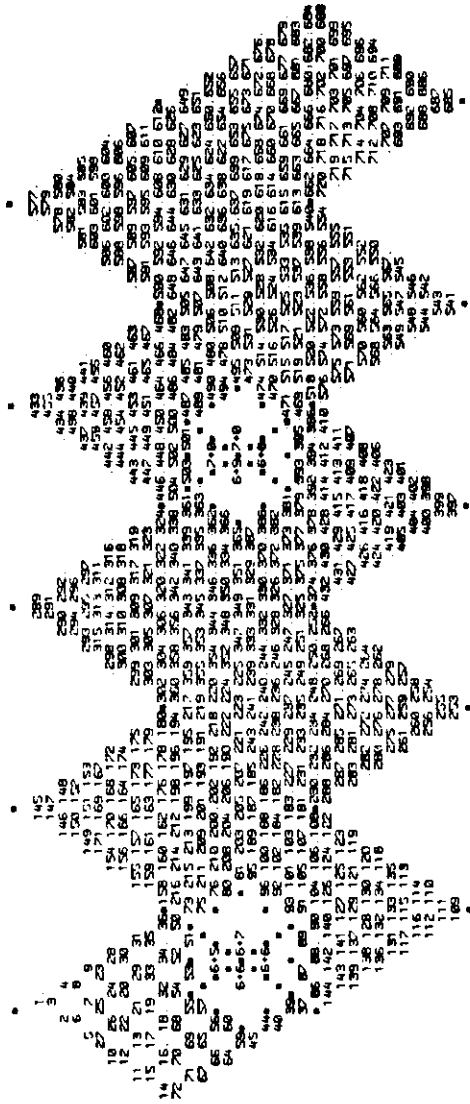
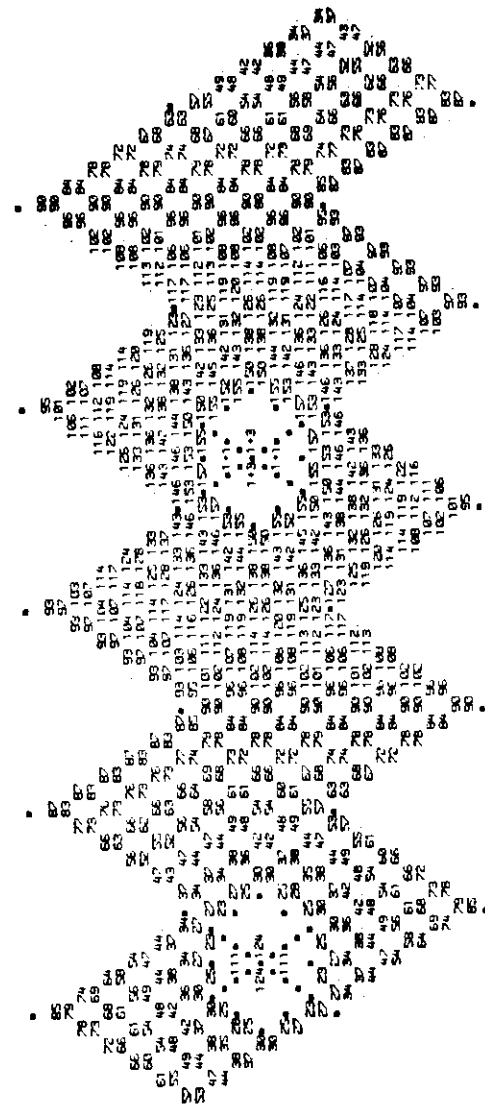
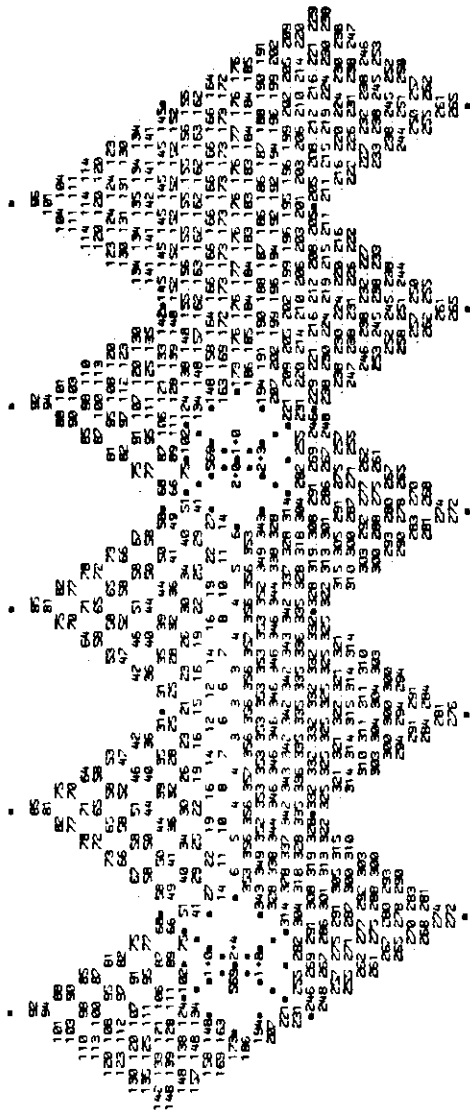


Bild 3.12: Flatty mit Kristallnummern



THEORY OF CRYSTALS

Bild 3.13: Flatty mit Polarwinkeln θ

Bild 3.1.4: Flatty mit Azimutwinkeln φ

(Bilder zu 3.3, Seite 64 ff). Am Bildschirm kann man interaktiv die Energieskala und damit die Turmhöhe wählen. Außerdem bestimmt man selbst, aus welchem Winkel man sich die Darstellung anschauen will.

Um sich Verteilungen der berechneten Größen ansehen zu können gibt es ein umfangreiches System von Unterprogrammen, die diese Größen in **Histogrammen** darstellen (Bilder zu 3.3, Seite 75 ff). Die darzustellende Größe wird auf der X-Achse aufgetragen. Auf der Y-Achse wird die Häufigkeit aufgetragen, mit der diese Größe in einem bestimmten Intervall aufgetreten ist. Die Intervallbreite und Anzahl der Intervalle (=BINS) kann man selbst bestimmen. Unter der X-Achse gibt es eine Liste mit den genauen Zahlen der Eingänge für das jeweilige BIN. Über dem Histogramm steht seine Nummer, die Zahl der Eingänge (Entries) und die Überschrift.

Man kann auch zwei beliebige Größen gegeneinander auftragen oder korrelieren. Dafür bräuchte man eigentlich eine dreidimensionale Darstellung. Als Ersatz wird deswegen die Häufigkeit einer Kombination der beiden gegeneinander aufgetragenen Größen als Ziffer oder Buchstabe auf dem entsprechenden Platz eingetragen. Für die Zahlen von 10 bis 35 werden die Buchstaben des Alphabets verwendet. Treten noch höherer Zahlen auf, dann werden alle durch einen konstanten Faktor geteilt, mit dem man die eingetragenen Werte wieder multiplizieren muß, um die wahren Werte zu erhalten. Der Faktor ist unter der **Korrelation** (=CORR) angegeben. Für Bruchteile dieses Faktors wird in der Darstellung ein Punkt verwendet.

3.2 Die Schnitte

Trigger-Schnitt

Für die schnelle Analyse stehen in den Rohdaten eines Ereignisses eine Reihe von Triggerbits zur Verfügung. Das Triggerbit wird "1" gesetzt, wenn die jeweilige Triggerbedingung erfüllt ist, sonst "0". Für die Auswahl der Bhabha-Ereignisse werden folgende Trigger benutzt:

Triggername: Triggerbedingung: /14/

TOPO6: $ETOT \geq 980$ MeV und jede der 6 Hemisphären um die Strahlachse muß mindestens ein Major-Triangle mit Energie ≥ 150 MeV haben.

TOPO20: $ETOT \geq 770$ MeV und Energie in Tunnelregionen je ≤ 50 MeV und jede der 20 Hemisphären muß mindestens ein Major-Triangle mit Energie ≥ 150 MeV haben.

QUARK: $ETOT \geq 200$ MeV und zwei Back-To-Back-Minor-Triangles mit Energien von je ≥ 85 MeV und Tunnelregionen je ≤ 50 MeV.

ETOT: $ETOT \geq 1760$ MeV

Die Bedingung des Trigger-Schnittes heißt:

Mindestens einer der vier Trigger muß gesetzt sein.

Ist keiner gesetzt, wird das Ereignis verworfen.

ETOT-Schnitt

Die gesamte im Ball deponierte Energie ETOT soll größer als das 0.6-fache der insgesamt im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie sein. Es stehen $2 \cdot EBEAM$ zur Verfügung. Dadurch werden alle Ereignisse verworfen, die nicht überwiegend ihre Energie im Ball deponieren, also vor allem Untergrund.

Es hat sich auch als nötig erwiesen, eine obere Grenze für ETOT einzuführen. Durch statistische Schwankungen kommen zwar $ETOT \geq 2 \cdot EBEAM$ vor, aber ab einer gewissen Grenze können so hohe Energien nur noch aus der kosmischen Strahlung kommen. Deswegen lautet die Bedingung für den ETOT-Schnitt :

$$0.6 \leq \frac{ETOT}{2 \cdot EBEAM} \leq 1.2$$

NREG-Schnitt

Für ein Bhabha-Ereignis braucht man mindestens zwei Connected Regions. Da es aber auch vorkommen kann, daß ein Teilchen γ -Quanten abstrahlt und

vor allem wegen der kleinen Connected Regions, die sich aus der großen Region eines Schauers abspalten können (= "Split-Offs"), muß man auch ein Ereignis mit mehreren Connected Regions noch als Bhabha-Ereignis akzeptieren. In diesem Schnitt wird gefordert, daß ihre Zahl zwischen 2 und 10 liegen muß :

$$2 \leq NREG \leq 10$$

ECREG-Schnitt

Jedes der beiden Teilchen in einem Bhabha-Ereignis hat ursprünglich die Energie EBEAM. Man fordert deswegen, daß jede der beiden Connected Regions, die von allen die höchste Energie haben, mindestens das 0.6-fache von EBEAM im Ball deponiert:

$$ECREG \geq 0.6 \cdot EBEAM \quad \text{bei beiden Connected Regions}$$

COSTHE-Schnitt

Um Randeffekte an den Tunnelregionen auszuschließen, muß man sich im Polarwinkelbereich beschränken. Läge der Energieschwerpunkt einer Connected Region am Rand einer Tunnelregion, so ginge dort auch ein Teil der Schauerenergie hinein und fielen für die Berechnung von ECREG aus. Man käme bei solchen randnahen Schauern systematisch auf niedrigere Energien. Deswegen werden nur Ereignisse zugelassen, deren beide Schauer im Bereich

$$|\cos \theta| \leq 0.85$$

liegen. COSTHE ist der energiegewichtete Richtungskosinus (siehe 3.1) zur Z-Achse (=Strahlrohrrichtung). Das bedeutet, daß man einen Kristall, der direkt an einer der Tunnelregionen liegt als Bump-Kristall eines Schauers ausschließt. Damit fallen zweimal 30 Kristalle weg und es sind nur Bhabha-Ereignisse im Winkelbereich zwischen 32° und 148° zugelassen, wodurch auch der Untergrund stark vermindert wird, der vor allem in der Nähe des Strahlrohrs besonders stark ist. Der eingeschränkte Winkelbereich (85% des gesamten Raumwinkels) wird später bei der Luminositätsberechnung berücksichtigt. (siehe 2.2)

3.3 Histogramme und Statistik zwischen den Schnitten

Übersicht

Das Programm BHABHA läuft jedesmal, wenn ein Dump gemacht wird (siehe 1.4). In einem Dump sind typischerweise die Daten von etwa 10 Runs enthalten. Für diese Arbeit wurden als Beispiel die Daten eines Dumps verwendet. BHABHA bearbeitet das Rohdatenband G0433, auf dem die Ereignisse von 13 Runs mit den Nummern 11944 bis 11957 stehen. Die Daten wurden am 13. und 14. November 1983 auf der T(2S)-Resonanz genommen. Die Strahlenergie war 5016 MeV. Es wurden (in 13 Runs) 84128 Trigger registriert.

Um den Überblick darüber zu erleichtern, an welcher Stelle im Programm welcher Schnitt gemacht wird, wurde die folgende Liste zusammengestellt. Anschließend wird alles genau besprochen.

Tabelle der Schnitte und Histogramme zwischen den Schnitten:

Zustand von ANALYZ	Schnitte und Anteil der übriggebliebenen Ereignisse	Ausgaben (z.B. Histogramme) mit Zusatzbedingungen
ISTAGE=0	100%	
	Trigger-Schnitt 42%	
ISTAGE=1		HIST 11: $ETOT/2 \cdot EBEAM$
	ETOT-Schnitt 10.3%	
ISTAGE=2		HIST 15: NREG FLATTIES für NREG=1
	NREG -Schnitt 9.9%	HIST 21: $ECREG/EBEAM$ HIST 22: $EMAX1/EBEAM$ HIST 23: $EMAX2/EBEAM$ CORR 24: $\frac{EMAX1}{EBEAM} \rightarrow \frac{EMAX2}{EBEAM}$ HIST 25: $EMAX3/EBEAM$
	ECREG-Schnitt 8.9%	HIST 28: PHI je beide HIST 29: COSTHE Schauer
	COSTHE-Schnitt 6.2%	

Die Beispiel-Flatties und die Histogramme zu diesem Abschnitt befinden sich auf den Seiten 63 ff.

Von dem Rohdatenband G0433, das als Beispiel dient, wurden vom BHABHA-Programm 84128 Ereignisse gelesen. Nach dem Trigger-Schnitt blieben davon noch 35360 bzw. 42% übrig. Die anderen hatten entweder zuwenig Energie, oder diese war so ungünstig verteilt, daß es sich nicht um ein Bhabha-Ereignis handeln konnte.

Im Histogramm 11 (Bild 3.3.13) ist $ETOT/2 \cdot EBEAM$ der Ereignisse aufgetragen, die den Trigger-Schnitt "überlebt" haben. Der Peak zwischen 0.86 und 1.02 sollte hauptsächlich Bhabha-Ereignisse enthalten, während das starke Ansteigen unter 0.25 vorwiegend auf Untergrundstrahlung zurückzuführen ist, denn Teilchen mit solch niedrigen Energien kommen in den Prozessen, die uns interessieren kaum vor.

Nach dem ETOT-Schnitt bleiben uns noch 8691 also 10.3% aller Ereignisse. Die Anzahl ihrer Connected Regions NREG zeigt Histogramm 15 (Bild 3.3.14). Es gibt hier 21 Ereignisse mit nur einer CREG, die von den bisherigen Schnitten nicht verworfen wurden. Dafür reichte es bis jetzt auch, wenn das Ereignis genügend ETOT hatte. Damit konnte es nämlich nicht nur den ETOT-Schnitt, sondern auch den Trigger-Schnitt schaffen, wo ja nur die Triggerbedingung $ETOT \geq 2000$ MeV erfüllt sein mußte. Schaut man sich die Flatties dieser Ereignisse an, sieht man an der Energieverteilung, daß es sich um "Streifschüsse" handelt (Beispiel in Bild 3.3.1 und 3.3.2). Man hat es also höchstwahrscheinlich mit Teilchen der kosmischen Strahlung zu tun, die den Ball durchqueren. Außerdem findet man in dieser einzelnen Connected Region meist wesentlich mehr Energie als EBEAM, nämlich etwa 7...11 GeV. Das ist ein weiteres Indiz für kosmische Strahlung, da ein einzelnes Teilchen aus dem Speicherring höchstens die Energie $EBEAM = 5016$ MeV haben kann.

Die meisten der 8691 Ereignisse, nämlich 5175 haben zwei CREGS, wie man es von "guten Bhabhas" erwartet (Bild 3.3.3 und 3.3.4). Auch drei Regionen kommen noch 2066 mal vor. Hierbei könnte es sich um "radiative" Bhabha-Ereignisse handeln, bei denen eines der Teilchen ein zusätzliches γ -Quant aussendet (siehe 2.1) oder man hat es mit "Split-Offs" zu tun (siehe 2.5), was auch auf die restlichen 1429 Ereignisse mit mehr als drei CREGS zutreffen kann. Die Bilder 3.3.5 ff zeigen

Flatties und zugehörige LEGO-Plots als Beispiele für Ereignisse mit $NREG = 3, 4$ oder 5 .

Je mehr CREGS vorkommen, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Bhabha-Ereignis vorliegt. Selbst unter Berücksichtigung von Bremsstrahlungsquanten und "Split-Offs" sind etwa 20 CREGS kaum denkbar. Angenommen, jedes der zwei Teilchen strahlt ein γ -Quant ab und jede Region "verdoppelt" sich durch ein "Split-Off", dann kommt man auf acht Regionen. Es ist also nicht zu streng und man wird höchstens sehr "unsaubere" Bhabhas verwerfen, wenn man verlangt, daß mindestens zwei und höchstens zehn CREGS vorkommen dürfen. Genau das tut der NREG-Schnitt. Danach haben wir noch 8307 bzw. 9.9% der ursprünglichen Ereignisse übrig. Dieser Schnitt ist sehr großzügig und hat deswegen nur 0.4% der Ereignisse verworfen.

Das Histogramm 21 (Bild 3.3.15) enthält die Summen der Kristallenergien jeder Region: ECREG. Gut die Hälfte aller Regionen haben Energien zwischen 90% und 100% EBEAM, wie wir es von Übergängen in e^+e^- oder $\gamma\gamma$ erwarten. Die übrigen drängen sich vor allem im Bereich $ECREG \leq 100$ MeV ($0.02 \cdot EBEAM$). Hier liegen etwa 4000 bzw. 18% aller Regionen.

Das Programm bestimmt jetzt die beiden Regionen mit den höchsten Energien EMAX1 und EMAX2. In den Histogrammen 22 und 23 (Bilder 3.3.16 und 3.3.17) sind EMAX1/EBEAM und EMAX2/EBEAM aufgetragen. Das Maximum von EMAX1 liegt bei 98% EBEAM. EMAX2 ist etwas flacher verteilt und hat ein Maximum bei 94% EBEAM. Da mit Hilfe der Bhabha-Ereignisse eine Energieeichung vorgenommen wird, sollte man erwarten, daß das Maximum des Peaks genau bei 100% EBEAM liegt. Bei der Eichung wird aber die Energie der Schauer nach der Methode "E13" mit den zugehörigen Korrekturen berechnet (siehe 3.1). Im Bhabha-Programm nimmt man, um Rechenzeit zu sparen, einfach die Summe der Kristallenergien der Connected Region. Daher die Abweichung. Wenn das Bhabha-Programm normalerweise läuft, nämlich unmittelbar nach der Datennahme, steht außerdem die zugehörige Bhabha-Energieeichung noch nicht zur Verfügung. Man muß deshalb bei der Berechnung der Kristallenergien auf die letzte Eichung zurückgreifen.

Trägt man EMAX1 gegen EMAX2 auf (Korrelation 24 in Bild 3.3.18) und betrachtet nur die Punkte, auf die jeweils mehr als 18 Ereignisse fallen (Ziffern \geq

2), erhält man eine längliche Fläche, deren Ausdehnung in Richtung von EMAX2 etwa 1.5 mal so groß ist, wie in Richtung von EMAX1. Die Energie der niedereenergetischeren Region EMAX2 streut also stärker um den Mittelwert. Das kann man damit erklären, daß die Effekte wie Bremsstrahlung oder "Split-Offs", die eine Region zur niedereenergetischeren machen, selbst wieder statistisch verteilt sind und sich der Energieverteilung überlagern.

Bei den 8307 Ereignissen, die den NREG-Schnitt "überlebten", gibt es 3132 (38%), die drei oder mehr CREGS haben. Da insgesamt eine Schwerpunktsenergie von $2 \cdot EBEAM$ zur Verfügung steht, kann die Region mit der dritthöchsten Energie nicht mehr als $\frac{2}{3} \cdot EBEAM$ ($= \frac{1}{3}$ Schwerpunktsenergie) haben, also $EMAX3 \leq 0.66 \cdot EBEAM$. Im Histogramm 25 (Bild 3.3.19) kann man aus der Verteilung von EMAX3 entnehmen, daß 75% der Regionen weniger als 2% EBEAM (≤ 100 MeV) enthalten. Es handelt sich also kaum um ein zusätzliches Teilchen, sondern höchstwahrscheinlich um niedereenergetische Bremsstrahlung oder ein "Split-Off".

Bei einem Bhabha-Ereignis wird zunächst einmal die gesamte zur Verfügung stehende Energie ($2 \cdot EBEAM$) gleichmäßig auf die beiden entstehenden Teilchen verteilt. Ein solches Teilchen mit der Energie EBEAM kann nun ein Bremsstrahlungsquant mit der Energie EMAX3 abstrahlen. EMAX3 liegt in 95% aller Fälle unter $0.3 \cdot EBEAM$ (siehe Histogramm 25). Man kann also für ein Bhabha-Ereignis fordern, daß jede der beiden höchstenergetischen Regionen mindestens $0.6 \cdot EBEAM$ enthalten muß. Das macht der ECREG-Schnitt. Danach haben wir noch 7442 bzw. 8.9% aller ursprünglichen Ereignisse.

Histogramm 28 (Bild 3.3.20) zeigt die φ -Verteilung der beiden höchstenergetischen Regionen. Die Breite der BINS des Histogramms ist entsprechend der schlechtesten Auflösung der φ -Messung gewählt (siehe 1.3). Man erkennt jedoch noch starke Schwankungen von mehreren Standardabweichungen. Die "Löcher" bei $0^\circ = 360^\circ$ und 180° lassen sich auf die Lücke im Crystal-Ball am Äquator zurückführen (siehe 1.3). Insgesamt ist die Genauigkeit der φ -Messung jedoch unbefriedigend. Da die starken Abweichungen vom erwarteten Verlauf bei verschiedenen Daten (andere Rohdatenbänder) in etwa der gleichen Form auftreten, muß man annehmen, daß es sich dabei um systematische Fehlmessungen handelt, die vermutlich auf die geometrische Anordnung der Kristalle im Ball zurückzuführen sind (siehe nächster Absatz).

Histogramm 29 (Bild 3.3.21) zeigt die Verteilung von $\cos \theta$. Sie ist etwas gleichmäßiger als die φ -Verteilung und entspricht besser den Erwartungen. Die Bereiche sehr kleiner und großer Werte ($|\cos \theta| \geq 0.85$) fallen aus, weil sich hier die Tunnelregionen des Crystal-Ball befinden. Mit 40 BINS wurde die Auflösung des Histogramms etwa doppelt so groß gewählt, wie die erwartete Meßgenauigkeit für $\cos \theta$ (Abschätzung siehe 1.3). Die Winkelverteilung hat erwartungsgemäß etwa die Form der Kurve von Bild 2.2.2. Zusätzlich erkennt man noch eine Struktur, die der Kurve überlagert ist. Symmetrisch zu 90° treten einige kleine Minima auf.

Diese Erscheinung kann man durch die geometrische Anordnung der Kristalle im Ball erklären: Angenommen, man hätte eine isotrope Energieverteilung im Ball und jeder Kristall würde gleich häufig getroffen, dann gilt im Idealfall: $\frac{dN}{d\theta} \sim \sin \theta$. Dieser Verlauf sollte sich ergeben, wenn man einfach die θ -Winkel aller Kristalle aus Bild 3.1.3 gegen die Häufigkeit ihres Vorkommens aufträgt. Allerdings müßte man dann infinitesimal kleine bzw. unendlich viele Kristalle benutzen oder die BIN-Weite so groß wählen, daß die Winkelaufösung keine Rolle mehr spielt. In Bild 3.3.22 wurde der $\cos \theta$ mit der gleichen BIN-Weite aufgetragen, wie in Histogramm 29 (40 BINS). Die Struktur der Kurve rührt daher, daß in bestimmten θ -Winkelbereichen (BINS) mehr Kristalle liegen, als in anderen, was einfach an deren geometrischer Anordnung liegt.

Vergleicht man die Lagen der Minima von Bild 3.3.22 mit Histogramm 29, so stellt man eine recht gute Übereinstimmung fest. Sämtliche Minima im relevanten Bereich zwischen dem vierten und dem sechsunddreißigsten BIN treten in beiden Darstellungen an den gleichen Stellen auf. Diese Tatsache bestätigt also die Annahme, bei der Struktur in Histogramm 29 handele es sich nicht nur um statistische Schwankungen, sondern auch um systematische Fehlmessungen. Es zeigt gleichzeitig, daß dem Energieschwerpunkt eines Schauers durch die Methode aus 3.1 vorzugsweise Winkel zugeordnet werden, die wenig vom Winkel des BUMP-Kristalls (dem mit der höchsten Energie) abweichen.

Nach dem COSTHE-Schnitt ist die Auswahl der Bhabha-Ereignisse abgeschlossen. Es bleiben noch 5190 bzw. 6.2% der ursprünglichen Ereignisse übrig.

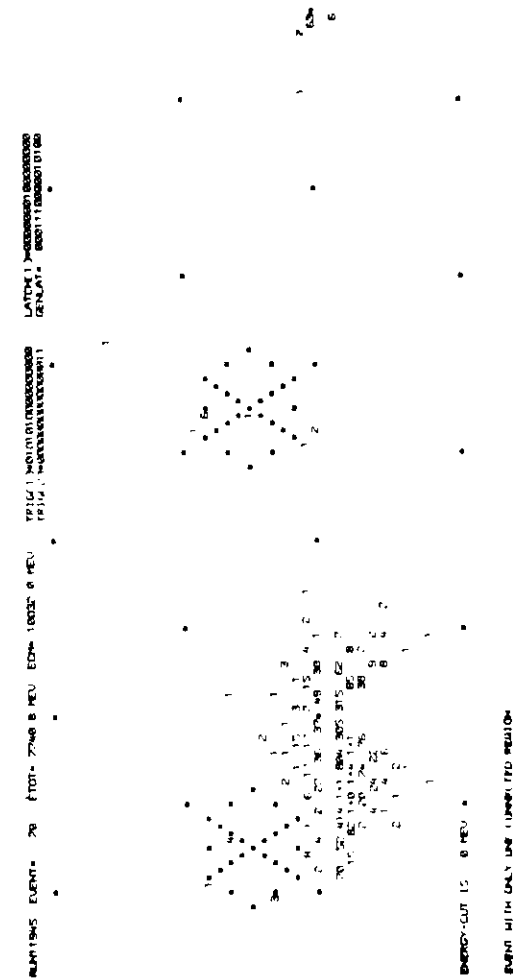


Bild 3.3.1: Flatty mit NREG = 1

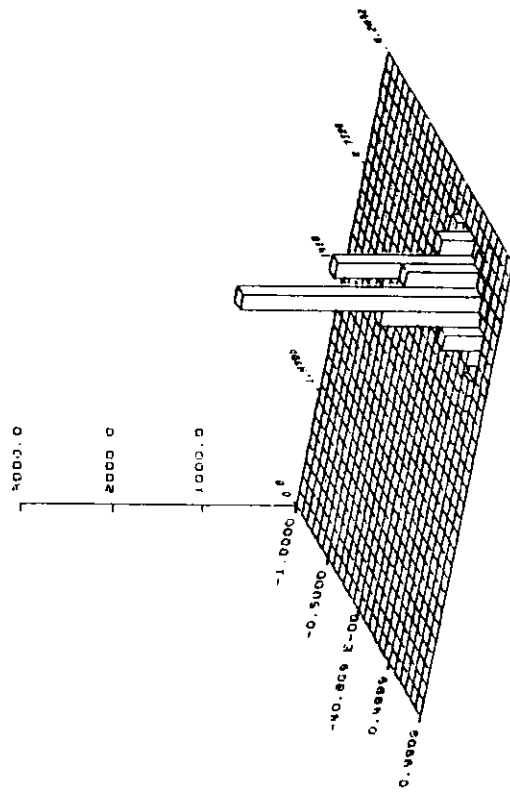


Bild 3.3.2: LEGO - Plot zu 3.3.1

RUN : 11945 EVENT : 70 ETOT : 7740 MEV

RUNTIME: EVENT: 70 ETOT: 7740 MEV ECH: 10000 B MEV TRIG: 1 MEV (1000000000000) LATOK: 1 (1000000000000000000)
 TRIG: 2 MEV (100000000000) GENLAT: 800000000000000000

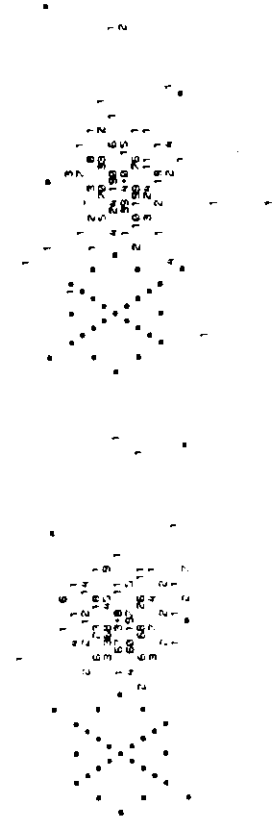


Bild 3.3.3: Flatty mit NREG = 2

ENERGY-CUT 15 B MEV

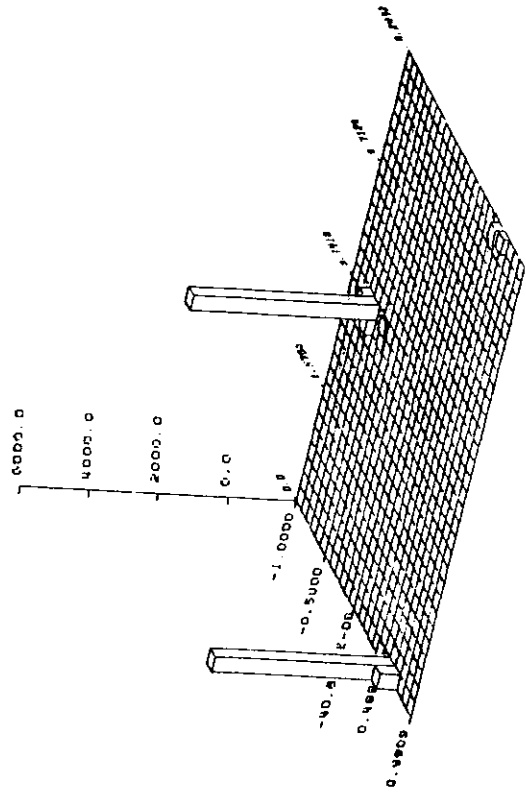


Bild 3.3.4: LEGO - Plot zu 3.3.3

RUN : 11944 EVENT : 83 ETOT : 9696 MEV

RUN1944 EVENT= 53 ETOT=10198 5 MEV EDM= 10032 8 MEV INFLU 1 4001010000010001
 TRILL 2 4000010001100011 LATCH 3 40000001000000
 DENL AT= 8001100110010100



Bild 3.3.5: Flatty mit NREG = 3

ENERGY-OUT 15 8 MEV

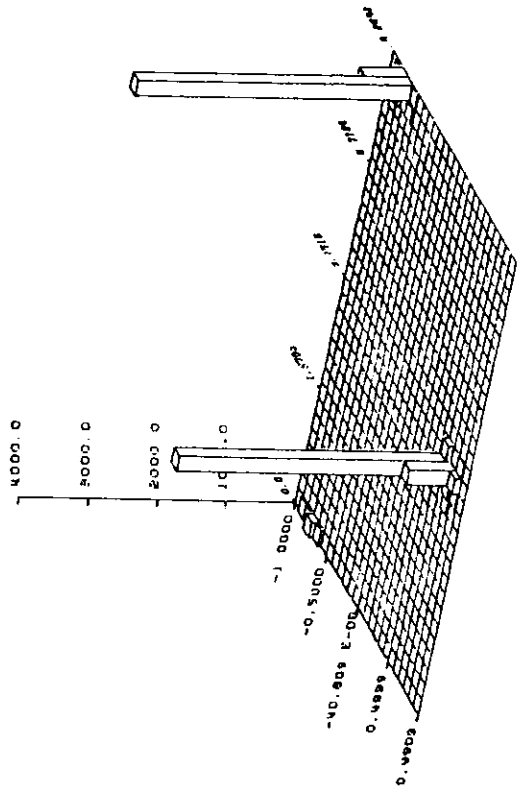


Bild 3.3.6: LEGO-Plot zu 3.3.5

RUN : 11941J EVENT : 53 ETOT : 10188MEV

PLAN 1: 1944 EVENT= 1271 ETOT=10188.0 MEV ECP= 10032.0 MEV
 TRAC 1: 1944 10188.0 MEV TRAC 2: 1944 10188.0 MEV
 LATCK: 1944 10188.0 MEV GEN AT: 1944 10188.0 MEV



Bild 3.3.7: Flatty mit NREG = 4

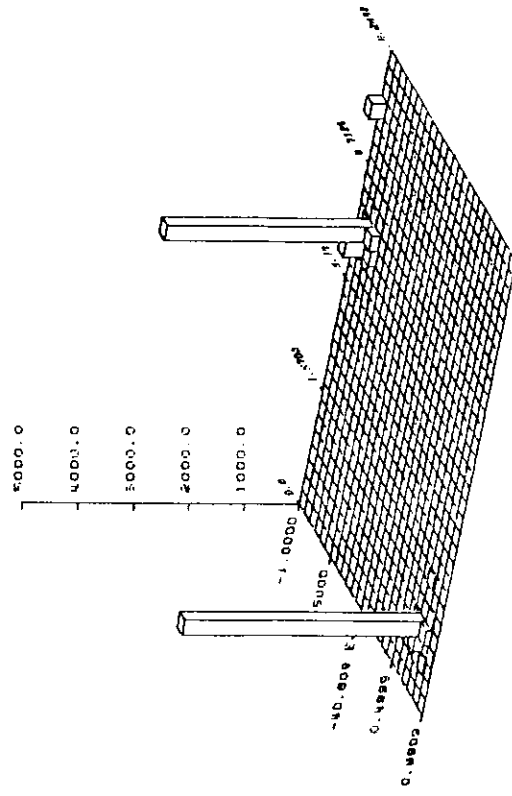


Bild 3.3.8: LEGO - Plot zu 3.3.7

RUN : 11944 EVENT : 1251 ETOT : 10097MEV

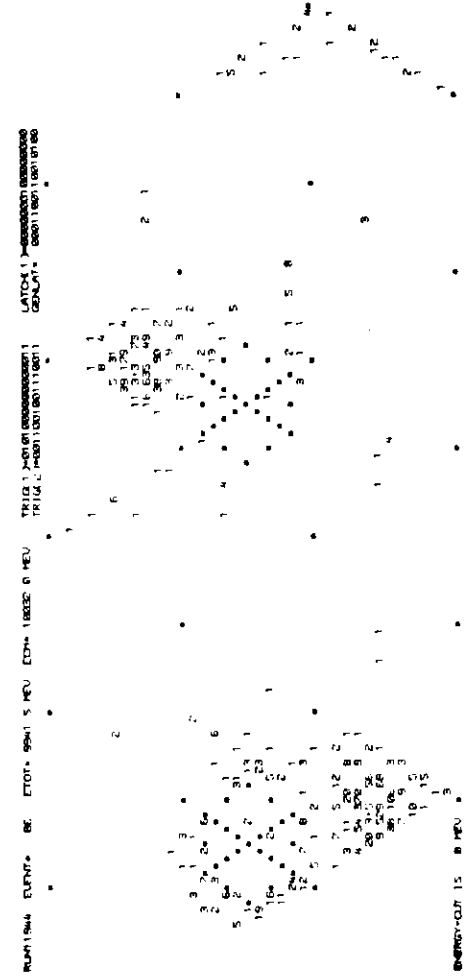


Bild 3.3.9: Flatty mit NREG = 5

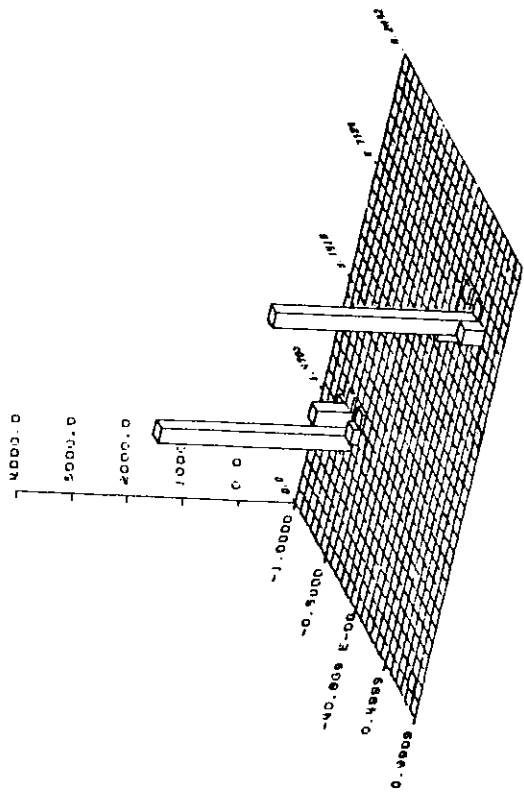


Bild 3.3.10: LEGO - Plot zu 3.3.9

RUN : 11944 EVENT : 86 ETOT : 9941 MEV

RUN:1945 EVENT: 572 ETOT=18250 2 MEV ED=4.1000000000000000 LATX: 1.0000000000000000
 TRIG: 7.0000000000000000 TRIG: 7.0000000000000000 ED=4.1000000000000000
 LATX: 1.0000000000000000 ED=4.1000000000000000

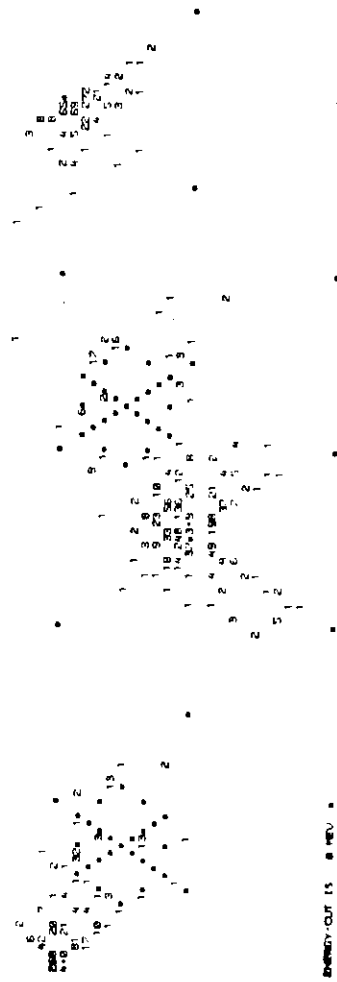


Bild 3.3.11: Flatty mit NREG = 6



Bild 3.3.16: Histogramm 22



Bild 3.3.17: Histogramm 23

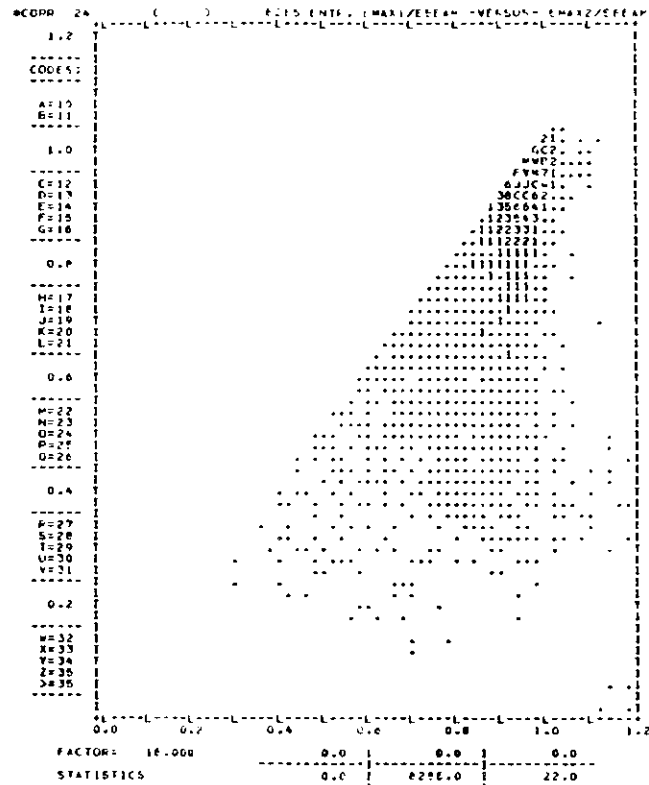


Bild 3.3.18: Korrelation 24

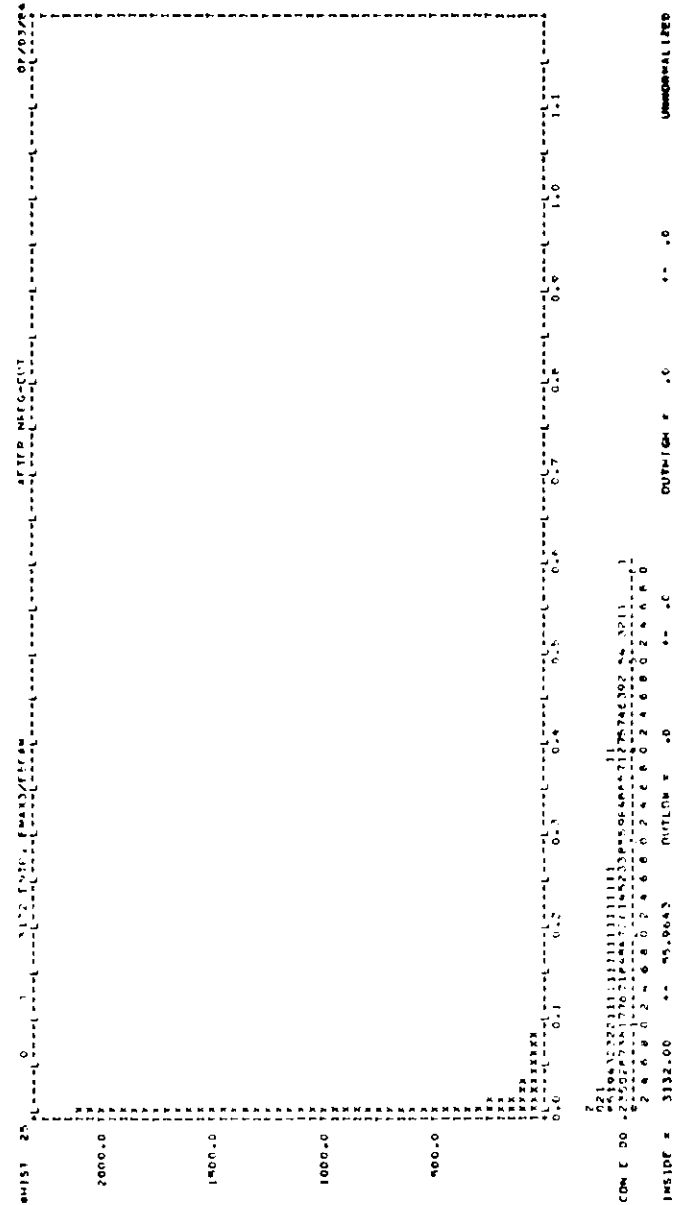


Bild 3.3.19: Histogramm 25

3.4 Ergebnisse nach den Schnitten und weitere Untersuchungen

Die im Folgenden besprochenen Histogramme befinden sich auf den Seiten 92 ff. Sie enthalten nur die "überlebenden" Ereignisse. Viele davon beinhalten dieselben Größen, die auch in den Histogrammen zwischen den Schnitten vorkamen. Man kann also jetzt vergleichen.

Histogramm 31 (Bild 3.4.1) zeigt wieder ETOT/2-EBEAM wie Nr.11, nur die Maßstäbe sind verschieden. Jetzt ist lediglich der Peak in der Nähe von 1 enthalten. Zwischen 0.85 und 1.05 befinden sich 4860 Ereignisse. Das sind 71% von den 6846, die im Histogramm 11 im gleichen Bereich zu finden sind, obwohl insgesamt in der Verteilung nur 15% der alten Eintragungen auftauchen. Von dem Peak wurden also durch die Schnitte relativ wenig abgetragen. Die Zahl der Connected Regions NREG (Histogramm 32, Bild 3.4.2) zeigt keine wesentliche Änderung gegenüber Bild 3.3.14, nur eine Abnahme der eingetragenen Ereignisse.

Die Energie pro Region ECREG/EBEAM (Histogramm 33, Bild 3.4.3) hat zwischen 0.1 und 0.6 eine tiefere Senke, als vor dem ECREG-Schnitt, weil dieser ja viele Regionen mit $ECREG \leq 0.6 \cdot EBEAM$ verworfen hat. Nur wenn eine dritte Region vorhanden ist, kann sie eine niedrigere Energie haben. Ein Häufchen solcher EMAX3-Regionen bleibt noch in der Gegend von 5% EBEAM. Regionen mit extrem niedriger Energie $ECREG \leq 0.02 \cdot EBEAM$ (≤ 100 MeV) wurden nicht mehr in das Histogramm eingetragen, weil ihre Energie für eine exakte Untersuchung (z.B. radiativer Bhabha-Ereignisse) zu klein und somit uninteressant ist. Das gilt auch für alle folgenden Histogramme.

Die Verteilungen von EMAX1/EBEAM und EMAX2/EBEAM (Histogramme 34 und 35, Bilder 3.4.4 und 3.4.5) sind jetzt auf das Gebiet ≥ 0.6 beschränkt. Die Peaks haben sich nicht verschoben oder in der Form wesentlich geändert. Gleiches gilt auch für die Korrelation 36 (Bild 3.4.6), die sich gegenüber Bild 3.3.18 nur durch einen größeren Maßstab unterscheidet. Beim Auftragen von EMAX3 (Histogramm 37, Bild 3.4.7) sind wieder die Regionen mit $ECREG \leq 100$ MeV weggelassen worden. Gegenüber Histogramm 25 fällt auf, daß die Zahl der Einträge auf 11% zurückgegangen ist. Die letzten beiden Schnitte haben also bei Ereignissen mit drei oder mehr Regionen besonders viel verworfen. Das ist auch nicht weiter verwunderlich, weil in einem solchen Fall die Wahrscheinlichkeit sehr gering wird, daß man es mit einem e^+e^- - oder $\gamma\gamma$ -Ereignis zu tun hat. Es gibt aber immer

noch Ereignisse, die in einer dritten Region Energien bis zu 50% EBEAM (2500 MeV) haben und vom Programm als "Bhabha" akzeptiert wurden.

Die φ -Verteilung in Histogramm 41 (Bild 3.4.8) ist gegenüber der in Histogramm 28 kaum zu unterscheiden. Es treten dieselben Strukturen auf. Ein Versuch, aus der Verteilung auf eine eventuelle Polarisation des Elektronenstrahls zu schließen, schlug fehl. Die Schwankungen sind so stark, daß man statt einer sinusförmigen genauso gut eine gleichförmige Verteilung herauslesen könnte.

Die $\cos\theta$ -Verteilung ist jetzt rechts und links auf ± 0.85 beschnitten. Sonst gibt es keine sichtbare Abweichung gegenüber Histogramm 29. Trägt man wie in Bild 3.4.9 die $\cos\theta$ getrennt nach höher- und niederenergetischen Regionen auf, so erhält man eine merkwürdige Asymmetrie: Die höherenergetischen Regionen bevorzugen die -Z-Richtung (Histogramm 44), während niederenergetischeren vorzugsweise in +Z-Richtung zu finden sind (Histogramm 46). Dieselbe Asymmetrie findet man auch bei anderen Daten (verschiedene Rohdatenbänder wurden untersucht). Dieser Effekt konnte auch nach mehrfachen Diskussionen nicht erklärt werden.

Auf den Bildern 3.4.10, 3.4.11 und 3.4.12 kann man sehen, wie sich die Verteilung der Energie auf die Connected Regions bei verschiedenen Ereignistypen verhält. Histogramm 54 enthält nur die 66% aller Ereignisse mit genau zwei Regionen. Das Maximum der Verteilung liegt bei 98% EBEAM; um diesen Wert sind sie statistisch verteilt. Nur sehr wenige weichen stärker nach unten ab. Es handelt sich hierbei um den Anteil der ausgewählten Ereignisse, die besonders "schön" sind. Zusätzliche Bremsstrahlungsquanten oder "Split-Offs" kommen hier nicht vor. Trägt man nur die Ereignisse auf, die genau drei Regionen haben, so erhält man das Histogramm 55. Auch hier liegt das Maximum der Verteilung bei 98% EBEAM, aber der Peak ist weniger scharf als in Histogramm 54. Zusätzlich treten hier einige Regionen mit sehr niedriger Energie (um 10% EBEAM) auf. Hierbei handelt es sich höchstwahrscheinlich um "Split-Offs" oder niederenergetische Bremsstrahlung. Die Histogramme 57 und 58 zeigen, wie bei steigender Zahl von Connected Regions (hier 5 bzw. 6) der Peak um EBEAM immer unschärfer wird und sich sein Maximum nach unten verlagert (Bild 3.4.12).

Die folgende Untersuchung betrifft die Ausdehnung der Schauer. Wie die Werte EBUMP, E4 und E13 zustande kommen wurde in 3.1 (Seite 50) beschrieben.

ben. Das Verhältnis EBUMP/E4 gibt Aufschluß über die Entwicklung des Schauers in seinem Zentrum. Histogramm 62 (Bild 3.4.13) zeigt die Verteilung. Ihr Maximum liegt bei 85%. Im BUMP-Kristall wurde also in den meisten Fällen etwa 85% der Energie deponiert, die sich in den vier Kristallen befindet, in denen sich der Schauer hauptsächlich entwickelt. In diesen vier Kristallen wird auch fast die gesamte Schauerenergie deponiert (siehe nächster Absatz). Man kann also näherungsweise sagen, im BUMP-Kristall befanden sich 85% der Schauerenergie. Der durchschnittlich im BUMP-Kristall deponierte Energieanteil ist etwas niedriger und liegt bei 74% von E4, denn die Verteilung reicht bis etwa 45% hinunter. Die obere Grenze liegt, von wenigen Ausnahmen abgesehen, bei 95% von E4. Insgesamt ist die Verteilung sehr breit. Daraus folgt, daß sich der Schauer nicht hauptsächlich in einem Kristall entwickeln kann, sondern mehrere dazu braucht (siehe auch 2.5).

Im Histogramm 63 (Bild 3.4.14) ist das Verhältnis E4/E13 aufgetragen. Das Maximum liegt bei 95% und der Durchschnitt bei etwa 93% von E13. In den meisten Fällen ist also fast die gesamte Schauerenergie schon in E4 enthalten. Die wenigen Ausnahmen unter 80% kann man vernachlässigen. In einigen Fällen ist die gesamte Schauerenergie schon in E4 enthalten (d.h. E4/E13 = 1). E13 ist deswegen ein gutes Maß für die Energie eines Schauers. In den meisten Fällen liegt nur ein sehr kleiner Bruchteil davon außerhalb des E13-Gebietes. Diese kleine Abweichung kann dann durch Korrekturen ausgeglichen werden (siehe Seite 50).

Die Ergebnisse des Bhabha-Programms sollen nach jedem Dump möglichst schnell zur Verfügung stehen und es soll möglichst wenig Rechenzeit verbraucht werden. Deshalb müssen für die Genauigkeit der Analyse jedes einzelnen Ereignisses Grenzen gesetzt werden. Es werden relativ einfache Algorithmen verwendet. Im folgenden Teil dieses Abschnittes werden deswegen einige Ergebnisse des Bhabha-Programms mit den Resultaten verglichen, die man erhält, wenn man das Programm ANALYZ nicht nur bis zur zweiten Stufe (ISTAGE=2), sondern vollständig ablaufen läßt. Dabei werden z.B. auch die Informationen aus den Driftröhren-Kammern verwendet.

Das ANALYZ-Programm berechnet jetzt Teilchenspuren (Tracks), sodaß die im Natriumjodid deponierte Energie eindeutiger den verschiedenen Teilchen zugeordnet werden kann. Dadurch wird auch die Berechnung der Winkel θ und φ jedes Teilchens genauer. Der Begriff "Connected Region" wird nicht mehr gebraucht.

Für jedes gefundene Teilchen wird jetzt eine Liste erstellt, in der eine Menge Daten stehen, die schon fix und fertig ausgerechnet und korrigiert sind. Man braucht sich nur noch zu bedienen.

Im Histogramm 81 (Bild 3.4.15) ist die Zahl der pro Ereignis gefundenen Teilchen aufgetragen. Gegenüber der Zahl der Connected Regions (Bild 3.4.2) fällt auf, daß Ereignisse mit zwei Teilchen weniger häufig vorkommen als solche mit zwei Regionen, andererseits höhere Zahlen von Teilchen (≥ 3) häufiger sind als höhere Zahlen von Regionen. Das bedeutet: wo vorher zwei Regionen waren, werden jetzt in manchen Fällen drei oder mehr Teilchen gefunden. Innerhalb der Regionen wird die Energieverteilung also differenzierter gesehen.

Trägt man die Schauerenergien E13 gegen die Häufigkeit ihres Vorkommens auf (Histogramm 82, Bild 3.4.16), so findet man das Maximum genau bei der Strahlenergie EBEAM. Das muß jetzt auch so sein, weil mit den Ergebnissen des Bhabha-Jobs inzwischen eine Energieeichung vorgenommen worden ist, die die E13 Energien genau auf EBEAM setzt.

Man kann jetzt auch die Energien abfragen, die den einzelnen Teilchen zugeordnet wurden. Sie werden dann nach ihrer Höhe geordnet. Die höchste Energie wird mit PMAX1 bezeichnet, die weiteren mit PMAX2 und PMAX3. Um zu prüfen, wie gut die Zuordnungen von Energie zu den Teilchen zwischen den Programmen BHABHA und ANALYZ übereinstimmen, wurden PMAX1,2,3/EBEAM gegen EMAX1,2,3/EBEAM aufgetragen. Die Korrelation 91 (Bild 3.4.17) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen PMAX1 und EMAX1, den höchsten Energieansammlungen eines Ereignisses im Detektor. Fast alle Eintragungen liegen recht genau auf der Geraden EMAX1=PMAX1. In der Korrelation 92 (Bild 3.4.18) gibt es zwar ein paar "Ausreißer" mehr als bei Korrelation 91, aber sonst ist die Übereinstimmung von PMAX2 und EMAX2 genauso gut wie die von PMAX1 und EMAX1. Jedoch bei der Berechnung der Energie eines dritthöchstergetischen Teilchens gibt es zwischen den beiden Programmen größere Differenzen (Korrelation 93, Bild 3.4.19), die wohl darin begründet sind, daß für die Energieberechnung nicht dasselbe "Teilchen" benutzt wurde. Die Methode des BHABHA-Programms ist hier unterlegen. Das ist aber nicht weiter wichtig, weil es für die Auswahl der Bhabha-Ereignisse nur nötig ist, die zwei hochenergetischen Teilchen zu finden.

Ein interessantes Ergebnis für die Berechnung der Schauerenergien nach der

Methode E13 zeigt die Korrelation 94 (Bild 3.4.20). Hier ist die Summe $PMAX1 + PMAX2 + PMAX3$ gegen die gesamte im Ball deponierte Energie $ETOT$ aufgetragen (jeweils bezogen auf die Schwerpunktsenergie ECM). Man würde erwarten, daß bei Bhabha-Ereignissen die zwei oder drei höchstenergetischen Teilchen zusammen etwa die gesamte im Ball deponierte Energie enthalten. Das trifft auch für die überwiegende Zahl der Ereignisse zu. Sie liegen in Bild 3.4.20 auf der Geraden $PMAX1 + PMAX2 + PMAX3 = ETOT$. Außerhalb dieser Geraden kann man aber deutlich abgesetzt eine Ansammlung von etwa 100 Ereignissen ausmachen, für die näherungsweise gilt: $PMAX1 + PMAX2 + PMAX3 \approx 1.45 \cdot ETOT$. Die Summe der Teilchenenergien liegt also deutlich über der im Ball deponierten Energie. Das kann nur an einer falschen Berechnung der Teilchenenergien liegen, weil ja sonst ihre Summe immer $\leq ETOT$ sein müßte.

Dieses Phänomen kann folgendermaßen entstehen: Eines der beiden Bhabha-Teilchen gibt ein Bremsstrahlungsquant ab, welches mit ihm einen kleineren Winkel als $\approx 15^\circ$ einschließt. Dieser Winkel entspricht in etwa der lateralen Ausdehnung eines Schauers im Crystal-Ball. Wenn zwei Schauer einen kleineren Winkel miteinander einschließen, überlappen sie sich. Bei der Berechnung der E13-Energien der Schauer werden die gemeinsamen Kristalle doppelt gezählt. Wenn man dann die Energien der gefundenen "Teilchen" addiert, kann es vorkommen, daß deren Summe größer ist, als die Summe der Kristallenergien $ETOT$.

Nach der vollständigen Analyse der Daten stehen für die vom ANALYZ-Programm gefundenen Teilchen auch genauere Werte der Winkel θ und φ zur Verfügung. Sie werden mit einem aufwendigeren Verfahren berechnet als beim BHABHA-Programm (siehe 3.1, Seite 48). In den Histogrammen 88 und 89 (Bilder 3.4.21 und 3.4.22) sind die $\cos \theta$ der beiden höchstenergetischen Schauer wie in den Histogrammen 44 und 46 aufgetragen. In beiden Fällen liegen dieselben Ereignisse zugrunde, nur die Art der Winkelberechnung für die einzelnen Teilchen ist verschieden. Vergleicht man 44 mit 88 oder 46 mit 89, so fällt auf, daß die Verteilungen jetzt glatter ausfallen. Die ausgeprägten Minima aus Nr. 44 und 46 sind verschwunden. Das Programm ANALYZ ordnet den Teilchen also nicht vorzugsweise die Winkel der BUMP-Kristalle zu wie BHABHA. Allerdings wird der Winkel θ im BHABHA-Programm nur für den COSTHE-Schnitt gebraucht. Dabei kommt es auf Genauigkeit nicht so sehr an.

Mit den genauen Winkeln, die man jetzt hat, kann man die Bhabha-Ereignisse

auf abgegebene Bremsstrahlung hin untersuchen. Eine wichtige Größe ist dabei der Winkel, den die beiden Teilchen mit der höchsten Energie zueinander haben. Wenn keine Bremsstrahlung abgegeben wird, muß er wegen der Impulserhaltung 180° sein. Im Histogramm 53 (Bild 3.4.23) ist dieser "Back-To-Back-Winkel" für Ereignisse mit genau zwei Teilchen aufgetragen. Er wird hier mit "BACK" bezeichnet. Das Maximum liegt wie erwartet genau bei 180° und in 90% der Fälle ($\frac{1971}{3449}$) kommen nur Winkel vor, die größer als 175° sind.

Bei Ereignissen, die drei oder mehr Teilchen aufweisen, kann man Bremsstrahlungsquanten erwarten. Im Histogramm 51 (Bild 3.4.24) sind die Winkel aufgetragen, die die zwei höchstenergetischen Teilchen dieser Ereignisse miteinander einschließen. Das Maximum liegt hier etwas unterhalb von 180° und die Winkel reichen bis etwa 150° hinunter. Die wenigen Eintragungen unter 150° sind darauf zurückzuführen, daß bei der Ereignis-Auswahl mit dem BHABHA-Programm in manchen Fällen andere "Teilchen" gefunden wurden, als mit dem ausgeklügelten ANALYZ-Programm. Sie können deswegen unbeachtet bleiben. Wie erwartet kommen also gegenüber Bild 3.4.23 in Bild 3.4.24 prozentual mehr solche Ereignisse vor, die zwischen ihren beiden höchstenergetischen Teilchen einen kleineren Winkel als 180° aufweisen.

In diesem Zusammenhang ist auch der Winkel zwischen dem abgestrahlten γ -Quant und dem zugehörigen Bhabha-Teilchen von Bedeutung. Im Histogramm 49 (Bild 3.4.25) ist deswegen der Winkel zwischen dem Teilchen mit der dritthöchsten Energie und dem nächstliegenden der zwei höchstenergetischen Teilchen aufgetragen. Er wird hier mit "ZWI" bezeichnet. Man kann erwarten, daß durch diese Methode in den meisten Fällen und vor allem bei niederenergetischer Bremsstrahlung das γ -Quant dem richtigen Bhabha-Teilchen zugeordnet wird. Dadurch sind jedoch ZWI-Winkel $\geq 90^\circ$ wenig aussagekräftig und dürfen deswegen nicht weiter beachtet werden.

Im Histogramm 49 liegen auch die meisten Winkel zwischen 20° und 90° . Man würde erwarten, daß gerade kleine Winkel besonders häufig vorkommen sollten, da ja die Abstrahlung niederenergetischer γ -Quanten wahrscheinlicher ist, als die hochenergetischer und erstere mit ihrem Bhabha-Teilchen einen kleineren Winkel einschließen. Hier spielt aber wieder die Überlappung der E13-Gebiete der zwei Schauer eine Rolle.

Histogramm 98 (Bild 3.4.26) zeigt eine Untersuchung von /18/. Hier ist die Wahrscheinlichkeit, bei zwei eng benachbarten schauernden Teilchen mit dem ANALYZ-Programm auch wirklich wieder zwei Teilchen zu finden, gegen den Winkel zwischen diesen zwei Teilchen aufgetragen. Wie man sieht, kann man erst bei Winkeln $\geq 20^\circ$ einigermaßen sicher sein, daß ANALYZ die zwei Teilchen unterscheidet.

In unserem Fall werden also Bremsstrahlungsquanten nicht gefunden, wenn sie unter einem kleineren Winkel als 20° auftreten; deshalb der Abfall der Verteilung in Bild 3.4.25 bei kleinen Winkeln. Insgesamt muß man also feststellen, daß nur der Winkelbereich zwischen 20° und 90° beachtet werden darf.

Die Korrelation 52 (Bild 3.4.27) zeigt den Zusammenhang zwischen dem Winkel "ZWI" und dem "Back-To-Back-Winkel". Man kann deutlich zwei zusammenhängende Gebiete unterscheiden. Eins davon entspricht der Geraden BACK $\approx 180^\circ$ -ZWI. Dieser Zusammenhang hat keine sinnvolle physikalische Erklärung. Man muß vielmehr annehmen, daß es sich hierbei um solche Ereignisse handelt, die eine so komplizierte Struktur haben, daß das ANALYZ-Programm entweder beim Unterscheiden der "Teilchen" oder bei der Zuordnung von Energien zu den gefundenen "Teilchen" keine sinnvollen Ergebnisse liefert. Die meisten Eintragungen befinden sich auch nicht hier, sondern im oberen Drittel der Korrelation 52, wo BACK-Winkel $\geq 140^\circ$ zu finden sind (eingeramter Bereich). Dies ist auch das Gebiet, wo "sinnvolle" ZWI-Winkel zwischen 20° und 90° vorkommen. Die Verteilung zeigt tendenziell eine Abnahme der BACK-Winkel bei zunehmenden ZWI-Winkeln, wie man es erwartet. Im eingeramten Bereich findet man 357 Ereignisse von denen man also sagen kann, es handele sich wahrscheinlich um "radiative" Bhabha-Ereignisse.

Wenn man nun die Energie des Bremsstrahlungs- γ -Kandidaten PMAX3 gegen den Winkel ZWI aufträgt, so erhält man die Korrelation 50 (Bild 3.4.28). Wieder sind zwei Anhäufungen zu beobachten. Energien von PMAX3 \approx EBEAM (obere Hälfte der Darstellung) sind wenig sinnvoll und werden ignoriert. Der eingeramte Bereich enthält die Punkte, die in Frage kommen: PMAX3 ≤ 0.6 EBEAM und $20^\circ \leq ZWI \leq 90^\circ$. In diesem Bereich befinden sich 341 Kandidaten für "radiative Bhabhas". Das ist in guter Übereinstimmung mit der Zahl 357 aus der Korrelation 52. In beide Korrelationen wurden nur solche Ereignisse aufgenommen, deren dritthöchstenergetisches Teilchen mehr als 100 MeV hatte.

Zusammenfassend kann man also sagen: Es wurden 5190 Ereignisse untersucht, die aus den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ oder $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ stammen. Darunter wurden ≈ 350 Kandidaten für "radiative" Bhabha-Ereignisse gefunden, wobei die Energie des vermutlichen γ -Quants über 100 MeV liegen mußte und der Winkel zwischen ihm und dem zugehörigen Bhabha-Teilchen auf den Bereich $20^\circ \leq ZWI \leq 90^\circ$ beschränkt war.

In seiner Größenordnung (einige %) stimmt dieses Ergebnis in etwa mit den Erwartungen überein (siehe 2.1, Seite 27). Freilich wurde dabei nicht berücksichtigt, daß nur ein Teil der untersuchten Ereignisse aus der Bhabha-Streuung stammen. Deswegen und besonders auch wegen der einschränkenden Bedingungen wurden sicherlich nicht *alle* Ereignisse mit Bremsstrahlungsquanten erfaßt. Daß der gefundene Anteil trotzdem eher zu hoch als niedrig ausfällt, liegt wohl an der mangelhaften Genauigkeit der Messungen und der Analyse. So kann man beispielsweise "Split-Offs" im Detektor prinzipiell nicht von Bremsstrahlungsquanten unterscheiden, sodaß die Zahl für erstere letzteren zugeschlagen wurde.

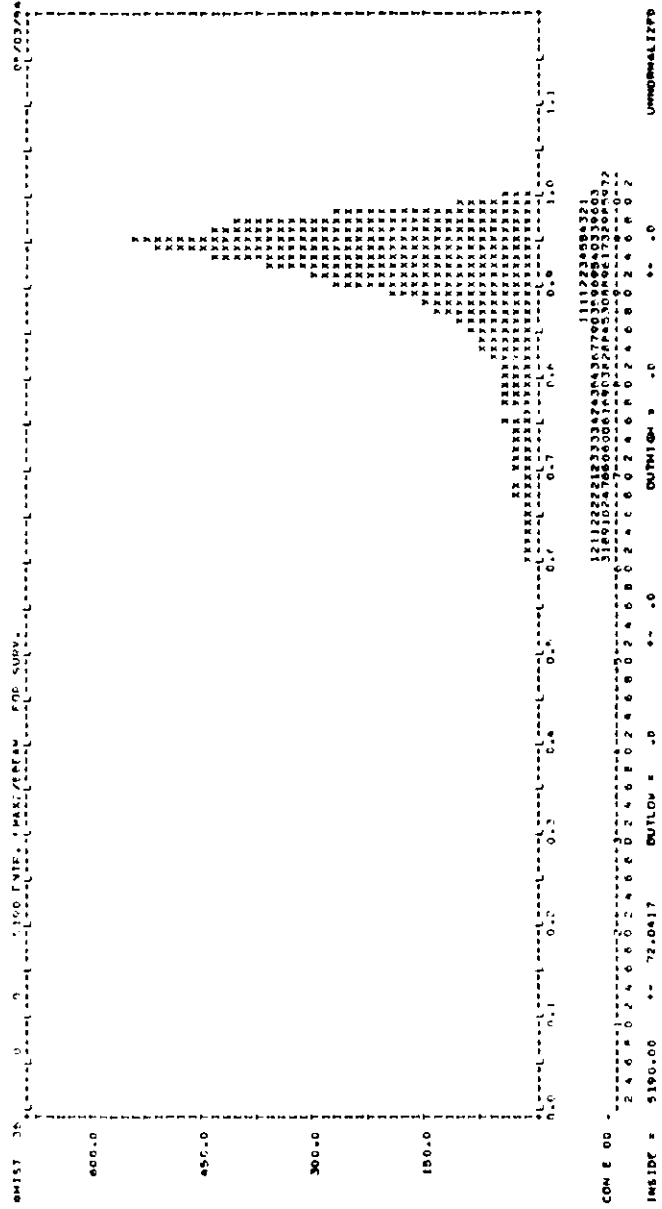


Bild 3.4.5: Histogramm 36

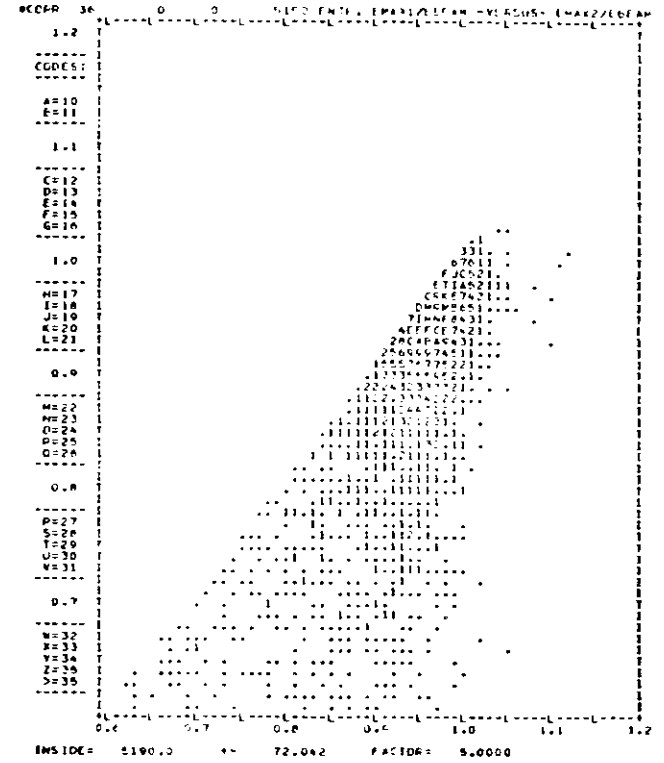


Bild 3.4.6: Korrelation 36

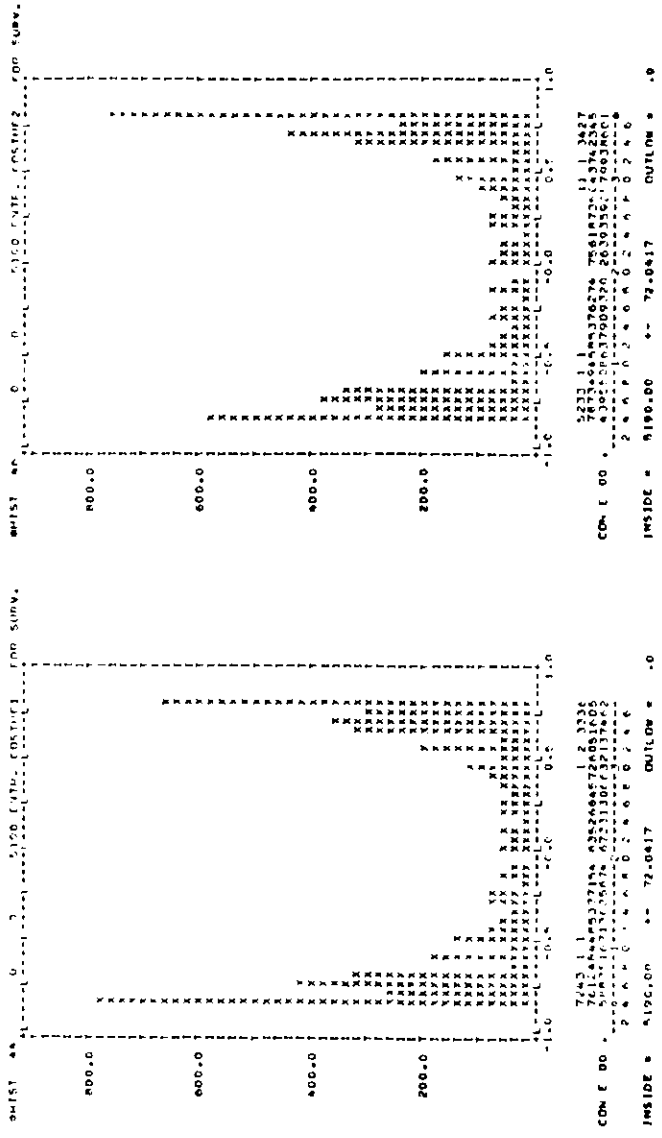


Bild 3.4.9: Histogramme 44 und 46

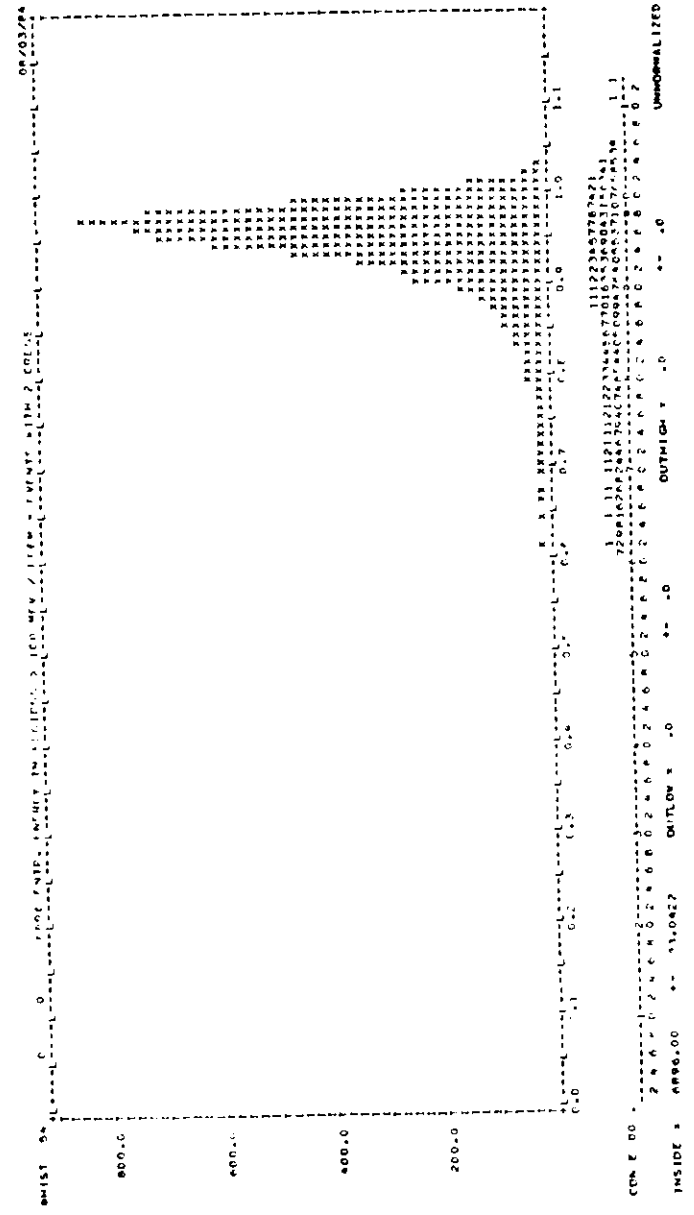


Bild 3.4.10: Histogramm 54

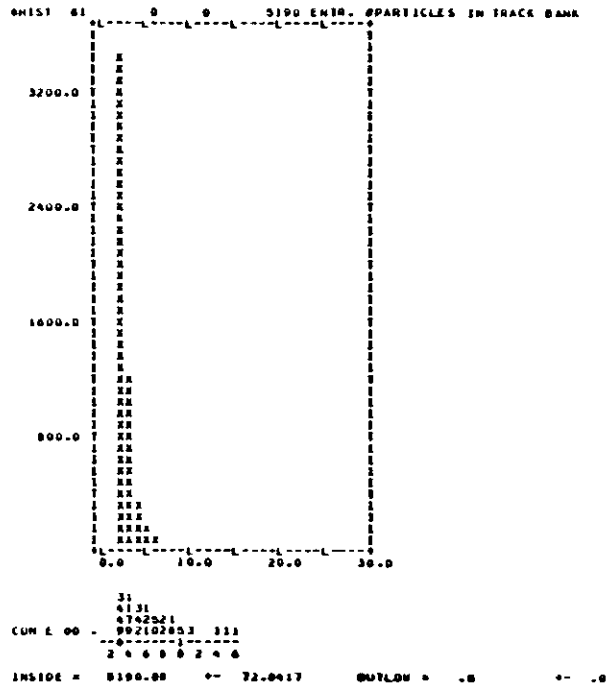


Bild 3.4.15: Histogramm 81

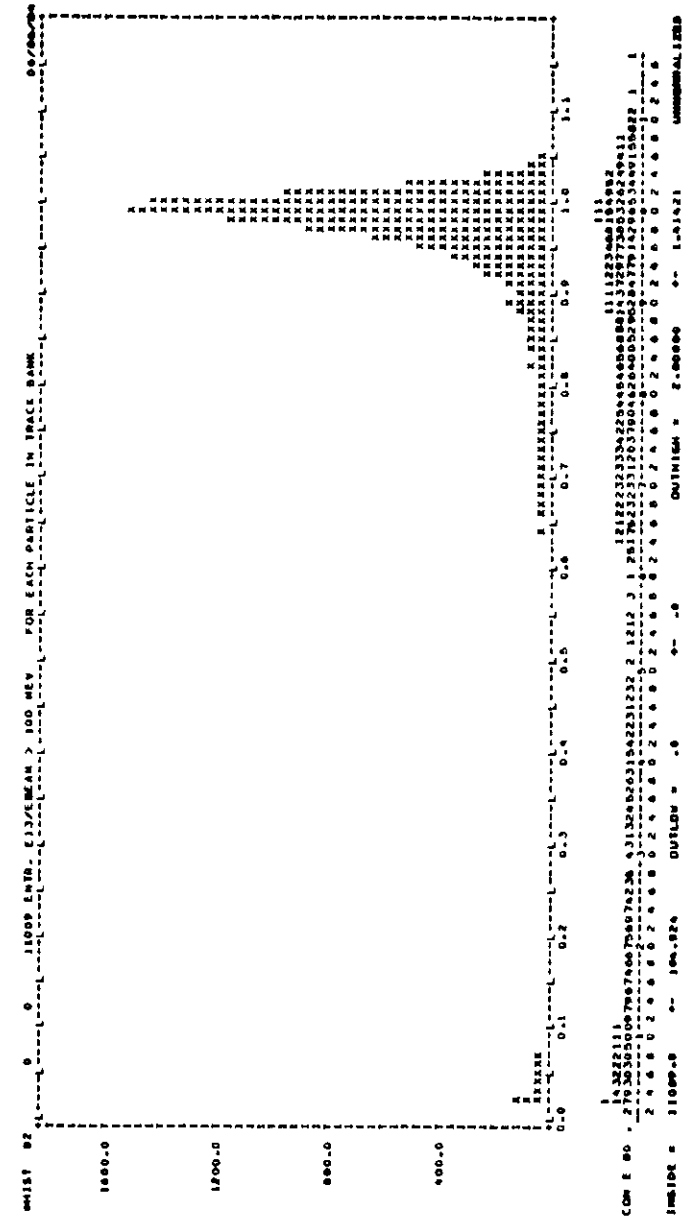


Bild 3.4.16: Histogramm 82

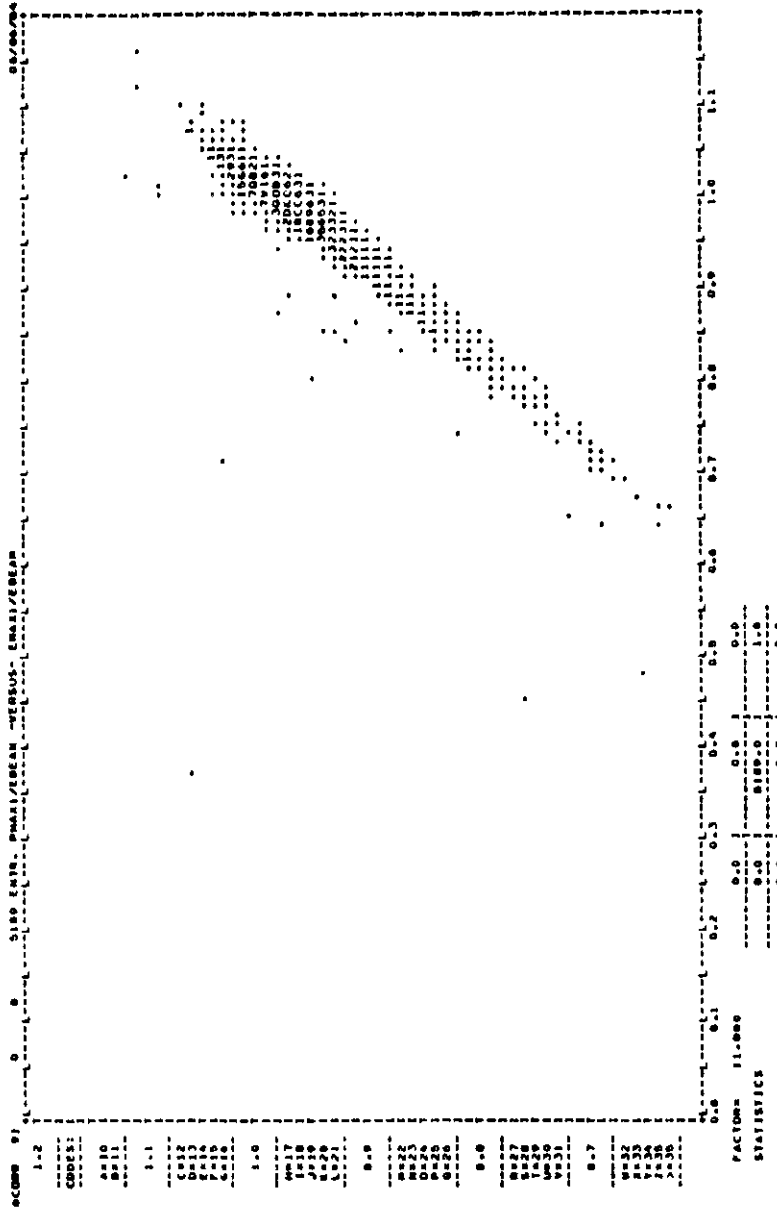


Bild 3.4.17: Korrelation 91

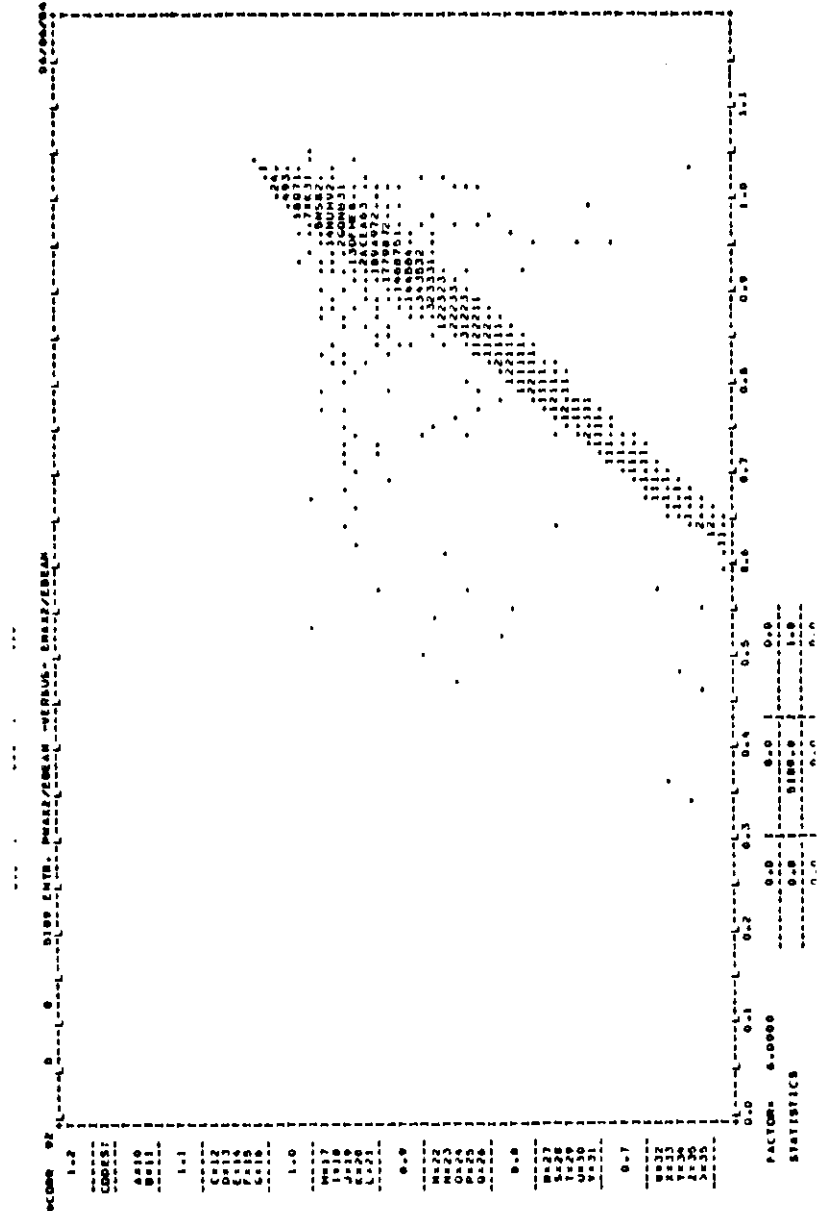


Bild 3.4.18: Korrelation 92

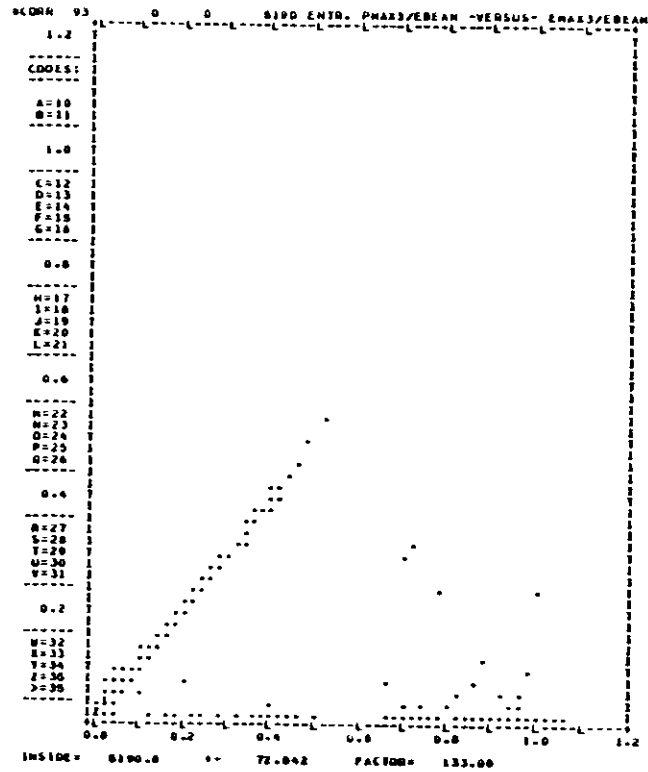


Bild 3.4.19: Korrelation 93

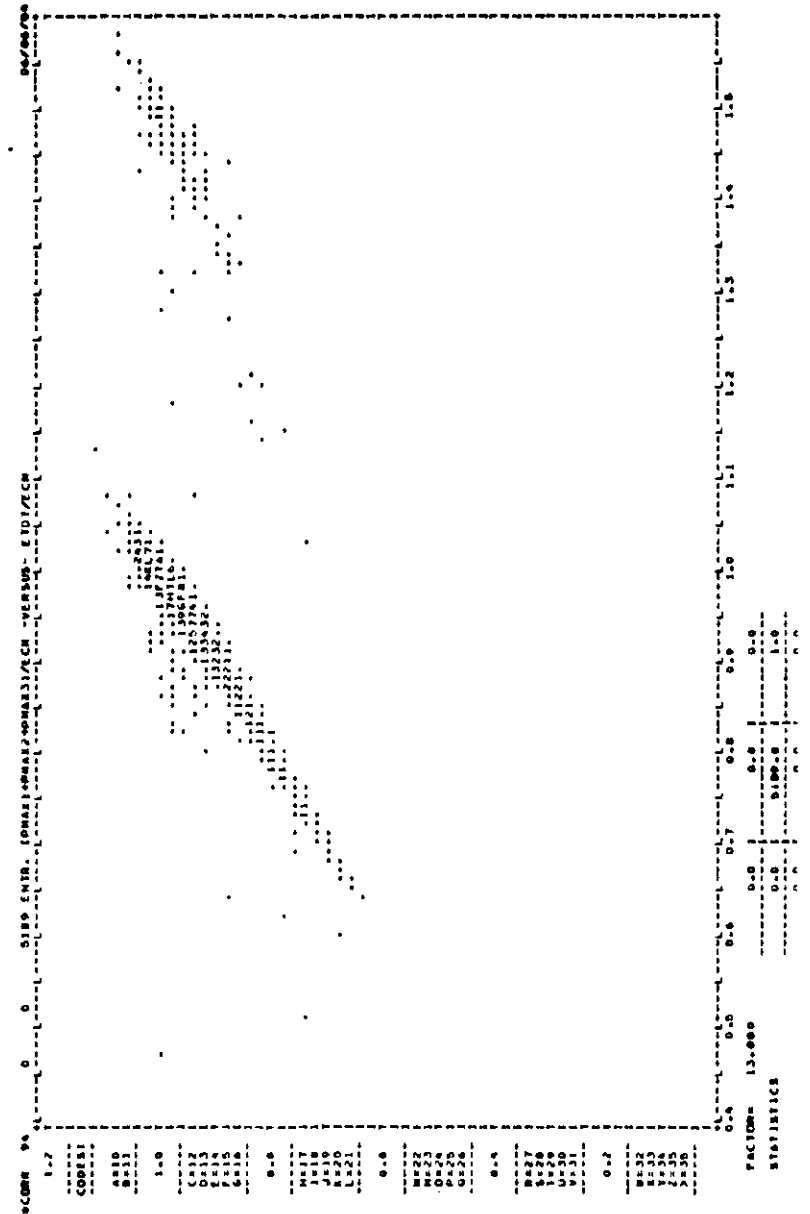
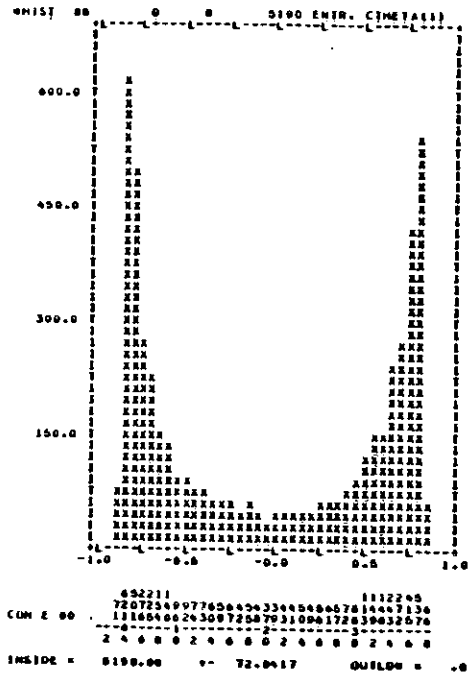


Bild 3.4.20: Korrelation 94



Bilder 3.4.21: Histogramm 88

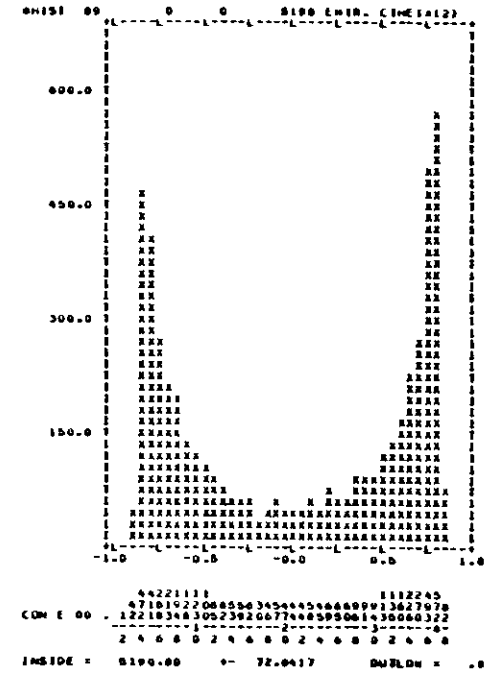
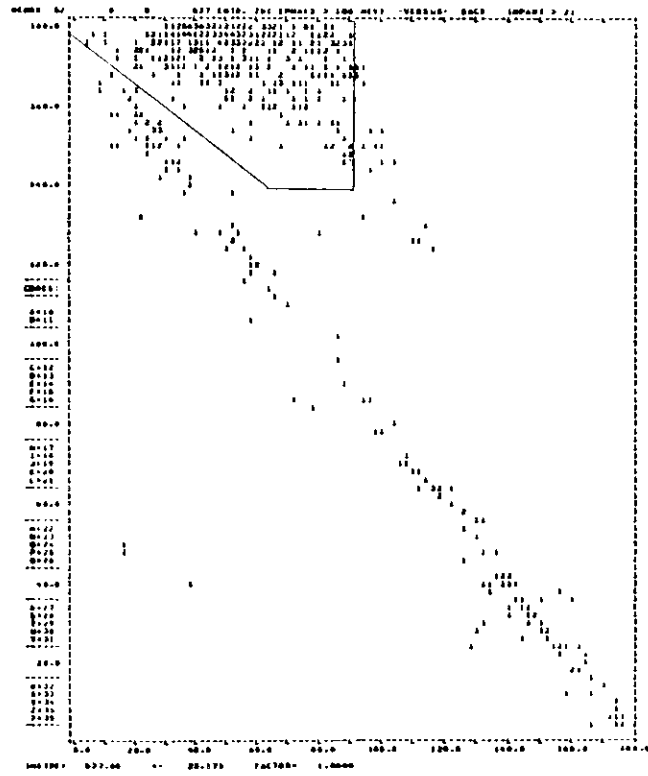
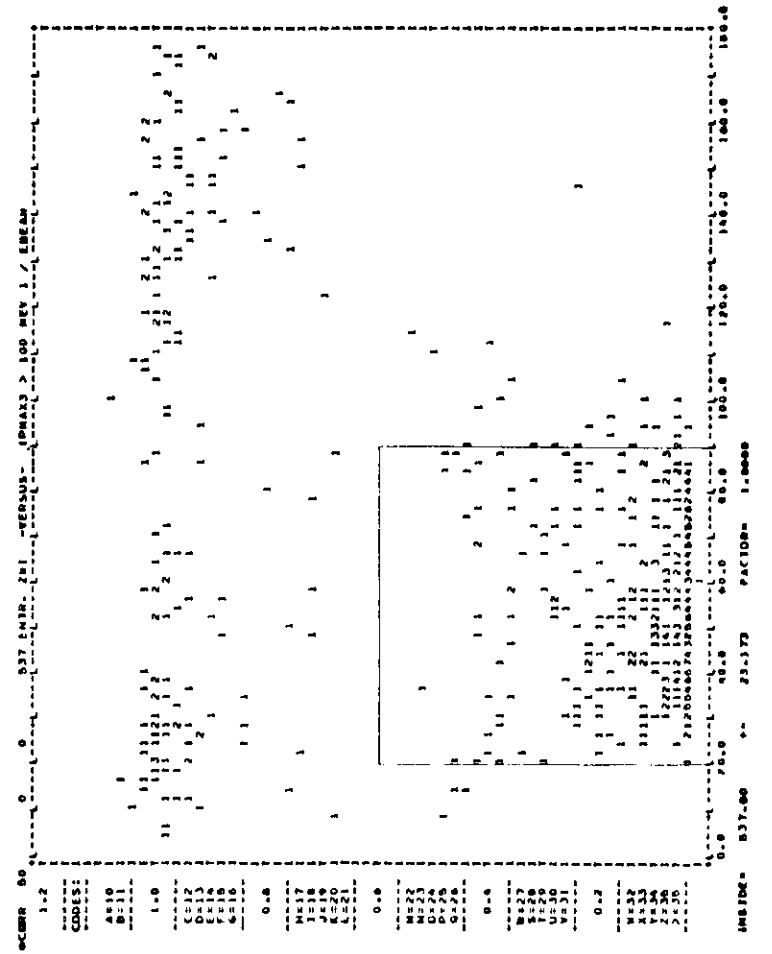


Bild 3.4.22: Histogramm 89



Bilder 3.4.27: Korrelation 52



Bilder 3.4.28: Korrelation 50

3.5 Luminositätsberechnung und Tabellen

Das Bhabha-Programm bestimmt die Anzahl der während eines Runs gefundenen Großwinkel-Bhabha-Ereignisse wie beschrieben, berechnet die zugehörige Luminosität nach der Formel von Seite 31 und schreibt die Ergebnisse auf einen Datensatz mit Namen RUNLOG. Dort sind unter anderem die Runnummern mit den zugehörigen Anzahlen von Bhabha-Ereignissen und der Luminosität aufgelistet.

Etwa einmal in der Woche wird dieses RUNLOG von einem Buchhaltungsprogramm gelesen und eine Liste erstellt, die auf den Datensatz LSUM geschrieben wird. Im LSUM stehen in chronologischer Reihenfolge noch einmal die gleichen Zeilen wie im RUNLOG. Sie sind aber jetzt zu Gruppen zusammengefaßt, den Meßprogrammen. Das sind die Zeiträume, in denen der Speicherring entweder einen Energiebereich nach Resonanzen absucht ("Scan") oder auf einer festen Energie (z.B. T(2s) oder Kontinuum) Daten genommen werden.

Die Daten einiger Runs sind unbrauchbar. Das kann z.B. daran liegen, daß während der Datennahme die Hochspannung der Driftröhren-Kammern versehentlich nicht eingeschaltet war oder ein anderer Teil der Apparatur nicht richtig funktionierte. Solche Runs werden als "Bad Runs" bezeichnet. Um diese Bad Runs bei der Datenverarbeitung zu erkennen, gibt es ein Unterprogramm, in dem sie alle aufgelistet sind. Das Buchhaltungsprogramm, das die LSUM-Liste erstellt, benutzt dieses Unterprogramm und schreibt vor jede Runnummer eines Bad Runs ein Minuszeichen. Außerdem wird die Luminosität dieses Runs auf Null gesetzt. In den folgenden Tabellen wurden Bad Runs bis zur Runnummer 13286 (4. März 1984) berücksichtigt.

Für jedes Meßprogramm werden die Luminositäten der enthaltenen Runs (ohne Bad Runs) summiert und ebenfalls auf den Datensatz LSUM geschrieben. Der Zeitraum, während dem der Speicherring zwischen zwei längeren Abschaltungen ("Shut Down") ständig in Betrieb ist, enthält i.A. mehrere Meßprogramme und wird als Runzyklus bezeichnet. In der Tabelle 3.5.1 sind die Meßprogramme und Zeiträume zusammen mit ihren Luminositäten aufgelistet und zu Runzyklen zusammengefaßt. Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.

Tabelle 3.5.1 : Luminositäten der Meßprogramme

Runzyklus	Meßprogramm	Zeitraum	$\int Ldt$ in nb^{-1}
Sommer 1982	Y(1S)-Scan	6.8. - 12.8.	556.42 \pm 4.75
	Y(1S)	12.8. - 15.8.	314.83 \pm 3.58
Herbst 1982	Bad-Runs	2.10. - 17.10.	—
	Y(1S)-Scan	23.10. - 28.10.	107.22 \pm 2.08
	Y(2S)-Scan	28.10. - 7.11.	389.41 \pm 4.21
	Y(2S)	7.11. - 13.12.	4487.71 \pm 14.31
Winter 1983	Y(2S)-Scan	24.2. - 26.2.	325.48 \pm 3.85
	Y(2S)	26.2. - 31.3.	10154.98 \pm 21.51
Frühling 1983	Kontinuum (4990)	6.4. - 14.4.	2802.05 \pm 11.24
	Y(2S)	15.4. - 18.4.	1586.18 \pm 8.50
	Y(1S)-Scan	20.4. - 21.4.	215.64 \pm 2.95
	Y(1S)	21.4. - 27.4.	2588.72 \pm 10.25
	Y(1S)-Scan	27.4.	198.74 \pm 2.84
	Y(1S)	27.4. - 2.5.	2122.46 \pm 9.27
	Y(2S)-Scan	4.5. - 11.5.	296.33 \pm 3.67
	Y(2S)	11.5. - 15.5.	1072.52 \pm 6.99
Sommer 1983	Y(2S)-Scan	8.6. - 9.6.	204.12 \pm 3.05
	Y(2S)	9.6. - 26.6.	5667.73 \pm 16.07
	Y(2S)-Scan	26.6. - 27.6.	420.32 \pm 4.38
	Y(2S)	27.6. - 4.7.	3430.03 \pm 12.51
	Y(1S)-Scan	4.7. - 6.7.	553.84 \pm 4.74
	Y(1S)	6.7. - 13.7.	3666.46 \pm 12.20
	Y(4S)-Test	15.7.	94.93 \pm 2.20
	Strahlungs-Test	15.7. - 16.7.	—

Tabelle 3.5.1 : (Fortsetzung)

Runzyklus	Meßprogramm	Zeitraum	$\int Ldt$ in nb^{-1}
	Kontinuum (4990)	16.7. - 20.7.	1391.88 \pm 7.92
	Y(2S)-Spezial-Scan	20.7. - 24.7.	2764.16 \pm 11.23
	Kontinuum (4990)	24.7. - 25.7.	379.27 \pm 4.14
Herbst 1983	Bad Runs	5.9. - 11.9.	—
	Y(1S)-Scan	11.9. - 15.9.	306.83 \pm 3.51
	Y(1S)	16.9. - 25.9.	2159.56 \pm 9.35
	Y(4S)-Scan	5.10. - 8.10.	469.00 \pm 4.88
	Y(4S)	8.10. - 24.10.	3508.05 \pm 13.34
	Y(2S)	24.10. - 28.11.	12852.38 \pm 24.21
Winter 1984	Y(2S)	7.1. - 20.2.	25247.21 \pm 33.92
	Y(4S)	23.2. - 19.3.	10890.65 \pm 23.48
(Frühling 1984)	Testruns	30.5. - 4.6.	—
Sommer 1984	Y(4S)	12.6. - 25.6.	537.13 \pm 5.19
	Testruns	11.7. - 16.7.	—
	Y(4S)	18.7. - 13.8.	9793.34 \pm 22.21

Im Zeitraum von 6. Aug. 1982 bis 13. Aug. 1984 (Run 14205) summierten sich auf den verschiedenen Meßprogrammen insgesamt folgende Luminositäten:

Meßprogramm:	$\int Ldt$ in nb^{-1}
T(1s) (4727 MeV)	10852
T(2s) (5016 MeV)	64499
T(4s) (5286 MeV)	24729
Kontinuum (4990 MeV)	4573
Scans oder Testruns	6902
Totale Summe	111556

Die graphische Darstellung in Bild 3.5.2 gibt einen Überblick über die zeitliche Entwicklung der wöchentlichen Luminosität. Dabei wurden unabhängig vom Meßprogramm die Luminositäten der Runs addiert, deren Anfangszeitpunkte zwischen Montag 0:00 Uhr und Sonntag 24:00 Uhr liegen. Auch hier wurden Bad Runs (soweit sie bekannt sind) nicht mitgezählt.

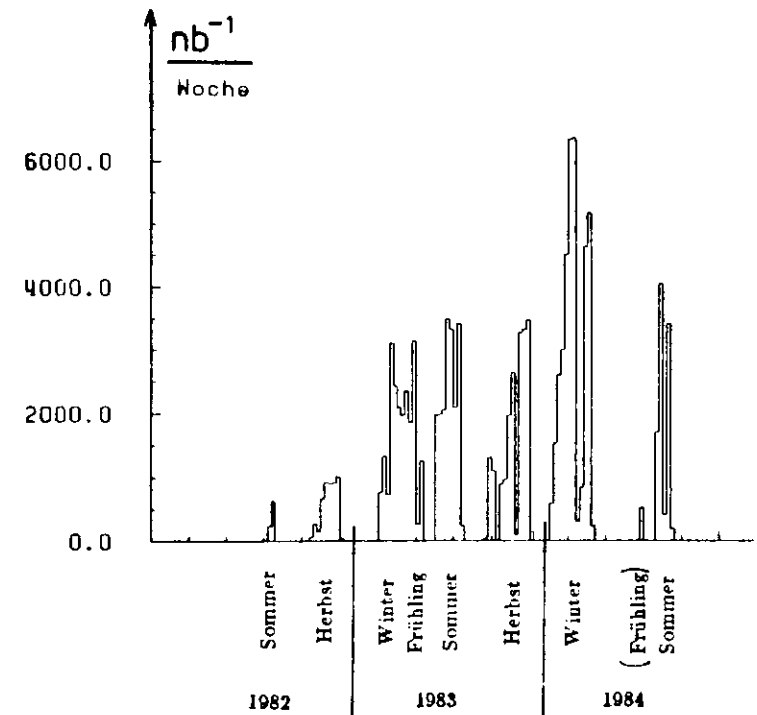


Bild 3.5.2 : Wöchentliche Luminosität für den Crystal Ball

von Aug. 1982 bis Aug. 1984

Ab 1983 wurde der Speicherring auf eine bessere Elektronenoptik umgestellt (4cm- statt 8cm-Optik), was einen deutlich sichtbaren Anstieg der Luminosität zur Folge hatte. Schließlich wurden im Februar 1984 Rekord-Luminositäten erreicht ($\approx \frac{6500}{nb \text{ Woche}}$).

Als letzte Prüfung für die Zuverlässigkeit der berechneten Großwinkel-Bhabha-Luminositäten wurden die Werte mit denen verglichen, die mittels der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung gewonnen wurden /19/. Die Kleinwinkel-Bhabha-Ereignisse werden mit einem speziellen Luminositätsmonitor (siehe 1.2, Seite 16) registriert. Aus den Daten kann man die Luminosität unabhängig von den Daten bestimmen, die mit dem eigentlichen Crystal-Ball aufgenommen wurden. Verglichen wurden die Luminositätswerte der Runs vom Anfang der Messungen des Crystal-Balls bei DESY (6. Aug. 1982, Runnummer 7200 bis zur Runnummer 12330 am 8. Jan. 1984).

In der Korrelation 5 (Bild 3.5.3) sind die Luminositätswerte, die aus der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung gewonnen wurden ("SAB-LUMI") gegen diejenigen aus der Großwinkel-Bhabha-Streuung ("LAB-LUMI") aufgetragen. Die meisten Einträge liegen sehr gut auf der Geraden SAB-LUMI = LAB-LUMI. Es gibt nur einzelne "Ausreißer".

Histogramm 40 (Bild 3.5.4) zeigt das Verhältnis $\frac{SAB-LUMI}{LAB-LUMI}$. Man kann daraus ablesen, daß bei 87% der Runs dieses Verhältnis weniger als $\pm 6\%$ von 1 abweicht. Das Histogramm 22 (Bild 3.5.5) gibt ein noch genaueres Bild. Hier ist die Abweichung des oben genannten Verhältnisses von Wert 1 in Einheiten der Standardabweichung aufgetragen. Wie man sieht, ist bei fast allen Runs die Abweichung vom Idealwert (1) kleiner als ± 2 Standardabweichungen.

Dies ist insgesamt eine recht gute Übereinstimmung zwischen den beiden unabhängigen Verfahren der Luminositätsbestimmung. Abschließend kann man sagen, daß das relativ einfache BHABHA-Programm doch recht genaue und zuverlässige Werte für die Luminosität liefert.

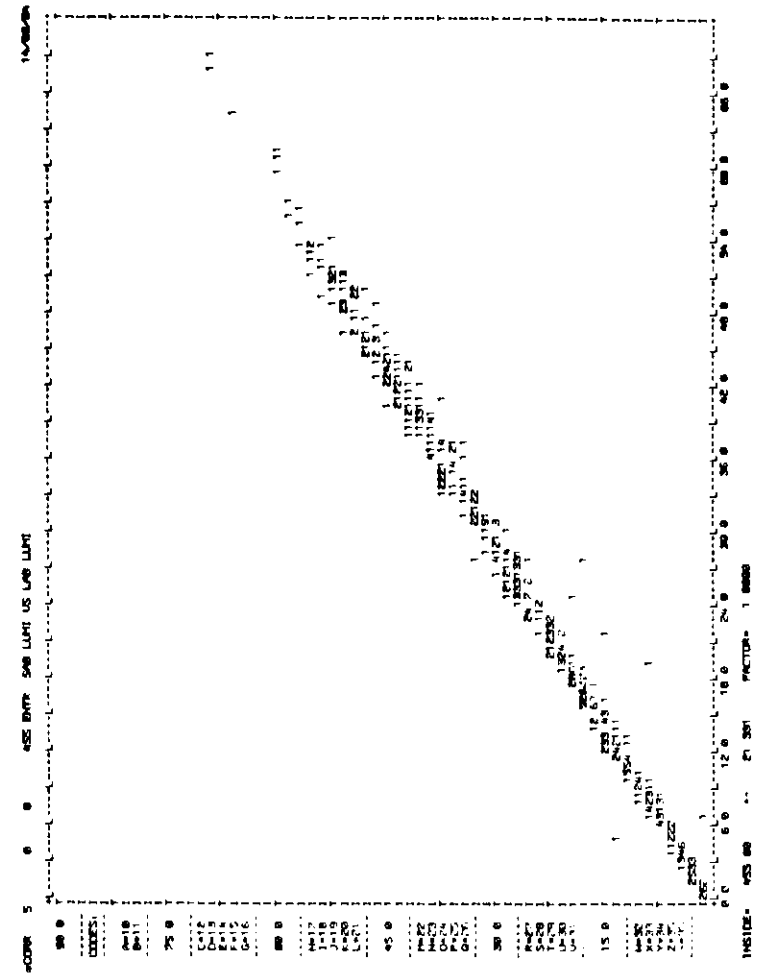


Bild 3.5.3: Korrelation 5

A.1 Verzeichnis der verwendeten Literatur und Hilfsmittel

- /1/ : Gespräche mit Mitgliedern der DESY Maschinengruppe und der PR-Abteilung
- /2/ : G. Wolf: Experimenteller Stand der e^+e^- -Vernichtung; DESY 1975
- /3/ : M.J. Oreglia: A Study Of The Reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$; Stanford, Calif. 1980
- /4/ : Proposal for Investigating $b\bar{b}$ Spectroscopy at DORIS Using the Crystal-Ball; Crystal-Ball Collaboration, June 1981
- /5/ : R. Graumann: Diplomarbeit; Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Okt. 1980
- /6/ : R. Graumann: Dissertation, Hamburg 1982; Interner Bericht DESY LENA 82-01. November 1982
- /7/ : E. Lohrmann: Elementarteilchenphysik, Stuttgart 1983
- /8/ : E. Lohrmann: Hochenergiephysik, Stuttgart 1981
- /9/ : K. Wille: The Physics Of e^+e^- -Storage Rings; DESY M-83-16, Juli 1983
- /10/ : H.-J. Krüger: Diplomarbeit; Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Nov. 1980
- /11/ : P. Zschorsch: Diplomarbeit; Fachbereich Physik der Universität Hamburg, 1982
- /12/ : M. Leißner: Diplomarbeit; Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Mai 1981
- /13/ : A. Schwarz: Dissertation; Internal Report, DESY-LENA 81-03, Hamburg, Aug. 1981

- /14/ : S. Cooper: CB-interne Note vom 27. Nov. 1982 und 20. Jun. 1983; aktualisiert von D. Williams am 25. Jun. 1984
- /15/ : Crystal-Ball Kollaboration: mündliche und schriftliche interne Mitteilungen
- /16/ : J. Irion (Representing The Crystal Ball Collaboration): Radiative Decays Of The $T(2s)$ Resonance, SLAC-PUB-3325, April 1984
- /17/ : P. M. Tuts: Experimental Results In Heavy Quarkonia, 1983 International Lepton/Photon Symposium — Cornell University
- /18/ : P. Schmitt, persönliche Mitteilung
- /19/ : G. Folger bestimmte die Luminosität aus der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung für das Crystal-Ball-Experiment und stellte mir seinen Datensatz zur Verfügung.

Im Folgenden sind die Mitglieder der Crystal-Ball Kollaboration aufgeführt (aus /16/):

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); J. K. Bienlein, S. Cooper, B. Gomez, T. Kloiber, W. Koch, M. Schmitz, H.-J. Trost, P. Zschorsch (Deutsches Elektronen Synchrotron 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, R. Clare, J. Gaiser, G. Godfrey, S. Leffler, W. Lockman, S. Lowe, K. Wacker (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, USA); D. Gelfman, 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, B. Lurz, U. Volland, H. Wegener (Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany); A. Cartacci, G. Conforto, D. de Giudibus, B. Monteleoni, P. G. Peller (INFN and University of Firenze, Italy); A. Fridman, F. Heimlich, R. Lekebusch, P. Lezoch, W. Maschman, R. Nernst, A. Schwarz, D. Sievers, 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); S. Keh, H. Kilian, K. Königsmann, M. Scheer, P. Schmitt (Universität Würzburg, Germany); D. Aschman (University of Cape Town, South Africa).

A.2 Verzeichnis der Bilder

Nummer	Seite
1.1.1: Beschleuniger und Speicherring DORISII	/15/ 6
1.2.1: Vertikaler Schnitt durch den Detektor (Seitenansicht)	/15/ 11
1.2.2: Zusammensetzung des Energiedetektors	/15/ 12
1.2.3: Die Geometrie des Crystal-Ball	/15/ 13
1.2.4: Außenansicht des Crystal-Ball	/15/ 14
1.3.1: Das Koordinatensystem	18
1.4.1: Datenfußdiagramm	21
2.1.1: $e^+e^- \rightarrow t^+t^-$ über zeitartiges virtuelles Photon	25
2.1.2: e^+e^- -Streuung über raumartiges virtuelles Photon	25
2.1.3: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ durch Austausch eines virtuellen Elektrons	26
2.1.4: Abgabe von Bremsstrahlungsquanten	26
2.1.5: Beiträge vierter Ordnung in α	27
2.1.6: Vakuumpolarisation	27
2.2.1: $\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$	29
2.2.2: $\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$	30
2.3.1: Erzeugung von Quarks	34
2.3.2: Hadronerzeugung	35
2.4.1: Verlauf des R-Wertes	/8/ 37
2.4.2: Resonanzkurve von Bottomium (T)	/15/ 39
2.4.3: Resonanzkurve von $T(2s)$	/15/ 40
2.4.4: Energieniveaus von Bottomium	/15/ 41
2.5.1: Ausdehnung eines Schauers	45
3.1.1: Bestimmung von E4 bzw E13	49
3.1.2: Flatty mit Kristallnummern	52
3.1.3: Flatty mit Polarwinkeln θ	53
3.1.4: Flatty mit Azimutwinkeln φ	54
3.3.1: Ereignis mit NREG = 1	63
3.3.2: LEGO-Plot zu 3.3.1	64

3.3.3 :	Ereignis mit NREG = 2	65	3.4.13 :	Histogramm	82	104
3.3.4 :	LEGO-Plot zu 3.3.3	66	3.4.14 :	Histogramm	63	105
3.3.5 :	Ereignis mit NREG = 3	67	3.4.15 :	Histogramm	81	106
3.3.6 :	LEGO-Plot zu 3.3.5	68	3.4.16 :	Histogramm	82	107
3.3.7 :	Ereignis mit NREG = 4	69	3.4.17 :	Korrelation	91	108
3.3.8 :	LEGO-Plot zu 3.3.7	70	3.4.18 :	Korrelation	92	109
3.3.9 :	Ereignis mit NREG = 5	71	3.4.19 :	Korrelation	93	110
3.3.10 :	LEGO-Plot zu 3.3.9	72	3.4.20 :	Korrelation	94	111
3.3.11 :	Ereignis mit NREG = 6	73	3.4.21 :	Histogramm	88	112
3.3.12 :	LEGO-Plot zu 3.3.11	74	3.4.22 :	Histogramm	89	113
3.3.13 :	Histogramm	11	3.4.23 :	Histogramm	53	114
3.3.14 :	Histogramm	15	3.4.24 :	Histogramm	51	115
3.3.15 :	Histogramm	21	3.4.25 :	Histogramm	49	116
3.3.16 :	Histogramm	22	3.4.26 :	Histogramm	98	117
3.3.17 :	Histogramm	23	3.4.27 :	Korrelation	52	118
3.3.18 :	Korrelation	24	3.4.28 :	Korrelation	50	119
3.3.19 :	Histogramm	25	3.5.1 :	Tabelle der Luminositäten der Meßprogramme		121
3.3.20 :	Histogramm	28	3.5.2 :	Wöchentliche Luminosität		123
3.3.21 :	Histogramm	29	3.5.3 :	Korrelation	5	125
3.3.22 :	Histogramm	90	3.5.4 :	Histogramm	40	126
3.4.1 :	Histogramm	31	3.5.5 :	Histogramm	22	127
3.4.2 :	Histogramm	32				
3.4.3 :	Histogramm	33				
3.4.4 :	Histogramm	34				
3.4.5 :	Histogramm	35				
3.4.6 :	Korrelation	36				
3.4.7 :	Histogramm	37				
3.4.8 :	Histogramme	41 und 42				
3.4.9 :	Histogramme	44 und 46				
3.4.10 :	Histogramm	54				
3.4.11 :	Histogramm	55				
3.4.12 :	Histogramme	57 und 58				

/18/

A.3 Danksagung

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

Prof. J.K. Bienlein hat meine Arbeit am DESY betreut, den Rohentwurf gelesen und viele Anregungen zur Verbesserung gegeben.

Prof. H. Wegener gab mir überhaupt erst den Anstoß zu einer Diplomarbeit aus dem Gebiet der Hochenergiephysik und stellte sich als Gutachter zur Verfügung.

Dr. U. Volland, B. Lurz und G. Folger haben mir bei mancher Frage weitergeholfen. Mit ihnen und H.-W. Bartels hatte ich anregende und aufschlußreiche Diskussionen.

Andere Mitglieder der Crystal-Ball Kollaboration haben viele kleine Probleme aus dem Weg geräumt, die bei einer solchen Arbeit anfallen. In Computer-Fragen hat mir vor allem Dr. H. Trost, G. Folger, P. Zschorsch, S. Keh und P. Schmidt zur Seite gestanden. Von P. Schmitt stammt auch ein Histogramm, das er mir freundlicherweise zur Verfügung stellte.

Auf Fragen, die den Speicherring betreffen, habe ich von der DESY Maschinen-
gruppe befriedigende Antworten erhalten.

Manche technischen Probleme bei der Zusammenstellung der Arbeit hat Frau Rehder aus dem Weg geräumt und U. Heinz hat mir beim Tippen geholfen.

Nicht zuletzt danke ich meiner Mutter, ohne deren großzügige finanzielle Unterstützung es mir kaum möglich gewesen wäre, diese Arbeit zu beenden.

