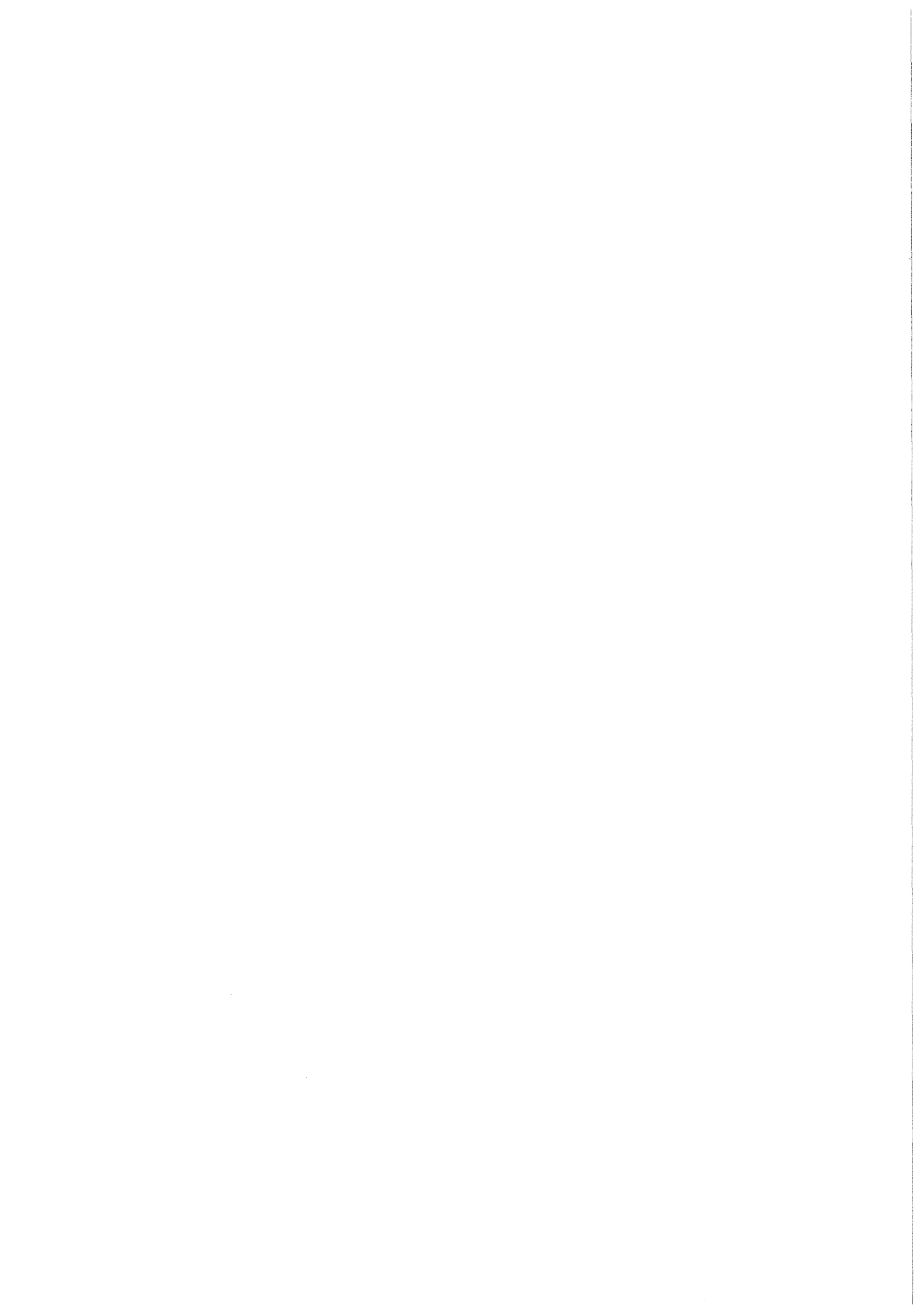


KfK 4211
April 1987

Suche nach instabilen Photinos

P. Mayer
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4211

SUCHE NACH INSTABILEN PHOTINOS

Peter Mayer

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

In der e^+e^- -Vernichtung wurde nach dem Photino, dem von der Supersymmetrie vorhergesagten Partner des Photons, gesucht. Photinos können durch Austausch eines skalaren Elektrons (dem Partner des Elektrons) in der e^+e^- -Vernichtung paarweise erzeugt werden. Angenommen wurde, daß das Photino instabil ist und in ein Photon und ein leichteres supersymmetrisches Teilchen zerfällt. Dieses zweite Teilchen verläßt den Detektor unbeobachtet. Im Endzustand können dann zwei Photonen mit fehlender Energie und fehlendem Impuls nachgewiesen werden.

Die Daten wurden mit dem Detektor CELLO am e^+e^- -Speicherring PETRA im DESY, Hamburg genommen. Die Schwerpunktsenergie lag zwischen 38.3 GeV und 46.8 GeV, die integrierte Luminosität betrug 38.3 pb^{-1} . Der für diese Analyse wichtigste Teil von CELLO, das Flüssigargon - Blei - Kalorimeter, ist auf die Messung elektromagnetischer Schauer spezialisiert. Es besitzt eine gute Ortsauflösung und überdeckt 96 % des Raumwinkels von 4π .

Selektiert wurden Ereignisse mit 2 Photonen im Zentralteil des Kalorimeters, die beide eine Energie von mehr als 2 GeV hatten. Der große Untergrund an kosmischen Schauern wurde dadurch reduziert, daß man nur Ereignisse akzeptierte, die mit dem Zeitpunkt der e^+e^- -Vernichtung korreliert waren. Darüberhinaus mußte die Richtung der Schauer auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Die verwendeten Schnitte akzeptierten mit einer Wahrscheinlichkeit von $P \approx 0.3$ die gesuchten Ereignisse. Es wurde kein Ereignis gefunden, das als Erzeugung instabiler Photinos gedeutet werden konnte.

Für die Größe der Photinomasse werden Grenzen angegeben, die von der Masse des skalaren Elektrons und dem Zerfallsweg der Photinos abhängen. Im einfachsten Fall, dem Zerfall aller Photinos am Vertex, sind Photinos mit einer Masse von weniger als 21 GeV ausgeschlossen (bei einer Masse des skalaren Elektrons die kleiner als 40 GeV ist).

ABSTRACT

Search for unstable photinos

We have searched in e^+e^- -annihilation for the photino, the partner of the photon, which is predicted by supersymmetry. Photinos can be pair produced in e^+e^- annihilation by the exchange of a scalar electron, the partner of the electron. It was assumed that the photino is unstable and decays in a photon and a lighter supersymmetric particle. This second particle leaves the detector unobserved. In the final state one sees then two photons with missing energy and missing momentum.

The data were taken with the detector CELLO at the e^+e^- storage ring PETRA at DESY, Hamburg. The CMS energy was between 38.3 GeV and 46.8 GeV, the total luminosity was 38.3 pb^{-1} . The liquid argon lead calorimeter of CELLO, the most important part for this analysis, is specialised for the measurement of electromagnetic showers. It has a good space resolution and covers 96 % of the solid angle of 4π .

We have selected events with 2 photons in the central calorimeter, both with an energy of more than 2 GeV. The high background due to cosmic showers was reduced by accepting only events which were correlated to the time of the e^+e^- annihilation. Also the direction of the showers had to point to the interaction point. The applied cuts accepted the expected events with a probability $P \approx 0.3$. No event was found which was compatible with the production of unstable photinos.

One can give limits on the mass of the photino, which depend on the mass of the scalar electron and on the decay path of the photino. In the simplest case, if all photinos decay at the interaction point, photinos with masses below 21 GeV are excluded (with a mass of the scalar electron below 40 GeV).

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel 1. Einleitung	1
Kapitel 2. Die Supersymmetrie	3
2.1 Eichtheorien	3
2.2 Die Grundlagen der Supersymmetrie	5
2.3 Das Teilchenspektrum der Supersymmetrie	8
2.4 Die Brechung der Supersymmetrie	10
2.5 Die R-Parität	11
Kapitel 3. Der Nachweis der Photinos	13
3.1 Die Erzeugung von Photinos in der e^+e^- -Vernichtung	13
3.2 Mögliche Nachweise von Photinos	16
3.3 Der Zerfall der Photinos	16
3.4 Die Signatur der gesuchten Reaktion	19
Kapitel 4. Das Experiment	25
4.1 Der Speicherring PETRA	25
4.2 Der Detektor CELLO	28
4.2.1 Der Innendetektor	30
4.2.2 Das Flüssigargon-Blei-Kalorimeter	33
4.2.3 Die Myonkammern	38
4.2.4 Der Holetagger	38
4.2.5 Der Vorwärtsdetektor	40
4.2.6 Das Triggersystem	41
4.2.7 Die Datenauslese	42
4.3 Die Verarbeitung der Daten	43
4.3.1 Der Filter	43
4.3.2 Die Rekonstruktion der Daten	43
4.3.3 Die Vorselektionen	45
Kapitel 5. Die Verwerfung kosmischer Schauer	47
5.1 Der Schnitt auf die zeitliche Entwicklung der Triggersummen	47
5.2 Der Schnitt auf die Schauerrichtung	54
Kapitel 6. Die Datenselektion	61
6.1 Die Untergrundreaktionen	61
6.2 Die Selektion von Ereignissen mit zwei Schauern	62
6.3 Die Schnitte der Photinoselektion	64
6.4 Die Prüfung der selektierten Ereignisse	67

6.5 Der Nachweis eines einzelnen Photons	74
Kapitel 7. Die Auswertung der Daten	77
7.1 Die Simulation der Paarerzeugung instabiler Photinos	77
7.2 Die Auswertung für verschiedene Parameter	79
Kapitel 8. Ausblick	89
Abbildungsverzeichnis	91
Tabellenverzeichnis	93
Mitglieder der CELLO - Kollaboration	95
Literaturverzeichnis	97
Danksagung	99

KAPITEL 1. EINLEITUNG

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen in möglichst einfacher Form zu beschreiben. Der heutige (1986) Stand ist :

Es gibt Quarks und Leptonen, die als Spin $1/2$ Fermionen die Materie aufbauen. Zwischen diesen Fermionen existieren Wechselwirkungen, die durch Bosonen vermittelt werden :

- die starke Wechselwirkung wird zwischen den Quarks durch 8 Gluonen mit Spin 1 vermittelt. Die Quellen dieser Wechselwirkung sind die Farbladungen der Quarks und Gluonen.
- die elektromagnetische Wechselwirkung besitzt als Austauscheteilchen das Photon mit Spin 1 und wirkt auf alle Teilchen mit einer elektrischen Ladung.
- die schwache Wechselwirkung wird durch die Vektorbosonen W^{\pm} und Z^0 mit Spin 1 vermittelt und verbindet alle linkshändigen Fermionen.
- die Gravitation wirkt auf alle Teilchen mit Masse und soll durch das postulierte Graviton vermittelt werden. Im Unterschied zu den anderen Wechselwirkungen wird für das Graviton Spin 2 angenommen.

Diese Wechselwirkungen will man so vereinigen, daß sie nur noch unterschiedliche Ausprägungen einer einzigen universalen Wechselwirkung sind. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung konnten schon in einer gemeinsamen Theorie, dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung (im folgenden kurz Standardmodell genannt), vereinigt werden. Die Gravitation, die von der Stärke her in der bisherigen Elementarteilchenphysik vernachlässigbar ist, ist noch nicht konsistent im Formalismus der Quantentheorie beschreibbar.

Sehr wichtig in der Elementarteilchenphysik ist die Symmetrie oder Invarianz eines physikalischen Systems unter globalen und lokalen Transformationen. Eine globale Transformation wird im gesamten Raum zur gleichen Zeit angewendet. Eine lokale Transformation ist für jeden Raum-Zeit Punkt verschieden wählbar.

Bei globaler Symmetrie eines physikalischen Systems existieren Erhaltungsgrößen, z. B. die Energie durch Invarianz unter Zeittransformationen. Andere Beispiele für globale Symmetrien sind die Impuls- und Drehimpulserhaltung, der Isospin und der Aufbau der Hadronen durch Quarks.

Fordert man, daß die Naturgesetze invariant unter lokalen Transformationen sind, so erreicht man dies nur, wenn man neue Felder einführt. Diese Felder beschreiben die Wechselwirkungen. Auf diese Weise wurden die Quantenelektrodynamik (QED), die Quantenchromodynamik (QCD, Theorie der starken Wechselwirkung), das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und die allgemeine Relativitätstheorie geschaffen. Die Transformationen bilden eine mathematische Gruppe.

Bei den bisherigen Transformationen wurde die Statistik der Teilchenzustände nicht geändert, d. h. ein Fermion wurde immer in ein Fermion transformiert (ebenso ein Boson in ein Boson). Supersymmetrie bedeutet, daß physikalische Systeme invariant unter der Transformation von Fermionen (Bosonen) in Bosonen (Fermionen) sein sollen. Die Ziele, die man erreichen will, sind :

- die Vereinigung aller Wechselwirkungen
- eine Vereinigung von Materie und Wechselwirkungen

Interessant für den Experimentalphysiker ist es, daß in der Supersymmetrie neue Teilchen mit genau definierten Eigenschaften postuliert werden. Dies erlaubt einen Test der Theorie. Die vorliegende Arbeit sucht in der e^+e^- -Vernichtung nach einem dieser neuen Teilchen, nämlich dem Photino. Die Daten wurden mit dem Detektor CELLO am e^+e^- -Speicherring PETRA im DESY, Hamburg genommen. Für frühere Analysen der CELLO Kollaboration mit ähnlichen Methoden siehe [1].

Kapitel 2 und 3 beschreiben die Supersymmetrie und die Nachweismöglichkeiten für Photinos. In Kapitel 4 wird das Experiment erklärt und in Kapitel 5 werden einige Methoden zur Verwerfung von Untergrundereignissen vorgestellt. Die Selektion der Daten wird in Kapitel 6 beschrieben. Folgerungen aus dieser Auswertung sind in Kapitel 7 und 8 aufgeführt.

KAPITEL 2. DIE SUPERSYMMETRIE

In diesem Kapitel werden nach einer kurzen Beschreibung von Eichtheorien [2] die Eigenschaften der Supersymmetrie [3] erklärt.

2.1 EICHTHEORIEN

Wie in der Einleitung schon beschrieben, sind alle 4 Wechselwirkungen mit lokalen Symmetrietransformationen verknüpft. Es gibt jedoch Unterschiede zwischen QED, QCD und dem Standardmodell einerseits und der Gravitation andererseits. Anhand der QED und der Gravitation soll dies erläutert werden.

Freie Fermionen kann man durch die Dirac-Gleichung beschreiben. In der QED wird gefordert, daß diese Gleichung invariant gegenüber einer Phasentransformation der Wellenfunktion sein soll ($\psi \rightarrow \psi e^{i\theta(x)}$, mit x als Vierervektor).

Ist $\theta(x) = \text{const}$ für alle x , so bleibt die Gleichung ohne Änderung invariant und man spricht von einer globalen Eichinvarianz. Aus der Invarianz unter globalen Transformationen ergibt sich die Existenz einer Erhaltungsgröße. Im Fall der QED ist es die elektrischen Ladung.

Bei beliebigen Phasentransformationen $\theta(x)$ (lokale Eichinvarianz) bleibt die Diracgleichung nur dann invariant, wenn man ein neues Feld einführt. Dieses Feld besitzt die gleichen Eigenschaften wie das elektromagnetische Feld und wird mit diesem identifiziert. Aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz folgt die Existenz der elektromagnetischen Wechselwirkung. Das eingeführte Feld heißt auch Eichfeld, die Quanten des Feldes vermitteln als Austauscheteilchen die Wechselwirkung zwischen den Fermionen. Analog dazu wird die Quantenchromodynamik und das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung formuliert. Die den Phasentransformationen zugeordneten Gruppen sind $U(1)$ für die QED, $SU(3)$ für die QCD und $SU(2) \times U(1)$ für das Standardmodell. Die gesamte Theorie (QCD und Standardmodell) wird durch $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ beschrieben.

Die lokale Eichinvarianz fordert masselose Austauschteilchen. Aus der Stärke und Reichweite der schwachen Wechselwirkung folgt jedoch, daß deren Austauschteilchen (W^+ , W^- und Z^0) eine Masse haben müssen. Die Symmetrie ist in diesem Fall gebrochen. Bei global gebrochenen Symmetrien entstehen masselose Spin 0 Teilchen, die Goldstone-Bosonen. Die Brechung von lokalen Symmetrien geschieht durch den Higgs-Effekt. Hier entstehen Austauschteilchen mit Masse, wobei die lokale Eichinvarianz erhalten bleibt. Zusätzlich gibt es massive Spin 0 Teilchen (Higgs-Teilchen). Daß es die Symmetriebrechung gibt, wurde durch die Entdeckung der Vektorbosonen W^\pm und Z^0 im Jahre 1983 [4] bestätigt. Ob der Higgs-Mechanismus die wirkliche Ursache dieser Symmetriebrechung ist, ist unbekannt, weil die Higgsteilchen noch nicht gefunden wurden.

Die Gravitation ist ebenfalls eine lokale Eichtheorie, unterscheidet sich jedoch von den bisher besprochenen Theorien. Die Unterschiede zwischen der Gravitation und den anderen Wechselwirkungen sind u. a. [5] :

- Die Gravitation hat ihren Ursprung in einer Raum-Zeit Symmetrie (äußere Symmetrie). Man fordert, daß die Naturgesetze invariant unter lokalen Koordinatentransformationen sein sollen. Die Invarianz bleibt erhalten wenn das Gravitationsfeld eingeführt wird. Das Gravitationsfeld und die Struktur von Raum und Zeit sind in der allgemeinen Relativitätstheorie miteinander verbunden. Die anderen Wechselwirkungen sind aus inneren Symmetrien der Wellenfunktionen herleitbar und wirken in der Raum-Zeit Struktur.
- Das Graviton soll ein Spin 2 Teilchen sein. Zwar ist die Gravitation noch nicht exakt mit quantenmechanischen Verfahren beschreibbar, doch vermutet man wegen der unendlichen Reichweite der Gravitation, daß das Graviton ein masseloses Boson ist. Weil die Gravitation immer anziehend ist, nimmt man für den Spin des Gravitons den Wert 2 an. Die anderen Wechselwirkungen hingegen sind sowohl anziehend als auch abstoßend.
- Die Schwierigkeit bei der Anwendung der Quantenmechanik auf die Gravitation liegt darin, daß die Kopplungskonstante, die bei der Störungsrechnung verwendet wird, nicht dimensionslos ist. Berechnet man Korrekturen höherer Ordnung, die durch virtuelle Fermionpaare erzeugt werden, so divergieren diese und sind nicht renormalisierbar. Die Situation ist analog zur Fermi-Theorie der schwachen Wechselwirkung, die ebenfalls eine dimensionsbehaftete Kopplungskonstante besitzt und nicht renormalisierbar ist. Die Energieskala, bei der die Stärke der

Gravitation mit den anderen Wechselwirkungen vergleichbar wird, ist durch die Planckmasse $m_{Pl} = 10^{19}$ GeV gegeben.

2.2 DIE GRUNDLAGEN DER SUPERSYMMETRIE

Die Transformation der Supersymmetrie ist definiert als :

$$\begin{aligned} Q |Fermion\rangle &= |Boson\rangle \\ Q |Boson\rangle &= |Fermion\rangle \end{aligned}$$

Der Operator Q bewirkt die Boson-Fermion Transformation und ändert den Spin um $\pm 1/2$. Die Zahl der möglichen Operatoren ist beschränkt und muß kleiner oder gleich 8 sein. Gibt es mehr als einen Operator, so transformieren diese ein Fermion (Boson) in verschiedene Bosonen (Fermionen). Eine Theorie wird nach der Zahl der Transformationsoperatoren benannt, z. B. bei 4 Operatoren heißt die Theorie $N=4$ Supersymmetrie.

Die globale Supersymmetrietransformation hängt nicht von den Raum-Zeit Koordinaten ab. Das Resultat ist, falls die Naturgesetze invariant bleiben, eine erhaltene Größe. Das Teilchenspektrum, das man erhält, ist von der Anzahl der Operatoren abhängig. Wendet man die globale Supersymmetrietransformation nochmals an, so wird der ursprüngliche Zustand wiederhergestellt, aber mit einer Transformation der Koordinaten. Die einmalige Anwendung von Q ergibt also eine Spintransformation, bei zweimaliger Anwendung wird eine Koordinatentransformation erzeugt.

Bei lokaler Supersymmetrie ist die Fermion-Boson Transformation in jedem Raum-Zeit Punkt beliebig wählbar. Für die Invarianz unter der lokalen Spintransformation müssen Eichfelder eingeführt werden. Die zweimalige lokale Supersymmetrietransformation entspricht einer **lokalen Koordinatentransformation**. Eine lokale Koordinatentransformation ist aber in der allgemeinen Relativitätstheorie die Ursache der Gravitation. Für die zusätzliche Symmetrie unter lokalen Koordinatentransformationen muß ein weiteres Eichfeld existieren. Das zugehörige Eichteilchen für die lokale Koordinatentransformation ist das Graviton mit Spin 2. Die Eichteilchen der einmaligen lokalen Supersymmetrietransformation sind Spin 3/2 Teilchen, die Gravitinos (Partner des Gravitons). Für jeden Operator Q gibt es ein Gravitino.

Die lokale Koordinatentransformation nach einer zweimaligen lokalen Supersymmetrietransformation ist der Grund dafür, warum die Supersymmetrie ein Kandidat für die Einbeziehung der Gravitation in die Theorie und damit für die Vereinigung aller Wechselwirkungen sein könnte. Die lokal formulierte Supersymmetrie nennt man auch Supergravitation.

Das Teilchenspektrum der Supergravitation basiert auf den Eichteilchen Graviton und Gravitino. Die weiteren Teilchen werden durch supersymmetrische Transformationen aus den vorhandenen Eichteilchen erzeugt. Das Spektrum zeigt Tabelle 1. Angeführt ist die Zahl der Teilchen pro Spin, die durch eine bestimmte Theorie gefordert werden.

Theorie	Teilcheninhalt				
	Spin 0	Spin 1/2	Spin 1	Spin 3/2	Spin 2
N=1				1	1
N=2			1	2	1
N=3		1	3	3	1
N=4	2	4	6	4	1
N=5	10	11	10	5	1
N=6	30	26	16	6	1
N=7	70	56	28	7	1
N=8	70	56	28	8	1

Tabelle 1 : Das Teilchenspektrum der Supergravitation

Keines dieser Teilchenspektren stimmt im Bereich der Spin 0 bis Spin 1 Teilchen mit den experimentellen Resultaten überein. Verschiedene Ansätze wurden vorgeschlagen, damit die Theorie das bekannte Spektrum beschreibt. Es ist jedoch noch nicht klar, ob einer dieser Wege erfolgreich sein wird.

Man macht deshalb Modelle, indem man nur die globale Supersymmetrie oder Mischungen aus globaler und lokaler Supersymmetrie betrachtet. Bei den

Mischungen fügt man zum Spektrum der globalen Supersymmetrie das Graviton und die Gravitinos hinzu. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß man vom Spektrum der bekannten Teilchen ausgehen kann. Diese Modelle könnten eine Näherung der Supergravitation sein. Ein Nachteil der Mischungen ist der geringere Grad an Symmetrie, denn die Spin 0 bis Spin 1 Teilchen haben keine Verbindung zu den Gravitinos und zum Graviton.

Auch der zweite Kandidat für die Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen, die Superstringtheorie [6], hat supersymmetrische Eigenschaften. In der Superstringtheorie werden die Elementarteilchen als linear ausgedehnte Gebilde (Strings) mit einer Länge von 10^{-35} m angesehen. Das Teilchenspektrum enthält u. a. Zustände mit Spin 2. Dies könnte mit dem Graviton identifiziert werden. Die ursprüngliche Stringtheorie, die Teilchen mit geradzahligem Spin behandelte, konnte nur in 25 Raum- und einer Zeitdimension formuliert werden. Durch die Einführung der Supersymmetrie beschreiben die Strings (nun Superstrings) auch Fermionen und die Zahl der Raumdimensionen reduziert sich auf 9. Die Supergravitation könnte als Näherung in der Superstringtheorie enthalten sein. In der Superstringtheorie gibt es noch keine Voraussagen über neue Teilchen.

Eigenschaften, die die Supersymmetrie attraktiv machen, sind :

Es gibt eine Vereinigung zwischen der Materie und den Wechselwirkungen. Bisher waren die Austauschteilchen dadurch charakterisiert, daß sie Bosonen waren. Die Strukturteilchen (Quarks und Leptonen) sind Fermionen. In der Supersymmetrie treten Austauschteilchen und Strukturteilchen als Fermionen und als Bosonen auf. Aufgrund der Spinstatistik können aber die fermionischen Austauschteilchen keine Felder bilden. Die bosonischen Strukturteilchen hingegen unterliegen nicht dem Pauli-Prinzip und bilden Felder.

In der Supersymmetrie gibt es eine Verbindung zwischen den inneren Symmetrien und den Raum-Zeit Symmetrien. Dies ist die Voraussetzung für eine Vereinigung aller Wechselwirkungen.

Die mögliche Aufhebung der Divergenzen in der quantisierten Gravitation erfolgt dadurch, daß es zu jedem Fermion bosonische Partner gibt. Die Korrekturen höherer Ordnung werden nicht nur durch virtuelle Fermionpaare erzeugt, sondern auch durch virtuelle Bosonpaare (die Partner der Fermionen). Die Korrekturterme, die durch die Boson- und Fermionpaare erzeugt werden, haben verschiedene Vorzeichen, so daß sich einige Terme gegenseitig aufheben können. Ob die maximal mögliche N=8 Supergravitation divergenzfrei ist, ist allerdings nicht sicher. Bei den gemischten Mo-

dellen ist die Aufhebung der Divergenzen in der quantisierten Gravitation durch den geringeren Grad an Symmetrie nicht möglich.

Auch das "Hierarchie-Problem" der Vereinigung von Standardmodell und QCD könnte durch die Supersymmetrie gelöst werden:

Die mögliche Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung geschieht im Energiebereich von 100 GeV. Die Vereinigung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung würde erst bei 10^{15} GeV stattfinden. Berechnet man Korrekturen zu diesen Energien, so stellt sich heraus, daß die Lücke zwischen beiden Energien nicht stabil sein kann. Auch hier könnten durch die Fermion-Boson Symmetrie Korrekturen wegfallen. Ist die Supersymmetrie für die Stabilisierung dieser Lücke verantwortlich, so müssen die von der Supersymmetrie vorhergesagten Teilchen eine Masse von weniger als 1 TeV haben. Analog dazu ist die Aufhebung quadratischer Divergenzen bei der Berechnung der Higgsmassen.

2.3 DAS TEILCHENSPEKTRUM DER SUPERSYMMETRIE

Im weiteren wird die N=1 Supersymmetrie betrachtet. Sie ist die einfachste Formulierung der Supersymmetrie und am besten untersucht. Die N=1 Supersymmetrie ist auch die einzige Theorie in der eine überprüfbare Teilchenphänomenologie existiert. Es gibt einen Operator der die Spintransformation ausführt und jedes Teilchen hat nur ein Partnerteilchen. Außer dem Spin wird keine weitere bisher bekannte Quantenzahl geändert. Die Wechselwirkung der durch Q erzeugten Teilchen ist also identisch mit denen ihrer Partner. Ist die N=1 Supersymmetrie global formuliert, so geht man von den vorhandenen Teilchen des Standardmodells aus und ordnet ihnen die Partner durch eine Spintransformation zu. Alle nun vorhandenen Teilchen werden in Supermultipletts angeordnet. Bei lokaler Supersymmetrie wird das Graviton und ein Gravitino hinzugefügt.

Das Spektrum zeigt Tabelle 2. In der linken Hälfte der Tabelle wurden alle Teilchen des Standardmodells eingetragen. Das t-Quark und die Higgs-Teilchen wurden noch nicht entdeckt. Die Existenz des dem τ zugeordneten Neutrinos ist noch nicht sicher. Zusätzlich sind das Graviton und das Goldstone-Boson aufgeführt. Auf der rechten Seite der Tabelle sind die supersymmetrischen Partner mit ihren Namen und Symbolen aufgeführt.

Spin 1/2		Spin 0	
Leptonen	$e, \mu, \tau,$ ν_e, ν_μ, ν_τ	skalare Leptonen	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau},$ $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$
Quarks	$u, c, t,$ d, s, b	skalare Quarks	$\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t},$ $\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$
Spin 1		Spin 1/2	
Photon	γ W^\pm, Z	Photino	$\tilde{\gamma}$
Gluon	g	Wino, Zino	\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}
		Gluino	\tilde{g}
Spin 2		Spin 3/2	
Graviton	g_2	Gravitino	$\tilde{g}_{3/2}$
Spin 0		Spin 1/2	
Higgs	H	Higgsino	\tilde{h}
Goldstone	G	Goldstino	\tilde{G}

Tabelle 2 : Das Teilchenspektrum der N=1 Supersymmetrie

Einige Bemerkungen zur Tabelle :

Das Goldstino existiert wie sein Partner nur bei global gebrochenen Theorien. Besonders zwischen Photino und Zino kann es zu Mischungen kommen, was hier nicht berücksichtigt wird. Zu den linkshändigen Fermionen, die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, existieren bosonische Partner, die ebenfalls schwache Wechselwirkung haben und linkshändig genannt werden. Die Partner der rechtshändigen Fermionen nehmen nicht an der schwachen Wechselwirkung teil. Die Massen der links- und rechtshändigen supersymmetrischen Teilchen müssen nicht unbedingt, wie in dieser Arbeit angenommen, übereinstimmen. In der Supersymmetrie gibt es mehr Higgs-Teilchen mit Spin 0 als im bisherigen Standardmodell.

Innerhalb des bekannten Teilchenspektrums gibt es kein Fermion-Boson Paar mit gleichen Quantenzahlen. Dies bedeutet, daß die Supersymmetrie gebrochen sein muß. Bei einer nicht gebrochenen Theorie hätten die Teilchen eines Supermultipletts gleiche Massen.

2.4 DIE BRECHUNG DER SUPERSYMMETRIE

Bei einer global gebrochenen Theorie entsteht ein masseloses und neutrales Spin 1/2 Fermion, das Goldstino. Es ist der Partner zum Goldstone-Boson, das aus den global gebrochenen Eichtheorien bekannt ist. Die Massen der supersymmetrischen Teilchen sind auch nach der Symmetriebrechung nicht bekannt, sie erfüllen jedoch bestimmte Relationen mit den Massen ihrer Partner. Diese Relationen sind aber sehr stark modellabhängig. Die Stärke der Brechung wird durch einen Parameter d (mit der Einheit GeV^2) beschrieben. \sqrt{d} gibt die Skala an, bei der die Supersymmetrie gebrochen wird. Der Wert $d=10^4 \text{ GeV}^2$ würde z. B. der Brechung der elektroschwachen Wechselwirkung bei einer Energie von 100 GeV entsprechen. Die Massenaufspaltung innerhalb eines Supermultipletts ist von d abhängig.

Bei lokaler Supersymmetriebrechung verschwindet durch ein supersymmetrisches Analogon des Higgs-Effekts das Goldstino zugunsten eines massiven Gravitinos. Das ursprünglich masselose Gravitino mit den Helizitätszuständen $\pm 3/2$ hat nun auch $\pm 1/2$ Helizitätszustände.

Die Masse des Gravitinos ist :

$$m_{\tilde{g}_{3/2}} = \sqrt{4\pi G/3} \cdot d$$

$G = 6.7 \times 10^{-39} \text{ GeV}^{-2}$ ist die Newton'sche Gravitationskonstante, d der schon bekannte Parameter aus der globalen Symmetriebrechung. Auch bei lokal gebrochener Supersymmetrie sind die Massen der supersymmetrischen Teilchen nicht festgelegt.

2.5 DIE R-PARITÄT

Eine wichtige Eigenschaft der Supersymmetrie ist die Existenz einer neuen erhaltenen Quantenzahl, der R-Invarianz oder der R-Parität. Die R-Invarianz ist eine additive Quantenzahl, während die R-Parität, die hier benutzt wird, eine multiplikative Quantenzahl ist.

Ihre Definition ist :

$$R = + 1 \text{ für Teilchen}$$

$$R = - 1 \text{ für supersymmetrische Teilchen}$$

Folgerungen daraus sind :

Es gibt ein leichtestes supersymmetrisches Teilchen, das stabil ist. Kandidaten sind alle Teilchen ohne Ladung und Farbe. Je nach Modell wird das Photino, das Goldstino, das Gravitino, ein Higgsino oder ein skalares Neutrino bevorzugt. Während in den meisten Modellen das Photino als leichtestes Teilchen angesehen wird, soll in dieser Arbeit das Goldstino/Gravitino als stabiles Teilchen genommen werden.

Man kann supersymmetrische Teilchen paarweise an e^+e^- -Speicherringen erzeugen. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion dieser Teilchen sind wegen der bekannten Wechselwirkungen berechenbar, enthalten aber die unbekanntenen Massen als freie Parameter.

Die so erzeugten supersymmetrischen Teilchen sind i. a. instabil und zerfallen in ihr Partnerteilchen und ein leichteres supersymmetrisches Teilchen. Das leichteste supersymmetrische Teilchen, das am Ende dieser Zerfallskette steht, wechselwirkt mit der übrigen Materie sehr schwach

(die Austauschteilchen sind supersymmetrische Teilchen mit großen Massen) und verläßt den Detektor unbeobachtet.

Die typische Signatur der Paarerzeugung supersymmetrischer Teilchen ist also das Auftreten eines Paares der entsprechenden Partner mit nicht ausgeglichener Energie- und Impulsbilanz.

KAPITEL 3. DER NACHWEIS DER PHOTINOS

3.1 DIE ERZEUGUNG VON PHOTINOS IN DER e^+e^- -VERNICHTUNG

Die Feynmandiagramme 1. Ordnung für die Paarerzeugung von Photinos zeigt Abbildung 1. Die Reaktion ist analog zum QED-Prozeß $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Die Unterschiede liegen darin, daß das Photino ein Spin 1/2 Teilchen mit unbekannter Masse ist, und ein skalares Elektron statt eines Elektrons ausgetauscht wird, was die Form und Größe des Wirkungsquerschnitts gegenüber der QED-Reaktion verändert.

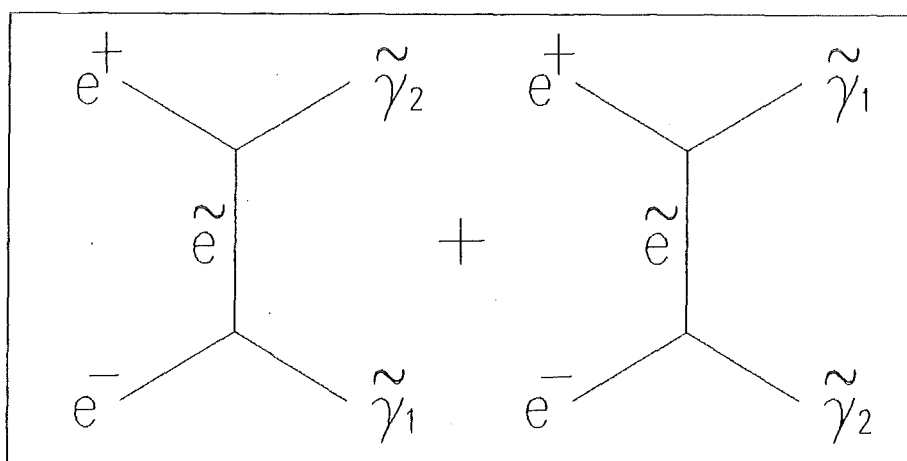


Abbildung 1. Die Feynmandiagramme für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$:
für die erste Ordnung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in 1. Ordnung [7] lautet :

$$d\sigma = \frac{\pi\alpha^2 s \beta^3}{4} \frac{(\Delta M^2 + s/2)^2 (1 + \cos^2\theta) - s(2(\Delta M^2 + s/2) - m_{\tilde{\gamma}}^2 - s/4) \cos^2\theta + s^2 \beta^2 \cos^4\theta/4}{((\Delta M^2 + s/2)^2 - s^2 \beta^2 \cos^2\theta/4)^2} d\cos\theta$$

mit $s = E_{\text{CMS}}^2$, $m_{\tilde{\gamma}}$ = Masse des Photinos, $m_{e^{\sim}}$ = Masse des skalaren Elektrons,
 $\beta = (1 - 4m_{e^{\sim}}^2/s)^{1/2}$, $\Delta M^2 = m_{e^{\sim}}^2 - m_{\tilde{\gamma}}^2$, $\alpha^2 = 20.735 \text{ nb GeV}^2$ und θ als Winkel der Photinos gegen die Strahlachse.

Alle Massen, Impulse und Energien haben in der gesamten Arbeit (falls nicht anders definiert) die Einheit GeV. Strahlungskorrekturen [8] wurden nicht berücksichtigt.

Abbildung 2 zeigt die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der Photinomasse bei $m_{\tilde{e}} = 50$ GeV und $m_{\tilde{e}} = 100$ GeV ($\sqrt{s} = 44$ GeV). In Abbildung 3 und Abbildung 4 ist der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 50$ GeV/18 GeV und $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 100$ GeV/1 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV abgebildet.

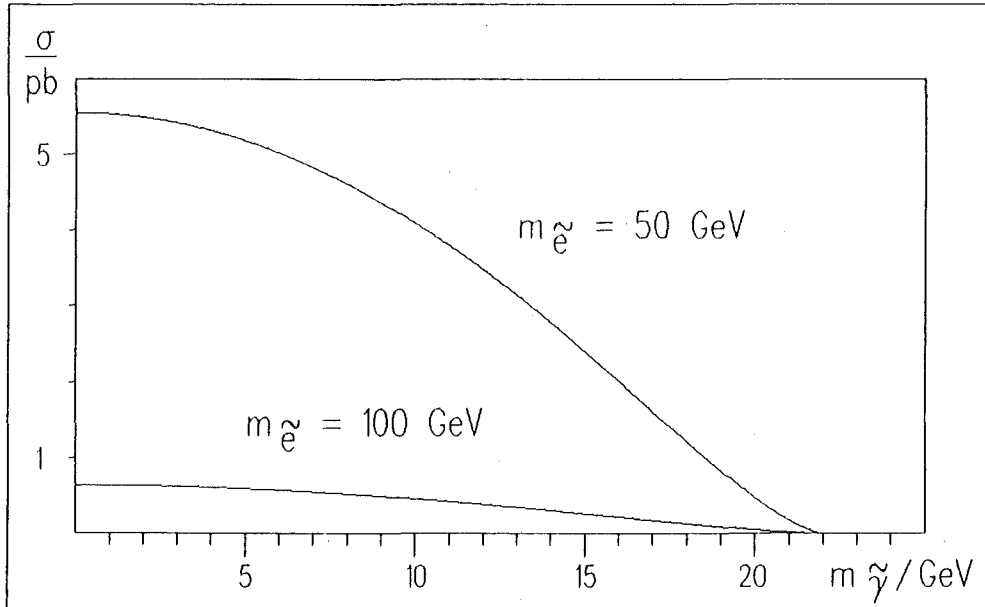


Abbildung 2. Der totale Wirkungsquerschnitt :
für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ bei $\sqrt{s}=44$ GeV.

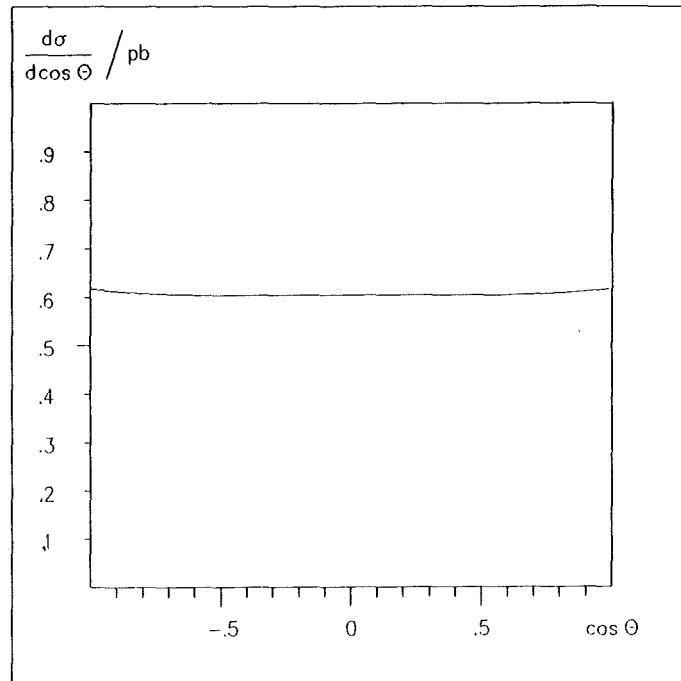


Abbildung 3. Der differentielle Wirkungsquerschnitt :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 50 \text{ GeV}/18 \text{ GeV}$ bei $\sqrt{s}=44 \text{ GeV}$.

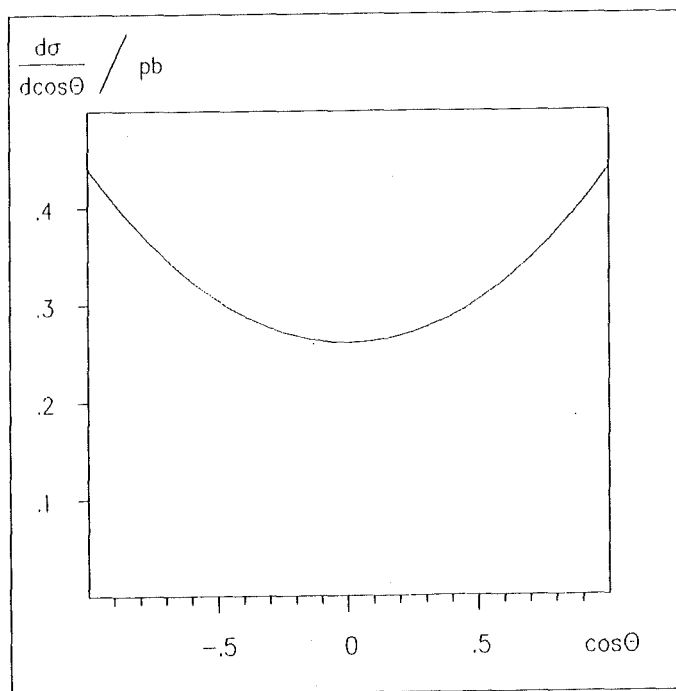


Abbildung 4. Der differentielle Wirkungsquerschnitt :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 100 \text{ GeV}/1 \text{ GeV}$ bei $\sqrt{s}=44 \text{ GeV}$.

3.2 MÖGLICHE NACHWEISE VON PHOTINOS

Das Photino wechselwirkt mit der Materie (Elektronen und Quarks) nur sehr schwach, weil die Austauschteilchen skalare Elektronen und skalare Quarks [9] mit großen Massen [10] sind. Die Photinos verlassen den Detektor unbeobachtet und ihre Existenz muß indirekt nachgewiesen werden.

Ist das Photino stabil, so untersucht man die radiative Paarerzeugung von Photinos, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ [11], analog zur Reaktion $e^+e^- \rightarrow \nu\nu\gamma$ [12]. Im Detektor wird nur das Bremsstrahlungsphoton nachgewiesen. Man kann jedoch beide Reaktionen nicht voneinander unterscheiden. Das Auftreten eines einzelnen Photons im Detektor ist deshalb kein eindeutiger Hinweis auf die Existenz von Photinos.

Bei instabilen Photinos weist man deren Zerfallsprodukte nach. Dies sind Photonen oder Elektronen und leichtere supersymmetrische Teilchen wie Goldstinos, Gravitinos, skalare Elektronen oder Higgsinos [13], [14], [15]. Dies setzt natürlich voraus, daß das Photino innerhalb des Detektors zerfällt. Ist dies nicht der Fall, muß wieder der Fall der radiativen Paarerzeugung von Photinos untersucht werden.

3.3 DER ZERFALL DER PHOTINOS

Hat das Photino eine Masse, und gibt es ein leichteres supersymmetrisches Teilchen, so ist das Photino instabil [13].

Betrachtet wird in dieser Arbeit folgende Situation :
Das Photino hat eine Masse und das Goldstino/Gravitino ist das leichteste supersymmetrische Teilchen. Es gibt keine weiteren supersymmetrischen Teilchen die eine kleinere Masse als das Photino haben.

Mögliche Zerfälle sind dann [13], [14] :

- Photino \rightarrow Goldstino + Photon (global gebrochene Theorien)
- Photino \rightarrow Gravitino + Photon (lokal gebrochene Theorien)

Den Feynmangraphen für den ersten Zerfall zeigt Abbildung 5.

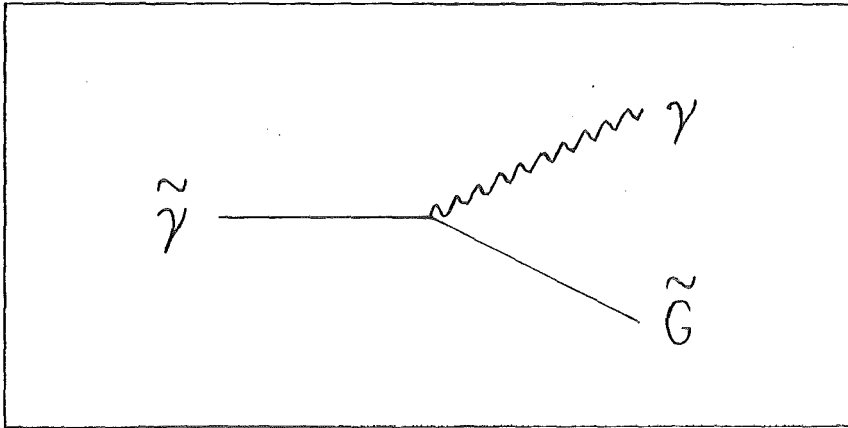


Abbildung 5. Das Feynmandiagramm für den Zerfall des Photinos

Die mittlere Lebensdauer des Photinos ist [13] :

$$\tau = \frac{8\pi d^2}{m_{\tilde{\gamma}}^5} = 1.65 \times 10^{-23} \frac{d^2}{m_{\tilde{\gamma}}^5} \text{ (GeV} \cdot \text{s)}$$

Mit den höchsten bei PETRA erzeugbaren Photinomassen ($\approx 23 \text{ GeV}$) ergibt sich ein maximaler Wert von d zu 10^{11} GeV^2 . Diese Abschätzung geht davon aus, daß die mittlere Reichweite der Photinos 1 m ist, und sie somit im CELLO - Innendetektor zerfallen. Photinos, deren Masse kleiner als 23 GeV ist, zerfallen dann außerhalb des Detektors. Bei geringeren Werten von d sind die noch nachweisbaren Photinomassen kleiner (z. B. bei $d=10^4 \text{ GeV}^2$ ist $m_{\tilde{\gamma}} > 100 \text{ MeV}$).

Das Goldstino ist masselos, während die Masse des Gravitinos durch die Formel in Kapitel 2.4 beschrieben wird. Bei $d = 10^{11} \text{ GeV}^2$ ist die Gravitinomasse kleiner als 20 eV . Für den zweiten Wert des Brechungsparameters, $d = 10^4 \text{ GeV}^2$, liegt die Gravitinomasse in der Größenordnung 10^{-6} eV . Bei kleinen Gravitinomassen werden die $\pm 3/2$ Helizitätszustände gegenüber den $\pm 1/2$ Helizitätszuständen unterdrückt, d. h. das Gravitino verhält sich wie ein Goldstino [14]. Als Zerfallsteilchen wird in Zukunft das Gravitino mit den Helizitätszuständen $\pm 1/2$ angenommen, wobei die Größe der Masse für kinematische Rechnungen vernachlässigt wird. Diese Vernachlässigung ist zulässig, weil die möglichen Gravitinomassen sehr klein gegen die nachweisbaren Photinomassen sind. Das Gravitino verläßt den Detektor unbeobachtet.

Das Photino zerfällt in seinem Ruhesystem isotrop, die Impulse des Photons und des Gravitinos sind entgegengerichtet und betragsmäßig gleich.

Es gilt :

$$|\vec{p}_{\tilde{\gamma}}| = E_{\tilde{\gamma}} = m_{\tilde{\gamma}}/2 \quad \text{und} \quad |\vec{p}_{\tilde{g}_{3/2}}| = E_{\tilde{g}_{3/2}} = m_{\tilde{\gamma}}/2$$

Nach der Lorentztransformation in das Laborsystem ist die Energie des Photons $E_{\tilde{\gamma}}^{\text{Lab}}$ bestimmt durch :

$$E_{\tilde{\gamma}}^{\text{Lab}} = (\gamma + \beta \cos\theta) E_{\tilde{\gamma}}$$

mit $\gamma = E_{\tilde{\gamma}}/m_{\tilde{\gamma}}$, $\beta = p_{\tilde{\gamma}}/E_{\tilde{\gamma}}$ und θ als Winkel des Photons gegen die Richtung des Photinos.

Der mögliche Energiebereich des Photons wird durch die Werte von $E_{\tilde{\gamma}}^{\text{Lab}}$ bei $\cos\theta = \pm 1$ bestimmt:

$$1/2(E_{\text{Strahl}} - \sqrt{E_{\text{Strahl}}^2 - m_{\tilde{\gamma}}^2}) \leq E_{\tilde{\gamma}}^{\text{Lab}} \leq 1/2(E_{\text{Strahl}} + \sqrt{E_{\text{Strahl}}^2 - m_{\tilde{\gamma}}^2})$$

Dieser Energiebereich ist bei gegebener Strahlenergie nur von der Photinomasse abhängig. Wegen der Isotropie des Photinozerfalls im Photinoruhesystem zeigt das Energiespektrum der Photonen im CELLO-System eine Gleichverteilung. Die mittlere Energie der Photonen ist halb so groß wie die Strahlenergie. Bei kleinen Photinomassen ist das Spektrum der Photonen sehr breit (von ≈ 0 GeV bis \approx Strahlenergie). Große Photinomassen hingegen erzeugen ein schmales Spektrum für die Photonen. Den erlaubten Energiebereich der Photonen in Abhängigkeit von der Photinomasse bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV zeigt Abbildung 6.

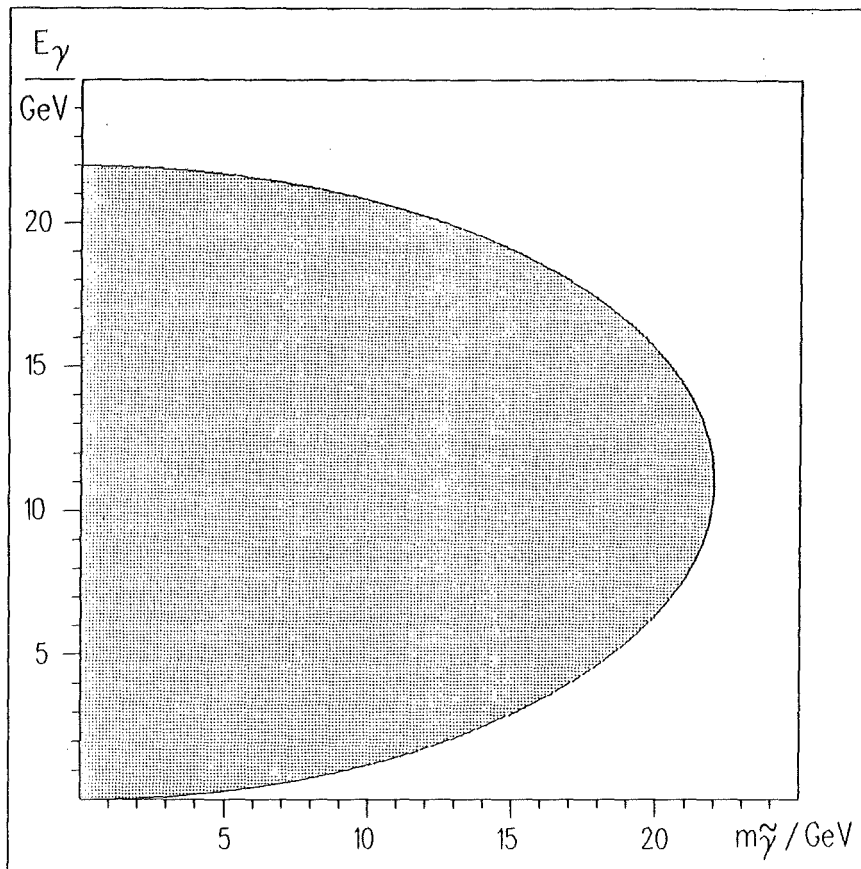


Abbildung 6. Die Energie der Photonen im Laborsystem

3.4 DIE SIGNATUR DER GESUCHTEN REAKTION

Aus der Erzeugung zweier instabiler Photinos können nur zwei Photonen nachgewiesen werden, wobei der Energie- und der Impulserhaltungssatz scheinbar nicht erfüllt sind. Die Signatur des Ereignisses hängt von der Photinomasse, der Masse des skalaren Elektrons, dem Brechungsparameter d und der Strahlenergie ab. Für die quantitative Beschreibung dieser Signatur werden folgende Größen verwendet :

- Die Gesamtenergie der Photonen
- Die Korrelation der Photonenenergien
- Der Akolinearitätswinkel zwischen den Photonen
- Der Akoplanaritätswinkel zwischen den Photonen

Der Akolinearitätswinkel α_L ist :

$$\alpha_L = 180^\circ - \arccos\left(\frac{\vec{p}_1 \vec{p}_2}{p_1 p_2}\right)$$

\vec{p}_1 und \vec{p}_2 sind die Impulsvektoren der beiden Photonen, p_1 und p_2 deren Beträge. Der Akoplanaritätswinkel α_P ist :

$$\alpha_P = 180^\circ - \arccos\left(\frac{\vec{p}_{T1} \vec{p}_{T2}}{p_{T1} p_{T2}}\right)$$

\vec{p}_{T1} und \vec{p}_{T2} stehen für die Transversalimpulse der Photonen, p_{T1} und p_{T2} für deren Beträge.

Ein Akolinearitätswinkel (Akoplanaritätswinkel) von 0° entspricht dem Fall, daß die Impulse (Transversalimpulse) beider Photonen entgegengerichtet sind (wie bei $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$). Sind diese Winkel größer als 0° , so ist die Impulsbilanz nicht ausgeglichen, und es könnte ein supersymmetrisches Ereignis vorliegen.

Die Größe der Photinomasse hat den stärksten Einfluß auf die Signatur der Reaktion. Die Verteilungen der genannten Größen wurden für die Kombinationen $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 50 \text{ GeV}/18 \text{ GeV}$ und $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 100 \text{ GeV}/1 \text{ GeV}$ bei $\sqrt{s} = 44 \text{ GeV}$ mit Monte-Carlo Methoden berechnet. Detektoreigenschaften sind in diesen Verteilungen nicht berücksichtigt worden. Alle Photinos zerfallen am Vertex ($d = 10^4 \text{ GeV}^2$).

Aus den Bildern kann man sehen, daß es zwei Extremfälle gibt :

- bei kleinen Photinomassen gibt es ein breites Spektrum sowohl für die Gesamtenergie als auch für die Korrelation der Energien. Die Werte für den Akolinearitäts- und den Akoplanaritätswinkel liegen bei 0° .
- Große Photinomassen erzeugen ein schmales Spektrum für die Gesamtenergie und die Korrelation. Der Akolinearitäts- und der Akoplanaritätswinkel nehmen ein breites Spektrum ein.

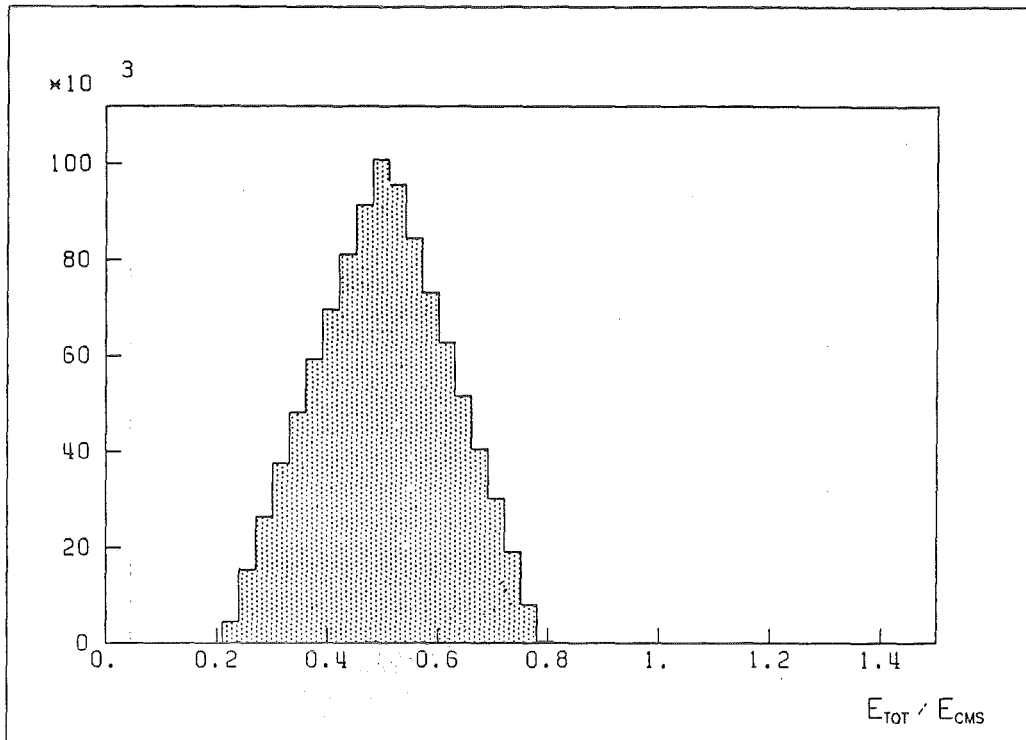


Abbildung 7. Die Gesamtenergie der Photonen :
für $m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{\gamma}} = 50 \text{ GeV}/18 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

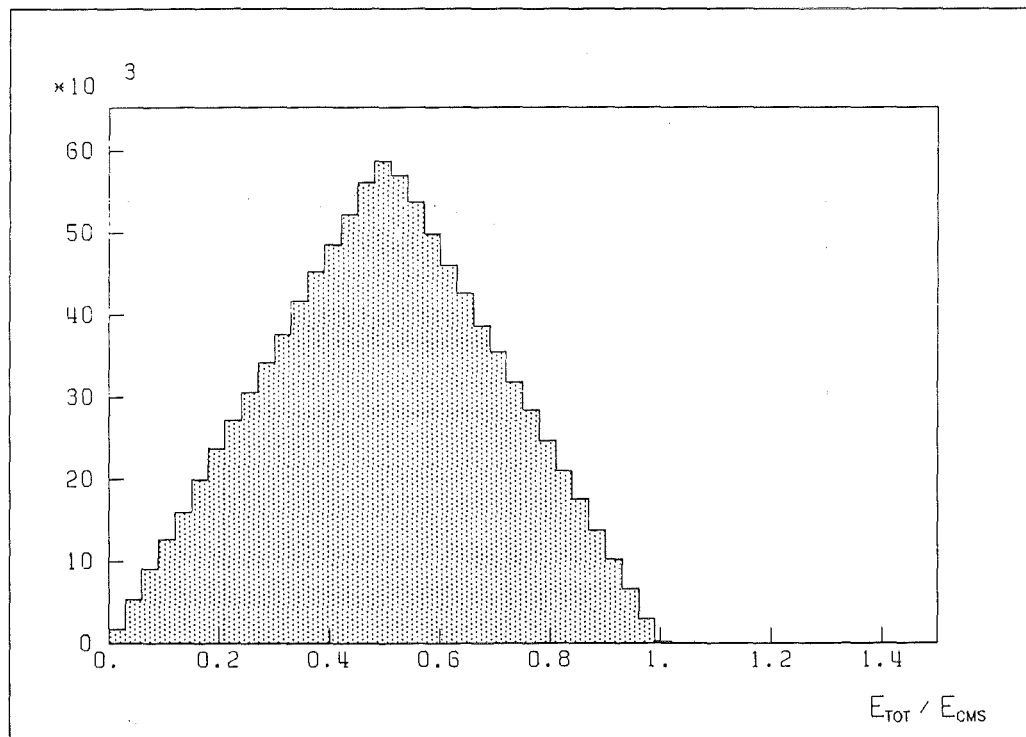


Abbildung 8. Die Gesamtenergie der Photonen :
für $m_{\tilde{g}}/m_{\tilde{\gamma}} = 100 \text{ GeV}/1 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

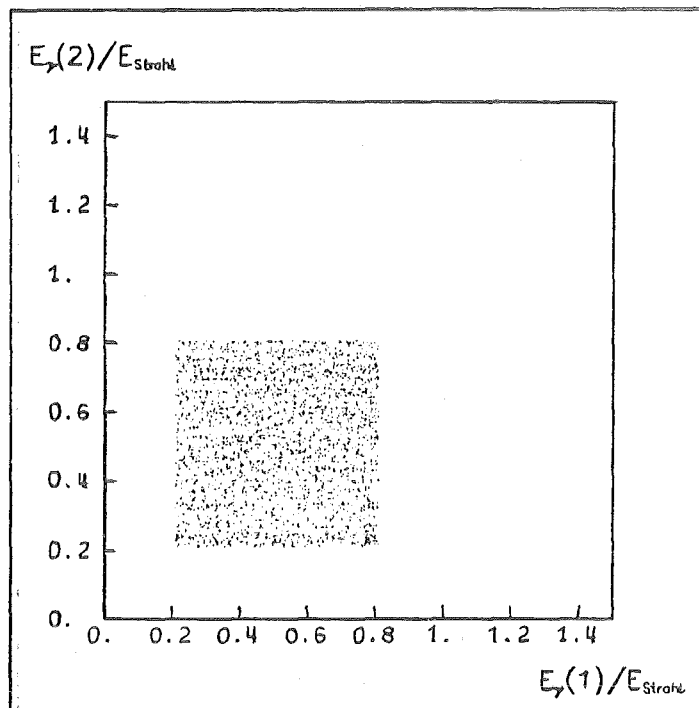


Abbildung 9. Die Korrelation der Photonenergien :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 50 \text{ GeV}/18 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

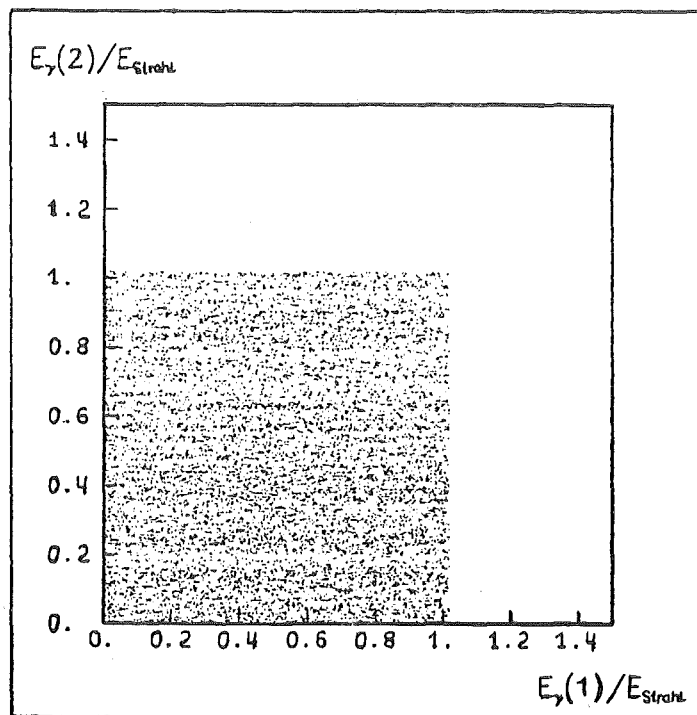


Abbildung 10. Die Korrelation der Photonenergien :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 100 \text{ GeV}/1 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

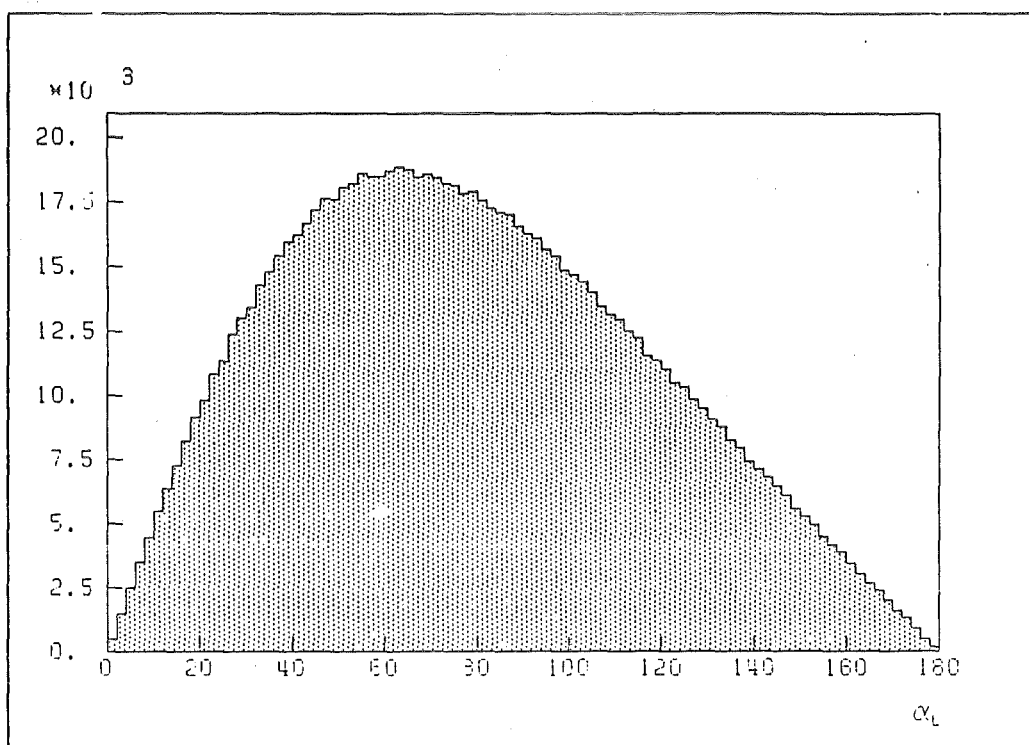


Abbildung 11. Der Akolinearitätswinkel der Photonen :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 50 \text{ GeV}/18 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

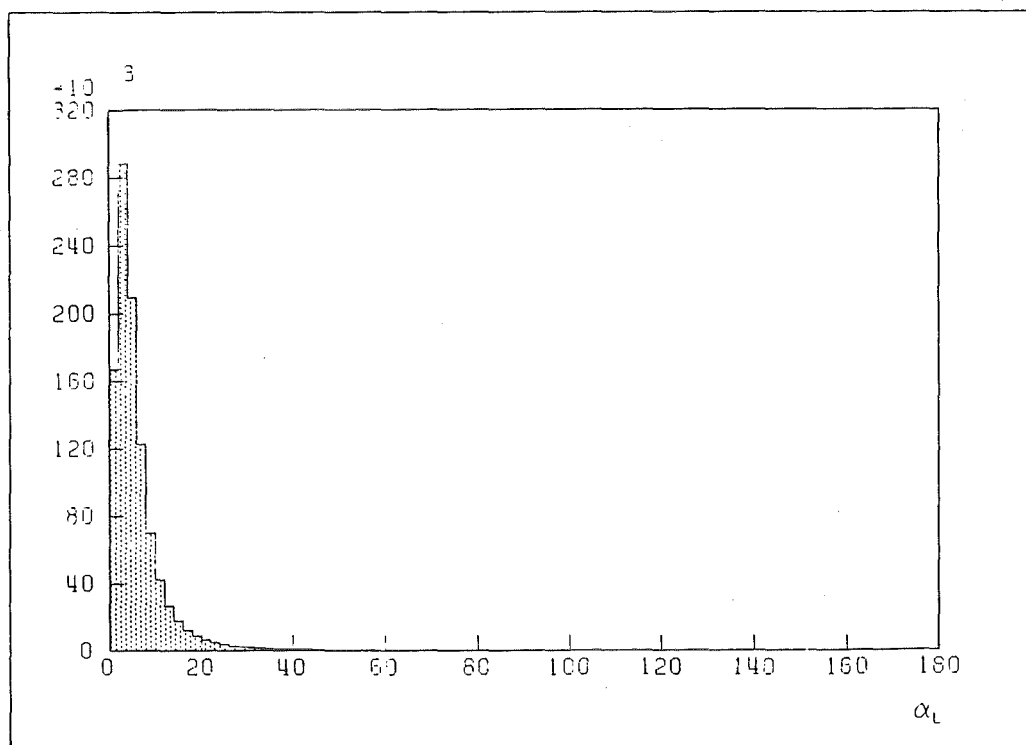


Abbildung 12. Der Akolinearitätswinkel der Photonen :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\gamma}} = 100 \text{ GeV}/1 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$



Abbildung 13. Der Akoplanaritätswinkel der Photonen :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\chi}} = 50 \text{ GeV}/18 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

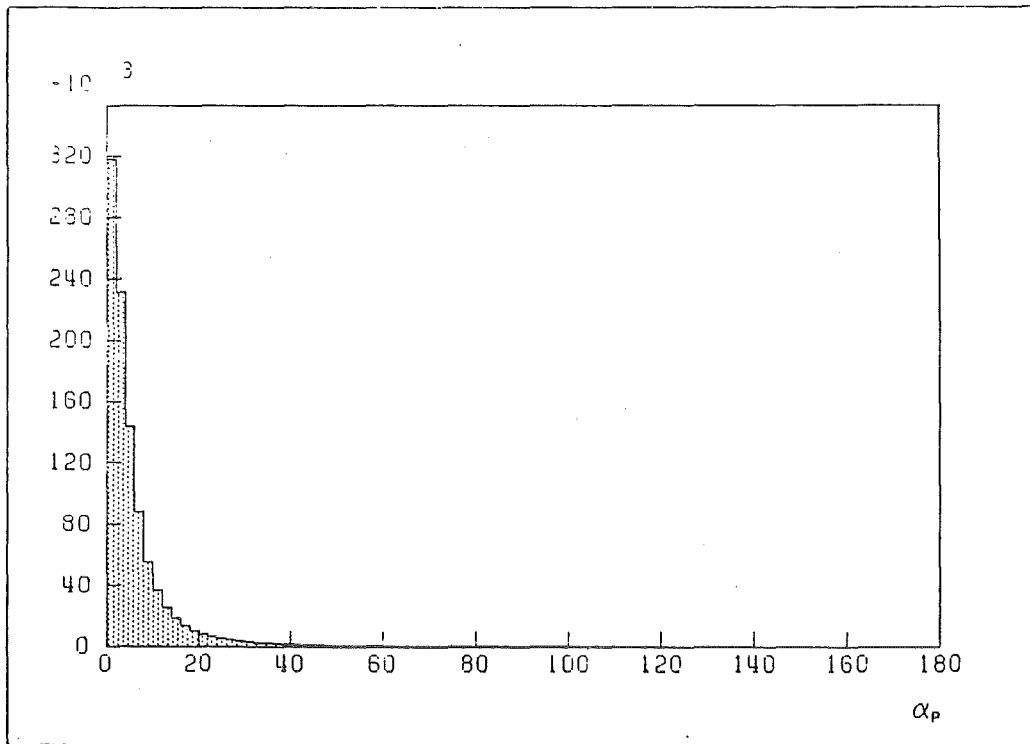


Abbildung 14. Der Akoplanaritätswinkel der Photonen :
für $m_{\tilde{e}}/m_{\tilde{\chi}} = 100 \text{ GeV}/1 \text{ GeV}$ und $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

KAPITEL 4. DAS EXPERIMENT

4.1 DER SPEICHERRING PETRA

PETRA (Positron Elektron Tandem Ringbeschleuniger Anlage) [16] ist ein e^+e^- - Speicherring des DESY (Deutschen Elektronen SYNchrotrons) in Hamburg, der 1978 - 1986 in Betrieb war. Einen Lageplan der Anlage zeigt Abbildung 15 auf Seite 27. Die 4 längeren geraden Abschnitte bilden mit Hohlraumresonatoren versehene Beschleunigungsstrecken. In den anderen 4 (kürzeren) Strecken sind die Experimente CELLO, JADE, MARK J, PLUTO und TASSO aufgestellt.

Die Elektronen werden im Linac I vorbeschleunigt und in das Synchrotron DESY eingefüllt. Dort erhalten sie eine Energie von 7 GeV und gelangen in den Speicherring PETRA. Die Positronen werden durch Beschuß eines Targets mit Elektronen aus dem Linac II erzeugt und in PIA (Positronen Intensitäts Akkumulator) gesammelt. Bei genügend hoher Anzahl werden sie in DESY auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA eingefüllt. Man erhöht dann die Energie der Elektronen und Positronen, bis die gewünschte Endenergie erreicht ist. Die Schwerpunktsenergie variierte bei den analysierten Daten zwischen 38.3 GeV und 46.8 GeV. Die Lebensdauer eines Strahls beträgt nur einige Stunden, weil die Elektronen und Positronen an Restgas gestreut werden. Je 2 Bündel von Elektronen und Positronen werden in den 4 Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht.

Eine wichtige Größe eines Speicherrings ist die Luminosität L . Sie bestimmt mit dem Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion die Anzahl N der Ereignisse, die man für diese Reaktion pro Zeiteinheit erwartet :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L$$

Die Luminosität berechnet sich aus den Parametern des Speicherrings zu :

$$L = \frac{I_+ I_-}{4\pi f e^2 n_b \sigma_x \sigma_y}$$

I_{\pm} sind die Teilchenströme, n_b die Anzahl der Teilchenbündel, f deren Umlauffrequenz und $\sigma_{x/y}$ deren Ausdehnung senkrecht zur Strahlachse.

Im Experiment bestimmt man die Luminosität durch die Zahl der Ereignisse aus der Streuung von e^+e^- in e^+e^- unter kleinen Winkeln. Die integrierte Luminosität L_{Int} ($= \int L dt$) der analysierten Daten betrug 38.3 pb^{-1} . Die Verteilung der integrierten Luminosität über der Schwerpunktsenergie zeigt Abbildung 16. Die Daten wurden in den Jahren 1983 bis 1985 gemessen.

In Tabelle 3 sind einige Größen von PETRA aufgeführt.

Umfang	2304 m
Krümmungsradius	192 m
Länge einer Beschleunigungsstrecke	108 m
Länge einer Wechselwirkungszone	9 m
Anzahl der Wechselwirkungs-zonen	4
Anzahl der Strahlbündel	4
Ausdehnung der Strahlbündel σ_x	0.05 cm
Ausdehnung der Strahlbündel σ_y	0.004 cm
Einschußenergie	7 GeV
Energie pro Strahl	7 - 23.4 GeV
Energieunschärfe	$0.092 (E/1 \text{ GeV})^2 \text{ MeV}$
Luminosität	$\approx 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Lebensdauer eines Strahls	3 - 5 h
Ströme I_{\pm}	3 - 12 mA
Umlauffrequenz	130 kHz

Tabelle 3 : Die Daten des Speicherrings PETRA

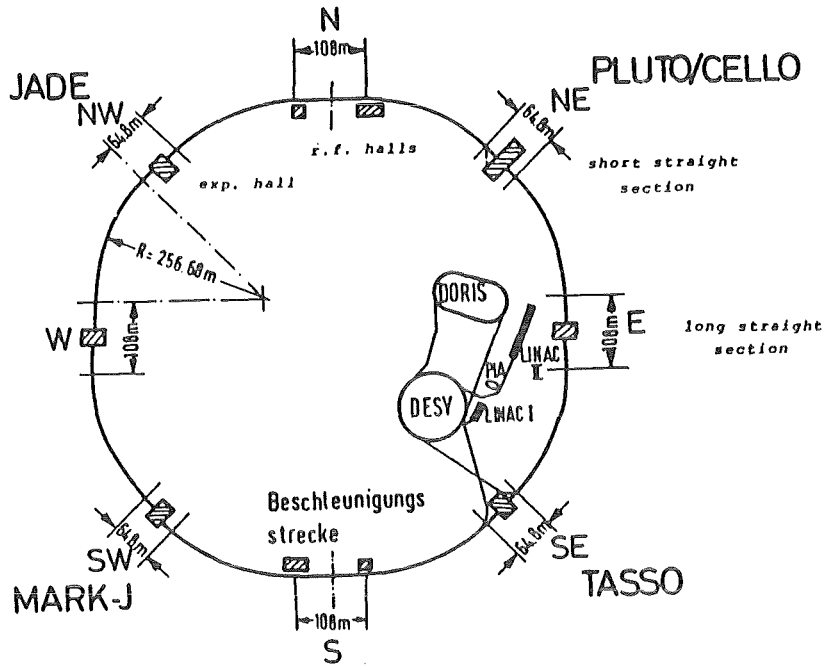


Abbildung 15. Der Speicherring Petra

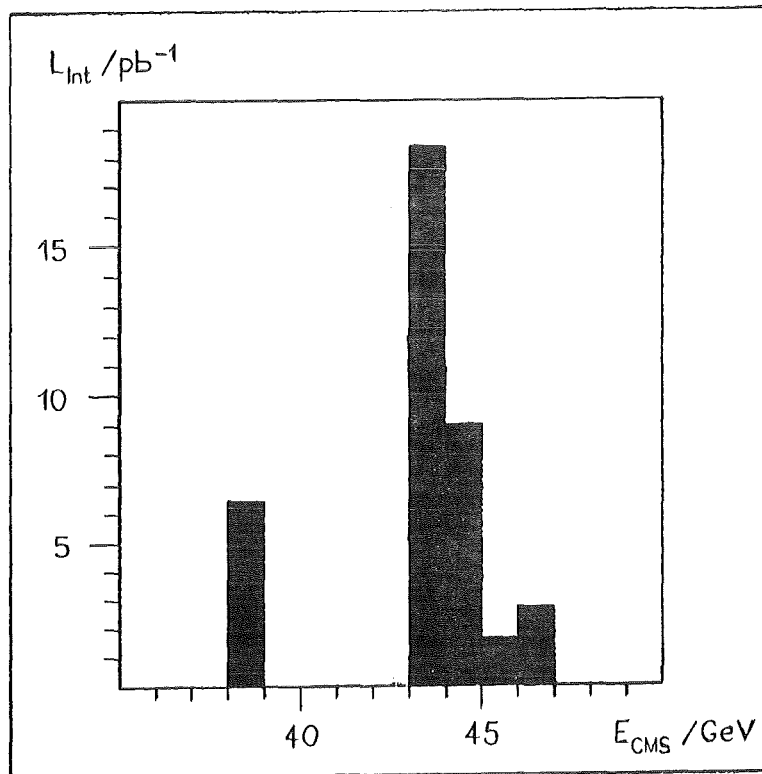


Abbildung 16. Die integrierte Luminosität der Daten

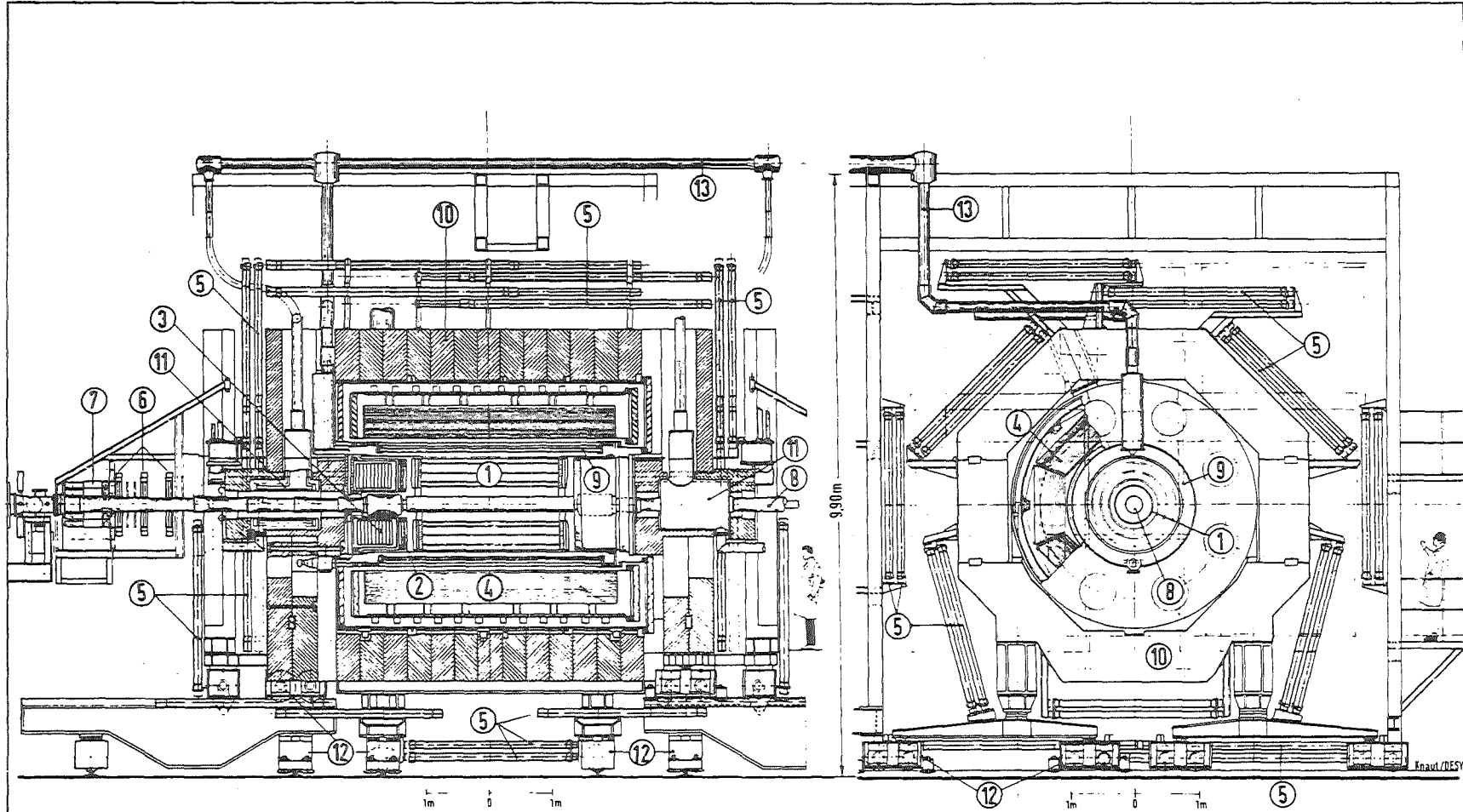
4.2 DER DETEKTOR CELLO

Der CELLO-Detektor [17]

wurde 1980 fertiggestellt und ist auf die Untersuchung von Leptonen, Photonen und multihadronischen Ereignissen ausgelegt. Seine Vorteile für diese Untersuchung sind die Überdeckung fast des gesamten Raumwinkels durch das Kalorimeter und eine gute Erkennung von elektromagnetischen Schauern. Den Aufbau des Detektors zeigt Abbildung 17. Eine Liste der Mitglieder der CELLO-Kollaboration ist am Schluß der Arbeit zu finden.

Die Hauptkomponenten des Detektors sind :

- Der zylindrische Innendetektor aus 7 Drift- und 5 Proportionalkammern, der mit Hilfe eines Magnetfeldes den Impuls und das Ladungsvorzeichen geladener Teilchen bestimmt. Er umschließt das PETRA Strahlrohr, das eine Dicke von 0.06 Strahlungslängen hat. Direkt außerhalb des Innendetektors befindet sich eine supraleitende Magnetspule.
- Ein Flüssigargon-Blei-Kalorimeter mit einer Dicke von 20 Strahlungslängen zur Messung elektromagnetischer Schauer. Es besteht aus einem zylindrischen Teil, der um den Innendetektor aufgebaut ist, und 2 Endkappen an den Frontseiten des Detektors. Das gesamte Flüssigargon-Blei-Kalorimeter überdeckt 96 % des Raumwinkels von 4π .
- Ein System von 30 Myonkammern das den Detektor umhüllt. Zwischen den Myonkammern und dem Flüssigargon-Blei-Kalorimeter befindet sich ein Eisenjoch. Das Eisenjoch wird für den Rückfluß des Magnetfeldes und als Hadronfilter verwendet.
- weitere Schauerzähler, der Holetagger und der Vorwärtsdetektor, zur Abdeckung von Raumbereichen die durch das Flüssigargon-Blei-Kalorimeter nicht erfaßt werden. Durch diese zusätzlichen Zähler vergrößert sich der überdeckte Raumwinkel auf 97 % von 4π .
- Ein schnelles Triggersystem für die Entscheidung ob der Detektor ausgelesen werden soll.



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

Participants :

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

DETECTOR CELLO

Total Weight: ~1400 t
 Magnet Field: 15 kG

Abbildung 17. Der Detektor CELLO

In Abbildung 18 ist das Koordinatensystem von CELLO zu sehen. Die z-Achse zeigt in Richtung des Elektronenstrahls, die x-Achse geht vom Mittelpunkt des PETRA-Rings nach außen. Die y-Achse zeigt senkrecht nach oben.

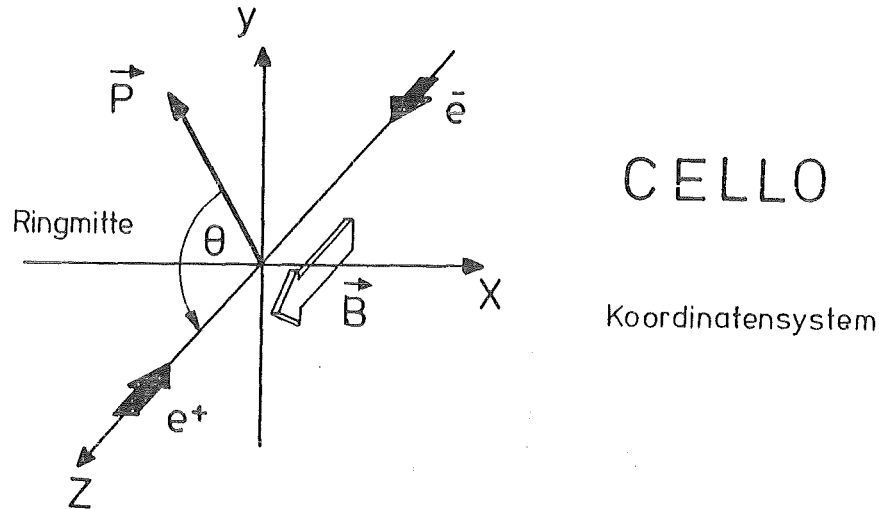


Abbildung 18. Das CELLO-Koordinatensystem

4.2.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor soll eine gute Ortsauflösung geladener Spuren parallel und senkrecht zur Strahlachse ermöglichen. Zusätzlich muß er bei einer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit eine schnelle Triggerinformation liefern. Dies wird durch ein System von 7 Drift- und 5 Proportionalkammern erreicht, dessen Aufbau Abbildung 19 zeigt.

Für die genaue Messung der Koordinaten in der $r\phi$ -Ebene werden die Driftkammern [18] verwendet. Damit sich möglichst wenig Material vor dem Kalorimeter befindet, wurde für die Driftzellen eine einfache Struktur mit nur 3 Kathodendrähten pro Signaldraht gewählt. Die Ortsauflösung beträgt $330 \mu\text{m}$, die Impulsauflösung ist $\sigma(P_T)/P_T^2 = 3 \%$.

Die Proportionalkammern [19] messen die Koordinaten in der rz-Richtung und sorgen mit 2 der Driftkammern für eine schnelle Triggerentscheidung. Sie bestehen aus Anodendrähten, die parallel zur Strahlachse verlaufen, und aus Kathodenstreifen, die eine Orientierung von 30° und 90° zu den Anodendrähten haben. Die Kathoden werden analog ausgelesen und erlauben so eine Ortsauflösung in der rz-Richtung von $440 \mu\text{m}$.

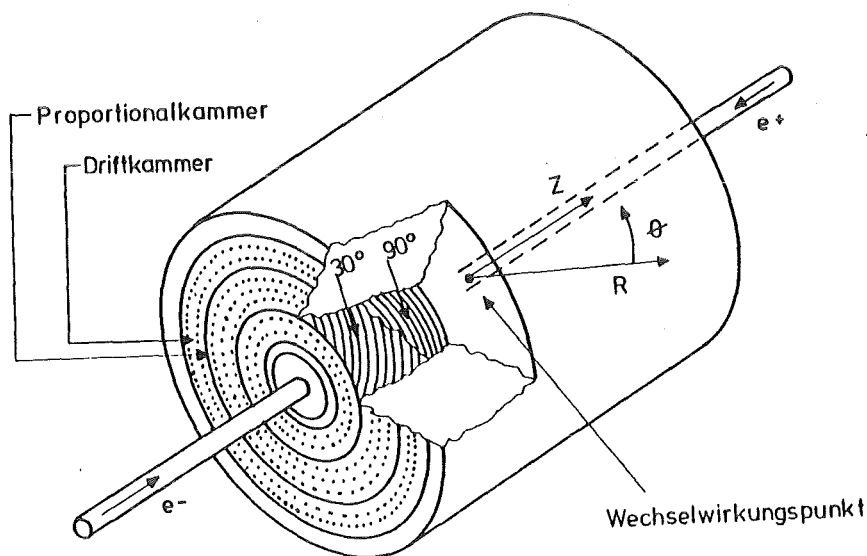


Abbildung 19. Der Aufbau des Innendetektors

Direkt am Strahlrohr befindet sich noch eine Vertexkammer. Mit ihrer Hilfe verbessert sich die Impulsauflösung $\sigma(P_T)/P_T^2$ auf 2 %. Tritt ein Teilchen unter flachem Winkel zum Strahlrohr auf, so durchquert es nicht den gesamten Innendetektor und man hat weniger Raumkoordinaten für die Spurrekonstruktion zur Verfügung. Durch je 2 Proportionalkammern vor den Endkappen des Flüssigargon-Blei-Kalorimeters werden 2 zusätzliche Raumpunkte ermittelt. Die Kammern bestehen aus 2 halbkreisförmigen Modulen, deren Kathodenstreifen zirkular und radial zur Strahlachse verlaufen.

Die supraleitende Spule hat eine Dicke von nur 0.5 Strahlungslängen. Dies hat den Vorteil, daß sich die Auflösung des Kalorimeters durch das zusätzliche Material nicht stark verschlechtert. Ebenso ist auch die Messung von niederenergetischen Photonen noch möglich.

In Tabelle 4 sind einige Eigenschaften des Innendetektors aufgelistet.

Länge des Meßbereichs	2.20 m
Radialer Bereich	0.17 - 0.70 m
überdeckter Raumbereich	91 % von 4π
Impulsauflösung	$\sigma(p)/p = 2 \% p$
Material im Innendetektor	$0.01 X_0$
Material vor dem Innendetektor	$0.06 X_0$
Aufbau	5 Proportionalkammern 7 Driftkammern
Proportionalkammern :	
Zahl der Anodendrähte	5120
Abstand der Anodendrähte	2.1-2.9 mm
Durchmesser der Drähte	20 μ m
Anzahl der Kathodenstreifen	4400
Breite der Kathodenstreifen	4.5 mm
Auflösung in der rz-Projektion	$\sigma_{rz} = 0.44$ mm
Driftkammern :	
Anzahl der Driftzellen	1312
Breite der Driftzellen	14.7 - 15.9 mm
Auflösung in der $r\phi$ -Projektion	$\sigma_{r\phi} = 0.3$ mm
Magnetspule :	
Länge	4 m
Durchmesser	0.8 m
Dicke	$0.5 X_0$
Feldstärke	1.32 T

Tabelle 4 : Die Daten des Innendetektors

4.2.2 Das Flüssigargon-Blei-Kalorimeter

Das Flüssigargon-Blei-Kalorimeter dient zur Messung elektromagnetischer Schauer. Es hat eine gute Orts- und Energieauflösung, eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und eine gute Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern über 96 % des Raumwinkels von 4π . Für die vorliegende Analyse ist das Kalorimeter der wichtigste Bestandteil des Detektors.

Das Kalorimeter besteht aus einem zentralen Teil, der den Innendetektor umhüllt, und 2 Endkappen an den Frontseiten des Detektors. Das zentrale Kalorimeter ist in 16 identische Module aufgeteilt, die in 2 hintereinanderliegenden Achtecken angeordnet sind. Die Lücken zwischen den Modulen sind kleiner als 3 % des Raumwinkels. Das Zentralkalorimeter und die 2 Endkappen sind in je einem Kryostaten untergebracht. Den Aufbau des zentralen Kalorimeters und eines Moduls zeigen Abbildung 20 und Abbildung 21 auf Seite 35. Eingezeichnet ist auch das Koordinatensystem des Moduls mit den u- und v-Achsen senkrecht und parallel zur Strahlachse. Die t-Achse (Tiefe) zeigt radial vom Strahlrohr nach außen und steht senkrecht auf der u- und der v-Achse.

Jedes Modul besteht aus abwechselnden Schichten von Bleiplatten und Bleistreifen. Die Streifen, die zur Ortsmessung dienen, sind unter 0° , 45° und 90° zur Strahlachse orientiert und liegen gegen die Platten unter Hochspannung. Der Raum zwischen den Streifen und Platten ist mit flüssigem Argon aufgefüllt. Das System Platte - Argon - Streifen - Argon (eine Zelle) wiederholt sich 41 mal. Vor der ersten Bleiplatte liegen zwei kupferbeschichtete Epoxydharzplatten, die unter 0° und 90° zur Strahlrichtung angeordnet sind und für eine dE/dx Messung verwendet werden. Es gibt je 19 Zellen mit 0° und 90° Streifen und 5 Zellen mit 45° Streifen. In der Tiefe werden diese Zellen zu 7 Lagen, einer dE/dx -Lage und 6 Bleilagen, zusammengefaßt. Die erste Lage (dE/dx) und die vierte Lage bestehen nur aus Zellen mit 0° und 90° Streifen, während die restlichen Lagen auch aus 45° Streifen aufgebaut sind.

Die Zuordnung der Streifen zu elektronischen Kanälen geschieht so, daß die Winkelauflösung in θ und ϕ konstant bleibt. Weiterhin werden in den äußeren Lagen eines Moduls mehr Streifen zu einem Kanal zusammengefaßt, als in den inneren Lagen. Die Ortsmessung im Maximum eines Schauers ist deshalb besser als an seinem Ende. Ein Modul des Zentralkalorimeters besitzt 576 elektronische Kanäle, die Verdrahtung zeigt Abbildung 22 und

Abbildung 23 auf Seite 36. Die auf diesen Bildern eingezeichnete 4. Lage wurde in zwei einzelne Lagen getrennt.

Die Endkappen, je 2 halbkreisförmige Module an den Frontseiten des Detektors, sind analog zum Zentralkalorimeter aufgebaut. Die Bleistreifen sind hier in Richtung der x- und y-Achse und zirkular zum Strahlrohr orientiert. Ein Endkappenmodul besteht aus 368 elektronischen Kanälen.

Das Prinzip der Energiemessung basiert darauf, daß die vom Vertex kommenden Teilchen in den Bleiplatten aufschauern. Die geladenen Sekundärteilchen ionisieren das flüssige Argon. Die Ionisationsladung wird durch die Hochspannung auf die Streifen bewegt und dort ausgelesen. Die Ladungssammlung ist abhängig von der angelegten Hochspannung und der Reinheit des Argons. Die Wahrscheinlichkeit, ein durch Ionisation gebildetes freies Elektron zu messen beträgt 80%.

Die Ausleseelektronik ist sehr rauscharm, weil noch minimalionisierende Teilchen nachgewiesen werden sollen. Das Rauschsignal ist zeitlich nahezu konstant. Ebenso sind die Änderungen in der Verstärkung kleiner als 2 %. Um nicht alle 10720 Kanäle bei jedem Ereignis auszulesen, was eine große Totzeit zur Folge haben würde, werden nur die Kanäle ausgelesen, deren Signal 1 bis 2.5 Standardabweichungen über dem Rauschen liegt. Dies sind etwa 2000 Kanäle pro Ereignis.

Die Energieauflösung des zentralen Kalorimeters $\sigma(E)/E = 13 \text{ } \%/ \sqrt{E}$, die Tiefe 20 Strahlungslängen. Die Daten des gesamten Flüssigargon-Blei-Kalorimeters zeigt Tabelle 5 auf Seite 37. In weiteren wird mit Kalorimeter nur noch der zentrale Teil des Flüssigargon-Blei-Kalorimeters bezeichnet.

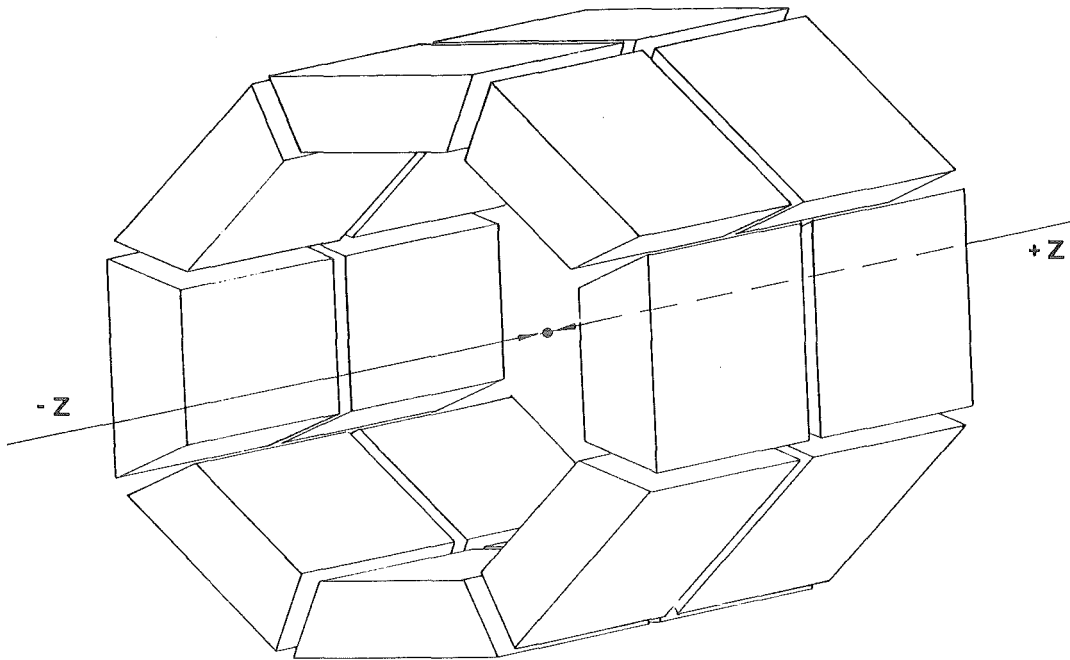


Abbildung 20. Der Aufbau des Zentralkalorimeters

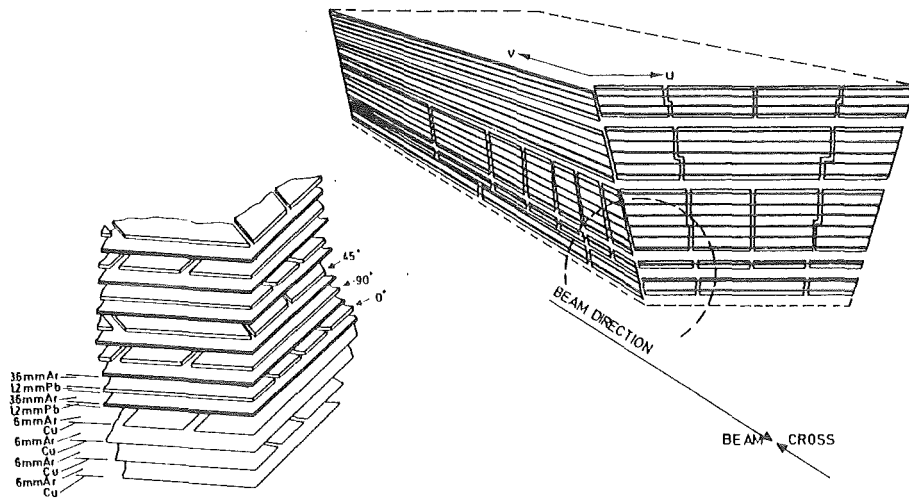


Abbildung 21. Der Aufbau eines Kalorimetermoduls.

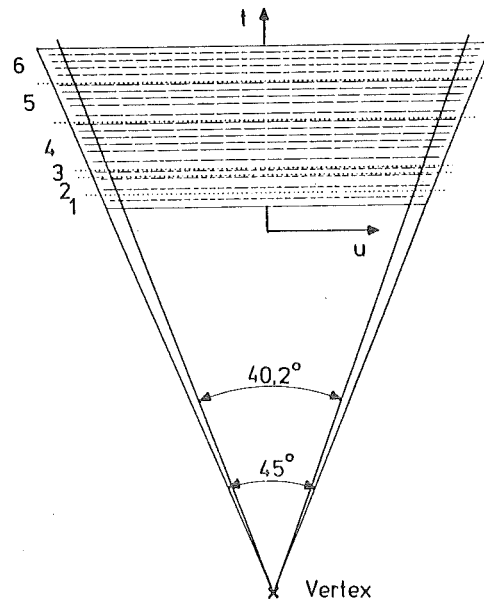


Abbildung 22. Die Verdrahtung eines Kalorimetermoduls. :
in der t-u Projektion des Moduls

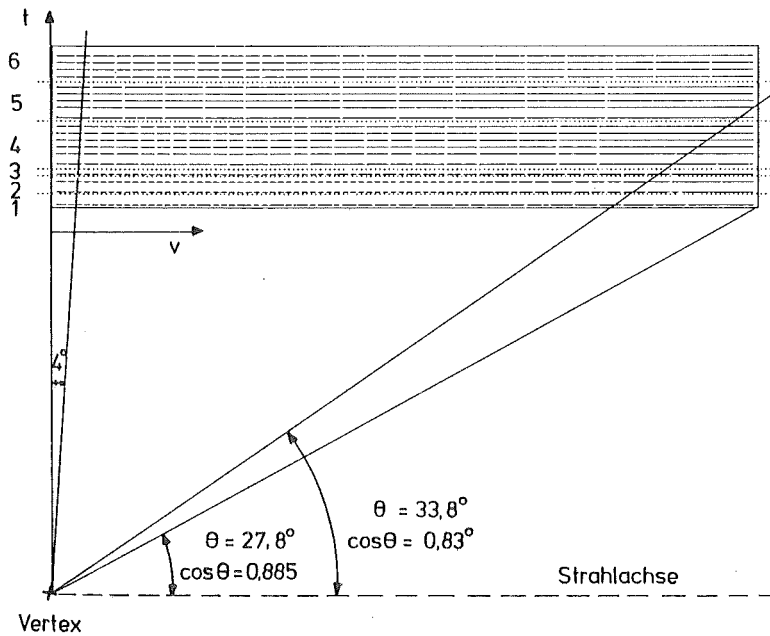


Abbildung 23. Die Verdrahtung eines Kalorimetermoduls. :
in der t-v Projektion des Moduls

Bauweise	Sampling-Kalorimeter
aktives Material	Blei und Kupfer
passives Material	flüssiges Argon
Gewicht	70 t
Akzeptanz	96 % von 4π
Zentralteil	16 Module
Länge	4 m
Tiefe eines Moduls	43 cm = $20 X_0$
Breite eines Moduls	0.85 - 1.21 m
Abstand vom Vertex	1.07 m
Winkelbereich	$ \cos\theta < 0.9$
überdeckter Raumwinkel	86 % von 4π
Lücken zwischen den Modulen	3.5 % von der Akzeptanz
Material vor einem Modul (gemittelt)	1.1 X_0
Dicke der Bleiplatten	1.2 mm
Dicke der Bleistreifen	1.2 mm
Breite der Bleistreifen $0^\circ, 90^\circ$	2.3 cm
Breite der Bleistreifen 45°	3.25 cm
Dicke der Argonschicht	3.6 mm
Energieauflösung	$\sigma(E)/E = 13 \%/ \sqrt{E}$
Winkelauflösung	4 mrad
Zahl der Kanäle	9248
Hochspannungen	2 - 5 kV
Endkappen	4 Module
Tiefe	21 X_0
Winkelbereich	$0.91 < \cos\theta < 0.995$
Winkelauflösung	6 mrad
Energieauflösung	$\sigma(E)/E = 20 \%/ \sqrt{E}$
Material vor einem Modul (gemittelt)	1.2 X_0
Zahl der Kanäle	1472

Tabelle 5 : Die Daten des Flüssigargon-Blei-Kalorimeters

4.2.3 Die Myonkammern

Das Eisenjoch für den Rückfluß des Magnetfeldes hat eine Dicke von mehr als 5 hadronischen Absorptionslängen. Fast alle Hadronen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, werden dadurch absorbiert. Myonen mit einem Impuls von mehr als 1.6 GeV durchdringen das Eisenjoch und werden von ebenen Driftkammern außerhalb des Eisens, den Myonkammern, nachgewiesen und somit identifiziert. Es gibt insgesamt 30 Myonkammern, jede besteht aus 2 Kathodenflächen und einer dazwischenliegenden Anodenfläche. Die Anodenfläche ist aus Drähten aufgebaut. Die Kathodenflächen bestehen aus Streifen, die eine Orientierung von $+34^\circ$ und -34° zu den Anodendrähten haben.

4.2.4 Der Holetagger

Der Bereich $0.93 > |\cos\theta| > 0.86$ wird vom Flüssigargon-Blei-Kalorimeter nicht vollständig erfaßt. Um zu verhindern, daß hier neutrale Teilchen unbeobachtet den Detektor verlassen, wurde dieser Bereich durch Blei-Glas Schauerzähler abgedeckt. Dieses System nennt man den Holetagger [20]. Er besteht aus je 8 Modulen an jeder Frontseite im oben angegebenen Winkelbereich. Abbildung 24 und Abbildung 25 zeigen die Anordnung des Holetaggers in der rz- und in der r ϕ -Projektion. Ein 17. Modul befindet sich auf der Oberseite des Kalorimeters, um eine dort vorhandene Lücke abzudecken.

Jedes Modul besteht aus 2 Lagen Szintillatormaterial, das durch 4 Strahlungslängen Blei getrennt ist. Vor der ersten Szintillatorlage befindet sich noch Material mit einer Dicke von 4 Strahlungslängen. Die Auslese des Holetaggers erfolgt durch Photomultiplier. Der Holetagger wird nicht zur Energiemessung verwendet, sondern nur als Veto gegen zusätzliche Schauer. Ein Elektron mit einer Energie von mehr als 2 GeV wird mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 100 % nachgewiesen. Die Energieauflösung $\sigma(E)/E = 75 \%/ \sqrt{E}$.

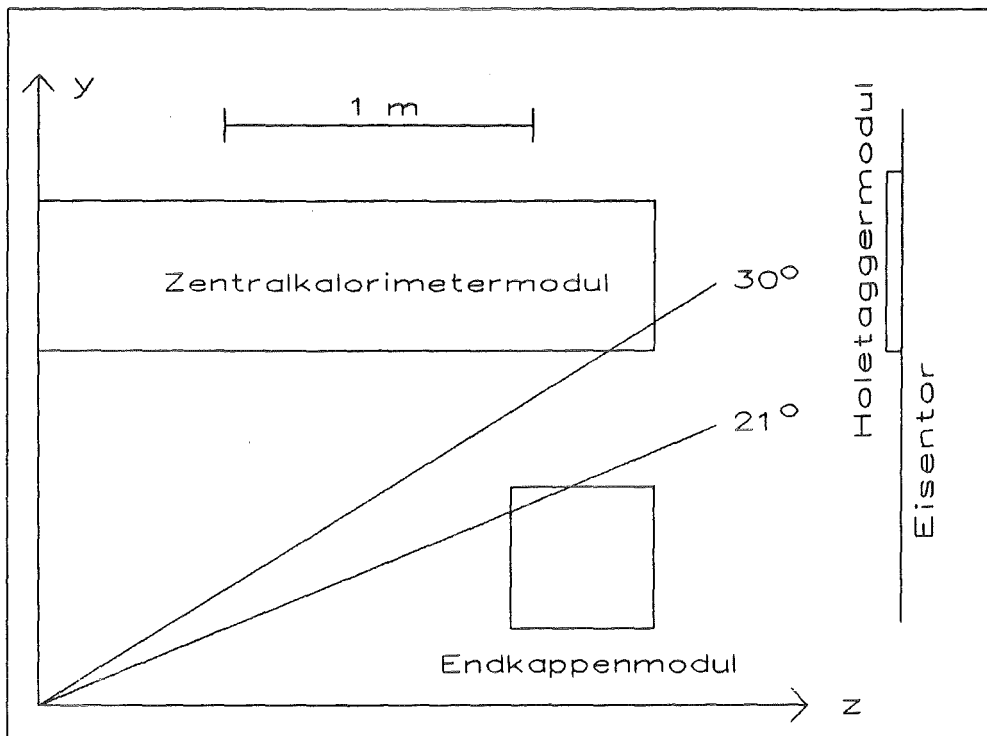


Abbildung 24. Der Aufbau des Holetaggers in der rz-Projektion

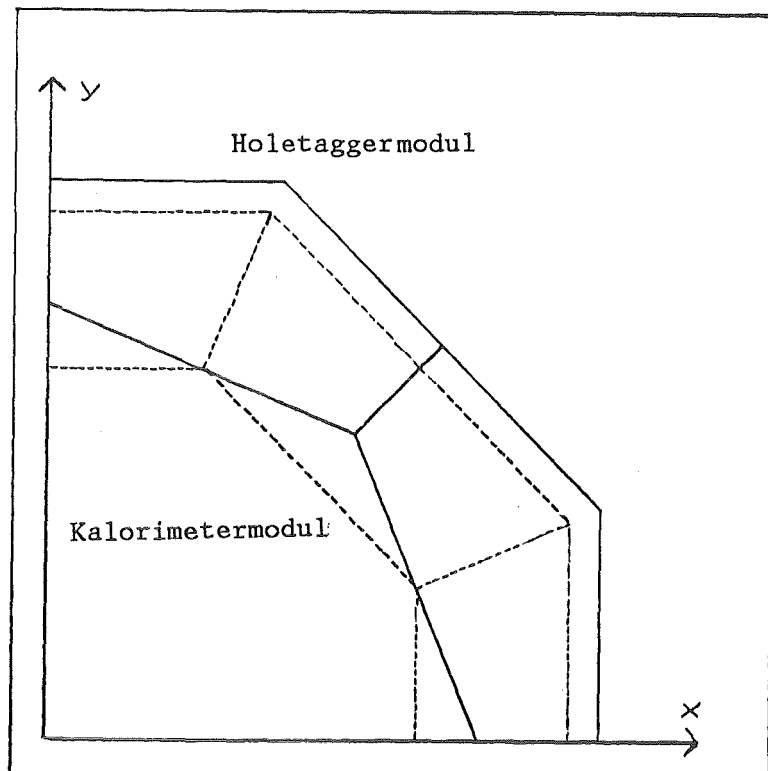


Abbildung 25. Der Aufbau des Holetaggers in der rφ-Projektion

4.2.5 Der Vorwärtsdetektor

Unter dem Bereich $|\cos\theta| > 0.994$ befindet sich noch je ein Blei-Glas Schauerzähler an jeder Frontseite des Detektors. Jeder Zähler, den Aufbau senkrecht zur Strahlachse zeigt Abbildung 26, besteht aus 20 Submodulen. Den Aufbau parallel zur Strahlachse zeigt Abbildung 17 auf Seite 29. Der Vorwärtsdetektor ist anstelle der Kompensationsspulen (Ziffer 11) eingebaut. Die Dicke des Vorwärtsdetektors beträgt 20 Stahlungslängen, die Energieauflösung $\sigma(E)/E = 5 \%/ \sqrt{E}$. Er wird über Photomultiplier ausgelesen. Der Vorwärtsdetektor wird zur Bestimmung der Luminosität und zur Messung von Reaktionen aus der 2-Photon Physik verwendet. In dieser Analyse dient er nur als Veto gegen zusätzliche Schauer. Beeinträchtigt wird das Veto durch Bleischilde zwischen dem Innendetektor und dem Vorwärtsdetektor.

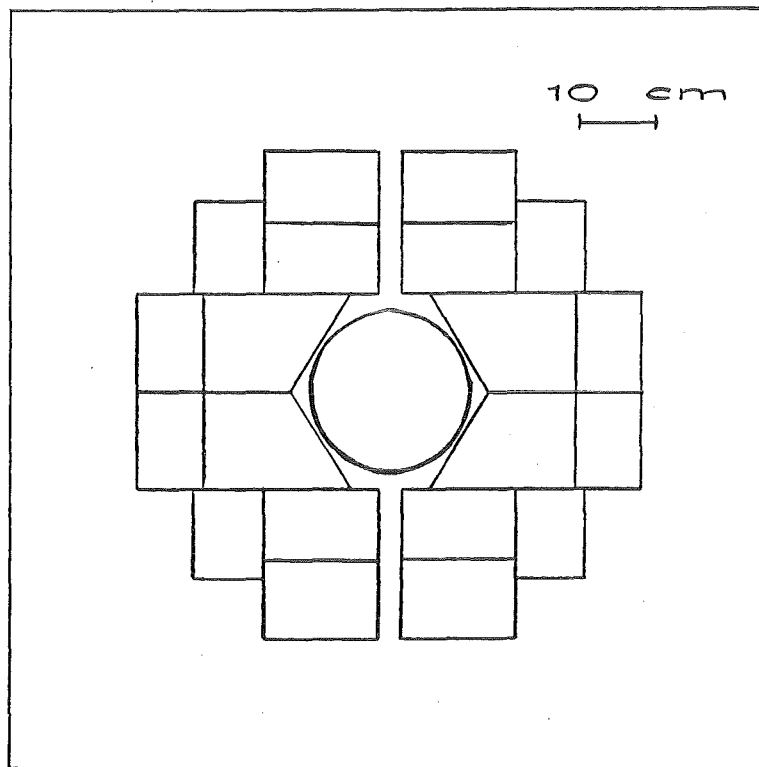


Abbildung 26. Der Aufbau des Vorwärtsdetektors in der $r\phi$ -Projektion

4.2.6 Das Triggersystem

Die Elektronen- und Positronenbündel treffen sich alle $4 \mu\text{s}$ im Wechselwirkungspunkt, während der Detektor nur mit einer Frequenz von einigen Hz ausgelesen werden kann. Die Reaktionsrate in der e^+e^- -Vernichtung beträgt deutlich weniger als ein Hz. Man definiert deshalb Bedingungen, die erfüllt werden müssen, damit der Detektor ausgelesen wird. Das Triggersystem entscheidet darüber innerhalb von 2 Strahlkreuzungen.

Der Spurtrigger [21] verwendet die Anodendrähte und die 90° Kathodendrähte aus den Proportionalkammern und zwei der Driftkammern. Aus diesen Informationen werden in der $r\phi$ -Projektion gekrümmte Spuren und in der rz-Projektion gerade Spuren gesucht. Diese Signale werden in 64 $r\phi$ - und 37 rz-Sektoren eingeteilt, und einem RAM (Random Access Memory) übergeben. Durch einen Vergleich mit vorgegebenen Masken entscheidet der RAM ob es sich um eine gültige Sektorkombination in $r\phi$ und rz handelt.

Zum Triggern neutraler Teilchen wird ein Teil des zentralen Flüssigarگون-Blei-Kalorimeters benutzt [22]. Aus den Signalen, die auf den Bleistreifen gemessen werden, wurden in den Jahren 1983 bis 1984 in jedem Modul die ADC-Summen A, B und C gebildet :

A entspricht der Ladung der 0° Streifen der Lagen 1, 3, 4 und 5.

B entspricht der Ladung des 0° Streifens der 2. Lage und des 90° Streifens der 3. Lage.

C entspricht der Ladung der 0° Streifen der Lagen 1 und 3.

Insgesamt gibt es jeweils 16 Summen A, B und C. A (im Bereich $1 X_0$ bis $17 X_0$) ist äquivalent zur Gesamtenergie in einem Kalorimetermodul, während B ($4 X_0$ bis $7 X_0$) und C ($1 X_0$ bis $7 X_0$) der Energie im Maximum eines Schauers entsprechen. Zur Triggerentscheidung wird A mit 2 einstellbaren Schwellen verglichen, die 2 und 3 GeV entsprechen (= SAN und SAH). B und C werden mit jeweils einer Schwelle von 2 GeV verglichen (= SB und SC). Aus diesen insgesamt 64 logischen Signalen wurden folgende Trigger für neutrale Teilchen gebildet :

Trigger 2 : 1 Modul mit $A > \text{SAH}$ und $B > \text{SB}$ und $C > \text{SC}$

Trigger 3 : 2 Module mit $A > \text{SAN}$ oder $C > \text{SC}$

Für den Trigger 3 dürfen die Module in der $r\phi$ -Ebene nicht benachbart sein.

1985 wurde durch den Einbau einer neuen Elektronik das Triggersystem verbessert [23]. Die Bildung der Triggersummen geschieht jetzt durch schnelle FADC (Flash ADC). Benutzt werden nur noch die Triggersummen A und B, die durch dieselben Kanäle wie früher definiert sind. Der Vorteil ist eine schnellere und genauere Triggerinformation. Die Summe A wird mit 4 einstellbaren Schwellen (= SA) verglichen, während die Summe B mit einer Schwelle verglichen wird. Die Schwellen für A und B liegen in der Größenordnung 1 bis 3 GeV. Die interessantesten Triggerbedingungen sind :

Trigger 2 : 1 Modul mit $A > SA$ und $B > SB$

Trigger 3 : 2 Module mit $A > SA$

Bei dem Trigger 3 dürfen die Module in der $r\phi$ -Ebene wie früher nicht benachbart sein. Mit dem Trigger 2 kann man Ereignisse erfassen, bei denen nur in einem Kalorimetermodul Energie gemessen wurde (Nachweis eines einzelnen Photons, Kapitel 3.2). Auch für die Suche nach 2 Photonen ist der Trigger 2 sehr wichtig, weil er eine größere Akzeptanz als der Trigger 3 hat. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers 2 in Abhängigkeit von der Energie zeigt Abbildung 31 auf Seite 53.

Die Triggersummen B und C werden auch zur Verwerfung von kosmischen Schauern verwendet (siehe nächstes Kapitel). Neben den einfachen Triggersignalen aus dem Innendetektor und dem Flüssigargon-Blei-Kalorimeter bildet man noch verschiedene Kombinationen. Bestätigt der Trigger, daß ein Ereignis gemessen wurde, so wird der Detektor für weitere Strahlkreuzungen gesperrt und ausgelesen.

4.2.7 Die Datenauslese

Die Auslese des Detektors erfolgt durch eine PDP 11/45 über ein CAMAC-ROMOLUS System, wobei jeder Teil des Detektors einem eigenen Zweig zugeordnet ist. Die Ereignisse werden durch ein schnelles Filterprogramm selektiert, das die Aufgabe hat, eindeutigen Untergrund zu verwerfen. Die restlichen Ereignisse werden an eine PDP 11/55 übergeben, die folgende Aufgaben hat :

- Weitergabe der Daten an den IBM Computer des DESY-Zentrums
- Erstellen von Histogrammen

- Bestimmung der Luminosität
- Steuerung des Experiments, u. a. Festlegen der Triggerbedingungen durch die Schichtbesetzung

Gleichzeitig werden bestimmte Ereignisse wie $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow$ Jet Jet selektiert und rekonstruiert. Durch Überprüfen dieser speziellen Ereignisse ist eine sofortige Kontrolle der Detektorbedingungen möglich. Der IBM Computer schreibt die Daten zunächst auf eine Magnetplatte, die als Zwischenspeicher dient. Von dort werden die Daten auf Magnetbänder übertragen. Diese Daten, die Rohdaten, enthalten nur Informationen wie Pulshöhen ausgelesener Kanäle des Kalorimeters und Adressen getroffener Drähte.

4.3 DIE VERARBEITUNG DER DATEN

4.3.1 Der Filter

Die Rohdaten besitzen noch einen sehr hohen Anteil an Untergrundereignissen. Um diesen zu verringern, wird vor der eigentlichen Rekonstruktion ein Filterprogramm [24] angewendet. Der Filter versucht Spuren in der $r\phi$ -Ebene zu finden, rechnet die Triggersummen des Kalorimeters in Energien um und prüft ob die zeitliche Entwicklung der Triggersummen mit dem Zeitpunkt der e^+e^- -Vernichtung korreliert ist (siehe nächstes Kapitel). Für die Energie im Kalorimeter werden Mindestwerte gefordert. Die Reduktion der Untergrundereignisse beträgt 90 %, während die Zahl der Ereignisse aus der e^+e^- -Vernichtung um weniger als 3 % verringert wird.

4.3.2 Die Rekonstruktion der Daten

Das Rekonstruktionsprogramm OFFRAM besteht aus verschiedenen Prozessoren, die jeweils einen Detektorteil analysieren. Die Ergebnisse werden dann in einer Bankstruktur gespeichert. Die wichtigsten Teile von OFFRAM sind CELPAT, CLGEOM und LATRAK.

CELPAT ist zuständig für die Rekonstruktion geladener Spuren im Innendetektor. Zuerst werden aus den Adressen getroffener Drähte Raumpunkte rekonstruiert. Durch die $r\phi$ -Projektionen dieser Punkte versucht das Programm Kreisbögen zu legen, die nahe am Wechselwirkungspunkt vorbeigehen. Es werden zuerst große Radien für die Kreise gefordert, danach sind auch kleinere Radien zulässig. Dieses Verfahren stellt sicher, daß zuerst Spuren mit einem großen Impuls rekonstruiert werden. War die Rekonstruktion in der $r\phi$ -Projektion erfolgreich, so wird durch die Punkte der dazugehörigen rz -Projektion ein linearer Fit gelegt. Unter der Annahme eines homogenen Magnetfeldes berechnet CELPAT den Impuls dieser Spur. Punkte, die für eine Spur verwendet wurden, werden bei der weiteren Rekonstruktion nicht mehr berücksichtigt. Eine Spur wird nicht rekonstruiert, wenn sie nicht vom Wechselwirkungspunkt kommt (kosmisches Teilchen oder Strahl-Gas Ereignis), oder wenn sie bestimmte Kriterien nicht erfüllt (z. B. es sind nicht genügend Spurpunkte vorhanden).

CLGEOM korrigiert die durch CELPAT gefundenen Spuren durch die Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes als zusätzlichen Raumpunkt und der Berücksichtigung der leichten Inhomogenitäten des Magnetfeldes.

LATRAK ist das Rekonstruktionsprogramm des Flüssigargon-Blei-Kalorimeter. Die Rekonstruktion geschieht folgendermaßen :

- Die Pulshöhen der Kanäle werden mit Kalibrationskonstanten in die gesammelte Ladung umgerechnet.
- Diejenigen 0° und 90° Streifen, die Pulshöhen gemessen haben, werden untersucht ob Kreuzungspunkte zwischen ihnen vorhanden sind. Die 45° Streifen werden nur zur Auflösung von Mehrdeutigkeiten verwendet. Auf dieser Stufe der Rekonstruktion erhält man in jeder Lage 2-dimensionale Cluster.
- Die im Innendetektor rekonstruierten Spuren werden in das Kalorimeter verlängert und die Cluster, die in dieser Verlängerung liegen, den Spuren zugeordnet.
- Die restlichen Cluster werden in der Tiefe zu 3-dimensionalen Schauern zusammengefaßt. Es wird angenommen, daß der Schauer von einem neutralen Teilchen erzeugt wurde, das vom Vertex kommt. Der Vertex wird also als zusätzlicher Raumpunkt verwendet.

Überlappen sich mehrere Schauer, so wird der Gesamtschauer durch die Zahl der Einzelschauer bewertet. Die Größe, die dafür definiert wird, ist die

Topologie des Schauers. Topologie = 2 bedeutet, daß der Schauer aus zwei sich überlappenden Einzelschauern besteht, usw. Bei höheren Topologien als 2 wird jedoch die Trennung unzuverlässig. Für Schauer mit einer Topologie ≤ 2 speichert LATRAK die Koordinaten der 2-dimensionalen Cluster, deren Pulshöhen und Ausdehnung. Die Koordinaten sind dabei sowohl in CELLO-Koordinaten als auch in Modulkoordinaten berechnet.

Das Programm MUCH untersucht die Anodendrähte und die Kathodenstreifen der Myonkammern auf Korrelationen und berechnet daraus Raumpunkte. Spuren, die im Innendetektor rekonstruiert wurden, werden in die Myonkammern verlängert und, falls möglich, den Raumpunkten zugeordnet. Dabei wird die mögliche Vielfachstreuung im Eisenjoch berücksichtigt.

4.3.3 Die Vorselektionen

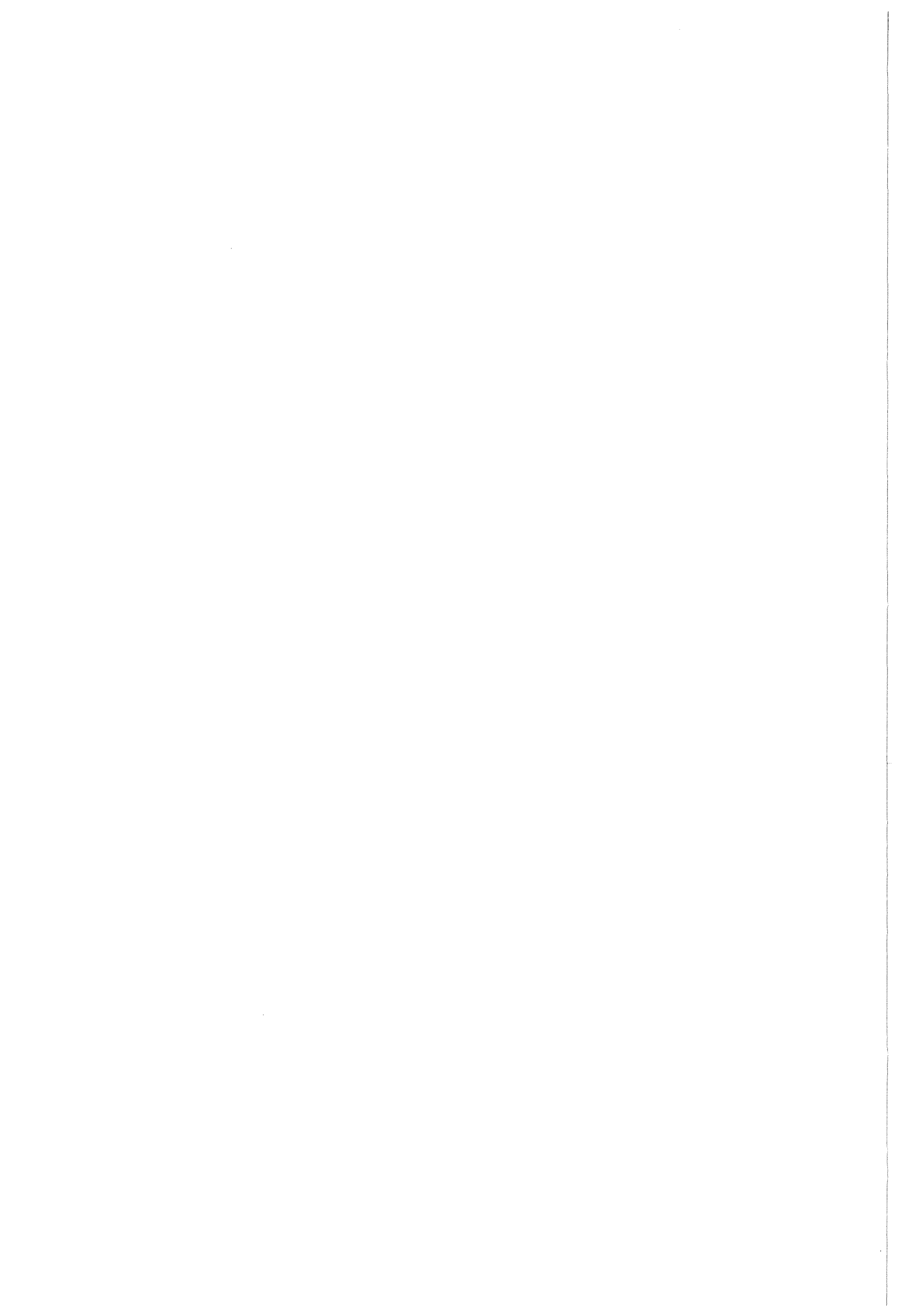
Diese rekonstruierten Daten werden wiederum einer Selektion unterworfen. Die für diese Analyse wichtigen Bedingungen waren 1983 - 1984 :

Ein Ereignis wurde angenommen, wenn mindestens ein Schauer mit einer Energie $E > 0.1 \times E_{\text{Strahl}}$ im Zentralkalorimeter vorhanden war. Mindestens 30 % der Energie des Schauers musste in den Lagen 2 bis 4 gemessen worden sein.

1985 wurden verschiedene Bedingungen angewendet :

- 1.) Energie im Kalorimeter $\geq 0.3 \times E_{\text{Strahl}}$ oder
- 2.) Mindestens ein Modul mit einer Energie $\geq 0.2 \times E_{\text{Strahl}}$ oder
- 3.) Mindestens ein Schauer im Zentralkalorimeter mit Topologie ≤ 2 und einer Energie in den Lagen 2-4 $\geq .15 \times E_{\text{Strahl}}$

Die Daten, die aus diesen Vorselektionen gewonnen wurden, werden dann an die einzelnen Gruppen übergeben.



KAPITEL 5. DIE VERWERFUNG KOSMISCHER SCHAUER

Die meisten Untergrundereignisse in dieser Analyse sind Schauer kosmischen Ursprungs. Dieser Untergrund dominiert die Zahl der Ereignisse mit Trigger 2. Um die kosmischen Schauer auszusondern, wurden 2 Methoden übernommen :

- Ein Schnitt auf die zeitliche Entwicklung der Triggersummen [25], [26]
- Ein Schnitt auf die Richtung der Schauer [26]

Bei beiden Methoden wird nur der Zentralteil des Flüssigargon-Blei-Kalorimeters verwendet. Sie werden hier vor der eigentlichen Analyse vorgestellt.

5.1 DER SCHNITT AUF DIE ZEITLICHE ENTWICKLUNG DER TRIGGERSUMMEN

Diese Methode wurde in den Jahren 1983 bis 1984 und 1985 unterschiedlich angewendet.

Bei den Triggersummen gab es, wie schon in Kapitel 4.2.6 erwähnt, 1983 bis 1984 pro Modul 3 verschiedene Triggersummen, nämlich A, B und C. Zusätzlich wurden zwei weitere Summen gebildet, und zwar B' und C'. Sie werden ungefähr 1 μ s nach B und C über dieselben elektronischen Kanäle gemessen. Im folgenden wird mit B und B' das Verfahren erläutert, für C und C' ist es identisch. Die zeitliche Abfolge der Messungen zeigt Abbildung 27.

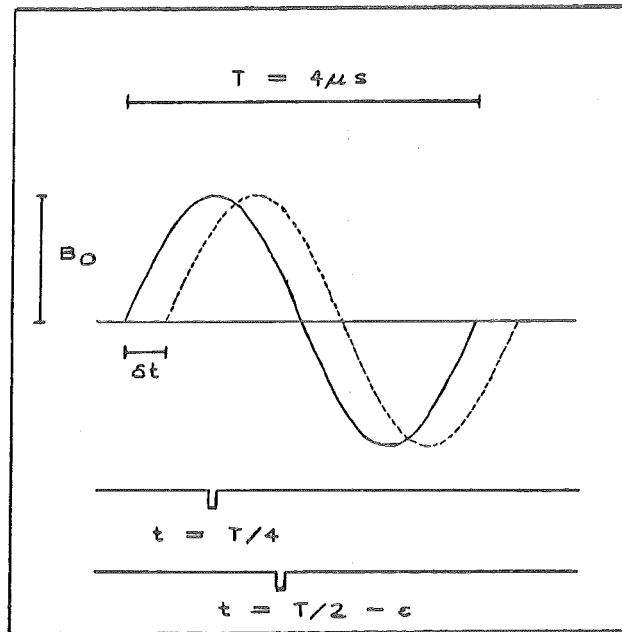


Abbildung 27. Der zeitliche Verlauf der Triggersummen

Die durchgezogene Kurve stellt das Signal dar, das aus der e^+e^- -Vernichtung stammt. Die gestrichelte Kurve ist das Signal eines kosmischen Schauers. Das letztere Signal ist natürlich mit dem Zeitpunkt der e^+e^- -Wechselwirkung nicht korreliert und um die Zeit δt gegenüber dem e^+e^- -Signal verschoben.

Der entscheidende Punkt des Verfahrens ist es, daß bei beiden Signalen (e^+e^- und kosmischer Schauer) die Summe B zu dem Zeitpunkt gemessen wird, in dem das Signal aus der e^+e^- -Vernichtung das Maximum erreichen würde. Ebenso wird die Summe B' in beiden Fällen zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs des e^+e^- -Signals gemessen. Der Zeitpunkt dieser Messungen kann deshalb festgelegt werden, weil der Zeitpunkt der e^+e^- -Vernichtung durch ein Signal des Speicherrings bekannt ist. Die e^+e^- -Vernichtung findet 700 ns vor dem Beginn der e^+e^- -Signale im Kalorimeter statt. Beide Signale (e^+e^- und kosmischer Schauer), die allein betrachtet dasselbe Verhalten zeigen, können deshalb unterschieden werden.

Das Signal, das aus der e^+e^- -Vernichtung stammt, soll mit B_S bezeichnet werden, während die anderen Signale mit B_K abgekürzt werden. Mathematisch kann man beide Signale durch

$$B_S(t) = B_0 \sin 2\pi t/T \quad \text{und} \quad B_K(t) = B_0 \sin 2\pi(t - \delta t)/T$$

mit $T = 4 \mu s$ beschreiben.

Bei $t=T/4$ ist

$$B_S = B_0 \quad \text{und} \quad B_K \approx B_0$$

Entwickelt man den Sinus und setzt $t'=T/2-\varepsilon$, so ist

$$B_{S'} = 2\pi\varepsilon B_0 \quad \text{und} \quad B_{K'} = 2\pi(\varepsilon-\delta t)B_0$$

Der Term ε beschreibt den Fehler, den man bei der Einstellung und Messung von $T/2$ begeht. Die Größe dieses Fehlers muß in einer Analyse ermittelt werden. Dafür werden Ereignisse wie $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ untersucht, die sicher aus der e^+e^- -Vernichtung stammen. Man bestimmt für jedes Modul die Verteilung von $B_{S'}/B_S$. Abbildung 28 zeigt diese Verteilung für ein Modul des Kalorimeters.

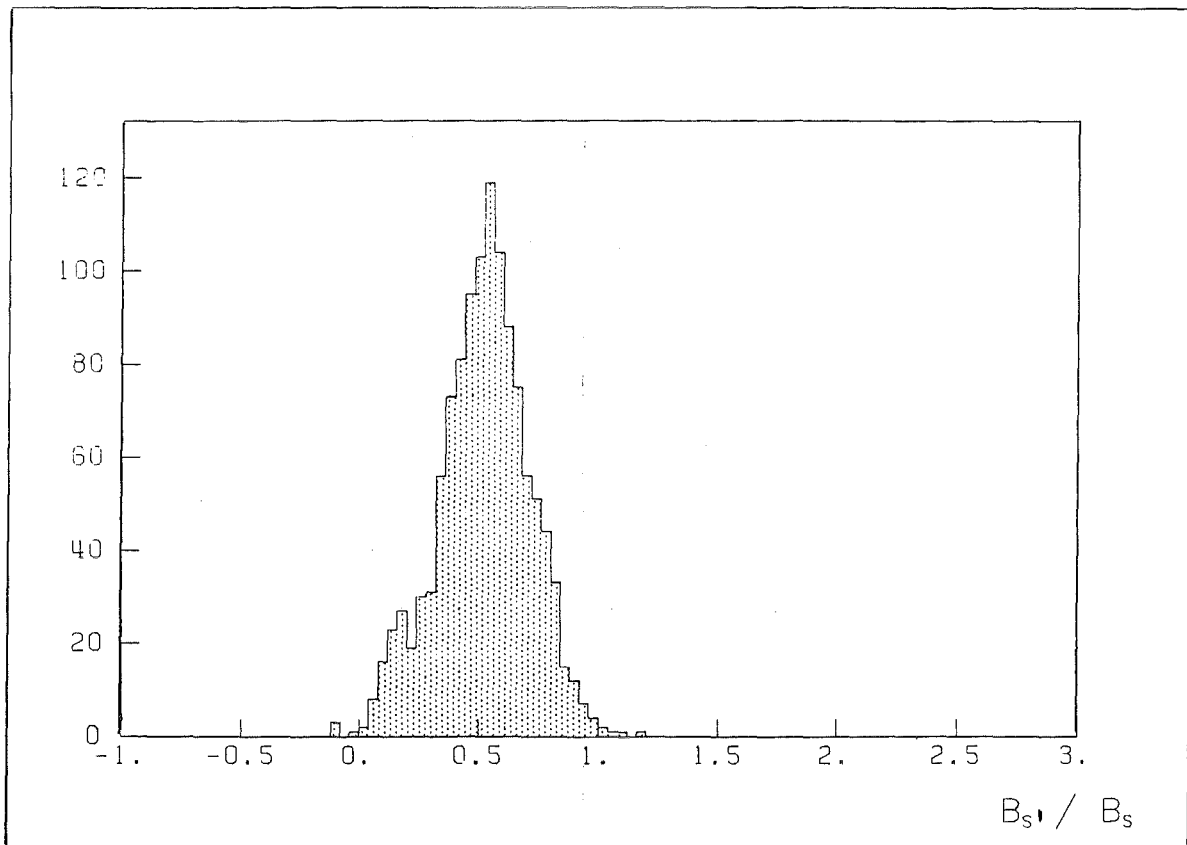


Abbildung 28. Der Quotient der Triggersummen :
Summe $B_{S'}$ durch Summe B_S bei $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Der Mittelwert α der Verteilung beschreibt die Abweichung der Messung B_S vom wirklichen Nulldurchgang. Die Breite β der Verteilung wird dadurch verursacht, daß bei den einzelnen elektronischen Kanälen, die zusammen eine Triggersumme messen, verschiedene Werte für ϵ auftreten. Mit α kann man korrigierte Signale berechnen :

$$B_S^+ = B_{S'} - \alpha B_0 \quad \text{und} \quad B_K^+ = B_{K'} - \alpha B_0$$

Aus der Definition von α folgt :

$$B_S^+ \approx 0 \quad \text{und} \quad B_K^+ \approx 2\pi\delta t B_0$$

Die Streuung von B_S^+ ist durch $\Delta B_S^+ \approx \pm \beta B_0$ gegeben. Abbildung 29 zeigt die Korrelation von B_S zu B_S^+ eines Moduls für die Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

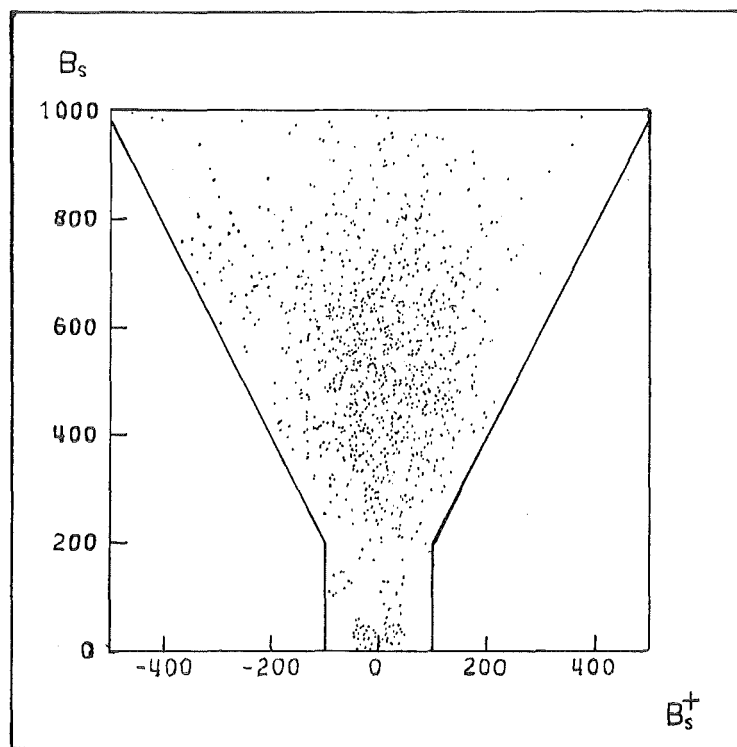


Abbildung 29. Die Korrelation der korrigierten Triggersummen :
Summe B_S über Summe B_S^+ bei $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Es gibt eine Verteilung um $B_S^+ \approx 0$, deren Abweichung proportional zu B_0 ist. Ein kosmisches Signal, das eine Abweichung von δt gegen das ideale Signal aus der e^+e^- -Vernichtung hat, ist gegen B_S^+ um $2\pi\delta t B_0$ verschoben. Man definiert jetzt Bedingungen, damit die Abweichung δt eines Signals gegen das ideale Signal aus der e^+e^- -Vernichtung möglichst klein wird. Als Bedingung für ein Modul wurde gewählt :

- $|B_S^+| < 2.5\beta B_0$
Die zulässige Zeitabweichung δt muß also die Bedingung $2\pi\delta t < 2.5\beta$ erfüllen. Die Grenzen für diesen Schnitt wurden in das Bild durch die 2 schrägen Geraden angedeutet. Die Werte für β waren je nach Modul und Experimentierbedingung verschieden und lagen typisch bei $\beta = 0.1$ bis 0.2 . Für $\beta = 0.2$ ergibt sich $\delta t < 320$ ns. Bei kleinen Energien ist jedoch B_0 klein und das elektronische Rauschen der Kanäle muß berücksichtigt werden.
- $|B_S^+| < 100$ ADC Kanäle
Man verlangt hier, daß die korrigierten Triggersummen innerhalb des Rauschens liegen, das bei Signalen aus der e^+e^- -Vernichtung auftritt. Die 2 senkrechten Schnitte entsprechen dieser Bedingung. Die Größe dieses Schnittes ist unabhängig von den Modulen und Experimentierbedingungen gewählt worden. Die Zeitauflösung hat eine ähnliche Größenordnung wie bei der ersten Bedingung.

Eine von beiden Bedingungen muß erfüllt sein, damit das Modul als "in-time" gewertet wird. Ist dies nicht der Fall, so bezeichnet man das Modul als "off-time". In jedem Modul existieren 2 Summen (B' und C'). Für das gesamte Kalorimeter gibt es also 32 Triggersummen. Abbildung 30 zeigt die Verteilung der Zahl der off-time Triggersummen bei Ereignissen aus der e^+e^- -Vernichtung.

Als Schnittbedingung für ein Ereignis definiert man, daß nur eine bestimmte Anzahl von Triggersummen off-time sein darf. Ein ähnlicher Schnitt wird schon im Filter gemacht. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß das Ereignis ausgelesen werden muß. Für die Entscheidung des Triggersystems werden nur die Summen A, B und C verwendet (siehe Kapitel 4.2.6). B' und C' werden zum Zeitpunkt der Triggerentscheidung gemessen und können für diese natürlich nicht verwendet werden. Erst im Filter und in der Analyse wird untersucht, ob die zeitliche Entwicklung der Triggersummen korrekt war.

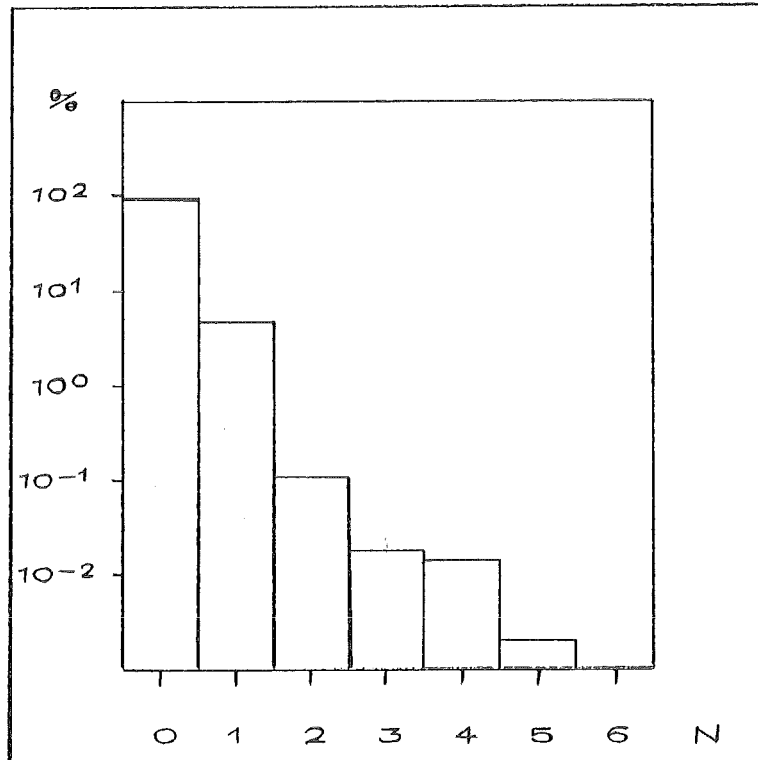


Abbildung 30. Die Verteilung der off-time Triggersummen :
für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Ab 1985 wurden die Triggersummen durch FADC's gebildet [23]. Dies ermöglicht es, die zeitliche Entwicklung der Kalorimetersignale schon während der Triggerentscheidung zu berücksichtigen. Es gibt bei diesem neuen Trigger pro Modul nur noch die Summen A, B und B', die über dieselben elektronischen Kanäle wie früher gemessen werden. Die Summe B wird wieder im Maximum des idealen e^+e^- -Signals gemessen, die Summe B' jedoch 200 ns vor dem Beginn des idealen e^+e^- -Signals. B' wird mit zwei einstellbaren Schwellen verglichen, SB_{Min} und SB_{Max} . Ist $SB_{\text{Min}} < B' < SB_{\text{Max}}$, so ist das Modul in-time. Bei $SB_{\text{Min}} > B'$ oder $SB_{\text{Max}} < B'$ ist es off-time und ein Vetosignal wird gegeben. Für die Triggerentscheidung wird jetzt zu den Summen A und B (siehe Kapitel 4.2.6) noch berücksichtigt, ob bei der Messung von B' ein Veto gegeben wurde.

Trigger 2 : 1 Modul mit $A > SA$ und $B > SB$ und kein Veto in allen Modulen.

Trigger 3 : 2 Module mit $A > SA$ und maximal zwei Module mit Veto

Eine weitere Verbesserung [27] wurde dann dadurch vorgenommen, daß die Summe B 300 ns vor und 300 ns nach dem Maximum des idealen e^+e^- -Signals

gemessen wurde ($= B_-$ und B_+). Für die Entscheidung ob ein Signal off-time ist, werden B_- und B_+ mit einstellbaren Bereichen verglichen.

Ist $SB_{\text{Min}} < B_- < SB_{\text{Max}}$ oder $SB_{\text{Min}} < B_+ < SB_{\text{Max}}$, so wird kein Veto gegeben.

Die vollständigen Triggerbedingungen sind dann :

Trigger 2 : 1 Modul mit $A > SA$ und ($B_- > SB$ oder $B_+ > SB$) und kein Veto in allen Modulen.

Trigger 3 : 2 Module mit $A > SA$ und maximal ein Modul mit Veto

Der Vorteil der zwei letzten Verfahren ist es, daß viele Untergrundeignisse nicht mehr ausgelesen werden müssen. Die Totzeit des Detektors ist kleiner und man kann die Schwellen für die Mindestenergie eines Moduls senken. Abbildung 31 zeigt die Verbesserung für den Trigger 2.

EFFICIENCY OF TRIGGER 2

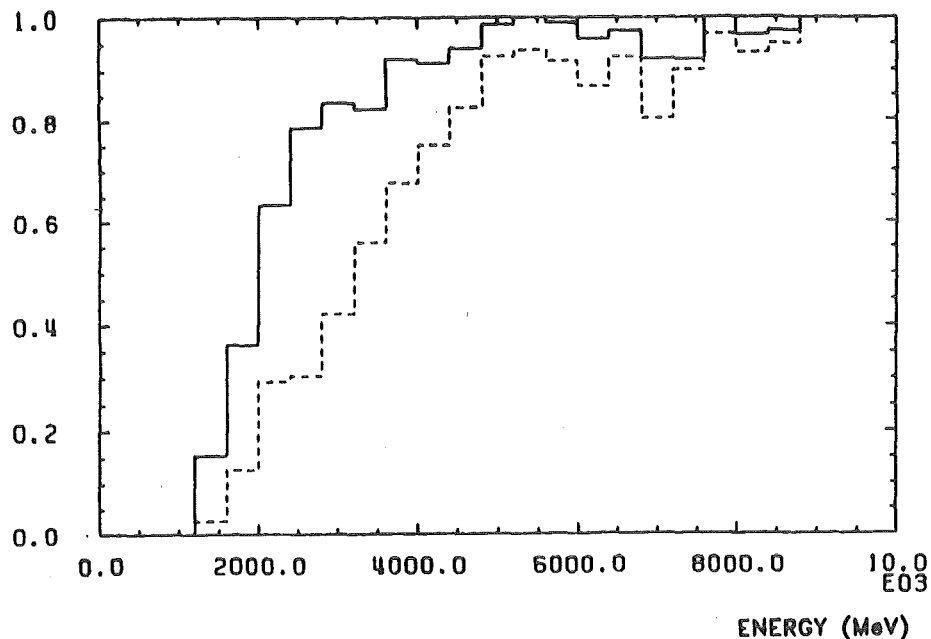


Abbildung 31. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Trigger 2 [27] :
durchgehende Linie : Bedingungen wie 1985
gestrichelte Linie : Bedingungen wie 1983 bis 1984

5.2 DER SCHNITT AUF DIE SCHAUERRICHTUNG

Wie in Kapitel 4.3.2 erwähnt, wird bei der Rekonstruktion von Schauern, die keinen Spuren zugeordnet werden konnten, der Wechselwirkungspunkt berücksichtigt. Für Teilchen, die wirklich vom Wechselwirkungspunkt kommen, führt dies zu einer Verbesserung der Rekonstruktion, besonders bei kleinen Winkeln zur Strahlachse. Bei kosmischen Schauern, die nicht auf den Vertex zeigen, wird die Schauerrichtung falsch rekonstruiert.

Abbildung 32 zeigt die Entwicklung eines der beiden Schauer aus der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ in einem Kalorimetermodul, während Abbildung 33 die Entwicklung eines kosmischen Schauers zeigt. Man sieht die Lagen des Kalorimeters mit den Streifen unter 0° , 45° und 90° zur Strahlachse in einer speziellen Koordinatentransformation. Die Lagen wurden so transformiert, daß die Richtung senkrecht zu den Lagen immer zum Vertex zeigt. Die rekonstruierte Richtung der Schauer, die in beiden Fällen zum Wechselwirkungspunktes zeigt, weil dieser in der Rekonstruktion berücksichtigt wurde, wird durch die durchgezogenen Striche senkrecht zu den Lagen angedeutet.

Im zweiten Bild ist die Richtung des Schauers falsch rekonstruiert worden. Das Prinzip des Verfahrens, das nun angewendet wird, besteht darin, eine zweite Rekonstruktion ohne den Wechselwirkungspunkt zu machen. Überschreitet die Abweichung zwischen den Richtungsvektoren mit und ohne Wechselwirkungspunkt einen gewissen Wert, so wird der Schauer verworfen. Betrachtet werden im folgenden nur Schauer die keinen geladenen Teilchen zugeordnet wurden.

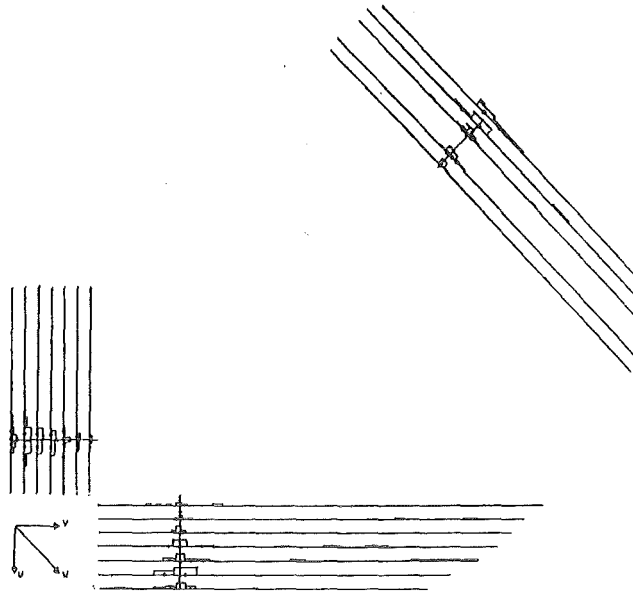


Abbildung 32. Die Rekonstruktion eines QED-Schauers

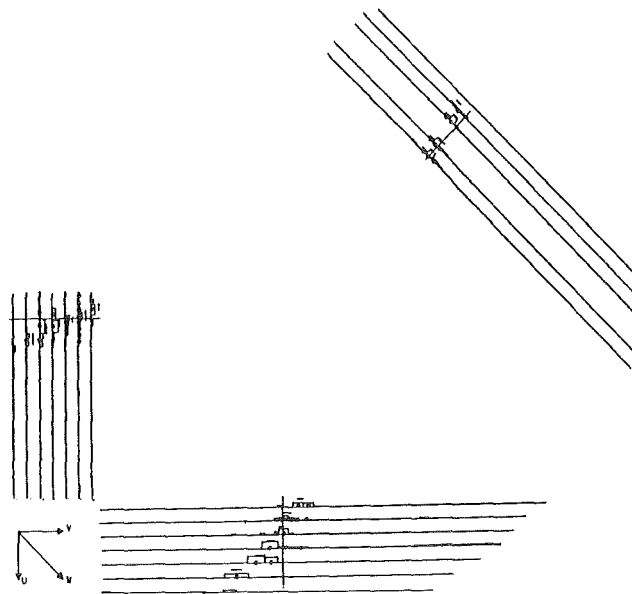


Abbildung 33. Die Rekonstruktion eines kosmischen Schauers

Es wird keine neue Suche nach Schauern durchgeführt, sondern es werden nur die Richtungsvektoren der rekonstruierten Schauer ohne den Wechselwirkungspunkt neu bestimmt. Das Programm LATRAK (siehe Kapitel 4.3.2) speichert die Mittelpunkte $u_i(t_i)$, $v_i(t_i)$ und t_i eines 2-dimensionalen Clusters der Lage i und dessen Radius σ_i . σ_i ist definiert als:

$$\sigma_i^2 = \frac{\sum_{j=1}^N ((u_j - u_i)^2 + (v_j - v_i)^2) Ph_j}{\sum_{j=1}^N Ph_j}$$

Der Index j läuft über die Kanäle 1-N die zu dem betreffenden Cluster gehören. u_j und v_j sind die Koordinaten dieser Kanäle, Ph_j deren Pulshöhen. Mit den Größen u_i , v_i , t_i und σ_i wird ein linearer Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate [28] für die Geraden $u = u(t)$ und $v = v(t)$ gemacht. Für Schauer mit der Topologie 2 sind pro Lage 2 Werte für u_i und v_i definiert. Hier wurde der mit den Pulshöhen gewichtete Mittelwert von u_i und v_i als abhängige Variable u bzw v gewählt.

Die Steigung m_u der Geraden $u = u(t)$ ist bestimmt durch :

$$m_u = \frac{\sum_{i=1}^7 (1/\sigma_i^2) \sum_{i=1}^7 (t_i u_i / \sigma_i^2) - (\sum_{i=1}^7 t_i / \sigma_i^2) (\sum_{i=1}^7 u_i / \sigma_i^2)}{\sum_{i=1}^7 (1/\sigma_i^2) \sum_{i=1}^7 (t_i^2 / \sigma_i^2) - (\sum_{i=1}^7 t_i / \sigma_i^2)^2}$$

Eine analoge Rechnung ergibt die Steigung m_v für die Gerade $v = v(t)$. Der Index i läuft über alle 7 Lagen des Kalorimeters. Aus m_u , m_v und dem Wert $t=1$ wird der Richtungsvektor des Schauers gebildet. Dieser wird anschließend in das CELLO Koordinatensystem transformiert. Zum schon vorhandenen Richtungsvektor \vec{m}_W mit dem Wechselwirkungspunkt existiert jetzt der Richtungsvektor \vec{m}_F ohne den Wechselwirkungspunkt.

Mit diesen Vektoren werden 2 Größen gebildet. In der $r\phi$ -Projektion :

$$\cos\delta\phi = \cos\left(\frac{\vec{m}_{WT} \cdot \vec{m}_{FT}}{m_{WT} \cdot m_{FT}}\right)$$

\vec{m}_{WT} und \vec{m}_{FT} sind die Projektionen von \vec{m}_W und \vec{m}_F in der $r\phi$ -Ebene.

In der rz -Projektion :

$$\cos\delta\theta = \cos\left(\frac{\vec{m}_{WZ} \cdot \vec{m}_{FZ}}{m_{WZ} \cdot m_{FZ}}\right)$$

\vec{m}_{WZ} und \vec{m}_{FZ} sind die Projektionen von \vec{m}_W und \vec{m}_F in der rz -Ebene, die durch die Strahlachse und \vec{m}_F bestimmt ist.

Die Verteilungen dieser Größen für Schauer der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ zeigen Abbildung 34 und Abbildung 35 auf Seite 58. Die Maxima bei $\cos\delta\phi = 1$ und $\cos\delta\theta = 1$ entsprechen der Tatsache, daß diese Schauer vom Wechselwirkungspunkt kommen. Die Breite der Verteilungen ist auf die Auflösung des Kalorimeters zurückzuführen.

Diese Verteilungen hängen aber sehr stark vom Einfallswinkel θ des Schauers ab. Für das Schnittkriterium ist deshalb $\cos\theta$ berücksichtigt worden. Die Korrelationen $\cos\delta\phi$ zu $\cos\theta$ und $\cos\delta\theta$ zu $\cos\theta$ zeigen Abbildung 36 und Abbildung 37 auf Seite 59. Als Bedingung für einen guten Schauer wurde gewählt, daß die Punkte $(\cos\theta, \cos\delta\phi)$ und $(\cos\theta, \cos\delta\theta)$ in den eingezeichneten Gebieten liegen müssen. Im Bereich $|\cos\theta| < 0.5$ muß sowohl $\cos\delta\phi$ als auch $\cos\delta\theta \geq 0.97$ sein ($\delta < 14^\circ$). Bei $|\cos\theta| = 0.85$ sind die Bedingungen $\cos\delta\phi \geq 0.9$ und $\cos\delta\theta \geq 0.8$. Bei $|\cos\theta| > 0.8$ wurde zusätzlich die Schnittbedingung für $\cos\delta\theta$ als erfüllt angesehen.

Bei Ereignissen mit 2 Schauern gibt es 4 Punkte zu bewerten. Abbildung 38 auf Seite 60 zeigt die Verteilung der guten Schauerprojektionen für Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

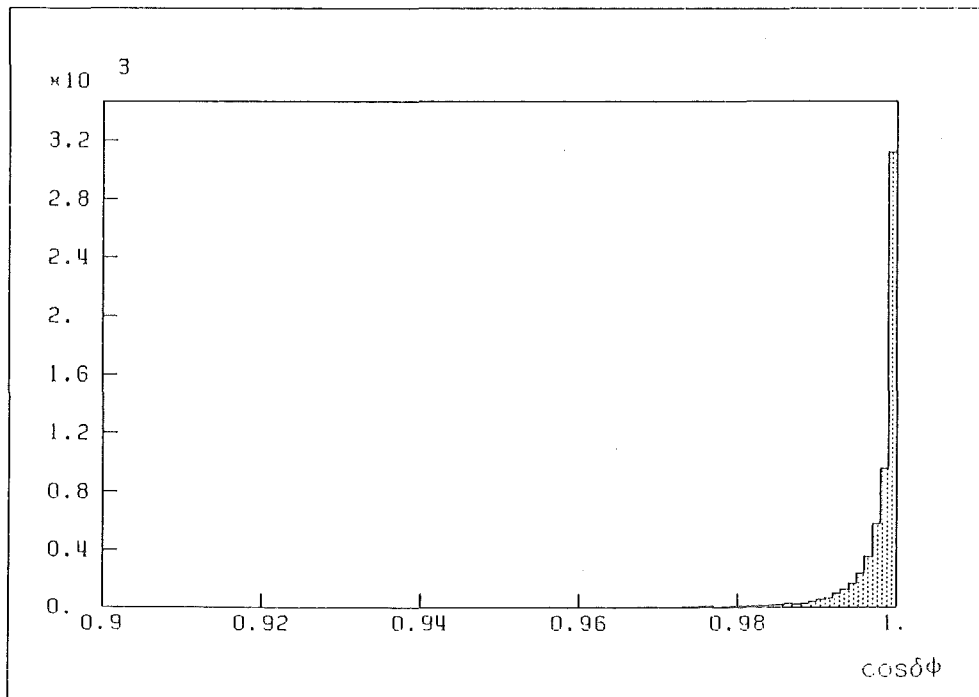


Abbildung 34. Die Verteilung von $\cos \delta \phi$:
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

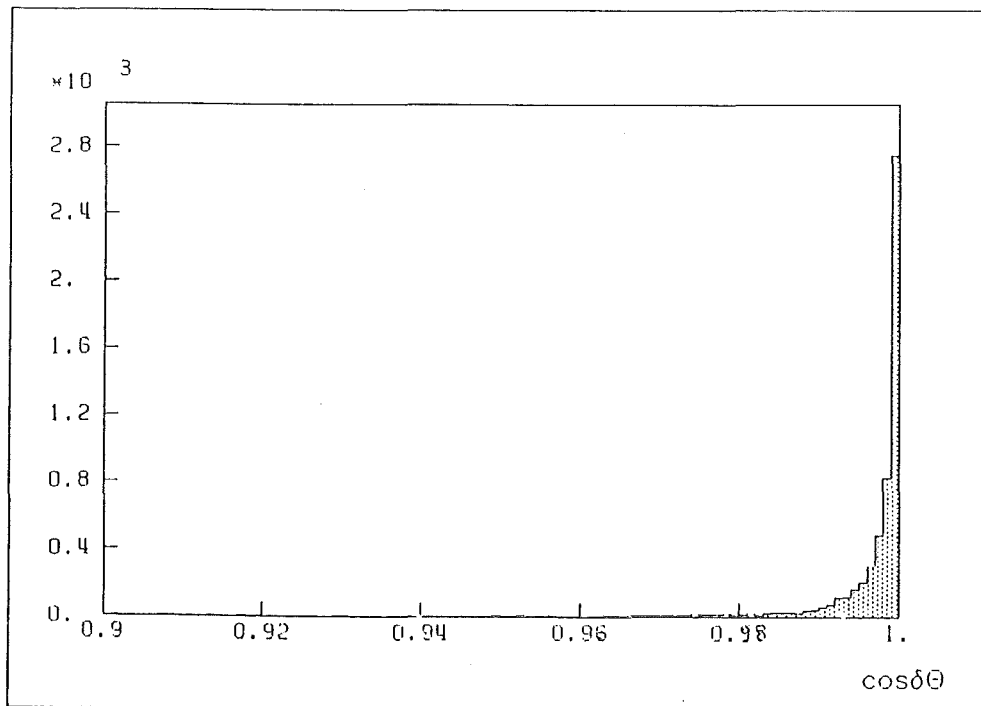


Abbildung 35. Die Verteilung von $\cos \delta \theta$:
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

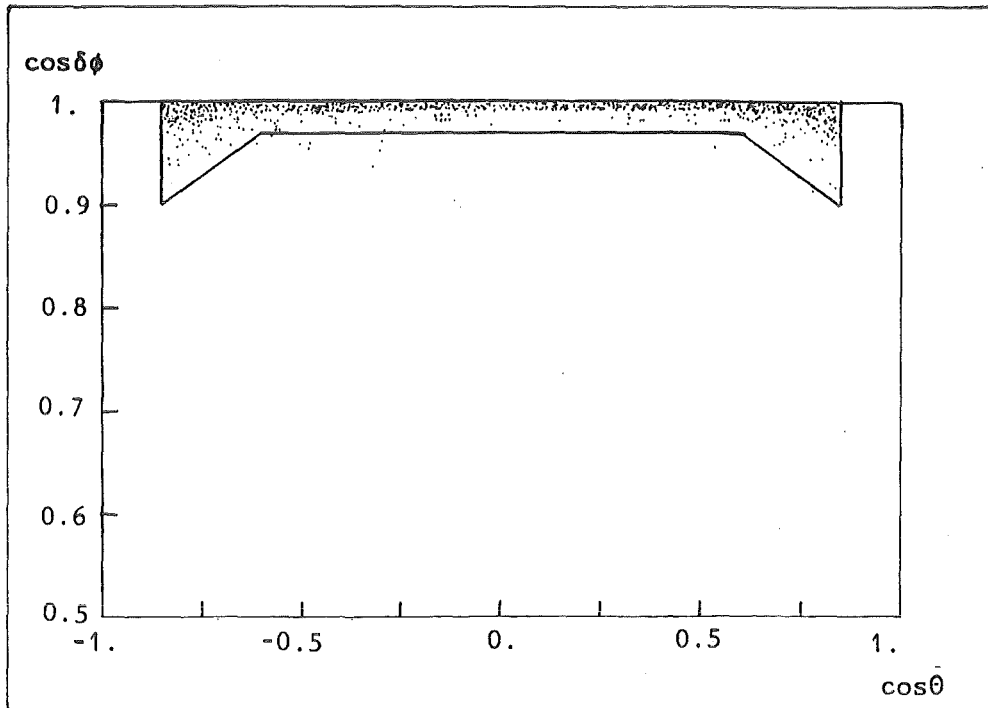


Abbildung 36. Die Korrelation von $\cos\delta\phi$ zu $\cos\theta$:
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

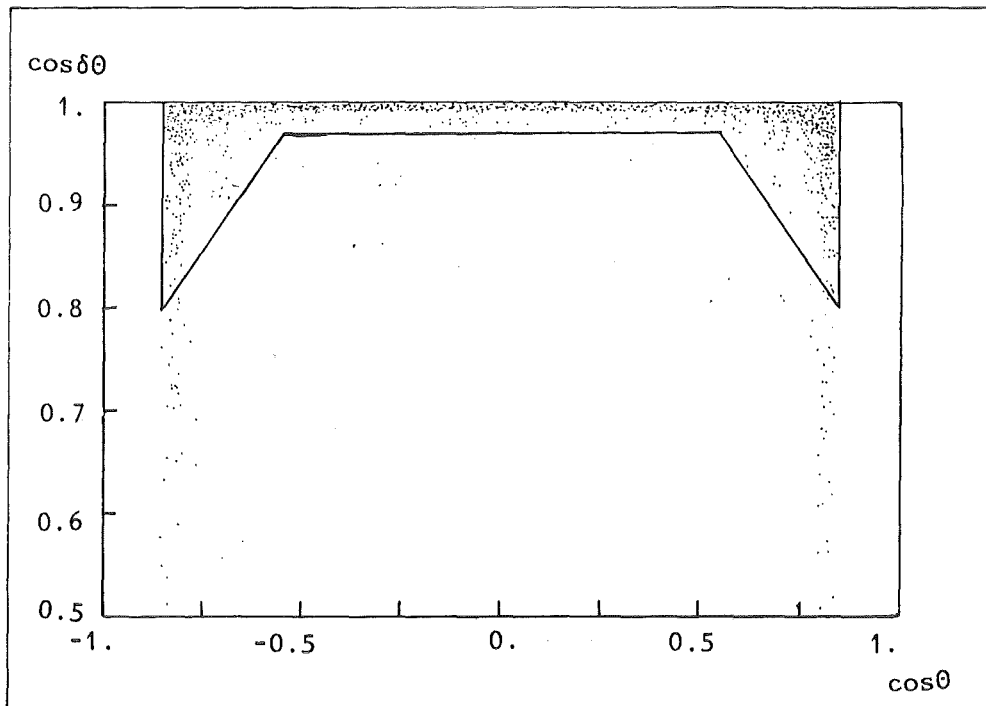


Abbildung 37. Die Korrelation von $\cos\delta\theta$ über $\cos\theta$:
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

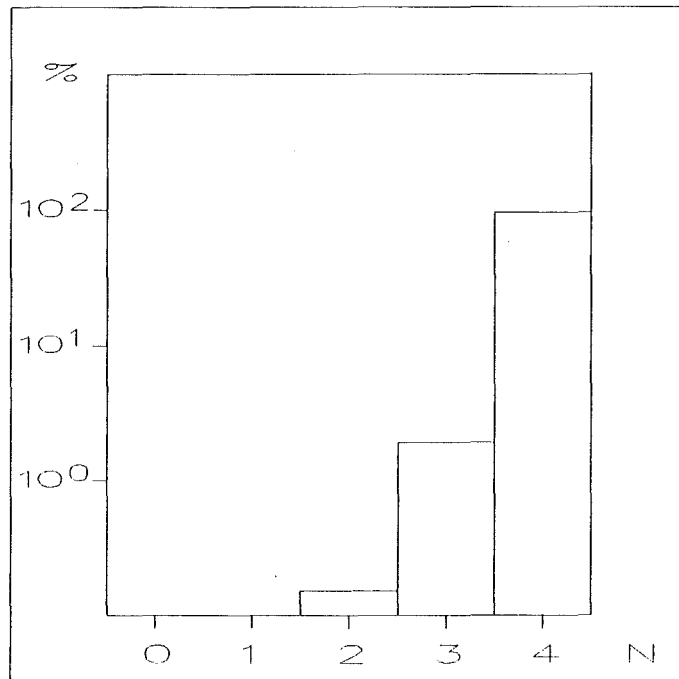


Abbildung 38. Der Verteilung der guten Schauerprojektionen :
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Zerfallen die Photinos am Vertex, wie es für die meisten Kombinationen von d und $m_{\tilde{\gamma}}$ der Fall ist, so ist die gleiche Situation wie bei $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ gegeben. Die Photonen kommen vom Wechselwirkungspunkt und der Verlust an Ereignissen wird nur durch die Auflösung des Detektors bestimmt.

Bei bestimmten Kombinationen von d und $m_{\tilde{\gamma}}$ kann es vorkommen, daß die Photinos erst im Innendetektor zerfallen :

Bei kleinen Photinomassen (100 MeV bei $d = 10^4 \text{ GeV}^2$) sind die Photinos hochrelativistisch. Das Photon hat dann im CELLO-System die gleiche Richtung wie das Photino. Der Schauer des Photons zeigt auf den Wechselwirkungspunkt und der Verlust an Ereignissen wird nur durch die Auflösung des Detektors bestimmt.

Ist die Masse des Photinos groß (z. B. $m_{\tilde{\gamma}} \approx 10 \text{ GeV}$ bei $d = 10^{10} \text{ GeV}^2$), so kann das emittierte Photon im CELLO-System unter beliebigen Winkeln zur Richtung des Photinos auftreten. Die Richtung des Photonenschauers zeigt dann i. a. nicht auf den Vertex und das Ereignis wird verworfen. Der Verlust bei solchen Ereignissen wird durch eine Monte-Carlo Simulation bestimmt (siehe Kapitel 7.1).

KAPITEL 6. DIE DATENSELEKTION

6.1 DIE UNTERGRUNDREAKTIONEN

Den größten Anteil am Untergrund haben die kosmischen Schauer, danach folgt die QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Die Zahl der kosmischen Schauer kann durch die in Kapitel 5 erläuterten Verfahren reduziert werden. Zusätzlich werden weitere Schnitte in der Datenselektion angewendet.

Die Signatur der QED-Reaktion besteht aus 2 Schauern mit jeweils Strahlenergie und einem Akolinearitäts- und Akoplanaritätswinkel von 0° . Die Haupteigenschaften der Reaktion die untersucht wird, fehlende Energie und fehlender Impuls, sind nicht vorhanden. Dies ergibt ein gutes Kriterium für die Abtrennung dieses Untergrundes.

Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ wird dadurch verworfen, daß die Photinoereignisse nur 2 Schauer besitzen. Strahlungskorrekturen werden, wie schon erwähnt, nicht berücksichtigt.

Zusätzliche Untergrundreaktionen sind $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ wenn beide Spuren nicht rekonstruiert wurden. Im weiteren werden solche Ereignisse nicht von $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ unterschieden. Die Behandlung dieser Ereignisse ist analog zu dem oben gesagten.

Die Datenselektion erfolgt in 2 Abschnitten :

- Zuerst werden Ereignisse mit 2 Schauern selektiert. Diese Signatur haben sowohl die QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ als auch Photonenpaare aus der Paarerzeugung instabiler Photinos. Die QED-Ereignisse werden zum Test der Selektion und der Schnitte gegen die kosmische Strahlung verwendet.
- In einer 2. Stufe wird dann nach Photinoereignissen gesucht. Ereignisse, die diese Stufe passieren, werden überprüft.

6.2 DIE SELEKTION VON EREIGNISSEN MIT ZWEI SCHAUERN

Bevor die eigentliche Selektion begann, wurde ein Cluster-Verfahren auf die Schauer eines Ereignisses angewendet. Schauer, deren Winkelabstand kleiner als 5° war, wurden zusammengefügt und als ein Cluster gewertet.

Die Bedingungen für ein akzeptiertes Ereignis waren :

1. Keine rekonstruierten Spuren im Innendetektor. Ereignisse, bei denen ein Photon in ein e^+e^- -Paar konvertierte, werden damit unterdrückt. Wegen der geringen Dicke des Strahlrohrs ist der Verlust an möglichen Ereignissen gering (14 % bei senkrechtem Durchgang).
2. 2 Cluster (im weiteren Hauptcluster) mit einer Energie zwischen 2 GeV und $1.5 \times E_{\text{Strahl}}$. Diese Cluster dürfen nur Schauer mit einer Topologie ≤ 2 enthalten. Die obere Grenze für die Clusterenergie dient zur Aussonderung hochenergetischer kosmischer Schauer.
3. Beide Cluster müssen im zentralen Teil des Flüssigargon-Blei-Kalorimeters liegen, d. h. die Winkel θ der Cluster zur Strahlachse müssen die Bedingung $|\cos\theta| \leq 0.85$ erfüllen. Bei kleineren Winkeln ist keine sichere Erkennung von Spuren mehr möglich. Man kann dann nicht immer unterscheiden, ob ein Schauer in den Endkappen von einem Photon oder einem geladenen Teilchen stammt. Zusätzlich ist bei flachen Winkeln die Wahrscheinlichkeit sehr groß, daß ein Photon im Strahlrohr konvertiert. Die Endkappen sind also für die eigentliche Suche nach den Photonen aus dem Photinozerfall unbrauchbar.
4. Der Akolinearitätswinkel beider Cluster muß kleiner als 165° sein. Dieser Schnitt verwirft kosmische Ereignisse, bei denen der entstandene Schauer so groß war, daß er nicht mehr als einzelner Schauer rekonstruiert werden konnte. Es werden dabei nur wenige Photinoereignisse verworfen.
5. Höchstens 4 weitere Cluster mit einer Energie zwischen 0.5 GeV und 2 GeV im gesamten Flüssigargon-Blei-Kalorimeter. Dies ist notwendig, weil durch Untergrund oder Rauschen Cluster in der genannten Größenordnung auftreten können. Cluster mit einer Energie von weniger als 0.5 GeV wurden nicht berücksichtigt. Sie stammen sehr oft von elektronischem Rauschen, was man auch dadurch erkennt, daß sie auf eine Lage im Kalorimeter beschränkt sind. Durch diesen Schnitt werden alle

radiativen Ereignisse verworfen, bei denen das Bremsstrahlungsphoton im Flüssigargon-Blei-Kalorimeter festgestellt wurde. Nicht berücksichtigt wurde in dieser Stufe der Selektion der Holetagger und der Vorwärtsdetektor.

6. Der Schnitt auf die Zahl der off-time Triggersummen wurde so angewendet, daß von den 32 Triggersummen B' und C' maximal eine Triggersumme off-time sein durfte. (siehe auch Abbildung 30 auf Seite 52) Im Jahr 1985 wurde der Trigger verbessert (siehe Kapitel 4.2.6 und Kapitel 5.1), der alte Trigger aus den Jahren 1983 bis 1984 blieb jedoch erhalten und wurde parallel zum neuen Trigger benutzt. Die Überprüfung der Triggersummen wurde deshalb bei allen Daten vorgenommen.
7. Danach folgte der Schnitt auf die Schauerrichtung. Für ein Ereignis wurden die Hauptcluster bewertet. Als Schnittbedingung wurde gewählt, daß die Richtungsvektoren mit und ohne Wechselwirkungspunkt in allen 4 Projektionen (d. h. im Rahmen der in Kapitel 5.2 definierten Gebiete) übereinstimmen müssen. Bestand ein Cluster aus mehr als einem Schauer, so wurden diese einzeln nachrekonstruiert und ein resultierender Richtungsvektor des Clusters ohne den Wechselwirkungspunkt gebildet. Das weitere Verfahren ist dann wie in Kapitel 5.2 angegeben.
8. Der letzte Schnitt, um wiederum kosmischen Untergrund zu eliminieren, bestand darin, daß die Myonkammern benutzt wurden. Es wurde gefordert, daß hinter höchstens einem der Hauptcluster die Myonkammern einen Teilchendurchgang registrierten. In einem Winkel von 15° um die Clusterrichtung wurden dafür die Myonkammern nach rekonstruierten Raumpunkten abgesucht. Bei einem Raumpunkt mußte die Anodenfläche und beide Kathodenflächen angesprochen haben. Dieser Schnitt wurde nur dann angewendet, wenn der Akolinearitätswinkel beider Cluster kleiner als 90° war. Myonkammern, bei denen das Rauschen zu groß war, wurden nicht verwendet.

Durch die Bedingungen dieser Selektion werden sowohl mögliche Photinoereignisse als auch Ereignisse der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ selektiert. Die Schnitte 1-5 werden von allen QED-Ereignissen mit nichtkonvertierten Photonen erfüllt. Die Selektion wurde an vorhandenen QED-Ereignissen getestet und es wurden alle Ereignisse (außer den radiativen) angenommen. Bei den Schnitten 6-8 ergibt sich ein gewisser Verlust an Ereignissen. Dieser Verlust wurde dadurch bestimmt, daß diese Schnitte in zwei Stufen angewendet wurden.

In der ersten Stufe waren die Bedingungen für die Schnitte 6 und 7 sehr leicht (≤ 2 off-time Triggersummen und ≥ 2 gute Projektionen), so daß fast keine QED-Ereignisse verworfen wurden. Der Verlust in dieser ersten Selektion ist kleiner als 0.1 %. Der Schnitt auf die Triggersummen wurde, wie in Kapitel 5.1 erwähnt, mit Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ geeicht. Durch diesen unabhängigen Test konnte die losere Bedingung definiert werden. Der Schnitt auf die Schauerrichtung wurde vor der Selektion mit vorhandenen Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ getestet und festgelegt.

In der zweiten Stufe der Selektion wurden dann die genannten harten Bedingungen (≤ 1 off-time Triggersumme und 4 gute Projektionen) verlangt. Der Schnitt auf die Myonkammern wurde erst in der zweiten Stufe der Selektion angewendet. Aus der Differenz der QED-Ereignisse $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ergibt sich die Effektivität der Schnitte 6-8. Für ein QED-Ereignis wurde verlangt :

- Gesamtenergie der beiden Hauptcluster $\geq 1.5 \times E_{\text{Strahl}}$
- Akolaritätswinkel der Hauptcluster $\leq 10^\circ$
- Schnitte auf die Akzeptanz der Kalorimetermodule (s. u.)

Diese Bedingungen folgen aus der Tatsache, daß zwei Photonen mit antiparallelem Impuls und der Strahlenergie vorliegen müssen (siehe auch Abbildung 39 und Abbildung 40 auf Seite 66). 20 % der 3300 nach der zweiten Stufe der Selektion als QED klassifizierten Ereignisse wurden visuell überprüft. Es befanden sich keine Untergrundereignisse mehr darunter. Die Gesamtverluste durch die Schnitte 6-8 betragen 2.5 %. Die Übertragung dieses Resultats ist natürlich nur für solche Photinoereignisse direkt möglich, bei denen die Photinos am Wechselwirkungspunkt zerfallen (siehe Kapitel 5.2).

6.3 DIE SCHNITTE DER PHOTINOSELEKTION

Es werden zuerst Ereignisse verworfen, bei denen mindestens ein Hauptcluster zu nahe am Modulrand ist. Dies ist nötig, weil die Module nicht direkt aneinanderstoßen, sondern eine kleine Lücke vorhanden ist, so daß nur ein Teil der Energie dieser Hauptcluster gemessen wurde. Die

Schnittbedingungen für die akzeptierten Cluster waren $|\cos\theta| > 0.05$ und $2.5^\circ < \phi < 42.5^\circ$. ϕ ist hier der Winkel für jedes Modul.

Als Untergrund sind noch die Ereignisse aus der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ übrig. Abbildung 39 zeigt die Verteilung für die Gesamtenergie dieser Reaktion und Abbildung 40 zeigt die Verteilung für den Akoplanaritätswinkel. Man sieht, daß die Gesamtenergie größer als $1.5 \times E_{\text{Strahl}}$ und der Akoplanaritätswinkel kleiner als 10° ist. Diese Bereiche muß man bei der Selektion von Photinoereignissen vermeiden.

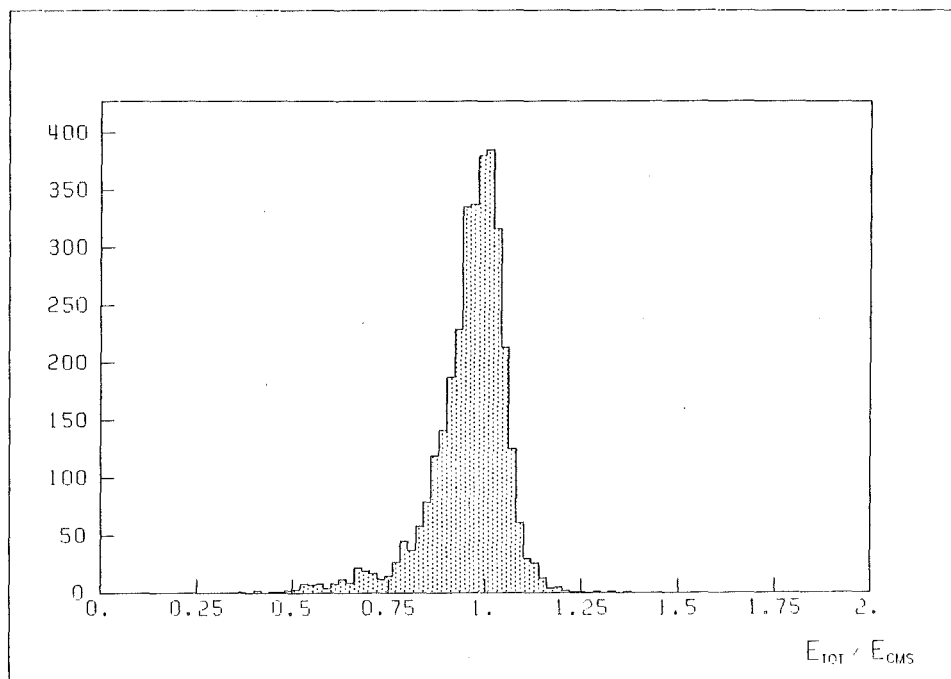


Abbildung 39. Die Gesamtenergie der Photonen :
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

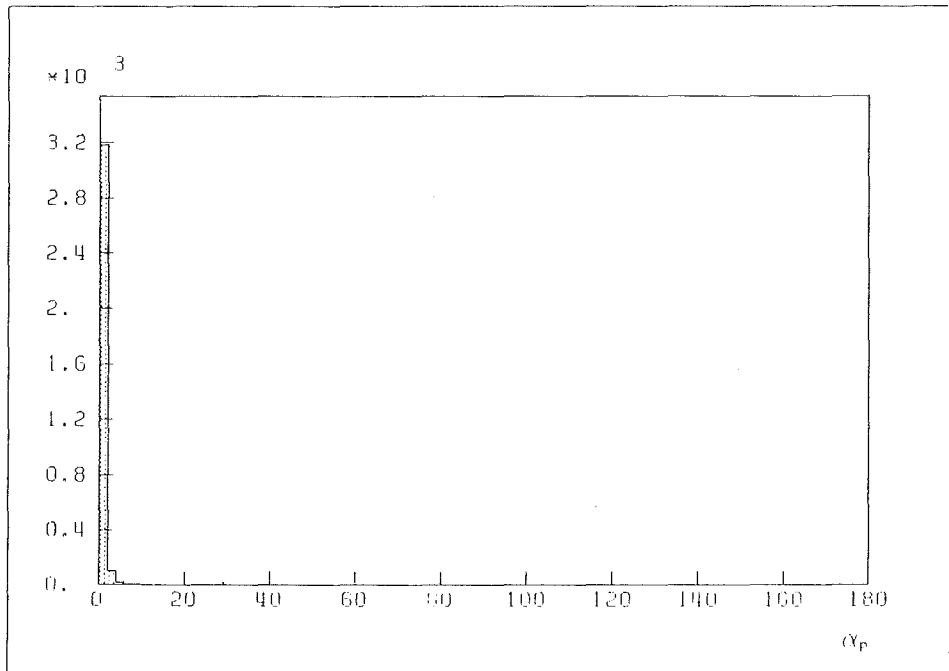


Abbildung 40. Der Akoplanaritätswinkel der Photonen :
für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Um Zerfälle von Photinos mit großen Massen (Klasse 1) zu erfassen, wird als Bedingung gewählt :

- $10^\circ < \text{Akoplanaritätswinkel} < 165^\circ$

Selektiert werden Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls, wie sie für Zerfälle schwerer Photinos typisch sind (siehe auch Kapitel 3.4).

Die Bedingung für kleine Photinomassen (Klasse 2) ist :

- Gesamtenergie der Hauptcluster $< 1.5 \times E_{\text{Strahl}}$
und Akolinearitätswinkel $< 20^\circ$
und Akoplanaritätswinkel $< 10^\circ$
und $|\cos\theta| \leq 0.84$

Die Signatur ist ähnlich wie $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, aber mit fehlender Energie (siehe auch Kapitel 3.4).

In die erste Klasse fielen 346 Ereignisse, auf die zweite Klasse 99 Ereignisse. Insgesamt wurden also 445 Ereignisse selektiert.

Die Wahrscheinlichkeit ε , daß ein Ereignis aus dem Photinozerfall durch die Bedingungen 1-5 der ersten Selektion erfaßt wird und in eine der beiden Klassen fällt, zeigt Abbildung 41 bei $m_{\tilde{\gamma}} = 50$ GeV, $\sqrt{s} = 44$ GeV und dem Zerfall aller Photinos am Vertex. Diese Wahrscheinlichkeit ist nur schwach von der Masse des skalaren Elektrons abhängig.

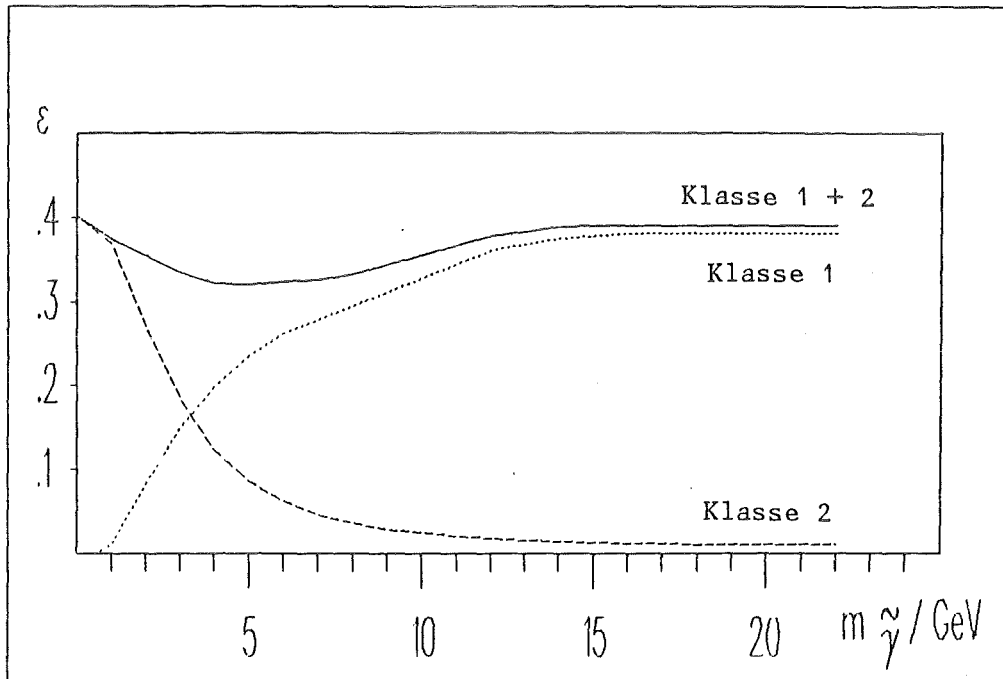


Abbildung 41. Die Effektivität der Photinoselektion :
für $m_{\tilde{e}} = 50$ GeV

6.4 DIE PRÜFUNG DER SELEKTIERTEN EREIGNISSE

Mit Hilfe eines Graphikbildschirmes wurden die restlichen 445 Ereignisse geprüft.

Der weitaus größte Teil dieser Ereignisse (292) hatte nichtrekonstruierte Spuren im Innendetektor und wurde verworfen. Ihr Ursprung liegt in der kosmischen Strahlung oder in der e^+e^- -Vernichtung. Abbildung 42 und Abbildung 43 auf Seite 70 zeigen je ein Ereignis aus der kosmischen Strahlung und aus der e^+e^- -Vernichtung (hier $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ mit fehlender Energie im Kalorimeter).

Eine zweite große Gruppe von Ereignissen stammt aus der kosmischen Strahlung ohne Spuren im Innendetektor zu besitzen. Hier sind die Teilchen durch das Kalorimeters eingefallen, ohne den Innendetektor zu erreichen. Insgesamt gehörten 102 Ereignisse zu dieser Gruppe. Abbildung 44 auf Seite 71 zeigt eine typische Signatur.

Die übrigen 51 Ereignisse stammten alle aus der e^+e^- -Vernichtung und hatten keine nichtrekonstruierten Spuren, konnten aber, aus Gründen die im folgenden besprochen werden, nicht als Erzeugung instabiler Photinos gewertet werden.

Von diesen Ereignissen hatten 18 zusätzliche Schauer im Holetagger und im Vorwärtsdetektor und wurden deshalb als Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ gewertet und verworfen. Abbildung 45 auf Seite 71 zeigt eines dieser Ereignisse, eingezeichnet ist der Richtungsvektor des 3. Schauers. 3 Ereignisse fielen in eine Periode in der der Holetagger nicht funktionsbereit war. Hier ergab sich, daß der Vektor des fehlenden Impulses in den Bereich des Holetaggers zeigte, worauf diese Ereignisse ebenfalls verworfen wurden.

Bei der Untersuchung der Struktur der Hauptcluster zeigte sich, daß bei 24 Ereignissen fehlende Energie durch Fehlfunktion des Kalorimeters vorgetäuscht wurde. Es gibt, wie schon erwähnt, 7 Lagen im Kalorimeter mit Streifen die eine Orientierung von 0° , 45° und 90° zur Strahlachse haben. Bei diesen Ereignissen hatten zwischen der ersten und der letzten Ebene mit Signalen nicht alle Streifen Signale gemessen. Dies kann durch Störungen in der Ausleseelektronik oder durch tote Kanäle geschehen. Abbildung 46 auf Seite 72 zeigt eines dieser Ereignisse. Oben ist das gesamte Ereignis zu sehen, unten das Kalorimetermodul mit einem der Cluster. Bis zur 6. Lage haben die Streifen mit einer Orientierung von 0° und 45° zur Strahlachse Signale gemessen. Die Streifen mit 90° zur Strahlachse haben aber nur bis zur 3. Lage Signale registriert. Weil somit die gesamte Energie nicht bekannt ist, müssen diese Ereignisse ausgeschlossen werden.

Die letzten 6 Ereignisse waren alle von dem folgenden Typ :

Ein Cluster mit der Strahlenergie gegenüber einem Cluster mit weniger als die Hälfte der Strahlenergie. Dieser 2. Cluster begann erst in der 3. oder 4. Lage. (siehe Abbildung 47 auf Seite 73). Solche Ereignisse stammen offensichtlich aus der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ mit einem spätaufschauenden Photon. Um diese auszuschließen, wurde verlangt, daß bei beiden Hauptclustern mindestens 10 % der Energie in den Lagen 2 bis 4 registriert wurde. Alle Ereignisse wurden durch diesen Schnitt verworfen.

Nach dieser Bewertung blieb kein Ereignis zurück, das aus der Paarerzeugung instabiler Photinos stammen könnte. Die Tabelle 6 zeigt die Klassifikation der selektierten Ereignisse.

	Klasse 1	Klasse 2	gesamt
Ereignisse	346	99	445
mit Spuren	236	56	292
kosmische Schauer	98	4	102
Schauer im Holetagger und Vorwärtsdetektor	9	9	18
fehlende Lagen	1	23	24
spätaufschauendes Photon	0	6	6
fehlender Impuls in fehlenden Holetagger	2	1	3

Tabelle 6 : Die Einteilung der restlichen Ereignisse

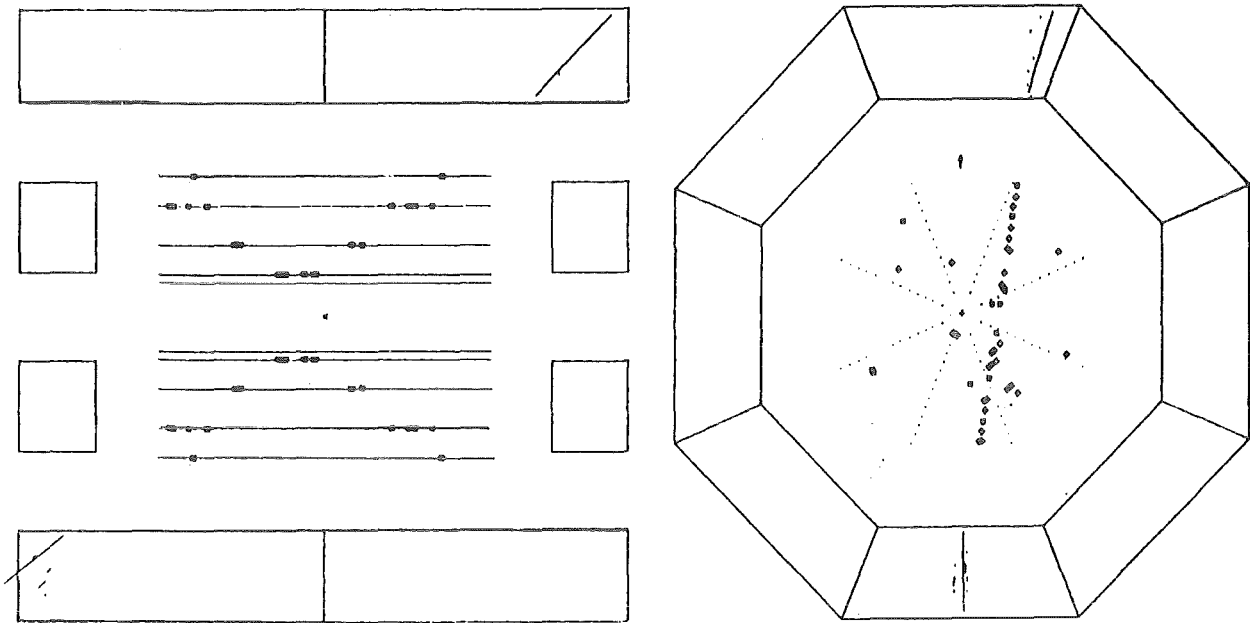


Abbildung 42. Ein Ereignis kosmischen Ursprungs :
mit nichtrekonstruierten Spuren im Innendetektor

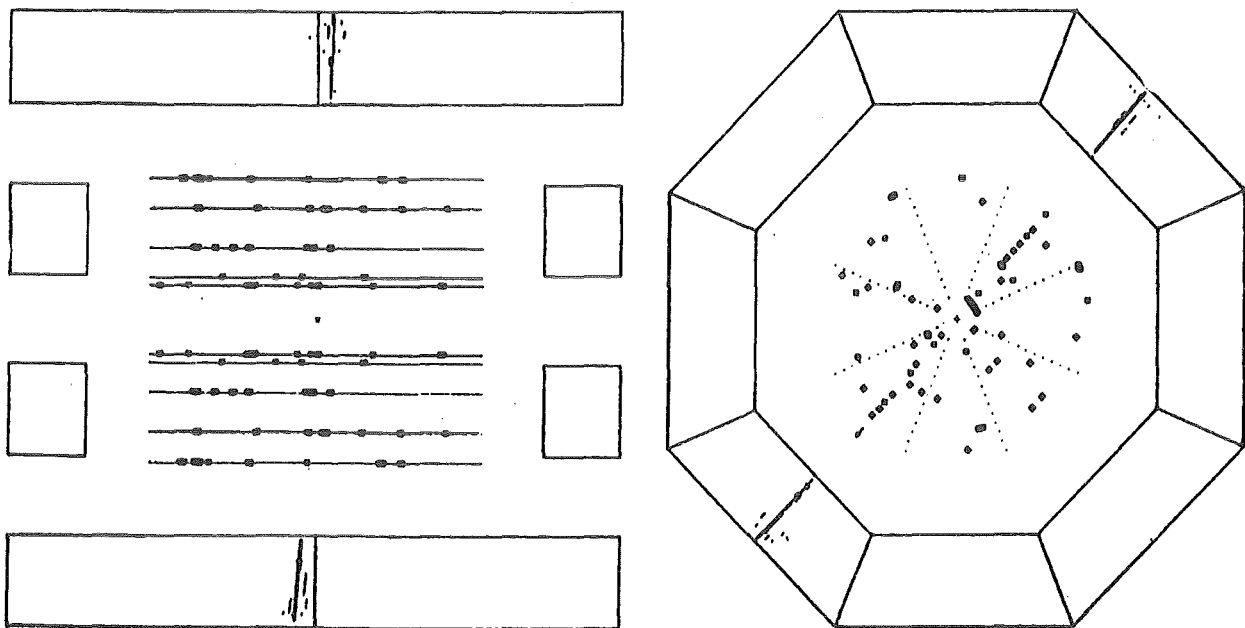


Abbildung 43. Ein Ereignis aus der Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$:
mit nichtrekonstruierten Spuren im Innendetektor

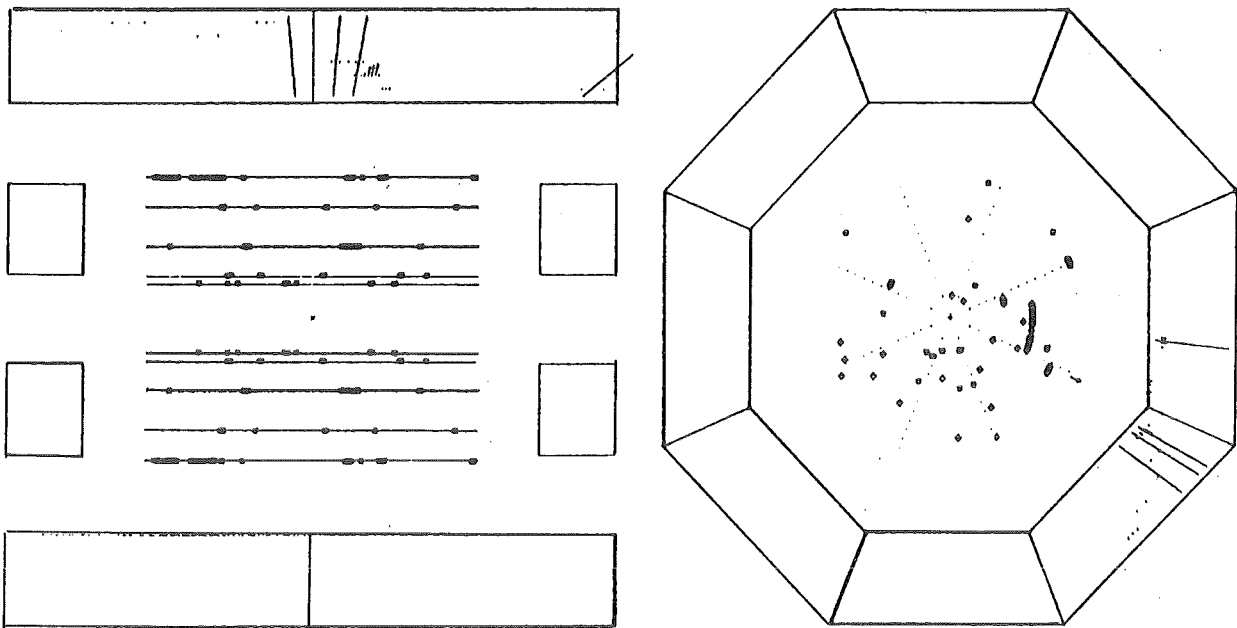


Abbildung 44. Ein Ereignis kosmischen Ursprungs :
ohne Spuren im Innendetektor

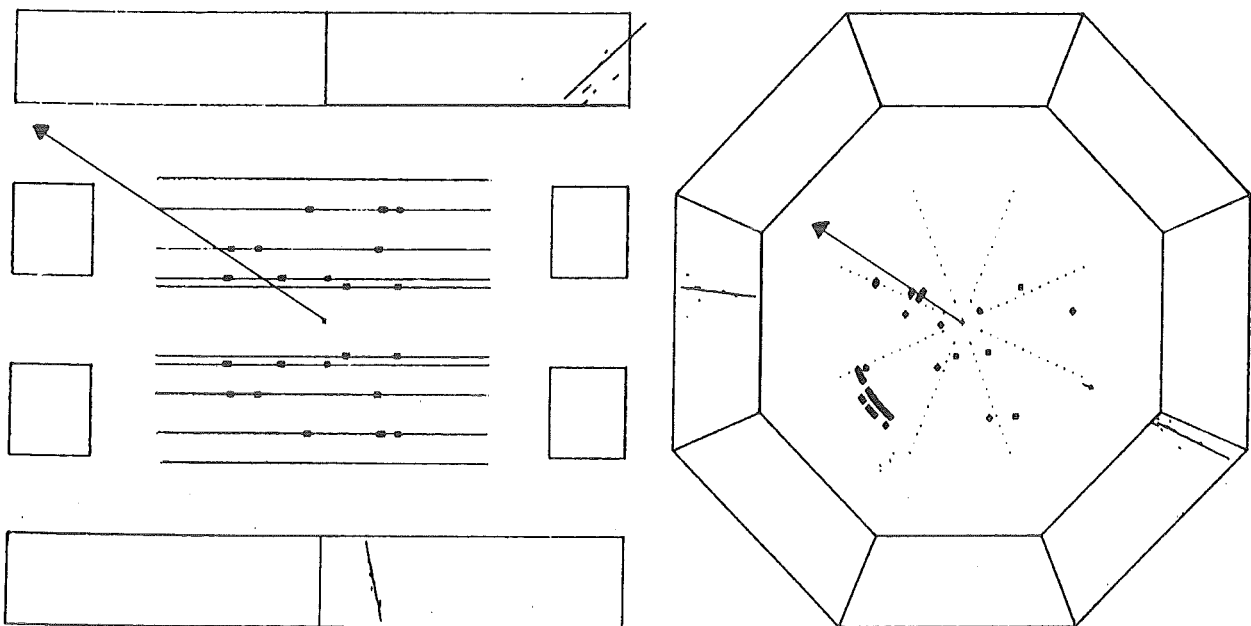


Abbildung 45. Ein Ereignis mit einem Schauer im Holetagger

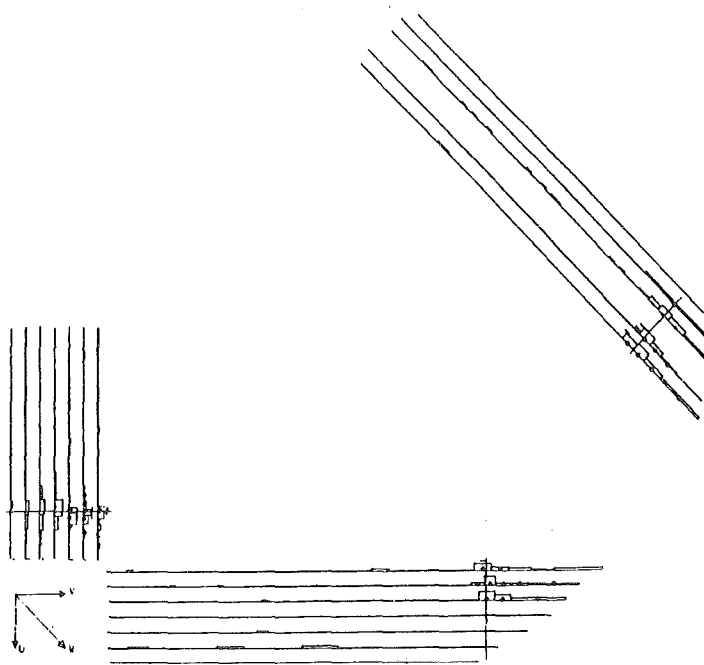
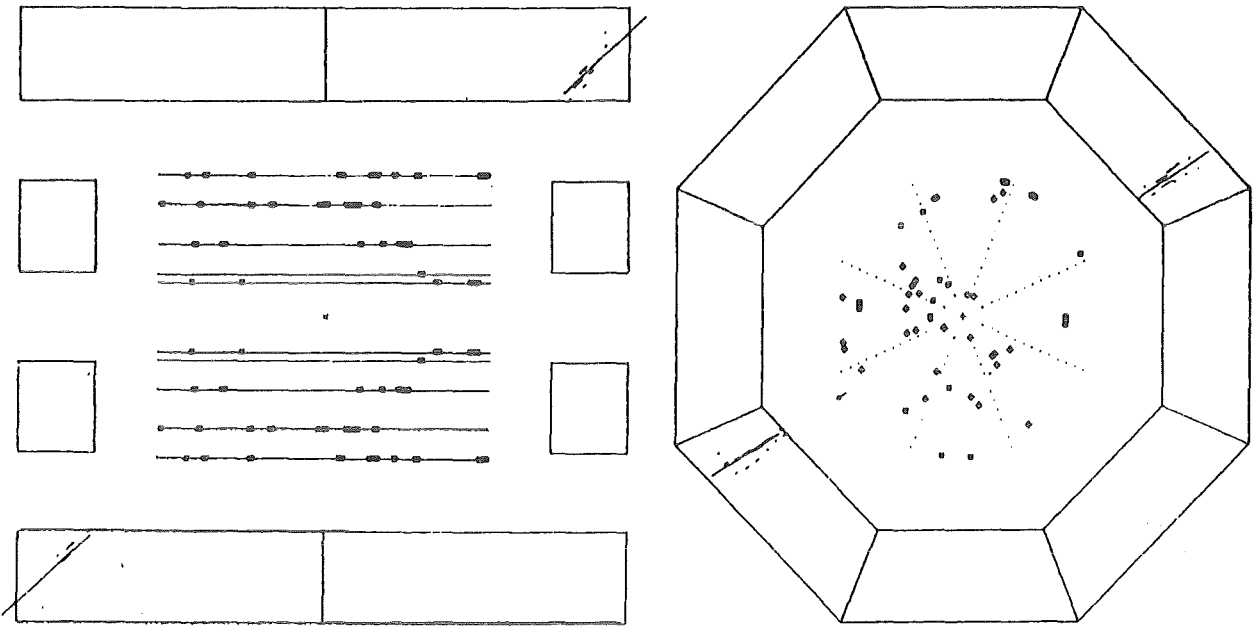


Abbildung 46. Ein Ereignis mit fehlender Energie im Kalorimeter

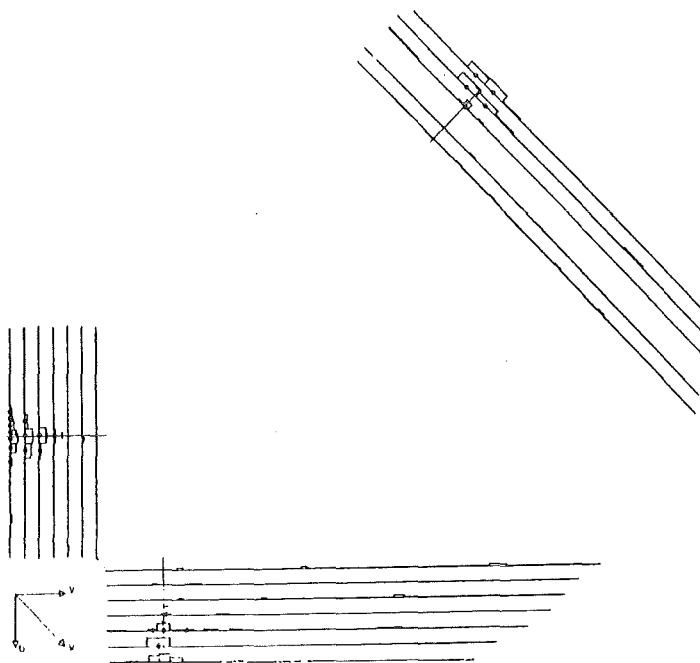
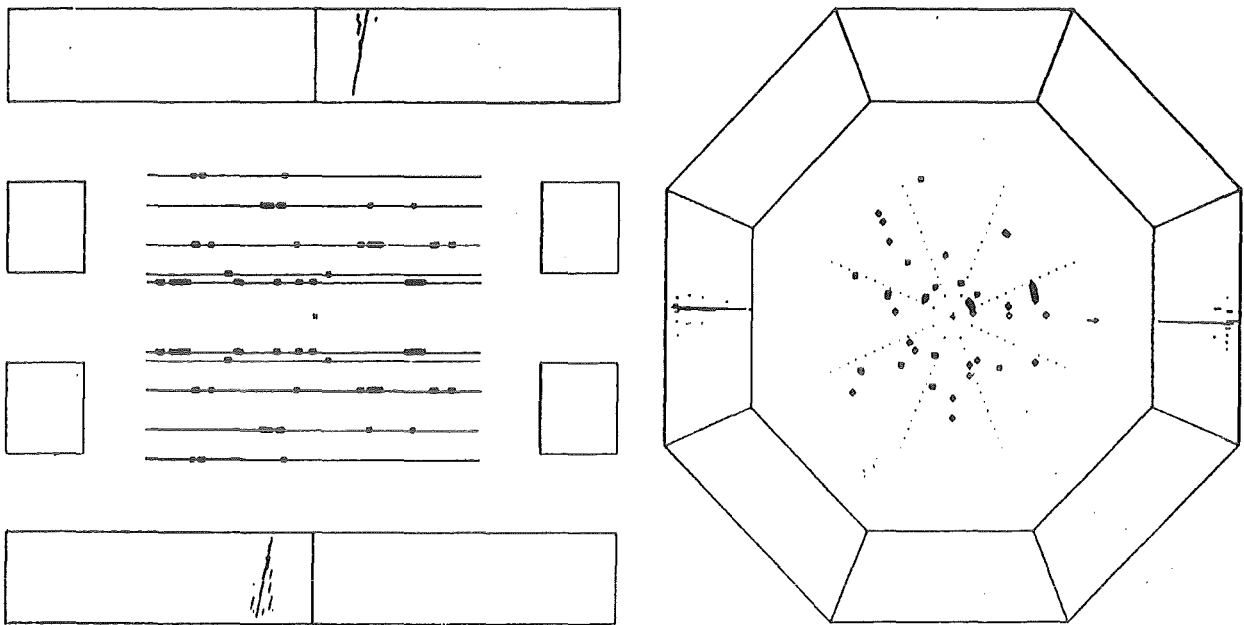


Abbildung 47. Ein Ereignis mit einem spätaufschauenden Photon

6.5 DER NACHWEIS EINES EINZELNEN PHOTONS

Der Nachweis eines einzelnen Photons ($e^+e^- \rightarrow \nu\nu\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}\gamma$) wird von H. Jung als Doktorarbeit im Rahmen der CELLO-Kollaboration untersucht [29].

Die Bedingungen für ein akzeptiertes Ereignis waren :

- keine rekonstruierten Spuren im Innendetektor
- ein Schauer mit $|\cos\theta| < 0.83$ und Topologie 1
- ein Schnitt auf die zeitliche Entwicklung der Triggersummen
- ein Schnitt auf die Schauerrichtung
- ein Schnitt auf die Schauerentwicklung
- ein Schnitt auf die Anordnung der rekonstruierten Raumpunkte im Innendetektor
- keine zusätzlichen Schauer im Holetagger, Vorwärtsdetektor und in den Endkappen.

Die Ereignisse, die diese Schnitte passierten, wurden visuell überprüft und verworfen. Aufgrund dieses Resultats ist auch der Fall $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$ mit einem Photinozerfall ausgeschlossen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon durch diese Schnitte selektiert wird zeigt Abbildung 48. ϵ ist die Wahrscheinlichkeit, $y = |\cos\theta|$ und $x = E_{\text{Photon}}/E_{\text{Strahl}}$. Die Schwerpunktsenergie lag zwischen 38.3 und 46.6 GeV, während die integrierte Luminosität der Daten 37.5 pb^{-1} betrug.

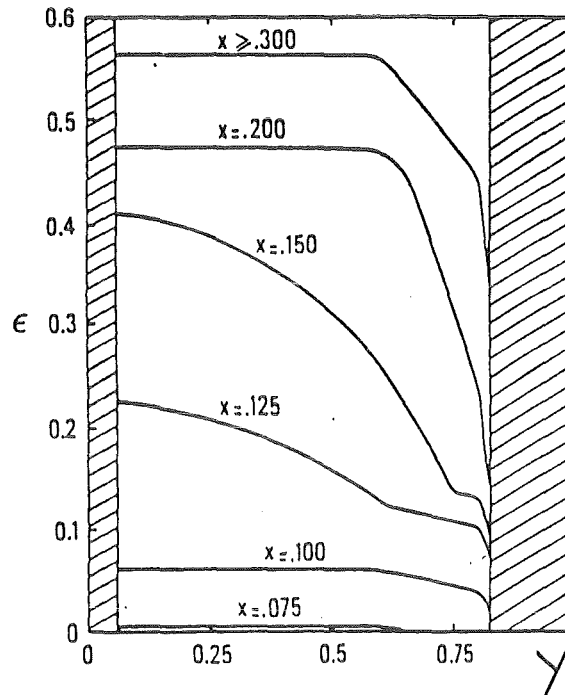
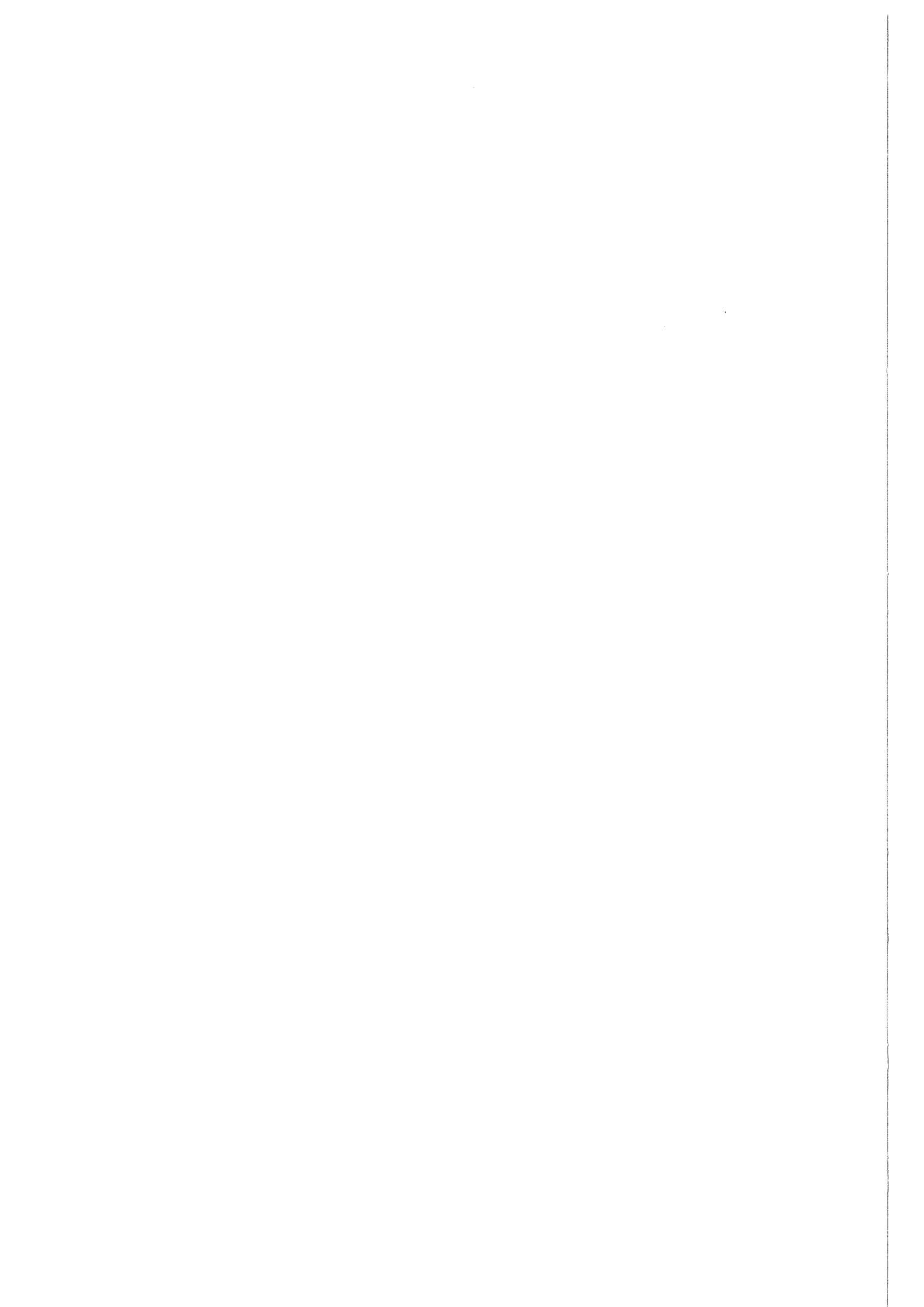


Abbildung 48. Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines einzelnen Photons



KAPITEL 7. DIE AUSWERTUNG DER DATEN

Nachdem kein Ereignis aus der Paarerzeugung instabiler Photinos gefunden worden ist, kann man angeben, welche Werte der Photinomasse ausgeschlossen sind. Die Zahl der nach allen Schnitten erwarteten Ereignisse N ist bei gegebener Strahlenergie und integrierter Luminosität eine Funktion der Parameter $m_{\tilde{e}}$, $m_{\tilde{\gamma}}$ und d :

$$N(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}, d) = L \cdot \sigma(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}) \cdot P_S(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}, d)$$

$P_S(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}, d)$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß beide Photinos vor dem Kalorimeter zerfallen und die Photonen durch die Schnitte angenommen werden. Nach der Poissonstatistik [30] ist das Vertrauenslimit 95 % wenn bei 3 erwarteten Ereignissen keines gesehen wird. Man erhält ein abgeschlossenes Gebiet in einem Raum der von $m_{\tilde{e}}$, $m_{\tilde{\gamma}}$ und d definiert wird. Dieses Gebiet ist durch die Bedingung $N(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}, d) \geq 3$ bestimmt.

7.1 DIE SIMULATION DER PAARERZEUGUNG INSTABILER PHOTINOS

Mit Monte-Carlo Methoden wurde die Erzeugung und der Zerfall zweier Photinos simuliert. Der maximale Zerfallsweg in der $r\phi$ -Ebene betrug 0.8 m, in der rz -Projektion lag er bei 1.5 m. Für Ereignisse bei denen die Photinos innerhalb des Strahlrohrs zerfielen, wurde die mögliche Konversion der Zerfallsphotonen berücksichtigt. Die Energien der Photonen wurden anhand der bekannten Detektoreigenschaften gaussisch verschmiert. Die so simulierten Ereignisse wurden den Schnitten 1-5 der ersten Selektion und den Schnitten der Photinoselektion unterworfen. Weiter wurde berücksichtigt :

- Der Verlust durch die Schnitte 6-8 der ersten Selektion
Der Schnitt auf die Triggersummen und der Schnitt auf die Myonkammern sind nicht von den 3 unbekanntem Parametern abhängig. Der Schnitt auf die Richtungen der Schauer ist z. T. von der $m_{\tilde{\gamma}}$ - d Kombination abhängig. Dies wurde folgendermaßen simuliert :
Es wurde angenommen, daß das Photon in einer Entfernung von 1.10 m von der Strahlache rekonstruiert wurde (das ist vor dem Schauermaximum). Der Vektor zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Rekon-

struktionspunkt bestimmt dann die "rekonstruierte" Richtung. Danach berechnet man den Winkel zwischen der wirklichen Richtung und der rekonstruierten Richtung des Photons und wendet die in Kapitel 5.2 erklärten Schnitte an. Zusätzlich wird die Auflösung des Kalorimeters berücksichtigt. Der Verlust an Ereignissen durch die Schnitte gegen kosmische Strahlung setzt sich dann aus zwei Anteilen zusammen :

- a.) Der erste Anteil ist von $m_{\tilde{\chi}}$ und d abhängig (Schnitt 7)
- b.) der zweite Anteil ist nur von der Auflösung des Detektors abhängig (Schnitte 6 bis 8).

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers 2
Diese Ansprechwahrscheinlichkeit wird dadurch bestimmt, daß man Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ untersucht [31]. Die benutzten Ereignisse bestehen aus einer Spur im Innendetektor mit einem zugehörigen Schauer im Zentralkalorimeter und Schauern in den Endkappen (das Photon und das andere geladene Teilchen). Durch den Vergleich der Zahl dieser Ereignisse mit Trigger 2 zur Gesamtzahl dieser Ereignisse erhält man die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers 2. Für den Photinozerfall (2 Photonen mit einer Energie größer als 2 GeV) liegt diese Ansprechwahrscheinlichkeit zwischen 0.96 und 1.00 (je nach Größe der Photinomasse und Experimentierbedingung).
- Der Filter
Bevor die Filterprogramme benutzt wurden, testete man sie mit vorhandenen Ereignissen [24].
- Die Vorselektionen
Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis durch die Vorselektion angenommen wird, läßt sich anhand der Bedingungen in Kapitel 4.3.3 berechnen. Die Verluste, die durch den Schnitt auf 30 % der Schauerenergie in den Lagen 2-4 verursacht wird, wurden durch Daten und Monte-Carlo Ereignisse bestimmt. Die Daten waren Schauer im Energiebereich 18 GeV bis 23 GeV aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Die Monte-Carlo Ereignisse waren einzelne Schauer mit einer Energie von 2 GeV bis 14 GeV. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis durch die Vorselektionen angenommen wurde, lag zwischen 0.98 und 1.00 (abhängig von der Photinomasse).

- Der Schnitt auf die durchgehende Schauerentwicklung
Die Verluste durch diesen Schnitt wurden durch Daten aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ bestimmt. Im Mittel gehen 3 % der Ereignisse durch diesen Schnitt verloren.
- Der Schnitt auf 10 % der Energie beider Cluster in den Lagen 2-4
Die Behandlung dieses Schnittes geschah analog zur Vorselektion. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photinoereignis diesen Schnitt passiert liegt zwischen 0.95 und 0.99 (je nach Photinomasse und Vorselektion).

Die Gesamtverluste an Ereignissen durch diese Korrekturen betragen zusammen 8 - 12 % (je nach Photinomasse und Experimentierbedingung). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis durch die gesamte Selektion akzeptiert wurde, ist $P \approx 0.3$ (mit dem Zerfall aller Photinos am Vertex, siehe Abbildung 41 auf Seite 67).

7.2 DIE AUSWERTUNG FÜR VERSCHIEDENE PARAMETER

Zuerst wird der Fall behandelt, daß beide Photinos vor dem Kalorimeter zerfallen. Das ausgeschlossene Gebiet ist in dem 3-dimensionalen Raum $(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\gamma}}, d)$ definiert. Gezeigt werden jedoch nur die 2-dimensionalen Projektionen dieses Raumes. Das ausgeschlossene Gebiet wird durch eine Rasterung angedeutet. Innerhalb dieses Gebietes werden nach allen Schnitten mehr als 3 Ereignisse erwartet. Die Grenzlinie ist durch die Bedingung Zahl der erwarteten Ereignisse = 3 festgelegt.

Abbildung 49 auf Seite 81 bis Abbildung 52 auf Seite 82 zeigen das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}-m_{\tilde{\gamma}}$ Ebene für verschiedene Werte des Brechungsparameters d . Die Grenzen werden bestimmt

- bei großen Photinomassen durch die Strahlenergie und den Phasenraum.
- bei kleinen Photinomassen durch den Zerfall beider Photinos außerhalb des Detektors.
- bei großen Massen des skalaren Elektrons durch die integrierte Luminosität.

- bei $m_{\tilde{\gamma}} > m_{\tilde{e}}$ zerfällt das Photino in ein skalares Elektron und ein Positron (skalares Positron und Elektron). Diese Signatur wurde aber nicht untersucht.

Abbildung 53 auf Seite 83 bis Abbildung 56 auf Seite 84 zeigen das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{\gamma}}$ Ebene für verschiedene Massen des skalaren Elektrons. Die obere Grenze der Photinomasse wird wieder durch Strahlenergie und Phasenraum gegeben. Die untere Grenze für die Photinomasse und die obere Grenze für d sind durch den Zerfall beider Photinos außerhalb des Detektors gegeben.

Abbildung 57 auf Seite 85 bis Abbildung 60 auf Seite 86 zeigen das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene für verschiedene Photinomassen. Die obere Grenze für $m_{\tilde{e}}$ ist durch die Luminosität, die untere Grenze durch die Bedingung $m_{\tilde{\gamma}} < m_{\tilde{e}}$ gegeben. Die obere Grenze für d ist durch den Zerfall beider Photinos außerhalb des Detektors gegeben.

Für den Zerfall eines Photinos zeigt Abbildung 61 auf Seite 87 das ausgeschlossene Gebiet für $d=10^4 \text{ GeV}^2$ in der $m_{\tilde{e}}$ - $m_{\tilde{\gamma}}$ Ebene. Das gerasterte Gebiet ist durch den Zerfall eines Photinos ausgeschlossen. Die gestrichelte Linie zeigt die Grenzkurve für den Zerfall zweier Photinos.

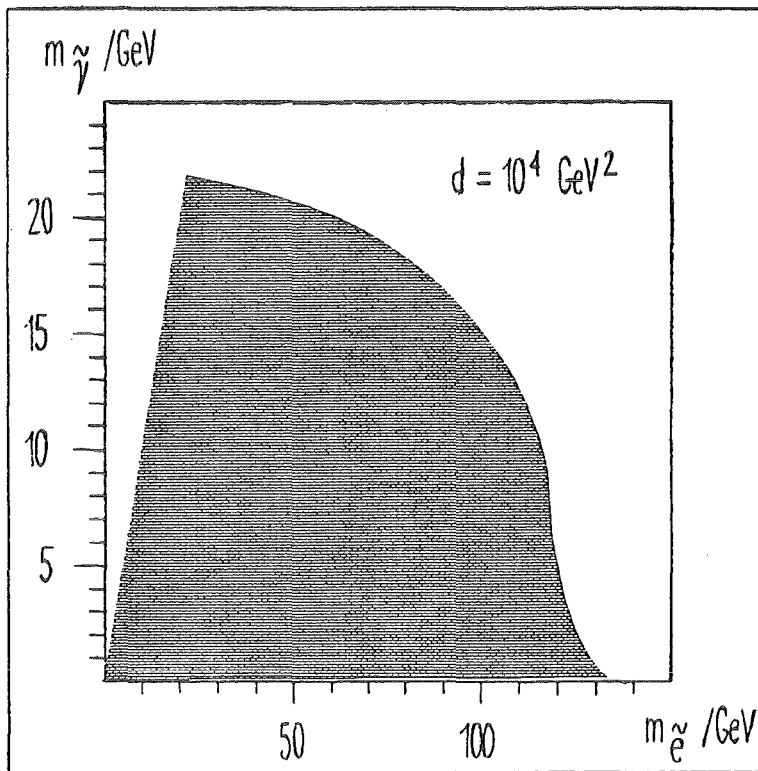


Abbildung 49. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $d = 10^4 \text{ GeV}^2$

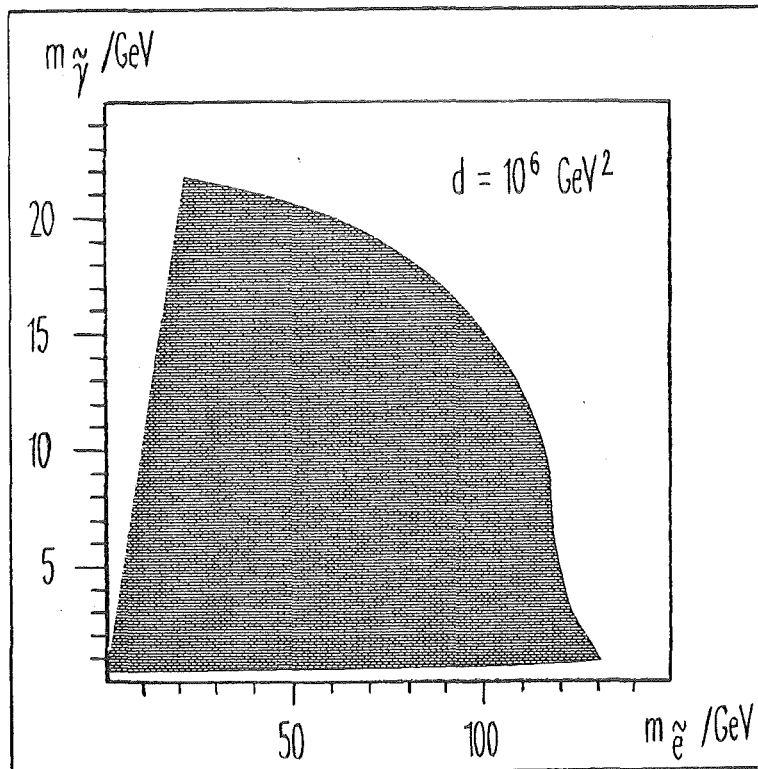


Abbildung 50. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $d = 10^6 \text{ GeV}^2$

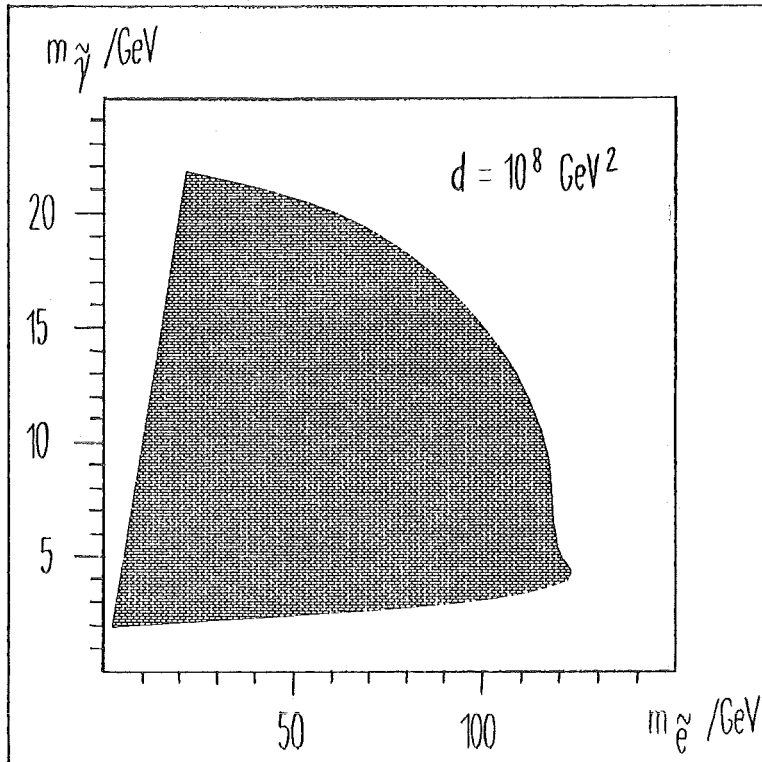


Abbildung 51. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $d = 10^8 \text{ GeV}^2$

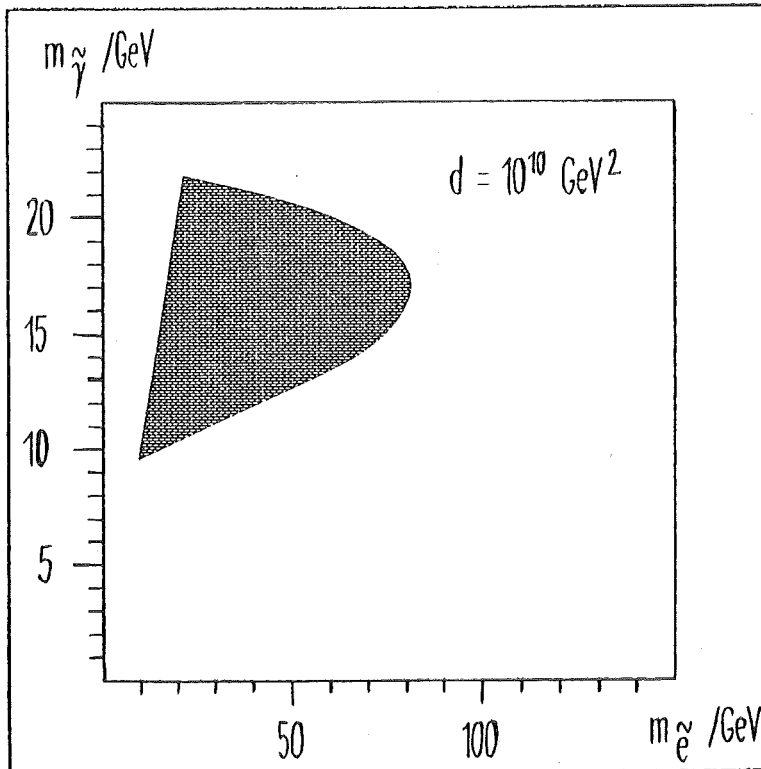


Abbildung 52. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $d = 10^{10} \text{ GeV}^2$

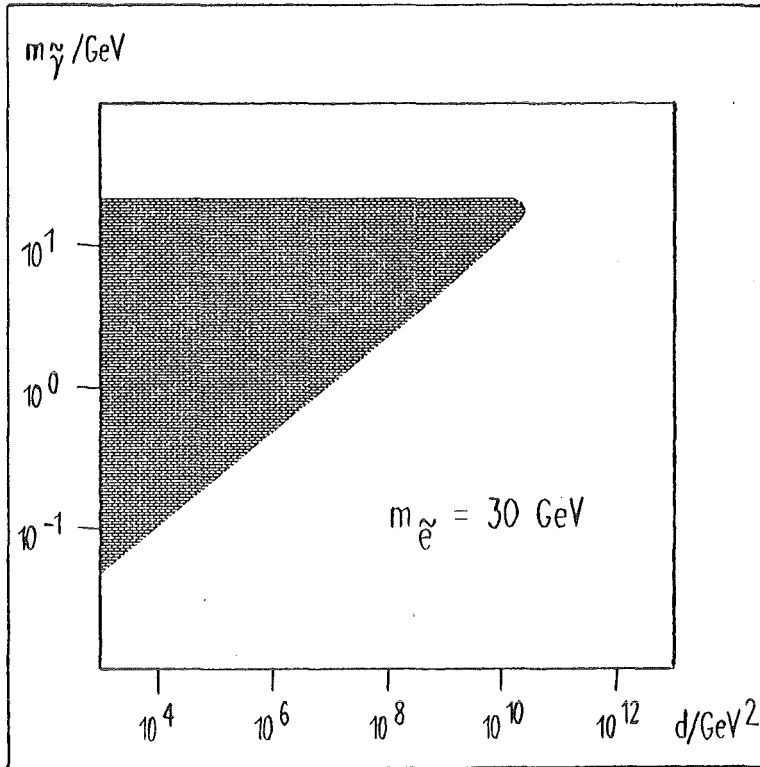


Abbildung 53. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $m_{\tilde{e}} = 30$ GeV

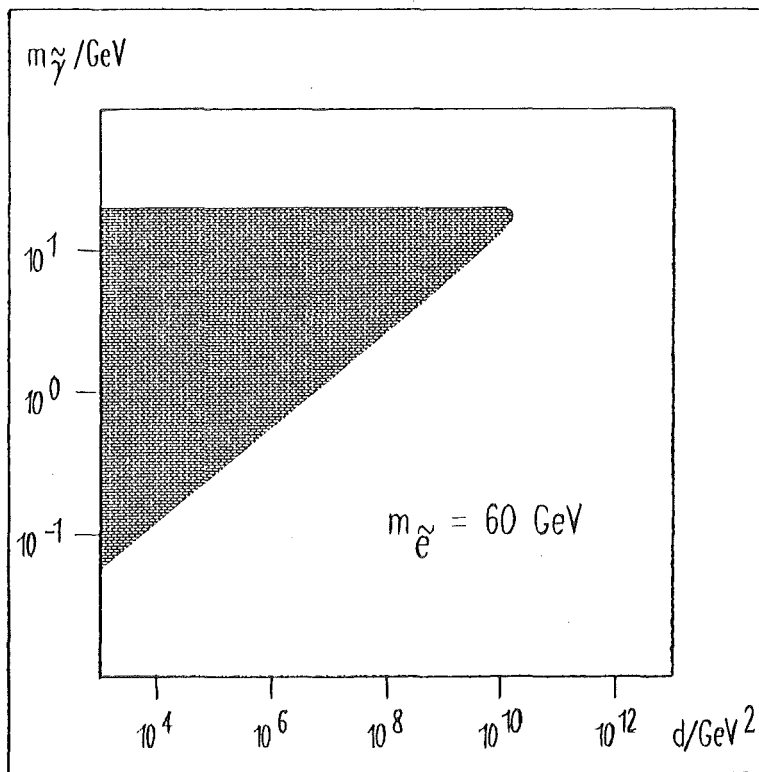


Abbildung 54. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $m_{\tilde{e}} = 60$ GeV

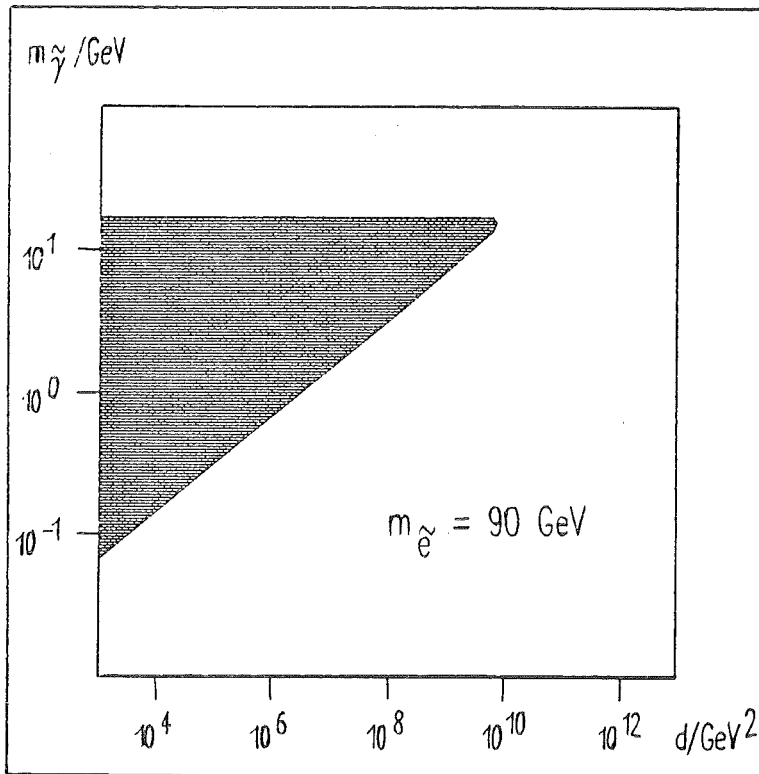


Abbildung 55. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $m_{\tilde{e}} = 90$ GeV

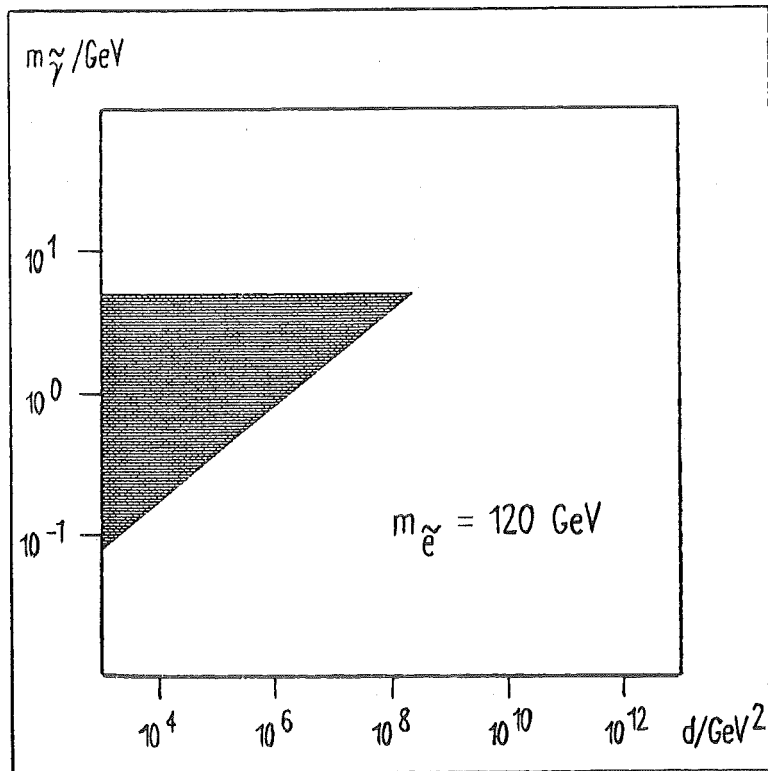


Abbildung 56. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{\gamma}}$ -Ebene :
für $m_{\tilde{e}} = 120$ GeV

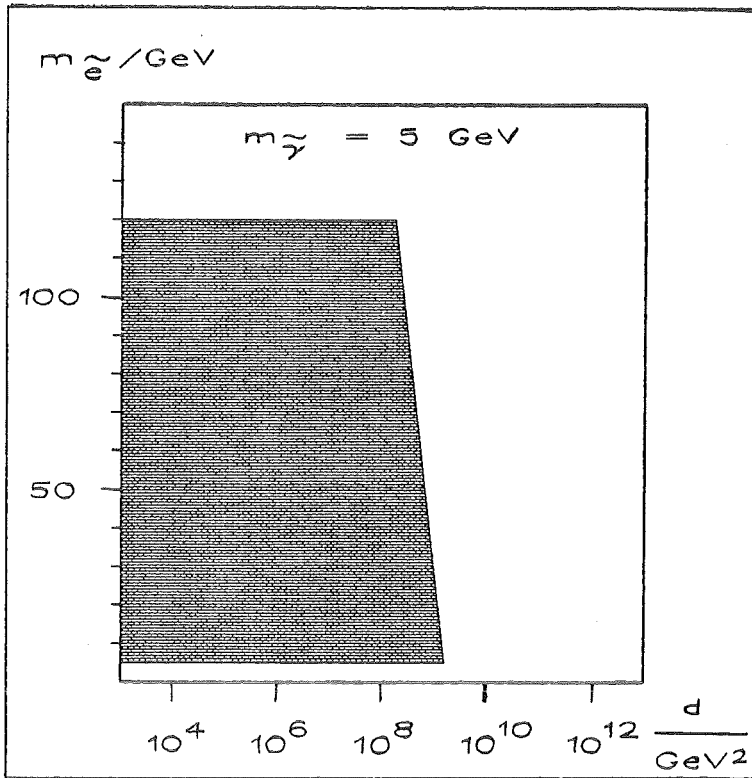


Abbildung 57. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene :
für $m_{\tilde{\gamma}} = 5 \text{ GeV}$

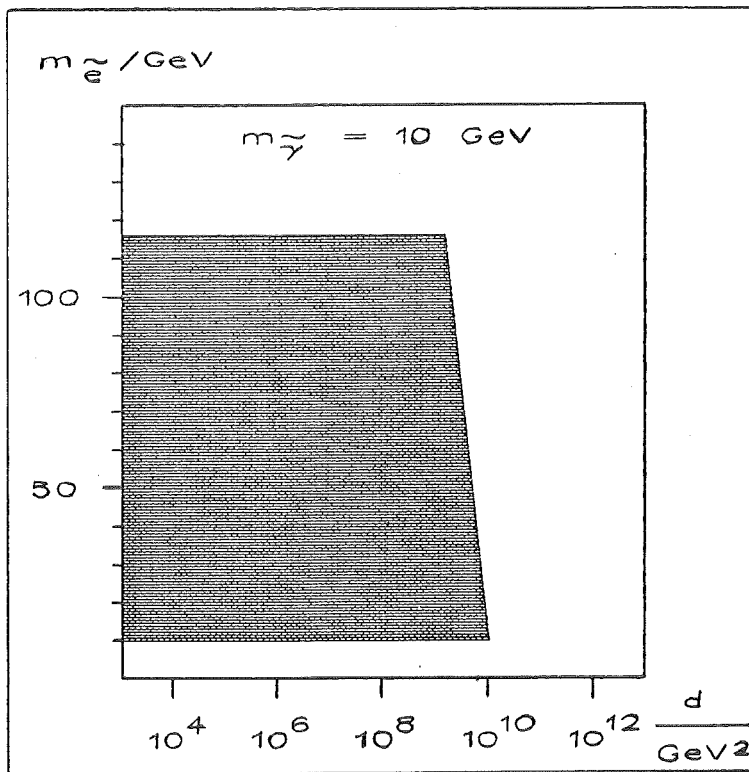


Abbildung 58. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene :
für $m_{\tilde{\gamma}} = 10 \text{ GeV}$

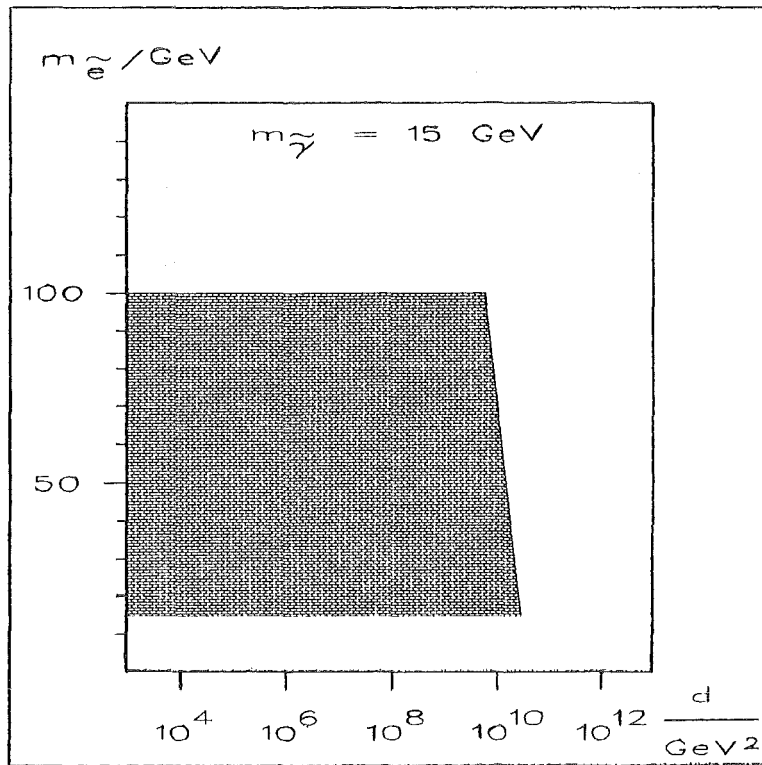


Abbildung 59. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene :
für $m_{\tilde{\gamma}} = 15 \text{ GeV}$

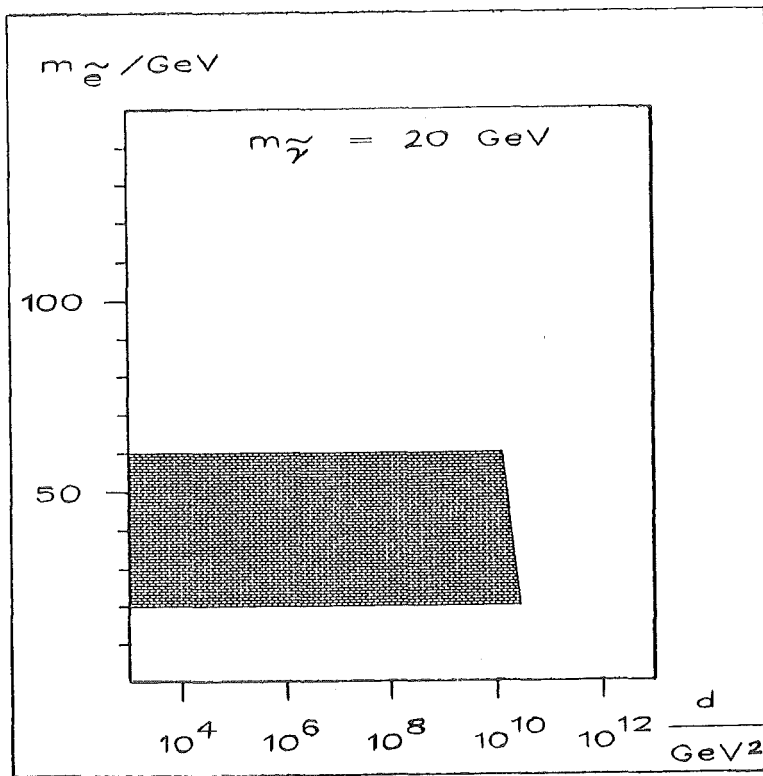


Abbildung 60. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene :
für $m_{\tilde{\gamma}} = 20 \text{ GeV}$

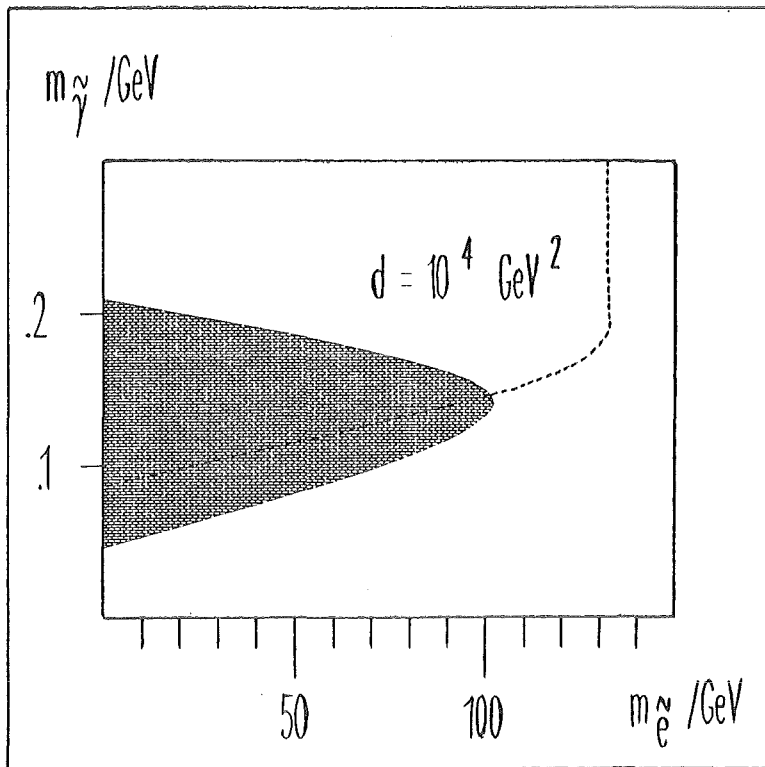


Abbildung 61. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}} - m_{\tilde{\gamma}}$ Ebene :
für $d = 10^4 \text{ GeV}^2$ und Zerfall eines Photinos

KAPITEL 8. AUSBLICK

Die Suche nach instabilen Photinos erbrachte kein positives Ergebnis. Die Suche nach anderen supersymmetrischen Teilchen an den e^+e^- -Speicherringen PETRA und PEP im SLAC, USA und dem Sp \bar{p} S-Speicherring im CERN ist ebenfalls ergebnislos verlaufen. Auch Untersuchungen von indirekten Reaktionen wie die radiative Paarzerzeugung von Photinos führten nicht zum Ziel. Es wurden an PEP Ereignisse mit einem einzigen Photon im Detektor registriert [32], doch ist die Zahl dieser Ereignisse mit der radiativen Erzeugung zweier Neutrinos verträglich. Die Grenzen für supersymmetrische Teilchen durch e^+e^- -Experimente liegen bei ≈ 20 GeV [33]. Speziell für Gluinos und skalare Quarks gibt es vom UA1 Detektor am Sp \bar{p} S-Ring Grenzen von ≈ 40 GeV [10].

Die einfachsten Modelle zur Supersymmetrie, die Massen zwischen 15 GeV und 40 GeV fordern, sind somit schon stark gefährdet. Weil jedoch über die Brechungsskala der Supersymmetrie (und damit über die Massen) keine Aussage gemacht werden kann, sind nur bestimmte Modelle wiederlegt. Allerdings kann es sein, daß die Brechung der Supersymmetrie erst bei Energien von der Größe der Planckmasse auftritt. Dann ist natürlich die Suche nach solchen Teilchen mit den technisch erreichbaren Energien sinnlos.

In Tabelle 7 auf Seite 90 sind die Beschleuniger aufgeführt, die in den nächsten Jahren fertiggestellt werden, oder schon in Betrieb sind. Als Grenze sind die erreichbaren Massen für supersymmetrische Leptonen eingetragen [33]. Für andere Teilchen liegen die erreichbaren Massengrenzen z. T. bei anderen Werten. Mit dem geplanten SSC-Beschleuniger (20 TeV Protonen auf 20 TeV Protonen) könnte man die Grenze von 1 TeV für einige Teilchen erreichen.

Weil supersymmetrische Theorien auch Protonzerfälle voraussagen, können auch solche Experimente einen Hinweis auf Supersymmetrie geben. Ein Zerfall, der von der Supersymmetrie vorhergesagt wird, ist $p \rightarrow K^+ \nu$ [34]. Jedoch ist die Suche nach Protonzerfällen ergebnislos verlaufen, so daß auch hier kein Hinweis auf Supersymmetrie in der Natur vorhanden ist [33].

Beschleuniger	Teilchen	Fertig	E_{CMS}	Grenze
TRISTAN, Japan	$e^+ e^-$	1986	60 GeV	30 GeV
SLC, USA	$e^+ e^-$	1987	100 GeV	50 GeV
LEP I, CERN	$e^+ e^-$	1989	100 GeV	50 GeV
LEP II, CERN	$e^+ e^-$	199?	200 GeV	100 GeV
TEVATRON, USA	pp	1986	2000 GeV	80 GeV
HERA, DESY	ep	1990	320 GeV	60 GeV

Tabelle 7 : Die Beschleuniger der nächsten Jahre

Andere Möglichkeiten sind, daß es die Supersymmetrie nur in anderen Theorien (Superstring, noch ohne Teilchenphänomenologie), oder überhaupt nicht gibt. Ist dies jedoch nicht der Fall (und scheitert auch die Superstringtheorie), dann ist z. Z. keine weitere Theorie bekannt, die alle 4 Wechselwirkungen vereinigen könnte.

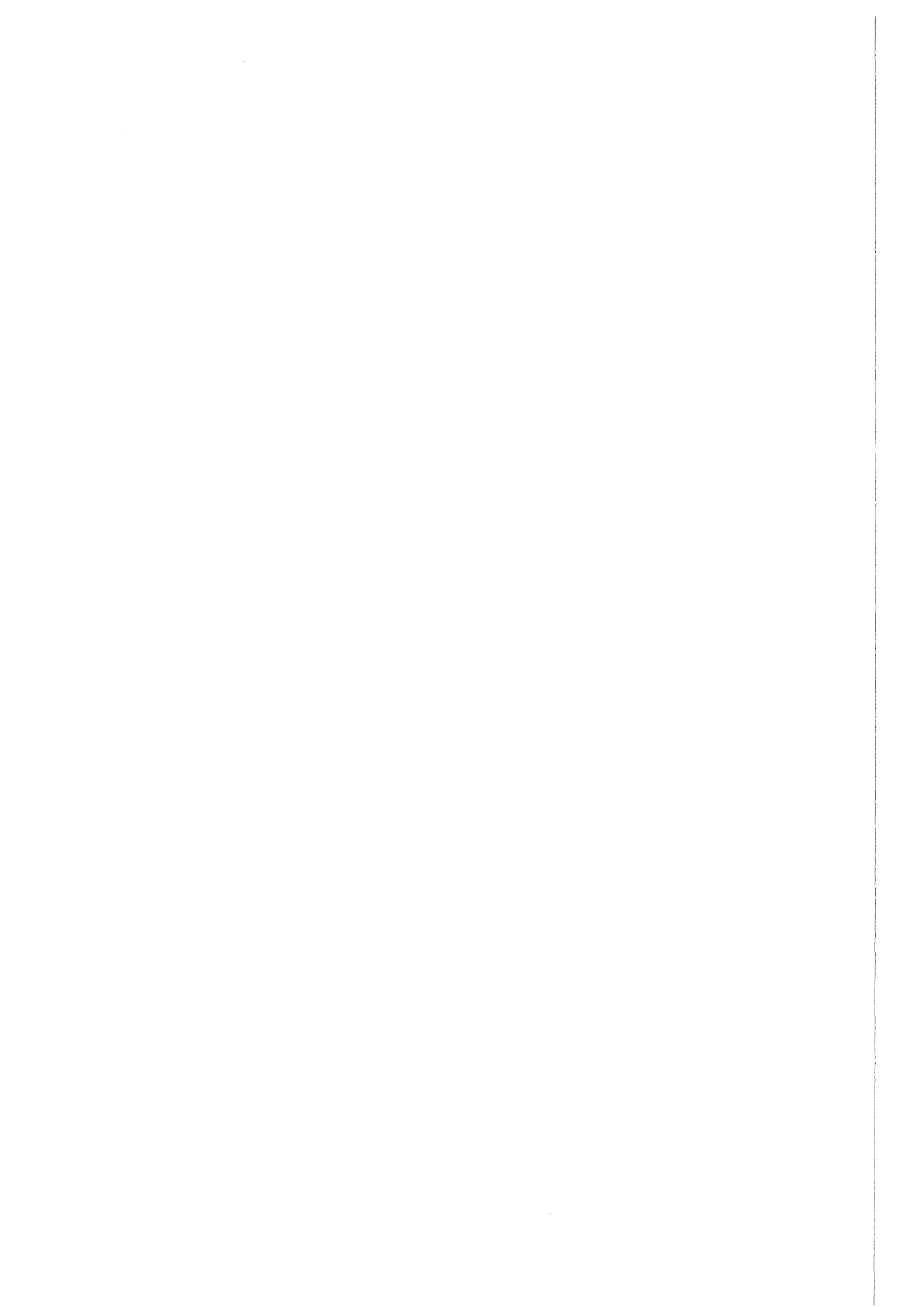
ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Die Feynmandiagramme für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$	13
Abbildung 2.	Der totale Wirkungsquerschnitt	14
Abbildung 3.	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	15
Abbildung 4.	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	15
Abbildung 5.	Das Feynmandiagramm für den Zerfall des Photinos	17
Abbildung 6.	Die Energie der Photonen im Laborsystem	19
Abbildung 7.	Die Gesamtenergie der Photonen	21
Abbildung 8.	Die Gesamtenergie der Photonen	21
Abbildung 9.	Die Korrelation der Photonenenergien	22
Abbildung 10.	Die Korrelation der Photonenenergien	22
Abbildung 11.	Der Akolinearitätswinkel der Photonen	23
Abbildung 12.	Der Akolinearitätswinkel der Photonen	23
Abbildung 13.	Der Akoplanaritätswinkel der Photonen	24
Abbildung 14.	Der Akoplanaritätswinkel der Photonen	24
Abbildung 15.	Der Speicherring Petra	27
Abbildung 16.	Die integrierte Luminosität der Daten	27
Abbildung 17.	Der Detektor CELLO	29
Abbildung 18.	Das CELLO-Koordinatensystem	30
Abbildung 19.	Der Aufbau des Innendetektors	31
Abbildung 20.	Der Aufbau des Zentralkalorimeters	35
Abbildung 21.	Der Aufbau eines Kalorimetermoduls.	35
Abbildung 22.	Die Verdrahtung eines Kalorimetermoduls.	36
Abbildung 23.	Die Verdrahtung eines Kalorimetermoduls.	36
Abbildung 24.	Der Aufbau des Holetaggers in der rz-Projektion	39
Abbildung 25.	Der Aufbau des Holetaggers in der r ϕ -Projektion	39
Abbildung 26.	Der Aufbau des Vorwärtsdetektors in der r ϕ -Projektion	40
Abbildung 27.	Der zeitliche Verlauf der Triggersummen	48
Abbildung 28.	Der Quotient der Triggersummen	49
Abbildung 29.	Die Korrelation der korrigierten Triggersummen	50
Abbildung 30.	Die Verteilung der off-time Triggersummen	52
Abbildung 31.	Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Trigger 2	53
Abbildung 32.	Die Rekonstruktion eines QED-Schauers	55
Abbildung 33.	Die Rekonstruktion eines kosmischen Schauers	55
Abbildung 34.	Die Verteilung von $\cos\delta\phi$	58
Abbildung 35.	Die Verteilung von $\cos\delta\theta$	58
Abbildung 36.	Die Korrelation von $\cos\delta\phi$ zu $\cos\theta$	59
Abbildung 37.	Die Korrelation von $\cos\delta\theta$ über $\cos\theta$	59
Abbildung 38.	Der Verteilung der guten Schauerprojektionen	60
Abbildung 39.	Die Gesamtenergie der Photonen	65

Abbildung 40. Der Akoplanaritätswinkel der Photonen	66
Abbildung 41. Die Effektivität der Photinoselektion	67
Abbildung 42. Ein Ereignis kosmischen Ursprungs	70
Abbildung 43. Ein Ereignis aus der Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	70
Abbildung 44. Ein Ereignis kosmischen Ursprungs	71
Abbildung 45. Ein Ereignis mit einem Schauer im Holetagger	71
Abbildung 46. Ein Ereignis mit fehlender Energie im Kalorimeter	72
Abbildung 47. Ein Ereignis mit einem spätaufschauernenden Photon	73
Abbildung 48. Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines einzelnen Photons	75
Abbildung 49. Das ausgeschlossene Gebiet in der m_e - m_γ -Ebene	81
Abbildung 50. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - m_γ -Ebene	81
Abbildung 51. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - m_γ -Ebene	82
Abbildung 52. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - m_γ -Ebene	82
Abbildung 53. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - m_γ -Ebene	83
Abbildung 54. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - m_γ -Ebene	83
Abbildung 55. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - m_γ -Ebene	84
Abbildung 56. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - m_γ -Ebene	84
Abbildung 57. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene	85
Abbildung 58. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene	85
Abbildung 59. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene	86
Abbildung 60. Das ausgeschlossene Gebiet in der d - $m_{\tilde{e}}$ Ebene	86
Abbildung 61. Das ausgeschlossene Gebiet in der $m_{\tilde{e}}$ - m_γ Ebene	87

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1 : Das Teilchenspektrum der Supergravitation	6
Tabelle 2 : Das Teilchenspektrum der N=1 Supersymmetrie	9
Tabelle 3 : Die Daten des Speicherrings PETRA	26
Tabelle 4 : Die Daten des Innendetektors	32
Tabelle 5 : Die Daten des flüssig Argon-Blei Kalorimeters	37
Tabelle 6 : Die Einteilung der selektierten Ereignisse	69
Tabelle 7 : Die Beschleuniger der nächsten Jahre	90



MITGLIEDER DER CELLO - KOLLABORATION

H.-J. Behrend, J. Bürger, L. Criegee, J.B. Dainton¹, H. Fenner,
J.H. Field, G. Franke, J. Fuster², Y. Holler, J. Meyer, V. Schröder,
H. Sindt, U. Timm, G.G. Winter, W. Zimmermann
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Deutschland

P.J. Bussey, C. Buttar, A.J. Campbell, D. Hendry, G. McCurrach,
J.M. Scarr, I.O. Skillicorn, K.M. Smith
University of Glasgow, Großbritannien

J. Ahme, V. Blobel, M. Feindt, J. Harjes, M. Poppe, H. Spitzer
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Deutschland

W.-D. Apel, A. Böhner, J. Engler, G. Flügge³, D.C. Fries, W. Fues,
K. Gamedinger, P. Grosse-Wiesmann⁴, J. Hansmeyer, G. Hopp, H. Jung,
J. Knapp, M. Krüger, H. Küster, P. Mayer, H. Müller, K.H. Ranitzsch,
H. Schneider, J. Wolf
Kernforschungszentrum Karlsruhe und Universität Karlsruhe, Deutschland

W. de Boer, G. Buschhorn, G. Grindhammer, B. Gunderson, C. Kiesling,
R. Kotthaus, H. Kroha, D. Lüers, H. Oberlack, B. Sack, P. Schacht,
G. Shooshtari, W. Wiedenmann
Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München, Deutschland

A. Cordier, M. Davier, D. Fournier, M. Gaillard⁴, J.F. Grivaz, J. Hais-
sinski, P. Janot, V. Journe, F. le Diberder, E. Ros⁵, A. Spadafora,
J.-J. Veillet
Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, Frankreich

B. Fatah⁶, R. George, M. Goldberg, O. Hammon, F. Kapusta, F. Kovacs,
L. Poggioli, M. Rivoal
Laboratoire de Physique Nucleaire et Hautes Energies, Université de Pa-
ris, Frankreich

R. Aleksan, G. Cozzika, Y. Ducros, Y. Lavagne, F. Ould Saada, J. Pamela,
F. Pierre, J. Zacek⁷
Centres d'Etudes Nucleaires, Saclay, Frankreich

G. d'Agostini, F. Ferrarotto, M. Gaspero, B. Stella
University of Rome and INFN, Italien

G. Alexander, G. Bella, Y. Gnat, J. Grunhaus, A. Levy
Tel Aviv University, Israel

¹ ständige Adresse : University of Liverpool, Großbritannien

² freigestellt vom Inst. de Fisica Corpuscular, Universidad de Valencia, Spanien

³ jetzt am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen

⁴ jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA

⁵ jetzt an der Universidad Autonoma de Madrid, Spanien

⁶ jetzt an der Univerty of Sebha, Physics Departement, Libyen

⁷ jetzt am Nuclear Center, Charles University, Prag, Tschechoslowakei

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] CELLO Kollaboration, Phys. Lett. 123B (1983) 127
E. Ros, Doktorarbeit (1985), nicht veröffentlicht
- [2] Ein Lehrbuch ist z. B. :
F. Halzen und A. D. Martin, Quarks and Leptons, 1984
- [3] Y. A. Gol'fand und E. P. Likhtman, JETP Lett. 13 (1971) 323
D. V. Volkov und V. P. Akulov, Phys. Lett. 46B (1973) 109
J. Wess und B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39
Übersichtsartikel sind u. a. :
H. E. Haber und G. L. Kane, Physics Reports 117 (1985) 75
H. Sohnius, Physics Reports 128 (1985) 39
- [4] UA 1 Kollaboration, Phys. Lett. 122B (1983) 103
UA 1 Kollaboration, Phys. Lett. 126B (1983) 398
UA 2 Kollaboration, Phys. Lett. 122B (1983) 476
UA 2 Kollaboration, Phys. Lett. 129B (1983) 130
- [5] Die Eigenschaften der Gravitation sind z. B. aufgeführt in :
H. Sohnius, Physics Reports 128 (1985) 39
- [6] Ein Übersichtsartikel ist : M. B. Green, Nature 314 (1985) 409
- [7] J. Ellis und J. S. Hagelin, Phys. Lett. 122B (1983) 303
- [8] T. Kobayashi und M. Kuroda Phys. Lett. 139B (1984) 208
K. Grassie und P. N. Pandita, Phys. Rev. D 30 (1984) 22
J. D. Ware und M. E. Machacek, Phys. Lett 142B (1984) 300
- [9] P. Fayet, Phys. Lett. 86B (1979) 272
- [10] Für skalare Elektronen :
MARK J Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 45 (1981) 1904
JADE Kollaboration, Phys. Lett. 114B (1982) 211
CELLO Kollaboration, Phys. Lett. 114B (1982) 287
TASSO Kollaboration, Phys. Lett. 117B (1982) 365
Für skalare Quarks :
UA 1 Kollaboration, Phys. Lett. 139B (1984) 115
J. Ellis und H. Kowalski, DESY 84-045, Mai 1984
- [11] J. A. Grifols et al., Phys. Lett. 114B (1982) 35
P. Fayet, Phys. Lett. 117B (1982) 460
J. Ellis und J. S. Hagelin, Phys. Lett. 122B (1983) 303
- [12] E. Ma und J. Okada, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 287
- [13] N. Cabibbo, G. R. Farrar und L. Maiani, Phys. Lett. 105B (1981) 155
- [14] P. Fayet, Phys. Lett. 70B (1977) 461
- [15] H. Komatsu und J. Kubo, MPI-PAE/PTh 16/85 (1985)
- [16] PETRA-Proposal DESY, Hamburg 1976
- [17] H.-J. Behrend et al., Physical Scripta V.23 (1981) 610

- [18] W. de Boer et al., Nuclear Instruments and Methods 156 (1978) 249
W. de Boer et al., Nuclear Instruments and Methods 176 (1980) 176
- [19] M. Cohen, LAL-80/10 (1980)
- [20] J. F. Grivaz, CELLO Note O-73 (1983), nicht veröffentlicht
- [21] H. J. Behrend, Comp. Phys. Comm. 22 (1981) 365
- [22] P. Grosse Wiesmann, CELLO Note K-67 (1984), nicht veröffentlicht
- [23] Johannes Knapp, CELLO Note K-81 (1984), nicht veröffentlicht
- [24] G. Franke, CELLO Note D-35 (1985), nicht veröffentlicht.
- [25] E. Ros und P. Grosse Wiesmann, CELLO Note O-74 (1984), nicht
veröffentlicht
- [26] E. Ros, Doktorarbeit (1985), nicht veröffentlicht
- [27] K. Gammerdinger und H. Jung, CELLO Note K-114, nicht veröffentlicht
- [28] S. Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse,
- [29] CELLO Kollaboration, DESY 86-050, Mai 1986
- [30] W. T. Eadie et. al., Statistical Methods In Experimental Physics, 1971
- [31] H. Küster, CELLO Note K-106 (1985), nicht veröffentlicht
- [32] MAC Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 54 (1986) 1118
ASP Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 685
- [33] H. E. Haber und G. L. Kane, Physics Reports 117 (1985) 75
- [34] J. Ellis et al, Nucl. Phys. B202 (1982) 43

DANKSAGUNG

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Flügge für die Möglichkeit eine Diplomarbeit in der Gruppe Hochenergiephysik zu machen und für die Betreuung der Arbeit.

Weiterhin bedanke ich mich bei :

Herrn Dipl. Phys. H. Küster für die Unterstützung in allen Teilen dieser Arbeit.

Herrn Dipl. Phys. H. Jung für die Beantwortung vieler Fragen zum Trigger und dem Nachweis einzelner Photonen.

Herrn Dr. W.-D. Apel, der für die Datenrekonstruktion verantwortlich war.

Herrn A. Böhrer für viele Diskussionen.

Allen übrigen Mitgliedern der Gruppe Hochenergiephysik und der CELLO Kollaboration für die gute Zusammenarbeit.

Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben.