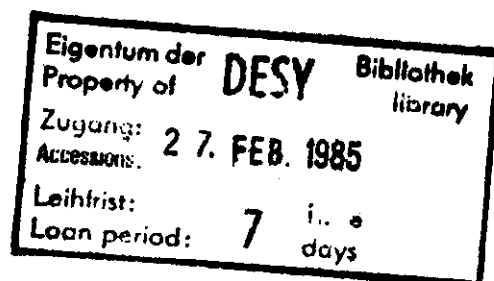


Interner Bericht
DESY F1-84/01
~~Dezember 1984~~

TEST DER QUANTENELEKTRODYNAMIK UND SUCHE NACH PHOTINOS

von

Iselin Lembke



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

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

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

TEST DER QUANTENELEKTRODYNAMIK UND SUCHE NACH PHOTINOS

Iselin Lembke

II. Institut für Experimentalphysik
der
Universität Hamburg

Hamburg, Juli 1984

INHALT	
1.0	EINLEITUNG 1
2.0	DIE SUPERSYMMETRIE 4
3.0	DIE ERZEUGUNG VON PHOTINOS IN DER E^+E^- -VERNICHTUNG 6
3.1	Der Feynmangraph der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ 6
3.2	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ 6
3.3	Die Lebensdauer des Photinos 9
3.4	Die Zerfallskinetik 9
3.5	Die Signatur der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\gamma gg$ 11
4.0	DIE QED - REAKTION $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$ 20
4.1	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 20
4.2	Strahlungskorrekturen 20
4.3	Die Signatur der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 22
5.0	MÖGLICHE ABWEICHUNGEN VON DER QED 27
5.1	Der Austausch eines schweren Elektrons e^* 27
5.2	Die Seagullmodifikation 28
6.0	DER SPEICHERRING PETRA 30
7.0	DER TASSO DETEKTOR 32
7.1	Der Innendetektor 35
7.2	Der Bereich außerhalb der Spule 37
7.3	Der Vorwärtsbereich 37
8.0	DAS FA-SCHALENKALORIMETER VON TASSO 39
8.1	Die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern 39
8.2	Der technische Aufbau 46
8.2.1	Die Ladungssammlung 46
8.2.2	Zusätzliche Meßlagen 48
8.2.3	Die Segmentierung der Signalebenen 49
8.2.4	Die Mechanik des Absorberaufbaus 51
8.2.5	Das Kühlsystem 53
8.2.6	Die Auslesekanäle 55
8.3	Die Eichung des FA-Schalenskalorimeter 56
8.4	Die Energie- und die Ortsauflösung des FA-Schalenskalorimeter 57
8.4.1	Die Ortsauflösung 57
8.4.2	Die Energieauflösung 57
8.5	Die Nachweiswahrscheinlichkeit des FA-Schalenskalorimeters 60
9.0	DER TRIGGER 61

9.1	Der Driftkammer - Preprozessor (PREPRO) 61
9.2	Die Flüssig Argon-Trigger FA-0 und FA-1 63
9.2.1	Die Triggerbedingungen FA-0 und FA-1 63
9.2.2	Die Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0 Triggers 66
10.0	DIE DATENAUSWERTUNG BEI TASSO 69
10.1	Die Produktion von Standardbändern 69
10.2	Das Analyseprogramm LARGON 70
11.0	DIE AUSWERTUNG DER REAKTIONEN $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$ UND $E^+E^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ 72
11.1	Der Filter 72
11.2	Die Daten 79
11.2.1	Der Untergrund 80
11.2.2	Suche nach Photinokandidaten 81
11.2.3	Die QED-Ereignisse 91
11.3	Vergleich der Messung mit der QED-Erwartung 102
11.3.1	Das Simulationsprogramm 102
11.3.2	Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt 103
11.3.3	Die Bestimmung der Λ -Parameter 109
11.4	Vergleich der Messung mit der Photinoerwartung 114
11.4.1	Das Simulationsprogramm 114
11.4.2	Die Grenzen der Photinoparameter 115
12.0	ZUSAMMENFASSUNG 117
MITGLIEDERVERZEICHNIS DER TASSO KOLLABORATION 118	
LITERATURVERZEICHNIS 120	
DANKSAGUNG 122	

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1. Die Feynman-Graphen zu $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ in niedrigster Ordnung	6	Abbildung 25. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie (QED-Vorhersage)	25
Abbildung 2. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $M_{\tilde{\gamma}}=2$ GeV und $M_{\tilde{e}}=40$ GeV	7	Abbildung 26. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie (QED-Vorhersage)	26
Abbildung 3. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $M_{\tilde{\gamma}}=10$ GeV und $M_{\tilde{e}}=20$ GeV	8	Abbildung 27. Der Feynman-Graph zum Austausch eines schweren Elektrons	27
Abbildung 4. Der absolute Wirkungsquerschnitt	8	Abbildung 28. Der Feynman-Graph zur Seagullmodifikation	28
Abbildung 5. Schematische Darstellung des Zerfallsprozesses	10	Abbildung 29. Die Winkelabhängigkeit der Modifikationen	29
Abbildung 6. Die Gesamtenergie der beiden Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2$ GeV/40GeV)	13	Abbildung 30. Die Lage der Beschleuniger und Experimente bei DESY	30
Abbildung 7. Die Korrelation der Photonenergien für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2$ GeV/40GeV)	13	Abbildung 31. Schnitt durch den TASSO Detektor senkrecht zum Strahl	33
Abbildung 8. Der Akollinearitätswinkel der Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2$ GeV/40GeV)	14	Abbildung 32. Schnitt durch TASSO Detektor entlang des Strahles	34
Abbildung 9. Der Aplanaritätswinkel der Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2$ GeV/40GeV)	14	Abbildung 33. Das TASSO Koordinatensystem	35
Abbildung 10. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2$ GeV/40GeV)	15	Abbildung 34. Der Absorptionskoeffizient von Blei für Photonen	40
Abbildung 11. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2$ GeV/40GeV)	16	Abbildung 35. Die Leckverluste	44
Abbildung 12. Die Gesamtenergie der beiden Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10$ GeV/20GeV)	16	Abbildung 36. Schematische Darstellung eines Schauers im Flüssig-Argon-Kalorimeter	47
Abbildung 13. Die Korrelation der Photonenergien für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10$ GeV/20GeV)	17	Abbildung 37. Der Aufbau einer aktiven Meßlage	48
Abbildung 14. Der Akollinearitätswinkel der Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10$ GeV/20GeV)	17	Abbildung 38. Schematischer Aufbau eines Submoduls	49
Abbildung 15. Der Aplanaritätswinkel der Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10$ GeV/20GeV)	18	Abbildung 39. Ausrichtung der Türme auf den Wechselwirkungspunkt	51
Abbildung 16. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10$ GeV/20GeV)	19	Abbildung 40. Isolation und elektrisch-mechanische Verbindung der Bleiplatten	52
Abbildung 17. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10$ GeV/20GeV)	19	Abbildung 41. Querschnitt durch Innen- und Außentank eines Moduls	53
Abbildung 18. Die Feynman-Graphen zu $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ in niedrigster Ordnung	20	Abbildung 42. Der Kühlkreislauf	54
Abbildung 19. Die Feynman-Graphen zur einfachen Bremsstrahlung	21	Abbildung 43. Blockschaltung der FA-Elektronik	56
Abbildung 20. Die Feynman-Graphen zum Austausch eines virtuellen Photons	22	Abbildung 44. Darstellung der PREPRO Masken	62
Abbildung 21. Die Gesamtenergie der beiden Photonen (QED-Vorhersage)	23	Abbildung 45. Anordnung der Triggerelemente in einem Submodul	64
Abbildung 22. Die Korrelation der Photonenergien (QED-Vorhersage)	24	Abbildung 46. Schematischer Aufbau des Kalorimetertriggers	65
Abbildung 23. Der Akollinearitätswinkel der Photonen (QED-Vorhersage)	24	Abbildung 47. Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0-Triggers (Periode 1981/82)	67
Abbildung 24. Der Aplanaritätswinkel der Photonen (QED-Vorhersage)	25	Abbildung 48. Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0-Triggers (Periode 1983)	67
		Abbildung 49. Skizze eines Submoduls mit den dE/dx- und z-Streifenlagen	74
		Abbildung 50. Ereignis mit durchgelegtem Band	76
		Abbildung 51. Der Photinoschnitt	77
		Abbildung 52. Der Photinoschnitt in logarithmischer Darstellung	78
		Abbildung 53. Die Ereignisse der Periode 1981/82	79
		Abbildung 54. Die Ereignisse der Periode 1983	80
		Abbildung 55. Feynmandiagramm der doppelten Bremsstrahlung	81
		Abbildung 56. Feynman-Boxdiagramm der 2-Photonwechselwirkung	81
		Abbildung 57. Ein Ereigniskandidat mit spät geschauerten Photonen	83
		Abbildung 58. Das Photon in Modul 4	84
		Abbildung 59. Das Photon in Modul 8	85
		Abbildung 60. Ein Ereigniskandidat Photonen am Akzeptanzrand	86

Abbildung 61. Das Photon in Modul 2	87
Abbildung 62. Das Photon in Modul 6	88
Abbildung 63. Der Photinokandidat	89
Abbildung 64. Das Photon in Modul 4	90
Abbildung 65. Das Photon in Modul 8	91
Abbildung 66. Ein typisches Ereignis der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$	93
Abbildung 67. Das Photon in Modul 3	94
Abbildung 68. Das Photon in Modul 7	95
Abbildung 69. Die Gesamtenergie der beiden Photonen bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$	96
Abbildung 70. Die Korrelation der Photonenergien bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$	96
Abbildung 71. Der Akollinearitätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$	97
Abbildung 72. Der Aplanaritätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$	97
Abbildung 73. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$	98
Abbildung 74. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$	98
Abbildung 75. Die Gesamtenergie der beiden Photonen bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$	99
Abbildung 76. Die Korrelation der Photonenergien bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$	99
Abbildung 77. Der Akollinearitätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$	100
Abbildung 78. Der Aplanaritätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$	100
Abbildung 79. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$	101
Abbildung 80. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$	101
Abbildung 81. Der gemessene differentielle WQ niedrigster Ordnung (Daten 1981/82)	108
Abbildung 82. Der gemessene differentielle WQ niedrigster Ordnung (Daten 1983)	109
Abbildung 83. Abweichungen von der QED bei $\sqrt{s} = 34.7 \text{ GeV}$	112
Abbildung 84. Abweichungen von der QED bei $\sqrt{s} = 42.2 \text{ GeV}$	113
Abbildung 85. Die korrelierten Grenzen der Photinoparameter $M\tilde{\gamma}$ und $M\tilde{e}$	115

VERZEICHNIS DER TABELLEN

1. Die Teilchen und ihre supersymmetrischen Partner	5
2. Einige Parameter des Speicherringes PETRA	31
3. Einige wichtige Materialkonstanten	41
4. Lage des Schauermaximums und mittlere Schauertiefe (in X_0) für Blei	43
5. Die Anzahl der Kanäle aller 8 Submodule	55
6. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des FA-Schalenskalorimeters	60
7. Die Trigger bei TASSO	61
8. Die Bedingungen der beiden FA Schalen-Kalorimeter Trigger	66
9. Die Anzahl N der gesetzten Türme und Streifen	73
10. Die Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Schnitt 1-7	80
11. Die Anzahl der gemessenen QED-Ereignisse	92
12. Die effektive Luminosität	103
13. Vergleich der QED-Erwartung mit der Messung	104
14. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ aus den 34.7 GeV-Daten	105
15. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ aus den 42.2 GeV-Daten	105
16. Das Verhältnis von erwartetem zu gemessenem Wirkungsquerschnitt($\sqrt{s}=34.7 \text{ GeV}$)	106
17. Das Verhältnis von erwartetem zu gemessenem Wirkungsquerschnitt($\sqrt{s}=42.2 \text{ GeV}$)	106
18. Der systematische Fehler	107
19. Untere Grenzen der Λ -Abschneideparameter	110
20. Der Vergleich der Λ -Werte mit den anderen PETRA-Experimenten	111
21. Der Vergleich mit den Grenzen der anderen PETRA-Experimente	116

TEST OF QUANTUM ELECTRODYNAMICS AND SEARCH FOR PHOTINOS

ABSTRACT

In this work the QED reaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ is tested. Lower limits for the cutoff-parameters are obtained. The data are checked for candidates originating from the supersymmetric reaction $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\gamma\tilde{e}\tilde{e}$. As a result limits for the selectron and photino masses are given.

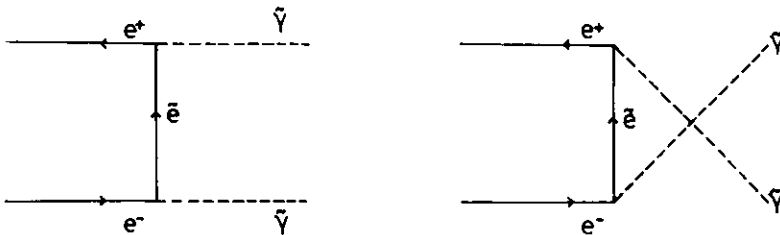
1.0 EINLEITUNG

Nach den Erfolgen, die mit dem Glashow-Weinberg-Salam-Modell bei der Vereinigung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung erzielt wurden, ist es eine der aktuellsten Fragen der Physik, theoretische Modelle zur Vereinigung aller vier Elementarkräfte zu entwickeln und diese im Experiment zu überprüfen.

Gegenwärtig gibt es zwei sehr unterschiedliche Ansätze die zu einer Lösung führen könnten, die Grand Unified Theories (GUTs bzw. SUPERGUTs, die auch die Gravitation mit einbeziehen) und die Supersymmetrien. Während die GUTs die unterschiedlichen Kräfte vereinigen, indem sie die Symmetriegruppen, die die einzelnen Kräfte beschreiben, in höhere Symmetriegruppen einbetten, geht die Supersymmetrie von einer allen Kräften übergeordneten Symmetrie aus, der Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen, und leitet daraus die einzelnen Wechselwirkungen ab.

Die Supersymmetrie ermöglicht die Formulierung rechnerisch besonders eleganter Modelle, in die auch die Gravitation auf natürliche Weise eingliedert werden kann (Supergravity). Die supersymmetrische Theorie hat eine völlig neue, sehr reichhaltige Phänomenologie, da sie zu jedem Teilchen einen supersymmetrischen Partner fordert. Sie postuliert als neue Teilchen bosonische Partner der Leptonen und Quarks bzw. leptonische Partner der Bosonen wie Photonen und Gluonen.

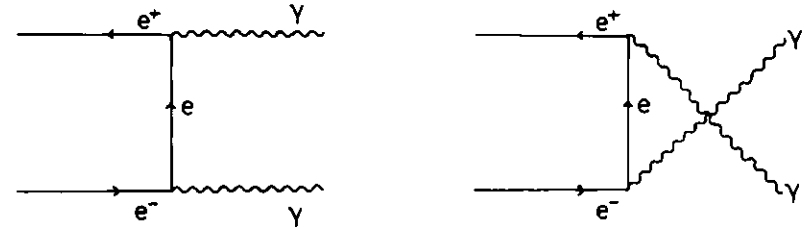
Die vorliegende Arbeit dient vor allem der Suche nach dem leptonischen Partner des Photons, dem Photino. Photinos könnten paarweise in der e^+e^- -Vernichtung erzeugt werden. Die zugehörigen Feynman-Graphen lauten



Photinos lassen sich nicht direkt nachweisen, sondern nur sekundär über den Zerfall in ein schwer nachweisbares, insofern neutrinoähnliches

Teilchen, das Gaugino, und in ein Photon. Suche nach Photinos bedeutet daher die Suche nach zwei Photonen mit 'fehlender' Energie.

Die direkte Vernichtung von e^+e^- in zwei Photonen, die QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$



kann im Endzustand ebenfalls zwei Photonen mit 'fehlender' Energie, d.h. mit weniger als der zweifachen Strahlenergie, aufweisen, wenn die Elektronen unmittelbar vor der Vernichtung Energie in Form von Bremsstrahlung abgegeben haben.

In dieser Arbeit stellt die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ nicht nur eine Untergrundreaktion im Rahmen der Photinosuche dar, sondern es wird gleichzeitig anhand dieser Reaktion ein Test der Quantenelektrodynamik durchgeführt. Diese Reaktion ist hierfür besonders geeignet, da sie im Gegensatz zu den anderen QED-Reaktionen in niedrigster Ordnung nicht von der schwachen Wechselwirkung beeinflusst wird.

Als ein Maß für die Übereinstimmung der Daten mit der QED-Vorhersage werden die mit den Meßergebnissen verträglichen unteren Grenzen des Λ -Abschneideparameter angegeben. Abweichungen, die auf den Austausch eines hypothetischen schweren Elektrons oder auf die Existenz von 2-Photon-Vertices zurückgeführt werden können, werden auf diese Weise quantitativ erfaßt.

Als weiteres Ergebnis können Grenzen für die Photinomasse angegeben werden. Dies ist allerdings nur in Abhängigkeit von der Masse des Elektrons möglich. Das Selelektron ist der supersymmetrische Partner des Elektrons und beeinflusst als Austauscheteilchen (s. Feynman-Graph) den Photinowirkungsquerschnitt.

Reaktionen , die im Endzustand Photonen aufweisen , können nur mit Hilfe eines Kalorimeters nachgewiesen werden . Im Anschluß an den theoretischen Teil , der die zu untersuchenden Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\gamma\tilde{g}\tilde{g}$ vorstellt , enthält diese Arbeit eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des Flüssig-Argon-Kalorimeters von TASSO .

2.0 DIE SUPERSYMMETRIE

Ziel dieser Arbeit ist die Suche nach den von der Supersymmetrie vorhergesagten Photinos.

Die supersymmetrische Theorie postuliert eine Symmetrie zwischen Fermionen (F) und Bosonen (B) [WES74], [FAY80]. Jedem Fermion ist ein Boson zugeordnet und umgekehrt. Die minimale Formulierung dieser Forderung ist eine supersymmetrische Algebra mit einem einzigen Spingenerator G, der den Spin eines Teilchens um 1/2 ändert. Das bedeutet:

$$\begin{aligned} G|F\rangle &= |B\rangle \\ G|B\rangle &= |F\rangle \end{aligned}$$

Die auf diese Weise erzeugten Teilchenpaare werden in Spinsupermultipletts angeordnet. Versucht man, diese Multipletts mit bereits bekannten Teilchen zu besetzen, so sind bisher keine zwei Teilchen bekannt, die sich im Spin um $\Delta s = \pm 1/2$ unterscheiden, aber sonst dieselben Quantenzahlen tragen. Die minimale Formulierung führt zu jedem Teilchen einen supersymmetrischen Partner ein, der sich nur im Spin unterscheidet (s.Tab.1 (S. 5)).

Es gibt globale und lokale Supersymmetrien. Die supersymmetrischen Theorien werden analog zu den konventionellen Eichtheorien konstruiert. Da es zwischen den bekannten Teilchen große Massenunterschiede gibt, muß die Symmetrie gebrochen sein. Die spontane Brechung der globalen Supersymmetrie erzwingt die Existenz eines neuen, masselosen Spin 1/2-Teilchens, das Goldstino genannt wird. Ist die Supersymmetrie lokal formuliert, so wird bei der Symmetriebrechung anstelle des Goldstinos ein Gravitino erzeugt. Dies ist ein massives Teilchen mit Spin 3/2. Ist seine Masse sehr klein, so sind die Helizitätszustände $\pm 1/2$ unterdrückt und das Gravitino verhält sich wie ein Goldstino. Ist seine Masse groß, so ist die effektive Kopplung des Gravitinos an das Goldstino vernachlässigbar gering. Da das Photino sowohl in ein Goldstino als auch in ein Gravitino zerfallen kann, wird in dieser Arbeit der Sammelbegriff Gaugino \tilde{g} benutzt.

Spin 1/2	Spin 0
Leptonen Quarks	Sleptonen Squarks
Spin 1	Spin 1/2
Photon Gluon W, Z	Photino Gluino Wino, Zino
Spin 2	Spin 3/2
Graviton	Gravitino
Spin 0	Spin 1/2
Goldstone Higgs	Goldstino Higgsino

Tab.1 Die Teilchen und ihre supersymmetrischen Partner

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

Photinos sind neutrale Spin 1/2-Teilchen mit bisher unbekannter Masse. Falls Photinos existieren, können sie in der e^+e^- -Vernichtung direkt erzeugt werden.

3.1 DER FEYNMANGRAPH DER REAKTION $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

Der Erzeugungsprozess wird in niedrigster Ordnung durch die in Abbildung 1 gezeigten Feynmangraphen

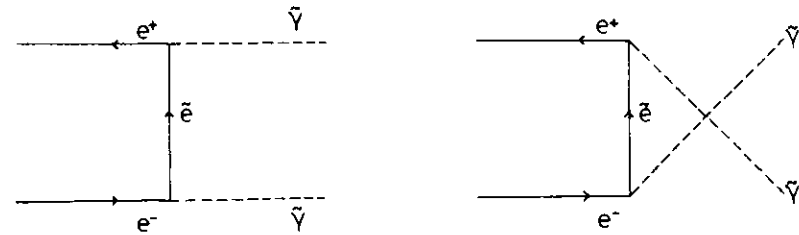


Abbildung 1 Die Feynman-Graphen zu $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ in niedrigster Ordnung

beschrieben. Wegen der Ununterscheidbarkeit der Photinos gibt es zwei Graphen. In diesen Diagrammen wird ein supersymmetrisches Elektron (Selektron) ausgetauscht. Die Strahlungskorrekturen dieser Reaktion [GRA83] werden in dieser Arbeit vernachlässigt, da hier nach einem ersten Hinweis auf Photinos gesucht wird.

3.2 DER DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT DER REAKTION $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

Die Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ lautet in niedrigster Ordnung [ELL82]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = 4\alpha^2 s \beta^3 \frac{((M_{\tilde{e}})^2 - (M_{\tilde{\gamma}})^2)^2 + s^2/2}{[4((M_{\tilde{e}})^2 - (M_{\tilde{\gamma}})^2)^2 + s/2)^2 - s^2 \beta^2 \cos^2\theta]^2} (1 + \cos^2\theta)$$

mit $\beta = |\vec{p}_{\tilde{\gamma}}|/E_{\tilde{\gamma}}$, $s = (2 E_{\text{Strahl}})^2$, $\alpha^2 = 20.735 \text{ nb GeV}^2$

Der Wirkungsquerschnitt ist energie- und $\cos\theta$ -abhängig und enthält die Photinomasse \tilde{M}_γ und die Seletronenmasse \tilde{M}_e als freie Parameter. Sowohl die Winkelverteilung als auch der absolute Wirkungsquerschnitt werden von \tilde{M}_γ und \tilde{M}_e beeinflusst. Abbildung 2 und Abbildung 3 auf Seite 8 zeigen die Winkelabhängigkeit für $(\tilde{M}_\gamma/\tilde{M}_e)=(2\text{GeV}/40\text{GeV})$ und $(\tilde{M}_\gamma/\tilde{M}_e)=(10\text{GeV}/20\text{GeV})$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=35\text{ GeV}$. Abbildung 4 auf Seite 8 zeigt den absoluten Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von \tilde{M}_γ und \tilde{M}_e ebenfalls bei $\sqrt{s}=35\text{ GeV}$.

Mißt man bei vorgegebener Strahlenergie den absoluten Wirkungsquerschnitt, so kann man die möglichen Werte von \tilde{M}_γ und \tilde{M}_e eingrenzen.

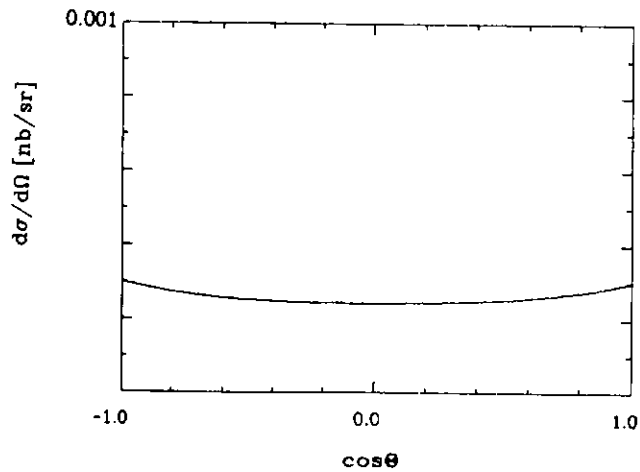


Abbildung 2 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $\tilde{M}_\gamma=2\text{ GeV}$ und $\tilde{M}_e=40\text{ GeV}$

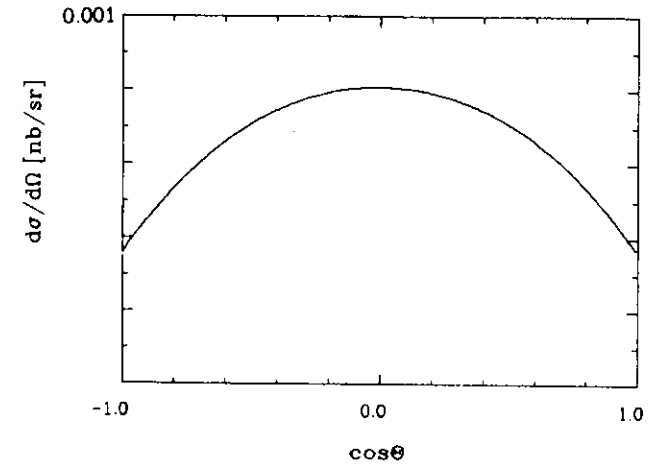


Abbildung 3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $\tilde{M}_\gamma=10\text{ GeV}$ und $\tilde{M}_e=20\text{ GeV}$

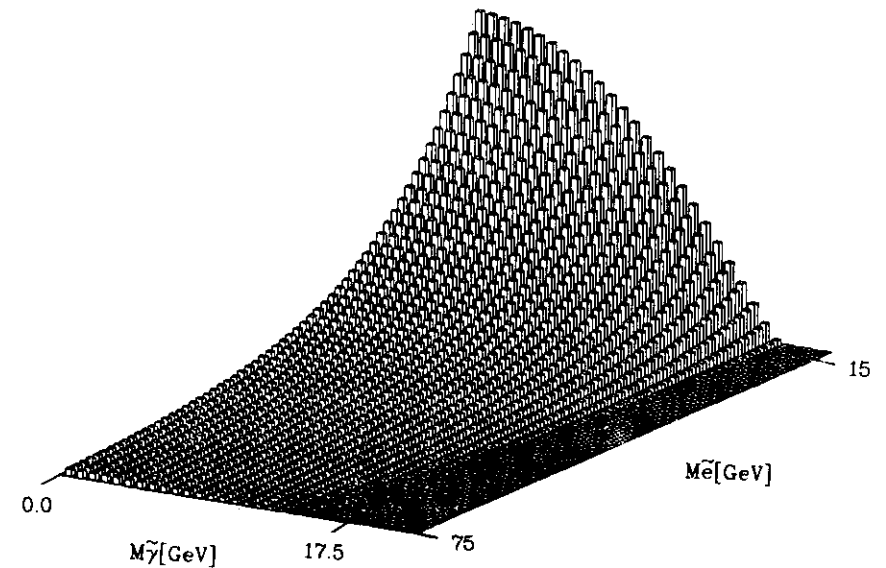


Abbildung 4 Der absolute Wirkungsquerschnitt

3.3 DIE LEBENSDAUER DES PHOTINOS

In manchen supersymmetrischen Theorien ist das Photino das leichteste von allen Teilchen und daher stabil [FAY78]. In diesem Fall sind die Photinos mit der hier verwendeten Methode nicht nachzuweisen. In anderen Theorien [FAY77] zerfällt das Photino ($\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma \tilde{g}$) nach einer endlichen Lebensdauer τ , gegeben durch

$$\tau \leq \frac{8\pi \hbar \cdot d^2}{M_{\tilde{\gamma}}^3}$$

mit $\hbar = 6.58 \cdot 10^{-25}$ GeV.sec und $\sqrt{d} = 0(1 \text{ TeV})$, wobei \sqrt{d} die supersymmetrische Brechungsskala darstellt. In vielen supersymmetrischen Modellen wird sie auf $\sqrt{d} = 0(1 \text{ TeV})$ geschätzt. Um ein Gefühl für die Größenordnungen zu geben, sei ein Beispiel genannt:

Für eine Photinomasse von $M_{\tilde{\gamma}} = 1 \text{ GeV}$ ergibt sich mit $\sqrt{d} = 1 \text{ TeV}$ für die Lebensdauer des Photinos $\tau \leq 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$. Dies entspricht bei einer Strahlenergie von $E_{\text{Strahl}} = 17.5 \text{ GeV}$ einer Zerfallslänge von $x = 8.9 \text{ cm}$. Ist jedoch $\sqrt{d} = 10^2 \text{ GeV}$, so folgt $\tau \leq 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ sec}$ und damit $x = 0.00089 \text{ cm}$. In beiden Fällen zerfallen die meisten Photinos bereits vor der Proportionalkammer des TASSO Detektors (s.u.) und die Zerfallsphotonen können nachgewiesen werden.

In dieser Auswertung wurde für sämtliche Monte-Carlo-Rechnungen eine Lebensdauer von $\tau \leq 10^{-11} \text{ sec}$ angenommen. Ist die Lebensdauer größer, so wird mit wachsender Lebensdauer und damit kleinerer Photinomasse zuerst die Akzeptanz besser, da die beim Zerfall entstehenden Photonen kollinear sind. Mit der hier verwendeten Methode können die Photinos nur nachgewiesen werden, wenn sie innerhalb des Detektors zerfallen. Deshalb nimmt die folgende Untersuchung $\beta\gamma c\tau \leq 200 \text{ cm}$ und damit für die Photinomasse $M_{\tilde{\gamma}} \geq 20 \text{ MeV}$ an.

3.4 DIE ZERFALLSKINEMATIK

Bei endlicher Lebensdauer zerfällt das Photino in ein Photon γ und in ein neutrales, schwer nachweisbares Spin 1/2-Teilchen, genannt Gaugino \tilde{g} (s. Abbildung 5 auf Seite 10).

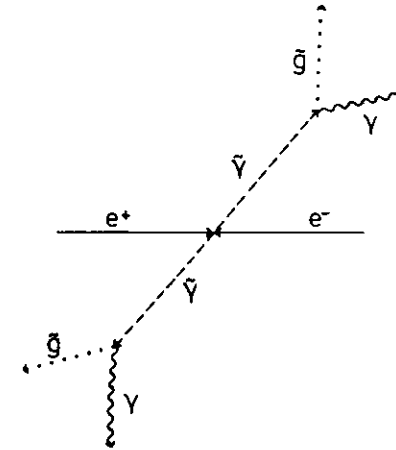


Abbildung 5 Schematische Darstellung des Zerfallsprozesses

Der Zerfall ist im Photinoruhesystem isotrop. Die möglichen Spineinstellungen der Teilchen sind gegeben durch:

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} &\rightarrow \gamma + \tilde{g} \\ -1/2 &\rightarrow +1 + -1/2 \\ -1/2 &\rightarrow -1 + +1/2 \end{aligned}$$

Für die Gesamtwellenfunktion, die sich aus den einzelnen Wellenfunktionen kombiniert mit den zugehörigen Clebsch-Gordon-Koeffizienten ergibt, gilt:

$$\begin{aligned} &[c_g \cdot d_{1/2,-1/2}]^2 + [c_g \cdot d_{1/2,+1/2}]^2 \\ &= [-2/3 \cdot (-\sin\theta/2)]^2 \\ &\quad + [2/3 \cdot (\cos\theta/2)]^2 \\ &= 4/9 \end{aligned}$$

Im Ruhesystem des Photinos ist die Energie durch die Photinomasse gegeben. Zerfällt das Photino, so müssen die Impulse von \tilde{g} und γ im Photinoruhesystem betragsmäßig gleich groß und entgegengesetzt gerichtet sein. Da die Theorie für die Masse des Gauginos $M_{\tilde{g}} = 0$ erwartet, gilt im Photinosystem

$$|\vec{p}_{\tilde{g}}^*| = |\vec{p}_{\gamma}^*| = 1/2 M_{\tilde{\gamma}}$$

Da das Photon im Laborsystem gemessen wird, muß das Photon lorentztransformiert werden. Für die Photonenergie im Laborsystem $E_{\gamma\text{lab}}$ gilt dann:

$$E_{\gamma\text{lab}} = (\gamma + \gamma\beta \cos \vartheta_{\gamma}^*) E_{\gamma}^*$$

mit

$$E_{\gamma}^* = 1/2 M\tilde{\gamma}$$

$$\gamma = E_{\tilde{\gamma}} / M\tilde{\gamma}$$

$$\beta = |\vec{p}_{\tilde{\gamma}}| / E_{\tilde{\gamma}}$$

wobei ϑ_{γ}^* der Erzeugungswinkel des Photons im Photinoruhesystem ist. Da im Photinoruhesystem alle Richtungen gleichwahrscheinlich sind, d.h. $dN/d\cos\vartheta_{\gamma} = \text{konstant}$, mit $N = \text{Anzahl der erzeugten Photonen}$, ist das Energiespektrum der einzelnen Photonen mit $dN/dE_{\gamma\text{lab}} = \text{konstant}$ kastenförmig. Die Breite des Spektrums wird von der Photinomasse bestimmt. Kinematisch erlaubt sind alle Photonenergien für die gilt:

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

Im Mittel haben die Photonen die halbe Strahlenergie:

$$\bar{E}_{\gamma\text{lab}} = 1/2 E_{\text{Strahl}}$$

Die Winkelverteilung der Photonen wird zum einen von der Winkelverteilung des Photinowirkungsquerschnittes und damit von der Photino- und der Selekttronmasse bestimmt. Der Relativwinkel der beiden Photonen hängt jedoch ausschließlich von der Photinomasse ab.

3.5 DIE SIGNATUR DER REAKTION $E^+E^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\gamma\tilde{G}\tilde{G}$

Bei kleiner Photinomasse sind die Photonrichtungen aufgrund der Lorentztransformation im wesentlichen kollinear. Mit zunehmender Photinomasse sind immer größere Relativwinkel möglich. Dabei wird die Breite des Energiespektrums geringer, der Mittelwert der Photonenergie beträgt jedoch stets $\bar{E}_{\gamma\text{lab}} = 1/2 E_{\text{Strahl}}$. Ist die Photinomasse gleich der Strahlenergie, $M\tilde{\gamma} = E_{\text{Strahl}}$, so sind die Photonrichtungen völlig unkorreliert und die Photonen haben immer die halbe Strahlenergie.

Die Signatur der Photinoereignisse kann mit Hilfe von MC-Methoden aus dem Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Einige charakteristische Eigenschaften sind für zwei verschiedene Parameterkombinationen ($M\tilde{\gamma}/M\tilde{e} = (2\text{GeV}/40\text{GeV})$ und ($M\tilde{\gamma}/M\tilde{e} = (10\text{GeV}/20\text{GeV})$) in Abbildung 6 auf Seite 13 bis Abbildung 17 auf Seite 19 dargestellt.

Betrachtet werden

1. die Photonenergie $E_1 + E_2$
2. die Akollinearität der Photonen

$$= - \arccos\left(\frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{|\vec{p}_1| |\vec{p}_2|}\right)$$

3. die Aplanarität der Photonen

$$= - \arccos\left(\frac{|\vec{p}_1 \times \vec{e}_z + \vec{p}_2 \times \vec{e}_z|}{|\vec{p}_1 \times \vec{e}_z| |\vec{p}_2 \times \vec{e}_z|}\right)$$

Die Orts- und Energieauflösung des Detektors ist in den Verteilungen bereits enthalten. Die Verteilungen wurden für $\sqrt{s} = 34.7 \text{ GeV}$ berechnet.

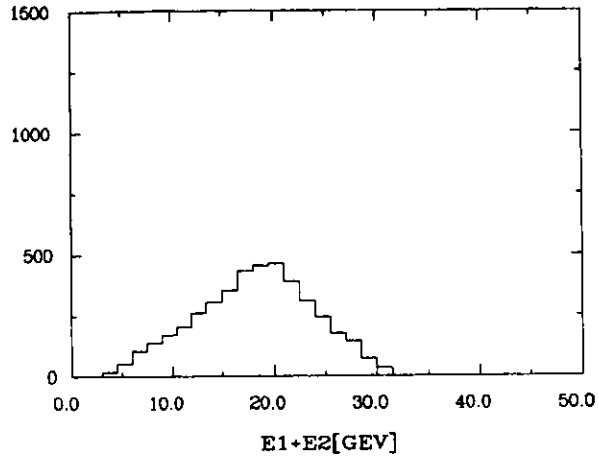


Abbildung 6 Die Gesamtenergie der beiden Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV}$)

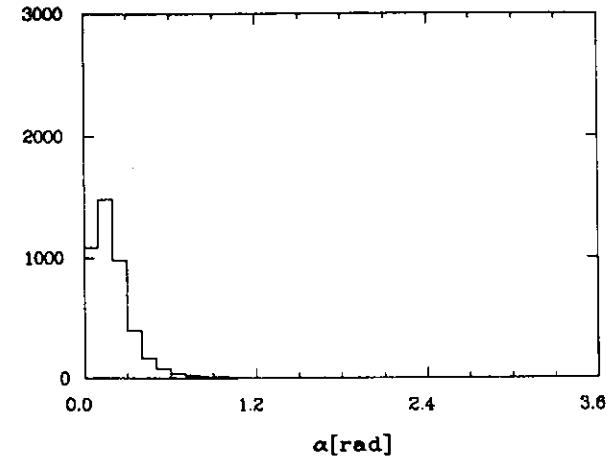


Abbildung 8 Der Akollinearitätswinkel der Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV}$)

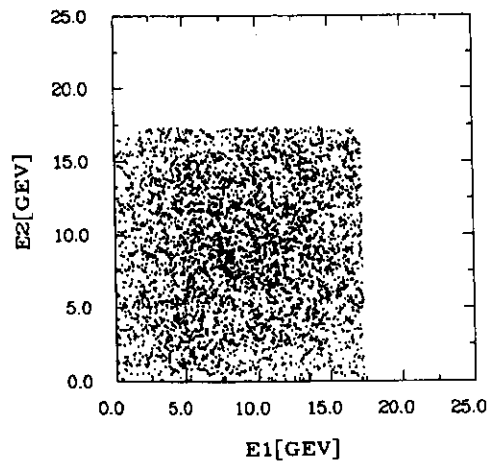


Abbildung 7 Die Korrelation der Photonenergien für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV}$)

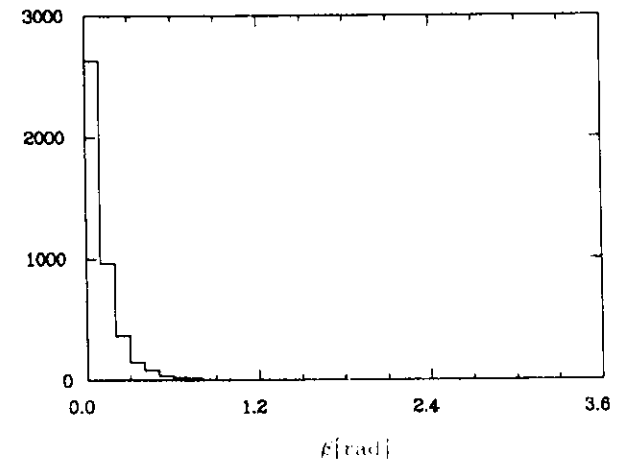


Abbildung 9 Der Aplanaritätswinkel der Photonen für ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV}$)

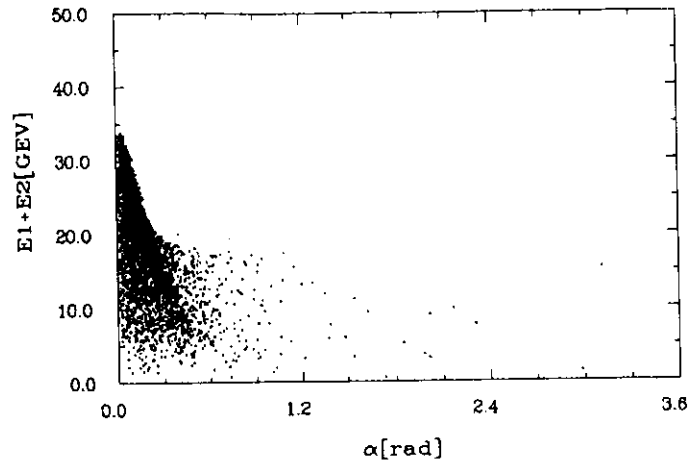


Abbildung 10. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV})$

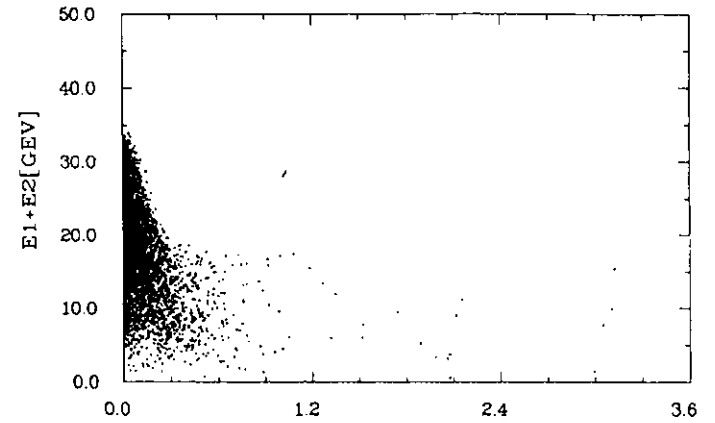


Abbildung 11. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV})$

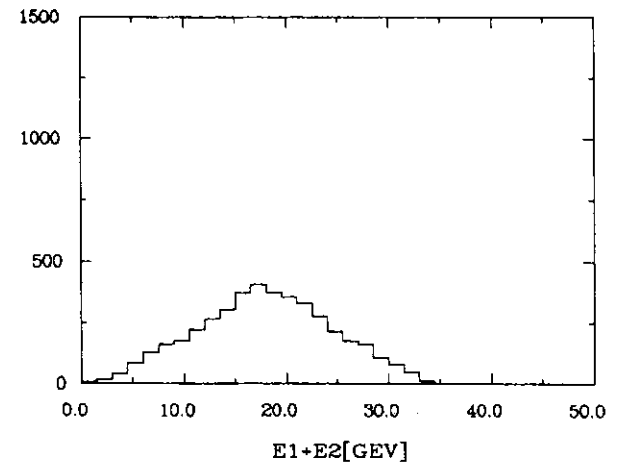


Abbildung 12. Die Gesamtenergie der beiden Photonen für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10\text{GeV}/20\text{GeV})$

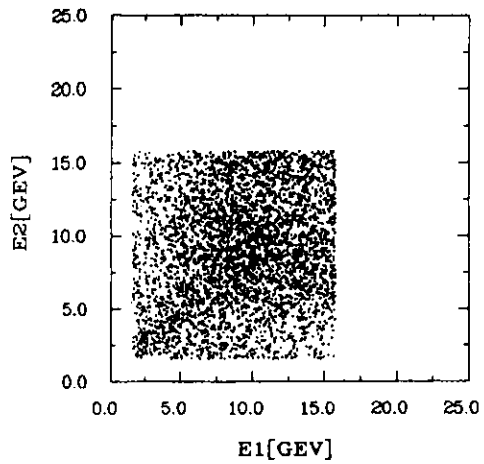


Abbildung 13. Die Korrelation der Photonenergien für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10\text{GeV}/20\text{GeV})$

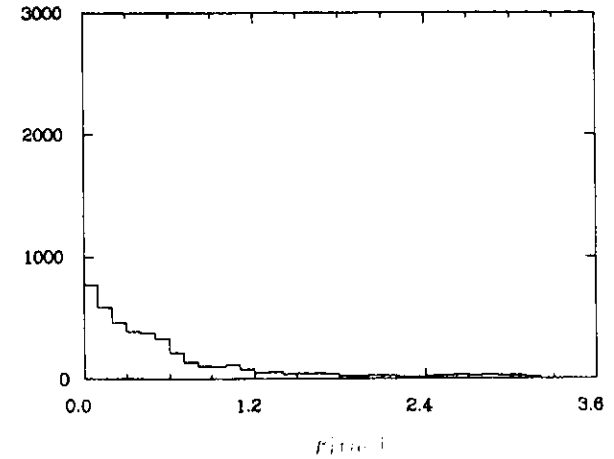


Abbildung 15. Der Aplanaritätswinkel der Photonen für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10\text{GeV}/20\text{GeV})$

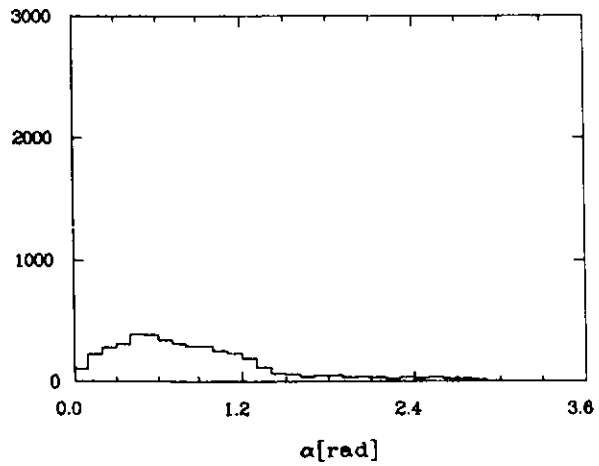


Abbildung 14. Der Akollinearitätswinkel der Photonen für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10\text{GeV}/20\text{GeV})$

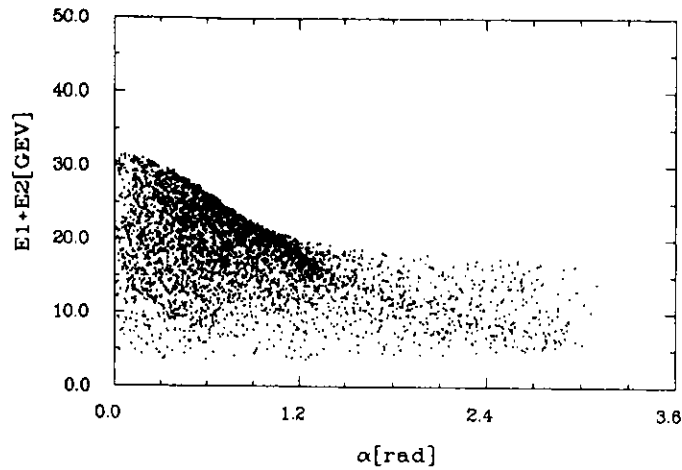


Abbildung 16. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10\text{GeV}/20\text{GeV})$

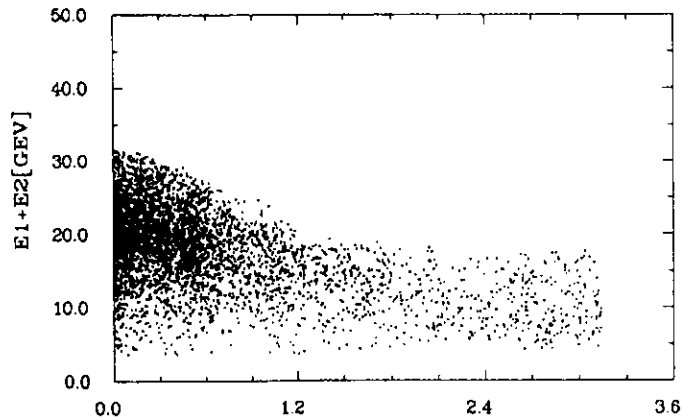


Abbildung 17. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie für $(M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=10\text{GeV}/20\text{GeV})$

4.0 DIE QED - REAKTION $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Die gesuchte Photinopaarerzeugung liefert im Endzustand zwei Photonen. Sie muß von der Photonpaarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ unterschieden werden. Gleichzeitig kann die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ als Vergleichsreaktion verwendet werden.

4.1 DER DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT DER REAKTION $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Die e^+e^- -Vernichtung in zwei Photonen wird in niedrigster Ordnung durch die in Abbildung 18 gezeigten Feynmangraphen

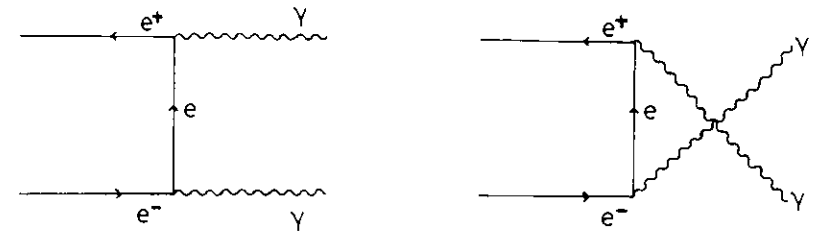


Abbildung 18 Die Feynman-Graphen zu $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ in niedrigster Ordnung

beschrieben. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion gilt in niedrigster Ordnung:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta} \quad \text{mit } \alpha^2 = 20.735 \text{ nb GeV}^2$$

wobei θ der Erzeugungswinkel gegen die Strahlachse ist. In niedrigster Ordnung werden die beiden Photonen mit voller Strahlenergie und genau entgegengesetzt gerichteten Impulsen erzeugt. Es gibt jedoch mehrere Effekte, die diese eindeutige Signatur verändern.

4.2 STRAHLUNGSKORREKTUREN

QED-Beiträge höherer Ordnung verändern den angegebenen Wirkungsquerschnitt. Diese Beiträge werden als Strahlungskorrekturen bezeichnet. In dieser Arbeit werden Beiträge bis zur Ordnung α^3 berücksichtigt.

Zum einen gibt es die einfache Bremsstrahlung, bei der eines der Elektronen im Anfangszustand ein Photon emittiert. Diese Bremsstrahlungsfotonen stören die Kollinearität der Photonen im Endzustand und mindern ihre Energie. Die Feynmandiagramme der einfachen Bremsstrahlung zeigt Abbildung 19.

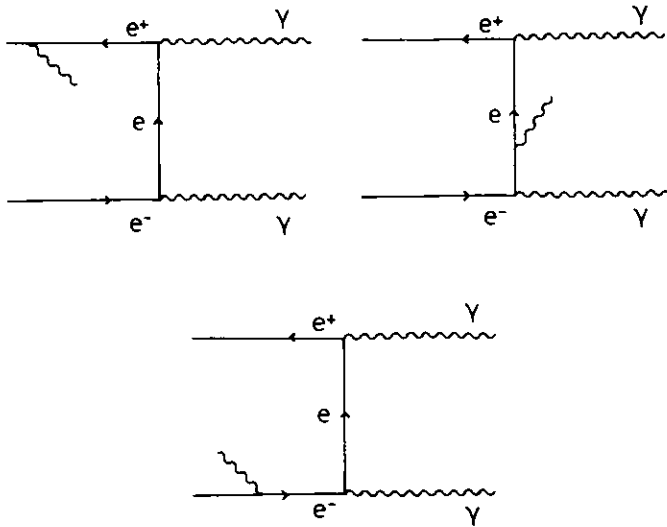


Abbildung 19. Die Feynman-Graphen zur einfachen Bremsstrahlung

Dazu kommen die entsprechenden Diagramme mit vertauschten Photonen im Endzustand.

Ein zweiter Effekt, der zu den Strahlungskorrekturen beiträgt, wird durch den Austausch eines virtuellen Photons verursacht (s. Abbildung 20 auf Seite 22). Dieser Prozeß selbst ist von der Ordnung α^4 , kann aber durch Interferenz mit der niedrigsten Ordnung merklich beitragen.

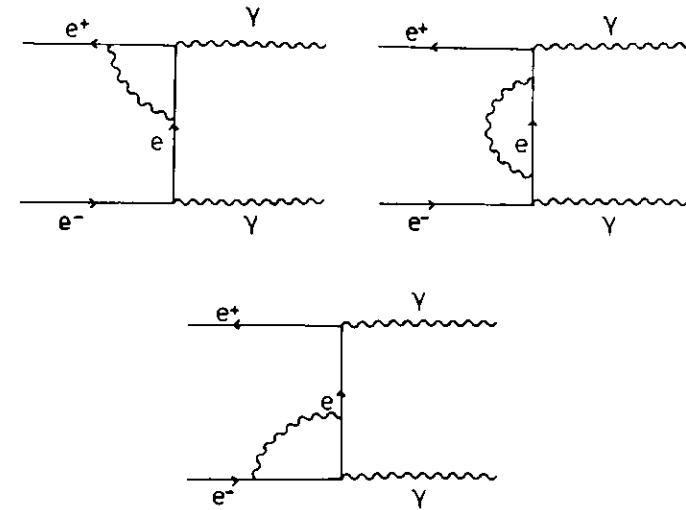


Abbildung 20 Die Feynman-Graphen zum Austausch eines virtuellen Photons

Die Strahlungskorrekturen können mit Hilfe von MC-Methoden berechnet werden [BEK80]. Für den korrigierten Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega \text{ rad}} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega \text{ rad}} \right) \cdot (1 + \delta_{\text{rad}})$$

wobei die Korrektur δ_{rad} energie- und winkelabhängig ist.

4.3 DIE SIGNATUR DER REAKTION $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$

Die Bremsstrahlungsfotonen werden überwiegend in Richtung der Strahlachse ausgesandt. Der größte Teil der Bremsstrahlungsfotonen ist niederenergetisch und wird als weiche Bremsstrahlung bezeichnet. Tritt energiereiche harte Bremsstrahlung auf, so kann nicht mehr unterschieden werden, welches der drei Photonen das Bremsstrahlungsfoton ist. Betrachtet man die Eigenschaften der beiden Photonen mit der höchsten Energie, so erhält man die in Abbildung 21 auf Seite 23 bis Abbildung 24 auf Seite 25 dargestellten Verteilungen. Die Bedeutung der

abgebildeten Größen ist dieselbe wie im Abschnitt "Die Signatur der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma - \gamma\gamma g\bar{g}$ " auf Seite 11. Die beiden Photonen haben meistens nahezu die volle Strahlenergie und sind fast immer kollinear.

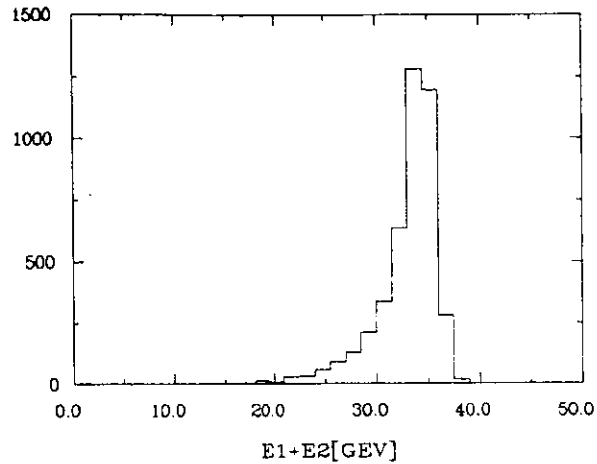


Abbildung 21. Die Gesamtenergie der beiden Photonen (QED-Vorhersage)

Die hier gezeigten Verteilungen wurden für $\sqrt{s}=34.7$ GeV berechnet.

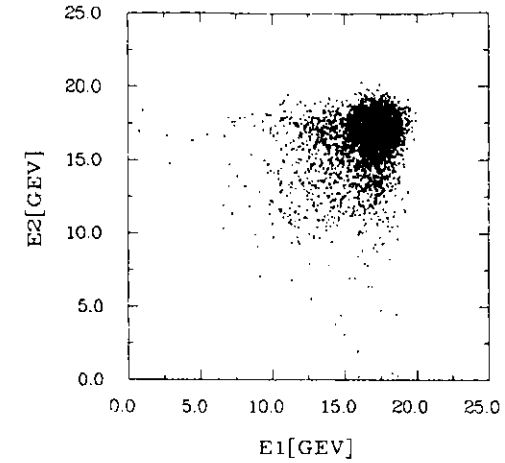


Abbildung 22. Die Korrelation der Photonenergien (QED-Vorhersage)

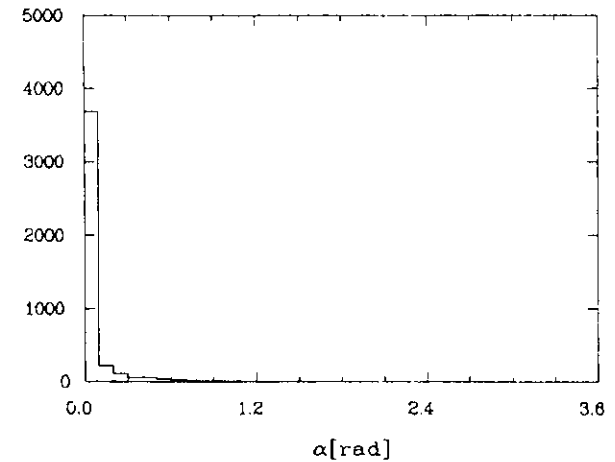


Abbildung 23. Der Kollinearitätswinkel der Photonen (QED-Vorhersage)

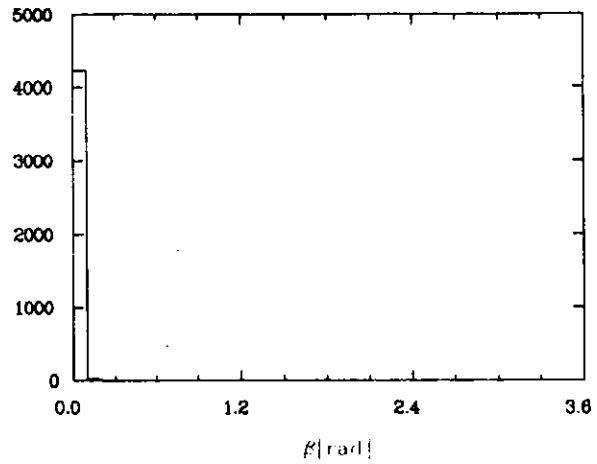


Abbildung 24. Der Aplanaritätswinkel der Photonen (QED-Vorhersage)

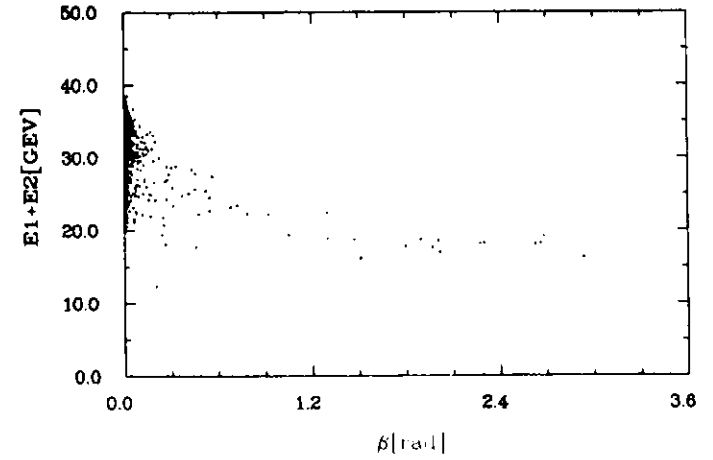


Abbildung 26 Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie (QED-Vorhersage)

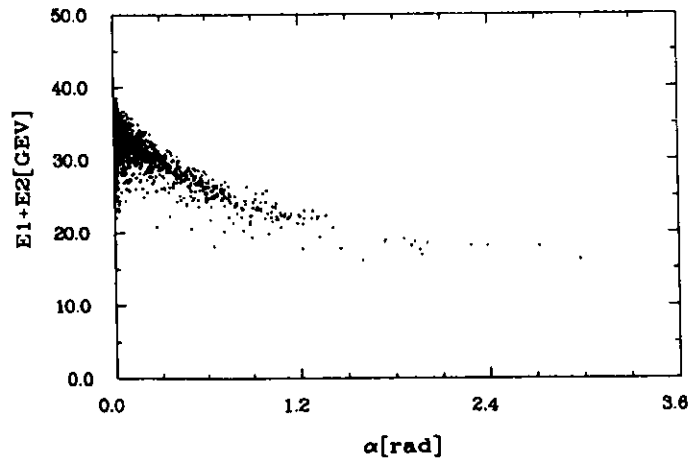


Abbildung 25. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie (QED-Vorhersage)

5.0 MÖGLICHE ABWEICHUNGEN VON DER QED

Die drei Grundbausteine der Quantenelektrodynamik sind der Elektronpropagator, der Photonpropagator und der Vertexoperator. Um mögliche Abweichungen einer Messung von der QED - Vorhersage quantitativ erfassen zu können wurden 1958 die Abschneideparameter Λ eingeführt [DRE58]. Bezüglich der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ gibt es zwei Effekte, die zu signifikanten Abweichungen von der QED führen können:

- Der Austausch eines schweren Elektrons e^*
- Die Existenz von 2-Photon-Vertices, deren Einfluß als Seagullmodifikation bekannt ist.

Der Grad der Übereinstimmung einer Messung mit der reinen QED bestimmt die unteren Grenzen der Λ -Parameter.

5.1 DER AUSTAUSCH EINES SCHWEREN ELEKTRONS E^*

Angeregte Elektronen e^* sind hypothetische Teilchen, die abgesehen vom Spin, dieselben Quantenzahlen wie das Elektron e haben und über $e^* \rightarrow e \gamma$ zerfallen. Werden angeregte Elektronen in der QED berücksichtigt, so ist die erweiterte Theorie noch eichinvariant, aber nicht mehr renormierbar. Hier sind die Grenzen der QED erreicht [LIT70].

Die Existenz angeregter Elektronen würde die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ durch den in Abbildung 27 gezeigten Beitrag beeinflussen.

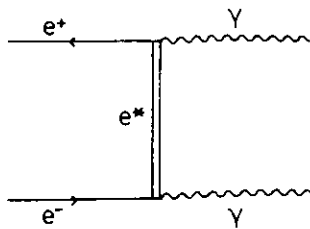


Abbildung 27. Der Feynman-Graph zum Austausch eines schweren Elektrons

Dieser Effekt verändert den Wirkungsquerschnitt in folgender Weise:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{e^*} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left(1 \pm \frac{s^2}{2\Lambda_e^4} (1 - \cos^2\theta) \right)$$

wobei $\Lambda = m_e \sqrt{e^*} / e^*$ ist und e und e^* die Kopplungsstärken des Elektrons bzw. des angeregten Elektrons bedeuten. Nur wenn die elektromagnetische Kopplung des schweren Elektrons mit der eines 'normalen' Elektrons übereinstimmt ($e=e^*$), kann Λ als die Masse des schweren Elektrons e^* interpretiert werden.

5.2 DIE SEAGULLMODIFIKATION

Die QED enthält nur Ein-Photon-Vertices. Es ist möglich eine Erweiterung der QED zu formulieren, die Multi-Photon-Vertices zuläßt. Dann trägt zu der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ auch das in Abbildung 28 gezeigte Diagramm (Seagullterm) bei.

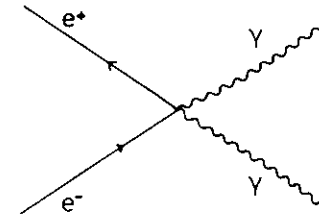


Abbildung 28. Der Feynman-Graph zur Seagullmodifikation

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ lautet dann [RIN75, KR066]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{sea}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left(1 \pm \frac{s^2 (1 - \cos^2\theta)^2}{2\Lambda_e^4 (1 + \cos^2\theta)} \right)$$

Hier bedeutet Λ ein Maß für den Einfluß eines allgemeinen anomalen Momentes des Elektrons. Das bekannte anomale magnetische Moment des Elektrons ist zu klein, als daß es sich bei dieser Reaktion bemerkbar macht.

Sowohl beim Austausch eines schweren Elektrons e^* als auch bei der Seagullmodifikation ist die relative Abweichung von der QED senkrecht zur

Strahlachse ,d.h. bei $\theta=90^\circ$, am größten (s. Abbildung 29 auf Seite 29) . Je größer die mit der Messung verträglichen Λ -Parameter sind , desto besser stimmt die Messung mit der QED-Vorhersage überein . Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ eignet sich besonders gut für einen QED-Test , weil hier die schwache Wechselwirkung im Gegensatz zu den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ nicht zur niedrigsten Ordnung beiträgt .

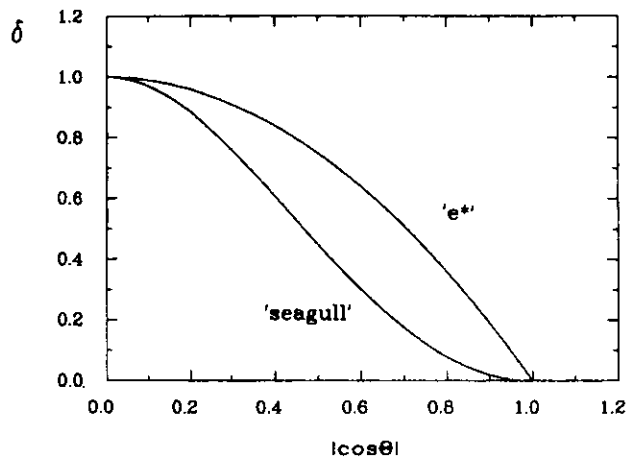


Abbildung 29. Die Winkelabhängigkeit der Modifikationen auf $s^2/2\Lambda^4$ normiert , wobei $\Lambda_{seagull} = \Lambda_{e^*}$ angenommen wurde .

6.0 DER SPEICHERRING PETRA

Der e^+e^- -Speicherring PETRA (Positron Elektron Tandem Ring Anlage) ist ein Teil der DESY-Beschleunigeranlage in Hamburg-Bahrenfeld . Er hat einen Umfang von 2304 m und erreichte bisher eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=46.8$ GeV .

Zwei Elektron- und zwei Positronenteilchenpakete laufen mit einer Frequenz von ≈ 130 kHz in entgegengesetzter Richtung im Ring um und werden in 4 Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht . Einige wichtige Daten des Speicherrings sind in Tab.2 (S. 31) zusammengefaßt .

Vier große Detektoren machen bei PETRA Messungen : CELLO , JADE , MARK J und TASSO . Bis August 1982 wurde außerdem mit dem PLUTO Detektor experimentiert . Dieses Experiment wird inzwischen für die Suche nach Doppel-Beta-Zerfällen umgerüstet . Eine Übersicht über die Beschleuniger bei DESY und den Standort der Detektoren gibt Abbildung 30 .

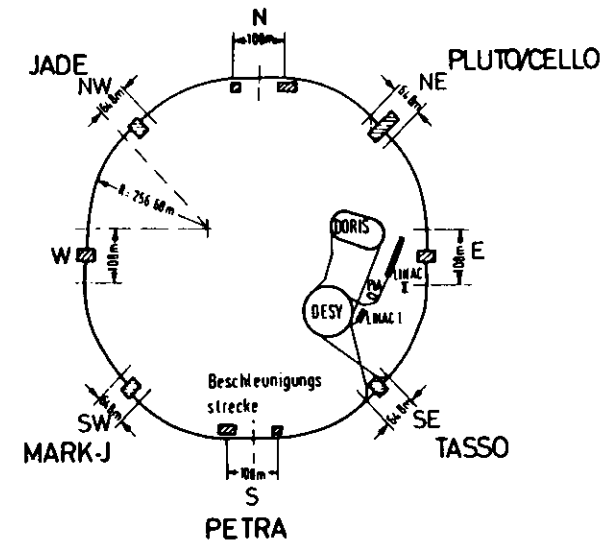


Abbildung 30. Die Lage der Beschleuniger und Experimente bei DESY

Umfang	2304 m
Nutzbare Länge einer Wechselwirkungszone	9 m
Einschussenergie	7 GeV
Strahlenergiebereich	7 - 23.4 GeV
Energieverlust durch Synchrotronstrahlung (pro Teilchen bei 18.3 GeV)	58 MeV / Umlauf
Energieunschärfe $\sigma(E)$ des Strahls in MeV	$0.06 \cdot E^2$ (E in GeV)
Luminosität bei 20.0 GeV	700 nb^{-1}
Lebensdauer des Strahls	5 - 10 h
Dauer einer Neufüllung des Ringes	1/2 h
Paketgrösse am WWP (bei 20 GeV)	Breite $\sigma = 560 \mu\text{m}$ Länge $\sigma = 30 \mu\text{m}$
Strahlstrom pro Teilchenpaket	2 - 10 mA
Teilchenzahl pro Teilchenpaket	$5 \cdot 10^{10} / \text{mA}$
Umlauffrequenz der Teilchenpakete	130 kHz

Tab.2 Einige Parameter des Speicherringes PETRA

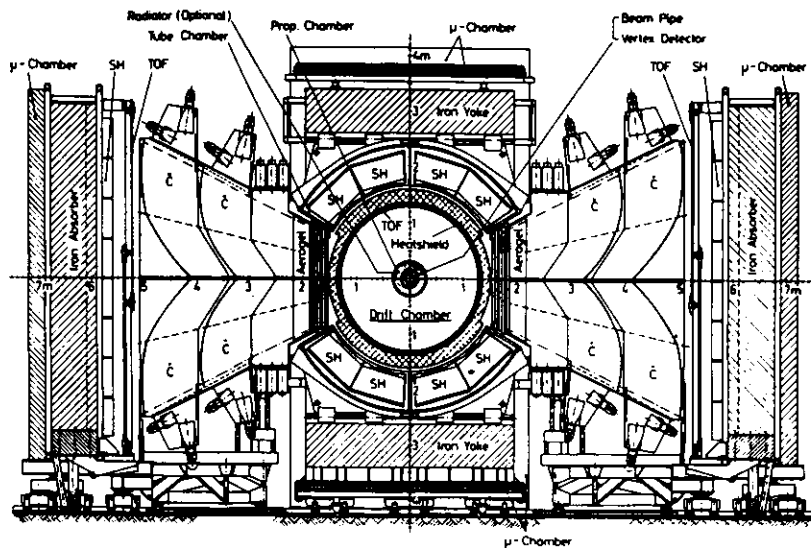
7.0 DER TASSO DETEKTOR

TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid) wurde von einer internationalen Kollaboration von Forschungsgruppen (s. "Mitgliederverzeichnis der TASSO Kollaboration" auf Seite 118) entwickelt und gebaut. Abbildung 31 auf Seite 33 und Abbildung 32 auf Seite 34 zeigen den Aufbau des TASSO Detektors quer und längs zur Strahlrichtung. Die Magnetspule mit dem großen Rückführungsjoch gliedert den Detektor in 3 Bereiche.

Innerhalb der Spule befindet sich der Innendetektor. Er dient der Spurerkennung und der Impulsmessung geladener Teilchen. Im Bereich außerhalb der Spule befinden sich die 8 Submodule des Flüssig Argon(FA)-Schalenkalorimeters und das FA-Endkappenkalorimeter für den Nachweis von Photonen und Elektronen. Der Azimuthbereich von $\Delta\theta = \pm 30^\circ$ um die Waagerechte wird von den Hadronarmen, die der Teilchentrennung dienen, überdeckt. Den Abschluß des Detektors bilden 8 große Müonkammern. Der dritte Bereich ist der Vorwärtsbereich. An den Stirnseiten des Detektors wurde im Eisenjoch Platz für die Beobachtung von Teilchen gelassen, die unter kleinen Winkeln zur Strahlachse erzeugt werden. Sie werden in den Vorwärtsdetektoren nachgewiesen. Diese Vorwärtsdetektoren messen auch die Luminosität über die Kleinwinkel-Bhabhastrreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$).

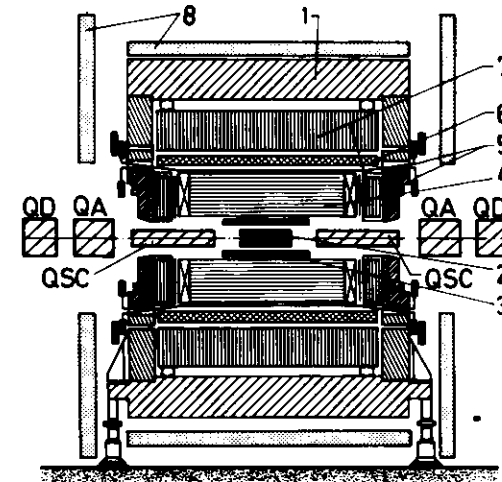
Die Magnetspule des TASSO Detektors ist eine 4.20 m lange Aluminiumspule mit einem Innendurchmesser von 1.35 m. Sie erzeugt ein nahezu homogenes Magnetfeld der Stärke 0.5 Tesla, dessen Feldlinien parallel zur Strahlachse gerichtet sind.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Detektorkomponenten genauer beschrieben. Das TASSO - Koordinatensystem, das auch für diese Auswertung gilt, ist in Abbildung 33 auf Seite 35 dargestellt.



TASSO

Abbildung 31. Schnitt durch den TASSO Detektor senkrecht zum Strahl:
 CPC = Proportionalkammer,
 TOF = Flugzeitzähler, SH = Die 8 Submodule des Flüssig-Argon-Kalorimeters, Č = Čerenkovzähler,
 SH = Blei-Szintillator Kalorimeter



TASSO

Abbildung 32. Schnitt durch TASSO Detektor entlang des Strahles: 1 Magnetjoch, 2 Vertexdetektor, 3 Proportionalkammer, 4 Driftkammer, 5 Flugzeitzähler, 6 Spule, 7 Flüssig-Argon-Kalorimeter, 8 Müonkammern. QA,QD,QSC Quadrupolmagnete

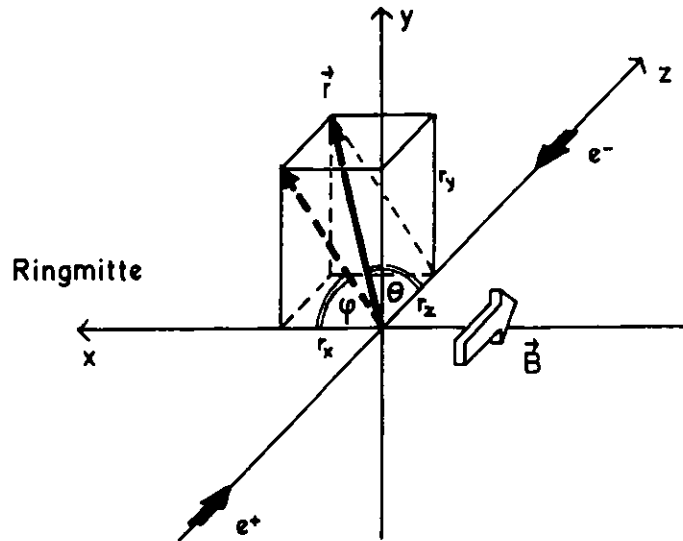


Abbildung 33. Das TASSO Koordinatensystem. Die x-Achse weist zur Ringmitte, die Positronen laufen in +z-Richtung, das Magnetfeld ist parallel zur z-Achse

7.1 DER INNENDETEKTOR

Der Innendetektor liegt innerhalb der Spule und damit im Magnetfeld. Geladene Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, werden zuerst in der Vertexkammer nachgewiesen. Es handelt sich um eine Präzisionsdriftkammer, die vor allem dazu dient, die Lebensdauer schwach zerfallender Teilchen (z.B. τ -Leptonen und Charmteilchen) über die Rekonstruktion des Zerfallsvertex zu bestimmen.

Der Innenzylinder des Vertexdetektors dient gleichzeitig als Strahlrohr. Er besteht aus Beryllium, um die Materialdichte vor der Spurkammer ($0.006 X_0$) möglichst gering zu halten. Das Strahlrohr hat einen Durchmesser von 13 cm und eine Wandstärke von 1.8 mm. Die aktive Länge der Vertexkammer mißt 57.2 cm. Die Kammer enthält 8 zylindrische Drahtebenen, deren radialer Abstand von der Strahlachse zwischen 8.1 und 14.9

cm beträgt. Die inneren 4 Lagen enthalten je 72 Drähte, die äußeren je 108 Drähte. Die Kammer wird mit einer Gasmischung aus 95% Argon und 5% Kohlendioxid bei einem Druck von 3 atm betrieben. Die mit ihr erzielte Ortsauflösung liegt zwischen 80 und 100 μm . Bevor die Vertexkammer im September 1982 eingebaut wurde, hatte der Detektor ein Aluminiumstrahlrohr.

Die Proportionalkammer dient vor allem zum Triggern. Sie besteht aus 4 zylindrischen Meßlagen mit Radien zwischen 18.7 und 28.0 cm. Jede Lage hat 480 parallel zur Strahlachse ausgerichtete Anodendrähte (=Signaldrähte). Zwischen 2 Meßlagen befindet sich jeweils ein Styroporzylinder, auf den beidseitig je 120 Kathodenstreifen aufgebracht sind. Sie sind helixförmig um den Zylinder gewickelt und ermöglichen zusammen mit der r - ϕ -Information aus den Anodendrähten die Bestimmung der z-Position eines durchlaufenden Teilchens. Die aktive Länge dieser Kammer mißt 149 cm.

Die zylindrische Driftkammer ist die wichtigste Komponente des Innendetektors, weil sie für die Spurrekonstruktion und somit für die Impulsmessung der Teilchen von entscheidender Bedeutung ist. Eine gute Ortsauflösung ermöglicht eine genaue Messung der Spurkrümmung und damit des Teilchenimpulses.

Die Driftkammer ist 3.23 m lang. Sie hat 15 Meßlagen, deren radialer Abstand von der Strahlachse zwischen 36.7 und 122.2 cm liegt. Insgesamt hat sie 2340 Driftzellen. Die Orts- und Impulsauflösung beträgt $\sigma = 170 \mu\text{m}$ und $\sigma_p/p = 0.016 p/\text{GeV}/c$. Bei 9 der 15 Signallagen verlaufen die Drähte parallel zur Strahlachse (0° -Drähte). Bei den übrigen 6 Ebenen verlaufen die Drähte unter einem Winkel von $\pm 3^\circ$ bis $\pm 4^\circ$ zum Strahl (α -Drähte). Die Information aus 0° - und α -Drähten ermöglicht eine räumliche Rekonstruktion der Spuren. Die Kammer enthält ein Gasgemisch aus 50% Argon und 50% Athan und wird bei Normaldruck betrieben. Bei einer angelegten Spannung von $\approx 2.5 \text{ kV}$ zwischen den Signal- und den Potentialdrähten beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen 4.5 $\text{mm}/\mu\text{sec}$.

Zwischen der Driftkammer und der Spule befinden sich 48 kreisförmig angeordnete Flugzeitzähler. Sie dienen zur Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen bis zu Impulsen von 1 GeV/c bzw. 1.4 GeV/c und zur Erkennung von Höhenstrahlung.

Die Flugzeitzähler haben einen radialen Abstand von 132 cm vom Wechselwirkungspunkt. Jeder Flugzeitzähler besteht aus zwei je 192 cm langen Teilstücken, die in z-Richtung hintereinander angeordnet sind und so die Driftkammer in ihrer gesamten Länge überdecken. Jeder Zähler besteht

aus 2 cm dickem Plastiksintillator und überdeckt 7.5° in φ . Die Lichtsignale werden an beiden Enden mit Photovervielfachern ausgelesen.

7.2 DER BEREICH AUSSERHALB DER SPULE

Hierzu gehört das Flüssig-Argon-Kalorimeter von TASSO, mit dem elektromagnetische Schauer nachgewiesen werden. Zwischen den Endflanschen der Driftkammer und den senkrechten Seitenteilen des Eisenjochs befinden sich die FA-Endkappenkalorimeter (LAEC). Die beiden symmetrisch angeordneten Hälften überdecken je eine Akzeptanz von $12^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ und $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$. Den Zentralbereich überdeckt das FA-Schalenkalorimeter (LABC), das in 8 Submodulen ringförmig um die Spule angeordnet ist. LAEC und LABC arbeiten nach demselben Prinzip. Die Wirkungsweise der FA-Kalorimeter ist im folgenden Kapitel ausführlich beschrieben. Für die Hadronarme, die zur Teilchenidentifikation dienen, wurden im LABC zwei gegenüberliegende φ -Bereiche ausgespart. Jeder Arm überdeckt einen Bereich von $-26^\circ \leq \theta \leq 26^\circ$ und $50^\circ \leq \varphi \leq 130^\circ$. Sie enthalten je eine flache, 6-lagige Driftrohrkammer zur Ortsmessung und 3 hintereinanderliegende Čerenkovzähler mit unterschiedlichen Brechungsindizes (Aerogel $n=1.0240$, Freon $n=1.0014$, Kohlendioxid $n=1.00043$) zur Teilchentrennung. Auf die Čerenkovzähler folgen 48 Flugzeitähler und Bleisintillator-Schauerzähler. Diese Anordnung ermöglicht die Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen in einem weiten Impulsbereich.

Ganz außen, hinter 50 bis 87 cm dicken Eisenabschirmungen, die zum Teil vom Magnetjoch selbst gebildet werden, befinden sich die 8 großflächigen Müonkammern. Jede Müonkammer besteht aus 4 Lagen Proportionalrohrkammern, von denen jeweils 2 parallel und 2 senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind. Müonen mit Impulsen oberhalb von 1.2 GeV/c durchdringen die Eisenabschirmung und werden in den Müonkammern nachgewiesen.

7.3 DER VORWÄRTSBEREICH

Die Vorwärtsspektrometer dienen zum Nachweis von Elektronen unter kleinen Streuwinkeln. Jedes Spektrometer enthält Szintillationszähler und 3 Lagen von Proportionalrohrkammern für eine grobe Ortsmessung und dahinter einen Bleisintillatorschauerzähler, dessen Energieauflösung $\sigma_E=17\%/\sqrt{E}$ bzw. 4% bei $E=20$ GeV beträgt. Für die Luminositätsmessung gibt es zusätzlich 4 Paare von genau ausgerichteten Szintillationszählern.

Der Bleisintillatorschauerzähler überdeckt Streuwinkel von 28 bis 112 mrad, jeder der 8 Luminositätszähler 42 bis 54 mrad.

Dieser Aufbau dient sowohl zur Messung der Luminosität mit Hilfe der Kleinwinkel-Bhabhastreueung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) als auch zum Nachweis von 2-Photonwechselwirkungen, bei denen eines der Elektronen aus der Strahlachse abgelenkt wurde (sogenanntes Tagging).

8.0 DAS FA-SCHALENKALORIMETER VON TASSO

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter dient dem Nachweis von Photonen und Elektronen. Aus dem elektromagnetischen Schauer der Teilchen werden Ort und Energie bestimmt. Das Kalorimeter soll Photon- bzw. Elektronenergien von 50 MeV bis zur maximalen Strahlenergie von ca. 23 GeV zuverlässig messen können.

Das in 8 identische Submodule gegliederte FA-Schalenskalorimeter (s. Abbildung 31 auf Seite 33 und Abbildung 32 auf Seite 34) überdeckt die zylinderförmige Spule in z-Richtung in ihrer Gesamtlänge von 4,40 m. Die Winkelakzeptanz beträgt im Azimutwinkel $45^\circ < \theta < 135^\circ$ und im Polarwinkel $\varphi = 26,7^\circ$ pro Submodul. Die erste aktive Meßlage befindet sich in einer Entfernung von 177,1 cm vom Wechselwirkungspunkt.

In diesem Kapitel wird zuerst ein kurzer Abriss über die Schauertheorie gegeben und danach der Aufbau des FA-Schalenskalorimeters im einzelnen beschrieben.

8.1 DIE ENTWICKLUNG VON ELEKTROMAGNETISCHEN SCHAUERN

Beim Durchgang durch Materie werden hochenergetische Elektronen hauptsächlich durch die Felder der Atomkerne abgelenkt. Als Folge der Ablenkung verlieren sie einen Teil ihrer Energie durch Aussendung von Bremsstrahlungsphotonen. Diese γ -Quanten können über drei verschiedene Prozesse wiederum mit der Materie in Wechselwirkung treten: über den Photoeffekt, d.h. die vollständige Absorption des Photons in der Atomhülle unter Aussendung eines primären Photoelektrons und eines sekundären Photons oder Auger-Elektrons; über den Comptoneffekt, d.h. die elastische Streuung an näherungsweise freien Hüllenelektronen und über die Paarbildung, d.h. die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren. Wichtig für die Ausbildung von elektromagnetischen Schauern ist nur der dritte Prozeß, die Paarbildung. Sie erfolgt vor allem in den Feldern der Atomkerne, auf die als Stoßpartner Impuls und eine sehr geringe Rückstoßenergie übertragen werden. Die Paarbildung an Hüllenelektronen liefert nur einen vergleichsweise geringen Beitrag.

Der Vergleich der Energieabhängigkeit der drei Wirkungsquerschnitte zeigt, daß bei Energien oberhalb von einigen MeV die Paarbildung der vorherrschende Prozeß ist. Die genaue Grenze ist materialabhängig. Als Beispiel ist in Abbildung 34 auf Seite 40 die Energieabhängigkeit der drei verschiedenen Absorptionskoeffizienten in Blei gezeigt.

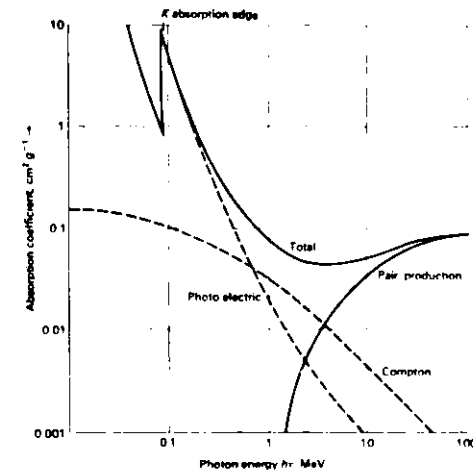


Abbildung 34. Der Absorptionskoeffizient von Blei für Photonen in Abhängigkeit von der Photonenergie.

Die durch Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen können bei hinreichender Materialdicke wiederum γ -Quanten aussenden. Der konkurrierende Prozeß hierzu ist der Energieverlust durch Ionisation, der unterhalb einer materialspezifischen, sogenannten kritischen Energie, überwiegt. Sie ist näherungsweise gegeben durch:

$$E_{\text{krit}} = \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (1)$$

wobei Z die Kernladungszahl des Materials ist. Eine Übersicht über für die Schauerentwicklung wichtige Größen wird in Tab.3 (S. 41) für die Materialien des TASSO-Kalorimeters gegeben.

Material	kritische Energie [MeV]	Strahlungslänge [cm]	Moliere-Radius [cm]
Aluminium	47.0	8.90	4.00
Eisen	24.0	1.76	1.80
flüssiges Argon	29.0	14.00	9.90
Blei	6.9	0.56	1.63

Tab. 3 Einige wichtige Materialkonstanten

Beim mehrmaligen Ablauf von Paarbildung und Bremsstrahlung bildet sich eine Teilchenkaskade aus, die man als Schauer bezeichnet. Sie kann nicht nur von Elektronen sondern auch von hochenergetischen Photonen ausgelöst werden. Im letzteren Fall bildet sich der Schauer allerdings erst später aus, da das Photon zunächst in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren muß. Diese Konversionswahrscheinlichkeit W_k ist gegeben durch:

$$W_k \cdot dx = \frac{7}{9} \frac{dx}{X_0} \quad (2)$$

wobei die Strahlungslänge X_0 eine Materialkonstante ist, die im wesentlichen vom Quadrat der Kernladungszahl Z abhängt. Sie wird berechnet gemäß

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \cdot \alpha_e \cdot N}{A} \cdot Z(Z+1) r_e^2 \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) \quad (3)$$

mit

α_e = Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante $\approx 1/137$

r_e = klassischer Elektronenradius $\approx 2.8 \cdot 10^{-13}$ cm

N = Avogadrozahl

A = Massenzahl

Da es sich bei der Schauerentwicklung um einen statistischen Prozeß handelt, läßt sich der Ablauf am besten mit MC-Methoden nachvollziehen. Man

erhält aber auch mit Hilfe von analytischen Berechnungen, die auf Arbeiten von Rossi und Greisen [ROS41] zurückgehen, gute Näherungen für die Mittelwerte einiger charakteristischer Größen, die im folgenden aufgeführt werden. Ausführlichere Darstellungen sind bei [AMA81], [ENG83] und [KLE81] zu finden.

Qualitativ ist es einsichtig, daß ein Schauer dann die Maximalzahl von Teilchen erreicht hat, wenn deren Energie im Mittel auf die kritische Energie abgesunken ist. Danach wird der überwiegende Teil von ihnen nicht mehr zur Weiterbildung der Kaskade beitragen, da sie jetzt vorwiegend Ionisationsverluste erleiden. Somit ergibt sich die Maximalzahl von Teilchen zu

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_{\text{krit}}} \quad (4)$$

wobei E_0 die Energie des primären Teilchens ist. N_{\max} ist, wie auch die Gesamtzahl der Teilchen im Schauer, proportional zur primären Energie. Die Lage des Schauermaximums hängt von der Energie (s. Tab.4 (S. 43)) gemäß

$$\frac{x_{\max}}{X_0} = \ln \left(\frac{E_0/E_{\text{krit}}}{2} \right) + 0.4 \text{ (für Photonen)} - 0.5 \text{ (für Elektronen)} \quad (5)$$

ab. In den meisten Kalorimetern wird allerdings nicht direkt die Teilchenzahl, sondern die Spurlänge T gemessen, die über alle geladenen Teilchenspuren im Schauer aufsummiert wird. Bei gegebenem Material ist T proportional zur Primärenergie E_0 gemäß

$$\frac{T}{X_0} = \frac{E_0}{E_{\text{krit}}} \quad (6)$$

unter Vernachlässigung etwaiger Nachweisschwellen.

Die longitudinale Verteilung der deponierten Energie, die zur Spurlänge proportional ist, wird gegeben durch:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \cdot t^\alpha \cdot e^{-bt} \quad \text{mit } t = \frac{x}{X_0} \quad (7)$$

wobei der Parameter b in der Größenordnung von 0.5 ist und $\alpha = x_{\max} b$ bedeutet.

Definiert man als mittlere Schauertiefe den Ort, wo die Hälfte der Spurlänge erreicht ist, so erhält man

$$t_{\text{med}} = X_0 \ln(E_0/E_{\text{krit}}) \quad (8)$$

Die Tiefe, in der die Spurlänge zu 98%, d.h. nahezu vollständig, enthalten ist, ergibt sich durch Integration von dE/dt (Gl.7) zu

$$t_{98\%} \approx 3 \cdot t_{\text{med}} \quad (9)$$

Für Schauertähler mit geringer Materialtiefe treten sogenannte Leckverluste auf, deren Abhängigkeit von der Energie in Abbildung 35 auf Seite 44 für Tiefen von 13.6, 15.7 und 19.2 Strahlungslängen dargestellt ist.

Energie [GeV]	Elektronen		Photonen	
	x_{\max}/X_0	t_{med}/X_0	x_{\max}/X_0	t_{med}/X_0
0.7	3.5	5.0	4.3	5.8
7.0	5.8	7.3	6.6	8.1
20.0	6.9	8.4	7.7	9.2

Tab.4 Lage des Schauertmaximums und mittlere Schauertiefe (in X_0) für Blei

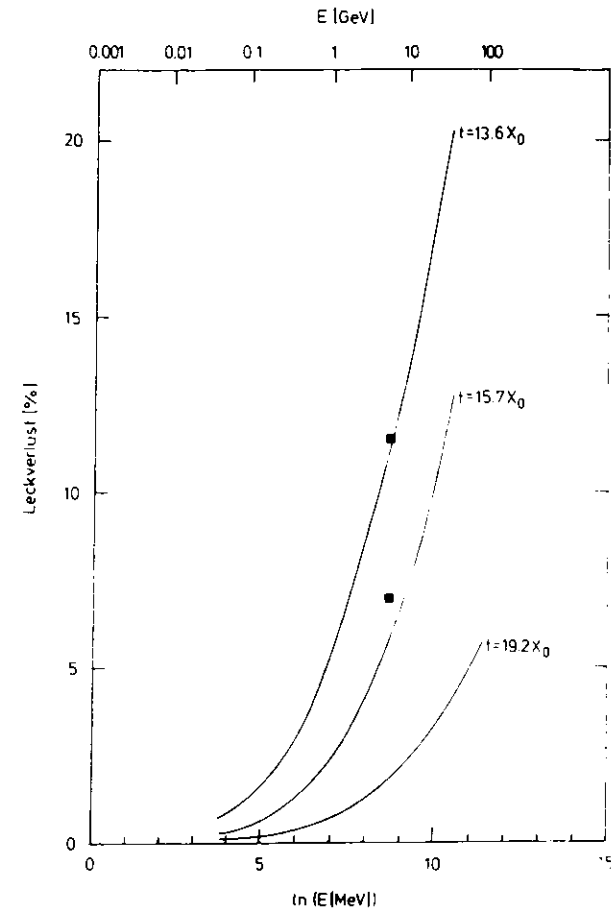


Abbildung 35. Die Leckverluste in Abhängigkeit von der Photonenergie bei unterschiedlichen Absorberdicken. ■ : Messungen von Bathow et al. [BAT70] mit 6 GeV-Elektronen

Man sieht unmittelbar, daß näherungsweise eine Abhängigkeit der Form

$$E_{\text{Leck}} \sim (\ln E_0)^2 \quad (10)$$

besteht.

Die Breite des Schauers wird hauptsächlich bestimmt vom Molière-Radius R_M .

$$R_M = 21 \text{ MeV} \cdot \frac{X_0}{E_{\text{krit}}} \quad (11)$$

der die Verbreiterung eines Elektronenstrahls der kritischen Energie nach einer Strahlungslänge angibt. Innerhalb des einfachen Molière-Radius werden ungefähr 90% der Schauerenergie deponiert, innerhalb $2 \cdot R_M$ 95%, innerhalb $3 \cdot R_M$ 98% und innerhalb $4 \cdot R_M$ 99%. Diese relativ enge Begrenzung gilt allerdings nicht für denjenigen Teil des Schauers, der die niederenergetischen Photonen (einige MeV) enthält. Diese können aufgrund des geringen totalen Abschwächungskoeffizienten (s. Abbildung 34 auf Seite 40) die doppelte Wegstrecke zurücklegen [AMA81].

Sampling-Kalorimeter wie das Flüssig-Argon-Kalorimeter messen im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern wie Bleiglas- und oder Natrium-Jodid-Zählern nicht die vollständige Spurlänge T eines Schauers sondern nur einen Teil, der durch Zahl und Dicke der Absorberplatten bestimmt wird. Da dieser Anteil statistischen Schwankungen unterworfen ist, wird dadurch die Güte der Energiemessung verringert. Für die erzielbare Energieauflösung gilt in guter Näherung [AMA81]:

$$\frac{\sigma(E_0)}{E_0} = 3.2\% \cdot \sqrt{\frac{\delta E [\text{MeV}]}{F \cdot \cos(6.7/E_{\text{krit}}[\text{MeV}])}} \cdot \sqrt{\frac{1}{E_0[\text{GeV}]}} \quad (12)$$

Hierbei ist δE der Energieverlust in einer Absorberlage und F ein Korrekturfaktor in der Größenordnung von 0.6 bis 0.8, der berücksichtigt, daß unterhalb einer durch den jeweiligen Detektor festgelegten Energie keine Teilchen nachgewiesen werden können. Diese Formel gilt allerdings nur für Meßanordnungen, die hinreichend tief sind, um den Schauer nahezu vollständig zu absorbieren.

In der Praxis treten häufig Leckverluste auf, die zu einer erheblichen Verschlechterung der Energieauflösung führen können. Den durch

Leckverluste von mehr als ungefähr 5% bedingten Anteil der Auflösung σ_{Leck} kann man in guter Näherung parametrisieren [KOP84], gemäß

$$\frac{\sigma_{\text{Leck}}}{E_0} = a + b \cdot \left(\frac{E_{\text{Leck}}}{E_0} \right)^2 \quad (13)$$

mit $a \approx 0.04$ und b in der Größenordnung von 1. Berücksichtigt man Formel (10), so ergibt sich für die Energieabhängigkeit bei vorgegebener Kalorimetertiefe näherungsweise:

$$\sigma_{\text{Leck}} = a \cdot E_0 + c \cdot \frac{(\ln E_0)^4}{E_0} \quad (14)$$

Für die erzielbare Ortsauflösung, die vor allem für Schauer von Photonen wichtig ist, gibt es keine globalen Formeln wie für die Energieauflösung, da sie zu sehr von der jeweiligen Art des Nachweissystems abhängt. Eine untere Grenze für die Ausdehnung der Nachweiselemente ist durch $1/15 R_M$ gegeben. Eine weitere Verfeinerung ist nicht sinnvoll. Im Normalfall werden die Nachweiselemente aus Kostengründen wesentlich größer gewählt.

Ein sehr wichtiger praktischer Gesichtspunkt ist, daß die ortsempfindlichen Nachweiselemente möglichst nahe an die ersten Absorberschichten herangebracht werden müssen, da sonst die Schauerbreite zu groß wird. MC-Rechnungen haben ergeben, daß bei einer Absorberschicht von ungefähr $2 X_0$ vor der ersten aktiven Meßlage bereits ein Abstand von 10 cm zu einer Verschlechterung der erzielbaren Ortsauflösung um einen Faktor 7 führen kann [GAB78].

8.2 DER TECHNISCHE AUFBAU

8.2.1 Die Ladungssammlung

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter enthält als Schauerematerial Blei ($Z=82$). In jedem Submodul befinden sich zahlreiche, vom Vertex aus gesehen hintereinanderliegende, je 0.2 cm dicke Bleiplatten, die im Abstand von 0.5 cm angeordnet sind. In den Zwischenräumen befindet sich flüssiges Argon. In Abbildung 36 auf Seite 47 ist die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers im Flüssig-Argon-Kalorimeter schematisch dargestellt.

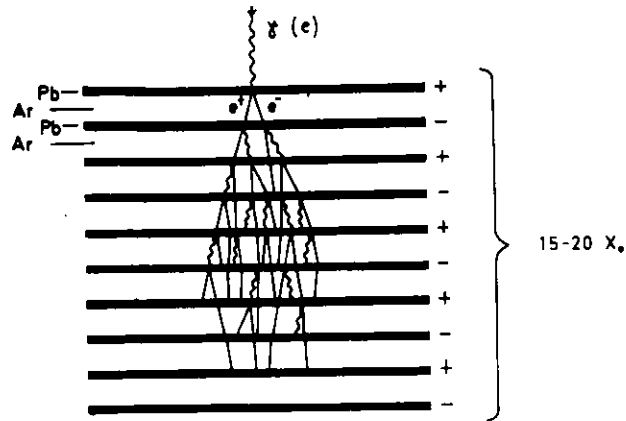


Abbildung 36. Schematische Darstellung eines Schauers im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die im Argon freigesetzte Ionisationsladung wird mit Hilfe eines von außen angelegten elektrischen Feldes gesammelt. Obwohl die Schauerentwicklung durch die Schichtstruktur des Absorberaufbaus immer wieder unterbrochen wird, sind die Ionisationsverluste im Blei beträchtlich. Dennoch ist das ausgelesene elektrische Signal stets der Energie des Primärteilchens proportional.

Die Ladungssammlung erfolgt auf den Bleiplatten selbst. Die Plattenebenen sind, wie in Abbildung 37 auf Seite 48 gezeigt, abwechselnd auf Erd- und auf negativem Potential, so daß die im Argon freigesetzte Ladung auf die geerdeten Platten fließt.

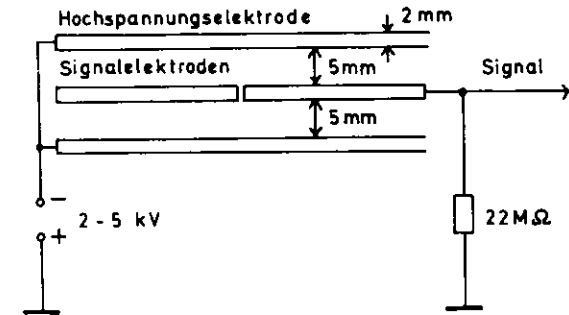


Abbildung 37. Der Aufbau einer aktiven Meßlage

Die negativ geladenen Lagen, Hochspannungselektroden genannt, bestehen aus großen, ungeteilten Bleiplatten. Die angelegte Spannung beträgt ungefähr 2 kV. Jede Signalelektrode ist über einen Erdungswiderstand von 22 MΩ an Masse gelegt und sammelt die Ionisationsladung von insgesamt 1 cm Argon. Im Gegensatz zu den Hochspannungselektroden sind die Signalelektroden in viele, elektrisch voneinander isolierte Segmente aufgeteilt. Auf diese Weise ist es möglich, nicht nur die Menge sondern auch die räumliche Verteilung der Ionisationsladung zu messen.

8.2.2 Zusätzliche Meßlagen

Für die ersten Meßlagen, die ein vom Vertex kommendes Teilchen passiert, wählte man anstelle von Blei ein Material geringer Dichte, um Informationen über bereits vor dem Kalorimeter entstandene Schauer zu erhalten und dE/dx -Messungen an geladenen Teilchen ausführen.

Die vordersten Signalebenen sind kupferbeschichtete Epoxydharz-Platten, in die die Segmentierung eingätzt wurde. Als zugehörige Hochspannungsebenen dienen 0.4 cm dicke Aluminiumplatten.

8.2.3 Die Segmentierung der Signalebenen

Der Absorberaufbau eines Submoduls hat einen trapezförmigen Querschnitt. Seine Breite beträgt an der Innenseite 81.4 cm und wächst auf 95.5 cm nach außen an. Seine Tiefe beträgt 45 cm, seine Länge 398 cm.

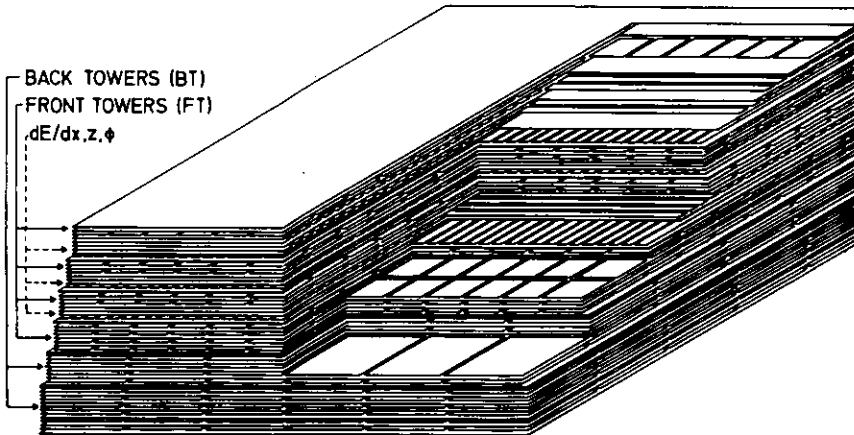


Abbildung 38. Schematischer Aufbau eines Submoduls

Durch geeignete Segmentierung der Signalebenen kann die longitudinale und die laterale Entwicklung der elektromagnetischen Schauer erfaßt werden. Abbildung 38 zeigt die genaue Anordnung der Bleiebenen im FA-Schalenkalorimeter.

Zur Energiemessung dienen die Turmebenen, die in quadratische Segmente unterteilt sind. Die vom Vertex aus gesehen im selben Raumwinkel hintereinanderliegenden, $7 \times 7 \text{ cm}^2$ großen Segmente werden in ihrer Gesamtheit Vorderturm (VT) genannt und integral ausgelesen. Die dahinter liegenden $14 \times 14 \text{ cm}^2$ großen Segmente bilden einen Hinterturm (HT) und werden ebenfalls zusammen ausgelesen. Jeweils 4 Vordertürme werden von einem Hinterturm überdeckt. Die angegebenen Segmentgrößen gelten für die Submodulmitte. Zu den Rändern hin werden die Segmente größer, damit auch dort derselbe Raumwinkel überdeckt werden kann (s. Abbildung 39 auf Seite 51).

Eine genaue Ortsmessung wird mit Hilfe von Koordinatenstreifen erzielt. Die Streifen jeder Ebene sind entweder parallel (φ -Streifen) oder senkrecht (z-Streifen) zur Strahlachse ausgerichtet. Die Streifen werden einzeln

ausgelesen, so daß aus der Pulsverteilung der Schauerschwerpunkt bestimmt werden kann.

Vom Vertex aus gesehen liegen die folgenden Meßlagen hintereinander:

1. Material geringer Dichte

- 1 Lage VT, um die Ladung der bereits vor dem Kalorimeter entstandenen Schauer zu sammeln. Ihre Segmentgröße beträgt in der Modulmitte $7 \times 7 \text{ cm}^2$.
- 2 Lagen z-Streifen. Sie heißen auch dE/dx-Streifen, weil sie neben der Ortsmessung in z auch zur dE/dx-Messung benutzt werden können. Jeder Streifen ist 2 cm breit und zwischen 81.4 und 95.5 cm lang.
- 1 Lage φ -Streifen zur Ortsmessung in φ . Sie sind 2 cm breit und 199 cm lang. Über die gesamte Submodullänge von 398 cm liegen 2 φ -Streifen hintereinander.

2. Bleielektroden

- 2 Lagen VT aus Blei. Die Gesamtdicke einschließlich der zugehörigen Hochspannungselektroden beträgt $1.4 X_0$.
- 1 Lage z-Streifen und 1 Lage φ -Streifen aus Material geringer Dichte.
- 2 Lagen VT (wie oben)
- 1 Lage z-Streifen und 1 Lage φ -Streifen (wie oben)
- 4 Lagen VT mit $2.8 X_0$
- 10 Lagen HT. Ein HT hat in der Submodulmitte eine Segmentgröße von $14 \times 14 \text{ cm}^2$. Einschließlich der Bleielektroden haben die HT $2.8 X_0$.

Für die Gesamtabsorberdicke der VT ergibt sich $6.09 X_0$, für die HT $7.59 X_0$. Vom Wechselwirkungspunkt bis zur ersten aktiven Meßlage beträgt die Materialdicke $1.17 X_0$.

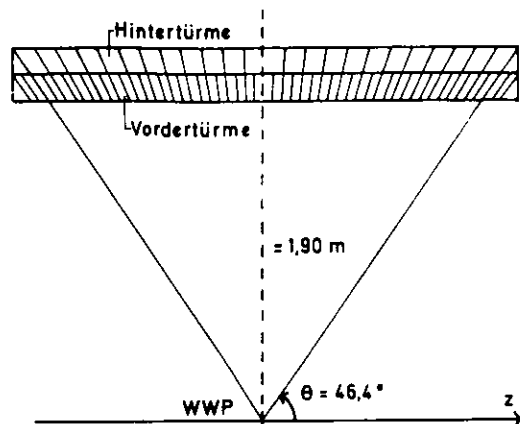


Abbildung 39. Ausrichtung der Türme auf den Wechselwirkungspunkt

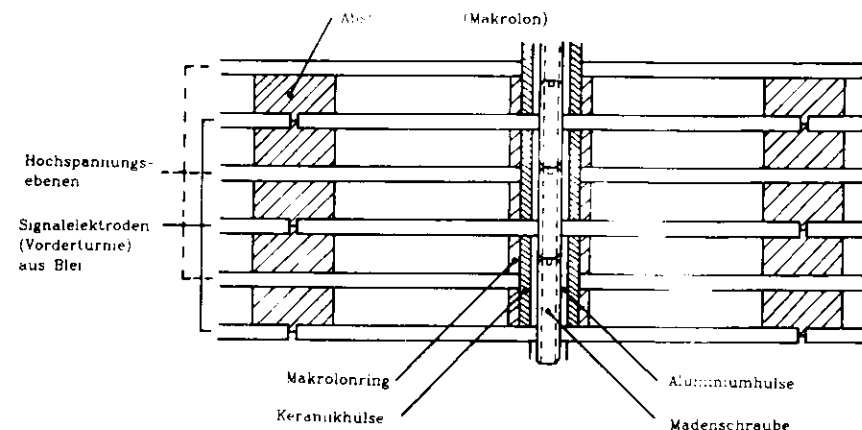


Abbildung 40. Isolation und elektrisch-mechanische Verbindung der Bleiplatten

8.2.4 Die Mechanik des Absorberaufbaus

Um dem Absorberaufbau mechanische Stabilität zu geben, wurden besonders starre Materialien und spezielle Segmenthalterungen entwickelt.

Das Blei enthält einen Antimonzusatz von 3% und wurde durch einmaliges Erhitzen auf 200°C und anschließendes Abschrecken in kaltem Wasser besonders verfestigt. Außerdem fügte man an 5 Stellen des Submoduls je eine 4mm dicke Aluminiumplatte ein.

Die elektrische und mechanische Verbindung der zahlreichen Signalsegmente eines Turmes bilden Aluminiumhülsen (Durchmesser 5 mm), die mit Hilfe von Madenschrauben verbunden sind. An den Stellen, wo die Aluminiumröhrchen die zwischen den Signalebenen befindlichen Hochspannungsebenen durchstoßen (s. Abbildung 40 auf Seite 52), sind sie mit Keramikröhrchen von den Hochspannungsebenen isoliert. Abstandsringe aus Makrolon, die über die Aluminium- bzw. Keramikröhrchen geschoben wurden, halten die Signal- und Hochspannungsebenen auf Abstand. Sie lassen gerade einen 5 mm-Spalt für das Argon.

Die Streifensegmente sind auf ähnliche Weise gelagert. Bei den Türmen durchstoßt diese elektrisch-mechanische Halterung gerade die Zentren der einzelnen Segmente. Weitere Abstandsringe stützen die Segmentecken.

Die Achsen aller VT eines Submoduls enden auf einer steifen Epoxydharz-Platte. Die Achsen aller HT auf einer zweiten, die gleichzeitig die Rückwand des Absorberaufbaus bildet. Diese Platten sorgen für Stabilität und dienen zur elektronischen Auslese der Türme.

Alle verwendeten Materialien mußten so ausgewählt werden, daß ihr Volumen beim Abkühlen auf -183°C in gleicher Weise abnimmt. Die Längenausdehnungskoeffizienten von Blei ($\alpha=28 \cdot 10^{-6} \text{ cm}/^\circ\text{C}$) und Aluminium ($\alpha=23 \cdot 10^{-6} \text{ cm}/^\circ\text{C}$) sind hinreichend ähnlich. Es war allerdings nötig, die großen Blei-Hochspannungsebenen in 6 ca. 60 cm breite Platten pro Ebene zu unterteilen. So konnten die Differenzen in der Längenkontraktion unter 1 mm gehalten werden. Für die Meßlagen geringer Dichte wurde ein neues Epoxydharz mit einem größeren Längenausdehnungskoeffizienten von $\alpha=21 \cdot 10^{-6} \text{ cm}/^\circ\text{C}$ entwickelt (Üblicherweise hat Epoxydharz $\alpha=14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}/^\circ\text{C}$).

8.2.5 Das Kühlsystem

Man benutzt flüssiges und nicht gasförmiges Argon, um einen hinreichenden Ionisationsverlust der Teilchen zu erzielen. Der Siedepunkt von Argon liegt bei -183°C .

Je 2 Submodule sind in einem Aluminiumtank untergebracht, der mit einem geschlossenen Argonkühlkreislauf verbunden ist. Die beiden Submodule, der Aluminiumtank und ein weiterer Tank, der zur Vakuumisolierung dient, bilden eine mechanische Einheit. Der Aufbau ist in Abbildung 41 skizziert.

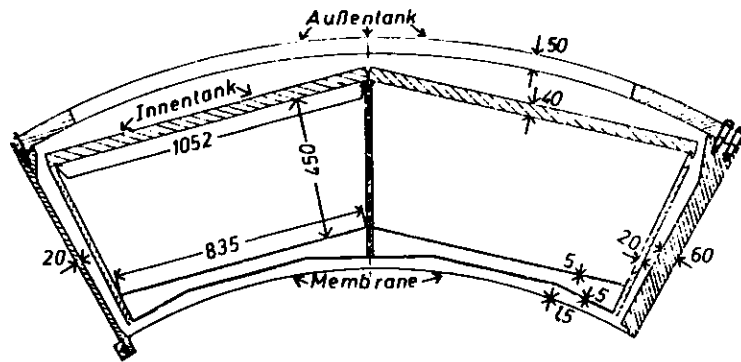


Abbildung 41. Querschnitt durch Innen- und Außentank eines Moduls

Der Kühlkreislauf ist in Abbildung 42 auf Seite 54 schematisch dargestellt. Argon, das im Argontank durch Wärmeeinstrahlung gasförmig wird, steigt im Aluminiumtank nach oben und gelangt über eine Steigleitung in das Ausdehnungsgefäß. Im Ausdehnungsgefäß befindet sich eine Kühlschlange, die von -192°C kaltem, flüssigem Stickstoff durchflossen wird. Der Stickstofffluß wird durch den Argondruck im Ausdehnungsgefäß über ein Proportionalventil gesteuert. Bei hohem Argondruck wird das Ventil weit geöffnet, dadurch der Stickstofffluß erhöht und die Kühlung verstärkt. Sinkt der Gasdruck, so wird das Ventil zunehmend geschlossen. Das verflüssigte Argon fließt zum Modul zurück.

Dieser selbstregulierende Kreislauf hält Verdampfung und Kondensation im Gleichgewicht und gewährleistet so, daß sich in den Modulen eine konstante Menge flüssiges Argon befindet. Der Betriebsdruck liegt bei $0,05\text{--}0,10$ Atmosphären.

Zur Vakuumisolierung ist der Aluminiumtank in einem Edelstahl aufgehängt. Die Innenfläche des Vakuumtanks ist mit 10 Schichten Superisolation ausgelegt. Der Innendruck ist auf 10^{-4} bar abgesenkt, um Wärmeaustausch durch Konvektion zu verhindern.

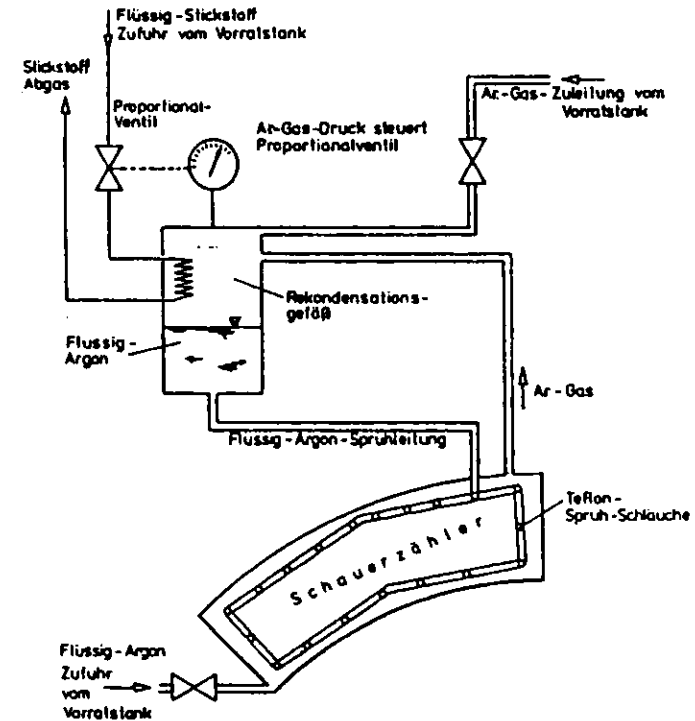


Abbildung 42. Der Kühlkreislauf

8.2.6 Die Auslesekanäle

In jedem Submodul sind die VT in 12 Zeilen ($r-\varphi$ -Ebene) und 52 Spalten (z -Richtung) angeordnet. Sämtliche vom Vertex aus gesehen hintereinanderliegende VT-Signalelektroden (s. Abbildung 38 auf Seite 49) sind elektrisch zu einem Auslesekanal verbunden. Die viermal größeren HT sind in 6×26 Kanäle zusammengefaßt.

Die 2×168 Streifen der ersten beiden z -Lagen (=dE/dx-Streifen) werden alle einzeln ausgelesen. Die vom Vertex aus gesehen genau hintereinanderliegenden Streifen der folgenden 3 z -Lagen werden ebenfalls zusammen ausgelesen. Sie sind aufgrund der großen Modullänge bei $z=0$ geteilt. Die Modulhälften werden getrennt ausgelesen. Die Anzahl der Kanäle beträgt deshalb 2×36 . Eine Übersicht über die Gesamtzahl von Kanälen des FA-Schalenkalorimeter gibt Tab.5.

Vordertürme	5088
Hindertürme	1248
(dE/dx)-Streifen	2688
z -Streifen	1328
φ -Streifen	576
Gesamtzahl der Kanäle	10928

Tab.5 Die Anzahl der Kanäle aller 8 Submodule.

Die auf den Signalelektroden gesammelte Ladung fließt zuerst zu einem kanaleigenen Vorverstärker. Die integrierenden Vorverstärker befinden sich an der Außenwand des jeweiligen Vakuumtanks. Anschließend wird das Signal in einer Pulsformerstufe differenziert und über ein 40 m langes Koaxialkabel zu der weiterverarbeitenden Elektronik geleitet, die sich in einem Bereich befindet, der auch während des Strahlbetriebs zugänglich ist. Hier wird das Signal digitalisiert, gefiltert und gegebenenfalls aufgezeichnet. Die Signalauslese ist in Abbildung 43 auf Seite 56 schematisch aufgezeigt.

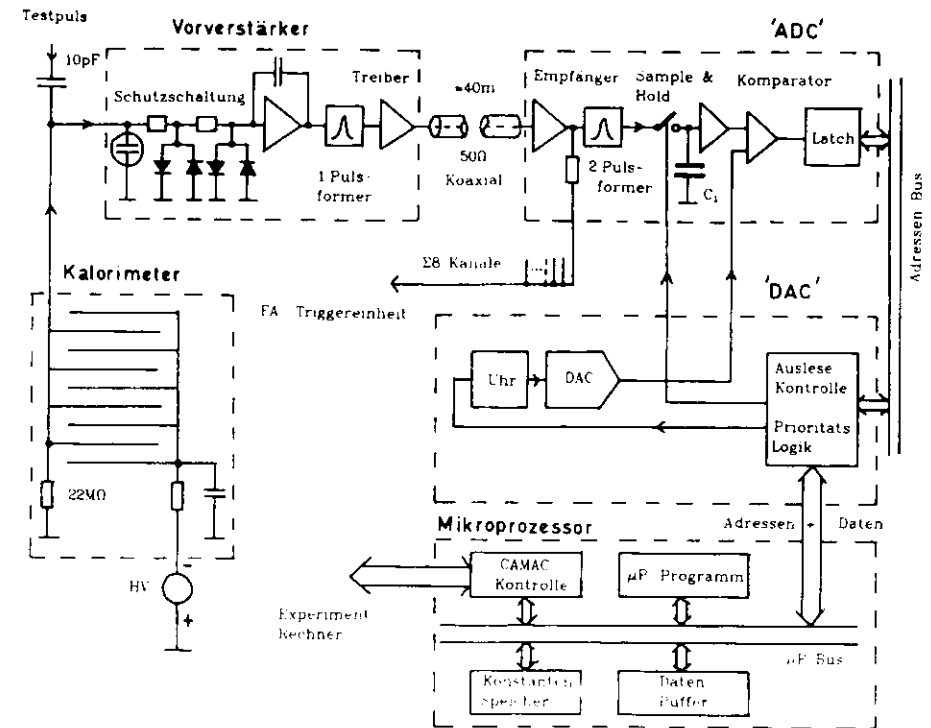


Abbildung 43. Blockschaltung der FA-Elektronik

8.3 DIE EICHUNG DES FA-SCHALENKALORIMETER

Das FA-Schalenkalorimeter wird mit Hilfe der Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ geeicht. Abgesehen von Absorptionsverlusten und von Energieleckverlusten (Absorberdicke $13.6 X_0$) besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der im Argon deponierten Ladung und der Energie des schauernden Teilchens.

Es gibt mehrere Effekte, die die Amplitude des Auslesesignals beeinflussen. Beispielsweise hängt sie von der an die Bleiplatten angelegten Spannung ab und elektronegative Substanzen im Argon wie Sauerstoff (O_2) verringern die Signalhöhe.

Die Bhabhastreueung kann unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen mit MC-Methoden [BEK73] simuliert werden. Die gemessenen

Teilchenenergien werden auf Absorptions- und Leckverluste, die mit Hilfe umfangreicher EGS-Rechnungen ermittelt wurden, korrigiert. Die Eichung erfolgt anschließend durch Vergleich der erwarteten Teilchenenergien mit der korrigierten Signalhöhe.

Für jeden Submodul wird eine Kalibrationskonstante ermittelt. Solange die an die Bleiplatten angelegte Spannung konstant ist, bleiben die Werte dieser Eichkonstanten über Jahre hinweg auf $\pm 1\%$ unverändert.

8.4 DIE ENERGIE- UND DIE ORTSAUFLÖSUNG DES FA-SCHALENKALORIMETER

Die Energie- und die Ortsauflösung des FA-Schalenskalorimeter werden ebenfalls mit Hilfe der Bhabhastreueung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ermittelt. Da sich Photonen und Elektronen im Kalorimeter ähnlich verhalten - das Schauermaximum von Photonen liegt nur etwa $0.9 X_0$ tiefer als das der Elektronen - können die Ergebnisse aus den Elektronen der Bhabhastreueung in die Photonenanalyse übernommen werden.

8.4.1 Die Ortsauflösung

Die Elektronenspuren in der Driftkammer werden auf das FA-Schalenskalorimeter extrapoliert und mit den vom LARGON berechneten Schauerschwerpunkten der zugehörigen Cluster verglichen. Für die Ortsauflösung in θ und φ ergibt sich eine Gaußverteilung der Breite [PYR82]

$$\sigma(\Delta\varphi) = 4.3 \text{ mrad} \quad \sigma(\Delta\theta) = 2.1 \text{ mrad}$$

Der Wert von $\Delta\theta$ ist durch die Auflösung der Driftkammer und nicht durch die des Flüssig-Argon-Kalorimeters bestimmt. Die Streifen haben eine Breite von 2 cm und sind ungefähr 2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Damit überdeckt jeder Streifen im Querschnitt einen Winkel von 5 mrad. Setzt man näherungsweise die Streifenbreite als Breite (FWHM) einer Gaußverteilung an, so erwartet man $\sigma = 2.2$ mrad.

8.4.2 Die Energieauflösung

Aus Formel (12) im Abschnitt "Die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern" auf Seite 39 ergibt sich eine theoretische Energieauflösung des

FA-Schalenskalorimeter von

$$\sigma_{Th}/E = 10\%/\sqrt{E}$$

Bei der Vermessung der Module am Teststrahl mit Elektronen von bis zu 4 GeV [PYR82] wurde dieser Wert mit $\sigma_E/E = 11\%/\sqrt{E_0}$ nahezu erreicht. Allerdings befand sich im Gegensatz zum Aufbau des TASSO-Detektors (Vakuumrohr, Innendetektor, Spule) kein weiterer Absorber vor dem Kalorimeter. Im Experiment wurde für Elektronen bis zu 5 GeV und gemittelt über alle Einfallswinkel

$$\sigma_E/E = 13.6\%/\sqrt{E} + 3\%$$

gemessen [TAS82]. Für Elektronen aus der Bhabhastreueung wurde die Energieauflösung bei 17.6 GeV zu $\sigma_E/E = 4.8\%$ bestimmt [HEY81]. Für die weitere Betrachtung ist es wesentlich, daß die Elektronen aus der Bhabhastreueung vor allem unter Winkeln nahe der Strahlachse auftreten, d.h. die mit Hilfe der Bhabhastreueung gemessene Auflösung gilt für Einfallswinkel θ nahe 45° . Die im Vergleich zu den Testmessungen breitere Auflösung für ~ 17 GeV-Elektronen hat mehrere Ursachen:

Die oben angeführte theoretische Auflösung gilt nur für senkrechten Teilcheneinfall. Bei einem Einfallswinkel von 45° wird die effektive Dicke der Absorberplatten um den Faktor $\sqrt{2}$ größer und damit verschlechtert sich die Energieauflösung gemäß Formel (2) in "Die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern" auf Seite 39 um einen Faktor 1.2.

Darüberhinaus wird die Auflösung durch verschiedene Effekte beeinflusst, die gemäß

$$\sigma_{Mess}(E)^2 = \sigma_{Th}(E)^2 + \sigma_A(E)^2 + \sigma_L(E)^2 + \sigma_R^2$$

berücksichtigt werden müssen. σ_{Th} gibt den Einfluß der durch das Sampling bedingten Fluktuationen wieder, σ_A beschreibt die Fluktuation der Absorption in der toten Materie vor dem Zähler, σ_L berücksichtigt die Leckverluste, die vor allem durch die endliche Kalorimeterdicke und auch durch Inhomogenitäten im Kalorimeteraufbau entstehen und σ_R ist bedingt durch Vorverstärkerrauschen und Eichungenauigkeit der einzelnen Kanäle.

Der relative Anteil von σ_A an $\sigma_{Mess}(E)$ ist bei niedrigen Energien ($E \lesssim 1$ GeV) am höchsten. Bereits in den Teststrahlmessungen [PYR82] führte er dort zu einer deutlichen Abweichung von der \sqrt{E} -Abhängigkeit. Aus der damaligen Messung ermittelt man $\sigma_A/E = 3\%/E$, woraus sich bei linearer

Skalierung mit der Absorberdicke eine Größenordnung von $\sigma_N/E \approx 15\%/E$ ergibt.

Die longitudinalen Leckverluste betragen für senkrecht einfallende Elektronen ca. 8 % bei 10 GeV, und 10% bei 15 GeV (s. Abbildung 35 auf Seite 44). Sie bewirken bei 15 GeV eine Verschlechterung der Energieauflösung von $\sigma_{\text{Leck}}/E \approx 4\%$ (s. Formel (13)). Bei Einfall unter 45° liegen die Verluste in diesem Energiebereich nur in der Größenordnung von 2% und tragen damit nicht wesentlich zur Energieauflösung bei.

Bei dieser Betrachtung wurde noch nicht berücksichtigt, daß sich zwei weitere Effekte ebenfalls wie Leckverluste auswirken. Zum einen ist der Meßbereich der ADCs auf ca. 8 GeV beschränkt, wodurch ein Teil der Energie verloren geht. Zum anderen beträgt der durch die mechanische Stützkonstruktion im Bereich der VT eingenommene Flächeninhalt ca. 6%. Er geht für die Messung verloren. Da in diesem Bereich (bei senkrechtem Einfall von 1.2 bis $6.8 X_0$) gemäß Formel (7) in "Die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern" auf Seite 39 zwischen 30% und 45% der Schauerenergie für Primärenergien von 3 bis 20 GeV deponiert werden, tritt hier eine weitere Möglichkeit für Fluktuationen auf. Beide Effekte zusammen werden zu einer Größenordnung von 1% abgeschätzt. Da sie quadratisch zu addieren sind, sind sie nur bei $\theta=45^\circ$ von Bedeutung.

Der Einfluß des Rauschens kann bei hohen Energien vernachlässigt werden, da er sich nur bei wenigen 100 MeV auswirkt und dann gemäß $\sigma/E \sim 1/\sqrt{E}$ abfällt. Wichtiger ist demgegenüber die Ungenauigkeit der Einzelkanaleichung, die die relative Energieauflösung des Kalorimeters konstant verbreitert. Dieser Effekt ist mit $\sigma_R/E=4\%$ zu berücksichtigen [PYR83].

Die Zusammenfassung aller angeführten Beiträge ergibt für die erwartete Energieauflösung bei 17.5 GeV in Abhängigkeit von θ :

$$\sigma_E/E (\theta=90^\circ) = 7.7\%$$

$$\sigma_E/E (\theta=60^\circ) = 6.3\%$$

$$\sigma_E/E (\theta=45^\circ) = 5.1\%$$

Letzterer Wert ist geringfügig höher als der bei [HEY81] angegebene Wert von 4.8%.

Da die Einflüsse der konstanten Terme beinahe im gesamten hier interessierenden Energiebereich überwiegen, wird für die Beschreibung der mitt-

leren Energieauflösung des FA-Schalenskalorimeters der folgende Wert benutzt [PYR83]:

$$\sigma_E/E = 6.8\%$$

8.5 DIE NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT DES FA-SCHALENKALORIMETERS

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen wird mit Hilfe der Bhabhastreuung ermittelt. Aus der Luminosität, die aus der Information des Vorwärtsdetektors und der Driftkammer bestimmt wurde, und dem theoretischen Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ berechnet man die Zahl der zu erwartenden Bhabha-Streuereignisse und vergleicht diese Zahl mit der vom FA-Schalenskalorimeter gemessenen Anzahl. Für die Nachweiswahrscheinlichkeit gilt [PYR82]:

$$W_{FA} = \frac{\text{Anzahl der nachgewiesenen Bhabha-Ereignisse}}{\text{Anzahl der vorhergesagten Bhabha-Ereignisse}}$$

Um Randeffekte, die die Messung verfälschen, auszuschließen, fordert man, daß jedes Elektron der Bhabhastreuung mindestens $1/3$ der Strahlenergie im FA-Schalenskalorimeter deponiert hat. Damit ergibt sich eine effektive Submodulgröße [PYR82] von

$$\Delta\varphi = \pm 0.216 \text{ rad} \quad \text{und} \quad |\cos\theta| < 0.720$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit W_{FA} in Tab.6 gilt innerhalb dieses Modulbereiches.

Periode	\sqrt{s} [GeV]	$W_{FA}[\%]$
1981/82	34.7	94.8 ± 0.7
1983	42.2	85.6 ± 0.8

Tab.6 Die Nachweiswahrscheinlichkeit des FA-Schalenskalorimeters

9.0 DER TRIGGER

Die Umlauffrequenz der e^+e^- -Teilchenpakete bei PETRA beträgt ≈ 130 kHz . Das bedeutet , daß an jedem Strahlkreuzungspunkt alle $3.8 \mu\text{sec}$ eine Teilchenvernichtung stattfinden kann . Da für die Gesamtauslese des Detektors 20 bis 30 msec benötigt werden , muß anhand von wenigen , schnell überprüfbareren Kriterien entschieden werden , ob das Ereignis gemessen oder verworfen werden soll . Um diese Entscheidung treffen zu können sind die meisten Detektorkomponenten mit Prozessoren verbunden , die eine Vorauswahl treffen und gegebenenfalls ein Triggersignal liefern .

Höhenstrahlung und Strahl-Gas-Ereignisse können gute Ereignisse vortäuschen . Durch eine geeignete Wahl der Triggerbedingungen kann dieser Untergrund jedoch stark vermindert werden . Eine Liste sämtlicher Trigger bei TASSO enthält Tab.7 .

Kanal	Art des Triggers	Kürzel
1	FA Schalenkalorimeter - neutral -	FA-0
2	FA Schalenkalorimeter - 1-Spur -	FA-1
3	FA Endkappe - neutral -	EC-0
4	FA Endkappe - 1-Spur -	EC-1
5	Proportionalkammer Kathode	CPC
6	Luminositätsmonitor	LUMI
7	Flugzeitzähler	TOF
8	Hadronarm (HA) Schauerzähler -neutral-	SH-0
9	Driftkammer Koplanar	DC-2
10	Driftkammer 2-MONIKA-Spuren	MON
11	Driftkammer 4-Spur	DC-4
12	frei	-
13	HA-Schauerzähler -2-Spur-	SH-2
14	HA-Schauerzähler -1-Spur-	SH-1
15	$\gamma\gamma$ 1 Spur	GG
16	Testtrigger	-

Tab.7 Die Trigger bei TASSO

9.1 DER DRIFTKAMMER - PREPROZESSOR (PREPRO)

Dieser Prozessor erkennt Spuren in der Driftkammer (CDC) . Außerdem berücksichtigt er die Information der Proportionalkammer (CPC) und der

Flugzeitzähler (TOF) .

Die Proportionalkammer ist in 48 radiale Segmente unterteilt . Hat der CPC-Prozessor in mindestens einem Segment eine geladene Spur gefunden und hat darüberhinaus mindestens 1 Flugzeitzähler angesprochen , so versucht der PREPRO durch die gesetzten Drähte der Driftkammerlagen 1,2,3,5,7,8 Spuren zu legen . Ausgehend von der innersten Driftkammerlage werden die getroffenen Drähte mit vorprogrammierten Masken (s. Abbildung 44) verglichen . Die Masken stellen 15 Spuren verschiedener Krümmung dar , die verschiedenen Teilchenimpulsen entsprechen . Liegen ein gesetztes CPC-Segment , Driftkammersignale aus mindestens 5 der 6 Ebenen und ein angesprochener TOF innerhalb dieser Masken , so gilt eine geladene Spur als erkannt .

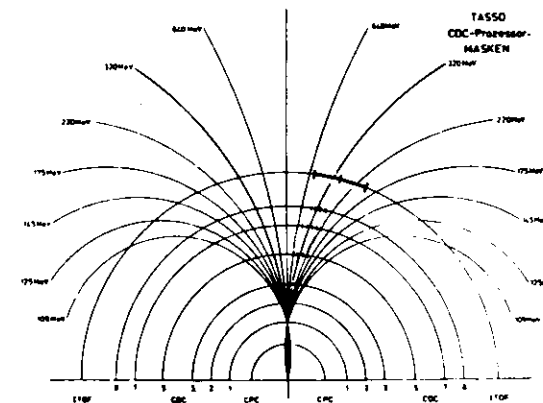


Abbildung 44. Darstellung der PREPRO Masken

Erfüllt die beobachtete Anzahl von Spuren eine der Triggerbedingungen (z.B. mindestens 4 Spuren mit mittlerem Transversalimpuls $p_T > 220$ MeV/c) , so liefert der PREPRO ein Triggersignal .

9.2 DIE FLÜSSIG ARGON-TRIGGER FA-0 UND FA-1

Der Flüssig Argon-Trigger ist ein Energietrigger , der auf die deponierte Energie von Elektronen und Photonen anspricht . Als Eingabe für die Bil-

derung des Triggers dienen Summenausgänge , in denen die Signale von mehreren Vorder - und Hintertürmen zusammenschaltet werden .

9.2.1 Die Triggerbedingungen FA-0 und FA-1

Der Triggeraufbau beginnt mit der Zusammenschaltung der Kanäle von jeweils 8 VT und 8 HT . Aus diesen Grundelementen werden zwei Arten von Triggerelementen , die auch in Abbildung 45 auf Seite 64 skizziert sind , aufgebaut .

Ein lokales Triggerelement besteht aus der Pulssumme von 4×8 VT und dem Summsignal der zugehörigen 8 HT . An den beiden Rändern jedes Moduls in z-Richtung enthält das lokale Triggerelement nur 30 VT und 6 HT , weil die radiale Ausrichtung auf den Wechselwirkungspunkt für weitere Türme keinen Platz mehr im Tank läßt . Insgesamt ist jeder Modul in 20 lokale Triggerelemente aufgeteilt .

Das globale Triggerelement summiert die Energie aller VT und die Energie aller HT eines Submoduls getrennt und liefert die Summensignale $\sum VT$ und $\sum HT$.

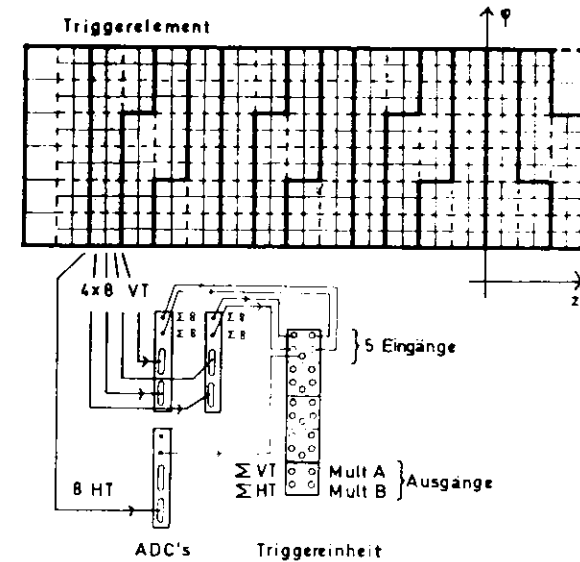


Abbildung 45. Anordnung der Triggerelemente in einem Submodul

Für den Bau der lokalen Triggerelemente verwendete man spezielle , bei DESY entwickelte Triggereinheiten . Sie haben 4 Eingänge für die Signale der 4 VT-Gruppen und 1 Eingang für die HT-Einheit . An den beiden Ausgängen liegen getrennt das Summsignal der 32 VT und der 8 HT . Diese beiden Signale müssen anschließend 2 Arten von parallel geschalteten Diskriminatoren , A und B , passieren . Die Diskriminatoren sind 2 unabhängige Logiken , die unterschiedliche Anforderungen an die Signale stellen . Diskriminator A verlangt $\sum VT > 1.12 \text{ GeV}$ und $\sum HT > 0.95 \text{ GeV}$. Diskriminator B verlangt $\sum VT > 0.81 \text{ GeV}$. Jeder Diskriminator legt eine Spannung von $\Delta U = -100 \text{ mV}$ an seinen Ausgang , wenn die entsprechende Forderung erfüllt ist .

Anschließend werden alle Diskriminatorausgänge eines Submoduls getrennt nach A und B aufsummiert und dann werden alle Submodule zusammenschaltet (s. Abbildung 46 auf Seite 65) . Diese Summe ist ein Vielfaches von -100 mV und der Zahl der 'guten' Triggerelemente proportional .

Die Signale der 8x20 Triggerelemente werden also auf 2x160 Diskriminatoren gelegt und anschließend zu 2 unabhängigen Signalen zusammengefaßt, die ein Maß dafür sind, wieviele lokale Triggerelemente Messungen der Qualität A und B enthalten.

Zuletzt werden diese beiden Signale noch durch den Hauptdiskriminator geschickt. Durch Variation seiner Energieschwelle kann man unterschiedliche Multiplizitätsforderungen stellen.

Die Organisation des globalen Triggers verläuft analog, nur daß bereits zu Anfang die VT- und die HT-Summe über alle 20 Triggerelemente jedes Submoduls gebildet werden.

In der letzten Stufe werden der lokale und der globale Trigger und der Driftkammerspurtrigger PREPRO in einer und-oder-Logik zusammenggeführt, um die unterschiedlichen Triggerbedingungen zu verwirklichen.

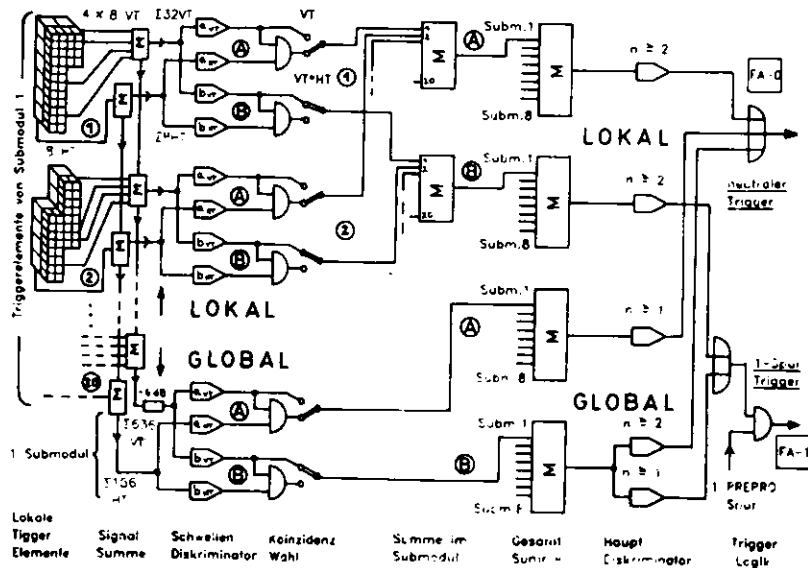


Abbildung 46. Schematischer Aufbau des Kalorimetertriggers

Die beiden Triggerbedingungen, in die die Information des FA-Schalenkalorimeter eingeht, sind:

1. Der neutrale Trigger FA-0. Dieser Trigger verlangt mindestens ein globales Triggerelement vom Diskriminator A ($\sum VT > 1.12$ GeV und $\sum HT > 0.95$ GeV) oder mindestens 2 globale Triggerelemente vom Diskriminator B ($\sum VT > 0.81$ GeV) oder mindestens 2 lokale Triggerelemente vom Diskriminator A ($\sum VT > 0.56$ GeV und $\sum HT > 0.95$ GeV).
2. Der Spurtrigger FA-1. Er verlangt mindestens 1 PREPRO-Spur und mindestens 1 globales Triggerelement vom Diskriminator B oder mindestens 2 lokale Triggerelemente vom Diskriminator B.

Eine Auflistung der verschiedenen Triggermöglichkeiten enthält Tab. 8.

Trigger	PREPRO Spuren	Multiplizität	Trigger-element	Diskriminator	Koinzidenz	Schwellen VT HT [GeV]	
						VT	HT
FA-0	0	≥ 1	GLOBAL	A	VT*HT	1,12	0,95
	0	≥ 2	GLOBAL	B	VT	0,81	-
	0	≥ 2	LOKAL	A	VT*HT	0,56	0,95
FA-1	1	≥ 1	GLOBAL	B	VT	0,81	-
	1	≥ 2	LOKAL	B	VT	0,40	-

Tab. 8 Die Bedingungen der beiden FA Schalen-Kalorimeter Trigger

9.2.2 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0 Triggers

Ereignisse, die im Endzustand ausschließlich nicht-konvertierte Photonen haben, können nur über den FA-0 Trigger registriert werden. Um die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggers zu ermitteln, benutzt man die Elektronen der Bhabhaerzeugung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Es gilt:

$$W_{TR} = \frac{\text{Anzahl der Bhabha-Ereignisse mit FA-0-Trigger}}{\text{Anzahl der gemessenen Bhabha-Ereignisse}}$$

Da die Elektronen Ladung tragen, sprechen bei Bhabhaereignissen neben FA-0 auch die FA-1, CPC und DC-2 Trigger an. Die ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0-Triggers in Abhängigkeit von der

Energie des energieärmeren der beiden Elektronen ist für beide Meßperioden aus Abbildung 47 auf Seite 67 und Abbildung 48 auf Seite 67 zu entnehmen.

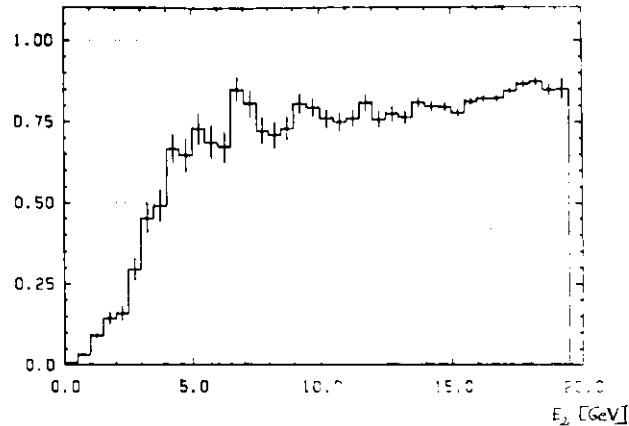


Abbildung 47 Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0-Triggers (Periode 1981/82) in Abhängigkeit von der Teilchenenergie

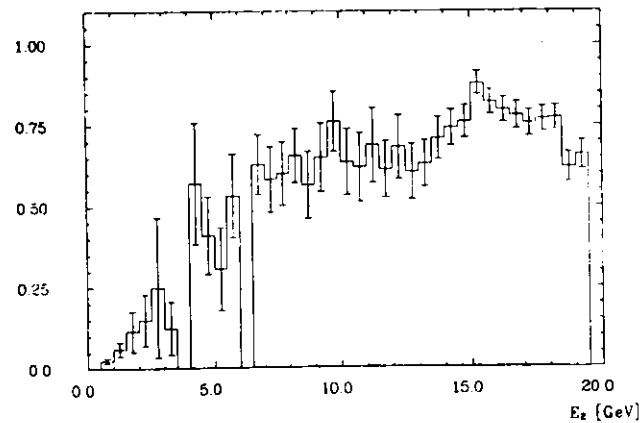


Abbildung 48. Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0-Triggers (Periode 1983) in Abhängigkeit von der Teilchenenergie

10.0 DIE DATENAUSWERTUNG BEI TASSO

10.1 DIE PRODUKTION VON STANDARDBÄNDERN

Die vorliegende Auswertung geht von den PASS2-Bändern des TASSO-Experimentes aus. Die Reduktionskette, die aus den Rohdaten PASS2-Bänder erstellt, ist im folgenden beschrieben.

Jede einzelne Detektorkomponente ist über CAMAC mit dem Experimentrechner verbunden. Hat ein Ereignis mindestens eine der Triggerbedingungen erfüllt, so werden die Signale sämtlicher Komponenten ausgelesen. Der Experimentrechner legt zu jeder Komponente eine Datenstruktur (Bank) an, beispielsweise LIAR für die Flüssig Argon-Daten, die die Adressen und Pulshöhen aller Signale enthält. Ist ein Ereignis vollständig ausgelesen, so werden die Teilchenspuren im Innendetektor in der $r-\varphi$ -Ebene rekonstruiert. Anschließend wird die gesamte Information zum DESY-Zentralrechner geschickt, wo sie auf Magnetplatte geschrieben wird. Nach und nach wird die Platteninformation auf Magnetbänder kopiert. Diese Bänder, die alle Rohdaten enthalten, heißen DUMP-Bänder.

Im ersten Analyseschritt (PASS1) wird eine geometrische Rekonstruktion der Spuren im Raum erstellt. Außerdem wird die FA-Kalorimeterinformation auf Hardwarefehler überprüft (Adressfehler, heiße Zellen). Die neuen Bänder heißen PASS1-Bänder.

Im nächsten Schritt beginnt die Datenreduktion. Alle Ereignisse, die mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllen werden auf PASS2-Bänder geschrieben:

- Innendetektor :
 ≥ 1 Spur, die dreidimensional rekonstruiert wurde mit einem Abstand vom Vertex < 2.5 cm in der x-y-Ebene und < 15 cm in z
- FA-Endkappenkalorimeter :
 ≥ 2 Schauer oder 1 Schauer + 1 Spur
- Hadronarmschauerzähler :
 ≥ 2 Schauer oder 1 Schauer + 1 Spur
- Flugzeitzähler :

2 Flugzeitzähler , gegenüberliegend innerhalb von $\pm 15^\circ$ in φ

- Vorwärtsdetektor :

Luminositätstrigger

- FA-Schalenskalorimeter :

Energiesumme über alle 8 Submodule > 4 GeV oder 2 Submodule mit je > 0.5 GeV .

Etwa 10% aller Ereignisse erfüllt mindestens eine dieser Bedingungen .

Eine detaillierte Erläuterung der PASS3-, PASS4- und 2-PRONG-Bänder findet man unter [TN173], [TN300] und [TN145].

10.2 DAS ANALYSEPROGRAMM LARGON

LARGON wertet die in den LIAR-Bänken abgespeicherten Informationen aller Kanäle des Flüssig-Argon-Kalorimeter aus . Die Hauptfunktion dieses Programms besteht darin , zu ermitteln , welche Türme und Streifen von demselben elektromagnetischen Schauer gesetzt wurden . Die Gesamtheit der zugehörigen Zellen bezeichnet man als Cluster . LARGON erzeugt zu jedem Cluster eine LATR-Bank , die alle wichtigen Clustereigenschaften wie Position und Energie enthält . Im einzelnen ist LARGON in folgende Schritte gegliedert :

- Die Eichung wird durchgeführt , indem alle Pulshöhen mit der Kalibrationskonstante des entsprechenden Submoduls multipliziert werden .
- Jede der 8 LIAR-Bänke wird in eine einfach kodierte und damit übersichtlichere LIAB-Bank umgeschrieben . Dabei werden alle bisher entdeckten Hardware-Fehler herauskorrigiert .
- Daran schließt sich das Clustersuchprogramm an . Es beginnt mit demjenigen VT , der die größte Pulshöhe enthält , und faßt alle angrenzenden VT und die zugehörigen HT zu einem Cluster zusammen . Unter der Annahme , daß das zugehörige Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommt , wird die genaue Clusterposition aus den dE/dx -, z - und φ -Streifen bestimmt . Hat kein Streifen angesprochen , so wird die Position aus allen zum Cluster gehörigen VT energiegewichtet bestimmt . Die Energie des Teilchens wird aus der

gemessenen Pulshöhe unter Berücksichtigung der Kalibrationskonstanten berechnet .

Für schauernde Teilchen wie Photonen und Elektronen muß diese Energie nochmals aufgrund umfangreicher EGS-Rechnungen korrigiert werden , da bei der Schauerentwicklung einige nichtlineare Effekte auftreten :

1. Schauerfluktuationen können dazu führen , daß ein Schauer vom Clusterprogramm in mehrere Cluster aufgespalten wird .
 2. Die Ausleseschwelle der Türme beträgt 20 MeV . Verteilt sich die Schauerenergie auf viele Türme , so kann in mehreren Türmen weniger als 20 MeV deponiert sein . Dieser Teil der Energie geht verloren .
 3. Das Material vor dem FA-Schalenskalorimeter beträgt $1.17 X_0$ bei senkrechtem Einfall . Deshalb kann bereits vor dem Kalorimeter ein Teil der Energie absorbiert werden .
 4. Bei spätschauernden Teilchen wird nicht die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert . Solche Leckverluste treten wegen der endlichen Absorberdicke von $13.6 X_0$ vor allem bei Teilchenenergien oberhalb von 20 GeV auf .
- Es extrapoliert sämtliche in der Driftkammer rekonstruierten Spuren auf das FA-Kalorimeter und ermittelt ihre Durchstoßpunkte .

Zum Schluß werden die Energie und die Position des Teilchens in die LATR-Bank geschrieben . Zeigt eine geladene Spur auf den Cluster , so wird der Cluster als geladener Cluster bezeichnet .

11.0 DIE AUSWERTUNG DER REAKTIONEN $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ UND $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

In diesem Kapitel wird die Analyse der $\gamma\gamma$ -Endzustände beschrieben. Die Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ werden zusammen behandelt, da die Auswahlkriterien sehr ähnlich sind.

Die Auswertung verwendet sämtliche Daten, die von Oktober 1981 bis Juli 1983 genommen wurden. Bei den Daten von 1981/82 beträgt die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}=34.7$ GeV und die gesammelte Luminosität $L=55230 \text{ nb}^{-1}$. 1983 liegt die Schwerpunktsenergie im Mittel bei $\sqrt{s}=42.2$ GeV und die Luminosität umfaßt $L=10325 \text{ nb}^{-1}$.

11.1 DER FILTER

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Auswahlprogramm, im folgenden kurz Filter genannt, geht von PASS2-Bändern aus. Ausgewählt werden alle Ereignisse, die im Endzustand mindestens zwei Photonen unter beliebigen Winkeln aufweisen. An den Energiebetrag der einzelnen Photonen wird eine Mindestforderung gestellt, um die Zuverlässigkeit des Detektors zu gewährleisten.

Ausgewertet wird hauptsächlich die Information des FA-Schalenkalorimeters, wobei aber auch die Signale der Driftkammer und der Müonkammern berücksichtigt werden, um die Photonen eindeutig zu identifizieren. Die Mehrzahl der Schnitte dient dazu, den Untergrund von Teilchen aus der Höhenstrahlung und Strahl-Gas-Ereignissen zu unterdrücken.

QED-Ereignisse und Photinokandidaten müssen dieselben Auswahlkriterien erfüllen. Erst im letzten Filterschritt werden die Photinokandidaten von den QED-Ereignissen getrennt. Auf diese Weise ist es möglich, beide Reaktionen gleichzeitig auszuwerten.

Bei der Wahl der Schnitte muß berücksichtigt werden, daß bei einer Strahlenergie von $E_{\text{strahl}}=21.1$ GeV beträchtlich mehr Synchrotronstrahlung die Driftkammer und die Müonkammern trifft als bei $E_{\text{strahl}}=17.4$ GeV. So erhöht sich beispielsweise im Mittel die Zahl der gesetzten Driftkammerdrähte und der Schnitt, der diese Zahl beschränkt, muß entsprechend der Strahlenergie angepaßt werden. In solchen Fällen sind jeweils beide zulässige Maximalwerte angegeben.

Ein gutes Ereignis muß folgende Forderungen erfüllen:

1. Der neutrale Argontrigger FA-0 muß gesetzt sein.
2. In der Driftkammer wurde keine Spur räumlich rekonstruiert. Dieser Schnitt unterdrückt Photonen, die bereits im Strahlrohr oder in den vorderen Driftkammerlagen konvertiert sind.
3. ≥ 2 'gute' Cluster
 - Clusterenergie E_{cl} :
 - ≥ 1 Cluster mit $0.15 E_{\text{strahl}} \leq E_{cl} \leq 1.3 E_{\text{strahl}}$ und
 - ≥ 1 Cluster mit $0.30 E_{\text{strahl}} \leq E_{cl} \leq 1.3 E_{\text{strahl}}$
 - Winkelakzeptanz:
 - $|\cos\theta| < 0.675$ und $\Delta\varphi = \pm 0.2$ rad (von der Modulmitte)
 - Anzahl der gesetzten Streifen liegt innerhalb der in Tab.9 (S. 73) aufgeführten Grenzen

Art des Signals	$\sqrt{s}=34.7$ GeV	$\sqrt{s}=42.2$ GeV
$(dE/dx)_1 + (dE/dx)_2$	$0 \leq N \leq 8$	$0 \leq N \leq 10$
z	$0 \leq N \leq 12$	$0 \leq N \leq 14$
$(dE/dx)_1 + (dE/dx)_2 + z$	$1 \leq N$	$1 \leq N$
φ	$1 \leq N \leq 15$	$1 \leq N \leq 17$
VT	$1 \leq N \leq 20$	$1 \leq N \leq 24$
HT	$1 \leq N \leq 10$	$1 \leq N \leq 12$

Tab.9 Die Anzahl N der gesetzten Türme und Streifen

- Keine toten Türme:
 - Der zentrale Vorder- und Hinterturm eines 'guten' Clusters muß angesprochen haben. Iher Ausleseschwelle beträgt 20 MeV. Der Anteil von Photonen, bei denen aufgrund von Schauerfluktuationen keine Energie in den zentralen VT oder HT gelangt, wurde zu 3% bestimmt.
- Aus der Information der $(dE/dx)_1$ -, $(dE/dx)_2$ - und z-Streifen wird die Impulsrichtung des schauernden Teilchens bestimmt. Zuerst

wird die θ -Position des Clusters aus den $(dE/dx)_1$ - und $(dE/dx)_2$ -Streifen berechnet, wobei nach Streifenanzahl und Streifenenergie gewichtet wird. Dann wird analog dazu die θ -Position aus den z-Streifen, deren Schwerpunkt etwas weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt ist, bestimmt. Wie in Abbildung 49 auf Seite 74 gezeigt, wird durch beide Positionen eine Gerade gelegt und in das Detektorinnere verlängert. Der minimale Abstand vom Vertex R_{\min} darf nicht mehr als $R_{\min} = 40 \text{ cm}$ betragen.

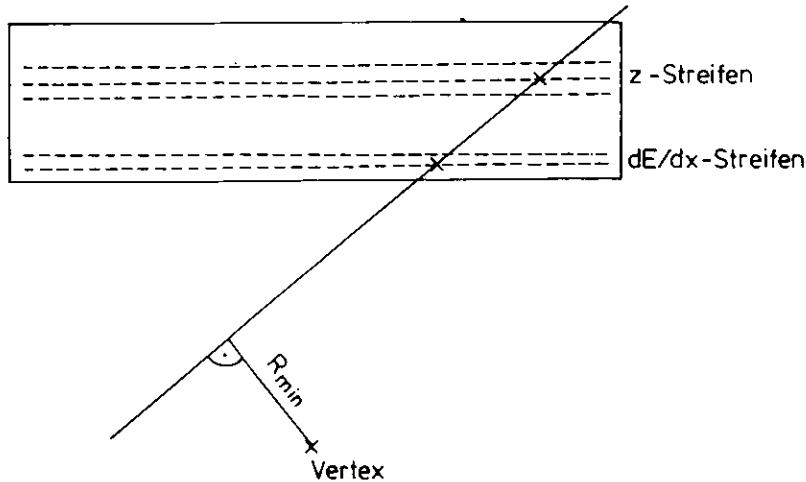


Abbildung 49. Skizze eines Submoduls mit den dE/dx - und z-Streifenlagen von der Seite gesehen.

4. Gesamtheit aller Cluster :

- Anzahl aller Cluster pro Modul ≤ 4
- Anzahl der Submodule, die Cluster enthalten ≤ 4
- Energiesumme sämtlicher Cluster $\sum E_{cl} \leq 18/7 E_{\text{Strahl}}$
- Energiesumme aller Cluster ohne die beiden größten Cluster $\sum E_{cl} \leq 4/7 E_{\text{Strahl}}$

Dieser Schnitt vermindert vor allem den Anteil der Schauer aus der Höhenstrahlung.

5. Der Clusterabstand :

Liegen zwei Cluster in einem Submodul zu dicht nebeneinander, so kann es sich um ein streifend eingefallenes Teilchen aus der Höhenstrahlung handeln. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, wird ein Mindestabstand der Clusterschwerpunkte gefordert, indem die Akollinearität der Cluster α_{akol} beschränkt wird :

$$\alpha_{\text{akol}} \leq 0.9 \cdot \pi$$

6. Müonkammern :

Jede Müonkammer enthält 4 Drahtlagen. Für einen Treffer werden mindestens 2 gekreuzte Drähte verlangt.

- Summe der Treffer in allen 8 Kammern ≤ 15 (20)
- Kammer oberhalb des Detektors + Kammer unterhalb des Detektors zusammen ≤ 10 Drähte
- nicht gleichzeitig ein Treffer in der oberen und in der unteren Kammer
- kein Treffer direkt hinter einem guten Cluster

7. Driftkammer :

Um Höhenstrahlungsschauer zu unterdrücken, wird die Zahl der gesetzten Drähte begrenzt.

- Anzahl der gesetzten Drähte ≤ 120 (180)

Außerdem wird die Driftzeit beschränkt. Auf diese Weise wird erreicht, daß nur noch diejenigen Signale ausgewertet werden, die innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls Δt nach dem Ereignistrigger registriert worden sind.

- Driftzeitbegrenzung $\Delta t \leq 1.6 \text{ sec}$

Der folgende Schnitt unterdrückt Teilchen aus der Höhenstrahlung , deren geladene Spuren nicht rekonstruiert wurden . Die Spurerkennung fordert grundsätzlich , daß mindestens eine der ersten 5 Driftkammerlagen angesprochen hat . Durchqueren geladene kosmische Teilchen die Driftkammer in größerer Entfernung vom Vertex , so wird vom Rekonstruktionsprogramm keine Spur gefunden . Um solche Höhenstrahlungsteilchen auszuschließen , wird die Zahl der gesetzten Drähte zwischen den beiden größten Clustern beschränkt . Die Cluster werden in der $r-\varphi$ -Ebene durch 2 parallele Geraden (s. Abbildung 50 auf Seite 76) , die das zwischen ihnen befindliche Gebiet einschließen , verbunden . Jede Gerade verbindet 2 Punkte der gegenüberliegenden Cluster , die jeweils $\Delta\varphi=\pm 0.1$ rad neben dem Clusterschwerpunkt liegen . Der Schnitt fordert :

- die Anzahl der gesetzten Drähte zwischen beiden Clustern ≤ 20 (40)

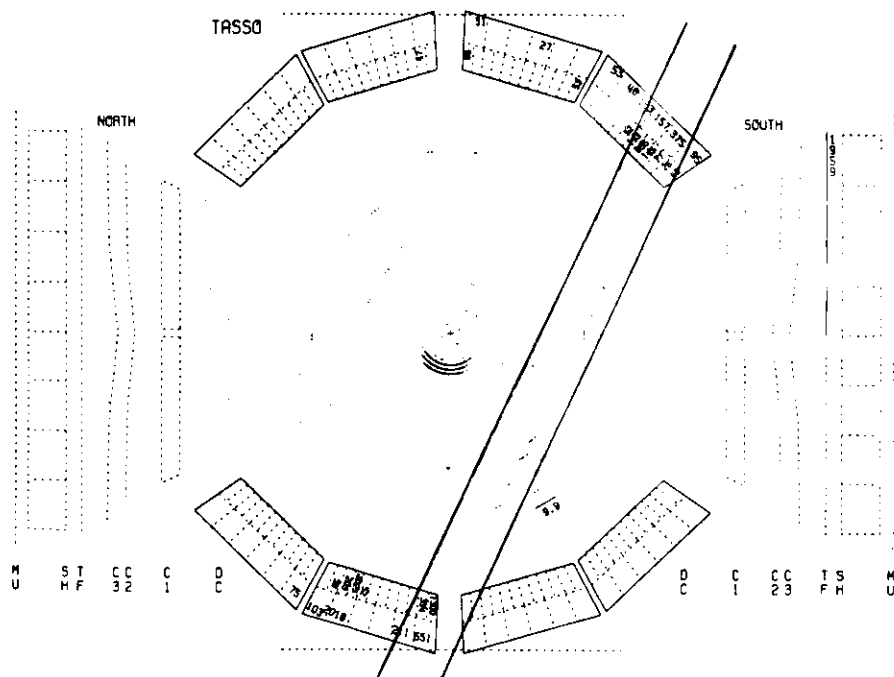


Abbildung 50. Ereignis mit durchgelegtem Band

8. Trennung von Photinokandidaten und QED-Ereignissen

Betrachtet werden die beiden 'guten' Cluster ('gut' im Sinne von Schnitt 3) mit der höchsten Energie . MC-Rechnungen kombiniert mit EGS (s.auch Abschnitt 11.3.1 und 11.4.1) zeigen , daß die Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\gamma$ + fehlende Energie unterschiedliche Verteilungen in der Ebene von Akollinearität α_{akol} und Gesamtenergie E_1+E_2 haben (s. Abbildung 51 auf Seite 77 und zur Verdeutlichung die logarithmische Darstellung in Abbildung 52 auf Seite 78) .

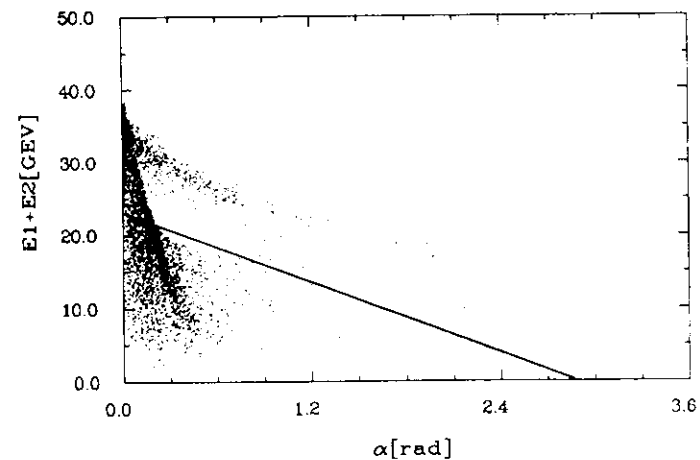


Abbildung 51. Der Photinoschnitt
Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie
MC-Vorhersage für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\gamma$ ($M_{\tilde{\gamma}}/M_{\tilde{e}}=2\text{GeV}/40\text{GeV}$)
und für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ mit eingezeichneter Schnittgeraden

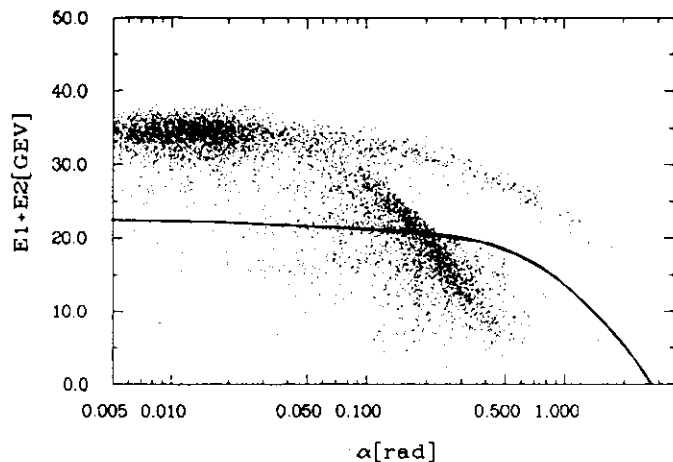


Abbildung 52. Der Photinoschnitt in logarithmischer Darstellung

a. PHOTINOKANDIDATEN

Um die Photinokandidaten vom QED-Untergrund zu trennen, wird ein Schnitt in der $\alpha_{\text{akol}} - E_1 + E_2$ -Ebene gewählt. Die in Abbildung 51 eingezeichnete Gerade ist durch die Gleichung

$$E_1 - E_2 = 1.3 \cdot E_{\text{Strahl}} - 8.0 \cdot \alpha_{\text{akol}}$$

gegeben. Ein Ereignis mit

$$E_1 + E_2 \leq 1.3 \cdot E_{\text{Strahl}} - 8.0 \cdot \alpha_{\text{akol}}$$

wird als Photinokandidat betrachtet.

Wie bereits erwähnt, treten vor allem bei hohen Strahlenergien Leckverluste durch spätschauernde Photonen auf. Deshalb werden Ereignisse mit

$$\alpha_{\text{akol}} < 0.02 \text{ mrad und } E_1 > 0.8 E_{\text{Strahl}} \text{ und } E_2 < 0.5 E_{\text{Strahl}}$$

ausgeschlossen, obwohl sie die obige Kandidatenbedingung erfüllen.

b. QED-EREIGNISSE

Ereignisse mit $\alpha_{\text{akol}} < 0.25$ rad werden als QED-Ereignisse betrachtet. Wegen der Leckverluste wird an dieser Stelle keine Mindestenergie gefordert. Es muß aber bedacht werden, daß bereits vorher, beispielsweise beim Festlegen der Triggerschwellen und im Schnitt 3, Mindestenergien verlangt wurden.

11.2 DIE DATEN

Insgesamt 1566 Ereignisse (s. Tab.10 (S. 80)) der auszuwertenden Daten erfüllen die Filterschritte 1-7. Abbildung 53 auf Seite 79 und Abbildung 54 auf Seite 80 zeigen diese Ereignisse in der $\alpha_{\text{akol}} - E_1 + E_2$ -Ebene. Die 1983er Daten wurden bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien zwischen $\sqrt{s} = 38.6$ GeV und $\sqrt{s} = 45.2$ GeV genommen. Im Mittel beträgt die Schwerpunktsenergie 1983 $\sqrt{s} = 42.2$ GeV.

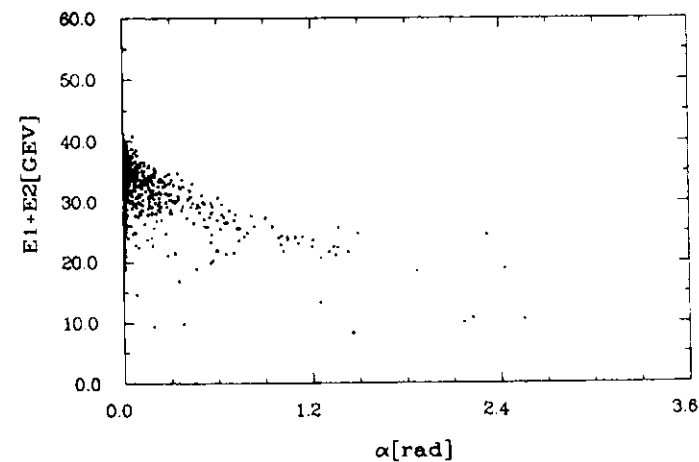


Abbildung 53. Die Ereignisse der Periode 1981/82 in der Akollinearitäts-Gesamtenergie-Ebene

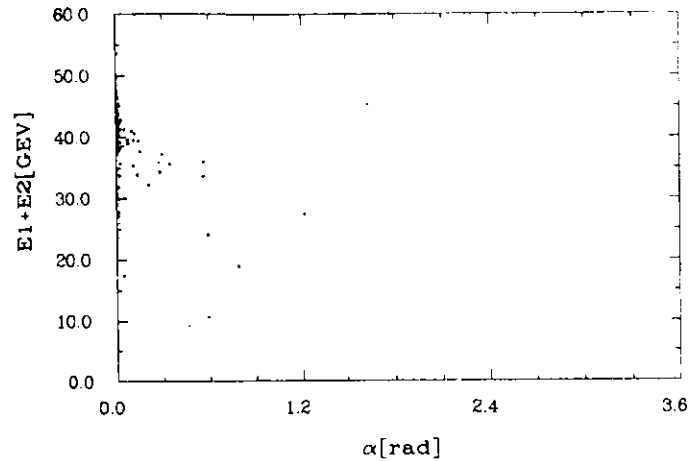


Abbildung 54. Die Ereignisse der Periode 1983 in der Akollinearitäts-Gesamtenergie-Ebene

Periode	\sqrt{s} [GeV]	Anzahl der Ereignisse
1981/82	34.7	1436
1983	42.2	130

Tab.10 Die Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Schnitt 1-7

11.2.1 Der Untergrund

Kleinwinkel-Bhabhastreuung mit doppelter Bremsstrahlung (s. Abbildung 55 auf Seite 81) oder 2 Photonen aus dem Boxdiagramm der 2-Photonphysik (s. Abbildung 56 auf Seite 81) sind mögliche Untergrundreaktionen. Eine Abschätzung zeigt jedoch, daß ihr Beitrag vernachlässigbar ist. Damit verbleiben als Untergrund nur noch Teilchen aus der Höhenstrahlung. Eine Sichtprüfung ergibt, daß der Höhenstrahlungsuntergrund in der gefilterten Datenmenge weniger als 1% beträgt.

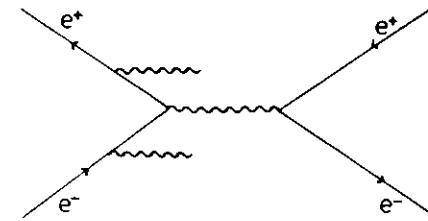


Abbildung 55. Feynmandiagramm der doppelten Bremsstrahlung

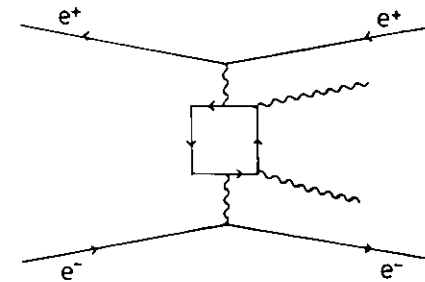


Abbildung 56 Feynman-Boxdiagramm der 2-Photonwechselwirkung

11.2.2 Suche nach Photinokandidaten

Der Photinoschnitt, gegeben durch die Forderung $E_1 + E_2 \leq 1.3 E_{\text{Strahl}} - 8.0 \alpha_{\text{kol}}$ an die beiden Photonen mit der höchsten Energie, liefert 6 Ereignisse bei $\sqrt{s} = 34.7$ GeV und 3 Ereignisse bei $\sqrt{s} = 42.2$ GeV. Eine Sichtprüfung zeigt, daß 8 der 9 Ereignisse mit hoher Wahrscheinlichkeit fehlerhaft gemessene QED-Ereignisse und damit keine Photinokandidaten sind.

Von den acht Ereignissen enthalten drei einen Hinterturm mit ADC-Überlauf, d.h. hier wurde mehr als 8 GeV in einem HT deponiert. Über die verlorene Energie kann im Einzelfall keine Aussage gemacht werden. Außerdem enthalten vier der neun Ereignisse mindestens 1 spät geschauertes Photon. Bei weiteren vier der neun Ereignisse liegt mindestens 1 Photon am Akzeptanzrand des Kalorimeters.

Spät schauernde Photonen verlassen das Kalorimeter bevor sie ihre gesamte Energie deponiert haben. Dieser Leckverlust durch die Modulrückwand verfälscht die Energiemessung. Spätschauernde Photonen erkennt man daran, daß nur sehr wenige Streifen und diese vorwiegend in den hinteren Lagen gesetzt werden und daß die meiste Energie in den Hintertürmen deponiert wird. Ein Beispiel zeigt Abbildung 57 auf Seite 83. Dargestellt sind die acht Module des FA-Schalenskalorimeters in der r - ϕ -Ebene. Abbildung 58 auf Seite 84 und Abbildung 59 auf Seite 85 zeigt die angesprochenen Module in der z - ϕ -Ebene. Das obere Rechteck mit eingezeichneten Streifen stellt die Vordertürme dar, das untere die Hintertürme. Das eingetragene Kreuz kennzeichnet den von LARGON berechneten Clusterschwerpunkt (vergleiche auch Abbildung 66 auf Seite 93).

Bei Photonen am Akzeptanzrand zeigen die Randtürme des betreffenden Submoduls die meiste Energie an. Es ist zu vermuten, daß ein Teil der Schauerenergie seitlich aus dem Zähler geleckt ist. Siehe hierzu Abbildung 60 auf Seite 86, Abbildung 61 auf Seite 87 und Abbildung 62 auf Seite 88.

Das verbleibende Ereignis bei $\sqrt{s}=34.7$ GeV weist keines dieser beiden Kriterien auf. Damit ist es ein möglicher Photinokandidat. Allerdings läßt sich angesichts der Tatsache, daß auch bei eindeutig identifizierten Elektronen aus der Bhabhastreueung in sehr wenigen Fällen (<1%) zu niedrige Energien gemessen wurden [PYR84], nicht mit völliger Sicherheit ausschließen, daß es sich um ein fehlerhaft gemessenes Ereignis der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ handelt (s. Abbildung 63 auf Seite 89, Abbildung 64 auf Seite 90, Abbildung 65 auf Seite 91).

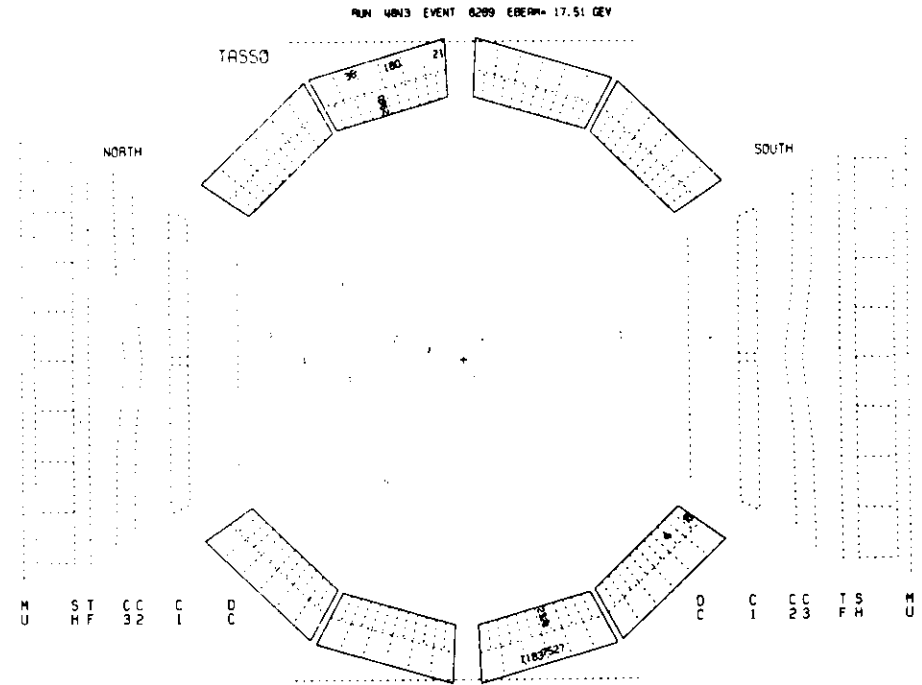


Abbildung 57. Ein Ereigniskandidat mit spät geschauerten Photonen

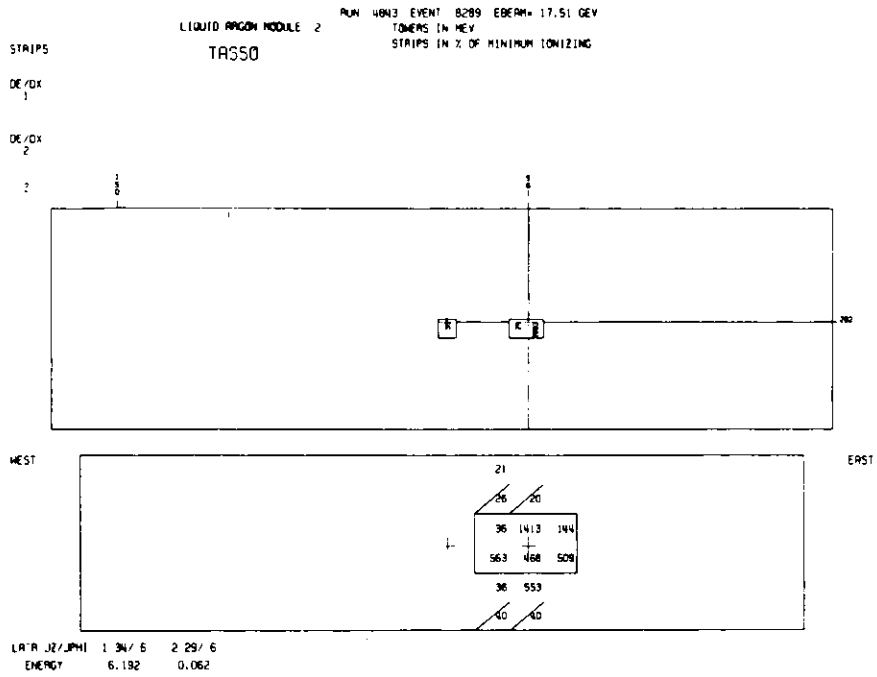


Abbildung 58. Das Photon in Modul 2. Man erkennt deutlich, daß nur sehr wenige Streifen gesetzt wurden.

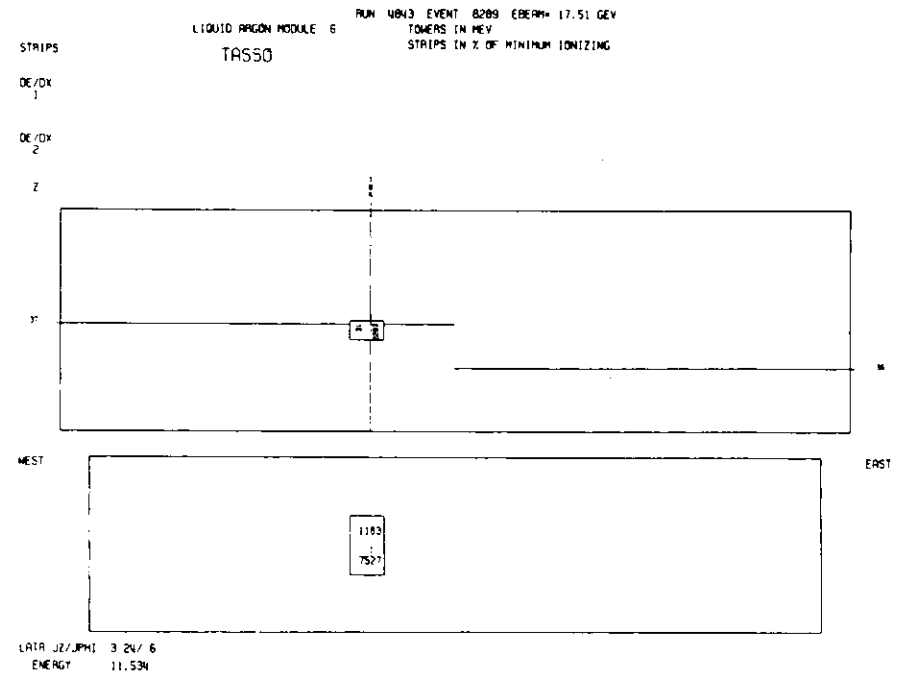


Abbildung 59. Das Photon in Modul 6. Auch dieses Photon ist erst spät aufgeschauert.

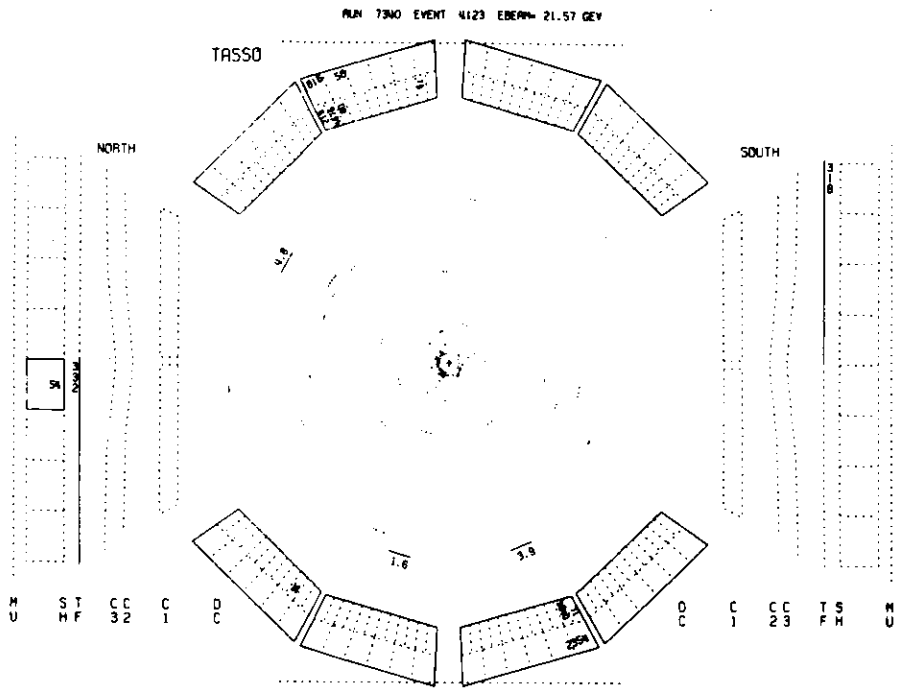


Abbildung 60. Ein Ereigniskandidat mit beiden Photonen am Akzeptanzrand

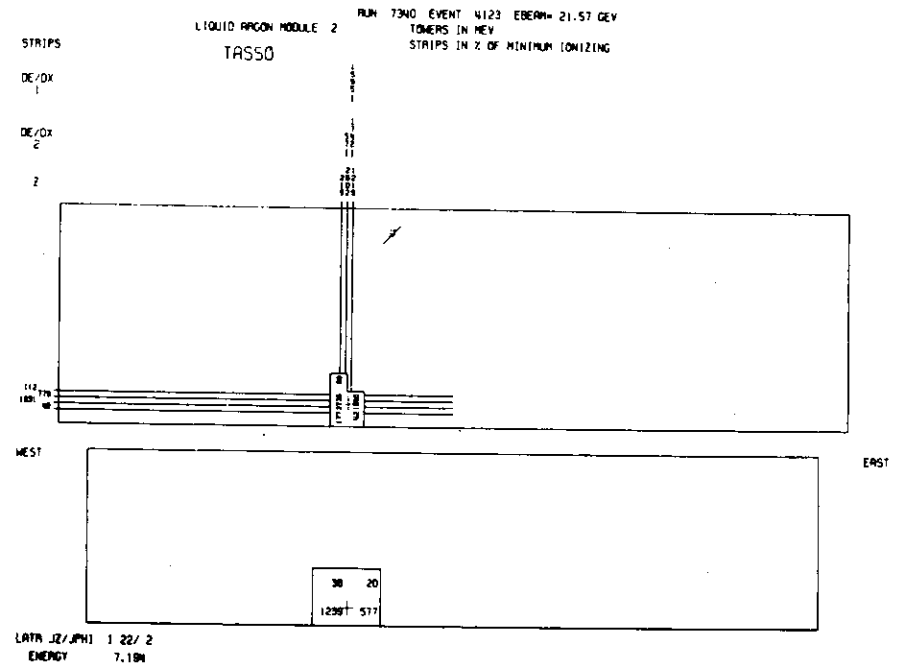


Abbildung 61. Das Photon in Modul 2. Man erkennt deutlich, daß im Bereich der Hintertürme die meiste Energie in den Randtürmen deponiert wurde.

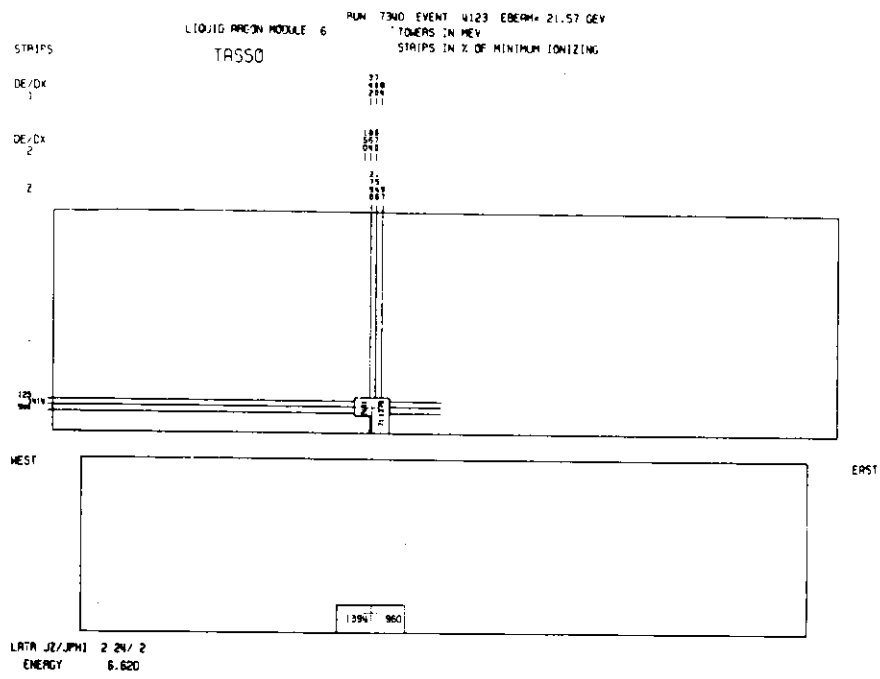


Abbildung 62. Das Photon in Modul 6 . Auch hier sind die Randtürme gesetzt .

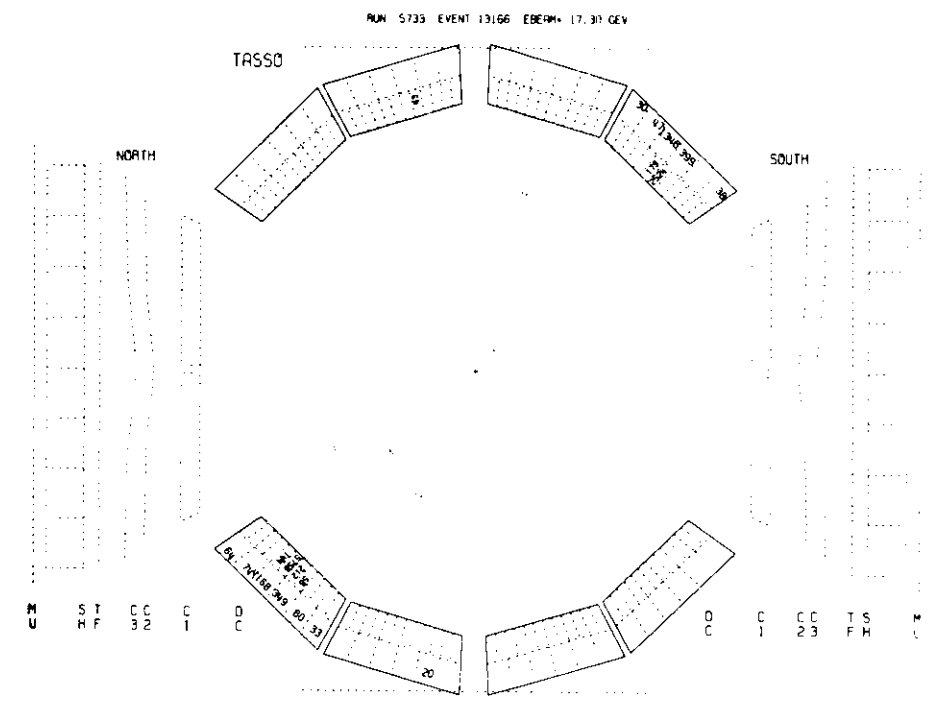


Abbildung 63. Der Photinokandidat (?)

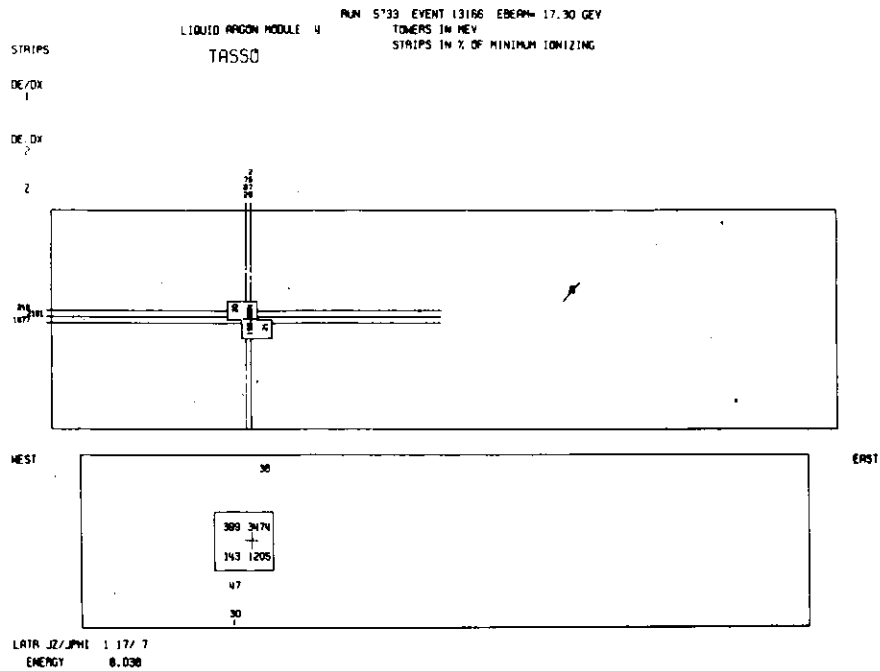


Abbildung 64. Das Photon in Modul 4 . Mehrere Streifen sind gesetzt , es wurde im Vorder- und im Hinterturbereich Energie deponiert .

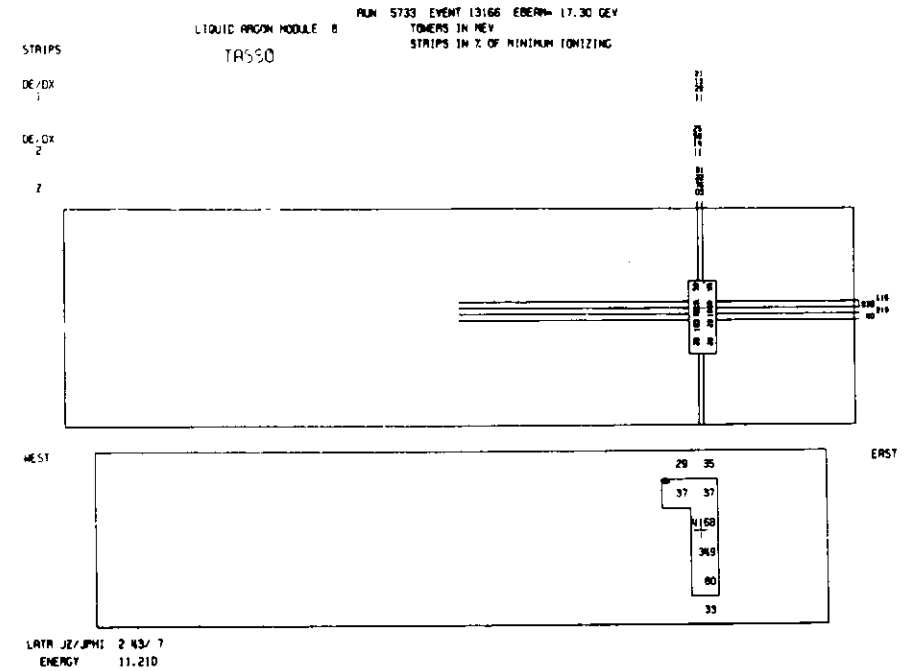


Abbildung 65. Das Photon in Modul 8 . Auch dieses Photon erfüllt alle Anforderungen .

11.2.3 Die QED-Ereignisse

Der QED-Schnitt fordert eine Akollinearität der Photonen $\alpha_{\text{akol}} < 0.25$ rad . Angewendet auf die gefilterte Datenmenge (Schnitte 1-7) verbleiben 1450 Ereignisse (s.Tab.11 (S. 92)) .

Periode	\sqrt{s} [GeV]	Anzahl der Ereignisse
1981/82	34.7	1327
1983	42.2	123

Tab.11 Die Anzahl der gemessenen QED-Ereignisse

Hierin sind auch die fehlerhaft gemessenen Ereignisse aus den im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Gründen enthalten. Abbildung 66 auf Seite 93, Abbildung 67 auf Seite 94 und Abbildung 68 auf Seite 95 zeigen ein typisches Ereignis der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ im TASSO Detektor Display. Einige wichtige Eigenschaften der Meßdaten sind in Abbildung 69 auf Seite 96 bis Abbildung 80 auf Seite 101 dargestellt.

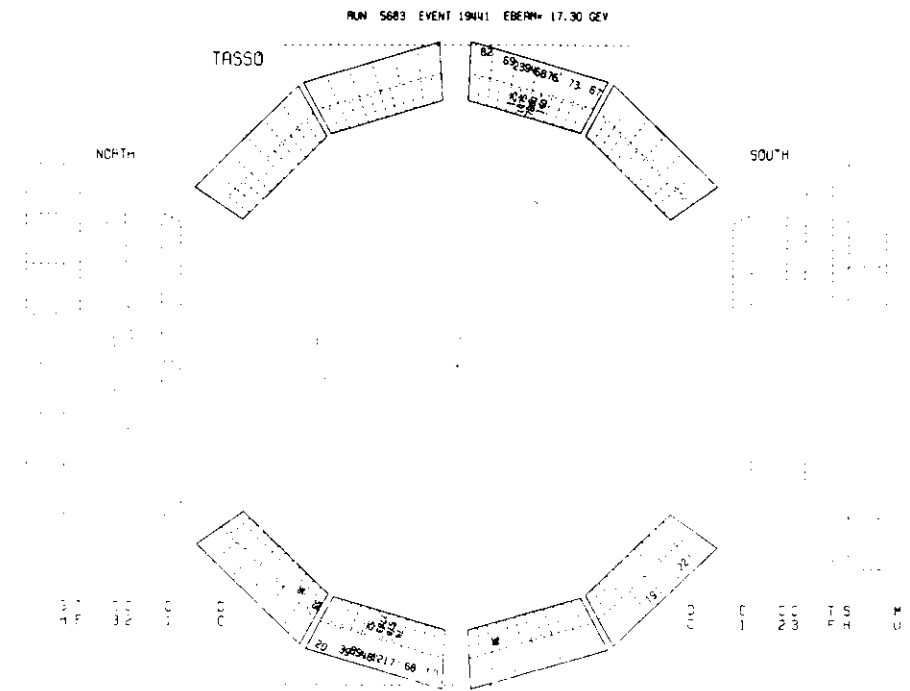


Abbildung 66. Ein typisches Ereignis der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$

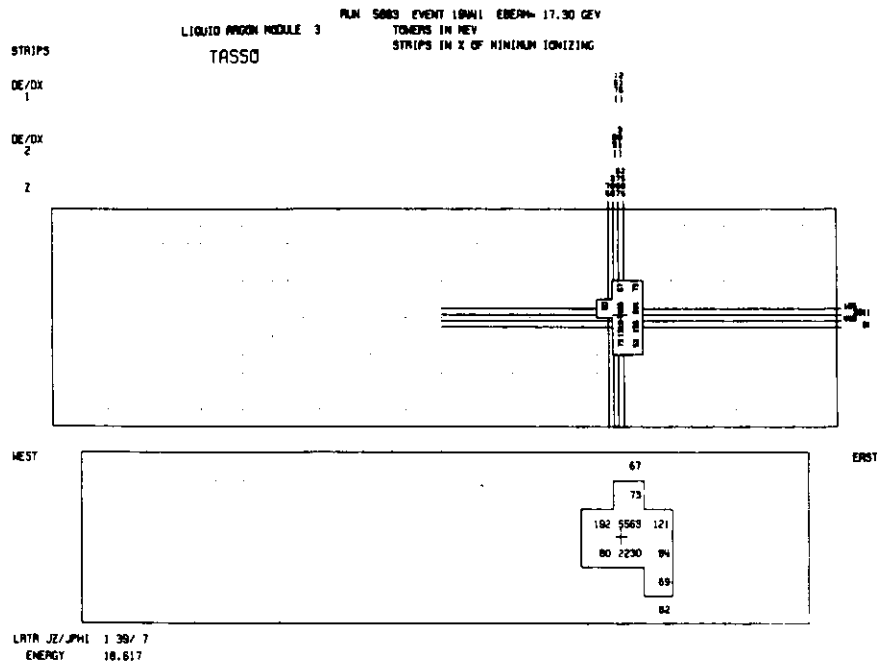


Abbildung 67. Das Photon in Modul 3.

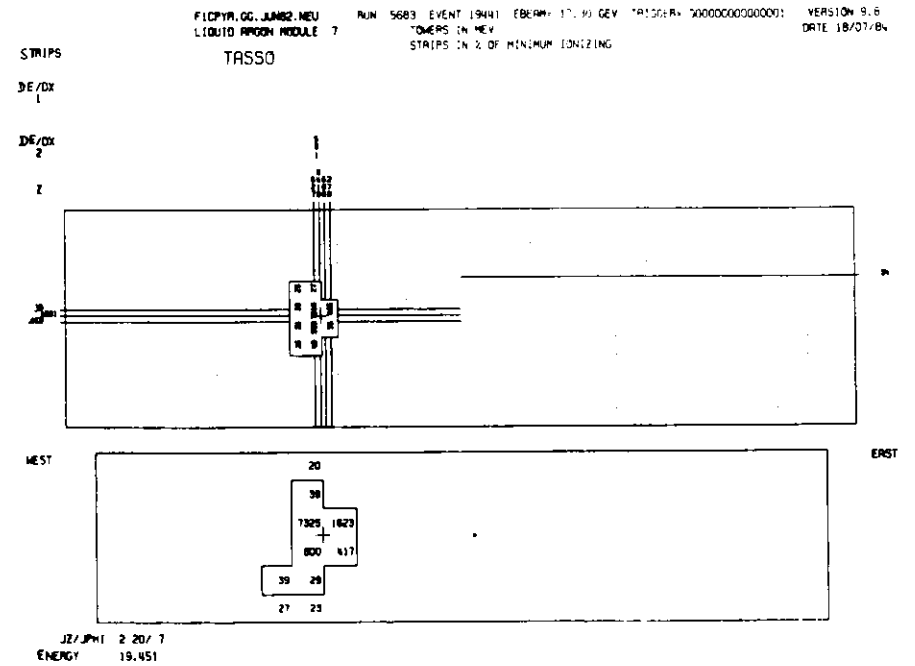


Abbildung 68. Das Photon in Modul 7.

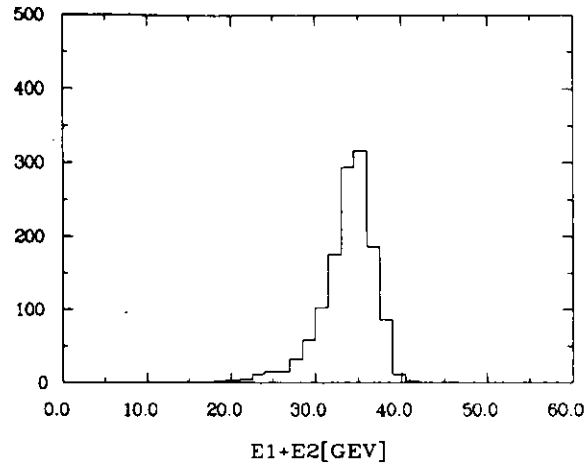


Abbildung 69. Die Gesamtenergie der beiden Photonen bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$

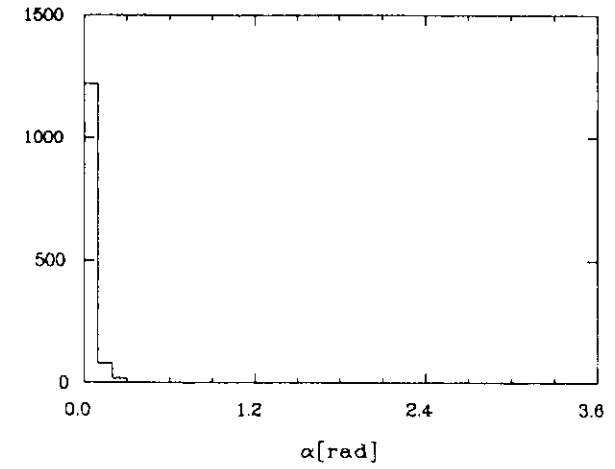


Abbildung 71. Der Akollinearitätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$

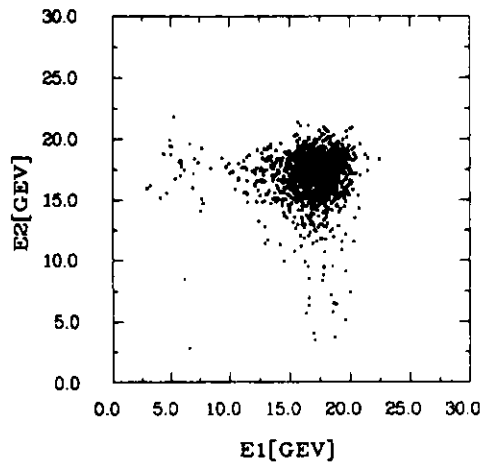


Abbildung 70. Die Korrelation der Photonenergien bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$

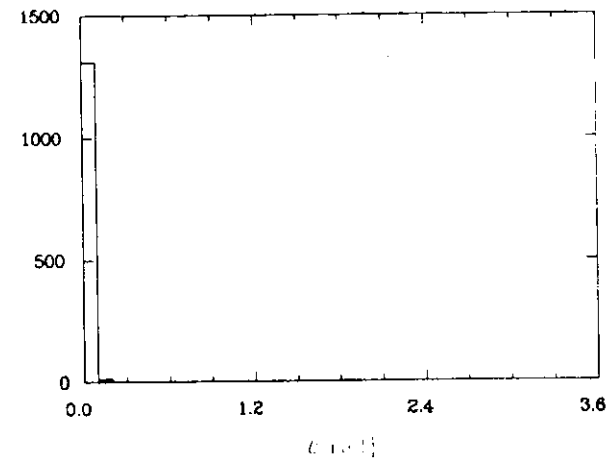


Abbildung 72. Der Aplanaritätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$

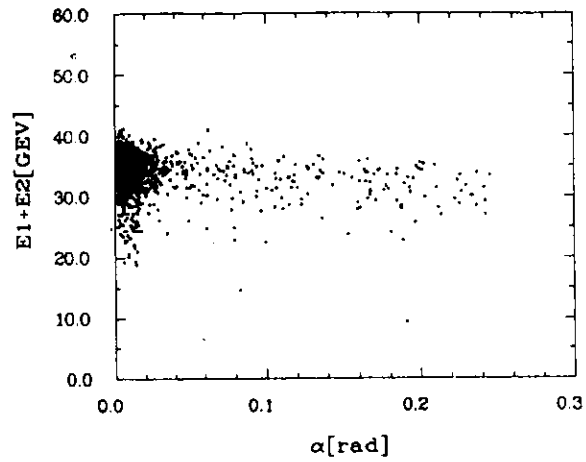


Abbildung 73. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$

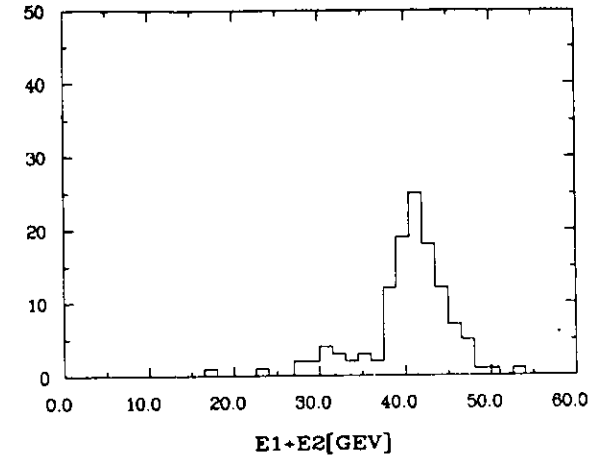


Abbildung 75. Die Gesamtenergie der beiden Photonen bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$

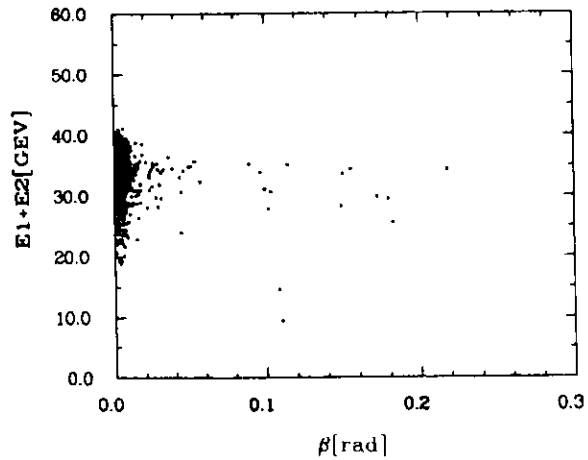


Abbildung 74. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=34.7\text{GeV}$

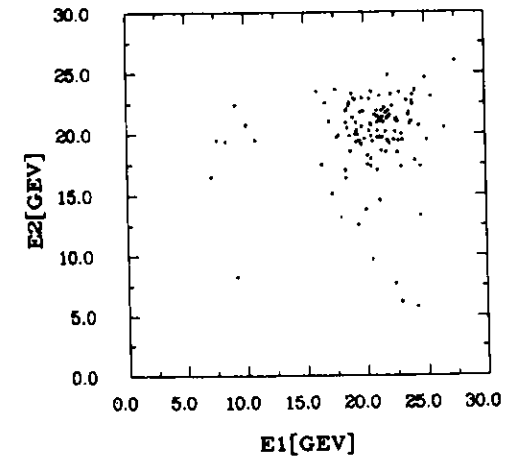


Abbildung 76. Die Korrelation der Photonenergien bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$

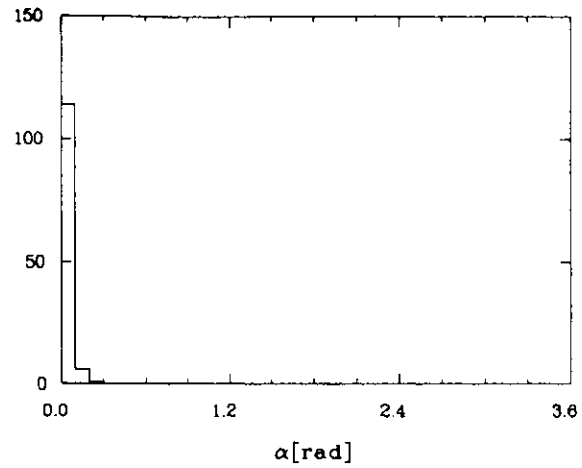


Abbildung 77. Der Akollinearitätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$

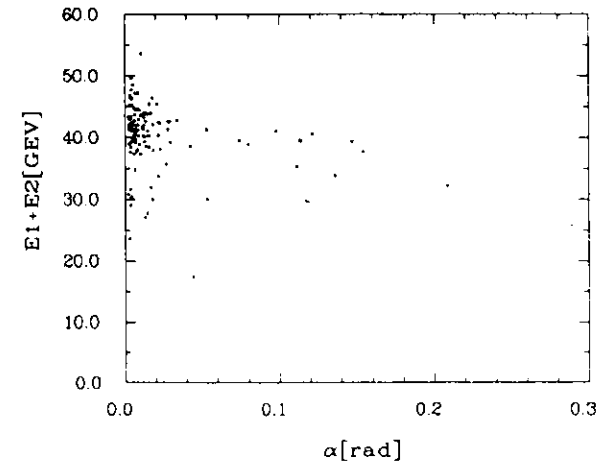


Abbildung 79. Akollinearitätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$

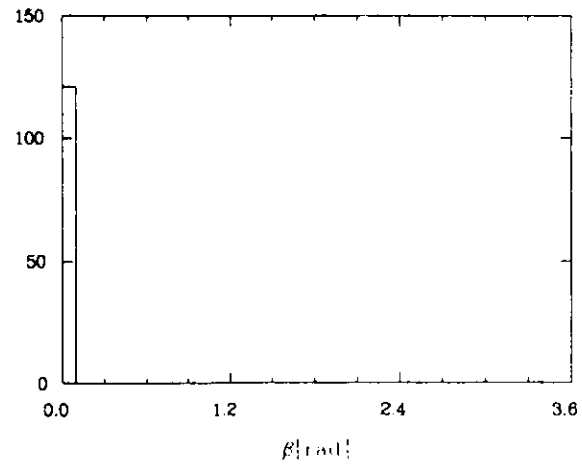


Abbildung 78. Der Aplanaritätswinkel der Photonen bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$

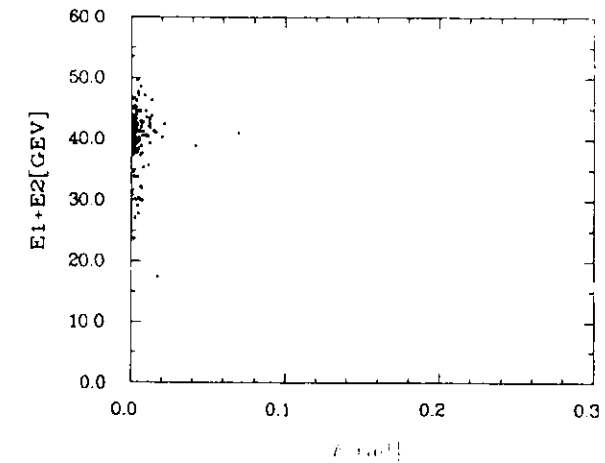


Abbildung 80. Aplanaritätswinkel gegen Gesamtenergie bei $\sqrt{s}=42.2\text{GeV}$

11.3 VERGLEICH DER MESSUNG MIT DER QED-ERWARTUNG

11.3.1 Das Simulationsprogramm

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ist nur in nullter Ordnung analytisch darstellbar. Die Strahlungskorrekturen dieser Reaktion, gegeben durch mehrere Feynmandiagramme (s. "Strahlungskorrekturen" auf Seite 20) enthalten zahlreiche Divergenzterme und werden mit numerischen Verfahren berechnet.

Der $\gamma\gamma(\gamma)$ -Generator von Behrends und Kleiss [BEK80] ist ein Monte-Carlo-Programm, das die Strahlungskorrekturen berücksichtigt und die Ereignisse der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ simuliert. Er liefert pro Ereignis 3 Impulsvektoren, die die Energie und die Impulsrichtung der 3 Photonen angeben. Beträgt die Energie des kleinsten Photons weniger als 1% der Strahlenergie, so wird es auf Null gesetzt. Die Photonen werden im gesamten 4π -Raumwinkelbereich erzeugt.

Um Theorie und Messung vergleichen zu können, müssen die Detektoreigenschaften berücksichtigt werden. Dies wird ebenfalls mit MC-Methoden durchgeführt.

Die vom $\gamma\gamma(\gamma)$ -Generator gelieferten P-Vektoren werden entsprechend der Orts- und Energieauflösung des Detektors gaußisch verbreitert. Die Detektorgeometrie erfordert Akzeptanzschnitte in θ und φ ($|\cos\theta| < 0.675$, $\Delta = \pm 0.2$ rad). Außerdem wird eine Mindestenergie von $0.15 E_{\text{Strahl}}$ bzw. $0.30 E_{\text{Strahl}}$ verlangt (s. "Der Filter" auf Seite 72, Schnitt 3), um die Zuverlässigkeit des Detektors zu gewährleisten.

Anschließend wird die Konversion der Photonen im Strahlrohr simuliert. Ein Photon muß vor der 6. Driftkammerebene konvertiert sein, damit Spuren rekonstruiert werden können. Das Material bis zu diesem Punkt hat $0.087 X_0$ (vor dem Einbau der Vertexkammer mit Beryllium-Strahlrohr im September 1982 waren es $0.134 X_0$) bei senkrechtem Einfall. Die Wahrscheinlichkeit, daß keines der beiden höchstenergetischen Photonen konvertiert, beträgt im Mittel 77.5%.

Weiterhin müssen die Triggerwahrscheinlichkeit für 2 neutrale Cluster (FA-0) (s. Abbildung 47 auf Seite 67 und Abbildung 48 auf Seite 67) und die Nachweiswahrscheinlichkeit des FA-Schalenskalorimeters (s. "Die Nachweiswahrscheinlichkeit des FA-Schalenskalorimeters" auf Seite 60) berücksichtigt werden. Reduziert wird die theoretische Erwartung außerdem durch Filterverluste. Bei einigen Schnitten, die den kosmischen Untergrund wirkungsvoll reduzieren oder an die Qualität der

Messung höhere Anforderungen stellen, geht ein gewisser wenn auch kleiner Anteil guter Ereignisse verloren. Dies geschieht beispielsweise, wenn Ereignisse von Synchrotronstrahlung überlagert werden. Eine Abschätzung ergibt, daß hiervon ungefähr 6% guter Ereignisse betroffen sind.

11.3.2 Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt

Der gesamte Zeitraum von Oktober 1981 bis Juli 1983 wurde aufgrund unterschiedlicher Strahlenergien in zwei Unterperioden aufgeteilt, die getrennt ausgewertet wurden. Die erste Hälfte umfaßt die Daten von Oktober 1981 bis Juli 1982. Während dieser Zeit lag die Strahlenergie bei $E_{\text{Strahl}} = 17.4$ GeV. Die 1983er Daten wurden jedoch bei unterschiedlichen, während des Jahres immer größer werdenden Energien zwischen 19.3 GeV und 22.6 GeV genommen. Um die statistischen Fehler möglichst gering zu halten, werden diese Hochenergie Daten zusammen ausgewertet. Die Berends-Kleiss-Simulation erfolgte bei der mittleren Energie $\bar{E} = 21.1$ GeV. Da der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ proportional zu $1/E^2$ ist, gilt:

$$(\bar{E})^2 = \frac{\sum L_i}{\sum L_i \cdot 1/E_i^2}$$

wobei L_i für die Luminosität bei einer bestimmten Energie E_i steht.

Aus der Analyse wurden diejenigen Daten der betrachteten Zeiträume, bei denen das FA-Schalenskalorimeter nicht funktionstüchtig war, ausgeschlossen. Dies war bei 4% der genommenen Daten der Fall. Bei den in Tab. 12 (S. 103) angegebenen Luminositätswerten handelt es sich somit um die effektive Luminosität.

Periode	\sqrt{s} [GeV]	Luminosität [nb^{-1}]
1981/82	34.7	55230
1983	42.2	10325

Tab. 12 Die effektive Luminosität

Periode	\sqrt{s} [GeV]	Anzahl der erwarteten QED-Ereignisse	Anzahl der gemessenen QED-Ereignisse
1981/82	34.7	1319	1322
1983	42.2	110	123

Tab.13 Vergleich der QED-Erwartung mit der Messung

Aus der effektiven Luminosität L_{eff} und dem reduzierten theoretischen Wirkungsquerschnitt σ_{eff} kann mit

$$N = \sigma \cdot L$$

die Zahl N der zu erwartenden Ereignisse, die in Tab.13 (S. 104) für beide Meßperioden aufgeführt sind, berechnet werden.

Bei einem QED-Test wird nicht der strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt sondern der Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung überprüft, da dann eventuelle Abweichungen von der QED, verursacht durch den Austausch eines schweren Elektrons oder durch die Seagullmodifikation (s. "Mögliche Abweichungen von der QED" auf Seite 27), besonders deutlich hervortreten. Da der Wirkungsquerschnitt $\cos\theta$ -abhängig ist, wird der gesamte $\cos\theta$ -Bereich in sieben Abschnitte (Bins) unterteilt und der Vergleich binweise durchgeführt. Es gilt der Zusammenhang:

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_{\text{eff}}} = \frac{\sigma_{\text{DMess}}}{\sigma_{\text{Mess}}}$$

mit

σ_0 : theoretischer Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung

σ_{eff} : reduzierter, strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt aus dem Simulationsprogramm

σ_{Mess} : gemessener Wirkungsquerschnitt

σ_{DMess} : gemessener Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung

woraus σ_{DMess} errechnet werden kann:

Die Auswertung der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

$$\sigma_{\text{DMess}} = \frac{\sigma_{\text{Mess}}}{\sigma_{\text{eff}}} \cdot \sigma_0$$

Die ermittelten Werte von σ_{DMess} sind in Tab.14 (S. 105) und Tab.15 (S. 105) aufgeführt (s. auch Tab.16 (S. 106)) und Tab.17 (S. 106)).

cosθ	$\frac{d\sigma_{\text{Mess}}}{s \cdot d\Omega}$	$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{s \cdot d\Omega}$	$\frac{d\sigma_0}{s \cdot d\Omega}$	$\frac{d\sigma_{\text{DMess}}}{s \cdot d\Omega}$
	[nb · GeV ² /sr]	[nb · GeV ² /sr]	[nb · GeV ² /sr]	[nb · GeV ² /sr]
0.0 - 0.1	18.4 ± 1.6	20.9 ± 0.6	20.9	18.3 ± 1.7
0.1 - 0.2	17.6 ± 1.5	20.0 ± 0.6	21.7	19.1 ± 1.8
0.2 - 0.3	22.3 ± 1.7	23.8 ± 0.7	23.6	22.2 ± 1.8
0.3 - 0.4	24.7 ± 1.8	25.3 ± 0.7	26.6	25.9 ± 2.1
0.4 - 0.5	27.7 ± 1.9	29.4 ± 0.7	31.4	29.5 ± 2.2
0.5 - 0.6	37.9 ± 2.3	35.4 ± 0.8	38.9	41.7 ± 2.7
0.6 - 0.675	43.1 ± 2.8	38.1 ± 1.0	49.3	55.7 ± 3.9

Tab.14 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ aus den 34.7 GeV-Daten

cosθ	$\frac{d\sigma_{\text{Mess}}}{s \cdot d\Omega}$	$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{s \cdot d\Omega}$	$\frac{d\sigma_0}{s \cdot d\Omega}$	$\frac{d\sigma_{\text{DMess}}}{s \cdot d\Omega}$
	[nb · GeV ² /sr]	[nb · GeV ² /sr]	[nb · GeV ² /sr]	[nb · GeV ² /sr]
0.0 - 0.1	6.5 ± 2.6	7.5 ± 0.4	20.9	17.9 ± 7.4
0.1 - 0.2	11.9 ± 3.6	13.1 ± 0.5	21.7	19.7 ± 6.0
0.2 - 0.3	12.9 ± 3.7	13.9 ± 0.5	23.6	21.9 ± 6.4
0.3 - 0.4	19.4 ± 4.6	17.5 ± 0.6	26.6	29.4 ± 7.0
0.4 - 0.5	20.5 ± 4.7	19.9 ± 0.6	31.4	32.2 ± 7.5
0.5 - 0.6	32.3 ± 5.9	26.7 ± 0.7	38.9	47.1 ± 8.7
0.6 - 0.675	38.8 ± 7.5	29.8 ± 0.9	49.3	64.2 ± 12.5

Tab.15 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ aus den 42.2 GeV-Daten

Die Auswertung der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

$ \cos\theta $	$\frac{s \cdot d\sigma_{\text{Mess}}/d\Omega}{s \cdot d\sigma_0/d\Omega}$
0.0 - 0.1	0.87 ± 0.08
0.1 - 0.2	0.88 ± 0.08
0.2 - 0.3	0.94 ± 0.08
0.3 - 0.4	0.97 ± 0.08
0.4 - 0.5	0.94 ± 0.07
0.5 - 0.6	1.07 ± 0.07
0.6 - 0.675	1.13 ± 0.08

Tab.16 Das Verhältnis von erwartetem zu gemessenem Wirkungsquerschnitt ($\sqrt{s} = 34.7$ GeV)

$ \cos\theta $	$\frac{s \cdot d\sigma_{\text{Mess}}/d\Omega}{s \cdot d\sigma_0/d\Omega}$
0.0 - 0.1	0.86 ± 0.35
0.1 - 0.2	0.91 ± 0.28
0.2 - 0.3	0.93 ± 0.27
0.3 - 0.4	1.11 ± 0.26
0.4 - 0.5	1.03 ± 0.24
0.5 - 0.6	1.21 ± 0.22
0.6 - 0.675	1.30 ± 0.25

Tab.17 Das Verhältnis von erwartetem zu gemessenem Wirkungsquerschnitt ($\sqrt{s} = 42.2$ GeV)

Für den statistischen Fehler einer Messung von N Ereignissen gilt :

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

Für den Vergleich mit der theoretischen Erwartung wurden 1 000 000 Berends-Kleiss-Ereignisse erzeugt . Diese Ereignisse sind ebenfalls mit

einem statistischen Fehler gemäß der obigen Gleichung behaftet . Der Fehler von σ_{Mess} muß unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung aus

$$(\Delta\sigma_{\text{Mess}})^2 = (\sigma_0/\sigma_{\text{eff}} \cdot \Delta\sigma_{\text{Mess}})^2 + (\sigma_0 \cdot \sigma_{\text{Mess}}/\sigma_{\text{eff}}^2 \cdot \Delta\sigma_{\text{eff}})^2$$

berechnet werden . Die systematischen Fehler der Messung sind in Tab.18 (S. 107) aufgeführt .

	syst. Fehler [%]
Luminosität	3.4
Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen	2.0
FA-Nachweiswahrscheinlichkeit	1.5
Gesamtfehler	4.2

Tab.18 Der systematische Fehler

Die Daten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der QED-Erwartung . Abbildung 81 auf Seite 108 und Abbildung 82 auf Seite 109 zeigen den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung bei $\sqrt{s}=34.7$ GeV und $\sqrt{s}=42.2$ GeV im Vergleich mit der theoretischen Erwartung .

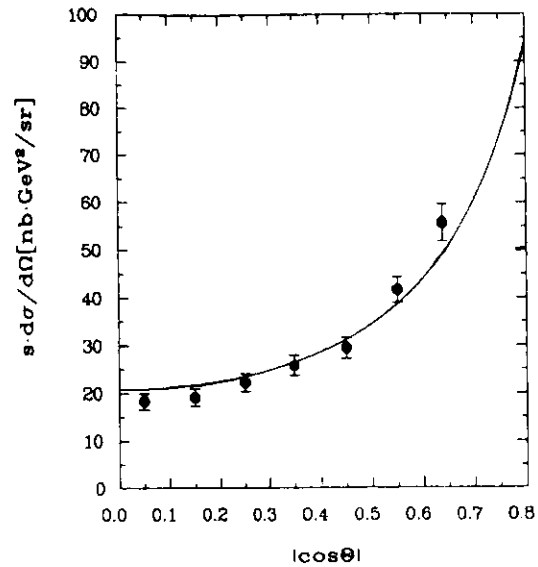


Abbildung 81. Der gemessene differentielle WQ niedrigster Ordnung (Daten 1981/82) im Vergleich mit der Erwartung

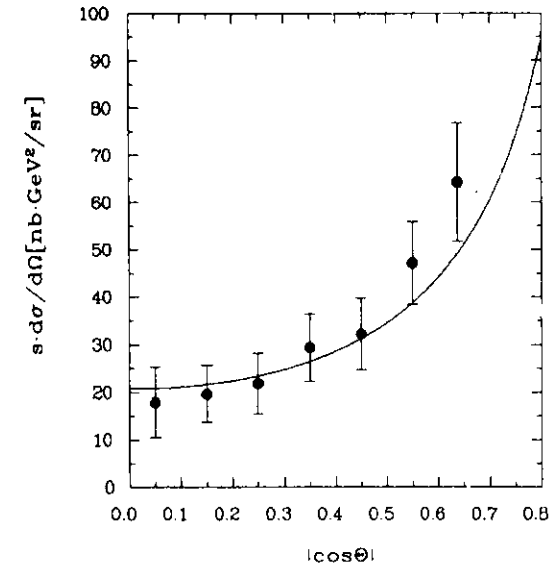


Abbildung 82. Der gemessene differentielle WQ niedrigster Ordnung (Daten 1983) im Vergleich mit der Erwartung

11.3.3 Die Bestimmung der Λ -Parameter

Um die Grenzen der Λ -Parameter zu ermitteln, vergleicht man den gemessenen Wirkungsquerschnitt pro $\cos\theta$ -Bin mit der theoretischen Erwartung in diesem Bin. Der gesamte Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.675$ wurde hierfür in sieben Abschnitte unterteilt. Sechs der Abschnitte haben die Breite $\Delta\cos\theta = 0.1$ und der siebente nur $\Delta\cos\theta = 0.075$. Die Anpassung der Funktionen $(d\sigma/d\Omega)_\Lambda$ (s. auch "Mögliche Abweichungen von der QED" auf Seite 27) an die Messung erfolgt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Variiert wird $1/\Lambda^4 = P_1$, so daß

$$\sum_1^7 X^2 = \sum_1^7 \left(\frac{\sigma_{\text{Mess}} - \sigma_\Lambda}{\Delta\sigma_{\text{Mess}}} \right)^2$$

minimal wird . Da bisher noch keine systematischen Fehler in $\Delta\sigma_{\text{Mess}}$ berücksichtigt wurden , wird gleichzeitig der Absolutbetrag der Erwartung innerhalb des systematischen Fehlers mit Hilfe des Parameters P_2 variiert . Damit sind die anzupassenden Funktionen

$$(d\sigma/d\Omega)_A = P_2 \cdot (d\sigma_0/d\Omega) \cdot [1 \pm P_1 \cdot s^2/2 \cdot (1-\cos^2\theta)]$$

für den Austausch eines schweren Elektrons und

$$(d\sigma/d\Omega)_A = P_2 \cdot (d\sigma_0/d\Omega) \cdot [1 \pm P_1 \cdot s^2/2 \cdot ((1-\cos^2\theta)^2/(1+\cos^2\theta))]$$

für die Seagullmodifikation .

Die Anpassung wurde unter Benutzung des Programms MINUIT mit Hilfe des Unterprogramms MIGRAD [JAM75] durchgeführt . Wie bereits bemerkt , sind die Daten innerhalb der Meßfehler mit der QED verträglich . Das bedeutet , daß nur untere Grenzen für die Werte von Λ^+ bzw. Λ^- gefunden werden . Die 95%-Vertrauensgrenzen sind in Tab.19 (S. 110) angegeben ($N_f = \text{Zahl der Freiheitsgrade} - 1 = 6$) .

\sqrt{s} [GeV]	Effekt	Λ^+ [GeV]	Λ^- [GeV]	$\sum \chi^2 / N_f$	P_2
34.7	e*	70.3	43.9	0.9	1.03
	seagull	61.8	42.3	0.6	1.05
42.2	e*	50.6	58.3	0.4	1.01
	seagull	51.1	51.2	0.4	1.01

Tab.19 Untere Grenzen der Λ -Abschneideparameter

Diese Ergebnis ist sowohl in voller Übereinstimmung mit den Λ -Werten , die TASSO bereits früher veröffentlicht hat [TAS80] bzw. in Kürze veröffentlichen wird [TAS84] , als auch mit denen , die im Rahmen einer Doktorarbeit bei TASSO [PYR82] ermittelt wurden (s.Tab.20 (S. 111)) und mit den Λ -Werten aus anderen PETRA-Experimenten [CEL82,JAD83,PLU78,MAR82] .

Experiment	Austausch eines schweren Elektrons		Seagull-modifikation	
	Λ^+ [GeV]	Λ^- [GeV]	Λ^+ [GeV]	Λ^- [GeV]
diese Arbeit	70	58	62	51
CELLO	59	44	-	-
JADE	61	57	-	-
MARK J	55	38	-	-
PLUTO	46	36	46	-
TASSO	61	56	-	-

Tab.20 Der Vergleich der Λ -Werte mit den anderen PETRA-Experimenten

Die mit der Messung verträglichen Abweichungen von der QED sind anschaulich darstellbar , wenn man den modifizierten differentiellen Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_A$ durch den QED-Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung $(d\sigma_0/d\Omega)$ teilt . Die Meßdaten und die den gefundenen Λ -Parametern entsprechenden Grenzen sind in Abbildung 83 auf Seite 112 und in Abbildung 84 auf Seite 113 dargestellt . Die eingetragenen Meßwerte sind bereits in Tab.16 (S. 106) und in Tab.17 (S. 108) aufgeführt worden .

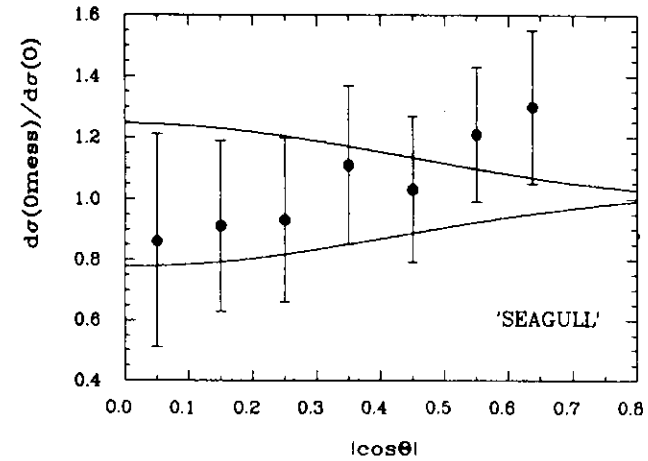
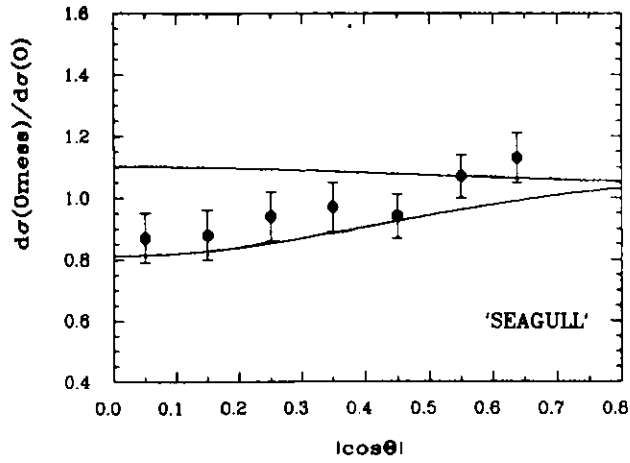
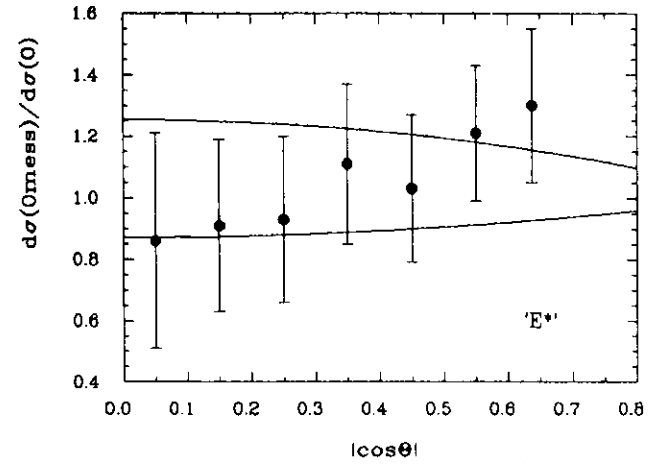
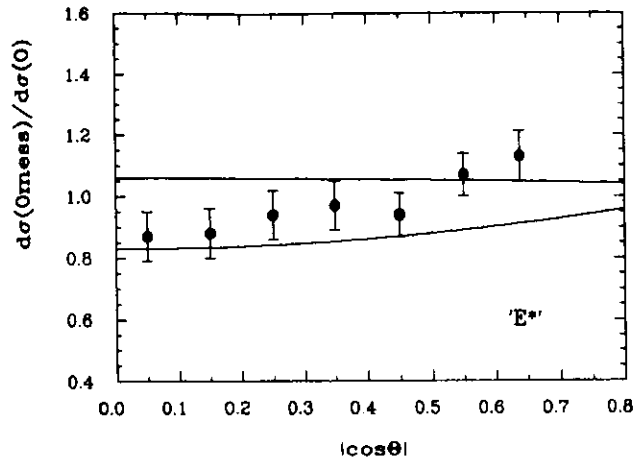


Abbildung 83. Abweichungen von der QED bei $\sqrt{s} = 34.7$ GeV. Die Meßergebnisse im Vergleich mit der oberen und unteren Grenze der Λ -Parameter

Abbildung 84. Abweichungen von der QED bei $\sqrt{s} = 42.2$ GeV Die Meßergebnisse im Vergleich mit der oberen und unteren Grenze der Λ -Parameter

11.4 VERGLEICH DER MESSUNG MIT DER PHOTINOERWARTUNG

11.4.1 Das Simulationsprogramm

Mit MC-Methoden wird die Photinoerzeugung und der anschließende Zerfall in Photon und Gaugino simuliert. Für jedes Ereignis werden die Impulsvektoren der beiden Photonen erzeugt. Im Rahmen dieser Arbeit wird auf Strahlungskorrekturen verzichtet (s. "Der Feynmangraph der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ " auf Seite 6).

Wie in "Das Simulationsprogramm" auf Seite 102 beschrieben, werden auch hier die Detektoreigenschaften wie Orts- und Energieauflösung, Trigger- und Nachweiswahrscheinlichkeit simuliert und die Reduktionsraten des Filters berücksichtigt. Der verbleibende, effektive Wirkungsquerschnitt hängt sehr stark von den jeweiligen Photinoparametern ab, da diese die Winkelverteilung des Photinowirkungsquerschnittes und die Kinematik der Photonen beeinflussen. Hierzu einige Beispiele:

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters sind energieabhängig.
- Die Aufteilung der Akzeptanz auf acht Module hat zur Folge, daß kollinear erzeugte Photonen am häufigsten gleichzeitig in der Akzeptanz liegen. Wird der Relativwinkel kleiner, so wird diese Forderung seltener erfüllt.
- Den größten Einfluß hat der korrelierte Schnitt in der Ebene von Akollinearität und Gesamtenergie. Je kleiner die Photinomasse ist, desto größer ist der Anteil der Ereignisse, die oberhalb der Schnittgeraden ($E_1 + E_2 = 1.3 \cdot E_{\text{Strahl}} - 8.0 \cdot \alpha_{\text{akol}}$) liegen.

Durch den vom Simulationsprogramm berechneten Wirkungsquerschnitt und die effektive Luminosität ist die Zahl der zu erwartenden Photinoereignisse mit

$$N = \sigma \cdot L$$

gegeben.

11.4.2 Die Grenzen der Photinoparameter

Die Daten liefern keine Hinweise auf die Existenz von Photinos. Gemäß der Poisson-Statistik ist 1 gemessenes Ereignis zu 95% C.L. mit einer Erwartung von weniger als 5 Ereignissen verträglich [BL081]. Damit kann das in Abbildung 85 auf Seite 115 skizzierte Gebiet in der Korrelation von Photinomasse $M_{\tilde{\gamma}}$ und Selekttronmasse $M_{\tilde{e}}$ ausgeschlossen werden. Alle Parameterkombinationen innerhalb dieses Gebietes entsprechen einer Erwartung von mindestens 4 Ereignissen.

Da der Photinowirkungsquerschnitt die Photino- und die Selekttronmasse gleichzeitig als freie Parameter enthält, können keine unabhängigen Grenzen für die einzelnen Massen bestimmt werden.

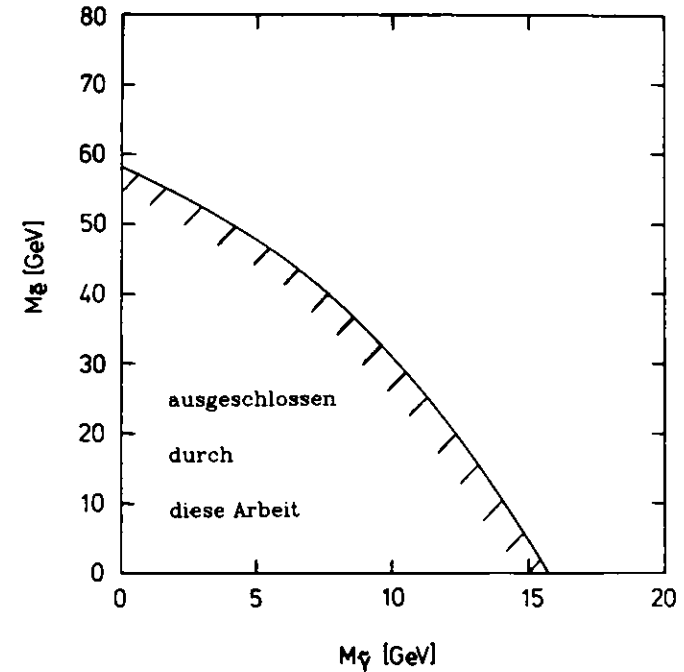


Abbildung 85. Die korrelierten Grenzen der Photinoparameter $M_{\tilde{\gamma}}$ und $M_{\tilde{e}}$

Zum Vergleich sind in Tab 21 (S. 116) die Parametergrenzen der anderen PETRA-Experimente aufgeführt [CEL82,JAD83,MIT83].

12.0 ZUSAMMENFASSUNG

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Suche nach ersten Hinweisen auf die Existenz der von der Supersymmetrie vorhergesagten Photinos. Ferner wurde die Quantenelektrodynamik anhand der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\tilde{\gamma}$ überprüft.

Selektiert wurden alle Ereignisse, die im Endzustand mindestens zwei Photonen aufweisen. Für die Orts- und Energiemessung der Photonen wurde mit dem FA-Schalenskalorimeter von TASSO durchgeführt. Ausgewertet wurden sämtliche Daten, die von Oktober 1981 bis Juli 1983 bei Schwerpunktsenergien zwischen $\sqrt{s}=34.6$ GeV und $\sqrt{s}=45.2$ GeV genommen wurden.

Es wurde nur ein einziges Ereignis gefunden, das, wenn auch nicht mit völliger Sicherheit, als Photinokandidat gedeutet werden kann. Hiermit kann in der Korrelation von Photino- und Selekttronmasse ein großes Gebiet von Parameterkombinationen ausgeschlossen werden, das sich von $(\tilde{M}_{\tilde{\gamma}}/\tilde{M}_{\tilde{e}}=20 \text{ MeV}/59 \text{ GeV})$ bis zu $(\tilde{M}_{\tilde{\gamma}}/\tilde{M}_{\tilde{e}}=16.4 \text{ GeV}/0 \text{ GeV})$ erstreckt.

Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\tilde{\gamma}$ ist in guter Übereinstimmung mit der QED-Vorhersage. Für die unteren Grenzen der Abschneideparameter Λ , die mögliche Abweichungen von der QED aufgrund der Existenz eines schweren Elektrons bzw. aufgrund der Seagullmodifikation quantitativ wiedergeben, konnten folgende Höchstwerte mit 95% Vertrauensgrenze ermittelt werden:

$$\Lambda^+ > 70.3 \text{ GeV} \quad \Lambda^- > 58.7 \text{ GeV} \quad (\text{schweres Elektron})$$

$$\Lambda^+ > 61.8 \text{ GeV} \quad \Lambda^- > 51.2 \text{ GeV} \quad (\text{Seagull})$$

Alle Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente.

Experiment	$\tilde{M}_{\tilde{\gamma}}$ [GeV]	$\tilde{M}_{\tilde{e}}$ [GeV]
dieses Experiment	0	59
	5	48
	10	30
	16	0
CELLO	0	80
	2	80
	12	58
JADE	0	0
	1	90
	10	100
	18	0
MARK J	5	70
	10	76
	20	25

Tab.21 Der Vergleich mit den Grenzen der anderen PETRA-Experimente

MITGLIEDERVERZEICHNIS DER TASSO KOLLABORATION

G.Baranko, T.Berklow, A.Caldwell, M.Cherney, J.M.Izen, M.Mermikides,
G.Rudolph, D.Strom, M.Takashima, H.Venkataramania, E.Wicklund, S.L.Wu,
G.Zobernig

-- Departement of Physics, University of Wisconsin, Madison, USA --

M.Althoff, W.Braunschweig, K.Gather, F.J.Kirschfink, K.Lübelsmeyer,
H.-U.Martyn, J.Rimkus, R.Rosskamp, H.G.Sander, D.Schmitz, H.Siebke,
W.Wallraff

-- I.Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany --

J.Eisenmann, H.M.Fischer, H.Hartmann, A.Jocksch, G.Knop, L.Köpke,
H.Kolanoski, H.Kück, V.Mertens, R.Wedemeyer, M.Wollstadt

-- Physikalisches Institut der Universität Bonn, Germany --

A.Eskreys, K.Gather, M.Hildebrandt, H.Hultschig, P.Joos, U.Kötz, H.Kowalski,
A.Ladage, B.Löhr, D.Lüke, P.Mättig, D.Notz, R.J.Nowak, J.Pyrlik, M.Rushton,
W.Schütte, P.Söding, D.Trines, T.Tymieniecka, G.Wolf, G.Yekutieli, Ch.Xiao

-- Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Germany --

R.Fohrmann, E.Hilger, T.Kracht, H.L.Krasemann, P.Leu, E.Lohrmann,
D.Pandoulas, G.Poelz, K.U.Pösnecker, B.H.Wiik

-- II.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany --

R.Beuselinck, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.Dornan, B.Foster, D.A.Garbutt,
C.Jenkins, T.D.Jones, W.G.Jones, J.Mc.Cardle, J.K.Sedgebeer, J.Thomas,
W.A.T.Wan Abdullah

-- Departement of Physics, Imperial College London, England --

K.W.Bell, M.G.Bowler, P.Bull, R.J.Cashmore, P.Clarke, R.Devenish,
P.Grossmann, C.M.Hawkes, S.L.Lloyd, C.Youngman

-- Departement of Nuclear Physics, Oxford University, England --

G.E.Forden, J.C.Hart, J.Harvey, D.K.Hasell, D.H.Saxon

-- Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England --

F.Barreiro, S.Brandt, M.Dittmar, M.Holder, G.Kreutz, B.Neumann

-- Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Germany --

--

E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, R.Mir, D.Revel, E.Ronat,
A.Shapira, M.Winik

-- Weizmann Institute, Rehovot, Israel --

LITERATURVERZEICHNIS

- [AMAB1] U. Amaldi , Physica Scripta , Vol.23 , 409-424 , 1981
- [BAT70] G.Bathow et al. , Nucl.Phys. B20(1970)592
- [BEK80] F.A.Berends , R.Kleiss , DESY80-122 , 1980
- [BER73] F.A.Berends , R.Gastmans , Nucl.Phys. B61(1973)414
- [BL081] V.Blobel , Interner Bericht , DESY F14-81/01
- [CEL82] CELLO Kollaboration , DESY82-080 , Dez.1982
- [DRE58] S.D.Drell , Ann.Phys. 4 (1958) 75
- [ELL82] J.Ellis , J.S.Hagelin , SLAC-PUB-3014 , Nov.1982 (T/E)
- [ENG83] J.Engler , Kfk 3595 , Oct.1983 und Kfk 3541 , Jul.1983
- [FAY77] P.Fayet , Phys.Lett. 70 B (1977) 461
- [FAY78] P.Fayet , Phys.Lett. 78 B (1978) 417
- [FAY80] P.Fayet , CERN , Ref .Th. 2864 , Mai1980
- [GAB78] E.Gabathuler et al. , NIM 157,47 (1978)
- [GRA83] K.Grassie , P.N.Pandita , Do-Th 83/25 , Dez.1983
- [HEY81] D.Heyland , Doktorarbeit , Hamburg ,Interner Bericht , DESY F1-81/01 , Aug.1981
- [JAD83] JADE Kollaboration , DESY 83-035 , Mai 1983
- [JAD84] JADE Kollaboration , DESY 84-016 , Feb.1984
- [JAM75] F.James , M.Roos , Comp.Phys.Comm.10,343 (1975)
- [KLE81] K.Kleinknecht , UNIDO-81272 , Dez.1981
- [KOP84] B.Koppitz , in Veröffentlichung
- [KRO86] N.M.Kroll , CERN ,Nuovo Cimento XLV. (1986) 65
- [LIT70] A.Litke , Harvard University , Ph.D.Th.(unpublished) 1970
- [MAR82] MARK J Kollaboration,Phys.Rev.Lett.48 (1982) 967
- [MIT83] MARK J Kollaboration , Report #131 , Dez.1983
- [PYR82] J.Pyrlik , Doktorarbeit , Hamburg , Interner Bericht DESY F1-82-02 , Dez.1982
- [PYR83] J.Pyrlik , Private Mitteilung
- [PYR84] J.Pyrlik , Private Mitteilung
- [RIN75] K.Ringhofer , H.Salecker
Contribution to the 1975 International Symposium on
Lepton and Photon Interactions at High Energies ,
Stanford University (unveröffentlicht)
- [ROS41] B.Rossi , K.Greisen , Rev.Mod.Phys.13,240 (1941)
- [STO78] S.L.Stone et al. , NIM 151(1978)387-394
- [TAS80] R.Brandelik et al. , Phys.Lett.94B,259 (1980)
- [TAS82] TASSO Collaboration , Phys.Lett. Vol.108B,1 (1982)
- [TAS84] TASSO Collaboration , Photon Pair Production in
 e^+e^- -Annihilation and Search for Supersymmetric Photinos at
Highest Energies (in Veröffentlichung)
- [TN145] H.-U.Martyn , TASSO Note #145 , Oct.1980
- [TN173] D.Lüke , TASSO Note #173 , Jun.1982
- [TN300] D.Lüke , TASSO Note #300 , Feb.1984
- [WES74] J.Wess , B.Zumino, Nucl.Phys.B70 (1974) 39

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der DESY-Gruppe F1 in der TASSO-Kollaboration , bei deren Mitgliedern ich mich für die fruchtbare Zusammenarbeit bedanken möchte .

Insbesondere bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. P.Schmüser für die Themenstellung dieser Arbeit .

Für die Betreuung der Arbeit , kritische Diskussionen und die Korrektur des Manuskriptes danke ich Herrn Dr. G.Wolf .

Herrn Dr. J.Pyrlik gilt ein besonderer Dank für zahlreiche Hinweise .

Bei Herrn Dr. B.Koppitz möchte ich mich für die vielen hilfreichen Anregungen und vor allem für die Hilfestellung bei der Anfertigung der Kapitel 'Die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern' und 'Die Energieauflösung' bedanken .

Nicht zuletzt gilt mein Dank Frau Hell und Frau Siegner für ihre stete Hilfsbereitschaft .