

**π^0 -, η - und γ -Spektroskopie
der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe
am LEAR-CERN**

Inauguraldissertation

zur

Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie

vorgelegt der

Philosophisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Basel

von

Charles Findeisen

aus Amriswil (TG)

Basel, 1986

Genehmigt von der Philosophisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät

auf Antrag der

Herren Prof. G. Backenstoss

Prof. L. Tauscher

Basel, den 15. April 1986

Prof. H. Leser

Dekan

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081069

CERN LIBRARIES, GENEVA

Inhaltsverzeichnis

1.	EINLEITUNG	1
2.	ZUR THEORIE DER $\bar{p}p$-ANNIHILATION	3
2.1	Annihilation des $\bar{p}p$ -Systems in Mesonen	3
2.1.1	Ein statistisches Modell	3
2.1.2	Quarkmodelle	3
2.2	Gebundene $\bar{p}p$ -Zustände und exotische Teilchen in der QCD	6
2.2.1	Gebundene $\bar{p}p$ -Zustände	6
2.2.2	Nachweisbarkeit der gebundenen $\bar{p}p$ -Zustände	9
2.2.3	Exotische Zustände in der QCD	9
2.3	Vektordominanzmodell und die neutralen Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$	10
2.4	Quantenzahlen des $\bar{p}p$ -Systems	12
2.4.1	Die $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe	12
2.4.2	Die $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge	13
2.4.3	$\bar{p}p$ -Annihilation aus dem P-Zustand	14
2.4.4	Zusammenfassung	15
3.	$\bar{p}$-STRAHL, TELESKOP UND TARGET	16
3.1	Der $\bar{p}$ -Strahl	16
3.2	Teleskop und Target	17
4.	DETEKTOR	21
4.1	Spezifikation des Detektors	21
4.2	Realisation des Detektors	22
4.3	BGO-Detektoren	24
4.3.1	Mechanische und elektrische Eigenschaften	25
4.3.2	BGO-Elektronik	27
4.3.3	Linearität der Energie	29
4.3.4	Inter- und Absolutkalibration	30
4.3.5	Homogenität der Lichtausbeute und die Energieauflösung	31
4.3.6	Positionsrekonstruktion und Winkelauflösung	36
4.3.7	Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{BGO}	38
4.4	Bleiglassystem	40
4.4.1	Die Bleiglasmodule	40
4.4.2	Aufbau der Bleiglasmatrix, Vetoähler	42
4.4.3	Bleiglaselektronik	42
4.4.4	Energieeichung und Stabilisierung	43
4.4.5	Linearität der Energie	47
4.4.6	Rekonstruktion der γ -Position	47
4.4.7	Positionsauflösung	49
4.4.8	Energieauflösung	51
4.4.9	Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{LG}	52
4.5	Akzeptanz für γ -Koinzidenzen	52
4.6	Datenerfassung	56
4.6.1	Messgrößen	56
4.6.2	CAMAC und Datenerfassung	56
5.	MESSUNG	59
6.	AUSWERTUNG DER DATEN	62
6.1	Identifizierung der γ	62
6.1.1	γ im BGO-Kalorimeter	62
6.1.2	γ im BleiglasKalorimeter	63

6.2	Inklusives γ -Spektrum	64
6.3	Invariante Massen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	66
6.4	π^0 - und η -Impulsspektren	68
6.4.1	Kinematischer Fit	68
6.4.2	Inklusive π^0 - und η -Impulsspektren	72
6.4.3	Obere Grenzen für die Produktion monoenergetischer π^0 und η	74
6.5	Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$	75
6.5.1	Die Selektion der Daten	76
6.5.2	Quantitative Analyse des BGO-Energiespektrums	79
6.5.3	Korrekturen für die Gewichte b_i	81
6.6	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$	82
7.	DISKUSSION	85
7.1	Inklusives γ -Energiespektrum	85
7.2	Inklusive π^0 - und η -Impulsspektren	86
7.3	Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\eta$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'$	87
7.4	Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0$	87
7.5	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + \gamma$	88
7.6	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$	89
8.	ZUSAMMENFASSUNG	90
9.	APPENDICES	91
9.1	Appendix A: π^0 -Zerfallskinetik	91
9.2	Appendix B: Konversion und Comptonstreuung von γ 's im Target	92
9.3	Appendix C: Abschätzung des Verzweungsverhältnisses von $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$	93
9.4	Appendix D: Die Auswahlregeln der Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow (\pi^0, \eta, \gamma) + X^0$	94
10.	LITERATUR	98
11.	DANKSAGUNG	101
12.	CURRICULUM VITAE	101

Tabellen

1.	Vergleich des LEAR-Strahls C1 mit einem typischen	16
2.	Die Parameter des $\bar{p}$ -Strahls, der Teleskopenordnungen	19
3.	Die wesentlichen Eigenschaften von BGO	24
4.	Eigenschaften des Bleiglasses F2 [JAH77]	40
5.	Die Messdaten und die Datenstruktur während der	57
6.	Konfigurationen und Triggerbedingungen bei allen	59
7.	Obere Grenzen der Verzweungsverhältnisse	65
8.	Zusammenstellung der für die Auswertung relevanten	66
9.	Die Auflösungen Δ_m (FWHM) der invarianten Massen	68

10.	Ergebnisse des Fitprogramms MINUIT.	81
11.	Die Beiträge verschiedener Kanäle zum Spektrum in	85
12.	Die Verzweigungsverhältnisse für schmale, monoenergetische	86
13.	Zusammenstellung des Verhältnisses R verschiedener Autoren	88
14.	Die Quantenzahlen für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 X^0$	96
15.	Die Quantenzahlen für $\bar{p}p \rightarrow \eta X^0$	97

Abbildungen

1.	Die π^- - und π^0 -Multiplizitäten von der $\bar{p}p$ -Annihilation	4
2.	(a) Die $\bar{p}p$ Annihilation in drei Mesonen als Umordnung	4
3.	Vergleich zwischen dem NN-(a) und dem	7
4.	Mit dem Parispotential (Paris), dem Bagmodell	8
5.	Glueballspektrum berechnet in drei verschiedenen Modellen.	10
6.	(a) Dominanz des Einmesonaustausches, (b) die beiden	11
7.	Die Beiträge der verschiedenen Partialwellen zum	14
8.	(a) Anordnung zur Messung der Stoppverteilung	18
9.	Typischer $\bar{p}$ -Intensitätsverlauf der Spills 13 und 14	18
10.	Der Moderator M, die Telekopzähler T1,T2,T3 und das	19
11.	Front(a)- und Seiten(b)-Ansicht des Detektors.	23
12.	Ein BGO-Kalorimeter mit Hodoskop. Die Koordinaten (x,y,z)	26
13.	BGO-Hexagonbase mit nichtlinearer Widerstandskette.	26
14.	BGO-Hodoskopbase mit linearer Widerstandskette	27
15.	Die BGO-Elektronik im Areal	28
16.	Die BGO-Triggerelektronik im Dezember 83.	28
17.	Linearitätstest der BGO-Systeme ohne	29
18.	Die Lichtsammlung entlang der BGO Achse.	32
19.	Energieauflösung (FWHM) eines Hexagons für	33
20.	Die Energieauflösung eines BGO-Systems für	34

21.	Inhomogenität eines BGO-Hodoskops. Der Photomultiplier	35
22.	Positionsrekonstruktion für die BGO-Hexagone.	37
23.	Ein Bleiglasmodul mit dem ^{241}Am -Pulser	40
24.	Der Americium-Pulser	41
25.	Die Bleiglasbase	42
26.	Die Bleiglaselektronik	44
27.	Die Bleiglaselektronik :	45
28.	Invariante Massen für die Energieeichung	46
29.	Die mittlere Multiplizität der angesprochenen Module	48
30.	Verteilung in φ -Richtung	49
31.	Verteilung in z-Richtung	49
32.	Zur Ermittlung der Winkelauflösung im η -Spektrum	50
33.	Energieauflösung des Bleiglasdetektors	51
34.	Die π^0 - und η -Akzeptanzen für B1L, B2L und	54
35.	Akzeptanzbedingte Spektren	55
36.	Akzeptanzbedingte BGO-1-Energiespektren	55
37.	(a) Der Teleskoptrigger, (b) Die Logik	58
38.	Die π^0 - und η -Impulsintervalle während den	60
39.	(a) Inklusives γ -Energiespektrum von BGO-2.	67
40.	Invariante Massen von B1L-, B2L- und LL-Koinzidenzen	69
41.	Die χ^2 -Verteilung des 1C-Fits für $p \geq 750 \text{ MeV}/c$	71
42.	Die π^0 - und η -Impulsaufösungen für LL-Koinzidenzen	72
43.	Inklusives π^0 -Impulsspektrum von LL-Koinzidenzen	73
44.	Inklusives η -Impulsspektrum von LL-Koinzidenzen	74
45.	Die Empfindlichkeit $Y(p)$ (99% Konfidenz) für schmale	75
46.	Der Anteil des unkorrelierten Untergrundes für	77
47.	(a) Die invariante Masse von $\pi^0 + \gamma$. Das Signal bei	78
48.	Der π^0 -Impuls für $E_{\text{BGO}} \geq 500 \text{ MeV}$ und $ M^2 \leq 0.06 \text{ GeV}^2$	79

49.	Die BGO-1 Energie für $p_{\pi^0} \geq 850 \text{ MeV/c}$	80
50.	Die Verteilung von $E_{\text{tot}} = E_{\text{BGO-1}} + E_{\text{LG}}$	84
51.	(a) Die kinematischen Grössen beim π^0 -Zerfall	92

1. Einleitung

Ein Antiproton-Proton-System zerfällt in zwei oder mehr Hadronen, Photonen oder Leptonen [ARM69]. Die $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe ist also ein komplexer Prozess. In dieser Arbeit werden die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow A + X$ untersucht, wobei A ein γ , π^0 oder η und X ein γ , ein Meson oder einen gebundenen $\bar{p}p$ -Zustand bedeuten. Die kinematischen Verhältnisse sind damit besonders einfach.

Sowohl Experimente als auch Theorien deuten auf die Existenz von langlebigen, gebundenen $\bar{p}p$ -Zuständen X (z. B. Baryonia) hin [TAU80], [DOV79]. So fanden Richter et al. [RIC83] im inklusiven γ -Energiespektrum der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe mehrere monoenergetische Signale im Energieintervall $100 \text{ MeV} < E_\gamma < 500 \text{ MeV}$, welche als "normale" Mesonen nicht identifiziert werden können. Die Signalbreiten entsprachen der Energieauflösung des verwendeten NaI(Tl)-Kalorimetres und die Verzweigungsverhältnisse sind etwa $2 \cdot 10^{-3}$ bei einer statistischen Signifikanz von 2 bis 3 Standardabweichungen. Analoge Messungen mit $A = \pi^0$ oder η wurden mit hoher Statistik bis jetzt nicht durchgeführt.

Die Quantenzahlen des $\bar{p}p$ -Systems spielen eine grosse Rolle für die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle. Die Population des relativen Bahndrehimpulses ℓ_1 des $\bar{p}p$ -Systems wird durch den Aggregatzustand des Wasserstofftargets (flüssig oder gasförmig) stark beeinflusst [DAY59]. Mit dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$, d. h. $A = X = \pi^0$, kann untersucht werden, wie gross der Anteil von $\ell_1 = 1$ im Zweipionsystem ist. Entsprechende Messungen der $\bar{p}p$ -Annihilation in flüssigem Wasserstoff unterscheiden sich jedoch voneinander um einen Faktor drei bis fünf [BAC83].

Die Verzweigungsverhältnisse der radiativen Zerfälle des $\bar{p}p$ -Systems in Ruhe ($\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$) können im Rahmen des Vektordominanzmodelles berechnet werden [DEL82]. Der entsprechende experimentelle Wert wurde beim ersten Kanal mit geringer Statistik gemessen [BAC83], während derjenige beim anderen noch nie bestimmt wurde.

Der experimentelle Nachweis von X kann entweder durch eine exklusive Messung seiner Zerfallsprodukte oder aber durch die inklusive Messung seines "Partners" A erfolgen.

Die erste, exklusive Methode bedingt aber, dass der Zerfall von X bekannt sein muss. Jedoch gibt die Theorie darüber keine zuverlässigen Angaben. Damit müssen alle Zerfallsprodukte der $\bar{p}p$ -Annihilation gemessen werden, was einen Detektor mit entsprechend grossem Raumwinkel bedingt.

Dieser experimentelle Aufwand kann mit Hilfe der zweiten, der inklusiven Methode umgangen werden. Dabei wird das inklusive Energiespektrum von $A = \gamma, \pi^0$ oder η bestimmt. Jedoch müssen dazu die Zustände X im Verhältnis zur Auflösung des Detektors schmal sein, da der zu erwartende Untergrund an Zerfallsprodukten der $\bar{p}p$ -Annihilation gross ist.

Die Messung der Verzweigungsverhältnisse der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ mit Hilfe der inklusiven π^0 - und γ -Energiespektren wird wegen dem hohen Untergrund erschwert. Deshalb wird hier die exklusive Messung vorgezogen. So kann zusätzlich zum π^0 oder γ z. B. jeweils ein weiteres γ verlangt werden.

Der LEAR am CERN (Low Energy Antiproton Ring) ist seit etwa drei Jahren in Betrieb. Er liefert einen intensiven (etwa 10^5 ps^{-1}), monoenergetischen ($\Delta p/p = 1\%$, $200 < p_{\bar{p}} < 2000 \text{ MeV/c}$) und untergrundfreien Strahl von Antiprotonen.

Das Experiment PS182, über dessen Eigenschaften und einige ausgewählte Ergebnisse diese Arbeit berichtet, ist für die Messung von inklusiven γ, π^0 und η -Energiespektren der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe entworfen worden. Mit diesem Experiment "erster Generation" am LEAR kann mit relativ wenig Aufwand ein Überblick über die Produktion neutraler, langlebiger Zustände über den gesamten Massenbereich unterhalb der $\bar{p}p$ -Schwelle erhalten werden. Dieser Detektor besteht aus einem Target mit flüssigem Wasserstoff, zwei BGO- und einem Bleigaskalorimeter. Damit können sowohl γ als auch $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen (von π^0 - und η -Zerfällen) gemessen werden. Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ werden durch eine 3γ -Koinzidenz exklusiv gemessen.

Im folgenden wird zunächst die theoretische Basis der gebundenen $\bar{p}p$ -Zustände, der $\bar{p}p$ -Annihilation, des Vektordominanzmodelles und der Quantenzahlen des $\bar{p}p$ -Systems im Anfangszustand vorgestellt. Im nächsten Kapitel werden der $\bar{p}$ -Strahl, das Teleskop und das Target beschrieben. Danach folgt die Beschreibung des gesamten Detektors. In den beiden folgenden Kapiteln werden die Messungen und deren Auswertung besprochen. Anschliessend folgt im achten Kapitel die Diskussion der Ergebnisse und deren Vergleich mit Experimenten anderer Gruppen und theoretischen Voraussagen. Nach einer Zusammenfassung aller Ergebnisse dieser Arbeit folgen mehrere Appendices, in welchen unter anderem die Kinematik des π^0 -Zerfalls und die Auswahlregeln der Quantenzahlen zusammengestellt sind.

2. ZUR THEORIE DER $\bar{p}p$ -ANNIHILATION

In diesem Kapitel werden einige Gebiete der theoretischen Atom-, Kern- und Teilchenphysik diskutiert, soweit sie mit dem Experiment PS182 in Zusammenhang stehen.

2.1 *Annihilation des $\bar{p}p$ -Systems in Mesonen*

Wie kann die Vielfalt der Endzustände der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe [ARM69] verstanden werden? Dieses Problem versuchen viele Modelle zu lösen. In diesem Abschnitt werden ein statistischer Ansatz und einige Theorien, die die Umordnung der Quarks q und Antiquarks $\bar{q}$ sowie die Vernichtung oder Erzeugung von $q\bar{q}$ -Paaren beinhalten, kurz besprochen.

2.1.1 Ein statistisches Modell

Die relativen Verzweigungsverhältnisse von $\bar{p}p \rightarrow \{\text{pionische Endzustände}\}$ können mit dem statistischen Modell von Orfanidis und Rittenberg [ORF73] im Energiebereich $2m_p \leq E_{\text{CM}} \leq 4 \text{ GeV}$ erstaunlich gut wiedergegeben werden. In diesem Modell dampft das $\bar{p}p$ System fortlaufend Pionen ab, so dass dieses immer neutral oder nur einfach geladen erscheint. Die beiden einzigen Parameter sind die beobachteten, durchschnittlichen Multiplizitäten der Pionen nämlich $\langle n_\pi \rangle = 5.01$ (alle Pionen) und $\langle n_{\pi^0} \rangle = 1.9$ (nur neutrale Pionen) [GHE74] bei der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe. Die Abbildung 1 zeigt sowohl die damit berechneten Multiplizitäten von π und π^0 als auch die gemessenen Verteilungen.

2.1.2 Quarkmodelle

Etwa 90% der $\bar{p}p$ -Systeme annihilieren in Ruhe in drei oder mehr Mesonen [ARM69]. Maryama und Ueda [MAR83] beschreiben deshalb die $\bar{p}p$ -Annihilation in die drei Mesonen α , β und γ als eine Umordnung der drei Quarks und der drei Antiquarks in drei $q\bar{q}$ -Paare (Abbildung 2a). Des weiteren nehmen sie noch folgendes an:

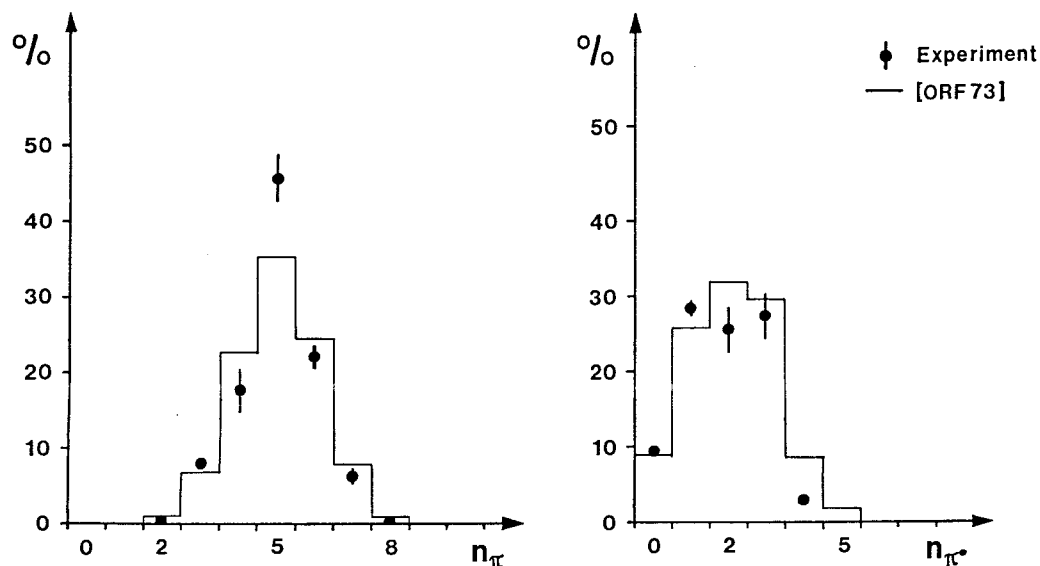


Abbildung 1: Die π^- - und π^0 -Multiplizitäten von der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe im statistischen Modell [ORF73]. Die experimentellen Werte sind der Referenz [GHE74] entnommen.

- Alle beteiligten Hadronen gehören SU(6) an. Der relative Bahndrehimpuls zwischen den Quarks innerhalb eines Hadrons ist Null. Die Mesonen α , β und γ sind mit π , η , ρ und ω zu identifizieren. Dabei sind ρ und ω ideal gemischt, d. h. sie sollen keine s-Quarks enthalten.
- Der relative Drehimpuls zwischen allen Hadronen ist Null.
- Zwischen den Quarkpaaren findet keinerlei Austausch von Spin, Isospin oder Strangeness statt.

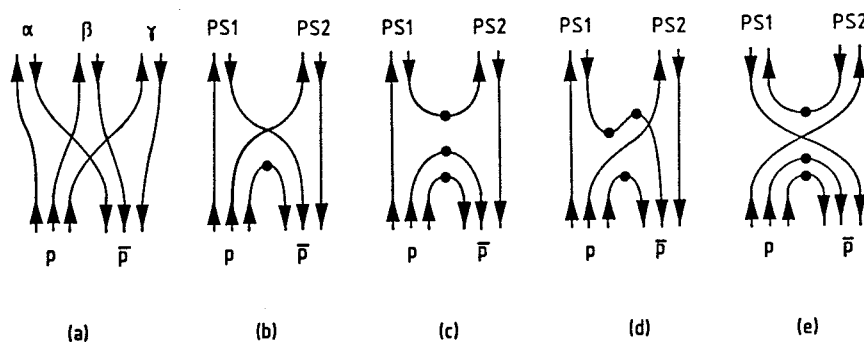


Abbildung 2: (a) Die $\bar{p}p$ Annihilation in drei Mesonen als Umordnung der q und $\bar{q}$ oder (b) – (e) in zwei Mesonen mit $q\bar{q}$ Annihilationen und Erzeugungen

Damit können die relativen Verzweigungsverhältnisse für die $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe mit dem Spin S und Isospin I im Anfangszustand in drei Mesonen α , β und γ wie folgt beschrieben werden

$$P(I,S,\alpha,\beta,\gamma) = b(I,S) \cdot C(I,S,\alpha,\beta,\gamma) \cdot g_\alpha \cdot g_\beta \cdot g_\gamma \cdot V(\alpha,\beta,\gamma, E_{CM}=2\cdot m_p) \quad (1)$$

wobei $b(I,S)$ die Abhängigkeit von I und S , C der Überlapp der Spin-Isospin Wellenfunktion zwischen $\bar{p}p$ und den drei Mesonen, V der Phasenraum im Endzustand und die g_i die relative Stärke für die Kombination der q und $\bar{q}$ in die drei Mesonen bedeuten. Die g_i können im Rahmen eines Potentialmodelles berechnet werden. Die $b(I,S)$ müssen mit Hilfe gemessener Verzweigungsverhältnisse bestimmt werden. Es zeigt sich, dass der Spin S und Isospin I im Anfangszustand einen grossen Einfluss auf den Endzustand haben. $P(I,S,\alpha,\beta,\gamma)$ kann die relativen Verzweigungsverhältnisse in drei Mesonen oder in drei oder mehr Pionen gut beschreiben. Werden die weiteren Zerfälle von η , ρ oder ω in π berücksichtigt, so stimmen die Multiplizitäten der Pionen mit dem Resultat des statistischen Modells überein (Abbildung 1).

Allerdings kann mit der alleinigen Umverteilung der q und $\bar{q}$ der Zerfall von $\bar{p}p$ in zwei Mesonen nicht beschrieben werden, da mindestens ein $q\bar{q}$ -Paar annihilieren muss (Abbildungen 2b–e). Dover und Fishbane [DOV84] nehmen an, dass für die $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe in zwei Pseudoskalarmesonen $PS1$ und $PS2$ (π, η, η', K) nur die beiden Reaktionen 2(b) und (c) eine wesentliche Rolle spielen. Damit wird zum Beispiel

$$\frac{B(\bar{p}p \rightarrow 2\eta)}{B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)} \approx 1/8 \quad (2)$$

Genz [GEN83] berechnete im Rahmen der OZI-Regel [OZI64] die Verhältnisse

$$\frac{B(\bar{p}p \rightarrow 2\eta)}{B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)} \approx 1/4 \quad (3)$$

$$\frac{B(\bar{p}p \rightarrow \eta\eta')}{B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)} \leq 1/6 \quad (4)$$

Bemerkenswert bei den Verhältnissen (2) und (3) ist, dass die Zerfälle des $\bar{p}p$ -Systems in jeweils zwei identische Pseudoskalarmesonen miteinander verglichen.

2.2 Gebundene $\bar{p}p$ -Zustände und exotische Teilchen in der QCD

2.2.1 Gebundene $\bar{p}p$ -Zustände

Im Rahmen der Potentialtheorie stellt die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung den Ausgangspunkt für die Beschreibung der Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung dar [BUC79]. Das Potential $V_{NN}(r)$ hat die Form

$$V_{NN}(r) = \sum_i V_{NN}^i(r) \quad (5)$$

$V_{NN}^i(r)$ bedeutet dabei das vom ausgetauschten Meson $i = \{\pi, \eta, \rho, \omega, \sigma_0 \text{ oder } \sigma_1\}$ erzeugte Potential.

Das $N\bar{N}$ -Potential $U_{N\bar{N}}(r)$ lässt sich über die G-Paritätstransformation

$$U_{N\bar{N}} = \sum_i (-)^{G_i} \cdot V_{NN}^{*i}(r) \quad (6)$$

herleiten, wobei $V_{NN}^{*i}(r) = V_{NN}^i(r)^1$ und G_i die G-Parität des ausgetauschten Mesons i bedeuten.

Damit wird der stark repulsive Teil des V_{NN} -Potentials, der durch den ω -Austausch erzeugt wird, für $U_{N\bar{N}}$ stark anziehend (Abbildungen 3a und b).

Die Abbildung 4 zeigt das mit dem Paris-Potential $V_{N\bar{N}}$ erhaltene Spektrum der gebundenen und resonanten $\bar{p}p$ -Zustände. Allerdings sind die absoluten Werte der Bindungsenergien stark von einem Abschneideradius r_0 abhängig ($\delta E/\delta r_0 \approx 100 - 500 \text{ MeV/fm}$ bei $r_0 = 0.8 \text{ fm}$) (Abbildung 3b), der wegen dem divergenten Verhalten einiger Terme in $V_{NN}^{*i}(r)$ für $r \rightarrow 0$ eingeführt werden muss.

Im Gegensatz zur NN-Wechselwirkung kommt bei derjenigen von $N\bar{N}$ noch die Annihilation (vor allem) in Mesonen hinzu. Deshalb werden die nichtrelativistischen $\bar{p}p$ -Streudaten durch das optische Potential

¹ Allerdings unterscheiden sich die Vorzeichen einiger Terme in V_{NN}^i von denjenigen in V_{NN}^{*i} [BUC79].

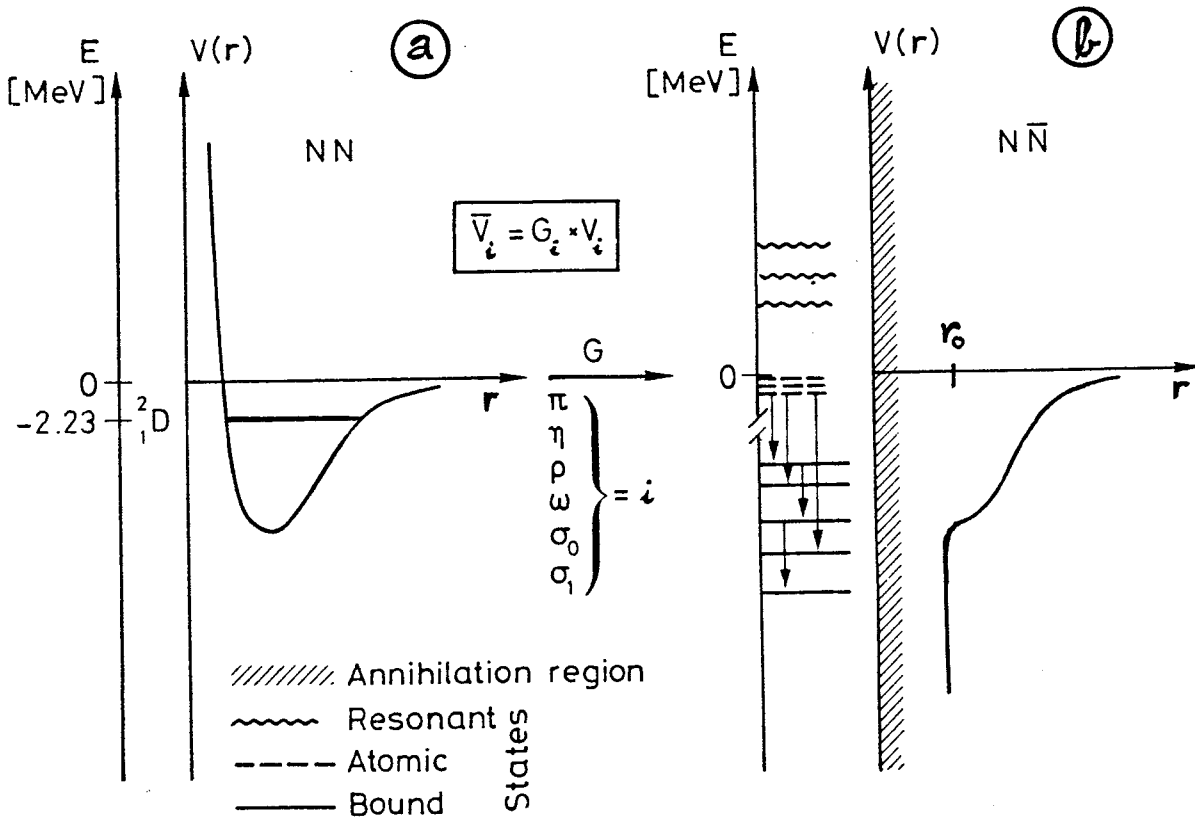


Abbildung 3: Vergleich zwischen dem NN-(a) und dem $N\bar{N}$ -Potential (b). Die Abbildung ist der Referenz [PAV78] entnommen worden.

$$V_{N\bar{N}}(r) = U_{N\bar{N}}(r) + V_{\text{ann}}(r) \quad (7)$$

mit $V_{\text{ann}}(r) = -(V_0 + iW_0) / (1 + \exp((r-R)/a))$

beschrieben [DOV80a]. Die experimentellen Daten führen zu $V_0 \approx W_0 \approx 20$ GeV, $R = 0$ fm und $a = 0.2$ fm. Da die Reichweite der $\bar{p}p$ -Annihilation von etwa 0.1 fm viel kleiner als die Reichweite der Kernkraft von 1 fm ist, berechnete Shapiro [SHA73] die Breite der gebundenen Zustände durch

$$\Gamma \propto \int u^2(r) \cdot W(r) \cdot dr \quad (8)$$

wobei $u(r)$ den radialen Verlauf der $N\bar{N}$ -Wellenfunktion beschreibt. Damit können einige schmale gebundene Zustände (10–50 MeV) nahe der $\bar{p}p$ -Schwelle mit einer Bindungsenergie kleiner als 50 MeV vorausgesagt werden [BUC79].

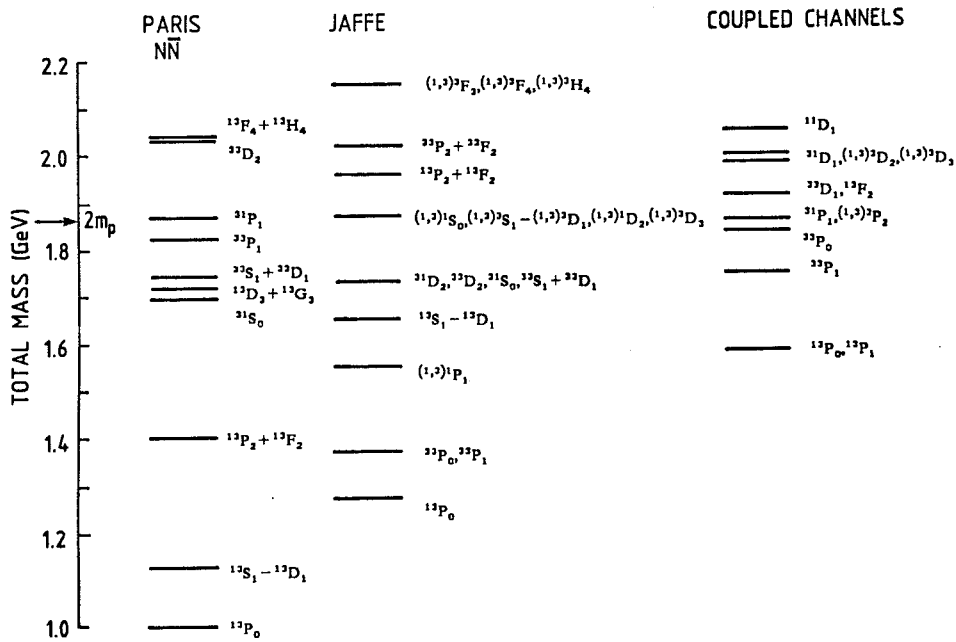


Abbildung 4: Mit dem Parispotential (Paris), dem Bagmodell (JAFJE) und dem Formalismus der gekoppelten Kanäle erzeugte Spektren gebundener $\bar{N}N$ -Zustände. Diese Abbildung ist der Referenz [BUC79] entnommen und mit Resultaten von [DAL84] ergänzt worden.

Da die Modelle mit optischen Potentialen im wesentlichen vom asymptotischen Verhalten der Wellenfunktionen und nicht auf die Region der $\bar{p}p$ -Annihilation empfindlich sind, eignen sie sich für die Beschreibung der gebundenen $\bar{p}p$ -Zustände nur bedingt. Deshalb erweiterten Dalkarov et al. [DAL84] das Modell des optischen Potentials zum Formalismus der gekoppelten Kanäle, d. h. der Kanal mit $\bar{N}N$ wird mit demjenigen der Zerfallsprodukte formal gekoppelt. Mit diesem Ansatz werden erstens die $\bar{p}p$ -Streudaten gut beschrieben und zweitens werden die Breiten der resonanten und gebundenen Zustände zu etwa 1–50 MeV bestimmt, auch wenn sich diese Zustände nicht in der Nähe der Schwelle befinden (Abbildung 4).

Niskanen und Green [NIS84] bestimmten das Annihilationspotential mit Hilfe der Quarkumordnung (Abbildung 2a). Sie erhielten mehrere 10–20 MeV breite Zustände, die zum Teil Bindungsenergien bis zu 500 MeV haben.

2.2.2 Nachweisbarkeit der gebundenen $\bar{p}p$ -Zustände

Dover et al. [DOV80b] berechneten die Verzweigungsverhältnisse für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \gamma, \pi + (NN)^*$ im Rahmen des optischen Potentials, wobei $(N\bar{N})^*$ einen gebundenen Nukleon-Antinukleon-Zustand bedeutet. Die Autoren weisen insbesondere darauf hin, dass die Beobachtung von monoenergetischen π die Existenz von monoenergetischen γ fordert. Die Verzweigungsverhältnisse liegen im Fall der π -Emission bei 10^{-2} bis 10^{-1} , während für die γ -Emission 10^{-3} bis 10^{-2} zu erwarten sind. Maxwell et al. [MAX80] berücksichtigten zusätzlich noch das Annihilationspotential bei der Bestimmung der Wellenfunktionen im Anfangszustand. Damit wird das Verzweigungsverhältnis für die π -Emission um eine Größenordnung kleiner.

Ader et al. [ADE81] berechneten die Übergangsrate von $\bar{p}p \rightarrow \gamma + (qq\bar{q}\bar{q})$ mit Hilfe des Bagmodelles zu $\approx 10^{-4}$ für γ -Energien von 200–400 MeV (Tabelle 12 im Abschnitt 7.1, Seite 85).

2.2.3 Exotische Zustände in der QCD

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist zur Zeit die erfolgreichste Theorie zur Beschreibung der Hadronen [ISG84]. Deshalb ist es naheliegend, auch die sogenannten exotischen Zustände im Rahmen der QCD zu berechnen.

Was sind exotische Zustände? Die QCD erlaubt alle "farblosen" Kombinationen von den "farbigen" Quarks q , Antiquarks $\bar{q}$ oder Gluonen g . Diese Forderung nach der Farbladung null (oder Colorsinglet) ist eng mit dem sogenannten Confinement [CLO79] verknüpft. Damit sind also Mesonen ($q\bar{q}$), Baryonen (qqq) oder eben, die exotischen Zustände wie Glueballs (gg oder ggg), Hermaphroditen ($q\bar{q}g$), Baryonia ($qqq\bar{q}$) oder Dibaryonia ($qqqqqq$) erlaubt, während aber Systeme wie qg oder g als farbige Systeme verboten sind.

Im Rahmen des Quarkmodelles ist das $\bar{p}p$ -System vielversprechend zur Produktion eines $qqq\bar{q}$ -Zustandes, da hier die OZI-Regel [OZI64] nicht verletzt wird [CLO79].

Im Bagmodell wird das Confinement durch eine Kavität erzwungen, in der die q oder g eingeschlossen sind. Jaffe [JAF78] berechnete damit die Massen von $qqq\bar{q}$ -Zuständen (Abbildung 4). Die Breite solcher Zustände werden auf mehr als 100 MeV geschätzt [ZIM83].

Die Energien von Glueball-Zuständen wurden im Bagmodell [CAR84], der Gittereichtheorie [SCH85] und im Flussröhrenmodell [ISG85] berechnet (Abbildung 5). Die Breiten dieser Glueballs werden auf etwa 10–50 MeV geschätzt [AHM82].

Als "klassische" Kandidaten für Baryonia gelten die Resonanzen $\epsilon(1300)$, $S^*(975)$ oder $\delta(980)$ und für Glueballzustände $i(1440, 0^{-+})$ oder $\Theta(1690, 2^{++})$ [BAR85].

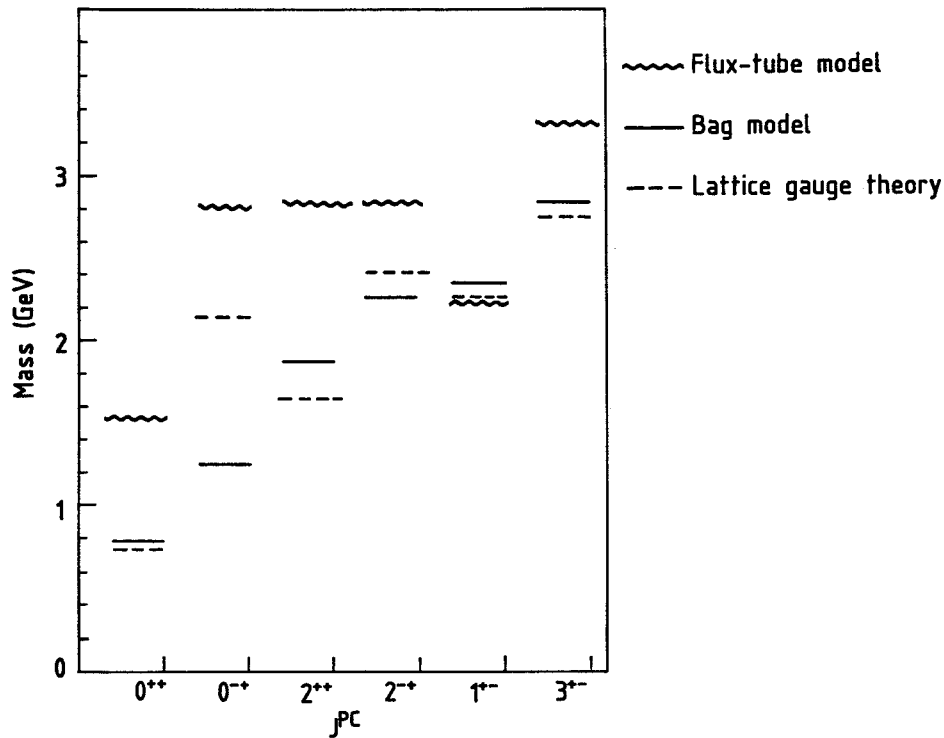


Abbildung 5: Glueballspektrum berechnet in drei verschiedenen Modellen. Diese Figur ist der Referenz [CAR84] entnommen. Das Spektrum des Flussröhrenmodells von [ISG85] wurde nachträglich eingefügt.

2.3 Vektordominanzmodell und die neutralen Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$

Im Rahmen des Vektordominanzmodells [SAK69] können γ 's auch indirekt beim Annihilationsprozess entstehen. "Indirekt" heisst, dass sich ein Vektormeson (ρ^0 , ω oder ϕ) in ein reelles Photon transformiert. Das ϕ koppelt wegen seinem s-Quarkinhalt schlecht an das $p\bar{p}$ -System

(OZI-Regel [OZI64]) und wird deshalb vernachlässigt. Delcourt et al. [DEL82] berechneten die Verzweigungsverhältnisse $B_{\pi^0\gamma} \equiv B(\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma)$ und $B_{\gamma\gamma} \equiv B(\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma)$ unter der Annahme, dass der Einmeson-Austausch dominiert (Abbildung 6a). Dabei haben die Zwischenzustände Isospin $I=0$ oder $I=1$. Die Phase β berücksichtigt die Interferenz zwischen $I=0$ und $I=1$. Wäre $SU(3)$ exakt erfüllt, dann würde die Phase $\beta = 0$ sein. In der Abbildung 6b sind die beiden wesentlichen Terme für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ eingezeichnet. Mit den gemessenen Verzweigungsverhältnissen für $B_{\rho^0\pi^0} = (1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$ [BAL65] und $B_{\omega\pi^0} = (0.25 - 0.5) \cdot B_{\rho^0\pi^0}$ [CAR86b] wird dasjenige für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ aus dem 3S_1 -Zustand zu

$$B_{\pi^0\gamma} = A^2 \cdot \Psi \cdot (1/9 \cdot B_{\omega\pi^0} + 2/3 \cdot \cos\beta \cdot (B_{\omega\pi^0} \cdot B_{\rho^0\pi^0})^{0.5} + B_{\rho^0\pi^0}) \quad (9)$$

wobei $\Psi = k^3_{\pi^0\gamma} / k^3_{\pi^0\rho^0} = 1.755$ den Unterschied der P-Wellen-Phasenräume berücksichtigt und $A = e g_{\gamma\rho^0} / m^2_{\rho^0} = 0.055$ die Kopplungsstärke von ρ^0 an das γ bedeutet. Die $\omega\gamma$ Kopplung wird dabei wegen $SU(3)$ und wegen den elektrischen Ladungen der Quarks drei mal kleiner als diejenige von $\rho^0\gamma$ angenommen. Mit $\cos\beta = 1$ wird $B_{\pi^0\gamma} = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$.

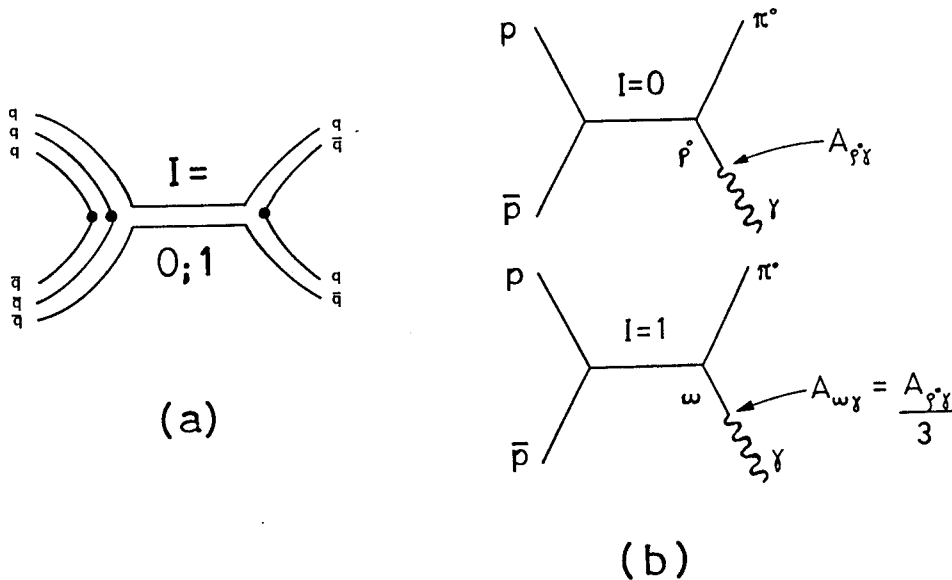


Abbildung 6: (a) Dominanz des Einmesonaustausches, (b) die beiden Beiträge für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ im Rahmen des Vektordominanzmodells.

Ein anderer interessanter Zerfall ist $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ [DEL82], [PAU82]. Das Vektordominanzmodell gibt hier ein Verzweigungsverhältnis (aus dem 1S_0 -Zustand) von

$$B_{\gamma\gamma} = A^4 \cdot \Psi \cdot (100/81 \cdot B_{\rho^0\rho^0} + 2 \cdot 10/27 \cdot \sqrt{2} \cdot \cos\beta \cdot (B_{\rho^0\rho^0} \cdot B_{\rho^0\omega})^{0.5} + 2/9 \cdot B_{\rho^0\omega}) \quad (10)$$

an. Der Phasenraumfaktor $\Psi = k^3_{\gamma\gamma}/k^3_{\rho^0\rho^0}$ wird hier zu 5.316 und wegen SU(3) ist $B_{\rho^0\rho^0}$ gleich $B_{\omega\omega}$. Eine Abschätzung von $B_{\gamma\gamma}$ mit den nicht gut bekannten $B_{\rho^0\rho^0} = (4 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ und $B_{\rho^0\omega} = (7 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ [BAL65] führt zu $B_{\gamma\gamma} < 10^{-6}$.

Beim Vektordominanzmodell gibt es aber die Schwierigkeit, dass die Formfaktoren vom Vertex $\rho^0\text{-}\gamma$ bei z. B. den beiden Prozessen $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\rho^0$ ($\rho^0 = \text{reell}$) und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\rho^0$ ($\rho^0 = \text{virtuell}$) verschieden sein können.

2.4 Quantenzahlen des $\bar{p}p$ -Systems

2.4.1 Die $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe

Die während dem Abbremsvorgang des $\bar{p}$ im Wasserstofftarget auftretenden Prozesse sind in der Referenz [PAV78] beschrieben. Hier interessiert nur der Einfluss des sogenannten DSS-Mechanismus [DAY59] auf die Bevölkung der Quantenzahlen eines $\bar{p}p$ -Systems im Anfangszustand. Erreicht das $\bar{p}$ durch Energieverluste im Target schliesslich einen Impuls von etwa 0.1 MeV/c, wird es von einem Proton in einem hochangeregten atomaren Zustand eingefangen. Das nach aussen hin neutrale $\bar{p}p$ -Atom diffundiert durch das Target und gelangt so in die unmittelbare Nähe der Wasserstoffkerne. Damit wird das elektrische Zentralpotential des $\bar{p}p$ -Atoms durch das induzierte elektrische Dipolmoment gestört, d. h. ℓ ist keine gute Quantenzahl mehr (Starkeffekt). Deshalb beginnen die Zustände mit verschiedenen ℓ aber gleicher Hauptquantenzahl n miteinander zu mischen: die Zahl der Zustände mit kleinerem ℓ nimmt damit zu Gunsten derjenigen mit grösserem ℓ ohne Emission von Röntgenstrahlung zu. Bei $\ell = 0$, und in geringerem Masse auch bei $\ell = 1$, kommen p und $\bar{p}$ sich schliesslich so nahe, dass das Protonium annihiliert. Dieser Fluss der ℓ -Quantenzahlen ist umso grösser, je öfter das Protonium an den benachbarten Wasserstoffkernen streut, d. h. je grösser die

Dichte des Wasserstoffgases ist. Einen maximalen Effekt des DSS-Mechanismus wird daher in flüssigem Wasserstoff erwartet, d. h. die $\bar{p}p$ -Annihilation erfolgt vor allem aus dem S- und in geringerem Masse auch aus dem P-Zustand. Kaskadenrechnungen [BOR82] deuten darauf hin, dass in flüssigem Wasserstoff 20–50% der $\bar{p}p$ -Systeme in einem Zustand mit $\ell = 1$ annihilieren können.

Die Quantenzahlen des $\bar{p}p$ -Systems haben einen grossen Einfluss auf die Verzweungsverhältnisse. Im Appendix D sind entsprechende Auswahlregeln angegeben.

2.4.2 Die $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge

Der $\bar{p}p$ -Annihilationsquerschnitt für ein $\bar{p}$ mit dem Impuls von $0.2 \leq p_{\bar{p}} \leq 2 \text{ GeV/c}$ kann durch

$$\sigma [\text{mb}] = 38 + 35/p_{\bar{p}} \quad (p_{\bar{p}} \text{ in } [\text{GeV/c}]) \quad (11)$$

parametrisiert werden [DOV80a] (siehe Abbildung 7). Die von der Teleskopanordnung akzeptierten $\bar{p}$ treffen mit einem Impuls von weniger als 320 MeV/c auf das Wasserstofftarget (Tabelle 2), d. h. einige Prozent der $\bar{p}$ annihilieren im Fluge.

Mit Hilfe der Unschärferelation können die Partialwellen als Funktion des $\bar{p}$ -Impulses grob abgeschätzt werden. Wegen $p \approx \ell \cdot \hbar/r$ und mit $r = 1 \text{ fm}$ erhält man

$$p \approx \ell \cdot 200 \text{ MeV/c} \quad (12)$$

Die Anteile der Partialwellen in Abhängigkeit des $\bar{p}$ -Impulses können mit dem boundary-condition modell [FES49], [BIZ72] qualitativ berechnet werden (Abbildung 7). Für $\bar{p}$ -Impulse $< 200 \text{ MeV/c}$ annihilieren etwa 10^{-4} der $\bar{p}$ im Fluge in einer P-Welle, bevor sie abgestoppt werden. Niskanen et al. [NIS85] beschreiben die $\bar{p}p$ -Annihilation im wesentlichen durch Zerfälle in zwei und drei Pionen im Rahmen des Quarkmodelles (Abbildung 2). Das Ergebnis ist etwa dasselbe wie beim ersten Modell, doch ist hier der absolute Annihilationsquerschnitt etwa 30% zu niedrig.

Zusätzlich zur $\bar{p}p$ -Annihilation findet auch noch die elastische $\bar{p}p$ -Streuung und der Ladungsaustauschprozess $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}$ für $\bar{p}$ -Impulse grösser als 98.7 MeV/c statt. Für Impulse zwischen 200 und 1000 MeV/c beträgt der Annihilationsquerschnitt etwa 55–60% und für die elastische Streuung 35–40% des totalen Wirkungsquerschnitts.

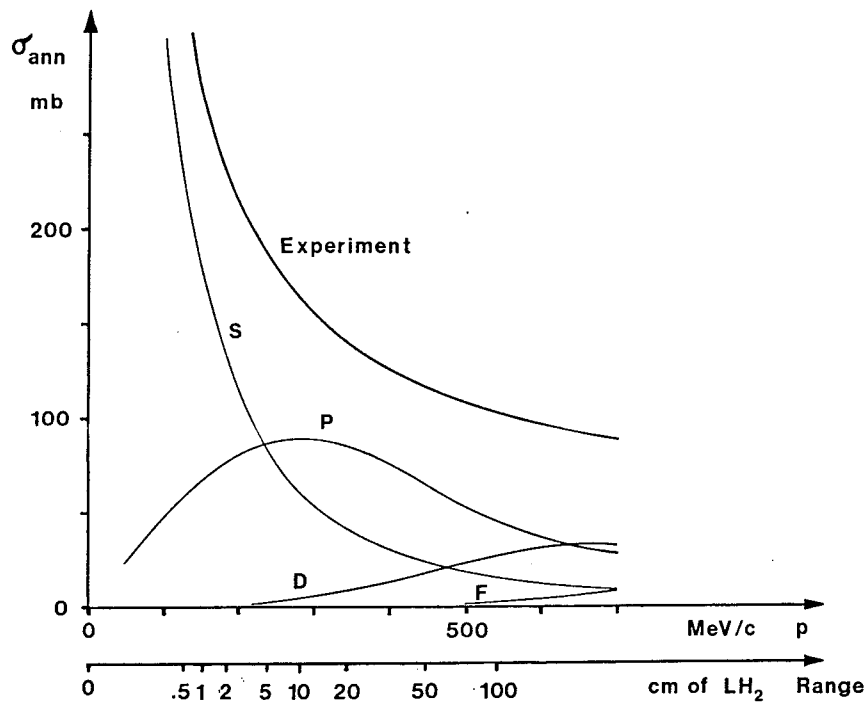


Abbildung 7: Die Beiträge der verschiedenen Partialwellen zum Annihilationsquerschnitt [BIZ72] in Abhängigkeit des Impulses. Die zweite Skala auf der Abszisse bedeutet, wieviel cm flüssigen Wasserstoffes das $\bar{p}$ bei dem gegebenen Impuls auf der ersten Skala für den Abstopprozess braucht.

2.4.3 $\bar{p}p$ -Annihilation aus dem P-Zustand

Die $\bar{p}p$ -Annihilation in zwei identische pseudoskalare Mesonen darf nicht von einem S-Zustand aus stattfinden (Appendix D). Darum kann der Zerfall $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ als Indikator für P-Wellen gebraucht werden, z. B. dem Verhältnis R

$$R = \frac{B(\bar{p}p \rightarrow \pi\pi)_{I=0, \ell_1 = \text{ungerade}}}{B(\bar{p}p \rightarrow \pi\pi)_{\text{alle}}} = \frac{3 \cdot B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)}{B(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-) + B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)}, \quad (13)$$

wobei wegen der Ladungssymmetrie die Relation

$$2 \cdot B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0) = B(\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+) \quad (14)$$

benützt wurde.

Für das neutrale $K\bar{K}$ -System geben Ahmad et al. [AHM85a] an, dass in der P-Welle der Prozess $\bar{p}p \rightarrow K_S K_S$, $\bar{p}p \rightarrow K_L K_L$ gegenüber $\bar{p}p \rightarrow K_S K_L$ aus der S-Welle um den Faktor 10 ± 2.5 unterdrückt ist. Der in Blasenkammern gemessene Wert [BIZ72]

$$\frac{B(\bar{p}p \rightarrow K_0 \bar{K}_0)_{I=0, \ell_i = \text{ungerade}}}{B(\bar{p}p \rightarrow K_0 \bar{K}_0)_{\text{alle}}} = \frac{B(\bar{p}p \rightarrow K_S K_S + K_L K_L)}{B(\bar{p}p \rightarrow K_S K_L)} \leq 1.5 \cdot 10^{-2} \quad (15)$$

gibt deshalb nicht direkt das Verhältnis P/S an, sondern ist um den Faktor zehn kleiner. Das heisst, der Anteil der P-Wellen ist maximal 20% in flüssigem Wasserstoff für das $K_0 \bar{K}_0$ -System.

2.4.4 Zusammenfassung

Die Theorie sagt reichhaltige Spektren exotischer Quark-, Gluon- oder gebundener $\bar{p}p$ -Zustände unterhalb der $\bar{p}p$ -Schwelle voraus, die teilweise schmal (1–50 MeV) sein können. Die zum Teil voneinander abweichenden Ergebnisse der diversen Ansätze zur Beschreibung exotischer Zustände weisen auf das komplexe Problem der nichtrelativistischen $\bar{p}p$ -Wechselwirkung hin.

Mit der Messung inklusiver Energiespektren kann von einem Signal, das sich nicht durch die bekannten Mesonen [PPD84] erklären lässt, nicht abgeleitet werden, ob es z. B. von einem Glueball oder Baryonium herrührt [BAR85]. Denn mehr Information als die Masse, eventuell deren Breite und das Verzweigungsverhältnis kann mit der Methode der inklusiven Energiespektren nicht erhalten werden.

Mit Hilfe der Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow \gamma \pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ können Voraussagen des Vektordominanzmodells getestet werden. Der Prozess $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ dient als Indikator für die $\bar{p}p$ -Annihilation aus dem P-Zustand in flüssigem Wasserstoff.

3. $\bar{p}$ -STRAHL, TELESKOP und TARGET

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Eigenschaften des $\bar{p}$ -Strahls vom LEAR, die Teleskopenordnung und das Target mit flüssigem Wasserstoff vorgestellt.

3.1 Der $\bar{p}$ -Strahl

Die für das Experiment PS182 benötigten Antiprotonen werden vom Low Energy Antiproton Ring (LEAR) geliefert. Die gesamte Antiprotonenanlage am CERN ist z. B. in der Referenz [JON82] beschrieben.

Der Impuls der im LEAR gespeicherten Antiprotonen (Anzahl etwa 10^9) kann auf Werte zwischen 100 und 2000 MeV/c eingestellt werden. Die stochastische Kühlung (Reduktion des Phasenvolumens) nimmt für 300 MeV/c 10 Minuten in Anspruch. In einer langsamen Ejektion werden während einer Stunde die Antiprotonen aus dem zirkulierenden Strahl herausgeschält und auf die verschiedenen Experimente verteilt.

Tabelle 1: Vergleich des LEAR-Strahls C1 mit einem typischen Sekundärstrahl für $\bar{p}$ (K4 am KEK in Japan [TAK84], [TAK85]). Das Stoppvolumen in ℓ -H₂ am LEAR wurde im Fokus von PS182 für $p_{\bar{p}} = 300 \text{ MeVc}^{-1}$ bestimmt.

	LEAR	K4
$\bar{p}$ -Impuls [MeV/c]	100 - 2000	400 - 800
Impulsauflösung $\Delta p/p$ [%]	± 0.1	± 3
Intensität [$\bar{p}/s$]	10^5 , Gleichstrom	500/Bunch, gepulst mit 0.5 Hz
Strahlquerschnitt [cm ²] (FWHM)	1.0×0.5	3.6×2.6
Stoppverteilung Δ [cm] (FWHM)	0.9 in ℓ -H ₂	≈ 7 in ℓ -H ₂
Pionischer Untergrund $\pi/\bar{p}$	0	8.4

Die Tabelle 1 vergleicht die Eigenschaften vom LEAR mit dem Sekundärstrahl K4 für $\bar{p}$ am KEK in Japan [TAK84/85]. Der Strahlquerschnitt im Fokus des Experimentes PS182 wurde mit Hilfe einer Drahtkammer bestimmt (Drahtabstand 4 mm). Wie Monte-Carlo Simulationen zeigen [CAR86a], bläht sich der $\bar{p}$ -Strahl in transversaler Richtung während des Abbremsvorganges in flüssigem Wasserstoff (ℓ -H₂) um weniger als 0.5 mm auf. Die Breite Δ der Stoppverteilung in Strahlrichtung wurde mit der Anordnung in Abbildung 8a gemessen. Die Reichweite der $\bar{p}$ in 0.25 mm Mylar und 2.5 cm flüssigem Wasserstoff ist dieselbe wie in 0.6 mm Kupfer (M2) und 1 mm Plastiksintillator (T4). Durch Drehung der Plexiglasplatte M1 um den Winkel ϑ kann die Moderation der $\bar{p}$ variiert werden. Die Breite der Stoppverteilung Δ in flüssigem Wasserstoff ergibt sich damit zu

$$\Delta = t_M/t_H \cdot \{(\Delta_M)^2 - (2.35 \cdot d)^2/12\}^{0.5} = 0.066 \text{ gcm}^{-2} \cong 0.93 \text{ cm } \ell\text{-H}_2 \quad (16)$$

Dabei bedeutet Δ_M [gcm⁻²] die Breite (FWHM) der gemessenen Stoppverteilung (Abbildung 8b) und d [gcm⁻²] die Dicke von T4. Die Energieverluste für minimalionisierende Teilchen sind in Plexiglas und Plastiksintillator $t_M = 1.95 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ und in Wasserstoff $t_H = 4.12 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ [PPD84].

Die Abbildung 9 zeigt einen typischen zeitlichen Verlauf der $\bar{p}$ -Intensität des LEAR bei $p = 330 \text{ MeV}/c$. Die effektive Messdauer pro Stahlzeit beträgt ein bis drei Tage. In der Tabelle 2 sind die Eigenschaften des $\bar{p}$ -Strahls während den verschiedenen Strahlperioden zusammengestellt.

3.2 Teleskop und Target

Die in der Tabelle 1 aufgeführten Eigenschaften des Antiprotonenstrahles des LEAR ermöglichen eine einfache Teleskopanordnung. Die Abbildung 10 zeigt, wie der Moderator M, die Teleskopzähler T1, T2 und T3 und das mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Target während der Strahlzeit im Dezember 83 angeordnet waren. Die Dicke des Moderators wurde mit Hilfe der tabellierten Reichweiten von p in Wasserstoff [JAN66] so ausgewählt, dass die Antiprotonen im Zentrum der Apparatur innerhalb des Wasserstofftankes zur Ruhe kamen.

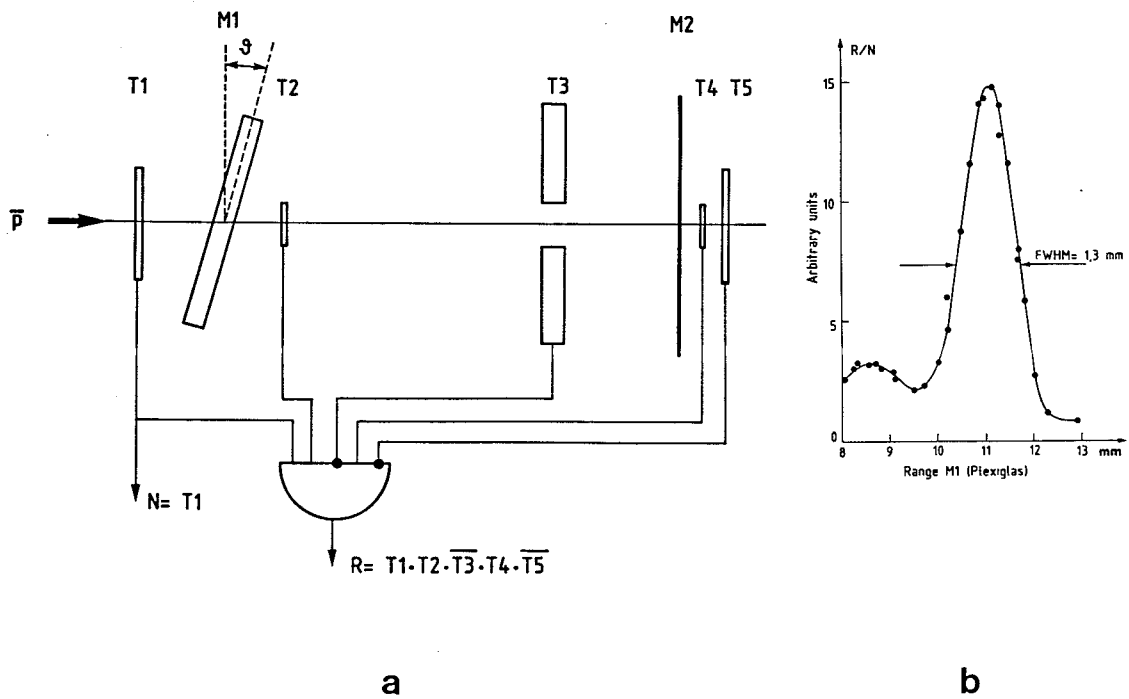


Abbildung 8: (a) Anordnung zur Messung der Stoppverteilung längs des $\bar{p}$ -Strahls. Die Geometrien der Szintillationszähler $T1 = T5$, $T2 = T4$ und $T3$ sind in der Abbildung 10 genauer beschrieben. (b) Die mit der Anordnung in (a) gemessene Stoppverteilung.

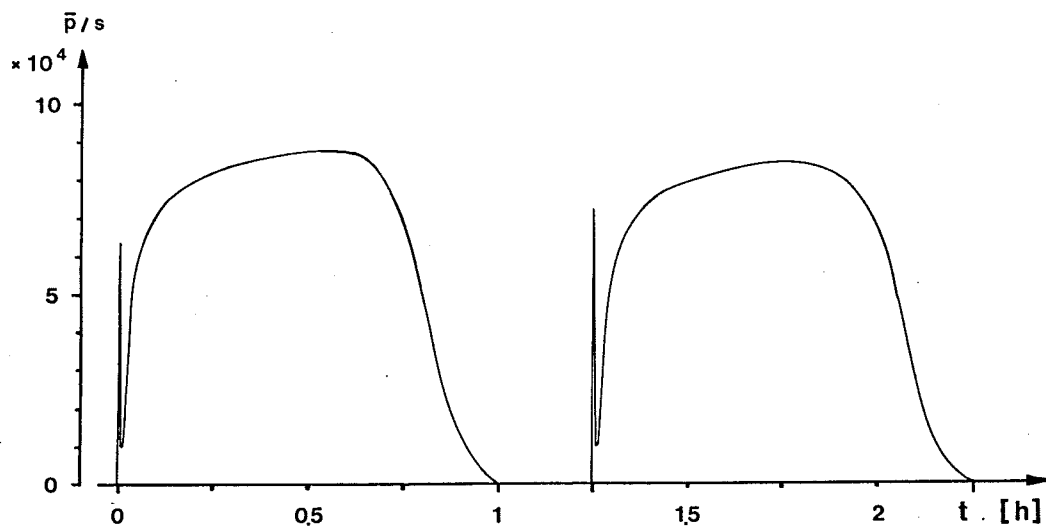


Abbildung 9: Typischer $\bar{p}$ -Intensitätsverlauf der Spills 13 und 14 während der Strahlzeit im Mai 85.

Tabelle 2: Die Parameter des $\bar{p}$ -Strahls, der Teleskopeanordnungen und der Targets während den verschiedenen Strahlzeiten.

Strahlzeit	Dezember 83	Mai 84	August 84	Mai 85
$\bar{p}$ -Impuls [MeV/c]	310	300	200	330
Anzahl $\bar{p}$ ($N_{\bar{p}}$)	$2.95 \cdot 10^9$	$1.49 \cdot 10^9$	$2.026 \cdot 10^9$	$5.5 \cdot 10^9$
Moderator M [mm] (Plexiglas)	7.0 + 0.4 Alu	0.0	0.0	2.0
Teleskop T2 [mm]	$\phi 20 \times 1$	$\phi 20 \times 1$	$\phi 10 \times 1$	$\phi 20 \times 1$
Target (ℓ -H ₂) [mm]	$\phi 50 \times 100$	$\phi 50 \times 200$	$\phi 38 \times 23$	$\phi 50 \times 200$
berechnete Eindringtiefe der $\bar{p}$ in ℓ -H ₂ [mm]	50	120	20	150
Eintrittsimpuls der $\bar{p}$ in ℓ -H ₂ [MeV/c]	230	294	184	317

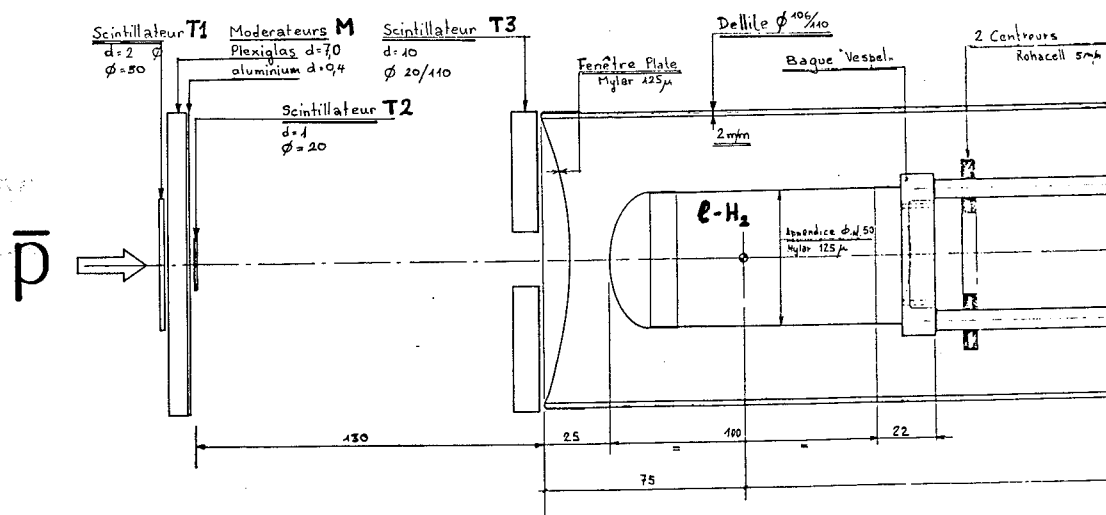


Abbildung 10: Der Moderator M, die Teleskopzähler T1, T2, T3 und das mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Target während der Strahlzeit im Dezember 83. Alle Abmessungen sind in mm. (Die Werkzeichnung der Targetgruppe am CERN wurde nachträglich mit den Teleskopen und Moderatoren ergänzt)

Die durch T2 und T3 laufenden $\bar{p}$ können von den von $\bar{p}p$ -Annihilationen herrührenden geladenen π oder K durch ihre im Teleskopzähler deponierte Energie unterschieden werden. Der Zähler T3 dient zur elektronischen Kollimierung des $\bar{p}$ -Strahles. Die $\bar{p}$ werden durch die Logik

$$T = T_1 \cdot T_2 \cdot \overline{T_3} \quad (17)$$

identifiziert. Doch werden die $\bar{p}$ nur dann gezählt, wenn das Datennahmesystem für ein weiteres Ereignis auch tatsächlich wieder bereit ist (Siehe Abbildung 37a).

Da aber die Strahldimension kleiner als der Durchmesser von T2 ist, wurden T1 und T3 nur während der Strahlzeit im Dezember 83 eingesetzt. In den folgenden Strahlzeiten wurde T2 an die Position von T3 gesetzt, d. h. es gilt $T=T_2$. Der Moderator M ist durchwegs immer vor T2 angeordnet, damit $\bar{p}p$ -Annihilationen im Moderator nicht vom Teleskop akzeptiert werden.

Als Wärmeisolation des Tanks mit flüssigem Wasserstoff dient ein Vakuum von etwa 10^{-5} Torr im Inneren des Schutzrohres und eine $5\mu\text{m}$ dünne aluminisierte Mylarfolie, welche mehrmals um das Target herumgewickelt ist.

Das Target und das Teleskop wurden bezüglich dem Detektorzentrum jeweils mit einer Genauigkeit von $\Delta x = \pm 0.2 \text{ cm}$, $\Delta y = \pm 0.3 \text{ cm}$ und $\Delta z = \pm 0.2 \text{ cm}$ positioniert (das Koordinatensystem (xyz) ist in der Abbildung 11 definiert). Hinzu kommt noch die Unsicherheit der Position des $\bar{p}p$ -Annihilationsvolumens, die von der Berechnung der Reichweite der $\bar{p}$ in flüssigem Wasserstoff herrührt und der Position des $\bar{p}$ -Strahls relativ zum Zähler T2, der grösser als der Strahlquerschnitt ist. Damit werden insgesamt die systematischen Unsicherheiten in der Position der $\bar{p}$ -Annihilation zu

$$\begin{aligned} \Delta x_{\text{ann-syst}} &= \pm 0.6 \text{ cm} \\ \Delta y_{\text{ann-syst}} &= \pm 0.6 \text{ cm} \\ \Delta z_{\text{ann-syst}} &= \pm 0.6 \text{ cm} . \end{aligned} \quad (18)$$

4. DETEKTOR

In diesem Kapitel werden zuerst die Anforderungen an den Detektor spezifiziert. Danach wird ein Überblick über den gesamten Apparat gegeben. In den nächsten Abschnitten folgen die Beschreibungen der einzelnen Detektor-Komponenten, deren kalorimetrisches Verhalten und die Eigenschaften des gesamten Detektors wie π^0 -Impulsauflösung oder deren Akzeptanz.

4.1 Spezifikation des Detektors

Der Detektor soll sowohl γ als auch $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen von π^0 und η -Zerfällen nachweisen. Alle bei der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe auftretenden γ -Energien von 0 → 940 MeV sowie π^0 und η -Impulse (0 - 930 MeV/c) müssen von ihm akzeptiert werden, d. h. der Winkelbereich zwischen den beiden γ einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenz reicht von 16.5° bis 180° (Appendix A und Tabelle 8)

Der Raumwinkel des Detektors darf bei der Messung inklusiver γ -Energiespektren und π^0 - oder η -Impulsspektren kleiner als 100% sein, da keine Information über die inklusiven Spektren verlorengeht, solange die oben spezifizierten Energie -und Winkelbereiche eingehalten werden. Da bei 55% aller $\bar{p}p$ -Annihilationen mehr als ein neutrales Pion entsteht (Abbildung 1), setzt sich das Spektrum der invarianten Massen m_0 der nachgewiesenen $\gamma\gamma$ -Paare aus einem Signal von korrelierten γ Paaren bei der π^0 - oder η -Ruhemasse mit der Auflösung Δ_m (FWHM) und einem kontinuierlichen Untergrund aus unkorrelierten γ -Paaren zusammen. Durch einen Schnitt um die π^0 -Ruhemasse herum werden die Daten für das π^0 -Impulsspektrum selektiert. Das Verhältnis der Anzahl π^0 zum mitselektierten Untergrund an unkorrelierten $\gamma\gamma$ -Paaren wird umso grösser, je besser die Auflösung Δ_m ist.

Die Auflösung der invarianten Masse Δ_m ergibt sich bei korrelationsfreier Messung der beiden γ -Energien E_1 und E_2 sowie des Zwischenwinkels Θ aus deren Auflösungen $\sigma_i = \Delta_i/2.3548$ ($i = m, E_1, E_2$ oder Θ) zu

$$\left(\frac{\sigma_m}{m} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{E_1}}{2 \cdot E_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{2 \cdot E_2} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\Theta}{2 \cdot \tan(\Theta/2)} \right)^2 \quad (19)$$

Offensichtlich ist der Winkelterm in (19) für grosse Winkel Θ zu vernachlässigen, jedoch werden für relativistische π^0 - oder η -Impulse, d. h. für kleine Winkel, alle drei Terme in (19) wesentlich. Damit soll der Detektor sowohl eine gute Energie- als auch eine gute Winkelauflösung haben.

Die Empfindlichkeit Y (siehe Abschnitt 6.4.3) des Detektors auf seltene, monoenergetische, schmale γ -, π^0 - oder η -Signale im inklusiven Energie- oder Impulsspektrum ist umgekehrt proportional zu $\sqrt{\Delta \cdot N_B}$, wobei Δ die Breite des Signals und N_B die Höhe des Untergrundes unterhalb dieses Signals bedeuten.

4.2 Realisation des Detektors

Die im vorherigen Abschnitt definierten Spezifikationen führte zum Aufbau eines Detektors, wie er in Abbildung 11 ersichtlich ist [ADI86].

Die beiden modularen BGO-Kalorimeter mit einer Tiefe von je 18 Strahlungslängen messen γ -Energien von 20 bis 1200 MeV mit einer Energieauflösung, die mit derjenigen eines modularen NaI(Tl)-Systems [BLU83] vergleichbar ist. BGO-Hodoskope vor jedem BGO-Set dienen zur Bestimmung der Auftreffposition der γ . Geladene Teilchen, welche auf die BGO-Systeme treffen, werden von $1 \cdot 18 \cdot 18 \text{ cm}^3$ grossen Plastikszintillatoren VB erkannt. Die hinter den BGO angebrachten Zähler SP, welche identisch wie VB aufgebaut sind, detektieren durch die BGO dringende geladenen Teilchen, welche sowohl zur Interkalibration als auch zur Stabilitätskontrolle herangezogen werden. Beide BGO-Systeme, Zähler VB und SP eingeschlossen, können sowohl in radialer Richtung von 25 bis 80 cm als auch in azimuthaler Richtung von $\varphi = 75$ bis 285° bewegt werden.

Unterhalb des Teleskops und Targets (Kapitel 3) ist ein modulares 4·40 Elemente umfassendes Bleiglaskalorimeter fest montiert aufgebaut, das etwa 16 Strahlungslängen tief ist und einen totalen Raumwinkel von 5.3% aufweist. Geladene Teilchen, welche in die Bleiglasmatrix eindringen, werden von der Doppelreihe Plastikszintillatorzählern VL erkannt.

Die BGO-Systeme dienen wegen ihrer guten Energieauflösung als γ -Detektor sowohl zur Messung inklusiver γ -Spektren als auch zur Messung von 2γ -Koinzidenzen mit dem anderen BGO-System oder

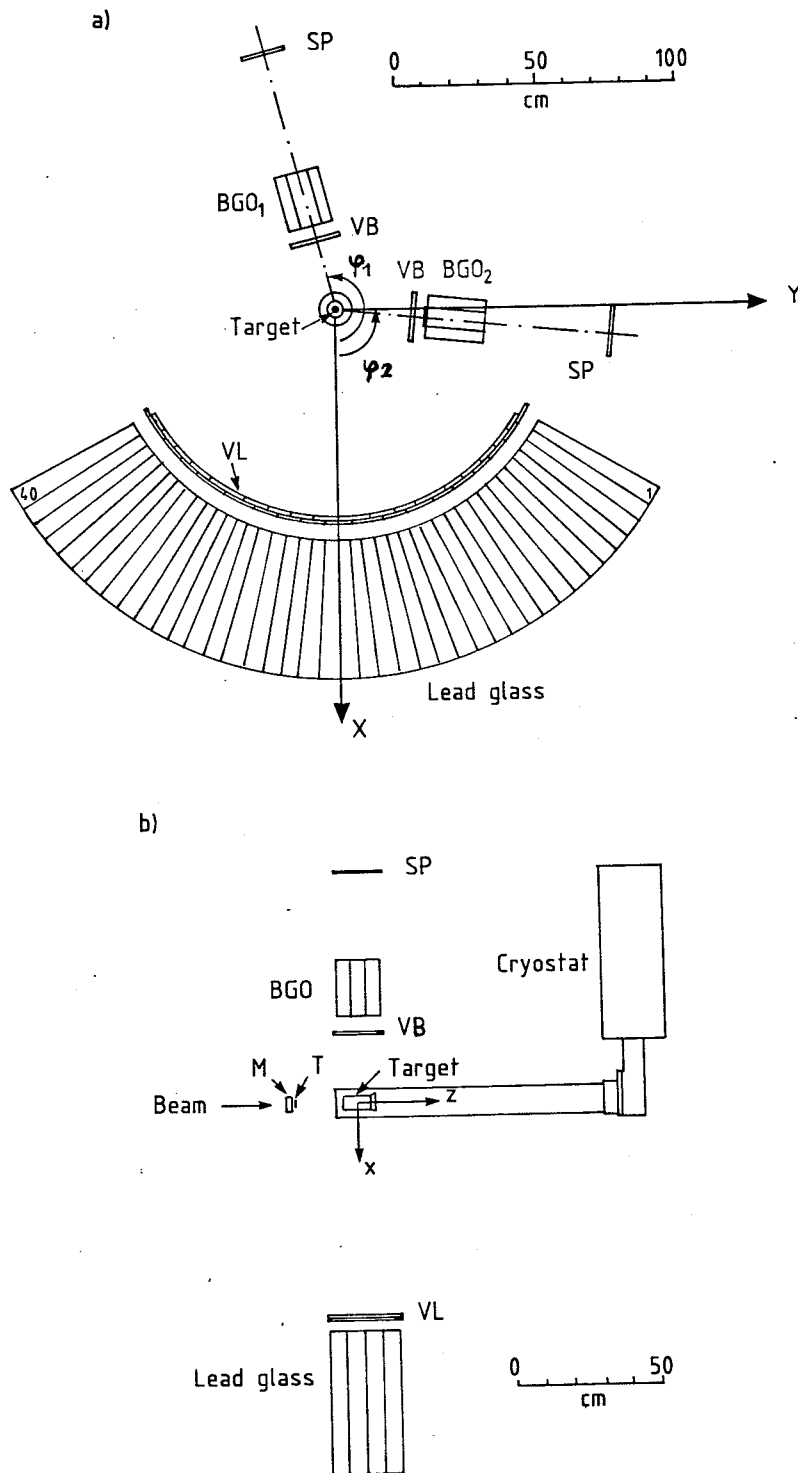


Abbildung 11: Front(a)- und Seiten(b)-Ansicht des Detektors.

mit der Bleiglasmatrix. Zusätzlich sind 3-fach Koinzidenzen zwischen der Bleiglasmatrix und den BGO-Systemen möglich. Die Akzeptanz des Detektors wird für Ereignisse mit vier oder mehr γ 's sehr gering.

Zur Unterscheidung der γ -Koinzidenzen zwischen den verschiedenen Detektorkomponenten wird folgende Notation verwendet:

- BB $\Leftrightarrow \gamma\gamma$ -Koinzidenzen zwischen den beiden BGO-Kalorimetern BGO-1 und BGO-2
- B1L $\Leftrightarrow \gamma\gamma$ -Koinzidenzen zwischen BGO-1 und der Bleiglasmatrix
- B2L $\Leftrightarrow \gamma\gamma$ -Koinzidenzen zwischen BGO-2 und der Bleiglasmatrix
- LL $\Leftrightarrow \gamma\gamma$ -Koinzidenzen innerhalb der Bleiglasmatrix
- B1LL $\Leftrightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Koinzidenz: der BGO-1 ist in Koinzidenz mit LL

4.3 BGO-Detektoren

Die Forderung sowohl nach einer guten Energieauflösung für Energien von 0-1000 MeV, einer guten Winkelauflösung für Winkel von 16.5° bis 180° als auch nach einem mechanisch kompakten und erschütterungsunempfindlichen Detektor legte den Einsatz von BGO-Szintillatoren nahe. Die für uns relevanten Eigenschaften [KLE82] sind in der Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3: Die wesentlichen Eigenschaften von BGO

Strahlungslänge X_0 [cm]	1.12
Molièreradius X_m [cm]	2.24
Abfallzeit des Lichtsignals τ [ns] (bei 20°C)	300, d. h. mit NaI(Tl) vergleichbar
Temperaturkoeffizient [$\%\cdot\text{K}^{-1}$] (bei 20°C)	-1.5
mechanisch stabil und nicht hygroskopisch.	

4.3.1 Mechanische und elektrische Eigenschaften

In der Abbildung 12 ist ein mit einem Hodoskop ausgerüstetes BGO-System gezeigt. Jedes der beiden Systeme besteht aus sieben identischen BGO-Kristallen von der Form hexagonaler Prismen. Die Herstellerfirma² rüstete die Hexagone mit dem 2"- Photomultiplier 1306-01³ aus. Diese Röhre wurde wegen ihrem geringem Rauschen ausgewählt. Die Widerstandskette des Photomultipliers der Hexagone ist derart konstruiert (Abbildung 13), dass die Spannungsdifferenz zwischen den Dynoden nicht konstant ist ('progressive Base'). Damit werden die BGO-Systeme für γ -Energien bis etwa 1.4 GeV nicht in die Sättigung getrieben. Allerdings wird die Verstärkung im Vergleich zur Base mit einer Widerstandskette mit gleichen Dynodenzwischenspannungen ('Lineare Base') um eine Größenordnung reduziert. Die negative Hochspannung für die Photomultiplier der Hexagone erlaubt, dass die Signale ohne Koppelkondensator ausgelesen werden. Damit entfällt das Problem der Nullpunktverschiebung der Signale bei hohen Signalraten.

Das Hodoskop besteht aus sieben je $5 \times 1 \times 1.1 \text{ cm}^3$ grossen BGO-Stäbchen. Wegen den engen Raumverhältnissen muss die Hochspannung des verwendeten Photomultipliers R647-1⁴ positiv gewählt werden. Die Abbildung 14 zeigt die (von Hamamatsu empfohlene) lineare Base mit dem Netzwerk für die Signalauskopplung.

Da der Temperaturkoeffizient von BGO etwa $-1.5\% \cdot \text{K}^{-1}$ beträgt, ist jedes BGO-System (Kristalle, Photomultiplier, Basen und Anschlusskabel) in einem Kasten aus wärmeisulierendem Hostaphan unterbracht, der zusätzlich noch innerseitig mit einer 1-3 cm dicken Lage schwarzen Schaumgummi versehen ist.

² Harshaw Chemical Co., Solon, Ohio, USA

³ Datenblatt No PM-231-1, Hamamatsu TV Co., Hamamatsu, Japan

⁴ Datenblatt Cat No. CPMT-186-02, Hamamatsu TV Co., Hamamatsu, Japan

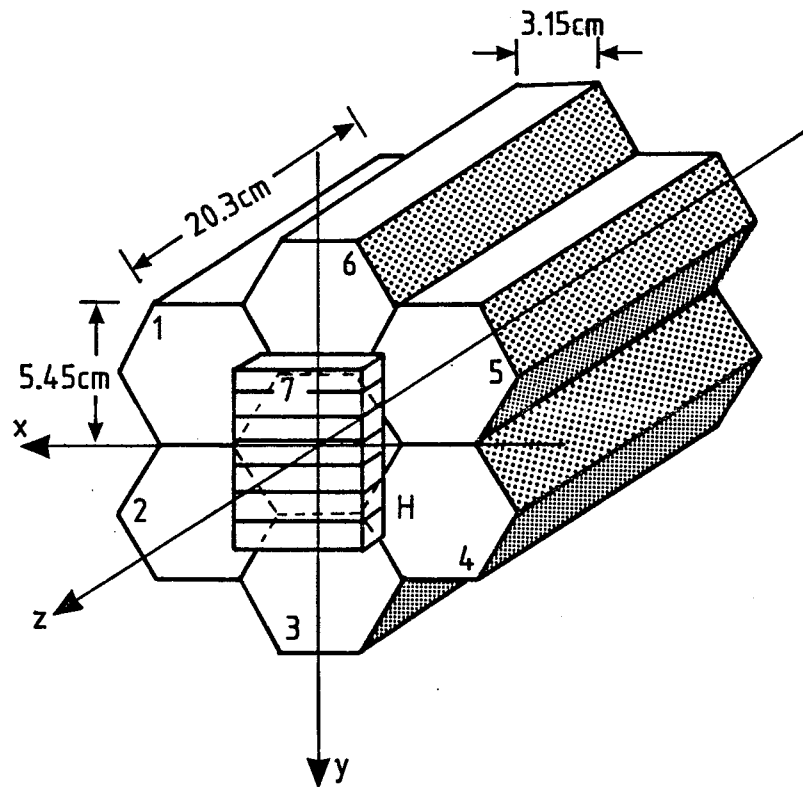


Abbildung 12: Ein BGO-Kalorimeter mit Hodoskop. Die Koordinaten (x, y, z) haben mit denjenigen in der Abbildung 11 nichts zu tun.

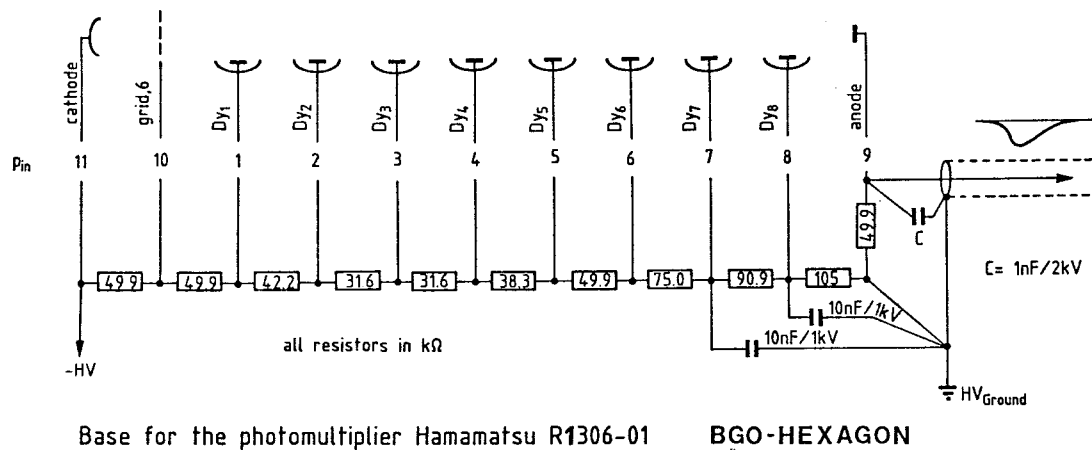
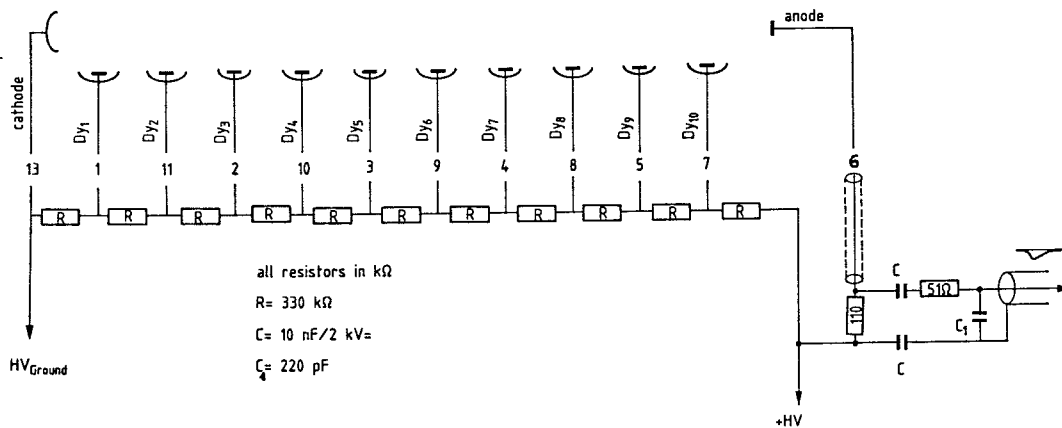


Abbildung 13: BGO-Hexagonbase mit nichtlinearer Widerstandskette. Der Kondensator C dient zusammen mit der Impedanz des Koaxialkabels von 50Ω als Integrator mit $\tau = 50 \text{ ns}$.



Base and network for photomultiplier Hamamatsu R647-01 (BGO-Hodoscope)

Abbildung 14: BGO-Hodoskopbase mit linearer Widerstandskette

4.3.2 BGO-Elektronik

Die BGO-Elektronik besteht im wesentlichen aus zwei Teilen. Einerseits aus der Elektronik (Verstärker oder analoge Summierer) in der Nähe des Detektors und andererseits aus dem BGO-Trigger in der Messhütte.

Das Signal von jedem Modul (sowohl Hexagone als auch Hodoskop) wird nach einer zehnfachen Verstärkung einem Summierer zugeführt (Abbildung 15). Für die Triggerelektronik der BGO-Systeme werden diese Summensignale, die Signale der zentralen Hexagone (#7) und diejenigen der Plastikzähler VB und SP über kurze Kabel (120ns) zur Messhütte geführt. Dagegen sind die Signalleitungen bis zu den ADC⁵ etwa 330 ns lang.

Die BGO-Triggerelektronik ist in der Abbildung 16 gezeigt.

⁵ Ladungsintegrierende ADC: Im Dezember 83 waren es 2249W. Während den folgenden Strahlzeiten war es das System FERA 4300, Für die Hardwaresummen der BGO-Hexagone wurden immer die Spektroskopie-ADC 3511 eingesetzt. Alle sind von Le Croy, Spring Valley, New York, 109077, USA.

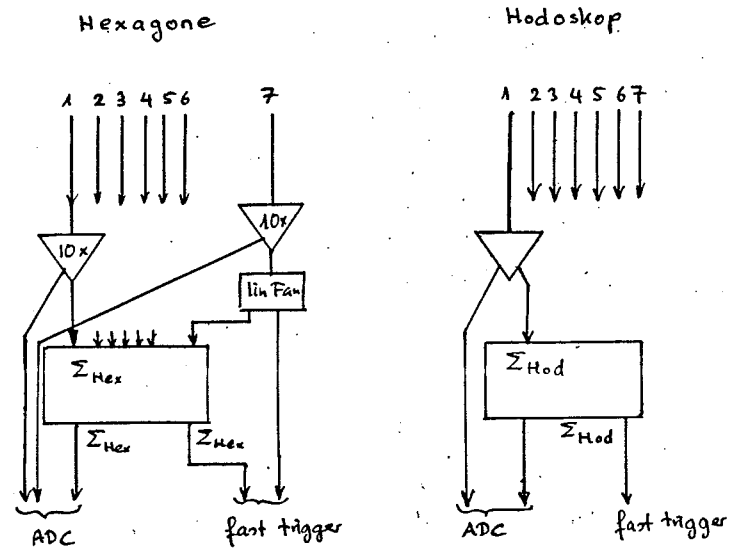


Abbildung 15: Die BGO-Elektronik im Areal

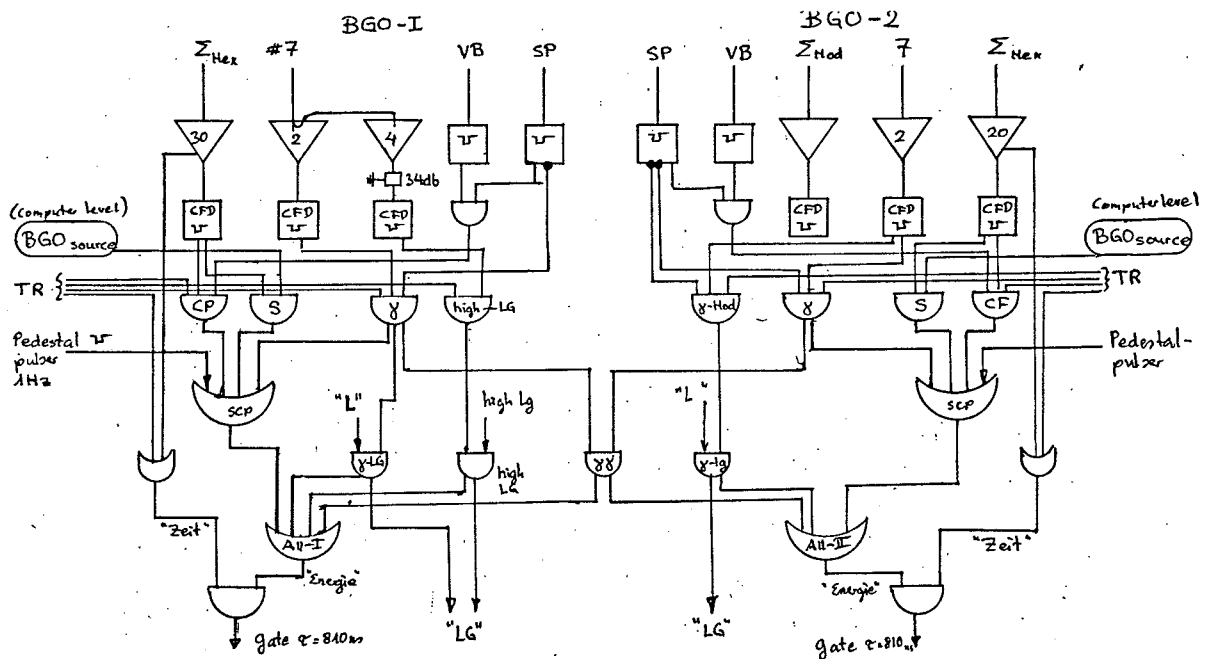


Abbildung 16: Die BGO-Trigger Elektronik im Dezember 83.

4.3.3 Linearität der Energie

Das Verhalten der BGO-Kalorimeter wurde am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung SIN mit Elektronen im Energiebereich von 50 bis 450 MeV getestet [REP84]. Der benützte π M3 Strahl besass eine Impulsauflösung von $\Delta p/p < \pm 1\%$ [REP84] und wurde durch einen $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Szintillator elektronisch kollimiert. Die Elektronen wurden von den Myonen und Pionen durch eine TOF-Anordnung unterschieden. Da μ und π nicht wie die Elektronen aufschauern, wurden sie sowohl zur Stabilitätskontrolle als auch zur Interkalibration der sieben Module verwendet. Bei einem Impuls von 300 MeV/c stoppen sie innerhalb des BGO-Kalorimeters. Die Abbildung 17 demonstriert die Linearität eines BGO-Systems für in der Symmetrieachse des zentralen Moduls auftreffende Elektronen mit verschiedenen Energien. Die Messpunkte können durch das Polynom

$$E_{\text{BGO}} = a + b \cdot E_e + c \cdot E_e^2 \quad \text{mit } |c/b| < 10^{-5} \quad \text{für } 50 \leq E_e \leq 450 \text{ MeV} \quad (20)$$

dargestellt werden, d. h. im ganzen Energiebereich bis 1000 MeV ist der Beitrag des dritten Term gegenüber dem zweiten immer kleiner als 1%.

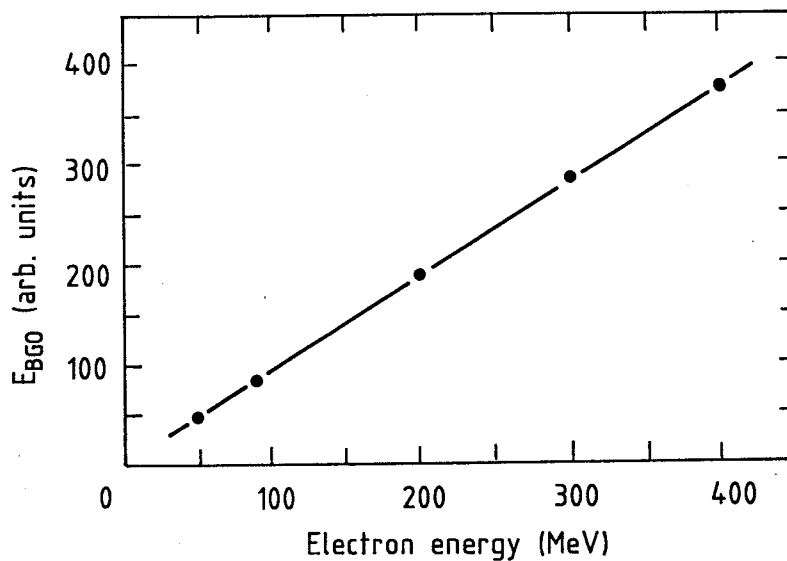


Abbildung 17: Linearitätstest der BGO-Systeme ohne Hodoskop im Elektronenstrahl am SIN.

4.3.4 Inter- und Absolutkalibration

Die Probleme der Energieeichung der BGO-Kalorimeter sind in einer Diplomarbeit [SCHO85] detailliert untersucht worden.

Vor einer Strahlzeit werden die BGO-Module mit Hilfe von ^{228}Th -Quellen ($E_\gamma = 2.6 \text{ MeV}$), welche an der Frontseite von jedem BGO-Kalorimeter angebracht sind, so geeicht, dass die relative Abweichung der Energieeichung der einzelnen Module weniger als $\pm 1\%$ vom Durchschnitt aller sieben beträgt (relative Energieeichung oder Interkalibration). Gleichzeitig wird der Energiebereich auf 1.4 GeV mit einer Genauigkeit von 10% eingestellt.

Mit Hilfe der Spektren von $\bar{p}p$ -Annihilationen wird die relative Energieeichung des BGO-Kalorimeters verfeinert. Durch das Kalorimeter dringende geladene Teilchen, welche durch eine Dreifachkoinzidenz zwischen einem BGO-Modul und den beiden Szintillationszählern VB und SP definiert werden, deponieren pro Modul eine Energie von $E = 198 \text{ MeV}$. Dieses Signal wird sowohl zur Interkalibration (Genauigkeit $\pm 1\%$) als auch zur Kontrolle der zeitlichen Stabilität der Energieeichung ($\pm 0.5\%$) während der ganzen Strahlzeit verwendet. Eine andere Möglichkeit zur Interkalibration ist die Analyse des Verlaufs des γ -Spektrums von jedem einzelnen Modul. Bei γ -Energien oberhalb 700 MeV können die Energiespektren von jedem einzelnen Modul durch

$$N(E) = N_0 \cdot \exp(b \cdot (E_0 - E)^{0.5}) \quad (21)$$

dargestellt werden, wobei der Endpunkt E_0 bei allen sieben Modulen gleich sein muss. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt $\pm 1\%$. Es zeigt sich, dass diese beiden Methoden, obwohl die $\pi^\pm$ und γ sich völlig anders im Kalorimeter verhalten, die gleichen Kalibrationskonstanten (auf $\pm 1\%$) ergeben.

Die absolute Energieeichung aller sieben Hexagone zusammen (Hard- und Softwaresumme) basiert auf den Endpunkten der inklusiven γ -Spektren, auf der invarianten Masse und auf der γ -Linie ($E_\gamma = 129.4 \text{ MeV}$) der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \gamma + n$. Die so bestimmte absolute Energieeichung des BGO-Kalorimeters ist auf $\pm 1\%$ genau.

Die Hodoskope werden sowohl mit einer ^{228}Th -Quelle als auch mit Hilfe der geladenen Teilchen geeicht. Minimalionisierende, geladene Teilchen hinterlassen etwa 9 MeV pro Hodoskopmodul

[PPD84]. Doch wegen der Inhomogenität der Lichtausbeute (siehe nächster Abschnitt) wird die Energieeichung nicht besser als $\pm 5\%$.

4.3.5 Homogenität der Lichtausbeute und die Energieauflösung

Für die von der Herstellerfirma gelieferten Hexagone wurden folgende Spezifikationen, welche die optische Qualität der Kristalle widerspiegeln, verlangt.

- Energieauflösung bei $E_\gamma = 0.667 \text{ MeV}$ (^{137}Cs) soll $\Delta E/E < 20\%$ (FWHM) betragen
- Die Linearität der Lichtausbeute entlang der Kristallachse soll besser sein als $\pm 2.5\%$, wobei die letzten 2.5cm vor dem Photomultiplier ausgenommen sind.

Um die erste Bedingung zu erfüllen, werden alle Kristalle mit dünner, weisser und diffus reflektierenden Folie bedeckt. Wie EGS-Simulationen [REP84] zeigen, bringt ein elektromagnetischer Schauer seine Energie umso tiefer in das BGO-Material hinein, je grösser die Energie der eindringenden Elektronen oder γ ist. Für γ -Energien bis zu 1 GeV werden im Mittel 90% der Energie in den ersten zehn Strahlungslängen deponiert. Damit das Photomultiplier-Signal proportional zu der im Kristall deponierten Energie ist (Linearität der Energie), muss der Photonenfluss zur aktiven Fläche des Photomultipliers hin unabhängig von dessen Entstehungsort im Kristallvolumen sein (Homogenität). Nun aber sind BGO-Kristalle nicht perfekt; während dem Herstellungsprozess eingedrungene Verunreinigungen sitzen vor allem in Schichten senkrecht zur Achse und können Photonen absorbieren, was die Homogenität der Lichtausbeute beeinträchtigt. Doch sind bei allen Hexagonen die ersten zehn Strahlungslängen relativ sauber. Damit werden die Photomultiplier an die gegenüberliegenden Enden angeklebt. Die Inhomogenitäten werden durch Entfernung der Reflektorfolie an geeigneten Stellen soweit kuriert, bis die Spezifikationen erfüllt sind [KOB84]. Natürlich gehen durch diese Massnahmen Photonen verloren, d. h. die Energieauflösung mit Quellen wird schlechter. Die gleichzeitige Erfüllung beider Spezifikationen garantiert damit optisch gute Kristalle. Die Abbildung 18 zeigt die Lichtsammlung als Funktion des Abstandes zum Photomultiplier [SPO83]. Dabei wurde ein auf 3 mm Durchmesser kollimierter γ Strahl einer ^{137}Cs Quelle ($E_\gamma = 0.667$

MeV) senkrecht entlang der Kristallachse geführt. Diese Messungen wurden mit einem $2 \times 2 \text{ mm}^2$ π^- -Strahl von 800 MeV/c Impuls, der einen Hexagon quer durchdrang, bestätigt.

Die vom Entstehungsort der Lichtquanten innerhalb des Kristallvolumens abhängige Lichtausbeute verfälscht die Interkalibration mit durchdringenden geladenen Teilchen um weniger als 1%.

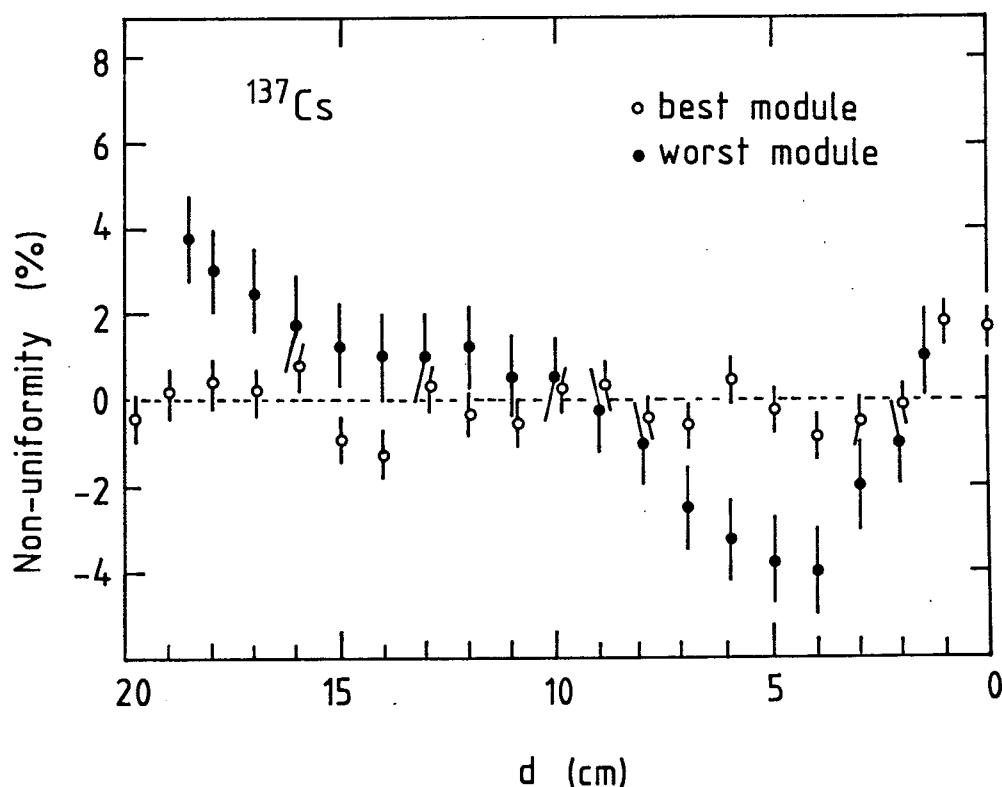


Abbildung 18: Die Lichtsammlung entlang der BGO Achse. Es wurde eine kollimierte ($d=3\text{mm}$) ^{137}Cs Quelle benutzt. Ein fast ideales und das bezüglich der Homogenität schlechteste Modul sind dargestellt. Der Photomultiplier befindet sich bei $d=0 \text{ cm}$ [SPO83].

Die Energieauflösung mit γ -Energien unterhalb 3 MeV (Quellen) ist in Abbildung 19 dargestellt, dabei wurde das von der Elektronik herrührende Rauschen (äquivalent zu 200 keV) quadratisch subtrahiert. Die Quellen beleuchten immer die Frontseite der Hexagone.

In der Abbildung 20 sind die Energieauflösungen der Messdaten vom SIN (siehe Unterabschnitt 4.3.3) und einer EGS-Simulation [REP84] eingezeichnet. Die Energieauflösung für Elektronen kann durch

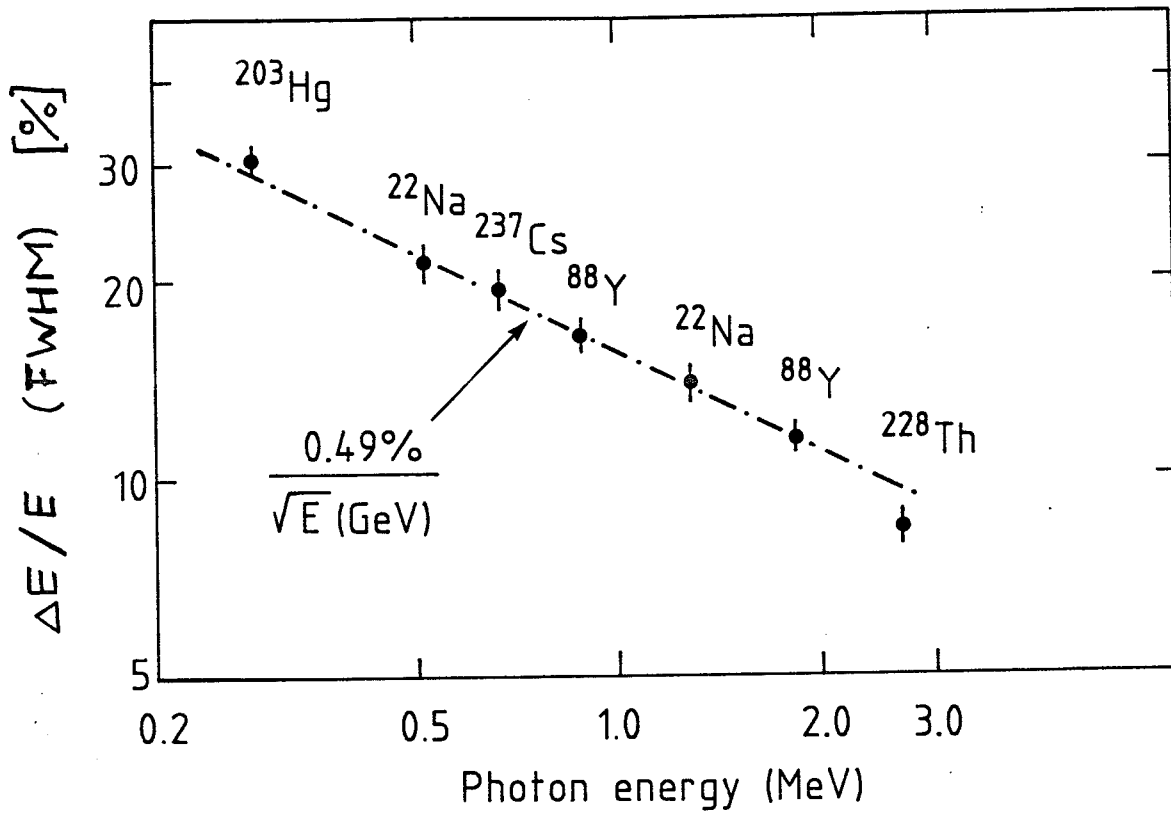


Abbildung 19: Energieauflösung (FWHM) eines Hexagons für γ -Energien bis 3 MeV [REP84].

$$\Delta E/E \text{ (FWHM)} = 2.65\% / \sqrt[4]{E}, \quad E \text{ in [GeV]} \quad (22)$$

beschrieben werden, also mit einem modularen NaI(Tl)-System [BLU83] durchaus vergleichbar. Die EGS-Rechnungen stimmen mit den Messdaten recht gut überein; nur bei Elektronenenergien unterhalb 100 MeV sind die EGS-Resultate unerklärlicherweise systematisch zu klein, obwohl die Photonenstatistik und die Inhomogenitäten der Lichtsammlung berücksichtigt wurden [REP84].

Die während den $\bar{p}$ -Strahlzeiten erreichte γ -Energieauflösung der BGO-Systeme (ohne Hodoskope) verschlechtert sich wegen ratenabhängigen Effekten und wegen der grossflächigen Bestrahlung des Systems zu

$$\Delta E/E \text{ (FWHM)} = (4.0 - 4.5\%) / \sqrt[4]{E}, \quad E \text{ in [GeV]}. \quad (23)$$

Der Unterschied zwischen den Energieauflösungen (22) und (23) lässt sich im Detail wie folgt erklären:

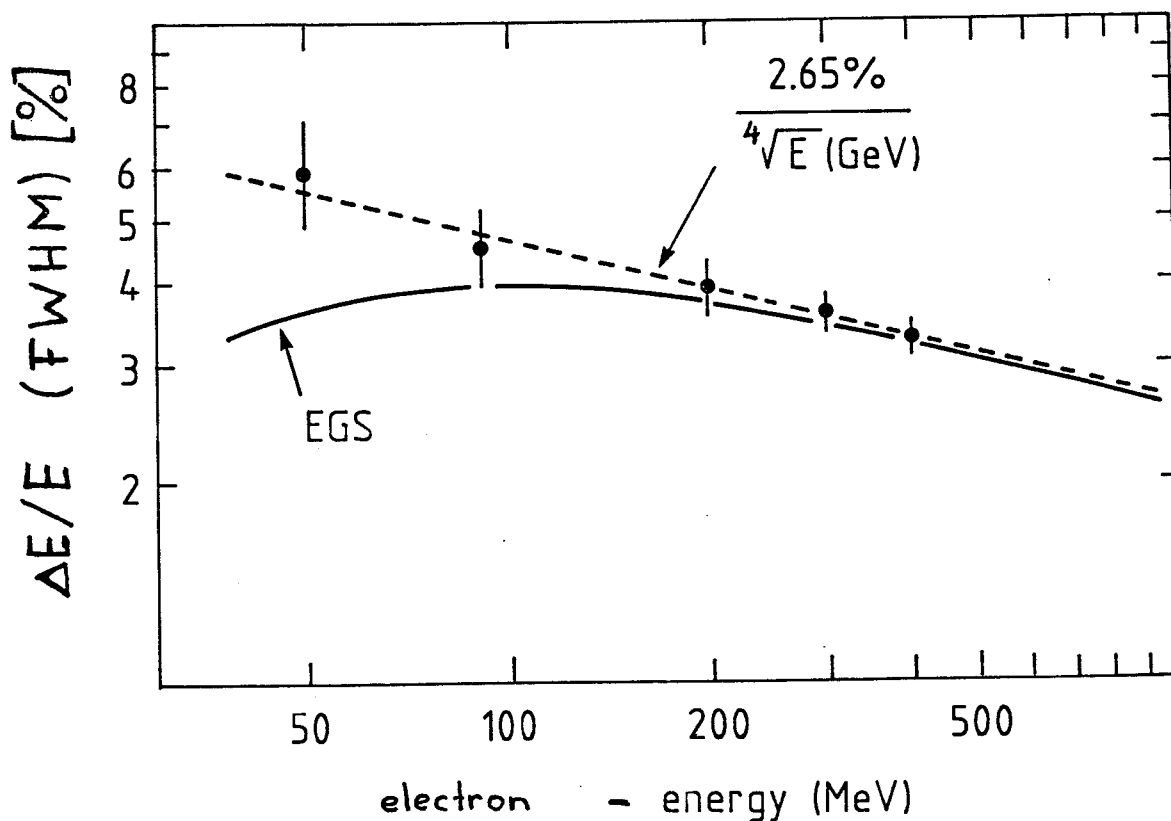


Abbildung 20: Die Energieauflösung eines BGO-Systems für Elektronen.

Am SIN wurde ein Elektronenstrahl von 1.1 cm^2 Querschnitt mit wohldefinierter Energie ($\Delta E/E = \pm 1\%$) auf ein BGO-Kalorimeter gerichtet. Das heisst die elektromagnetischen Schauer, verursacht durch die Elektronen, haben jeweils die gleichen "Startbedingungen".

Bei den $\bar{p}p$ -Daten hingegen wurden die BGO-Kalorimeter gleichmässig mit γ verschiedenster Energie bestrahlt. Damit ist der Startpunkt eines γ -Schauers nicht immer derselbe und die von der Auftreffposition abhängigen Randverluste der γ -Energien spielen eine Rolle. Die Energieauflösung muss aus den inklusiven γ -Spektren und aus $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, bei denen ein BGO beteiligt ist, abgeleitet werden. Das einzige monoenergetische γ -Signal stammt von der sekundären Reaktion

$$\pi^- p \{\text{in Ruhe}\} \rightarrow \gamma + n, \quad E_\gamma = 129.4 \text{ MeV} \quad (24)$$

Allerdings ist damit wegen der niedrigen Statistik von etwa 10^{-3} pro $\bar{p}p$ -Annihilation die γ -Energieauflösung nur auf 10% genau bestimmbar (vergleiche Abbildung 39a). Eine andere

Möglichkeit bietet das inklusive γ -Spektrum oberhalb 700 MeV an, bei der zur Erklärung des Spektrums eine Energieauflösung des BGO-Systems wie in Gleichung (23) angenommen werden muss. Allerdings ist diese Methode von der absoluten Energieeichung des BGO-Kalorimetres abhängig, d. h. bei einer Unsicherheit in der absoluten Eichung von $\pm 1\%$ wird Gleichung (23) bei $E = 1$ GeV zu $4.5 \pm 0.5\%$.

Die Homogenität der Lichtsammlung bei den BGO-Hodoskopen wurde ebenfalls mit einer ^{137}Cs -Quelle gemessen (Abbildung 21). Die Energieauflösung bei $E_\gamma = 0.667$ MeV beträgt etwa 25% (FWHM).

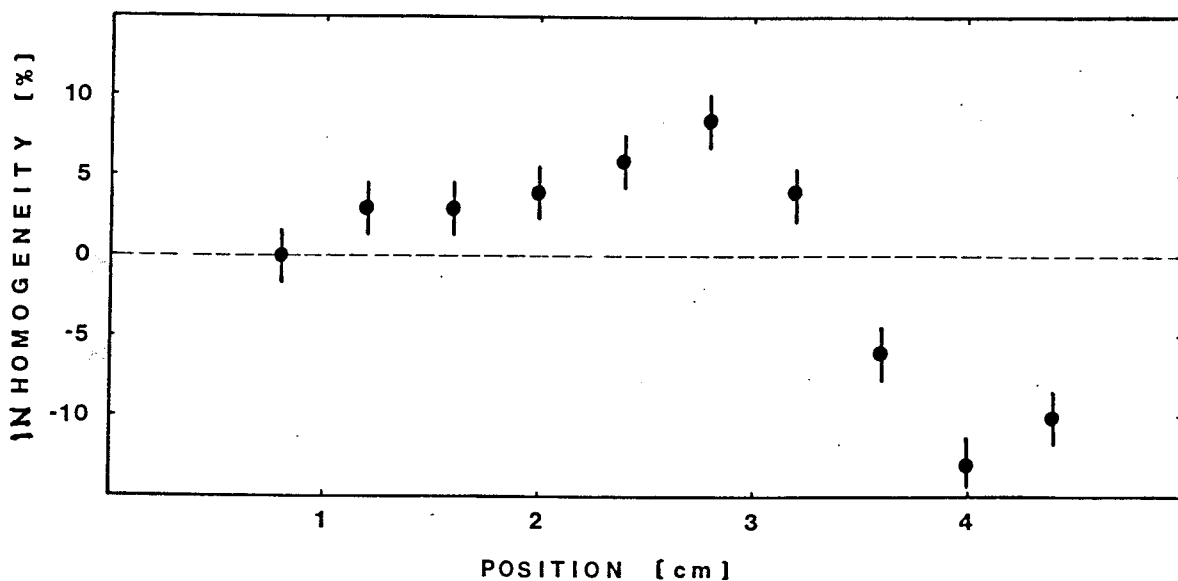


Abbildung 21: Inhomogenität eines BGO-Hodoskops. Der Photomultiplier befindet sich bei $d = 5\text{cm}$. Diese Abbildung ist der Referenz [SPO83] entnommen worden.

In einem BGO-Kalorimeter mit Hodoskop werden je nach γ -Energie bis zu etwa 50% der γ -Energie im Hodoskop deponiert. Wegen der Interkalibration der einzelnen Hodoskopmodule unter sich und bezüglich den Hexagonen sowie wegen der inhomogenen Lichtausbeute (Abbildung 21) wird die Energieauflösung des Gesamtsystems nochmals schlechter, falls das γ im Hodoskop konvertiert hat. Dies kann mit dem monoenergetischen π^0 -Signal ($E_{\text{tot}} = E_1 + E_2$) der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + (\rho^0, \omega)$ abgeschätzt werden, das mit einer B2L-Koinzidenz gemessen wird. Dabei wird die Energieauflösung

des Bleiglasses wie in Unterabschnitt 4.4.8 genommen. Bei einer γ -Energie von etwa 428 MeV (symmetrischer π^0 -Zerfall) wird die Energieauflösung um 1.2% schlechter, falls das γ im Hodoskop konvertiert hat. Sind wie im August 84 zwei Hodoskope hintereinander, dann wird sie insgesamt um 2.4% gegenüber Gleichung (23) schlechter.

4.3.6 Positionsrekonstruktion und Winkelauflösung

Etwa die Hälfte der γ konvertieren im Hodoskop. Damit kann die y-Koordinate (siehe Abbildung 12) der Auftreffposition mit einer Auflösung von $\Delta y = 2.35 \cdot d / \sqrt{12} = 0.75$ cm (FWHM) angegeben werden, wobei d der Breite eines Hodoskopmoduls entspricht. Sprechen mehrere Module an, dann wird dasjenige mit der grössten Energie verwendet. Damit wird Δy unabhängig von der Anzahl der angesprochenen Hodoskopmodule. Für die x-Richtung muss bei der Positionsrekonstruktion die Energie-Information der Hexagone verwendet werden.

Konvertiert das γ nicht im Hodoskop, dann wird für die Rekonstruktion der Position die Energieverteilung des γ -Schauers innerhalb der Hexagone verwendet. Ein Ansatz dafür ist

$$x = \sum (x_i \cdot E_i^\alpha) / \sum E_i^\alpha \quad y = \sum (y_i \cdot E_i^\alpha) / \sum E_i^\alpha \quad (25)$$

wobei das Modul i die Energie E_i hat. Der Parameter α wird mit Hilfe von im Hodoskop konvertierten γ so bestimmt, dass die Abweichung der Hodoskopposition von y in Gleichung (25) minimal wird. Er ergibt sich zu $\alpha = 0.375$. Allerdings erhalten die Hexagone mit kleinen Energien wegen $\alpha < 1$ gegenüber denjenigen mit viel Energie ein zu grosses Gewicht. Damit verschiebt sich die rekonstruierte Position gegenüber der Hodoskopposition systematisch zum Zentrum hin, je peripherer das γ auf die Frontseite des BGO-Detektors auftrifft (Abbildung 22).

Dieser Mangel von Gleichung (25) kann unter Ausnützung der hexagonalen Symmetrie der BGO-Module behoben werden (Abbildung 22, zweiter Algorithmus). Aufgrund der hexagonalen Symmetrie reicht es, zur Herleitung des verbesserten Rekonstruktionsalgorithmus nur die Energien der Hexagone 5, 6, 7 zu benützen (siehe Abbildung 12), wobei allerdings das Modul Nummer 6 die grössere Energie als 5 haben muss. Dabei wird vorausgesetzt, dass keines der restlichen vier Module

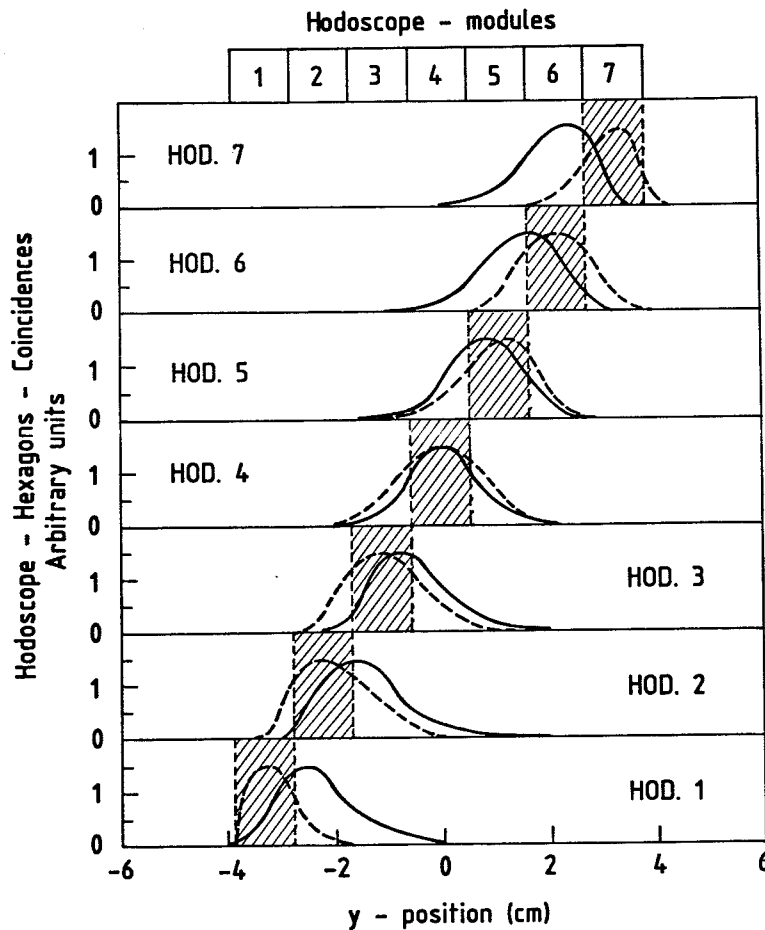


Abbildung 22: Positionsrekonstruktion für die BGO-Hexagone. Die durchgezogene Kurve wurde mit Gleichung (25) und die gestrichelte wurde mit dem zweiten Algorithmus bestimmt. Das γ hat dabei jeweils im Hodoskop konvertiert.

eine grössere Energie als das Modul 5 hat. Es zeigt sich, dass die y -Koordinate, welche sich empirisch mit Hilfe der Hodoskopinformation aus dem Verhältnis $A = \log(E_7/E_6)$ ermitteln lässt, unabhängig vom Verhältnis $B = \log(E_6/E_5)$ ist. Da das ganze BGO-System homogen bestrahlt wird, lässt sich B bestimmen. Damit lassen sich die γ -Positionen von Ereignissen, bei denen zwei benachbarte, periphere Module die grössten Energien (neben dem zentralen Modul) aufweisen, auf die Verhältnisse A und B zurückführen. Die Abbildung 22 demonstriert die Qualität des zweiten Algorithmus. Beide Rekonstruktionsalgorithmen zeigen allerdings bei zweidimensionaler Darstellung (x,y) der rekonstruierten Verteilungen immer noch Strukturen, deren Elimination wegen der lateralen Grösse der Module und den damit verbundenen geringen Schauerfluktuationen niemals gelingen kann.

Mit Hilfe der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta(\eta \rightarrow 2\gamma) + \omega$ kann die Positionsauflösung vom BGO (ohne Hodoskop) aus der Winkelverteilung von Θ (analog Abbildung 32) des η -Spektrums von B2L-Koinzidenzen ermittelt werden. Das Signal ist von der Form der Gleichung (60), Appendix A gefaltet mit der Winkelauflösung, die sich aus den Winkelaufösungen des Bleiglas- (Δ_{LG}) Gleichung (36), des BGO-Kalorimeters (Δ_{BGO}) und dem $\bar{p}p$ -Annihilationsvolumen Δ_{ann} (Tabelle 1) wie folgt zusammensetzt

$$\Delta^2 (\text{FWHM}) = \Delta_{BGO-2}^2 + \Delta_{LG}^2 + 2\Delta_{ann}^2 \quad (26)$$

Damit wird die Positionsauflösung bei der γ -Energie $E=428$ MeV zu $\Delta_{BGO-2} = 1.30$ cm. Für γ -Energien kleiner als etwa 20 MeV, d. h. etwa der Schwelle für akzeptierte γ -Ereignisse (Tabelle 6), verteilt sich die γ -Energie in den meisten Fällen nur noch auf das zentrale Modul. Damit wird die Positionsauflösung zu $\Delta_{BGO-2} = 2.35 \cdot b / \sqrt{12} = 3.67$ cm (b ist der Durchmesser eines Hexagons (Abbildung 12). Damit kann die Energieabhängigkeit der Positionsauflösung wie folgt angenähert werden (dabei wird angenommen, dass ein "zweiter Messpunkt" bei $E=20$ MeV mit einer Ortsauflösung von $\Delta_{BGO} = 3.76$ cm existiert)

$$\Delta_{BGO} (\text{FWHM}) = \begin{cases} 3.67 \text{ cm} & \text{für } E < 0.02 \text{ GeV} \\ 0.95 \text{ cm} \cdot E^{-0.37} & \text{für } E > 0.02 \text{ GeV} \end{cases}, \quad (E \text{ in [GeV]}) \quad (27)$$

4.3.7 Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{BGO}

Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ für ein γ hängt sowohl von seiner Auftreffposition auf den Detektor als auch davon ab, welche Bedingungen die Energien der einzelnen Hexagonmodule zu erfüllen haben. Als Forderung an ϵ bei den BGO-Systemen (ohne Hodoskop) gilt, dass im Zentrum vom zentralen Modul $\epsilon = 1$ ist, d. h. ein γ wird hier immer nachgewiesen, während am Rande des Detektors $\epsilon = 0$ sein soll, d. h. das γ wird hier in jedem Fall verworfen, da die Energieverluste aus dem Detektor hinaus signifikant werden.

Ein plausibler Ansatz für den Verlauf von ϵ ist eine "Wood-Saxon"-Funktion:

$$\epsilon(r) = \{1 + \exp(-r_0/z)\} / \{1 + \exp((r-r_0)/z)\} \quad \text{mit } \epsilon(r=0) = 1 \quad (28)$$

Bei der Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ werden die Daten eines BGO-Systems mit Hodoskop verwendet (z. B. BGO-2 während der Strahlzeit im Dezember 83). Dabei soll das Hodoskop angesprochen haben.

Da das Hodoskop gleichmässig von γ bestrahlt ist, wird die Anzahl N_i der Koinzidenzen zwischen dem Hodoskopmodul i und den Hexagonen zu

$$N_i = \iint \epsilon(\{x^2 + y^2\}^{0.5}) dx \cdot dy \quad (29)$$

die Integration läuft dabei über die Frontfläche des Hodoskopmoduls i . Durch den Vergleich der berechneten N_i/N_4 ($i=4$ ist das mittlere Hodoskopmodul) mit den experimentellen Daten wird z und r_0 bestimmt. Um die Berechnung der geometrischen Akzeptanz zu vereinfachen, wird der Äquivalenzradius R , bei dem für $r \leq R$ eine Ereignisse immer akzeptiert wird und für $r \geq R$ es immer verworfen wird, folgendermassen definiert:

$$R^2 = 2 \cdot \int_0^\infty r \cdot \epsilon(r) \cdot dr \quad (30)$$

Die Parameter r_0 , z und R sind vom Verhältnis der Energie des zentralen Moduls (E_7) zur gesamten Energie des BGO-Systems (E_{tot}) abhängig. Damit wird für $E_\gamma \geq 300$ MeV

E_7/E_{tot}	≥ 0.15	≥ 0.50
r_0 [cm]	2.85 ± 0.05	2.45 ± 0.10
z [cm]	0.15 ± 0.05	0.20 ± 0.05
R [cm]	2.87 ± 0.05	2.48 ± 0.10

(31)

Dabei soll zusätzlich für $E_7/E_{\text{tot}} \geq 0.15$ die Bedingung $E_7 \geq 0.5 \cdot (E_{\text{tot}} - E_i)$ gelten, wobei i dasjenige periphere Modul mit der maximalen Energie ist. Das heisst der Äquivalenzradius R ist mit den Bedingungen (31) immer noch von der Grösse des Radius des zentralen Hexagons.

4.4 Bleiglassystem

4.4.1 Die Bleiglasmodule

Das Bleiglaskalorimeter arbeitet als Cerenkovzähler. Damit wird eine geringere Energieauflösung der Bleiglasmatrix erwartet als bei den BGO-Systemen.

Alle 160 Bleiglasmodule⁶ sind identisch aufgebaut (Abbildung 23). Das verwendete Bleiglas F2 wurde wegen seinem grossen Molièreradius von etwa 3.5 cm ausgewählt, damit sich die Energie eines γ -Schauers über mehrere Module hinweg verteilen kann, so dass der Auftreffpunkt aufgrund der Energieverteilung rekonstruiert werden kann. In der Tabelle 4 sind die wichtigsten Eigenschaften von F2 aufgeführt.

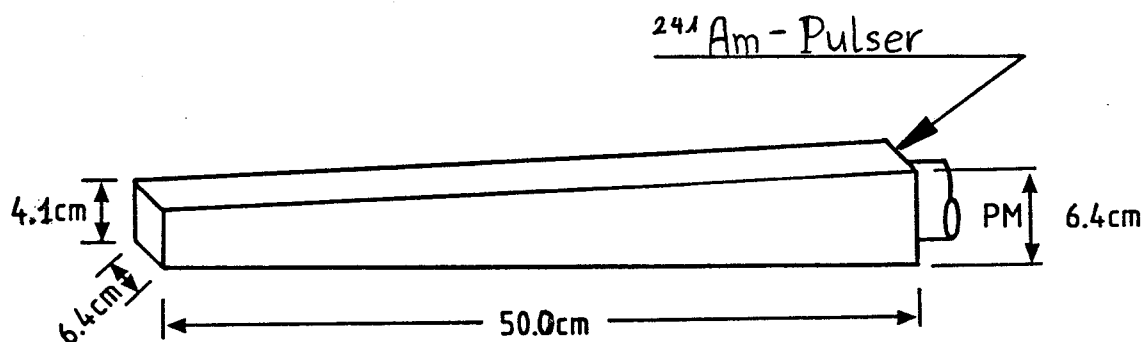


Abbildung 23: Ein Bleiglasmodul mit dem ^{241}Am -Pulser

Tabelle 4: Eigenschaften des Bleiglasses F2 [JAH77]

Dichte ρ [gcm^{-3}]	3.61	
Kritische Energie E_c [MeV]	18.2	
Strahlungslänge X_0 [cm]	3.04	
Molièreradius X_M [cm]	3.52	berechnet durch $X_M = 21 \cdot X_0 / E_c$

⁶ Hergestellt von Jenaer Glaswerk Schott & Gen, Mainz, BRD

Der 2"-Photomultiplier EMI-9839B ist mit dem Zweikomponenten-Epoxiklebstoff Epotek 301-2⁷ (Brechungsindex $n = 1.54$) auf die $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$ Seite des polierten Bleiglas geklebt. Unmittelbar neben der Röhre ist ein ^{241}Am -Pulser auf das Bleiglas geleimt (Abbildungen 23, 24), der zur Interkalibrierung und zur Stabilitätskontrolle dient. Dabei ist auf der einen Seite eines 2 mm dicken Plastiksintillatorscheibchens (NE102A) von 8 mm Durchmesser ein Americiumsalz aufgetragen, das das Isotop ^{241}Am (α -Strahler, $E_\alpha = 5.48 \text{ MeV}$) von etwa 300 Bq Aktivität enthält. Das von der α -Strahlung im Szintillator erzeugte Licht hat eine Anstiegs- und Abfallzeit von etwa 2 ns und entspricht einer γ -Energie von 20-60 MeV mit einer Energieauflösung von 20 - 30% (FWHM). Damit kann die gesamte Bleiglasmatrix inklusive Elektronik anhand der ^{241}Am -Spektren überprüft werden. Für eine ausreichende Statistik genügt eine halbe Stunde Akkumulationszeit. Das Bleiglasende ist mit einer $0.6 \times 6.4 \times 6.4 \text{ cm}^3$ PVC Platte. abgedeckt, einerseits zum Schutz der Bleiglasmodule bei der Montage auf das Gestell, das die ganze Bleiglasmatrix trägt, und andererseits um die negative Kathode der Röhre von diesem Eisengestell zu isolieren. Jedes Modul ist mit einer $20 \mu\text{m}$ dicken aluminisierten Mylarfolie als Lichtreflektor versehen. Als Lichtisolation dient eine $100 \mu\text{m}$ starke schwarze PVC-Folie.

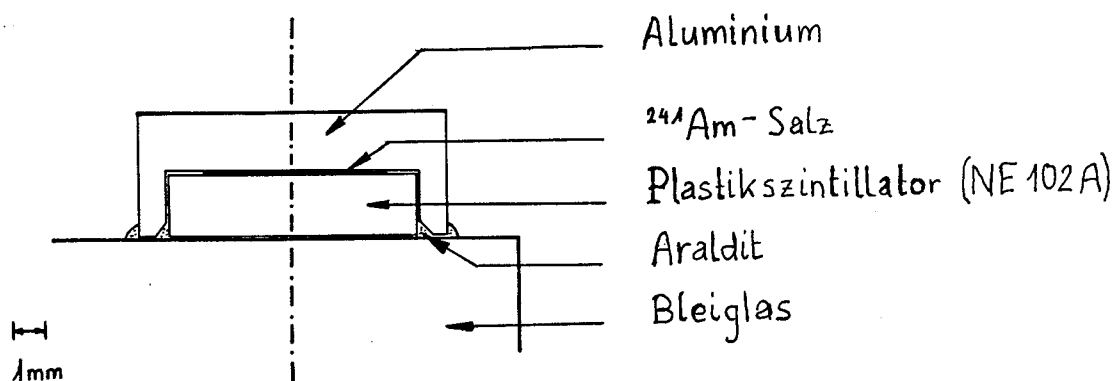
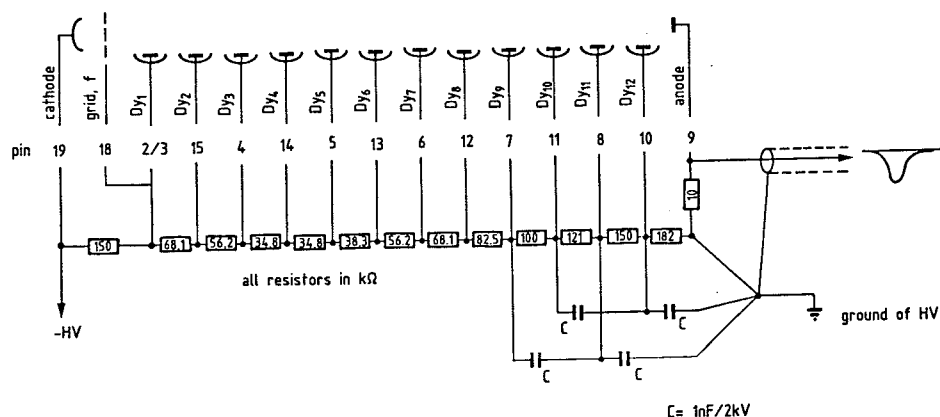


Abbildung 24: Der Americium-Pulser

Wegen den kurzen Lichtimpulsen des Cerenkovlichts (kürzer als die Anstiegs- und Abfallzeit des Photomultipliers von etwa 10 ns) und damit entsprechend grossen momentanen Signalströmen, muss die Base eine progressiv verlaufende Widerstandskette aufweisen (Abbildung 25), damit das

⁷ Hergestellt von Epotecn, Vélizy, Frankreich

Ausgangssignal proportional zur im Modul deponierten γ -Energie (bis zu etwa 1.4 GeV) bleibt.



Base for the photomultiplier EMI 9839B (leadglass)

Abbildung 25: Die Bleiglasbase

4.4.2 Aufbau der Bleiglasmatrix, Vetoähler

Wie in der Abbildung 11a angedeutet ist, sind die 160 Module in 40 Reihen angeordnet. Die Matrix hat einen Öffnungswinkel gegenüber dem Detektorzentrum von $120.2^\circ \pm 0.5^\circ$, d. h. jede Reihe überdeckt 3° . Der Abstand der $4.1 \cdot 6.4 \text{ cm}^2$ Frontseite zum Detektorzentrum hin beträgt 79 cm. Die Distanz zwischen den einzelnen Modulen beträgt in azimuthaler Richtung an der Frontseite 0 mm. Die Module sitzen auf einer Halterung, so dass eine Reihe an der hinteren Seite in azimuthaler Richtung insgesamt 6.7 cm beanspucht. In z-Richtung gibt es keinen Zwischenraum.

Die 41 Plastikszintillatoren VL befinden sich etwa 5 cm oberhalb der Bleiglasfrontseite, sind je 0.5 cm stark, 25 cm lang und decken jeweils zwei Bleiglasreihen ab (Abbildung 11a). Die beiden Szintillatorreihen à 20 resp. 21 Stück sind um 3° zueinander versetzt, sodass kein geladenes Teilchen, das vom Detektorzentrum herkommt, in die Bleiglasmatrix eindringen kann, ohne wenigstens einen Szintillator zu treffen.

4.4.3 Bleiglaselektronik

Die Bleiglaselektronik, wie sie während den Strahlzeiten im August 84 und im Mai 85 aufgebaut war, ist aus der Abbildung 26 ersichtlich. Dabei werden nur die unmittelbar zu einem Modul gehörenden

Komponenten berücksichtigt. Alle analogen Signale werden über 30 m lange BNC-Kabel vom Detektor zur Messhütte geleitet. Die Signale der Vetoähler VL werden über einen Diskriminator sowohl einem Register (PU) als auch einer schnellen Logikeinheit LU zugeführt. Ebenso werden die Analogsignale der Bleiglasmodule via Diskriminatoren der LU zugeführt. Die Logikeinheit LU ist im schnellen Trigger integriert und soll durch topologische Kriterien innerhalb 35 ns herausfinden, ob die in einem Teil der Bleiglasmatrix deponierte Energie von einem geladenen Teilchen oder von einem γ herrührt. Ein neutraler Schauer wird erkannt, falls kein Vetoähler vor einem zusammenhängenden Gebiet mit Energie angesprochen hat. Zwei oder mehr γ -Schauer werden erkannt, falls mindestens eine Bleiglasreihe mit weniger als 20 MeV zwischen jeweils zwei mit Energie versehenen Gebiete ohne VL-Signal vorhanden ist. Diese LU reduziert den Datenfluss je nach Trigger bis zu 80%. Die identisch aufgebauten Analogsummierer ($\Sigma 1 - \Sigma 4$) sind jeweils für die vier Bleiglasreihen in azimuthaler Richtung (φ) zuständig. Die Trigger Elektronik der Bleiglasmatrix ist in der Abbildung 27 ersichtlich.

Die 11Bit-ADC⁸ haben eine Konversionszeit von etwa 10 μ s. Dank ihrer Konstruktion können die Pedestal, d. h. die Kanalzahl bei keinem Analogsignal, direkt bei der ADC-Auslese abgezogen werden.

Im Dezember 83 wurden noch die konventionellen ADC⁹ mit einer Konversionszeit von etwa 100 μ s verwendet. Die LU war nicht im Trigger und jedes aufgezeichnete Ereignis ist zugleich immer in Koinzidenz mit einem BGO.

4.4.4 Energieeichung und Stabilisierung

Vor jeder Strahlzeit wird die Bleiglasmatrix mit Hilfe der Americiumpulser und der kosmischen Strahlung geeicht. Das Energiespektrum der Am-Pulser von jedem Bleiglasmodul i enthält nach einer Stunde Akkumulationszeit genügend Statistik, um den Kalibrationsfaktor c_i von jedem Modul i so zu bestimmen, dass $(E_i - 40 \text{ MeV})/E_i \leq 25\%$ gilt, wobei $E_i = c_i C_i$ (mit dem ADC-Inhalt C_i) bedeutet. Mit Hilfe der kosmischen Strahlung (Myonen), welche in jedem Bleiglasmodul ein γ -Energieäquivalent von etwa 500 MeV hinterlassen, kann jedes Modul i auf $\pm 10\%$ genau interkalibriert werden. Diese

⁸ FERA-System 4300, Le Croy Spring Valley, New York, 10977, USA

⁹ 2249W, Le Croy Spring Valley, New York, 10977, USA

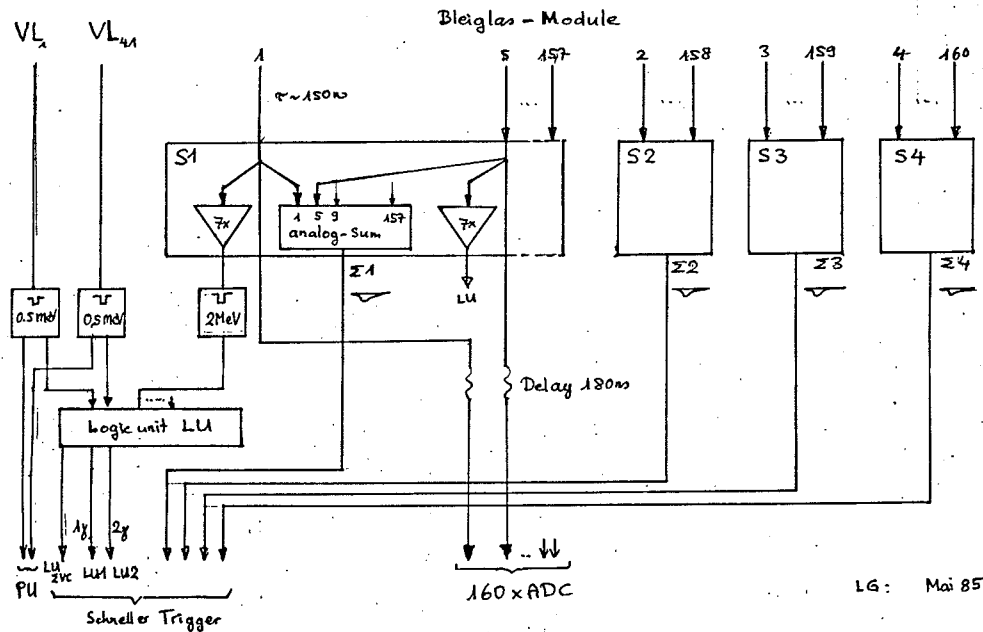


Abbildung 26: Die Bleiglas Elektronik während den Strahlzeiten im August 84 und im Mai 85

Genauigkeit ist durch die während 24 Stunden gesammelte Statistik von etwa 30 bis 12 Ereignisse pro Modul limitiert. Dabei werden nur die Myonen berücksichtigt, die sowohl ein Signal in nur einem Modul erzeugen, als auch durch einen im Zentrum des Detektors horizontal angebrachten $1 \cdot 30 \cdot 30 \text{ cm}^3$ grossen Plastiksintillator ("costel" in Abbildung 27) dringen. Diese Statistik ist konsistent mit dem Fluss der harten kosmischen Strahlung von etwa $1.7 \cdot 10^2$ Ereignisse pro $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ und einer $\cos^2$ Verteilung zur Vertikalen. Die so erhaltene Energieeichung von jedem Bleiglasmodul ist von der Grössenordnung der Energieauflösung des Bleiglassystems (Unterabschnitt 4.4.8), d. h. für die Trigger-Bedingungen während der Strahlzeit genügend genau.

Eine Verfeinerung der Energieeichung wird mit den $\bar{p}p$ -Daten selber durchgeführt. Für die Interkalibration wurde während jeweils einem Spill pro Strahlzeit jedes Bleiglasereignis mit mindestens 10 MeV Gesamtenergie auf Band geschrieben. Das Energiespektrum von jedem Modul verläuft zwischen 300 und 800 MeV exponentiell, d. h. proportional zu $\exp(-c_i \cdot C_i)$, wobei C_i die Kanalzahl des ADC's ist. Durch Anpassung der Konstanten c_i wird die Interkalibration des Bleiglassystemes auf

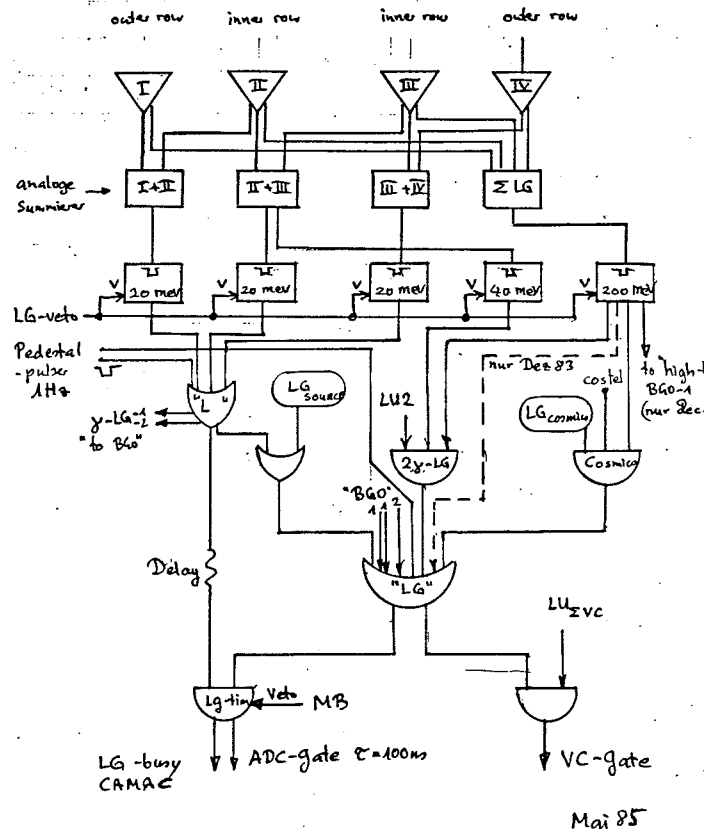


Abbildung 27: Die Bleiglas Elektronik : der schnelle Trigger im August 84 und im Mai 85

< 5% genau. Die so bestimmten c_i können mit Hilfe der invarianten Masse der π^0 (Appendix A) von LL-Koinzidenzen überprüft werden. Dabei muss bei mindestens einem γ -Schauer 60% oder mehr der γ -Energie in dem zu kalibrierenden Modul deponiert worden sein. Die Positionen der 160 π^0 -Signale sind in der Abbildung 28 ersichtlich. Wegen

$$\delta E/E = 2 \delta m/m \quad (32)$$

können die Interkalibrationskonstanten c_i für das Modul i berechnet werden. Die so erreichte Genauigkeit beträgt etwa 5% (FWHM) (Abbildung 28).

Zusätzlich kann mit dieser Methode die Stabilität des Bleiglassystems während der ganzen Strahlzeit überprüft werden. Es zeigte sich aber, dass die Effekte der Instabilitäten im Vergleich zur Energieauflösung der Module vernachlässigt werden konnten.

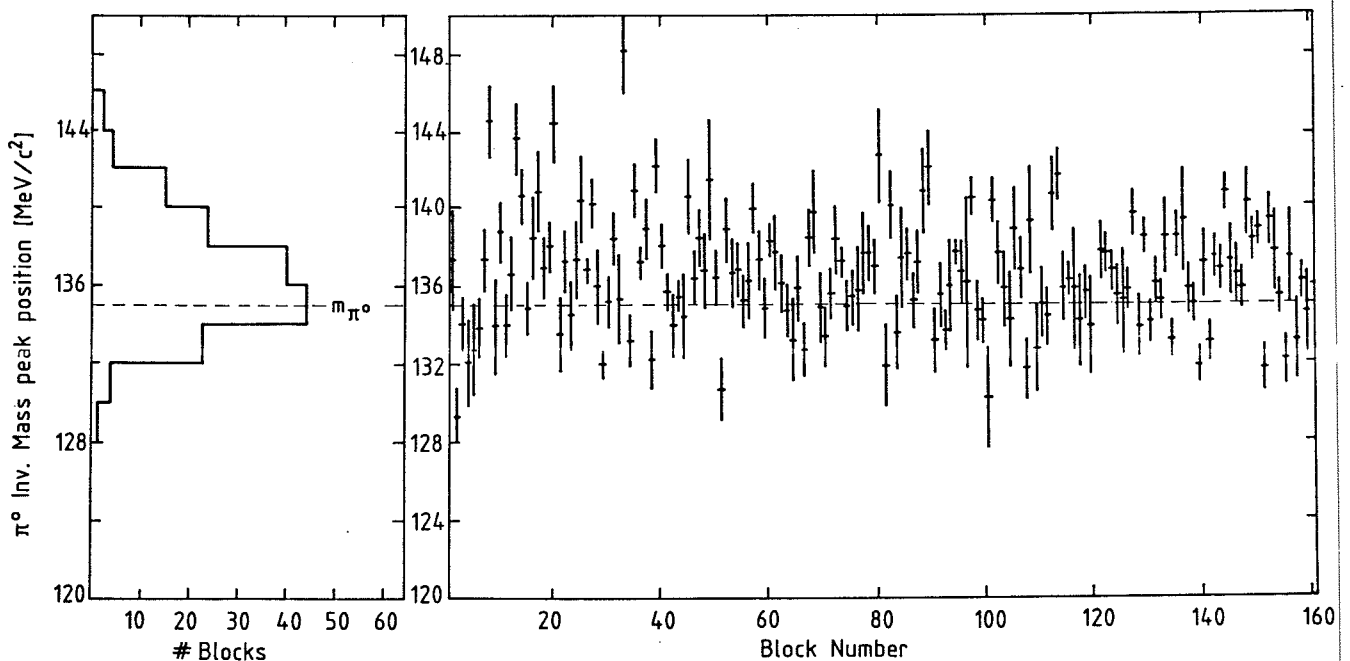


Abbildung 28: Invariante Massen für die Energieeichung

Die endgültige Energieeichung des Bleiglassystems wird nach der Interkalibration mit Hilfe der invarianten Massen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen durchgeführt. Die beiden Signale bei der π^0 - resp. η -Ruhmassen dienen dabei als Referenzpunkte. Allerdings werden bei der Energieeichung wegen den Energieverlusten des γ -Schauers am Rande der Bleiglassmatrix nur Gebiete innerhalb der im Unterabschnitt 4.4.9 definierten Grenzen berücksichtigt.

Die Stabilisierung der Bleiglaselektronik, d. h. vor allem des Photomultipliers während der Strahlzeit wurde mit Hilfe der Americiumpulser zwischen zwei Spills durchgeführt, wobei die Akkumulationszeit mindestens eine Stunde betragen muss (Pausen zwischen zwei Spills von mehr als einer Stunde kamen in der Anfangsphase des LEAR's (Dezember 83) innerhalb eines Tages mehrmals vor). Die Stabilisierung war in der Dezemberstrahlzeit besser als 3%. Nach jeder Strahlzeit wurde die zeitliche Variation der Kalibrationskonstante c_1 mit Hilfe des Signals in der invarianten Masse überprüft, wobei bei einem γ -Schauer mindestens 60% der Energie in einem Modul deponiert sein

muss. Die zeitliche Änderung der c_i ist kleiner als 2.5% und weist keinen systematischen Trend auf. Relativ zur Energieauflösung der Bleigläser sind zeitliche Änderungen der Stabilität vernachlässigbar.

4.4.5 Linearität der Energie

Die Linearität der Energie kann mit Hilfe der folgenden drei Referenzpunkte überprüft werden:

Der Nullpunkt ist auf $\pm 2\text{MeV}$ genau bekannt (entsprechend ± 2 Kanälen des ADC-Pedestals).

Die γ -Energien vom π^0 -Zerfall mit $p_{\pi^0} = 928 \text{ MeV}/c$ sind zwischen 4.8 und 933.4 MeV gleichverteilt (Gleichung 59). Diese Pionen stammen von der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ (siehe Abschnitt 6.5). Wird bei einer BIL-Koinzidenz je ein γ mit mehr als 800 MeV vom Bleiglas und das andere vom BGO-1 detektiert, der sich gegenüber von der Bleiglasmatrix befindet, dann müssen beide Energiespektren dem oberen Ende einer Gleichverteilung entsprechen, das sich bei 933.4 MeV befinden muss. Beim Bleiglas befindet sich dieses "Boxende" bei $920 \pm 20 \text{ MeV}$.

Die Position des η -Signals in der invarianten Masse von LL-Koinzidenzen ist auf $\pm 1\%$ genau bestimmt. Beim η -Signal wirkt sich nur der Fehler in der Energie auf die Position des Signals in der invarianten Masse aus, da der minimale Winkel selbst bei den höchsten möglichen η -Impulsen (858 MeV/c) der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe grösser als 65.2° ist. Damit ist der Bleiglasdetektor (mit Gleichung (32)) für γ -Energien von 350 – 400 MeV auf besser als $\pm 2\%$ genau geeicht.

Die Linearität der Energie des Bleiglasdetektors wird damit zu

$$E_{\text{LG}} = a + b \cdot E + c \cdot E^2 \quad \text{mit } |c/b| < 8.0 \cdot 10^{-5} \quad \text{für } 20 \leq E \leq 930 \text{ MeV.} \quad (33)$$

4.4.6 Rekonstruktion der γ -Position

Im Mittel deponiert ein γ seine Energie in mehr als einem Bleiglasmodul (Abbildung 29). Diese Eigenschaft wird zur Rekonstruktion der γ -Position benützt.

Die Koordinaten des Auftreffpunktes (φ , z), wobei φ der azimutale Winkel und z die Richtung des $\bar{p}$ -Strahles sind (Abbildung 11a), werden folgendermassen angenähert.

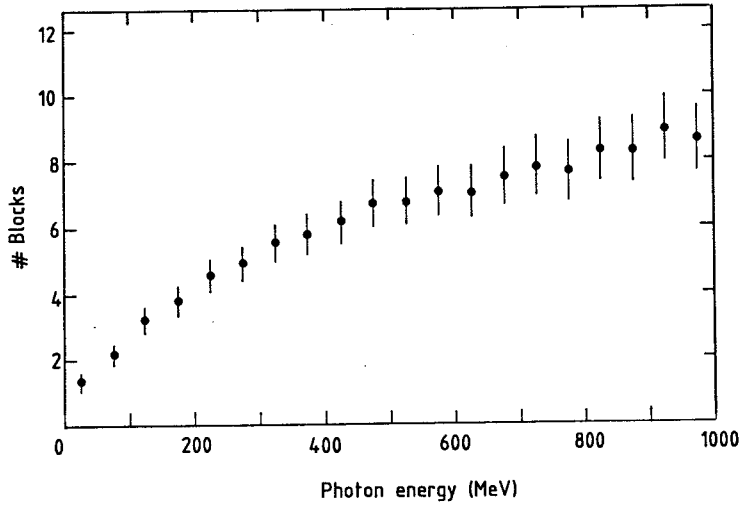


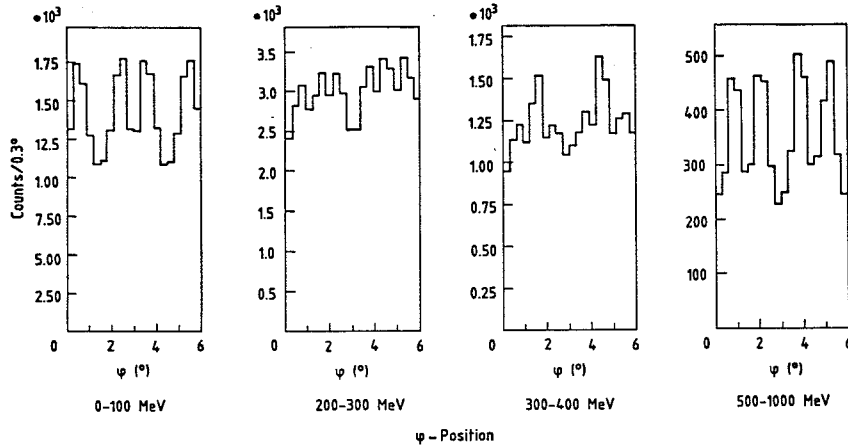
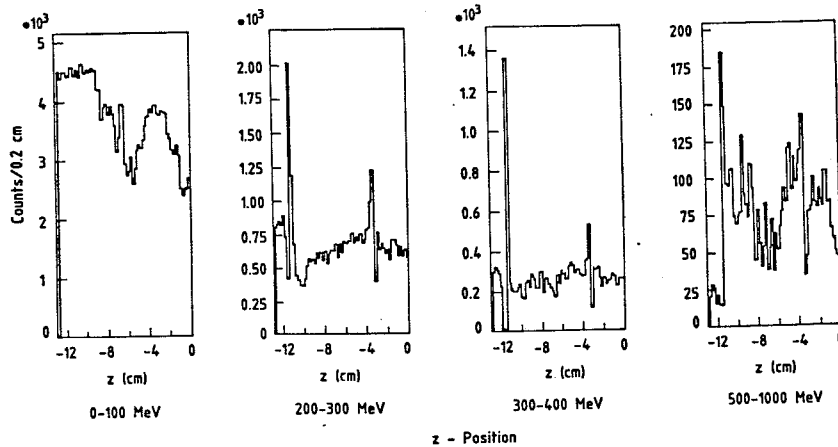
Abbildung 29: Die mittlere Multiplizität der angesprochenen Module

$$\varphi = \varphi_2 + 3.0 \cdot (E_{\varphi_1} - E_{\varphi_3}) / E_{\varphi_2} \text{ [}^\circ\text{]} \quad (34)$$

$$z = z_2 + 6.4 \cdot (E_{z_1} - E_{z_3}) / E_{z_2} \text{ [cm]} .$$

Dabei ist (φ_2, z_2) die Position des Bleiglasmoduls mit der höchsten Energie, E_{z_j} die Summe über die Energien der Module mit der Position (φ_i, z_j) mit $i = 1, 2, 3$ und analog E_{φ_j} die Summe für die Module (φ_j, z_i) . Damit bei gleichmässig bestrahlter Bleiglasmatrix alle Werte für z realisierbar sind, werden die Schauerverluste der γ -Energie durch zwei zusätzliche "imaginäre" Bleiglasreihen zu 40 Modulen korrigiert. Diese mittleren Schauerverluste werden mit $\bar{p}p$ -Daten bestimmt, bei der die Bleiglasmatrix gleichmässig mit γ 's bestrahlt wurde, so dass die Verteilung der rekonstruierten z bis an den Rand der Bleiglasmatrix reichen und gleichverteilt sein muss. In φ -Richtung wurde diese Korrektur nicht gemacht. In den Abbildungen 30 und 31 sind die rekonstruierten Positionen φ und z für mehrere γ -Energieintervalle dargestellt.

Die Verteilung in φ -Richtung hat eine Periode von 3.00° , was darauf hindeutet, dass die vom Positionsalgorithmus rekonstruierten φ mit der geometrischen Anordnung in Übereinstimmung sind. In der z -Richtung kann aufgrund der z -Verteilung nicht auf eine Blockbreite von 6.4 cm geschlossen werden (Abbildung 31). Jedoch kann mit Hilfe des Verhältnisses $R = E_0/E_i$ gezeigt werden, dass der

Abbildung 30: Verteilung in φ -RichtungAbbildung 31: Verteilung in z -Richtung

Positionsalgorithmus die Blockbreite von 6.4 cm auf ± 0.06 cm genau wiedergeben kann. Dabei bedeuten $E_{O,i}$ die Summe der Modulenergien entlang der φ -Richtung für die äussere (o) und innere (i) Reihe. Trifft nun ein γ den Spalt zwischen diesen beiden Reihen i und o, dann muss aus Symmetriegründen $R = 1$ werden.

4.4.7 Positionsauflösung

Mit Hilfe des Zerfalls $\bar{p}p \rightarrow \eta + (\omega, \rho^0)$, $\eta \rightarrow 2\gamma$ (LL-Koinzidenzen) wird die Positionsauflösung des Eintrittspunkts von γ im Bleiglas bestimmt. Da der Winkel Θ aus den Positionen beider γ 's berechnet

wird, werden die Strukturen der z - und φ -Verteilungen (Abbildungen 30 und 31) ausgemittelt. In der Abbildung 32 ist die Verteilung von Θ (Gleichung 60 in Appendix A) gefaltet mit einer Gaussverteilung, welche die Winkelauflösung beschreibt, an das Winkelspektrum der η -Daten angepasst.

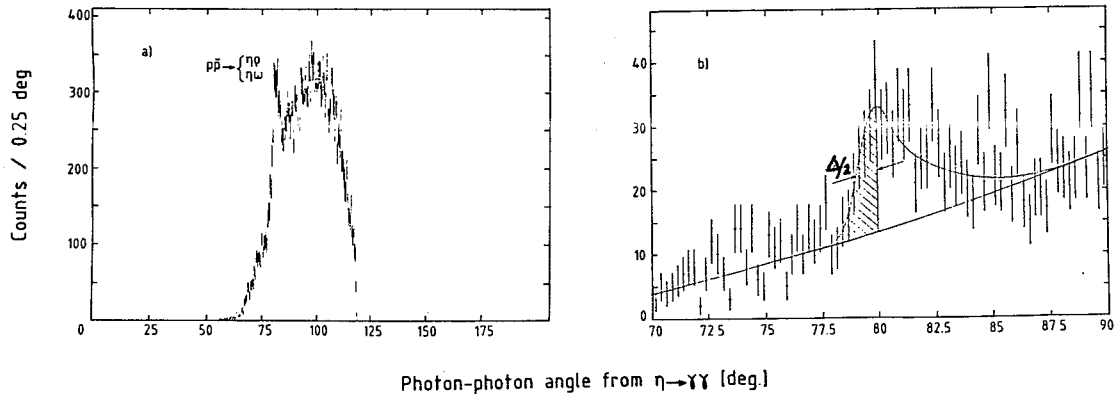


Abbildung 32: Zur Ermittlung der Winkelauflösung im η -Spektrum von LL-Koinzidenzen. (a) Ganzer Winkelbereich, (b) Ausschnitt von (a)

Das in der Abbildung 32 eingezeichnete $\Delta = 1.7^\circ$ entspricht einer gaussförmigen Auflösung von $\Delta_\Theta = 1.6^\circ$. Damit wird die Auflösung der Position Δ_p bei einer γ -Energie von 428 MeV mit $\Delta_{\text{ann}} = 0.6^\circ$ (siehe Tabelle 1) zu

$$\Delta_p^2 = \{1/2 \cdot \Delta_\Theta^2 - \Delta_{\text{ann}}^2\}^{0.5} = 0.96^\circ \quad (35)$$

Die Auflösungen in z - und φ -Richtung können nicht schlechter sein als $\Delta_{z,\varphi} = 2.3548 \cdot b / \sqrt{12}$ mit $b=6.4$ cm oder $b=4.2$ cm, d. h. eine Modulfrontseite. Wegen $\Theta \approx 80^\circ$ ist damit der Beitrag der Auflösung in z -Richtung zu Δ_p kleiner als etwa 10%, d. h. die Auflösung Δ_p wird vor allem durch die Auflösung Δ_φ bestimmt. Es kann angenommen werden, dass die Positionsaufklärung umso besser wird, je mehr Module angesprochen haben, d. h. je grösser die γ -Energie ist. Dieses Verhalten kann unter Berücksichtigung von $\Delta_p = 0.96^\circ$ bei $E = 0.428$ GeV, $\Delta_p = 3/\sqrt{12}^\circ$ bei etwa 80 MeV und unter Berücksichtigung von Abbildung 29 wie folgt beschrieben werden:

$$\Delta_{\varphi}(\text{FWHM}) = \begin{cases} 2.04^\circ & \text{für } E_{\gamma} \leq 0.08 \text{ GeV} \\ 0.63^\circ / \sqrt{E_{\gamma}}, & \text{für } E_{\gamma} \geq 0.08 \text{ GeV} \quad (E \text{ in [GeV]}) \end{cases} \quad (36)$$

4.4.8 Energieauflösung

Da beim Bleigaskalorimeter die Energieauflösung ΔE durch die Photonenstatistik bestimmt wird, kann ΔE durch

$$\Delta E/E = \lambda / \sqrt{E} + \lambda_0 \quad (E \text{ in [GeV]}) \quad (37)$$

dargestellt werden, wobei λ Unsicherheiten wie Interkalibration der Bleiglasmatrix beinhaltet. In der Abbildung 33 werden die Messungen der invarianten Massen im Bleiglas verglichen mit einer Monte-Carlo-Simulation, bei der die Positionsauflösung (36) und die Energieauflösung (37) mit $\lambda_0 = 0\%$ verwendet wurde.

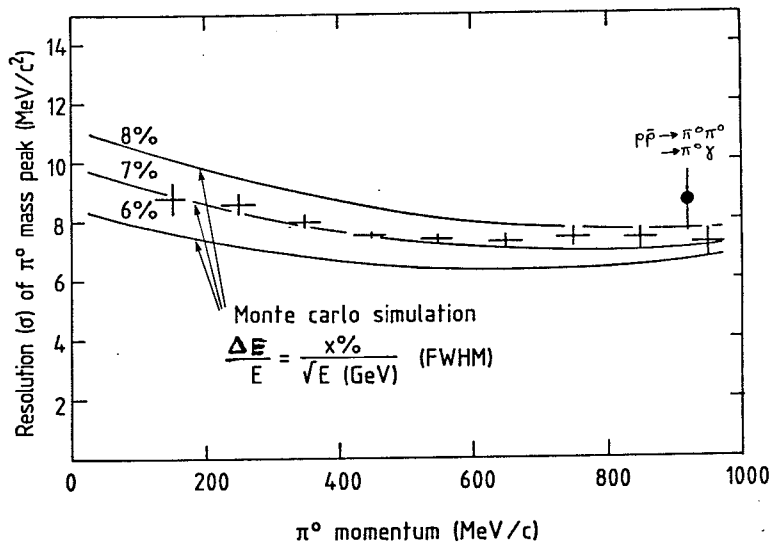


Abbildung 33: Energieauflösung des Bleiglasdetektors

Für $\lambda = 7.0\%$ werden die Daten reproduziert. Bei festgehaltenen $\lambda = 7.0\%$ muss λ_0 weniger als 2% betragen, um die Daten wiederzugeben. (Bei den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ beträgt die Energieauflösung der π^0 -Energie $9.0 \pm 0.5\%$ (mit $E_{\pi^0} = E_1 + E_2 = 938 \text{ MeV}$)). Im folgenden wird mit $\lambda = 7.0\%$ und $\lambda_0 = 0\%$ gerechnet.

4.4.9 Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{LG}

Wegen der Tiefe des Bleiglaskalorimeters von 16.6 Strahlungslängen spricht die Bleiglasmatrix immer auf ein γ an. Das heisst es liegt eine 100%ige Nachweiswahrscheinlichkeit für γ vor. Je näher aber ein γ am Detektorrand auftritt, desto grösser wird der Anteil der aus dem Detektor verlorengegangenen Energie sein. Deshalb wird auf Grund der vom Positionsalgorithmus ermittelten Auftreffposition (φ, z) entschieden, ob das γ akzeptiert wird. Der Schnitt bei $z = \pm 9\text{cm}$ wurde deshalb eingeführt, da sich die Auflösung des π^0 -Signals in der invarianten Masse für LL-Koinzidenzen für $z \geq \pm 9\text{cm}$ verschlechtert.

Die Verteilungen der φ -Koordinate sind für alle Bleiglasreihen mit Ausnahme der ersten und der letzten, der vierzigsten, völlig identisch. Damit werden nur γ -Ereignisse mit $-57^\circ \leq \varphi \leq 57^\circ$ akzeptiert.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{LG} ist damit gleich eins, falls die rekonstruierten Koordinaten (φ, z) jeweils in folgenden Bereichen liegen

$$\begin{aligned} -57^\circ &\leq \varphi \leq 57^\circ \\ -9\text{ cm} &\leq z \leq 9\text{ cm} \end{aligned} \tag{38}$$

Ausserhalb des von der Gleichung (39) definierten Bereichs soll $\epsilon = 0$ sein. Der Raumwinkel beträgt mit Gleichung (38) 3.7%.

4.5 Akzeptanz für γ -Koinzidenzen

Mit den in den Gleichungen (31) und (38) definierten Ansprechwahrscheinlichkeiten ϵ_{BGO} und ϵ_{LG} werden die Akzeptanzen des Detektors für 2 γ - und 3 γ -Koinzidenzen bei verschiedenen Detektorkonfigurationen bestimmt.

Mit Monte-Carlo Simulationen werden Ereignisse im Detektorzentrum isotrop bezüglich allen Raumrichtungen erzeugt und dann die daraus resultierenden γ daraufhin getestet, ob sie innerhalb der für die BGO oder Bleiglas definierten Regionen (Gleichungen (31) und (38)) auftreten.

Damit sind die Akzeptanzen für einzeln generierte π^0 und η als Funktion des Impulses für verschiedene Detektorkonfigurationen bestimmt worden (Abbildung 34). Dabei sind beide

BGO-Kalorimeter 30 cm vom Target entfernt. BGO-1 ist bei der Position $\varphi = 185^\circ$ und BGO-2 bei $\varphi = 85^\circ$ beträgt (siehe Abbildung 11). Für die Energieverteilung in den BGO-Hexagonen soll $E_7/E_{\text{tot}} > 0.15$, das heisst $R = 2.87$ cm gelten (Gleichung 31). Jedoch wird hier nicht berücksichtigt, dass in einem Annihilationsereignis die Trajektorie eines geladenen Teilchens sich so nahe bei derjenigen eines γ befinden kann, dass es verworfen werden muss. Dieser Effekt hat zur Folge, dass die π^0 -Akzeptanz zum Beispiel von $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 2\pi^- 2\pi^+$ um etwa 1% kleiner wird.

Für die Abschätzung einer oberen Schranke für den Zerfall $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ dienen die akzeptanzbedingten Spektren verschiedener Kanäle für 2γ -Koinzidenzen für B1L (Abbildung 35). Dabei gilt die B1L-Konfiguration vom Dezember 83, die in der Tabelle 6 beschrieben ist. Der Winkel zwischen den beiden γ soll dabei grösser als 170° sein und es soll für den BGO-1 $E_7/E_{\text{tot}} > 0.15$ (Gleichung (31)) gelten. Alle Spektren sind auf $2.95 \cdot 10^9 \bar{p}$ normiert. Die Akzeptanz für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ beträgt unter diesen Bedingungen $2 \cdot (2.29 \pm 0.04)\% = (4.58 \pm 0.08)\%$.

Die akzeptanzbedingten Energiespektren für Trippel-Koinzidenzen (B1LL) mit einem π^0 in der Bleiglasmatrix und einem γ im BGO-1, welcher bei der Position $\varphi = 195^\circ$ ist (d. h. die Konfiguration im Dezember 83) sind in der Abbildung 36 für verschiedene Kanäle eingezeichnet. Es gelten dabei folgende Bedingungen: $E_7/E_{\text{tot}} > 0.5$ (Gleichung 31) für BGO-1, $p_{\pi^0} \geq 850$ MeV/c und $|M^2| \leq 0.06$ GeV², wobei M die fehlende Masse von $\pi^0 + \gamma$ bedeutet (Gleichung (47b.)). Die Akzeptanz für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma \pi^0$ beträgt $(4.56 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$.

Bei den akzeptanzbedingten Energiespektren (Abbildungen 35 und 36) wurden die Verzweungsverhältnisse von $\eta \rightarrow 2\gamma$ und $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ schon berücksichtigt. Des weiteren wurde keine Energieauflösung in diese Spektren hineingefaltet.

Der Vergleich zwischen π^0 -Daten und π^0 , welche mit Monte-Carlosimulation generiert wurden, zeigt, dass die Akzeptanz z. B. für LL-Koinzidenzen um $10 \pm 2.5\%$ zu gross wird. Dies gilt für ein π^0 mit dem Impuls von $p = 930$ MeV/c und einem Schnitt von $z = \pm 9$ cm. Dies wird bei der Auswertung als Korrektur der Ergebnisse berücksichtigt.

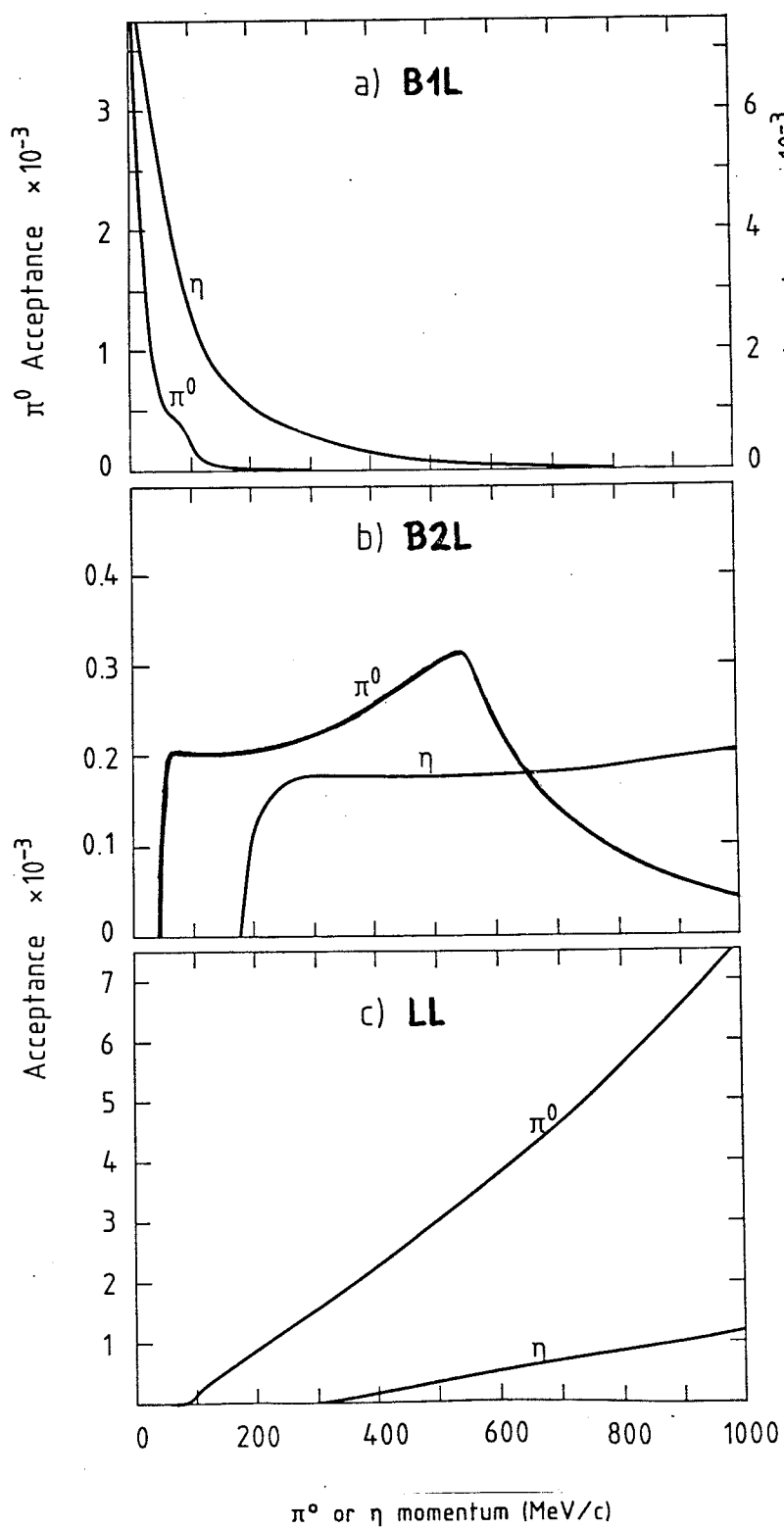


Abbildung 34: Die π^0 - und η -Akzeptanzen für B1L, B2L und LL-Koinzidenzen. Die Konfigurationen sind im Text beschrieben.

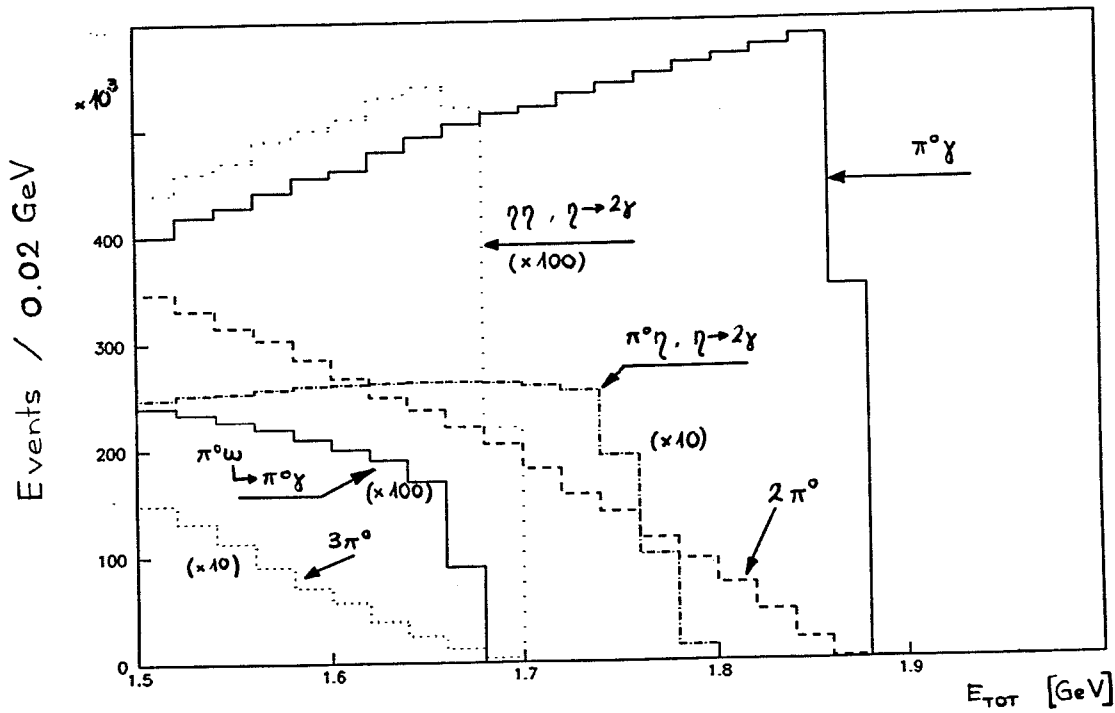


Abbildung 35: Akzeptanzbedingte Spektren für BGO-1(γ_1)-L(γ_2)-Koinzidenzen. Θ_{12} ist $\geq 170^\circ$ und $E_{tot} = E_1 + E_2$. Alle Spektren sind auf $N_{\bar{p}} = 2.95 \cdot 10^9$ normiert (Strahlzeit Dezember 83).

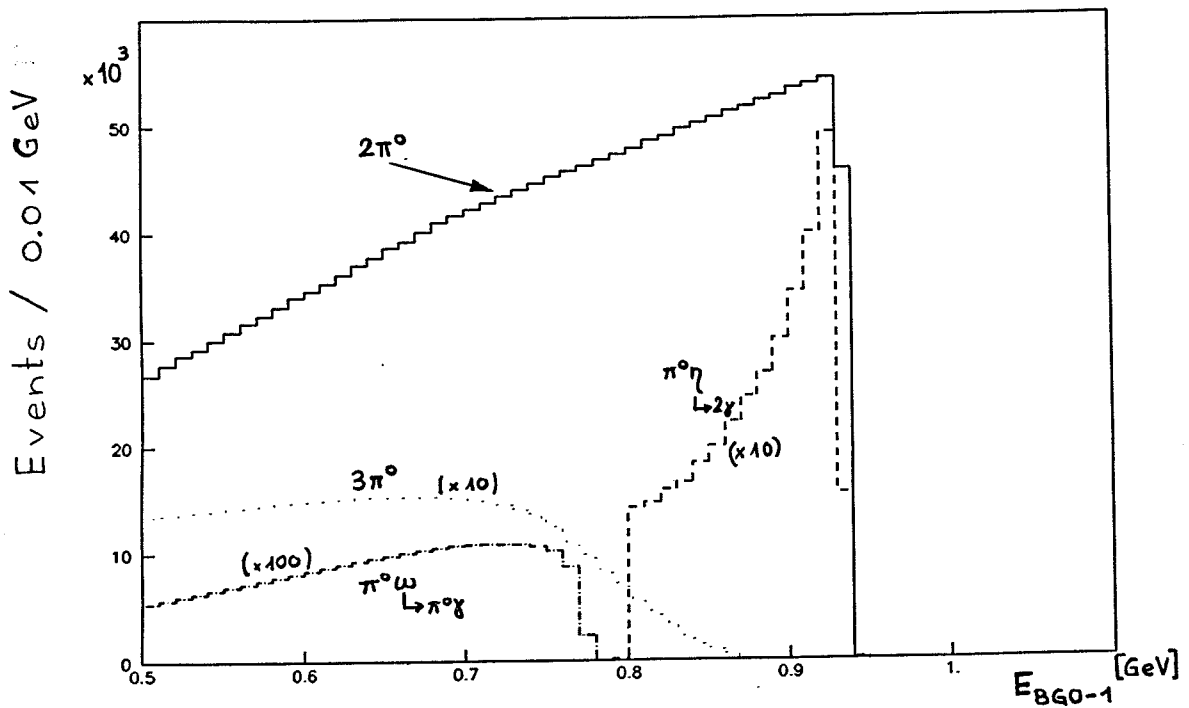


Abbildung 36: Akzeptanzbedingte BGO-1-Energiespektren für γ - π^0 -Koinzidenzen ($p_{\pi^0} \geq 850$ MeV/c). Alle Spektren sind auf $N_{\bar{p}} = 2.95 \cdot 10^9$ normiert (Strahlzeit Dezember 83).

4.6 Datenerfassung

In diesem Abschnitt werden die Messgrößen definiert. Danach folgt eine Beschreibung der eigentlichen Datenerfassung durch CAMAC¹⁰ und den Computer VAX11/750¹¹.

4.6.1 Messgrößen

Die für die Auswertung relevanten Messdaten sind in der Tabelle 5 zusammengestellt. Diese Informationen liegen nach der Verarbeitung durch einen ADC, TDC oder ein Register (PU = Pattern-unit) als 16Bit-Worte vor. Ein typisches Ereignis umfasst etwa dreissig Worte, die nicht null sind.

4.6.2 CAMAC und Datenerfassung

Das Bindeglied zwischen den Messgrößen und dem Computer ist das CAMAC. Es besteht im wesentlichen aus einem CAMAC-Controller, der den Informationsfluss von etwa 20 CAMAC-Modulen pro Crate wie ADC oder PU kontrolliert. Der CAMAC-Controller selber wird vom Computer gesteuert.

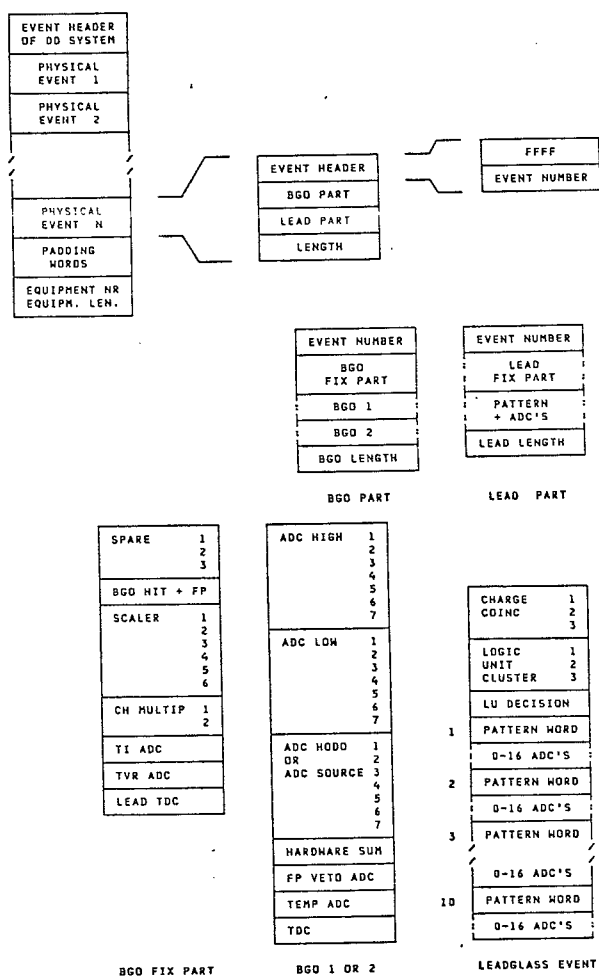
Die Reaktionszeit der VAX11/750 auf ein CAMAC-Signal hin beträgt etwa 2 ms, während die Auslesezeit für ein Ereignis fünffmal weniger beansprucht. Damit wird die Totzeit des Datenerfassungssystems bei einer Rate von 100 Ereignissen pro Sekunde etwa 25% [TRO84b]. Jedoch werden für PS182 Ereignisraten von $1000 \cdot s^{-1}$ erwartet.

Deshalb wurde ein intelligenter CAMAC-Controller "PINK PANTHER" für das Experiment PS182 gebaut [TRO84a], der unabhängig von der VAX auf ein Ereignis hin reagiert, die 20-30 relevanten Worte eines Ereignisses, d. h. Wörter ohne Information werden unterdrückt, erfasst und in einen grosszügig bemessenen CAMAC-Buffer (FIFO) von 65000 Worten Kapazität transferiert. Damit braucht die VAX sich nur noch um den Transfer von Datenblöcken vom FIFO zu den Magnetbandstationen und um einige Dutzend Kontrollhistogramme zu kümmern. Die Totzeit beträgt

¹⁰ EURATOM Reports EUR 4100e, 4600e und 6500e

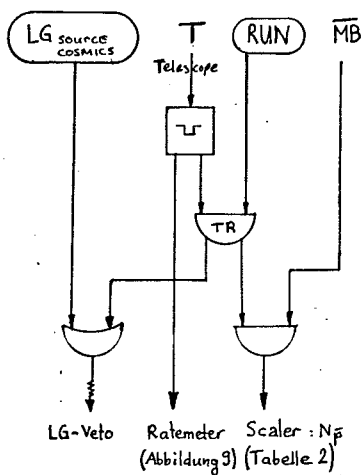
¹¹ Produkt der Digital Equipment Corporation DEC

Tabelle 5: Die Messdaten und die Datenstruktur während der Strahlzeit im Dezember 83. Diese Tabelle ist der Referenz [TRO84b] entnommen worden.

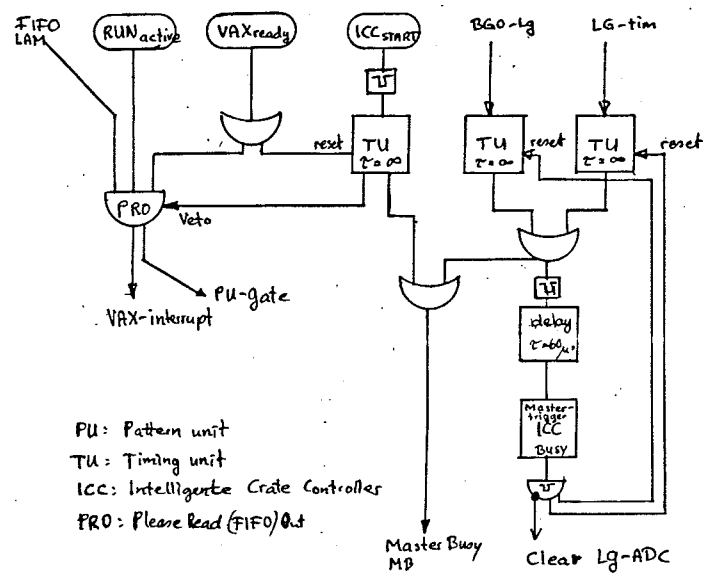


bei einer Ereignisrate von $1000 \cdot s^{-1}$ etwa 15%.

In der Abbildung 37a ist der Teleskoptrigger und in 37b ist die Logik der Datenerfassung ersichtlich. Logische Signale für die Definition von Quellen- oder $\bar{p}$ -Run können durch die VAX im CAMAC-System erzeugt werden.



a



b

Mai 85

Abbildung 37: (a) Der Teleskoptrigger, (b) Die Logik der CAMAC-Datenerfassung.

Bei jeder Strahlzeit wurden in der VAX Histogramme wie z. B. die ADC-Werte der BGO-Module erstellt, welche regelmässig nach ein bis drei Spills visuell kontrolliert wurden. Damit wurde gewährleistet, dass allfällige Defekte im Detektor relativ schnell erkannt und behoben werden konnten. Dies ist wichtig, da eine Strahlzeit für das Experiment PS182 nur ein bis drei Tage beträgt.

5. MESSUNG

Bis jetzt hatte das Experiment PS182 vier Strahlperioden. Bei jeder änderte sich die Konfiguration der BGO-Kalorimeter und die Triggerbedingungen (Tabelle 6). Die Eigenschaften des $\bar{p}$ -Strahls, des Teleskops und des Targets sind in der Tabelle 2 (Kapitel 3) zusammengefasst.

Tabelle 6: Konfigurationen und Triggerbedingungen bei allen Strahlzeiten. Einige Teile der Tabelle wurden der Referenz [REP84] entnommen.

Parameter	Dez-83	Mai-84	Aug-84	Mai-85
Winkel von BGO-1 [°]	195.0	122.0	180.0	180.0
Winkel von BGO-2 [°]	85.0	286.9	286.9	286.9
Distanz zum Target [cm]				
für BGO-1	31.2	30.0	30.0	50.0
für BGO-2	30.2	35.0	30.0	52.5
Anzahl Hodoskope				
für BGO-1	0	0	0	0
für BGO-2	1	0	2	0
inklusive γ -Spektren (BGO)	Ja	Ja	Nein	Ja
Hodoskop im Trigger	Nein	—	Ja	—
Bleiglas im Trigger	Ja	Ja	Ja	Ja
LU im Trigger	Nein	Ja	Ja	Ja
Schwellen [MeV] für:				
-Hardware				
BGO-1 #7	25	2.2	2.74	2.74
BGO-1 Σ	18	13.8	10.4	10.4
BGO-2 #7	25	2.2	—	2.74
BGO-2 Σ	18	13.8	10.4	10.4
Hodoskop	0	0	0.6 ÷ 0.8	0
LG-Modul	2	2	2	2
LG- Σ	5	10	5	5
-Software				
BGO-1 Σ	10	20	20	20
BGO-2 Σ	10	20	20	20

Die verschiedenen Detektorkombinationen während den diversen Strahlzeiten bestimmen unterschiedliche π^0 - und η -Impulsbereiche. In der Abbildung 38 sind die π^0 - und η -Impulsbereiche,

berechnet mit der Gleichung (61) in Appendix A und den Ansprechwahrscheinlichkeiten ϵ_{BGO} und ϵ_{LG} (Gleichungen (31) und (38)), aufgeführt.

Der Impulsbereich von 0 bis 1 GeV/c muss mit Hilfe verschiedener Detektorkombinationen erfasst werden.

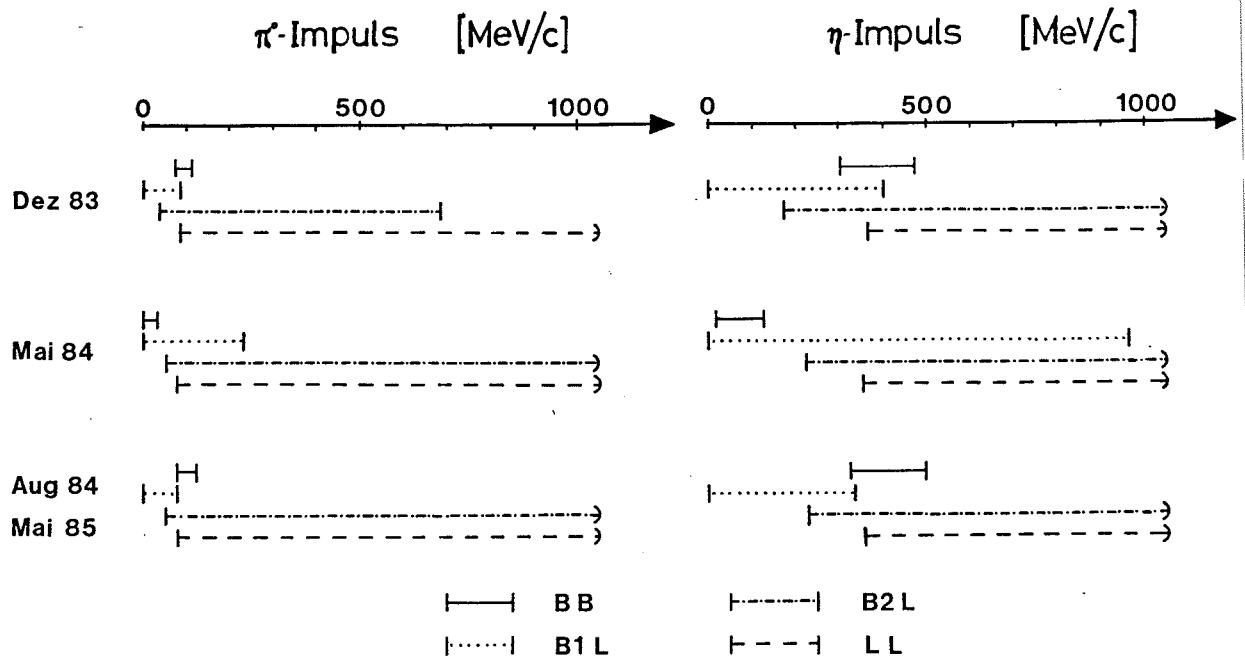


Abbildung 38: Die π^0 - und η -Impulsintervalle während den verschiedenen Strahlzeiten, wobei der minimale Winkel vom Detektor erfasst sein muss (Gleichung (61)). Es werden nur Impulse bis 1050 MeV/c berücksichtigt.

Während der Strahlzeit vom Dezember 83 musste bei jedem auf Band geschriebenen Ereignis mindestens ein BGO angesprochen haben. In den folgenden Strahlzeiten wurde diese Bedingung nicht mehr benutzt. Damit arbeitet die Bleiglasmatrix in der Folge als selbständiges $\gamma\gamma$ -Kalorimeter.

Im Dezember 83 war die Logikeinheit LU nicht im schnellen Trigger vorhanden. Damit wurden $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, welche im Bleiglas nahe beieinander waren, von der LU nicht beeinträchtigt. Dies ist wesentlich bei den Zerfällen $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$, bei denen der minimale Winkel zwischen zwei γ 16.5° beträgt.

Im August 84 stoppten etwa 10% der vom Teleskop akzeptierten $\bar{p}$ nicht im Wasserstofftarget, sondern in den Mylarfenstern des Targets sowie im Teleskopzähler T2 selber. Dies wurde mit Hilfe der

Daten vom Mai 85 abgeschätzt, bei denen die $\bar{p}$ nicht im Wasserstofftarget, sondern in einem Stück Plexiglas gestoppt wurden. Damit werden die $\bar{p}$ bevorzugt von den Kohlenstoff- oder Sauerstoffkernen eingefangen [TAU86]. Aufgrund der Fermibewegung im Kohlenstoff oder Sauerstoffkern werden monoenergetische Signale von z. B. $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ ausgeschmiert. Die gemessenen π^0 - und η -Impulsspektren zeigen deshalb bei den im Plexiglas gestoppten $\bar{p}$ keine schmalen Signale mehr wie diejenigen der $\bar{p}p$ -Daten.

6. AUSWERTUNG DER DATEN

In diesem Kapitel wird die Auswertung der $\bar{p}p$ -Daten beschrieben. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Energieeichung der Detektoren (wie in Kapitel 4) schon durchgeführt wurde.

Zu Beginn wird die Identifizierung von einem oder mehreren γ im Bleiglas- und im BGO-Kalorimeter vorgestellt. Die inklusiven γ -Spektren von BGO-2 werden nach schmalen Signalen abgesucht. Danach werden die Spektren der invarianten Massen von 2γ -Koinzidenzen einiger Detektorkombinationen gebildet. Nach einem Schnitt in der invarianten Masse von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen um die π^0 - und η -Signale herum werden deren inklusiven Impulsspektren gebildet und qualitativ diskutiert. Die 3γ -Koinzidenz zwischen BGO-1 und dem Bleiglas (B1LL) ermöglicht die exklusive Messung der neutralen Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$. Eine obere Grenze des Verzweungsverhältnisses von $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ kann mit Hilfe von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen (B1L) abgeschätzt werden.

6.1 Identifizierung der γ

6.1.1 γ im BGO-Kalorimeter

Bei einem BGO-Kalorimeter wird ein Ereignis als von einem γ herrührend betrachtet, falls der Szintillatorzähler VB nicht angesprochen hat (Abbildung 11a). Neutronen spielen hier keine Rolle [PAV78]. Da das BGO-System gleichmässig mit γ bestrahlt wird, können wegen den Trigger-Bedingungen (Tabelle 6) auch in der Nähe des Detektorrandes auftreffende γ während der Datennahme akzeptiert werden. Deshalb werden für die Auswertung der Daten alternativ folgende Bedingungen an die Energieverteilungen der Hexagone gestellt (vergleiche Gleichung (31))

$$\alpha = E_7/E_{\text{tot}} \geq 0.15 \quad \text{und} \quad E_7 \geq 0.5 \cdot (E_{\text{tot}} - E_i) \quad \text{für } i \neq 7 \quad (39a)$$

$$\alpha = E_7/E_{\text{tot}} \geq 0.5, \quad (39b)$$

wobei i der Index desjenigen peripheren Moduls mit der maximalen Energie ist. Die Bedingung (39a) wird verlangt, weil das Spektrum von α für $0.15 \leq \alpha \leq 0.5$ konstant ist und für $\alpha \leq 0.15$ ansteigt (für $\alpha =$

0.1 auf den doppelten Wert als bei $\alpha = 0.15$). Die Zusatzbedingung garantiert, dass der Schwerpunkt des γ -Schauers innerhalb der Koordinaten der peripheren Module liegt. Die Bedingung (39b) garantiert, dass dieser Schwerpunkt immer innerhalb des zentralen Moduls liegt.

Wegen (39a und b) werden für einen Abstand Target-BGO von mehr als 30 cm die beiden γ von einem π^0 , welche gleichzeitig den BGO treffen, nie akzeptiert. Zwei völlig unkorrelierte γ werden bei einem Abstand der BGO von 30 cm in 0.25% aller Fälle von (39a) akzeptiert und in 0.15% für 50 cm.

6.1.2 γ im Bleigaskalorimeter

Wegen dem totalen Raumwinkel von 5.3 % bestehen mehr als 10% der Bleiglasereignisse aus mindestens zwei γ . Zur Ermittlung der γ -Schauer werden jeweils die Energien der vier Module ($E \geq 1\text{ MeV}$) in z-Richtung zusammengezählt. Danach werden diese 40 Zahlen nach lokalen Maxima abgesucht. Das mit Energie versehene Gebiet um jedes dieser Maxima herum wird als von einem γ herrührend identifiziert, wenn folgendes gilt:

1. Kein Vetozyhler VL (Abbildung 11a) vor den Bleiglasreihen eines Gebietes darf angesprochen haben, d. h. die im Gebiet deponierte Energie muss von γ 's herrühren. Neutronen können vernachlässigt werden [PAV78].
2. Zwischen zwei lokalen Maxima müssen mindesten drei Blockreihen (im Dezember 83 vier Reihen) liegen.
3. Sind zwei lokale Maxima näher beieinander als in Punkt 2 beschrieben, dann werden beide als ein einziges Gebiet betrachtet und sein Maximum ist diejenige Reihe mit der grössten Energie.
4. Gebiete mit mehr als fünf Reihen werden verworfen.
5. Die totale Energie eines so definierten γ Schauers muss mehr als 10 MeV aufweisen.

Durch die zweite Forderung und dem immer angewandten Schnitt von $|z| \leq 9\text{ cm}$ (Gleichung 38) werden für die Daten vom Dezember 83 etwa $(5 \pm 2)\%$ und von den anderen Strahlzeiten ungefähr 0.1% aller Ereignisse für π^0 -Impulse von 930 MeV/c verworfen. Diese Verluste wurden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt, bei der π^0 mit einem Impuls von $p_{\pi^0} = 930\text{ MeV/c}$ isotrop im Target erzeugt werden und die beiden γ die zweite Forderung und der Gleichung (38) erfüllen müssen.

Durch die vierte Forderung werden weniger als 0.5% der γ -Ereignisse verworfen, da der Molièreradius $X_m = 3.5$ cm ist, d. h. ungefähr der lateralen Ausdehnung eines Schauers entspricht. Jedoch werden etwa 50% der unkorrelierte $\gamma\gamma$ -Ereignisse verworfen, die zwei oder drei Blockreihen voneinander entfernt sind. Dies kann mit Hilfe der Anzahl Module, die auf einen γ -Schauer angesprochenen haben (Abbildung 29), abgeschätzt werden.

6.2 Inklusives γ -Spektrum

Während der Strahlzeit im Mai 85 wurden mit den beiden BGO-Systemen (ohne Hodoskope) inklusive γ -Energiespektren gemessen. Die Abbildung 39a zeigt die Hardwaresumme von BGO-2.

Bei einem Abstand des BGO-2 zum Target von 52.5 cm und der Bedingung (39b) beträgt die Anzahl der γ im inklusiven Spektrum $9.9 \cdot 10^6$.

Die Kurve $F(E)$ in Abbildung 39a stellt einen Fit ($\chi^2/\text{dof} = 1.19$, dof = Freiheitsgrad des Fits) an eine Monte-Carlo-Simulation der mit MC bezeichneten Kanäle mit mehr als 2 Pionen im Endzustand (Tabelle 8) dar, wobei die Zwischenresonanzen nicht berücksichtigt werden [SCHO85]. $F(E)$ hat folgende Form

$$F(E) = n \cdot N \cdot [(E_0 - E)^{\alpha_1} \cdot e^{\beta_1} + (E_0 - E)^{\alpha_2} \cdot e^{\beta_2} - e^{(\alpha_3 E + \beta_3)} - e^{(\alpha_4 E^2 + \beta_4)}] \quad (40)$$

$\alpha_1 = 4.2166$	$\beta_1 = -33.755$
$\alpha_2 = 1.5603$	$\beta_2 = -19.277$
$\alpha_3 = -0.028022$	$\beta_3 = -5.0011$
$\alpha_4 = -0.002508$	$\beta_4 = -6.6295$
$E_0 = 917.20$	$N = 3.8$

Die absolute Normierung n wurde wie in der Referenz [BAC83] durchgeführt. Für γ -Energien grösser als 100 MeV kann die Differenz zwischen $F(E)$ und den Daten mit den Zweikörperzerfällen (2K in der Tabelle 8) und den η -Kanälen (ETA) $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, $\bar{p}p \rightarrow \eta 2\pi^+ 2\pi^-$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta 3\pi^+ 3\pi^-$ (mit $\eta \rightarrow 2\gamma$) erklärt werden, wobei die relativen Gewichte der Verzweungsverhältnisse dieser drei η -Kanäle den Daten in der Abbildung (39a) angepasst wurden. Nach Abzug dieses kontinuierlichen Untergrundes erhielt man das in der Abbildung 39b dargestellte Spektrum. Das Signal A wird erwartet und rührt von der sekundären Reaktion

$$\pi^- p \{\text{in Ruhe}\} \rightarrow \gamma n \quad E_\gamma = 129.4 \text{ MeV} \quad (41)$$

her, dessen Stärke sich zu $(2.4 \pm 0.3)\%$ ergibt. Die Kurve im Spektrum in Abbildung 39b besteht aus einem Untergrund, der per Konstruktion null ist, dem Signal A und Gaussverteilungen (B, C und D), die die Breiten der Detektorauflösung (Hardwaresumme) von

$$\Delta E/E \text{ (FWHM)} = 3.5\%/\sqrt{E} \quad (E \text{ in GeV}) \quad (42)$$

haben. Die Verteilungen B, C und D entsprechen Verzweungsverhältnissen von 2‰ (B, C) bzw. 1‰ (D), welche in den früheren Arbeiten [RIC83] gefunden worden sind. Das Spektrum enthält offensichtlich keine solch starken Signale.

Bei der Bestimmung oberer Grenzen von Verzweungsverhältnissen möglicher monoenergetischer Signale, deren Breite durch die Detektorauflösung (42) gegeben ist, hat die Fitfunktion zwei Parameter, nämlich die Höhe einer Gaussfunktion und den Skalenfaktor n von $F(E)$. Die oberen Grenzen für solche Signale mit 95% statistischer Signifikanz ($= 2\sigma$) bei einigen ausgewählten γ -Energien (vergleiche Tabelle 12) sind in der Tabelle 7 zusammengestellt.

Tabelle 7: Obere Grenzen der Verzweungsverhältnisse (95% Konfidenz) von monoenergetischen γ -Signalen, deren Breiten der Energieauflösung des Detektors entsprechen (Gleichung (42)).

Energie [MeV]	Signal	Verzweungsverhältnis
108		$6.2 \cdot 10^{-4}$
180	B	$2.6 \cdot 10^{-4}$
280	C	$4.5 \cdot 10^{-4}$
550	D	$3.0 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 8: Zusammenstellung der für die Auswertung relevanten Verzweungsverhältnisse [ARM69], [ARM80], [BAC83] und [ORF73]. Die Bedeutung von MC, MC-P, 2K und ETA ist im Text erklärt.

Kanal	Resonanz	Verzweigungs- verhältnis [%]	Bemerkungen	Quelle
$\pi^+\pi^-\pi^0$	alle	7.8 ± 0.9	MC, MC-P	[ARM69]
	$\rho^\pm \pi^\pm$	$2.7 \pm .4$		[ARM69]
	$\pi^0 \rho^0$	1.4 ± 0.2	2K	[ARM69]
$\pi^+\pi^--2\pi^0$		9.3 ± 3.0	MC, MC-P	[GHE74]
$\pi^+\pi^--3\pi^0$		23.3 ± 3.0	MC, MC-P	[GHE74]
$\pi^+\pi^--4\pi^0$		2.8 ± 0.7	MC, MC-P	[GHE74]
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$	alle	18.7 ± 0.9	MC, MC-P	[ARM69]
	$\omega \pi^-\pi^+$	3.8 ± 0.4		[ARM69]
	$\rho^0 \pi^0 \pi^-\pi^+$	7.3 ± 1.7		[ARM69]
	$\rho^\pm \pi^\pm \pi^-\pi^+$	6.4 ± 1.8		[ARM69]
	$\pi^+\pi^-\eta$	1.2 ± 0.3	ETA	[ARM69]
	$\eta \rho^0$	0.22 ± 0.17	2K	[ARM69]
$2\pi^+2\pi^--2\pi^0$		16.6 ± 1.0	MC, MC-P	[GHE74]
$2\pi^+2\pi^--3\pi^0$		4.2 ± 1.0	MC, MC-P	[GHE74]
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	alle	1.6 ± 0.3	MC, MC-P	[ARM69]
	$2\pi^+2\pi^-\eta$	0.6 ± 0.2	ETA	[ARM69]
$3\pi^+3\pi^-\eta$		—	ETA	
$3\pi^0$		0.8	MC-P	[ORF73]
$4\pi^0$		1.2	MC-P	[ORF73]
$5\pi^0$		0.7	MC-P	[ORF73]
$\pi^-\pi^+$		0.32 ± 0.03		[ARM69]
$2\pi^-2\pi^+$		5.8 ± 0.3		[ARM80]
$3\pi^-3\pi^+$		2.1 ± 0.2		[ARM80]
$K\bar{K}n\pi$ ($n \geq 0$)		6.86 ± 0.25		[ARM69]
$\pi^0 \omega$		2.38 ± 0.65	2K	[BAC83]
$\pi^0 \eta$		0.82 ± 0.10	2K	[BAC83]
$\pi^0 \pi^0$		0.06 ± 0.04	2K	[BAC83]

6.3 Invariante Massen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen

Gemäss der Gleichung (63) im Appendix A werden die invarianten Massen von jedem γ -Paar gebildet.

Dabei gelten für BGO die Bedingungen (39a) und für das Bleiglas (38).

In den Abbildungen 40a, b und c sind die invarianten Massen für die Detektorkonfigurationen B1L, B2L und LL gezeigt. Die Signale bei $m = 135$ MeV und $m = 549$ MeV rühren von den Zerfällen

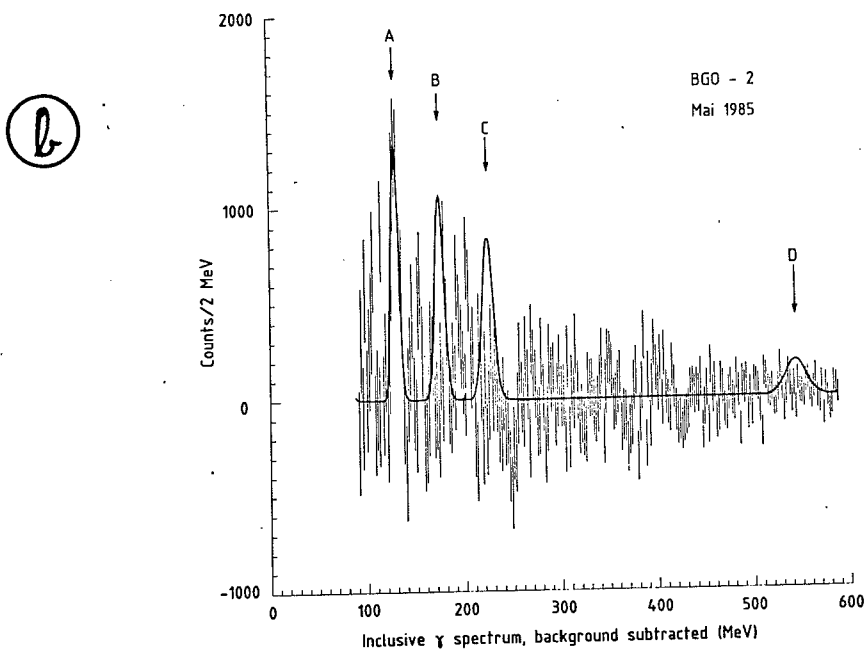
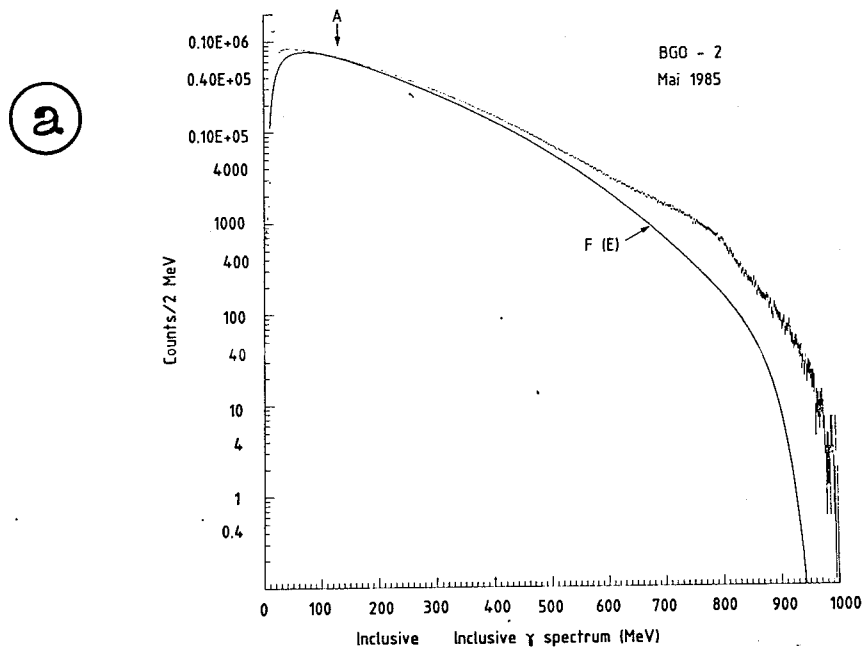


Abbildung 39: (a) Inklusives γ -Energiespektrum von BGO-2. Das Signal bei A rührt von der Reaktion (41) her. F(E) ist im Text beschrieben. (b) Vollständige Subtraktion des Untergrundes. Die eingezeichneten Linien haben ein angenommenes Verzweungsverhältnis von 0.2% (B und C) und 0.1% (D). A rührt von der Reaktion (41) her.

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ und $\eta \rightarrow 2\gamma$ her. Der Untergrund setzt sich aus unkorrelierten γ -Paaren zusammen, d. h. die beiden γ stammen nicht von demselben π^0 oder η . Die Auflösungen Δ_m (FWHM) der Signale in den invarianten Massen sind für alle Strahlzeiten etwa dieselben (Tabelle 9).

Tabelle 9: Die Auflösungen Δ_m (FWHM) der invarianten Massen der π^0 - und η -Signale

Konfiguration	π^0 ; Δ_m [%]	η ; Δ_m [%]
BB	9.0 ± 0.5	9 ± 1
B1L	16.5 ± 1.0	10 ± 1
B2L	15.3 ± 0.5	7 ± 1
LL	16.7 ± 0.5	10 ± 1

6.4 π^0 - und η -Impulsspektren

6.4.1 Kinematischer Fit

Durch einen Schnitt in der invarianten Masse bei m_0 von $m_0 \pm 1.3\Delta_m$ (mit $m_0 = m_{\pi^0}$ oder $m_0 = m_\eta$, Δ_m aus der Tabelle 9) werden die π^0 - und η -Ereignisse selektiert. Das Impulsspektrum der so ausgewählten Ereignisse kann durch

$$p^2 = (E_1 + E_2)^2 - m_0^2 \quad (43)$$

gebildet werden. Damit wird die Impulsauflösung Δp nur durch die Energieauflösungen ΔE bestimmt. So ergibt sich für Bleigaskoinzidenzen mit den Gleichungen (37) und (43) für π^0

$$\Delta p = 0.07 / \beta \cdot \{E_1 + E_2\}^{0.5} \quad (E \text{ in [GeV]}) \quad (44)$$

das heisst für

$$\begin{aligned} p &= 1.0 \text{ GeV/c} & \Delta p/p \text{ (FWHM)} &= 7\% \\ p &= 0.5 \text{ GeV/c} & \Delta p/p \text{ (FWHM)} &= 10\% \\ p &= 0.2 \text{ GeV/c} & \Delta p/p \text{ (FWHM)} &= 21\% \end{aligned}$$

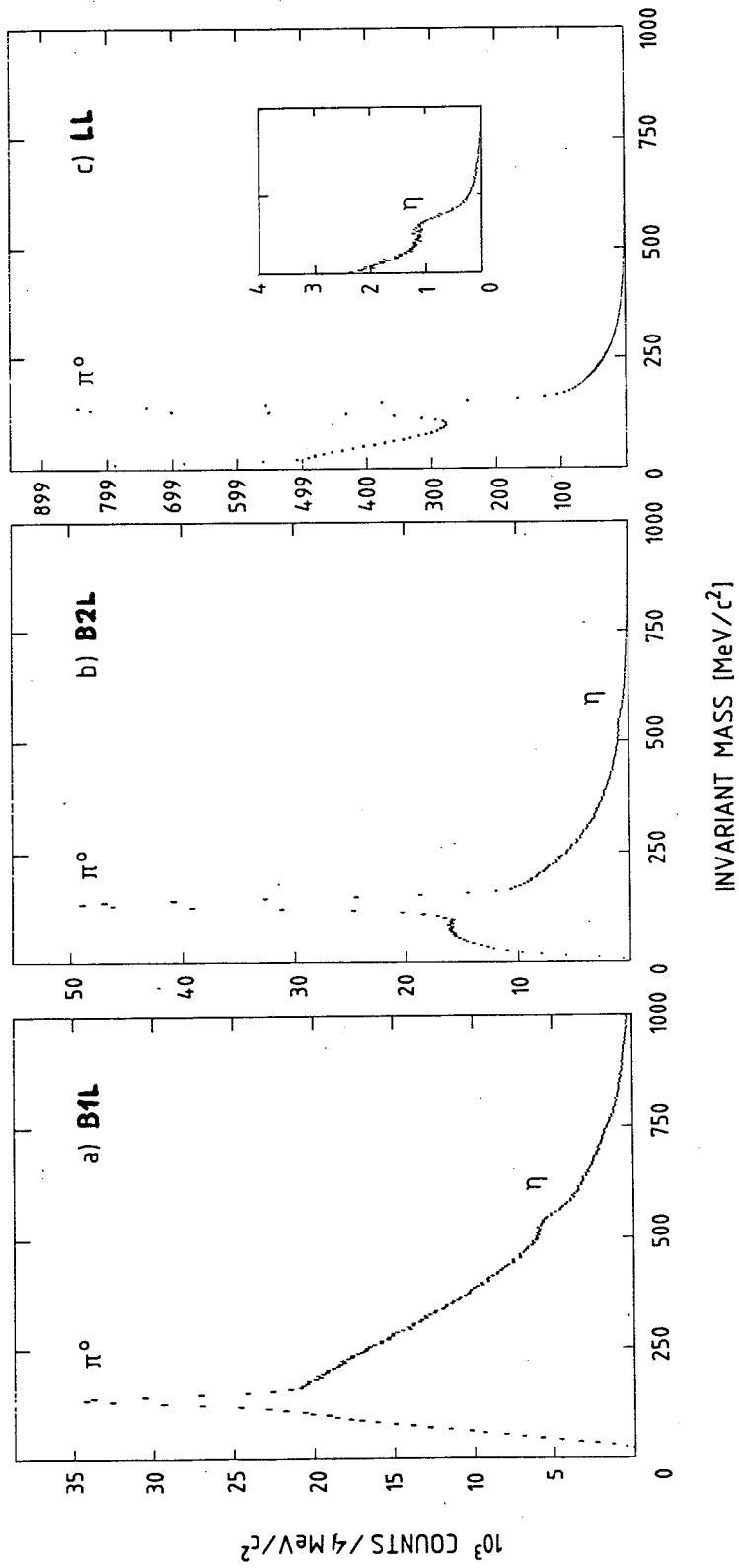


Abbildung 40: Invariante Massen von B1L-, B2L- und LL-Koinzidenzen für die Detektorkonfiguration im August 84.

Aufgrund der Messung der Energien E_1 und E_2 und dem Zwischenwinkel (der Schnitt um m_0 herum garantiert π^0 - oder η -Ereignisse) sind die Gleichungen für Energie- und Impulserhaltung bei bekannter Masse m_0 überbestimmt. Der Impuls des π^0 oder η wird nun mit Hilfe der beiden γ Energien E_1 und E_2 , dem Zwischenwinkel Θ und der verlangten invarianten Masse m_0 der beiden γ optimiert. Die Bestimmung von Extremwerten unter Berücksichtigung von Nebenbedingungen ist in der Differentialrechnung mit Hilfe der Lagrangeschen Multiplikatoren realisiert [BRA75]. In der englischen Literatur ist dies unter "constraint fit" bekannt. Die Zahl der Nebenbedingungen vermindert um die Anzahl der Unbekannten ergibt den Grad dieses Fits an. Im vorliegenden Fall sind vier Zwangsbedingungen (Energie- und Impulserhaltung in x,y,z-Richtung) und drei Unbekannte, nämlich die Impulskomponenten des π^0 oder η vorhanden; es handelt sich also um einen 1C-Fit [RON64]. Damit kann gegenüber der einfachen Addition der beiden γ -Energien die Impulsauflösung (44) bei Bleigaskoinzidenzen um bis zu einem Faktor drei verbessert werden (Abbildung 42).

Mit korrekt definierten Fehlern der Energien sowie des Zwischenwinkels bei einem π^0 - und η -Zerfall müssen die χ^2 des Fits einer normierten χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad folgen. Damit kann überprüft werden, ob die im Kapitel 4 abgeleiteten Energie- und Ortsauflösungen des Detektors richtig bestimmt sind. Sind nämlich die Auflösungen zu gross, dann verschieben sich die χ^2 des Fits in Richtung des Nullpunktes während umgekehrt zu gute Auflösungen die χ^2 vom Nullpunkt wegtreiben. Wegen der Definition der Winkelverteilungen (Gleichungen 27 und 36) sind die Winkelaufösungen nicht normalverteilt, sondern sie folgen einer Normalverteilung gefaltet mit einer Dreiecksverteilung. Damit ist der Erwartungswert $\langle \chi^2 \rangle$ der Daten insbesondere bei niederen Impulsen kleiner als eins, d. h. dem Erwartungswert der χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad.

Das χ^2 der "wahren" π^0 soll sich wie die χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad verhalten, während der unkorrelierte Untergrund wegen den Zwangsbedingungen im allgemeinen höhere χ^2 -Werte annimmt. So überleben 95% der π^0 gegenüber etwa 70% des Untergrundes bei LL-Koinzidenzen beim angewandten Schnitt von $\chi^2 \leq 3.80$. Allerdings sind die Schnitte in der invarianten Masse und in χ^2 nicht voneinander unabhängig.

Die Abbildung 41 zeigt den Verlauf der χ^2 für vom Bleiglas detektierte π^0 mit einem Impuls von mehr als 750 MeV/c. Aufgrund der kinematischen Bedingungen (3 γ -Koinzidenzen mit einem π^0 im Bleiglas und einem γ mit mehr als 500 MeV im BGO-1, siehe Abschnitt 6.5, Seite 75) ist der Untergrund an unkorrelierten 2 γ -Koinzidenzen im Bleiglas kleiner als 3.5%. Der Mittelwert $\langle \chi^2 \rangle$ beträgt 0.98, d. h. die Auflösungen des Detektors führen unter diesen kinematischen Bedingungen zu einem korrekten Verlauf der χ^2 des Fits.

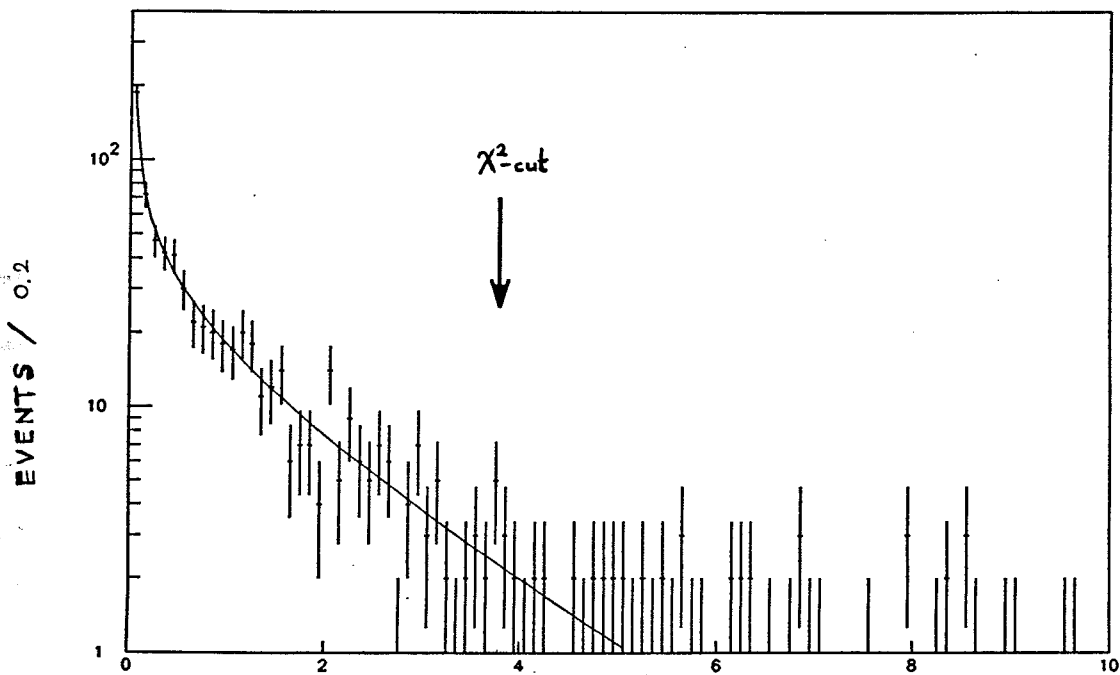


Abbildung 41: Die χ^2 -Verteilung des 1C-Fits für $p \geq 750$ MeV/c und $E_{BGO} > 500$ MeV. Der theoretische Verlauf einer χ^2 Verteilung mit einem Freiheitsgrad ist eingezeichnet, wobei die Kurve durch den Datenpunkt bei $\chi^2 = 0.2$ gelegt wurde.

Mit den Energie- und Positionsauflösungen kann nun mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation die Impulsauflösung von π^0 und η nach dem kinematischen Fit bestimmt werden. Dabei werden die Zerfälle $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ und $\eta \rightarrow 2\gamma$ bei verschiedenen Impulsen simuliert und die γ -Energien sowie der Zwischenwinkel mit den entsprechenden Auflösungen gefaltet. Diese "Messgrößen" werden in den 1C-Fit eingespiessen. Die Ergebnisse sind für $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen im Bleiglas (mit $\chi^2 \leq 3.8$) in der

Abbildung 42 dargestellt. Dies kann durch die gemessenen Prozesse $\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ überprüft werden.

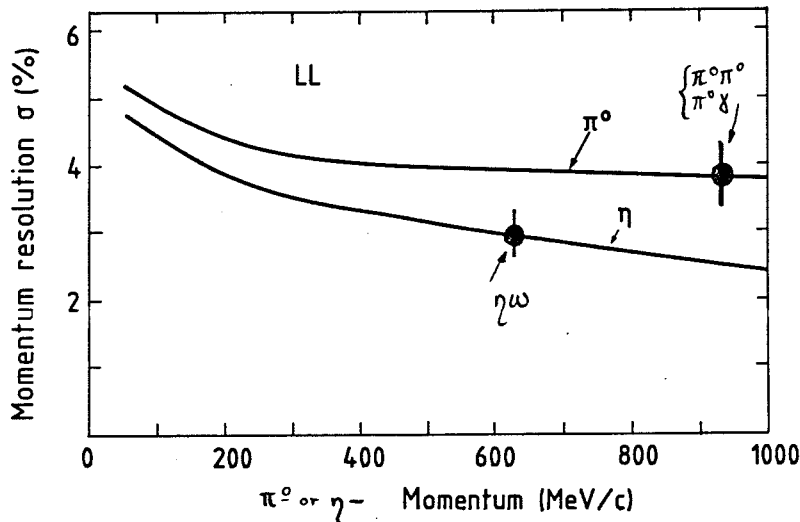


Abbildung 42: Die π^0 - und η -Impulsaufösungen für LL-Koinzidenzen nach dem 1C-Fit. Die Kurven sind Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation.

Der Einfluss der Strukturen in den Verteilungen der rekonstruierten γ -Positionen (Abbildungen 30 und 31) auf die Impulsspektren von B1L, B2L und LL (via Gleichung (61) in Appendix A) ist vernachlässigbar, da diese Strukturen bei der Bestimmung des Zwischenwinkels Θ und durch den 1C-Fit ausgewaschen werden.

6.4.2 Inklusive π^0 - und η -Impulsspektren

Die π^0 - und η -Impulse sind nach den Schnitten in der invarianten Masse und im χ^2 des kinematischen Fits in den Abbildungen 43 und 44 für LL-Koinzidenzen dargestellt.

Die Kurven $f(p)$ und $u(p)$ im π^0 -Impulsspektrum von LL (Abbildung 43) sind eine Monte-Carlo-Simulation der mit MC-P bezeichneten Kanäle in der Tabelle 8. Dabei werden die Zwischenresonanzen nicht berücksichtigt. $f(p)$ repräsentiert sowohl die korrelierten als auch die unkorrelierten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, während $u(p)$ nur den unkorrelierten Anteil darstellt. Der Schnitt in der invarianten Masse beträgt $m_0 \pm 30$ MeV. $f(p)$ ist auf die Daten bei dem Impuls $p=350$ MeV/c normiert.

Der Unterschied zwischen dem Verlauf der Daten und $f(p)$ kann daher rühren, dass für $f(p)$ Zwischenresonanzen nicht berücksichtigt wurden. Denn die Verzweigungsverhältnisse dieser Resonanzen sind entweder nicht genau genug oder meist überhaupt nicht bekannt.

Während das π^0 -Spektrum lediglich eine prominente Struktur bei 770 MeV/c aufweist ($\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \rho^0$, $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega$) und Andeutungen einer Struktur bei 652 MeV/c ($\pi^0 \phi$) und 461 MeV/c ($\pi^0 A_2$) zeigt, ist das η -Spektrum an Strukturen reichhaltiger: eine prominente Struktur bei 660 MeV/c (im wesentlichen $\eta \omega$) und weitere Strukturen bei 530 MeV/c ($\eta \delta$, ηS^*).

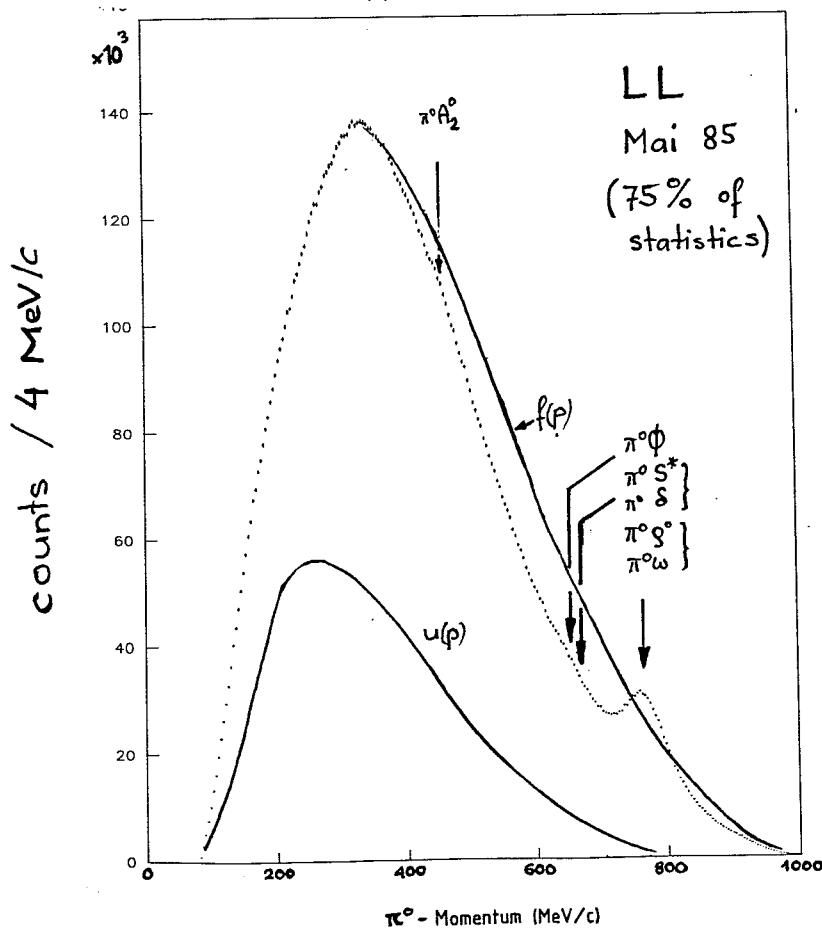


Abbildung 43: Inklusives π^0 -Impulsspektrum von LL-Koinzidenzen von der Strahlzeit im Mai 85. $f(p)$ und $u(p)$ sind im Text erklärt.

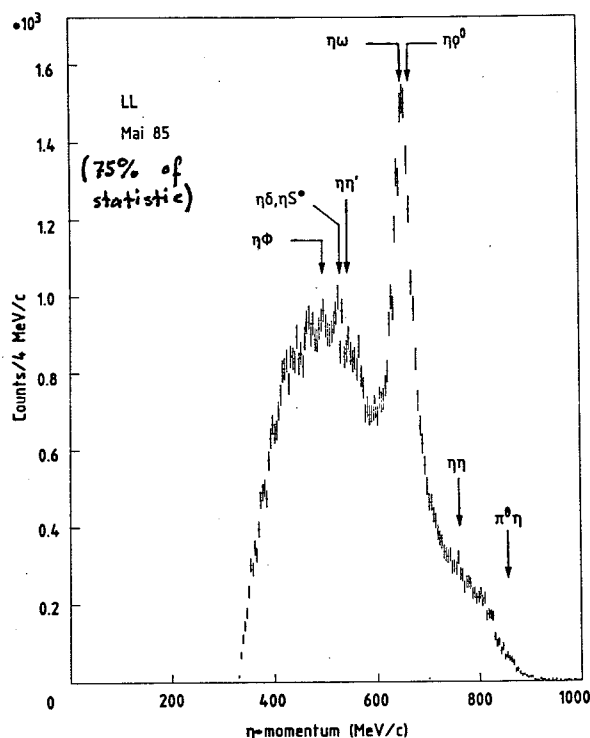


Abbildung 44: Inklusives η -Impulsspektrum von LL-Koinzidenzen von der Strahlzeit im Mai 85.

6.4.3 Obere Grenzen für die Produktion monoenergetischer π^0 und η

Mit Hilfe der inklusiven π^0 - und η -Impulsspektren können obere Grenzen für die Produktion von schmalen, monoenergetische π^0 - und η -Signale der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow (\pi^0, \eta) + X^0$ geschätzt werden. Die folgende Berechnung bezieht sich auf schmale Signale bei einem gegebenen Impuls, deren Breiten der Impulsauflösung des Detektors entsprechen. Ein Signal mit dem Impuls p , das mit einer statistischen Signifikanz von 99% (3σ) im inklusiven Impulsspektrum auftreten soll, muss ein Verzweungsverhältnis $Y(p)$ haben:

$$Y(p) = 3 \cdot \sqrt{N_B(p)} / \{N_{\bar{p}p} \cdot A(p) \cdot B(\gamma\gamma)\} \quad (45)$$

wobei $A(p)$ die geometrische Akzeptanz beim Impuls p (Abbildung 34c), $N_{\bar{p}p}$ die Anzahl der $\bar{p}p$ -Annihilationen im Wasserstoff, $N_B(p)$ die Anzahl Ereignisse des Spektrums im Intervall $p \pm 0.85 \cdot \Delta p$

(Δp = FWHM) und $B(\gamma\gamma)$ die 2γ -Partialbreiten von π^0 oder η bedeuten. Wie in Kapitel 5 schon erwähnt, annihilierten in der Messzeit im August 84 etwa 10% der $\bar{p}$ in den Mylarfenstern des Targets. Damit kann $N_{\bar{p}p} = 0.9 \cdot 2.026 \cdot 10^9$ gesetzt werden. Die Empfindlichkeit $Y(p)$ bei 99% Konfidenz für schmale Resonanzen X^0 von den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^0, \eta + X^0$ ist in der Abbildung 45 für die Messzeit im August 84 dargestellt. Insbesondere entnimmt man dem η -Impulsspektrum obere Grenzen für die Kanäle $\eta\eta'$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ von $7.2 \cdot 10^{-4}$, $2.0 \cdot 10^{-4}$ und $0.9 \cdot 10^{-4}$.

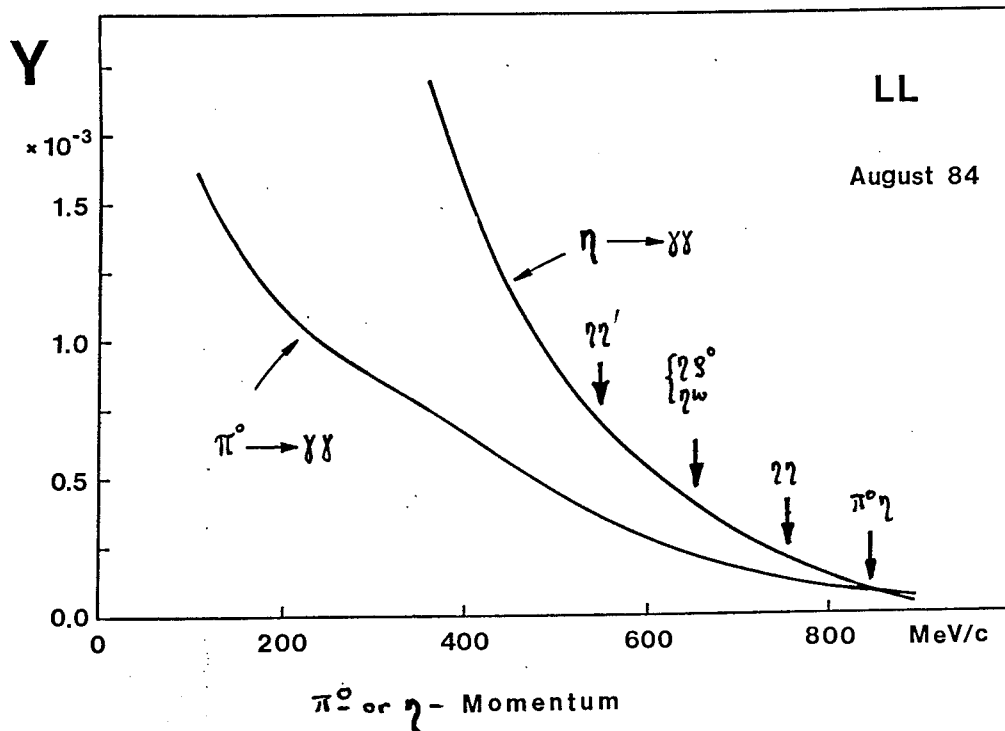


Abbildung 45: Die Empfindlichkeit $Y(p)$ (99% Konfidenz) für schmale Signale im π^0 - und im η -Impulsspektrum für LL-Koinzidenzen für die Daten während der Strahlzeit im August 84. Die Struktur bei $p_{\pi^0} = 350$ MeV/c rührt daher, dass das π^0 -Impulsspektrum (Abbildung 43) ein Maximum bei $p = 350$ MeV/c aufweist und die Akzeptanz durch eine Gerade angenähert werden kann (Abbildung 34c).

6.5 Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$

Durch die Messung von Trippel- γ -Koinzidenzen von der B1LL-Konfiguration vom Dezember 83 werden die Verzweungsverhältnisse folgender neutraler Kanäle bestimmt, die für $p_{\pi^0} \geq 800$ MeV/c signifikant zum inklusiven π^0 -Impulsspektrum beitragen:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma \quad (46a)$$

$$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0 \quad (46b)$$

Des weiteren kann das Verzweigungsverhältnis des folgenden Kanals abgeschätzt werden:

$$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0 \quad (46c)$$

6.5.1 Die Selektion der Daten

Im folgenden werden nur die Trippel-Koinzidenzen zwischen der Bleiglasmatrix und dem BGO-1 verwendet. Die Daten wurden im Dezember 83 gemessen, d. h. der BGO-1 befand sich unter 195° gegenüber dem Bleiglas.

Der Anteil des unkorrelierten Untergrundes von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen im Bleiglas nach einem Schnitt in der invarianten Masse von 135 ± 30 MeV als Funktion des $(\gamma\gamma)$ -Impulses (Gleichung 43) ist in der Abbildung 46 dargestellt. Dabei wird jeweils der Beitrag des unkorrelierten Untergrundes zum π^0 -Signal bestimmt. Das dritte γ soll im BGO mehr als 500 MeV Energie deponieren. Für $p > 750$ MeV/c und $E_\gamma > 500$ MeV wird der Anteil der unkorrelierten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen im Bleiglas kleiner als 10% und für $p > 850$ MeV/c praktisch null. Die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen im Bleiglas müssen im folgenden die Schnitte sowohl in der invarianten Masse von 135 ± 30 MeV als auch $\chi^2 \leq 3.8$ erfüllen und werden dann als " π^0 " bezeichnet.

Die invariante Masse $m_{\pi^0 + \gamma}$ und die fehlende Masse M von einem π^0 im Bleiglas und dem γ im BGO-1 werden wie folgt berechnet (m_p = Protonenmasse)

$$\text{invariante Masse} \quad m_{\pi^0 + \gamma}^2 = (E_{\pi^0} + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_{\pi^0} + \vec{p}_\gamma)^2 \quad (47a)$$

$$\text{fehlende Masse} \quad M^2 = (2m_p - (E_{\pi^0} + E_\gamma))^2 - (\vec{p}_{\pi^0} + \vec{p}_\gamma)^2 \quad (47b)$$

Die Abbildung 47a zeigt die invariante Masse $m_{\pi^0 + \gamma}$. Das Signal bei $m_{\pi^0 + \gamma} = 783$ MeV rührt vom Zerfall $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ her. Das entsprechende ω -Impulsspektrum für Ereignisse innerhalb $m_\omega \pm 30$ MeV lässt wegen des hohen Untergrundes an unkorrelierten Trippelkoinzidenzen und der niedrigen Statistik keine eindeutigen Strukturen von bekannten Resonanzen, etwa $\bar{p}p \rightarrow \omega + \pi^0$ erkennen. Andere

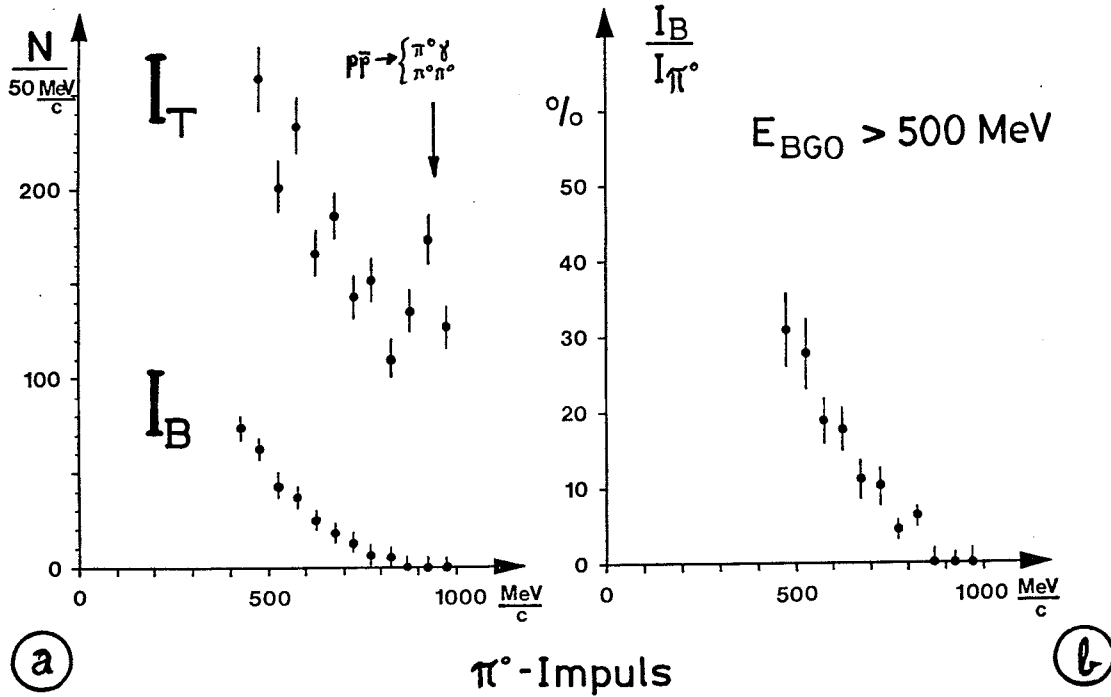


Abbildung 46: Der Anteil des unkorrelierten Untergrundes für LL-Koinzidenzen während der Strahlzeit im Dezember 83. (a) I_T und I_B bedeuten die Anzahl aller Ereignisse resp. des Untergrunds unterhalb des π^0 -Signals in der invarianten Masse von LL für 135 ± 30 MeV und $E_{BGO} \geq 500$ MeV. (b) gleiche Bedingungen wie (a), $I_{\pi^0} = I_T - I_B$ ist hier die Anzahl der π^0 -Ereignisse.

prominente Strukturen sind in der Abbildung 47a nicht zu erkennen. Dies gilt insbesondere für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$.

Das Spektrum der fehlenden Masse (Abbildung 47b) zeigt eine deutliche Struktur bei $|M^2| = 0$ GeV². Diese rührt daher, dass alle Zerfallsprodukte erfasst werden (dies gilt allerdings nur für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$). Die Breite der Struktur reflektiert die Auflösung des Detektors einerseits und die Anzahl nicht registrierter niederenergetischer γ 's (etwa vom Zerfall $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$) andererseits. Insbesondere reicht die Auflösung der fehlenden Massen nicht aus, um ein vom Detektor nicht registriertes π^0 von einem nicht registrierten γ zu unterscheiden. Im folgenden werden nur Ereignisse mit $|M^2| \leq 0.06$ GeV² akzeptiert. Die Bedingungen für das π^0 -Impulsspektrum in der Abbildung 48 sind Schnitte in der fehlende Masse von 0 ± 0.06 GeV² und in der BGO-1 Energie $E_\gamma \geq 500$ MeV. Das Signal bei $p_{\pi^0} \approx 930$ MeV/c rührt unter diesen Bedingungen nur noch von den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ her.

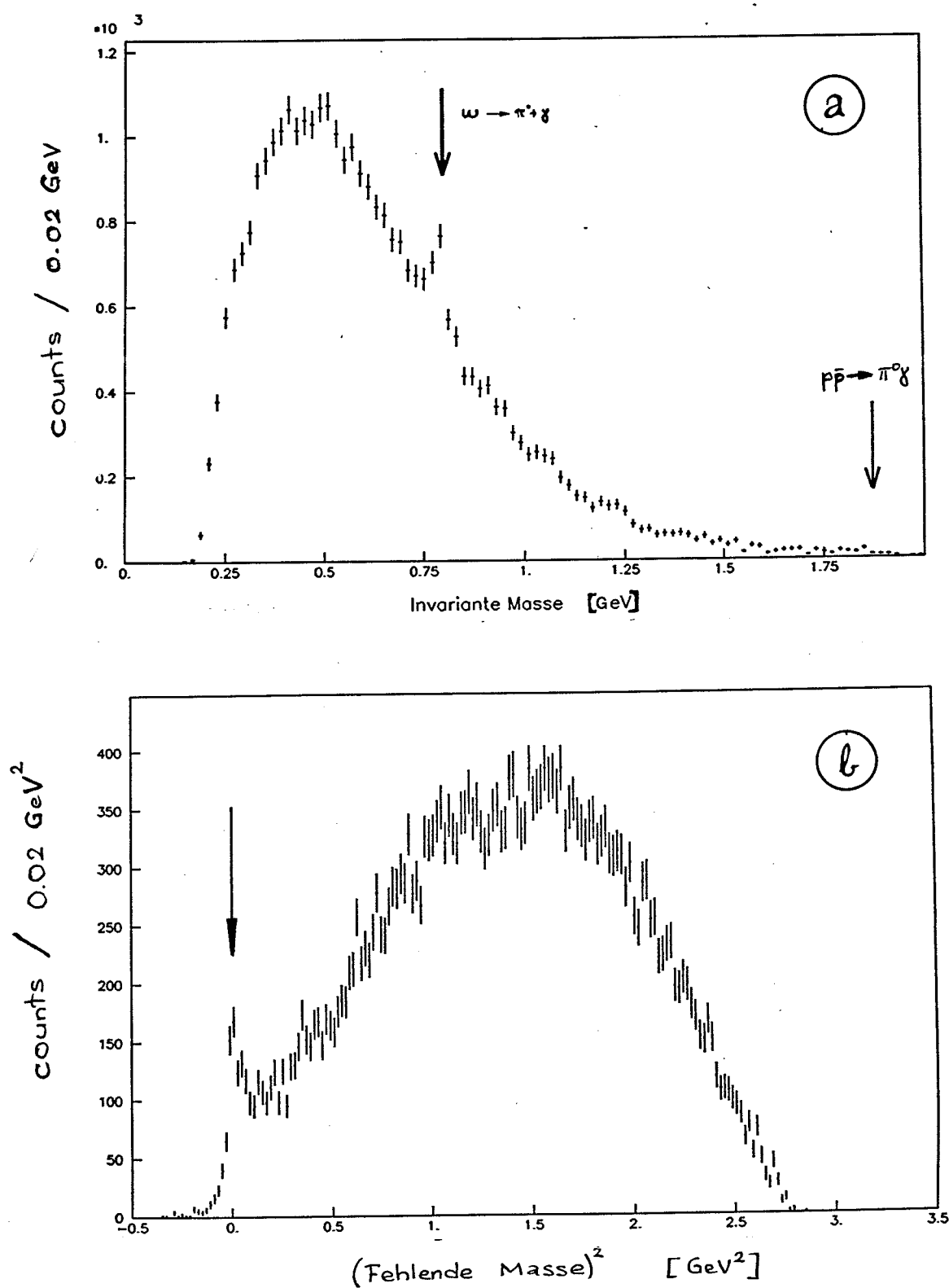


Abbildung 47: (a) Die invariante Masse von $\pi^0 + \gamma$. Das Signal bei 783 MeV rührt von $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ her.
 (b) Die fehlende Masse M^2 von $\pi^0 + \gamma$.

Das Energiespektrum von BGO-1 (Abbildung 49) entsteht unter den Bedingungen $p_{\pi^0} \geq 850$ MeV/c, $|M^2| \leq 0.06 \text{ GeV}^2$ und $\vartheta_{\pi^0, \gamma} \geq 2.9 \text{ rad}$, d. h. dem Winkel zwischen π^0 und γ .

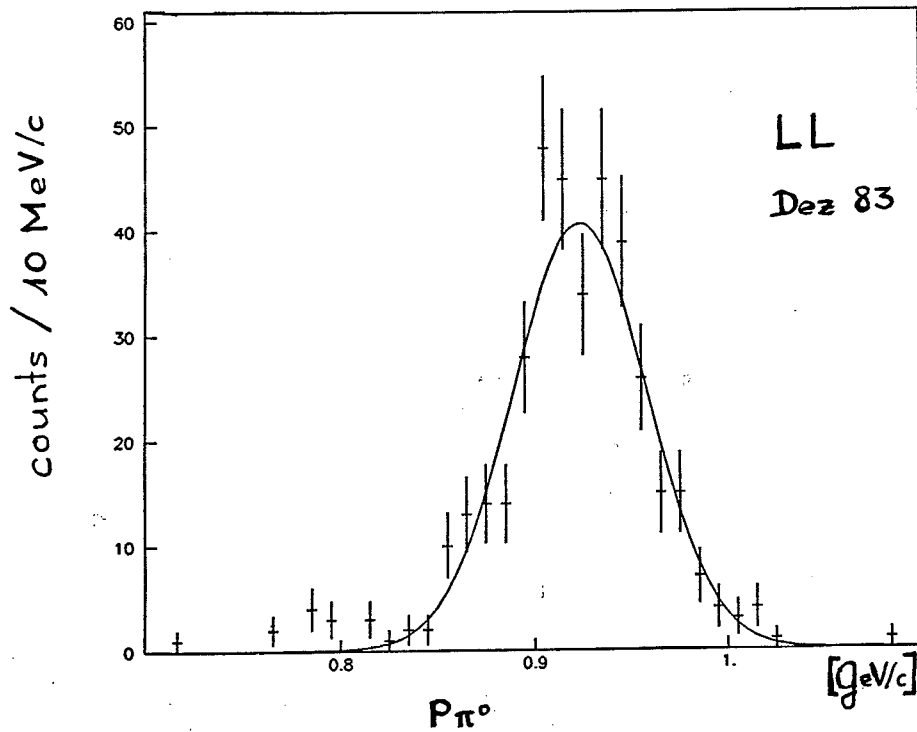


Abbildung 48: Der π^0 -Impuls für $E_{\text{BGO}} \geq 500 \text{ MeV}$ und $|M^2| \leq 0.06 \text{ GeV}^2$

6.5.2 Quantitative Analyse des BGO-Energiespektrums

Das Energiespektrum von BGO-1 (Abbildung 49) wird durch folgende Funktion $F(E)$ angepasst.

$$F(E) = \sum_i \{b_i \cdot g_i(E)\} \quad (48)$$

$$i=1 \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma \quad (48a)$$

$$i=2 \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad (48b)$$

$$i=3 \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0 \eta, \quad \text{mit } \eta \rightarrow 2\gamma \quad (48c)$$

$$i=4 \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega, \quad \text{mit } \omega \rightarrow \pi^0 \gamma \quad (48d)$$

$$i=5 \quad \bar{p}p \rightarrow 3\pi^0 \quad (48e)$$

Dabei stellen in (48) die b_i die relativen Gewichte des Kanals i dar und die $g_i(E)$ entsprechen den akzeptanzbedingten Energiespektren des Kanals i (Abbildung 36). Als Randbedingung für (48) muss

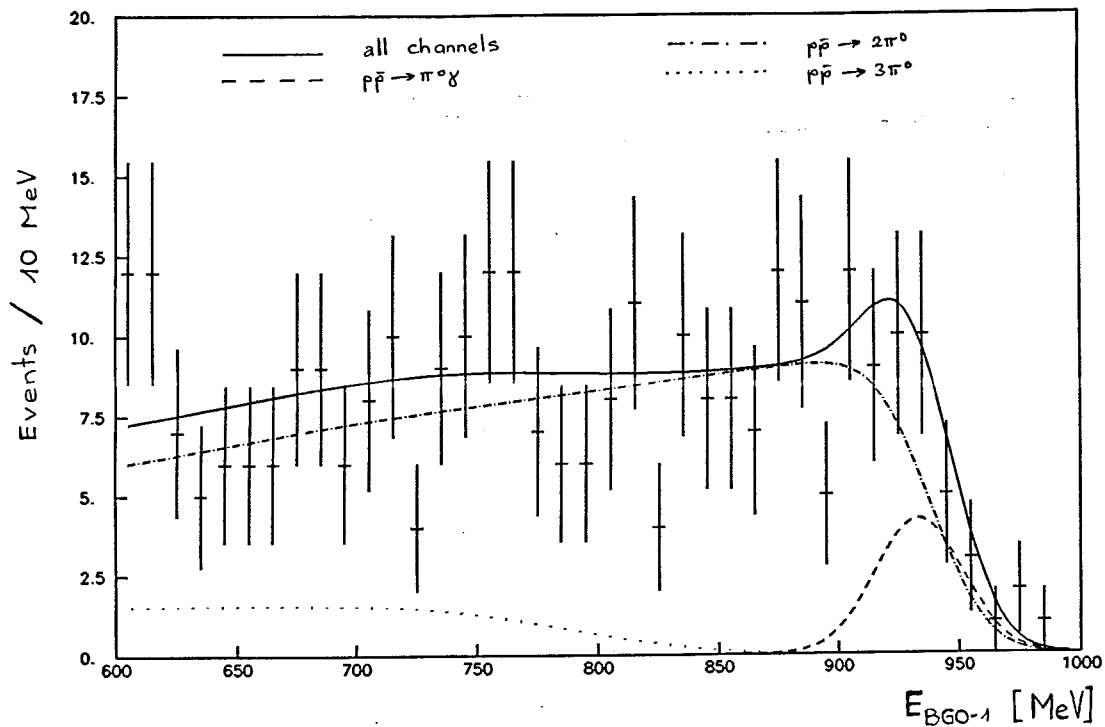


Abbildung 49: Die BGO-1 Energie für $p_{\pi^0} \geq 850 \text{ MeV}/c$. Die Kurven sind im Text beschrieben.

die Summe von $F(E)$ im vorgegebenen Energieintervall von $600 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ MeV}$ gleich der Anzahl der Ereignisse ($=299$) darin sein. Zusätzlich muss $F(E)$ mit der Energieauflösung der Softwaresumme

$$\Delta E/E = 4.5\% / \sqrt{E} \quad , \quad E \text{ in GeV} \quad (49)$$

gefaltet werden. Die fünf Kanäle in Gleichung (48a–e) sind die einzigen relevanten Kanäle, die die Schnittbedingungen erfüllen können. Weil das Verzweungsverhältnis von $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \eta$ kleiner als $3 \cdot 10^{-5}$ ist (für 1σ , siehe Abschnitt 6.4.3), kann der Kanal 48c gegenüber a vernachlässigt werden. Die beiden Kanäle 48d und e können zusammengefasst werden, da die akzeptanzbedingten Spektren beider Kanäle multipliziert mit den entsprechenden Gewichten b ($b_{3\pi^0} \approx 5\%$ [DEV73] und $b_{\pi^0 \omega} \approx 5\%$ [CAR86b]) sowohl etwa dieselbe Form als auch dieselbe Größenordnung der Kanalinhalt haben (Abbildung 36). Der eigentliche Fit benützt damit nur die Kanäle 48a, b und e. Für den Fit wurde das Programm MINUIT [MIN83] benützt ($\chi^2/\text{dof} = 0.86$).

*Tabelle 10: Ergebnisse des Fitprogramms MINUIT.
Die Bedeutung der einzelnen Bezeichnungen ist aus dem Text ersichtlich.*

Kanal	Gewicht b	Korrekturen	Verzweigungsverhältnisse
$\pi^0\gamma$	$(1.4 \pm 0.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$	$f = 1.31 \pm 0.04$	$(1.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$
$2\pi^0$	$(1.66 \pm 0.15 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$	$k = 1.32 \pm 0.04$	$(2.19 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$
$3\pi^0$	$(1.1 \pm 1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$h = 1.32 \pm 0.04$	$\leq 3.2 \cdot 10^{-3}$

$\leq 4 \cdot 10^{-3}$

In der Tabelle 10 sind die Ergebnisse für die relativen Gewichte b der Kanäle $\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$ und $3\pi^0$ zusammengestellt. Dabei ist der erste der beiden Fehler der von MINUIT gelieferte statistische Fehler und der zweite ist der systematische Fehler, der durch die Unsicherheit der absoluten Energieeichung des BGO von $\pm 1\%$ bestimmt wird. Die Korrekturfaktoren f, k und h berücksichtigen den Einfluss der Schnittbedingungen auf die Gewichte b (siehe nächster Abschnitt).

Der Fit des BGO-1 Energiespektrums wurde für drei weitere Energieintervalle ($E_\gamma \geq 500, 700$ und 800 MeV) wiederholt. Die daraus resultierenden Gewichte b_1 und b_2 sind konsistent mit denjenigen in der Tabelle 10. Das Gewicht b_3 ist der Durchschnitt der von MINUIT gegebenen Werte bei den verschiedenen Energieintervalle. Es wird damit $b_3 = 0.0011 \pm 0.0013 \pm 0.0004$.

Es zeigt sich, dass die Gewichte b linear von einer Variation der absoluten Energieeichung um $\pm 1\%$ abhängt. Damit werden die beiden Fehler für die Verzweigungsverhältnisse quadratisch addiert.

Weil b_3 einen grossen statistischen Fehler hat und dazu noch Anteile des Kanals $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\omega$ ($\omega \rightarrow \pi^0\gamma$) enthält, wird für den Kanal $3\pi^0$ nur eine obere Grenze angegeben.

6.5.3 Korrekturen für die Gewichte b_i

Die in der Tabelle 10 zusammengestellten Ergebnisse sind auf nicht detektierte oder verworfenen Ereignisse korrigiert worden. Dabei bedeutet f der Korrekturfaktor für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$, k derjenige für $2\pi^0$ und h derjenige für $3\pi^0$. Die Ursachen der Korrektur sind im einzelnen:

1. Das π^0 zerfällt nur in 98.8% aller Fälle in zwei γ . Damit werden $f_1 = 1.012$ und $k_1 = h_1 = 1.012^2 = 1.02$
2. Durch Konversion im Target gehen etwa 5% der γ 's verloren (siehe Appendix B). Damit wird $f_2 = k_2 = h_2 = 1.05 \pm 0.02$.
3. Im Dezember 83 wurden zwischen den Maxima zweier γ -Schauer mindestens vier Bleiglasreihen verlangt. Damit wird $f_3 = k_3 = h_3 = 1.05 \pm 0.02$ (siehe Unterabschnitt 6.1.2).
4. Der Schnitt im χ^2 des 1C-Fits zusammen mit dem Schnitt in der invarianten Masse führt zu $f_4 = k_4 = h_4 = 1.05 \pm 0.01$.
5. Die Bedingung $p_{\pi^0} \geq 850$ MeV/c führt wegen der Impulsauflösung von etwa 9% (FWHM) zu einem Verlust von etwa 2% der Ereignisse. Damit wird $f_5 = k_5 = h_5 = 1.02 \pm 0.01$.
6. Die Akzeptanz eines π^0 mit dem Impuls $p = 930$ MeV/c ist $(10 \pm 2.5)\%$ zu klein. Damit wird $f_6 = k_6 = h_6 = 1.10 \pm 0.03$.

Der Schnitt in der fehlenden Masse (Gleichung 47b) führt zu Verlusten von weniger als 1% und wird deshalb in der Korrektur vernachlässigt. Die Korrekturfaktoren f_i , k_i und h_i sind multiplikativ:

$$f = 1.31 \pm 0.04 \quad (50a)$$

$$k = h = 1.32 \pm 0.04 \quad (50b)$$

Die Tabelle 10 enthält diese Korrekturfaktoren und die damit erhaltenen Verzweigungsverhältnisse für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$, $\rightarrow 2\pi^0$ und $\rightarrow 3\pi^0$.

6.6 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$

Die B1L-Koinzidenzen vom Dezember 83 müssen bei der Analyse des Kanals $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ die Bedingungen Gleichung (39) und (40a) sowie

$$E_{\text{BGO-1}} \geq 450 \text{ MeV}, \quad E_{\text{LG}} \geq 450 \text{ MeV}, \quad \Theta_{12} \geq 170^\circ, \quad (51)$$

erfüllen. Die Abbildung 50 zeigt das damit erhaltenen Energiespektrum für $E_{\text{tot}} = E_{\text{BGO-1}} + E_{\text{LG}}$. Die akzeptanzbedingten Spektren der Kanäle, die neben $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ beitragen, sind in der Abbildung 35 dargestellt. Aufgrund der Ergebnisse des Abschnitts 6.4.3 können jedoch die Beiträge der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\eta$ ($B \leq 3 \cdot 10^{-5}$ für 1σ) und $\bar{p}p \rightarrow 2\eta$ ($B \leq 7 \cdot 10^{-5}$ für 1σ) für $E_{\text{tot}} \geq 1600 \text{ MeV}$ vernachlässigt werden. Für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\omega$ ($B \leq 10^{-2}$, [CAR86b]) gelten dieselben Argumente wie in Abschnitt 6.5.4.

Die Form des Spektrums in der Abbildung 50 ist damit nur noch durch die Beiträge der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$, $\pi^0\gamma$, $2\pi^0$ und $3\pi^0$ bestimmt. Die entsprechende Fitfunktion $\tilde{F}(E_{\text{tot}})$ wird zu

$$\tilde{F}(E_{\text{tot}}) = \sum_i \{ \tilde{b}_i \cdot \tilde{g}_i(E_{\text{tot}}) \} \quad (52)$$

$$i=1 \quad \bar{p}p \rightarrow 2\gamma \quad (52a)$$

$$i=2 \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma \quad (52b)$$

$$i=3 \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0 \quad (52c)$$

$$i=4 \quad \bar{p}p \rightarrow 3\pi^0 \quad (52d)$$

Dabei stellen die $\tilde{b}_i$ die Gewichte der Kanäle i und die $\tilde{g}_i(E_{\text{tot}})$ entsprechen den Spektren der Kanäle i ($i=1,4$) (Abbildung 35 in Abschnitt 4.5). Als Randbedingung für (52) muss das Integral von $\tilde{F}(E_{\text{tot}})$ im vorgegebenen Energieintervall gleich der Anzahl der gemessenen Ereignisse darin sein. Zusätzlich muss $\tilde{F}(E_{\text{tot}})$ mit der Energieauflösung

$$\Delta E_{\text{tot}}/E_{\text{tot}} = 5.9\% / \sqrt{E_{\text{tot}}} \quad , \quad E_{\text{tot}} \text{ in GeV} \quad (53)$$

gefaltet werden, welche sich empirisch aus den Energieauflösungen der BGO- und Bleiglaskalorimeter (Gleichungen (23) und (37)) ergibt.

Mit Hilfe des Programmes MINUIT [MIN83] wird (52) an das Spektrum (Abbildung 50) angepasst. Dieser Fit ergibt dieselben Gewichte für $E_{\text{tot}} > 1600, 1700$ oder 1800 MeV . Dabei beträgt jeweils $\chi^2/\text{dof} \approx 0.6$. Jedoch muss $\tilde{b}_2$ auf den durch die Trippelkoinzidenzen erhaltenen Wert fixiert werden ($\tilde{b}_2 = 1.7 \cdot 10^{-5}$), da anderenfalls MINUIT $\tilde{b}_2 = 0$ und $\tilde{b}_3$ grösser als $3.5 \cdot 10^{-4}$ berechnet, was offensichtlich mit dem Ergebnis in Tabelle 10 nicht verträglich ist. Die so erhaltenen $\tilde{b}_i$ sind in der Tabelle 11 zusammengestellt. Die Kurven in der Abbildung 50 entsprechen diesen Gewichten.

Zur Bestimmung der Verzweungsverhältnisse müssen die Gewichte $\tilde{b}$ auf die Konversion der γ im Target (Appendix B) und auf die Zerfallsbreite des π^0 in zwei γ korrigiert werden.

Der systematische Fehler resultiert aus der Unsicherheit von $\pm 1\%$ in der absoluten Energieeichung von E_{tot} . Es zeigt sich, dass die Gewicht $\tilde{b}$ linear von einer Änderung von $\pm 1\%$ der absoluten Energieeichung abhängen. Deshalb werden die beiden Fehler quadratisch addiert. Der Einfluss einer Variation der Energieauflösung (53) um 20% auf die $\tilde{b}$ spielt gegenüber demjenigen der Energieeichung keine Rolle. Die obere Grenze (1σ) für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ ergibt sich damit zu $1.2 \cdot 10^{-6}$. Die Verzweungsverhältnisse für die Kanäle $2\pi^0$ und $3\pi^0$ sind mit den Ergebnissen der Tabelle 10 konsistent. Da jedoch gemäss der Auswertung die Resultate in der Tabelle 11 von denjenigen in der Tabelle 10 abhängen, sollen nur die Resultate der Tabelle 10 weiter verwendet werden.

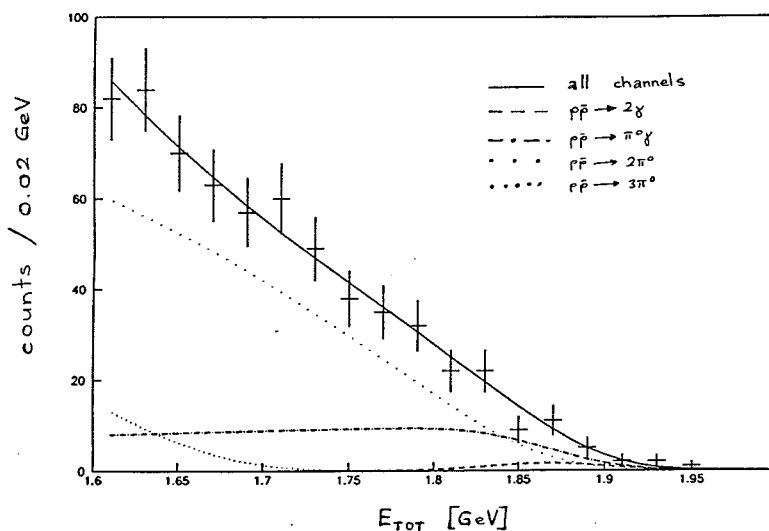


Abbildung 50: Die Verteilung von $E_{\text{tot}} = E_{\text{BGO-1}} + E_{\text{LG}}$ für die Bedingungen (51).

Tabelle 11: Die Beiträge verschiedener Kanäle zum Spektrum in Abbildung 50

Kanal	Korrektur	Gewichte $\tilde{b}$	Verzweigungsverhältnis
2γ	1.03 ± 0.01	$(0.5 \pm 0.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$	$< 1.2 \cdot 10^{-6}$
$\pi^0\gamma$	1.04 ± 0.01	$(1.7 \pm 0.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-5}$	$(1.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$
$2\pi^0$	1.05 ± 0.01	$(2.27 \pm 0.12 \pm 0.41) \cdot 10^{-4}$	$(2.38 \pm 0.45) \cdot 10^{-4}$
$3\pi^0$	1.05 ± 0.01	$(2.5 \pm 1.6 \pm 2.2) \cdot 10^{-3}$	$< 5.6 \cdot 10^{-3}$

7. DISKUSSION

7.1 Inklusives γ -Energiespektrum

In der Tabelle 12 sind die Ergebnisse der Auswertung des inklusiven γ -Energiespektrums, Resultate früherer Messungen mit einem NaI(Tl)-Sektor [RIC83] mit einer Energieauflösung wie in (42) und theoretische Voraussagen für schmale γ -Linien ([ADE81] und [DOV80b]) zusammengestellt. Die Ergebnisse von [RIC83] für monoenergetische γ -Energien werden nicht bestätigt. Es wurde mit 95% Konfidenz keinerlei schmale Struktur mit einem Verzweigungsverhältnis von $6 \cdot 10^{-4}$ oder mehr beobachtet. Die theoretischen Vorausagen von Referenz [ADE81] sind mit den gefundenen oberen Grenzen verträglich, während diejenigen von [DOV80b] durch das Experiment widerlegt sind.

Eine Verbesserung der Statistik der inklusiven γ -Spektren um mindestens eine Größenordnung muss mit dem besseren Verständnis systematischer Effekte in der Apparatur und in der Analyse einhergehen. Das Studium solcher Effekte erfordert seinerseits aber wieder sehr hohe Statistik. Mit der gegenwärtigen Messung des inklusiven γ -Spektrums scheint deshalb ein gewisser Abschluss erreicht zu sein.

Einen nächsten Schritt stellt die exklusive Messung von $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ dar, wobei die Zerfallsprodukte von X in Koinzidenz mit dem γ nachgewiesen werden. So massen Ahmad et al. [AHM85b] exklusiv den Kanal

$$\bar{p}p \rightarrow \gamma X, X \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \quad (54)$$

Die obere Grenze für ein 5σ -Signal beträgt $4 \cdot 10^{-4}$ bei einer Massenauflösung von $\Delta m_X = 38$ MeV (FWHM). Andere Experimente, welche die Zerfälle von X nachweisen, sind im Aufbau [AKE85].

Tabelle 12: Die Verzweigungsverhältnisse für schmale, monoenergetische γ -Signale im Vergleich mit einem anderem Experiment [RIC83] und theoretischen Voraussagen [ADE81], [DOV80b]

γ -Energie [MeV]	diese Arbeit (2σ)	[RIC83]	[ADE81]	[DOV80b]
108	$< 6.2 \cdot 10^{-4}$			$\approx 5 \cdot 10^{-3}$
180	$< 2.6 \cdot 10^{-4}$	$(16 \pm 5) \cdot 10^{-4} \quad (3.1\sigma)$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$\approx 5 \cdot 10^{-3}$
200			$2.0 \cdot 10^{-4}$	$\approx 5 \cdot 10^{-3}$
220		$(30 \pm 11) \cdot 10^{-4} \quad (2.7\sigma)$		$\approx 5 \cdot 10^{-3}$
290	$< 4.5 \cdot 10^{-4}$	$(12 \pm 5) \cdot 10^{-4} \quad (2.7\sigma)$		$\approx 5 \cdot 10^{-3}$
420		$(1 \pm 4) \cdot 10^{-4} \quad (0.3\sigma)$	$5 \cdot 10^{-4}$	$\approx 5 \cdot 10^{-3}$
550	$< 3.0 \cdot 10^{-4}$	$(9 \pm 3) \cdot 10^{-4} \quad (3.0\sigma)$		$\approx 5 \cdot 10^{-3}$

7.2 Inklusive π^0 - und η -Impulsspektren

Monoenergetische, schmale π^0 - oder η -Signale in inklusiven Impulsspektren, die nicht von bekannten Mesonen herrühren, sind mit einer oberen Grenze (3σ) von $Y(p=200 \text{ MeV}/c) = 1.2 \cdot 10^{-3}$ oder $Y(p=400 \text{ MeV}/c) = 0.7 \cdot 10^{-3}$ für π^0 und $Y(p=500 \text{ MeV}/c) = 1.0 \cdot 10^{-3}$ für η nicht gefunden worden. Diese Ergebnisse sind nicht unbedingt im Widerspruch zu den theoretischen Voraussagen. Aufgrund der Akzeptanzen für LL-Koinzidenzen liegen keine Grenzen von Y für π^0 -Impulse kleiner als 200 MeV/c oder η -Impulse kleiner als 400 MeV/c vor.

Monoenergetische, schmale Linien von geladenen Pionen, die jeweils den Detektorauflösungen entsprechen, sind in inklusiven Impulsspektren im Bereich von 150–300 MeV/c (obere Grenze $3 \cdot 10^{-4}$ (3σ) [MAN85]) sowie im Bereich von 200–700 MeV (obere Grenze $2 \cdot 10^{-3}$ (5σ) [AHM85b]) nicht gefunden worden.

7.3 Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\eta$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'$

Gemäss Abschnitt 6.4.3 hat ein 1σ -Signal von $\bar{p}p \rightarrow 2\eta$ ($p_\eta = 761.0$ MeV/c) eine obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses von $7 \cdot 10^{-5}$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'$ ($p_{\eta'} = 546.1$ MeV/c) eine entsprechende obere Grenze von $2.4 \cdot 10^{-4}$. Damit wird mit dem Verzweigungsverhältnis von $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ $(2.19 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$ (Tabelle 10)

$$\frac{B(\bar{p}p \rightarrow 2\eta)}{B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)} \leq 0.3 \quad (55)$$

$$\frac{B(\bar{p}p \rightarrow \eta\eta')}{B(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0)} \leq 1.1 \quad (56)$$

das heisst mit den theoretischen Berechnungen (Gleichungen 2 und 3a) durchwegs nicht im Widerspruch.

7.4 Die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0$

Mit den Verzweigungsverhältnissen von $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ von $(2.19 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$ von $(32 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ [BAL65] und der Gleichung (13) wird der Anteil der P-Welle bei der $\bar{p}p$ -Annihilation in zwei Pionen in flüssigem Wasserstoff zu

$$R = 0.19 \pm 0.03 \quad (57)$$

In der Tabelle 13 sind die Messungen von R verschiedener Gruppen zusammengestellt. Generell kann die Aussage gemacht werden, dass der DSS-Mechanismus bei $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ nicht so wirksam ist, wie bei der $\bar{p}p$ -Annihilation allgemein angenommen wird [ARM69]. Das hier erhaltene Ergebnis von $(19 \pm 3)\%$ P-Wellen bei der $\bar{p}p$ -Annihilation ist in qualitativer Übereinstimmung mit den früheren Messungen (Tabelle 13) und insbesondere nicht im Widerspruch mit den Ergebnissen für das $K^0\bar{K}^0$ -Systems [BIZ72]. Die Kaskadenrechnungen von [BOR82] legen etwa 20-50% P-Wellen bei der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe in flüssigem Wasserstoff nahe und scheinen durch die vorliegende Messung bestätigt zu sein.

Tabelle 13: Zusammenstellung des Verhältnisses R verschiedener Autoren

Verhältnis R	Quelle
0.19 ± 0.03	diese Arbeit
0.39 ± 0.08	[DEV71]
0.13 ± 0.03	[BAS77]
0.5 ± 0.3	[BAC83]

Jedoch erlaubt die Teleskop- und Targetanordnung im Dezember 83 (Kapitel 3), dass etwa 10^{-4} der aufgezeichneten $\bar{p}p$ -Annihilationen im Fluge aus P-Wellen stattfinden. Falls alle diese Annihilation in den Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ gingen, wäre dies gerade die Grössenordnung des hier gemessenen Verzweungsverhältnisses. Allerdings sind aber gemäss den Auswahlregeln [ARM69] praktisch alle Annihilationskanäle auch von P-Wellen aus erlaubt (denn der DSS-Mechanismus gilt nicht bei der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge). Damit ist nachgewiesen, dass der Prozess $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ bei der experimentellen Anordnung im Dezember 83 vor allem in Ruhe abläuft.

Das akzeptanzbedingte Spektrum für den Kanal $3\pi^0$ wurde nur für einen isotropen Zerfall bestimmt. Zusätzlich wird aufgrund der Akzeptanz nur ein kleiner Teil des Dalitzplots berücksichtigt. Die Messungen von Devons et al. [DEV73] ergeben aber deutliche Strukturen im Dalitzplot. Deshalb kann für die obere Grenze des Verzweungsverhältnisses von $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0$ in der Tabelle 10 nur die Grössenordnung bestimmt werden.

7.5 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + \gamma$

Das Vektordominanzmodell (Abschnitt 2.3) sagt mit den Verzweungsverhältnissen von $B_{\pi^0\rho^0} = (1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$ [BAL65] und $B_{\pi^0\omega} \approx 0.3 \cdot B_{\pi^0\rho^0}$ [CAR86b] ein Verzweungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ von $(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ mit $\cos\beta = 1$ voraus. Dies ist mindestens einen Faktor fünf grösser als das Ergebnis dieser Arbeit von $(1.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$. Auch für $\cos\beta = -1$ ist das Ergebnis des Vektordominanzmodells

immer noch um einen Faktor zwei zu gross. Allerdings gibt es aber keinen offensichtlichen Grund, wieso die Phasendifferenz β zwischen den beiden Zwischenzuständen mit $I=0$ und $I=1$ so stark von null verschieden sein soll. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass die Kopplungskonstante A des γ an das ω oder ρ^0 vom Formfaktor des Vertex abhängt.

Backenstoss et al. [BAC83] massen den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ mit Hilfe von inklusiven γ -Spektren und erhielten ein Verzweigungsverhältnis von $(1.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$, was eine Grössenordnung grösser als das hier erhaltene Ergebnis ist.

7.6 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$

Die für diesen Kanal erreichte Empfindlichkeit reicht nicht aus, um das Vektordominanzmodell mit diesem Kanal quantitativ zu testen. Die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses von $1.2 \cdot 10^{-6}$ stimmt mit den Voraussagen des Vektordominanzmodells von $B_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} < 10^{-6}$ überein (Abschnitt 2.3, Gleichung 10). Zusätzlich kann das Verzweigungsverhältnis mit den Wirkungsquerschnitten von $d\sigma_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma}/d\Omega = (160 \pm {}^{160}_{80}) \text{ nb/sr}$, $\sqrt{s} = 2.24 \text{ GeV}$ [HAR69] und $\sigma_{2\gamma \rightarrow \bar{p}p} = (4.5 \pm 0.5) \text{ nb}$ mit $2.0 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 2.6 \text{ GeV}$ [BRA82] verglichen werden (siehe Appendix C). Mit dem Ergebnis von [HAR69] wird $B_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} = (32 \pm {}^{37}_{16}) \cdot 10^{-6}$ und mit demjenigen von [BRA82] wird $B_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} = (0.15) \cdot 10^{-6}$. Das heisst, dass die so berechneten Verzweigungsverhältnisse mit dem hier gemessen in etwa übereinstimmen, wenn der grosse Fehler vom Ergebnis von [HAR69] berücksichtigt wird.

8. ZUSAMMENFASSUNG

Durch die Messung der inklusiven γ -, π^0 - und η Energie- resp. Impulsspektren können obere Grenzen für die Produktion von neutralen, schmalen, gebundenen $\bar{p}p$ -Zuständen angegeben werden.

Wie in der Theorie erwähnt, ist das Gebiet der nichtrelativistischen $\bar{p}p$ -Annihilation sehr komplex. Dies äussert sich unter anderem darin, dass weder der Mechanismus der $\bar{p}p$ -Annihilation in bekannte Mesonen noch die Formierung von tiefgebundenen $\bar{p}p$ -Zuständen oder Glueballs verstanden sind. Die in dieser Arbeit erhaltenen oberen Grenzen für die Produktion von solchen Zuständen X^0 via $\bar{p}p \rightarrow (\gamma, \pi^0, \eta) + X^0$, welche aus der Messung der inklusiven Energie oder Impulsspektren von γ , π^0 oder η abgeleitet werden, zeigen, dass entweder diese Zustände X^0 nicht schmal sind, d. h. die entsprechenden Signale in den inklusiven Spektren sind wesentlich breiter als die Detektorauflösung, oder aber die Produktion langlebiger Zustände ist in den ausgemessenen Energie- oder Impulsintervallen ($E \geq 100$ MeV und $p \geq 200 - 300$ MeV/c) kleiner als etwa 10^{-3} pro $\bar{p}p$ -Annihilation.

Das gemessene Verzweigungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ von $(2.19 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$ bestätigt den schon früher gefundenen hohen Anteil von etwa 20% an P-Wellen bei der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe.

Das Verzweigungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow \gamma\pi^0$ von $(1.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$ ist um mindestens einen Faktor fünf kleiner als vom Vektordominanzmodell vorausgesagt. Dagegen ist die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses für $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ von $\leq 10^{-6}$ nicht im Widerspruch zum Vektordominanzmodell.

9. Appendices

9.1 Appendix A: π^0 -Zerfallskinetik

Ein neutrales Pion besitzt die Ruhemasse $m_0 = 134.9630 \pm 0.0038 \text{ MeV}/c^2$ und eine mittlere Lebensdauer $\tau = (0.83 \pm 0.06) \cdot 10^{-16} \text{ s}$, d. h. bei einem Impuls von $1 \text{ GeV}/c$ fliegt es im Mittel $1.8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ weit, bevor es zerfällt [PPD84]. Im Experiment PS182 wird ein π^0 durch die beiden γ von

$$\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 \quad (98.802 \pm 0.030)\% \quad (58)$$

nachgewiesen. Die dabei auftretenden kinematischen Grössen sind in der Abbildung 51a definiert. Im übrigen wird die Notation verwendet, dass alle gemessenen und davon abgeleiteten Grössen ohne den Index "0" bezeichnet werden. Die γ_1 -Energien E_{01} sind gleichverteilt gemäss

$$Q(E_{01}) = \begin{cases} 1 / (c \cdot p_{0\pi^0}) & \text{für } E_{01} \in [E_{0\min}, E_{0\max}] \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (59)$$

mit $E_{0\min} = \frac{1}{2} \cdot E_{0\pi^0} \cdot (1 - \beta_0)$ und $E_{0\max} = \frac{1}{2} \cdot E_{0\pi^0} \cdot (1 + \beta_0)$. $E_{0\pi^0}$ und $p_{0\pi^0}$ sind die totale Energie und der Impuls des π^0 und β seine Geschwindigkeit. Der Zwischenwinkels Θ_0 folgt der Verteilung

$$P(\Theta_0) = \begin{cases} (1 - \beta_0^2) \cdot \cos(\Theta_0/2) / \{2 \cdot \beta_0 \cdot \sin^2(\Theta_0/2)\} \cdot (\beta_0^2 - \cos^2(\Theta_0/2))^{-0.5} & \text{für } \Theta_0 > \Theta_{0\min} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (60)$$

$$\Theta_{0\min} = 2 \cdot \text{ctg}^{-1}(p_{0\pi^0}/m_0) = 2 \cdot \sin^{-1}(m_0/E_{0\pi^0}) \quad (61)$$

Im Intervall $[\Theta_{0\min}, \Theta_{0\min} + 5.5^\circ]$ befinden sich mindestens 40% aller Ereignisse von Gleichung (60). Der Zusammenhang zwischen der Energie E_{01} und dem Winkel Θ_{01} zwischen den γ_1 - und π^0 -Impulsen ist

$$E_{01} = \frac{1}{2} \cdot m_0^2 / \{E_0 - p_{0\pi^0} \cdot \cos \Theta_0\} \quad (62)$$

Die invariante Masse von (58) wird

$$m_0^2 = 4 \cdot E_{01} \cdot E_{02} \cdot \sin^2(\Theta_0/2) = 2 \cdot E_{01} \cdot E_{02} (1 - \cos \Theta_0) \quad (63)$$

Zur Illustration der Gleichungen (59), (60) und (61) dient die Abbildung 51b.

Für den η -Zerfall in zwei γ gelten analoge Beziehungen wie (58) – (63).

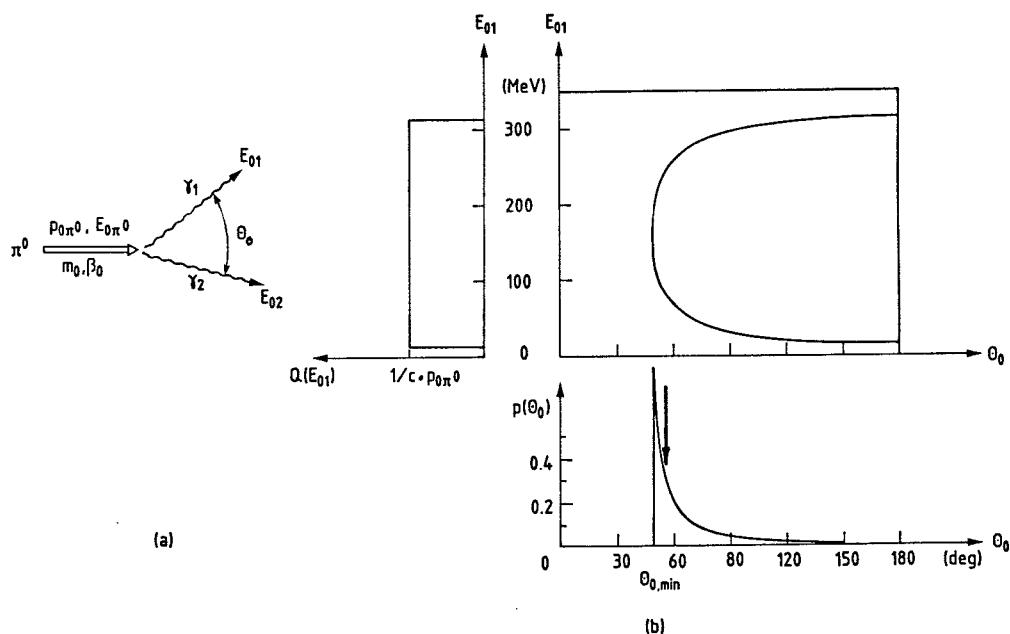


Abbildung 51: (a) Die kinematischen Größen beim π^0 -Zerfall (b) die Energie E_{01} gegenüber dem Zwischenwinkel Θ_0 für ein π^0 mit dem Impuls von 300 MeV/c. Der Pfeil in (b) deutet $\Theta_{0,min} + 5.5^\circ$ an.

9.2 Appendix B: Konversion und Comptonstreuung von γ 's im Target

Zwischen dem $\bar{p}p$ -Annihilationsvolumen und den BGO- oder Bleiglaskalorimetern können die γ (mit $E_\gamma \geq 10$ MeV) eine Paarproduktion oder Comptonstreuung eingehen.

Ein im Target oder im Plastiksintillator konvertiertes γ wird vom Trigger nicht akzeptiert (Tabelle 6), falls das Elektron-Positronpaar mehr als etwa 0.5 MeV im Plastiksintillator deponiert hat, d. h. das Paar muss mindestens 0.2 cm Szintillator durchqueren.

Die Comptonstreuung von γ im Kohlenstoff hat bei $E_\gamma = 20$ MeV den gleichen Wirkungsquerschnitt wie die Paarproduktion, während sie bei etwa 200 MeV nur noch $1/10$ der

Paarproduktion beträgt [PPD84]. Jedoch werden für die Trippelkoinzidenzen nur γ -Energien grösser als etwa 200 MeV berücksichtigt. Damit kann die Comptonstreuung gegenüber der Paarproduktion vernachlässigt werden. Für die Koeffizienten λ [gcm^{-2}] der linearen Absorption werden folgende Näherungen angenommen

- $\lambda_{\text{Szint}} \approx 0.5 \cdot \lambda_{\text{Carbon}}$ [HARSH], [PPD84]
- $\lambda_{\text{Plexi}} \approx \lambda_{\text{Dellit} + \text{Mylar}} \approx \lambda_{\text{Carbon}}$ (Strahlungslängen sind etwa gleich)
- $\lambda_{\ell\text{-H}_2} \approx 0.7 \cdot \lambda_{\text{Carbon}}$ [PPD84]

Wegen der im Verhältnis zur Materialstärke grossen Strahlungslängen von Wasserstoff, Mylar oder Szintillator (Abbildung 10) wird die Bremsstrahlung der Elektronen vernachlässigt. Damit konvertiert ein γ mit $(1.7 \pm^{0.3}_{0.4})\%$ in 2.5 cm flüssigem Wasserstoffs plus 0.2 cm Dellit und 0.125 cm Mylar, entsprechend 0.33 cm Plexiglas, plus 0.8 cm Plastiksintillator NE102A. Also gehen $(3.4 \pm^{0.6}_{0.8})\%$ der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und $(5.0 \pm^{0.9}_{1.2})\%$ der Trippel- γ -Koinzidenzen durch Paarproduktion verloren.

9.3 Appendix C: Abschätzung des Verzweigungsverhältnisses von $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$

Das Verzweigungsverhältnis vom Zerfall $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ kann mit Hilfe folgender Annihilationsquerschnitte abgeschätzt werden:

$$d\sigma_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} / d\Omega = (160 \pm^{160}_{80}) \text{ nb/sr} \quad \text{für } \sqrt{s} = 2.24 \text{ GeV} \quad [\text{HAR69}] \quad (64a)$$

unter $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$

$$\sigma_{2\gamma \rightarrow \bar{p}p} = (4.5 \pm 0.5) \text{ nb}, \quad 2.0 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 2.6 \text{ GeV} \quad [\text{BRA82}] \quad (64b)$$

Mit dem detaillierten Gleichgewicht wird $\sigma_{2\gamma \rightarrow \bar{p}p}$ (64b) in $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma}$ umgerechnet ($\sqrt{s} = 2.3 \text{ GeV}$, m_p = Protonenmasse):

$$\sigma_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} = s / \{2 \cdot (s + 4 \cdot m_p^2)\} \cdot \sigma_{2\gamma \rightarrow \bar{p}p} = (6.7 \pm 1.2) \text{ nb} \quad (65a)$$

Im folgenden wird angenommen, dass das Matrixelement $|M|^2$ des Annihilationswirkungsquerschnittes im Flug für $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ etwa dasselbe ist wie dasjenige vom Zerfall $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$. Der Wirkungsquerschnitt und die Zerfallsbreite von $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ werden jeweils auf den totalen Annihilationswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{ann}} = 60 \text{ mb}$ bei $\sqrt{s} = 2.3 \text{ GeV}$ (Gleichung 11) resp. auf $B_{\bar{p}p \rightarrow \text{alle}} = 1$ normiert. Damit kann das Verzweigungsverhältnis von $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ wie folgt abgeschätzt werden.

$$B_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} = \sigma_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} / \sigma_{\text{ann}} \cdot B_{\text{alle}} \quad (66a)$$

Das heisst für Gleichung (65a) wird $B_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} = (3.2 \pm {}^{3.7}_{1.6}) \cdot 10^{-5}$ (Bei der Integration über $d\Omega$ in Gleichung (65a) wird Isotropie der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ angenommen) und für Gleichung (65b) wird $B_{\bar{p}p \rightarrow 2\gamma} = 1.5 \cdot 10^{-7}$.

9.4 Appendix D: Die Auswahlregeln der Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow (\pi^0, \eta, \gamma) + X^0$

Neben den Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltungssätzen spielen noch andere Erhaltungsgrössen beim $\bar{p}p$ Zerfall eine gewichtige Rolle. So sind die Parität und die C-Parität bei den starken und elektromagnetischen Prozessen immer erhalten, während die nur für die starke Wechselwirkung definierte G-Parität in einigen Fällen scheinbar verletzt sein kann, wie z. B. der Zerfall von $\eta \rightarrow 3\pi^0$ zeigt (elektromagnetischer Zerfall mit hadronischen Endprodukten).

Bei der $\bar{p}p$ -Annihilation in zwei neutrale Teilchen a und b ($\bar{p}p \rightarrow a + b$) werden die Auswahlregeln besonders durchsichtig, denn es gilt

$$\begin{array}{lll} \text{Parität} & (-)^{\ell_i + 1} & = P_a \cdot P_b \cdot (-)^{\ell_f} \\ \text{C-Parität} & (-)^{\ell_i + s_i} & = C_a \cdot C_b \\ \text{G-Parität} & (-)^{\ell_i + s_i + I_i} & = G_a \cdot G_b \end{array} \quad (67)$$

mit $\ell_{i,f}$ = Drehimpulse im Anfangs- und Endzustand (i und f)
 s_i = Spin im Anfangszustand
 I_i = Isospin im Anfangszustand
 $P_{a,b}$ = Parität der Teilchen a und b
 $C_{a,b}$ = C-Parität der Teilchen a und b
 $G_{a,b}$ = G-Parität der Teilchen a und b.

Für die Beschreibung der Quantenzahlen werden folgende Notationen [BER79] verwendet

$$\begin{array}{lll} \text{spektroskopische Notation} & 2I+1, 2s+1, L_J & \text{mit } J = \max(\vec{s} + \vec{\ell}) \\ \text{Notation der Elementarteilchen} & I^G J^{PC} & \end{array} \quad (68)$$

In den beiden Tabellen 14 und 15 sind die möglichen Anfangszustände des $\bar{p}p$ -Systems für $\bar{p}p \rightarrow (\pi^0, \eta) + X^0$ dargestellt, wobei $\ell_f = 0, 1, 2$ gesondert betrachtet werden. Ein ? neben den Quantenzahlen von X weist auf eine noch nicht sicher nachgewiesene Resonanz [PPD84] hin. Ein Glueball kann z. B. $J^{PC} = 0^{--}$ oder 2^{++} haben, während ein Hermaphrodit 0^{--} oder 1^{-+} hat [AHM82].

Für den Zerfall $\bar{p}p \rightarrow S + S$ mit $S =$ identische Skalarmesonen π^0 , η , K_S und K_L muss wegen der symmetrischen Wellenfunktion im Endzustand $\ell_f = 0, 2, 4, \dots$ sein. Damit darf für $\ell_f = 0, 2$ der Anfangszustand nur $J^{PC} = {}^3P_{0,2}$ sein.

Prozesse wie $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ können mit Hilfe des Vektordominanzmodells beschrieben werden (Abschnitt 2.3). Damit muss der Anfangszustand mit demjenigen von $\bar{p}p \rightarrow V + X$ mit $V =$ Vektormeson (ρ^0 , ω , ϕ) übereinstimmen. Analog sind die Quantenzahlen im rein elektromagnetischen Zerfall $\bar{p}p \rightarrow 2\gamma$ dieselben wie für $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \rho^0$, $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \omega$ und $\bar{p}p \rightarrow \omega \omega$ ($J^{PC} = {}^1S_0$ und $J^{PC} = {}^3P_{0,2}$). Generell können aber die elektromagnetischen Übergänge E1, M1, E2 und M2 von einem $\bar{p}p$ -Atom aus (mit $\ell_i = 0, 1$) praktisch alle Quantenzahlen eines gebundenen $\bar{p}p$ -Zustands bevölkern.

Neben diesen Auswahlregeln gibt es noch andere dynamische Mechanismen, die einige Prozesse beeinflussen. So zeigt das Experiment, dass z. B. der Zerfall $\bar{p}p \rightarrow \rho \pi$ nur von Isospin $I = 0$ ausgeht [NIS85]. Oder die Produktion von ϕ in der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe ist wegen der OZI-Regel [OZI64] stark unterdrückt.

Tabelle 14: Die Quantenzahlen für $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 X^0$

Anfangszustand $\bar{p}p$		Endzustand $\pi^0 X^0$		$I_X G_X J_X^{PC}$	
$I_X G_X J_X^{PC}$	$2s+1L_J$	$\ell_f=0$	$\ell_f=1$	$\ell_f=2$	
0^+0^{-+}	1S_0	$1^-0^{++} \delta^0$	$1^-1^{-+} ?$	$1^-2^{++} A_2^0$	
1^-0^{-+}	1S_0	$0^+0^{++} S^{*,\epsilon}$	$0^+1^{-+} ?$	$0^+2^{++} f,f',\Theta$	
0^-1^{--}	3S_1	$1^+1^{+-} B^0$	$1^+0^{--} ?$ $1^+1^{--} \rho^0, \rho^{0'}$ $1^+2^{--} ?$ $1^{--} \gamma$	$1^+1^{+-} B^0$ $1^+2^{+-} ?$	
1^+1^{--}	3S_1	$0^-1^{+-} H$	$0^-0^{--} ?$ $0^-1^{--} \omega, \phi, \phi'$ $0^-2^{--} ?$ $1^{--} \gamma$	$0^-1^{+-} H$ $0^-2^{+-} ?$	
0^-1^{+-}	1P_1	$1^+1^{--} \rho^0, \rho^{0'}$ $1^{--} \gamma$	$1^+0^{+-} ?$ $1^+1^{+-} B^0$ $1^+2^{+-} ?$	$1^+1^{--} \rho^0, \rho^{0'}$ $1^+2^{--} ?$ $1^{--} \gamma$	
1^+1^{+-}	1P_1	$0^-1^{--} \omega, \phi, \phi'$ $1^{--} \gamma$	$0^-0^{+-} ?$ $0^-1^{+-} H$ $0^-2^{+-} ?$	$0^-1^{--} \omega, \phi, \phi'$ $0^-2^{--} ?$ $1^{--} \gamma$	
0^+0^{++}	3P_0	$1^-0^{-+} \pi^0$	$1^-1^{++} A_1^0$	$1^-2^{-+} A_3^0$	
0^+1^{++}	3P_1	$1^-1^{-+} ?$	$1^-0^{++} \delta^0$ $1^-1^{++} A_1^0$ $1^-2^{++} A_2^0$	$1^-1^{-+} ?$ $1^-2^{-+} A_3^0$	
0^+2^{++}	3P_2	$1^-2^{-+} A_3^0$	$1^-1^{++} A_1^0$ $1^-2^{++} A_2^0$	$1^-0^{-+} \pi^0$ $1^-1^{-+} ?$ $1^-2^{-+} A_3^0$	
1^-0^{++}	3P_0	$0^+0^{-+} \eta, \eta', \iota$	$0^+1^{++} D, E$	$0^+2^{-+} ?$	
1^-1^{++}	3P_1	$0^+1^{-+} ?$	$0^+0^{++} S^{*,\epsilon}$ $0^+1^{++} D, H$ $0^+2^{++} f, f', \Theta$	$0^+1^{-+} ?$ $0^+2^{-+} ?$	
1^-2^{++}	3P_2	$0^+2^{-+} ?$	$0^+1^{++} D, E$ $0^+2^{++} f, f', \Theta$	$0^+0^{-+} \eta, \eta', \iota$ $0^+1^{-+} ?$ $0^+2^{-+} ?$	

Tabelle 15: Die Quantenzahlen für $\bar{p}p \rightarrow \eta X^0$

Anfangszustand $\bar{p}p$		Endzustand ηX^0		$I_X G_X J_X^{PC}$	
$I_X G_X J_X^{PC}$	$2s+1 L_J$	$\ell_f=0$	$\ell_f=1$	$\ell_f=1$	$\ell_f=2$
$0^+ 0^- +$	1S_0	$0^+ 0^{++} \quad S^{*,\epsilon}$	$0^+ 1^- + \quad ?$	$0^+ 2^{++} \quad f, f', \Theta$	
$1^- 0^- +$	1S_0	$1^- 0^{++} \quad \delta^0$	$1^- 1^- + \quad ?$	$1^- 2^{++} \quad A_2^0$	
$0^- 1^- -$	3S_1	$0^- 1^{+-} \quad H$	$0^- 0^- - \quad ?$	$0^- 1^{+-} \quad H$	
			$0^- 1^- - \quad \omega, \phi, \phi'$	$0^- 2^{+-} \quad ?$	
			$0^- 2^- - \quad ?$		
			$1^- - \quad \gamma$		
$1^+ 1^- -$	3S_1	$1^+ 1^{+-} \quad B^0$	$1^+ 0^- - \quad ?$	$1^+ 1^{+-} \quad B^0$	
			$1^+ 1^- - \quad \rho^0, \rho'^0$	$1^+ 2^{+-} \quad ?$	
			$1^+ 2^- - \quad ?$		
			$1^- - \quad \gamma$		
$0^- 1^{+-}$	1P_1	$0^- 1^- - \quad \omega, \phi, \phi'$	$0^+ 0^{+-} \quad ?$	$0^- 1^- - \quad \omega, \phi, \phi'$	
		$1^- - \quad \gamma$	$0^+ 1^{+-} \quad H$	$0^+ 2^- - \quad ?$	
			$0^+ 2^{+-} \quad ?$	$1^- - \quad \gamma$	
$1^+ 1^{+-}$	1P_1	$1^+ 1^- - \quad \rho^0, \rho'^0$	$1^+ 0^{+-} \quad ?$	$1^+ 1^- - \quad \rho^0, \rho'^0$	
		$1^- - \quad \gamma$	$1^+ 1^{+-} \quad B^0$	$1^+ 2^- - \quad ?$	
			$1^+ 2^{+-} \quad ?$	$1^- - \quad \gamma$	
$0^+ 0^{++}$	3P_0	$0^+ 0^- + \quad \eta, \eta', \iota$	$0^+ 1^{++} \quad D, E$	$0^+ 2^- + \quad ?$	
$0^+ 1^{++}$	3P_1	$0^+ 1^- + \quad ?$	$0^+ 0^{++} \quad S^{*,\epsilon}$	$0^+ 1^- + \quad ?$	
			$0^+ 1^{++} \quad D, E$	$0^+ 2^- + \quad A_3^0$	
			$0^+ 2^{++} \quad f, f', \Theta$		
$0^+ 2^{++}$	3P_2	$0^+ 2^- + \quad A_3^0$	$0^+ 1^{++} \quad D, E$	$0^+ 0^- + \quad \eta, \eta', \iota$	
			$0^+ 2^{++} \quad f, f', \Theta$	$0^+ 1^- + \quad ?$	
				$0^+ 2^- + \quad ?$	
$1^- 0^{++}$	3P_0	$1^- 0^- + \quad \pi^0$	$1^- 1^{++} \quad A_1^0$	$1^- 2^- + \quad A_3^0$	
$1^- 1^{++}$	3P_1	$1^- 1^- + \quad ?$	$1^- 0^{++} \quad \delta^0$	$1^- 1^- + \quad ?$	
			$1^- 1^{++} \quad A_1^0$	$1^- 2^- + \quad A_3^0$	
			$1^- 2^{++} \quad A_2^0$		
$1^- 2^{++}$	3P_2	$1^- 2^- + \quad A_3^0$	$1^- 1^{++} \quad A_1^0$	$1^- 0^- + \quad \pi^0$	
			$1^- 2^{++} \quad A_2^0$	$1^- 1^- + \quad ?$	
				$1^- 2^- + \quad A_3^0$	

10. Literatur

- [ADE81] J.P. Ader et al., Phys. Lett. 101B(1981)427
- [ADI81] L. Adiels et al., Proposal of PS182, CERN/PSCC/80-142, PSCC/P 36, 1981
- [ADI86] L. Adiels et al., Nucl. Instrum. and Methods A244(1986)380
- [AHM82] S. Ahmad et al.: $q\bar{q}$ -Spectroscopy and Search for Glueballs, Baryonia and other Boson Resonances in $p\bar{p}$ -Annihilations at rest with ASTERIX experiment at LEAR, Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy-Cooled-Antiprotons, (ed. by U. Gastaldi and R. Klapisch Plenum Press * New York and London 1982), p. 253
- [AHM85a] S. Ahmad et al., $p\bar{p}$ -Annihilation into neutral Kaons, Physics with antiproton at LEAR in the ACOL ERA. Proc. of the 3rd LEAR workshop, (ed. by U. Gastaldi et al., éditions frontières, France, 1985), p. 353
- [AHM85b] S. Ahmad et al., Status and Future of the ASTERIX experiment, Physics with antiproton at LEAR in the ACOL ERA. Proc. of the 3rd LEAR workshop, (ed. by U. Gastaldi et al., éditions frontières, France, 1985), p. 347
- [AKE85] E. Aker et al., The Cristal Barrel: Meson Spectroscopy at LEAR with a 4π neutral and charged Detector, Proposal, CERN/PSCC/85-56, PSCC/P90, 11 Oct, 1985
- [ARM69] R. Armenteros and B. French, "High Energy Physics", Vol IV, (ed. by E.H.S. Burhop, Academic Press, New York - London 1969), p. 237.
- [ARM80] R. Armenteros et al., CERN PS Proposal CERN/PSCC/80-101 (1980)
- [BAC83] G. Backenstoss et al., Nucl. Phys. 228B(1983)424
- [BAL65] C. Baltay et al., Phys. Rev. Lett. 15(1965)532
- [BAR85] T. Barnes: Exotica for ELSA: Barionia, Dibarions, Glueballs and Hybrids, Bonn ELSA meeting, Bad Honnef, Octobre 1984
- [BAS79] G. Bassompierre et al., Measurement of the $2\pi^0$ Production in $p\bar{p}$ -Annihilation at rest, European Conference of $p\bar{p}$, proc. of the IV european antiproton conference, (ed. A. Fridman, édition du centre national de la recherche scientifique, France, 1979), p. 139
- [BER79] L. Bertocchi: NN Physics, Miramare - Trieste, IAEA ICTP 78-61, 1979
- [BIZ72] R. Bizzarri, Initial Angular Momentum in $p\bar{p}$ Annihilation at rest, proc. of the symp. on Nucleon - Antinucleon Anihilation, (ed. by L. Montanet, CERN 72-10, 1972), p. 161
- [BLU83] P. Blüm et al., Nucl. Instrum. and Methods 213(1983)251
- [BOR82] E. Borie: Pressure dependence of X-rays yields in protonium, Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy-Cooled-Antiprotons, (ed. by U. Gastaldi and R. Klapisch, Plenum Press * New York and London 1982), p. 185
- [BRA75] S. Brandt: Datenanalyse, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, B.I. - Wissenschaftsverlag, (1975), Abschnitt 9.3.2
- [BRA82] R. Brandelik et al., Phys. Lett. 108B(1982)670
- [BUC79] W. W. Buck, C. B. Dover and J. M. Richard, Ann. of Phys. 121(1979)47
- [BUS83] R. Buser, Dissertation, Basel, 1983, nicht veröffentlicht
- [CAR84] C.E. Carlson: The glueball mass spectrum, proc of the XV Symposium on Multiparticle Dynamics, (ed. by G. Gustafson et al., World Science Publishing Co Pte Ltd, 1984), p. 213
- [CAR86a] S. Carius, Theses, Stockholm, 1986
- [CAR86b] S. Carius, private Mitteilung, 1986
- [CLO79] F.E. Close: An introduction to Quarks and Partons Academic Press * London * New York * San Francisco, 1979
- [DAL84] O.D. Dalkarov, I.S. Shapiro, R.T. Tyapaeu, Annihilation of nonrelativistic antiprotons, P.N. Lebedev Physical Institute, preprint No 21, Moscow 1984
- [DAY59] T. Day, C.A. Snow and J. Sucher, Phys. Rev. Lett. 3(1959)61
- [DEL82] B. Delcourt, J. Layssac and E. Pelaquier, $p\bar{p}$ -annihilation at rest in the one meson exchange model: application to the ASTERIX experiment, Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy-Cooled-Antiprotons (ed. by U. Gastaldi and R. Klapisch, Plenum Press * New York and London, 1982), p. 305.

- [DEV71] S. Devons et al., Phys. Rev. Lett. 27(1971)1614
- [DEV73] S. Devons et al., Phys. Lett. 47B(1973)271
- [DON82] J.F. Donoghue: Glueball candidates, proc of the XXI International Conference on High Energy Physics, (ed. by P. Petiau and M. Porneuf, les éditions de physiques, France, 1982), p. 89
- [DOV79] C.B. Dover, J. M. Richard, Ann. of Phys. 121(1979)70 – 112
- [DOV80a] C.B. Dover, J. M. Richard, Phys. Rev. 21C(1980)1466
- [DOV80b] C.B. Dover, J. M. Richard and M. C. Zabeck, Ann. of Phys. 130(1980)70
- [DOV84] C.B. Dover and P.M. Fishbane, "NN Annihilation into two pseudoscalar Mesons: Quark Rearrangement vs Quark Annihilation, IPNO/TH 84 – 8
- [EAD71] W.T. Eadie et al.: Statistical methods in experimental physics, North – Holland Publishing Company * Amsterdam & London, 1971
- [FES49] H. Feshbach und V. Weisskopf, Phys. Rev. 76(1949)1550
- [FOS68] M. Foster, Nucl. Phys. B6(1968)107
- [GEN83] H. Genz, Phys. Rev. D28(1983)1094
- [GHE74] C. Ghesquière: An inclusive view on $\bar{p}p \rightarrow n\pi$ at rest, proc. of the Symposium on Antinucleon – Nucleon Interactions, (ed. by L. Montanet, CERN – 74 – 18, 1974), p. 436
- [GRE83] A.M. Green and J. A. Niskanen: From phenomenological to microscopic descriptions of NN annihilation, University of Helsinki, Preprint Series in Theoretical Physics, No.: HU – TFT – 83 – 54, 1983. To be published in International review of Nuclear Physics 2, (ed. by T.T.S. Kuo, World Science Co., Singapore, 1984)
- [GRE85] A.M. Green and J. A. Niskanen: NN Annihilation Mechanisms, Physics with antiproton at LEAR in the ACOL ERA. Proc. of the 3rd LEAR workshop, (ed. by U. Gastaldi et al., éditions frontières, France, 1985), p. 185
- [HAR69] D.L. Hartill et al., Phys. Rev. 184(1969)1415
- [HARSH] The Harshaw Chemical Company, "Harshaw radiation Detector", Solon, Ohio 44139, USA.
- [ISG84] N. Isgur, in Particles and Fields, 1981: Testing the Standard Model, proc. of the meeting of the Division of Particles and Fields of the APS, (ed. by C. Heusch and W.T. Kirk, AIP, New York, 1982), p. 1
- [ISG85] N. Isgur and J. Paton, Phys. Rev. 31D(1985)2910
- [JAF77] R. L. Jaffe, Phys. Rev. 15D(1977)276 – 289
- [JAH77] W. Jahn und K. Schilling, Optische Gläser für Cerenkovzähler, Ed. Jenaer Glaswerke Schott & Gen., Mainz (1977)
- [JAN66] J.F. Janni, Calculations of energy loss, range, pathlength, straggling, multiple scattering, and the probability of inelastic nuclear collisions for 0.1 to 1000 MeV-Protons, Technical report No AFWL-TR-65-150, Sept. 1966, AIR FORCE weapons laboratory, Kirtland Air Force Base, New Mexico, USA, 1966
- [JON82] E. Jones: The CERN $\bar{p}$ complex, Workshop on Physics at LEAR with Low – Energy – Cooled – Antiprotons, (ed. by U. Gastaldi and R. Klapisch Plenum Press * New York and London, 1982), p. 5
- [KEK82] KEK Annual Report 1982, Experiment 68, KEK-Fukui – Kyoto-Saga-Kollaboration, National Laboratory for High Energy Physics, Oho-machi, Tsukuba-gun, Ibaraki-Ken, 305 JAPAN.
- [KOB84] M. Kobayashi et al., Nucl. Instrum. and Methods 222(1984)458
- [KLE82] K. Kleinknecht, Phys. Rep. 84(1984)85
- [MAN85] M.A. Mandelkern, A Search for narrow lines in charged meson and Gamma Ray in Antiproton annihilation at rest in liquid Hydrogen, Physics with antiproton at LEAR in the ACOL ERA. Proc. of the 3rd LEAR workshop, (ed. by U. Gastaldi et al., éditions frontières, France, 1985), p. 361
- [MAR83] M. Maryama and T. Ueda, Phys. Lett. 124B(1983)121
- [MAX80] O.V. Maxwell et al., Nucl. Phys. A362(1981)301

- [MIN83] F. James et al., "Function Minimalisation and Error analyses: MINUIT", CERN Computer Centre Library D506 (1983)
- [NIS84] J.A. Niskanen and A.M. Green, Nucl. Phys. A431(1984)593
- [NIS85] J.A. Niskanen, $\bar{p}p$ Annihilation, HU-TFT-85-33, Helsinki, 12 June 85
- [NIS85b] J.A. Niskanen and F. Myhrer, Phys. Lett. B157(1985)247
- [ORF73] S.J. Orfanidis and V. Rittenberg, Nucl. Phys. B59(1973)570
- [OZI64] OZI- oder Zweigregel; S. Okubo, Phys. Lett. 5(1963)163; V. Zweig, CERN Report No 8419/TH 412, 1964 (unpublished); J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Supplement, No 37-38 (1966), p. 21
- [PAU82] E. Pauli: $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$ at LEAR, Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy-Cooled-Antiprotons, (ed. by U. Gastaldi and R. Klapisch Plenum Press * New York and London, 1982), p. 805
- [PAV78] P. Pavlopoulos: Suche nach tiefgebundenen Zuständen im Antiproton-Proton-System, Dissertation KfK 3/78-4, Kernforschungszentrum Karlsruhe/BRD (1978)
- [PPD84] Particle Properties Data Booklet, particle Data Group, CERN, or: Rev. of Particle Properties, Rev. of mod. Phys., Vol 56, No 2, Part 2, (April 1984)
- [REP84] J. Repond: π^0 -Spektroskopie am LEAR / CERN, Dissertation/Basel (1984), nicht veröffentlicht.
- [RIC83] B. Richter et al., Nucl. Phys. 126B(1983)284
- [RON64] B. Ronne, Kinematical Analysis of Bubble Chamber Pictures, CERN-64-13, (1964)
- [SAK69] J.J. Sakurai, Currents and Mesons, University of Chicago Press, Chicago, 1969
- [SCH85] G. Schierholz: Lattice QCD, lecture given at the 27th Scottish University summer school in Physics on fundamental forces, St. Andrews (1984)
- [SCHO85] A. Schopper, Die Eichung eines BGO-Detektors und der Vergleich des inklusiven γ Spektrums der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe mit einer Montecarlo-Simulation, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Basel (1985), nicht veröffentlicht.
- [SHA73] I.S. Shapiro, Sov. Phys. USP 16 (1973) 173
- [SPO83] S. Sposetti, Homogenitätsmessungen an BGO-Szintillatoren, Semesterarbeit, Physikalisches Institut der Universität Basel (1983), nicht veröffentlicht.
- [TAK84] F. Takeuchi: A $p\pi$ experiment and K4 line at KEK, Proceedings of the KEK International Workshop on Nuclear Physics in GeV region., KEK-report 84-20, (1984)
- [TAK85] M. Takasaki et al., A low-energy antiproton beam K4 at the KEK 12 GeV Proton Synchrotron, KEK Preprint 85-24, July 85, A/H
- [TAU80] L. Tauscher: Bound Baryonium State; Proc. of 5th European Symp. on nucleon antinucleon interactions, Bessassone (Italy), June 1980, ed. by Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Sezione di Padova, CLEUP (1980), p. 575.
- [TAU86] L. Tauscher, Private Mitteilung, 1986
- [TRO84a] D.A. Tröster: Pink Panther, CERN-84-03 (1984)
- [TRO84b] D.A. Tröster: Schnelles Datenerfassungssystem zum hochauflösenden π -Spekrometer am LEAR / CERN, Dissertation / Basel (1984), nicht veröffentlicht
- [ZIM83] P. Zimak, Diplomarbeit, Basel, (1983), nicht veröffentlicht

11. DANKSAGUNG

Den Herren Professoren G. Backenstoss und L. Tauscher möchte ich hiermit meinen Dank für ihre Unterstützung aussprechen, die sie mir in jeder Phase dieser Arbeit erwiesen haben.

Allen Mitgliedern der Basel-Stockholm-Thessaloniki-Kollaboration sei für ihre nette Zusammenarbeit mit mir gedankt.

Den Herren Dr. M.D. Cooper, Prof. H.-O. Meyer, Dr. P. Pavlopoulos und Dr. M.C.S. Williams danke ich für ihre ungezählten, anregenden Diskussionen.

Dank der finanziellen Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds, des Kantons Basel-Stadt und meiner Eltern konnte ich diese Arbeit am CERN durchführen.

12. CURRICULUM VITAE

Charles Findeisen, Bürger von Amriswil (Thurgau)

Eltern Roger Findeisen
 Gertrude Oppliger

Geboren am 22. Juli 1956 in Zürich

Ausbildungen:

1964-1968	Primarschule in Ütikon a/S (Zürich) und Basel
1968-1976	Mathematisch - Naturwissenschaftliches Gymnasium in Basel
1976-1981	Studium der Physik, Mathematik und Mineralogie an der Universität in Basel
1981	Diplom in theoretischer Physik an der Universität in Basel
seit 1981	Mitarbeit als Doktorand in der Basel-Stockholm-Thessaloniki-Kollaboration am CERN (Genf) unter der Anleitung von Prof. G. Backenstoss.

Folgenden Dozentinnen und Dozenten der Universität Basel verdanke ich meine Ausbildung:

K. Alder, G. Backenstoss, C. Bandle, E. Baumgartner, H. Beck, H. W. Beck, D. Bernoulli, H. Bieri, R. Conzelmann, W. Czaja, P. Diehl, M. Eichler, U. Götz, S. Graeser, H.-J. Güntherodt, H. Huber, I. Sick, H. U. Küenzi, H.-P. Laubscher, G.-R. Plattner, F. N. Rösel, H. Rudin, T. H. Schucan, B. Scarpellini, F. Seiler, H. R. Striebel, L. Tauscher, H. Thomas, M. Thürkauf, D. Trautmann, R. Viollier, R. Wagner, I. Zschokke-Gränacher.

