

*Produktion von $K\bar{K}$ - und $K\pi$ -Resonanzen
bei der Antiproton-Neutron-Vernichtung*

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
SUSANNA WALLIS-PLACHNER
aus München

München, den 22. Januar 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. M. A. Faessler

2. Gutachter: Prof. Dr. D.Schaile

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Mai 2002

Meiner Familie...

Zusammenfassung

Mit dem Crystal-Barrel-Spektrometer am CERN war es möglich, gleichzeitig geladene und neutrale Teilchen aus der Antiproton-Nukleon-Annihilation zu messen. Durch den 1996 eingebauten Silizium-Vertex-Detektor konnten speziell Endzustände angereichert werden, die ein $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ aufweisen. Aus 7,5 Mio. mit diesem K_S^0 -Trigger aufgenommenen Ereignissen, wurden die drei Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ selektiert und analysiert. Zwar konnten die Meßfehler der globalen Verzweigungsverhältnisse aller Kanäle nicht verbessert werden. Jedoch konnte das Verhältnis der globalen Verzweigungsverhältnisse mit $\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-)}{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0)} = 0,84 \pm 0,06$ und $\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-)}{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0)} = 1,8 \pm 0,3$ genauer als bisher gemessen werden.

Zum Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ wurden insgesamt 16536 kinematisch angepasste Ereignisse rekonstruiert. Die Partialwellenanalyse dieses Kanals benötigt zwingend zwei angeregte ρ -Mesonen mit folgenden Massen m bzw. Breiten Γ : $m_1 = 1509_{-29}^{+31}$ MeV/c², $\Gamma_1 = 185_{-15}^{+23}$ MeV/c² und $m_2 = 1701_{-15}^{+12}$ MeV/c², $\Gamma_2 = 136_{-31}^{+16}$ MeV/c², die in $K\bar{K}$ zerfallen. Hierbei wurde der \hat{K} -Matrix-Formalismus verwendet. Die angegebenen Resonanzen entsprechen den aus den \hat{K} -Matrix-Polen berechneten \hat{T} -Matrix-Polen. Der Vergleich des Verzweigungsverhältnisses mit dem von $\bar{p}n \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ ergab: $\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1465)\pi \rightarrow K\bar{K}\pi)}{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1465)\pi \rightarrow 3\pi)} = 0,8 \pm 0,5$ und $\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1700)\pi \rightarrow K\bar{K}\pi)}{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1700)\pi \rightarrow 3\pi)} = 0,9 \pm 0,6$. Die Werte dieser Verhältnisse zeigen keinen Hinweis auf eine Hybridnatur dieser ρ -Mesonen. Die beste Anpassung an die Daten benötigt außerdem ein angeregtes $K^*(1410)$ mit den Werten: $m = 1430_{-47}^{+58}$ MeV/c², $\Gamma = 260_{-136}^{+60}$ MeV/c².

5805 Ereignisse des Typs $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ wurden gefunden. Dabei wurde das eine K_S^0 -Meson über seinen Zerfall in $\pi^+\pi^-$, das andere über seinen Zerfall in $\pi^0\pi^0$ identifiziert. Das Ergebnis der Partialwellenanalyse dieses Endzustandes war die Beobachtung der f_0 -Resonanzen über ihren Zerfall in $K\bar{K}$. Für die Massen und Breiten ergaben sich folgende Werte (\hat{T} -Matrix-Pole): $m_1 = 1416_{-35}^{+27}$ MeV/c², $\Gamma_1 = 248_{-28}^{+16}$ MeV/c² und $m_2 = 1507_{-14}^{+20}$ MeV/c², $\Gamma_2 = 78_{-20}^{+18}$ MeV/c². Der Vergleich der invarianten Kopplungen (γ^2) von f_0 an $K\bar{K}$ und f_0 an $\pi\pi$ ergab folgende Verhältnisse: $\frac{\gamma^2(f_0(1370) \rightarrow K\bar{K})}{\gamma^2(f_0(1370) \rightarrow \pi\pi)} = 0,33 \pm 0,14$ und $\frac{\gamma^2(f_0(1500) \rightarrow K\bar{K})}{\gamma^2(f_0(1500) \rightarrow \pi\pi)} = 0,12 \pm 0,04$. Die Zerfälle der beiden f_0 -Resonanzen sind weder konsistent mit einem $s\bar{s}$ -Meson noch mit einem Glueball. Wenn man eine mögliche Mischung aus $q\bar{q}$ -Meson und Glueball in Betracht zieht, weisen die invarianten Kopplungen auf einen höheren Gluonanteil im $f_0(1370)$ als im $f_0(1500)$ hin. Auch in diesem Kanal benötigt die beste Anpassung einen angeregten $K^*(1410)$ -Zustand.

Die 6229 selektierten Ereignisse des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ wurden über ein K_L^0 , das ein Signal im Kalorimeter hinterläßt, identifiziert. In diesem Endzustand konnte erstmals der Zerfall der ρ -Resonanzen in $K_S^0 K_L^0$ beobachtet werden. Auch in diesem Fall benötigt man zwei ρ -Resonanzen für eine gute Beschreibung der Daten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Das Standard-Modell	2
1.2	Eigenschaften der Quarks	4
1.3	Eigenschaften der Mesonen	5
1.3.1	Die skalaren Mesonen	9
1.3.2	Gluebälle	12
1.3.3	Hybride	13
1.3.4	Produktion von Mesonen und Gluebällen	13
1.3.5	Identifikation von $q\bar{q}$ -Mesonen, Gluebällen und Hybriden	16
1.4	Vorteile der $\bar{p}n$ -Kanäle und physikalische Motivation	19
2	Das Crystal-Barrel-Experiment	21
2.1	Allgemeines	21
2.2	Antiprotonen und LEAR	22
2.3	Eingangszähler und Target	23
2.4	Nachweis von geladenen Teilchen	25
2.4.1	Der Silizium-Vertex-Detektor(SVX)	25
2.4.2	Die Jet-Driftkammer(JDC)und der Magnet	26
2.4.3	Aufzeichnung der geladenen Teilchen	29
2.5	Nachweis von neutralen Teilchen	29
2.5.1	Das elektromagnetische Kalorimeter	29
2.5.2	Aufzeichnung der neutralen Teilchen	31
2.6	Triggersystem	32
2.7	Datenerfassungssystem	33
3	Die Datenselektion	35
3.1	Präparation der Endzustände	35
3.1.1	Der K_S^0 -Trigger	36

3.1.2	Die Teilchen des Endzustandes	38
3.1.3	Kinematik und Signatur der Endzustände	39
3.1.4	Datenrekonstruktion	41
3.2	Vorselektion	46
3.2.1	Silizium-Vertexdetektor (SVX)-Signale	46
3.2.2	Jetdriftkammer (JDC)-Signale	47
3.2.3	Der verschobene Vertex des $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	49
3.2.4	Kalorimeterinformation	51
3.3	Die Teilchenidentifikation	56
3.3.1	Die Bethe-Bloch-Formel für dE/dx	57
3.3.2	Kalibration der dE/dx -Werte	58
3.4	Korrektur auf Grund der JDC-Geometrie	60
3.5	Kinematische Anpassung	62
3.5.1	Die kinematischen Hypothesen	65
3.5.2	Die Skalierung der Fehler	67
3.6	Schnitte nach der kinematischen Anpassung	68
3.7	Die Dalitzplots	71
4	In Kernmaterie gestoppte Kaonen	77
5	Monte-Carlo-Studien	83
5.1	Akzeptanzkorrektur für die Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	84
5.2	Akzeptanzkorrektur für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	88
5.3	Untergrundabschätzung	90
6	Die absoluten Verzweigungsverhältnisse	91
7	Physikalische Grundlagen	97
7.1	Vernichtung aus der S - und P -Welle	97
7.2	Isobar-Modell	99
7.3	Erhaltungsgrößen und Termschema	101
7.3.1	Parität	101
7.3.2	C -Parität	102
7.3.3	Isospin	102
7.3.4	G -Parität	103
7.4	Anfangszustände des Antiproton-Nukleon-Systems	103
7.5	Isospin und G - bzw. C -Parität der einzelnen Kanäle	105

8 Die Partial-Wellen-Analyse	113
8.1 Totale Intensität	113
8.2 Übergangsamplitude	114
8.3 Zentrifugalbarriere	116
8.3.1 Impulsbetrag q im Ruhesystem der Resonanz	116
8.3.2 Die Blatt-Weisskopf-Dämpfungsfaktoren	116
8.4 Helizitätsamplitude	117
8.5 Dynamische Funktion $\hat{F}_r(m)$	121
8.5.1 Breit-Wigner-Resonanzformel	121
8.5.2 \hat{K} -Matrix	122
8.5.3 Flatté-Verteilung	123
8.5.4 LASS-Parametrisierung der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$	124
8.6 Die Fit-Methode	125
8.6.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	125
8.6.2 Likelihoodfunktion	127
8.6.3 Güte der Anpassung	128
8.7 Die Daten-Anpassung	130
8.7.1 Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	131
8.7.2 Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	143
8.7.3 Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	152
9 Diskussion und Interpretation	159
9.1 Umrechnung der \hat{K} -Matrix-Polparameter in \hat{T} -Matrix-Polparameter	159
9.2 Verzweigungsverhältnisse	162
9.3 Vergleich der gemessenen Kanäle	164
9.4 Vergleich der Ergebnisse mit anderen $\bar{p}n$ -Ergebnissen	164
9.5 Vergleich der Ergebnisse mit $\bar{p}p$ -Ergebnissen	166
9.6 Vektormesonen	170
9.7 Skalaren Mesonen	171
9.7.1 Das a_0 und das $f_0(980)$	172
9.7.2 Das $f_0(1750)$	172
9.7.3 Das $f_0(1370)$ und das $f_0(1500)$	172
9.8 P-Wellen-Anfangszustände	174
10 Zusammenfassung der Resultate	175

A Die kinematische Anpassung	179
A.1 Mathematische Beschreibung	179
A.2 Konvertierung der Helixparameter	181
A.3 Konvertierung der PED-Parameter	182
A.4 Korrekturen der Pullwerte	183
B Untergrundbetrachtung der Kanäle	189
C Die Quadrate der benutzten Übergangsamplituden	193
D Isospin-Eigenzustände	197
D.1 $ R\pi\rangle$ -Eigenzustände	197
D.2 $ RK\rangle$ -Eigenzustände	201

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einteilung der Mesonen	5
1.2	$I_z S$ -Diagramm der $q\bar{q}$ -Zustände der Pseudoskalaren und Vektormesonen	6
1.3	Das skalare Nonett	7
1.4	Spektrum der leichten Mesonen	8
1.5	Überblick über die gefundenen 0^{++} -Zustände	10
1.6	Theoretische Massenvorhersagen für den skalaren Glueball	12
1.7	Mesonenproduktion in der $\gamma\gamma$ -Streuung	14
1.8	Die $\pi^- p$ -Streuung	15
1.9	Mesonenproduktion bei der zentralen Produktion	15
1.10	Mesonenproduktion in radiativen J/Ψ -Zerfällen	16
1.11	Mögliche Beispiele zur Mesonenproduktion in der $\bar{p}N$ -Annihilation	17
2.1	Der Crystal-Barrel-Detektor	22
2.2	Der CERN-Antiprotonen-Komplex	23
2.3	Der Low Energy Antiproton Ring (LEAR)	24
2.4	Siliziumzähler und das Target	24
2.5	Der Silizium-Vertexzähler	25
2.6	Die Jet-Driftkammer (JDC)	27
2.7	Der Aufbau eines Modul des CsI -Kalorimeters	30
2.8	Das Crystal-Barrel-Kalorimeter	31
2.9	Der Aufbau des Triggers im Crystal-Barrel-Experiment	34
3.1	Die radiale Vertex-Position	36
3.2	Die K_S^0 -Lebensdauer	36
3.3	Invariante Masse von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen	38
3.4	Beispiel für Ereignis-Topologien	44
3.5	Anzahl der Cluster im SVX	47
3.6	Anzahl der Spuren in der JDC	48
3.7	Die Lage des ersten Hits in der JDC	48

3.8	Gesamtladung der Ereignisse	49
3.9	Anzahl der Vertices und Spurmultiplicitäten an den einzelnen Vertices	49
3.10	Zur Korrektur der SVX-Information	50
3.11	Invariante Masse der beiden am verschobenen Vertex entstandenen geladenen Teilchen	51
3.12	Verteilung der goldenen Gammas im gesamten Datensatz	53
3.13	Die invariante Masse von zwei Photonen für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	55
3.14	Der Gesamtimpuls gegen die Gesamtenergie	55
3.15	Die Kalibrationskurve für die $\frac{dE}{dx}$ -Werte	59
3.16	Die $\frac{dE}{dx}$ -Profile abhängig vom Impuls des Teilchens	60
3.17	Zur Korrektur auf Grund der JDC-Geometrie	61
3.18	Die invariante Masse von zwei bzw. vier Photonen	66
3.19	Die Konfidenzniveauverteilung	67
3.20	Der Abstand des sekundären Vertex vom primären Vertex	69
3.21	Der Kosinus des Zwischenwinkels der Zerfälle am verschobenen Vertex gegen die invariante Masse	69
3.22	Die Impulsverteilung des Spektator-Protons für alle Kanäle	70
3.23	Die $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung	71
3.24	Einteilung des Dalitzplots	72
3.25	Dalitzplotgrenzen bei verschiedenen Spektatorimpulsschnitten	73
3.26	Der Dalitzplot und die Projektionen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	74
3.27	Der Dalitzplot und die Projektionen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	75
3.28	Der Dalitzplot und die Projektionen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	76
4.1	Die Summe der Energien des π^0 und des K_S^0	78
4.2	Impulssumme gegen Energiesumme des π^0 und des K_S^0	80
4.3	Impulsverteilung für die Energiesumme des $(K_S^0 \pi^0)$ -Systems zwischen 1350 MeV/c und 1650 MeV/c	81
4.4	Impulsverteilung für die Energiesumme des $(K_S^0 \pi^0)$ -Systems größer als 1650 MeV/c	82
5.1	Die Konfidenzniveauverteilung nach der Korrektur der Pulls für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	85
5.2	Die Dalitzplots der MC-Datensätze $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	87
5.3	Die Dalitzplots für MC-Ereignisse für verschiedene Zerfallsvertices	87
5.4	Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des K_L^0 im <i>CS</i> I-Kalorimeter	88
5.5	Dalitzplot des $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ -MC-Datensatzes	90
6.1	Die Dalitzplots der aus <i>minimum bias</i> Daten erhaltenen Ereignisse	93

7.1	Atomare Kaskade des $\bar{p}N$ -Systems	99
7.2	Die Annihilationsanteile der $\bar{p}n$ -S- und P-Welle aus dem $\bar{p}d$ -S-Orbital in Abhängigkeit des Spektator-Impulses	100
7.3	Die möglichen Zerfallsprozesse im Isobarenmodell	101
8.1	Das Gottfried-Jackson-System	115
8.2	Koordinatensystem für den Zerfall $A \rightarrow BC$	118
8.3	Amplituden $\rho_{\pi\eta} F_{\pi\eta} ^2$ und $\rho_{K\bar{K}} F_{K\bar{K}} ^2$	124
8.4	Beispiel zur Verdeutlichung der Likelihood-Methode	128
8.5	Vergleich zwischen Daten und Anpassung für die Minimalhypothese des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	132
8.6	Likelihood in Abhängigkeit der Masse und Breite der ρ -Resonanzen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	135
8.7	Vergleich zwischen Daten und Anpassung für die Minimalhypothese und zwei ρ -Resonanzen beim Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	136
8.8	Likelihood in Abhängigkeit der Masse der K^* -Resonanzen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	138
8.9	Differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	139
8.10	Vergleich zwischen Daten und bester Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	141
8.11	Vergleich zwischen Daten und Anpassung für die Minimalhypothese des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	144
8.12	Likelihood in Abhängigkeit der Masse und Breite der f_0 -Resonanzen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	146
8.13	Vergleich zwischen Daten und Anpassung für die Minimalhypothese und zwei f_0 -Resonanzen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	147
8.14	Differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	149
8.15	Vergleich zwischen Daten und bester Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	151
8.16	Vergleich zwischen Daten und Anpassung für die Minimalhypothese des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	155
8.17	Vergleich zwischen Daten und Anpassung für die Minimalhypothese mit zwei ρ -Resonanzen des Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	156
8.18	Differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	157
8.19	Vergleich zwischen Daten und bester Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	158
9.1	Pole bei nur einem offenen Kanal	161
9.2	Graphische Ermittlung der \hat{T} -Matrix Polparameter	162
A.1	Pulls der kinematischen Größen der realen Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	185
A.2	Pulls der kinematischen Größen der realen Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	186

A.3	Pulls der kinematischen Größen der Monte-Carlo-Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	187
A.4	Pulls der kinematischen Größen der Monte-Carlo-Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	188
C.1	Quadrate der Übergangsamplituden für die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ 194
C.2	Quadrate der Übergangsamplituden für die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ 195
C.3	Quadrate der Übergangsamplituden für die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ 196

Tabellenverzeichnis

1.1	Die drei Teilchengenerationen des Standard-Modells	2
1.2	Quantenzahlen und Massen aller sechs Quark-Arten	4
1.3	Mögliche Quantenzahlen für verschiedene Bindungszustände	9
1.4	Partielle Zerfallsbreiten des ρ -Mesons	18
2.1	Die technischen Daten des SVX	26
2.2	Die technischen Daten der Jet-Driftkammer	28
2.3	Die technischen Daten des Magneten	28
2.4	Die technischen Daten des $CsI(Tl)$ -Kalorimeters	32
3.1	Anzahl der PEDs, die bei der K_L^0 -Wechselwirkung entstehen	46
3.2	Die Energieschwellen für die Rekonstruktion von Photonen im Kalorimeter	53
3.3	Ereignisstatistik nach der Vorselektion	54
3.4	Die Aufstellung der Ereignisse beim kinematischen Fit	68
3.5	Die Aufstellung der Ereignisse nach der kinematischen Anpassung	70
3.6	Einteilung der Dalitzplots der einzelnen Kanäle	73
5.1	Die Ergebnisse der Selektion der MC-Datensätze für die Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	85
5.2	Die Aufstellung der MC-Ereignisse, die die jeweiligen Hypothesen erfüllen	86
5.3	Die Aufstellung der MC-Ereignisse nach der kinematischen Anpassung	86
5.4	Die Ergebnisse der Selektion der MC-Ereignisse für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	89
6.1	Die Selektionsergebnisse der <i>minimum bias</i> Daten der einzelnen Kanäle	92
6.2	Die korrigierten <i>minimum bias</i> Ereigniszahlen	93
6.3	Vergleich der gemessenen Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Kanäle	94
6.4	Zur Berechnung des Anreicherungs-faktors des K_S^0 -Triggers	95
7.1	Mögliche $\bar{p}N$ -Anfangszustände	105
7.2	Wirkung des C - und des G -Operators auf die drei leichtesten Quarks u , d und s	106

7.3	Symmetrisierte Quarkwellenfunktionen und Verhalten unter C -, G - und G^2 -Transformation	107
7.4	Eigenzuständen zu festen Isospin und G -Parität mit $K\bar{K}$ -Zwischenresonanzen	108
7.5	Mögliche nicht exotische $K\bar{K}$ -Resonanzen in den einzelnen Kanälen	108
7.6	Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $ \bar{K}K\rangle$ -Resonanzen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	109
7.7	Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $ \bar{K}K\rangle$ -Resonanzen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	109
7.8	Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $ \bar{K}K\rangle$ -Resonanzen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	110
7.9	Eigenzuständen zu festen Isospin und G -Parität mit $K\pi$ -Zwischenresonanzen	110
7.10	Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $ \bar{K}\pi\rangle$ -Resonanzen für alle Kanäle	111
8.1	Winkelverteilung für die Annihilation $\bar{p}N \rightarrow (Xm_3)_L \rightarrow (m_1 m_2)_l m_3$	120
8.2	Isospin, Masse und Breite der Resonanzen, die in der Partialwellenanalyse benutzt wurden	130
8.3	Fitresultate für verschiedene Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	131
8.4	Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ mit einem $\rho(1465)$	133
8.5	Anpassung der Massen und Breiten der Minimalhypothese mit einem $\rho(1465)$ für den Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	133
8.6	Fitresultate der Minimalhypothesen mit einem $\rho(1465)$ und einem $\rho(1700)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	134
8.7	Anpassung der Massen und Breiten der Minimalhypothese mit einem $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	134
8.8	Zusätzliche Resonanzen beim Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	138
8.9	Ergebnisse der Anpassungen des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	140
8.10	Ergebnisse der Anpassungen des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ mit einem Spektator-Impuls zwischen 100-200 MeV/c	142
8.11	Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	143
8.12	Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ mit einem $f_0(1370)$	145
8.13	Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ mit einem $f_0(1370)$ und einem $f_0(1500)$	145
8.14	Anpassung der Massen und Breiten von K^* , $f_0(1370)$ und $f_0(1500)$	146
8.15	Zusätzliche Resonanzen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	148
8.16	Ergebnisse der Anpassungen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	150
8.17	Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	152
8.18	Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ mit den ρ -Mesonen	153
8.19	Zusätzliche Resonanzen zum Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	153

8.20	Gesamtergebnis der Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	154
9.1	Die \hat{K} - bzw. \hat{T} -Matrix-Pole in den einzelnen Kanälen	161
9.2	Verzweigungsverhältnisse aller Kanäle	165
9.3	Vergleich der Resultate dieser Arbeit mit denen einer früheren Blasenkammer- analys (BK) für den Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	166
9.4	Vergleich von $\bar{p}p \rightarrow K \bar{K} \pi$ -Analysen mit denen der Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	168
9.5	Vergleich von $\bar{p}p \rightarrow K \bar{K} \pi$ -Analysen verschiedener Endzustände mit der des Ka- nals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	169
9.6	Vergleich der relativen Zerfallsbreiten mit theoretischen Vorhersagen für das $\rho(1450)$	170
9.7	Vergleich der relativen Zerfallsbreiten mit theoretischen Vorhersagen für das $\rho(1700)$	171
9.8	Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfälle der f_0 -Resonanzen	173
A.1	Korrekturen der Werte der kovarianten Fehlermatrix zur Berechnung der Pull- werte für die realen Daten	184
A.2	Korrekturen der Werte der kovarianten Fehlermatrix zur Berechnung der Pull- werte für die Monte-Carlo-Daten	184
B.1	Untergrund im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	191
B.2	Untergrund im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	192
B.3	Untergrund im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	192

Kapitel 1

Einführung

Vor fast genau hundert Jahren, als nur die vereinheitlichte elektrische und magnetische Kraft und die Schwerkraft bekannt waren, begann, mit der Entdeckung des ersten elementaren Teilchens, des Elektrons (1897-1899)[1], die Erforschung von subatomaren Phänomenen. Die Ergebnisse seiner Streuexperimente führten Rutherford (1911) zu seinem berühmten Atommodell und das Bohrsche Atommodell (1913) versuchte, durch verschiedene Postulate die Gesetze der klassischen Mechanik zu umgehen.

Verschiedene Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Atome nach den Gesetzen der klassischen Physik führten Anfang der zwanziger Jahre zum Konzept der Quantenmechanik, die eine grundlegend neue Theorie darstellte. Der Versuch, die spezielle Relativitätstheorie Einsteins mit der Quantenmechanik zu verbinden, führte 1930 zu der bis heute erfolgreichsten, abgeschlossenen Theorie, der Quantenelektrodynamik. Sie ist nicht nur in der Lage, die elektromagnetische Wechselwirkung vollständig zu beschreiben und damit die experimentell aufgeschlüsselte Struktur der Atome zu erklären, sondern führte durch Dirac auch zur Vorhersage von Antiteilchen (1928), von denen das Positron zwei Jahre später in der kosmischen Strahlung entdeckt wurde. Zu diesem Zeitpunkt war durch die Erforschung des Atomkerns und der Radioaktivität auch die Existenz der starken und der schwachen Kraft bekannt. Pauli postulierten 1931, aufgrund von Untersuchungen des β -Zerfalls, das Neutrino, das als erstes nur schwach wechselwirkendes Fermion erst 1956 nachgewiesen wurde. Mit dem Bau von Beschleunigeranlagen begann eine systematische Suche nach neuen Teilchen. Mit der Zeit wuchs die Zahl der Teilchen so stark an, und sie hatten so unterschiedliche Eigenschaften, dass sehr bald nach der Existenz von noch elementareren Bausteinen der Materie gesucht wurde.

Im Jahre 1964 wurde von Gell-Mann eine neue fundamentale Teilchenart, die Quarks, eingeführt. Er benutzte die SU(3)-Symmetriegruppe zur Herleitung von Multipletts aus drei Arten von Quarks: up u , down d und strange s [2].

1.1 Das Standard-Modell

Die Elementarteilchenphysik verfügt heute mit dem Standard-Modell über eine erfolgreiche, mit den experimentellen Ergebnissen im Einklang stehende Theorie. Damit lassen sich alle in den letzten sechs Jahrzehnten entdeckten, kurzlebigen und langlebigen Teilchen auf elementare Bausteine mit Spin $\frac{1}{2}$ (Fermionen) zurückführen.

Zudem ist es gelungen, die elektromagnetische und die schwache Kraft in einer vereinheitlichten Theorie als elektroschwache Kraft zu beschreiben.

Die Kräfte, die zwischen diesen elementaren Teilchen wirken, werden über den Austausch von Teilchen mit dem Spin 1 (Bosonen) vermittelt. Die moderne Physik kennt heute drei fundamentale Kräfte: die Gravitation, die elektroschwache und die starke Kraft.

Das Standard-Modell basiert auf der Existenz von drei Generationen elementarer Fermionen. Diese werden je nach Art der auftretenden Kräfte in zwei Gruppen aufgeteilt: sechs nur elektroschwach wechselwirkende Leptonen und sechs sowohl elektroschwach als auch stark wechselwirkende Quarks (siehe Tabelle 1.1). Hinzu kommt noch die gleiche Anzahl der jeweiligen Antiteilchen. Leptonen und Quarks werden dabei als unteilbare Bausteine der Materie angesehen.

	1.Generation		2.Generation		3.Generation	
Quarks	u (up)	d (down)	c (charm)	s (strange)	t (top)	b (bottom)
Ladung	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3
Leptonen	e^-	ν_e	μ^-	ν_μ	τ^-	ν_τ
Ladung	-1	0	-1	0	-1	0

Tabelle 1.1: Die drei Teilchengenerationen des Standard-Modells

Im Gegensatz zu Leptonen konnten Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet werden. Sie können nur im Verbund untereinander existieren und bilden somit Gruppen von Hadronen, die ebenfalls der starken Kernkraft unterliegen.

Im Standard-Modell werden sowohl die elektromagnetische, wie auch die schwache und starke Wechselwirkung durch Eichtheorien beschrieben. Die Kraft, die ein Teilchen auf ein anderes ausübt, wird dabei wiederum durch Teilchen, den sogenannten Eichbosonen, übermittelt. Die Eigenschaften der Kräfte sind durch die der Eichbosonen und durch universelle Kopplungen zwischen Eichbosonen und Fermionen festgelegt. So wird z.B. die unendlich große Reichweite der elektromagnetischen Kraft dadurch bedingt, dass das Photon masselos ist, während die schwache Wechselwirkung aufgrund ihrer massiven Eichbosonen (W^\pm , Z^0) eine sehr kleine Reichweite hat.

Die Quantenelektrodynamik (QED) war die erste eichinvariante Theorie. Mit der Erweiterung der QED auf die schwachen Wechselwirkungen gelang die Formulierung einer weiteren Eichtheorie, der Quantenflavourdynamik (QFD), die die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft beinhaltet. Auch für die starke Wechselwirkung ist es mittlerweile gelungen eine Eichtheorie, die Quantenchromodynamik (QCD), zu entwickeln. Einzig die Gravitation ließ sich bisher nicht mit diesem Konzept in den Griff bekommen. Die Gravitation nimmt in der subatomaren Welt eine Sonderstellung ein, obwohl sie in großen Maßstäben betrachtet einfach zu beobachten ist. Sie ist jedoch zu schwach, um in der Elementarteilchenphysik eine merkliche Rolle zu spielen.

Die schwache Wechselwirkung wird durch den Austausch von massiven W- und Z-Bosonen bewirkt. Da die Eichinvarianz jedoch mit masselose Austauscheteilchen operiert, wird versucht die Masse der W- und Z-Bosonen auf die Wechselwirkung mit einem Hintergrundfeld zurückzuführen. Jedoch blieb die Suche nach dem damit einhergehenden „Higgs“-Boson, das wahrscheinlich mit den momentan verfügbaren höchsten Beschleunigerenergien zu erzeugen sein müsste, bisher erfolglos.

Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung als eine Quantenfeldtheorie, bei der die Quarks über den Austausch von Gluonen wechselwirken. Jedoch tragen diese Eichbosonen im Gegensatz zum Photon in der QED selbst Farbladung und können somit auch direkt miteinander wechselwirken. Im Gegensatz zur QED sind nunmehr acht Vektorfelder notwendig, um die Struktur der starken Wechselwirkung zu beschreiben. Dies entspricht acht Gluonen. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_S ist nicht konstant und hängt vom Impulsquadrat q^2 ab. Mit wachsendem q^2 , das einem kleiner werdenden Abstand r entspricht, wird α_S sehr klein und geht schließlich gegen null. Für $q^2 \geq 30 \text{ GeV}/c$ bzw. $r \leq 10^{-3} \text{ fm}$ dominiert der Ein-Gluon-Austausch und die Quarks verhalten sich wie quasi-freie Teilchen. Nach Entdeckung dieser *asymptotischen Freiheit* verhalf die Störungsrechnung der QCD im hochenergetischen Bereich zu großen Erfolgen.

Dagegen bereitet bei der QCD eher der Bereich der niedrigen Energien Probleme. Bei Quarkabständen um 1fm, wie sie für gebundene, hadronische Zustände typisch sind, ist die Situation schwierig. Mit zunehmendem Quarkabstand wird α_S durch Vakuumpolarisationseffekte immer größer, was eine unmittelbare Folge der Selbstkopplung der Gluonen ist. Die Methode der perturbativen QCD versagt, da bei der Kraftwirkung der Austausch von vielen Gluonen überwiegt. Zur Beschreibung der Hadronen muss man sich daher mit phänomenologischen Modellen (Bag-Modell, Potentialmodelle) oder numerischen Lösungsansätzen (Gitter-Eichtheorie) behelfen.

Wenn man versucht, ein Quark aus seinem hadronischen Verbund zu lösen, bekommt das umgebende Gluonfeld genügend Energie, um aus dem Vakuum neue Quark-Antiquark-Paare zu produzieren. Dies erklärt, dass Quarks immer nur in gebundenen Systemen und niemals isoliert vorkommen (*Confinement*). Diese gebundenen Systeme befinden sich in einem Farbsingulett-Zustand, d.h. sie erscheinen nach außen hin als „farbneutral“. Die einfachsten hadronischen

Zustände sind demnach Quark-Antiquark-Paare $\bar{q}q$ (Mesonen), bei denen sich Farbe und zugehörige Antifarbe einander kompensieren. Drei-Quark-Zustände qqq (Baryonen) bzw. $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ (Antibaryonen) bilden mit den Farbladungen „Rot, Grün, Blau“ ebenfalls ein Farbsingulett.

1.2 Eigenschaften der Quarks

Das Spektrum der leichtesten Mesonen, die aus u-, d- und s-Quarks, sowie den dazugehörigen Antiteilchen zusammengesetzt sind, lässt sich sukzessive aus den einzelnen Quarks aufbauen. In Tabelle 1.2 sind die Quantenzahlen der Quarks und die ungefähren Quarkmassen [3] zusammengefasst. Neben der elektrischen Ladung spielt hier der Isospin bzw. die Isospin-z-Komponente eine große Rolle. Das u- und das d-Quark können aufgrund ihrer ungefähr gleichen Masse zu einem Isospindublett mit den Isospineinstellungen $I_z = \pm 1/2$ zusammengefasst werden, analog dem Isospindublett Proton und Neutron in der Kernphysik. Dem s-Quark, sowie den anderen schweren Quarks, bei denen die Massen weit auseinandergehen, werden Flavour-Quantenzahlen (S, C, B, T) zugewiesen, die von der starken Kraft erhalten werden, d.h. sie kann die Quarks nicht ineinander umwandeln. Der Wert der Flavour-Quantenzahlen beträgt ± 1 , wobei sich das Vorzeichen gemäß Konvention nach dem Vorzeichen der Ladung des entsprechenden Quarks richtet.

Quark-Flavour	d	u	s	c	b	t
Q elekt. Ladung	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I Isospin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
I_z z-Komp.Isospin	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S Seltsamkeit	0	0	-1	0	0	0
C charm	0	0	0	+1	0	0
B bottomness	0	0	0	0	-1	0
T topness	0	0	0	0	0	+1
m nackt [GeV/c ²]	$5 \dots 15 \cdot 10^{-3}$	$2 \dots 8 \cdot 10^{-3}$	0, 1...0, 3	1, 0...1, 6	4, 1...4, 5	176 ± 13
M effektiv	$\approx 0,3$	$\approx 0,3$	$\approx 0,5$	$\approx 1,5$	≈ 5	≈ 176

Tabelle 1.2: Quantenzahlen und Massen aller sechs Quark-Arten. Bis auf den Isospin I sind alle Quantenzahlen additiv, ihr Vorzeichen kehrt sich für die Antiquarks um.

Die Vorzeichen der additiven (ladungsähnlichen) Quantenzahlen wechseln für Antiquarks. Bei der Masse der Quarks wird zwischen der sogenannten nackten Quarkmasse m (auch Strommasse) und effektiver Masse M (auch Konstituentenmasse) unterschieden.

Die nackte Masse der Quarks bezeichnet die Masse, die man bei kleinen Abständen messen würde. Sie ist nicht direkt messbar, sondern muss indirekt über ihren Einfluss auf hadronische Eigenschaften bestimmt werden. Daher sind die angegebenen Werte von der exakten Definition der Quarks abhängig.

Die effektive Masse setzt sich aus der nackten Masse und der Masse des die Quarks umgebenden Gluonfeldes zusammen.

Die starke Wechselwirkung unterscheidet nicht zwischen den Quarksorten, ist also „flavourblind“. Da die Differenz von Konstituenten- und Strommasse nur von dem Gluonfeld bestimmt wird, ist diese deshalb bei allen Quarks gleich groß.

Bei der schwachen Wechselwirkung müssen die Flavour-Quantenzahlen nicht erhalten bleiben, da ein Austausch eines geladenen Eichbosons zwischen Quarks und Leptonen möglich ist. Während die schwache Kraft bei den Leptonen Übergänge nur innerhalb einer Familie gestattet, können bei den Quarks Familien gewechselt werden. Die sogenannten *neutralen Ströme*, die ebenfalls für die schwache Wechselwirkung charakteristisch sind und bei denen das neutrale Eichboson Z^0 ausgetauscht wird, können dagegen den Flavour nicht ändern. Deswegen gehen Flavouränderungen immer mit einer Ladungsänderung einher.

1.3 Eigenschaften der Mesonen

Mesonen sind gebundene $q\bar{q}$ -Zustände, wobei q und \bar{q} verschiedenen Flavour besitzen dürfen.

Die räumlichen Eigenschaften der Mesonen werden charakterisiert durch den Spin J und die Parität P . Weitere Eigenschaften sind der Isospin I , die C - (nur bei neutralen Mesonen) und die G -Parität (näheres siehe Kapitel 7.3).

Je nach dem Bahndrehimpuls L und Gesamtspin J des $q\bar{q}$ -Systems ergeben sich die verschiedenen Gruppen von Mesonen (siehe Abb.1.1)

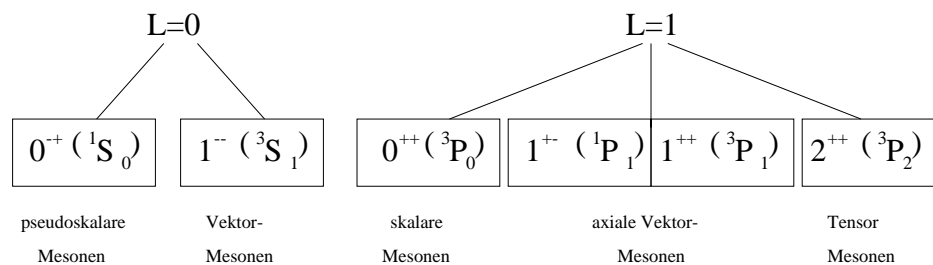


Abbildung 1.1: Einteilung der Mesonen: Die Quantenzahlen der Teilchen werden bezeichnet mit $J^{PC}(2S+1L_J)$ mit Gesamtspin J , Parität P , C -Parität C , Spin S und Drehimpuls L zwischen q und \bar{q} .

Die Bezeichnung, wie pseudoskalare Mesonen oder Vektormesonen, ergibt sich aufgrund ihres Verhaltens unter Raumspiegelung und Drehung.

Der C -Wert ist dabei jeweils nur für den Teil der Mesonen definiert, bei dem alle additiven Quantenzahlen den Wert Null annehmen. Zustände mit den gleichen additiven Quantenzahlen und dem gleichen $(I)J^P$ können mischen. Befinden sich die Zustände zusätzlich auch in

einem Eigenzustand zur Ladungskonjugation C , müssen sie darüber hinaus auch im C -Wert übereinstimmen.

Aus den drei Flavours u , d und s und den entsprechenden Antiflavours lassen sich $3 \times 3 = 9$ verschiedene $q\bar{q}$ -Kombinationen bilden. Die anderen Quarkflavours liegen außerhalb des hier zugänglichen Massenbereichs, weshalb erstere auch als leichte Quarks bezeichnet werden. Für antiparallele Spins der Quarks ergibt sich, mit $L = 0$, das Nonett der pseudoskalaren Mesonen, für parallele Spins das Nonett der Vektormesonen. Sie können je nach Kombination Ladung und von Null verschiedene Quantenzahlen der I_Z -Komponente und der Seltsamkeit tragen.

Da diese Quantenzahlen additiv sind, lassen sich die $q\bar{q}$ -Zustände in einem $I_Z S$ -Diagramm veranschaulichen (siehe Abb.1.2)

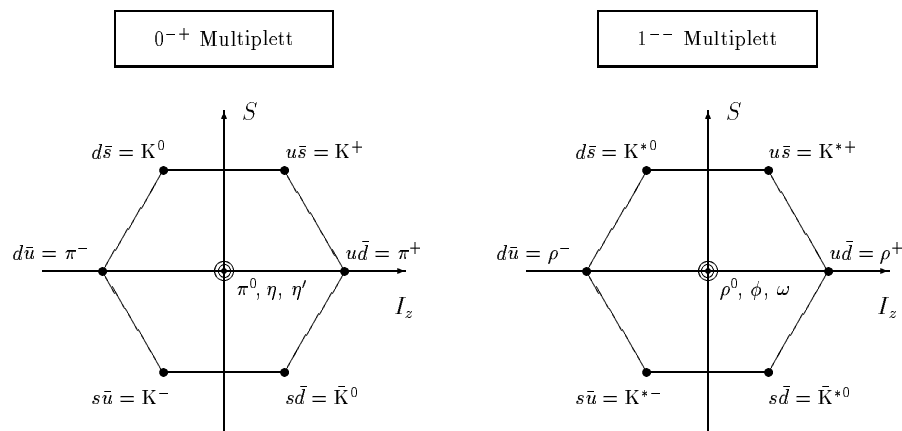


Abbildung 1.2: $I_Z S$ -Diagramm der Quark-Antiquark-Zustände. Die linke Seite zeigt das Nonett der pseudoskalaren Mesonen, die rechte Seite das der Vektormesonen. Zwei der drei Zustände im Zentrum jeder Grafik sind die $S = 0, I_Z = 0$ Mitglieder des Oktetts. Der dritte Zustand bezeichnet das Singulett. Diese drei Zustände sind Überlagerungen von $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$.

Für $q\bar{q}$ -Zustände mit relativem Bahndrehimpuls $L = 1$ werden dem Quarkmodell zufolge vier Gruppen von jeweils 9 Mesonen erwartet: ein Nonett für das Spinsingulett mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{+-}$ (axial) und drei Nonetts für das Spintriplett $J^{PC} = 0^{++}$ (skalar), $J^{PC} = 1^{++}$ (axial) und $J^{PC} = 2^{++}$ (tensor).

Jedes Nonett sollte aus vier seltsamen, drei isovektoriellen und zwei isoskalaren Mesonen bestehen. Tatsächlich besitzen die meisten bisher gefundenen Mesonen genau diese Quantenzahlen.

In Abb.1.3 ist das $I_Z S$ -Diagramm der skalaren Mesonen dargestellt.

Auf die $I_Z S$ -Diagramme der axialen Vektormesonen und der Tensormesonen sei hier verzichtet, da diese Mesonen in der vorliegenden Arbeit nur eine untergeordnete Rolle spielen.

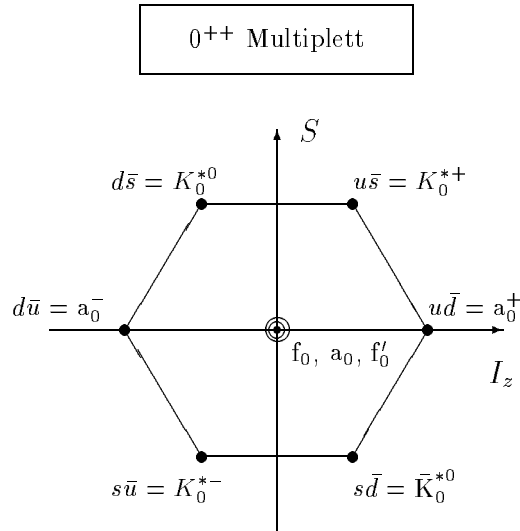


Abbildung 1.3: Das skalare Nonett. Die drei Zustände im Zentrum der Grafik sind Überlagerungen von $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$.

Bislang ist es jedoch noch nicht gelungen, alle bisher beobachteten Mesonen den aus dem Quarkmodell vorhergesagten Zuständen zuzuordnen. Das liegt einerseits daran, dass erwartete Zustände noch nicht oder noch nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden konnten, andererseits wurden mehr Zustände gesehen, als das Quarkmodell erlaubt. Desweiteren können $q\bar{q}$ -Systeme im Prinzip beliebig viele Zustände mit definierter höherer Hauptquantenzahl n mit gleichen Quantenzahlen J^{PC} bilden. Diese Zustände werden als radiale Anregung bezeichnet. Jedoch scheinen radiale Anregungen von Zuständen mit erheblichen Massenzuwächsen verbunden zu sein, wie die Massen bereits gefundener radialer Anregungen des fundamentalen pseudoskalaren Nonetts vermuten lassen.

Einen Überblick über die bereits gefundenen Zustände im Bereich bis $2 \text{ GeV}/c^2$ und ihre mögliche Zuordnung zu Mesonennonette zeigt Abb.1.4.

Objekte, die in bereits vollständig besetzten Multipletten keinen Platz mehr haben oder die mit $q\bar{q}$ -Systemen nicht mehr vereinbare Quantenzahlen besitzen, sind prinzipiell Kandidaten exotischer Zustände.

Dies können sein:

- **Multiquarkzustände:** Objekte, die aus mehreren Quark-Antiquarkpaaren zusammengesetzt sind, z.B. $(qq\bar{q}\bar{q})$
- **Hybride:** Zustände, die aus einem Quark-Antiquark-Paar und einem Konstituenten-Gluon ($q\bar{q}g$) gebildet werden.

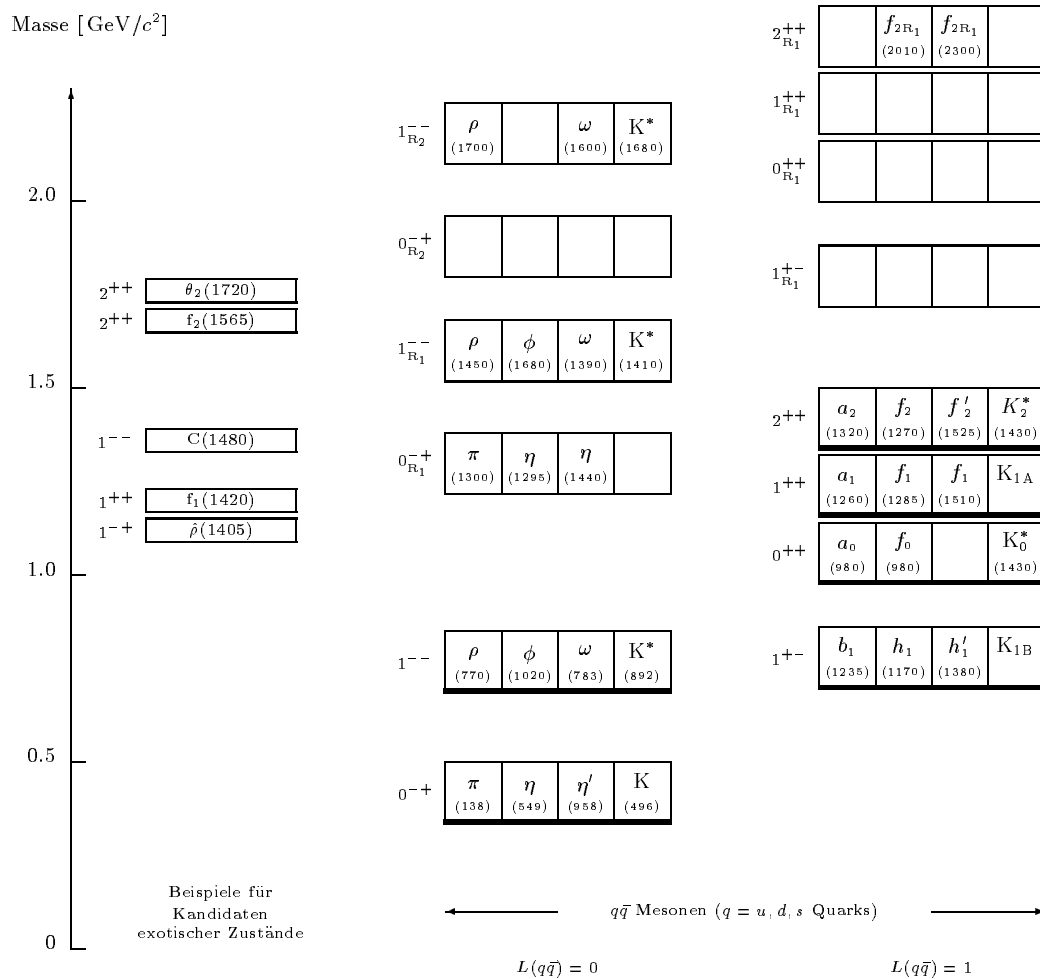


Abbildung 1.4: Das Spektrum der leichten Mesonen: Die mittlere und die rechte Spalte zeigen $q\bar{q}$ -Mesonen und deren Quantenzahlen J^{PC} für die Bahndrehimpulse $L = 0$ und $L = 1$. Die Mitglieder eines Nonetts mit den gleichen Quantenzahlen sind zu einem mittleren Massenwert zusammengefasst. Von links nach rechts sind jeweils das Isospintriplett, die zwei Singulettzustände und die zwei kaonischen Isospindubletts (dargestellt in einem Kästchen) aufgeführt. In der linken Spalte finden sich Beispiele für Zustände, deren Interpretation als $q\bar{q}$ -Mesonen Schwierigkeiten bereitet. Einige dieser Objekte gelten als gesichert, bei anderen dieser Zustände steht die Bestätigung ihrer Existenz und ihrer Quantenzahlen noch aus.

- **Gluebälle:** gebundene Zustände aus zwei (gg) oder drei (ggg) Konstituenten-Gluonen.

J^{PC}	$q\bar{q}$	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}g$	gg	ggg
0^{++}	möglich	möglich	möglich	möglich	möglich
0^{+-}	—	möglich	möglich	—	möglich
0^{-+}	möglich	möglich	möglich	möglich	möglich
0^{--}	—	möglich	möglich	—	möglich
1^{++}	möglich	möglich	möglich	möglich	möglich
1^{-+}	—	möglich	möglich	möglich	möglich
1^{--}	möglich	möglich	möglich	—	möglich
...					

Tabelle 1.3: Mögliche Quantenzahlen für verschiedene Bindungszustände aus Quarks, Antiquarks und Gluonen

Tabelle 1.3 zeigt die Quantenzahlen der verschiedenen möglichen Bindungszustände aus Quarks, Antiquarks und Gluonen. Daraus ist sofort ersichtlich, dass man nicht direkt von den gemessenen Quantenzahlen eines Zustandes auf dessen Natur schließen kann. Aus diesem Grund ist ein gutes Verständnis des normalen $q\bar{q}$ Mesonenspektrums unerlässlich, sobald diese, wie z.B. im skalaren Bereich, die gleichen Quantenzahlen haben, wie der mögliche Hybrid-Zustand oder der mögliche Glueball, den es nachzuweisen gilt.

1.3.1 Die skalaren Mesonen

In Abb.1.5 sind zum einen die im PDG 2000 [5] veröffentlichte Resonanzen und zum anderen diejenigen Resonanzen dargestellt, die bei Crystal Barrel gefunden wurden.

Das einzig gesicherte Nonettmitglied scheint demnach das $K_0^*(1430)$ zu sein (siehe Abb.1.3)

Jedoch im isovektoriellen Bereich, wo ein a_0 bei einer Masse um $1300 \text{ MeV}/c^2$ herum zu erwarten wäre, existieren zwei Zustände:

- **$a_0(980)$:** Dieses Objekt galt lange Zeit als isovektorieller Partner des $f_0(980)$ im Mesonen-nonett. Bei Annahme des $f_0(1370)$ als isoskalares Nonettmitglied hat das $a_0(980)$ auf den ersten Blick eine zu geringe Masse, um sich überzeugend in das 0^{++} -Nonett einzugliedern. Es könnte sich aber auch um ein $K\bar{K}$ -Molekül oder einen Multiquarkzustand handeln.
- **$a_0(1450)$:** Dieses Objekt wurde in seinem Zerfallsmodus $\eta\pi$ von der Crystal-Barrel-Collaboration entdeckt [6] und konnte in nachfolgenden Analysen bestätigt werden. Der

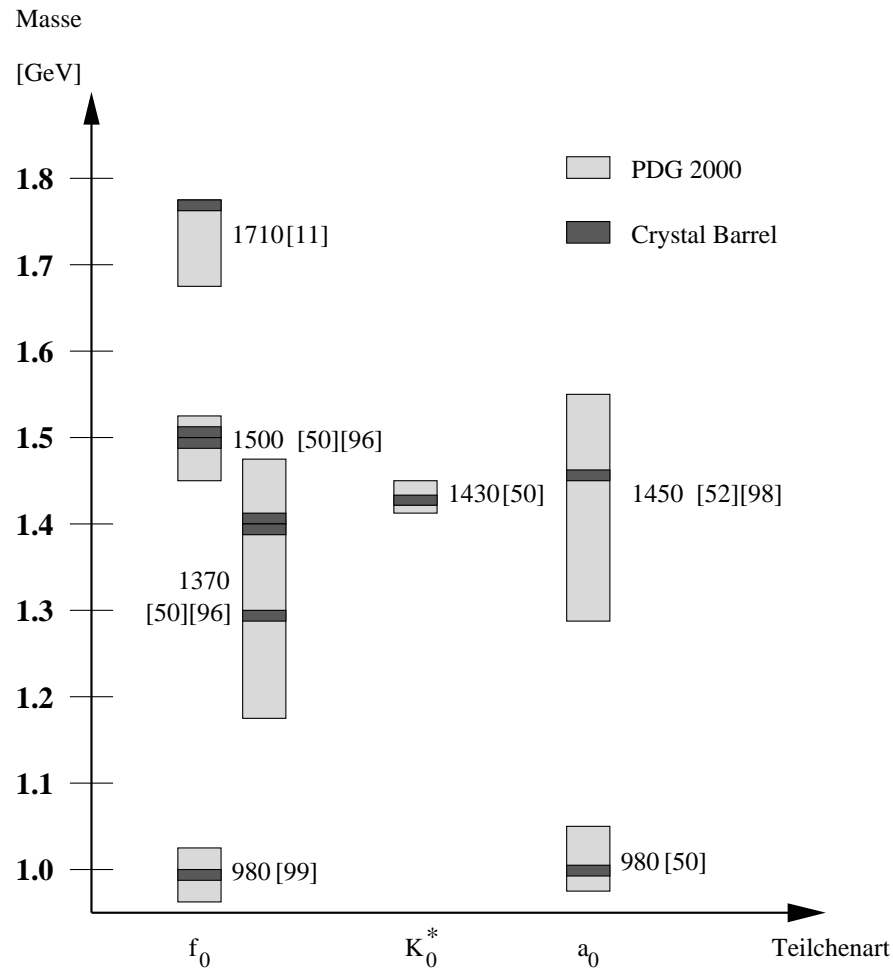


Abbildung 1.5: Überblick über die gefundenen 0^{++} -Zustände: hellgrau unterlegt, die Massenbereiche der im PDG 2000 [5] aufgeführten Resonanzen; dunkelgrau unterlegt: eine Auswahl der von Crystal Barrel veröffentlichten Resonanzmassen, ohne Anspruch auf Vollständigkeit. Die angegebenen Referenzen beziehen sich auf die Crystal Barrel Daten.

Zerfall in $K\bar{K}$ wird vermutet, konnte jedoch noch nicht eindeutig nachgewiesen werden [7]. Neuerdings gibt es zu der gesamten Glueballproblematik ein gänzlich von den früheren Theorien abweichendes Modell von Minkowski und Ochs [8]. Diese auch als „Red Dragon“-Modell bezeichnete Theorie geht davon aus, dass es sich bei dem $a_0(980)$ und dem $a_0(1450)$ um zwei Manifestationen von ein und demselben Teilchen handelt.

Im isoskalaren Bereich ist die Situation noch um einiges schwieriger. Hier wurden eine Vielzahl von Zuständen beobachtet, obwohl eigentlich nur zwei erwartet wurden. Dafür gibt es verschiedene, teilweise kontroverse Interpretationen:

- **$f_0(400 - 1200)$** : Dieser Zustand, der oft auch σ genannt wird, beschreibt einen sehr breiten Anteil in der $(\pi\pi)$ Streuamplitude. Er wurde im allgemeinen als Untergrundstruktur gesehen, allerdings gibt es auch Arbeiten [9] in denen er als mögliches $(u\bar{u} + d\bar{d})$ -Mitglied interpretiert wird. Das „Red Dragon“-Modell interpretiert die S -Wellen Zustände $f_0(400 - 1200)$ und $f_0(1370)$ als Signale einer einzigen breiten Resonanz. Dieses breite Objekt wird als der leichteste 0^{++} Glueball, der von einer Masse von 400 MeV bis zu 1700 MeV reicht, gesehen.
- **$f_0(980)$** : Die schmale Breite und die gemessene Kopplung an $\pi\pi$ und $K\bar{K}$ sprechen dagegen, das $f_0(980)$ in das Mesonennonett einzuordnen. Eine mögliche Interpretation ist, dass es sich, analog zu dem $a_0(980)$ um ein $K\bar{K}$ -Molekül [9] oder um einen Multiquarkzustand handelt. Das Red Dragon-Modell geht davon aus, dass die isoskalaren Zustände $f_0(980)$ und $f_0(1500)$ zusammen mit dem $a_0(980)$ und dem $K_0^*(1430)$ die Mitglieder des skalaren 0^{++} $q\bar{q}$ Nonetts darstellen. Die Resonanzen $f_0(980)$ und $f_0(1500)$ zeigen sich als negative Einschnitte in die breite Struktur des Glueballs.
- **$f_0(1370)$** : Früher ging man davon aus, dass dieser Zustand das $q\bar{q}$ -Nonettmitglied mit überwiegendem $(u\bar{u} + d\bar{d})$ -Anteil darstellt.

Neuere Modelle interpretieren ihn als Teil des skalaren Glueballs, siehe oben.

- **$f_0(1500)$** : Historisch gesehen war dieses am Crystal-Barrel-Experiment entdeckte Objekt einer der aussichtsreichsten Kandidaten für den niedrigsten Glueball. Eine weitere Erklärung war, dass es sich bei diesem Teilchen um eine Radialanregung handelt, wofür es jedoch zu schmal und seine Masse zu gering ist. Dagegen kann es in verschiedenen Modellen mit dem erwarteten Zerfallsspektrum für einen Glueball, der stark mit den $q\bar{q}$ -Mesonen mischt, in Einklang gebracht werden [10]. Zur Vervollständigung der anderen fehlt dann allerdings noch die Identifikation des $s\bar{s}$ -Nonettmitglieds, wobei angenommen wird, dass das $f_J(1710)$ diese Rolle spielen könnte.

Im Red Dragon-Modell ist es ein Mitglied des skalaren Nonetts.

- $f_J(1710)$: Bei diesem Objekt konnte noch nicht eindeutig geklärt werden, ob es sich um einen Skalar ($J = 0$) oder um einen Tensor ($J = 2$) handelt. Heutzutage gibt es Hinweis, dass dieses Teilchen Spin $J = 0$ hat. Nachdem es zunächst in radiativen J/Ψ -Zerfällen mit einer starken $K\bar{K}$ -Kopplung gesehen wurde [5], konnte mittlerweile auch bei verschiedenen Crystal-Barrel-Analysen im Fluge ein klares Signal in diesem Bereich gesehen werden [11]. Sollte es sich um ein skalares Meson handeln, könnte es sich durchaus um das Nonettmitglied mit überwiegendem $s\bar{s}$ -Anteil handeln.

1.3.2 Gluebälle

Es existieren viele theoretische Modelle, die Vorhersagen bezüglich der Massen der verschiedenen Gluebälle treffen: Das BAG-Modell [12], QCD-Summenregel [13] und Flux-Tube-Modell [14] und neuerdings das Red-Dragon -Modell [8].

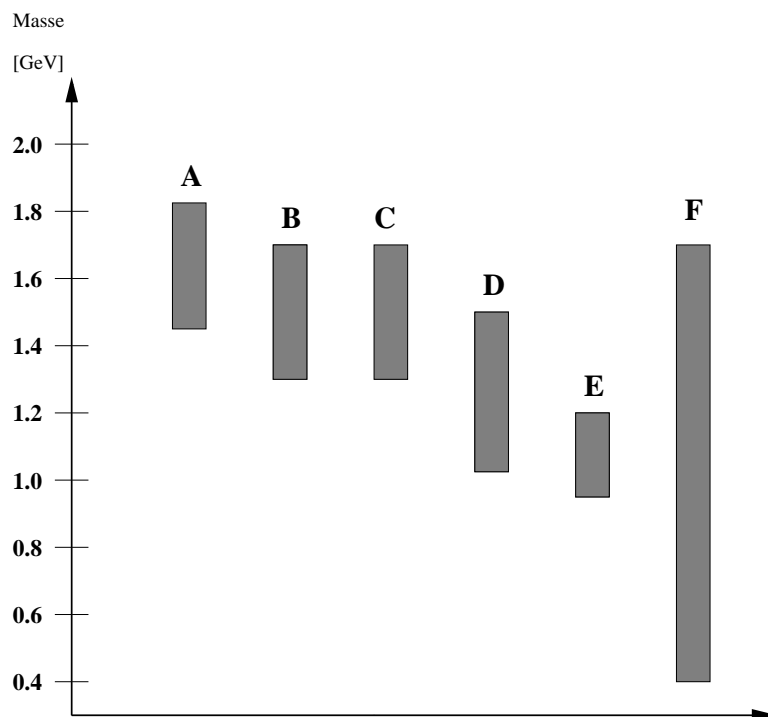


Abbildung 1.6: Theoretische Massenvorhersagen für den skalaren Glueball, A) Gitter-Rechnungen, B) QCD-Summen-Regeln, C) Flux-Tube-Modell, D) Potential-Modelle, E) Bag-Modelle, F) „Red Dragon“-Modell. Die ersten fünf Balken zeigen den Massenbereich, in dem die theoretischen Massenvorhersagen liegen, wohingegen bei Balken F die tatsächliche Breite des vom „Red Dragon“ Modell vorhergesagten skalaren Glueball aufgetragen ist.

Obwohl sich die Modelle stark unterscheiden, herrscht doch im allgemeinen Konsistenz darüber, dass der skalare (gg)-Glueball der leichteste erwartete Glueball-Zustand ist. Man erwartet:

$$m(0^{++}) < m(0^{-+}) \lesssim m(2^{++}) < m(2^{+-}) \quad (1.1)$$

Zwischen den verschiedenen Modellen gibt es große Unterschiede in den berechneten Massenvorhersagen (siehe Abb.1.6) aber auch innerhalb eines Modells betragen die Schwankungen mehrere 100 MeV.

Dies gilt auch für die Gittereichtheorie ($1550 \pm 95 \text{ MeV}/c^2$ [15], $1740 \pm 71 \text{ MeV}/c^2$ [16]), welcher generell recht großes Vertrauen entgegengebracht wird, da es sich hier um eine approximative Lösung der QCD-Gleichungen handelt.

1.3.3 Hybride

Unter Hybriden versteht man $q\bar{q}$ -Zustände, die mit einer gluonischen Anregung kombiniert sind. Deshalb sollten auch Zustände mit exotischen Quantenzahlen, d.h. mit Quantenzahlen, die nicht von einem $q\bar{q}$ -Meson zu erreichen sind, existieren. Ein $q\bar{q}$ -Meson kann immer nur einer der beiden Paritätsreihen angehören:

$$0^{+-}, 1^{+-}, 2^{+-}, \dots \quad (1.2)$$

$$0^{++}, 1^{--}, 2^{++}, \dots \quad (1.3)$$

die sich aus der Kombination von Quarks und Antiquark ergeben. Für ein Hybrid sollten auch weitere Quantenzahlen, wie z.B. 1^{-+} möglich sein (siehe Tabelle 1.3), die damit direkt ihre Natur als Nicht- $q\bar{q}$ -Zustände offenbaren. Tatsächlich wurde beim Crystal-Barrel-Experiment ein als $\hat{\rho}$ bezeichneter Zustand mit den exotischen Quantenzahlen 1^{-+} entdeckt [4]. In dieser Arbeit mit fast 53.000 Ereignissen im Dalitzplot wurde das $\hat{\rho}$ mit einer Masse von $1400 \pm 30 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite von $310 \pm 50_{-20}^{+40} \text{ MeV}/c^2$ mit sehr hoher Evidenz gefunden.

Neben den Hybriden, die sich bereits durch ihre exotischen Quantenzahlen von den normalen Mesonen unterscheiden, sollte es auch eine Vielzahl von $q\bar{q}g$ -Zuständen mit nicht-exotischen Quantenzahlen geben (siehe Tabelle 1.3). Von diesen Hybridzuständen erwartet man, dass sie sich durch ihre Zerfälle von den $q\bar{q}$ -Mesonen unterscheiden.

1.3.4 Produktion von Mesonen und Gluebällen

Bei der Entscheidung, ob es sich bei einem bestimmten Teilchen um einen Glueball handelt, kann man sich jedoch zunutze machen, dass es Reaktionen gibt, in denen man eine bevorzugte

Produktion von Gluebällen erwarten würde und wiederum andere, in denen zwar Mesonen produziert werden, aber Gluebälle nicht auftreten sollten. Ein Produktionsprozess, bei dem man letzteres erwartet, ist die $\gamma\gamma$ -Streuung.

- **Mesonenproduktion in der $\gamma\gamma$ -Streuung:**

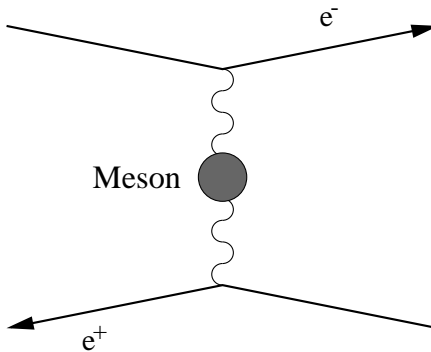


Abbildung 1.7: Mesonenproduktion in der $\gamma\gamma$ -Streuung

Bei hohen Energien von kollidierenden Elektronen und Positronen gewinnt der Zwei-Photon-Austausch (von Photonen kleiner Energien) an Bedeutung. Bei der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow X$ entsteht eine beliebige Resonanz X , die in Mesonen zerfällt. Da Photonen an elektrische Ladungen, z.B. Quarks koppeln, erwartet man hier zwar die Produktion von Mesonen, aber nicht die von Gluebällen, da Gluonen elektrisch neutral sind.

Aus diesem Grund werden die $\gamma\gamma$ -Reaktionen auch häufig als Anti-Glueball-Filter bezeichnet.

- **Mesonenspektroskopie mit Hadronenstrahlen:** Hier werden ein Pion- oder ein Kaonstrahl auf ein Target gelenkt, das aus Wasserstoff oder auch aus schweren Kernen bestehen kann.

Bei dieser Reaktion erwartet man keine bevorzugte Produktion von Gluebällen, da es sich hierbei um einen quark- und nicht um einen gluon-reichen Prozess handelt, allerdings verbietet hier auch nichts eine Produktion von Gluonen.

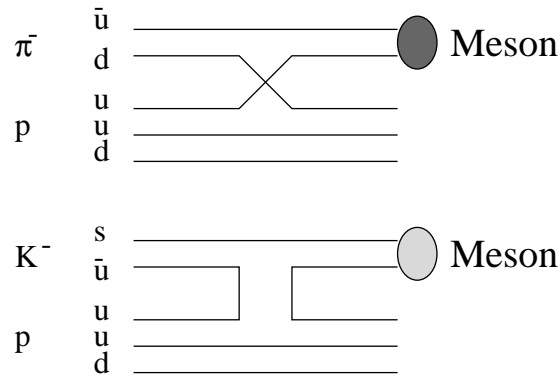


Abbildung 1.8: Bei der π^-p -Streuung werden bevorzugt nicht-seltame Mesonen erzeugt, bei der K^-p -Streuung bevorzugt Mesonen, die s-Quarks beinhalten.

Naturgemäß ist die Produktion von Glueballs in gluon-reichen Reaktionen am aussichtsreichsten:

- **Zentrale Produktion:** Hierbei fliegen zwei Protonen nahe aneinander vorbei und wechselwirken dabei über den „Zwei-Pomeronen-Austausch“ stark miteinander. Das Pomeron wiederum wird mit einem farblosen, flavourlosen Gluon-System, das mindestens 2 Gluonen enthält, in Verbindung gebracht:

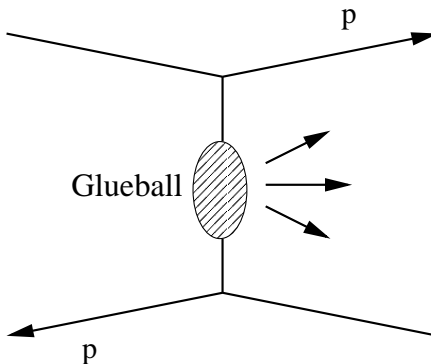
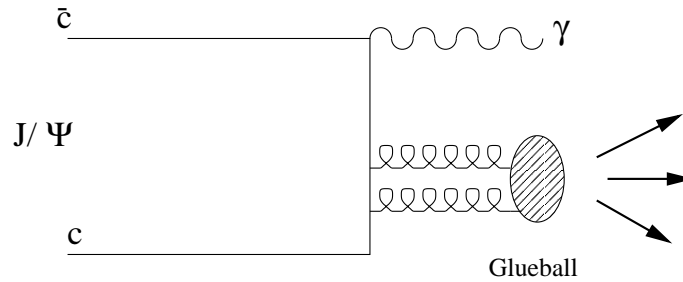


Abbildung 1.9: Mesonenproduktion bei der zentralen Produktion (speziell Double-Pomeron-Austausch)

- **Radiativer J/Ψ -Zerfall:** Der $c\bar{c}$ -Zustand J/Ψ kann aufgrund seiner kleinen Masse nicht in Mesonen zerfallen, die ebenfalls ein c -Quark enthalten. Deswegen annihilieren c und \bar{c} . Dabei kann ein Photon und zwei Gluonen in den radiativen Zerfällen entstehen, die einen gebundenen Zustand bilden können.

Abbildung 1.10: Mesonenproduktion in radiativen J/Ψ -Zerfällen

- **Nukleon-Antiproton-Vernichtung:** Die $\bar{p}N$ -Annihilation ist ein gluon-reicher Prozess, in dem die häufige Produktion von Gluebällen erwartet wird.

Verglichen mit den radiativen J/Ψ -Zerfällen hat die $\bar{p}N$ -Annihilation den Vorteil höherer Statistik, verglichen mit der zentralen Produktion liegt der Vorteil eher bei einer gleichmäßigen Verteilung der Massen der produzierten Mesonen über den verfügbaren Massenbereich.

1.3.5 Identifikation von $q\bar{q}$ -Mesonen, Gluebällen und Hybriden

Gluebälle

Da Gluebälle die gleichen Quantenzahlen wie $q\bar{q}$ -Mesonen haben können, muss man zur Unterscheidung andere Identifikationsmerkmale heranziehen:

- Laut Vorhersagen aller Modelle inklusive Gittereichtheorien liegt der leichteste Glueball mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ im Massenbereich zwischen 1, 5 und 2 GeV [17]
- In den oben beschriebenen gluon-reichen Prozessen sollten Gluebälle deutlich stärker produziert werden. Insbesondere ist keine Kopplung an $\gamma\gamma$ zu erwarten.
- Es müssen drei isoskalare Zustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ eindeutig identifiziert werden: zwei, die Zustände im Nonett repräsentieren und ein weiterer für den Glueball.
- Gluebälle sollten flavour-neutral zerfallen, wie ein $SU(3)$ -Singulett-Zustand, und deshalb wie folgt an die verschiedenen Zwei-Meson-Endzustände koppeln:

$$\Gamma(G \rightarrow \pi\pi : \bar{K}K : \eta\eta : \eta\eta' : \eta'\eta') = 3 : 4 : 1 : 0 : 1 \quad (1.4)$$

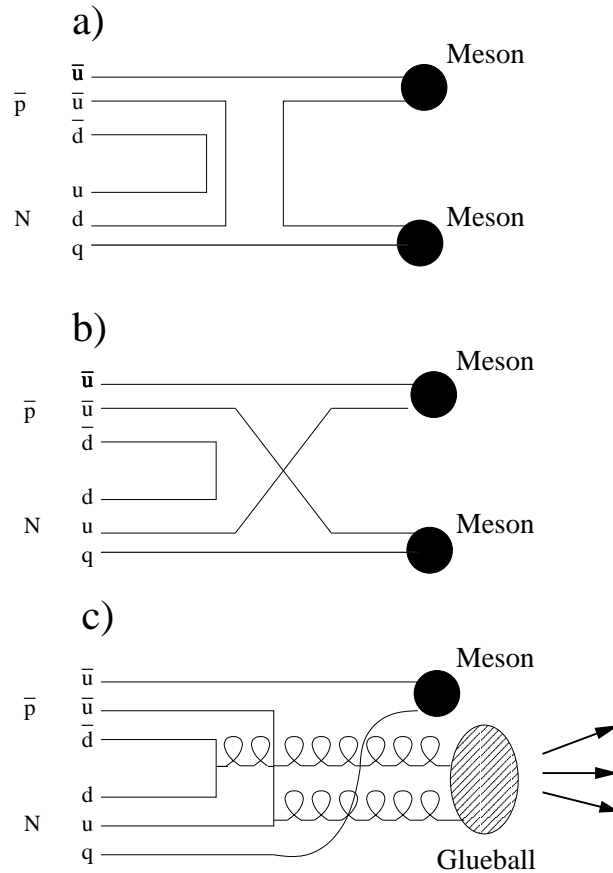


Abbildung 1.11: Drei mögliche Beispiele zur Mesonenproduktion in der $\bar{p}N$ -Annihilation. a) Annihilation b) „Rearrangement“ c) Glueballproduktion.

d.h. das Zerfallsspektrum, mit phasenraumkorrigierten Verzweungsverhältnissen, sollte sich von dem der $q\bar{q}$ -Mesonen deutlich unterscheiden.

Da der reine 0^{++} -Glueball jedoch auch stark mit den skalaren $q\bar{q}$ -Zuständen mischen und sich damit seine Masse und seine Breite auch stark verschieben kann, was zu einer deutlichen Abweichung seines Zerfallsspektrums von den Vorhersagen einfacher Modelle führen könnte, ist die eindeutige Identifikation von Gluebällen sehr schwierig.

Hinzu kommt, dass die gängige Methode zur Vorhersage der Glueball-Massen, die sogenannten Gitterrechnungen, im allgemeinen so aufwendig und rechenzeitintensiv sind, dass dabei auf starke Vereinfachungen zurückgegriffen werden muss, wodurch die Vorhersagen natürlich sehr unpräzise werden können.

Desweiteren können dynamische Effekte wie z.B. Formfaktoren, die abhängig vom Produktionsprozess sind, eine Rolle spielen, wodurch ein Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Experimente erschwert wird.

Die angeregten ρ -Mesonen, Hybrid oder $q\bar{q}$?

Die Particle Data Group (PDG) [5] listet seit Untersuchungen von Donnachie und Mitarbeitern [18] zwei Resonanzen höherer Masse mit den Quantenzahlen des $\rho(770)$: das $\rho'(1450)$ und das $\rho'(1700)$. Die Natur dieser Zustände sollte sich über ihre Zerfallsmoden offenbaren.

Dazu wurden verschiedene Modelle entwickelt, die Aussagen über Zerfallsbreiten in Abhängigkeit von der Natur des jeweiligen Zustandes zulassen. Die beiden zuverlässigsten in diesem Zusammenhang sind das sogenannte Flux-Tube-Modell [14] und das 3P_0 -Modell [19]. Letzteres macht auch Aussagen über verschiedene räumliche Konfigurationen, die ein $q\bar{q}$ -Meson mit $J^{PC} = 1^{--}$ bilden kann. Zum einen sind dies die verschiedenen Radialanregungen, $n^{2S+1}L_J = 2^3S_1, 3^3S_1$ eines $q\bar{q}$ -Systems mit parallelen Spins ($S = 1$) und relativem Bahndrehimpuls $L = 0$, zum anderen ist dies z.B. der 3D_1 -Zustand, bei dem der relative Drehimpuls zwischen Quark und Antiquark $L = 2$ ist.

Tabelle 1.4 zeigt die Vorhersagen der einzelnen Modelle:

Zerfallsmoden	$\pi\pi$	$\pi\omega$	πa_1	πh_1	K^*K	$\rho\rho$	$\rho\eta$	$K\bar{K}$
2^3S_1 - $\rho'(1465)$	74	122	3	1	19	-	25	35
3D_1 - $\rho'(1700)$	48	35	134	124	26	14	16	36
3^3S_1 - $\rho'(1900)$	1	5	26	32	21	92	8	1
$\rho'_{Hybrid}(\sim 1500)$	0	5-10	140	0	0	0	1	0

Tabelle 1.4: Partielle Zerfallsbreiten (MeV) des ρ -Mesons, die ersten drei Reihen bezeichnen die Zerfallsmoden nach dem 3P_0 Modell [19], die vierte Reihe die Zerfallsmoden eines 1^{--} Hybrids, berechnet nach dem Flux-Tube-Modell [14]

Leider wurde für das Flux-Tube-Modell die $K\bar{K}$ -Stärke der ρ -Mesonen nicht berechnet, sie sind zwar in der Arbeit [19] des 3P_0 -Modells mit 0 angegeben, aber es ist nicht klar, ob dies einer wirklichen Berechnung entspricht oder nur eine Annahme der Autoren ist. Aus diesem Grund ist diese Zahl mit Vorsicht zu genießen. Frühere phänomenologische Untersuchungen der ρ -Mesonen von Clegg und Donnachie [20], die dann von F.Close und P.Page interpretiert wurden [21], ergaben, dass es sich bei dem $\rho'(1465)$ eher um ein 1^{--} -Hybridzustand handelt. Jedoch gibt es bei dieser Analyse einige Ungereimtheiten und willkürliche Parameter.

Eine andere Analyse beim Crystal-Barrel-Experiment [22] anhand der 4π -Zerfallsmoden des ρ -Mesons widerspricht klar der Interpretation des $\rho'(1465)$ als Hybrid. Der Vergleich dieser Ergebnisse mit den für eine Radialanregung (2^3S_1 -Zustand) berechneten Partialbreiten erwies

sich als besser übereinstimmend. Die Ergebnisse für das $\rho'(1700)$ entsprechen hier eher einem 3D_1 -Zustand als der Radialanregung.

1.4 Vorteile der $\bar{p}n$ -Kanäle und physikalische Motivation dieser Analyse

Bei der vorliegenden Arbeit wurden die Reaktionen:

$$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0 \quad (1.5)$$

$$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^- \quad (1.6)$$

$$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^- \quad (1.7)$$

$$(1.8)$$

untersucht.

Der Hauptvorteil der Antiproton-Neutron-Annihilation liegt in dem festgelegten Isospinzustand $I=1$, in dem sich das $\bar{p}n$ -System, da es geladen ist, befindet.

Dadurch werden einerseits die möglichen Anfangszustände eingeschränkt. Andererseits gibt es bei der $\bar{p}n$ -Annihilation einen höheren Reaktionsanteil aus der P -Welle, d.h. Bahndrehimpuls $L = 1$ zwischen dem Antiproton und dem Neutron. Das bedeutet, dass bei der $\bar{p}n$ -Vernichtung die P -Wellen-Anfangszustände besser zugänglich werden, als bei der $\bar{p}p$ -Reaktion.

Gleichzeitig werden auch die Quantenzahlen der $\bar{K}K$ -Zwischenzustände festgelegt, wodurch bestimmte Resonanzen nicht produziert werden können. Das ist insofern wichtig, als bei den meisten $\bar{p}p$ -Reaktionen bestimmte Resonanzen nicht mehr voneinander unterschieden werden können, da sie sehr stark interferieren. Ein Beispiel hierfür wäre die Interferenz von $f_0(1500)$ mit dem $a_0(1450)$, was in vielen $\bar{p}p$ -Analysen die Untersuchung des $f_0(1500)$ beeinträchtigt.

Die spezielle physikalische Motivation der einzelnen Kanäle ist:

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$: In diesem Kanal sind durch den festen Isospin $I = 1$ des $\bar{K}K$ -Systems keine f_0 -Resonanzen möglich. Die a_0 -Resonanzen können wegen der Quantenzahlerhaltung des Gesamtspins J , der Parität P und der G -Parität G nur aus einem P -Wellen-Anfangszustand entstehen. Wichtig ist hierbei, den Anteil der $\bar{p}n \rightarrow a_0 \pi^0 \rightarrow K^- K_S^0 \pi^0$ -Reaktion unbeeinflusst von den f_0 -Resonanzen zu ermitteln.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es, die angeregten ρ -Resonanzen $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ zu untersuchen, die in verschiedenen anderen Analysen schon mit allerdings kleinerem Anteil bei der Beschreibung der Daten bessere Ergebnisse lieferten. Die Hauptfrage, neben

Masse und Breite dieser Resonanzen, ist die der Verzweungsverhältnisse, da diese einen Aufschluss darüber geben können, ob es sich bei einem oder beiden ρ -Mesonen um Hybride handelt.

Bei einer anderen Analyse [23] war zur guten Beschreibung der Daten die $K_2^*(1430)$ -Resonanz nötig. Diese Analyse der $K\pi$ -Resonanzen soll untersuchen, ob das $K_2^*(1430)$ auch in diesem Fall eine Verbesserung der Anpassung bringt oder ob sich vielleicht ein angeregtes $K^*(1410)$ besser dafür eignet. Da $K\pi$ -Resonanzen in allen drei Analysen auftauchen, können diese Teilchen bei allen dreien in die Partialwellenanalyse eingebunden werden.

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$: Das $K_S^0 K_S^0$ -System muss immer die C -Parität $C = +1$ haben (siehe Kapitel 7.5). Deshalb sind Resonanzen mit dem Gesamtspin $J = 1$ nicht möglich, da wegen $C = (-1)^{L+S} = (-1)^J = (-1)^L = -1$, da $S = 0$. Resonanzen mit $J = 1$ sind unter anderem ρ und ϕ -Mesonen.

Da hier das $K\bar{K}$ -System neutral ist, sind beide Isospineinstellungen $I = 0, 1$ möglich. Hier können f_0 -Resonanzen produziert werden, jedoch können durch Vergleich mit dem vorherigen Kanal die f_0 -Resonanzen von den auch hier aus einem P -Wellen-Anfangszustand entstehenden a_0 -Resonanzen getrennt werden. Dadurch können die Verzweungsverhältnisse der f_0 -Zustände mit viel kleinerem Fehler berechnet werden, als bei bisherigen Analysen, wo es nur möglich war, den Produktionsanteil an f_0 -Resonanzen in Abhängigkeit von dem Anteil der a_0 -Resonanzen anzugeben. Das lässt auch eine bessere Beurteilbarkeit der f_0 -Resonanzen in Hinblick auf einen Glueball zu.

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$: Das $K_S^0 K_L^0$ -System hat im Gegensatz zu vorherigem Kanal die C -Parität $C = -1$. Aus diesem Grund treten hier keine f - oder a -Resonanzen auf. Es können jedoch ρ - oder ϕ -Mesonen auftreten, die aus verschiedenen Anfangszuständen kommen.

In zwei weiteren Analysen wurden bereits die $K_S^0 K_L^0$ -Resonanzen untersucht [26, 27]. In diesen beiden Analysen treten die ρ -Resonanzen überhaupt nicht in Erscheinung. Dort kommen die ϕ und die ρ -Resonanzen aus den gleichen Anfangszuständen. In dieser Untersuchung findet die Reaktion jeweils von komplementären Anfangszuständen statt.

Kapitel 2

Das Crystal-Barrel-Experiment am LEAR

2.1 Allgemeines

Der Crystal-Barrel-Detektor[28] am CERN wurde in den Jahren 1985-1989 konzipiert und aufgebaut und in den nachfolgenden Jahren bis 1996 ständig weiterentwickelt. Die Zielsetzung dieses Experimentes umfasst die Untersuchung mesonischer Endzustände der Antiproton-Nukleon-Annihilation in Ruhe oder im Fluge bis zu \bar{p} -Impulsen von maximal 2 GeV/c. Dabei mussten folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Gleichzeitiger Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen im gesamten relevanten Raumwinkel- und Energiebereich, um die vollständige Rekonstruktion einer möglichst großen Anzahl von Ereignissen zu ermöglichen.
- Hohe Orts- und Impulsauflösung für geladene Teilchen (z.B. Messung aller Impulskomponenten im Bereich kinetischer Energien von ca. 10 MeV bis 1 GeV mit Messfehlern, die sich im Prozentbereich bewegen)
- Nachweis von Photonen aus radiativen Mesonenzerfällen (hauptsächlich π^0 und η) mit hoher Energie- und Winkelauflösung.
- Möglichkeit der Unterscheidung von Pionen und Kaonen durch Messung ihres Energieverlustes pro zurückgelegter Wegstrecke dE/dx .
- Ein schnelles Triggersystem, das Informationen aller Detektorsysteme verarbeitet und dadurch die Anreicherung seltener Ereignisse erlaubt.

- Ein Datenerfassungssystem, das die Aufnahme einiger hundert Millionen Ereignisse während der aktiven Phase des Experiments erlaubt.
- Möglichkeit des Austausches des Targets, um durch Annihilation in unterschiedlichem Targetmaterial (flüssiges H_2 , gasförmiges H_2 , flüssiges D_2) verschiedene Anfangszustände des $\bar{p}N$ -Systems erreichen zu können.

Der Gesamtaufbau des Detektors ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

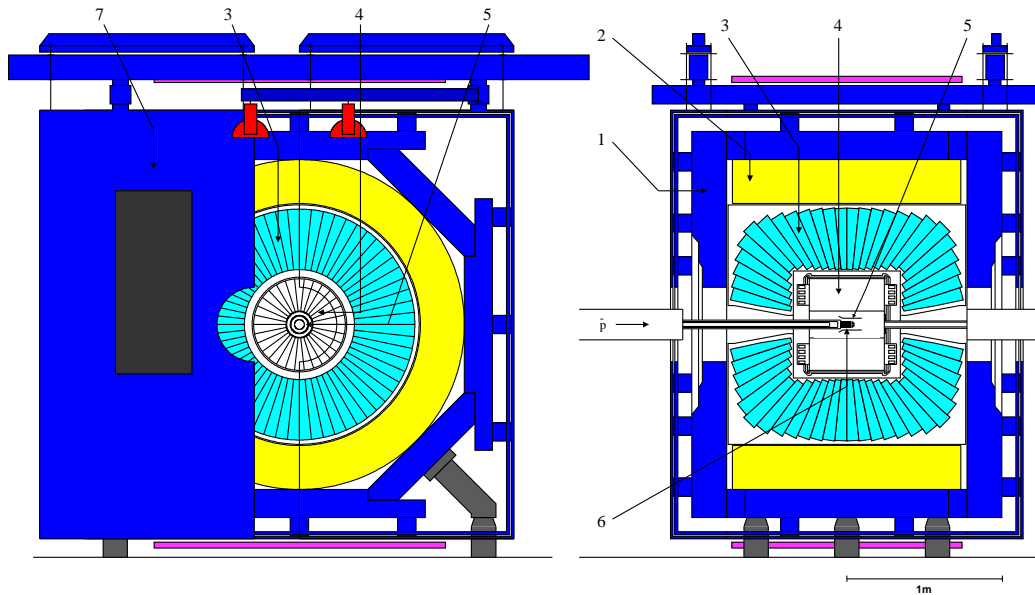


Abbildung 2.1: Der Crystal-Barrel-Detektor: 1: Eisenjoch, 2: Magnetspule, 3: CsI -Kalorimeter, 4: Jet-Driftkammer (JDC), 5: Silizium-Vertexdetektor (SVX), 6: Target und 7: Magnetjoch.

2.2 Produktion der Antiprotonen und Antiprotonenspeicherung LEAR

Zur Herstellung von Antiprotonen mit einem mittleren Impuls von $3,5 \text{ GeV}/c$ werden Protonen, die am Protonensynchrotron (PS) auf eine Energie von $25,6 \text{ GeV}$ beschleunigt werden, auf ein Wolframtarget gelenkt. Bei inelastischen Stößen mit den Wolframkernen entstehen alle möglichen Hadron-Antihadron-Paare, die mit verschiedenen Winkeln und Energien austreten. Durch das Anlegen eines magnetischen Feldes spezieller Krümmung (Van-der-Meer-Horn [7]) können die anfangs weit auseinander fliegenden Antiprotonen auf eine Strahlachse fokussiert und in

den Antiproton Accumulator (AA) eingeführt werden. Da alle instabilen Teilchen zerfallen, sind nach einiger Zeit nur noch die Antiprotonen übrig.

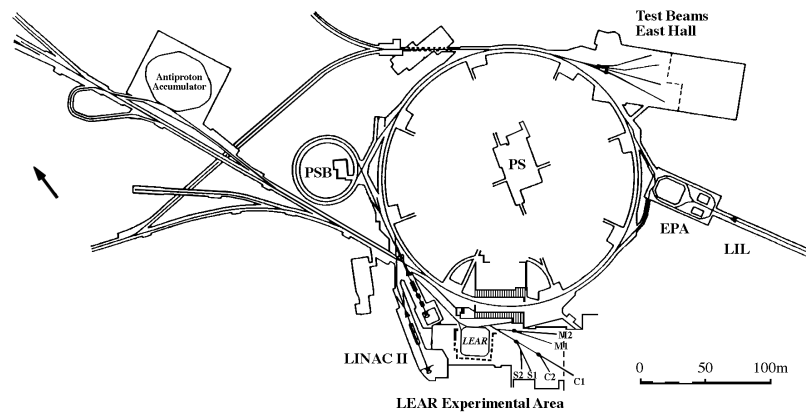


Abbildung 2.2: Der CERN-Antiprotonen-Komplex

Um eine möglichst geringe Impulsunschärfe und Emittanz zu erreichen, muss der Antiprotonenstrahl gekühlt werden. Neben der Elektronenkühlung [29], bei der Impulsschwankungen an einen parallel laufenden Elektronenstrahl abgegeben werden, wird mittels stochastischer Kühlung [30] auch der Phasenraum der Antiprotonen komprimiert.

Pro Stunde können bis zu 10^{11} Antiprotonen produziert und gespeichert werden. Der gekühlte Antiprotonenstrahl wird zurück in das PS geleitet und auf 600 MeV/c abgebremst und anschließend in den Niederenergie-Antiprotonen-Ring LEAR (*Low Energy Antiproton Ring*) geleitet. Hier kann durch Elektron- bzw. stochastische Kühlung ein Antiprotonenstrahl mit einer Impulsunschärfe von $\delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$ und einer horizontalen Strahlemittanz von $2\pi \cdot mm \cdot mrad$ geliefert werden. Die maximale Extraktionszeit einer Füllung beträgt 3 Stunden.

2.3 Eingangszähler und Target

Die Antiprotonen verlassen das LEAR-Vakuum durch ein Beryllium- bzw. Titanfenster. Danach müssen sie zwei Eingangszähler zur Strahldiagnose bzw. -regelung passieren: Der erste ist ein einfacher, unsegmentierter Siliziumzähler, der zweite Zähler ist vierfach unterteilt und überdeckt den ersten vollständig.

Letzterer dient auch als Auslösesignal für die Ausleseelektronik der anderen Detektorkomponenten. Bei Messungen mit niedrigen Antiproton-Impulsen von 200 MeV/c werden die Antiprotonen durch Coulombstöße mit den Hüllenelektronen des Wasserstoffs vollständig in der Mitte

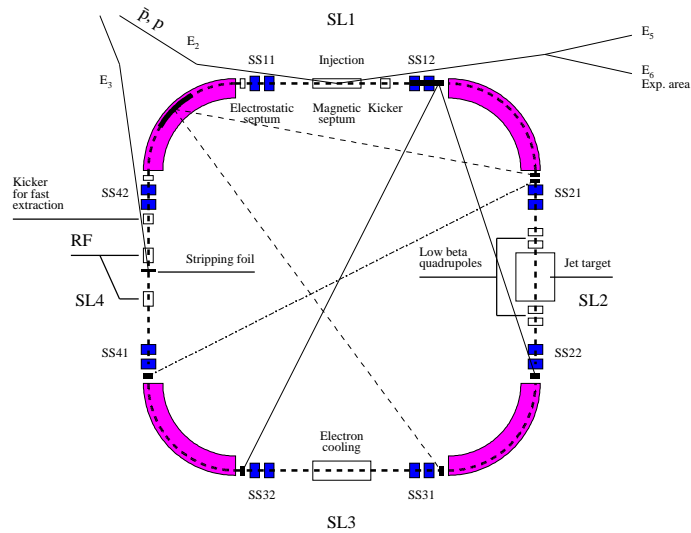


Abbildung 2.3: Der Low Energy Antiproton Ring (LEAR)

des mit Wasserstoff oder Deuterium gefüllten Targets, das sich im Zentrum des Spektrometers befindet, gestoppt.

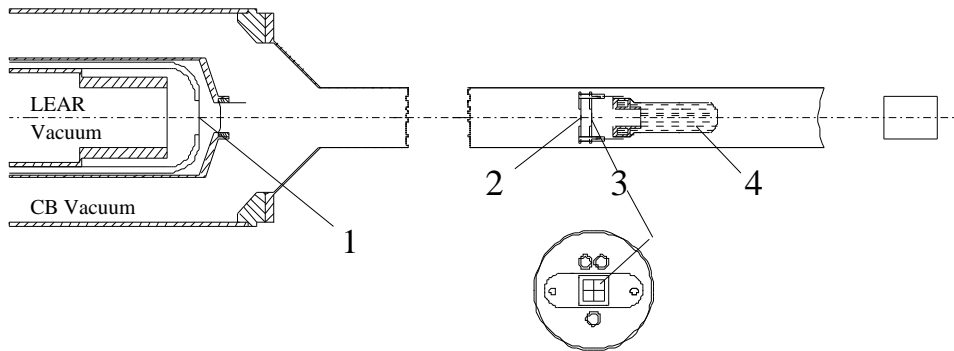


Abbildung 2.4: Schnittzeichnung des Flüssigwasserstoff- bzw. Flüssigdeuteriumtargets: 1: Szintillationzähler, 2: Siliziumdiode, 3: segmentierte Siliziumdiode, 4: LH_2 - bzw. LD_2 -Target

2.4 Nachweis von geladenen Teilchen

2.4.1 Der Silizium-Vertex-Detektor(SVX)

Bei der Konzeption und während der ersten Jahre des Betriebs des Crystal-Barrel-Detektors waren zwei zylindrische Proportional-Drahtkammern(PWC) um das Target plaziert, um auf geladene Teilchen möglichst nahe am Vertex triggern zu können. Diese wurden im Jahre 1995 durch einen Silizium-Vertex-Detektor(SVX)[31] ersetzt, der den PWCs bezüglich der Messung von kaonischen Endzuständen bei weitem überlegen ist. Der SVX wurde gebaut, um das Triggern auf Ereignisse mit einem oder mehreren K_S^0 im Endzustand zu ermöglichen, die in zwei geladene Pionen zerfallen.

Da bei der Kaonproduktion ein zusätzliches $s\bar{s}$ -Paar aus dem Vakuum erzeugt werden muss, ist deren Produktion in der Annihilation unterdrückt. Die Anreicherung dieser Ereignisse wird durch einen kombinierten Trigger aus SVX und JDC (siehe Kapitel 2.4.2) erreicht. Außerdem führt der Einsatz des SVX zu einer Verbesserung der Impulsauflösung durch Messung eines zusätzlichen Spurpunktes und erlaubt zudem eine bessere Vertexrekonstruktion durch die große Nähe des Detektors zum Target. Eine schematische Darstellung des Detektors zeigt Abbildung 2.5.

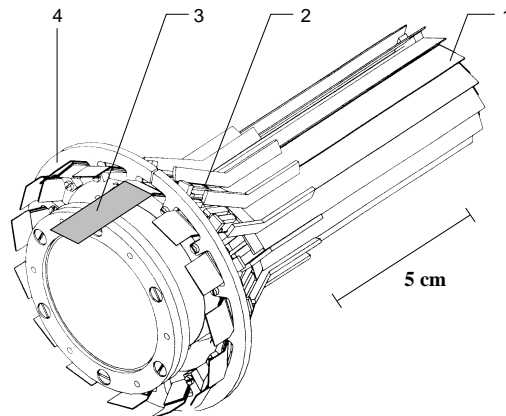


Abbildung 2.5: Systematische Darstellung des Silizium-Vertex-Detektors: 1: $Si - \mu$ -Streifendetektoren, 2: Hybrid, 3: Elektronik und Flachbandkabel, 4: Kühlring

Der SVX besteht aus 15 Mikrostreifen-Detektoren, die in einem radialen Abstand von 13 mm windmühlenartig um das Target angeordnet sind. Um den gesamten Raumwinkel in radialer Richtung vom Detektor zu überdecken, überlappen sich die einzelnen Module. Pro Detektor verlaufen 128 Streifen mit $370 \mu m$ Dicke auf der Vorderseite der Streifendetektoren in Strahl,

bzw. Magnetfeldrichtung und erlauben somit die $r - \phi$ -Messung des Durchstoßpunktes der Spur durch den SVX.

Außerdem besitzt jeder Streifenzähler eine globale Rückseite (*backplane*), mit der jeder Streifen eine Diode formt. Wenn ein geladenes Teilchen durch die Silizium-Streifen fliegt und zusätzliche Ladungspaare erzeugt, fließt ein kleiner Strom durch die Diode. Da der Strom somit sowohl durch die Streifen, als auch durch die Rückseite fließt, kann man durch eine schnelle Auslese der Rückseite ($0,5 \mu s$), viel früher entscheiden, wie viele geladene Teilchen durch den SVX geflogen sind, als wenn jeder der seriell ausgelesenen Streifen abfragt werden müsste. Dadurch lässt sich der gesamte SVX als Triggereinheit (*first level trigger*) benutzen. Z.B. reicht es bei Ereignissen, die nur geladene Teilchen aus sekundären Vertizes haben, auf ein Nichtansprechen der Rückseite plus die entsprechende Anzahl an Spuren in der JDC (z.B. $0 \rightarrow 4$ bei $K_S^0 K_S^0$ -Ereignissen) zu triggern. Bei Ereignissen, die bereits ein geladenes Teilchen am Primärvertex enthalten, ergibt das Auslesen der Rückseite (*backplane readout*) bei richtiger Spurmultiplicität das Startsignal zur kompletten Auslese der Streifen, die dann einen weiteren Spurpunkt und damit eine verbesserte Auflösung liefert.

Mit dem SVX werden hauptsächlich $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse angereichert. Da die radiale Zerfallsverteilung einen exponentiellen Kurvenverlauf aufweist, muss versucht werden, den kleinst möglichen Radius auszulesen, da dann die Effektivität des Trigger am größten ist. Hierin liegt auch ein weiterer Vorteil des SVX gegenüber der PWC, da dieser einen kleineren Radius besitzt. Somit können fast 50% aller produzierten K_S^0 -Ereignisse aufgezeichnet werden.

Die technischen Daten sind noch einmal in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Innenradius	13 mm
mittlerer Radius der Streifen	14 mm
sensitive Länge	5 cm
Anzahl der Module	15
Anzahl der Streifendetektoren pro Modul	128
Streifendetektormaterial	Silizium
Streifendetektorlänge	74 mm
Streifendetektorbreite	8,4 mm
Streifendetektordicke	370 μm
Streifenabstand	50 μm

Tabelle 2.1: Die technischen Daten des Silizium-Vertex-Detektors

2.4.2 Die Jet-Driftkammer(JDC)und der Magnet

Driftkammern ermöglichen durch Messung der Spannungsamplituden an den Drahtenden und der Driftzeit eines ionisierenden Teilchen den Nachweis und die Impulsmessung geladener Teil-

chen.

Die beim Crystal-Barrel-Detektor verwendete Jet-Driftkammer ist konzentrisch um die Strahlachse angebracht und umschließt den SVX vollständig. Die ersten fünf Signaldrahtlagen umfassen 15 Sektoren, die sechste Lage wird nicht ausgelesen und die weiteren 17 Lagen umfassen 30 Sektoren. Jeder Sektor umfasst 23 Signaldrähte, die entlang der Strahlrichtung verlaufen, die Anodendrähte sind abwechselnd um ± 0.2 mm gegen die Sektormittelebene versetzt (*staggering*), um die Rechts-Links-Zweideutigkeiten auflösen zu können. Um benachbarte Driftzellen von einander zu trennen und die notwendige Gasverstärkung ($5 \cdot 10^4$) an den Signaldrähten zu erreichen, wechseln sich Feldkorrekturdrähte mit Signaldrähten ab.

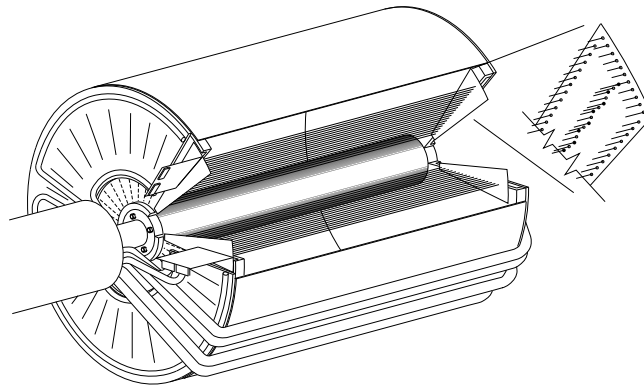


Abbildung 2.6: Die Jet-Driftkammer (JDC)

Benachbarte Sektoren werden durch eine Ebene aus 45 Felddrähten voneinander getrennt, die auf einem radial nach außen abfallenden Potential von -2570 V bis -4775 V liegen. Die innerste (äußerste) Anode hat einen Radius von 63 mm (239 mm), die sensitive Länge der JDC beträgt 396 mm. Zur Impulsmessung von ionisierenden Teilchen steht ein maximaler Raumwinkel von $93\% \cdot 4\pi$ zur Verfügung, da mindestens drei Drähte getroffen werden müssen, damit eine Teilchenbahn rekonstruiert werden kann.

Die JDC ist mit einem *langsamen* Gasgemisch aus 90% Kohlendioxid und 10% Isobutan gefüllt. Bei Normaldruck und einer Betriebstemperatur von 25°C driften die Elektronen mit einer Geschwindigkeit von ca. $0,92$ cm/ μs . Um eine bessere Ortsauflösung über die Driftzeitmessung zu erreichen, wird die Temperatur des Gases auf $\pm 1\text{K}$ konstant gehalten und die Gasmischung mit Massenflußmessern geregelt. Der Gasdruck in der Kammer schwankt mit dem Außendruck, wird daher regelmäßig gemessen und die Driftgeschwindigkeiten werden entsprechend korrigiert.

Anzahl der Sektoren	15 bzw. 30
Anzahl der Signaldrähte pro Sektor	23
Material der Signaldrähte	Edelstahl, $29,7 \Omega/cm$, Dicke $20 \mu m$
Anzahl der Felddrähte pro Sektor	74
Material der Felddrähte	Aluminium, goldbeschichtet, Dicke $152 \mu m$
Innenradius	$49,9 mm$
Außenradius	$257 mm$
sensitive Länge	$396 mm$
Radius innerste Anode	$63 mm$
Radius äusserste Anode	$239 mm$
Gasgemisch	$CO_2 : Isobutan = 90 : 10$, unter Normalbedingungen
Gasverstärkung	$5 \cdot 10^4$
mittleres Driftfeld	$1 kV/cm$
mittlere Driftgeschwindigkeit	$0,92 cm/\mu s$
maximale Driftzeit	$3 \mu s$
Lorentzwinkel	$7,2^\circ$ bei $1,5 Tesla$
$r - \phi$ -Auflösung	$130 \mu m$
z -Auflösung	$7,5 mm$

Tabelle 2.2: Die technischen Daten der Jet-Driftkammer

Der gesamte Detektoraufbau befindet sich im Inneren eines Solenoid-Magneten, der im zentralen Bereich der JDC ein homogenes Magnetfeld von 1.5 Tesla längs der Strahlrichtung erzeugt. Dadurch werden die Teilchenbahnen der geladenen Teilchen abhängig von ihrer Geschwindigkeit gekrümmt und aus der entstehenden Helix kann der Impuls der Teilchens bestimmt werden.

Der Magnet ist aus einer Aluminiumspule und zwei Endplatten mit Kabeldurchführung aufgebaut. Die Platten sind zum Erreichen der inneren Detektorkomponenten auffahrbar. Zusätzliche Eisenabschirmungen sorgen für den Rückfluss des Magnetfeldes. Die Spule wird mit destilliertem Wasser gekühlt. Die Inhomogenität des Magnetfeldes ist im Bereich der JDC geringer als $\pm 1,5\%$. Weitere technische Daten des Magneten zeigt Tabelle 2.3.

Feldstärke	$1,5 T$
Spulenstrom	$4800 A$
Versorgungsspannung	$500 V$
Leistungsaufnahme	$2,4 MW$
Anzahl der Wicklungen	408
Kühlwasserdurchfluss	$70 m^3/h$
Wassererwärmung	$30 K$

Tabelle 2.3: Die technischen Daten des Magneten

2.4.3 Aufzeichnung der geladenen Teilchen

Während der Datennahme werden in der JDC folgende Informationen für jeden angesprochenen Draht als Rohdaten aufgezeichnet:

- Die Drahtnummer, an der das Signal registriert wurde.
- Die gemessene Driftzeit.
- Die gemessene Amplitude des Vorverstärkers am $+z$ -Ende des Drahtes.
- Die gemessene Amplitude des Vorverstärkers am $-z$ -Ende des Drahtes.

Anhand dieser Parameter können bei der Rekonstruktion der geladenen Teilchen verschiedene Größen berechnet werden.

Da die Driftgeschwindigkeit sehr langsam gegen die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens ist, können die $r - \phi$ -Bahnkoordinaten des Teilchens anhand der unterschiedlichen Driftzeiten bestimmt werden. Durch das *langsame* Gasgemisch von 90% Kohlendioxid und 10% Isobutan bekommt man eine Ortsauflösung im Bereich von ca. 0,1 mm.

Die z -Komponente der Teilchenbahn wird mittels Ladungsteilung der an beiden Anodendrahtenden aufintegrierten Amplituden mit einer Auflösung von einigen Millimetern bestimmt:

$$z = z_0 + z_L \frac{A_+ - \alpha A_-}{A_+ + \alpha A_-} \quad (2.1)$$

- z_0 : Drahtmitte
 z_L : elektrische Länge des Drahtes
 α : relative Verstärkung zwischen den beiden Auslekettens
 und den Drahtenden
 A_+, A_- : die beiden gemessenen Amplituden

Die Werte von z_0 , z_L und α werden für jeden Draht anhand einer Kalibration mit 4-Spur-Ereignissen gewonnen.

2.5 Nachweis von neutralen Teilchen

2.5.1 Das elektromagnetische Kalorimeter

Zur Messung von neutralen Annihilationsprodukten wird ein elektromagnetisches Kalorimeter [32] benutzt. Es besteht aus 1380 thalliumdotierten CsI -Einkristallen, die fassförmig um die

JDC angeordnet sind und auf das Zentrum des Wasserstofftargets zeigen.

Die Form der Kristallanordnung gab dem gesamten Detektor seinen Namen (engl. *crystal barrel* = Kristallfass). Dieses Kalorimeter ist in der Lage, neutrale Teilchen, vor allem Photonen, in einem Energiebereich von 5 MeV bis 2 GeV zu messen.

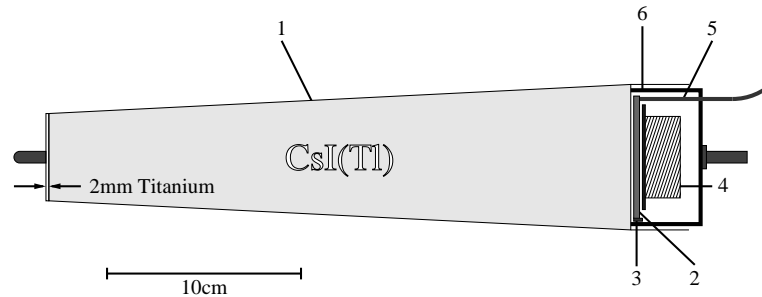


Abbildung 2.7: Der Aufbau eines Moduls des *CsI*-Kalorimeters: 1: Titanhülle, 2:Wellenlängenschieber, 3:Photodiode, 4:Vorverstärkermodul, 5:optische Faser für Lichtimpulse, 6:Gehäusedeckel.

Die Kristalle sind 30 cm lang, was 16,1 Strahlungslängen in *CsI* entspricht. Sie sind jeweils von einer Titanhülle umgeben, die sowohl zur optischen Trennung als auch der mechanischen Stabilisation dient.

Die 1380 Kristalle sind in 26 Ringen angeordnet und überdecken den Azimutalwinkel komplett und den Polarwinkel in einem Bereich von 12° bis 168° (die restlichen Bereiche müssen wegen des Strahldurchlasses ausgespart werden), was einem aktiven Raumwinkel von 97.8 % in 4π entspricht. Es gibt 13 verschiedene Kristallformen, jeder einzelne Kristall erfasst azimuthal als auch polar einen Raumwinkel von 6° , mit Ausnahme der ersten und letzten drei Ringe, die 12° abdecken, um nicht zu kleine Kristalle zu erhalten.

Die Auslese der Kristalle mittels Photonenelektronen-Vervielfacher ist technisch nicht möglich, da sich das Kalorimeter innerhalb eines Magnetfeldes von 1,5 Tesla befindet. Deswegen werden zu diesem Zweck platzsparende Silizium-Photodioden eingesetzt. Da die Sensitivität der Photodiode (im roten Bereich) jedoch nicht mit dem Spektrum des von den *CsI*-Kristallen emittierten Lichtes (grüner Bereich) übereinstimmt, müssen zwischen den Kristallen und den Dioden Wellenlängenschieber eingesetzt werden. Eine Wellenlängenschieberplatte sammelt das Licht an der Kristallrückseite und passt das Szintillationsspektrum an die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode an. Der in den Photodioden nach Bestrahlung auftretende Ladungsimpuls wird über einen Verstärker an der Rückseite des Kristalls aus dem Detektor ausgeleitet und zwei Analog-Digital-Wandlern (*low* und *high* ADCs) zugeführt, die die auftretende Ladung

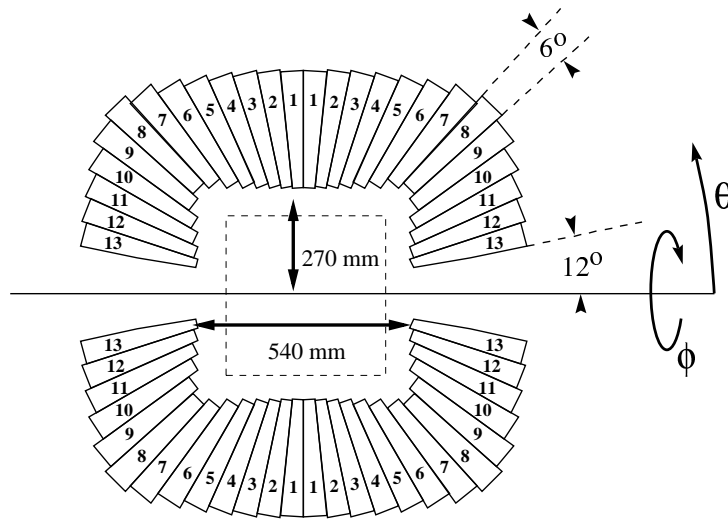


Abbildung 2.8: Aufbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Die Nummern auf den Kristallen geben die verschiedenen Kristalltypen an.

integrieren und in eine digitale Zahl umwandeln.

Das Gesamtgewicht der Kristalle beträgt ungefähr vier Tonnen und wird von einer Konstruktion aus einer Aluminiumlegierung getragen. Die Konstruktion besteht aus zwei Hälften, die sich leicht auseinander schieben lassen, um Veränderungen oder Reparaturen vorzunehmen.

2.5.2 Aufzeichnung der neutralen Teilchen

Photonen, die in das *CsI*-Kalorimeter eintreten, erzeugen dort einen elektromagnetischen Schauer, der sich auf bis zu 30 Kristalle ausdehnen kann. Die Größe solcher sog. Cluster hängt von der Energie des hereinkommenden Photons ab.

Um diesen Schauern wirkliche Photonen zuzuordnen zu können, muss man zunächst das Kalorimeter kalibrieren. Dazu sind jedem einzelnen Kristall Eichfaktoren zugeordnet, die solange variiert werden, bis die über die invariante $\gamma\gamma$ -Masse gemessene Breite des π^0 -Signals minimal wird. Aus ungefähr 10^6 vollständig neutralen Daten werden zu jeder Messperiode die Eichkonstanten bestimmt. Die resultierende Energieauflösung des Kalorimeters beträgt:

$$\sigma(E)/E = 2,5\%/\sqrt[4]{E[\text{GeV}]} \quad (2.2)$$

Anzahl der Kristalle	1380
Material der Kristalle	$CsI(Tl)$
Photonenausbeute	$\approx 4,5 \cdot 10^3$ pro 1 MeV
Strahlungslänge X_0	1,86 cm
Emmissionsmaximum	550 nm
Segmentierung in ϕ	60/30 Kristalle, Öffnungswinkel $6^\circ/12^\circ$
Segmentierung in θ	26 Kristalle, Öffnungswinkel 6°
Länge eines Kristalls	30 cm, entsprechend $16,1 X_0$
Raumwinkel	$97,8\% \cdot 4\pi$
Energieauflösung σ_E/E	$2,8\%/\sqrt[4]{E(\text{GeV})}$
Rauschsignal pro Kristall	220 keV
Winkelauflösung in θ	
isolierte Schauer	20 mrad
überlappende Schauer	45 mrad
Winkelauflösung in ϕ	Kristalltyp 1 – 10
isolierte Schauer	20 mrad
überlappende Schauer	45 mrad
	Kristalltyp 11 – 13
isolierte Schauer	40 mrad
überlappende Schauer	90 mrad

Tabelle 2.4: Die technischen Daten des $CsI(Tl)$ -Kalorimeters

Den ADC-Kanälen werden über die Eichfaktoren Energiewerte zugeordnet.

2.6 Triggersystem

Der Trigger gibt das Startsignal für die Auslese der Detektorelektronik. Insbesondere können durch die selektive Aufzeichnung seltene Annihilationskanäle angereichert werden. Zum Beispiel sind kaonische Kanäle in der $\bar{p}d$ -Annihilation aufgrund ihres Anteils an s-Quarks stark unterdrückt gegenüber nicht kaonischen Endzuständen und können durch geeignete Trigger signifikant angereichert werden.

Mit einem Triggersystem wird versucht, eine schnelle Entscheidung zu treffen, ob ein bestimmtes Ereignis ausgelesen und aufgezeichnet werden soll, was natürlich nur möglich ist, wenn der Entscheidungsprozess schneller als die Ereignisauslese ist. Deshalb wird bei Ereignistopologien, bei denen mehrere Entscheidungskriterien zur Verfügung stehen, versucht, den Trigger in mehrere Stufen verschiedener Schnelligkeit zu unterteilen, um den Entscheidungsprozess zeitlich zu optimieren.

Die Ereignisrate ist hauptsächlich durch die Aufzeichnungsgeschwindigkeit der Daten auf Band, die Rechenzeit für Triggerentscheidungen und die Abklingzeit der CsI -Kristalle bestimmt. Um Totzeiten durch Triggerentscheidungen gering zu halten, wird ein dreistufiges Triggersystem verwendet (siehe Abb.2.9)

Auf der untersten Triggerstufe wird zunächst nur gefordert, dass ein Antiproton innerhalb des Targets stoppt. Dieses Stoppen ist dadurch definiert, dass ein vor dem Target befindlicher Eingangszähler ein Signal liefert.

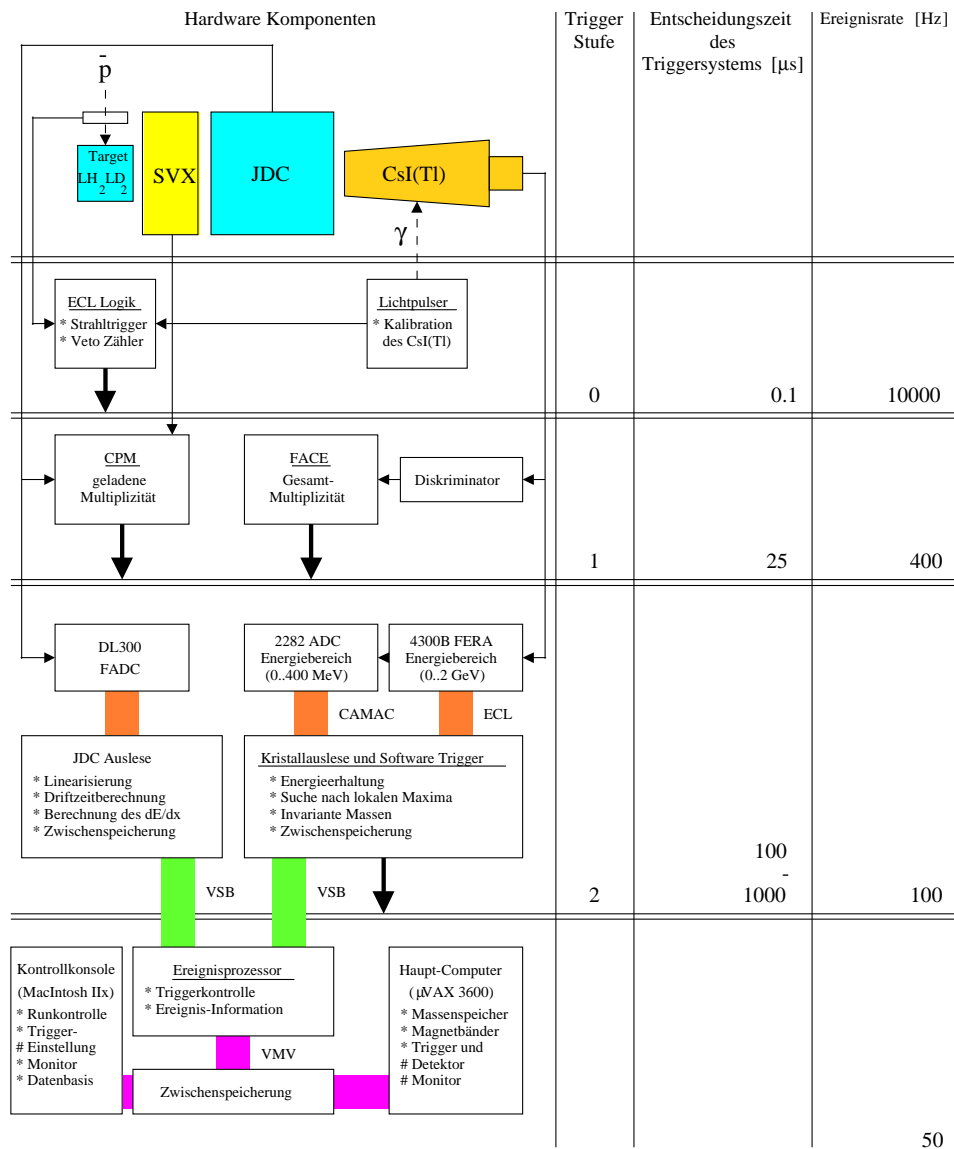
Der folgende Trigger verarbeitet Informationen aus dem SVX, der JDC und dem Kalorimeter. Sie werden dazu verwendet, auf bestimmte Spur-, bzw. Photonenmultiplizitäten und auf Multiplizitätsänderungen von Detektor zu Detektor zu triggern.

In einer weiteren Triggerstufe können schließlich mittels Informationen aus dem Kalorimeter neutrale Mesonen identifiziert werden. In dem hier verwendeten sogenannten K_S^0 -Trigger, auf den erst in Kapitel 3.1.1 genauer eingegangen werden soll, wird diese letzte Triggerstufe nicht verwendet..

2.7 Datenerfassungssystem

Das Datenerfassungssystem des Crystal-Barrel-Experimentes kann Ereignisse mit einer Rate von 50 bis 100 Hz verarbeiten. Durch weitgehend parallelisierte Auslese von Subdetektoren, durch parallele Vorprozessierung der Rohinformationen und durch Zwischenspeicherung der verschiedenen Rekonstruktionsstufen wird eine hohe Aufzeichnungsrate erreicht. Neben der Anforderung, mit möglichst hohen Raten alle für die spätere Weiterverarbeitung notwendigen Informationen zu sammeln und in kompakter Form auf Datenträger zu schreiben, muss auch eine Möglichkeit bestehen, seltene Ereignisse bereits während der Datennahme anzureichern (mit einem Trigger auf spezifische Topologien), um auch hier Datensätze ausreichender Statistik für die spätere Analyse zur Verfügung stellen zu können. Die Speicherung, Vorprozessierung und nicht zuletzt die Entscheidungslogik des Triggersystems bildet letztlich eine Limitierung des Datensatzes.

Auch die Informationsverarbeitung erfolgt hierarchisch in drei aufeinanderfolgenden Stufen. Zunächst werden die von den einzelnen Detektormodulen kommenden Signale mittels ADC-Modulen digitalisiert. In einem weiteren Schritt werden diese ca.4000 digitalen Ausgangssignale durch für bestimmte Detektorkomponenten zuständige Prozessoren synchronisiert, gesammelt und zwischengespeichert. Im letzten Schritt erfolgt mittels eines globalen Prozessors (*Event-builder*) die Zusammenfassung der Einzelinformationen zu einem Ereignis. Dieses wird in den lokalen Speicher geschrieben, von wo aus es dann auf Band oder Festplatte kopiert werden kann. Dort steht es dann auch den verschiedenen Monitorprogrammen zur Verfügung.



50

Abbildung 2.9: Der Aufbau des Triggers im Crystal-Barrel-Experiment

Kapitel 3

Die Datenselektion

3.1 Präparation der Endzustände

Die für diese Arbeit verwendeten Datensätze wurden im April/Mai 1996 mit dem Crystal-Barrel-Experiment gemessen. Um die seltenen kaonischen Zerfälle bei diesen Daten anzureichern, wurde ein spezieller K_S^0 -Trigger verwendet, bei dem bestimmte Signaturen der neutralen kurzlebigen Kaonen zu deren Identifikation benutzt werden. Auf diese Weise konnten insgesamt ca. 7,2 Mio. Ereignisse gesammelt werden. Das Ziel ist nun, die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ voneinander unabhängig zu selektieren, die jeweils nur einen kleinen Bruchteil aller aufgezeichneten Ereignisse ausmachen.

Wie bereits aus den drei Reaktionen ersichtlich, gilt das Interesse Reaktionen, bei denen die Antiprotonen an den Neutronen eines Deuteriumtargets annihilieren. Weiterhin soll die Annihilation am quasi-freien Neutron stattfinden, d.h. das Proton soll an der Reaktion nur als Zuschauerteilchen teilnehmen. Dies erreicht man (siehe Abschnitt 3.6), indem man Ereignisse mit Protonen kleiner Impulse auswählt ($p_{Proton} < 100\text{MeV}/c$). Bevor man jedoch an die Analyse der Datensätze denken kann, müssen zunächst aus der auf Band geschriebenen Rohdateninformation die Viererimpulse der geladenen Teilchen und der Photonen rekonstruiert werden. Erst dann ist es möglich, aus den Ereignissen den gewünschten Endzustand zu selektieren. Die Rekonstruktion erfolgt hierbei mit dem Crystal-Barrel-Programmpaket CBOFF [33].

Außerdem ist eine sorgfältige Formulierung der Auswahlkriterien wichtig, um einen möglichst reinen Datensatz an rekonstruierten Ereignissen zu erhalten. Auch andere Annihilationskanäle können zu einem geringen Prozentsatz solchen Vorschriften genügen, besonders dann, wenn bestimmte Teilchen gar nicht oder falsch gemessen wurden oder auf irgend eine Weise Energie verloren gegangen ist.

3.1.1 Der K_S^0 -Trigger

Erweiternd zu dem allgemeinen Triggersystem, das in Kapitel 2.6 behandelt wurde, soll an dieser Stelle der spezielle K_S^0 -Trigger vorgestellt werden, der es ermöglicht, eine große Anzahl von kaonischen Ereignissen in kurzer Zeit aufzuzeichnen.

Ein K_S^0 zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 69% in $\pi^-\pi^+$ nach einer typischen Zerfallsstrecke $c\tau = 2.6762 \text{ cm}$.

Die impulsabhängige mittlere Wegstrecke d eines Zerfallsteilchens ist gegeben durch

$$d = \tau \frac{p}{m} \quad (3.1)$$

τ : Lebensdauer des Teilchens in seinem Ruhesystem

p : Teilchenimpulsbetrag

m : Teilchenmasse

Die Gleichung berücksichtigt neben der Geschwindigkeit ($\frac{v}{c} = p/E$) die relativistische Zeitdilatation ($\gamma c^2 = E/m$). Wegen der Konfiguration des Detektors in Zylinderform zeigt sich dieses Verhalten in der radialen Vertex-Position $r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$, senkrecht zur Strahleinfallsrichtung, siehe Abbildung 3.1.

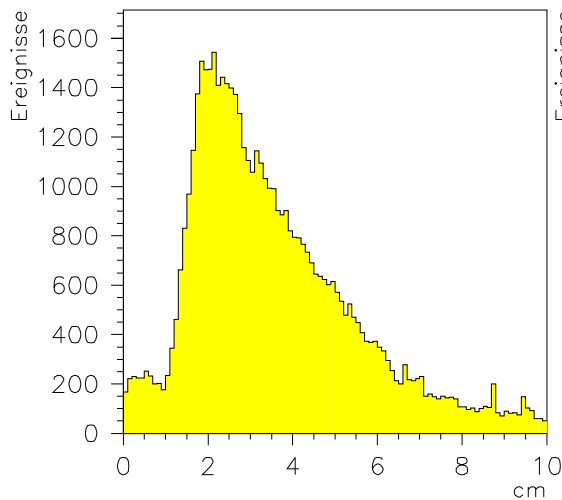


Abbildung 3.1: Die radiale Vertex-Position
 $r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$

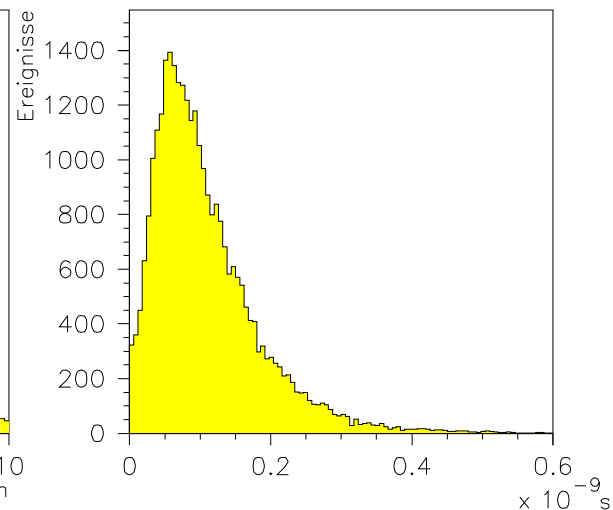


Abbildung 3.2: Die K_S^0 -Lebensdauer

Abbildung 3.1 zeigt keine rein exponentielle Zerfallsvertexverteilung, da die Lebensdauer der K_S^0 im Laborsystem impulsabhängig ist. Die Lebensdauer τ eines Teilchens berechnet sich

dann mit $\tau = \frac{r_{\perp} m}{p_{\perp}}$, mit $d = r_{\perp}$. Auch die gemessene Lebensdauer des Teilchens, das am verschobenen Vertex zerfällt, ist nicht rein exponentiell (siehe Abb.3.2). Der Grund hierfür ist, dass durch die Einbeziehung der SVX Ereignisse, bei denen der Abstand des K_S^0 -Zerfallsvertex zum Annihilationspunkt geringer ist als die Innenmaße des SVX, herausgeschnitten werden.

Als Hauptwerkzeug für den K_S^0 -Trigger wird der SVX benutzt, da er am nächsten am Annihilationspunkt angebracht ist. Er sitzt bei einem Radius von 1,2 cm, was nur ein wenig größer als der Radius des Flüssig-Deuterium-Targets ist. Wenn ein K_S^0 nun außerhalb des SVX zerfällt, wird es kein Signal im SVX hinterlassen, während andere geladene Teilchen, die direkt vom Annihilationspunkt kommen, mit großer Wahrscheinlichkeit ein Signal liefern werden. Der Trigger wurde mit verschiedenen Einstellungen, was die Anzahl der durch den SVX bzw. die JDC fliegenden geladenen Teilchen betrifft, betrieben. Wenn ein Ereignis einem dieser Kriterien entsprach, wurde es aufgezeichnet.

Eine ganze Reihe von Triggerkonfigurationen wurden entwickelt, um kaonische Kanäle bei der Proton-Antiproton-Annihilation anzureichern, z.B. ein „ $0 \rightarrow 2$ “-Trigger, der verlangte, dass kein geladenes Teilchen den SVX passieren konnte und zwei geladene Teilchen außerhalb des SVX aufgezeichnet wurden. Damit wurden sogenannte „Pontecorvo“ Reaktionen aufgezeichnet [34].

Um Reaktionen am Neutron zu beobachten, ist es notwendig, diese von Annihilationen am Proton zu unterscheiden. Dazu macht man sich die unterschiedliche Gesamtladung zu nutze, die sich ergibt, da das Spektatorproton nicht beobachtet wird. Die Triggerbedingung für solche Kanäle ist eine ungerade Spurmultiplicität, wie z.B. „ $1 \rightarrow 3$ “, was bedeutet, es werden Ereignisse gesucht, die ein Signal im SVX und außerhalb des SVX Hinweise auf drei Teilchen hinterlassen haben. Dazu ist es notwendig, dass das Proton im Target stecken bleibt, was bei kleinen Protonenimpulsen ($p < 150$ MeV/c) gegeben ist, und somit keine zusätzliche Spur in den Kammern verursacht. Da das Interesse dieser Arbeit, aus den oben genannten Gründen (siehe Abschnitt 3.1), sowieso nur Ereignissen mit Protonen kleiner Impulse gilt, führt die Triggerbedingung nicht zu einer ungewollten Einschränkung des Datensatzes.

Die spezielle Triggerbedingung für den bei dieser Arbeit benutzten „ $1 \rightarrow 3$ “-Trigger waren genau 1 Signal von der Rückseitenauslese des SVX und 3 bzw. 5 Spuren in den JDC-Lagen 9 und 10. Der Trigger wurde mit dem Namen „ksdm4.trig“ bezeichnet. Aus dem mit diesem Trigger aufgezeichneten Daten wurden 5,2 Mio. „ $1 \rightarrow 3$ “ getriggerte Ereignisse extrahiert.

Abbildung 3.3 zeigt zum einen die invariante Masse von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen für einen Datensatz, dem als einzige Triggerbedingung ein in das Target fliegendes Antiproton gegeben ist (siehe Abb.3.3a, sog. *minimum bias*-Trigger) und zum anderen die invariante Masse von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen bei dem K_S^0 -getriggerten Datensatz. Bereits ohne weitere Selektion sieht man im zweiten Fall ein K_S^0 -Signal.

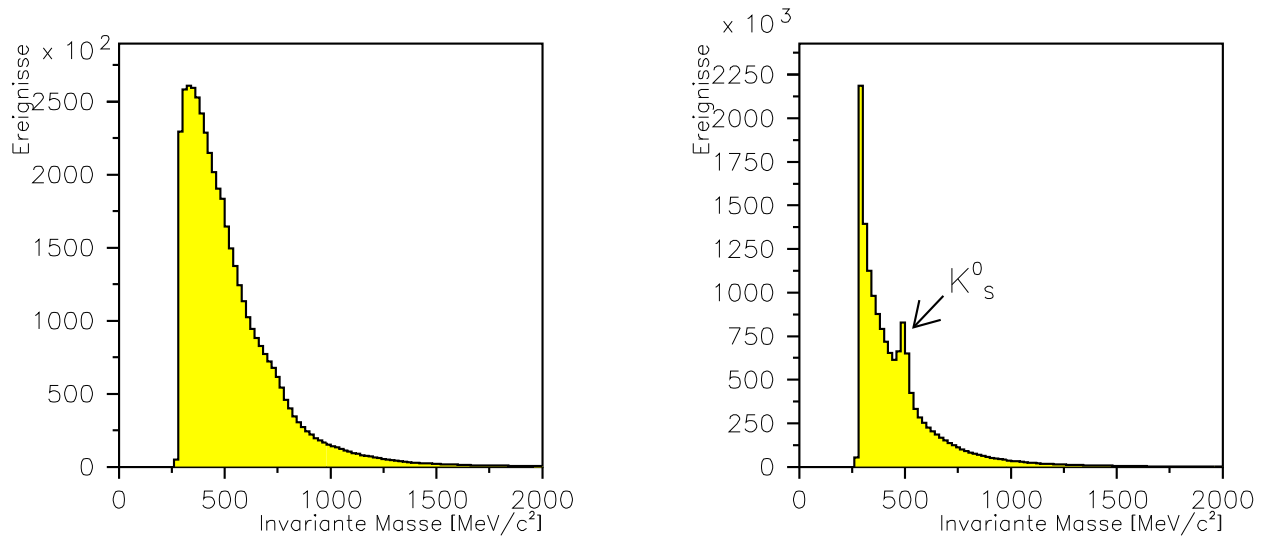


Abbildung 3.3: Invariante Masse von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen a) von einem *minimum bias* Datensatz b) bei dem K_S^0 -getriggerten Datensatz.

3.1.2 Die Teilchen des Endzustandes

Die Pionen und das geladene Kaon

Die kurzlebigen π^0 -Mesonen zerfallen praktisch ausschließlich elektromagnetisch in zwei γ -Quanten. Bei einer Lebensdauer von $8,4 \times 10^{-17} s$ kann davon ausgegangen werden, dass sie im Rahmen der experimentellen Auflösung direkt am Annihilationsvertex zerfallen.

Die π^- haben wie die π^+ eine Lebensdauer von $2,60 \cdot 10^{-8} s$ und werden damit ebenso wie die geladenen Kaonen mit einer Lebensdauer von $1,24 \cdot 10^{-8} s$ für die Zwecke dieser Arbeit als relativ langlebige Teilchen angesehen. Die geladenen Teilchen werden in dem SVX und der JDC nachgewiesen. Sie zerfallen aber mit großer Wahrscheinlichkeit außerhalb des Detektors.

Das K_S^0 -Meson

Die kurzlebigen K_S^0 -Mesonen mit ihrer Lebensdauer von $\tau = 0,9 \cdot 10^{-10} s$ werden über ihre Annihilationsprodukte nachgewiesen. Sie zerfallen zu 68,6% in $\pi^- \pi^+$ und zu 31,4% in $\pi^0 \pi^0$. Die K_S^0 , die in geladene Pionen zerfallen, werden durch die Triggerbedingung (siehe Kapitel 3.1.1) herausgesucht. In dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ wird jedoch das zweite K_S^0 über seinen neutralen Zerfall in $\pi^0 \pi^0$ identifiziert.

Die Rekonstruktion der zwei neutralen Pionen wird standardgemäß durchgeführt: Ein π^0 zerfällt zu 98,8% in zwei Photonen. Sein Nachweis geschieht also über die Bildung der invari-

anten $\gamma\gamma$ -Masse.

Das K_L^0 -Meson

Das K_L^0 -Meson ist mit einer mittleren Lebensdauer $\tau = 5,17 \cdot 10^{-8} s$ das langlebigste aller Mesonen. Ein Zerfall innerhalb des Crystal-Barrel-Detektors ist bei den Kaon-Impulsen, die in den hier untersuchten Annihilationskanälen eine Rolle spielen, sehr unwahrscheinlich. Man betrachte etwa den gemessenen mittleren K_L^0 -Impuls $\bar{p} = 373,5 \text{ MeV}/c$. Ist $m = 497 \text{ MeV}/c^2$ die Masse, dann beträgt seine mittlere Flugweite $\bar{x} = \tau\bar{p}/m = 11,6 m$.

Für die Datenrekonstruktion ist eine andere wichtige Eigenschaft neutraler Kaonen ebenfalls von Bedeutung: da sie nicht ionisieren, sind sie nur über ihre starke Wechselwirkung oder über einen schwachen Zerfall nachweisbar.

3.1.3 Kinematik und Signatur der Endzustände

Die Ereignisse dieser Reaktionen wurden mit dem „1 \rightarrow 3“ -Trigger aufgezeichnet und zeichnen sich durch folgende Signaturen aus:

$$\begin{aligned} \bar{p}n &\rightarrow K_S^0 K^- \pi^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 && \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \gamma\gamma && : && 3 \text{ Spuren } -2 \gamma \\ \bar{p}n &\rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^- && \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma\gamma\gamma\pi^- && : && 3 \text{ Spuren } -4 \gamma \\ \bar{p}n &\rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \text{PED} && && : && 3 \text{ Spuren } -1 \text{ PED} \end{aligned}$$

PED (*Particle Energy Deposit*) bezeichnet die gesamte Energiedeposition durch eine elektromagnetischen oder hadronischen Schauer im Kalorimeter. Die Detektor-Signatur dieser Ereignisse erfüllt zusammenfassend folgende Eigenschaften, durch die die einzelnen Kanäle identifiziert werden können:

- **ein Signal im SVX:**

erzeugt von dem K^- (bei der Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$) bzw. erzeugt von dem π^- (bei den Reaktionen $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$), die beide am Annihilationspunkt entstehen.

- **drei Spuren in der JDC:**

Davon jeweils eine lange Spur, d.h. eine, die bereits am Anfang der JDC (in den JDC-Lagen 1-3) Einträge hinterlassen hat und mindestens 10 JDC-Lagen überstreicht.

Diese Spuren werden wieder mit dem K^- (im Falle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$) bzw. dem π^- (im Falle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$) identifiziert.

Die beiden anderen Spuren werden als kurze Spuren, die minimal 5 JDC-Lagen überdecken, gemessen. Da diese beiden Teilchen von dem Zerfall des $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ herrühren, darf keine Anforderung an den Beginn der Spuren in der JDC gestellt werden.

- **Photonenmultiplizitäten im Kalorimeter:**

- Für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$: 2 γ -Quanten:

Die invariante Masse der beiden Photonen

$$m_{inv\gamma\gamma} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (3.2)$$

E_1, E_2 : Energie der beiden Photonen 1 und 2

\vec{p}_1, \vec{p}_2 : Impuls der beiden Photonen 1 und 2

ist gleich der Ruhemasse des π^0 ($(134,9764 \pm 0,0006)$ MeV/ c^2).

- Für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$: 4 γ -Quanten:

Die vier Photonen ergeben analog zu Gleichung 3.2 zwei π^0 s, deren invariante Masse wiederum

$$m_{inv\pi^0\pi^0} = \sqrt{(E_{\pi_1^0} + E_{\pi_2^0})^2 - (\vec{p}_{\pi_1^0} + \vec{p}_{\pi_2^0})^2} \quad (3.3)$$

$E_{\pi_1^0}, E_{\pi_2^0}$: Energie der beiden neutralen Pionen 1 und 2

$\vec{p}_{\pi_1^0}, \vec{p}_{\pi_2^0}$: Impuls des beiden neutralen Pionen 1 und 2

die Ruhemasse des neutralen Kaons ($(497,67 \pm 0,031)$ MeV/ c^2) ergeben muss.

- Für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$: 1 Energiedeposition im Kalorimeter:

Diese entspricht der Wechselwirkung des K_L^0 im Kalorimeter und gibt somit die Richtung des wegfliegenden, wechselwirkenden K_L^0 an.

- **Der Gesamtimpuls \mathbf{P}_{tot}** aller beobachteten Teilchen ist bei einer Annihilation in Ruhe gleich dem Impuls des nicht beobachteten Protons und wird damit als kleiner als etwa 200 MeV/ c gefordert.

- **Die fehlende invariante Masse**

$$m_{miss} = \sqrt{((m_{\bar{p}} + m_d) - E_{tot})^2 - \vec{P}_{tot}^2} \quad (3.4)$$

- $m_{\bar{p}}, m_d$: Masse des Antiprotons, bzw. des Deuterium-Atoms
 E_{tot} : Gesamtenergie aller nachgewiesenen Teilchen im Ausgangszustand
 \vec{P}_{tot} : Gesamtimpuls aller nachgewiesenen Teilchen im Ausgangszustand

ist gleich der Masse des Protons (938,27 MeV/c²).

3.1.4 Datenrekonstruktion

Ziel der Datenrekonstruktion und der darauffolgenden Selektion ist die Präparation der Datensätze der einzelnen Kanäle aus den Daten des Crystal-Barrel-Experimentes. Dabei erlaubt die bestimmte Signatur der Kaonen und Pionen im Detektor deren Identifizierung.

Um möglichst reine Datensätze an rekonstruierten Daten zu erhalten, ist eine sorgfältige Formulierung der Auswahlkriterien wichtig, denn auch andere Annihilationskanäle können zu einem geringen Prozentsatz solchen Vorschriften genügen. Den Beitrag dieser Kanäle bezeichnet man als Untergrund. Dieser läßt sich sowohl an den Daten selbst ablesen, kann aber auch über sogenannte *Monte-Carlo*-Simulationen bestimmt werden.

Rekonstruktion geladener Teilchen

Die JDC liefert Daten von geladenen Teilchen, die mittels des Rekonstruktionsprogramms LOCATOR [35] rekonstruiert werden. Dabei werden die gemessenen Driftzeiten und Signalamplituden in eine Ortsinformation (x, y, z) umgerechnet. Bei Spuren, deren Extrapolation nahe am Annihilationsvertex (0,0,0) vorbeiläuft, fasst ein Mustererkennungsalgorithmus die einzelnen Messpunkte in der r-z-Ebene zusammen.

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren aus den einzelnen Messpunkten erfolgt in mehreren Schritten. Nach dem Auffinden von geeigneten Startsegmenten wird ausgehend von zwei Punkten bei der Rekonstruktion versucht, durch lineare Extrapolation einen dritten Punkt vorzuberechnen. Da daher mindestens drei Spurpunkte zur Rekonstruktion benötigt werden, wird der effektive Raumwinkel auf $92\% \cdot 4\pi$ eingeschränkt. Identifizierte Spurelemente werden dann zu Teilchenspuren zusammengefasst, die in der $r - z$ -Ebene an Geraden- und in der $r - \phi$ -Ebene an Kreisgleichungen angepasst werden. Die Kreisgleichung wird dabei wie folgt parametrisiert:

$$\frac{r_i}{2QR} + \frac{\zeta^2}{2QRr_i} + \sin(\phi_i - \psi_0) = 0 \quad (3.5)$$

mit

- R : Abstand Kreismittelpunkt zum Ursprung
 ψ_0 : Winkel zwischen einer Tangente an die Kreisbahn und der x-Achse im Punkt des geringsten Abstands zum Ursprung
 ζ : Ergibt sich aus dem Kreisradius ρ : $\rho^2 = R^2 - \zeta^2$
 Q : Teilchenladung, bestimmt über $\psi_+ = \psi_0 + \frac{\pi}{2}$ und $\psi_- = \psi_0 - \frac{\pi}{2}$. Je nachdem, ob ψ_+ oder ψ_- näher am Azimutalwinkel ϕ_1 des ersten Spurpunktes liegt, wird dem Teilchen eine positive oder negative Ladung zugeordnet [36]
 ϕ_i : Azimutalwinkel des i-ten Spurpunktes (x_i, y_i, z_i) relativ zum Kreismittelpunkt
 r_i : Radius des i-ten Spurpunktes zum Kreismittelpunkt

Zunächst wird versucht, weitere Spurfragmente einer Spur zuzuordnen. Die Parameter aus dem Kreisfit gehen dann als Startwerte in die Anpassung der Teilchenbahn an eine Helix ein.

$$x_i = r_0 \sin \psi_0 + \frac{1}{2} (\cos \phi_i + s \cdot \sin \psi_0) \quad (3.6)$$

$$y_i = -r_0 \cos \psi_0 + \frac{1}{2} (\sin \phi_i - s \cdot \cos \psi_0) \quad (3.7)$$

$$z_i = z_0 - \frac{s \cdot \tan \lambda}{\alpha} (\phi_i - \psi_i - s \cdot \frac{\pi}{2}) \quad (3.8)$$

mit

- r_0, z_0 : (r, z) -Koordinate im Punkt des geringsten Abstands zum Vertex
 λ : Neigungswinkel der Helix in der $r - z$ -Ebene
 $s = \pm 1$: Vorzeichen der Teilchenladung
 α : Krümmung der Helixbahn ($1/\rho$)

Aus der zusätzlichen Kenntnis des Magnetfeldes B ergeben sich dann der transversale und der longitudinale Impuls zu

$$p_t = \frac{QB}{\alpha} \quad \text{und} \quad p_l = p_t \tan \lambda \quad (3.9)$$

Da die Energie geladener Teilchen nicht direkt gemessen wird, muss diese aus dem Impuls berechnet werden: $E = \sqrt{p^2 + m_\pi^2}$. Dabei wird zunächst angenommen, dass es sich bei allen Teilchen um geladene Pionen handelt. Alle anderen Teilchen müssen anhand der Gesamtki-

nematik oder durch eine Messung des differentiellen Energieverlustes in der JDC identifiziert werden.

Da die Summe der beiden Amplituden an den beiden Drahtenden proportional zur Zahl der Primärelektronen ist, erhält man daher wertvolle Informationen über den Energieverlust der Teilchen in jeder Driftzelle.

Aus einer hohen Anzahl von Messpunkten entlang der Teilchenspur resultiert eine gute Impulsauflösung.

Die Impulsauflösung in transversaler Richtung ist durch den Fehler der Krümmung bestimmt, der sich aus dem Fehler der Spurmessung sowie dem durch Coulombvielfachstreuung im Kammergas bedingten Fehler zusammensetzt.

Im letzten Schritt der Spurrekonstruktion werden die Teilchenspuren an einen gemeinsamen Vertex angepasst. Für Bahnsegmente, deren Startpunkt außerhalb der vierten Drahtlänge beginnt, wird zudem nach sekundären Vertices gesucht, indem diese geladenen Teilchen einem Vertex-Fit unterzogen werden. Dieser als „Multivertexfinder“ bezeichnete Fit wird im nächsten Abschnitt genauer besprochen.

Der Multivertexfinder (TCVER3)

Bei Ereignissen ist es zunächst von Bedeutung herauszufinden, ob es überhaupt verschobene Vertices gibt, bevor man daran gehen kann, die Position dieser Vertices zu suchen. Dazu gibt es die Fitroutine „*TCVER3*“ [37] beim Crystal-Barrel-Experiment, die diese Aufgabe übernimmt.

Die Routine generiert alle möglichen Vertextopologien aller geladenen Teilchen eines Ereignisses. Topologien werden in folgender Weise bezeichnet:

$$(n_1, n_2, \dots, n_m) \tag{3.10}$$

m : Anzahl der Vertices

n_i : Teilchenmultiplizität des i -ten Vertex

Die n_i werden in absteigender Folge angeordnet. Geladene Spuren, die scheinbar keinen Zusammenhang mit anderen Spuren haben, werden der Vertexmultiplizität 1 zugeschrieben und die Vertexposition ist der nächste Abstand zur z -Achse (entspricht der Strahlachse). Für 2-Track-Ereignisse gibt es nur 2 Topologien: entweder sie kommen von einem Vertex (2) oder nicht (1,1). Für 3-Tracks gibt es 3 Topologien (1,1,1), $3 \times (2,1)$ oder (3), mit 3 Permutationen der (2,1) Topologie (siehe Abb.3.4)

Der Algorithmus um die „beste“ Topologie zu finden, beginnt damit, jedem geladenen Teilchen einen Null-Vertex, mit der Vertexmultiplizität 1 zuzuschreiben. Dann werden paarweise die Teilchen zu Vertices zusammengefasst. Die Beste aller möglichen Kombinationen wird erhalten, sofern das χ^2 dividiert durch die Zahl der Freiheitsgrade Ndf unter einer gewissen

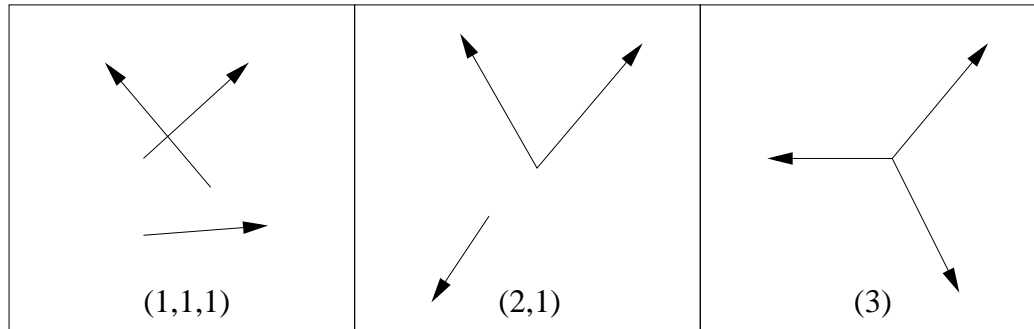


Abbildung 3.4: Beispiel für Ereignis-Topologien

Schwelle (mit einem Wert von $\chi^2/Ndf < 1,8$) liegt, wobei, wenn das öfters der Fall ist, jeweils die Kombination mit dem niedrigsten χ^2 verwendet wird.

Dieser Prozess wird so lange fortgesetzt, bis keine weiteren Vertices mehr miteinander verglichen werden können. Das Ergebnis dieses Algorithmus ist die kleinste Anzahl von Vertices.

Rekonstruktion von Photonen

Der elektromagnetische Schauer eines Photons, das in das *CsI*-Kalorimeter fliegt, verbreitet sich über bis zu 30 Kristalle. Im Gegensatz dazu geben geladene Teilchen Energie (hauptsächlich durch Ionisation) nur an wenige Kristalle ab und sind somit besser lokalisiert.

Energiedepositionen, die in der Verlängerung von Teilchenspuren aus der Jetdriftkammer auftreten, werden deshalb den geladenen Spuren zugeordnet und entfallen somit für Photonen.

Die gesamte im Kalorimeter von einem Teilchen deponierte Energie wird PED (*particle energy deposit*) genannt. Signale in zusammenhängenden Gruppen von Kristallen werden als *Cluster* bezeichnet, wobei die Kristalle mindestens eine Kante gemeinsam haben sollten. Als ersten Schritt, um ein Photon zu rekonstruieren, wird nach solchen Clustern oberhalb einer festgesetzten Energieschwelle von 1 MeV pro Kristall gesucht. Diese Schwelle dient zur Unterdrückung des Rauschens. Ist die Gesamtenergie des Clusters größer als 14 MeV, so geht dieser in die Ereignisauswertung ein. Manchmal gibt es Ereignisse, bei denen zwei Photonen mit so kleinem relativen Öffnungswinkel in das Kalorimeter gelangen, dass ihre PEDs überlappen. In diesem Fall wird man einen einzigen Cluster finden, jedoch mit zwei lokalen Maxima in der Energieverteilung. Deshalb sucht die Rekonstruktionssoftware in einem zweiten Schritt nach lokalen Maxima innerhalb der Cluster. Existieren innerhalb eines Clusters mehrere lokale Maxima, so wird jedes Maximum, dessen Zentralkristall oberhalb einer Schwelle von 13 MeV liegt, als Energiedeposition eines Teilchens definiert.

Im nächsten Schritt werden Energie und Richtung der einzelnen PEDs bestimmt. Findet

man nur ein einziges Energiemaximum innerhalb eines Clusters, so ist die Gesamtenergie E_{PED} gleich der Summe aller Energien in den Kristallen des Clusters, E_{Cl} . Die genaue Position wird über eine Schwerpunktsbestimmung der Energieverteilung innerhalb des Clusters rekonstruiert. Die Winkel θ und ϕ des Teilcheneintritts in das Kalorimeter entsprechen dem mit der Energie gewichteten Mittel der beitragenden Kristallpositionen, z.B. für die x -Koordinate:

$$\cos\phi\sin\theta = \frac{\sum_{\text{Kristalle}} E_i x_i}{\sqrt{\sum_{\text{Kristalle}} (E_i x_i)^2}} \quad (3.11)$$

Für den Fall, dass innerhalb einer Kristallgruppe mehrere Energiemaxima auftreten, d.h. für überlappende Schauer wird für jedes PED die Energie des Zentralkristalls und seiner acht Nachbarkristalle aufsummiert:

$$E_g = \sum_{i=1}^9 E_i \quad (3.12)$$

Überschneidungen mit anderen PEDs oder Energieeinträge, die null sind für einen Kristall, bleiben dabei unberücksichtigt. Die Gesamtenergie des Clusters E_{Cl} wird dann im Verhältnis dieser Summen auf die verschiedenen PEDs verteilt:

$$E_{PED} = \frac{E_q}{\sum_{i=1}^n E_{q_i}} \cdot E_{Cl} \quad (3.13)$$

d.h. gemäß der Energiesumme E_q des jeweiligen Zentralkristalls und seiner 8 benachbarten Kristalle.

E_{q_i} ist die Summe über die neun Kristalle für das i -te von n PEDs im Cluster.

Die Energien der so rekonstruierten Photonen werden nochmals um einen, in Monte-Carlo-Studien gewonnenen, winkel- und energieabhängigen Faktor korrigiert, um Leckverluste in longitudinaler und lateraler Richtung auszugleichen.

Die K_L^0 -Wechselwirkung äußert sich als Energiedeponierung an die Kristalle, wobei ein- oder mehrere PEDs entstehen. Die Wahrscheinlichkeit $n = 0, 1, 2, \dots$ PEDs zu finden ist in Tabelle 3.1 gegeben [38].

PEDs oder Cluster von wechselwirkenden K_L^0 und Photonen sind kaum unterscheidbar, obwohl ein K_L^0 im allgemeinen einen größeren Cluster produziert. Für den Fall eines K_L^0 , das ein PED gibt, ist der Öffnungswinkel zwischen dem K_L^0 und seinem PED nahezu null. Diese Korrelation kann benutzt werden, um die Richtung des wechselwirkenden K_L^0 mit der des PEDs zu identifizieren.

0 PEDs	$(42,78 \pm 1,40)\%$
1 PED	$(27,57 \pm 0,93)\%$
2 PEDs	$(15,53 \pm 1,17)\%$
3 PEDs	$(6,56 \pm 0,79)\%$
4 PEDs	$(4,66 \pm 1,05)\%$
≥ 5 PEDs	$(2,91 \pm 1,05)\%$

Tabelle 3.1: Anzahl der PEDs, die bei der K_L^0 -Wechselwirkung entstehen

Der einfachste Fall, den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ zu selektieren, wäre nur die 3 geladenen Spuren ohne einen Eintrag im Kalorimeter zu beachten. Dann enthielte ein Spektrum der fehlenden Masse jedoch nur Informationen über das (K_L^0 -Proton)-System, die beiden Teilchen ließen sich nicht voneinander trennen. Aus diesen Grund und da man das Proton nur über eine dem Gesamtsystem fehlende Masse identifizieren kann, lassen sich bei diesem Kanal nur Ereignisse vernünftig bearbeiten, bei denen ein K_L^0 -Meson mit dem Kalorimeter wechselgewirkt hat.

3.2 Vorselektion

Die Signatur eines bestimmten Kanals liefert zunächst nur ein grobes Schema, mit dessen Hilfe die entsprechenden Ereignisse von anderen Reaktionen unterscheidbar sind.

Durch weitere Einschränkungen der Eigenschaften wird gewährleistet, dass Annihilationen, die zu anderen mesonischen Endzuständen führen, aber die gleiche Signatur aufweisen, verworfen werden.

3.2.1 Silizium-Vertexdetektor (SVX)-Signale

Da die Daten, die mit dem „*ksdm4.trig*“-Trigger aufgezeichnet wurden, mehrere verschiedene Triggerbedingungen enthalten (siehe Kapitel 3.1.1), muss man zunächst Ereignisse mit dem „1 \rightarrow 3“ Trigger herausfiltern. Damit reduziert sich die anfängliche Datenmenge von 7,2 Mio. auf 5,2 Mio. Ereignisse.

Um Ereignisse auszusortieren, in denen ein weiteres geladenes Teilchen eine von der Triggerbedingung nicht erfasste Spur erzeugt hat, muss sichergestellt werden, dass die in der Selektion gestellten Kriterien selektiver sind, als die Triggerbedingungen.

Im Falle des SVX, bei dem die Triggerbedingung durch den *backplane readout* (siehe Abschnitt 3.1) nur einer sanften Einschränkung unterlagen, kann man anhand von Abbildung 3.5

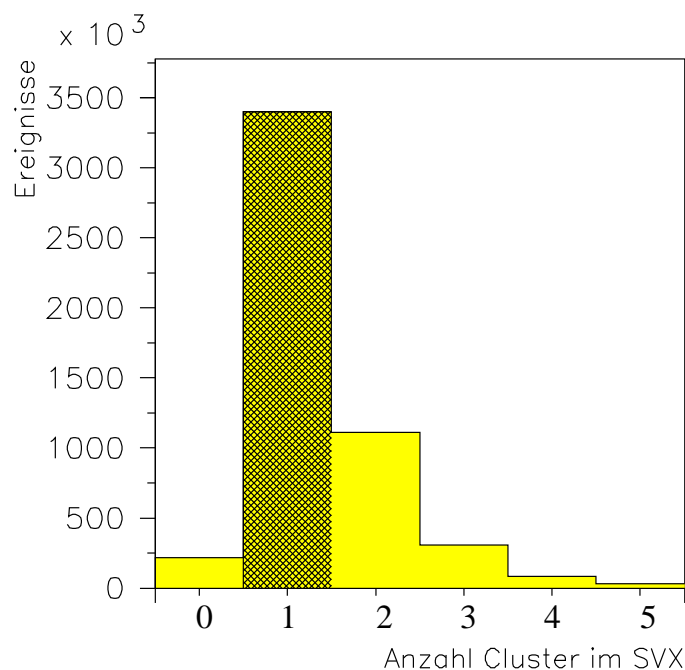


Abbildung 3.5: Anzahl der Cluster im SVX

erkennen, dass durchaus noch Ereignisse mit mehr oder weniger als einem Cluster im SVX aufgezeichnet wurden.

Der erste Schnitt verlangt demnach genau ein geladenes Teilchen in SVX. Dadurch werden 1,8 Mio Ereignisse verworfen.

3.2.2 Jetdriftkammer (JDC)-Signale

Zur Präparation des untersuchten Kanals sollen Ereignisse selektiert werden, bei denen jeweils drei geladene Teilchen eine lange Spur in der JDC hinterlassen haben.

In einem weiteren Selektionsschritt werden deshalb genau 2 negativ geladene und 1 positiv geladene lange Spur gefordert. An diese Teilchen werden unterschiedliche Kriterien gestellt. Zusätzlich dazu ist eine beliebige Anzahl von kurzen Spuren erlaubt. Ein negativ geladenes Teilchen wird explizit als *goldene* lange Spur verlangt. Dabei muss jedoch eine durch die Geometrie bedingte Einschränkung des von der JDC erfassten Raumwinkels auf 63% von 4π in Kauf genommen werden.

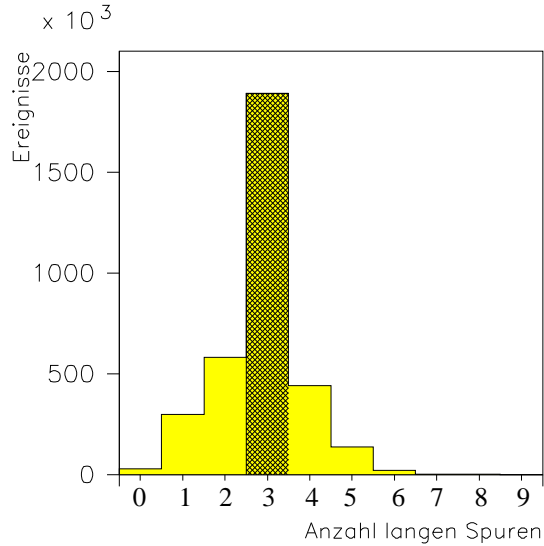


Abbildung 3.6: Anzahl der Spuren in der JDC, ohne den Schnitt auf die ersten Lagen.

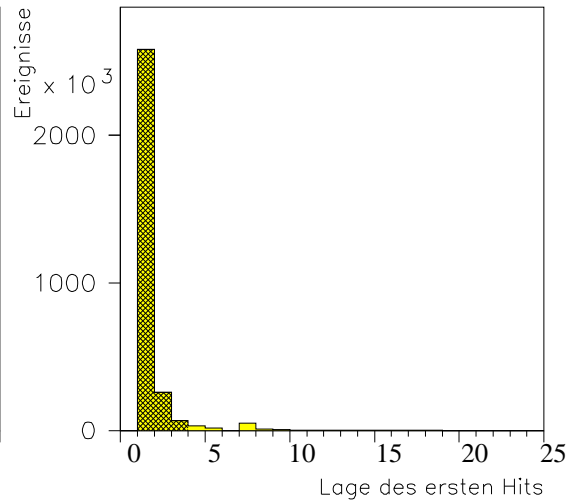


Abbildung 3.7: Die Lage des ersten Hits in der JDC für das Teilchen, das den Eintrag im SVX hat.

Diese goldene lange Spur ist wie folgt definiert:

- Der erste Messpunkt der Spur liegt in einer der ersten drei JDC-Lagen.
- Der letzte Spurpunkt liegt frühestens in einer der mittleren zwei JDC-Lagen 9,10.
- Die Spur besitzt mindestens 5 Spurpunkte.

Für die anderen beiden gegenteilig geladenen Teilchen muss diese Definition etwas aufgeweicht werden, da diese beiden von dem Zerfall eines $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mit einer mittleren Zerfallslänge von $c\tau = 2,6786 \text{ cm}$ herrühren, d.h. ein Schnitt auf die ersten JDC-Lagen würde zu viele gute Ereignisse verwerfen und deshalb kommt er für diese beiden Teilchen nicht zum Tragen.

In Abbildung 3.6 sind nochmals die Spurmultiplicitäten dargestellt. Nach dieser Einschränkung waren noch 1,6 Mio Ereignisse übrig.

Im Anschluss daran wurde noch die Gesamtladung des gesamten Ereignisses auf $Q = -1$ festgelegt, um zu gewährleisten, dass die Annihilation auch wirklich am Neutron stattgefunden hat. Dadurch sank die Ereigniszahl auf 0,95 Mio. Ereignisse

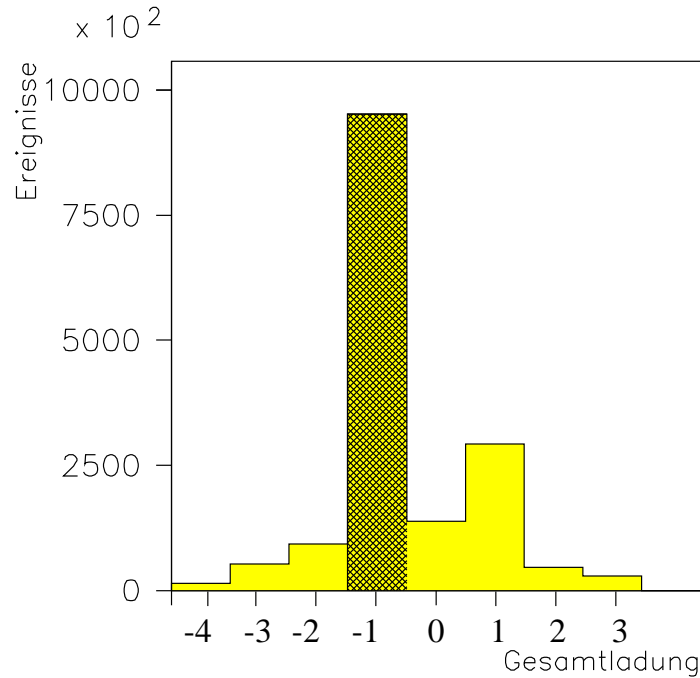


Abbildung 3.8: Die Gesamtladung der Ereignisse

3.2.3 Der verschobene Vertex des $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

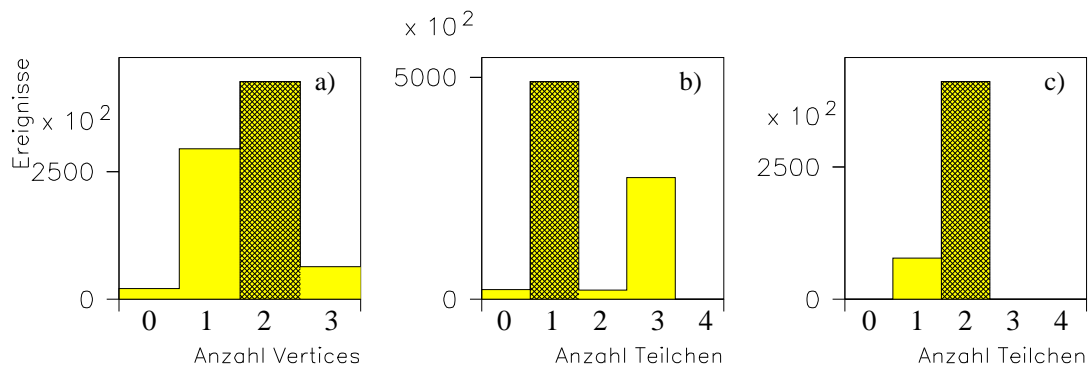


Abbildung 3.9: a) Anzahl der Vertices (durch den vorherigen Schnitt auf drei Spuren sind nicht mehr als drei Vertices möglich), b) Anzahl der geladenen Spuren am Annihilationsvertex, c) Anzahl der geladenen Spuren am verschobenen Vertex

Wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben existiert bei dem Crystal-Barrel-Experiment ein Pro-

gramm, um den verschobenen Vertex des $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu identifizieren. Die Ereignisse sind ausgezeichnet durch einen inneren Vertex, dem Annihilationspunkt, an dem das K^- (für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$) bzw. das π^- (für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$) entsteht und einen äußeren Vertex, an dem das K_S^0 in zwei geladene Pionen zerfällt. Es werden somit Ereignisse mit der Ereignistopologie (2,1) gesucht (siehe Abb. 3.9).

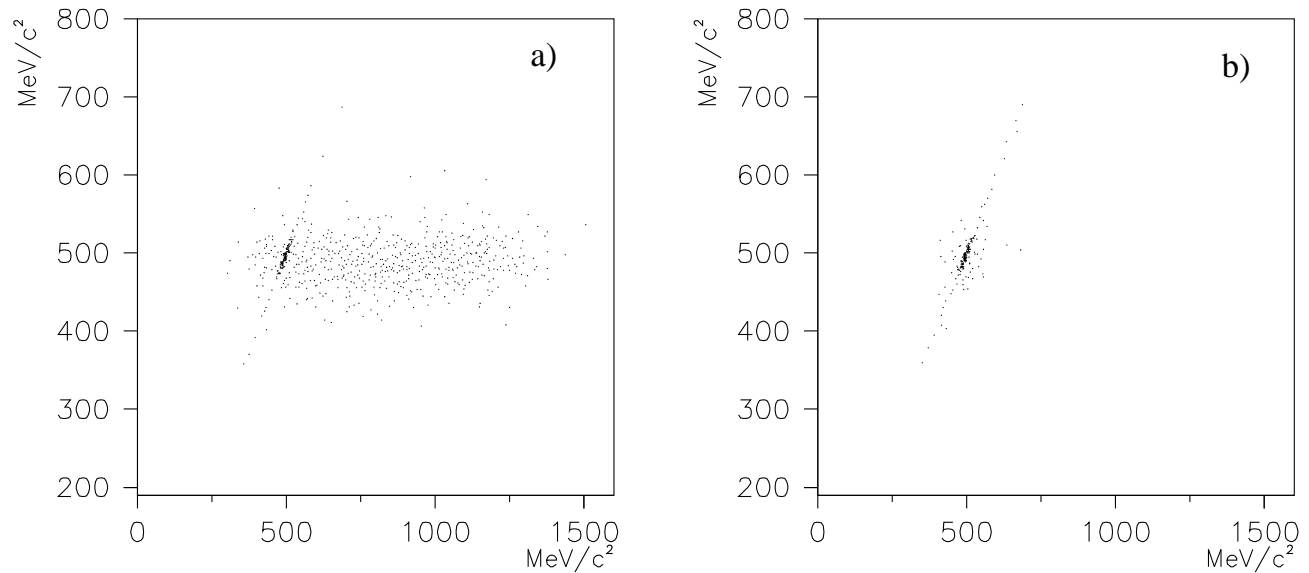


Abbildung 3.10: Invariante Masse der beiden Teilchen, die von dem Multivertexfinder als von einem verschobenen Vertex kommend identifiziert wurden gegen die invariante Masse von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen, die keinen Eintrag im SVX hinterlassen haben a) vor der Korrektur b) nach der Verwendung der SVX-Information (siehe Text)

Abbildung 3.10 a zeigt die invariante Masse, der beiden Teilchen, die von dem Multivertexfinder als von einem verschobenen Vertex kommend identifiziert wurden gegen die invariante Masse von zwei unterschiedlich geladenen Teilchen, die keinen Eintrag im SVX hinterlassen haben, für alle die Ereignisse, die die gesamte Analyseketten einschließlich der kinematischen Anpassung durchlaufen haben. Es zeigt sich, dass es viele Fälle gibt, in denen der Multivertexfinder nicht die richtige Kombination von Teilchen gefunden hat. Das liegt an Ereignissen, bei denen das K^- in nahezu der gleichen Richtung fliegt, wie das π^- vom K_S^0 -Zerfall und somit fälschlicherweise als solches gehalten wird. Auch ist denkbar, dass der Multivertexfinder Kombinationen bevorzugt, bei denen das π^- des K_S^0 wieder in Richtung des Annihilationsvertexes fliegt. Dem wurde Abhilfe geschaffen, indem die SVX-Information, d.h. welches Teilchen durch den SVX gegangen ist, dazu benutzt wurde, um das richtige Teilchen, das vom Annihilationspunkt entstammt, zu identifizieren. Durch diese Einschränkung ist es weitestgehend gelungen,

die falschen Kombinationen des Multivertexfinders zu eliminieren (siehe Abb. 3.10 b).

In Abbildung 3.11 ist die invariante Masse der beiden am verschobenen Vertex entstandenen geladenen Teilchen für die einzelnen Kanäle gezeigt. Es zeigt sich, dass schon zu diesem Zeitpunkt der Analyse die Daten mit sehr wenig Untergrund behaftet sind.

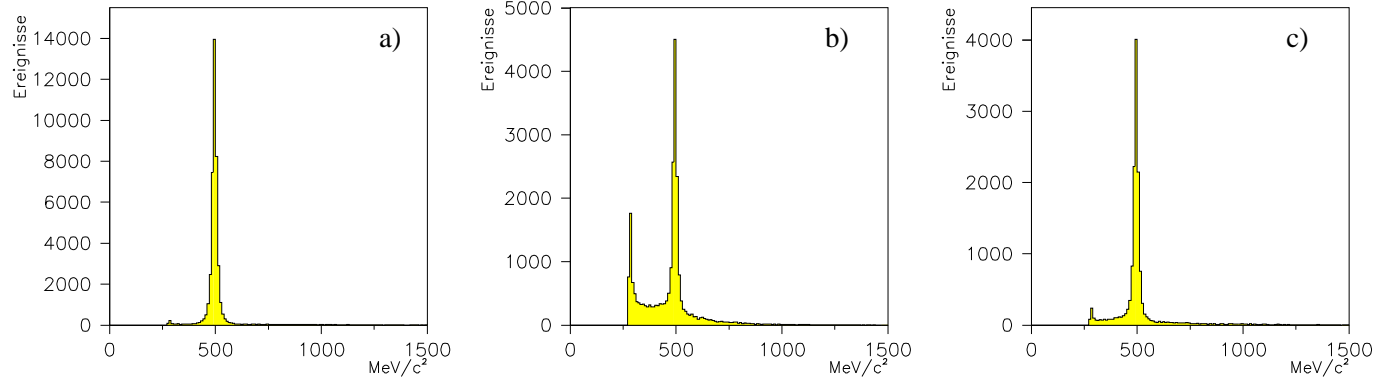


Abbildung 3.11: Die invariante Masse der beiden am verschobenen Vertex entstandenen geladenen Teilchen für a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ c) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

3.2.4 Kalorimeterinformation

Split-Off-Erkennung

Mehrere lokale Maxima innerhalb eines Clusters können nicht nur durch mehrere Photonen erzeugt werden (wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben), sondern auch durch hochenergetische Photonen, wobei sich durch Schauerfluktuationen ein weiteres Maximum ausbildet und somit ein Photon vorgetauscht wird. Dieser Effekt, genannt elektromagnetische „Split-Offs“, muss identifiziert werden, wofür verschiedene Verfahren existieren.

Das in dieser Analyse verwendete Programmpaket *Dolby-C* [39] benutzt die Tatsache, dass elektromagnetische Split-Offs in der unmittelbaren Umgebung des primären PEDs zu finden sind und meist kleine Energien aufweisen. Durch einen kombinierten Schnitt auf den Zwischenwinkel der betrachteten PEDs und deren Energieverhältnis lassen sich Split-Offs gut identifizieren und gleichzeitig kinematisch von Ereignissen mit hochenergetischen π^0 -Zerfällen trennen, bei denen die Cluster der beiden Zerfallsphotonen überlappen.

Neben Photonen können auch geladene Pionen oder Kaonen hadronische Wechselwirkungen mit Kernen des *CsI*-Kristalls oder in anderen Detektormaterial erfahren und damit Energieeinträge im Kalorimeter erzwingen. Solche hadronischen Cluster weisen häufig starke Schauerfluktuationen auf. Anders als elektromagnetische Split-Offs liegen diese oft weit vom primären

PED entfernt und sind nicht auf niedrige Energien von einigen zehn MeV beschränkt. Um diese hadronischen Split-Offs zu eliminieren, wird zunächst versucht, alle PEDs zu identifizieren, die unmittelbar der Wechselwirkung mit einem geladenen Teilchen zugerechnet werden können. Dazu werden in der JDC rekonstruierte Spuren zu ihrem Eintrittspunkt in das Kalorimeter extrapoliert, um diesen dort ein PED zuzuordnen (sog. *matched PEDs*). Genauso werden auch alle PEDs in den Clustern markiert, die nur zwei Kristalle vom geladenen Cluster entfernt sind (TAXI-Algorithmus [40]).

Bei den hadronischen Reaktionen im *CsI* oder in anderen Materialien können auch Neutronen emittiert werden. Sie erzeugen PEDs weit entfernt vom Ort der Primärwechselwirkung, da sie ihre Energie nur durch inelastische Stöße mit Atomkernen verlieren. Die räumliche Energieverteilung solcher Stoßprozesse beschränkt sich auf wenige Millimeter und deshalb entstehen sehr kleine Cluster (oft nur ein Kristall). Um diese zu unterdrücken, wird von jedem PED verlangt, dass das Verhältnis der Energie des Zentralkristalls (E_1) zur Summe der Energien aller unmittelbar benachbarten Kristalle (E_9) kleiner als 0.96 ist:

$$\frac{E_1}{E_9} < 0.96 \quad (3.14)$$

Diese Bedingung hilft gleichzeitig elektromagnetische Split-Offs zu reduzieren.

Um eine bessere Konsistenz der Monte-Carlo-Daten mit den realen Daten bei der Simulation von hadronischen Wechselwirkungen im Kalorimeter zu erreichen, wird die Energie des Zentralkristalls in einem Cluster:

$$E_1 > 13\text{MeV} \quad (3.15)$$

gefordert, da unterhalb dieser Schwelle die Zahl der Split-Offs bei dem zur Verfügung stehenden Simulationspaket (TAXI-Algorithmus) stark von der Schwellenenergie abhängt.

Multiplizität im Kalorimeter

Ein PED im Kalorimeter muss folgende Kriterien erfüllen, bevor das PED als ein Photon identifiziert wird (sog. *golden-gamma*-Kriterium):

- Das PED darf weder als hadronischer noch als elektromagnetischer Split-Off (nach Kapitel 3.2.4 a) erkannt werden.
- Die Gesamtenergie eines Clusters soll mindestens 14 MeV sein.

- Die Photonenergie muss größer als 13 MeV gewählt werden. (Die gesamten Energieschwellen wurden wie in [40] empfohlen gewählt (siehe Tab 3.2).)
- Der Zentralkristall eines Clusters darf nicht in einem direkt an die Strahlrohröffnung grenzenden Kristall (Kristalltyp 13 in Abb.2.8) liegen.

Cluster	14 MeV
Zentralkristall	13 MeV
PED	13 MeV

Tabelle 3.2: Die Energieschwellen für die Rekonstruktion von Photonen im Kalorimeter

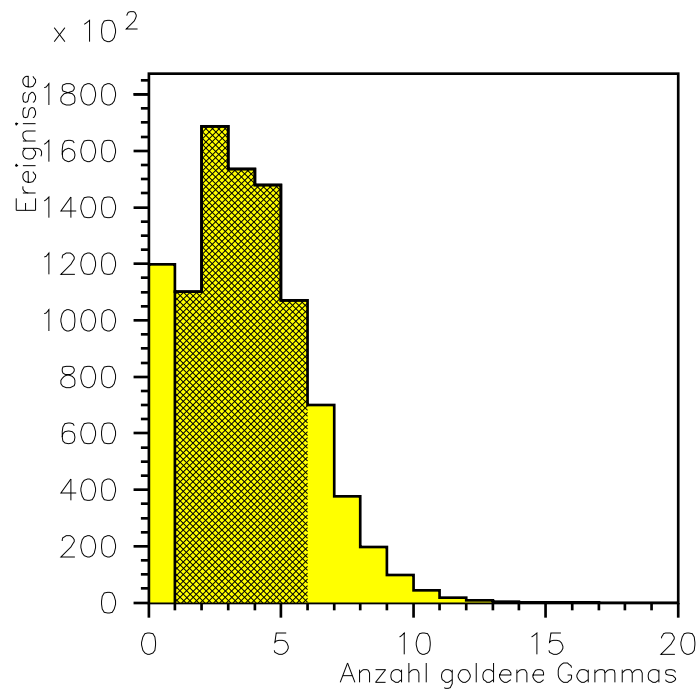


Abbildung 3.12: Verteilung der goldenen Gammas im gesamten Datensatz

In Abbildung 3.12 ist die Verteilung der goldenen Gammas im gesamten Datensatz zu diesem Zeitpunkt der Analyse dargestellt.

Beim Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ werden zunächst Ereignisse mit genau 2 *goldenen Gammas* ausgewählt. Um auch Ereignisse berücksichtigen zu können, bei denen ein Split-Off nicht erkannt

wurde, wurden auch Ereignisse mit 3 *goldenen Gammas* zugelassen, aber nur 2 davon bei der kinematischen Anpassung (Kapitel 3.5) berücksichtigt.

Beim Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ wurden analog Ereignisse mit 4 bzw. 5 *goldenen Gammas* selektiert.

Bei Ereignissen der Form $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ kommt das einzige auftretende PED von der Wechselwirkung des K_L^0 im Kalorimeter. Für dieses PED kann deshalb das *golden Gamma*-Kriterien nicht angewendet werden.

Die benutzten Kriterien waren:

- Die Energie des Zentralkristalls eines Clusters muss höher als 13 MeV sein
- Der Zentralkristall eines Clusters darf nicht Kristalltyp 13 sei, da diese Kristalle sich am Rand der Strahldurchtrittsöffnung des Kalorimeter befinden. Dort besteht die Gefahr, dass die Energie nicht richtig gemessen worden ist, wenn ein γ -Teilchen durch die Strahlrohröffnung geflogen ist.

In Tabelle 3.3 sind die Ergebnisse der Vorselektion noch einmal zusammengefasst.

Kriterium	verbleibende Ereignisse
Ereignisse auf Band	7187541
Ereignisse mit dem 1 \rightarrow 3/5-Trigger	5226252
Ereignisse mit 1 Cluster im SVX	3400266
Ereignisse mit 3 goldenen Spuren	1625943
Ereignisse mit Gesamtladung = -1	951980
Ereignisse mit 1 – 5 Photonen	690078
davon	
Ereignisse mit 1 Photon	108500
Ereignisse mit 2 Photonen	163924
Ereignisse mit 3 Photonen	149348
Ereignisse mit 4 Photonen	143439
Ereignisse mit 5 Photonen	104639

Tabelle 3.3: Ereignisstatistik nach der Vorselektion

Abbildung 3.13 zeigt die invariante Masse für 2 Photonen. Hier ist ein starkes Signal vom π^0 zu sehen und ein Signal von einem η .

In Abbildung 3.14, in der für die einzelnen Kanäle der Gesamtimpuls gegen die Gesamtenergie aufgetragen ist, stehen die gesuchten Ereignisse als ein zu kleineren Energien verschobener Bereich im Spektrum hervor. Das kommt daher, dass bei der Datennahme alle geladenen Teilchen als Pionen identifiziert werden, die eine kleinere Masse als Kaonen aufweisen.

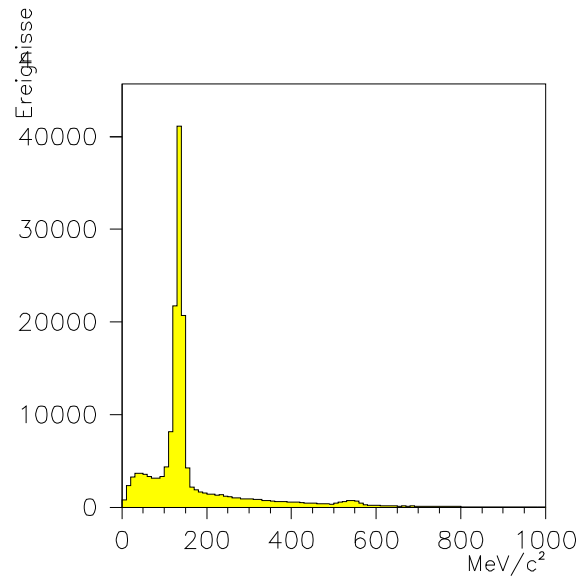


Abbildung 3.13: Die invariante Masse von zwei Photonen für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$

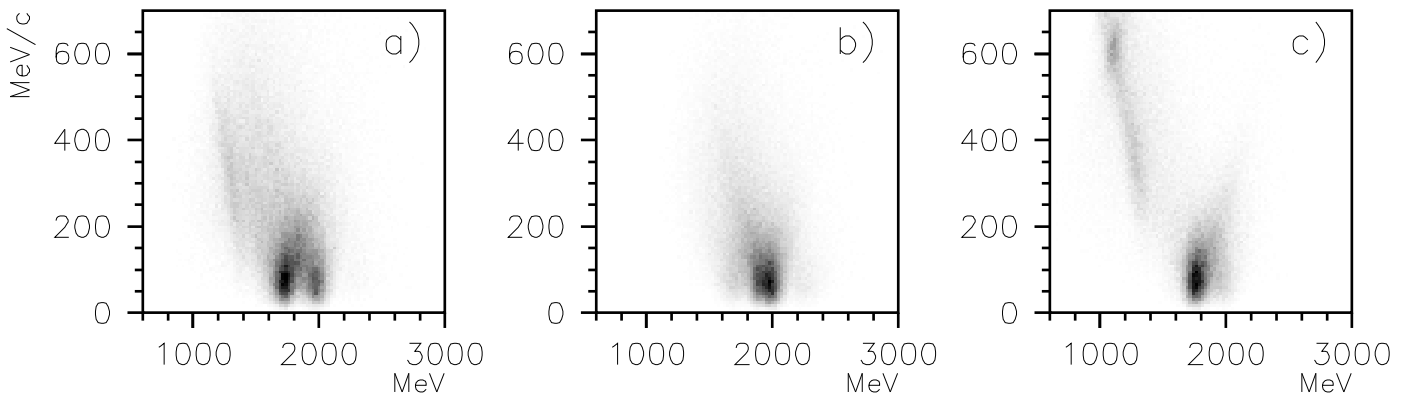


Abbildung 3.14: Der Gesamtimpuls gegen die Gesamtenergie für a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ c) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ zum jetzigen Stand der Analyse.

3.3 Die Teilchenidentifikation mit Hilfe des spezifischen Energieverlustes ($\frac{dE}{dx}$)

Zu diesem Zeitpunkt der Analyse gibt es im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ genau drei geladene Teilchen und zwei bzw. drei PEDs (siehe Kapitel 3.2.4.b). Eines der geladenen Teilchen kommt vom Annihilationsvertex, die anderen beiden von einem verschobenen Vertex außerhalb des Targets. Die einzig möglichen langlebigen, geladenen Teilchen in dieser Energieregion ($E_{tot} \leq 1876$ MeV) sind Pionen, Kaonen und Elektronen.

Die $\bar{p}n$ -Annihilation in Elektronen und ein geladenes Pion ist sehr unwahrscheinlich; hadronische Annihilationensprodukte sind favorisiert. Jedoch werden oftmals Elektronen über Photokonversion an den JDC-Drähten gebildet. Der Prozess hat einen verschobenen Vertex, aber dadurch, dass die Photonen keine Masse haben, haben diese Vertices ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) einen kleinen Öffnungswinkel und sind dadurch kinematisch leicht von $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Ereignissen zu unterscheiden (siehe Kapitel 3.6)

Das eigentliche Spuridentifizierungsproblem ist zwischen Pionen und Kaonen zu unterscheiden. Bei diesen Energien kann der äußere Vertex nur von einem K_S^0 -Zerfall oder einer Photonkonversion herrühren, weshalb von diesem Vertex keine Kaonen ausgehen können. Durch Seltsamkeiterhaltung muss man immer von einer geraden Anzahl von Kaonen ausgehen. Da der Phasenraum für $\bar{p}n \rightarrow K\bar{K}K\bar{K}$ nicht ausreicht, sind die Ereignisse auf 2 Kaonen mit null oder mehr Pionen beschränkt. Das durch den verschobenen Vertex festgelegte K_S^0 ist eines dieser Kaonen und das andere kann ein K^- , K_S^0 oder K_L^0 sein.

Das vom inneren Vertex kommende Teilchen kann also nur sein:

- das K^-
- ein π^- , wenn das K^- oder ein K^+ (aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^- \pi^0$) verloren gegangen ist.
- ein π^- , wenn ein K_L^0 aus dem Detektor geflogen ist, ohne Spuren zu hinterlassen.
- ein sehr früh zerfallenes K_S^0 , bei dem das π^+ nicht oder nicht richtig gemessen wurde.

Um die falschen Ereignisse zu eliminieren, bedient man sich des spezifischen Energieverlustes pro Wegstecke dE/dx , womit geladene Pionen und Kaonen bis zu einem Teilchenimpuls von ca. 500 MeV/c trennbar sind.

3.3.1 Die Bethe-Bloch-Formel für dE/dx

Wenn ein geladenes Teilchen Materie durchquert, verliert es Energie durch elastische Stöße mit den Elektronen des Materials. Die Atome des Materials werden dabei ionisiert oder in einen angeregten Zustand versetzt.

Für Teilchen, bei denen gilt:

$$2\gamma m_e \ll M \quad (3.16)$$

m_e : Elektronenmasse
 M : Masse eines geladenen Teilchens, das die Materie durchfliegt
 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$: Geschwindigkeit des Teilchens

muss nicht relativistisch gerechnet werden. Der differentielle Energieverlust geladener Teilchen in Materie ergibt sich dann durch die Bethe-Bloch-Formel [5]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.17)$$

$K = 4\pi N_A r_e m_e c^2 = 0,307 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$: Konstante
 N_A : Avogadrozahl
 r_e : klassischer Elektronenradius
 m_e : Elektronenmasse
 A : Atomgewicht ($\sim 46\text{g/mol}$)
 Z : Ladungszahl (~ 23)
 z : Ladung des Teilchens
 I : mittlere Ionisationsenergie ($\sim 39 \text{ eV}$)
 δ : Korrektur für Dichteeffekte
 $T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$: maximale kinetische Energie, die einem freien Elektron in einer einzigen Kollision verliehen werden kann.

In den Klammern sind die entsprechenden Werte für die Gasmischung, mit der die JDC betrieben wurde, angegeben [40]. Die JDC, in der das dE/dx gemessen wird, ist mit einem Isobutan/ CO_2 -Gemisch gefüllt.

Die einzige unbestimmte Variable ist die Teilchengeschwindigkeit β , die gegeben ist durch:

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (3.18)$$

p : Teilchenimpuls

E : Teilchenenergie

m : Teilchenmasse

Da die Pionen und Kaonen unterschiedliche Massen besitzen, haben sie für einen bestimmten Impuls verschiedene Geschwindigkeiten und deshalb auch unterschiedliche Werte für dE/dx . Das erlaubt die Identifikation von Teilchen mit dem selben Impuls. Da jedoch die Abhängigkeit von der Masse mit höheren Impulsen weniger signifikant ist (z.B. $\beta \rightarrow 1$ für beide Teilchen wenn $p \rightarrow \infty$), kann man Pionen und Kaonen nur bis zu Impulsen von ca. 500 MeV/c unterscheiden. Die Ionisationsenergie wird durch Integration der gesammelten Ladung auf jedem der Messdrähte gemessen.

Später wird jedes Signal linearisiert, integriert, mit einem Kalibrationsfaktor für diesen Draht skaliert und Nicht-Linearitäten werden korrigiert. Das ist der Ausgangswert für die dE/dx -Messung.

Das Monte-Carlo-Simulations-Programm benutzt die Bethe-Bloch-Formel mit den Werten für die Teilchen und das Gas um die Werte für das dE/dx zu berechnen.

Die vereinfachte Gleichung für die Bethe-Bloch-Formel lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{M}{\beta^2} \left[\ln \frac{N\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.19)$$

mit

$$M = -2,8 \cdot 10^{-7} \text{ MeV/cm}$$

$$N = -0,668$$

$$\delta = 20055$$

3.3.2 Kalibration der dE/dx -Werte

Der Vergleich zwischen den Ausgangswerten dE/dx in der JDC und den in der Monte-Carlo(MC)-Simulation theoretisch berechneten Werten zeigt signifikante Diskrepanzen. Die richtige Eichkonstante für die JDC- dE/dx -Signale musste erst noch gefunden werden.

Beim Vergleich der beiden Datensätze wurden jeweils für bestimmte Impulsbereiche der mittlere Wert des dE/dx für die realen Daten gegen die mittleren Werte des dE/dx für die Monte-Carlo-Daten aufgetragen (siehe Abbildung 3.15). Wenn die beiden Verteilungen gleich

wären, müsste sich in Abbildung 3.15 eine lineare Gerade, die der Winkelhalbierenden entspricht, ergeben (dargestellt durch die diagonale Linie). Es ist klar zu sehen, dass der wirkliche Verlauf deutlich unter dieser Linie zu finden ist

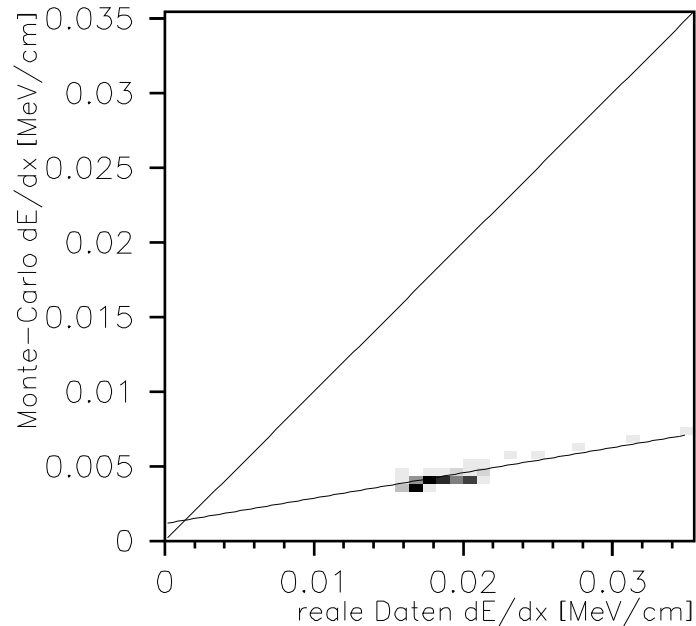


Abbildung 3.15: Die Kalibrationskurve für die $\frac{dE}{dx}$ -Werte der Daten gegen die Monte-Carlo-(Bethe Bloch)-Werte. Die diagonale Linie zeigt wie diese Kurve für richtig gemessene $\frac{dE}{dx}$ -Werte aussehen sollte.

An die erhaltene Kurve wurde eine Gerade gefittet mit folgenden Parametern:

$$y = 0,0016\text{MeV/cm} + 0,16977x \quad (3.20)$$

Diese Gleichung wurde invertiert und den realen Daten angepasst. Die resultierende Kurve für die realen Daten und die MC-Daten haben jetzt eine große Ähnlichkeit (siehe Abbildung 3.16)

Es lässt sich erkennen, dass die MC-dE/dx-Profile eine geringere Streuung aufweisen. Da das für diese Analyse unerheblich ist, wurde hier auf eine Korrektur verzichtet.

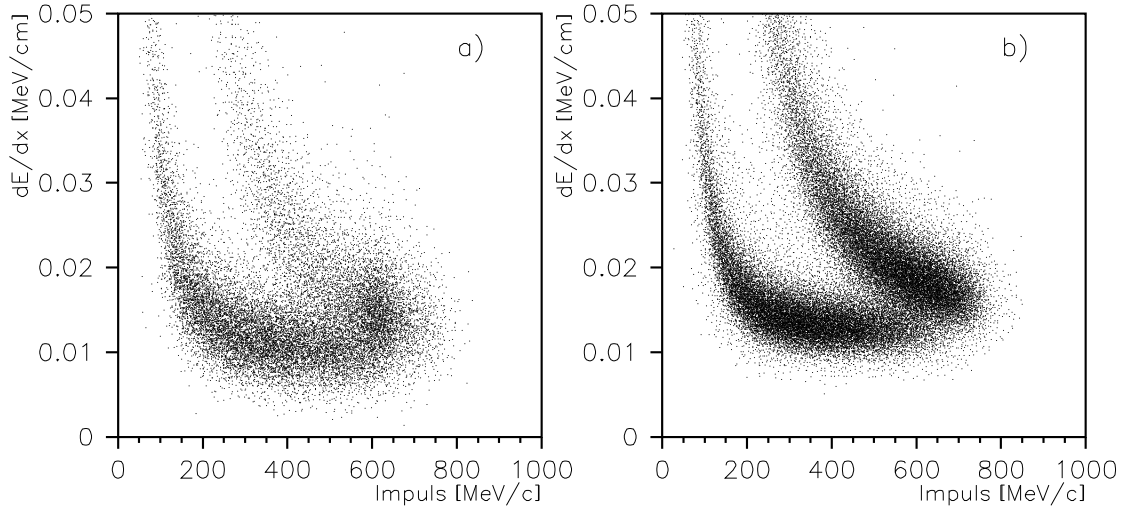


Abbildung 3.16: Die $\frac{dE}{dx}$ -Profile abhängig vom Impuls des Teilchens für a) die (korrigierten) Daten und b) die Monte-Carlo-Ereignisse.

3.4 Korrektur auf Grund der JDC-Geometrie

Die Größe der JDC in Strahlrichtung (z-Richtung) war bei der alten Rekonstruktion nicht richtig angegeben [41, 42].

Wenn man die Normale auf die K_S^0 -Zerfallsebene bildet:

$$\hat{n} = \vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-} \quad (3.21)$$

und dann die invariante Masse als Funktion von:

$$\cos\theta = \frac{\hat{n}_z}{|\hat{n}|} \quad (3.22)$$

betrachtet, sieht man einen signifikanten Abfall der Masse für $\cos\theta \rightarrow 0$ (siehe Abb. 3.17).

Dies ist damit zu erklären, dass für $\cos\theta = 1$ die Größe der JDC in z-Richtung keinen Einfluss auf die Berechnung des Öffnungswinkels aufweist, wohingegen die z-Dimension immer wichtiger wird, wenn man in den Bereich mit $\cos\theta \rightarrow 0$ kommt.

Wenn die Größe der JDC in z-Richtung als zu klein angenommen wird, wird der Winkel in gleichem Maße auch kleiner und die invariante Masse fällt ab.

Wenn man die JDC-Größe in z-Richtung mit dem Parameter 1.0709 ± 0.005 [42] skaliert, sieht man, dass die invariante Masse der beiden am verschobenen Vertex zerfallenen Teilchen unabhängig vom Polarwinkel von \hat{n} wird (siehe Abb.3.17).

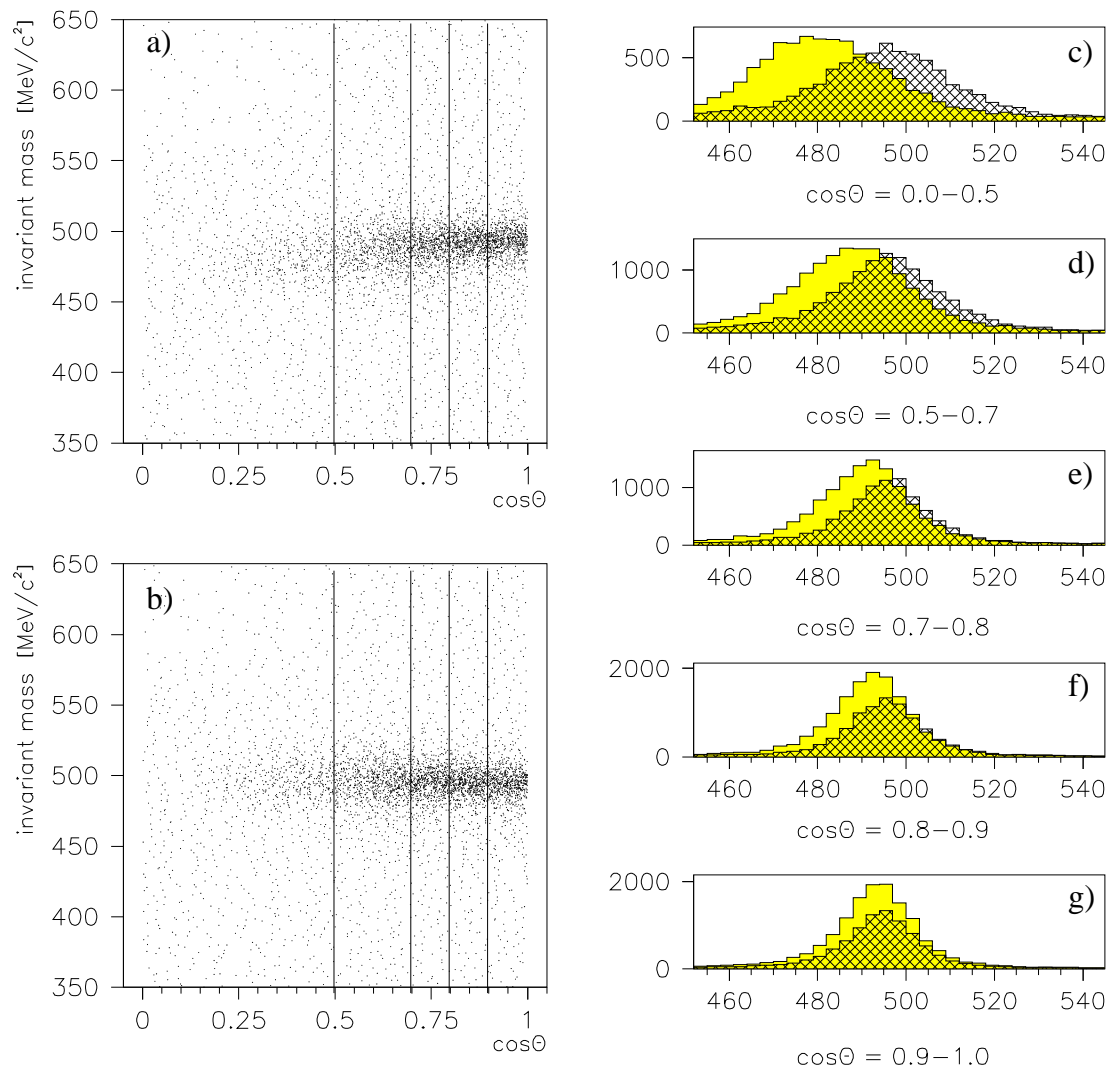


Abbildung 3.17: Die invariante Masse des K_g^0 am verschobenen Vertex gegen den Zerfallsebenenwinkel (Gleichung 3.22) a) ohne Korrektur der JDC-Geometrie b) mit Korrektur der JDC-Geometrie. Die Histogramme c)-g) zeigen Schnitte auf verschiedene $\cos\theta$ -Winkel. Die korrigierten Daten sind dunkel schraffiert und die Daten ohne Korrektur sind gelb.

3.5 Kinematische Anpassung

Das Auflösungsvermögen für die Messung von Massen wird durch alle bei der Messung auftretenden Fehler beschränkt. In der kinematischen Anpassung macht man sich physikalische Bedingungen (sog. *constraints*), wie z.B. Energie- und Impulserhaltung, zunutze, um zu entscheiden, ob jedes einzelne Ereignis im Rahmen der erwarteten Meßfehler sinnvoll ist oder nicht. Ist es dies nicht, wird es verworfen, andernfalls werden die gemessenen Vierervektoren unter Berücksichtigung der experimentellen Fehler so variiert, dass sie die kinematischen Randbedingungen des betrachteten Endzustandes exakt erfüllen.

Verlangt man Energie- und Impulserhaltung, so ergeben sich 4 Randbedingung (*Constraints*):

$$p_0^\mu = \sum_{i=1}^{n \text{ Teilchen}} p_i^\mu, \quad \mu = 0, 1, 2, 3 \quad (3.23)$$

Hierbei sind die p_i die Viererimpulse der Teilchen im Endzustand und p_0 ist durch den Anfangsimpuls des $\bar{p}N$ -Systems gegeben, zusammengesetzt aus der Energie und dem Impuls des $\bar{p}N$ -Systems. Im Falle der Annihilation in Ruhe und am Proton entspricht der Viererimpuls gerade der Antiproton-Proton-Masse und damit:

$$p_0 = \begin{pmatrix} 2m_p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Weitere Bedingungen können durch die Forderung nach bestimmten Mesonenmassen im Endzustand eingeführt werden, was zu den folgenden Randbedingungen führt:

$$(E_i + E_j)^2 - (p_i^2 + p_j^2) - m_{\text{Meson}}^2 = 0, \quad i, j \in 1, \dots, n; \quad i \neq j \quad (3.25)$$

Dabei stellen die E_i, E_j die Energien und p_i, p_j die Impulse der Zerfallsteilchen dar.

Der obige Ausdruck, der die Energie-Impulserhaltung beschreibt, gilt allerdings nur für den Fall, dass alle Teilchen im Ausgangskanal gemessen werden.

Jedoch bei dem in dieser Arbeit betrachteten Fall der Antiproton-Deuterium-Annihilation, bei dem eines der Nukleonen (in diesem Fall das Spektator-Proton) nicht nachgewiesen wird, reduzieren sich die 4 Nebenbedingungen auf nur eine, die bekannte Masse des fehlenden Teilchens.

Der Anfangsviererimpuls p_0 entspricht dann:

$$p_0 = \begin{pmatrix} m_d + m_{\bar{p}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Der Viererimpuls des Spektatorprotons ergibt sich als:

$$p_{\text{Proton}}^\mu = p_0^\mu - \sum_{i=1}^{n \text{ Teilchen}} p_i^\mu, \quad \mu = 0, 1, 2, 3 \quad (3.27)$$

Die Ausdrücke p_i bezeichnen die Viererimpulse der Pionen bzw. der Kaonen und ergeben sich als Summe der Impulse der geladenen Pionen bzw. Kaonen, sowie aus den Photonimpulsen, die sich zu den π^0 s bzw. dem neutral geladenen K_S^0 kombinieren lassen.

Im Falle des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ muss noch in Betracht gezogen werden, dass das K_S^0 , das in zwei neutrale Pionen zerfällt, auch einen verschobenen Vertex aufweist, was dazu führt, dass die invariante Masse des K_S^0 , die nur aus den Vierervektoren dieser Photonen berechnet werden, systematisch zu kleine Werte liefert (siehe Abb. 3.18 b). Die exponentielle Verteilung der K_S^0 -Zerfallslänge führt darüberhinaus zu einer Asymmetrie im Massenspektrum.

Die invariante Masse berechnet sich zu:

$$m_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2} = \sqrt{2m_{\pi^0}^2 + 2E_1 E_2 - 2P_1 P_2 \cos\theta_{12}} \quad (3.28)$$

E_1, E_2 : Energie der π^0 s

P_1, P_2 : Impuls der π^0 s

m_{π^0} : invariante Masse des π^0

$\cos\theta_{12}$: Öffnungswinkel der Zerfallsteilchen

In dem zur Anpassung verwendeten Crystal-Barrel-Standardprogramm CBKFIT [43] ist hierfür ein geeigneter Algorithmus implementiert. Die drei zusätzlichen Parameter, die zur kinematischen Anpassung der Vertexkoordinaten des Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ benötigt werden, werden kompensiert durch die Forderung, dass je zwei Photonenpaare zu einem π^0 kombiniert werden müssen und die beiden π^0 zu einem K_S^0 .

Ziel der kinematischen Anpassung ist es nun, Messwerte, die zunächst die oben angeführte Bedingungen nicht exakt erfüllen, im Rahmen ihrer Fehler an diese anzupassen. Als Voraussetzung hierfür wird angenommen, dass die gemessenen Werte gaußförmig um ihren wahren Wert verteilt sind, was für die verschiedenen Messgrößen, abgesehen von der Energie, recht gut erfüllt ist. Im Falle der Energie ist es weitaus einfacher, Energie zu verlieren, als welche hinzuzugewinnen (z.B. bedingt durch die Titanhülle der Kristalle), was zu einer beobachteten

nicht gaußförmigen Verteilung führt. Aus diesem Grund wird \sqrt{E} statt E angepasst, da sich \sqrt{E} wesentlich besser durch eine Gaußverteilung annähern lässt.

Eine genaue mathematische Beschreibung der kinematischen Anpassung findet sich in Anhang A.

Erfolgreich ist die Anpassung eines Ereignisses dann, wenn eine stabile Lösung gefunden wird, ansonsten wird das Ereignis verworfen.

Durch den Vergleich der Messfehler mit den zur Einhaltung der Randbedingungen notwendigen Korrekturen lässt sich aus dem χ^2 (siehe Anhang) die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der die Messung die gemachten Annahmen über die kinematische Situation erfüllt.

Müssen ein oder mehrere Messwerte um ein Vielfaches der erwarteten Fehler σ korrigiert werden, um die Randbedingungen zu erfüllen, so wächst χ^2 sehr stark an.

Unter der Annahme, dass die Messwerte um den wahren Wert mit den Fehlern σ normalverteilt sind, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, mit der die Messwerte von den korrigierten, als wahr angenommenen Werten abweichen würden zu:

$$Cl(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{\hat{x}^{\frac{n}{2}-1} e^{-\frac{\hat{x}}{2}}}{2^{\frac{n}{2}} \Gamma(\frac{n}{2})} d\hat{x} \quad (3.29)$$

n : Anzahl der Freiheitsgrade
 $\hat{x}_i = x_i + \Delta x_i$: korrigierte Werte
 $\Gamma()$: Gammafunktion

Dieses sogenannte Konfidenzniveau (abgekürzt CL von *confidence level*) stellt ein Maß für die Güte der Anpassung dar. Je höher es für ein bestimmtes Ereignis liegt, desto größer ist das Vertrauen in die Richtigkeit der der Anpassung zugrunde liegenden Hypothese. Für einen vollständig untergrundfreien Datensatz sollte die CL -Verteilung flach mit Werten zwischen 0 und 1 sein. Es zeigt sich jedoch meistens, dass die Verteilung einen steilen Anstieg zu kleinen CL -Werten hin hat, was als Indiz für möglichen Untergrund oder fehlerhaft gemessene Ereignisse gesehen werden kann.

Verlangt man deshalb ein Mindestkonfidenzniveau, lässt sich auf diese Weise ein Großteil der die Randbedingungen nur scheinbar erfüllenden Ereignisse zurückweisen.

Setzt man die Mindestwahrscheinlichkeit zu hoch, wird man unnötigerweise die Statistik verringern, bei zu tiefen Schwellen ist andererseits der Anteil an falschen Ereignissen zu hoch. Im Allgemeinen wird man sich für die Stelle entscheiden, an der die Verteilung des Konfidenzniveaus beginnt, zu wachsenden Werten hin flach zu verlaufen.

3.5.1 Die kinematischen Hypothesen

Die nach der Vorselektion verbliebenen Datensätze wurden einer kinematischen Anpassung unterzogen, welche in einem ersten Schritt verlangt, dass die fehlende invariante Masse gleich der Protonmasse sein muss, d.h. es gibt nur eine Randbedingung (*constraint*), deshalb wird solch ein Fit als 1C-Fit bezeichnet. In einem weiteren Schritt werden dann allen Ereignissen, die den 1C-Fit mit einem Konfidenzniveau von größer als 1% erfüllen, die Mesonenmassen als zusätzliche Nebenbedingung hinzugefügt:

- a) 3 Spuren-2 γ -Ereignisse:
- (1) $\bar{p}n \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- 2\gamma$ (1C)
 - (2) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- 2\gamma, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (2C)
 - (3) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (3C)
- b) 3 Spuren-4 γ -Ereignisse:
- (1) $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- 4\gamma$ (1C)
 - (2) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 \pi^- 4\gamma, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (2C)
 - (3) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 \pi^- 2\pi^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ (4C)
 - (4) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0, 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ (2C)
- c) 3 Spuren-1 PED-Ereignisse: (1) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (1C)

Eine Hypothese gilt zunächst als erfüllt, wenn ein Konfidenzniveau von mindestens 1% erreicht wird. Ereignisse, die bereits jeweils an der ersten Hypothese scheitern, werden gleich ausgeschlossen. Abbildung 3.18 a) zeigt die $\gamma\gamma$ -invariante Masse für den Datensatz a) nach dem 1C-Fit. Eindeutig ist in der Verteilung eine Spitze bei der π^0 -Masse (134 MeV/c²) und im Bereich der η -Masse (547 MeV/c²) ist ebenfalls eine kleine Anhäufung von Ereignissen zu erkennen.

Abbildung 3.18 b) zeigt die 4 γ invariante Masse des Datensatzes b). Es zeigt sich deutlich eine Spitze um die K_S^0 -Masse. Der Mittelwert dieser Spitze ist zu kleineren Massen hin verschoben, was -wie schon erwähnt- daher rührt, dass hier angenommen wird, dass das K_S^0 im Annihilationspunkt zerfällt, was nicht tatsächlich der Fall ist.

Die in diesen Verteilungen enthaltenen Ereignisse werden nun den anderen Fits unterzogen, die die jeweiligen invarianten Massen als zusätzliche Nebenbedingung benutzen.

In Abbildung 3.19 werden die CL-Verteilungen der jeweiligen Endhypothese dargestellt. Es zeigt sich, dass die CL-Verteilung ab einem Wert von 0.1 relativ flach zu verlaufen beginnt, deshalb wurde das Mindestkonfidenzniveau in vorliegendem Fall auf 0.1 gesetzt.

Bei dem Kanal c) sind die Verhältnisse etwas komplizierter. Hier werden 3 Spuren und ein PED gemessen, letzteres soll die Richtung des wechselwirkenden K_L^0 im Kalorimeter anzeigen. In diesem Fall gibt es eine weitere Unbekannte, den Absolutwert des K_L^0 -Impulses. Dieser wird mit den Gleichungen für Energie- und Impulserhaltung berechnet. Daraus folgt, dass zunächst

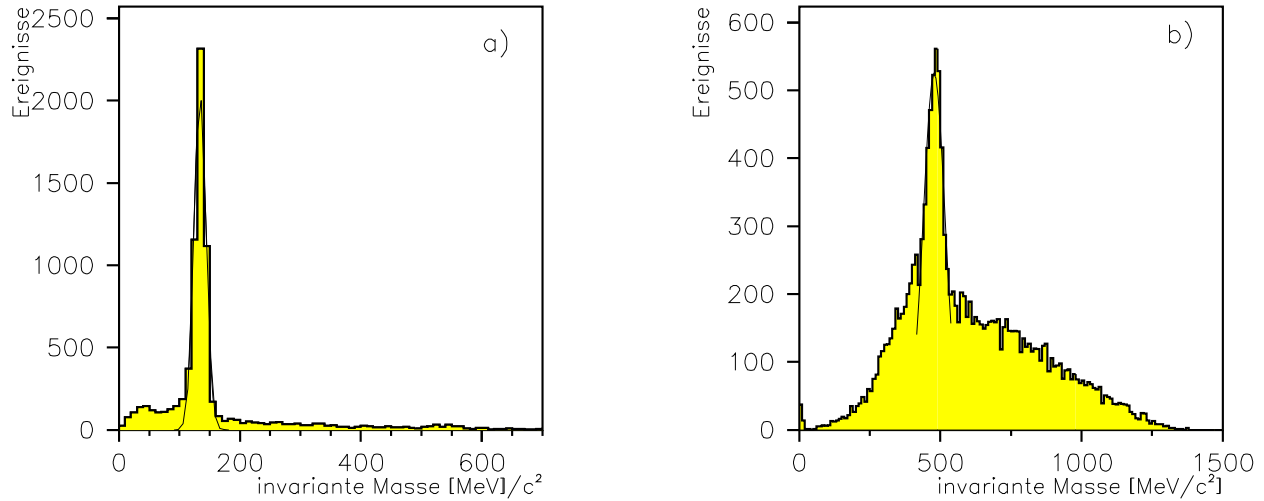


Abbildung 3.18: Die invariante Masse von a) 2 Photonen bzw. b) 4 Photonen nach dem 1C-Fit. Die durchgezogene Linie beschreibt einen Gauß-Fit, der an die Daten gelegt wurde. Als Mittelwert erhält man bei a) $134,30 \text{ MeV}/c^2$ bei b) $478,62 \text{ MeV}/c^2$

nominal keine Randbedingung mehr übrig ist. Die einzige Randbedingung, die an das System noch gestellt wird, ist die invariante Masse der beiden geladenen Pionen, die ein K_S^0 ergeben müssen. Da jedoch die Gleichungen für diese Randbedingungen nur die Parameter für die beiden geladenen Pionen beinhalten, sind die korrigierten Messgrößen, die diese Hypothese erfüllen, nur die beste Anpassung des K_S^0 und nicht die des gesamten Ereignisses.

Zusätzlich wurde in Kanal a, b auch die Möglichkeit mit eingeschlossen, dass ein PED nicht als Split-Off erkannt wird und somit als goldenes Gamma in die Analyse eintritt. Dafür wurde jeweils ein zusätzliches goldenes Gamma für die Analyse zugelassen (z.B. 3 für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$), jedoch für die kinematische Anpassung wurden weiterhin nur z.B. zwei *goldene Gammas* benutzt, das ausgeschlossene Gamma wurde jeweils permutiert. Auch hier wurde, bei mehreren Kombinationen, die das Mindestkonfidenzniveau übertrafen, jeweils die Kombination mit dem höchsten Konfidenz-Niveau als richtig angesehen, jedoch mit der Einschränkung, dass die lange Spur immer mit der in der SVX identifizierten gleichgesetzt wurde.

Bei Kanal c) wurde diese Möglichkeit nicht in Betracht gezogen, da durch die Ähnlichkeit der Signatur mit dem Kanal a) (3 Spuren- 2 PEDs) und die Unzuverlässigkeit der kinematischen Anpassung, die Anzahl der Untergrundereignisse, die diese Randbedingungen erfüllen können, zu hoch wäre.

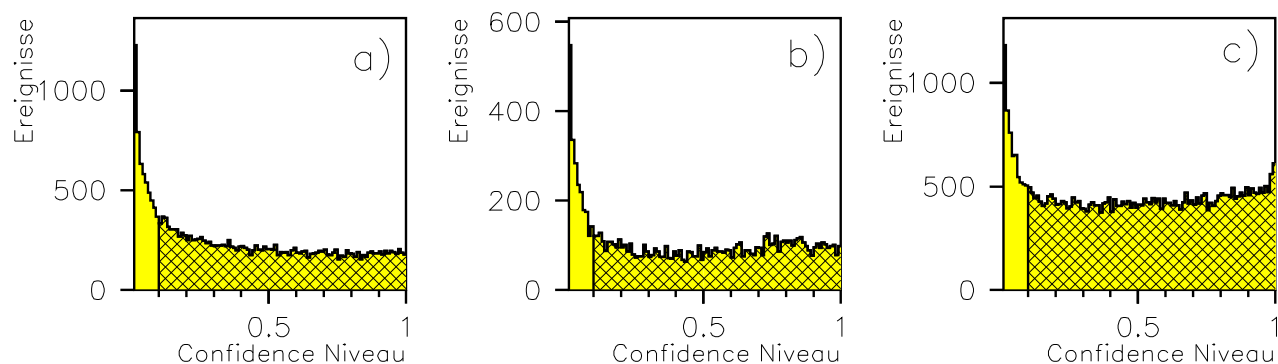


Abbildung 3.19: Die Konfidenzniveaueverteilung für jeweils die Kombination der Teilchen, bei der das Teilchen, das mit der langen Spur identifiziert wurde, dasjenige Teilchen ist, das den Eintrag im SVX liefert a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ c) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$. Bezüglich der Photonen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ wurde das Konfidenzniveau für die beste Kombination gewählt. Das erste Bin ist zur Verdeutlichung jeweils weggelassen.

3.5.2 Die Skalierung der Fehler

Als weiteres Kriterium für das Verständnis der experimentellen Auflösung dienen die sogenannten Pulls:

$$\Delta x_i = \frac{\hat{x}_i - x_i}{\sqrt{\sigma_{x_i}^2 + \sigma_{\hat{x}_i}^2}} \quad (3.30)$$

- \hat{x}_i : angepasste Werte
- x_i : Messwerte
- $\sigma_{x_i}^2, \sigma_{\hat{x}_i}^2$: jeweiligen Fehler

Bei einer korrekten Wahl der Fehler sollten die Pulls gaußförmig um den Wert 0 mit einer Breite von 1 sein.

Für die untersuchten Datensätze stellte sich heraus, dass die Breite der Pulls geringfügig von 1 abweichen, was eine nachträgliche kleine Korrektur der Fehler der Messgrößen aller Teilchen erforderlich machte. Darüber hinaus mussten systematische Abweichungen korrigiert werden, welche sich in einer asymmetrischen Pullverteilung bemerkbar machen. Der Anhang A.4 zeigt die jeweils angebrachten Korrekturen und die Pullwerte nach der Korrektur.

Kriterium	verbleibende Ereignisse	
Der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$		
Vorselektion	2 γ	3 γ
$\bar{p}n \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- 2\gamma, CL > 1\%$	50719	50066
$\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 2\gamma, CL > 1\%$	34407	21421
$\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^0, CL > 10\%$	21518	8478
Der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$		
Vorselektion	4 γ	5 γ
$\bar{p}n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- 4\gamma, CL > 1\%$	40090	31245
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 \pi^- 4\gamma, CL > 1\%$	17850	9648
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 \pi^- 2\pi^0, CL > 1\%$	10594	3902
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-, CL > 10\%$	6034	1565
Der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$		
Vorselektion		
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-, CL > 10\%$		37087

Tabelle 3.4: Die Aufstellung der Ereignisse, die die jeweiligen Hypothesen erfüllen.

3.6 Schnitte nach der kinematischen Anpassung

Nach dem kinematischen Fit mit den skalierten Fehlern wurden noch einige Schnitte angebracht, um die Daten noch weiter zu säubern:

- Als erstes wurden alle Daten mit einem Konfidenzniveau unterhalb 10% verworfen (siehe Kapitel 3.5.1, Abb.3.19).
- Nach der kinematischen Anpassung zeigt die Vertexverteilung des verschobenen Vertexes (Abb.3.20), dass einige Ereignisse von dem kinematischen Fit so angepasst wurden, dass der verschobene Vertex innerhalb des SVX liegen muss, um kinematisch korrekt zu sein. Deshalb wurden Ereignisse mit einem verschobenen Vertex, der kleiner als 1,3 cm vom Annihilationsvertex liegt, verworfen.
- Ereignisse, deren sekundärer Vertex von einer Konversion eines Photons mit dem Material der JDC in ein Elektron-Positron-Paar kommt, weisen einen sehr kleinen Zerfallswinkel auf. Deshalb können sie gut von $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignissen unterschieden werden. Abbildung 3.21 zeigt den Kosinus des Zwischenwinkels der Zerfälle am verschobenen Vertex.

Alle Ereignisse mit $\cos\theta > 0.75$ wurden verworfen.

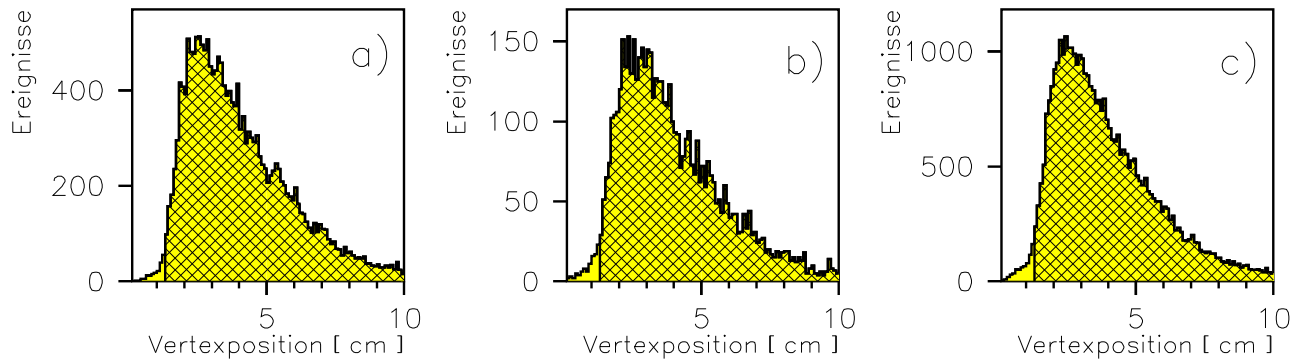


Abbildung 3.20: Der Abstand des sekundären Vertex vom primären Vertex nach den kinematischen Fits a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ c) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$.

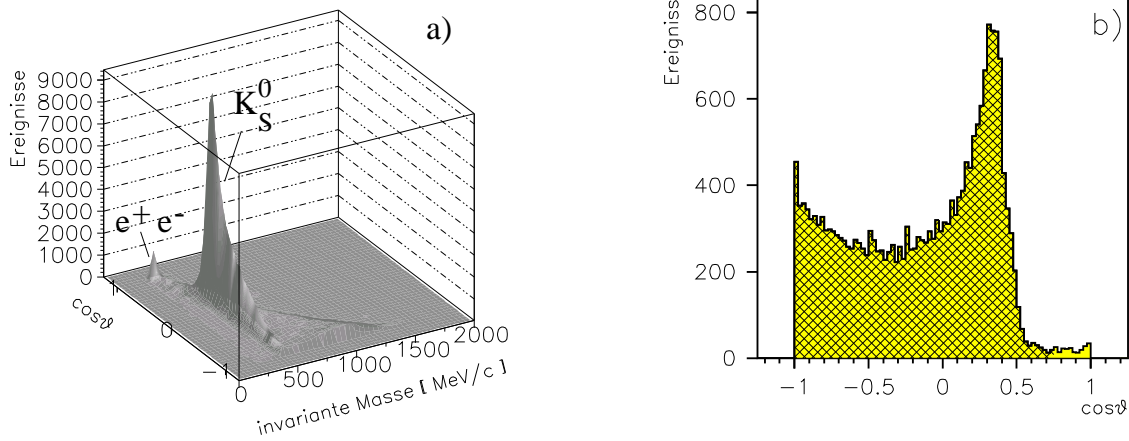


Abbildung 3.21: a) Der Kosinus des Zwischenwinkels der Zerfälle am verschobenen Vertex gegen die invariante Masse der beiden Teilchen vor dem kinematischen Fit (Als Masse jedes Zerfallsteilchens wurde m_π angenommen.) b) Projektion des Kosinus, hier exemplarisch am Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, nach dem kinematischen Fit.

- Um Reaktionen zu selektieren, die am quasi-freien Neutron stattfinden, wird auf einen Protonimpuls kleiner als 100 MeV/c geschnitten (siehe Abb. 3.22 a, b, c).

Das Spektrum des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ zeigt eine große Zahl von Ereignissen, bei denen dem Spektatorproton ein großer Impuls zugeschrieben werden muss, damit diese Ereignisse kinematisch korrekt sind. Das sind größtenteils Ereignisse, die falsch gemessen wurden, bzw. bei denen ein Teilchen, das in die ungefähre Richtung des Spektatorprotons fliegt, nicht gemessen wurde. Diese Ereignisse sollten nicht berücksichtigt werden und man kann sie durch den Spektatorschnitt sehr gut eliminieren. Es bleiben ca. 10 %.

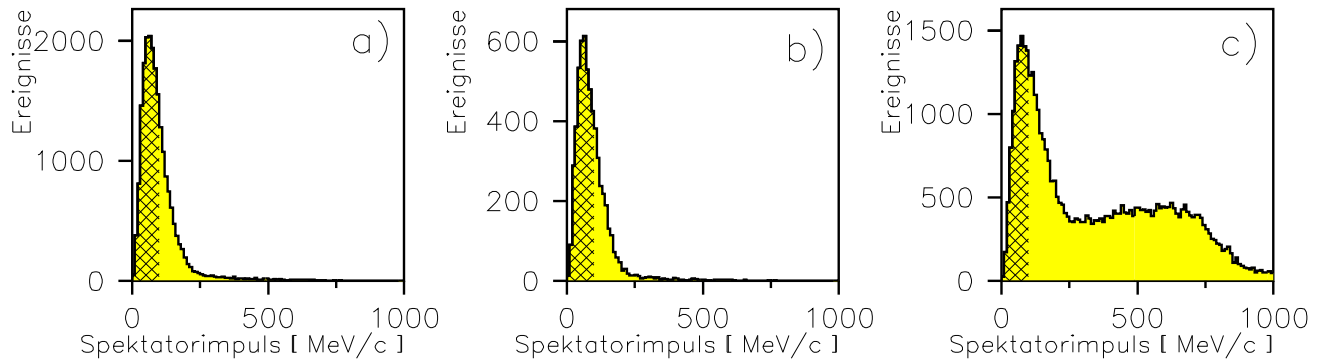


Abbildung 3.22: Die Impulsverteilung des Spektator-Protons für die Kanäle a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ c) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

- Zuletzt wurden noch Ereignisse des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, bei denen fälschlicherweise ein geladenes Pion mit einem geladenen Kaon verwechselt wurde, ausgesondert. Abbildung 3.23 zeigt den Schnitt, der dazu an das dE/dx -Spektrum angelegt wurde.

Kriterium	verbleibende Ereignisse				
	in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$		in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$		in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$
	2 γ	3 γ	4 γ	5 γ	
Vertex > 1,3 cm	20803	8153	5691	1434	34547
$\cos\theta > 0,75$	20615	8048	5435	1349	33124
Spekt.Imp.<100 MeV	13342	3345	5189	616	6229
dE/dx -Schnitt	13298	3238	–	–	–

Tabelle 3.5: Die Aufstellung der Ereignisse, die die Schnitte nach der kinematischen Anpassung überlebten.

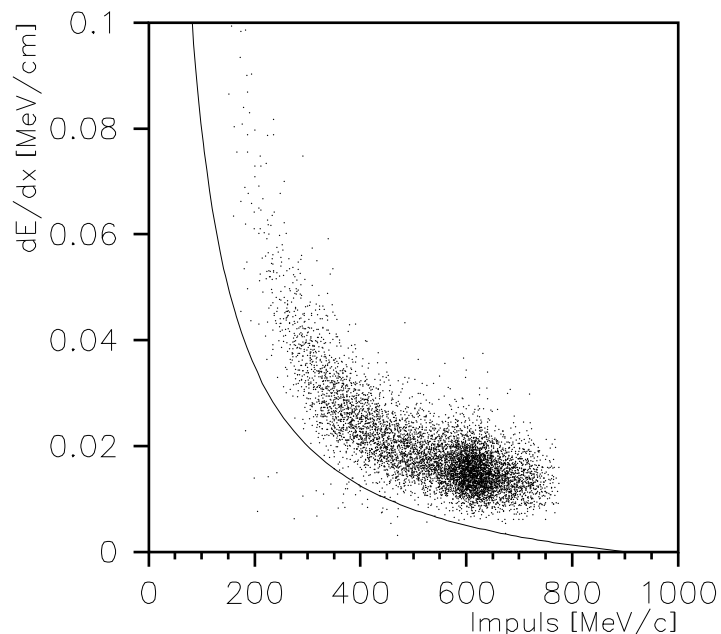


Abbildung 3.23: Die $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung in Abhängigkeit des Impulses des Teilchen, das vom kinematischen Fit als K^- identifiziert wurde. Die durchgezogene Linie beschreibt die Funktion, unterhalb der das Teilchen als Pion angesehen wurde und das Ereignis verworfen wurde.

Die nach den Schnitten verbleibenden Ereignisse (Tabelle 3.5) gehen dann gemeinsam mit den entsprechenden MC-Daten, deren Selektion weiter unten beschrieben wird, in die Partialwellenanalyse ein.

3.7 Die Dalitzplots

Bei den drei hier analysierten Zerfallskanälen, handelt es sich um 3-Körper-Endzustände, d.h. der Phasenraum wird mit 12 Parametern (entsprechend den 3 Viererimpulsen) beschrieben. Da alle Endzustandsteilchen identifiziert sind und ihnen eine bestimmte Masse zugeschrieben werden kann, reduziert sich die Anzahl der Freiheitsgrade um 3. Durch die Anwendung einer kinematischen Anpassung, die für die Impuls- bzw. Energieerhaltung sorgen, konnten weitere 4 Parameter festgelegt werden. Es verbleibenden 5 unabhängige Parameter.

Üblicherweise wählt man die invariante Massen m_{ij}^2 von je zwei unterschiedlichen Paaren von Endzustandsteilchen und die 3 Euler-Winkel, die die Ebene des Endzustandes aufspannen. Da die Annihilation in Ruhe nicht polarisiert ist und die Orientierung im Raum deshalb beliebig

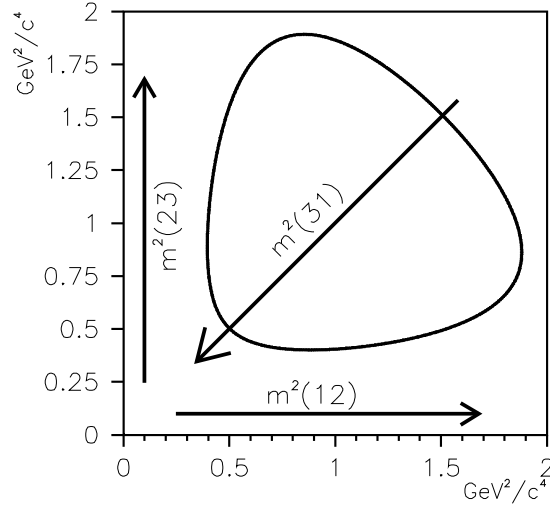


Abbildung 3.24: Einteilung des Dalitzplots

ist, kann über die 3 Euler-Winkel integriert werden, wodurch sich die Anzahl der Freiheitsgrade auf 2 reduziert.

Die Kinematik eines Ereignisses ist vollständig durch einen Punkt in der $m_{lk}^2 m_{ln}^2$ -Ebene (Dalitz-Plot) beschrieben, wobei die Wahl der Paare (lk) und (ln) beliebig ist, da die dritte Kombination durch

$$m_{12}^2 + m_{31}^2 + m_{23}^2 = M_{pn}^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = konst. \quad (3.31)$$

festgelegt ist.

Ohne Wechselwirkung und ohne Drehimpuls zwischen den drei Teilchen im Endzustand sind die Ereignisse homogen verteilt innerhalb der Phasenraumgrenzen („phasenraumverteilt“). Jede Abweichung von einer homogenen Verteilung lässt auf dynamische Effekte schließen (Resonanzbänder).

Um die Zerfallswinkelverteilung einer Resonanz und damit deren Spin zu untersuchen, wird die Dichteverteilung entlang der Resonanzbänder studiert [44]:

$$m_{lk}^2 = \frac{1}{2}((m_{lk}^2)_{min} + (m_{lk}^2)_{max}) + \frac{1}{2}((m_{lk}^2)_{min} - (m_{lk}^2)_{max})\cos\theta \quad (3.32)$$

$(m_{lk}^2)_{min}$ und $(m_{lk}^2)_{max}$ entsprechen den Dalitzplotgrenzen bei gegebenem invarianten Massenquadrat des anderen Paares und θ dem Zerfallswinkel im Ruhesystem der Resonanz relativ zu deren Bewegungsrichtung im Laborsystem.

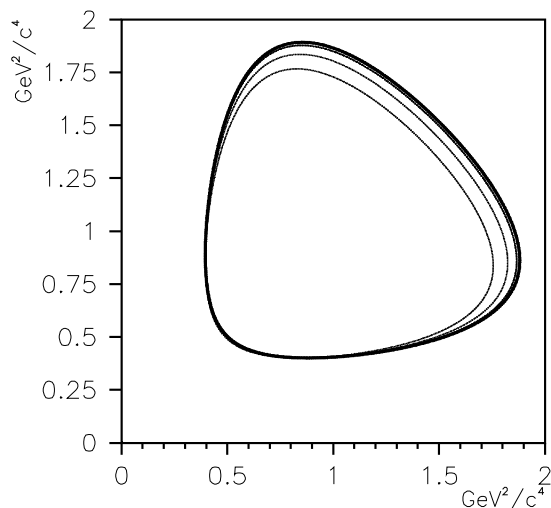


Abbildung 3.25: Dalitzplotgrenzen bei verschiedenen Spektatorimpulsschnitten von 0, 100 MeV/c, 200 MeV/c, 300 MeV/c

Da bei der Annihilation am Deuteron die Impulsverteilung des Spektator-Protons eine endliche Breite aufweist (siehe Abb. 3.22), ist die Schwerpunktsenergie des Endzustandes nicht ganz konstant. Dadurch werden die Winkelverteilungen etwas ausgeschmiert, da der beobachtete Dalitzplots mit jeweils etwas veränderten Phasenraumgrenzen dargestellt wird (siehe Abb. 3.25). Die Dalitzplotgrenzen für Spektatorimpulsschnitte von 0 und 100 MeV/c sind praktisch ununterscheidbar. Dagegen wird der Phasenraum für Spektatorimpulsschnitte von 200 MeV/c und 300 MeV/c deutlich kleiner.

Da bei dieser Analyse jedoch nur Ereignisse zugelassen werden, bei denen der Spektator-Impuls 100 MeV/c nicht überschreiten, kann dieser Effekt gegenüber der experimentellen Auflösung vernachlässigt werden.

In Tabelle 3.6 ist die Einteilung der Dalitzplots der einzelnen Kanäle dargestellt:

Achse	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	Beispiel
m_{12}^2	$m^2(K_S^0 \pi^0)$	$m^2(K_S^0 (\rightarrow \pi^0 \pi^0) \pi^-)$	$m^2(K_L^0 \pi^0)$	$K^*(892)$
m_{23}^2	$m^2(K^- \pi^0)$	$m^2(K_S^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^0)$	$m^2(K_S^0 \pi^-)$	$K^*(892)$
m_{31}^2	$m^2(K_S^0 K^-)$	$m^2(K_S^0 K_S^0)$	$m^2(K_S^0 K_L^0)$	$a_2(1320)$

Tabelle 3.6: Einteilung der Dalitzplots der einzelnen Kanäle

In Abbildung 3.26-Abbildung 3.28 sind jeweils die Dalitzplots und ihre Projektionen dargestellt.

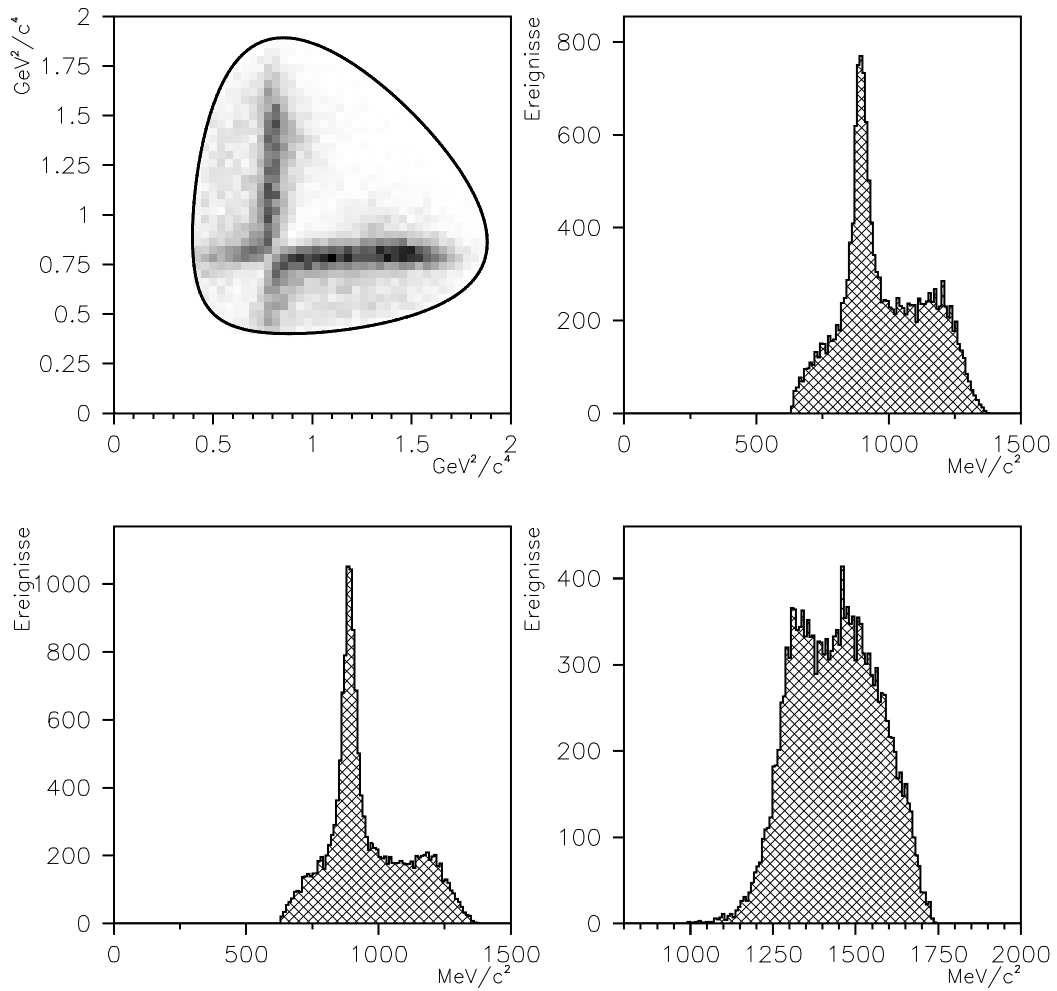


Abbildung 3.26: Der Dalitzplot und die Projektionen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. Jede Zelle hat eine Größe von $0,04 \times 0,04 \text{ GeV}^2/c^4$

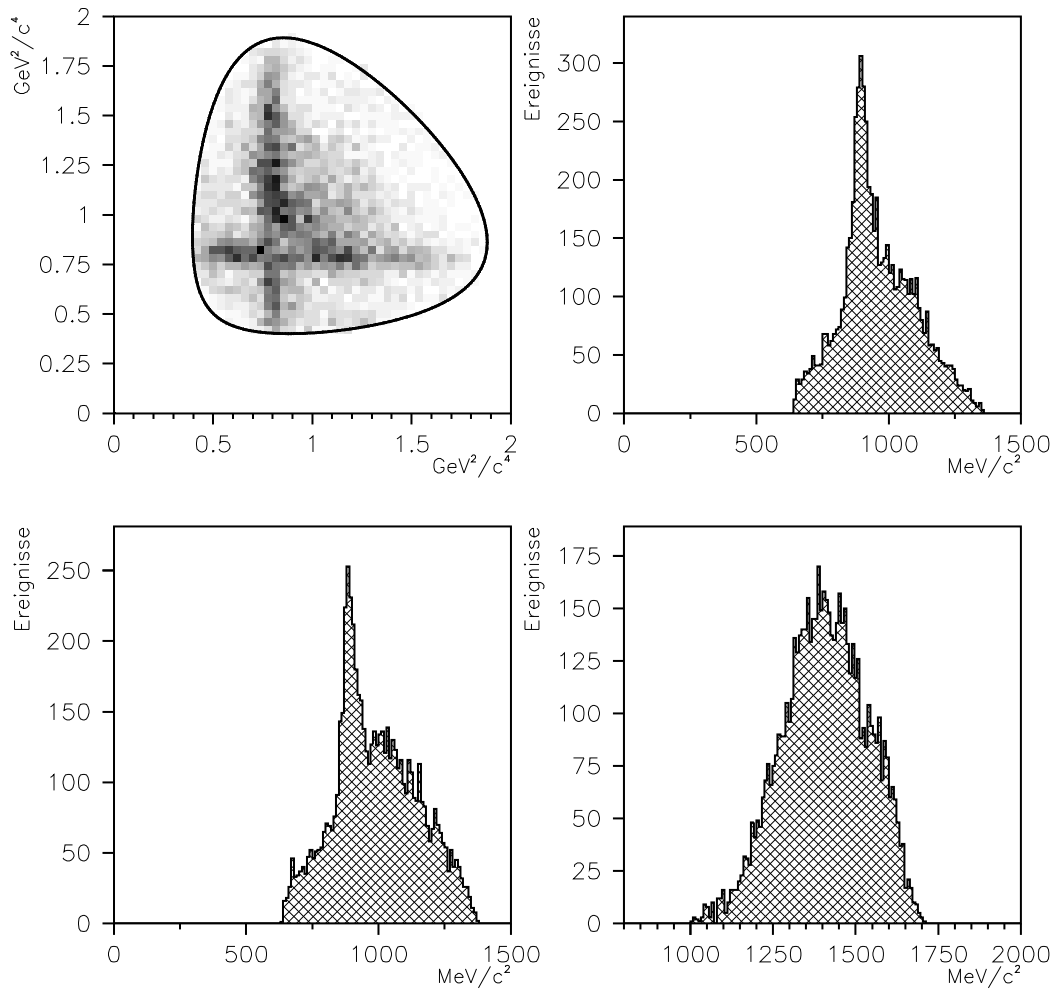


Abbildung 3.27: Der Dalitzplot und die Projektionen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Jede Zelle hat eine Größe von $0,04 \times 0,04 \text{ GeV}^2/c^4$

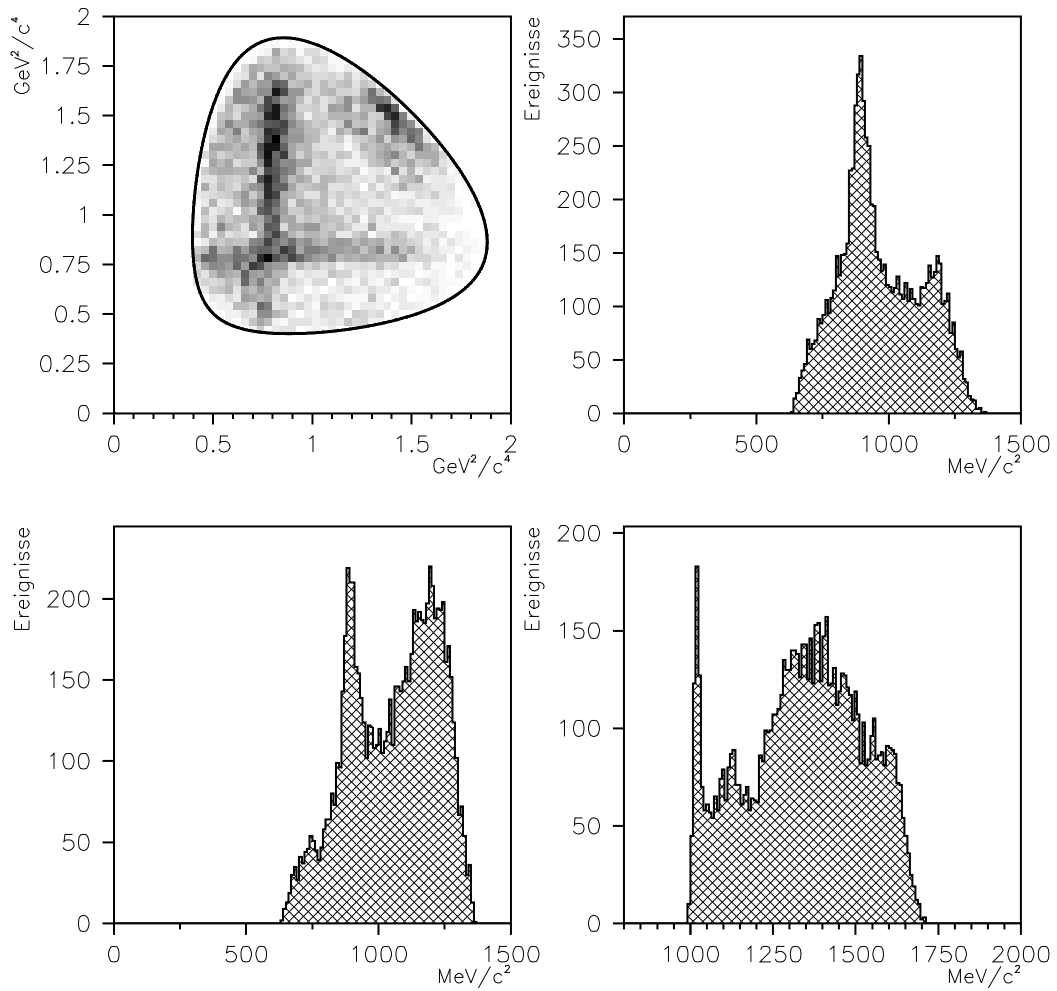


Abbildung 3.28: Der Dalitzplot und die Projektionen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$. Jede Zelle hat eine Größe von $0,04 \times 0,04 \text{ GeV}^2/c^4$

Kapitel 4

In Kernmaterie gestoppte Kaonen und Λ -Resonanzen im Kern bei der Annihilation $\bar{p}d \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0 p$.

In Experimenten, die Vorhersagen aus dem niederenergetischen Bereich der QCD, wie chirale Effektivtheorien, Gitter-QCD und nichtrelativistische QCD testen, nimmt die Bestimmung von Hadronmassen in dichter Materie, als Funktion der Temperatur, von der kalten Kernmaterie bis zum heißen Quark-Gluon-Plasma, eine zentrale Stelle ein.

Die chirale Störungstheorie bringt den Ordnungsparameter des chiralen Phasenübergangs, das Quarkkondensat, mit den Hadronenmassen in Verbindung. In Kernmaterie wird, als Konsequenz von partieller Wiederherstellung chiraler Symmetrie, das Kondensat als reduziert angenommen.

Im Quark-Gluon-Plasma, jenseits des Deconfinement-Phasenübergangs, wird angenommen, dass die chirale Symmetrie komplett wiederhergestellt wird und das Quarkkondensat verschwindet.

Die Reaktion:

$$\bar{p}A \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0 (A - 1) \quad (4.1)$$

an einem schweren Kern A eignet sich in hervorragender Weise dazu, um in Kernmaterie gestoppte Kaonen zu untersuchen. Diese gestoppten Kaonen könnten dann benutzt werden, um die Kaonenmasse in dichter Materie zu bestimmen [45].

Generell wird eine exotherme Reaktion benötigt, um ein Teilchen zu produzieren, das sich im Laborsystem in Ruhe befindet. Das Laborsystem bezeichnet hier ein großen Kern oder das Referenzsystem, in dem sich der Kern in Ruhe befindet.

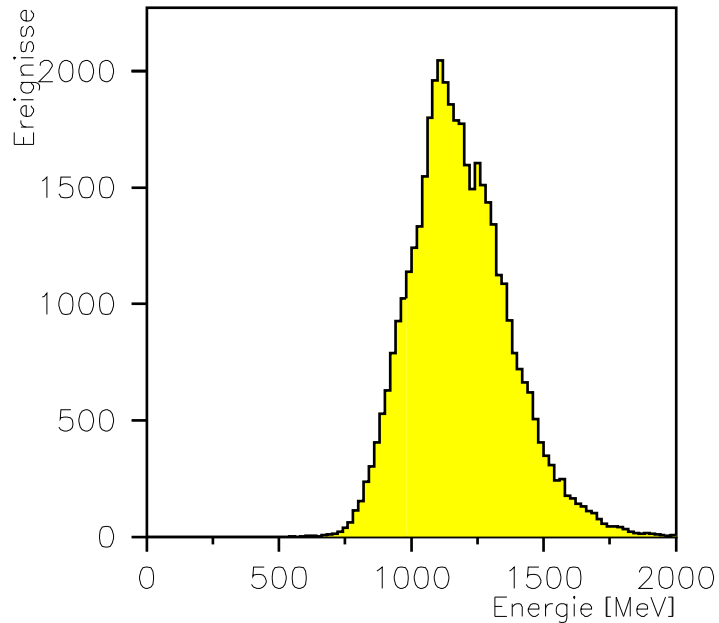


Abbildung 4.1: Die Summe der Energien des π^0 und des K_S^0 .

Der Deuteriumkern ist zwar der kleinstmögliche Kern, aber geeignet, um prinzipielle Aspekte der Reaktion zu untersuchen.

Niederenergetische Antiprotonen stoppen im nuklearen Target (hier Deuterium). Um eines der drei Teilchen aus der Reaktion 4.1 als direkt im Kern eingebunden zu identifizieren, müssen die Energie und die Impulse der anderen beiden Teilchen sehr präzise gemessen werden.

Hier wird bei dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ davon ausgegangen, dass das K^- relativ zum Spektatorproton gestoppt werden kann und das π^0 und das K_S^0 werden als präzise gemessen angenommen. Um das π^0 und das K_S^0 zu identifizieren, wurde zunächst auf die Masse von 2 goldenen Gammas (siehe Abb.3.18) ein π^0 -Massen-Fenster von 100-160 MeV gesetzt und in der invarianten Masse der vom verschobenen Vertex kommenden zwei unterschiedlich geladenen Pionen ein Fenster von 450-550 MeV, also auf die K_S^0 -Masse gelegt.

Abbildung 4.1 zeigt die Summe der Energien

$$E_{sum} = E_{\pi^0} + E_{K_S^0} \quad (4.2)$$

Die Energieschwelle, d.h. $(E_{\pi^0} + E_{K_S^0})_{min}$ von E_{sum} , d.h. der Beginn des Spektrums bezeichnet die Stelle, an der die Energie des K^- ihr Maximum aufweist, da

$$(E_{\pi^0} + E_{K_S^0}) = (m_p + m_n) - (E_{K^-}), \quad (4.3)$$

was bei $(m_{\pi^0} + m_{K_S^0}) = 633 \text{ MeV}/c^2$ der Fall sein sollte.

Da bei der Datenselektion drei geladene Spuren verlangt wurden, ist das obere Ende des Spektrums durch den kleinst möglichen Impuls des K^- oder eines geladenen Zerfallsproduktes des K^- bestimmt.

Dieser Endpunkt entspricht der Ruhemasse des K^- , wenn das K^- durch seine Zerfälle, z.B.:

$$K^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu \quad (4.4)$$

mit einem Verzweungsverhältnis von 63,51% gemessen wurde.

Eine andere Möglichkeit wäre, das K^- gar nicht als frei bewegliches Teilchen zu sehen. Dies ist bei dieser Analyse nicht möglich, da hier explizit drei geladene lange Spuren verlangt werden, was bedeuten würde, dass bei einer Antiproton-Proton-Annihilation vier geladene Teilchen entstanden wären, von denen ein K^- nicht gemessen wurde. Da hier mit einem Deuteriumtarget gearbeitet wird, bei dem in diesem Fall ein Neutron als Spektator agieren würde, wäre nur eine „verlorene“ Masse (*missing mass*) zu messen und somit kann man nicht zwischen der nicht gemessenen Masse des Neutrons und der des K^- unterscheiden, was eine Massenmessung des K^- in Kernmaterie an Deuterium über ein nicht beobachtetes K^- unmöglich macht.

Bei Betrachtung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ unter der Annahme des K^- -Zerfalls gilt:

$$(E_{\pi^0} + E_{K_S^0})_{max} = (m_p + m_n) - m_{K^-} \quad (4.5)$$

Da in den hier behandelten Reaktionen über die invariante Masse sowohl das Kaon als auch das π^0 gemessen und identifiziert wurde, kann man davon ausgehen, dass das dritte Teilchen auf Grund der Strangeness-Erhaltung ein Kaon sein muss.

Wenn ein Kaon im Kern gestoppt wird und dort aus einem gebundenen Zustand heraus zerfällt, kann die freiwerdende Energie ganz oder teilweise auf die anderen Reaktionspartner übergehen. Deshalb werden Ereignisse, bei denen ein K^- im Kern gebunden wird, oberhalb der Schwelle 4.5 gesucht.

Um die Ereignisse am oberen Ende des Spektrum auszusortieren und näher zu untersuchen, wurden an den Datensatz Schnitte angebracht:

- Da die Annihilation in Ruhe vonstatten geht und Ereignisse gesucht werden, bei denen ein K^- im Kern stoppt und zerfällt, darf der Impuls der beiden anderen an der Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ teilnehmenden Teilchen nicht größer sein als der Impuls des Spektatorprotons.

Die Impulssumme das K_S^0 und des π^0 wurde deshalb auf

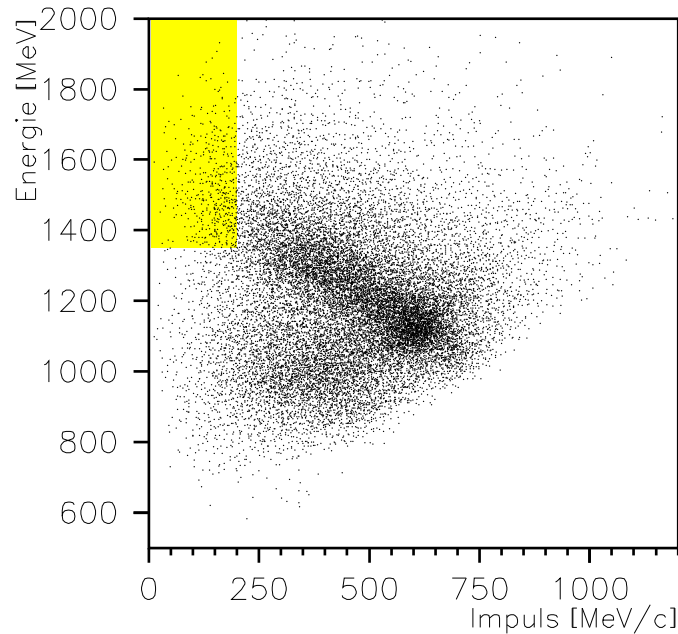


Abbildung 4.2: Impulssumme gegen Energiesumme des π^0 und des K_S^0

$$|\vec{p}_{\pi^0} + \vec{p}_{K_S^0}| \leq 200 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

gesetzt (siehe Abb.4.2)

- In Gleichung 4.5 ist zu erkennen, dass für Energien von:

$$2m_p - m_{K^-} = 2 \cdot (938 \text{ MeV}) - 498 \text{ MeV} = 1379 \text{ MeV} \quad (4.7)$$

ein K^- gestoppt ist. Daher werden Ereignisse untersucht, für die gilt:

$$(E_{\pi^0} + E_{K_S^0}) \geq 1350 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

und man erwartet ein monoenergetisches μ^- vom K^- -Zerfall zu sehen.

In Abbildung 4.3 a) ist der Impuls des Teilchens, das vom Annihilationspunkt kommt, für Energiesummen des $(K_S^0 \pi^0)$ -Systems von 1350 MeV-1650 MeV zu sehen.

Eine monoenergetische μ^- -Linie wäre bei einem Impuls von 236 MeV/c zu erwarten. Da aber wie in Abbildung 4.3 b) zu sehen, die Impulssumme des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems in diesem Energiebereich sehr verschmiert ist, wäre die μ^- -Linie sehr verbreitert. Wenn man als Mittelwert der Impulssumme des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems den Wert 151 MeV/c, aus Abbildung 4.3 b, nimmt, erwartet man einen mittleren μ^- -Impuls von:

$$\bar{p}(\mu^-) = \sqrt{(p_{\mu^-})^2 + (p_{K_S^0\pi^0})^2} = 276 \text{ MeV/c} \quad (4.9)$$

Spektrum 4.3 a) steht nicht im Widerspruch zu dieser Erwartung, aber es ist auch keine signifikante Bestätigung für das Vorhandensein einer monoenergetischen Linie.

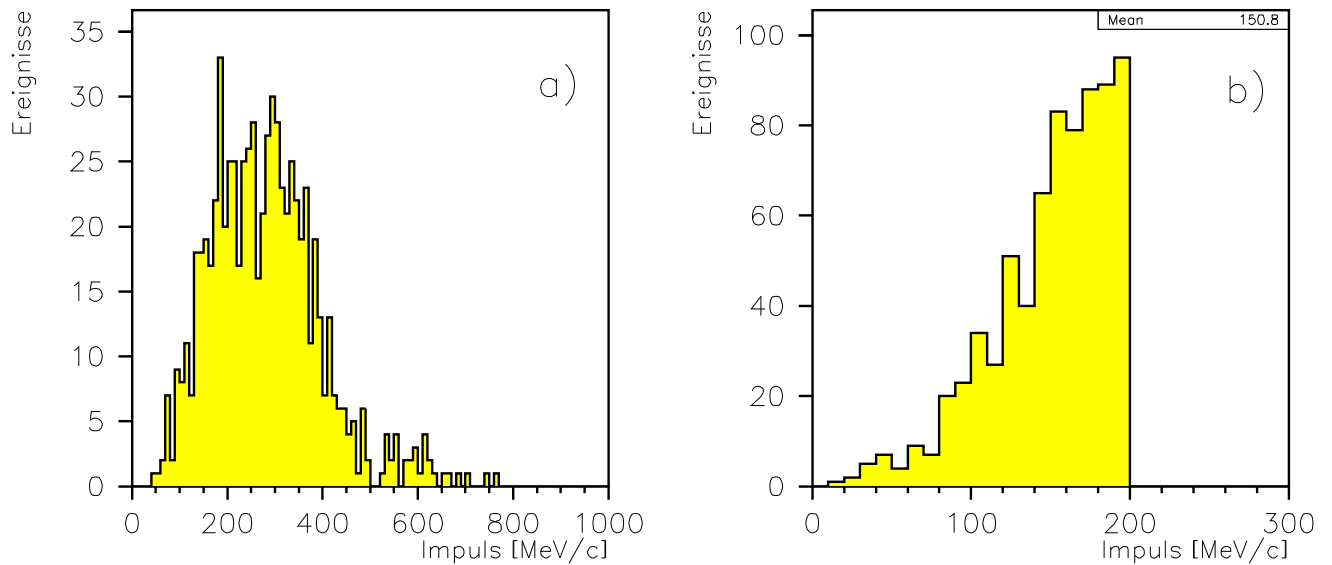
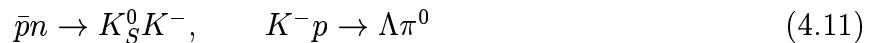


Abbildung 4.3: Impulsverteilung für die Energiesumme des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems zwischen 1350 MeV/c und 1650 MeV/c a) des Teilchens, das vom Annihilationsvertex kommt, b) des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems.

Wenn ein K^- in einem Kern gestoppt wird, ist noch eine weitere Reaktion im Kern denkbar: ein K^- reagiert mit einem Proton im Kern und produziert ein Λ^- oder ein Σ^- -Teilchen:



Das würde bedeuten, dass der 3-Körper-Endzustand in folgenden beiden Schritten entstanden ist:



Das Λ -Baryon zerfällt dann zu 63,9% in ein Proton und ein π^- über einen schwachen Prozeß. Diese Reaktion könnte man im vorliegenden Fall der Annihilation am Deuteron nur für eine $(K_S^0\pi^0)$ -Energiesumme oberhalb

$$1350\text{MeV} + (m_K + m_p - m_\Lambda) = 1650\text{MeV} \quad (4.12)$$

beobachten. Hier würde dann eine monoenergetische π^- -Linie bei 101 MeV/c erwartet. Tatsächlich zeigt Abbildung 4.4 a eine Anhäufung von Ereignissen bei etwa 175 MeV/c.

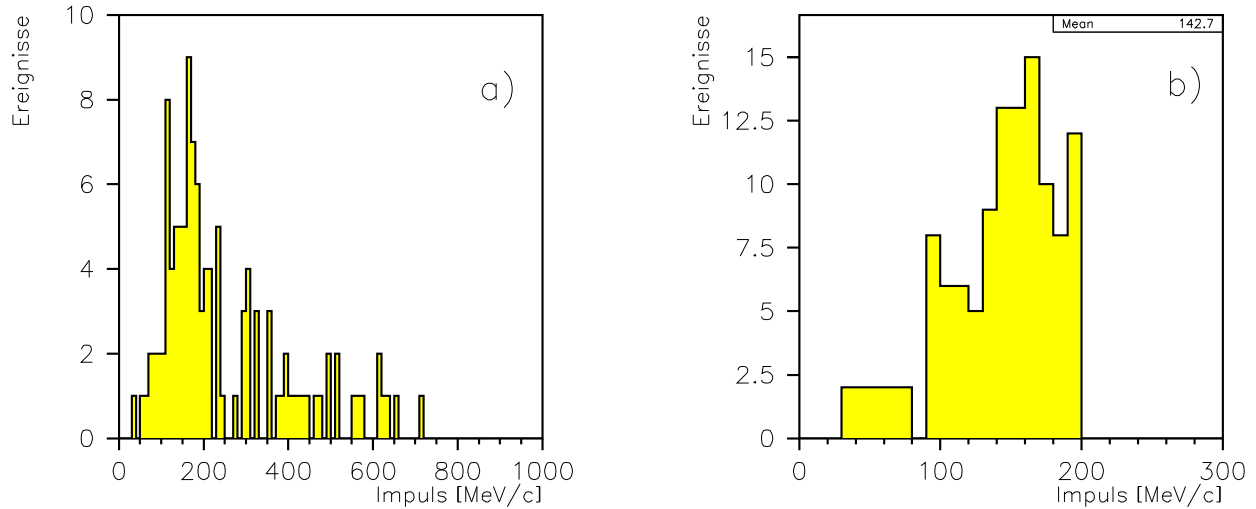


Abbildung 4.4: Impulsverteilung für die Energiesumme des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems größer als 1650 MeV/c ist a) des Teilchens, das vom Annihilationsvertex kommt, b) des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems.

In Abbildung 4.4 b sieht man, dass auch diese Linie durch die Impulsverteilung des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems verschmiert ist. Für den Mittelwert von 143 MeV/c für die Impulsverteilung des $(K_S^0\pi^0)$ -Systems aus Abbildung 4.4 b wird der Mittelwert der Impulsverteilung eines aus dem Annihilationsvertex erwarteten π^- zu $\sqrt{(101\text{MeV}/c)^2 + (143\text{ MeV}/c)^2} = 174\text{MeV}/c$.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, dass es durchaus Indizien für einen Zerfall $K \rightarrow \mu\nu_\mu$ bzw. für die Bildung eines Λ -Teilchens gibt. Jedoch ist die Zahl der Ereignisse in dieser Analyse so gering, dass sich an dieser Stelle nur das Prinzip der Untersuchung von gestoppten Kaonen im Kern darstellen lässt.

Da die hier beschriebene Methode im Prinzip nur eine exotherme Reaktion verlangt, kann man sie auch auf andere Mesonen wie π^+ , π^- , π^0 , η und sogar ρ -Mesonen ausweiten [45].

Durch Selektion der Ereignisse mit den richtigen Impulswerten lässt sich dann die Kaonenmasse bzw. die Masse anderer Mesonen in Kernmaterie messen.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Studien

Die möglichst realitätsnahe „Monte Carlo“ (MC)-Simulation aller Wechselwirkungen der Teilchen des untersuchten Endzustands mit dem Detektor ist eine unentbehrliche Hilfe bei der Analyse der experimentellen Daten.

Wechselwirkungen mit den einzelnen Detektorkomponenten wie Photo-, Comptoneffekt, Paarbildung für Photonen, bzw. Vielfachstreuung, Bremsstrahlung und Energieverlust durch Ionisation müssen genauso berücksichtigt werden, wie hadronische Reaktionen der stark wechselwirkenden Teilchen mit den Kernen des Detektormaterials. Außerdem dürfen auch die Teilchen, die bei Sekundärprozessen erzeugt wurden, nicht vernachlässigt werden.

Um all diese Effekte zu berücksichtigen, wurde von der Crystal-Barrel-Kollaboration das hier verwendete Programmpaket, CBGEANT [46] auf der Basis des am CERN erstellten Detektor-Simulationsprogramm GEANT [47] entwickelt.

CBGEANT wird für verschiedene Simulationsprobleme benutzt:

Zunächst lassen sich bestimmte Korrekturen ermitteln, die durch die geometrische Raumwinkelabdeckung des Detektors entstehen. Auch Verluste durch die Absorption von Teilchen im passiven Material oder Verluste durch die angelegten Schnitte (experimentelle Auflösung) müssen erkannt und ausgeglichen werden. Außerdem dienen MC-Simulationen zur Rekonstruktion von Spuren mit Schauern.

Ein weiteres Problem sind impulsabhängige Akzeptanzkorrekturen am Dalitzplot. Zudem sind zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen globale Effizienzen unerlässlich.

Auch lassen sich mit CBGEANT mögliche Untergrundkanäle simulieren, wodurch eine gründliche, systematische Untersuchung des Untergrunds möglich ist.

5.1 Akzeptanzkorrektur für die Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$

Die angewendeten Selektionsschritte und die unterschiedliche Charakteristik der verschiedenen Detektorkomponenten bedingen, dass die Akzeptanz im allgemeinen nicht konstant über den gesamten Phasenraum verteilt ist. So kann z.B. die Tatsache, dass geladene und neutrale Pionen in völlig verschiedenen Detektorteilen nachgewiesen werden, zu einer Asymmetrie bezüglich π^-/π^0 in dem Dalitzplot führen.

Solche Akzeptanzschwankungen müssen in einer Partialwellenanalyse korrigiert werden. Dazu wurden für die einzelnen Kanäle jeweils gleichmäßig im Phasenraum verteilte Ereignisse erzeugt:

- 4,5 Mio. $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ Ereignisse
- 1,5 Mio. $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ Ereignisse

Diese Ereignisse wurden den selben Selektionsschritten wie die realen Daten unterzogen. Auch für die Monte-Carlo-Daten müssen die Fehler der Messwerte etwas korrigiert werden, damit die Pulls nach der kinematischen Anpassung die korrekte Form erhalten (siehe Anhang A.4).

Die Konfidenzniveaueverteilung nach der Korrektur zeigt Abbildung 5.1.

Auch hier zeigt diese einen Anstieg zu kleinen CL-Werten hin, die in diesem Fall nur von Rekonstruktionsfehlern der Hitposition oder vom Versagen der Mustererkennung, herrühren können, da ja im simulierten Datensatz kein Untergrund auftritt.

Die Ergebnisse der Selektion der verschiedenen Monte-Carlo-Datensätze zeigt Tabelle 5.1.

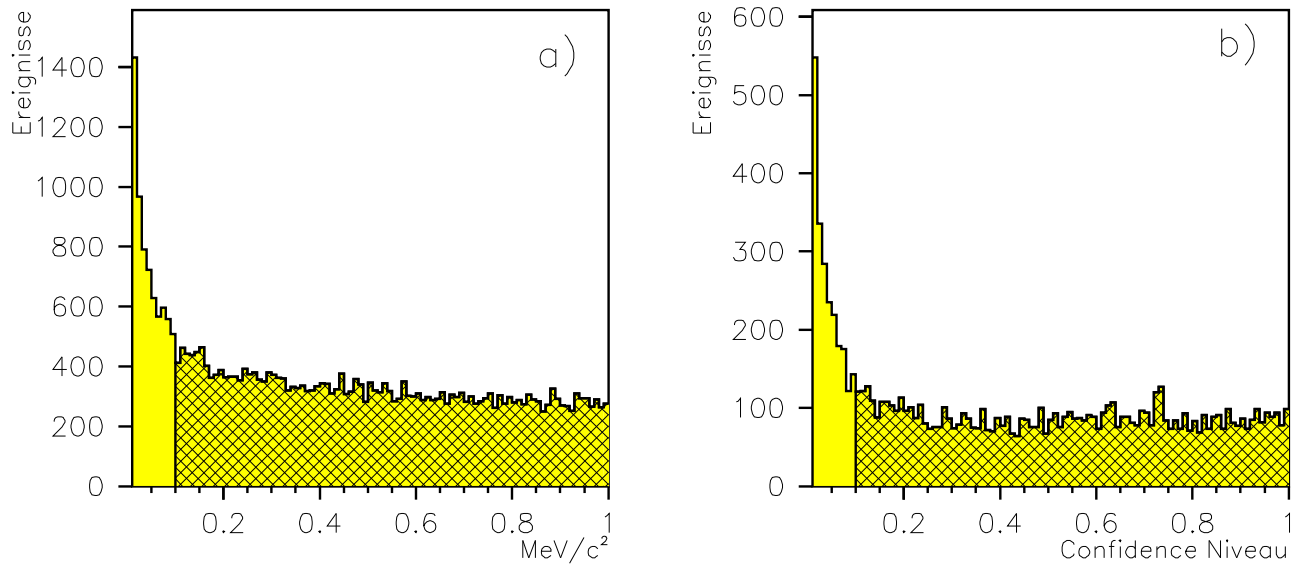


Abbildung 5.1: Die Konfidenzniveaueverteilung nach der Korrektur der Pulls für die Kanäle a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$
 b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$

Kriterium	verbleibende Ereignisse	
	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$
Ereignisse auf Band	4500000	1500000
Ereignisse mit 1 Cluster im SVX	1725105	307315
Ereignisse mit 3 goldenen Spuren	788727	140385
Ereignisse mit Gesamtladung = -1	651092	115978
Ereignisse mit 2 Photonen	316548	2801
Ereignisse mit 3 Photonen	129218	19611
Ereignisse mit 4 Photonen	43837	49027
Ereignisse mit 5 Photonen	14067	28279

Tabelle 5.1: Die Ergebnisse der Selektion der MC-Datensätze für die beiden Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$.

Kriterium	verbleibende Ereignisse	
	Der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	
Vorselektion	2 γ	3 γ
$\bar{p}n \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- 2\gamma, CL > 1\%$	212284	85544
$\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 2\gamma, CL > 1\%$	191932	77496
$\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^0, CL > 10\%$	182022	72352
Der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$		
Vorselektion	4 γ	5 γ
$\bar{p}n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- 4\gamma, CL > 1\%$	44800	25306
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 \pi^- 4\gamma, CL > 1\%$	42318	22547
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 \pi^- 2\pi^0, CL > 1\%$	33104	17496
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-, CL > 10\%$	28978	13095

Tabelle 5.2: Die Aufstellung der MC-Ereignisse, die die jeweiligen Hypothesen erfüllen.

Kriterium	verbleibende Ereignisse			
	in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$		in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	
	2 γ	3 γ	4 γ	5 γ
Vertex > 1,3 cm	174134	69063	27306	12321
$\cos\theta > 0,75$	170736	67413	26154	11762
Spekt.Imp.<100 MeV/c	119442	41927	18110	4705
dE/dx -Schnitt	119442	41926	–	–

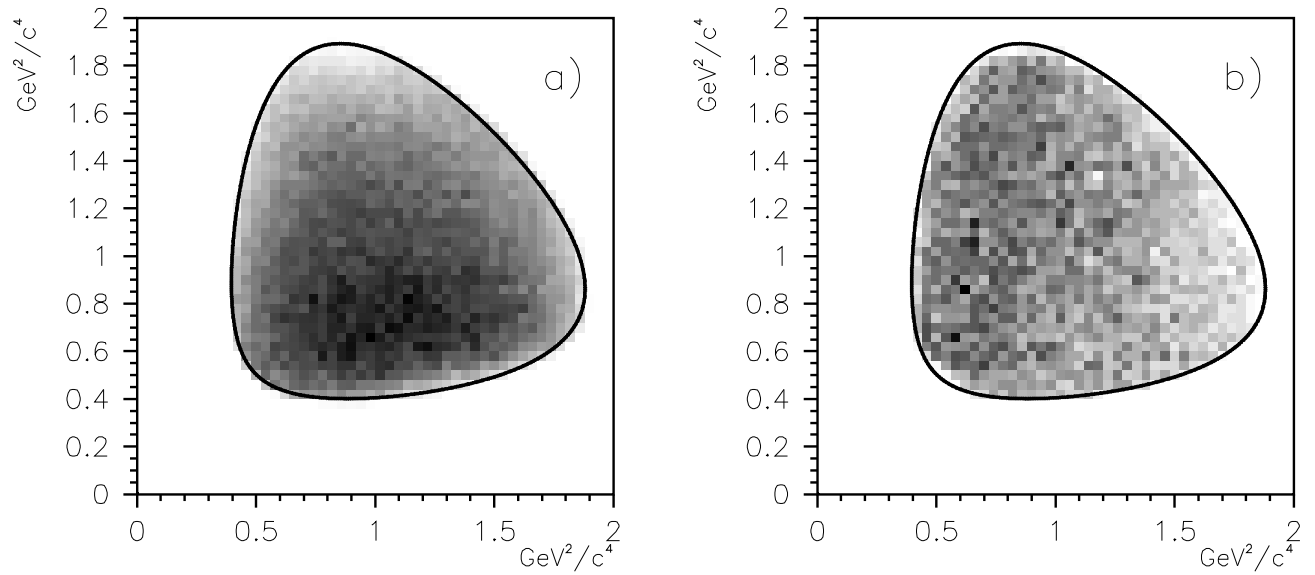
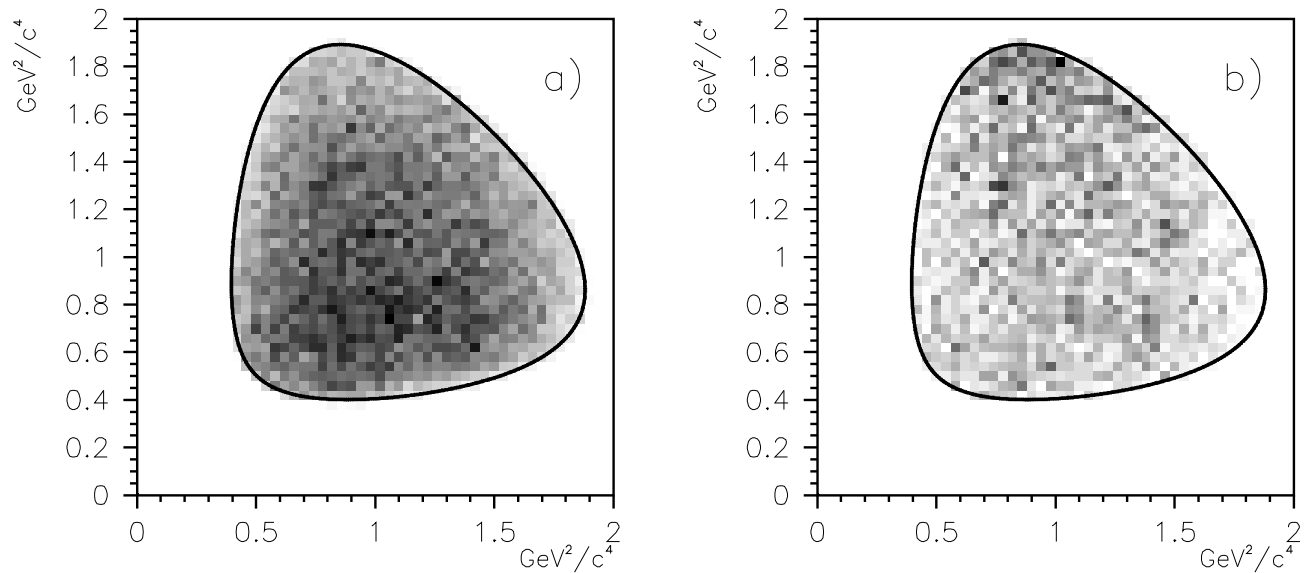
Tabelle 5.3: Die Aufstellung der MC-Ereignisse, die die nach der kinematischen Anpassung angelegten Schnitte überstehen konnten.

Daraus ergibt sich jeweils eine globale Akzeptanz von:

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$: $\varepsilon = \frac{N_{acc}}{N_{gener}} = (3,59 \pm 0,07)\%$
- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$: $\varepsilon = \frac{N_{acc}}{N_{gener}} = (1,5 \pm 0,1)\%$

Die Fehler sind rein statistisch berechnet. Die Ereignisse werden nach der Selektion in Dalitzplots gefüllt (siehe Abb. 5.2). Es zeigt sich, dass die beiden MC-Dalitzplots unsymmetrisch sind. Dies ist eine Folge des besonderen Triggers, der Ereignisse, deren K_S^0 -Zerfallsvertex innerhalb des SVX-Detektors liegen, verwirft.

Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch an dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, dass die Verteilung für alle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ -Ereignisse durchaus symmetrisch wäre.

Abbildung 5.2: Die Dalitzplots der MC-Datensätze nach allen Schnitten a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ Abbildung 5.3: Die Dalitzplots für MC-Ereignisse des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ für a) alle Ereignisse b) nur Ereignisse, bei denen der $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfallsvertex innerhalb des SVX ist. (Ereignisse, bei denen der $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfallsvertex ausserhalb des SVX ist, zeigt Abb 5.2 a).)

5.2 Akzeptanzkorrektur für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

Wenn ein K_L^0 durch das Kalorimeter fliegt, bleibt es entweder unbemerkt oder es reagiert mit dem Detektormaterial und simuliert ein oder mehrere PEDs. Da der hadronische Wirkungsquerschnitt für K_L^0 -Mesonen im *CsI* unbekannt sind, müssen sich die GEANT-Simulationen auf Berechnung verschiedener Modelle stützen. Um dieses Problem zu lösen, wurden zwei hadronische Programmpakete FLUKA [48] und GEISHA [49] entwickelt. Es zeigt sich jedoch, dass die beiden Pakete nur unzureichend implementiert wurden und auch keine vernünftigen Ergebnisse liefern.

Anhand der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0$ [38] und $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K_L^0 \pi^0$ [50] wurde jedoch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des K_L^0 untersucht.

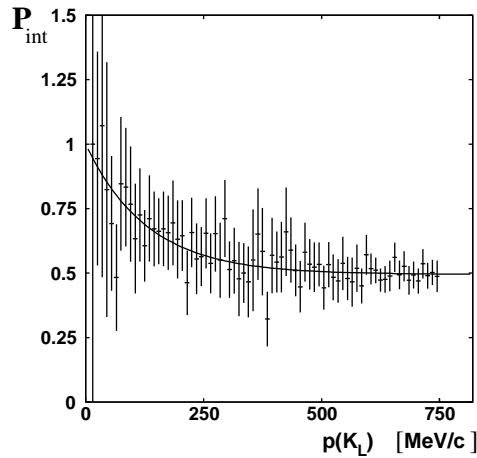


Abbildung 5.4: Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des K_L^0 im *CsI*-Kalorimeter aus [50]

Abbildung 5.4 zeigt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit P_{int} von K_L^0 -Mesonen im *CsI*-Kalorimeter. Die angepasste Kurve wurde folgendermassen parametrisiert:

$$P_{int} = A + (1 - A)e^{-p(K_L^0)/B} \quad (5.1)$$

mit:

- $A = 0,49 \pm 0,01$: absolute Wechselwirkungswahrscheinlichkeit
- $B = (145 \pm 28) \text{ MeV/c}$: Koeffizient in Exponenten
- $p(K_L^0)$: Impuls des K_L^0

Daraus ergibt sich eine mittlere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des K_L^0 von $(53 \pm 1)\%$ über den gesamten Dalitzplot.

Die Wahrscheinlichkeit, ein K_L^0 zu finden, umfasst zusätzlich die Überlebenswahrscheinlichkeit des K_L^0 s:

$$P_{surv} = e^{-r_0/c\gamma\beta\tau} \quad (5.2)$$

mit:

$$\begin{aligned} r_0 = 0,4m & \quad : \text{mittlere Distanz zwischen Target und Kristallen} \\ c \cdot \beta & \quad : \text{Geschwindigkeit des } K_L^0\text{s, } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ \tau = 5,1 \cdot 10^{-8}s & \quad : \text{Lebensdauer des } K_L^0\text{s} \end{aligned}$$

Um die Rekonstruktionseffizienz und die Variation der Akzeptanz in Abhängigkeit der verschiedenen Selektionsschritte zu studieren, wurden 1,5 Mio $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ Ereignisse homogen im Phasenraum verteilt generiert. Diese Monte-Carlo-Ereignisse wurden mit dem gleichen Analyseprogramm wie die Daten behandelt. In Tabelle 5.1 sind die einzelnen Schritte der Selektion zusammengefasst.

Kriterium	verbleibende Ereignisse
Ereignisse auf Band	1500000
Ereignisse mit 1 Cluster im SVX	576831
Ereignisse mit 3 goldenen Spuren	267099
Ereignisse mit Gesamtladung = -1	224377
Ereignisse mit 1 Photon	46484
$CL > 10\%$	43782
Vertex $> 1,3$ cm	41108
$\cos\theta > 0,75$	39393
Spekt.Imp. < 100 MeV	10149

Tabelle 5.4: Die Ergebnisse der Selektion der MC-Ereignisse für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

Der Dalitzplot des $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ -MC-Datensatzes ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Die globale Akzeptanz in diesem Kanal ist $\varepsilon = (6,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$.

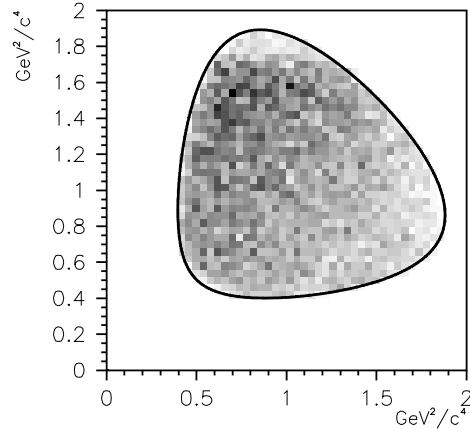


Abbildung 5.5: Dalitzplot des $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ -MC-Datensatzes

5.3 Untergrundabschätzung

Als Untergrund werden Ereignisse bezeichnet, die zwar kinematisch nicht den Ereignissen des selektierten Kanals entsprechen, aber trotzdem die Selektion vollständig durchlaufen können. Dies kann passieren, wenn ein Ereignis die gleiche Signatur wie einer der untersuchten Kanäle aufweist und infolge einer Fehlzurordnung der Teilchen die kinematische Anpassung überstehen konnte. Darüber hinaus kann es vorkommen, dass nicht identifizierte Split-Offs ein zusätzliches γ -Quant vortäuschen oder einzelne Photonen nicht nachgewiesen wurden. Letzteres kann dadurch geschehen, dass ein γ -Quant den Detektor in Richtung des Strahlrohrs verlässt, dass die in den Kristallen deponierte Energie für eine Rekonstruktion nicht ausreicht oder dass ein PED irrtümlich als Split-Off identifiziert wird. Bei dem geladenen Teilchen kann es passieren, dass zwei Teilchen so nahe beieinander liegen, dass sie nur als ein Teilchen identifiziert werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass ein geladenes Teilchen aus einer $\bar{p}p$ -Annihilation nicht gemessen wird, und somit ein Zerfall mit drei Spuren rekonstruiert wird.

Zur Untersuchung des Untergrunds wurden von jedem möglichen Untergrundkanal der einzelnen Zerfallskanäle homogen im Phasenraum verteilte Monte-Carlo-Ereignisse produziert und der gleichen Analyseketten unterzogen wie die realen Daten. Dabei zeigte sich, dass die Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ sehr wenig Untergrund aufweisen, was wohl von der guten Selektion durch die Triggerbedingung eines verschobenen Vertex erreicht wird.

Bei dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ sieht das leider anders aus. Wie bei anderen Kanälen, die ein K_L^0 enthalten, z.B. [51], [27] gibt es einen relativ hohen Untergrundsanteil. Speziell ist hier der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ mit einem Prozentsatz von 16% zu nennen. Zur detaillierten Studie des Untergrundes sei auf Anhang B verwiesen.

Kapitel 6

Die absoluten Verzweigungsverhältnisse

Aus allen bisherigen Informationen lässt sich nun das absolute Verzweigungsverhältnis (*branching ratio*) $BR(\bar{p}n \rightarrow \bar{K}K\pi)$ bei der Antiproton-Neutron-Annihilation in Ruhe in den untersuchten Kanal bestimmen.

Dazu werden sogenannte „minimum bias“-Daten verwendet. Diese Daten wurden mit dem allgemeinsten aller Trigger aufgenommen, der nur ein in das Target fliegendes \bar{p} verlangt, das am Ende des Targets nicht mehr nachweisbar ist. Im April 1996 wurden mehr als 1,3 Mio. solcher Daten abwechselnd zu den hier analysierten „1 \rightarrow 3“-getriggerten Daten aufgenommen.

Die Ergebnisse der Selektion zeigt Tabelle 6.1.

Diese Ereignisse wurden durch die gleichen Selektionsschritte geführt. Als Ergebnis enthielten die Dalitzplots jeweils:

- 20 Ereignisse $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ (siehe Abb.6.1 a)
- 4 Ereignisse $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ (siehe Abb.6.1 b)
- 5 Ereignisse $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ (siehe Abb.6.1 c)

Die Akzeptanz bzw. Ereignisdichte über den gesamten Dalitzplot kann nicht einfach als eine globale Rekonstruktionseffizienz angenommen werden, sondern jedes Ereignis muss individuell akzeptanzkorrigiert werden. Dazu geht man folgendermaßen vor:

$$\varepsilon_i = \frac{N_{mc-rec_i}}{N_{mc-gen_i}} \quad \text{mit} \quad N_{mc-gen_i} \approx \frac{N_{mc-tot}}{N_{Bin}} \quad (6.1)$$

Kriterium	verbleibende Ereignisse
Ereignisse auf Band	1338324
Ereignisse mit 1 Cluster im SVX	100585
Ereignisse mit 3 goldenen Spuren	3721
Ereignisse mit Gesamtladung = -1	1789
Ereignisse mit 1 Photon	169
Ereignisse mit 2 Photonen	252
Ereignisse mit 3 Photonen	285
Ereignisse mit 4 Photonen	273
Ereignisse mit 5 Photonen	215

Kriterium	verbleibende Ereignisse		
	in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	in $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$
Endhypo. > 10%	36	17	40
Vertex > 1, 3 cm	34	13	38
$\cos\theta > 0,75$	33	12	34
Spekt.Imp. < 100 MeV	21	4	5
dE/dx -Schnitt	20	-	-

Tabelle 6.1: Die Selektionsergebnisse der *minimum bias* Daten der einzelnen Kanäle

$$N_{corr_i} = \frac{N_i}{\varepsilon_i} \quad (6.2)$$

$$N_{mb-corr} = \sum_{i=1} N_{corr_i} \quad (6.3)$$

- N_i : Anzahl der *minimum bias* Ereignisse in Bin i
- N_{mc-rec_i} : rekonstruierte Monte-Carlo-Ereigniszahl in Bin i
- N_{mc-gen_i} : generierte Monte-Carlo-Ereigniszahl in Bin i
- N_{mc-tot} : Gesamtanzahl von generierten Monte-Carlo-Ereignissen
- N_{Bin} : Gesamtanzahl der Bins im Dalitz-Plot
- N_{corr_i} : korrigierte *minimum bias* Ereigniszahl in Bin i
- $N_{mb-corr}$: korrigierte *minimum bias* Gesamtanzahl

Die berechneten korrigierten *minimum bias* Ereigniszahlen finden sich in Tabelle 6.2. Der Fehler ist systematischer Natur und ist hauptsächlich durch die geringe Statistik, durch Annihilationen außerhalb des Targets ($\pm 1\%$) und durch Annihilationen im Fluge ($5.7 \pm 1.1\%$) [52] gegeben.

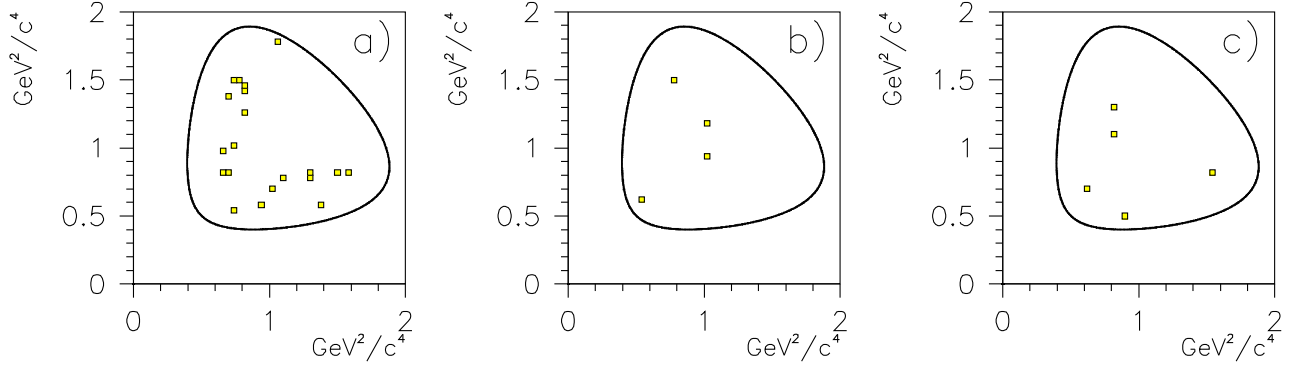


Abbildung 6.1: Die Dalitzplots der aus *minimum bias* Daten erhaltenen Ereignisse für die Kanäle a) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ b) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ c) $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$.

Kanal	korrigierte <i>minimum bias</i> Ereigniszahl
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	705 \pm 157
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	213 \pm 70
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	486 \pm 211

Tabelle 6.2: Die korrigierten *minimum bias* Ereigniszahlen

Für die Verzweungsverhältnisse folgt dann mit

$$\begin{aligned}
 BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0) &= \frac{1}{N_0 \cdot BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \cdot s_{\bar{p}n}} N_{mb-corr} \\
 BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-) &= \frac{1}{N_0 \cdot BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \cdot BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) \cdot s_{\bar{p}n}} N_{mb-corr} \\
 BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-) &= \frac{1}{N_0 \cdot P_{int} \cdot BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \cdot s_{\bar{p}n}} N_{mb-corr}
 \end{aligned} \tag{6.4}$$

N_0 : *minimum bias* Ereigniszahlen auf Band

$s_{\bar{p}n}$: Anteil von $\bar{p}n$ -Reaktionen bei der $\bar{p}d$ -Annihilation ($s_{\bar{p}n} = 0,43 \pm 0,03$)

P_{int} : Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des K_L^0 (siehe Abschnitt 5.2).

Da die $\bar{N}N$ -Wechselwirkung für Isospin $I = 0$ eine stärkere Anziehung aufweist, als für $I = 1$ kommt es zu einer bevorzugten Annihilation am Proton [95].

Das Antiproton-Deuterium annihiliert deshalb mit einer Wahrscheinlichkeit von $(0,43 \pm 0,03)$ [53] in $\bar{p}n$ mit einem Proton als Spektarteilchen.

Ein Vergleich mit Bettini et al. [54] und früheren CB-Ergebnissen [55] (siehe Tabelle 6.3) zeigt, dass die Ergebnisse innerhalb ihrer Fehlergrenzen übereinstimmen.

Kanal	Bettini et al. [$\cdot 10^4$]	CB-Ergebnisse [$\cdot 10^4$]	diese Analyse [$\cdot 10^4$]
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	$18,0 \pm 2,1$	$19,8 \pm 3,0$	$17,6 \pm 4,1$
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	$14,7 \pm 2,0$	–	$15,8 \pm 9,5$
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$	$21,2 \pm 3,6$	–	$21,2 \pm 9,3$

Tabelle 6.3: Vergleich der gemessenen Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Kanäle.

Es ergibt sich ein mittleres Verzweigungsverhältnis von:

$$BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0) = (18,6 \pm 1,6) \cdot 10^{-4} \quad (6.5)$$

$$BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-) = (14,8 \pm 2,0) \cdot 10^{-4} \quad (6.6)$$

$$BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-) = (21,2 \pm 3,4) \cdot 10^{-4} \quad (6.7)$$

Wie sich in Tabelle 6.3 erkennen läßt, ergeben sich nur für die Analyse $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ verwertbare Ereignisse, da bei den anderen beiden Analysen die Anzahl der Ereignisse im Dalitzplot sehr gering ist, sodass sich sehr große Fehler ergeben.

Aus den mit dem Trigger erhaltenen Ereigniszahlen lassen sich jedoch die Verhältnisse der Verzweigungsverhältnisse bestimmen.

Da gilt:

$$BR(Kanal) = \frac{N_{DP-trig} \cdot \bar{p}_{int}}{\varepsilon} \quad (6.8)$$

wobei \bar{p}_{int} die Anzahl der eintreffenden Antiprotonen darstellt, ergeben sich die Verhältnisse der Verzweigungsverhältnisse zu:

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-)}{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0)} = 0,84 \pm 0,06 \quad (6.9)$$

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-)}{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0)} = 1,8 \pm 0,3 \quad (6.10)$$

$$(6.11)$$

Diese Werte stimmen mit den Verhältnissen der Blaskammerarbeiten [54]:

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-)}{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0)} = 0,8 \pm 0,1 \quad (6.12)$$

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-)}{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0)} = 1,2 \pm 0,3 \quad (6.13)$$

$$(6.14)$$

innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Aufgrund der gemessenen *minimum bias* Zerfallsraten lässt sich der Anreicherungsfaktor des K_S^0 -Triggers c_{trig} berechnen:

$$c_{trig} = \frac{N_{DP-trig} \cdot N_{mb-tot}}{N_{0-trig} \cdot \varepsilon \cdot N_{mb-corr}} \quad (6.15)$$

$N_{DP-trig}$: Anzahl der K_S^0 -getriggerten Ereignisse im Dalitzplot

N_{0-trig} : Anzahl der K_S^0 -getriggerten Ereignisse auf Band

ε : globale Akzeptanzen aus 5.1 und 5.2

N_{mb-tot} : Anzahl *minimum bias* Ereignisse auf Band

$N_{mb-corr}$: korrigiertem *minimum bias* Gesamtereigniszahlen

Kanal	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$
$N_{DP-trig}$	16536	5805	6229
N_{0-trig}	5226252	5226252	5226252
ε	$(3,59 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$	$(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$	$(0,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
N_{mb-tot}	1338324	1338324	1338324
$N_{mb-corr}$	705 ± 157	213 ± 70	486 ± 211
c_{trig}	167 ± 37	465 ± 156	468 ± 213

Tabelle 6.4: Zur Berechnung des Anreicherungsfaktors des K_S^0 -Triggers c_{trig} .

Wenn man die Unterschiede in den absoluten Verzweigungsverhältnissen und in den Akzeptanzen der einzelnen Kanäle berücksichtigt, so stimmen die Anreicherungsfaktoren der einzelnen Kanäle innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein.

Die errechneten Anreicherungsfaktoren von 167 bzw. 465 bzw. 468 (siehe Tabelle 6.4) bedeuten es müssten 167 bzw. 465 bzw. 468 mal mehr *minbias* Daten auf Band geschrieben werden, um die gleiche Anzahl von $\bar{p}n \rightarrow K \bar{K} \pi$ -Ereignisse zu erhalten, wie die mit dem K_S^0 -Trigger aufgezeichneten Daten.

Kapitel 7

Physikalische Grundlagen der Antiproton-Nukleon Annihilation

Das theoretische Verständnis von $\bar{p}N$ -Annihilationen bei kleinen Energien hinkt den experimentellen Ergebnissen stark hinterher. Dies liegt hauptsächlich daran, dass die Quantenchromodynamik (QCD) im Niederenergiebereich nicht direkt anwendbar ist, da die Farb-Kopplungskonstanten zu groß für Störungsrechnungen werden.

Das kurzlebige elektromagnetisch gebundene System aus Antiprotonen und Nukleonen kann quantenmechanisch auf ähnliche Weise behandelt werden wie das Positronium. Da das Antiproton-Nukleon-System jedoch aus hadronischen Komponenten besteht, ist zur vollständigen Charakterisierung eines Zustandes neben Spin- und Bahndrehimpulsquantenzahl noch der Isospin nötig.

Die starke Wechselwirkung, erklärt neben dem Gesamtdrehimpuls J und dem Isospin I noch die Paritäts P , und, falls das Antiproton-Nukleon-System vor der Annihilation in einem Eigenzustand zur Ladungskonjugation war, auch die C -Parität und in jedem Fall auch die G -Parität. Zusätzlich sind Ladungs-, Leptonen- und Baryonenzahl erhalten.

7.1 Vernichtung aus der S - und P -Welle

Die aus dem LEAR extrahierten Antiprotonen treffen im Detektor auf das mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium gefüllte Target. Hier werden die Antiprotonen durch Stöße mit dem Targetmaterial so lange abgebremst, bis ihre Energie in etwa der Bindungsenergie der Elektronen entspricht, und sie von einem Wasserstoffmolekül unter Abgabe eines Hüllenelektrons eingefangen werden können (äußerer Augereffekt). Dadurch bildet sich antiprotonischer Wasserstoff bzw. antiprotonisches Deuterium.

Das \bar{p} befindet sich beim Einfang in einem hochangeregten Zustand mit der Hauptquantenzahl:

$$n_{\bar{p}} = \sqrt{\frac{m_{Proton}}{2m_{Elektron_{red}}}} \approx \sqrt{1000} \approx 30 \quad (7.1)$$

wobei $m_{Proton}/2$ die reduzierte Masse des $\bar{p}p$ -Systems und $m_{Elektron_{red}}$ die reduzierte Masse des Elektrons ist. Die Drehimpulsquantenzahl ist $L \approx 30$. Im allgemeinen regt sich dieser angeregte Zustand mittels radiativer Übergänge bis zum Zeitpunkt der Vernichtung ab. Vernichtung wird dann wahrscheinlich, wenn ein \bar{p} und ein Nukleon sich genügend nahe kommen (Reichweite der starken Wechselwirkung). Die Vernichtung findet daher nur aus Zuständen mit $L \leq 1$ statt, nur für diese überlappen die räumlichen Wellenfunktionen von \bar{p} und N genügend stark.

In gasförmigem Wasserstoff oder Deuterium mit geringem Druck wird der 1P ($L = 1$) Zustand zuerst erreicht, deshalb findet Annihilation vermehrt aus der P-Welle statt. Geht man zu höheren Drücken oder gar zu flüssigem H_2 oder D_2 , steigt die Anzahl der Zusammenstöße mit den Nachbaratomen. Hier treten zusätzliche druckabhängige Effekte auf (externer Augereffekt, Starkeffekt, chemische Effekte), die dafür sorgen, dass der Übergang in den atomaren S-Zustand schneller erfolgt, als die Annihilation aus dem P-Zustand und somit die Annihilation bevorzugt aus einem atomaren S-Niveau erfolgt [56, 57] (siehe Abb.7.1).

Bei der Annihilation in Deuterium muss man zusätzlich berücksichtigen, dass sich das \bar{p} zwar bezüglich des (pn) -Kernes in einem bestimmten Drehimpulszustand befindet, dieser aber nicht unbedingt mit dem Drehimpulszustand des Nukleons, an dem die Annihilation stattfindet, gleichzusetzen ist. Bedingt durch die Fermibewegung der Nukleonen kann die Annihilation am Nukleon selbst dann noch aus der P-Welle geschehen, wenn sich das Antiproton bezüglich des Deuterons in einer S-Welle befindet; dies gilt auch für den entgegengesetzten Vorgang.

Die Antiproton-Neutron-Annihilation ist experimentell über die Untersuchung von Reaktionen des Typs $\bar{p}d \rightarrow Xp$ am Deuteron zugänglich. X bezeichnet dabei ein System aus einem oder mehreren Mesonen. Bis zu Impulsen von etwa 250 MeV/c sind die experimentell bestimmten Impulsspektren der Endzustandsprotonen mit der Annahme der Annihilation an quasi-freien Neutronen verträglich, bei denen die zurückbleibenden Protonen als sogenannte Spektator(Zuschauer)-Teilchen nicht direkt an der Reaktion beteiligt sind. In diesem Fall ist die Impulsverteilung der Spektator-Protonen im wesentlichen (bis auf einen Phasenraumfaktor) durch die Wellenfunktion des Deuterons gegeben, die ein Maximum bei kleinen Impulsen von etwa 80 MeV/c hat und bei hohen Impulsen schnell abfällt.

Bizarri et al. [58] haben am Beispiel eines $5\pi^0$ -Endzustandes, unter der Annahme, dass die Annihilation aus dem S-Orbital dominiert, berechnet, dass ein P/S-Wellenverhältnis von 0,4 zu erwarten ist. Abbildung 7.2 zeigt weiterhin, dass der P-Wellen-Anteil der Annihilation stark mit dem Impuls des Spektator-Teilchens korreliert ist. Durch Begrenzung des maximalen Spektator-

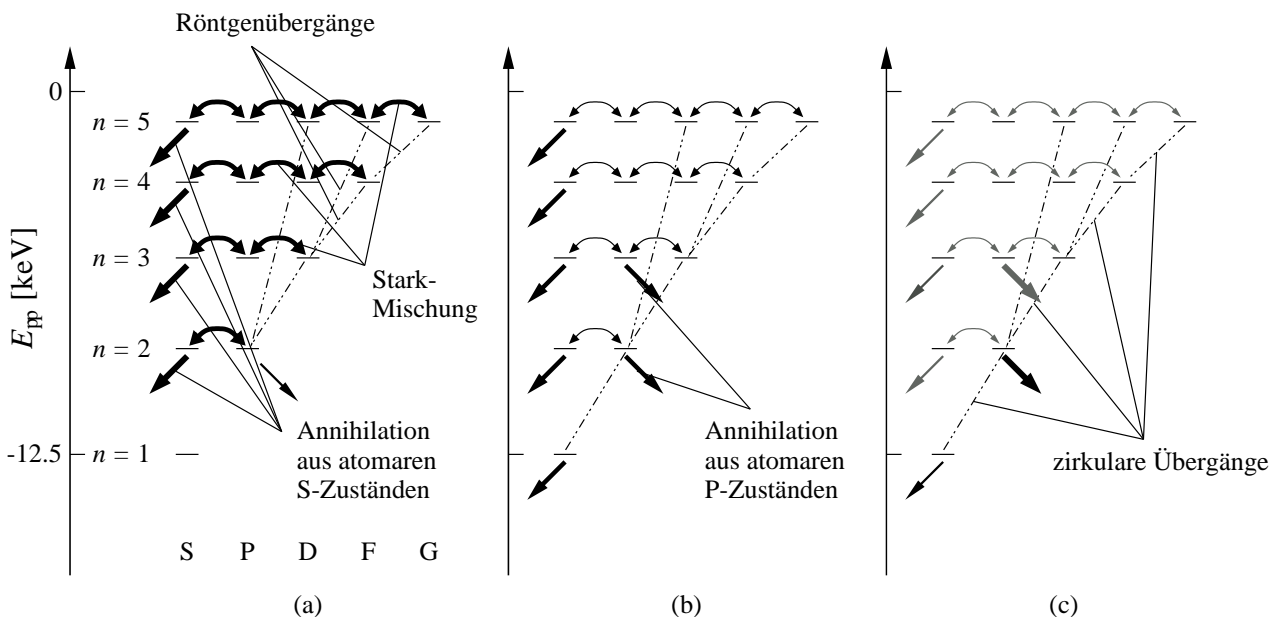


Abbildung 7.1: Atomare Kaskade des $\bar{p}N$ -Systems unmittelbar vor seiner Annihilation in Abhängigkeit von den äusseren Bedingungen: a) Flüssiger Wasserstoff oder Deuterium: Hier dominiert der Stark-Effekt, der die Mischung von Zuständen gleicher Haupt- aber verschiedener Drehimpuls-Quantenzahlen bewirkt. Dies führt zu einem hohen Anteil von S-Wellen-Annihilationen. K-Röntgenübergänge werden nicht beobachtet. b) Gasförmiger Wasserstoff oder Deuterium: Zirkulare Kaskaden werden wichtig, was bewirkt, dass Vernichtungen aus der S- und der P-Welle mit ungefähr gleicher Häufigkeit auftreten. c) Bei einem Gasdruck von 300 mbar verlieren die durch den Stark-Effekt ausgelösten Übergänge an Bedeutung. Hier dominiert die P-Wellen-Annihilation.

Impulses sollte es daher möglich sein, den P-Wellenanteil von vornherein zu reduzieren.

7.2 Isobar-Modell

Im Zweikörper-Isobar-Modell [59, 60], wird die $\bar{p}N$ -Annihilation über Zwischenzustände, die aus zwei Mesonen bestehen, beschrieben. Es basiert auf der experimentellen Beobachtung, dass jeder n -Teilchen-Endzustand durch eine Folge sukzessiver Zerfälle in zwei Mesonen, Resonanzen oder stabile Hadronen, sogenannte Isobare, und einem oder mehreren Zuschauer- bzw. Spektator-Mesonen, die davonfliegen, ohne das Zweiteilchensystem weiter zu beeinflussen, beschrieben werden kann. Die Isobare zerfallen dann weiter in zwei Mesonen.

Im Fall von $n = 3$ Teilchen im Endzustand, wie bei den in dieser Arbeit untersuchten Kanälen, heißt das, der $\bar{p}n$ -Anfangszustand zerfällt in eine Resonanz, das Isobar und ein weiteres Meson, den Spektator; die Resonanz zerfällt weiter in zwei „stabile“ Mesonen, wodurch man

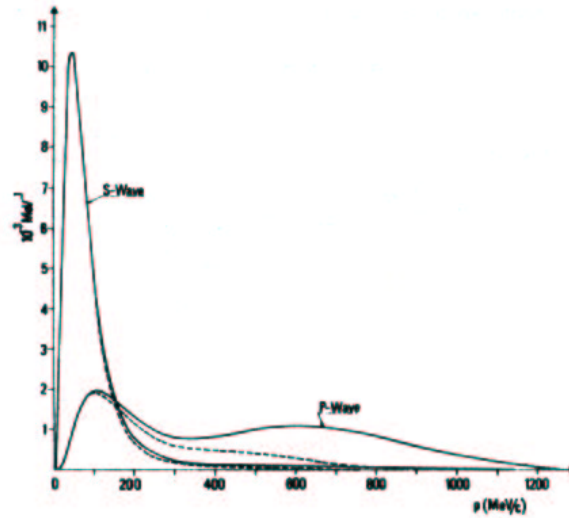


Abbildung 7.2: Die Annihilationsanteile der $\bar{p}n$ -S- und P-Welle aus dem $\bar{p}d$ -S-Orbital in Abhängigkeit des Spektator-Impulses. Die gestrichelte Kurve zeigt die entsprechende Verteilung für einen $5\pi^0$ -Endzustand unter der Annahme, dass die Energieabhängigkeit der Annihilation allein durch das Phasenraumgewicht bestimmt ist (aus [58]).

zu dem Drei-Körper-Endzustand kommt (siehe Abb. 7.3).

Die Dynamik und der Drehimpuls des Isobars diktiert die finale Form des Dalitzplots. Für ein bestimmtes Isobar, d.h. eine Resonanz in einem Dalitzplot, beobachtet man entlang einer Achse des Dalitzplots das dynamische Verhalten, das normalerweise durch eine Breit-Wigner-Funktion oder eine \hat{K} -Matrix beschrieben wird. Entlang der dazu senkrechten Achse beobachtet man die Spin-Paritätsfunktion, eine Funktion von verschiedenen Drehimpulsen der Teilchen, dem Gesamtdrehimpuls und den Clebsch-Gordan-Koeffizienten. Spinlose Resonanzen (Isobare) zeigen eine flache Verteilung entlang dieser senkrechten Achse, während Vektor- und Tensor-Resonanzen Verteilungen aufweisen, die sich am ehesten durch die Buchstaben „U“ oder „W“ beschreiben lassen.

Diese Analyse befasst sich mit $\bar{p}n \rightarrow \bar{K}K\pi$ -Systemen. In diesen 3-Körper-Reaktionen zeigen sich zwei verschiedene Arten von Isobaren, die nicht-seltsamen $\bar{K}K$ -Isobare und die seltsamen $K\pi$ -Isobare.

Die besondere Wahl des $\bar{p}n \rightarrow \bar{K}K\pi$ -Systems bestimmt, welche Isobare gefunden werden können und welche Anfangszustände möglich sind.

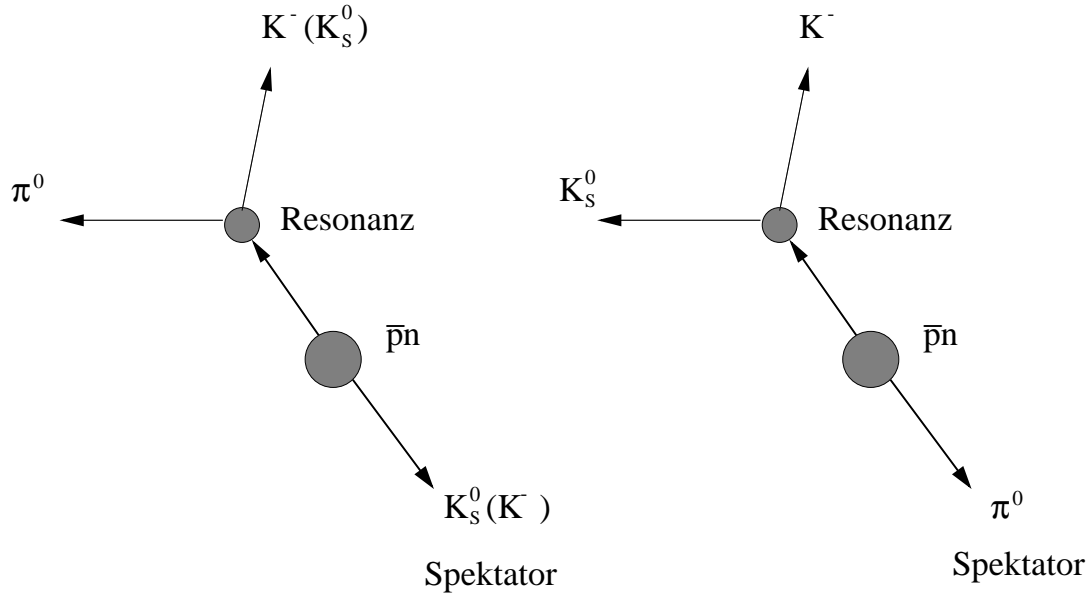


Abbildung 7.3: Die möglichen Zerfallsprozesse im Isobarenmodell exemplarisch am Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_s^0 K^- \pi^0$. Die anderen Kanäle folgen analog.

7.3 Erhaltungsgrößen und Termschema

Zum Zeitpunkt der Annihilation befindet sich das Antiproton-Nukleon-System in einem Zustand mit definiertem Gesamtdrehimpuls J . Die Spins von \bar{p} und eines der beiden Nukleonen bilden den Gesamtspin $S = 0$ oder $S = 1$, welcher dann mit dem relativen Bahndrehimpuls L addiert den Gesamtdrehimpuls ergibt. Diese drei Quantenzahlen spezifizieren bis auf den Isospin den Ausgangszustand der Antiproton-Nukleon-Vernichtung vollständig und werden in Anlehnung an die Atomspektroskopie mit dem Termschema:

$${}^{2S+1}L_J \quad (7.2)$$

bezeichnet, wobei für die Bahndrehimpulse $L = 0, 1, 2, 3$ die Buchstaben S, P, D, F eingesetzt werden

7.3.1 Parität

Das Antiproton-Nukleon-System wird durch die Gesamtwellenfunktion ψ beschrieben. Zur Raumspiegelung am Koordinatenursprung (Inversion) gehört der unitäre Operator P (Paritätsoperation) im Zustandsraum. Das Verhalten von ψ bei einer Paritätsoperation hängt nur vom

relativen Bahndrehimpuls L ab. Wie beim Wasserstoffatom wird der vom Drehimpuls abhängige Teil der Wellenfunktion durch die Kugelfunktion $Y_L^m(\theta, \phi)$ beschrieben, deren Parität $(-1)^L$ ist. Da Fermion und Antifermion entgegengesetzte Eigenparität besitzen, ergibt sich für den Paritäts-Eigenwert des $\bar{p}N$ -Systems:

$$P(\bar{p}N) = (-1)^{L+1} \quad (7.3)$$

Für zwei Mesonen M_1 und M_2 gilt:

$$P(M_1M_2) = P(M_1)P(M_2) \cdot (-1)^L \quad (7.4)$$

7.3.2 C-Parität

Der Operator der Ladungskonjugation C überführt ein Teilchen in ein Antiteilchen, indem er das Vorzeichen aller ladungsartigen Quantenzahlen umkehrt.

Die Gesamtwellenfunktion eines Fermion-Antifermion-Systems, wie z.B. $\bar{q}q$ oder $\bar{p}p$ lässt sich in einen Ortsteil $\phi(\vec{r})$, einen Spinanteil $\alpha(S)$ und einen ladungsabhängigen Teil $\chi(q)$ separieren.

Dem verallgemeinerten Pauli-Prinzip zufolge muss die Gesamtwellenfunktion unter Vertauschung der beiden Fermionen (Index 1 und 2) das Vorzeichen ändern, d.h. sie verhält sich asymmetrisch:

$$\phi(\vec{r}) \cdot \alpha(S) \cdot \chi(q) \xleftrightarrow{1 \leftrightarrow 2} -\phi(\vec{r}) \cdot \alpha(S) \cdot \chi(q) \quad (7.5)$$

Für die Ortswellenfunktion gilt wie oben $\phi(\vec{r}) \xleftrightarrow{1 \leftrightarrow 2} (-1)^L \phi(\vec{r})$. Der Triplettzustand ($S = 1$) des Spinanteils ist symmetrisch, der Singulettzustand ($S = 0$) antisymmetrisch, deshalb gilt $\alpha(S) \xleftrightarrow{1 \leftrightarrow 2} (-1)^{S+1} \alpha(S)$. Der ladungsabhängige Teil verhält sich bei Vertauschung von Fermion und Antifermion, genau wie bei einer Anwendung des C -Operators, womit der Eigenwert der Ladungskonjugation definiert wird: $\chi(q) \xleftrightarrow{1 \leftrightarrow 2} C \cdot \chi(q)$. Da das Produkt dieser drei Eigenwerte gleich -1 sein muss, folgt:

$$C(\bar{p}N) = (-1)^{L+S} \quad (7.6)$$

7.3.3 Isospin

Ursprünglich wurde der Formalismus des Isospins am Proton und am Neutron entwickelt, die als verschiedene Ladungszustände desselben Teilchens, des Nukleons angesehen werden können. Sie werden als Teilchen mit dem selben „Isospin“ ($I = \frac{1}{2}$) beschrieben und unterscheiden sich nur in der z -Komponente des Isospinanteils ihrer Wellenfunktion. Analog dem intrinsischen Fermionspin ist der Isospin des Nukleons ein Zweierspinor und gehorcht derselben Drehimpulsalgebra.

Dabei ist der Generator \hat{I}_y einer der drei Isospinoperatoren, die den gleichen Vertauschungsbeziehungen gehorchen wie die Drehimpulsoperatoren:

$$[\hat{I}_j, \hat{I}_k] = i\varepsilon_{jkl}\hat{I}_l \quad (7.7)$$

Die Verknüpfung von Isospins mehrerer Teilchen erfolgt analog dem Gesamtspin nach den Regeln der Vektoraddition unter Verwendung der Clebsch-Gordan-Koeffizienten. In der starken Wechselwirkung ist der Isospin erhalten, nicht aber in schwachen oder elektromagnetischen Prozessen.

Im Allgemeinen ist der Zusammenhang der z -Komponente, der Hyperladung $Y = B + S$ (B : Baryonenzahl, S : Strangeness) mit der Ladung Q eines Teilchens gegeben durch:

$$Q = \frac{1}{2}Y + I_3 \quad (7.8)$$

7.3.4 G -Parität

Da der C -Operator mit den Ladungsoperatoren nicht vertauscht, haben nur solche Zustände eine definierte C -Parität, die in allen Ladungszahlen neutral sind. Da sich die hier vorliegende Analyse mit $\bar{p}n$ -Systemen befasst, kann man in diesem Fall die C -Paritätserhaltung nicht anwenden. Es gibt aber eine entsprechende Symmetrie der Wellenfunktionen, die G -Parität: Der G -Paritätsoperator setzt sich zusammen aus einer Hintereinanderausführung von einer Drehung im Isospinraum um 180° um die y -Achse und anschließender Ladungskonjugation:

$$G = C e^{-i\pi\hat{I}_y} \quad (7.9)$$

Wenn das Proton-Nukleon-System Eigenzustand von C ist, berechnen sich die G -Eigenwerte zu:

$$G(\bar{p}N) = (-1)^{L+S+I} = C \cdot (-1)^I \quad (7.10)$$

Pionen und $K\bar{K}$ -Resonanzen sind im Gegensatz zu Kaonen Eigenzustände von G .

7.4 Anfangszustände des Antiproton-Nukleon-Systems

Proton und Neutron bilden bezüglich ihres Isospins ein Dublett (p,n) :

$$\begin{aligned} \text{für das Proton:} \quad & |I, I_z\rangle = \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle = |p\rangle \\ \text{für das Neutron:} \quad & |I, I_z\rangle = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = |n\rangle \end{aligned}$$

Um Isospin-Eigenzustände des Systems Antiproton-Nukleon zu bilden, muss ein Antiteilchen-Dublett gefunden werden, das sich in exakt der gleichen Weise transformiert wie das Teilchen-dublett. Dies ist der Fall für ein Antiteilchen-Dublett der Form $(-\bar{n}, \bar{p})$:

$$\begin{aligned} \text{für das Antiproton:} \quad & |\bar{p}\rangle = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \\ \text{für das Antineutron:} \quad & -|\bar{n}\rangle = -\left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

Für das Nukleon-Antinukleon-System ergeben sich somit folgende Isospin-Anfangszustände:

$$|I, I_z\rangle = |1, 1\rangle = -|\bar{n}\rangle|p\rangle = -|\bar{n}p\rangle \quad (7.11)$$

$$|1, 0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|\bar{p}p\rangle - |\bar{n}n\rangle) \quad (7.12)$$

$$|1, -1\rangle = |\bar{p}n\rangle \quad (7.13)$$

$$|0, 0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|\bar{p}p\rangle + |\bar{n}n\rangle) \quad (7.14)$$

Daraus ergibt sich für die $\bar{p}p$ -Wellenfunktion:

$$|\bar{p}p_{phys}\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|0, 0\rangle - |1, 0\rangle) \quad (7.15)$$

d.h. der $|\bar{p}p\rangle$ -Anfangszustand hat sowohl einen $I = 1$, wie auch einen $I = 0$ Anteil. Gleichung 7.15 gilt jedoch nach Referenz [61] nicht exakt, da außerdem noch Prozesse wie $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ auftreten können. Deshalb ist das Verhältnis von $I = 1$ zu $I = 0$ nicht mehr durch die Isospin-Relation festlegbar, sondern muss experimentell bestimmt werden [61].

Im Gegensatz zu $\bar{p}p$ -Systemen hat das $\bar{p}n$ -System den entscheidenden Vorteil, dass hier ein reiner Isospin $I = 1$ Zustand vorliegt. Dadurch wird die Anzahl der möglichen Anfangszustände erheblich eingeschränkt.

Unter Einbeziehung des Isospins I , des Gesamtdrehimpulses J , der Parität P , der C -Parität C und der G -Parität G ergeben sich folgende Anfangszustände für das $\bar{p}p$ - bzw. das $\bar{p}n$ -System, jeweils dargestellt in dem Termschema (Gl.7.2) und in der spektroskopischen Notation $I^G(J^{PC})$, wie sie in der Teilchenphysik üblich ist.

In den in dieser Arbeit behandelten Reaktionen tritt der Anfangszustand 3P_0 bzw. $1^-(0^{++})$ aus Gründen der Quantenzahlerhaltung (siehe Tab. 7.6-7.8) nicht auf, sodass sich hier die Zahl der Anfangszustände auf 5 reduziert.

$^{2S+1}L_J$	$I^G(J^{PC})$		$^{2S+1}L_J$	$I^G(J^P)$
1S_0	$0^+(0^{-+})$	$1^-(0^{-+})$	1S_0	$1^-(0^-)$
3S_1	$0^-(1^{--})$	$1^+(1^{--})$	3S_1	$1^+(1^-)$
1P_1	$0^-(1^{+-})$	$1^+(1^{+-})$	1P_1	$1^+(1^+)$
3P_0	$0^+(0^{++})$	$1^-(0^{++})$	3P_0	$1^-(0^+)$
3P_1	$0^+(1^{++})$	$1^-(1^{++})$	3P_1	$1^-(1^+)$
3P_2	$0^+(2^{++})$	$1^-(2^{++})$	3P_2	$1^-(2^+)$

Tabelle 7.1: Mögliche $\bar{p}N$ -Anfangszustände links für das $\bar{p}p$ -System, rechts für das $\bar{p}n$ -System

7.5 Isospin und G - bzw. C -Parität der einzelnen Kanäle

Bei der Antiproton-Nukleon-Annihilation in einen bestimmten Zerfallskanal wird versucht, aus dem gemessenen Endzustand Rückschlüsse auf die in Kapitel 7.3 eingeführten Quantenzahlen Isospin, C - und G -Parität resonanter Zwischenzustände zu ziehen. Bei den hier untersuchten Kanälen zeigt sich, dass die Endzustände restriktive Aussagen über die Quantenzahlen von Resonanzen liefern und die Zahl der möglichen Anfangszustände, aber auch die Zahl der Zwischenzustände, stark eingeschränkt ist.

Analog zu Proton und Neutron (in Abschnitt 7.3.3) können die beiden leichtesten Quarks u und d als zwei Einstellungen eines leichten Quarkzustandes $|q\rangle$ angesehen werden. $|u\rangle$ und $|d\rangle$ bilden die Basisvektoren eines 2-dimensionalen komplexwertigen Vektorraumes. Physikalisch bedeutet dies, dass den u - und d -Quarks der Isospin $I = \frac{1}{2}$ mit den Einstellungen $\pm\frac{1}{2}$ für die z -Komponente I_z zugeordnet wird:

$$|u\rangle = \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle \quad (7.16)$$

$$|d\rangle = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (7.17)$$

Das s -Quark hat, ebenso wie die drei schwereren Quarks c , b und t den Isospin $I = 0$. Da ihre Massen sehr unterschiedlich sind, stellen die Quarks eigene Flavour-Zustände dar, die nicht mischen.

Die Wirkung des C - und des G -Operators auf die drei leichtesten Quarks u , d und s zeigt Tabelle 7.2

Wie in Kapitel 1.3 geschildert, können nahezu alle bekannten Mesonen als gebundene $q\bar{q}$ -Zustände verstanden werden.

Nach dem verallgemeinerten Pauli-Prinzip muss die Gesamtwellenfunktion eines Fermion-Antifermion-Systems antisymmetrisch unter Vertauschung der beiden Teilchen sein:

$Cu = +\bar{u}$	$Gu = +d$
$C\bar{u} = +u$	$G\bar{u} = +d$
$Cd = +\bar{d}$	$Gd = -\bar{u}$
$C\bar{d} = +d$	$G\bar{d} = -u$
$Cs = +\bar{s}$	$Gs = +\bar{s}$
$C\bar{s} = +s$	$G\bar{s} = +s$

Tabelle 7.2: Wirkung des C - und des G -Operators auf die drei leichtesten Quarks u , d und s

$$|q(1), \bar{q}(2)\rangle = -|\bar{q}(2), q(1)\rangle \quad (7.18)$$

(1) und (2) bezeichnen die räumlichen Zustände, die von den Quarks eingenommen werden. Ein $q\bar{q}$ -System kann als Produkt aus Farbwellenfunktion, Spin- und Flavourwellenfunktion beschrieben werden:

- Die Farbwellenfunktion ist immer symmetrisch.
- Pseudoskalare Mesonen weisen keinen Bahndrehimpuls auf und die Spins der beiden Quarks sind antiparallel, das bedeutet: die Spinwellenfunktion ist antisymmetrisch und deshalb muss die Flavourwellenfunktion unter Vertauschung der Quarks symmetrisch sein.
- Bei Vektormesonen stehen die beiden Spins parallel und weisen keinen Bahndrehimpuls auf. Da dadurch die Spinwellenfunktion bereits symmetrisch ist, muss die Flavourwellenfunktion bei Vertauschung von Quark und Antiquark antisymmetrisch werden.
- Skalare Mesonen und Tensormesonen besitzen die selben Symmetrieeigenschaften unter Vertauschung der Quarks, wie pseudoskalare Mesonen.

Damit lassen sich die Flavour-Wellenfunktionen der in den hier durchgeführten Analysen auftretenden Mesonen aufschreiben. In Tabelle 7.3 ist außerdem das Verhalten der Mesonen unter C - und G -Transformation aufgeführt.

Alle seltsamen Mesonen stellen sich erst bei einer zweifachen Anwendung von G als Eigenzustände heraus, was einer Rotation im Isospinraum um 2π entspricht und mit G^2 symbolisiert wird. Die Zustandsvektoren werden dabei nicht in sich überführt, sondern ändern ihr Vorzeichen, analog zu einer Drehung um 2π im Spinraum für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen. In Tabelle 7.3 ist zusätzlich auch das Ergebnis der G^2 -Operation aufgeführt.

Die hier behandelten Endzustände werden über die Reaktion $\bar{p}n \rightarrow R\pi \rightarrow K\bar{K}\pi$ oder über die Reaktion $\bar{p}n \rightarrow RK \rightarrow K\bar{K}\pi$ erhalten, wobei die Resonanz R im Zwischenzustand entweder eine $K\bar{K}$ oder eine $K\pi$ -Resonanz ist.

pseudoskalare und skalare Mesonen ($j=0$), Tensormesonen ($j=2$)						
Meson	I	I_z	Quark-Wellenfunktion	C	G	G^2
$K^+(K_{j+}^{*+})$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[u(1)\bar{s}(2) + \bar{s}(1)u(2)]$	$-K^-$	$+\bar{K}^0$	$-K^+$
$K^-(K_{j+}^{*-})$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}[s(1)\bar{u}(2) + \bar{u}(1)s(2)]$	$-K^+$	$-K^0$	$-K^-$
$K^0(K_{j+}^{*0})$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[d(1)\bar{s}(2) + \bar{s}(1)d(2)]$	$+\bar{K}^0$	$+K^-$	$-K^0$
$\bar{K}^0(\bar{K}_{j+}^{*0})$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[s(1)\bar{d}(2) + \bar{d}(1)s(2)]$	$+K^0$	$-K^+$	$-\bar{K}^0$
$\pi^+(a_j^+)$	1	+1	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[u(1)\bar{d}(2) + \bar{d}(1)u(2)]$	$-\pi^-$	$-\pi^+$	$+\pi^+$
$\pi^0(a_j^0)$	1	0	$+\frac{1}{2}[d(1)\bar{d}(2) - u(1)\bar{u} + \bar{d}(1)d(2) - \bar{u}(1)u(2)]$	$+\pi^0$	$-\pi^0$	$+\pi^0$
$\pi^-(a_j^-)$	1	-1	$-\sqrt{\frac{1}{2}}[d(1)\bar{u}(2) + \bar{u}(1)d(2)]$	$-\pi^+$	$-\pi^-$	$+\pi^-$
f_j	0	0	$+\sqrt{\frac{1}{12}}[d(1)\bar{d}(2) + u(1)\bar{u}(2) - 2s(1)\bar{s}(2) + d(1)d(2) + \bar{u}(1)u(2) - 2\bar{s}(1)s(2)]$	$+f_j$	$+f_j$	$+f_j$
Vektormesonen						
Meson	I	I_z	Quark-Wellenfunktion	C	G	G^2
K_{1-}^{*+}	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[u(1)\bar{s}(2) - \bar{s}(1)u(2)]$	$+K_{1-}^{*-}$	$-\bar{K}_{1-}^{*0}$	$-K_{1-}^{*+}$
K_{1-}^{*-}	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}[s(1)\bar{u}(2) - \bar{u}(1)s(2)]$	$+K_{1-}^{*+}$	$+K_{1-}^{*0}$	$-K_{1-}^{*0}$
K_{1-}^{*0}	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[d(1)\bar{s}(2) - \bar{s}(1)d(2)]$	$-\bar{K}_{1-}^{*0}$	$-K_{1-}^{*-}$	$-\bar{K}_{1-}^{*0}$
\bar{K}_{1-}^{*0}	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[s(1)\bar{d}(2) - \bar{d}(1)s(2)]$	$-K_{1-}^{*0}$	$+K_{1-}^{*+}$	$-K_{1-}^{*-}$
ρ^+	1	+1	$+\sqrt{\frac{1}{2}}[u(1)\bar{d}(2) - \bar{d}(1)u(2)]$	$+\rho^-$	$+\rho^+$	$+\rho^+$
ρ^0	1	0	$+\frac{1}{2}[d(1)\bar{d}(2) - u(1)\bar{u} - \bar{d}(1)d(2) + \bar{u}(1)u(2)]$	$-\rho^0$	$+\rho^0$	$+\rho^0$
ρ^-	1	-1	$-\sqrt{\frac{1}{2}}[d(1)\bar{u}(2) - \bar{u}(1)d(2)]$	$+\rho^+$	$+\rho^-$	$+\rho^-$
ϕ	0	0	$-\sqrt{\frac{1}{2}}[s(1)\bar{s}(2) - \bar{s}(1)s(2)]$	$-\phi$	$-\phi$	$+\phi$

Tabelle 7.3: Symmetrisierte Quarkwellenfunktionen und Verhalten unter C -, G - und G^2 -Transformation der im Rahmen dieser Arbeit auftretenden Mesonen

Mit Hilfe von Tabelle 7.3 lassen sich abhängig von der G -Parität und dem Isospin I der Resonanz ($I^G(R)$) folgende Wellenfunktionen für die Endzustände aufstellen (genaue Berechnung siehe Anhang D):

- Für die Reaktion $\bar{p}n \rightarrow R\pi \rightarrow K\bar{K}\pi$:

$I^G(\bar{p}n)$	$I^G(R)$	Wellenfunktion
1^-	1^+	$\sqrt{\frac{1}{8}}[K_L^0 K^- \pi^0\rangle + K_S^0 K^- \pi^0\rangle - K^- K_L^0 \pi^0\rangle - K^- K_S^0 \pi^0\rangle - K_L^0 K_S^0 \pi^-\rangle + K_S^0 K_L^0 \pi^0\rangle + K^+ K^- \pi^-\rangle - K^- K^+ \pi^-\rangle]$
1^-	0^+	$\frac{1}{2}[+ K_L^0 K_L^0 \pi^-\rangle + K_S^0 K_S^0 \pi^-\rangle + K^+ K^- \pi^-\rangle + K^- K^+ \pi^-\rangle]$
1^+	1^-	$\sqrt{\frac{1}{8}}[K_L^0 K^- \pi^0\rangle + K_S^0 K^- \pi^0\rangle + K^- K_L^0 \pi^0\rangle + K^- K_S^0 \pi^0\rangle + K_L^0 K_L^0 \pi^-\rangle - K_S^0 K_S^0 \pi^0\rangle + K^+ K^- \pi^-\rangle + K^- K^+ \pi^-\rangle]$
1^+	0^-	$\frac{1}{2}[- K_L^0 K_S^0 \pi^-\rangle + K_S^0 K_L^0 \pi^-\rangle - K^+ K^- \pi^-\rangle + K^- K^+ \pi^-\rangle]$

Tabelle 7.4: Eigenzuständen zu festen Isospin und G -Parität des $K\bar{K}\pi$ -Endzustandes, ausgedrückt durch Permutationen der einzelnen Endzustandsteilchen, abhängig von dem Isospin und der G -Parität ($I^G(R)$) der $K\bar{K}$ -Zwischenresonanz.

Da die Resonanz immer mit einem π^0 bzw. einem π^- kombiniert wird (beide haben die Quantenzahlen $I^G = 1^-$) ergeben sich die Wellenfunktionen in Tabelle 7.4. Anhand dieser Tabelle lässt sich bereits erkennen, welche der bekannten $q\bar{q}$ -Mesonen in welchen Kanälen zu erwarten sind (siehe Tabelle 7.5).

Kanal	I^G	Resonanzen
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	1^+	ρ
	1^-	a_0, a_2
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-\rangle$	0^+	f_0, f_2
	1^-	a_0, a_2
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-\rangle$	1^+	ρ
	0^-	ϕ

Tabelle 7.5: Mögliche nicht exotische $K\bar{K}$ -Resonanzen in den einzelnen Kanälen

		QZ $I^G J^P$ und $^{2s+1}L_J$ vom $\bar{p}n$ -Anfangszustand					
QZ von $K_S K_S^-$		1S_0	3S_1	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2
$I^G J^P$	L	1^-0^-	1^+1^-	1^+1^+	1^-0^+	1^-1^+	1^-2^+
1^-0^+ (a_0)	0	G	J	JP	PG	JPG	JPG
	1	JPG	P	o.k.	JG	G	JG
	2	JG	J	JP	JPG	JPG	PG
1^+1^- (ρ)	0	JP	PG	G	J	o.k.	J
	1	o.k.	G	PG	P	P	P
	2	JP	PG	G	J	o.k.	o.k.
1^-2^+ (a_2)	0	JG	J	JP	JPG	JPG	PG
	1	JPG	P	o.k.	JG	G	G
	2	G	o.k.	P	PG	PG	PG

Tabelle 7.6: Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $|\bar{K}K\rangle$ -Resonanzen, die aus den möglichen $\bar{p}n$ Anfangszuständen in den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^- \pi^0$ zerfallen, der Drehimpuls L zwischen Resonanz und Spektator. Die Buchstaben J, P, G bezeichnen die Quantenzahlen, durch die dieser Übergang „verboten“ ist, nur die mit o.k. bezeichneten Kombinationen sind erlaubt.

		QZ $I^G J^P$ und $^{2s+1}L_J$ vom $\bar{p}n$ -Anfangszustände					
QZ von $K_S K_S$		1S_0	3S_1	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2
$I^G J^P$	L	1^-0^-	1^+1^-	1^+1^+	1^-0^+	1^-1^+	1^-2^+
0^+0^+ (f_0)	0	o.k.	JG	JPG	P	J	JP
	1	JP	PG	G	J	o.k.	J
	2	J	JG	JPG	JP	JP	P
0^+2^+ (f_2)	0	J	JG	JPG	JP	J	P
	1	JP	PG	G	J	o.k.	o.k.
	2	o.k.	G	PG	P	P	P
1^-0^+ (a_0)	0	G	J	JP	PG	JPG	JPG
	1	JPG	P	o.k.	JPG	G	JG
	2	JG	J	JP	JPG	JPG	PG
1^-2^+ (a_2)	0	JG	J	JP	JPG	JPG	PG
	1	JPG	P	o.k.	JG	G	G
	2	G	o.k.	P	PG	PG	PG

Tabelle 7.7: Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $|\bar{K}K\rangle$ -Resonanzen, die aus den möglichen $\bar{p}n$ Anfangszuständen in den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ zerfallen, der Drehimpuls L zwischen Resonanz und Spektator. Die Buchstaben J, P, G bezeichnen die Quantenzahlen, durch die dieser Übergang „verboten“ ist, nur die mit o.k. bezeichneten Kombinationen sind erlaubt.

QZ von $K_S K_L$		QZ $I^G J^P$ und $^{2s+1}L_J$ vom $\bar{p}n$ -Anfangszustände					
$I^G J^P$	L	1S_0	3S_1	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2
		1-0-	1+1-	1+1+	1-0+	1-1+	1-2+
$0^{-}1^{-}$ (ϕ)	0	<i>JPG</i>	<i>P</i>	o.k.	<i>JG</i>	<i>G</i>	<i>JG</i>
	1	<i>G</i>	o.k.	<i>P</i>	<i>GP</i>	<i>GP</i>	<i>GP</i>
	2	<i>JPG</i>	<i>P</i>	o.k.	<i>JG</i>	<i>G</i>	<i>G</i>
$1^{+}1^{-}$ (ρ)	0	<i>JP</i>	<i>PG</i>	<i>G</i>	<i>J</i>	o.k.	<i>J</i>
	1	o.k.	<i>G</i>	<i>PG</i>	<i>P</i>	<i>P</i>	<i>P</i>
	2	<i>JP</i>	<i>PG</i>	<i>G</i>	<i>J</i>	o.k.	o.k.

Tabelle 7.8: Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $|\bar{K}K\rangle$ -Resonanzen, die aus den möglichen $\bar{p}n$ Anfangszuständen in den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ zerfallen, der Drehimpuls L zwischen Resonanz und Spektator. Die Buchstaben J, P, G bezeichnen die Quantenzahlen, durch die dieser Übergang „verboten“ ist, nur die mit o.k. bezeichneten Kombinationen sind erlaubt.

Die Aufstellung, welche der Teilchen aus welchen $\bar{p}n$ -Anfangszuständen kommen, zeigen die Tabellen 7.6-7.8, mit dem zugehörigen Drehimpuls.

- Für die Reaktion $\bar{p}n \rightarrow RK \rightarrow \pi K \bar{K}$:

G	Wellenfunktion
+1	$\sqrt{\frac{1}{12}}[K^-\pi^0 K_L^0\rangle + K^-\pi^0 K_S^0\rangle + K_L^0 \pi^0 K^-\rangle + K_S^0 \pi^0 K^-\rangle - K_L^0 \pi^- K_L^0\rangle + K_S^0 \pi^- K_L^0\rangle - K_L^0 \pi^- K_S^0\rangle + K_S^0 \pi^- K_S^0\rangle] - \sqrt{\frac{1}{3}} K^+\pi^- K^-\rangle$
-1	$\sqrt{\frac{1}{12}}[K^-\pi^0 K_L^0\rangle + K^-\pi^0 K_S^0\rangle - K_L^0 \pi^0 K^-\rangle - K_S^0 \pi^0 K^-\rangle - K_L^0 \pi^- K_L^0\rangle + K_S^0 \pi^- K_L^0\rangle - K_L^0 \pi^- K_S^0\rangle + K_S^0 \pi^- K_S^0\rangle] + \sqrt{\frac{1}{3}} K^+\pi^- K^-\rangle$

Tabelle 7.9: Eigenzuständen zu festen Isospin ($I=1$) und G -Parität des $K\bar{K}\pi$ -Endzustandes, ausgedrückt durch Permutationen der einzelnen Endzustandsteilchen, unter der Annahme, dass die $K\pi$ -Zwischenresonanz Isospin ($I=\frac{1}{2}$) hat.

In Tabelle 7.9 sind die Wellenfunktionen für die Reaktion $\bar{p}n \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi$ aufgeführt.

Anhand dieser Tabelle zeigt sich, dass alle $K\pi$ -Resonanzen: K^* , $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, K_2^* in allen drei Endzuständen möglich sind.

Die möglichen $\bar{p}n$ -Anfangszustände für die $K\pi$ -Resonanzen zeigt Tabelle 7.10

Die möglichen Anfangszustände sind für alle Endzustände die gleichen.

QZ von $K\pi$ $I^G J^P$		QZ $I^G J^P$ und $^{2s+1}L_J$ vom $\bar{p}n$ -Anfangszustände					
		L	1S_0 1^-0^-	3S_1 1^+1^-	1P_1 1^+1^+	3P_0 1^-0^+	3P_1 1^-1^+
$\frac{1}{2}^-0^+$ $((K\pi)_{S\text{-welle}})$	0	o.k.	J	JP	P	JP	JP
	1	JP	P	o.k.	J	o.k.	J
	2	J	J	JP	JP	JP	P
$\frac{1}{2}^+1^-$ (K^*)	0	JP	P	o.k.	J	o.k.	J
	1	o.k.	o.k.	P	P	P	P
	2	JP	P	o.k.	J	o.k.	o.k.
$\frac{1}{2}^-2^+$ (K_2^*)	0	J	J	JP	JP	JP	P
	1	JP	P	o.k.	J	o.k.	o.k.
	2	o.k.	o.k.	P	P	P	P

Tabelle 7.10: Die Quantenzahlen $I^G J^P$ der $|\bar{K}\pi\rangle$ -Resonanzen, die aus den möglichen $\bar{p}n$ Anfangszuständen in allen Endzuständen in der selben Weise zerfallen, der Drehimpuls L zwischen Resonanz und Spektator. Die Buchstaben J, P, G bezeichnen die Quantenzahlen, durch die dieser Übergang „verboten“ ist, nur die mit o.k. bezeichneten Kombinationen sind erlaubt.

Kapitel 8

Die Partial-Wellen-Analyse

Bei Betrachtung der Dalitzplots ist eine signifikante Abweichung von einer flachen, konstanten Phasenraumverteilung zu beobachten, die auf eine starke Energieabhängigkeit des Übergangsmatrixelements schließen lässt. Die scharfen, ausgeprägten Strukturen weisen auf die Dominanz von Meson-Resonanzen hin. Dies hat vor Jahren zur Formulierung der Übergangsamplituden im Rahmen des Isobar-Modells führt (siehe 7.2).

Dieses Modell basiert auf der experimentellen Beobachtung, dass bei dem Annihilationsprozess die Produktion von Resonanzen dominiert, die kaskadenartig über mehrere 2-Körpersysteme zerfallen.

Da diese Resonanzen über die starke Wechselwirkung zerfallen, ist ihre Lebensdauer extrem kurz und ihre Breite dadurch entsprechend groß. Die typische Breite eines Isobars ist $100 \text{ MeV}/c^2$, also sehr viel breiter als die experimentelle Auflösung. Dadurch kommt es zu vielen Überlappungen, die quantenmechanische Interferenzen zwischen den Resonanzen bewirken. Ziel einer Partialwellenanalyse ist es, Übergänge vom $\bar{p}n$ -System in den mesonischen Endzustand quantitativ zu beschreiben und dabei die charakteristischen Größen der Resonanz wie Masse, Breite, die Verzweigungsverhältnisse der Resonanz aus den verschiedenen Anfangszuständen und die Interferenzen der einzelnen Resonanzen zu bestimmen. Deshalb ist eine komplette theoretische Berechnung der quantenmechanischen Amplitude notwendig.

8.1 Totale Intensität

Da bei einem 3-Körper-Endzustand aus der Annihilation in Ruhe das System nur von 2 unabhängigen Variablen abhängt, enthält ein Dalitz-Plot die volle Information des Ereignisses. Die totale Intensität in einer gegebenen Zelle (Bin) im Dalitz-Plot kann dann als inkohärente Summe über alle möglichen $\bar{p}n$ -Anfangszustände berechnet werden, die aufgrund der Energie-

aufspaltung der Niveaus in einem Atom nicht interferieren.

$$I(m_{12}, m_{23}) = I_{1S_0}(m_{12}, m_{23}) + I_{3S_1}(m_{12}, m_{23}) + I_{1P_1}(m_{12}, m_{23}) + \dots + BG \quad (8.1)$$

m_{12}, m_{23} entspricht dem Quadrat der invarianten Massen von zwei Teilchen, die auf die eine Achse des Dalitz-Plots projiziert werden.

Für die Intensität, d.h. Übergangswahrscheinlichkeit, aus einem bestimmten Anfangszustand k über verschiedene Zwischenzustände j in den gegebenen Endzustand gilt:

$$I_k(m_{12}, m_{23}) = \left| \sum_j \sqrt{\alpha_{kj}} \cdot z_{kj} \cdot A_{kj}(m_{12}, m_{23}) \right|^2 \Delta^2 m_{12} \Delta^2 m_{23} \quad (8.2)$$

α_{kj}	: Normierungsparameter
A_{kj}	: Übergangsamplitude
$z_{kj} = a_{kj} \cdot \exp(i\phi_{kj})$: komplexer Fitparameter
a_{kj}	: relative Stärke der Amplitude
ϕ_{kj}	: Phase der Amplitude

Die Normierungskonstante α_{kj} wird so bestimmt, als ob jede Zerfallskette für sich allein genommen zu 100% beitragen würde, d.h.

$$\int |\sqrt{\alpha_{kj}} \cdot A_{kj}|^2 dm_{12} dm_{23} = 1 \quad (8.3)$$

bei Integration über den verfügbaren Phasenraum.

Falls nötig, kann der totalen Intensität als Summe der partiellen Amplituden ein weiterer Parameter BG inkohärent hinzuaddiert werden, der den Beitrag eines gleichmäßig im Phasenraum verteilten Untergrunds (*background*) entspricht.

8.2 Übergangsamplitude

Der Übergang in einen 3-Körper-Endzustand wird über den Zerfall in ein Zuschauermeson und eine Dimeson-Resonanz, die in einem zweiten Schritt in zwei Mesonen zerfällt, beschrieben (Isobar-Modell).

Die Definition der kinematischen Größen des Übergangs erfolgt anhand des Gottfried-Jackson-Systems (siehe Abb.8.1)[62]:

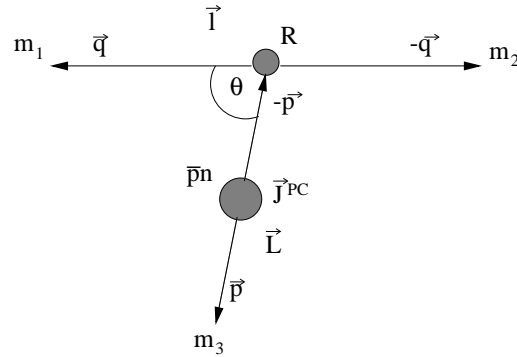


Abbildung 8.1: Das Gottfried-Jackson-System:

- m_1, m_2, m_3 : Massen der Endzustandsteilchen
- \vec{p} : Impuls von m_3 (Spektorteilchen) im $\bar{p}n$ -Ruhesystem
- \vec{q} : Impuls von m_1 im Ruhesystem der Resonanz (m_1, m_2)
- J^{PC} : Spin, Parität und C -Parität des Anfangszustandes
- \vec{L} : Drehimpuls zwischen Resonanz und Spektorteilchen
- \vec{l} : Drehimpuls der Resonanz
- θ : Winkel zwischen \vec{p} und \vec{q} im Ruhesystem der Resonanz

Primär wird aus dem $\bar{p}n$ -Anfangszustand eine Dimeson-Resonanz R und einem Zuschauer (Spektor)-Meson mit dem relativen Bahndrehimpuls \vec{L} und dem Zerfallsimpuls \vec{p} im $\bar{p}n$ -Ruhesystem erzeugt. Das Dimeson zerfällt dann weiter in zwei Mesonen mit dem relativen Bahndrehimpuls \vec{l} und dem Impuls \vec{q} im Ruhesystem der Resonanz.

Durch Auswahlregeln infolge der Drehimpulserhaltung und der Erhaltung von Parität und G -Parität in der starken Wechselwirkung werden die Möglichkeiten für die Zwischenzustände deutlich eingeschränkt (siehe Abschnitt 7.5).

Weiterhin wird erwartet, dass aufgrund der Zentrifugaldämpfung, die näherungsweise proportional zu p^L bzw. q^l ist, ein wesentlicher Beitrag nur von Drehimpulsen mit $L, l \leq 2$ geliefert wird. Geht man von der Trennbarkeit der Drehimpulseigenschaften und des dynamischen Verhaltens aus, dann ist die allgemeine Übergangsamplitude A aus einem definierten Anfangszustand mit den Quantenzahlen I^G, J^P gegeben durch:

$$A_{I^G, J^P(\vec{p}, \vec{q})} = b_I \cdot \mathcal{H}_{J^P, l, L(\vec{p}, \vec{q})} \cdot D_l(|\vec{q}|) \cdot F_{I, l}(\vec{q}) \cdot D_L(|\vec{p}|) \quad (8.4)$$

- b_I : Isospinkopplungskoeffizienten.
 $\mathcal{H}_{JP,l,L(\vec{p},\vec{q})}$: Helizitätsamplitude, die die Winkelverteilung des Teilchens beschreibt.
 $D_l(|\vec{q}|)$: Drehimpulsbarriere beim Zerfall der Resonanz m_1, m_2 mit dem Drehimpuls l
 $F_{I,l}(\vec{q})$: Dynamische Funktion, die die Breite der Resonanz R beschreiben
 $D_L(|\vec{p}|)$: Zentrifugalbarriere-Faktoren der Produktion $R - m_3$ mit dem Drehimpuls L

8.3 Zentrifugalbarriere

8.3.1 Impulsbetrag q im Ruhesystem der Resonanz

Wenn eine Resonanz der Masse M in zwei Mesonen mit den Massen m_1 und m_2 zerfällt, dann gilt:

$$M = \sqrt{q^2 + m_1^2} + \sqrt{q^2 + m_2^2} \quad (8.5)$$

und der für beide Zerfallsprodukte identische Impulsbetrag q im Ruhesystem der Resonanz berechnet sich zu

$$q(M; m_1; m_2) = \frac{\sqrt{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}}{2M} \quad (8.6)$$

8.3.2 Die Blatt-Weisskopf-Dämpfungsfaktoren

Da die Reichweite der starken Wechselwirkung sehr gering ist, ca. 1fm, ist der maximal mögliche Drehimpuls in einem starken Zerfall durch den linearen Impuls p gegeben. Es gilt:

$$|\vec{L}| = |\vec{r} \times \vec{p}| = (1fm) \cdot |p| \quad (8.7)$$

Mit anderen Worten, Zerfallsteilchen, die sich sehr langsam mit einem Stoßparameter in vergleichbarer Größenordnung mit der Größe der Resonanz (z.B. 1fm) bewegen, können nicht genug Drehimpuls erzeugen, um den Spin der Resonanz zu erhalten. Die Faktoren von Blatt und Weisskopf [63, 64] tragen diesem spin-abhängigen Effekt Rechnung.

Die Faktoren $D_L(z)$ für Resonanzen mit $L = 0, \dots, 4$ sind:

$$D_0(q) = 1 \quad (8.8)$$

$$D_1(q) = \sqrt{\frac{2z}{z+1}} \quad (8.9)$$

$$D_2(q) = \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9z}} \quad (8.10)$$

$$D_3(q) = \sqrt{\frac{277z^3}{z(z-15)^2 + 9(2z-5)^2}} \quad (8.11)$$

$$D_4(q) = \sqrt{\frac{12746z^4}{(z^2 - 45z + 105)^2 + 25z(2z - 21)^2}} \quad (8.12)$$

mit $q = q(M; m_1; m_2)$

Die dimensionslose Zahl z ist impulsabhängig $z = (qR)^2$, wobei q der Impulsbetrag aus Abschnitt 8.3.1 und R die Reichweite der Wechselwirkung $R \approx 1fm = 10^{-15}$ ist.

Die Drehimpulsbarrieren B^L werden als Quotient aus Blatt-Weisskopf-Faktoren D_L parametrisiert:

$$B^L(q, q_0) = \frac{D_L(q)}{D_L(q_0)} \quad (8.13)$$

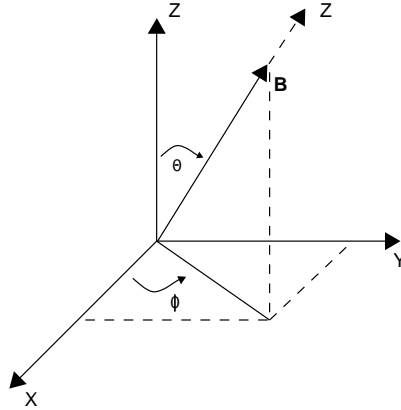
wobei $q_0 = q(m_0, m_1, m_2)$ der Wert von q an der nominellen Resonanzmasse ist.

B^L bzw. D^L wird an zwei Stellen benötigt: bei der impulsabhängigen Korrektur der Breite der Resonanz (Kapitel 8.5) und als eine impulsabhängige Korrektur der Gesamtamplitude (Kapitel 8.4).

8.4 Helizitätsamplitude

Die Impulse der Zerfallsprodukte sind im allgemeinen bezüglich des Ruhesystems der Mutterresonanz nicht isotrop im Raum verteilt. Die auftretenden Winkel hängen vielmehr von den Spins der beteiligten Teilchen und von den beim Zerfall erzeugten Bahndrehimpulsen ab.

Ein Standardproblem der Hadronenspektroskopie ist es deshalb, Spin und Parität von Resonanzen aus den beobachteten Zerfallswinkelverteilungen zu bestimmen. Dies wird mit zunehmender Teilchenzahl im Endzustand immer komplizierter.

Abbildung 8.2: Koordinatensystem für den Zerfall $A \rightarrow BC$ aus [22]

Zur Berechnung der Winkelverteilung stellt der Helizitätsformalismus [65, 66, 67] einen guten Ansatz dar. Daneben kann auch auf andere Methoden zurückgegriffen werden, wie z.B. die nach Zeemach [68] oder Rarita und Schwinger [69], die zu vergleichbaren Ergebnissen führen.

Die Helizität eines Zerfallsteilchens i ist als Projektion seines Gesamtdrehimpulses $\vec{J}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ auf seine Flugrichtung z definiert:

$$\lambda_i = \vec{J}_i \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} = \vec{l}_i \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} + m_{s_i} = m_{s_i} \quad (8.14)$$

l_i bezeichnet den Drehimpuls zwischen den beiden Zerfallsteilchen der Resonanz. Da der Bahndrehimpuls immer senkrecht auf dem Impuls \vec{p} steht, ist der erste Summand gleich Null und der zweite Summand entspricht der Projektion des Teilchenspins auf die durch die Flugrichtung des Teilchens gegebene Achse z , m_{s_i} ist die z -Komponente des Spins. Der Bahndrehimpuls tritt bei dieser Wahl des Koordinatensystems nicht mehr explizit auf.

Zunächst sei nur der einfache Zerfall eines Teilchens A mit Spin J in seinem Ruhesystem in zwei Teilchen B und C mit den Spins s_1 und s_2 betrachtet. Daraus ergeben sich insgesamt $(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)$ mögliche Spineinstellungen.

Der Endzustand $|f\rangle$ ist somit bestimmt durch die Größe p, λ_1, λ_2 :

$$|f\rangle = |p\lambda_1\lambda_2\rangle \quad (8.15)$$

Im Koordinatensystem Σ_1 , dessen z -Achse der Flugrichtung von Teilchen A entspräche, wird Teilchen B in eine Richtung emittiert, die sich durch die sphärischen Koordinaten θ, ϕ beschreiben lässt (Abb.8.2):

Die Helizitätszustände $|p, \lambda_1, \lambda_2\rangle$ beziehen sich dann auf ein Koordinatensystem Σ_3 , welches sich durch zwei aufeinanderfolgende Rotationen aus dem Anfangszustand Σ_1 ergibt.

$$R(\theta, \phi) = R_{y_2}(\theta) \cdot R_{z_1}(\phi) \quad (8.16)$$

$R_{z_1}(\phi)$ rotiert dabei Σ_1 in Σ_2 mit dem Winkel ϕ um die z_1 -Achse und $R_{y_2}(\theta)$ rotiert schließlich Σ_2 in Σ_3 mit dem Winkel θ um die y -Achse. Im Spinraum lässt sich $R(\theta, \phi)$ durch die Rotationsmatrizen

$$D_{mm'}^J(\theta, \phi) = e^{im'\phi} d_{mm'}^J(\theta) \quad (8.17)$$

darstellen. Dabei sind m und m' die z -Komponenten des Gesamtdrehimpulses im Anfangs- bzw. Endzustand, d sind die bekannten d -Funktionen [5].

Die Helizitätszustände 8.15 werden demnach im Ruhesystem Σ_1 der Resonanz A mit Spin J und der z -Komponente M durch:

$$|p\theta\phi\lambda_1\lambda_2\rangle = D_{M\lambda}^J(-\theta, -\phi)|p\lambda_1\lambda_2\rangle \quad (8.18)$$

beschrieben, wobei $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ gesetzt wurde.

Die Übergangsmatrix $f_{\lambda_1\lambda_2 M}$ von A nach BC hat $(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)$ Zeilen und $(2J + 1)$ Spalten und lässt sich darstellen als:

$$f_{\lambda_1\lambda_2 JM}(\theta, \phi) = \langle \lambda_2\lambda_1\phi\theta p|T|JM\rangle \quad (8.19)$$

$$= D_{M\lambda}^{J*}(-\theta, -\phi)\langle \lambda_2\lambda_1 p|T|JM\rangle \quad (8.20)$$

$$= D_{M\lambda}^{J*}(-\theta, -\phi)T_{\lambda_2\lambda_1} \quad (8.21)$$

$$= D_{M\lambda}^J(\theta, \phi)T_{\lambda_2\lambda_1} \quad (8.22)$$

$D_{M\lambda}^J$: Rotationsmatrix, welche die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen im Ruhesystem der Mutterresonanz beschreibt.

$T_{\lambda_2\lambda_1}$: beschreibt die Dynamik des Zerfallsprozesses

Dabei wurde ausgenutzt, dass T rotationsinvariant ist [67]. $T_{\lambda_2\lambda_1}$ beschreibt die Dynamik des Zerfallsprozesses, d.h. die Abhängigkeiten von den Spins und Drehimpulsen der am Zerfall beteiligten Teilchen. Ihre allgemeine Form ist gegeben durch:

$$T_{\lambda_2\lambda_1} = \sum_{LS} \alpha_{LS} \langle J\lambda|LS0\lambda\rangle \langle s\lambda|s_1s_2\lambda_1 - \lambda_2\rangle \quad (8.23)$$

wobei α_{LS} zunächst unbekannte reelle Parameter sind, die später durch die Datenanalyse bestimmt werden. Sie geben an, mit welcher Drehimpuls- und Spinkonfiguration ein Teilchen anteilmäßig zerfällt. Die Klammern stellen die Clebsch-Gordan-Koeffizienten dar, welche die

Kopplung $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ und $\vec{s} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ beschreiben. Es wird hierbei über alle möglichen l und s summiert, welche die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses J , der Parität P und der Ladungskonjugation C bzw. G erfüllen.

Bisher wurde immer nur ein einziges Teilchen betrachtet, welches in zwei andere zerfällt. In der vorliegenden Analyse müssen jedoch zwei aufeinanderfolgende 2-Körper-Zerfälle beschrieben werden: $\bar{p}N \rightarrow AR$; $R \rightarrow BC$. Der Anfangszustand $\bar{p}N$ zerfällt in ein Teilchen A und eine Resonanz R , die dann weiter in zwei Teilchen B und C zerfällt. Die Gesamt-Helizitätsamplitude nimmt dann folgende Form an:

$$f_{tot} = [f(A) \otimes f(R)]f(\bar{p}N) = [f(A) \otimes ([f(B) \otimes f(C)]f(R))]f(\bar{p}N) \quad (8.24)$$

\otimes steht für das Tensorprodukt zweier Matrizen.

In Tabelle 8.1 sind die Winkelverteilungen für die Annihilation $\bar{p}N$ in drei pseudoskalare Mesonen über den Zwischenzustand R dargestellt [70].

Anfangszustand	$J^P(X)$	L	l	Winkelverteilung
$1S_0(J^P = 0^-)$	0^+	0	0	1
$1S_0(J^P = 0^-)$	1^-	1	1	$\cos^2\theta$
$1S_0(J^P = 0^-)$	2^+	2	2	$(\cos^2\theta - \frac{1}{3})^2$
$3S_1(J^P = 1^-)$	0^-	0	1	1
$3S_1(J^P = 1^-)$	1^-	1	1	$\sin^2\theta$
$3S_1(J^P = 1^-)$	2^-	2	2	$\sin^2(2\theta)$
$1P_1$ bzw. $3P_1(J^P = 0^-)$	0^+	1	0	1
$1P_1$ bzw. $3P_1(J^P = 0^-)$	1^-	0	1	1
$1P_1$ bzw. $3P_1(J^P = 0^-)$	1^-	2	1	$\cos^2\theta + \frac{1}{3}$
$1P_1$ bzw. $3P_1(J^P = 0^-)$	2^+	1	2	$\cos^2\theta + \frac{1}{3}$
$3P_2(J^P = 2^+)$	1^-	2	1	$\sin^2\theta$
$3P_2(J^P = 2^+)$	2^+	1	2	$\sin^2\theta$

Tabelle 8.1: Winkelverteilung für die Annihilation $\bar{p}N \rightarrow (Xm_3)_L \rightarrow (m_1m_2)_lm_3$.

$J^P(X)$: Spin und Parität der Resonanz R

\vec{L} : Drehimpuls zwischen Resonanz und Spektatorteilchen

\vec{l} : Drehimpuls der Zerfallsteilchen der Resonanz

θ : Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem gegenüber der Flugrichtung im Laborsystem.

8.5 Dynamische Funktion $\hat{F}_r(m)$

Die dynamische Funktion dient zur Parametrisierung der resonanten Zwischenzustände, wobei zu berücksichtigen ist, dass diese beim Übergang des Antiproton-Neutron-Systems in den jeweiligen Endzustand endliche Lebensdauern haben. Alle Resonanzen werden durch einen komplexen Energiepol (E_0) der Übergangsmatrix \hat{F} charakterisiert.

$$E_0 = m_0 - i\Gamma_0/2 \quad (8.25)$$

wobei m_0 die Resonanzmasse und Γ_0 die Breite (entspricht der inversen Lebensdauer) der Resonanz bezeichnet.

8.5.1 Breit-Wigner-Resonanzformel

Eine der einfachsten Formen von \hat{F} ist die Breit-Wigner-Form [71], die dem Konzept der elastischen Streuung folgt. Streuamplituden, die ein Maximum durchlaufen, wenn die invariante Masse m der beiden Zerfallsprodukte gleich der nominalen Masse m_0 der Mutterresonanz ist, können i.a. durch die Breit-Wigner Resonanzformel dargestellt werden. Die relativistische Form lautet:

$$BW(m) = \frac{m_0\Gamma_0}{m_0^2 - m^2 - im_0\Gamma(m)} \quad (8.26)$$

- Γ_0 : totale feste Breite
- $\Gamma(m)$: massenabhängige Breite $\Gamma(m) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m} \frac{q}{q_0} B_L^2(q, q_0)$
- q : gemessener Impuls der beiden Zerfallsteilchen in deren Schwerpunktsystem
- q_0 : berechneter Impuls der beiden Teilchen mit Masse m_1 und m_2 , wenn sie aus dem Zerfall einer Masse m_0 hervorgehen (bei instabilen Mesonen, gelten stets deren Nominal- und nicht laufende invariante Masse).
- L : relativer Bahndrehimpuls
- $B_L(q, q_0)$: Drehimpulsbarrieren nach 8.3.2, Blatt-Weisskopf-Funktionen

In dieser Arbeit werden für die Analyse alle Resonanzen über Breit-Wigner-Funktionen parametrisiert, mit Ausnahme der a_0 -Resonanzen, die über eine Flattè-Verteilung dargestellt werden, der ρ - und der f_0 -Resonanzen, die eine Parametrisierung nach dem \hat{K} -Matrix Formalismus benötigen und der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, die über die sogenannte LASS-Parametrisierung in den Fit eingeführt wird.

8.5.2 \hat{K} -Matrix

Die Breit-Wigner-Funktionen geben bei der Parametrisierung einer Resonanz gute Ergebnisse unter der Voraussetzung, dass eine Amplitude entweder nur einen Pol hat oder die Pole so weit auseinanderliegen, bzw. so schmal sind, dass sie sich nicht gegenseitig beeinflussen. Wenn man es dagegen mit einer Amplitude zu tun hat, die mehrere Pole in unmittelbarer Nähe aufweist, sodass diese sich womöglich auch noch überlappen, wird die Parametrisierung mit Hilfe von Breit-Wigner-Funktionen immer unzuverlässiger. Ein weiteres Problem bei Breit-Wigner-Funktionen zeigt sich, wenn man versucht, mehrere Zerfallskanäle zu einem Pol gemeinsam anzupassen. Um in diesen Fällen die Unitarität zu wahren, d.h. die Wahrscheinlichkeit zu erhalten, bedient man sich des \hat{K} -Matrix-Formalismus [72], der weitaus allgemeiner ist als die Breit-Wigner-Parametrisierung. Tatsächlich reduziert sich der \hat{K} -Matrix Formalismus im Falle eines Pols und eines Zerfallskanals auf eine Breit-Wigner-Funktion, wohingegen eine 1-Pol, zwei Kanal \hat{K} -Matrix zu einer Flatté Funktion führt [73].

An dieser Stelle sei lediglich die Beschreibung einer 1×1 \hat{K} -Matrix gegeben, da nur diese in vorliegender Arbeit benutzt wurde.

Mit der \hat{K} -Matrix lässt sich die Übergangsmatrix \hat{T} schreiben als [72]:

$$\hat{T} = (1 - i\rho\hat{K})^{-1}\hat{K} \quad (8.27)$$

wobei ρ der Zerfalls-Phasen-Raum ist und die 1×1 \hat{K} -Matrix eine Summation über alle Pole impliziert:

$$\hat{K} = \sum_{i=Polen} \frac{(g_i B^L(q, q_i))^2}{m_i^2 - m^2} + c \quad (8.28)$$

mit

$$g_i = \sqrt{\frac{m_i \Gamma_i}{\rho_i}} \quad (8.29)$$

$B^L(q_i)$: Blatt-Weisskopf-Funktionen nach Abschnitt 8.3.2

m_i, Γ_i : Resonanzmasse, Resonanzbreite

m : invariante Masse des Systems

c : optionaler Untergrund-Term

ρ : diagonale Zerfalls-Phasen-Raum-Matrix $\rho_i = \frac{2q_i}{m}$

Im Falle einer Produktion, wie in $\bar{p}n$ -Annihilationen, gilt für den F -Vektor, der die Produktionswahrscheinlichkeit in verschiedenen Enzuständen beschreibt (Jede Komponente des F -Vektors entspricht dem Übergang in einen bestimmten Endzustand ($K\bar{K}\pi, 3\pi$, etc.)):

$$\hat{F} = (1 - i\rho\hat{K})^{-1}\hat{P} \quad (8.30)$$

wobei der Produktionsvektor \hat{P} die \hat{K} -Matrix ersetzt. \hat{P} ist definiert als [74]:

$$\hat{P} = \sum_{i=Pole} \beta_i \frac{g_i^2 B^L(q, q_i)}{m_i^2 - m^2} + c \quad (8.31)$$

der annähernd der \hat{K} -Matrix gleicht, außer dass hier ein Produktionskoeffizient β_i auftaucht und ein Faktor $B^L(q, q_i)$ unterdrückt wird.

Desweiteren ist beim \hat{K} -Matrix Formalismus zu berücksichtigen, dass er in erster Linie eine Parametrisierungshilfe ist, die die Unitarität der Streumatrix \hat{S} garantiert. D.h. die sich aus dem Fit ergebenden Pole der \hat{K} -Matrix entsprechen nicht den physikalischen Polen, sondern die Massen und Breiten von Resonanzen (über die Pole der \hat{T} -Matrix definiert) müssen über Gleichung 8.27 berechnet werden (siehe Kapitel 9.1).

8.5.3 Flatté-Verteilung

Die Resonanz $a_0(980)$ besitzt hauptsächlich zwei Zerfallskanäle [5]:

$$a_0(980) \rightarrow \pi\eta \quad a_0(980) \rightarrow K\bar{K} \quad (8.32)$$

Allerdings liegt die Masse des $a_0(980)$ so nahe an der $K\bar{K}$ -Schwelle, dass wegen Unitarität und Analytizität, die Form der $K\bar{K}$ -Amplitude direkt von der Form der $\pi\eta$ -Amplitude beeinflusst wird, wodurch eine unsymmetrische Form entsteht (siehe Abb.8.3). Aus diesem Grund lässt sich weder die $\pi\eta$ - noch die $K\bar{K}$ -Amplitude mit einer Breit-Wigner Funktion beschreiben, sondern muss mittels der sogenannten Flatté-Parametrisierung des $a_0(980)$ beschrieben werden.

Sie hat die gleiche Form wie die Funktion 8.26. Die dort eingesetzten Impulse q und q_0 berechnen sich jedoch anders (nach [73]):

$$q_0 = q(m_0; m_K; m_{\bar{K}}) \quad (8.33)$$

$$q_{K\bar{K}} = q(m; m_K; m_{\bar{K}}) \quad (8.34)$$

$$q_{\pi\eta} = q(m; m_\pi; m_\eta) \quad (8.35)$$

$$q = q_{K\bar{K}} + k \cdot q_{\pi\eta} \quad (8.36)$$

$$(8.37)$$

k : Verhältnis der beiden Kopplungskonstanten für den Zerfall in $\pi\eta$ bzw. in $K\bar{K}$. Aus $SU(3)$ Vorhersagen erhält man $\frac{a_{0 \rightarrow K\bar{K}}}{a_{0 \rightarrow \pi\eta}} = \frac{3}{2}$

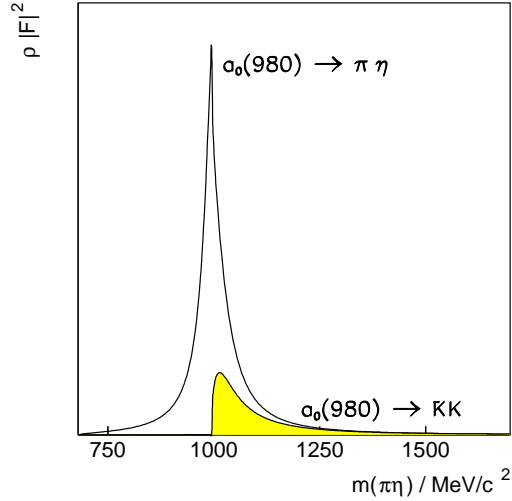


Abbildung 8.3: Amplituden $\rho_{\pi\eta}|F_{\pi\eta}|^2$ und $\rho_{K\bar{K}}|F_{K\bar{K}}|^2$ aus [23]

8.5.4 LASS-Parametrisierung der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$

Die Amplitude eines $(K - \pi)$ -Systems, die $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ mit Bahndrehimpuls $L = 0$ (S-Welle), hat eine ähnliche Form wie die \hat{K} -Matrix bis auf einen Faktor 2:

$$\hat{T} = \hat{F}_{(K\pi)_S}(m) = \frac{m}{q} \cdot \frac{\rho\hat{K}}{1 - i\rho\hat{K}} = \frac{2\hat{K}}{1 - i\rho\hat{K}} \quad (8.38)$$

q : Zerfallsimpuls im Ruhesystem der Resonanz

ρ : Zerfalls-Phasen-Raum-Matrix $\rho = \frac{2q}{m}$

Die Parametrisierung von \hat{K} enthält zwei Terme, einen Pol für das Meson $K_0^*(1430)$ und einen Untergrundbeitrag \hat{K}_{BG} :

$$\hat{K} = \frac{m_0\Gamma_0/\rho_0}{m_0^2 - m^2} + \hat{K}_{BG} \quad (8.39)$$

mit

$$\hat{K}_{BG} = \frac{am}{2 + abq^2} \quad (8.40)$$

mit a, b als freie Parameter.

Amplitude und Phase der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ wurden von der LASS-Kollaboration [75] im $K\pi$ -Massenbereich zwischen 800 und 1600 MeV/c^2 gemessen. Die freien Parameter a und b wurden

durch eine Anpassung an die Daten der LASS-Kollaboration bestimmt, ebenso Masse und Impuls im Ruhesystem:

$$a = (1,79 \pm 0,09)(\text{GeV}/c)^{-1} \quad (8.41)$$

$$b = (3,46 \pm 0,2)(\text{GeV}/c)^{-1} \quad (8.42)$$

$$m_0 = 0,1343 \text{ GeV}/c^2 \quad (8.43)$$

$$q_0 = 0,400 \text{ GeV}/c \quad (8.44)$$

8.6 Die Fit-Methode

Nachdem die Form der Amplituden beschrieben wurde, müssen diese nun noch an die Daten angepasst werden. Dazu benötigt man ein Maß für die Güte der Anpassung.

Im allgemeinen wird die Partialwellenanalyse eines 3-Teilchen Endzustandes in der Antiproton-Nukleon-Annihilation mittels eines sogenannten χ^2 -Tests eines Dalitzplots durchgeführt: Sowohl Daten- als auch Monte-Carlo-Dalitz-Plots werden in gleich große Zellen oder *bins* aufgeteilt. Die Anpassung gilt dann als möglichst gut, wenn die Summe über alle quadrierten (und durch die Messfehler geteilten) Differenzen der Inhalte einander entsprechender Zellen -das χ^2 - am kleinsten geworden ist. So lässt sich das Vergleichskriterium als Minimierungsproblem formulieren.

Um eine sinnvolle statistische Interpretation des χ^2 zu ermöglichen, ist es allerdings notwendig, dass pro Zelle mindestens 10 Einträge erfolgt sind. Bei der vorliegenden Arbeit gibt es aber in allen 3 Dalitzplots weite Bereiche, in denen dieses Kriterium nicht zu erreichen war.

Da zudem auch noch diese Bereiche die physikalisch interessantesten waren, musste auf eine andere Fit-Methode zurückgegriffen werden, bei der man die Aufteilung des Phasenraums in Zellen umgehen kann. Bei der sogenannten Standard-Likelihood- oder Unbinned-Maximum-Likelihood-Methode wird jedem einzelnen Datenergebnis eine Wahrscheinlichkeit bzw. ein Gewicht zugeschrieben. Die Datenanpassung besteht dann in der Maximierung der Gesamtwahrscheinlichkeit aller Ereignisse, dem sogenannten Likelihood [78]. Bevor wir die Likelihood-Funktion einführen, sei das Zustandekommen der Einzelgewichte erläutert.

8.6.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

Sei der Vektor \vec{x} der Satz der zur vollständigen Beschreibung des Endzustandes nötigen kinematischen Variablen und $\vec{\pi}$ der Vektor der zu ermittelnden Parameter, also Koeffizienten und Phasen einzelner Zerfallsketten oder auch Breiten und Massen beteiligter Resonanzen, sofern

letztere nicht als gegeben angenommen werden. Dann kann jedem Ereignis ein Gewicht in Form des Wertes der theoretischen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\omega(\vec{x}, \vec{\pi})$ zugeordnet werden.

Die Funktion ω muss auf den Phasenraum Ω normiert werden:

$$\int \omega(\vec{x}, \vec{\pi}) d\Omega = 1 \quad (8.45)$$

Um das Phasenraumintegral zu berechnen, werden Monte-Carlo-Ereignisse herangezogen. Ist die Anzahl M der Ereignisse hinreichend groß, so gilt:

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \omega(\vec{x}_m, \vec{\pi}) = \int \omega(\vec{x}, \vec{\pi}) d\Omega \quad (8.46)$$

Bei Monte-Carlo-Ereignissen gilt:

$$\omega(\vec{x}_m, \vec{\pi}) = \beta \cdot \omega_D(\vec{x}_m, \vec{\pi}) \cdot \omega_{LIPS}(\vec{x}_m) \cdot \epsilon(\vec{x}_m) \quad (8.47)$$

- β : Normierungskonstante
- ω_D : dynamisches Gewicht
- $\omega_{LIPS}(\vec{x})$: lorentzinvarianter Phasenraum
- ϵ : Detektoreffizienz

Auf Grund von Gleichung 8.45 gilt für die Normierungskonstante β :

$$\beta = \frac{M}{\sum_{m=1}^M \omega_D(\vec{x}_m, \vec{\pi}) \cdot \omega_{LIPS}(\vec{x}_m) \cdot \epsilon(\vec{x}_m)} \quad (8.48)$$

$\omega_{LIPS}(\vec{x})$ und ϵ sind für gemessene Ereignisse gleich 1, daher gilt für gemessene Ereignisse:

$$\omega(\vec{x}, \vec{\pi}) = \beta \cdot \omega_D(\vec{x}, \vec{\pi}) \quad (8.49)$$

Das dynamische Gewicht eines Ereignisses berechnet sich aus der kohärenten Addition aller Übergangsamplituden eines Anfangszustandes. Die Anfangszustände werden dann inkohärent aufsummiert:

$$\omega_D(\vec{x}, \vec{\pi}) = \sum_{i=1}^I \left| \sum_{j=1}^{J(i)} \sqrt{\alpha_{ij}} \cdot z_{ij} \cdot A_{ij}(\vec{x}) \right|^2 + b \quad (8.50)$$

i	: Index für den Anfangszustand (initial state)
j	: Index für die Zerfallsamplitude
α_{ij}	: Normierungsfaktor
$z_{ij} = a_{ij} \cdot \exp(i\phi_{ij})$: komplexer Fitparameter
a_{ij}	: relative Stärke bzw. relativer Beitrag a_{ij}^2
ϕ_{ij}	: Phase der Amplitude
A_{ij}	: Übergangsamplitude nach 8.2
b	: Parameter, der den Beitrag eines gleichmäßig im Phasenraum verteilten Untergrundes (<i>background</i>) zum untersuchten Zerfallskanal angibt und inkohärent addiert wird.

Dabei sind die a_{ij} , z_{ij} , b Teil des Parametervektors; aber die A_{ij} enthalten weitere Parameter (siehe Gl. 8.4).

8.6.2 Likelihoodfunktion

Die Likelihoodfunktion ist definiert als die Gesamtwahrscheinlichkeit \mathcal{L} eines gemessenen Datensatzes, also als Produkt über die Gewichte ω aller N gemessenen Ereignisse [76]:

$$\mathcal{L}(\vec{\pi}) = \prod_{n=1}^N \omega(\vec{x}_n, \vec{\pi}) \quad (8.51)$$

Ist der Parametersatz $\vec{\pi}$ so gewählt, dass \mathcal{L} ihr Maximum annimmt, so hat man die beste Beschreibung des Datensatzes erreicht. Man kann sich dies so vorstellen, dass gerade dann, wenn $\omega(\vec{x}_n, \vec{\pi})$ das Maximum an der gleichen Stelle aufweist, an der sich auch in den Daten die meisten Einträge befinden, \mathcal{L} maximal wird. Das Produkt der Wahrscheinlichkeiten wird ja an den einzelnen Datenpunkten berechnet. Eine anschauliche Darstellung zeigt Abbildung 8.4

Statt nach einem Maximum von \mathcal{L} zu suchen, kann man auch den negativen natürlichen Logarithmus $-\ln(\mathcal{L})$ minimieren (der Logarithmus ist streng monoton):

$$-\ln \mathcal{L}(\vec{\pi}) = -\sum_{n=1}^N \ln \omega(\vec{x}_n, \vec{\pi}) = -\sum_{n=1}^N \ln \beta \omega_D(\vec{x}_n, \vec{\pi}) \quad (8.52)$$

Die zu minimierende Funktion schreibt sich allgemein ohne explizite Verwendung einer Normierungskonstanten β (unter Verwendung von Gl. 8.48):

$$-\ln \mathcal{L} = -N \ln(M) + N \ln \sum_{m=1}^M \omega_D(\vec{x}_m) \omega_{LIPS}(\vec{x}_m) \epsilon - \sum_{n=1}^N \ln(\omega_D(\vec{x}_n, \vec{\pi})) \quad (8.53)$$

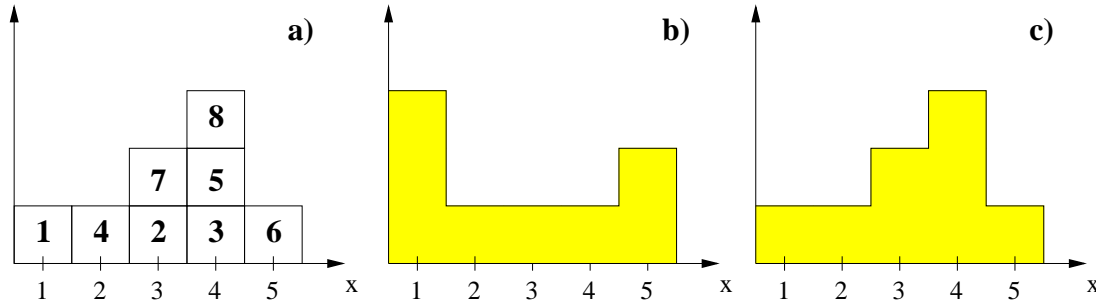


Abbildung 8.4: Beispiel zur Verdeutlichung der Likelihood-Methode a) Verteilung von 8 Datenpunkten 1-8 (Nummerierung in dem Kästchen) b) und c) sind zwei verschiedene normierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\omega(\vec{x}_i, \vec{\pi}_1)$ und $\omega(\vec{x}_i, \vec{\pi}_2)$ mit zwei unterschiedlichen Parametervektoren $\vec{\pi}_1$ und $\vec{\pi}_2$. Zur Berechnung des Likelihoods wird das Produkt der verschiedenen Wahrscheinlichkeitsdichte an den Stellen x_i , die zu den 8 Datenpunkten gehören, gebildet. Für die Verteilung b) ergibt sich demnach: $3 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 1 = 6$, für c) entsprechend $1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 = 108$. Da die Wahrscheinlichkeitsverteilung normiert ist, was einer identischen Fläche in b) und c) entspricht, wird das größte Likelihood \mathcal{L} immer genau dann erreicht, wenn die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung gerade der Verteilung der gemessenen Daten entspricht.

- n : Index für Daten-Ereignisse
- m : Index für Monte-Carlo-Ereignisse
- ω_{LIPS} : Lorentz-invarianter Phasenraum
- ϵ : Detektoreffizienz

Die ersten beiden Terme der rechten Seite dienen der Normierung.

Mit den im letzten Abschnitt eingeführten Bezeichnung ist nun:

$$-\ln \mathcal{L} = -N \ln(\beta) - \sum_{n=1}^N \ln \left(\sum_{i=1}^I \left| \sum_{j=1}^{J(i)} \sqrt{\alpha_{ij}} \cdot z_{ij} \cdot A_{ij}(\vec{x}_n) \right|^2 + b \right) \quad (8.54)$$

8.6.3 Güte der Anpassung

Das größte Problem der Maximum-Likelihood Methode ist, dass der Likelihood nur ein relatives, aber kein absolutes Maß für die Güte einer Anpassung darstellt. Daher kann man zwar von zwei verschiedenen Anpassungen immer sagen, welche von beiden die bessere ist, aber man kann nie genau abschätzen, wann keine Verbesserung mehr erreichbar ist, und somit die Anpassung als endgültig angesehen werden kann.

Im Gegensatz dazu bietet die χ^2 -Methode die Möglichkeit zu entscheiden, wann das Ziel erreicht ist. Wird der χ^2 -Wert bezogen auf die Anzahl der Freiheitsgrade gleich eins, kann durch Einführung und Variation neuer Parameter keine Verbesserung mehr erwartet werden.

Daher erfordert die Likelihood-Methode ein behutsames Annähern an die vermuteten physikalischen Gegebenheiten durch die Gestaltung eines Minimalmodells, das alle möglichen Übergangsamplituden beschreibt, die nur etablierte Resonanzen enthalten. Durch sukzessive Einführung neuer Übergänge oder auch durch Variation der Parameter weniger bekannter Zwischenzustände kann durch Vergleich des Likelihood-Wertes schrittweise eine Verbesserung der Anpassung erzielt werden. Irgendwann wird man feststellen, dass die Likelihood ein Maximum zu erreichen scheint und neue freie Parameter zu keiner wesentlichen Steigerung mehr führen.

Das Ergebnis der Anpassung lässt sich auch optisch beurteilen, indem man die Dalitzplots der Daten und der Anpassung miteinander vergleicht. Stellen, an denen die Anpassung Probleme aufweist, werden durch eine signifikante Differenz beider Verteilungen sichtbar. Die optische Übereinstimmung kann durch die Definition eines speziellen χ^2 auch quantifiziert werden.

Man kann ein normiertes χ^2 definieren: χ^2/dof , wobei dof die Anzahl der Freiheitsgrade (*degrees of freedom*) bedeutet. χ^2 wird definiert durch:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{bin}} \frac{(N_i^{exp} c_i - N_i^{theo})^2}{\sigma_i^2} \quad (8.55)$$

N_{bin} : Anzahl der Dalitzplotzellen (*bins*)

N_i^{exp} : Anzahl der realen Ereignisse des i-ten Bins

N_i^{theo} : Anzahl der theoretisch generierten Ereignisse des i-ten Bins

c_i : Akzeptanzkorrektur des i-ten Bins

Der quadratische Fehler σ_i^2 ist gegeben durch die experimentelle Zählstatistik und den Fehler der theoretischen Gewichte:

$$\sigma_i^2 = N_i^{exp} c_i^2 + \sigma_i^2(N_i^{theo}) \quad (8.56)$$

Der quadratische Fehler σ_i^2 der Akzeptanzkorrektur wurde vernachlässigt, da hierfür Zellen mit großem Korrekturfaktor von der Anpassung ausgeschlossen wurden.

Es werden nur Kanäle berücksichtigt, die wenigstens 5 Einträge enthalten, da die Anwendung des χ^2 -Formalismus eine hohe Datenstatistik voraussetzt. Die Information, welche die übrigen Kanäle enthalten, geht somit verloren. Trotz mangelnder Exaktheit ist dieses Verfahren unabhängig von der Likelihood ein brauchbares Maß für die Güte der Anpassung.

Die Anzahl der Freiheitsgrade ist gleich der Anzahl der Histogrammkanäle N_{bin} minus die Anzahl der bei der Anpassung freigelassenen Parameter.

Amplitude	Resonanzen	I	m [MeV]	Γ [MeV]	Bemerkung
$(K\pi)_{S\text{-Welle}}$	$K_{0+}(1430)$	1/2	1412 ± 6	294 ± 23	Param. als $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$
$(K\pi)_{P\text{-Welle}}$	$K_{1-}^*(892)^\pm$	1/2	891.66 ± 0.26	50.8 ± 0.9	bei einem Pol als B.W.
	$K_{1-}^*(892)^0$	1/2	896.10 ± 0.27	50.7 ± 0.6	bei n Polen als
	$K^*(1410)$	1/2	1414 ± 15	232 ± 21	K-Matrix
$(K\pi)_{D\text{-Welle}}$	$K_2^*(1430)^\pm$	1/2	$1425,6 \pm 1,5$	98.5 ± 2.7	B.W.
	$K_2^*(1430)^0$	1/2	1432.4 ± 1.3	109 ± 5	B.W.
$(K\bar{K})_{S\text{-Welle}}$	$f_0(980)$	0	980 ± 10	$40 - 100$	bei einem Pol als B.W.
	$f_0(1370)$	0	$1200 - 1500$	$200 - 500$	bei n Polen als
	$f_0(1500)$	0	1500 ± 10	112 ± 10	K-Matrix
	$a_0(980)$	1	$984,8 \pm 10$	$50 - 100$	bei einem Pol als B.W.
	$a_0(1450)$	1	1474 ± 19	265 ± 13	bei n Polen als K-Matrix
$(K\bar{K})_{P\text{-Welle}}$	$\phi(1020)$	0	$1019,42 \pm 0,014$	$4,458 \pm 0,032$	bei einem Pol als B.W.
	$\phi(1680)$	0	1680 ± 20	150 ± 50	bei n Polen als K-Matrix
	$\rho(770)$	1	$769,3 \pm 0,8$	$150,2 \pm 0,8$	bei einem Pol als B.W.
	$\rho(1450)$	1	1465 ± 25	310 ± 60	bei n Polen als
	$\rho(1700)$	1	1700 ± 20	240 ± 60	K-Matrix
$(K\bar{K})_{D\text{-Welle}}$	$f_2(1270)$	0	$1275,4 \pm 1,2$	$185,1 \begin{smallmatrix} +3,4 \\ -2,6 \end{smallmatrix}$	bei einem Pol als B.W.
	$f_2'(1525)$	0	1525 ± 5	76 ± 10	bei n Polen als K-Matrix
	$a_2(1270)$	2	$1318,0 \pm 0,6$	107 ± 5	bei einem Pol als B.W.
	$a_2(1660)$	2	1623	277	bei n Polen als K-Matrix

Tabelle 8.2: Isospin, Masse und Breite der Resonanzen, die in der Partialwellenanalyse benutzt wurden, wie sie im PDG [5] aufgeführt sind, mit Ausnahme des $a_2(1660)$, dieses Teilchen ist aus [11]. B.W.: Breit-Wigner-Amplitude.

8.7 Die Daten-Anpassung

Bei der rein optischen Betrachtung der einzelnen Dalitzplots, können Auffälligkeiten in der Struktur der Spektren bereits Indizien oder sogar Evidenzen für die Produktion und erste Hinweise auf die Dynamik des Reaktionsprozesses liefern. Bei allen drei Dalitzplots kann man klar die $K^*(890)$ -Bänder und deren Interferenzmuster erkennen. Allerdings können mögliche Reflexionen von Zerfallsamplituden und deren Interferenzen das Vorhandensein etwaiger intermediärer Zustände vortäuschen oder vorhandene Resonanzen bedecken oder verschleiern. Gewissheit über den Beitrag und den Einfluss der in Frage kommenden Partialwellen kann man sich jedoch nur mit Hilfe einer Partialwellenanalyse verschaffen. Tabelle 8.2 zeigt die Parameter der in der Partialwellenanalyse auftretenden Resonanzen, wie sie im PDG [5] aufgeführt sind.

8.7.1 Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$

Minimalhypothese

Wie bereits erwähnt, sieht man auf den ersten Blick die herausragende Resonanz $K^*(892)$, die sich durch das horizontale und das vertikale Band, das dem Dalitzplot das Aussehen eines Schmetterlings verleiht, ausdrückt. Aus diesem Grund wurde bei der Partialwellenanalyse mit dieser Resonanz begonnen und dann sukzessive die weiteren möglichen Resonanzen hinzugefügt, zuerst die etablierten und schließlich die weniger etablierten. Zuerst wurde das $a_2(1320)$, dann die $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ hinzugenommen, als Minimalhypothesen. Danach wurden die drei Resonanzen beliebig ausgetauscht bzw. kombiniert. Das jeweilige Ergebnis ist in Tabelle 8.3 zu sehen.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	Untergrundstärke [%]
$(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ allein	$0,8 \cdot 10^{-3}$	41,3	100
$a_2(1320)$ allein	912	38,6	79
$a_2(1320) + (K\pi)_{S\text{-Welle}}$	912	38,6	79
$K^*(890)$ allein	6279	6,8	24
$K^*(890) + (K\pi)_{S\text{-Welle}}$	6316	6,4	22
$K^*(890) + a_2(1320)$	6565	5,2	15
$K^*(890) + a_2(1320) + (K\pi)_{S\text{-Welle}}$	6672	3,9	9

Tabelle 8.3: Fitresultate für verschiedene Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$

Bis zu diesem Zeitpunkt wurden die Massen und Breiten noch bei den PDG-Werten festgehalten, da der Fit noch sehr ungenau war und der mitgefittete Parameter für die Stärke der Untergrundkonstante einen sehr hohen Wert aufwies, wodurch gefittete Parameter für Massen und Breiten nicht besonders aussagekräftig und in manchen Fällen sogar nicht ermittelbar waren. Abbildung 8.5 zeigt den Vergleich zwischen Daten und Anpassung der Minimalhypothese.

ρ -Zustände

In den letzten Jahren etablierte sich nach zahlreichen Experimenten die Auffassung, dass die seit den siebziger Jahren vermutete Resonanz $\rho(1600)$ ersetzt werden muss durch zwei ρ -Resonanzen in der Massenregion um 1600 MeV/c²: die Resonanzen $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ mit $I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$. Nach der Untersuchung der Minimalhypothesen wurde in dieser Arbeit damit begonnen zunächst eine mögliche ρ -Resonanz hinzuzufitten. Dies verbesserte den Fit erheblich. Zunächst wurden die Werte für die Masse und die Breite des ρ -Mesonen auf die PDG-Werte fixiert. Die Ergebnisse, die durch die Permutation sämtlicher Teilchen inklusive Weglassen eines und mehrerer Teilchen entstanden sind, sind in Tabelle 8.4 aufgeführt.

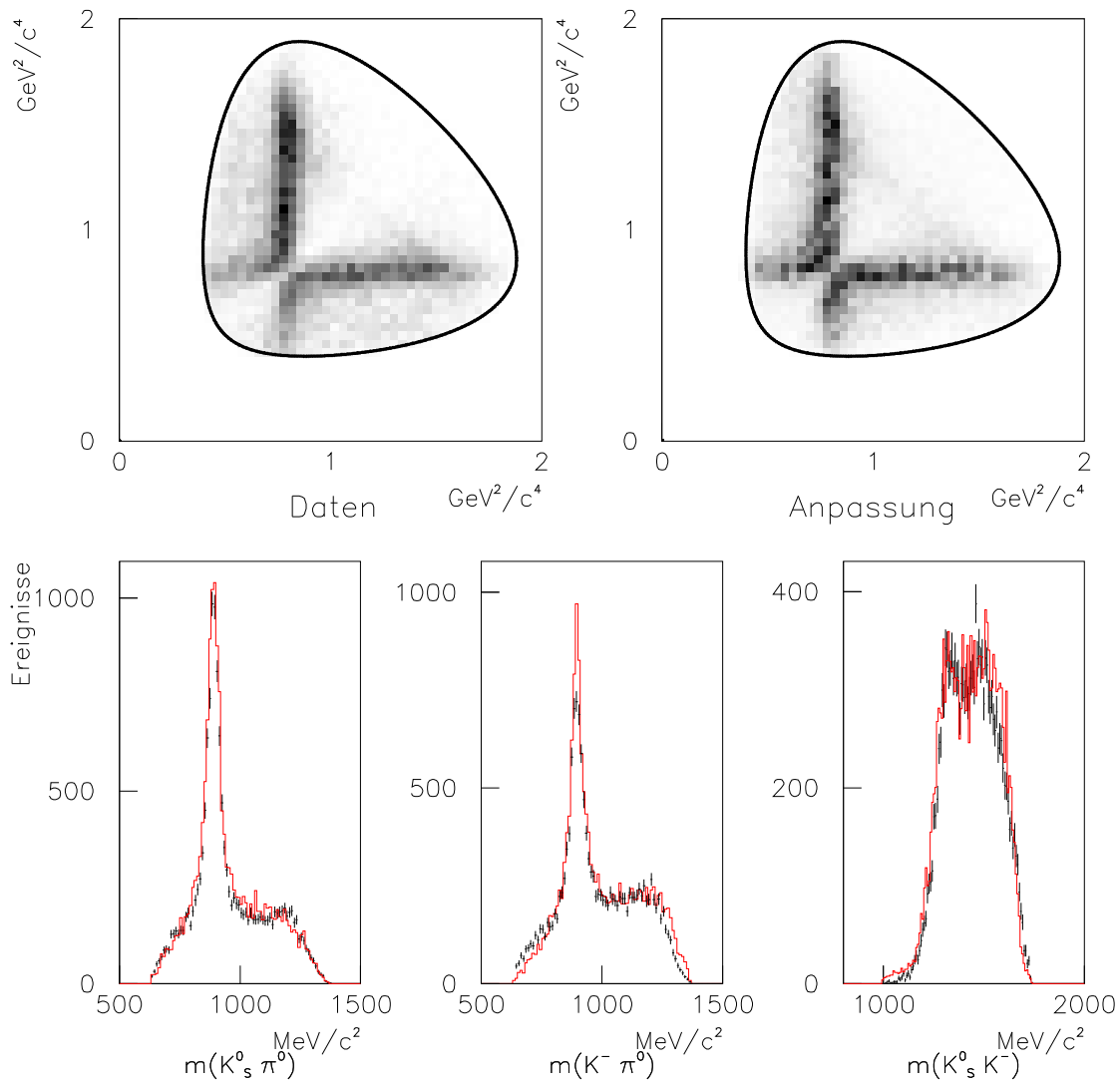


Abbildung 8.5: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die Minimalhypothese mit K^* , $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2
$(K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	1701	27,6
$a_2(1320) + \rho(1465)$	2436	25,0
$a_2(1320) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	2441	24,9
$K^*(890) + \rho(1465)$	6697	4,9
$K^*(890) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	6797	4,3
$K^*(890) + a_2(1320) + \rho(1465)$	7054	3,2
$K^*(890) + a_2(1320) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	7097	3,2

Tabelle 8.4: Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ mit einem $\rho(1465)$. Der Untergrundbeitrag wurde von dem Fit immer mit einer Stärke von 0% ermittelt.

Danach wurden für alle beteiligten Teilchen jeweils die einzelnen Massen und Breiten frei angepasst. Das Ergebnis zeigt Tabelle 8.5.

Resonanz	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]
K^{*0}	895 ± 4	51 ± 5
K^{*-}	892 ± 5	53 ± 5
$a_2(1320)$	1346 ± 27	97 ± 25
$\rho(1465)$	1529 ± 28	256 ± 29

Tabelle 8.5: Anpassung der Massen und Breiten von Resonanzen der Minimalhypothese mit einem $\rho(1465)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. (Bei der Anpassung der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ konnten wegen der besonderen Form dieser Amplitude keine sinnvollen Ergebnisse erzielt werden, deswegen wurden die Werte für Masse, Breite und Streuterm auf den Ausgangswerten belassen.)

Als zweiter Schritt wurde auch die zweite ρ -Resonanz in einer Massenregion um die 1700 MeV/c² als weiterer \hat{K} -Matrix-Pol eingeführt. Hier verbesserte sich das $\ln(\mathcal{L})$ noch mal signifikant, was zeigt, dass beide ρ -Zustände zur Beschreibung des Datensatzes benötigt werden. Auch hier wurden zunächst die Resonanzen durchgetauscht bzw. einzeln miteinander kombiniert und jeweils die einzelnen Massen zunächst bei den PDG-Werten fixiert (siehe Tabelle 8.6), danach wurden für die beste Kombination die einzelnen Massen und Breiten angepasst (siehe Tabelle 8.7).

Abbildung 8.6 zeigt die Veränderung des Likelihoods bei Variation der Massen m_0 und Breiten Γ_0 der ρ -Resonanzen. m_0 und Γ_0 wurden dafür jeweils in 10 MeV/c²- bzw. 25 MeV/c²-Schritten vergrößert und das Modell jeweils neu angepasst. Auch hier zeigt sich ganz deutlich, dass zwei ρ -Resonanzpole zur guten Beschreibung der Daten nötig sind.

Das gesamte Ergebnis der Anpassung im Vergleich zur Minimalhypothese ist in Tabelle 8.9

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2
$(K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465) + \rho(1700)$	2440	21, 1
$a_2(1320) + \rho(1465) + \rho(1700)$	3735	14, 3
$a_2(1320) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465) + \rho(1700)$	3734	14, 2
$K^*(890) + \rho(1465) + \rho(1700)$	6891	3, 5
$K^*(890) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465) + \rho(1700)$	6910	3, 3
$K^*(890) + a_2(1320) + \rho(1465) + \rho(1700)$	7219	1, 8
$K^*(890) + a_2(1320) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465) + \rho(1700)$	7226	1, 8

Tabelle 8.6: Fitresulte der Minimalhypothesen mit einem $\rho(1465)$ und einem $\rho(1700)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$.

Resonanz	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]
K^{*0}	896 ± 3	51 ± 3
K^{*-}	892 ± 2	53 ± 4
$a_2(1320)$	1333 ± 15	107 ± 7
$\rho(1465)$	1484 ± 20	174 ± 20
$\rho(1700)$	1728 ± 21	136 ± 23

Tabelle 8.7: Anpassung der Massen und Breiten der Minimalhypothese mit einem $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. (bei der Anpassung der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ konnten wegen der besonderen Form dieser Amplitude keine sinnvollen Ergebnisse erzielt werden, deswegen wurden die Werte für Masse, Breite und Streuterm bei den Ausgangswerten belassen.)

aufgeführt. Hier sind die gefitteten Massen und Breiten der $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ in den Fit eingebunden.

Daraus ergibt sich :

$$\ln(\mathcal{L}) = 7294 \text{ und } \chi^2 = 1,4$$

Den Vergleich zwischen Daten und Anpassung zeigt Abbildung 8.7

Weitere Amplituden

- $\mathbf{a_0(980)}$ und $\mathbf{a_0(1450)}$:

Die Resonanzen a_0 , dargestellt mit der Flatté-Funktion, tragen bei den meisten Analysen (z.B. [77, 50]) in großem Maße zu den Fitergebnissen bei. Bei der hier vorliegenden Analyse ist die Produktion einer a_0 -Resonanz nur aus dem 1P_1 -Anfangszustand möglich.

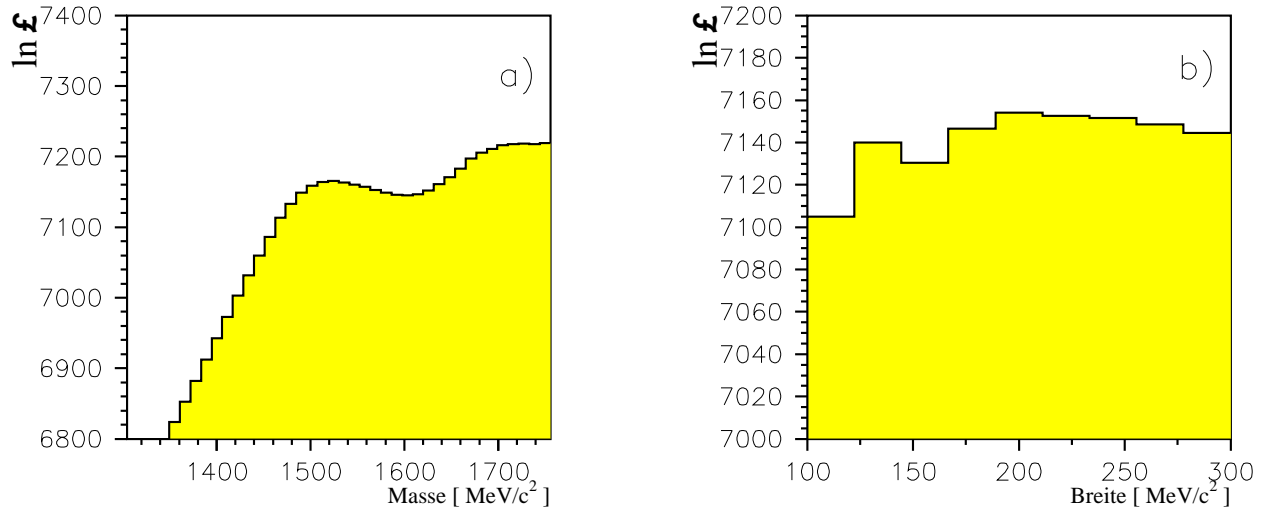


Abbildung 8.6: Likelihood in Abhängigkeit der a) Masse und b) Breite der ρ -Resonanzen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. Die ρ -Resonanz ist hier durch eine Breit-Wigner-Amplitude parametrisiert, wodurch es zu Abweichungen der beiden Massen- bzw. Breitenpole (siehe Tabelle 8.7) kommen kann, da diese mit einer \hat{K} -Matrix parametrisiert sind.

Alle möglichen Kombinationen der Teilchen $a_0(980)$ und $a_0(1450)$ mit dem bisherigen Fit zeigten jedoch, dass eine gute Beschreibung der Daten weder das $a_0(980)$ noch das $a_0(1450)$ noch eine Kombination aus beiden benötigt (siehe Tabelle 8.8).

- **$a_2(1660)$:**

Das $a_2(1660)$ wurde als weiterer \hat{K} -Matrix-Pol, zusätzlich zum $a_2(1320)$ eingeführt. Diese Resonanz findet sich bei der Analyse $p\bar{p} \rightarrow K^+ K^- \pi^0$ im Flug [11]. Die Einführung dieser Resonanz führt zu einer geringen Verbesserung des $\ln(\mathcal{L})$, die allerdings nicht sehr signifikant ist. Ergebnisse der Kombination bzw. des Tausches mit den ρ -Resonanzen sind in Tabelle 8.8 gezeigt.

- **$\rho(770)$:**

In Analysen, die die $\rho(770) \rightarrow \pi\pi$ -Resonanzen beinhalten, haben diese immer einen großen Anteil an der Gesamtverteilung. Da die Nominalmasse von $770 \text{ MeV}/c^2$ unterhalb der $K\bar{K}$ -Schwelle liegt, wurde das $\rho(770)$ mit Hilfe der Flatté-Funktion eingeführt. Der Fit verbesserte sich durch die Einführung des $\rho(770)$ nicht durchgreifend.

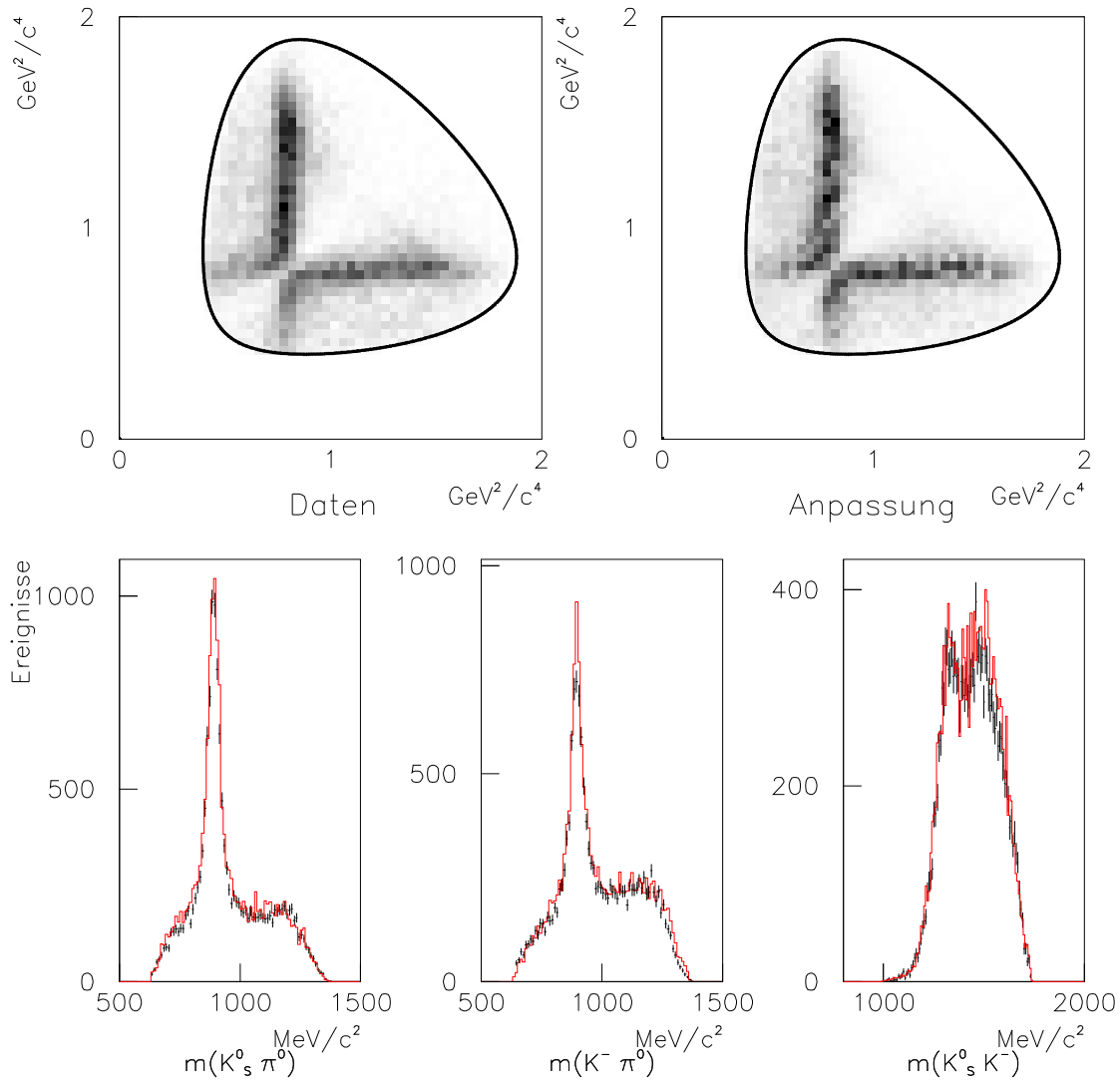


Abbildung 8.7: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die Anpassung mit K^* , $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $a_2(1320)$, $\rho(1465, 1700)$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung.

- **$K_2(1430)$:**

In einer Analyse des Kanals $p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [23] wurde zur Beschreibung der Daten zwingend ein $K_2(1430)$ benötigt. Aus diesem Grund wurden auch in dieser Analyse Tests mit diesem Teilchen gemacht. Der $\ln(\mathcal{L})$ verbesserte sich durch die Einführung des $K_2(1430)$ etwas (siehe Tabelle 8.8), aber der Beitrag des $K_2(1430)$ aus den einzelnen Anfangszuständen ist unterhalb 1% und kann somit gleich null gesetzt werden.

- **$\rho(1330)$:**

In verschiedenen anderen Analysen [79] wird die Möglichkeit erwähnt, dass es möglicherweise noch einen zusätzlichen ρ -Pol im Bereich von 1300 MeV/c² geben könnte, doch der Versuch diesen in den Fit zu integrieren, führte zu keinem verbesserten Fitergebnis.

- **$K^*(1410)$:**

Eine weitere mögliche Resonanz ist das $K^*(1410)$, das als weiterer \hat{K} -Matrix Pol, zusätzlich zum $K^*(890)$, eingeführt wird. Hier verbesserte sich die Anpassung in signifikanter Weise (siehe Tabelle 8.8). Der Versuch, ein zusätzliches $K_2(1430)$ hinzuzufügen, führte nicht zu einem wirklich verbesserten Fit. Die Anpassung der Masse und Breite des $K^*(890)$ und des $K^*(1410)$ als \hat{K} -Matrixpole ergab:

$$\begin{aligned} m(K^*(890)) &= (900 \pm 16)\text{MeV}/c^2 & \text{und} & \quad \Gamma(K^*(890)) = (50 \pm 5)\text{MeV}/c^2 \\ m(K^*(1410)) &= (1442 \pm 56)\text{MeV}/c^2 & \text{und} & \quad \Gamma(K^*(1410)) = (315 \pm 160)\text{MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Dies führt zu einem $\ln(\mathcal{L})$ von 7371 bzw. zu einem χ^2 von 1, 1.

Abbildung 8.8 zeigt die Veränderung des Likelihoods bei Variation der Massen m_0 und Breiten Γ_0 der K^* -Resonanzen. m_0 und Γ_0 wurden dafür jeweils in 20 MeV/c²- bzw. 40 MeV/c²- Schritten vergrößert und das Modell jeweils neu angepasst. Auch hier findet sich ein Hinweis, dass zwei K^* -Resonanzpole die Daten besser beschreiben, als nur ein K^* -Resonanzpol.

Die beste Anpassung

Tabelle 8.9 zeigt die beste Anpassung mit $K^*(890)$, $a_2(1320)_+$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $\rho(1465)$, $\rho(1700)$ und $K^*(1410)$. Abbildung 8.9 zeigt die Quadrate der Partialamplituden der einzelnen Resonanzen als Funktion der Masse, d.h. das „differentielle“ Verzweigungsverhältnis.

Dabei wird das Quadrat des dynamischen Teils \hat{F} der Amplitude in Abhängigkeit der Masse dargestellt, über die Winkelverteilung wird integriert. Das Integral dieser Darstellung über den gesamten Phasenraum $\int_{P.R.} \frac{d(BR)}{dm} dm$ stellt das Verzweigungsverhältnis dar.

Abbildung 8.10 zeigt einen Vergleich zwischen Daten und Anpassung für den besten Fit.

Zusätzliche Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	gesamte Stärke der Resonanz [%]
$a_0(980)$	7296	1,3	0,0
$a_0(1450)$	7301	1,3	1,0
$a_0(980) + a_0(1450)$	7292	1,3	0,0 bzw. 0,6
$a_2(1660)$, ohne ρ	7180	2,0	20,9
$a_2(1660) + \rho(1465)$	7228	1,9	16,5
$a_2(1660) + \rho(1465) + \rho(1700)$	7299	1,4	1,4
$\rho(770)$	6751	3,5	0,7
$\rho(770) + \rho(1465)$	7160	1,8	0,8
$\rho(770) + \rho(1700)$	6988	2,3	1,2
$\rho(770) + \rho(1465) + \rho(1700)$	7246	1,6	0,4
$K_2(1430)$	7322	1,3	1,3
$\rho(1300)$	7307	1,3	1,0
$K^*(1410)$	7362	1,1	7,2
$K^*(1410) + K_2(1430)$	7368	1,1	5,9 bzw. 1,6

Tabelle 8.8: Zusätzliche Resonanzen, die zu den „notwendigen“ Resonanzen: $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ gefittet wurden. In der letzten Spalte wurde die gesamte Stärke (Addition der Beiträge aller Anfangszustände) der jeweiligen zusätzlichen Resonanz aufgeführt.

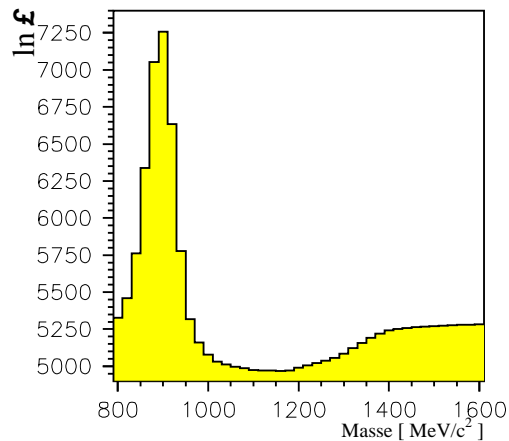


Abbildung 8.8: Likelihood in Abhängigkeit der Masse der K^* -Resonanzen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. Die K^* -Resonanz ist hier durch eine Breit-Wigner-Amplitude parametrisiert, wodurch es zu Abweichungen der beiden Massenpole kommen kann, da diese mit einer \hat{K} -Matrix parametrisiert sind.

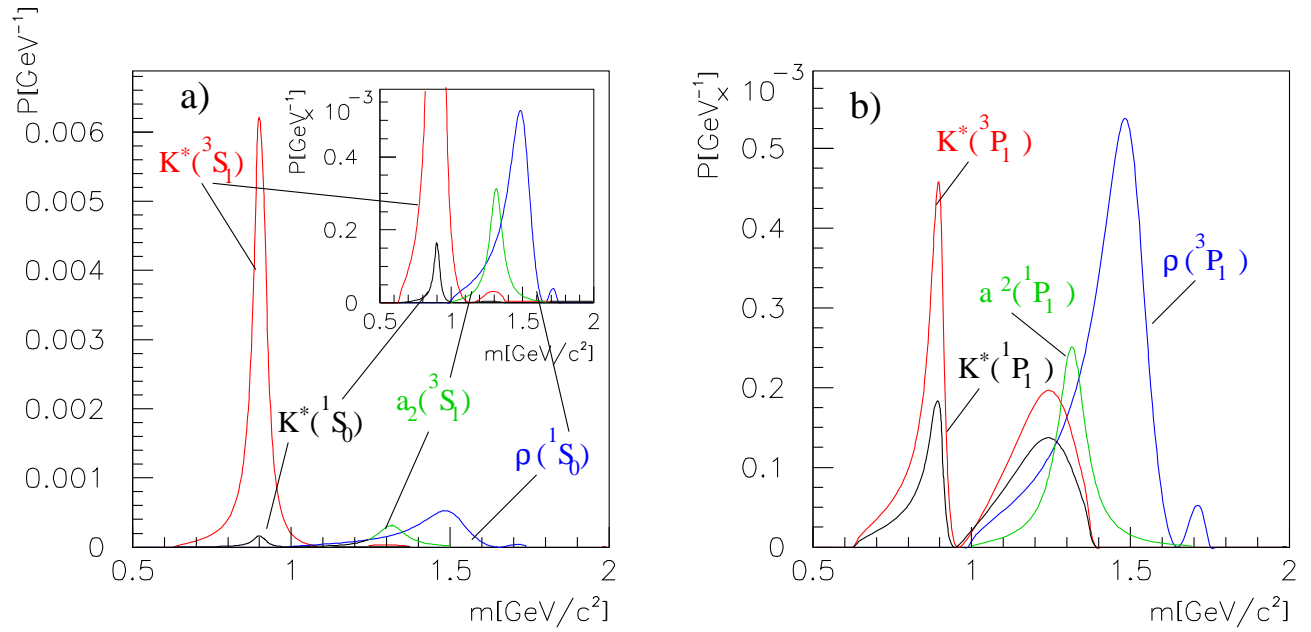


Abbildung 8.9: Differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten $P = \frac{d(BR)}{dm}$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ als Funktion der invarianten ($K\bar{K}$)- bzw ($K\pi$)-Masse aus a) der S-Welle (in dem kleinen eingefügten Bild sind dieselben Partialwellen, nur in einem anderen Maßstab dargestellt) b) der P-Welle.

	Minimalmodell		+ $\rho(1450), \rho(1700)$		+ $K_1^*(1410)$	
$\bar{p}n$ -Zustand / Übergang	Anteil [%]	Phase [°]	Anteil [%]	Phase [°]	Anteil [%]	Phase [°]
$^1S_0(0^-)$	18 ± 1		12 ± 2		12 ± 1	
$K^*(892)K$	$7,6 \pm 0,5$	0,0 (fixiert)	0 ± 10	–	$0,5 \pm 0,1$	0,0 (fixiert)
$(K\pi)_{S-wave}K$	$8,2 \pm 0,7$	85 ± 3	$0,7 \pm 0,2$	57 ± 24	$2,2 \pm 0,9$	247 ± 6
$\rho(1465)\pi$	–	–	10 ± 2	0,0 (fixiert)	$7,4 \pm 0,3$	31 ± 4
$\rho(1700)\pi$	–	–	$2,3 \pm 0,9$	70 ± 6	$2,4 \pm 0,2$	285 ± 3
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	$0,09 \pm 0,04$	305 ± 12
$^3S_1(1^-)$	62 ± 3		64 ± 10		58 ± 4	
$K^*(892)K$	60 ± 3	0,0 (fixiert)	60 ± 10	0,0 (fixiert)	59 ± 3	0,0 (fixiert)
$a_2(1320)\pi$	$2,4 \pm 0,2$	57 ± 3	$4,6 \pm 0,5$	50 ± 3	$1,3 \pm 0,8$	44 ± 3
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	$1,0 \pm 0,2$	299 ± 5
$^1P_1(1^+)$	12 ± 1		10 ± 1		12 ± 2	
$K^*(892)K, L=0$	$3,1 \pm 0,2$	0,0 (fixiert)	0,0	–	7 ± 1	0,0 (fixiert)
$K^*(892)K, L=2$	$0,7 \pm 0,3$	1 ± 11	8 ± 1	0,0 (fixiert)	$1,2 \pm 0,5$	216 ± 5
$(K\pi)_{S-wave}K$	$0,6 \pm 0,2$	320 ± 45	0,0	–	$0,9 \pm 0,3$	163 ± 7
$a_2(1320)\pi$	$7,9 \pm 0,7$	90 ± 9	$4,3 \pm 0,6$	12 ± 9	$1,5 \pm 0,3$	241 ± 12
$K^*(1410)K, L=0$	–	–	–	–	$3,4 \pm 0,8$	7 ± 3
$K^*(1410)K, L=2$	–	–	–	–	$0,4 \pm 0,2$	98 ± 24
$^3P_1(1^+)$	0 ± 14		15 ± 4		18 ± 6	
$K^*(892)K, L=0$	$0,0 \pm 0,3$	0,0 (fixiert)	$2,5 \pm 0,6$	0,0 (fixiert)	$4,4 \pm 0,9$	0,0 (fixiert)
$K^*(892)K, L=2$	$0,0 \pm 0,5$	–	$0,8 \pm 0,3$	228 ± 37	$0,9 \pm 0,3$	18 ± 7
$(K\pi)_{S-wave}K$	$0,0 \pm 0,1$	–	$0,1 \pm 0,1$	176 ± 38	$3,6 \pm 0,6$	109 ± 6
$\rho(1465)\pi, L=0$	–	–	5 ± 3	13 ± 23	$3,4 \pm 0,4$	343 ± 8
$\rho(1465)\pi, L=2$	–	–	$3,8 \pm 0,5$	91 ± 11	$4,2 \pm 0,2$	122 ± 6
$\rho(1700)\pi, L=0$	–	–	2 ± 2	258 ± 24	$3,1 \pm 0,3$	40 ± 7
$\rho(1700)\pi, L=2$	–	–	$0,3 \pm 0,8$	252 ± 38	$0,01 \pm 0,02$	244 ± 30
$K^*(1410)K, L=0$	–	–	–	–	$6,5 \pm 0,7$	305 ± 3
$K^*(1410)K, L=2$	–	–	–	–	$0,5 \pm 0,2$	260 ± 13
$^3P_2(2^+)$	$0,01 \pm 0,03$		$0,2 \pm 0,8$		$0,04 \pm 0,08$	
$K^*(892)K$	$0,01 \pm 0,03$	0,0 (fixiert)	$0,1 \pm 0,6$	0,0 (fixiert)	$0,04 \pm 0,08$	0,0 (fixiert)
$\rho(1465)\pi$	–	–	$0,0 \pm 0,5$	16 ± 38	0	–
$\rho(1700)\pi$	–	–	0	–	0	–
$K_1^*(1410)K$	–	–	–	–	0	–

Tabelle 8.9: Ergebnisse der Anpassungen des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$

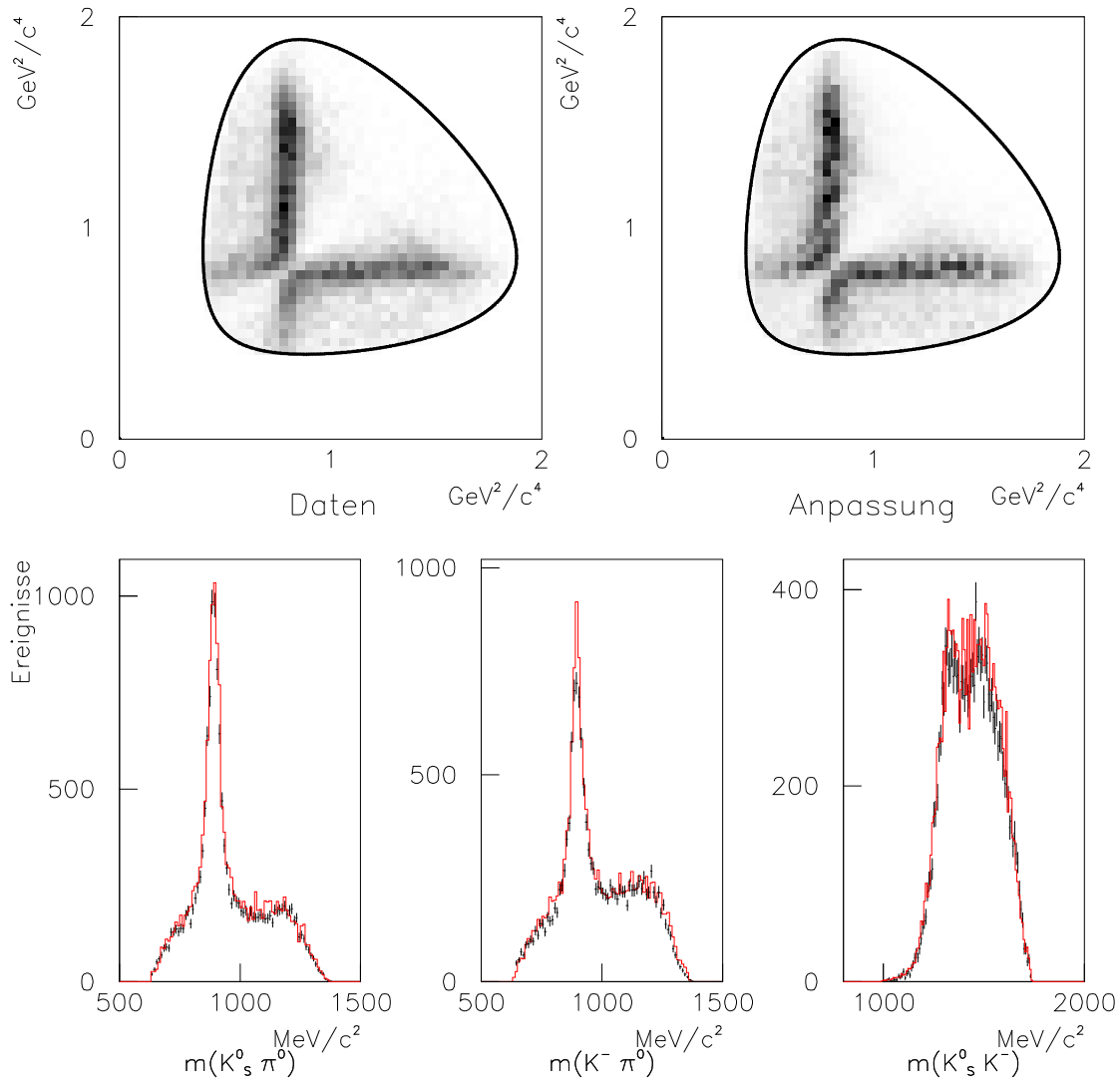


Abbildung 8.10: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die beste Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, mit $K^*(890, 1410)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $a_2(1320)$, $\rho(1465, 1700)$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung.

Anpassung mit verschiedenen Spektatorimpulsen

Nach Abschnitt 7.1 erhöht sich der Anteil der P -Wellen-Annihilation, wenn auch Ereignisse mit einem Spektator-Impuls, der höher ist als 100 MeV/c, durchgelassen werden. Zur Überprüfung dieser These wurden Ereignisse selektiert, deren Spektator-Impuls zwischen 100-200 MeV/c liegen. Danach wurde eine Partialwellenanalyse durchgeführt. Das Ergebnis ist in Tabelle 8.10 aufgelistet. Es zeigt, dass der S -Wellen-Anteil von 72% auf 55% sinkt und der P -Wellen-Anteil von 28% auf 45% steigt.

Beste Anpassung mit einem Spektator-Impuls 100-200 MeV/c			Beste Anpassung mit einem Spektator-Impuls 100-200 MeV/c		
$\bar{p}n$ -Zustand / Übergang	Anteil [%]	Phase [°]	$\bar{p}n$ -Zustand / Übergang	Anteil [%]	Phase [°]
$^1S_0(0^-)$	6 ± 2		$^1P_1(+)$	15 ± 3	
$K^*(892)K$	$0,00 \pm 0,04$	65 ± 49	$K^*(892)K, L = 0$	9 ± 2	0,0 (fixiert)
$(K\pi)_{S-wave}K$	2 ± 2	274 ± 21	$K^*(892)K, L = 2$	$0,7 \pm 0,3$	230 ± 38
$\rho(1465)\pi$	5 ± 1	0,0 (fixiert)	$(K\pi)_{S-wave}K$	$0,06 \pm 0,07$	157 ± 49
$\rho(1700)\pi$	$0,00 \pm 0,01$	263 ± 49	$a_2(1320)\pi$	6 ± 1	309 ± 37
$K_1^*(1410)K$	$0,00 \pm 0,00$	325 ± 49	$K_1^*(1410)K, L = 0$	$0,00 \pm 0,01$	212 ± 49
$^3S_1(1^-)$	49 ± 4		$K_1^*(1410)K, L = 2$	$0,00 \pm 0,08$	227 ± 49
$K^*(892)K$	47 ± 4	0,0 (fixiert)	$^3P_1(1^+)$	30 ± 3	
$a_2(1320)\pi$	$1,7 \pm 0,5$	35 ± 6	$K^*(892)K, L = 0$	3 ± 1	0,0 (fixiert)
$K_1^*(1410)K$	$0,9 \pm 0,6$	318 ± 9	$K^*(892)K, L = 2$	$0,2 \pm 0,4$	318 ± 42
			$(K\pi)_{S-wave}K$	$0,00 \pm 0,00$	257 ± 49
			$\rho(1465)\pi, L = 0$	17 ± 2	344 ± 23
			$\rho(1465)\pi, L = 2$	$6,0 \pm 0,8$	83 ± 20
			$\rho(1700)\pi, L = 0$	$0,00 \pm 0,00$	72 ± 49
			$\rho(1700)\pi, L = 2$	$1,0 \pm 0,5$	243 ± 23
			$K_1^*(1410)K, L = 0$	$3,6 \pm 0,9$	319 ± 34
			$K_1^*(1410)K, L = 2$	1 ± 1	272 ± 22
			$^3P_2(2^+)$	$0,0 \pm 0,2$	
			$K^*(892)K$	$0,01 \pm 0,09$	0,0 (fixiert)
			$\rho(1465)\pi$	$0,00 \pm 0,01$	24 ± 49
			$\rho(1700)\pi$	$0,00 \pm 0,03$	225 ± 49
			$K_1^*(1410)K$	$0,0 \pm 0,2$	187 ± 49

Tabelle 8.10: Ergebnisse der Anpassungen des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ mit einem Spektator-Impuls zwischen 100-200 MeV/c

8.7.2 Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$

Bei der Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ ergeben sich bedingt durch die festgelegte C -Parität ($C = +1$) und die beiden möglichen Isospin-Varianten ($I = 0, 1$) des $K\bar{K}$ -Systems völlig andere Anfangsbedingungen als in dem vorherigen Fall. Auch hier sieht man deutlich die beiden $K^*(890)$ -Bänder, die jedoch in diesem Fall möglicherweise aus einem anderen Anfangszustand kommen, da die Interferenz am Kreuzungspunkt der beiden Bänder eine andere zu sein scheint.

Im Unterschied zum vorhergehenden Kanal ist hier auch der Bereich zwischen den beiden $K^*(890)$ -Bändern (sozusagen der rechte obere Quadrant) viel stärker bevölkert als vorher, was auf f_0 - bzw. f_2 -Resonanzen hinweist, die hier im Gegensatz zu dem vorherigen Kanal erlaubt sind, wohingegen das ρ verboten ist.

Zunächst wird versucht, so etwas wie eine Minimalhypothese aufzustellen, um anschließend die f_0 -Resonanzen hinzuzufügen.

Minimalhypothese

In einem ersten Schritt wurde begonnen, als eine Art Minimalhypothese gut etablierte Resonanzen, die sich auch bei der vorherigen Analyse des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ als relevant herausstellten ($K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$) als Basis für die Analyse zu nehmen. Sukzessive wurden dann die f_2 -Resonanzen in allen möglichen Kombinationen hinzugefügt. Dabei wurden zunächst die Masse und die Breite bei ihren PDG-Werten fixiert.

Die jeweiligen Ergebnisse des $\ln\mathcal{L}$ bzw. χ^2 zeigt Tabelle 8.11 und Abbildung 8.15 zeigt den Vergleich von Minimalfit und Daten.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	Untergrundstärke [%]
<i>Basis</i>	1248	2,6	14,2
<i>Basis</i> + $f_2(1270)$	1294	2,2	0,0
<i>Basis</i> + $f_2'(1525)$	1440	1,6	0,0
<i>Basis</i> + $f_2(1270)$ + $f_2'(1525)$	1477	1,5	0,0

Tabelle 8.11: Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. „Basis“ bedeutet hier die Verwendung der Teilchen $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, die hier nicht einzeln aufgeführt wurden.

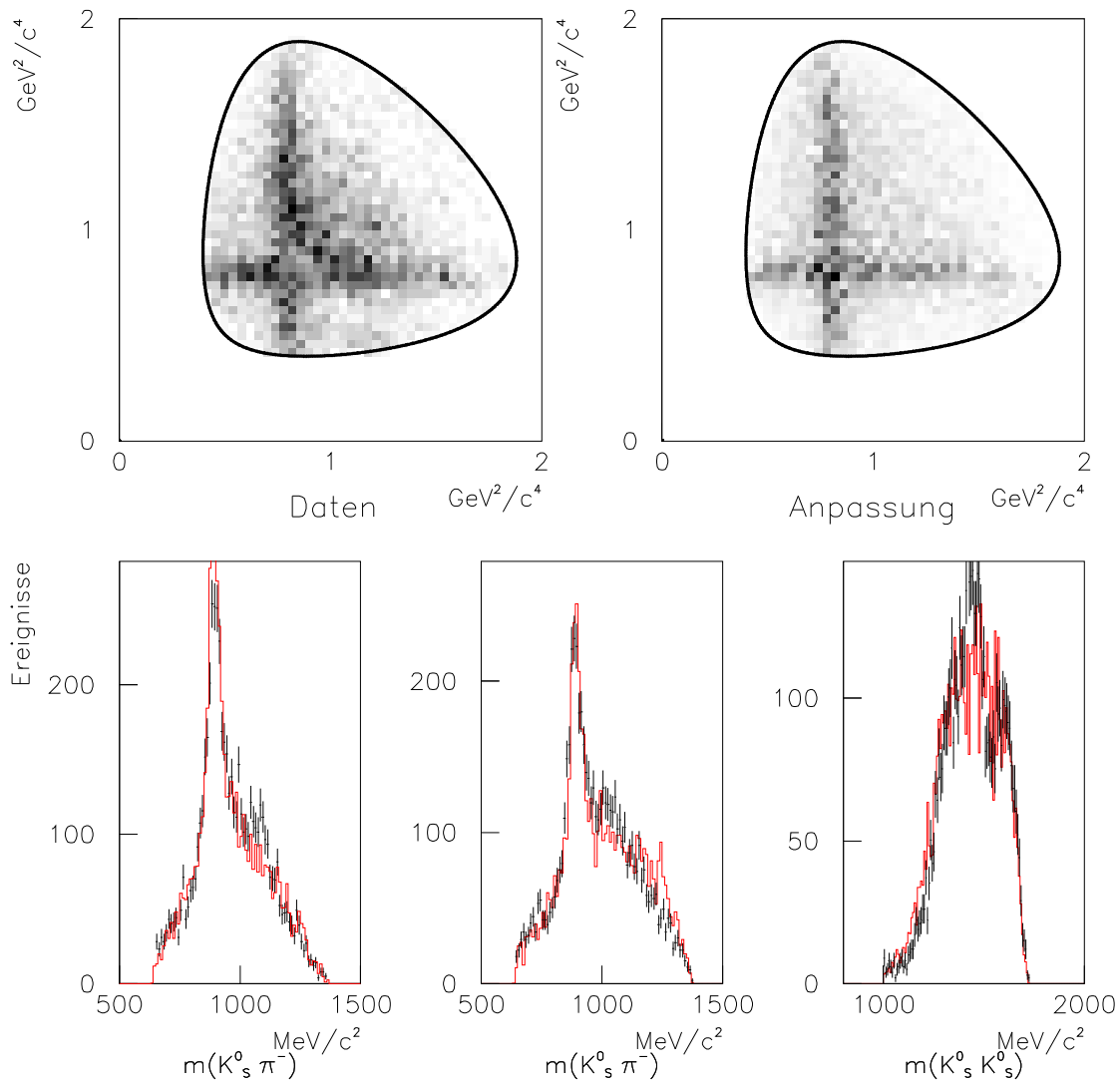


Abbildung 8.11: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die Anpassung der Minimalhypothese $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$ für den Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung.

f_0 -Zustände

Wie Abbildung 8.15 zeigt, beschreibt der Fit in der Massenregion um die 1500 MeV/c² die Daten noch unzureichend. Darum muss in diesem Bereich noch eine skalare Resonanz hinzugefügt werden. f_0 -Resonanzen wurden in vielen anderen Analysen gefunden [50], [77].

Dabei wurde zunächst versucht, nur eine f_0 -Resonanz bei einer Masse von 1370 MeV/c² und einer Breite von 264 MeV/c² [77] hinzuzufügen. Die Ergebnisse der verschiedenen Kombinationen mit den Resonanzen der Minimalhypothese sind in Tabelle 8.12 aufgeführt.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2
$Basis + f_0(1370)$	1396	1,7
$Basis + f_2(1270) + f_0(1370)$	1450	1,5
$Basis + f_2'(1525) + f_0(1370)$	1498	1,4
$Basis + f_2(1270) + f_2'(1525) + f_0(1370)$	1546	1,2

Tabelle 8.12: Fitresultate der Minimalhypothese für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ mit einem $f_0(1370)$. Basis bedeutet hier die Teilchen $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$. Der Untergrundbeitrag wurde von dem Fit immer mit einer Stärke von 0% ermittelt.

In einem nächsten Schritt wurde eine weitere f_0 -Resonanz in der Massenregion um die 1500 MeV/c² hinzugegeben. Die beiden f_0 -Resonanzen wurden mit einer \hat{K} -Matrix mit zwei Polen eingeführt und zunächst auf die PDG-Werte gesetzt.

Die Ergebnisse der möglichen Kombination sind in Tabelle 8.13 aufgeführt.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2
$Basis + f_0(1500)$	1381	2,0
$Basis + f_2(1270) + f_0(1500)$	1466	1,6
$Basis + f_2'(1525) + f_0(1500)$	1500	1,4
$Basis + f_2(1270) + f_2'(1525) + f_0(1500)$	1513	1,4
$Basis + f_0(1370) + f_0(1500)$	1477	1,5
$Basis + f_2(1270) + f_0(1370) + f_0(1500)$	1549	1,2
$Basis + f_2'(1525) + f_0(1370) + f_0(1500)$	1555	1,2
$Basis + f_2(1270) + f_2'(1525) + f_0(1370) + f_0(1500)$	1568	1,2

Tabelle 8.13: Fitresultate der Minimalhypothese für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ mit einem $f_0(1370)$ und einem $f_0(1500)$. Basis bedeutet hier die Teilchen $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$. Der Untergrundbeitrag wurde von dem Fit immer mit einer Stärke von 0% ermittelt.

Im Anschluss daran wurde versucht, die Massen und die Breiten der einzelnen Resonanzen anzupassen. Dabei stellte es sich als Problem heraus, die Mesonen $a_2(1320)$, $f_2(1270)$ und

$f_2'(1525)$ so anzupassen, dass vernünftige Werte herauskommen. Das kann daran liegen, dass diese Resonanzen im Dalitzplot so übereinander liegen, dass sie nicht voneinander zu trennen sind. Deshalb wurde diese Werte nicht angepasst und auf die PDG Werte fixiert. Die Ergebnisse aller anderen Anpassungen sind in Tabelle 8.14 dargestellt.

Resonanz	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]
K^{*-}	892 ± 5	61 ± 14
$f_0(1370)$	1384 ± 27	299 ± 12
$f_0(1500)$	1546 ± 29	119 ± 29

Tabelle 8.14: Anpassung der Massen und Breiten von K^* , $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ des Fits mit $Basis + f_2(1270) + f_2'(1525) + f_0(1370) + f_0(1500)$.

Die Veränderung des Likelihood bei der Variation der einzelnen Massen m_0 und Breiten Γ_0 , jeweils in 10 MeV/c²-Schritten, zeigt Abbildung 8.12.

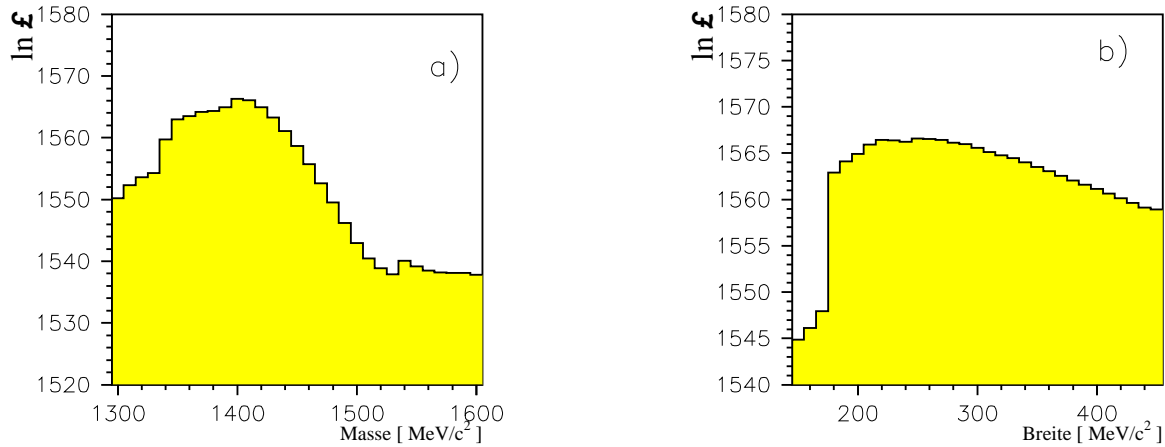


Abbildung 8.12: Likelihood in Abhängigkeit der a) Masse und b) Breite der f_0 -Resonanzen im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Die f_0 -Resonanz ist hier durch eine Breit-Wigner-Amplitude parametrisiert, wodurch es zu Abweichungen der beiden Massen- bzw. Breitenpole kommen kann, da diese mit einer \hat{K} -Matrix parametrisiert sind.

Mit diesen angepassten Massen verbessert sich der $\ln \mathcal{L}$ auf:

$$\ln(\mathcal{L}) = 1578 \text{ und } \chi^2 = 1,1$$

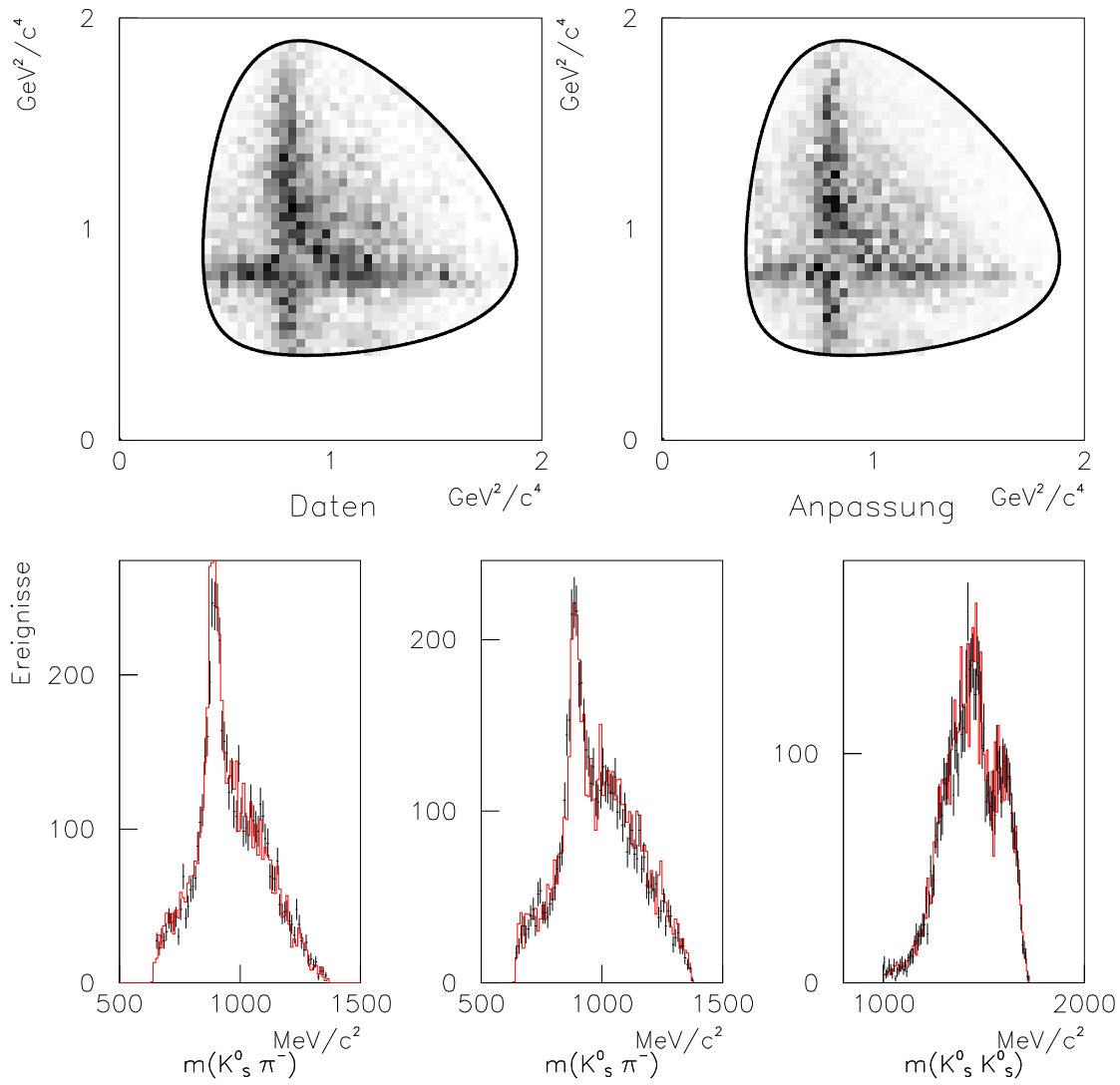


Abbildung 8.13: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die Anpassung der Minimalhypothese mit $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f'_2(1525)$, $f_0(1370)$ und $f_0(1500)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung.

Das gesamte Ergebnis der Anpassung im Vergleich zur Minimalhypothese ist in Tabelle 8.16 aufgeführt. Hier sind die $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$, $f_0(1370)$ und $f_0(1500)$ in den Fit eingebunden. Es wurden die gefitteten Massen und Breiten benutzt.

Weitere Amplituden

- **$a_0(980)$ und $a_0(1450)$** : Auch in diesem Fall ist die Produktion einer a_0 -Resonanz nur aus dem 1P_1 -Anfangszustand möglich. Ebenfalls zeigt sich, dass eine gute Beschreibung der Daten kein $a_0(980)$ oder $a_0(1450)$, gleichgültig in welcher Kombination, benötigt.
- **$a_2(1660)$** : Auch die Einführung des $a_2(1660)$ bringt keine Verbesserung des Fits.
- **$f_0(980)$** : Dann wurde die f_0 -Resonanz mit einer \hat{K} -Matrix mit drei Polen beschrieben und somit das $f_0(980)$ eingeführt. Das veränderte den Fit nicht wesentlich, jedoch bleibt zu bedenken, dass das $f_0(980)$ nur als weiterer Pol einer 1×1 - \hat{K} -Matrix eingeführt wurde. Da dieses an der Schwelle liegt, sollte es vielleicht besser als 2×2 - \hat{K} -Matrix parametrisiert werden, was den Umfang dieser Arbeit übersteigt.
- **$f_J(1710)$** : Das $f_J(1710)$ wird in beiden Spinkombinationen in den Fit eingeführt. In der Spinkonfiguration $J = 2$ brachte diese Resonanz keine Verbesserung des Fits und in der Spinkonfiguration $J = 0$ erfährt der Fit eine geringfügige Verbesserung (siehe Tabelle 8.15)

Zusätzliche Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	gesamte Stärke der Resonanz [%]
$a_0(980)$	1575	1,12	0,5
$a_0(1450)$	1574	1,13	2,6
$a_0(980) + a_0(1450)$	1578	1,11	1,1 bzw. 2,3
$a_2(1660)$	1575	1,13	0,8
$f_0(980)$	1573	1,14	3,0
$f_0(1710)$	1582	1,10	5,3
$f_2(1710)$	1580	1,15	3,6
$K_2(1430)$	1581	1,09	3,8
$K^*(1410)$	1589	1,08	12,4
$K^*(1410) + K_2(1430)$	1590	1,11	13,16 bzw. 2,19

Tabelle 8.15: Zusätzliche Resonanzen, die zu den „notwendigen“ Resonanzen: $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$, $f_0(1370)$ und $f_0(1500)$ gefittet wurden. In der letzten Spalte wurde die gesamte Stärke (Addition der Beiträge aller Anfangszustände) der jeweiligen zusätzlichen Resonanz aufgeführt.

- $\mathbf{K}_2(1430)$: Die Einführung des $K_2(1430)$ verbessert den Fit etwas, jedoch nicht auf eine wirklich durchgreifende Weise, besonders wenn man in Betracht zieht, dass die Einführung des angeregten K^* -Mesons eine deutlichere Verbesserung des Fits bringt.

- $\mathbf{K}_1^*(1410)$:

Die deutlichste Verbesserung des Fits bringt, wie im vorherigem Fall, die Einführung des $K_1^*(1410)$ als weiteren K-Matrix-Pol des $K^*(890)$. Die gleichzeitige Benutzung des $K_1^*(1410)$ und des $K_2(1430)$ verbessert den Fit nicht mehr nachhaltig.

Die beste Anpassung

Das gesamte Ergebnis der besten Anpassung mit dem $K^*(1410)$ ist mit dem Ergebnis für die Minimalhypothese und die Anpassung der f_0 -Resonanz in Tabelle 8.16 aufgeführt. Hier sind außerdem die $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$, $f_0(1370)$ und $f_0(1500)$ in den Fit eingebunden, wobei die gefitteten Massen und Breiten benutzt wurden.

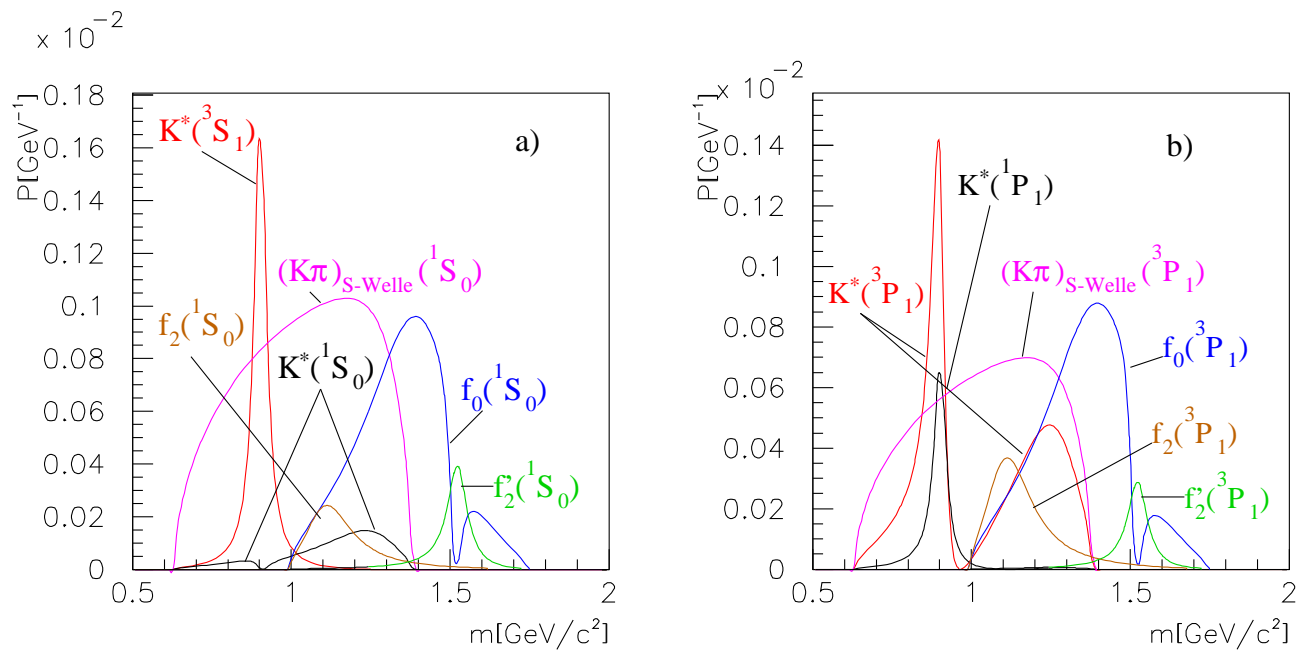


Abbildung 8.14: Differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten $P = \frac{d(BR)}{dm}$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ als Funktion der invarianten $(K\bar{K})$ - bzw $(K\pi)$ -Masse aus a) der S-Welle b) der P-Welle.

$\bar{p}n$ -Zustand / Übergang	Minimalmodell		$+f_0, f_2, f'_2$		$+K_1^*(1410)$	
	Anteil [%]	Phase [°]	Anteil [%]	Phase [°]	Anteil [%]	Phase [°]
$^1S_0(0^-)$	18 ± 3		27 ± 1		27 ± 4	
$K^*(892)K$	4 ± 1	0,0 (fixiert)	$2,1 \pm 0,3$	0,0 (fixiert)	$0,5 \pm 0,2$	0,0 (fixiert)
$(K\pi)_{S-wave}K$	12 ± 3	70 ± 7	$7,4 \pm 0,5$	24 ± 3	$2,4 \pm 0,9$	12 ± 5
$f_0(1370)\pi$	–	–	$9,7 \pm 0,8$	268 ± 3	9 ± 1	285 ± 4
$f_0(1500)\pi$	–	–	$2,2 \pm 0,2$	198 ± 4	$2,4 \pm 0,5$	272 ± 8
$f_2(1270)\pi$	–	–	$1,5 \pm 0,2$	40 ± 4	$1,0 \pm 0,3$	82 ± 9
$f'_2(1525)\pi$	–	–	$4,5 \pm 0,5$	211 ± 4	$4,5 \pm 0,6$	190 ± 7
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	$0,09 \pm 0,03$	33 ± 11
$^3S_1(1^-)$	25 ± 2		18 ± 8		31 ± 3	
$K^*(892)K$	25 ± 2	0,0 (fixiert)	$17,1 \pm 0,6$	0,0 (fixiert)	31 ± 2	0,0 (fixiert)
$a_2(1320)\pi$	$0,9 \pm 0,3$	205 ± 12	$0,14 \pm 0,07$	354 ± 48	$1,0 \pm 0,4$	78 ± 8
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	$1,2 \pm 0,5$	38 ± 4
$^1P_1(1^+)$	43 ± 5		12 ± 4		15 ± 3	
$K^*(892)K, L=0$	12 ± 4	0,0 (fixiert)	$11,3 \pm 0,9$	0,0 (fixiert)	$4,6 \pm 0,3$	0,0 (fixiert)
$K^*(892)K, L=2$	17 ± 2	59 ± 7	$1,7 \pm 0,8$	207 ± 9	$2,3 \pm 0,2$	146 ± 10
$(K\pi)_{S-wave}K$	$6,4 \pm 0,9$	181 ± 8	$6,7 \pm 0,3$	261 ± 4	$1,0 \pm 0,9$	317 ± 12
$a_2(1320)\pi$	$4,6 \pm 0,7$	256 ± 8	$1,1 \pm 0,5$	271 ± 100	$1,3 \pm 0,2$	296 ± 13
$K^{*-}(1410)K, L=0$	–	–	–	–	$3,3 \pm 0,9$	168 ± 7
$K^{*-}(1410)K, L=2$	–	–	–	–	$0,3 \pm 0,2$	227 ± 41
$^3P_1(1^+)$	$0,00 \pm 0,01$		44 ± 14		27 ± 6	
$K^*(892)K, L=0$	$0,0 \pm 0,3$	0,0 (fixiert)	$13,9 \pm 0,7$	0,0 (fixiert)	5 ± 1	0,0 (fixiert)
$K^*(892)K, L=2$	$0,1 \pm 0,7$	–	$0,0 \pm 0,3$	341 ± 120	$0,3 \pm 0,1$	13 ± 12
$(K\pi)_{S-wave}K$	$0,0 \pm 0,1$	–	$8,3 \pm 7,5$	51 ± 1	$1,3 \pm 0,5$	99 ± 13
$f_0(1370)\pi$	–	–	$11,9 \pm 0,5$	148 ± 2	10 ± 1	169 ± 4
$f_0(1500)\pi$	–	–	$7,2 \pm 0,4$	49 ± 2	$2,0 \pm 0,6$	97 ± 5
$f_2(1270)\pi$	–	–	$2,9 \pm 0,3$	104 ± 6	$2,6 \pm 0,7$	117 ± 8
$f'_2(1525)\pi$	–	–	$0,0 \pm 0,2$	102 ± 11	6 ± 1	341 ± 7
$K^{*-}(1410)K, L=0$	–	–	–	–	$4,6 \pm 0,8$	163 ± 5
$K^{*-}(1410)K, L=2$	–	–	–	–	$2,0 \pm 0,6$	90 ± 10
$^3P_2(2^+)$	$0,00 \pm 0,01$		$0,06 \pm 0,01$		$0,31 \pm 0,01$	
$K^{*-}(892)K$	$0,00 \pm 0,01$	0,0 (fixiert)	$0,00 \pm 0,01$	0,0 (fixiert)	$0,04 \pm 0,01$	0,0 (fixiert)
$f_2(1270)\pi$	–	–	$0,06 \pm 0,08$	204 ± 31	$0,00 \pm 0,00$	–
$f'_2(1525)\pi$	–	–	$0,00 \pm 0,00$	231 ± 126	$0,09 \pm 0,01$	–
$K^{*-}(1410)K$	–	–	–	–	$0,13 \pm 0,02$	198 ± 45

Tabelle 8.16: Ergebnisse der Anpassungen des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$

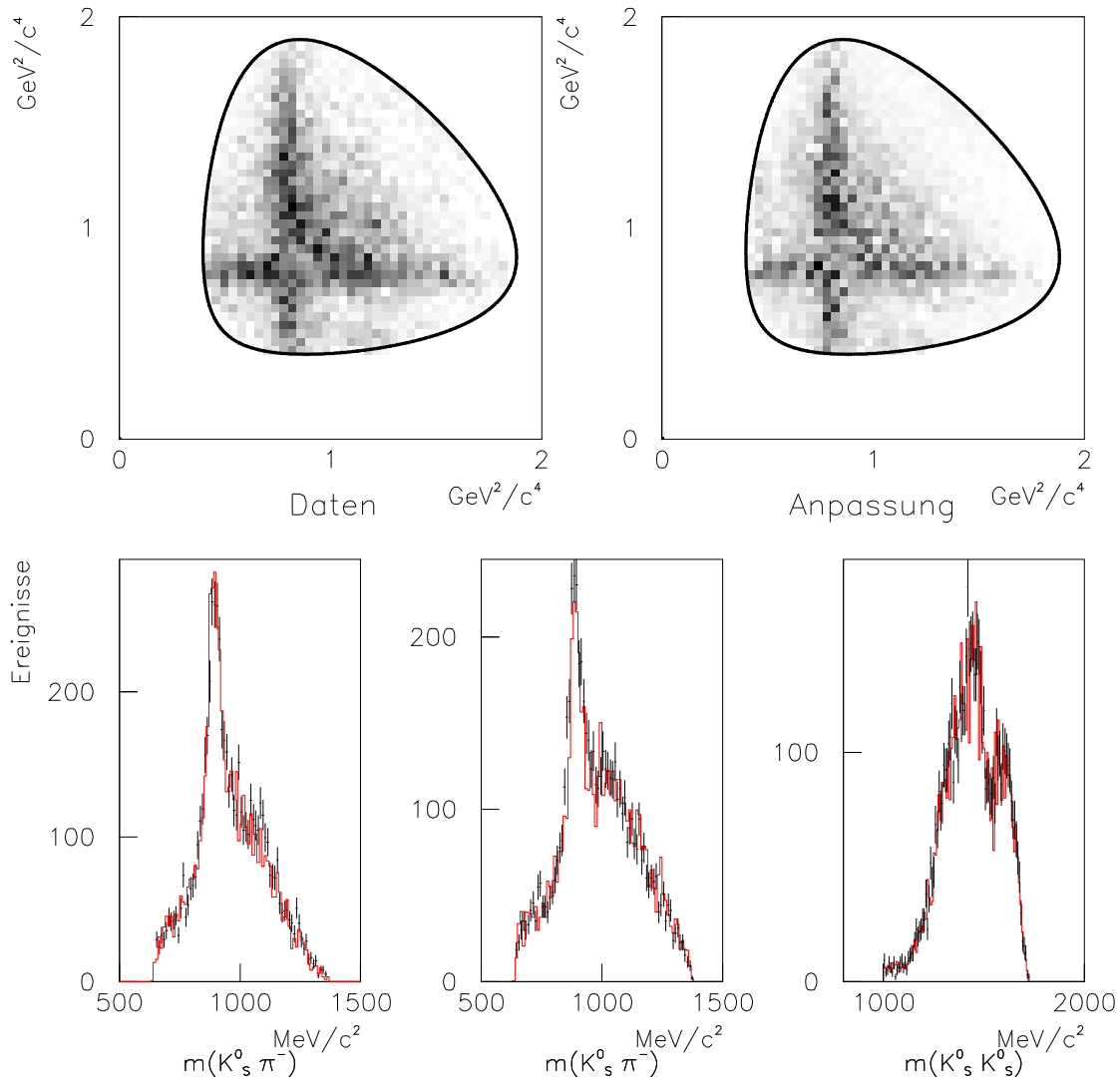


Abbildung 8.15: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die beste Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$, mit $K^*(890, 1410)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$, $f_0(1370)$ und $f_0(1500)$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung.

8.7.3 Reaktion $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

In dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ sind im $\bar{K}K$ -System wieder beide Isospin-Varianten ($I = 0, 1$) möglich, jedoch ist hier die C -Parität auf $C = -1$ festgelegt, wodurch sämtliche a- und f-Resonanzen verboten sind. Jedoch können hier wieder die ρ -Resonanzen auftreten und außerdem ϕ -Resonanzen, deren leichteste ($\phi(1020)$) im Vergleich zu den vorherigen Kanälen schon mit bloßem Auge am oberen rechten Dalitzplotrand zu sehen ist.

Minimalhypothese

Als Basis wurde in diesem Fall die Resonanzen $K^*(890)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ und $\phi(1020)$ angenommen. Auch hier wurden für die Massen und Breiten als die PDG-Werte gesetzt.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	Untergrundstärke [%]
$(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ allein	3	10,2	98
$\phi(1020)$ allein	702	8,4	93
$\phi(1020) + (K\pi)_{S\text{-Welle}}$	702	8,4	93
$K^*(890)$ allein	1002	4,7	57
$K^*(890) + (K\pi)_{S\text{-Welle}}$	1207	4,7	40
$K^*(890) + \phi(1020)$	2001	1,9	30
$K^*(890) + \phi(1020) + (K\pi)_{S\text{-Welle}}$	2004	1,9	28

Tabelle 8.17: Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$.

ρ -Resonanzen

Zunächst wurde versucht eine $\rho(1465)$ -Resonanz hinzuzufügen. Dann wurde auch das zweite $\rho(1700)$ in die Anpassung eingeführt. Dabei zeigte sich, dass auch hier nur zwei ρ -Mesonen signifikant gebraucht werden, doch das $\rho(1700)$ keinen besonders großen Anteil an der Anpassung aufweist. Auch ist dieser Kanal durch den hohen Untergrund nicht besonders aussagekräftig.

Für die Anpassung der Masse und Breite ergab sich:

$$m = 1431 \pm 25 \text{ MeV}/c^2 \text{ und } \Gamma = 188 \pm 42 \text{ MeV}/c^2 \quad (8.57)$$

Die Masse und Breite des $\rho(1700)$ konnte nicht ermittelt werden, da der Anteil am Dalitzplot zu gering war.

Für das gesamte Ergebnis der Anpassung siehe Tabelle 8.18.

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	Untergrundstärke [%]
$(K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	209	9,2	95
$\phi(1020) + \rho(1465)$	981	6,7	59
$\phi(1020) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	981	6,7	57
$K^*(890) + \rho(1465)$	1008	4,7	55
$K^*(890) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	1224	4,5	47
$K^*(890) + \phi(1020) + \rho(1465)$	2064	2,0	25
$K^*(890) + \phi(1020) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465)$	2164	1,8	12

verwendete Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	Untergrundstärke [%]
$(K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465, 1700)$	430	8,3	86
$\phi(1020) + \rho(1465, 1700)$	1205	5,4	45
$\phi(1020) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465, 1700)$	1210	5,4	43
$K^*(890) + \rho(1465, 1700)$	1324	4,7	44
$K^*(890) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465, 1700)$	1370	4,2	40
$K^*(890) + \phi(1020) + \rho(1465, 1700)$	2161	1,4	30
$K^*(890) + \phi(1020) + (K\pi)_{S\text{-Welle}} + \rho(1465, 1700)$	2167	1,8	13

Tabelle 8.18: Fitresultate der Minimalhypothesen für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ mit einem $\rho(1465)$ (oben) und zwei $\rho(1465, 1700)$ -Resonanzen (unten).

Weitere Amplituden

Auch bei diesem Kanal wurde versucht ein $K_2(1430)$ und ein $K_1^*(1410)$ als weiteren \hat{K} -Matrix-Pol einzuführen. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 8.19.

Zusätzliche Resonanzen	$\ln(\mathcal{L})$	χ^2	gesamte Stärke der Resonanz [%]
$K_2(1430)$	2224	1,4	9,5
$K^*(1410)$	2233	1,4	31,7
$K^*(1410) + K_2(1430)$	2232	1,4	30,8 bzw 1,5

Tabelle 8.19: Zusätzliche Resonanzen, die zu den „notwendigen“ Resonanzen: $K^*(890)$, $\phi(1020)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $\rho(1465)$ und $\rho(1700)$ gefittet wurden. In der letzten Spalte wurde die gesamte Stärke (Addition der Beiträge aller Anfangszustände) der jeweiligen zusätzlichen Resonanz aufgeführt.

Auch hier spielt das $K_2(1430)$ nur eine untergeordnete Rolle. Die einzig signifikante Verbesserung des Fits ergab sich durch die Hinzunahme eines $K_1^*(1410)$. Jedoch ist die Anpassung mit dem $K_1^*(1410)$ sehr unglaublich. Der P -Wellen-Anteil steigt sehr und der Untergrund verschwindet fast völlig. Eine mögliche Erklärung ist, dass das $K_1^*(1410)$ hier als Untergrund-

dabsorber fungiert, da es durch den Bahndrehimpuls $L = 0$ isotrop im Raum verteilt ist. Deshalb wird im folgenden zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse die Anpassung ohne das $K_1^*(1410)$ herangezogen.

$\bar{p}n$ -Zustand / Übergang	Minimalmodell		+ $\rho(1450), \rho(1700)$		+ $K^*(1410)$	
	Anteil [%]	Phase [°]	Anteil [%]	Phase [°]	Anteil [%]	Phase [°]
$^1S_0(0^-)$	3 ± 2		9 ± 2		6 ± 4	
$K^*(892)K$	$0,5 \pm 0,4$	0,0 (fixiert)	$0,39 \pm 0,09$	0,0 (fixiert)	$0,0 \pm 0,0$	$47,7 \pm 14,3$
$(K\pi)_{S-wave}K$	2 ± 1	165 ± 28	$2,5 \pm 0,6$	275 ± 34	3 ± 2	0,0 (fixiert)
$\rho(1465)\pi$	–	–	$6,2 \pm 0,7$	22 ± 10	2 ± 2	118 ± 12
$\rho(1700)\pi$	–	–	$2,7 \pm 0,5$	84 ± 24	1 ± 2	204 ± 58
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	2 ± 3	108 ± 37
$^3S_1(1^-)$	13 ± 3		39 ± 17		5 ± 7	
$K^*(892)K$	19 ± 2	0,0 (fixiert)	37 ± 15	0,0 (fixiert)	6 ± 7	0,0 (fixiert)
$\phi(1020)\pi$	$0,9 \pm 0,4$	100 ± 226	7 ± 2	347 ± 15	1 ± 1	217 ± 49
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	$0,7 \pm 0,8$	264 ± 47
$^1P_1(1^+)$	14 ± 10		9 ± 3		28 ± 5	
$K^*(892)K, L=0$	4 ± 1	0,0 (fixiert)	3 ± 1	0,0 (fixiert)	$2,0 \pm 0,8$	0,0 (fixiert)
$K^*(892)K, L=2$	$3,8 \pm 0,8$	188 ± 12	4 ± 1	182 ± 19	9 ± 2	199 ± 5
$(K\pi)_{S-wave}K$	$0,0 \pm 0,1$	153 ± 46	$1,1 \pm 0,3$	48 ± 13	$0,5 \pm 0,5$	189 ± 31
$\phi(1020)\pi, L=0$	$4,2 \pm 0,4$	319 ± 11	$1,9 \pm 0,6$	0 ± 17	$4,1 \pm 0,8$	293 ± 9
$\phi(1020)\pi, L=2$	$1,6 \pm 0,3$	312 ± 12	$1,1 \pm 0,3$	5 ± 32	$1,5 \pm 0,5$	291 ± 10
$K^*(1410)K, L=0$	–	–	–	–	13 ± 5	318 ± 5
$K^*(1410)K, L=2$	–	–	–	–	6 ± 2	156 ± 6
$^3P_1(1^+)$	26 ± 3		30 ± 16		61 ± 35	
$K^*(892)K, L=0$	8 ± 1	0,0 (fixiert)	$3,2 \pm 1,2$	0,0 (fixiert)	7 ± 1	0,0 (fixiert)
$K^*(892)K, L=2$	$10,6 \pm 0,6$	11 ± 9	$0,6 \pm 0,5$	235 ± 28	16 ± 3	6 ± 8
$(K\pi)_{S-wave}K$	$1,3 \pm 0,4$	118 ± 12	$2,1 \pm 0,6$	137 ± 15	5 ± 1	131 ± 9
$\rho(1465)\pi, L=0$	–	–	5 ± 1	338 ± 13	4 ± 1	240 ± 14
$\rho(1465)\pi, L=2$	–	–	$2,8 \pm 0,7$	292 ± 14	$0,8 \pm 0,6$	46 ± 25
$\rho(1700)\pi, L=0$	–	–	2 ± 1	15 ± 14	$1,8 \pm 0,8$	226 ± 9
$\rho(1700)\pi, L=2$	–	–	$1,5 \pm 0,5$	15 ± 5	$0,1 \pm 0,6$	206 ± 125
$K^*(1410)K, L=0$	–	–	–	–	9 ± 3	124 ± 5
$K^*(1410)K, L=2$	–	–	–	–	$0,0 \pm 0,0$	347 ± 105
$^3P_2(2^+)$	$0,0 \pm 0,0$		0 ± 6		$2,1 \pm 0,5$	
$K^{*-}(892)K$	$0,0 \pm 0,0$	0,0 (fixiert)	$0,0 \pm 0,0$	0,0 (fixiert)	$0,0 \pm 0,0$	0,0 (fixiert)
$\rho(1465)\pi$	–	–	$0,0 \pm 0,0$	–	$0,0 \pm 0,1$	348 ± 14
$\rho(1700)\pi$	–	–	$0,0 \pm 0,0$	–	$0,0 \pm 0,0$	148 ± 94
$K^*(1410)K$	–	–	–	–	$0,0 \pm 0,0$	247 ± 129
Untergrund	38 ± 2		13 ± 2		$0,1 \pm 2$	

Tabelle 8.20: Gesamtergebnis der Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

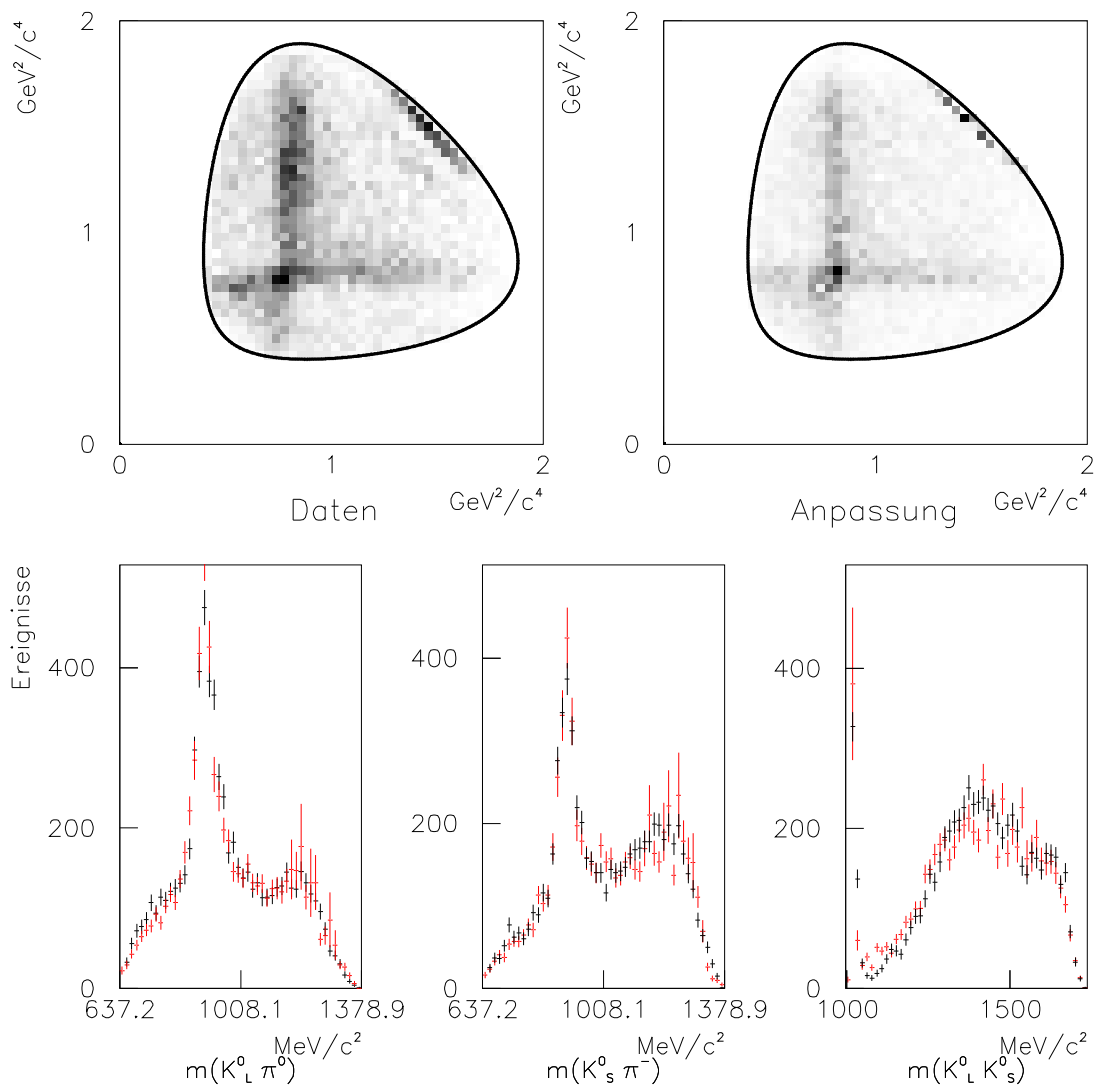


Abbildung 8.16: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die Anpassung der Minimalhypothese mit $K^*(890)$, $\phi(1020)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die rote zeigen die Anpassung.

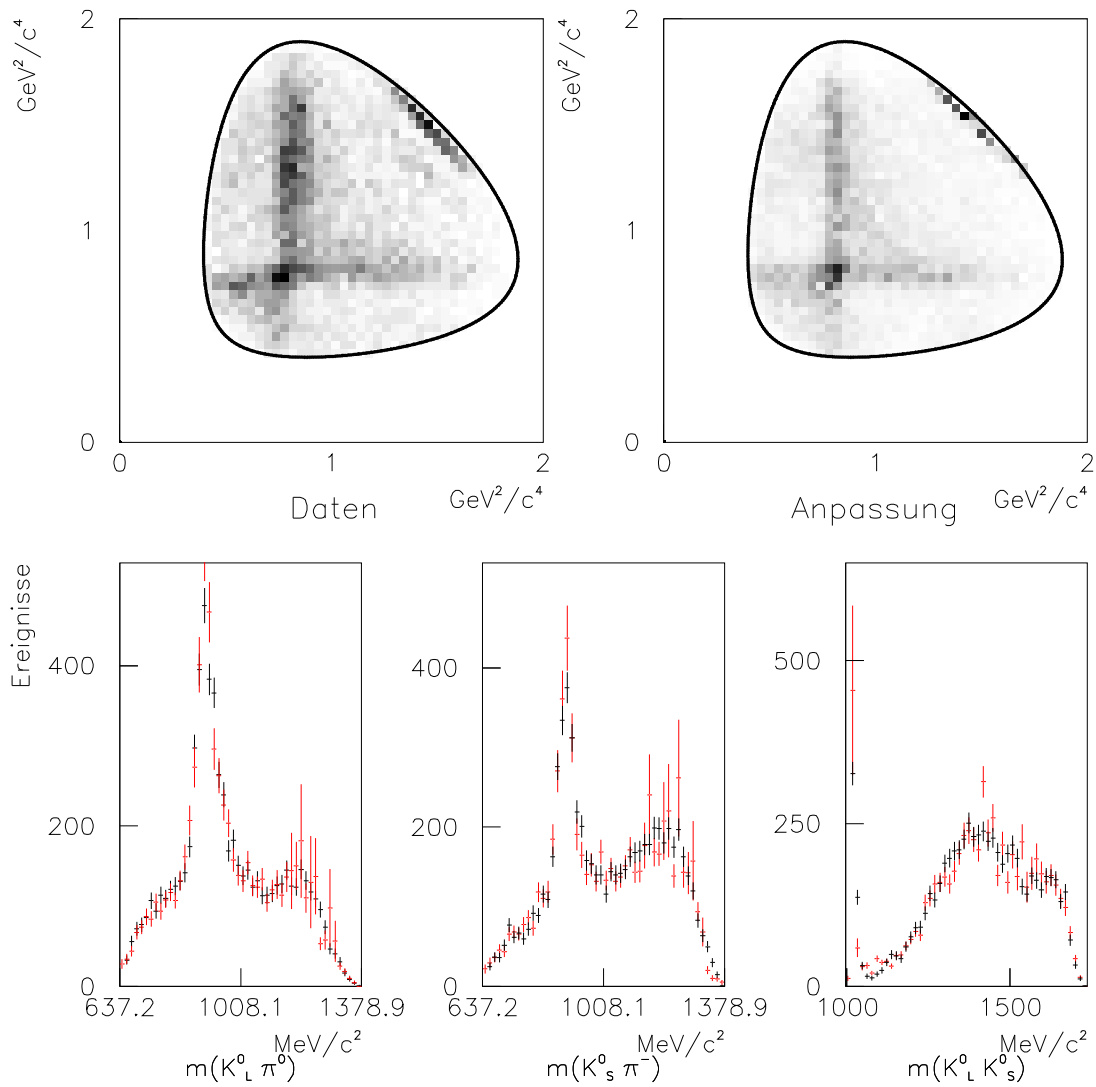


Abbildung 8.17: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die Anpassung der Minimalhypothese mit $K^*(890)$, $\phi(1020)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ und $\rho(1465, 1700)$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten zeigen die Anpassung.

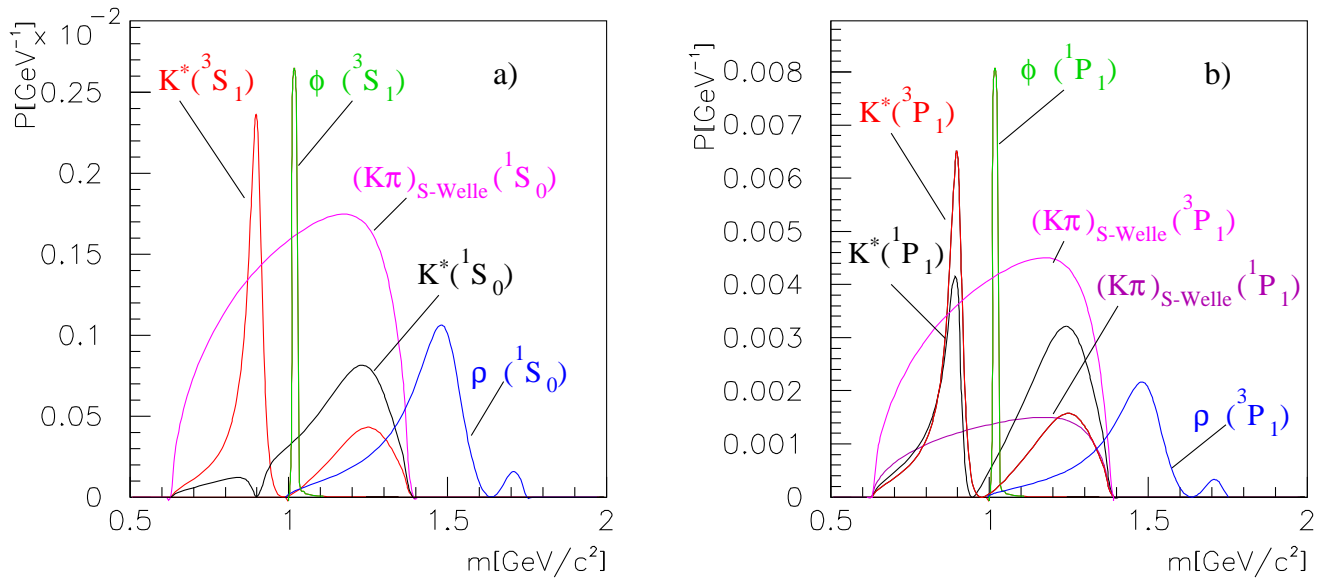


Abbildung 8.18: Differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten $P = \frac{d(BR)}{dm}$ für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ als Funktion der invarianten ($K\bar{K}$)- bzw ($K\pi$)-Masse aus a) der S-Welle b) der P-Welle.

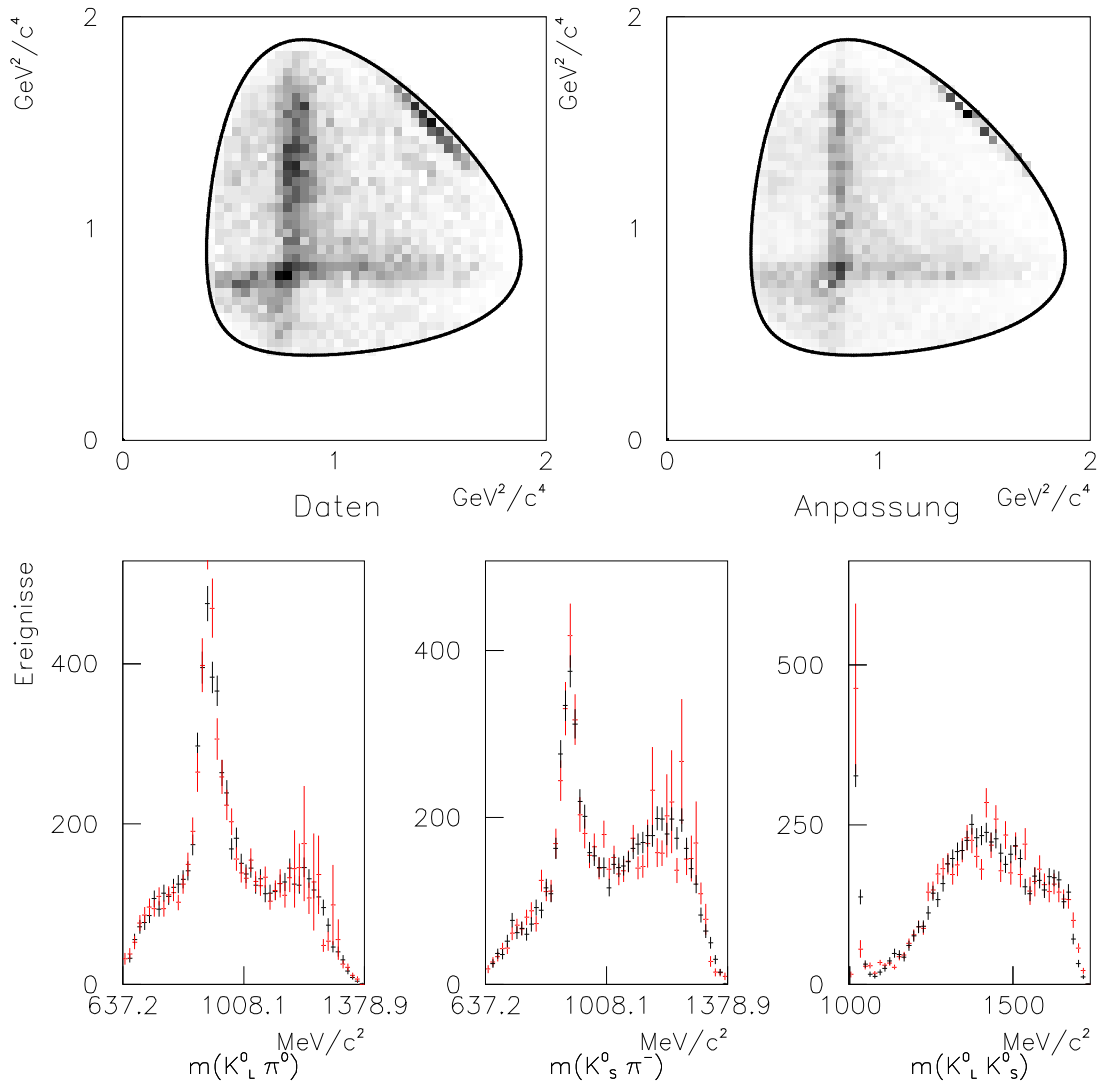


Abbildung 8.19: Vergleich zwischen Daten (oben links) und Anpassung (oben rechts) für die besten Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ mit $K^*(890, 1410)$, $\phi(1020)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ und $\rho(1465, 1700)$. Die drei Kurven a, b, c darunter zeigen die Projektionen der Dalitzplots im Vergleich: die Kurven mit den schwarzen Fehlerbalken beschreiben die Daten, die roten zeigen die Anpassung.

Kapitel 9

Diskussion und Interpretation der Ergebnisse

Um die Ergebnisse der Partialamplitudenanalyse mit anderen Ergebnissen und mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, muss eine einheitliche Beschreibung der $\bar{p}n$ bzw. $\bar{p}p$ -Übergangsamplituden gefunden werden. Zunächst muss eine Umformung der \hat{K} -Matrix-Polparameter in \hat{T} -Matrix-Polparameter erfolgen, damit diese mit anderen, z.B. Breit-Wigner-Polparametern, verglichen werden können. Im Anschluss daran werden die Verzweungsverhältnisse der einzelnen Resonanzen der jeweiligen Kanäle so bestimmt, dass man sie dann mit den Ergebnissen anderer $\bar{p}n$ bzw. $\bar{p}p$ -Analysen vergleichen kann.

9.1 Umrechnung der \hat{K} -Matrix-Polparameter in \hat{T} -Matrix-Polparameter

Wie in Kapitel 8.5.2 aufgeführt, ist die \hat{K} -Matrix eine Parametrisierungshilfe um die Unitarität der Übergangsamplitude zu gewährleisten. Wenn in einem Kanal die Resonanzen stark überlappen oder mit einem hohen Untergrundanteil behaftet sind, weichen die \hat{T} -Matrix-Parameter immer stärker von den \hat{K} -Matrix-Polen und -Breiten ab. Das Gleiche ist der Fall, wenn sich bei einer Resonanz weitere Zerfallskanäle öffnen, was jedoch bei dieser Analyse nicht berücksichtigt wurde.

Da die \hat{T} -Matrix (Gl.8.27) eine komplexe Funktion dargestellt, liegen die Pole dieser Funktion auf verschiedenen Riemannschen Flächen, deren Anzahl durch die Anzahl der offenen Kanäle bestimmt wird. Inwieweit diese Pole in der komplexen Energieebene mit einem Teilchen, d.h. einer Resonanz identifizierbar sind und die Angabe der Polstelle mit dem dazugehörigen Riemannschen Blatt eine universelle Charakterisierung der Resonanz dargestellt, wird in [80, 81]

diskutiert.

Das empirische Prinzip der maximalen Analytizität der Streuamplitude [82] verlangt, dass Singularitäten, die bei der Fortsetzung in die komplexen Energie bzw. Impulsebene erscheinen, dies nur aus physikalischen Gründen tun können. Diese sind im einzelnen:

- kinematische Singularitäten, die an jeder sich öffnenden Schwelle ($s = M^2 = (m_{\alpha_i} + m_{\beta_i})^2$, siehe Kapitel 8.3.1), an der der zugehörige Aufbruchsimpuls reell wird, d.h. durch Schnitte entlang der positiven Energieebene, auftreten.
- Dynamische Singularitäten, die mit dem Wechselwirkungsmechanismus wie z.B. ein Ein-Teilchenaustausch, d.h. durch Schnitte auf der negativen Energieachse, einhergehen.
- Pole, die mit Resonanzen oder Bindungszuständen identifiziert werden können.

Eine Resonanz ist charakterisiert durch ihre komplexen Resonanzpole $E_r = M_r - i\Gamma_r/2$ mit M_r als Resonanzmasse und Γ_r als Resonanzbreite. Die Resonanzbreite hat für S -Wellen-Kanäle typisch die Form: $\Gamma_i = q_i\gamma_i$ mit dem korrespondierenden Aufbruchsimpuls q_i und der reduzierten Breite γ_i .

Die Zeitabhängigkeit einer Amplitude, die den Zerfall einer Resonanz parametrisiert, wird durch eine Fouriertransformation beschrieben, die proportional zu $e^{-q_R t}$ ist, mit q_R als komplexer Zerfallsimpuls der Resonanz. Da diese Amplitude mit der Zeit abnimmt, muss der Imaginärteil von q_R negativ sein, was bedeutet, dass der gesuchte Pol in der Hälfte der Impulsebene mit $Im(q) < 0$ liegt. Ein Bindungszustand liegt dagegen auf der positiven imaginären Impulsachse [84].

Die in Kapitel 8.5.2 aufgeführte Amplitude \hat{T} ist eine analytische Funktion des Impulses bzw. der Energie. Aus der Unitarität und der hermiteschen Analytizität folgt :

$$\hat{T}(q) = \hat{T}^*(-q^*) \quad (9.1)$$

$$\hat{T}(s) = \hat{T}^*(s^*) \quad (9.2)$$

Aus diesem Grund liegt jeder Pol $(Re(q_i), Im(q_i))$ in der komplexen Impulsebene symmetrisch zur imaginären Achse, in der komplexen Energieebene liegen sie konjugiert komplex. In Abb. 9.1 sind die möglichen Pole für eine offene Schwelle in der Impuls- und Energieebene gezeigt.

Nach Gl. 8.5 gilt zwischen dem Zerfallsimpuls q und der Energie M eine quadratische Beziehung, daher korrespondieren q und $-q$ zu einem Wert M .

Beim Übergang von der Impuls- in die Energieebene entstehen daher zwei Riemannsche Blätter. Die Numerierung der Blätter folgt dem zunehmenden Abstand von der physikalischen

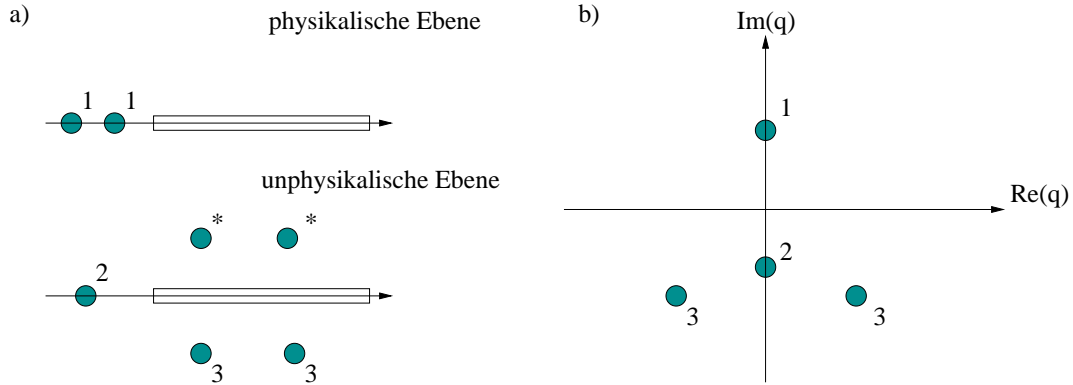


Abbildung 9.1: Pole bei nur einem offenen Kanal a) in der Energieebene, b) in der zugehörigen Impulsebene. Blatt I ist die physikalische Ebene, Blatt II ist die unphysikalische Ebene. 1: Bindungszustand, 2: Antibindungszustand, 3: Resonanz, die mit * bezeichneten sind die konjugiert komplexen zu den Resonanzen. Abbildung aus [84].

Ebene, die dem ersten Blatt entspricht, und somit dem Vorzeichen des Imaginärteils des Zerfallsimpulses $q = (Re(q_i), Im(q_i))$ [83].

Die Erweiterung auf zwei bzw. drei offene Kanäle soll hier, da sie in dieser Arbeit keine Anwendung findet, nicht diskutiert werden und wird u.a. in [84] beschrieben.

Resonanz	\hat{K} -Matrix-Pole		\hat{T} -Matrix-Pole	
	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV]	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV]
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$				
$\rho(1465)$	1484 ± 20	174 ± 20	1509^{+31}_{-29}	185^{+23}_{-15}
$\rho(1700)$	1728 ± 21	136 ± 23	1701^{+12}_{-15}	136^{+16}_{-31}
$K^*(890)$	900 ± 16	50 ± 5	874^{+19}_{-13}	54^{+16}_{-8}
$K^*(1410)$	1442 ± 56	315 ± 160	1430^{+58}_{-47}	260^{+60}_{-136}
$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$				
$f_0(1370)$	1384 ± 27	199 ± 13	1416^{+27}_{-35}	248^{+16}_{-28}
$f_0(1500)$	1546 ± 29	119 ± 29	1507^{+20}_{-14}	78^{+18}_{-20}

Tabelle 9.1: Die \hat{K} - bzw. \hat{T} -Matrix-Pole in den einzelnen Kanälen.

Aus den bei den drei Kanälen dieser Arbeit bestimmten \hat{K} -Matrix-Polen wurden graphisch die \hat{T} -Matrix-Pole ermittelt (siehe Abb. 9.2). Dabei ist zu beachten, dass die aus der Graphik ermittelten Imaginärteile der Pole nur die Hälfte der tatsächlichen Breiten darstellen. Alle Pole sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst. Die Fehler der \hat{T} -Matrix-Parameter wurden durch die

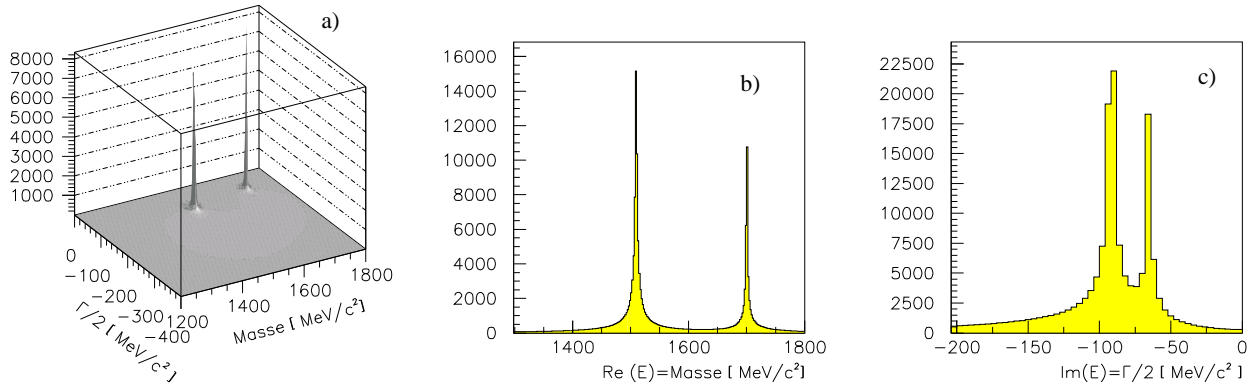


Abbildung 9.2: Graphische Ermittlung der \hat{T} -Matrix Polparameter am Beispiel der ρ -Resonanz bei dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. a) 2-dimensionale Darstellung der \hat{T} -Matrix-Polparameter in der unphysikalischen Ebene mit $\text{Im}(q_R) < 0$ und die Projektionen b) und c).

Variation der \hat{K} -Matrix-Parameter im Rahmen ihrer Fehlergrenzen, berechnet.

9.2 Verzweungsverhältnisse

Aus den prozentualen Beiträgen der einzelnen Resonanzen zu den verschiedenen Datensätzen lassen sich mit Hilfe der in Kapitel 6 berechneten globalen Verzweungsverhältnisse die Verzweungsverhältnisse der einzelnen Kanäle berechnen.

Im allgemeinen erweist sich die Berechnung von Verzweungsverhältnissen als schwierig, da Interferenzen der verschiedenen Amplituden eines gegebenen Anfangszustandes und die Selbstinterferenzen einer gegebenen Amplitude mit den permutierten Teilchen (bei zwei oder mehr identischen Teilchen im Ausgangszustand) das Ergebnis wesentlich beeinflussen. Zudem werden Verzweungsverhältnisse häufig auf unterschiedliche Art und Weise berechnet: Mal werden z.B. Selbstinterferenzen der Amplituden berücksichtigt, mal nicht. Auch wird manchmal das Verzweungsverhältnis für einen bestimmten Übergang auf die Gesamtintensität einschließlich aller Interferenzen normiert und manchmal statt der Gesamtintensität die Summe der Einzelintensitäten gesetzt.

In die hier berechneten Verzweungsverhältnissen bleiben Interferenzen zwischen verschiedenen Amplituden und Selbstinterferenzen unberücksichtigt.

Will man $\bar{p}n$ -Verzweungsverhältnisse mit $\bar{p}p$ -Verzweungsverhältnisse vergleichen, treten noch weitere Schwierigkeiten auf. Zunächst kann man $\bar{p}n$ -Annihilationen nur messen, indem man Antiprotonen auf ein Deuteriumtarget schießt. Dadurch kann es sowohl zu $\bar{p}n$ - als auch zu $\bar{p}p$ -Reaktionen kommen. Der Anteil der $\bar{p}n$ muss in den Berechnungen berücksichtigt werden.

Desweiteren muss bei der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse die Tatsache miteingehen, dass bei $\bar{p}n$ -Reaktionen der Anteil der P -Wellen-Annihilation sehr viel größer ist, als bei $\bar{p}p$ -Reaktionen.

Auch muss berücksichtigt werden, aus welchem Anfangszustand die Reaktion erfolgt, Singulett- und Triplett-Zustände treten unterschiedlich stark auf.

Um mit anderen $\bar{p}n$ - bzw. $\bar{p}p$ -Analysen vergleichen zu können, wurde hier so normiert, als ob die gesamte Annihilation aus einem bestimmten Anfangszustand (z.B. 1S_0) stattfinden würde. Für gestoppte Antiprotonen im flüssigen Deuterium annihiliert das $\bar{p}n$ -System zu $F_P = (40 \pm 2)\%$ aus der P -Welle [53].

Das Verzweigungsverhältnis BR an einem bestimmten Nukleon N in einen bestimmten Endzustand fi , mit N_S als Spektator-Nukleon ist gegeben als Summe über alle möglichen bzw. angenommenen Anfangszustände[53] :

$$BR(\bar{p}N \rightarrow fi) = \sum F_L \frac{2J+1}{N_L} \cdot BR((\bar{p}N)_{2s+1L_J} \rightarrow fi) \quad (9.3)$$

$$\begin{aligned} &= F_S \left[\frac{1}{4} BR((\bar{p}N)_{1S_0} \rightarrow fi) + \frac{3}{4} BR((\bar{p}N)_{3S_1} \rightarrow fi) \right] + \\ &F_P \left[\frac{3}{12} BR((\bar{p}N)_{1P_1} \rightarrow fi) + \frac{1}{12} BR((\bar{p}N)_{3P_0} \rightarrow fi) \right. \\ &\left. + \frac{3}{12} BR((\bar{p}N)_{3P_1} \rightarrow fi) + \frac{5}{12} BR((\bar{p}N)_{3P_2} \rightarrow fi) \right] \quad (9.4) \end{aligned}$$

mit:

F_L : Anteil an Annihilationen aus dem S- bzw P-Wellen-Anfangszustand ($L = 0$ bzw. 1)

N_L : Gesamtzahl aller Zustände für ein gegebenes L

$BR((\bar{p}N)_{2s+1L_J} \rightarrow fi)$: partielle Verzweigungsverhältniss aus einem bestimmten $\bar{p}n$ -Anfangszustand.

Es gilt $F_S = (1 - F_P)$. Das bedeutet, dass z.B. 15% der $\bar{p}n$ -Annihilation aus dem 1S_0 -Anfangszustand kommen.

Allgemein gilt für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls des Antiproton-Neutron-Systems über eine Resonanz und ein Pion (analog für eine Resonanz und ein Kaon) in den Endzustand fi :

$$BR((\bar{p}N)_{2s+1L_J} \rightarrow R\pi \rightarrow fi) = \frac{BR(\bar{p}n \rightarrow fi) \cdot A(\bar{p}n \rightarrow R\pi \rightarrow fi) \cdot N}{A(\text{Anfangszustand})} \quad (9.5)$$

mit:

- $BR(\bar{p}n \rightarrow fi)$: Verzweigungsverhältnis des $\bar{p}n$ -Systems in einen Endzustand
 $A(\bar{p}n \rightarrow R\pi \rightarrow fi)$: Anteile aus den Anpassungen der einzelnen Kanäle siehe Tabellen 8.9, 8.16 und 8.20
 N : Faktor um auf alle $R\pi$ bzw. RK -Zerfälle zu normieren

Hier soll exemplarisch an dem Zerfall $\bar{p}n \rightarrow \rho\pi \rightarrow K\bar{K}\pi$ aus dem 1S_0 -Anfangszustand gezeigt werden, wie die Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfälle berechnet wurden:

$$BR((\bar{p}n)_{^1S_0} \rightarrow \rho\pi \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0) = \frac{BR(\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0) \cdot A(\bar{p}n \rightarrow \rho\pi \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0) \cdot 4}{0,15} \quad (9.6)$$

Die Verzweigungsverhältnisse der anderen Resonanzen aus den anderen Anfangszuständen folgen analog.

In der Tabelle 9.2 sind die Verzweigungsverhältnisse sämtlicher Zerfälle aus allen Kanälen aufgeführt.

9.3 Vergleich der gemessenen Kanäle untereinander

Ein Vergleich von zwei -sonst identische- Zerfallsketten in zwei unterschiedliche Endzustände zeigt, dass diese innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Dies trifft nur zu, wenn man die Amplituden ohne Selbstinterferenzen anpasst.

Bei einer Anpassung mit Amplituden, die Selbstinterferenzen beinhalten, treten Abweichungen von bis zu einem Faktor von 2 auf.

9.4 Vergleich der Ergebnisse mit anderen $\bar{p}n$ -Ergebnissen

Die ersten Analysen von $\bar{p}n \rightarrow K\bar{K}$ -Kanälen wurden in den 60er Jahren mit Blasenkammer-Daten durchgeführt. Jedoch war die Statistik bei diesen Analysen noch sehr gering: 140 Ereignisse im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, 242 Ereignisse im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^0 \pi^-$, wobei hier nur das eine K_S^0 in seinem geladenen Zerfall identifiziert werden konnte, das andere Kaon K^0 kann sowohl das K_S^0 in seinen beiden Zerfallsmoden als auch das K_L^0 sein. Einen Vergleich zwischen den Verzweigungsraten zeigt Tabelle 9.3.

Auch beim Crystal-Barrel-Experiment wurde der Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ schon früher analysiert [55], hier über den Zerfall des $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Auch damals war die Statistik mit 728 Ereignissen noch sehr gering.

Zerfall	Verzweigungsverhältnisse		
	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	$\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$
Kanal	$(18, 6 \pm 1, 6) \cdot 10^{-4}$	$(14, 8 \pm 2, 0) \cdot 10^{-4}$	$(21, 2 \pm 3, 4) \cdot 10^{-4}$
vom $\bar{p}n$ -Anfangszustand 1S_0	$(12 \pm 1)\%$	$(27 \pm 4)\%$	$(9 \pm 3)\%$
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(890)K)$	$(3, 7 \pm 0, 8) \cdot 10^{-4}$	$(6 \pm 2) \cdot 10^{-4}$	$(3, 4 \pm 1, 0) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow (K\pi)_{S\text{-Welle}}K)$	$(16 \pm 7) \cdot 10^{-4}$	$(28 \pm 11) \cdot 10^{-4}$	$(21 \pm 6) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1465)\pi)$	$(37 \pm 4) \cdot 10^{-4}$		$(35 \pm 7) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1700)\pi)$	$(12 \pm 2) \cdot 10^{-4}$		$(15 \pm 4) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_0(1370)\pi)$		$(36 \pm 7) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_0(1500)\pi)$		$(18 \pm 2) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_2(1270)\pi)$		$(4 \pm 1) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_2'(1525)\pi)$		$(18 \pm 4) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(1410)K)$	$(0, 7 \pm 0, 3) \cdot 10^{-4}$	$(1, 0 \pm 0, 4) \cdot 10^{-4}$	
vom $\bar{p}n$ -Anfangszustand 3S_1	$(58 \pm 4)\%$	$(31 \pm 3)\%$	$(39 \pm 17)\%$
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(890)K)$	$(146 \pm 16) \cdot 10^{-4}$	$(122 \pm 19) \cdot 10^{-4}$	$(105 \pm 46) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow a_2(1320)\pi)$	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-4}$	$(1, 3 \pm 0, 5) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow \phi(1020)K)$			$(13 \pm 3) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(1410)K)$	$(2, 5 \pm 0, 6) \cdot 10^{-4}$	$(4, 7 \pm 2, 0) \cdot 10^{-4}$	
vom $\bar{p}n$ -Anfangszustand 1P_1	$(12 \pm 2)\%$	$(15 \pm 3)\%$	$(9 \pm 3)\%$
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(890)K)$	$(92 \pm 13) \cdot 10^{-4}$	$(122 \pm 20) \cdot 10^{-4}$	$(89 \pm 29) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow (K\pi)_{S\text{-Welle}}K)$	$(10 \pm 8) \cdot 10^{-4}$	$(18 \pm 16) \cdot 10^{-4}$	$(14 \pm 4) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow a_2\pi)$	$(12 \pm 4) \cdot 10^{-4}$	$(8 \pm 2) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow \phi(1020)K)$			$(25 \pm 9) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(1410)K)$	$(42 \pm 12) \cdot 10^{-4}$	$(63 \pm 21) \cdot 10^{-4}$	
vom $\bar{p}n$ -Anfangszustand 3P_1	$(18 \pm 6)\%$	$(27 \pm 6)\%$	$(30 \pm 6)\%$
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(890)K)$	$(59 \pm 15) \cdot 10^{-4}$	$(89 \pm 22) \cdot 10^{-4}$	$(48 \pm 23) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow (K\pi)_{S\text{-Welle}}K)$	$(40 \pm 8) \cdot 10^{-4}$	$(23 \pm 10) \cdot 10^{-4}$	$(27 \pm 9) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1465)\pi)$	$(60 \pm 8) \cdot 10^{-4}$		$66 \pm 18) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1700)\pi)$	$(24 \pm 3) \cdot 10^{-4}$		$(30 \pm 13) \cdot 10^{-4}$
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_0(1370)\pi)$		$(59 \pm 10) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_0(1500)\pi)$		$(12 \pm 4) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_2(1270)\pi)$		$(15 \pm 5) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow f_2'(1525)\pi)$		$(35 \pm 10) \cdot 10^{-4}$	
$BR(\bar{p}n \rightarrow K^*(1410)K)$	$(78 \pm 13) \cdot 10^{-4}$	$(117 \pm 30) \cdot 10^{-4}$	

Tabelle 9.2: Verzweigungsverhältnisse aus dem Kanälen $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$, $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$. Angegeben wurden jeweils die Zwischenzustände, die in den $K\bar{K}\pi$ -Endzustand zerfallen. Verzweigungsverhältnisse der Amplituden, die weniger als 1% zum Endzustand beigetragen haben, wurden nicht in diese Tabelle aufgenommen.

Zerfall	BK [94][$\times 10^4$]	diese Analyse($\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$)[$\times 10^4$]
$J^{PC}(\bar{p}n) = 0^-$		
$\bar{p}n \rightarrow K^* K$	5 ± 1	$3, 7 \pm 0, 8$
$\bar{p}n \rightarrow \rho \pi^0$	42 ± 10	37 ± 4
$J^{PC}(\bar{p}n) = 1^-$		
$\bar{p}n \rightarrow K^* K$	151 ± 21	146 ± 16
$\bar{p}n \rightarrow a_2 \pi^0$	4 ± 2	2 ± 1

Tabelle 9.3: Vergleich der Resultate dieser Arbeit mit denen einer früheren Blaskammeranalyse (BK) für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$.

Es zeigt sich, dass die Ergebnisse dieser Analyse mit den Blaskammer-Ergebnisse konsistent sind. Einzig der Wert von $\bar{p}n \rightarrow K^* K$ aus dem 1S_0 -Anfangszustand weichen davon ab, was durch die Beimischung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ bei den Blaskammerdaten zu erklären ist.

Der Vergleich mit der anderen $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ -Analyse ist schwierig, da dort keine Partialwellenanalyse angefertigt wurde. Jedoch stimmen die Anteile der K^* -Resonanzen am gesamten Dalitzplot mit $(63 \pm 3)\%$ (vorliegende Analyse) und $(63 \pm 1)\%$ (andere Analyse) überein.

9.5 Vergleich der Ergebnisse mit $\bar{p}p$ -Ergebnissen

Mit dem Vergleich der Antiproton-Annihilation in Wasserstoff bzw. Deuterium befassten sich schon sehr viele Artikel, z.B. [85, 54, 86]. Einer der bedeutensten Unterschiede der beiden Reaktionen liegt in dem Anteil an P-Wellen-Annihilationen. Dieser Anteil ist bei $\bar{p}p$ -Annihilationen in flüssigem H_2 gering, sodass die meisten Analysen ihn vernachlässigen. Auch die oben aufgeführten Artikel gehen alle davon aus, dass auch bei einer $\bar{p}d$ -Reaktion das Antiproton sich in einem Zustand mit dem Bahndrehimpuls $L = 0$ befindet und zwar sowohl relativ zu dem Deuteriumkern als auch relativ zu dem Nukleon, das an der Annihilation teilnimmt. Dass diese Annahme falsch ist, wurde in vorherigem Abschnitt schon gezeigt, denn die Annihilationswahrscheinlichkeit aus dem $(\bar{p}n)_P$ -Zustand liegt bei 40%. Trotzdem soll hier, da keine anderen Theorien existieren, in Anlehnung an diese Arbeiten die $\bar{p}d$ - und die $\bar{p}n$ -Annalysen miteinander verglichen werden.

Um $\bar{p}p$ -Übergänge in einen Endzustand $\alpha^0(I = 1, I_3 = 0)$ mit $\bar{p}n$ -Annihilationen in den korrespondierenden Endzustand $\alpha^-(I = 1, I_3 = -1)$ zu vergleichen, muss die Struktur der $\bar{p}p$ bzw. $\bar{p}d$ - „Atome“ mit berücksichtigt werden [85].

Das $\bar{p}p$ -System befindet sich unter obiger Annahme der S -Wellen-Dominanz entweder in einem Spin-Singulett $^1S_0(J^P = 0^-)$ - oder einem Spin-Triplett $^3S_1(J^P = 1^-)$ -Anfangszustand, wo-

hingegen das $\bar{p}d$ -System sich in einem Spin-Dublett $J = \frac{1}{2}$ oder einem Quartett $J = \frac{3}{2}$ -Zustand befindet. Mit obiger Annahme lässt sich jedoch aus dem $\bar{p}d$ -System die Wahrscheinlichkeit für ein $\bar{p}n$ -System im Singulett- bzw. Triplettzustand bestimmen [85].

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow^1 S_0 \rightarrow \alpha^-)}{BR(\bar{p}p \rightarrow^1 S_0 \rightarrow \alpha^0)} = V_s \cdot \frac{BR((\bar{p}n)_{1S_0} \rightarrow \alpha^-)}{BR((\bar{p}p)_{1S_0} \rightarrow \alpha^0)}; \quad V_s = 2, 0 \quad (9.7)$$

analog für den Triplett-Zustand:

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow^3 S_1 \rightarrow \alpha^-)}{BR(\bar{p}p \rightarrow^3 S_1 \rightarrow \alpha^0)} = V_t \cdot \frac{BR((\bar{p}n)_{3S_1} \rightarrow \alpha^-)}{BR((\bar{p}p)_{3S_1} \rightarrow \alpha^0)}; \quad V_t = 1, 25 \quad (9.8)$$

V_s und V_t sind Funktionen der totalen Übergangswahrscheinlichkeit aus den Anfangszuständen. Die Werte von V_s und V_t wurden aus experimentellen Daten erhalten [94].

In den Tabellen 9.4 und 9.5 sind die Ergebnisse anderer Analysen und die Ergebnisse dieser Analysen aufgeführt.

Der Vergleich zwischen $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Ergebnissen zeigt, dass die Ergebnisse doch sehr unterschiedlich sind. Das liegt hauptsächlich daran, dass bei den $\bar{p}p$ -Analysen die $K\pi$ -Resonanzen immer mit den Selbstinterferenzen angepaßt wurden. Nur bei den beiden Analysen $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K_L^0 \pi^0$ [50] und $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [23] wurden die Selbstinterferenzen eliminiert. Bei ersterem lassen sich die $K\pi$ -Resonanzen nicht vergleichen, da bei dem $\bar{p}p$ -Kanal nicht zwischen den beiden Isospinzuständen unterschieden werden kann. Die vorliegende Analyse lässt sich nur in zwei Punkten mit der Analyse von $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [23] vergleichen: bei der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ aus dem 0^{+-} -Anfangszustand und dem $a_2(1320)$ aus dem 1^{--} -Anfangszustand. In beiden Fällen sind die Ergebnisse konsistent

Bei den f_0 -Resonanzen konnten bei den $\bar{p}p$ -Analysen die Verzweungsverhältnisse nur in Abhängigkeit der Verzweungsverhältnisse des a_0 angegeben werden. Die Ergebnisse dieser Analyse zeigen, dass die die vorliegende Analyse in einem Fall weniger f_0 und f_2 -Resonanzen enthält, in dem anderen Fall in dem Bereich mit einem hohen a_0 -Anteil liegt.

Überraschend an der hier durchgeführten Analyse, im Gegensatz zu den anderen, ist das Ergebnis, dass hier mehr $f_2'(1525)$ als $f_2(1270)$ benötigt wird.

Die Verzweungsverhältnisse von $\bar{p}N \rightarrow \rho\pi$ konnten nicht direkt mit anderen Ergebnisse verglichen werden, da es zu diesem Zerfall bisher noch keine konkreten Daten gab. Einzig mit einer anderen Analyse, bei der die beiden ρ -Pole in einer einzigen Amplitude zusammengefaßt werden. Die marginalen Unterschiede der beiden Ergebnisse können an den Interferenzen der beiden ρ -Pole liegen.

Zwischen- zustand	I	CB [77]	CB [52]	Obelix [92]	CB [26]	CB [23]	diese Analyse		
		$K^+K^-\pi^0$	$K_LK^\pm\pi^\mp$	$K_S K^\pm\pi^\mp$	$K_LK_S\pi^0$	$K_S K^\pm\pi^\mp$	$K^-K_S\pi^-$	$K_S K_L\pi^-$	
		$BR(\bar{p}N \rightarrow RK \rightarrow KK\pi)[\times 10^4]$					bzw. $BR(\bar{p}N \rightarrow R\pi \rightarrow KK\pi)[\times 10^4]$		
		Anfangszustand $J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$					$J^{PC}(\bar{p}n) = 0^-$		
$K^*(892)K$	0,1	61 ± 12		18 ± 2		42 ± 4			
	0		25 ± 4						
	1		$3,6 \pm 1,2$				$1,9 \pm 0,4$		
	$(K\pi)_{S\text{-Welle}}K$	0,1	21 ± 38			$22 \pm 3,2$			
$(K\pi)_{S\text{-Welle}}K$	0		100 ± 23	50 ± 3					
	0		16 ± 7				8 ± 4	11 ± 3	
	1								
	$a_0(980)\pi$	0	146 ± 16	24^{+2}_{-4}	18 ± 2		12 ± 4		
$a_0(1450)\pi$	0		36 ± 7	28 ± 3		3 ± 1			
$a_2(1320)\pi$	0	44 ± 8	48^{+4}_{-10}	12 ± 2		62 ± 4			
$(K\bar{K})_{P\text{-Welle}}\pi$	0		7^{+1}_{-2}						
$\rho(1465, 1700)\pi$	1					14 ± 3			
$\rho(1465)\pi$	1						19 ± 2	18 ± 4	
$\rho(1700)\pi$	1			28 ± 2			6 ± 1	8 ± 2	
		Anfangszustand $J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{-}$					$J^{PC}(\bar{p}n) = 1^-$		
$K^*(892)K$	0,1	23 ± 3				27 ± 2			
	0		6 ± 2	48 ± 1					
	1		22 ± 3				117 ± 12	84 ± 40	
$\phi(1020)\pi$	1	$6,9 \pm 0,8$				$6,0 \pm 0,9$			
	1		4 ± 1			$1,1 \pm 0,3$	$1,7 \pm 1,0$		
	$(K\bar{K})_{P\text{-Welle}}\pi$	0		$3,5 \pm 1,1$					
	$\rho(1450, 1700)\pi$	0					$4,8 \pm 0,9$		
	$\rho(1450)\pi$	0	$4,7 \pm 0,9$						
	$\rho(1700)\pi$	0	$3,9 \pm 1,1$		$12,8 \pm 0,8$				
		0							

Tabelle 9.4: Vergleich von $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ -Analysen verschiedener Endzustände mit denen der Kanäle $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$. Dabei bezeichnet I den Isospin des Anfangszustands. Mit CB bezeichnete Analysen wurden beim Crystal Barrel Experiment durchgeführt, die mit Obelix bezeichneten beim Obelix-Experiment. Darunter stehen die jeweiligen Endzustände, die analysiert wurden.

Zwischenzustand	I	CB [50] $K_L K_L \pi^0$	BK [97] $K_S K^\pm \pi^\mp$	CB [90] $K_S K_S \pi^0$	diese Analyse $K_S K_S \pi^-$
		$BR(\bar{p}N \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)[\times 10^4]$		bzw. $BR(\bar{p}N \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)[\times 10^4]$	
		Anfangszustand $J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$			$J^{PC}(\bar{p}n) = 0^-$
$K^*(892)K$	0,1	42 ± 3		60 ± 12	
	0		34 ± 6		
	1		7 ± 1		3 ± 1
$(K\pi)_{S\text{-Welle}}K$	0,1	22 ± 2			
	1				14 ± 6
$K^*(1410)K$	1				$0,5 \pm 0,2$
$a_0(980)\pi$	0			14 ± 3	
$a_0(1450)\pi$	0	16 ± 4 bis 31 ± 6		$0,0$ bis 89	
$a_2(1320)\pi$	0	30 ± 4	26 ± 7	16 ± 3	
$f_0(1370)\pi$	1	30 ± 6 bis 75 ± 16		12 ± 3 bis 59 ± 8	18 ± 4
$f_0(1500)\pi$	1	16 ± 4 bis 31 ± 6		13 ± 4 bis 38 ± 5	9 ± 1
$f_2(1270)\pi$	1	$6,8 \pm 0,8$		16 ± 2	$2,0 \pm 0,5$
$f_2'(1525)\pi$	1	$2,8 \pm 0,4$		$4,0 \pm 0,4$	9 ± 2
		Anfangszustand $J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{-+}$			$J^{PC}(\bar{p}n) = 0^-$
$K^*(892)K$	0		9 ± 4		
	1				98 ± 15

Tabelle 9.5: Vergleich von $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ -Analysen mit der des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Dabei bezeichnet I den Isospin des Anfangszustands. Mit CB bezeichnete Analysen wurden beim Crystal Barrel Experiment angefertigt, die mit BK bezeichnet eine Analyse von Blasenkammern Daten. Darunter stehen die jeweiligen Endzustände, die analysiert wurden.

9.6 Vektormesonen

Die Einführung des $\rho(1450)$ und des $\rho(1700)$ verbessert bei allen Kanälen dieser Analyse die Qualität der Anpassung signifikant.

- $\rho(1450)$

Das $\rho(1450)$ trägt zu einem Prozentsatz von 14,0% an dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ und zu einem Prozentsatz von 17,2% an dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$ bei:

Als Masse und Breite ergibt sich:

$$m_{\rho(1450)} = 1509_{-29}^{+31} \quad \Gamma_{\rho(1450)} = 185_{-15}^{+23} \quad (9.9)$$

Da Messungen von $\rho' \rightarrow \pi\omega$ und $\rho' \rightarrow \rho\eta$ noch fehlen, können nur relative Zerfallsraten aus den Daten extrahiert werden und keine partiellen Zerfallsbreiten (Tabelle 9.6).

Verglichen wurden die Daten mit den relativen Zerfallsraten von $\bar{p}n \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi\pi\pi$ [91]. Für das Verzweigungsverhältnis wurde dort angegeben (normiert auf eine 100% ige Anihilation aus dem 1S_0 -Anfangszustand):

$$BR(\bar{p}n(^1S_0) \rightarrow \rho(1465)\pi \rightarrow \pi\pi\pi) = (46 \pm 28) \cdot 10^{-4} \quad (9.10)$$

	diese Analyse	2^3S_1 -Zustand	ρ -Hybrid	3D_1 -Zustand	3^3S_1 -Zustand
$\frac{\rho(1450)(^1S_0) \rightarrow KK}{\rho(1450)(^1S_0) \rightarrow \pi\pi}$	$0,8 \pm 0,5$	0,5	0	0,8	1

Tabelle 9.6: Vergleich der relativen Zerfallsbreiten mit theoretischen Vorhersagen für das $\rho(1450)$ [19].

Ein Vergleich des Verhältnisses der beobachteten Verzweigungsverhältnisse mit theoretischen Vorhersagen [19] widerspricht einer Interpretation des Teilchens als Hybridzustand (siehe Tab. 9.6).

Dagegen ist die Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen und den für einen 2^3S_1 -Zustand berechneten Partialbreiten viel besser.

In [22] wird das $\rho(1450)$ als Mischung zwischen einem 2^3S_1 -Zustand und einer Hybrid-Komponente betrachtet, wogegen auch in dieser Analyse nichts spricht.

- $\rho(1700)$

Auch das $\rho(1700)$ wird in signifikanter Weise zur Beschreibung der Daten benötigt.

Mit einer ermittelten Masse und Breite von

$$m_{\rho(1700)} = 1701_{-15}^{+12} \quad \Gamma_{\rho(1700)} = 136_{-31}^{+16} \quad (9.11)$$

trägt es zu 5,1% Prozent zu der Anpassung des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ bei.

Ein Vergleich mit anderen gemessenen Verzweigungsverhältnissen, z.B. mit

$$BR(\bar{p}n(^1S_0) \rightarrow \rho(1700)\pi \rightarrow \pi\pi\pi) = (13 \pm 8) \cdot 10^{-4} \quad (9.12)$$

(normiert auf eine 100% ige Annihilation aus dem 1S_0 -Anfangszustand).

aus [91], zeigt, dass das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse sowohl mit den Vorhersagen einer Radialanregung (3^3S_1 -Zustand) als auch einem 3D_1 -Zustand erklärt werden können.

	diese Analyse	2^3S_1 -Zustand	ρ -Hybrid	3D_1 -Zustand	3^3S_1 -Zustand
$\frac{\rho(1700) \rightarrow KK}{\rho(1700) \rightarrow \pi\pi}$	$0,9 \pm 0,6$	0,5	0	0,8	1

Tabelle 9.7: Vergleich der relativen Zerfallsbreiten mit theoretischen Vorhersagen für das $\rho(1700)$.

9.7 Skalaren Mesonen

Wie in Abschnitt 1.3.1 beschrieben stehen für die noch fehlenden isoskalaren sowie isovektoriellen Zustände folgende Kandidaten zur Verfügung:

- $f_0(980), a_0(980)$
- $f_0(1370), a_0(1450)$
- $f_0(1500)$
- $f_0(400 - 1200)$
- $f_0(1750)$

Bis auf das $f_0(400 - 1200)$ konnten in den hier vorliegenden Analysen alle Teilchen untersucht werden, um diese hinsichtlich ihrer Einordnung in das Nonett der skalaren Mesonen zu beurteilen.

9.7.1 Das a_0 und das $f_0(980)$

Eines der Hauptanliegen dieser Analysen war es, das Isovektor-Mitglied des $\bar{q}q$ skalaren Nonetts zu finden. Besonders in dem Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$ sollte der Anteil des a_0 -Mesonen gut zu messen sein, da es zwar nur aus der P -Welle annihilieren kann, aber die f -Resonanzen wegen dem Isospin $I = 1$ des $K_S^0 K^-$ -Systems nicht produziert werden.

Für den Isovektor gibt es drei mögliche Kandidaten: das $a_0(980)$, das von Obelix favorisierte $a_0(1300)$ und das von Crystal Barrel bereits gemessene $a_0(1450)$. Ziel dieser Analyse war es zu klären, wie signifikant der Isovektor gemessen werden kann und welche Werte die Polparameter haben.

Das überraschende Ergebnis dieser Analyse war, dass die Anpassung keinen Isovektor-Anteil benötigt, um den $K_S^0 K^- \pi^0$ -Dalitzplot zu reproduzieren. Der Fit bevorzugt die Variante von zwei Vektormeson ρ -Polen vor einem ρ -Pol und einem skalaren a_0 -Pol. Selbst zwei ρ -Pole und ein a_0 -Pol brachte keine zusätzliche Verbesserung.

9.7.2 Das $f_0(1750)$

Verschiedene andere Analysen [22, 11] zeigen eine Evidenz für eine skalare Resonanz im Bereich des $f_J(1710)$. Es gibt jedoch Hinweise [11] bei dem Zerfall dieser Resonanz nach $K^+ K^-$, dass es sich bei diesem Zustand um den im Nonett noch fehlenden Zustand mit einer starken $\bar{s}s$ -Komponente handelt. Bei dieser Analyse konnte eine geringfügige Verbesserung der Anpassung durch die Einführung des $f_0(1710)$ erreicht werden, die jedoch nicht wirklich signifikant war.

9.7.3 Das $f_0(1370)$ und das $f_0(1500)$

Wie bei verschiedenen anderen Analysen [22, 77, 50] sind auch bei dieser Analyse zwei skalare Resonanzen im Massenbereich von 1300 – 1500 MeV nötig, deren Massen sich um weniger als 200 MeV unterscheiden. Die Massen der beiden Teilchen sind sich zu ähnlich, um dem gleichen Nonett angehören zu können.

Um die Kopplung von $f_0(1500)$ an nichtseltsame im Vergleich zu seltsamen Mesonen zu untersuchen, wird hier das ermittelte Verzweigungsverhältnis mit dem für den Zerfall $f_0 \rightarrow \pi\pi$ vergleichen.

Für das Verzweigungsverhältnis von $f_0 \rightarrow \pi\pi$ wurde gemessen [96]:

$$BR(\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \pi f_0(1370); f_0(1370) \rightarrow \pi^0 \pi^0) = (26 \pm 10) \cdot 10^{-4} \quad (9.13)$$

$$BR(\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \pi f_0(1500); f_0(1500) \rightarrow \pi^0 \pi^0) = (33 \pm 4) \cdot 10^{-4} \quad (9.14)$$

(normiert auf eine 100% ige Annihilation aus dem 1S_0 -Anfangszustand)

Wenn Flavour-Symmetrie und eine ideale Mischung des skalaren Nonetts angenommen werden, erwartet man als Verhältnis für die invarianten Kopplungen (in Abwesenheit von Phasenraum- und Formfaktoren) an die Endzustände $\bar{K}K$ und $\pi\pi$ [96].

$$\frac{\gamma^2(f_0 \rightarrow \bar{K}K)}{\gamma^2(f_0 \rightarrow \pi\pi)} = \frac{1}{3} \quad (9.15)$$

Der Zusammenhang zwischen den invarianten Kopplungen und den Verzweigungsverhältnissen ist gegeben durch:

$$\frac{\gamma^2(f_0 \rightarrow \bar{K}K)}{\gamma^2(f_0 \rightarrow \pi\pi)} = \frac{1}{3} \frac{BR(\bar{p}n \rightarrow f_0\pi^-, f_0 \rightarrow \bar{K}K)}{BR(\bar{p}p \rightarrow f_0\pi^0, f_0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \frac{q_{\pi\pi}}{q_{\bar{K}K}} = \frac{1}{3} \quad (9.16)$$

Der Faktor 3 im Nenner von Gleichung 9.16 bezieht sich auf die drei Ladungskombinationen $\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^+$. Mit den Aufbruchsimpulsen $q_{\pi^0\pi^0} = 0,70$ GeV/c bzw. $0,74$ GeV/c und $q_{\bar{K}K} = 0,50$ GeV/c bzw. $0,57$ GeV/c ergibt die vorliegende Analyse:

$$\frac{\gamma^2(f_0(1370) \rightarrow \bar{K}K)}{\gamma^2(f_0(1370) \rightarrow \pi\pi)} = 0,33 \pm 0,14 \quad (9.17)$$

$$\frac{\gamma^2(f_0(1500) \rightarrow \bar{K}K)}{\gamma^2(f_0(1500) \rightarrow \pi\pi)} = 0,12 \pm 0,04 \quad (9.18)$$

$$(9.19)$$

Aus den gemessenen Werten für die invarianten Kopplung ergibt sich, dass weder das $f_0(1370)$ noch das $f_0(1500)$ das $\bar{s}s$ -Mitglied des skalaren Nonetts darstellt. In Abschnitt 1.3.1 wurde bereits erwähnt, dass für eine Interpretation des $f_0(1500)$ als Glueball erwartet würde, dass es *flavour-blind* wie ein $SU(3)$ -Singulett zerfällt.

	$\pi\pi$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\bar{K}K$
$BR(f_0(1370))$	$(77 \pm 29) \cdot 10^{-4}$	$(1,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$	-	$(18 \pm 4) \cdot 10^{-4}$
$BR(f_0(1500))$	$(98 \pm 11) \cdot 10^{-4}$	$(7,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$	$(6,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$	$(9 \pm 1) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 9.8: Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfälle der beiden f_0 -Resonanzen. Die Werte stammen aus [96] (normiert auf eine 100% ige Annihilation aus dem 1S_0 -Anfangszustand), die $\bar{K}K$ -Werte aus dieser Analyse.

Aus den Verzweigungsverhältnissen der Tabelle 9.8 errechnen sich folgende Kopplungen an die verschiedenen Endzustände:

	$\pi\pi$:	$\eta\eta$:	$\eta\eta'$:	$K\bar{K}$
$\gamma^2(f_0(1370))$	3	:	$(0, 10 \pm 0, 08)$:		:	$(1, 0 \pm 0, 4)$
$\gamma^2(f_0(1500))$	3	:	$(0, 34 \pm 0, 06)$:	$(1, 55 \pm 0, 39)$:	$(0, 4 \pm 0, 1)$
$SU(3)_{\text{Singulett}}$	3	:	1	:	0	:	4

Ein Vergleich der Kopplungen für ein $SU(3)$ -Singulett an die verschiedenen Endzustände mit den tatsächlich gemessenen Werten zeigt, dass es sich weder beim $f_0(1370)$ noch beim $f_0(1500)$ um den skalaren Glueball handeln kann: Die gemessene Kopplung der f_0 -Mesonen an $\eta\eta'$ ist viel zu groß, die an $\bar{K}K$ und $\eta\eta$ dagegen viel zu klein.

Das Zerfallsmuster lässt sich auch nicht mit den Zerfällen eines reinen $\bar{q}q$ -Zustandes vereinbaren.

Allerdings kann der Glueball mit Mesonen gleicher Quantenzahlen mischen [88].

Die beobachteten Zerfälle des $f_0(1370)$ und des $f_0(1500)$ können erklärt werden, wenn im isoskalaren Bereich ein $(\bar{u}u + \bar{d}d)$ mit einem $\bar{s}s$ -Zustand und einem Glueball zu den physikalisch beobachteten Zuständen mischen. Das $f_0(1370)$ könnte dabei eher ein aus Gluonen aufgebauter Zustand sein und das $f_0(1500)$ hauptsächlich aus $\bar{u}u$ und $\bar{d}d$ bestehen. Dazu benötigt man noch ein im wesentlichen aus $\bar{s}s$ bestehendes f_0 -Meson. Ein Kandidat dafür wäre das $f_0(1700)$.

Die neuen Messergebnisse weisen eher auf eine Interpretation der Teilchen im skalaren Nonett durch das „Red Dragon“-Modell (siehe Abschnitt 1.3.1), als auf die früher übliche Interpretation des $f_0(1500)$ als skalaren Glueball.

9.8 P-Wellen-Anfangszustände

Bei der Annihilation von Antiprotonen in flüssigem Wasserstoff findet der Großteil (90%) der Reaktionen aus der atomaren S -Welle statt.

In flüssigem Deuterium ist die Situation eine andere, hier treten ca. 40% an P -Wellen-Annihilationen statt. Dies konnte in diesen Analysen mit P -Wellen-Anteilen von 28-58% bestätigt werden.

Auffällig ist außerdem, dass es in allen drei Reaktionen keine Annihilation aus dem 3P_2 -Zustand erfolgt. Dies ist konsistent mit einer anderen Crystal-Barrel-Analyse, die ebenfalls die P -Wellen-Annihilation einbezogen hat [23], in der der 3P_2 -Zustand auch nicht an der Annihilation teilnimmt.

Kapitel 10

Zusammenfassung der Resultate

Die vorliegende Arbeit untersucht die Annihilation von Antiproton und Neutron in die Endzustände $K^- K_S^0 \pi^0$, $K_S^0 K_S^0 \pi^-$, $K_L^0 K_S^0 \pi^-$.

Die (bis auf den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$) praktisch untergrundfreien Dalitzplots zeigen eine deutlich von einer gleichmässigen Verteilung im Phasenraum abweichende Struktur, die auf starke Resonanzbildung in den verschiedenen Datensätzen hindeutet. Dominant tragen in allen drei Datensätzen die $K^*(890)$ -Resonanzen bei, die schon mit bloßem Auge sehr gut in den einzelnen Dalitzplots zu erkennen sind.

Im einzelnen zeigten sich folgende Merkmale der untersuchten Endzustände:

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$:

Hier sind für eine gute Anpassung von hypothetischen Partialamplituden an die Daten neben dem $K^*(890)$, dem $a_2(1320)$ und der $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$ zwingend zwei ρ -Resonanzen notwendig. Als Masse bzw. Breite der beiden Resonanzen ergaben sich folgende Werte:

$$\rho(1450): \quad m = 1509_{-29}^{+31} \text{MeV} \quad \Gamma = 185_{-15}^{+23} \text{MeV} \quad (10.1)$$

$$\rho(1700): \quad m = 1701_{-15}^{+12} \text{MeV} \quad \Gamma = 136_{-31}^{+16} \text{MeV} \quad (10.2)$$

$$(10.3)$$

Durch den Vergleich mit Resultaten für $\bar{p}n \rightarrow 3\pi$:

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1465)\pi \rightarrow K\bar{K}\pi)}{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1465)\pi \rightarrow 3\pi)} = 0,8 \pm 0,5 \quad (10.4)$$

$$\frac{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1700)\pi \rightarrow K\bar{K}\pi)}{BR(\bar{p}n \rightarrow \rho(1700)\pi \rightarrow 3\pi)} = 0,9 \pm 0,6 \quad (10.5)$$

ergibt sich, dass die beiden ρ Mesonen sehr gut mit der Hypothese einer radialen Anregung (2^3S_1 -Zustand) eines $q\bar{q}$ -Meson vereinbar sind. Für die Hybridhypothese gibt es in dieser Analyse keine Hinweise, jedoch kann eine Mischung zwischen radialer Anregung und Hybrid nicht ausgeschlossen werden.

Desweiteren spielen die a_0 -Resonanzen $a_0(980)$ und $a_0(1450)$ gar keine Rolle in den Fits ebenso wie das $a_2(1620)$. Das in verschiedenen anderen Analysen gefundene $K_2(1430)$ bringt eine Verbesserung des Fits, die jedoch durch die Einführung eines angeregten $K^*(1410)$ noch deutlich übertroffen wird. Für die Masse und Breite des $K^*(1410)$ ergeben sich:

$$K^*(1410) : \quad m = 1430_{-47}^{+58}\text{MeV} \quad \Gamma = 260_{-136}^{+60}\text{MeV} \quad (10.6)$$

Die Anpassung wurde durch ein zusätzliches zu dem $K^*(1410)$ eingeführtes $K_2(1430)$ nicht signifikant verbessert.

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$:

Eine gute Beschreibung dieses Kanals benötigt $K^*(890)$, $a_2(1320)$, $(K\pi)_{S\text{-Welle}}$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$ und zwei f_0 -Resonanzen. Für die hier nachgewiesenen skalaren Zustände ergeben sich folgende Massen und Breiten:

$$f_0(1370) : \quad m = 1416_{-35}^{+27}\text{MeV} \quad \Gamma = 248_{-28}^{+16}\text{MeV} \quad (10.7)$$

$$f_0(1500) : \quad m = 1507_{-14}^{+20}\text{MeV} \quad \Gamma = 78_{-20}^{+18}\text{MeV} \quad (10.8)$$

$$(10.9)$$

Mit diesen beiden Werten konnten die Daten sehr gut beschrieben werden. Vergleicht man die invarianten Kopplungen von f_0 an $K\bar{K}$ (diese Messung) und f_0 an $\pi\pi$ (andere Crystal-Barrel-Messung [96]), so ergibt sich:

$$\frac{\gamma^2(f_0(1370) \rightarrow K\bar{K})}{\gamma^2(f_0(1370) \rightarrow \pi\pi)} = 0,33 \pm 0,14 \quad (10.10)$$

$$\frac{\gamma^2(f_0(1500) \rightarrow K\bar{K})}{\gamma^2(f_0(1500) \rightarrow \pi\pi)} = 0,12 \pm 0,04 \quad (10.11)$$

Die Zerfälle des $f_0(1370)$ und des $f_0(1500)$ sind nicht konsistent mit einer $s\bar{s}$ -Meson-Interpretation, aber auch als mögliche Gluebälle können die Teilchen nicht gesehen wer-

den. Diese Teilchen könnten möglicherweise Mischungen aus $q\bar{q}$ -Mesonen und dem Glueball sein. Das Verhältnis der invarianten Kopplungen weist eher auf einen höheren Gluonanteil im $f_0(1370)$ hin, was einer Interpretation der Teilchen im Rahmen des „Red Dragon“-Modells entspräche.

Eine zusätzliche $f_J(1710)$ -Resonanz konnte nicht signifikant nachgewiesen werden. Mit $J = 0$ verbesserte sich der Fit etwas, für den Fall $J = 2$ konnte kein besseres Likelihood erreicht werden. Auch bei diesem Endzustand bringt die Einführung von $a_0(980)$, $a_0(1450)$ und $a_2(1620)$ keine Verbesserung der Anpassung mit sich.

Ebenfalls ist hier der Anstieg im Likelihood stärker bei Einbindung des angeregten $K^*(1410)$ -Zustand als bei derjenigen des $K_2(1430)$.

- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$:

Auch hier konnten die ρ -Resonanzen erstmals über ihren Zerfall in $\rho \rightarrow K_S^0 K_L^0$ als zwingend notwendig für eine gute Beschreibung nachgewiesen werden. Auch in diesem Fall benötigt man zwei ρ -Resonanzen. Jedoch sind hier die Ergebnisse nicht so aussagekräftig, da, wie generell bei Analysen, die ein oder mehrere K_L^0 -Resonanzen im Endzustand aufweisen, diesem Kanal ein hoher Untergrundsanteil anhaftet.

Anhang A

Die kinematische Anpassung

Die kinematische Anpassung dient als Instrument, um gemessene Vierervektoren im Rahmen ihrer Fehler so zu korrigieren, dass sie die kinematischen Randbedingungen des ausgewählten Endzustandes exakt erfüllen. Gleichzeitig errechnet sich daraus ein quantitatives Maß für die Wahrscheinlichkeit dafür, ob die beobachteten Energien und Impulse im Rahmen der Auflösung mit einer zu überprüfenden Hypothese vereinbar sind.

Ziel der Anpassung ist es also, die gegebenen Randbedingungen zu erfüllen und andererseits die Korrekturen der kinematischen Variablen hinsichtlich ihrer Meßfehler möglichst gering zu halten.

A.1 Mathematische Beschreibung

Mathematisch handelt sich demnach um eine Minimierung der Nebenbedingungen.

Zu einem Satz normalverteilter Meßwerte x_i gibt es einen Satz normalverteilter Korrekturfaktoren Δx_i , sodass die k Randbedingungen exakt erfüllt sind:

$$F_j(x_i + \Delta x_i) = 0, \quad j = 1, \dots, k \quad (\text{A.1})$$

Die korrigierten Werte $\hat{x}_i = x_i + \Delta x_i$, die dann die Nebenbedingungen, wie z.B. Energie- und Impulserhaltung exakt erfüllen, gehen dann in die weitere Analyse ein. Zur Bestimmung der Korrekturen wird die folgende Funktion minimiert:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\hat{x}_i - x_i}{\sigma_i} \right)^2 + 2 \sum_{j=1}^L \lambda_j F_j(\hat{x}_1, \dots, \hat{x}_N) \quad (\text{A.2})$$

- x_i : Energien und Impulse aller Teilchen im Endzustand (bei vier Teilchen wäre also $n=16$)
 σ_i : Meßfehler der Energien und Impulse
 \hat{x}_i : die korrigierten Werte
 λ_j : Lagrangemultiplikatoren, wodurch die Nebenbedingungen $F_j(\hat{x}_1, \dots, \hat{x}_N)$ mitberücksichtigt werden können.

Um diesen Ausdruck zu minimieren, werden die partiellen Ableitungen von χ^2 nach \hat{x}_i und λ_j gleich Null gesetzt:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial \hat{x}_i} = \frac{\hat{x}_i - x_i}{\sigma_i^2} + \sum_{j=1}^L \lambda_j \frac{\partial F_j}{\partial \hat{x}_i} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda_j} = F_j(\hat{x}_1, \dots, \hat{x}_N) \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.4})$$

Diese Bedingungen stellen ein Gleichungssystem aus $(N+L)$ Gleichungen dar, für die N kinematischen Variablen \hat{x}_i und die L Lagrangemultiplikatoren λ_j der Randbedingung F_j . Letztere sind im allgemeinen keine linearen Funktionen der Variablen \hat{x}_i .

Die Lösung muß daher in einem iterativen Prozeß ermittelt werden.

In dem verwendeten Programm CBKFIT [43], das nach den Erfordernissen des Crystal-Barrel-Experiment entwickelt worden ist, werden dazu die Funktionen F_λ linear genähert. Für den n -ten Iterationsschritt

$$\hat{x}_i(n+1) = \hat{x}_i(n) + \Delta \hat{x}_i \quad (\text{A.5})$$

gilt:

$$F_j(\vec{\hat{x}}(n+1)) = F_\lambda(\vec{\hat{x}}(n)) + \sum_{k=1}^N \frac{\partial F_j(\vec{\hat{x}}(n)) \cdot \Delta \hat{x}_j}{\partial \hat{x}_k} + \mathcal{O}(\Delta \vec{\hat{x}})^2 \quad (\text{A.6})$$

Vernachlässigt man Terme zweiter Ordnung und setzt $\vec{\hat{x}}(n+1)$ ein, so werden die N Gleichungen aus Gleichung A.3 ($i = 1, \dots, N$):

$$\frac{\Delta \hat{x}_i}{\sigma_i^2} + \frac{\hat{x}_i(n) - x_i}{\sigma_i^2} + \sum_{j=1}^L \lambda_j \cdot \frac{\partial}{\partial \hat{x}_i} \left(F_j(\vec{\hat{x}}(n)) + \sum_{k=1}^N \frac{\partial F_j(\vec{\hat{x}}(n))}{\partial \hat{x}_k} \cdot \Delta \hat{x}_k \right) = 0 \quad (\text{A.7})$$

und die L Gleichungen aus Gleichung A.4 ($j = 1, \dots, L$):

$$F_j(\vec{\hat{x}}(n)) + \sum_{k=1}^N \frac{\partial F_j(\vec{\hat{x}}(n))}{\partial \hat{x}_k} \cdot \Delta \hat{x}_k = 0 \quad (\text{A.8})$$

linear in den $\Delta \hat{x}_i$. Mit der Lösung für $\Delta \vec{\hat{x}}$ ist die Iterationsvorschrift gegeben.

A.2 Konvertierung der Helixparameter zu kartesischen Koordinaten

Da bei der Datenaufnahme die Parameter in Helix-Parametern gemessen werden, müssen diese zunächst für den Fit in kartesische Koordinaten umgewandelt werden. Nach der Berechnung der kinematisch korrigierten Werte müssen diese wieder zurück zu den Helixparametern transformiert werden, damit die Pulls in der ursprünglichen Basis berechnet werden können.

Die Meßwerte der geladenen Teilchen sind: $\psi, \alpha, \tan\lambda$. Dabei ist ψ der Anfangsazimutalwinkel, α der reziproke Radius und λ der Steigungswinkel der Helixbahn.

D.h. die Impulskoordinaten sind:

$$P_{\perp} = P_{xy} = \frac{1}{\alpha} \quad (\text{A.9})$$

$$\vec{P} = P_{\perp}(\cos\psi, \sin\psi, \tan\lambda) \quad (\text{A.10})$$

für die Ableitungen gilt:

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial \alpha} = P_{\perp}^2(-\cos\psi, -\sin\psi, \tan\lambda) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial \tan\lambda} = (0, 0, P_{\perp}) \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial \psi} = P_{\perp}(-\sin\psi, \cos\psi, 0) \quad (\text{A.13})$$

Für die Rücktransformation gilt:

$$P_{\perp} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (\text{A.14})$$

$$\alpha = \frac{1}{P_{\perp}} \quad (\text{A.15})$$

$$\psi = \arctan(P_y, P_x) \quad (\text{A.16})$$

$$\tan\lambda = \frac{P_z}{P_\perp} \quad (\text{A.17})$$

und die dazugehörigen Ableitungen:

$$\frac{\partial\alpha}{\partial\vec{P}} = \frac{1}{P_\perp^3}(-P_x, -P_y, 0) \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\partial\tan\lambda}{\partial\vec{P}} = \frac{1}{P_\perp^3}(-P_x P_z, -P_y P_z, P_\perp^2) \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\vec{P}} = \frac{1}{P_\perp^2}(-P_y, -P_x, 0) \quad (\text{A.20})$$

A.3 Konvertierung der PED-Parameter zu kartesischen Koordinaten

Auch die PED-Parameter werden bei der Datenaufnahme nicht in kartesischen, sondern in Kugelkoordinaten gemessen. Deshalb müssen auch in diesem Fall die Basis des Koordinatensystems zunächst geändert werden und nach der Berechnung wieder rücktransformiert werden.

Die Meßwerte der PED-Parameter sind ϕ, θ, \sqrt{E} . Wobei ϕ der Azimuthalwinkel, θ der Polwinkel und \sqrt{E} der Radius darstellen.

Für die Impulskoordinaten ergibt sich:

$$\vec{P} = (\sqrt{E})^2(\cos\phi\sin\theta, \sin\phi\sin\theta, \cos\theta) \quad (\text{A.21})$$

$$P_\perp = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (\text{A.22})$$

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} \quad (\text{A.23})$$

mit den Ableitungen:

$$\frac{\partial\vec{P}}{\partial\phi} = (\sqrt{E})^2(-\sin\phi\sin\theta, \cos\phi\sin\theta, 0) \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\partial\vec{P}}{\partial\theta} = (\sqrt{E})^2(\cos\phi\cos\theta, \sin\phi\cos\theta, -\sin\theta) \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{\partial\vec{P}}{\partial\sqrt{E}} = 2(\sqrt{E})(\cos\phi\sin\theta, \sin\phi\sin\theta, \cos\theta) \quad (\text{A.26})$$

Für die Rücktransformation gilt:

$$\phi = \arctan(P_y, P_x) \quad (\text{A.27})$$

$$\theta = \arccos\left(\frac{P_z}{P}\right) \quad (\text{A.28})$$

$$\sqrt{E} = \sqrt{P} \quad (\text{A.29})$$

mit den Ableitungen:

$$\frac{\partial \phi}{\partial P} = \frac{1}{P_{\perp}^2}(-P_y, P_z, 0) \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial P} = \frac{1}{P^2}\left(\frac{P_x P_z}{P_{\perp}}, \frac{P_y P_z}{P_{\perp}}, -P_{\perp}\right) \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{\partial \sqrt{E}}{\partial P} = \frac{1}{2P^{\frac{3}{2}}}(P_x, P_y, P_z) \quad (\text{A.32})$$

A.4 Korrekturen der Pullwerte

Eine wichtige Größe beim kinematischen Fit ist die Verteilung der Pulls, die angibt, wie stark Messwerte, bezogen auf die Messfehler, verändert wurden, um eine erfolgreiche Anpassung durchzuführen. Im Idealfall sollte diese Verteilung für alle Messgrößen eine Breite von 1 haben und um den Wert 0 zentriert sein. In der Regel führen zwei Gründe dazu, dass die Pulls zunächst von ihrer Idealform abweichen:

- Die verwendeten Messfehler sind nicht korrekt, z.B. führt der verschobene Zerfallsvertex des $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ zu einer Fehleinschätzung der Messfehler der neutralen Teilchen.
- Eine Anzahl von Untergrundereignissen erfüllt die Hypothese mit einer zwar geringeren aber signifikanten Wahrscheinlichkeit. Für diese Ereignisse wurden die Messwerte relativ stark verändert, um eine Anpassung an die Hypothese zu erreichen.

Um eine möglichst flache Verteilung des Konfidenzniveaus und andererseits eine ideale Verteilung der Pulls zu erreichen, skaliert man die Einträge in der kovarianten Fehlermatrix.

Zunächst sind die Tabellen für die Teilchen der einzelnen Kanäle für die realen Daten und dann für die Monte-Carlo-Daten aufgeführt. Im Anschluß an die Tabellen sind die Grafiken von sämtlichen Pulls aufgeführt.

Werte der kovarianten Fehlermatrix	Skalierung für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$		Skalierung für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	
$\frac{1}{P_{xy}}$ (positive Spur)	$\times 1,2$	$\times 0,989$	$\times 1,1$	$\times 0,03$
$\frac{1}{\bar{P}_{xy}}$ (negativer Spur)	$\times 1,3$	$\times 0,989$	$\times 5,3$	$\times 0,06$
$\frac{1}{\bar{P}_{xy}}$ (SVX-Spur)	$\times 1,2$	$\times 0,989$	–	–
$\tan(\lambda)$ (positive Spur)	$\times 1,2$	$+0,004$	$\times 1,1$	$+0,93$
$\tan(\lambda)$ (negativer Spur)	$\times 1,3$	$+0,004$	$\times 5,9$	$\times 1,14$
$\tan(\lambda)$ (SVX-Spur)	$\times 1,3$	$+0,004$	–	–
ψ (positive Spur)	$\times 1,2$	$+0,02$	$\times 1,1$	$+0,0$
ψ (negativer Spur)	$\times 1,3$	$-0,02$	$\times 4,8$	$\times 0,003$
ψ (SVX-Spur)	$\times 1,2$	$-0,02$	–	–
ϕ (neutrale Teilchen)	$\times 1,0$	$+0,0$	$\times 1,8$	$\times 0,0$
θ (neutrale Teilchen)	$\times 1,1$	$+0,0$	$\times 1,8$	$\times 1,0$
\sqrt{E} (neutrale Teilchen)	$\times 1,01$	$+0,0$	$\times 1,7$	$\times 1,03$

Tabelle A.1: Korrekturen der Werte der kovarianten Fehlermatrix zur Berechnung der Pullwerte für die realen Daten

Werte der kovarianten Fehlermatrix	Skalierung für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$		Skalierung für $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$	
$\frac{1}{P_{xy}}$ (positive Spur)	$\times 0,8$	$\times 1,01$	$\times 1,1$	$\times 0,98$
$\frac{1}{\bar{P}_{xy}}$ (negativer Spur)	$\times 0,75$	$\times 1,01$	$\times 1,8$	$\times 1,03$
$\frac{1}{\bar{P}_{xy}}$ (SVX-Spur)	$\times 0,7$	$\times 1,1$	–	–
$\tan(\lambda)$ (positive Spur)	$\times 0,8$	$+0,01$	$\times 1,2$	$+0,003$
$\tan(\lambda)$ (negativer Spur)	$\times 1,05$	$+0,01$	$\times 1,9$	$-0,003$
$\tan(\lambda)$ (SVX-Spur)	$\times 0,7$	$+0,5$	–	–
ψ (positive Spur)	$\times 1,05$	$+0,02$	$\times 1,1$	$+0,001$
ψ (negativer Spur)	$\times 0,75$	$+0,02$	$\times 1,8$	$+0,0$
ψ (SVX-Spur)	$\times 0,7$	$+0,05$		
ϕ (neutrale Teilchen)	$\times 1,0$	$+0,0$	$\times 1,0$	$+0,0$
θ (neutrale Teilchen)	$\times 1,0$	$+0,0$	$\times 1,0$	$+0,0$
\sqrt{E} (neutrale Teilchen)	$\times 1,0$	$+0,0$	$\times 1,0$	$+0,0$

Tabelle A.2: Korrekturen der Werte der kovarianten Fehlermatrix zur Berechnung der Pullwerte für die Monte-Carlo-Daten

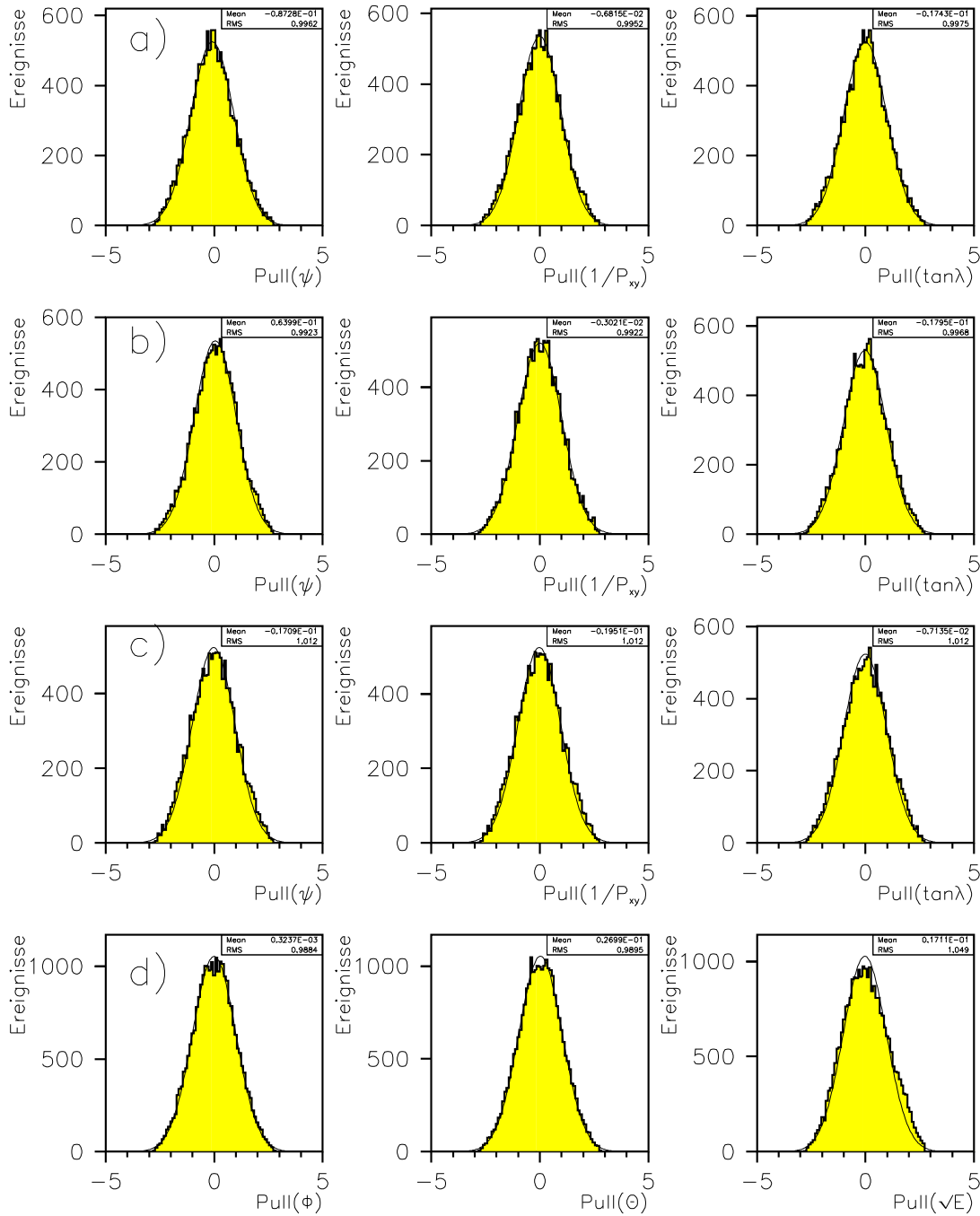


Abbildung A.1: Pulls der kinematischen Größen ψ , $\frac{1}{P_{xy}}$, $\tan\lambda$, θ , ϕ und \sqrt{E} der realen Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. Die Reihe a) ist für die positive Spur, b) für die negative Spur, c) für die Spur des Teilchens, das im SVX gemessen wird und d) für die neutralen Spuren.

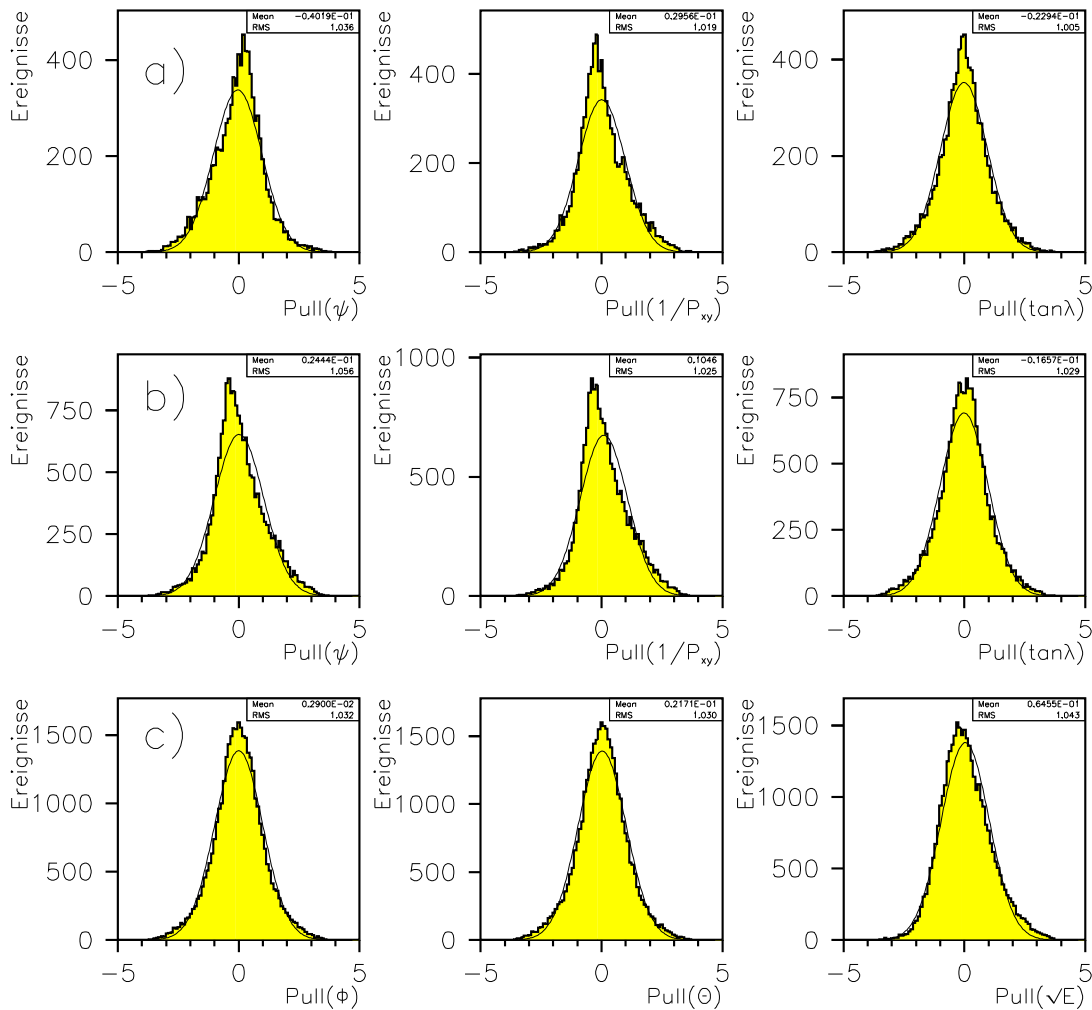


Abbildung A.2: Pulls der kinematischen Größen ψ , $\frac{1}{P_{xy}}$, $\tan\lambda$, θ , ϕ und \sqrt{E} der realen Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Die Reihe a) ist für die positive Spur, b) für die negative Spuren und c) für die neutralen Spuren.

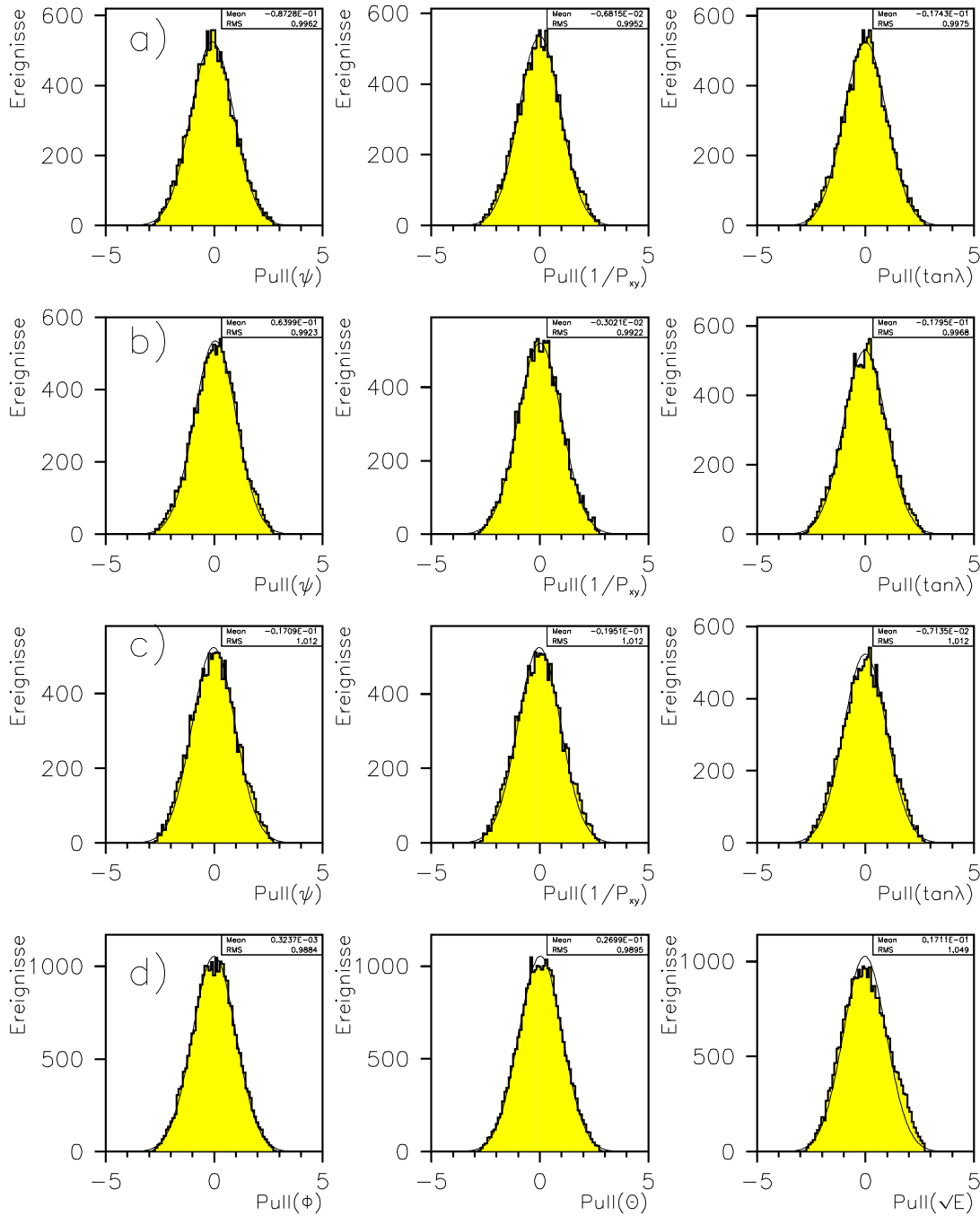


Abbildung A.3: Pulls der kinematischen Größen ψ , $\frac{1}{P_{xy}}$, $\tan\lambda$, θ , ϕ und \sqrt{E} der Monte Carlo Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$. Die Reihe a) ist für die positive Spur, b) für die negative Spur, c) für die Spur des Teilchens, das im SVX gemessen wird und d) für die neutralen Spuren.

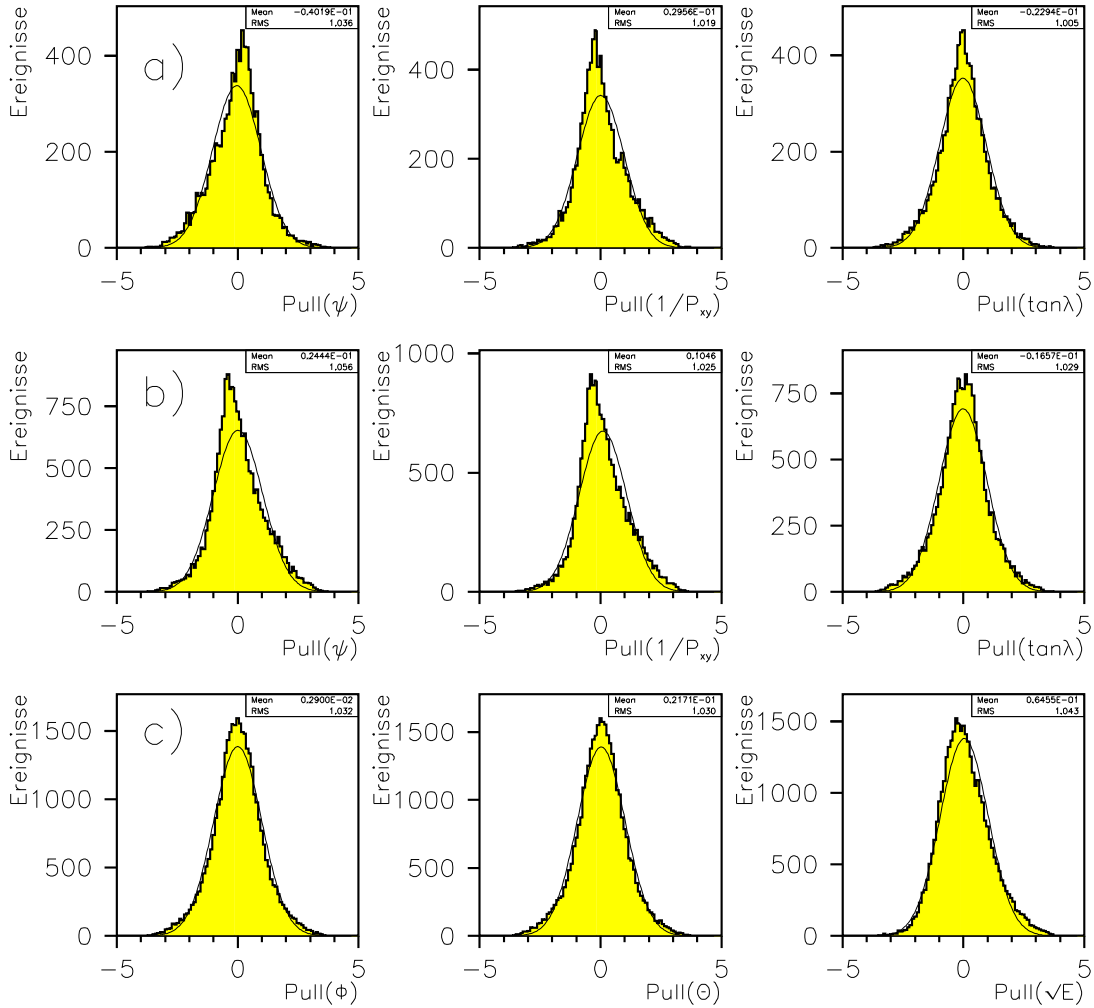


Abbildung A.4: Pulls der kinematischen Größen ψ , $\frac{1}{P_{xy}}$, $\tan\lambda$, θ , ϕ und \sqrt{E} der Monte Carlo Daten des Kanals $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$. Die Reihe a) ist für die positive Spur, b) für die negativen Spuren und c) für die neutralen Spuren.

Anhang B

Untergrundbetrachtung der Kanäle

Ereignisse, die die Selektion vollständig durchlaufen können, jedoch kinematisch nicht dem selektierten Kanal entsprechen, werden als Untergrund bezeichnet. Zu dessen Untersuchung wurden von verschiedenen möglichen Untergrundkanälen Monte-Carlo-Ereignissen generiert und durch die gesamte Analysekette geleitet.

Die im einzelnen für jeden Zerfallskanal untersuchten Untergrundkanäle lauten:

- Für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$:
 - $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$, $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 3 Spuren- 4 γ -Quanten
 - $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^{int} \Rightarrow 1PED$ - 3 Sp. - 1 γ -Qu.
 - $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^0 \pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 3 Spuren - 4 γ -Quanten
 - $\bar{p}n \rightarrow K^- K^+ \pi^- \pi^0$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}n \rightarrow K^- K^- \pi^+ \pi^0$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}n \rightarrow K^- K_L^0 \pi^+ \pi^-$, $K_L^{int} \Rightarrow 1PED$ - 3 Spuren - 1 γ -Quant
 - $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \eta$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \omega$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ - 3 Spuren - 3 γ -Quanten
 - $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 2 Spuren - 2/3 γ -Quanten
 - $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ - 2 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+ \pi^0$ - 2 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}p \rightarrow K^- K_S^0 \pi^+ \pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 4 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}p \rightarrow K^+ K_S^0 \pi^- \pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 4 Spuren - 2 γ -Quanten
 - $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \eta$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ - 2 Spuren - 2/3 γ -Quanten

- $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \omega, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ - 4 Sp. - 2/3 γ -Qu.

• Für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$:

- $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^0 \pi^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 3 Spuren - 4 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \omega, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ - 3 Spuren - 3 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^+ \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ - 3 Spuren - 4 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^+ K_S^0 \pi^- \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ - 3 Spuren - 4 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^- \pi^0, K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ - 3 Spuren - 3 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+ \pi^0 \pi^0$ - 2 Spuren - 4 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ - 2 Spuren - 4 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$ - 2 Spuren - 4 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K^- K_S^0 \pi^+$ - 2 Spuren - 4 γ -Quanten

• Für den Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$:

- $\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^- K^+ \pi^- \pi^0$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^- K^- \pi^+ \pi^0$ - 3 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^- K_L^0 \pi^+ \pi^-, K_L^0 \Rightarrow 1PED$ - 3 Spuren - 1 γ -Quant
- $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$ - 3 Spuren - 0 γ -Quanten
- $\bar{p}n \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ - 3 Spuren - 0 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \eta, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \eta \rightarrow \gamma \gamma$ - 2 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \omega, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 4 Spuren - 0/1 γ -Quant
- $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 2 Spuren - 2 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K^- K_S^0 \pi^+, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 4 Spuren - 0 γ -Quanten
- $\bar{p}p \rightarrow K^+ K_S^0 \pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - 4 Spuren - 0 γ -Quanten

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass mehr als ein γ -Quant bei der Selektion nicht gemessen wurde, ist sehr gering. Deshalb können Kanäle, die diese Signatur aufweisen, vernachlässigt werden.

Um die Anzahl der Untergrundereignisse in den selektierten Datensätzen, sowie deren Verteilung im Dalitzplot zu untersuchen, wurden für jeden der aufgeführten Endzustände homogen

im Phasenraum verteilte Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt. In den Tabellen B.1 bis B.3 ist zusammengefasst, wie viele Ereignisse die Analyseketten vollständig durchlaufen haben und wie viele Ereignisse als Untergrund im Dalitzplot zu erwarten sind.

Die verwendeten Verzweigungsverhältnisse wurden soweit bekannt, aus [54, 93, 94, 95] entnommen, aus den Isospin-1-Anteilen der verwandten $\bar{p}p$ -Kanälen abgeschätzt bzw. als von der gleichen Größenordnung wie der Ausgangskanal angenommen (was bei 4-Körper-Zerfällen gut als obere Grenze gelten kann).

Kanal	BR(10^{-3})	MC generiert	N_γ	MC akzeptiert	Skalierungsfaktor	erwartete DP-Ereignisse	Prozentsatz im DP
$\bar{p}n \rightarrow$							
$K^- K_S^0 \pi^0$	1,3	5.000.000	2	119.442	1	119442	100%
			3	41926	1	41926	100%
$K_S^0 K_S^0 \pi^-$	0,3	1.500.000	2	45	0,84	38	0,02%
			3	158	0,84	133	0,08%
$K_S^0 K_L^0 \pi^-$	1,4	100.000	2	4	53,8	215	0,1%
			3	4	53,8	215	0,1%
$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	218	350.000	2/3	0	2396	< 2396	< 1,4%
$K^- K_S^0 \pi^0 \pi^0$	0,8	100.000	2/3	0	30	< 30	< 0,002%
$K^- K^+ \pi^- \pi^0$	<2	100.000	2/3	0	<77	<77	< 0,004%
$K^- K^- \pi^+ \pi^0$	<2	100.000	2/3	0	<77	<77	< 0,004%
$K^- K_L^0 \pi^+ \pi^-$	1,8	100.000	2/3	0	69	< 69	< 0,004%
$K^- K_S^0 \eta$	1,3	100.000	2/3	0	50	< 50	< 0,004%
$\bar{p}p \rightarrow$							
$K_S^0 K_L^0 \pi^0$	1,5	100.000	2/3	0	58	< 58	< 0,003%
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	66	350.000	2/3	0	725	< 725	< 0,4%
$K^- K^+ \pi^0 \pi^0$	0,6	100.000	2/3	0	23	< 23	< 0,01%
$K^- K_S^0 \pi^+ \pi^0$	0,4	100.000	2/3	0	15	< 15	< 0,009%
$K^+ K_S^0 \pi^- \pi^0$	0,4	100.000	2/3	0	15	< 15	< 0,009%
$K_S^0 K_L^0 \eta$	<1	100.000	2/3	0	<38	< 38	< 0,03%

Tabelle B.1: Untergrund im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$

Der Skalierungsfaktor berechnet sich wie folgt:

$$\text{Skalierungsfaktor}(x) = \frac{N_{mc}(K^- K_S^0 \pi^0)}{N_{mc}(x)} * \frac{BR(x)}{BR(K^- K_S^0 \pi^0)} \quad (\text{B.1})$$

Kanal	BR(10^{-3})	MC generiert	N_γ	MC akzeptiert	Skalierungsfaktor	erwartete DP-Ereignisse	Prozentsatz im DP
$\bar{p}n \rightarrow$							
$K_S^0 K_S^0 \pi^-$	0,3	1.500.000	4	18110	1	18110	100%
			5	4705	1	4705	100%
$K^- K_S^0 \pi^0$	1,3	1.500.000	4	11	4,3	48	0,2%
			5	7	4,3	30	0,1%
$K^- K_S^0 \pi^0 \pi^0$	0,4	100.000	4/5	0	20	<20	< 0,08%
$K^- K_S^0 \pi^+ \pi^-$	0,4	100.000	4/5	0	20	<20	< 0,1%
$K^+ K_S^0 \pi^- \pi^-$	0,4	100.000	4/5	0	20	<20	< 0,08%
$K_S^0 K_L^0 \pi^- \pi^0$	0,5	100.000	4/5	0	25	<25	< 0,1%
$\bar{p}p \rightarrow$							
$K^- K^+ \pi^0 \pi^0$	< 2	100.000	4/5	0	100	<100	< 0,4%
$\pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	200	350.000	4/5	0	2867	<2867	< 12%
$K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$	0,6	100.000	4/5	0	30	<30	< 0,1%
$K^- K_S^0 \pi^+$	0,6	500.000	4/5	0	30	<30	< 0,1%
$K^+ K_S^0 \pi^-$	0,6	500.000	4/5	0	30	<30	< 0,1%

Tabelle B.2: Untergrund im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$

Kanal	BR(10^{-3})	MC generiert	N_γ	MC akzeptiert	Skalierungsfaktor	erwartete DP-Ereignisse	Prozentsatz im DP
$\bar{p}n \rightarrow$							
$K_S^0 K_L^0 \pi^-$	1,4	1.500.000	1	10149	1	10149	100%
$K^- K_S^0 \pi^0$	1,3	1.500.000	1	1840	0,9	1709	16%
$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	218	350.000	1	0	670	< 670	< 6,6%
$K^- K^+ \pi^- \pi^0$	<1	100.000	1	0	<11	<11	< 0,01%
$K^- K^- \pi^+ \pi^0$	<1	100.000	1	0	<11	<11	< 0,1%
$K^- K^+ \pi^-$	<1	100.000	1	0	<11	<11	< 0,1%
$K^- K_L^0 \pi^+ \pi^-$	1,8	100.000	1	0	19	<19	< 0,2%
$K^- K_S^0 \pi^+ \pi^-$	0,8	100.000	1	0	9	<9	< 0,09%
$\pi^+ \pi^- \pi^-$	15,7	350.000	1	0	48	<48	< 0,5%
$\bar{p}p \rightarrow$							
$K_S^0 K_L^0 \pi^0$	1	100.000	1	0	11	<11	< 0,1%
$K_S^0 K_L^0 \eta$	<1	100.000	1	0	<11	<11	< 0,1%
$K^- K_S^0 \pi^+$	1,2	100.000	1	0	13	<13	< 0,1%
$K^+ K_S^0 \pi^-$	1,2	100.000	1	0	13	<13	< 0,1%

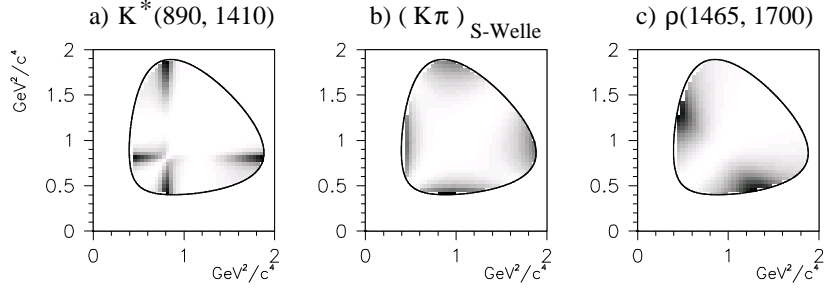
Tabelle B.3: Untergrund im Kanal $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

Anhang C

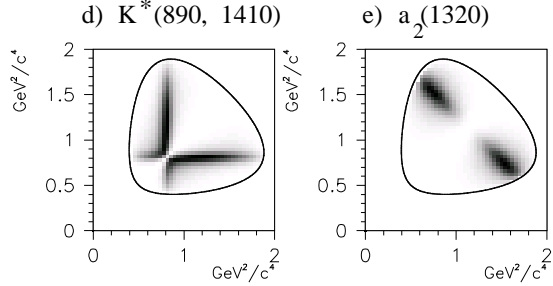
Die Quadrate der benutzten Übergangsamplituden

Die Quadrate aller verwendeten Übergangsamplituden aller Kanäle ist in Abb.C.1-Abb.C.3 dargestellt. Dazu wurden jede der eingeführten Amplitudenquadrate für sich alleine angepasst und hier eingeführt.

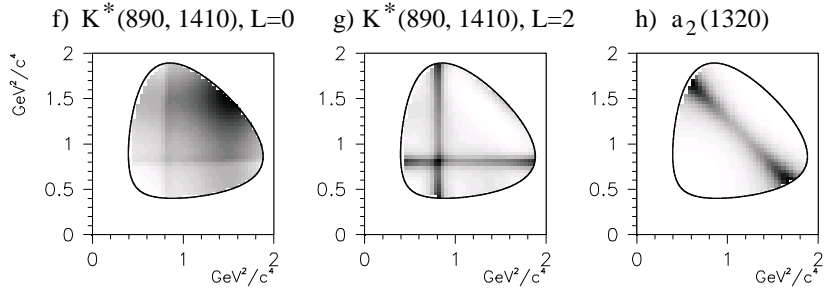
1S_0 **a), b):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **c):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



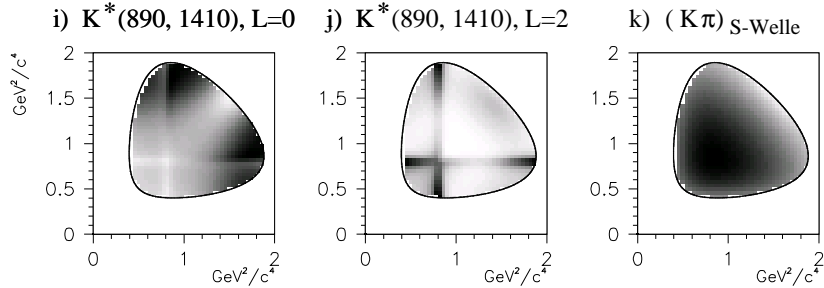
3S_1 **d):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **e):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



1P_1 **f), g):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **h):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



3P_1 **i), j), k):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **l), m):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



l) $\rho(1465, 1700), L=0$ m) $\rho(1465, 1700), L=2$

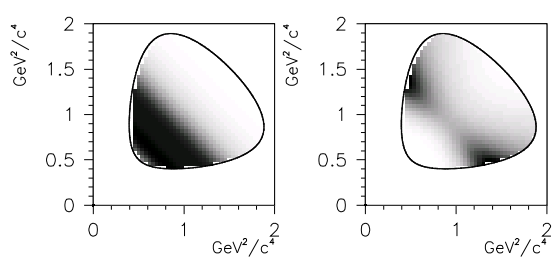
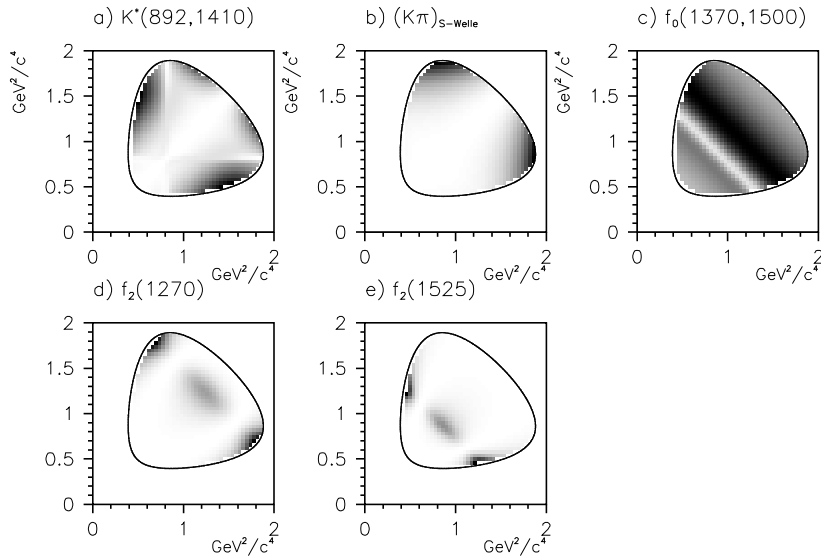
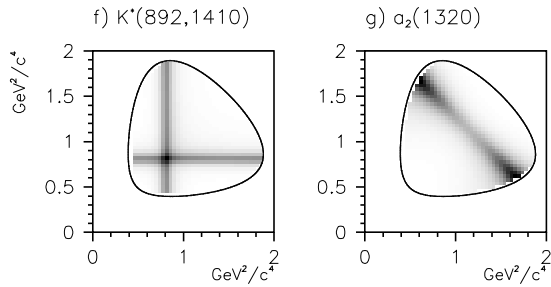


Abbildung C.1: Quadrate der Übergangsamplituden für die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K^- \pi^0$

1S_0 a), b): $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$, c), d), e): $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$



1P_1 f): $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$, g): $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$



3P_1 h), i), j): $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$, k), l): $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$

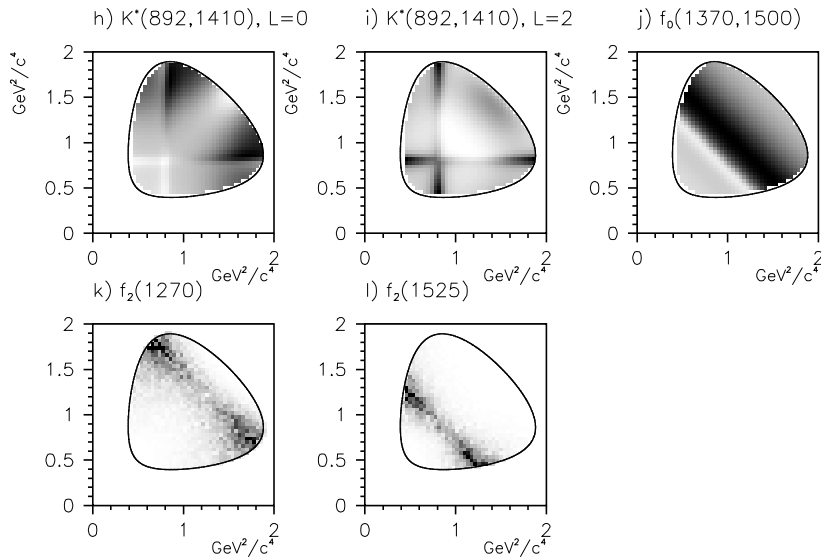
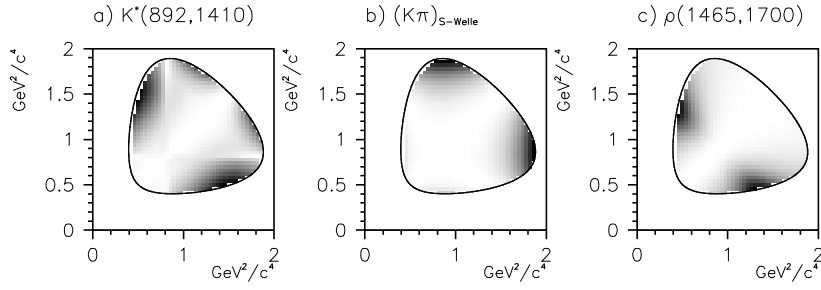
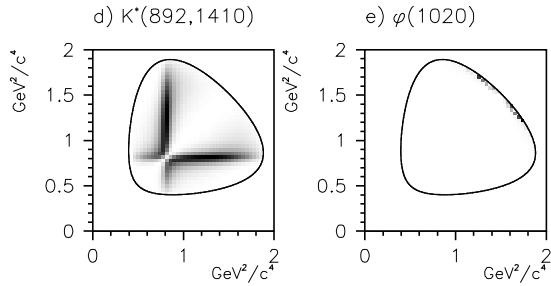


Abbildung C.2: Quadrate der Übergangsamplituden für die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$

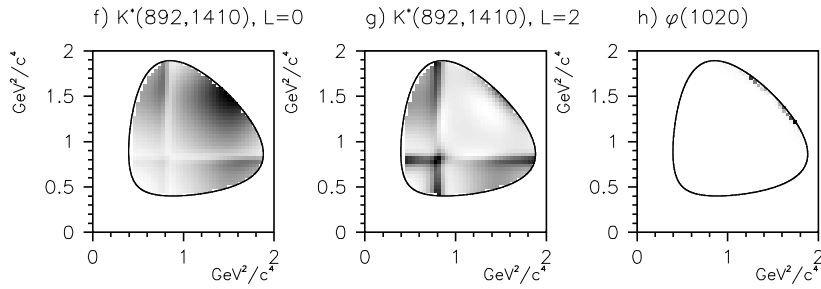
1S_0 **a), b):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **c):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



3S_1 **d):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **e):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



1P_1 **f), g):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **h):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$



3P_1 **i), j), k):** $A(\bar{p}p \rightarrow R\pi \rightarrow \bar{K}K\pi)$, **l), m):** $A(\bar{p}p \rightarrow RK \rightarrow \bar{K}K\pi)$

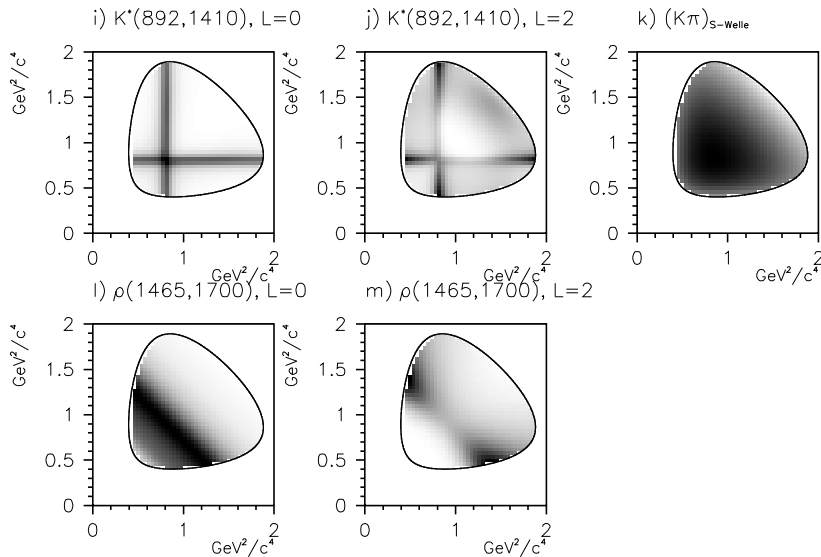


Abbildung C.3: Quadrate der Übergangsamplituden für die Endzustände $\bar{p}n \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^-$

Anhang D

Isospin-Eigenzustände

Die $\bar{p}n$ -Anfangszustände lassen sich in Basiszustände der Form $|R\pi\rangle$ bzw. $|RK\rangle$ zerlegen. R bedeutet dabei ein resonanter Zwischenzustand. Die Basiszustände sind in diesem Fall Isospin-eigenzustände, sowie Eigenzustände der G -Parität. Dabei werden Clebsch-Gordon-Koeffizienten für die Isospinkombination 1×1 bzw. $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$ verwendet.

Es werden hier alle in einem der drei Kanäle auftretenden Basiszustände $|I, I_z\rangle^G$ aufgeführt, d.h. manche Basiszustände werden nicht in allen Kanälen auftreten. G beschreibt die G -Parität des Anfangszustands. I bezeichnet den Isospin der $\bar{K}K$ -Resonanz und wird nur bei diesen Eigenzuständen angewandt.

Die Basiszustände werden aufgeteilt nach ihren $G = +1$ bzw. $G = -1$ Eigenzuständen, da es sich um geladene Anfangszustände handelt, können keine C -Paritätseigenzustände gebildet werden, da die C -Parität nur bei ungeladenen Zustände definiert ist.

D.1 $|R\pi\rangle$ -Eigenzustände

$$|1; -1\rangle_1^- = +\sqrt{\frac{1}{2}}|\rho^- \pi^0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}}|\rho^0 \pi^-\rangle \quad (\text{D.1})$$

$$|1; -1\rangle_0^- = +|f_0 \pi^-\rangle \quad (\text{D.2})$$

analog für f_2 -Zustände

$$|1; -1\rangle_1^+ = +\sqrt{\frac{1}{2}}|a_2^- \pi^0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}}|a_2^0 \pi^-\rangle \quad (\text{D.3})$$

analog für a_0 -Zustände

$$|1; -1\rangle_0^+ = +|\phi \pi^-\rangle \quad (\text{D.4})$$

Die Resonanzen lassen sich weiter in ihre $|\bar{K}K\rangle$ -Basiszustände zerlegen, auch hier muss symmetrisiert werden, um C bzw. G -Paritätseigenzustände zu erhalten:

$$|\rho^-\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}[+|K^0K^-\rangle - |K^-K^0\rangle] \quad (\text{D.5})$$

$$|\rho^0\rangle = \frac{1}{2}[+|K^0\bar{K}^0\rangle + |K^+K^-\rangle - |\bar{K}^0K^0\rangle - |K^-K^+\rangle] \quad (\text{D.6})$$

$$|f^0\rangle = \frac{1}{2}[-|K^0\bar{K}^0\rangle + |K^+K^-\rangle - |\bar{K}^0K^0\rangle + |K^-K^+\rangle] \quad (\text{D.7})$$

$$|a_2^-\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}[+|K^0K^-\rangle + |K^-K^0\rangle] \quad (\text{D.8})$$

$$|a_2^0\rangle = \frac{1}{2}[+|K^0\bar{K}^0\rangle + |K^+K^-\rangle + |\bar{K}^0K^0\rangle + |K^-K^+\rangle] \quad (\text{D.9})$$

$$|\phi\rangle = \frac{1}{2}[+|K^0\bar{K}^0\rangle - |K^+K^-\rangle - |\bar{K}^0K^0\rangle + |K^-K^+\rangle] \quad (\text{D.10})$$

Die Zerlegungen für die f_2 -Zustände sind analog der f_0 -Zustände, gleiches gilt für die a_0 -Zustände analog zu a_2 -Zuständen.

Durch Einsetzen der Gleichungen D.5-D.10 in die Gleichungen D.1-D.4 erhält man die festen Phasenbeziehungen und relativen Stärken für die Produktion der verschiedenen resonanten Zwischenzustände der drei $\bar{K}K\pi$ -Kanäle:

$$\begin{aligned} |1; -1\rangle_1^- &= \sqrt{\frac{1}{4}}[+|K^0K^-\pi^0\rangle - |K^-K^0\pi^0\rangle] + \\ &\quad \sqrt{\frac{1}{8}}[+|K^0\bar{K}^0\pi^-\rangle + |K^+K^-\pi^-\rangle - |\bar{K}^0K^0\pi^-\rangle - |K^-K^+\pi^-\rangle] \end{aligned} \quad (\text{D.11})$$

$$|1; -1\rangle_0^- = \frac{1}{2}[-|K^0\bar{K}^0\pi^-\rangle + |K^+K^-\pi^-\rangle - |\bar{K}^0K^0\pi^-\rangle + |K^-K^+\pi^-\rangle] \quad (\text{D.12})$$

$$\begin{aligned} |1; -1\rangle_1^+ &= \sqrt{\frac{1}{4}}[+|K^0K^-\pi^0\rangle + |K^-K^0\pi^0\rangle] + \\ &\quad \sqrt{\frac{1}{8}}[+|K^0\bar{K}^0\pi^-\rangle + |K^+K^-\pi^-\rangle + |\bar{K}^0K^0\pi^-\rangle + |K^-K^+\pi^-\rangle] \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

$$|1; -1\rangle_0^+ = \frac{1}{2}[+|K^0\bar{K}^0\pi^-\rangle - |K^+K^-\pi^-\rangle - |\bar{K}^0K^0\pi^-\rangle + |K^-K^+\pi^-\rangle] \quad (\text{D.14})$$

Die $|1; -1\rangle_i^-$ und $|1; -1\rangle_i^+$ beschreiben jeweils zwei voneinander unabhängige Übergänge, die eindeutig durch den Isospin i des $K\bar{K}$ -Systems unterscheidbar ist.

Im Gegensatz zu den geladenen Kaonen können die neutralen Kaonen K^0 und \bar{K}^0 nicht separat beobachtet werden, sondern zur Behandlung der neutralen Kaonen muss das Zweizustandssystem $K^0\bar{K}^0$ als Ganzes betrachtet werden.

Man betrachte die Eigenzustände K_1^0 und K_2^0 des CP -Operators:

$$|K_1^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{D.15})$$

$$|K_2^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{D.16})$$

Da gilt:

$$P|K^0\rangle = -|K^0\rangle \quad C|K^0\rangle = |K^0\rangle \quad (\text{D.17})$$

$$P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad C|\bar{K}^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (\text{D.18})$$

$$(\text{D.19})$$

ergibt sich:

$$P(K_1^0) = -1 \quad C(K_1^0) = -1 \quad CP(K_1^0) = +1 \quad (\text{D.20})$$

$$P(K_2^0) = -1 \quad C(K_2^0) = +1 \quad CP(K_2^0) = -1 \quad (\text{D.21})$$

$$(\text{D.22})$$

Unter der Voraussetzung von CP -Invarianz können keine Übergänge zwischen den Zuständen $|K_1^0\rangle$ und $|K_2^0\rangle$ stattfinden.

Da jedoch die schwache Wechselwirkung weder die Parität P noch die C -Parität C erhält, werden auch $|K_1^0\rangle$ und $|K_2^0\rangle$ nicht genau gemessen. Experimentell beobachtet man ein kurzlebige, in zwei Pionen zerfallendes K_S^0 und ein langlebiges, in drei Pionen zerfallendes K_L^0 .

Da die CP -Verletzung jedoch so gering ist, dass sie in dieser Analyse weit unter der Nachweisgrenze liegt, kann die CP -Verletzung vernachlässigt werden und das K_S^0 mit dem $CP = +1$ -Eigenzustand und das K_L^0 mit dem $CP = -1$ -Eigenzustand identifiziert werden:

$$|K_S^0\rangle \approx |K_1^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{D.23})$$

$$|K_L^0\rangle \approx |K_2^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{D.24})$$

oder umgekehrt:

$$|K^0\rangle \approx \sqrt{\frac{1}{2}}(|K_L^0\rangle + |K_S^0\rangle) \quad (\text{D.25})$$

$$|\bar{K}^0\rangle \approx \sqrt{\frac{1}{2}}(|K_L^0\rangle - |K_S^0\rangle) \quad (\text{D.26})$$

Da K_S^0 und K_L^0 näherungsweise auch Eigenzustände des C -Operators sind, lassen sich die Gleichungen D.25 und D.26 in die Gleichungen D.11-D.14 einsetzen:

$$\begin{aligned} |1; -1\rangle_1^- &= \sqrt{\frac{1}{8}}[+|K_L^0 K^- \pi^0\rangle + |K_S^0 K^- \pi^0\rangle - |K^- K_L^0 \pi^0\rangle - |K^- K_S^0 \pi^0\rangle] + \\ &\quad \sqrt{\frac{1}{8}}[-|K_L^0 K_S^0 \pi^-\rangle + |K_S^0 K_L^0 \pi^-\rangle + |K^+ K^- \pi^-\rangle - |K^- K^+ \pi^-\rangle] \end{aligned} \quad (\text{D.27})$$

$$|1; -1\rangle_0^- = \frac{1}{2}[-|K_L^0 K_L^0 \pi^-\rangle + |K_S^0 K_S^0 \pi^-\rangle + |K^+ K^- \pi^-\rangle + |K^- K^+ \pi^-\rangle] \quad (\text{D.28})$$

$$\begin{aligned} |1; -1\rangle_1^+ &= \sqrt{\frac{1}{8}}[+|K_L^0 K^- \pi^0\rangle + |K_S^0 K^- \pi^0\rangle + |K^- K_L^0 \pi^0\rangle + |K^- K_S^0 \pi^0\rangle] + \\ &\quad \sqrt{\frac{1}{8}}[+|K_L^0 K_L^0 \pi^-\rangle - |K_S^0 K_S^0 \pi^-\rangle + |K^+ K^- \pi^-\rangle + |K^- K^+ \pi^-\rangle] \end{aligned} \quad (\text{D.29})$$

$$|1; -1\rangle_0^+ = \frac{1}{2}[+|K_S^0 K_L^0 \pi^-\rangle - |K_L^0 K_S^0 \pi^-\rangle - |K^+ K^- \pi^-\rangle + |K^- K^+ \pi^-\rangle] \quad (\text{D.30})$$

Diese Zustände sind keine Eigenzustände der G -Parität mehr, da K_S^0 und K_L^0 keine Eigenzustände der G darstellen.

Da gilt:

$$G|K_S^0\rangle = K^- + K^+ \quad G^2|K_S^0\rangle = -K_L^0 \quad (\text{D.31})$$

$$G|K_L^0\rangle = K^- - K^+ \quad G^2|K_L^0\rangle = -K_S^0 \quad (\text{D.32})$$

sind diese Zustände, Eigenzustände zum G^2 -Operator.

D.2 $|RK\rangle$ -Eigenzustände

Auch die $|K^*K\rangle$ -Basiszustände müssen symmetrisiert werden, um Eigenzustände der G -Parität zu erhalten:

$$|1; -1\rangle^+ = \sqrt{\frac{1}{2}}[|K_1^{*-} K^0\rangle + |K_1^{*0} K^-\rangle] \quad (\text{D.33})$$

$$|1; -1\rangle^- = \sqrt{\frac{1}{2}}[|K_1^{*-} K^0\rangle - |K_1^{*0} K^-\rangle] \quad (\text{D.34})$$

$$|1; -1\rangle^+ = \sqrt{\frac{1}{2}}[|K_{j^+}^{*-} K^0\rangle - |K_{j^+}^{*0} K^-\rangle] \quad (\text{D.35})$$

$$|1; -1\rangle^- = \sqrt{\frac{1}{2}}[|K_{j^+}^{*-} K^0\rangle + |K_{j^+}^{*0} K^-\rangle] \quad (\text{D.36})$$

Auch hier lassen sich die Resonanzen wieder in ihre $|K\pi\rangle$ -Basiszustände zerlegen:

$$|K_1^{*-}\rangle = +[+\sqrt{\frac{1}{3}}|K^-\pi^0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|\bar{K}^0\pi^-\rangle] \quad (\text{D.37})$$

$$|K_1^{*0}\rangle = +[+\sqrt{\frac{1}{3}}|K^0\pi^0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|K^+\pi^-\rangle] \quad (\text{D.38})$$

$$|K_{j^+}^{*-}\rangle = +[+\sqrt{\frac{1}{3}}|K^-\pi^0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|\bar{K}^0\pi^-\rangle] \quad (\text{D.39})$$

$$|K_{j^+}^{*0}\rangle = +[+\sqrt{\frac{1}{3}}|K^0\pi^0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|K^+\pi^-\rangle] \quad (\text{D.40})$$

Die Vorfaktoren der einzelnen Zustände ergeben sich aus der Kopplung von Isospin $\frac{1}{2}$ und Isospin 1 zum Gesamtspin $I = \frac{1}{2}$ aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten:

$$|I, I_3\rangle = |\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}\rangle = +\sqrt{\frac{1}{3}}|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle|1, 0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle|1, -1\rangle \quad (\text{D.41})$$

Die im Prinzip mögliche Kopplung zu $I = \frac{3}{2}$ ist als Meson nicht realisiert.

Durch Einsetzen von Gleichung D.37-D.40 in Gleichung D.33 - D.36 ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 |1, -1\rangle^+ &= \sqrt{\frac{1}{6}}[|K^- \pi^0 K^0\rangle + |K^0 \pi^0 K^-\rangle] - \sqrt{\frac{1}{3}}[|\bar{K}^0 \pi^- K^0\rangle \\
 &\quad + |K^+ \pi^- K^-\rangle] \tag{D.42}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 |1, -1\rangle^- &= \sqrt{\frac{1}{6}}[|K^- \pi^0 K^0\rangle - |K^0 \pi^0 K^-\rangle] - \sqrt{\frac{1}{3}}[|\bar{K}^0 \pi^- K^0\rangle \\
 &\quad - |K^+ \pi^- K^-\rangle] \tag{D.43}
 \end{aligned}$$

Um diese Basiszustände mit experimentellen Ergebnissen vergleichen zu können, müssen wieder die Gleichungen D.25 und D.26 zur Anwendung kommen:

$$\begin{aligned}
 |1, -1\rangle^+ &= \sqrt{\frac{1}{12}}[|K^- \pi^0 K_L^0\rangle + |K^- \pi^0 K_S^0\rangle + |K_L^0 \pi^0 K^-\rangle + |K_S^0 \pi^0 K^-\rangle \\
 &\quad - |K_L^0 \pi^- K_L^0\rangle + |K_S^0 \pi^- K_L^0\rangle - |K_L^0 \pi^- K_S^0\rangle + |K_S^0 \pi^- K_S^0\rangle] \\
 &\quad - \sqrt{\frac{1}{3}}[|K^+ \pi^- K^-\rangle] \tag{D.44}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 |1, -1\rangle^- &= \sqrt{\frac{1}{12}}[|K^- \pi^0 K_L^0\rangle + |K^- \pi^0 K_S^0\rangle - |K_L^0 \pi^0 K^-\rangle - |K_S^0 \pi^0 K^-\rangle \\
 &\quad - |K_L^0 \pi^- K_L^0\rangle + |K_S^0 \pi^- K_L^0\rangle - |K_L^0 \pi^- K_S^0\rangle + |K_S^0 \pi^- K_S^0\rangle] \\
 &\quad + \sqrt{\frac{1}{3}}[|K^+ \pi^- K^-\rangle] \tag{D.45}
 \end{aligned}$$

Auch diese Zustände sind keine Eigenzustände zur G -Parität mehr, da K_S^0 und K_L^0 keine Eigenzustände zur G -Parität sind.

Literaturverzeichnis

- [1] W.Greulich, Lexikon der Physik, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg (2000)
- [2] M.Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214
- [3] Particals and Fields, *Phys. Rev. D* **45** (1998) Part II, Review of Particle Properties.
- [4] A.Abele et al. *Phys. Lett.* **B 423** (1998) 175
- [5] Review of Particle Physics, *Eur. Phys. J. C* **15** (2000)
- [6] C.Amsler et al., *Phys. Lett.* **B 333** (1994) 277
- [7] A.Abele et al., *Phys. Lett.* **B 385** (1996) 425
- [8] P.Minkowski, W.Ochs, *Eur. Phys. J. C* **62** (1999) 283
- [9] D.Morgan, M.R.Pennington, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 425
- [10] C.Amsler, F.E.Close, *Phys. Lett. D* **53** (1996) 265
- [11] Ismail Uman, Antiproton-Proton-Annihilation in Flight into $K^+K^-\pi^0$, Dissertation, Universität München (2000)
- [12] F.Close, *Rep. Prog. Phys.* **51** (1988) 833
- [13] V.A.Novikov et al., *Nucl. Phys.* **B 191** (1981) 301 S.Narison, *Z. Phys.* **C 26** (1984) 209
- [14] F.Close, P.Page, *Nucl. Phys.* **B 443** (1995) 233
- [15] G.Bahi et al., *Phys. Lett.* **B 309** (1993) 378
- [16] J.Sexton et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4563

-
- [17] T.Barnes, Proc. of a Nato asi on Hadron Spectroscopy and the Confinement Problem, London, Swansea (1995)
- [18] A.Clegg, A.Donnachie, *Z. Phys. C* **33** (1987) 407
- [19] T.Barnes et al., *Phys. Rev. D* **55** (1997) 4157
- [20] A.Clegg, A.Donnachie *Z. Phys. C* **62** (1964) 455
- [21] F.Close, T.Barnes, *Nucl. Phys. B* **443** (1995) 233
- [22] U.Thoma, Untersuchung von 5-Pion-Endzuständen in der Antiproton-Nukleon-Vernichtung in Ruhe, Dissertation, Universität Bonn (1998)
- [23] M.Lakata, A Dalitz Plot Analysis of $\bar{p}p$ Annihilation at rest into $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ and a Measurement of the Branching Ratio of $\omega \rightarrow \eta\gamma$, Dissertation, University of California at Berkley (1998)
- [24] N.A.Törnquist, HU-SEFT R 1995-05
- [25] V.V.Anisovich, *Phys. Lett. B* **364** (1995) 195
- [26] H.P.Dietz, Protoniumvernichtung in $K^0 \bar{K}^0 \pi^0$ und $K^0 \bar{K}^0 \eta$, Dissertation, Universität München (1994)
- [27] B.Pick, Untersuchung der Antiproton-Proton-Annihilation in Ruhe in $K_L^0 K_S^0 \pi^0$, Diplomarbeit, Universität Bonn (1996)
- [28] E.Aker et al., *Nucl. Instr. Methods A* **321** (1992) 69
- [29] S.van der Meer, Stochastic Damping of Betatron oscillation, CERN/ISR-po/72-31 (1972)
- [30] S.van der Meer, CERN PS AA 80-12 (1980)
- [31] C.Regenfus, *Nucl. Instr. Methods A* **386** (1997) 60
- [32] W.Schott, Das CSJ(TI)-Kalorimeter des Crystal-Barrel-Detektors, Dissertation, Universität Karlsruhe (1989)
- [33] G.Folger, Offline Rekonstruktion Software, CB-Note 121, CERN (1990)
- [34] C.Regenfus, Beobachtung der Pontecorvo Reaktionen $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^0$ und $\bar{p}d \rightarrow \Sigma K^0$ mit einem Silizium-Streifen-Detektor als Sekundär-Vertex-Trigger, Dissertation, Universität München (1997)

-
- [35] Locator, C.Meyer, User Guide for Locator 1.44, CB-Note 123, CERN (1990)
- [36] S.Spanier, Kalibration der Jetdriftkammer des Crystal-Barrel-Experiments, Diplomarbeit, Universität Mainz (1991)
- [37] M.Lakata, A New Multi-Vertex-Fitter and Updated Vertex Locator Information, unpublished.
- [38] Oliver Cramer, Protoniumvernichtung in $K_L^0 K_S^0$, Diplomarbeit, Universität München (1993)
- [39] N.P.Hessey, Split-off Recognition with Dolby-C, Cb-Note 199 (1992)
- [40] M.Benayoun et al., Split-Off Recognition in Data with Charged Tracks, The TAXI logics, CB-Note 280 (1995)
- [41] I.Uman, O.Kortner, A New Photon Energy Correction Funktion and the JDC z-Scaling for inflight data, CB-Note341, CERN (1998)
- [42] M.Lakata, JDC Geometrical z distortion in April 1996 Data and Possibly all data after that, CB-Note 347, CERN (1999)
- [43] P.Hidas, G.Pinter, Kinematic Fitting Software, Ver. 2.09/00 CB-Note 120 (1992)
- [44] O.Czyzewski, Kinematics of Resonance Production, Methods of Sbnuclear Physics, Ed.K.Nikolic (Hrg.), Gordon and Preach, Science Publ., Herzog-Novi (1968) Vol.1
- [45] M.Faessler, *Nucl. Phys. A* **692** (2001) 104c
- [46] R.Bossingham, Monte Carlo Software CBGEANT, CB-Note 169, University of California.
- [47] R.Brun et al., GEANT, Technical Report DD/EE/81-1, CERN Program Library (1987)
- [48] P.A.Aarnio et al., FLUKA users guide, Technical Report TIS-RP-190, CERN (1990)
- [49] H.C.Fesefeldt, Simulation of hadronic showers, physics and applications. Technical Report PITHA 85-02, III Physikalisches Institut, RWTH Aachen, September (1985)
- [50] S.van Dombrowski, Proton-Antiproton Annihilation at Rest into $\pi^0 K_L^0 K_L^0$, Dissertation, Universität Zürich (1996)
- [51] C.Felix, Antiproton-Proton-Annihilation in $K_L^0 K_S^0 \pi^0 \pi^0$, Dissertation, Universität München (1998)

- [52] M.Heinzelmann, Proton-Antiproton-Annihilation in $K^\pm\pi^\mp K_L^0$, Diplomarbeit, Universität Zurich (1996)
- [53] C.Batty, S- and P-state annihilation in $\bar{p}d$ interactions at rest, publication in preparation.
- [54] A.Bettini et al., *Lett. Nuovo Cimento* **A 62** (1969) 1038
- [55] M.Küstner, Die Antiproton-Neutron Annihilation in den Drei-Körperkanal $K_S^0 K^- \pi^0$, Diplomarbeit, Universität München (1993)
- [56] C.J.Batty, *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 1165
- [57] G.Reifenröther, Leichte antiprotonische Atome, Dissertation, Universität Mainz (1989)
- [58] R.Bizzari et al., *Nucl. Phys.* **B 69** (1974) 298
- [59] F.E.Close, An Introduction to Quarks and Leptons, Academic Press, London (1979)
- [60] S.J.Lindenbaum, R.M.Sternheimer, *Phys. Rev.* **105**(1957) 1874
- [61] Carbonell,G.Ihle,J.M.Richard, *Z. Phys.* **A 334** (1989) 329
- [62] K.Gottfried, J.D.Jackson, *Lett. Nuovo Cimento* **33** (1964) 309, *Phys. Lett.* **8** (1964) 144
- [63] J.M.Blatt, V.Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York (19)
- [64] F.v.Hippel, C.Qigg, *Phys. Rev.* **D 5** (1972) 624
- [65] S.U.Chung, Spin Formalismus, CERN 71-8 (1971)
- [66] M.Jacob, G.C.Wick, *Ann. Phys.* **7** (1995)404-428
- [67] C.Amsler, J.C.Bizot, Computer Physics Communication 30 21-30, North-Holland Publishing Company (1983)
- [68] C.Zemach, *Phys. Rev.* **B 140** (1965) 97 und 109
- [69] W.Rarita, J.Schwinger, *Phys. Rev.* **60** (1941) 61
- [70] W.Röthel, Antiproton-Neutron Annihilation in $\eta\pi^0\pi^-$ und $\eta\eta\pi^-$, Diplomarbeit, Universität München (1995)
- [71] J.D.Jackson, *Lett. Nuovo Cimento* **34** (1964) 1644

-
- [72] S.U.Chung et al., *Ann. Phys.* **4** (1995) 404
- [73] S.M.Flatte, *Phys. Lett.* **B 63** (1976) 224
- [74] I.J.R.Aitchison, *Nucl. Phys.* **A 189** (1972) 417
- [75] D.Aston et al., *Phys. Lett.* **B 201** (1988) 573
- [76] R.Barlow, *Statistics*, John Wiley & Sons (1995) ISBN 0 471 92294 3
- [77] C.Völcker, Untersuchung von $K\bar{K}\pi$ -Endzuständen in Proton-Antiproton-Annihilationen, Dissertation, Universität München (1997)
- [78] C.Felix, MAXTOOL, Analysis Program Package, Release 96.01, CB-Note 244 (1996)
- [79] B.Pick, Crystal Barrel Jamboree 2001
- [80] B.H.Brandsden, R.G.Moorhouse, *The Pion-B-Nucleon System*, Princeton University Press (1973)
- [81] K.L.Au, D.Morgan, M.R.Pennington, *Phys. Rev.* **D 35** (1987)1633
- [82] G.F.Chew, *Old and New Problems in EP* Acad.Press N.Y., London (1968)
- [83] W.R.Frazer, A.W.Hendry, *Phys. Rev.* **B 134** (1964) 1307
- [84] S.Spanier, Die Beobachtung einer isovektoriellen 0^{++} -Resonanz mit einer Masse von 1470 MeV/c² im $\pi^0\pi^0\eta$ -Endzustand der Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe, Dissertation, Universität Mainz (1994)
- [85] R.Bizzari et al., *Lett. Nuovo Cimento* **A 53** (1968) 956
- [86] G.Reifenröther, E.Klempt, *Phys. Lett.* **B 245** (1990) 129
- [87] S.Godfrey, N.Isgur *Phys. Rev.* **D 32** (1985) 189
- [88] F.Close, Proceedings LEAP '96, *Nucl. Phys.* **B (Proc.Suppl.)57 A** (1997) 248
- [89] C.Amsler, F.Close *Phys. Lett.* **B 353** (1995) 385
- [90] O.Cramer, Protonium-Vernichtung in $K_S^0 K_S^0 \pi^0$, Dissertation, Universität München (1997)
- [91] Nicolas Dedek, Produktion von Vektormesonen bei $\bar{p}N$ -Annihilationen, Zulassungsarbeit, Universität München (1999)

- [92] A.Bertin et al. *Phys. Lett.* **B 434** (1998) 180
- [93] A.Bettini et al. *Nuovo Cimento* **47** (1967) 642
- [94] A.Bettini et al. *Nuovo Cimento* **63** (1969) 1199
- [95] J.Sedlak, V.Simak, *Sov. J. Part. Phys.* **19 (3)** (1988) 191
- [96] C.Abele et al., *Nucl. Phys.* **A 609** (1996) 562
- [97] B.Conforto et al. *Nucl. Phys.* **B 3** (1967) 469
- [98] C.Amsler et al. *Phys. Lett.* **B 355** (1995) 425
- [99] C.Amsler et al. *Phys. Lett.* **B 342** (1995) 433
- [100] M.Faessler, U.Fuchs *Nucl. Phys.* **A 692** (2001) 372c

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele beigetragen, bei denen ich mich in dieser Form recht herzlich bedanken möchte.

An erster Stelle kommt hier mein Sohn Nico, der mir mit einem Lächeln zeigen kann, was wirklich wichtig ist auf dieser Welt.

Auch meinen Eltern habe ich viel zu verdanken, nicht nur, dass sie mich während der langen Ausbildungszeit immer unterstützt haben, sie haben sich auch liebevoll um Nico gekümmert, während ich den oft hindernisreichen Weg bis zur endgültigen Fertigstellung der Dissertation durchschritt.

Mein Mann Michael war mir ebenfalls eine große Hilfe, indem er mich immer wieder auf den Teppich hohlte, wenn ich mal wieder in den Tiefen der Physik zu verzweifeln drohte, auch hat er mich in hektischen Zeiten, trotz ebenfalls anspruchsvollem und zeitintensivem Beruf so gut wie möglich entlastet.

Aber ich möchte an dieser Stelle auch meine lieben Kollegen nicht vergessen. Vor allem bei Prof. Martin Faessler möchte ich mich bedanken, der mir diese Arbeit erst ermöglichte und mir stets mit Rat und Tat zur Seite stand.

Prof. Wolfgang Dünneweber nahm sich immer Zeit, die verschiedenen Aspekte meiner Arbeit zu diskutieren, auch wenn es zum wiederholten Mal war.

Wenn ich mal wieder so gar nicht weiter wusste, gab mir Herr Prof. Ārtomir ZupanĀiĀ stets mit seinem großen Wissen und seiner Hilfsbereitschaft wertvolle Tipps und Ideen mit auf den Weg.

Meine Kollegen Klaus Platzer, Frank Meyer-Wildhagen und Dr. Christian Felix haben mich immer wieder aufgebaut, wenn sich der widerspenstige Computer so gar nicht zähmen ließ.

Und Meike Dlaboha sorgte zwischendurch immer wieder für Entspannung durch ein Schwätzchen von Frau zu Frau.

Zudem gibt es unzählige ungenannte Personen, die mich auf dem Weg durch die Irrungen und Wirrungen der modernen Physik begleitet haben.

Vielen Dank für alles!