Produktion von rho o-Mesonen an Wasserstoff mit linear polarisierten Photonen im Energiebereich zwischen 2. - 2.4 GeV

Löffler, Gerd

1970

6. Die Datenauswertung

urn:nbn:at:at-ubi:2-1838

6. Die Datenauswertung

6.1. Übersicht

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten sind in Tabelle 4 nach dem Polaristaionszustand des γ-Strahls aufgeschlüsselt. Zur Auswertung herangezogen werden Meßperioden mit verschiedener Kantenlage des Überall-Spektrums im Energiebereich von 2 - 3 GeV. Die Kantenlage wird durch die Größe IPOL gekennzeichnet. In der Tabelle wird der Polarisationszustand des γ-Strahls entsprechend der Definition in Abschn. 3.2.2. durch $P \gtrless 0$ gekennzeichnet. Q_{eff} gibt die Anzahl der für jeden Run über das Quantameter gemessenen Anzahl der effektiven Gamma-Quanten an (genaue Definition s.3.2.2.). Neben der registrierten Master-Triggerrate wird die Anzahl der von einem Spurenerkennungsprogramm gefundenen "Six-View"-Ereignisse (s. 6.3.) angegeben.

6.2. Die Datenverarbeitung

Wenn die bei der Datenübertragung als Zwischenspeicher benutzte Magnetplatte nach ca. 10^4 Records gefüllt ist, werden die Daten mit Hilfe eines "Dump"-Programms [32] auf IBM-Magnetband kopiert. Anschließend werden sie "off-line" mit Hilfe von FORTRAN IV-Programmen ausgewertet.

In der ersten Phase der Analyse werden die Daten von einem speziellen Programm "SPARK" aufbereitet. SPARK hat verschiedene Aufgaben. Die wichtigsten sind die Decodierung und Aufbereitung der Funkenkoordinaten, die Spurenrekonstruktion in den Funkenkammern (s. 6.3.) und die Erzeugung eines sequentiellen Datensatzes (auf Magnetband, Zwischenbandproduktion), der die Bestimmungsgrößen der rekonstruierten Spuren, die Reichweite des Rückstoßprotons sowie die ADC- und Flip-Flop-Informationen (s. 3.7.) enthält. Diese Informationen werden nur für solche Ereignisse gespeichert, denen eindeutig in jeder Projektion der Funkenkammerteleskope eine Spur zugeordnet werden kann (s. 6.3.).

Weitere Aufgaben des Programms bestehen darin, Statistik über die gefundenen Spuren zu führen und einen Check auf die geometrische Justierung der Funkenkammern und der Targetlage relativ zum Teleskop vorzunehmen.

In der zweiten Phase der Datenverarbeitung wird die reduzierte Datenmenge vom Zwischenband gelesen und weiter analysiert. Diese Aufgabe übernimmt das Programm "CUT". Es bestimmt die Protonenenergie aus der Reichweite und der Impulshöheninformation und rechnet die Kinematik durch. Aus einer ausgewählten Menge von Ereignissen wird der Polarisationseffekt berechnet.

6.3. Die Spurenerkennung in den Funkenkammerteleskopen

Die Flugrichtung der Pionen sowie die Richtung und Reichweite des Rückstoßprotons werden mit einem speziellen Spurenerkennungsprogramm (TRACK) bestimmt. Dieses Programm versucht, bei jedem Ereignis in beiden Projektionen der drei Teleskope je eine oder mehrere Spuren zu finden. Ereignisse, die in jeder Projektion genau eine Spur enthalten, werden als "Six-View"-Ereignisse bezeichnet.

Die Rekonstruktionsprozedur einer Spur hat je nach dem Typ des Teleskops folgenden Verlauf:

a) Spurenrekonstruktion in den π-Teleskopen

1) Zwei Drahtebenen einer Projektion werden als Referenzebenen bestimmt, wobei zwei benachbarte nicht herangezogen werden. Zu Beginn der Prozedur werden die Ebenen mit kleinstem gegenseitigen Abstand gewählt.

2) Die Verbindungsgerade zweier Funken in diesen Referenzebenen muß eine senkrecht zur Teleskopachse am Orte des Targets liegende Ebene innerhalb einer Toleranz von $\pm$ 40 mm vom Targetmittelpunkt schneiden. Wird diese Bedingung nicht erfüllt, so wird eine andere Kombination der Primärfunken gewählt. Sind alle Kombinationen durchgespielt, wird die Wahl der Referenzebenen geändert.

3) Ist die Bedingung 2) erfüllt, so wird eine Straße von 4 mm Breite durch das ganze Teleskop symmetrisch zur Verbindungsgerade gelegt.

4) Zur Konstruktion einer Spur muß mindestens ein weiterer Funke auf dieser Straße liegen.

5) Sind die Bedingungen für eine Spur erfüllt, so wird die beste Gerade durch eine minimale quadratische Abweichung der Funkenabstände zur Geraden berechnet.

6) Im nächsten Schritt wird versucht, eine weitere Gerade in der betreffenden Projektion zu finden, wobei die Funken der ersten Geraden gelöscht werden. Ereignisse mit mehr als einer Spur werden nicht weiter ausgewertet.

7) Die Steigung der Ausgleichsgeraden in jede Projektion ergibt sich aus dem Winkel dieser Geraden mit der Teleskopachse (z-Richtung im Teleskopsystem, s. Anhang A3). Sie wird zusammen mit den Koordinaten eines Punktes auf dieser Geraden zur weiteren Analyse auf Magnetband geschrieben.

b) Spurenrekonstruktion im Proton-Teleskop

Zur Richtungsbestimmung des Rückstoßprotons dienen die vier ersten doppelseitig auslesbaren Funkenkammern im P-Teleskop (s. 3.4.).
Das Aufsuchen der Spur läuft nach den gleichen Regeln 1)-6) wie bei den π-Teleskopen ab. Ist dabei keine Spur gefunden worden, so wird die Möglichkeit in Betracht gezogen, daß das Proton aufgrund der Vielfachstreuung ($\langle \vartheta \rangle = 0.63^\circ$ für T_p=100MeV) nicht erfaßt wurde. In diesem Fall wird die Suchprozedur erweitert:

7) Symmetrisch zu einem Funken in der targetnächsten Referenzebene und dem Targetmittelpunkt wird eine Straße von $\pm$ 20 mm gelegt. Liegt ein zweiter Funke innerhalb der Straße, so wird die Richtung der Spur durch diese beiden Funken festgelegt, falls die Verbindungslinie innerhalb der Targettoleranz von $\pm$ 40 mm liegt (s. a2). Diese Prozedur wird ebenfalls für alle Primärfunken und alle Kombinationen von Referenzebenen durchgeführt. Wird mehr als eine Spur gefunden, so scheidet das Ereignis aus.

8) Die Steigungen werden genauso wie in den π-Teleskopen definiert und berechnet (s. a7).

9) Zur Bestimmung der Reichweite wird ein Kegel mit dem halben Öffnungswinkel $tg\,\alpha = 0.06$ symmetrisch zur Spur in den ersten vier Kammern des Teleskops gelegt. Der Öffnungswinkel ist groß genug, die Funken einer durch Vielfachstreuung geknickten Spur zu erfassen. Der letzte innerhalb des Kegels gefundene Funke bestimmt die Reichweite. Dem Ereignis wird entsprechend der Reichweite der Spur ein Reichweiteindex zugeordnet (s.3.4). Diese Information wird zusammen mit den Bestimmungsgrößen der Geraden zur weiteren Analyse auf Magnetband geschrieben.

Die Güte der Spurenerkennung wurde von uns mit einem speziellen "Scan"-Programm geprüft [15]. Mit diesem Programm kann man "on-line" einzelne weggespeicherte Ereignisse auswählen und die Projektionen der einzelnen Teleskope, die Targetpositionen sowie die Funkenpositionen mit der dazugehörigen Ausgleichsgeraden auf dem Display der C90-10 zeichnen lassen. Ein Scanverlust hat auf die Ergebnisse dieser Arbeit keinen signifikanten Einfluß, da der Polarisationseffekt aus dem Verhältnis von Wirkungsquerschnitten bestimmt wird (s. Abschn. 2. und 6.8.). Sichergestellt sein muß allerdings, daß der Wirkungsgrad der Spurenerkennung nicht von den beobachteten Intensitätsschwankungen des γ-Strahls abhängt. Dazu ist in Abb. 12 die gefundene "Six-View"-Rate im Vergleich zur Masterrate für die beiden Polarisationszustände des γ-Strahls ($P \gtrless 0$) dargestellt. Sie ist unabhängig von typischen Intensitätsschwankungen des Photonenstrahls, wie sie die Abb. 11 demonstriert.

Wesentliche Fehler des "TRACK"-Programms bei der Rekonstruktion der Proton-Reichweite und ihr Einfluß auf die Bestimmung der Proton-Energie werden in Abschn. 6.5. diskutiert und abgeschätzt (s. auch Referenz 15).

In der folgenden zweiten Phase der Datenverarbeitung werden - bevor die Transformation der Teilchenspur ins Laborsystem und die Durchrechnung der Kinematik vorgenommen wird - die Steigungen der vom TRACK-Programm ermittelten Geraden modifiziert:

Um den Einfluß der Vielfachstreuung der π-Mesonen ($\langle \vartheta_\pi \rangle \simeq \pm\, 0.5^\circ$), die vorwiegend durch die 20 mm starke Aluminiumplatte verursacht wird, zu reduzieren, wird zur Festlegung der π-Spuren die Steigung der Geraden definiert durch den Targetmittelpunkt und dem Schnittpunkt der von TRACK konstruierten Spur mit dem AL-Absorber. Entsprechende Überlegungen für das P-Teleskop führen dazu, die Protonrichtung durch Targetmittelpunkt und Schnittpunkt der konstruierten Geradenmit der letzten Ebene der reichweitebestimmenden Kammern festzulegen.

6.4. Kinematik

Die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ besitzt einen 3-Teilchenendzustand. Die Kinematik wird daher durch 5 unabhängige kinematische Variable eindeutig beschrieben.

Die kinematischen Größen des Anfangszustandes (γ, p) sind bis auf die Photonenenergie bekannt, denn die Flugrichtung der γ-Quanten ist durch den Strahlaufbau (s. 3.2.1.) bis auf eine vernachlässigbare Divergenz definiert.

Von den Teilchen im Endzustand wurde die kinetische Energie und Richtung des Rückstoßprotons sowie die Flugrichtung der Mesonen- aber nicht deren Impuls- gemessen.

Wenn von den Energien und räumlichen Impulsen der an der Reaktion beteiligten Teilchen n Größen nicht gemessen sind, so verbleiben von den 4 Gleichungen des Energie-Impulssatzes f = 4 - n Zwangsgleichungen, die die Viererimpulse der Reaktionsteilchen erfüllen müssen.

Bei den in diesem Experiment gewählten Meßgrößen steht uns also eine Zwangsgleichung ("Constraint") zur Anpassung der Ereignisse mit 3 auslaufenden Teilchen an die Hypothese $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ zur Verfügung.

Als Constraint wählten wir die Bedingungsgleichung $K_\gamma^P = K_\gamma^E$ wobei K_γ^E die aus der Energiebilanz und K_γ^P die aus der Impulsbilanz berechnete Energie des einfallenden γ-Strahls bedeuten. Es gilt

$$K_\gamma^P = p \cdot \frac{\sin(\vartheta_p + \vartheta_\gamma)}{\sin \vartheta_\gamma}$$

$$K_\gamma^E = T_p + \left[p^2 \left(\frac{\sin\vartheta_p \cdot \sin\beta_1}{\sin\vartheta_\gamma \cdot \sin(\beta_1+\beta_2)}\right)^2 + M_\pi^2\right]^{1/2} + \left[p^2 \cdot \left(\frac{\sin\vartheta_p \cdot \sin\beta_2}{\sin\vartheta_\gamma \cdot \sin(\beta_1+\beta_2)}\right) + M_\pi^2\right]^{1/2}$$

mit

T_p = kin. Energie des Rückstoßprotons

ϑ_p = Winkel zwischen Rückstoßproton und einfallendem γ-Strahl

ϑ_ρ = Winkel zwischen γ-Strahl und Flugrichtung des $\pi^+\pi^-$-Systems (ρ° -Meson)

f_1, f_2 = Winkel zwischen der Flugrichtung der π-Mesonen und des ρ°-Mesons

M_p = Ruhemasse des Protons

M_π = Ruhemasse des π-Mesons.

Die Flugrichtung des ρ°-Mesons ($\pi^+\pi^-$ -Systems) wird aus dem Schnitt der Ebenen (γ, Rückstoßproton) und (π^+, π^-) bestimmt.

Es wird die Größe $\Delta K = K_\gamma^P - K_\gamma^E$ gebildet. Six-View-Ereignisse mit $|\Delta K| \leq 20$ MeV werden als identifizierte $\pi\pi p$-Ereignisse definiert. Die ΔK-Verteilung der Six-Views wird in Abschn. 6.6. diskutiert.

6.5. Bestimmung der Proton-Energie

Entsprechend dem Aufbau des Proton-Teleskops (s. 3.4.) wird die kinetische Energie der Protonen, denen ein Reichweiteindex ≥ 21 zugeordnet wird (s. Abb. 6) aus der gemessenen Reichweite ermittelt [15]. In diesem Teil des Teleskops wird ein Bereich von $0.12 \leq |-t|(\mathrm{GeV}/c)^2 \leq 0.4$ für den Impulsübertrag erfaßt. Als Energie-Reichweite-Beziehung für die verschiedenen Absorber im Teleskop wurden die Ergebnisse von W.S.C. Williams et al. [42] übernommen. Nach sorgfältiger Bestimmung der Flächendichte der einzelnen Absorberkomponenten wurde durch Integration des Energieverlustes Protonen mit der Reichweite R die Startenergie $T_p = T_p(R)$ zugeordnet [15].

Bei der Datenauswertung wurde die Energie bzw. Reichweite jedes Protons korrigiert. Bedingt durch den Abstand der Funkenkammern kann für die Reichweite nur eine untere Grenze angegeben werden. Daraus ergibt sich ein additiver Korrekturterm für die Proton-Energie, der zu $T_p = 0.4 \cdot (T_{P\max} - T_{P\min})$ angesetzt wurde, wobei $T_{P\min \atop P\max}$ der der unteren bzw. oberen Reichweitegrenze zugeordneten Proton-Energie entspricht.

Die Energiebestimmung über die Reichweite des Proton ist mit folgenden Fehlern behaftet:

1) Die Zuordnung einer diskreten kinetischen Energie für alle Protonen, die in einem Reichweiteintervall registriert werden, ergibt über das Spektrum gemittelt einen mittleren quadratischen Fehler von $\frac{\Delta T_P}{T_P} = \pm 4.8\%$.

2) Experimentell werden nur projizierte Reichweiten bestimmt. Der Fehler in der Energiebestimmung für schräg durch das Teleskop laufende Protonen ist gegenüber 1) zu vernachlässigen. Der relative Fehler ist $< 0{,}5\%$.

3) Der Fehler bedingt durch Reichweitestreuung ergibt sich zu $\frac{\overline{\Delta T_P}}{T_P} = \pm 1{,}2\%$ [33].

4a) Durch elastische Kernstreuung kann ein Proton aus dem Kegel innerhalb dessen der letzte Funke einer Spur gesucht wird (s. 6.3.) herausfallen, d.h. dem Proton wird eine zu kurze Reichweite zugeordnet. Der Anteil der Six-View-Ereignisse, die im Reichweiteteile des P-Teleskops eine Spur mit einem Streuwinkel von 5° - 30° aufweisen, kann aus den Untersuchungen von Giese [34] zu 5% abgeschätzt werden. Er reduziert sich für kinematisch identifizierte $\pi\pi p$-Ereignisse ($|\Delta K| \leq 20$ MeV) und nach den Auswahlkriterien des Abschn. 6.8.1. auf 2%. Unterwirft man dieses Sample der in dieser Arbeit verwendeten Spurenrekonstruktion (s. 6.3.), so ergibt sich aus dem Vergleich des Energiespektrums der gestreuten Protonen mit dem Spektrum aller Protonen eine Unterbestimmung der Proton-Energie von ca. 25 MeV für das erste Sample. Daraus läßt sich der mittlere Fehler zu $\frac{\overline{\Delta T_P}}{T_P} \simeq -0.4\%$ bestimmen.

4b) Der Einfluß der inelastischen Kernwechselwirkung der Protonen auf die Ergebnisse dieser Arbeit wird in Abschn. 6.6. und 6.8.2. diskutiert (s. auch Referenz 15). Das Ergebnis wird hier vorweggenommen: Durch die erwähnte Einschränkung der Datenmenge in Abschn. 6.8.1. werden diese Ereignisse weitgehend aussortiert, so daß eine Korrektur vernachlässigbar ist.

Der mittlere quadratische Gesamtfehler der Proton-Energie für den Impulsbereich von $0.12 \leq |-t|\,(\mathrm{GeV}/c)^2 \leq 0.4$ ergibt sich zu $\frac{\Delta T_p}{T_p} = \pm 5\%$.

Wie schon in Abschn. 3.4. erwähnt, wird die Energie der Protonen, die den Reichweiteteil des Teleskops nicht erreichen ($T_p \leq 63{,}4$ MeV), aus der Impulshöheninformation der $^{dE}/dx$-Zähler bestimmt. Der Fehler in diesem Energiebereich läßt sich aus dem Verhältnis der gemessenen Pulshöhe zur theoretisch erwarteten Pulshöhe zu $\frac{\Delta T_p}{T_p} < 5\%$ abschätzen [15].

6.6. Die ΔK-Verteilung

Wie in Abschn. 6.4. dargelegt wurde, benutzen wir zu Identifikation der $\pi\pi p$-Ereignisse die Bedingung $K_\gamma^P = K_\gamma^E$. Eine Verteilung der kinematisch analysierten Ereignisse über $\Delta K = K_\gamma^P - K_\gamma^E$ für verschiedene Impulsbereiche zeigt Abb. 13.

Die ΔK-Verteilung wurde durch eine Korrektur des Teleskopwinkels von $< 0.5^\circ$ beim Proton- und $< 0.2^\circ$ bei den Pionteleskopen (s. 3.6.) auf $\Delta K = 0$ justiert. Mit einer Monte-Carlo-Rechnung[15] wurde verifiziert, daß die Verschiebung der Verteilung (um 2,5 MeV) durch Fehler von gleichem Betrag bei der Vermessung der Teleskopwinkel erklärt werden kann. Nach der Justierung wurde die Lage des Maximums der Verteilung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag, der $\pi\pi$-Masse und der Gamma-Energie kontrolliert. Die Abweichungen von $\Delta K = 0$ sind < 2 MeV. Sie deuten darauf hin, daß die Winkelkorrekturen noch nicht optimalisiert sind bzw. geringfügige Dejustierungen der Funkenkammern nicht erkannt wurden (s. Anhang A3). Dieser systematische Fehler hat keinen signifikanten Einfluß auf die Untergrundsubtraktion. Er bewirkt nur eine geringfügige Verbreitung der ΔK-Verteilung.

Abb. 13 demonstriert, daß der Untergrund, der von der Apparatur "gesehen" wird, vom Impulsübertrag abhängt. Er wird durch Mehrfachpionerzeugung und minimalionisierende Teilchen, die im Protonteleskop einen Trigger auslösten und als Protonen identifiziert wurden, verursacht [15].

Einen Beitrag, der sich asymmetrisch zu $\Delta K = 0$ verteilt, liefern inelastische Protonwechselwirkungen. Das Problem der inelastischen Kernwechselwirkungen wurde eingehend anhand von Fake-Daten unter Zugrundelegung der inelastischen Wirkungsquerschnitte für Protonen, wie sie von D.F. Measday et al.[35] veröffentlicht wurden, untersucht. Nachstehende Tabelle gibt die Verteilung der inelastischen Wechselwirkungen auf verschiedene ΔK-Intervalle für den Impulsbereich von $0.12 \leq |-t|(\mathrm{GeV}/c)^2 \leq 0.4$ an.

ΔK(MeV)	$\Delta K > 40$	$40 \geq \Delta K \geq 20$	$20 > \Delta K \geq 0$	$0 > \Delta K \geq -20$	$-20 > \Delta K \geq -40$	$\Delta K < -40$
	2,5%	18,4%	70,3%	8,8%	--	--

Das Verhältnis von inelastisch zu elastisch gestreuten Protonen beträgt 0.1.

Die Hypothese $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ gilt nur für Ereignisse mit $|\Delta K| \leq 20$ MeV erfüllt. Diese Bedingung für die Auswahl der $\pi\pi p$-Ereignisse ergibt sich aus dem Auflösungsvermögen der Apparatur (s. Absch. 7). Monte-Carlo-Rechnungen zeigen, daß die Anzahl echter Ereignisse mit $\Delta K < -20$ MeV vernachlässigbar gering ist. Durch den Effekt der Kernabsorption geht ein geringer Anteil (im Mittel $\sim 1.5\%$) mit $\Delta K > 20$ MeV durch das Auswahlkriterium verloren (s. obige Tabelle). Das Sample mit $|\Delta K| > 20$ MeV muß nach diesen Untersuchungen vorwiegend als Untergrund angesehen werden, der von der Mehrfachpionerzeugung und von Schauerteilchen herrührt, die die Apparatur getriggert haben. Vorläufige Analysen der Impulshöhenspektren der dE/dx-Zähler zeigen, daß etwa der Hälfte aller Ereignisse mit $20\ \mathrm{MeV} < |\Delta K| \leq 40$ MeV ein minimalionisierendes Teilchen im Protonen-Teleskop zugeordnet werden kann.

Das Ereignissample mit $|\Delta K| \leq 20$ MeV ist noch verunreinigt. Es wird angenommen, daß sich der Verlauf des Untergrundes im Bereich $|\Delta K| \leq 40$ MeV nicht wesentlich mit ΔK ändert, d.h. der Untergrundanteil im ausgewählten Sample wird statistisch durch Subtraktion der Ereignisse mit $20\ \mathrm{MeV} < |\Delta K| \leq 40$ MeV eliminiert. Alle Six-View-Ereignisse mit $|\Delta K| > 40$ MeV werden verworfen. Modifikationen dieser Untergrundsubtraktion[15] ließen keinen signifikanten Einfluß auf die Ergebnisse dieser Arbeit erkennen. Der durch unser Auswahlkriterium bedingte Verlust an echten $\pi\pi p$-Ereignissen wird korrigiert (s. Abschn. 6.8.2.).

6.7. Vergleich des $\gamma\pi p$-Energiespektrums und der $\pi^+\pi^-$-Massenverteilung mit den Ergebnissen einer Monte-Carlo-Rechnung.

Die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ wurde - wie im Abschn. 6.6. erwähnt - mit einem Monte-Carlo-Programm simuliert. Es wurden folgende Annahmen über den Reaktionsmechanismus gemacht:

1.) Der Prozeß verläuft rein diffraktiv, d.h.

a) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt wurde $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{B \cdot t}$ mit B = 8 (GeV^{-2}) angesetzt.

b) Die Winkelverteilung der π-Mesonen im ρ^0-Ruhesystem wird nach den Vorstellungen des Diffraktionsmodells beschrieben durch

$$W(\Theta, \Phi - \varphi) = \frac{3}{8\pi} \sin^2\Theta \left[1 + P_\gamma \cdot \cos 2(\Phi - \varphi)\right]$$ (s.Abschn.2 u.Abb.1)

2.) Die Massenverteilung des Zweipionsystems wird durch eine modifizierte Breit-Wigner-Funktion wiedergegeben:

$$B(m_{\pi\pi}) = \left(\frac{m_0}{m_{\pi\pi}}\right)^4 \cdot BW(m_{\pi\pi})$$

wobei $\left(\frac{m_0}{m_{\pi\pi}}\right)^4$ den Ross-Stodolski-Faktor[36] und $BW(m_{\pi\pi})$ die Breit-Wigner-Verteilung für eine J = 1 Resonanz angibt[37].

$$BW(m_{\pi\pi}) = \frac{m_0 \cdot \Gamma(m_{\pi\pi})}{(m_0^2 - m_{\pi\pi}^2) + m_0^2 \Gamma^2(m_{\pi\pi})}$$

mit

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m_{\pi\pi}} \left[\frac{m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{m_0^2 - 4m_\pi^2}\right]^{3/2}$$

Für die Masse und Breite der ρ^0-Resonanz wurde m_0 = 755 MeV und Γ_0 = 140 MeV angesetzt.

Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung wurden mit dem experimentell beobachteten Energiespektrum der $\pi\pi p$-Ereignisse (s. Abb. 14) und dem $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum (s. Abb. 15) nach der Subtraktion des nichtkinematischen Untergrunds (s. 6.6.) verglichen. Die Verteilung des Phasenraums für die 3 Teilchen im Endzustand, der von der Apparatur "gesehen" wird, wurde ebenfalls durch eine Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Das Massenspektrum konnte mit den obigen Annahmen und einem Phasenraumanteil von 3% gut verifiziert werden. Der Vergleich der Energiespektren deutet auf eine Unterbestimmung der experimentell ermittelten γ-Energie von ΔK_γ = -50 MeV hin. Als Kriterium dient dabei die Lage der Überall-Kante des rekonstruierten relativ zur Kantenlage des experimentell bestimmten Spektrums. Eine Kantenverschiebung von ~50 MeV kann folgende Ursachen haben:

a) Systematischer Fehler in der Bestimmung der Protonenergie von $\frac{\Delta T_P}{T_P} = 5\%$.

b) Dejustierung des Goniometers um ~0.05 mrad (s. 3.2.2. u. 5.2.)

c) Fehler bei der Vermessung oder Korrektur der Teleskopwinkel von $< 0.5^\circ$ (s. 3.6. u. 6.6.)

Nach genauer Prüfung der Flächendichte der Absorber (s. Tab. 1) im P-Teleskop und der Energie-Reichweite-Beziehung kann a) ausgeschlossen werden. Eine unbekannte Dejustierung des Goniometers wird durch die Kontrolle des Überall-Spektrums mit dem Paarspektrometer und durch das Auswahlkriterium in Abschn. 5.2. ausgeschlossen. Die Korrektur der gemessenen Teleskopwinkel wurde in Abschn. 6.6. anhand der ΔK-Verteilung diskutiert. Eine Winkelkorrektur, die die Diskrepanz zwischen der Kantenlage der in Abb. 14 verglichenen Energiespektren beseitigt, ist nicht mit der Forderung verträglich, daß die experimentell bestimmte ΔK-Verteilung auf ΔK = 0 justiert sein soll. Der Einfluß möglicher Dejustierungen einzelner Funkenkammern wurde wegen des hohen Aufwandes an Rechenzeit nicht untersucht.

Ein genauerer Aufschluß über die Ursachen einer Kantenverschiebung kann nur mit ausführlichen Monte-Carlo-Rechnungen gewonnen werden. Aus den bisherigen Untersuchungen kann ein systematischer Fehler in der Bestimmung der γ-Energie nicht völlig ausgeschlossen werden. Er wird zu $\Delta K_\gamma = \pm$ 50 MeV abgeschätzt.

6.8. Berechnung des Polarisationseffektes

Die Asymmetrie der Polarisation, d.h. die in Abschn. 2 definierte Größe Σ, berechnet sich aus den experimentell ermittelten ρ^0-Raten der zwei verschiedenen Polarisationszuständen des Photonenstrahls ($P \gtrless 0$) wie folgt:

Die Anzahl der ρ^0-Ereignisse im Intervall $dK_\gamma dM_{\pi\pi} dt$ ist allgemein gegeben durch

$$1)\quad dN = \frac{\partial^3 N}{\partial K_\gamma \partial M_{\pi\pi} \partial t} dK_\gamma dM_{\pi\pi} dt = n_T \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial M_{\pi\pi} \partial t} \cdot \eta_{\pi\pi p}(K_\gamma, M_{\pi\pi}, t) \cdot \frac{\Delta \Phi_p}{2\pi} dn_\gamma \, dM_{\pi\pi} dt$$

mit

2) $dn_\gamma = Q_{eff} \cdot I(K_\gamma) \cdot \frac{dK_\gamma}{K_\gamma}$ = Anzahl der einfallenden Gammaquanten (Def. von Q_{eff}, $I(K_\gamma)$ s. Absch. 3.2.2.)

3) n_T = Anzahl der Targetatome

σ : Wirkungsquerschnitt

t : Impulsübertrag

$M_{\pi\pi}$: invariante Masse des Dipionsystems

K_γ : Photonenergie

$\eta_{\pi\pi p}$: Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur für die drei auslaufenden Teilchen

und

Φ_p : Azimutwinkel des Protons im Laborsystem.

Im Fall polarisierter Photonen kann der Wirkungsquerschnitt aufgeteilt werden in $\sigma = \sigma_\parallel + \sigma_\perp$. Dabei gibt $\sigma_\parallel$ bzw. $\sigma_\perp$ den Wirkungsquerschnitt für den Fall an, daß die Zerfallsebene der durch vollständig linearpolarisierte γ-Quanten erzeugten $\pi\pi$-Paare parallel bzw. senkrecht zum Polarisationsvektor der Photonen liegt (s. 2.).

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebene Apparatur besitzt die Eigenschaft, daß das Maximum der Akzeptanz für $\pi\pi p$-Ereignisse genau dann vorliegt, wenn die Zerfallsebene der π-Mesonen senkrecht zur Synchrotronebene liegt. Aus diesem Grund wurde das Experiment mit den in Abschn. 3.2.3. definierten Polarisationszuständen des γ-Strahls $P > 0$ und $P < 0$ durchgeführt. Hier soll die Bezeichnung $P_1 = P > 0$ bzw. $P_2 = P < 0$ gelten.

Sei N_1 die Anzahl der registrierten $\pi\pi p$-Ereignisse, die durch Wechselwirkung eines vollständig polarisierten γ-Strahls ($P_1 = 1$) erzeugt werden, so gilt:

$$4) \quad dN_1 = dn_{\gamma,1} \cdot n_T \left(\frac{1+A}{2} \sigma_{\parallel} + \frac{1-A}{2} \sigma_{\perp} \right)$$

wobei A die Analysatorstärke der Meßapparatur bedeutet.

Ein Photonenstrahl, der nicht vollständig polarisiert ist ($0<P_1<1$) enthält $\frac{1+P_1}{2} dn_{\gamma,1}$ -Quanten der einen und $\frac{1-P_1}{2} dn_{\gamma,1}$ -Quanten der dazu senkrechten Polarisationsrichtung.

Dann ist die Ereignisrate gegeben durch:

$$5) \quad dN_1 = dn_{\gamma,1} \cdot n_T \cdot \left(\frac{1+A \cdot P_1}{2} \sigma_{\parallel} + \frac{1-AP_1}{2} \sigma_{\perp} \right)$$

Entsprechend erhält man bei Drehung der Polarisationsrichtung des γ-Strahls um $\frac{\pi}{2}$ mit $-1 < P_2 < 0$:

$$6) \quad dN_2 = dn_{\gamma,2} \cdot n_T \left(\frac{1+AP_2}{2} \sigma_{\parallel} + \frac{1-AP_2}{2} \sigma_{\perp} \right)$$

Aus den beiden letzten Gleichungen folgt für den Polarisationseffekt (s. auch Abschn. 2):

$$7) \quad \Sigma = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}} = \frac{\frac{dN_1}{dn_{\gamma,1}} - \frac{dN_2}{dn_{\gamma,2}}}{AP_1 \frac{dN_2}{dn_{\gamma,2}} - AP_2 \frac{dN_1}{dn_{\gamma,1}}}$$

Nach Gleichung 1) folgt daraus mit $R = \frac{Q_{eff,1}}{Q_{eff,2}}$

8)

$$\Sigma = \frac{\frac{1}{I_1(k_\gamma)} \cdot \frac{dN_1}{dk_\gamma} - R \cdot \frac{1}{I_2(k_\gamma)} \cdot \frac{dN_2}{dk_\gamma}}{A \cdot \frac{P_1(k_\gamma)}{I_2(k_\gamma)} \cdot \frac{dN_2}{dk_\gamma} - A \cdot R \cdot \frac{P_2(k_\gamma)}{I_2(k_\gamma)} \cdot \frac{dN_1}{dk_\gamma}}$$

Die Mittelwertbildung von Σ über $K_\gamma, M_{\pi\pi}$ und t ergibt sich durch Integration über diese Größen, die in der Summendarstellung bei hoher Statistik wie folgt ausgeführt werden kann:

$$9)\quad \overline{\Sigma} = \Sigma = \frac{\sum\limits_{ijK} \frac{1}{I_1^K}\, \Delta N_1^{ijK} - R\cdot \sum\limits_{ijK} \frac{1}{I_2^K}\cdot \Delta N_2^{ijK}}{\sum\limits_{ijK} \frac{A\cdot P_1^K}{I_2^K}\cdot \Delta N_2^{ijK} - R\cdot \sum\limits_{ijK} \frac{A\cdot P_2^K}{I_1^K}\cdot \Delta N_1^{ijK}}$$

wobei die Summation über i, j, K der Integration über t, $M_{\pi\pi}$ und K_γ und ΔN^{ijK} der Anzahl der registrierten Ereignisse im Intervall $\Delta t\, \Delta M_{\pi\pi}\, \Delta K_\gamma$ entspricht.

Da die Gesamtzahl der Ereignisse für eine Polarisationsrichtung gegeben ist durch $N_{1,2} = \sum\limits_{ijK} \Delta N_{1,2}^{ijK}$, vereinfacht sich Gl. 9 zu

$$10)\quad \overline{\Sigma} = \frac{\sum\limits^{N_1} \frac{1}{I_1(K_\gamma)} - R\cdot \sum\limits^{N_2} \frac{1}{I_2(K_\gamma)}}{\sum\limits^{N_2} A\cdot \frac{P_1(K_\gamma)}{I_2(K_\gamma)} - R \sum\limits^{N_1} A\cdot \frac{P_2(K_\gamma)}{I_1(K_\gamma)}}$$

d.h. jedes Ereignis wird gewichtet aufsummiert.

Zusätzlich wird ein Faktor $[I_1(K_\gamma)\cdot I_2(K_\gamma)]^{1/2}\cdot |P_1(K_\gamma)-P_2(K_\gamma)|$ eingeführt, um Ereignisse in γ-Energiebereichenmit höherem Polarisationsgrad stärker zu gewichten [15]. Daraus folgt:

$$11)\quad \overline{\Sigma} = \frac{\sum\limits^{N_1} |P_1(K_\gamma)-P_2(K_\gamma)|\cdot \left[\frac{I_2(K_\gamma)}{I_1(K_\gamma)}\right]^{1/2} - R\cdot \sum\limits^{N_2} |P_1(K_\gamma)-P_2(K_\gamma)|\cdot \left[\frac{I_1(K_\gamma)}{I_2(K_\gamma)}\right]^{1/2}}{\sum\limits^{N_2} A\cdot P_1(K_\gamma)|P_1(K_\gamma)-P_2(K_\gamma)| \left[\frac{I_1(K_\gamma)}{I_2(K_\gamma)}\right]^{1/2} - R\cdot \sum\limits^{N_1} A\cdot P_2(K_\gamma)|P_1(K_\gamma)-P_2(K_\gamma)| \left[\frac{I_2(K_\gamma)}{I_1(K_\gamma)}\right]^{1/2}}$$

Die Analysatorstärke A kann nur bei kleiner azimutaler Akzeptanz der Apparatur als konstant angenommen werden. Nach Fig. 1 gilt $\Delta\Phi = \Phi - \frac{\pi}{2} \pm \Phi_p$, wobei $\Delta\Phi$ der Winkel der π-Mesonen bezüglich der Polarisationsrichtung des γ-Strahls in einer Ebene senkrecht zur Reaktionsebene im ρ^0-Ruhesystem ist.

Die Winkelverteilung der π-Mesonen ist durch $W_1 = W_0 \cos^2 \Delta\Phi$ bzw. bei Drehung der Polarisationsrichtung um in der gleichen Ebene durch $W_2 = W_0 \sin^2 \Delta\Phi$ gegeben, wenn die Zerfallspionen als p-Wellen auftreten und die ρ^0-Erzeugung nach dem Diffraktions- oder EPA-Modell abläuft (s.Absch. 2). Daraus folgt für die Analysatorstärke

$$A = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} = \cos 2\Delta\Phi$$

Die Größe A wird für jedes Ereignis berechnet. Im Mittel ergibt sich $\bar{A} = \overline{\cos 2\Delta\Phi} = 0.9$.

6.8.1. Weitere Einschränkung der Datenmenge

Zur expliziten Berechnung des Polarisationseffektes wurden die kinematisch analysierten Six-View-Ereignisse nach verschiedenen Gesichtspunkten weiter eingeschränkt. Tab. 5 zeigt,wie sich die Datenmenge für die beiden Polarisationszustände ($P \gtrless 0$) des γ-Strahls bis zur endgültigen Auswertung reduziert. Die einzelnen Schritte der Datenreduktion sollen näher erläutert werden:

1) Begrenzung der Akzeptanz der Funkenkammerteleskope:

   Der Akzeptanzbereich, in dem die Daten ausgewertet werden, ist in Abb. 6 u. 7 eingezeichnet. Die Targettoleranz wird für Spuren im Proton-Teleskop auf $\pm$ 20 mm eingeschränkt, um den Beitrag der Streukammerfolie zum Untergrund zu eliminieren (s. Anhang A2).

2) Die Untergrundsubtraktion:

   Die Subtraktion des Untergrundes wurde anhand der ΔK-Verteilung der Ereignisse wie in Abschn. 6.6. besprochen durchgeführt.

3) Einschränkung der Gamma-Energie:

   Ein systematischer Fehler in der Bestimmung der Gamma-Energie überträgt sich auf die Zuordnung des Polarisationsgrades (s. Abb. 4),der bei der Berechnung des Polarisationseffektes einen entscheidenden Einfluß hat. Am stärksten wirkt sich ein solcher Fehler in der Umgebung der "Überall"-Kante des Photonenspektrums aus. Die Datenauswertung zur Bestimmung von Σ

wurde aus diesem Grund auf den Energiebereich 2.0 GeV $\leq K_\gamma \leq$ 2.4 GeV eingeschränkt. Die Akzeptanz der Apparatur besitzt in diesem Energieintervall ein Maximum[15].

4) Einschränkung der $\pi\pi$-Masse:

Die invariante Masse des Dipionsystems wurde auf den Bereich 650 MeV $\leq M_{\pi\pi} \leq$ 900 MeV begrenzt. Dieser Schnitt liegt ungefähr symmetrisch zur ρ^0-Masse und zum Maximum der Akzeptanz der Apparatur für $\pi\pi p$-Ereignisse bei der hier gewählten Winkelstellung der Teleskope und den betrachteten Bereich für den Impulsübertrag und der Gamma-Energie.

5) Einschränkung der Akzeptanz im ρ^0-Ruhesystem:

In Abschn. 2 wurde gezeigt, daß bei einer Einschränkung der Polar- und Azimutzerfallswinkel der π-Mesonen im ρ^0-Ruhesystem die beobachtete ρ^0-Ereignisrate in einem einfachen Zusammenhang mit den Wirkungsquerschnitten $\sigma_{\parallel,\perp}$ steht und daß sich Σ als das Verhältnis von Dichtematrixelementen darstellen läßt. Es wurden nur solche Ereignisse verwertet, die die Bedingung $|\cos\Theta| \leq 0.4$ und $|\Delta\Phi| \leq 0.4$ rad erfüllen. Das sind solche Ereignisse, deren π-Mesonen in einem Raumwinkel von 0.64 sterad senkrecht zu der Reaktionsebene im ρ^0-Ruhesystem fallen (s. Abb. 1).

6.8.2. Fehler und Korrekturen

Im Folgenden sollen die Fehler verschiedener Meßgrößen und die Korrekturen für den Polarisationseffekt diskutiert werden.

1) Totzeitkorrektur:

Der Totzeitkorrekturfaktor wurde experimentell bestimmt (s. 4.5. u. 5.3.). Für die Runperioden mit dem Polarisationszustand des Photonenstrahls $P > 0$ bzw. $P < 0$ ergibt sich im Mittel eine Korrektur der Zählraten zu $K_T = 1.69$ bzw. $K_T = 1.50$.

2) Leertargetkorrektur:

Das Verhältnis von Leer- zu Volltargetrate für kinematisch identifizierte $\pi\pi p$-Ereignisse ($|\Delta K| \leq$ 20 MeV) beträgt für beide Polarisationszustände des γ-Strahls 5%. Der Einfluß auf Σ wurde bei der Datenauswertung untersucht. Er ist vernachlässigbar gering.

3) Fehler in der Bestimmung der γ-Energie:

Aus dem Vergleich des experimentell gemessenen $\pi\pi p$-Energiespektrums mit dem von einem Monte-Carlo-Programm erzeugten (s. 6.7. und Abb. 14) wird ein Fehler für K_γ zu $\Delta K_\gamma = \pm$ 50MeV abgeschätzt. Daraus folgt für Σ ein Fehler von

$$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma} = \pm 3.1\%.$$

Die inelastische Wechselwirkung der Protonen (s. 6.5. u.6.6.) bewirkt eine Unterbestimmung von K_γ. Die Korrektur für Σ wurde ebenfalls anhand der Fake-Daten in Abhängigkeit vom Impulsübertrag bestimmt. Sie ist vernachlässigbar gering. Es zeigt sich[15], daß der Einfluß dieses Effektes durch die in Abschn. 6.8.1. vorgenommene Einschränkung der Datenmenge weitgehend reduziert wird. Die Korrektur für Σ ergibt sich im Energiebereich von 2.0 - 2.4 GeV zu

$$\frac{\overline{\Delta\Sigma}}{\Sigma} = (-0.1 \pm 0.2)\%.$$

Der Verlust von echten $\pi\pi p$-Ereignissen - bedingt durch das Auswahlkriterium in Abschn. 6.6. - ist bei dieser Korrektur berücksichtigt worden.

4) Fehler in der Bestimmung des Polarisationsgrades:

Wie in Abschn. 3.2.3. erwähnt, wird der Polarisationsgrad P des Photonenstrahls über das γ-Spektrum theoretisch ermittelt[30]. Unter Einbeziehung realistischer Fehlerabschätzungen, die bei der Anpassung des theoretischen Überall-Spektrums an das experimentell gemessene auftreten, ergibt sich

$$\frac{\overline{\Delta P}}{P} = \pm 5\% \text{ und } \qquad \frac{\overline{\Delta\Sigma}}{\Sigma} = \pm 5\%.$$

5) Einfluß der apparativen Ansprechwahrscheinlichkeit:

Zur Bestimmung des Polarisationseffektes Σ muß das Verhältnis der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Apparatur $Q = \frac{\varepsilon_{P>0}}{\varepsilon_{P<0}}$

für die Meßperioden mit verschiedenem Polarisationszustand ($P \gtrless 0$) des γ-Strahls bekannt sein. Sei ε_P^Z und ε_P^F die Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler bzw. des Funkenkammersystems, so gilt $\varepsilon_P = \varepsilon_P^Z \cdot \varepsilon_P^F$

Da die Polarisation des Photonenstrahls während der Datenaufnahme in gewissen Zeitabständen geändert wurde, läßt sich aus der Konstanz der Master-Triggerrate während der Meßperioden (s. Abb. 12 und 5.3.) schließen, daß

$$\frac{\varepsilon^{z}_{p>0}}{\varepsilon^{z}_{p<0}} = 1. \pm 0{,}02 \text{ ist.}$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammerteleskope wird folgendermaßen bestimmt:

Anhand der Ereignisse mit $|\Delta K| \leq 20$ MeV wurde festgestellt, daß die Häufigkeitsverteilung der Spuren mit n Funken in m Funkenkammern einer Binominalverteilung entspricht. Daraus läßt sich für jede Projektion der Teleskope ein mittlerer Funkenkammerwirkungsgrad ε bestimmen. Unter Berücksichtigung, daß in einer Projektion eine Spur durch mindestens 3 Funken bestimmt sein muß, ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kammersystems einer Projektion in den π-Teleskopen zu

$$\eta = \varepsilon^5 + 5\cdot\varepsilon^4(1-\varepsilon) + 10\cdot\varepsilon^3(1-\varepsilon)^2$$

und im Proton-Teleskop zu $\eta = \varepsilon^4 + 4\varepsilon^3(1-\varepsilon)$

Aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten folgt die totale Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammerapparatur ε^F_p

Wie in Abschn. 6.6. erwähnt, enthält das Sample mit $|\Delta K| \leq 20$MeV eine Beimischung von Ereignissen, die im Proton-Teleskop eine minimalionisierende Spur aufweisen. Dadurch wird die Nachweiswahrscheinlichkeit des Teleskops für Protonen verfälscht. Deshalb wurden die gleichen Untersuchungen für Untergrundereignisse (20 MeV $< |\Delta K| \leq 40$ MeV) durchgeführt und ε^F_p entsprechend dem Anteil des Untergrundes korrigiert.

Aus diesen Untersuchungen folgt das Ergebnis:

$$\frac{\varepsilon^{F}_{p>0}}{\varepsilon^{F}_{p<0}} = 1.02 \pm 0.03.$$

Das Verhältnis der totalen Ansprechwahrscheinlichkeiten ergibt sich damit zu

$$Q = 1.02 \pm 0.04.$$

Daraus folgt die Korrektur für Σ zu

$$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma} = (-1.5 \pm 3.0)\%.$$

Insgesamt ergibt sich für den systematischen Fehler des Polarisationseffektes durch quadratische Addition der Einzelfehler

$$\overline{\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}} = \pm 6.6\%.$$