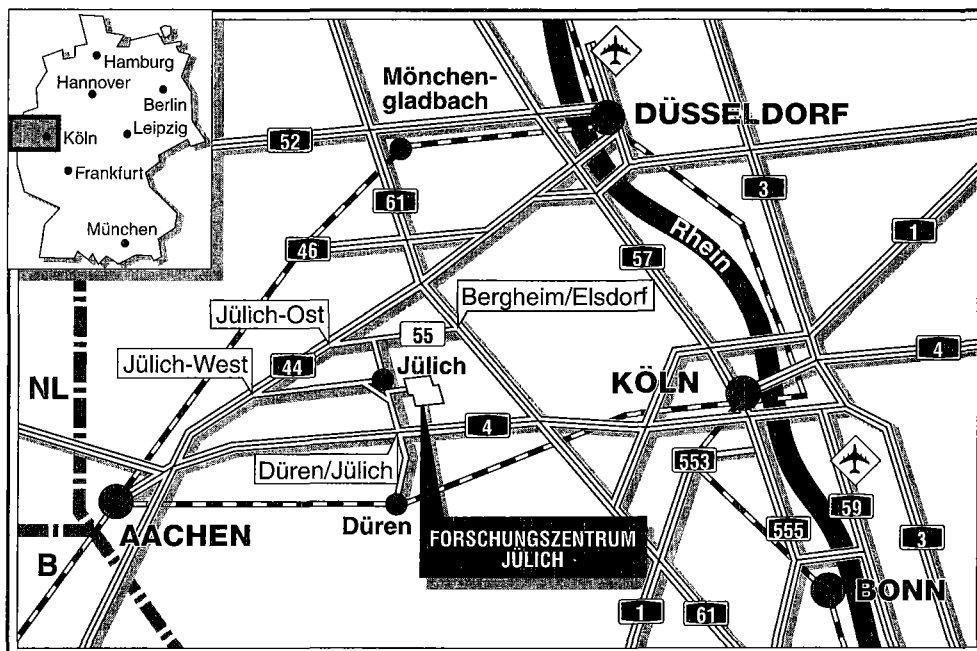


Institut für Kernphysik

**Die Kaonproduktion in der Pion-Nukleon
Streuung in einem Mesonaustauschmodell
mit gekoppelten Kanälen**

Monika Hoffmann



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3238

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3238

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833556-70 kfa d

Die Kaonproduktion in der Pion-Nukleon Streuung in einem Mesonaustauschmodell mit gekoppelten Kanälen

Monika Hoffmann

Abstract

In the present work a meson theoretical model for the production of kaons in the pion–nucleon interaction is developed. The study is done in a coupled channels framework where the channels πN , $K\Lambda$, $K\Sigma$ and $KY^*(1385)$ are taken into account. The interactions in the various channels and the transition interactions are based on single meson and baryon exchange diagrams. Coupling constants are taken from SU(3) symmetry relations. Form factor parameters are deduced from previous investigations of other hadronic reactions by the Bonn–Jülich group.

For the interaction in the initial πN state a phenomenological separable model is employed. This is necessitated by the complexity of the dynamics in the energy range relevant for kaon production, making a microscopic description practically infeasible.

Our model for kaon production gives the correct magnitude of the cross sections for the reactions $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$, $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$, $\pi^-p \rightarrow K^-\Sigma^+$, and $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$. It turned out however, that it is not possible to obtain a quantitative description of experimental data if only t- and u-channel (meson and baryon) exchange is taken into account for the transition potentials and the final state interaction. This indicates that the inclusion of resonance contributions (s-channel exchange) is necessary in order to achieve a better agreement with the experiments.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Die relativistische Meson–Nukleon Streuung	9
2.1	Die Streugleichung	9
2.2	Die Lösung der Streugleichung	11
3	Die Pseudopotentiale für Austausch– und Resonanzbeiträge	13
3.1	Die Berechnung der Pseudopotentiale	13
3.1.1	Der Spin–Impulsanteil des Pseudopotentials	15
3.1.2	Der Isospinanteil des Pseudopotentials	16
3.2	Formfaktoren	27
4	Streuphasen und Observable	29
4.1	Die Streuphasen	29
4.2	Wirkungsquerschnitte und Polarisaton	30
5	Die πN Wechselwirkung im Anfangszustand	33
5.1	Die Reduktion auf ein Einkanal–Problem	33
5.2	Das separable Modell	35
6	Diskussion der Ergebnisse	46
6.1	Die Übergänge $\pi N \rightarrow \Lambda K$ und $\pi N \rightarrow \Sigma K$	48
6.2	Die direkte Wechselwirkung $\Lambda K \rightarrow \Lambda K$ und $\Sigma K \rightarrow \Sigma K$	60

6.3	Die Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK	66
6.4	Die Ankopplung des $Y^* K$ Kanals	70
6.5	Der Einfluß der Wechselwirkung im Anfangszustand	77
6.6	Der Einfluß expliziter Resonanzbeiträge	82
7	Zusammenfassung	84
A	Konventionen	87
B	Die analytischen Ausdrücke für die Pseudopotentiale	91
B.1	Die Pseudopotentiale für die Wechselwirkung $BP \rightarrow BP$	92
B.2	Die Pseudopotentiale für die Wechselwirkung $DP \rightarrow BP$	94
B.3	Die Pseudopotentiale für die Wechselwirkung $DP \rightarrow DP$	94
C	Die Partialwellenzerlegung des Potentials	95
C.1	Winkelintegration bei der Partialwellenzerlegung	96
D	Die Transformation in die JLS-Basis	98
D.1	Die Wechselwirkung $BP \rightarrow BP$	100
D.2	Der Übergang $DP \rightarrow BP$	101
D.3	Die Wechselwirkung $DP \rightarrow DP$	102

Kapitel 1

Einleitung

Die QCD hat sich als fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung durchgesetzt. In der Praxis ist sie allerdings nur im Hochenergiebereich lösbar, nicht jedoch im Nieder- und Mittlerenergiebereich. Denn im Gegensatz zur Symmetriegruppe $U(1)$ der QED ist die Symmetriegruppe $SU(3)_{\text{Colour}}$ der QCD nicht-abelsch, deshalb können die Eichbosonen der QCD, die Gluonen, auch untereinander wechselwirken, während dies für Photonen nicht möglich ist. Daraus resultiert die starke Impulsabhängigkeit der Kopplungskonstanten α_{QCD} , die mit zunehmendem Impulsübertrag, d.h. abnehmenden Abständen, abnimmt („asymptotische Freiheit“). Daher ist für hohe Energien eine störungstheoretische Behandlung der QCD möglich. Für den Nieder- und Mittlerenergiebereich müssen dagegen andere Ansätze gefunden werden.

Ein möglicher anderer Zugang ist die Lösung der QCD auf dem Gitter [1, 2]. Der numerische Aufwand ist dabei jedoch so groß, daß in absehbarer Zeit eine quantitative Beschreibung physikalischer Prozesse nicht zu erwarten ist. Eine weitere Möglichkeit sind sogenannte QCD-motivierte Modelle, wie das nichtrelativistische Quarkmodell [3], das Skyrme-Modell [4] oder Bagmodelle [5–9]. Diese Modelle sind erfolgreich bei der Beschreibung grundlegender hadronischer Eigenschaften, wie des Spektrums der Hadronen, sie sind bisher jedoch nicht in der Lage, hadronische Wechselwirkungen wie zum Beispiel Streuprozesse in befriedigender Weise zu beschreiben.

Einen anderen Weg beschreiten die Mesonaustauschmodelle. Aufgrund der Tatsache, daß in der Natur nur farbneutrale Teilchen, $SU(3)_{\text{Colour}}$ -Singulets und keine freien Quarks und Gluonen beobachtet werden („Confinement“), müssen bei

niedrigen und mittleren Energien, d.h. bei großen Abständen, die ausgetauschten Teilchen farbneutral sein. Es werden also nicht mehr Quarks und Gluonen, sondern Mesonen und Baryonen ausgetauscht. Die Grundidee des Mesonaustauschs stammt von Yukawa [10]. Während die Yukawa-Theorie Baryonen und Mesonen als fundamentale Teilchen betrachtet, versteht man die heutigen Mesonaustauschmodelle als Umformulierung der QCD in den bei niedrigen Energien relevanten Freiheitsgraden, den Baryonen und Mesonen.

Ziel der Jülicher Arbeitsgruppe ist es, ausgehend vom Bonn-Potential [11] für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, eine konsistente Beschreibung möglichst vieler hadronischer Prozesse zu erhalten und Aussagen über den Gültigkeitsbereich des Mesonaustauschmodells zu machen. Bisher sind Prozesse der Baryon-Baryon [12], Baryon-Antibaryon [13], Meson-Baryon [14–18] und Meson-Meson [19, 20] Streuung erfolgreich beschrieben worden.

Mit den durch die Cooler-Technologie verbesserten Möglichkeiten der modernen Beschleuniger wie IUCF in Bloomington, CELSIUS in Uppsala und COSY in Jülich sind Mesonproduktionsprozesse in den Mittelpunkt des Interesses gerückt, da nun Messungen in Schwellennähe mit hoher Präzision möglich sind. Diese Produktionsprozesse bieten eine hervorragende Möglichkeit, die aus Zweiteilchenprozessen gewonnenen Erkenntnisse über die starke Wechselwirkung zu testen und zu erweitern. Umfangreiche Messungen zur Pionproduktion in Nukleon-Nukleon Stößen werden zur Zeit an den Beschleunigern CELSIUS [21], IUCF [22, 23] und COSY [24] durchgeführt.

Zur theoretischen Beschreibung der Pionproduktion hat sich neben der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung im Anfangs- und Endzustand und dem viel diskutierten „heavy meson exchanges“ [25, 26] vor allem das sogenannte „rescattering“ als außerordentlich wichtig herausgestellt [27, 28]. Dabei wird ein Pion, das zwischen den beiden Protonen ausgetauscht wird, an dem zweiten Nukleon gestreut und im Laufe dieser Wechselwirkung frei. Zur Beschreibung dieses Prozesses ist ein Modell für die πN Wechselwirkung erforderlich, welches ein durch den Formalismus festgelegtes offshell-Verhalten hat, da nur die offshell πN T-Matrix zur π^0 -Produktion beiträgt [27, 28]. In unserer Gruppe ist im Rahmen eines Modells unter Verwendung der Primärprozesse Nukleon-Nukleon Streuung und Pion-Nukleon Streuung eine

konsistente Beschreibung der Pionproduktion möglich. Ein wesentlicher Vorteil ist dabei das definierte offshell-Verhalten der Mesonaustauschmodelle, die die in der Literatur häufig durchgeführten rein phänomenologischen offshell-Erweiterungen überflüssig machen. Dieses Projekt wird zur Zeit in der Jülicher Arbeitsgruppe durchgeführt [28].

Das nächstschwerere Meson ist das Kaon mit einer Masse von 496 MeV. Es ist das leichteste Teilchen mit einem Strangenessfreiheitsgrad und eignet sich daher in besonderer Weise zu Untersuchungen darüber, inwieweit unsere Kenntnisse der starken Wechselwirkung im nonstrange Sektor auf die Gruppe $SU(3)_{flavour}$ übertragbar sind. Das Kaon ist ebenso wie das Pion ein Goldstoneboson. Da aber die explizite Brechung der chiralen Symmetrie auf $SU(3)$ -Ebene viel stärker als auf $SU(2)$ -Ebene ist, eignet sich das Kaon ebenfalls ausgezeichnet als Sonde zur Untersuchung der Symmetriebrechung. Am Beschleuniger COSY in Jülich wird man in der Lage sein, die Kaonproduktion in der freien Proton-Proton Streuung als auch in Proton-Kern Streuung mit hoher Präzision zu messen. Das experimentelle Programm ist bereits angelaufen. Noch in diesem Jahr werden Ergebnisse mit guter Statistik erwartet [29]. Auch vom theoretischen Verständnis der Kaonproduktion im Medium (in der Proton-Kern Streuung und in Schwerionenstößen) werden wichtige Erkenntnisse über die starke Wechselwirkung erwartet. So erhofft man sich z.B. Aufschlüsse über das Verhalten der Zustandsgleichung der Kernmaterie bei hohen Dichten. Weiterhin besteht die Möglichkeit, etwas über den Phasenübergang zum Quark-Gluon Plasma zu lernen. Experimente zur Kaonproduktion in Schwerionenstößen werden zur Zeit schon am SIS der GSI Darmstadt durchgeführt.

Bei der Kaonproduktion in der freien Nukleon-Nukleon Streuung erwartet man analog zum Fall der Pionproduktion auch wichtige Beiträge vom „rescattering“. Hier sind unter diesem Begriff zwei mögliche Prozesse zusammengefaßt: die Streuung eines ausgetauschten Pions (siehe Abb.(1.1a)) und die Streuung eines ausgetauschten Kaons (siehe Abb.(1.1b)). Grundlage einer mikroskopischen Beschreibung der Kaonproduktion sind daher neben Nukleon-Nukleon Wechselwirkung im Anfangszustand und der Nukleon-Hyperon Wechselwirkung im Endzustand zunächst Modelle für die Primärprozesse: Kaon-Nukleon Streuung und Kaonpro-

duktion in der Pion-Nukleon Streuung. In die Berechnung der Kaonproduktion in Nukleon-Nukleon Kollisionen geht auch das offshell-Verhalten der Wechselwirkungsmodelle für die Primärprozesse ein. Wie bereits oben erwähnt, liefern Mesonaustauschmodelle ein wohldefiniertes offshell-Verhalten, während bisherige Berechnungen meistens auf einer Parametrisierung experimenteller Daten beruhen, wobei die benötigten offshell-Erweiterungen durch Multiplikation mit einem willkürlichen Formfaktor durchgeführt wurden [30]. Es existiert ebenfalls ein separables Modell für die Kaonproduktion [31]. Hier wird aber als der dominante Prozeß der Austausch eines Hyperons zwischen den Nukleonen angenommen. Das „rescattering“ wird nicht berücksichtigt.

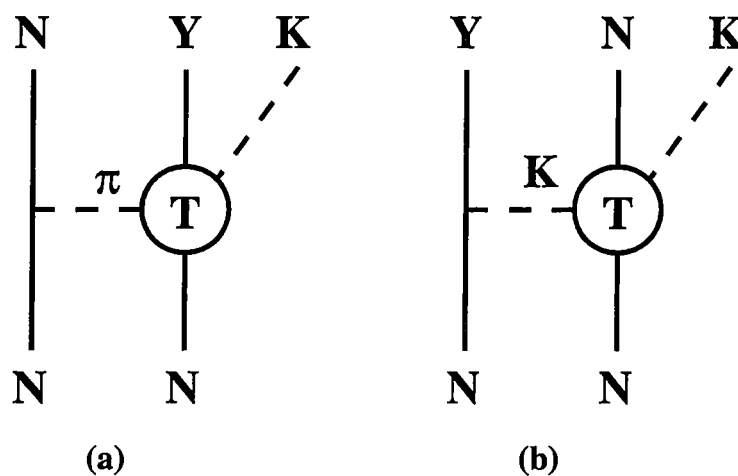


Abbildung 1.1: Beiträge zum „rescattering“ in der Kaonproduktion in Nukleon-Nukleon Stößen.

In der Jülich Gruppe existieren sowohl Modelle für die Endzustandswechselwirkung [12, 32] als auch für die Kaon-Nukleon Wechselwirkung [17]. Letzteres ist in der Lage, die experimentellen Daten bis zur $K\Delta$ -Schwelle gut zu beschreiben.

In dieser Arbeit soll der noch fehlende Primärprozeß, der Übergang des Pion-Nukleonsystems in ein Kaon-Hyperonsystem, untersucht werden. Bisherige Untersuchungen in der Literatur [33–35] beschränken sich auf eine rein phänomenologische Parametrisierung der Daten, indem Resonanzgraphen und ein K^* -Austausch in Bornscher Näherung berücksichtigt und freie Parameter an vorhandene experimentelle Daten, vor allem totale Wirkungsquerschnitte, angepaßt werden.

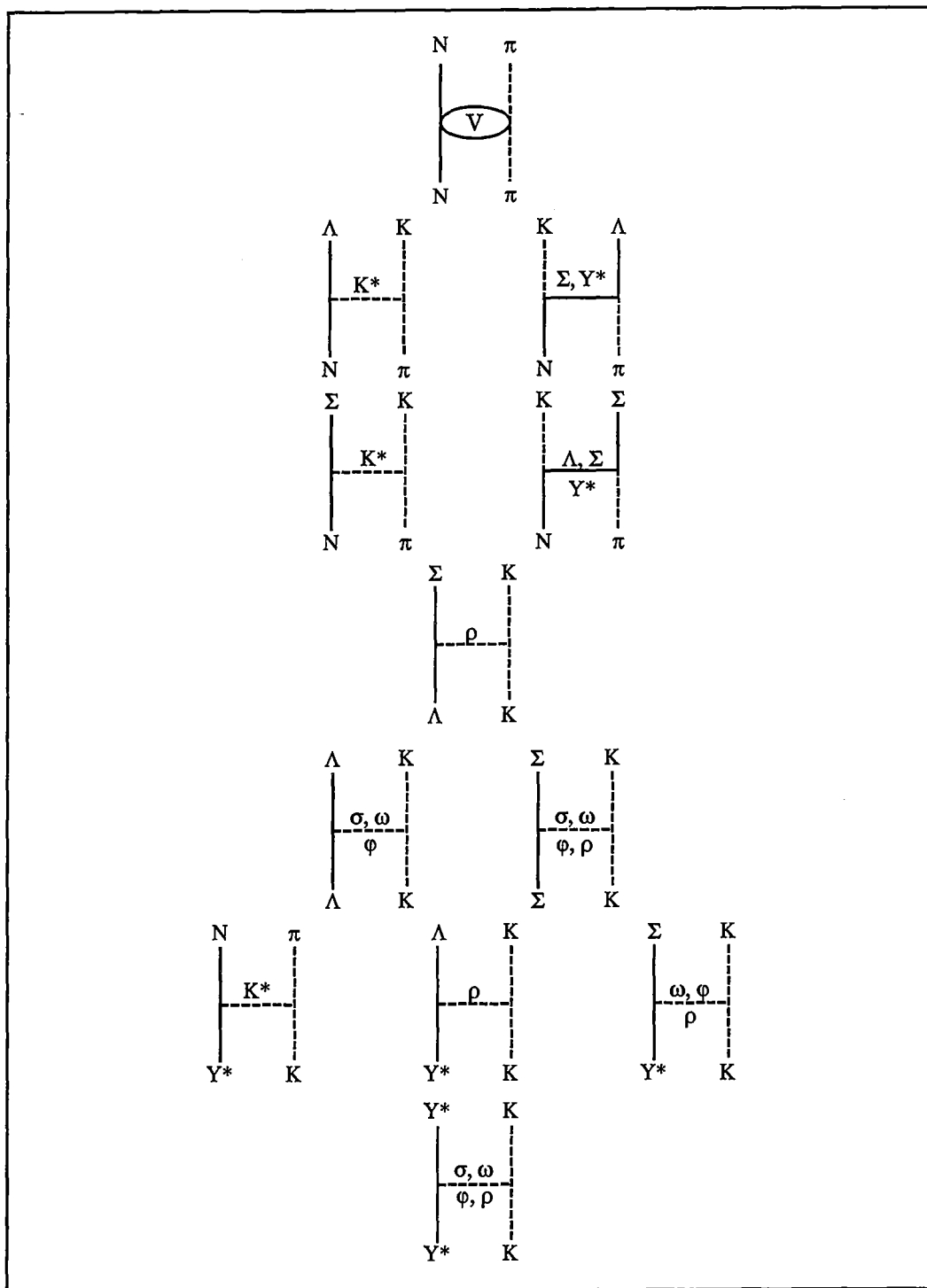


Abbildung 1.2: Die Beiträge zum Pseudopotential in unserem Modell für die Kaonproduktion in der Pion-Nukleon Streuung.

Bei Untersuchungen anderer hadronischer Prozesse hat sich herausgestellt, daß gewisse, in den experimentellen Daten auftretende, resonanzartige Strukturen oft durch die Ankopplung zusätzlicher Kanäle beschrieben werden können. Ein Beispiel hierfür ist das $f_0(975)$ in der $\pi\pi$ Streuung, das in dem von unserer Gruppe entwickelten Modell für die $\pi\pi$ Streuung als $K\bar{K}$ Molekül erklärt wird [19,20]. Da in den Daten für die Kaonproduktion in der πN Streuung an der Schwelle des $K\Sigma$ bzw. $KY^*(1385)$ -Kanals Maxima im Wirkungsquerschnitt auftreten, wollen wir untersuchen, ob auch diese durch die Ankopplung der entsprechenden Kanäle zu erklären sind, oder ob zur Beschreibung dieser Strukturen die explizite Berücksichtigung von Resonanzgraphen notwendig ist. Die Potentialbeiträge zu unserem Modell sind in Abb.(1.2) zu sehen.

Auf experimenteller Seite wurden Messungen bis Anfang der achtziger Jahre durchgeführt. Wir berücksichtigen Daten für die Reaktionen $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ [36,37], $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ [38–40], $\pi^-p \rightarrow K^-\Sigma^+$ [40–43] und $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$ [44,45]. Zusätzlich betrachten wir noch vorhandene Partialwellenanalysen für die beiden erstgenannten Reaktionen [46,47].

Die Arbeit hat folgenden Aufbau: Im zweiten Kapitel geben wir die Streugleichungen der zeitgeordneten Störungstheorie und ihre Lösung an. In Kapitel drei skizzieren wir die Berechnung der Pseudopotentiale. Im vierten Kapitel zeigen wir, wie man aus der T-Matrix die Observablen bzw. die Streuphasen berechnet. Das Modell für die Wechselwirkung im Anfangszustand stellen wir in Kapitel fünf vor. Im sechsten Kapitel diskutieren wir die Ergebnisse. Das letzte Kapitel enthält die Zusammenfassung und einen Ausblick.

Kapitel 2

Die relativistische Meson–Nukleon Streuung

2.1 Die Streugleichung

Die Streuung zweier Teilchen wird durch die relativistische Bethe–Salpeter–Gleichung beschrieben

$$T = K + KGT, \quad (2.1)$$

wobei T die Übergangsmatrix, K der Integralkern und G der Zweiteilchenpropagator ist. Die Bethe–Salpeter–Gleichung stellt die summierten Glieder einer kovarianten Störungsreihe dar, die je einem Feynmandiagramm entsprechen. Die Gleichung ist nicht exakt lösbar, weil der Integralkern K , der alle irreduziblen Prozesse enthält, nicht vollständig bestimmt werden kann. Er muß daher für konkrete Rechnungen durch eine Näherung V ersetzt werden. Wählt man für Gl.(2.1) eine konkrete Basis, erhält man eine vierdimensionale Integration über die Zwischenzustände. Da deren Lösung ein numerisch schwieriges Problem darstellt, führt man eine Reduktion auf drei Dimensionen durch.

Die bekanntesten dreidimensionalen Streugleichungen erhält man aus der zeitgeordneten Störungstheorie (TOPT) [48–51], die wir in dieser Arbeit verwenden, und der von Blankenbecler und Sugar (BbS) [52] entwickelten Reduktion der Bethe–Salpeter–Gleichung. Bei beiden Methoden wird die Integration über die Energie analytisch durchgeführt. Der Integralkern K wird durch ein Pseudopotential V ersetzt, das die irreduziblen Beiträge bis zu einer bestimmten Ordnung enthält.

Die zeitgeordnete Störungstheorie ist eine nicht-kovariant formulierte Theorie. Ihre exakte Lösung ist on-shell mit der exakten Lösung der Bethe-Salpeter-Gleichung identisch. Die Streugleichung enthält nur eine dreidimensionale Integration; allerdings ist die Anzahl der im Integralkern aufzusummierenden Diagramme erheblich größer als in der kovarianten Theorie (in n -ter Ordnung um den Faktor $n!$). Wie schon erwähnt, muß eine geeignete Näherung V für den Integralkern gefunden werden.

Man erhält in der zeitgeordneten Störungstheorie eine Gleichung vom Lippmann-Schwinger-Typ

$$T = V + V G_0 T. \quad (2.2)$$

Wir betrachten die Streuung von pseudoskalaren Mesonen und Baryonen. Wählen wir nun als konkrete Basiszustände Zweiteilchenzustände, die wir durch ihren CMS-Relativimpuls $\vec{p}$ und die Helizität λ des Baryons charakterisieren, erhalten wir mit

$$\langle \vec{p}' \lambda' | O | \vec{p} \lambda \rangle = \langle \lambda' | O(\vec{p}', \vec{p}) | \lambda \rangle, \quad (2.3)$$

$$O = V, T,$$

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | T(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \langle \lambda' | V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle + \\ &\int d^3 q' d^3 q \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \langle \lambda' | V(\vec{p}', \vec{q}'; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | G_0(\vec{q}', \vec{q}; Z) | \lambda_2 \rangle \\ &\langle \lambda_2 | T(\vec{q}, \vec{p}; Z) | \lambda \rangle. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Hier bezeichnen

$$\langle \lambda_1 | G_0(\vec{q}', \vec{q}; Z) | \lambda_2 \rangle = \frac{1}{Z - W(\vec{q}) + i\varepsilon} \delta(\vec{q}' - \vec{q}) \delta_{\lambda_1, \lambda_2}, \quad (2.5)$$

Z die Gesamtenergie der einlaufenden Teilchen und $W(\vec{q})$ die Energie des Zwischenzustands. Alle Teilchen befinden sich auf der Massenschale, es gilt also

$$W(\vec{q}) = \sqrt{m_1^2 + \vec{q}^2} + \sqrt{m_2^2 + \vec{q}^2}. \quad (2.6)$$

Nach Integration über q' findet man

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | T(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \langle \lambda' | V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle + \\ &\int d^3q \sum_{\lambda_1} \frac{\langle \lambda' | V(\vec{p}', \vec{q}; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | T(\vec{q}, \vec{p}; Z) | \lambda \rangle}{Z - W(\vec{q}) + i\varepsilon}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Betrachtet man ein System von gekoppelten Kanälen $\alpha, \beta, \gamma, \dots$, geht Gl. (2.7) in eine Matrixgleichung über

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | T_{\beta\alpha}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \langle \lambda' | V_{\beta\alpha}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle + \\ &\int d^3q \sum_{\lambda_1 \gamma} \frac{\langle \lambda' | V_{\beta\gamma}(\vec{p}', \vec{q}; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | T_{\gamma\alpha}(\vec{q}, \vec{p}; Z) | \lambda \rangle}{Z - W_\gamma(\vec{q}) + i\varepsilon}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Um die Inelastizitäten für die πN Wechselwirkung im Anfangszustand zu berücksichtigen, muß diese Gleichung erweitert werden (s. Kapitel 5). Dies hat jedoch keine Auswirkung auf das im folgenden beschriebene Lösungsverfahren.

2.2 Die Lösung der Streugleichung

Nach Partialwellenzerlegung und anschließender Winkelintegration (s. Anhang C) hat die Streugleichung (2.8) folgende Gestalt

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | T_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle &= \langle \lambda' | V_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle + \\ &\sum_{\lambda_1 \gamma} \int q^2 dq \frac{\langle \lambda' | V_{\beta\gamma}^J(p', q; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | T_{\gamma\alpha}^J(q, p; Z) | \lambda \rangle}{Z - W_\gamma(q) + i\varepsilon}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Dabei gilt

$$\langle \lambda' | O_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle = 2\pi \int d\lambda_{\lambda'}(\cos\vartheta) \langle \lambda' | O_{\beta\alpha}^J(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle d\cos\vartheta, \quad (2.10)$$

wobei ϑ der Winkel zwischen $\vec{p}$ und $\vec{p}'$ ist. Die $d_{\lambda\lambda'}^J$ sind die Wignerschen Rotationsmatrizen, und O steht für V und T .

Transformiert man in die JLS-Basis (Anhang D), erhält man für die Kanäle πN , $K\Lambda$ und $K\Sigma$ nur Diagonalmatrixelemente bezüglich JLS , weil aufgrund der Paritätserhaltung nur $\Delta L = 0$ erlaubt ist.

Mit Hilfe der Definition von O^J

$$O_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) := \langle JLS | O_{\beta\alpha}(p', p; Z) | JLS \rangle \quad (2.11)$$

können wir die Streugleichung umschreiben in

$$T_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) = V_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) + \sum_{\gamma} \int q^2 dq \frac{V_{\beta\gamma}^J(p', q; Z) T_{\gamma\alpha}^J(p, q; Z)}{Z - W_{\gamma}(q) + i\varepsilon}. \quad (2.12)$$

Berücksichtigt man zusätzlich noch den Kanal KY^* , sind auch Tensorübergänge mit $\Delta L = 2$ erlaubt. Die Streugleichung hat dann die folgende Gestalt

$$\begin{aligned} \langle L'S' | T_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | LS \rangle &= \langle L'S' | V_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | LS \rangle + \\ &\int d^3q \sum_{\lambda_1\gamma} \frac{\langle L'S' | V_{\beta\gamma}^J(p', q; Z) | L''S'' \rangle \langle L''S'' | T_{\gamma\alpha}^J(q, p; Z) | LS \rangle}{Z - W(q) + i\varepsilon}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Hierbei verwenden wir die Abkürzung

$$\langle L'S' | O_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | LS \rangle := \langle JL'S' | O_{\beta\alpha}(p', p; Z) | JLS \rangle. \quad (2.14)$$

Für die Lösung der Streugleichung wird das Haftel-Tabakin-Verfahren [53] verwendet. Dieses Verfahren nutzt aus, daß eine numerische Integration eine Summation über die Funktionswerte an n verschiedenen Stützstellen ist. Speziell wird zur Regularisierung der Integrale die on-shell Energie als $(n+1)$. Stützstelle aufgefaßt. Die Lösung der T-Matrix ergibt sich dann aus einer Matrixinversion.

Kapitel 3

Die Pseudopotentiale für Austausch- und Resonanzbeiträge

Wir skizzieren in diesem Kapitel, wie man die Pseudopotentiale für den Meson-austausch in der zeitgeordneten Störungstheorie erhält. Die Potentiale für die πN Wechselwirkung im Anfangszustand werden wir bis auf Resonanzbeiträge in Kapitel 5 gesondert behandeln.

3.1 Die Berechnung der Pseudopotentiale

Wir machen folgenden Ansatz für den Hamiltonoperator H :

$$H = H_0 + W, \quad (3.1)$$

wobei H_0 den freien Hamiltonoperator und W den Wechselwirkungsoperator bezeichnet. In zweiter Quantisierung gilt für H_0 :

$$H_0 = \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \sum_{\beta} \omega_{\beta} b_{\beta}^{\dagger} b_{\beta}. \quad (3.2)$$

Die Baryonerzeugungsoperatoren $a_{\alpha}^{\dagger}$, die Mesonerzeugungsoperatoren $b_{\beta}^{\dagger}$ und die entsprechenden Vernichtungsoperatoren a_{α} und b_{β} erfüllen die üblichen Vertauschungsrelationen. B steht für Baryonen, M für Mesonen. Die Summationsindizes α und β stehen für einen vollständigen Satz von Quantenzahlen, wobei auch die Impulsintegration durch die Summation symbolisiert ist.

Der Wechselwirkungsoperator W setzt sich zusammen aus:

$$W = W_{BBM} + W_{MMM}. \quad (3.3)$$

Bezeichnen wir zusätzlich mit $\tilde{a}_\alpha^\dagger$ und $\tilde{a}_\alpha$ die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für Antibaryonen, sind W_{BBM} und W_{MMM} explizit gegeben durch [54, 55]:

$$\begin{aligned}
W_{BBM} = \sum_{\alpha'\alpha r} & W_{\alpha'\alpha r} a_{\alpha'}^\dagger a_\alpha b_r + W_{\alpha'\alpha r}^* a_{\alpha'}^\dagger a_\alpha b_r^\dagger \\
& + \bar{W}_{\alpha'\alpha r} \tilde{a}_{\alpha'}^\dagger \tilde{a}_\alpha b_r + \bar{W}_{\alpha'\alpha r}^* \tilde{a}_{\alpha'}^\dagger \tilde{a}_\alpha b_r^\dagger \\
& + \widehat{W}_{\alpha'\alpha r} a_{\alpha'}^\dagger \tilde{a}_\alpha^\dagger b_r + \widehat{W}_{\alpha'\alpha r}^* \tilde{a}_\alpha a_{\alpha'}^\dagger b_r^\dagger \\
& + \check{W}_{\alpha'\alpha r} \tilde{a}_{\alpha'} a_\alpha b_r + \check{W}_{\alpha'\alpha r}^* a_{\alpha'}^\dagger \tilde{a}_\alpha^\dagger b_r^\dagger.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

$$\begin{aligned}
W_{MMM} = \sum_{\beta'\beta r} & W_{\beta'\beta r}^1 b_{\beta'} b_\beta b_r + W_{\beta'\beta r}^2 b_{\beta'} b_\beta b_r^\dagger \\
& + W_{\beta'\beta r}^3 b_{\beta'} b_\beta^\dagger b_r + W_{\beta'\beta r}^4 b_{\beta'} b_\beta^\dagger b_r^\dagger \\
& + W_{\beta'\beta r}^5 b_{\beta'}^\dagger b_\beta b_r + W_{\beta'\beta r}^6 b_{\beta'}^\dagger b_\beta b_r^\dagger \\
& + W_{\beta'\beta r}^7 b_{\beta'}^\dagger b_\beta^\dagger b_r + W_{\beta'\beta r}^8 b_{\beta'}^\dagger b_\beta^\dagger b_r^\dagger.
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Man kann nun die T-Matrix entwickeln:

$$\begin{aligned}
\langle k'l' | T | kl \rangle &= \langle k'l' | W | kl \rangle \\
&+ \langle k'l' | W G_0 W | kl \rangle \\
&+ \langle k'l' | W G_0 W G_0 W | kl \rangle \\
&+ \langle k'l' | W G_0 W G_0 W G_0 W | kl \rangle \\
&+ \dots \\
&= \langle k'l' | W G_0 W | kl \rangle \\
&+ \langle k'l' | W G_0 W G_0 W | kl \rangle \\
&+ \dots
\end{aligned} \tag{3.6}$$

mit $|kl\rangle = a_k^\dagger b_l^\dagger |0\rangle$. Terme mit ungerader Potenz in W verschwinden, da die Teilchenzahl im Anfangs- und Endzustand auf zwei fixiert ist.

In zweiter Ordnung erhält man also aus Gl.(3.6):

$$\langle k'l' | T | kl \rangle^{(2)} = \langle k'l' | W \frac{1}{Z - H_0} W | kl \rangle. \tag{3.7}$$

Ein ausführliches Beispiel findet man in [54].

Die Berechnung des Pseudopotentials wird für den Spin-Impuls- und den Iso-spinanteil des Potentials getrennt durchgeführt. Wie in [54] und [56] gezeigt wird, ist eine konsistente Berechnung möglich, auch wenn die Abseparation nicht vollständig ist.

3.1.1 Der Spin-Impulsanteil des Pseudopotentials

Wir gehen von den folgenden Lagrangedichten aus:

- für die Kanäle πN , $K\Lambda$ und $K\Sigma$ (BP)

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{BBS} &= g_{BBS} \bar{\psi}_B(x) \psi_B(x) \phi_S(x) \\
\mathcal{L}_{BBV} &= g_{BBV} \bar{\psi}_B(x) \gamma_\mu \psi_B(x) \phi_V^\mu(x) \\
&\quad + \frac{f_{BBV}}{4m_N} \bar{\psi}_B(x) \sigma_{\mu\nu} \psi_B(x) (\partial^\mu \phi_V^\nu(x) - \partial^\nu \phi_V^\mu(x)) \\
\mathcal{L}_{BBP} &= \frac{f_{BBP}}{m_p} \bar{\psi}_B(x) \gamma^5 \gamma^\mu \psi_B(x) \partial_\mu \phi_P(x) \\
\mathcal{L}_{BDP} &= \frac{f_{BDP}}{m_p} (\bar{\psi}_{D_\mu}(x) \psi_B(x) + \bar{\psi}_B(x) \psi_{D_\mu}(x)) \partial^\mu \phi_P(x) \\
\mathcal{L}_{B^*BP} &= \frac{f_{B^*BP}}{m_p} (\bar{\psi}_{B^*}(x) \gamma^5 \gamma^\mu \psi_B(x) + \bar{\psi}_B(x) \gamma^5 \gamma^\mu \psi_{B^*}(x)) \partial^\mu \phi_P(x) \\
\mathcal{L}_{\bar{B}BP} &= \frac{f_{\bar{B}BP}}{m_p} (\bar{\psi}_{\bar{B}}(x) \gamma^\mu \psi_B(x) + \bar{\psi}_B(x) \gamma^\mu \psi_{\bar{B}}(x)) \partial^\mu \phi_P(x) \\
\mathcal{L}_{BD^*P} &= \frac{f_{BD^*P}}{m_p} (\bar{\psi}_{D_\mu^*}(x) \psi_B(x) + \bar{\psi}_B(x) \psi_{D_\mu^*}(x)) \partial^\mu \phi_P(x) \\
\mathcal{L}_{PPS} &= g_{PPS} m_p \phi_P(x) \phi_P(x) \phi_S(x) \\
\mathcal{L}_{PPV} &= g_{PPV} \phi_P(x) \partial_\mu \phi_P(x) \phi_V^\mu(x)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

- zusätzlich für den Übergang $KY^* \rightarrow \pi N$, $K\Lambda$, $K\Sigma$ ($DP \rightarrow BP$)

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{BDV} &= \frac{f_{BDV}}{m_p} i (\bar{\psi}_{D_\nu}(x) \gamma^5 \gamma_\mu \psi_B(x) + \bar{\psi}_B(x) \gamma^5 \gamma_\mu \psi_{D_\nu}(x)) \\
&\quad (\partial^\mu \phi_V^\nu(x) - \partial^\nu \phi_V^\mu(x))
\end{aligned} \tag{3.9}$$

- und für den KY^* Kanal (DP):

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{DDs} &= -g_{DDs} \bar{\psi}_{D\alpha}(x) \psi_D^\alpha(x) \phi_s(x) \\
\mathcal{L}_{DDV} &= -g_{DDV} \bar{\psi}_{D\alpha}(x) \gamma_\mu \psi_D^\alpha(x) \phi_V^\mu(x) \\
&\quad + \frac{f_{DDV}}{4m_D} \bar{\psi}_{D\alpha}(x) \sigma_{\mu\nu} \psi_D^\alpha(x) (\partial^\mu \phi_V^\nu(x) - \partial^\nu \phi_V^\mu(x)) \quad (3.10)
\end{aligned}$$

Dabei bezeichnen S , P und V skalare, pseudoskalare und Vektormesonen, B Oktett-Baryonen und D Dekuplett-Baryonen. Mit B^* bezeichnen wir Baryonresonanzen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$, mit $\tilde{B}$ Baryonresonanzen mit $J^P = \frac{1}{2}^-$ und mit D^* Baryonresonanzen mit $J^P = \frac{3}{2}^+$.

Der Wechselwirkungsoperator W hängt mit der Lagrangedichte $\mathcal{L}$ über eine Legendretransformation zusammen:

$$W = - \int d^3x \left(\mathcal{L} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} \partial \dot{\phi} \right) |_{t=0}. \quad (3.11)$$

Dies führt zusätzlich zu der Bedingung, daß $\mathcal{L}$ hermitesch sein muß, da der Hamiltonoperator H und damit auch W hermitesch sind.

Hat man die Vertexfunktionen berechnet, erhält man leicht das Pseudopotential [54]. Die Ausdrücke für die einzelnen Potentiale sind in Anhang B aufgeführt.

3.1.2 Der Isospinanteil des Pseudopotentials

Wir machen den Ansatz, daß die starke Wechselwirkung invariant gegenüber $SU(3)$ -Transformationen ist. Im $SU(3)$ -Modell werden alle stark wechselwirkenden Teilchen verschiedenen Multipletts zugeordnet. Alle Teilchen, die zu demselben Multiplett gehören, haben gleichen Spin und gleiche Parität, sind aber durch ihren Isospin I , die dritte Komponente des Isospins I_3 und ihre Hyperladung Y eindeutig charakterisiert.

Die $SU(3)$ -Symmetrie der starken Wechselwirkung ist nicht exakt, weil die Massen der zu einem Multiplett gehörenden Teilchen nicht gleich sind. In unserem Modell ist die Symmetriebrechung insofern enthalten, als wir die unterschiedlichen Massen der Teilchen berücksichtigen.

Diese Invarianz gegenüber $SU(3)$ -Transformationen bedeutet, daß die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ ein $SU(3)$ -Skalar sein muß. Aufgrund unseres Ansatzes für den Wechselwirkungsoperator W muß dann auch dieser ein $SU(3)$ -Skalar sein.

Gehört das auslaufende Teilchen zum Multipllett $\{\mu_1^*\}$ (konjugierte Darstellung), das einlaufende Teilchen zum Multipllett $\{\mu_2\}$ und das ausgetauschte Teilchen zum Multipllett $\{\mu\}$, erhält man für die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ (Skalar $\{1\}$) [57, 58]:

$$\mathcal{L} = -g \sum_{\nu} \begin{pmatrix} \mu & \mu & 1 \\ \nu & -\nu & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_1^* & \mu_2 & \mu \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu \end{pmatrix} \psi^*(\mu_1^*, \nu_1) \psi(\mu_2, \nu_2) \phi(\mu, -\nu). \quad (3.12)$$

Dabei sind g die Kopplungskonstante, ν bezeichnet die Quantenzahlen I, I_3 und Y und $-\nu$ die Quantenzahlen $I, -I_3$ und $-Y$. Mit $\psi(\mu_2, \nu_2)$, $\psi^*(\mu_1^*, \nu_1)$ und $\phi(\mu, -\nu)$ bezeichnen wir die Wellenfunktionen des einlaufenden, auslaufenden und des ausgetauschten Teilchens. Für die Wellenfunktion eines auslaufenden Teilchens gilt dabei folgende Beziehung:

$$\psi^*(\mu^*, \nu) =: (-1)^{I_z + \frac{Y}{2}} \psi^\dagger(\mu, -\nu). \quad (3.13)$$

Die $\begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_2 & \mu \\ \nu_1 & \mu_2 & \nu \end{pmatrix}$ sind die $SU(3)$ -Clebsch-Gordan-Koeffizienten, die sich folgendermaßen aus den bei [57] tabellierten isoskalaren Faktoren und den üblichen $SU(2)$ -Clebsch-Gordan-Koeffizienten zusammensetzen:

$$\begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_2 & \mu \\ \nu_1 & \mu_2 & \nu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_2 & | & \mu \\ I_1 Y_1 & I_2 Y_2 & | & I Y \end{pmatrix} \langle I_1 I_{1z} I_2 I_{2z} | I I_z \rangle. \quad (3.14)$$

Das Tensorprodukt zweier Multipletts kann man als direkte Summe verschiedener Multipletts darstellen. Koppelt man zwei Oktetts bzw. ein Oktett und ein Dekuplett oder zwei Dekupletts, erhält man:

$$\begin{aligned} 8 \otimes 8 &= 27 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 8^1 \oplus 8^2 \oplus 1 \\ 8 \otimes 10 &= 35 \oplus 27 \oplus 10 \oplus 8 \\ 10^* \otimes 10 &= 64 \oplus 27 \oplus 8 \oplus 1. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Das Oktett 8^1 ist symmetrisch, 8^2 dagegen antisymmetrisch gegenüber Vertauschung der zu koppelnden Teilchen. Koppelt man dazu ein weiteres Oktett, so

erhält man nur dann einen $SU(3)$ -Skalar, wenn man die ersten beiden Multipletts zu einem Oktett gekoppelt hat.

Wir gehen im folgenden näher auf die drei Fälle aus Gl.(3.15) ein:

Die $8 \otimes 8$ -Kopplung

Die physikalischen Teilchen werden den Wellenfunktionen der entsprechenden Multipletts zugeordnet, wie in Tabelle (3.1) angegeben.

I	I_z	Y	B	B^*	P	V
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	p	$-\bar{\Xi}^-$	K^+	K^{*+}
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	n	$\bar{\Xi}^0$	K^0	K^{*0}
1	1	0	$-\Sigma^+$	$-\bar{\Sigma}^-$	$-\pi^+$	$-\rho^+$
1	0	0	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	π^0	ρ^0
1	-1	0	Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$	π^-	ρ^-
0	0	0	Λ	$\bar{\Lambda}$	η	ω
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	Ξ^0	$\bar{n}$	$\bar{K}^0$	$\bar{K}^{*0}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	Ξ^-	$-\bar{p}$	$-K^-$	$-K^{*-}$

Tabelle 3.1: Zuordnung der physikalischen Teilchen zu den Oktettbasiselementen. Die Teilchen werden durch Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren charakterisiert, die Multiplettbasis durch die Angabe von I, I_z, Y .

Für das Skalar- bzw. Vektorprodukt in sphärischen Koordinaten gilt:

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = \sum_q (-1)^q A_q B_{-q} \quad (3.16)$$

$$(\vec{A} \times \vec{B})_j = \sum_{q_1 q_2} (-i\sqrt{2}) \langle 1q_1 1q_2 | 1j \rangle A_{q_1} B_{q_2} . \quad (3.17)$$

Üblicherweise wird folgende Vektorschreibweise benutzt:

$$\begin{aligned}
\vec{\Sigma} &= \begin{pmatrix} -\Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}, & N &= \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, & \Xi &= \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix} \\
\vec{\pi} &= \begin{pmatrix} -\pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}, & K &= \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}, & K_C &= \begin{pmatrix} \bar{K}^0 \\ -\bar{K}^- \end{pmatrix} \\
\vec{\rho} &= \begin{pmatrix} -\rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^- \end{pmatrix}, & K^* &= \begin{pmatrix} K^{*+} \\ K^{*0} \end{pmatrix}, & K_C^* &= \begin{pmatrix} \bar{K}^{*0} \\ -\bar{K}^{*-} \end{pmatrix}. \quad (3.18)
\end{aligned}$$

Dabei ist die Phasenkonvention so gewählt, daß $(\pi^+)^\dagger = \pi^-$.

Zusammen mit den Isospinmatrizen

$$\tau^- = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \tau^+ = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

erhält man z.B. für $\mathcal{L}_{BBV}$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{BBV} = & g_{NN\rho} N^\dagger \vec{\tau} N \vec{\rho} + g_{\Xi\Xi\rho} \Xi^\dagger \vec{\tau} \Xi \vec{\rho} \\
& + g_{\Lambda\Sigma\rho} (\Lambda^\dagger \vec{\Sigma} + \vec{\Sigma}^\dagger \Lambda) \vec{\rho} - i g_{\Sigma\Sigma\rho} (\vec{\Sigma}^\dagger \times \vec{\Sigma}) \vec{\rho} \\
& + g_{NN\omega_8} N^\dagger N \omega_8 + g_{\Xi\Xi\omega_8} \Xi^\dagger \Xi \omega_8 \\
& + g_{\Lambda\Lambda\omega_8} \Lambda^\dagger \Lambda \omega_8 + g_{\Sigma\Sigma\omega_8} \vec{\Sigma}^\dagger \vec{\Sigma} \omega_8 \\
& + g_{N\Lambda K^*} (N^\dagger K^* \Lambda + \Lambda^\dagger K^{*\dagger} N) \\
& + g_{\Xi\Lambda K^*} (\Xi^\dagger K_c^* \Lambda + \Lambda^\dagger K_c^{*\dagger} \Xi) \\
& + g_{N\Sigma K^*} (\Sigma^\dagger K^{*\dagger} \vec{\tau} N + N^\dagger \vec{\tau} K^* \vec{\Sigma}) \\
& + g_{\Xi\Sigma K^*} (\Sigma^\dagger K_c^{*\dagger} \vec{\tau} \Xi + \Xi^\dagger \vec{\tau} K_c^* \vec{\Sigma}). \quad (3.20)
\end{aligned}$$

Für die Kopplungskonstanten gelten dabei folgende Relationen:

$$\begin{aligned}
g_{NN\rho} &= g \\
g_{\Xi\Xi\rho} &= g(2\alpha - 1) \\
g_{\Lambda\Sigma\rho} &= g \frac{2}{\sqrt{3}}(1 - \alpha) \\
g_{\Sigma\Sigma\rho} &= g 2\alpha \\
g_{NN\omega_8} &= g \frac{1}{\sqrt{3}}(4\alpha - 1) \\
g_{\Xi\Xi\omega_8} &= -g \frac{1}{\sqrt{3}}(1 + 2\alpha) \\
g_{\Lambda\Lambda\omega_8} &= -g \frac{2}{\sqrt{3}}(1 - \alpha) \\
g_{\Sigma\Sigma\omega_8} &= g \frac{2}{\sqrt{3}}(1 - \alpha) \\
g_{N\Lambda K^*} &= -g \frac{1}{\sqrt{3}}(1 + 2\alpha) \\
g_{\Xi\Lambda K^*} &= g \frac{1}{\sqrt{3}}(4\alpha - 1) \\
g_{N\Sigma K^*} &= g(1 - 2\alpha) \\
g_{\Xi\Sigma K^*} &= -g.
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Die Bezugskopplungskonstante g und der Mischungsparameter α sind folgendermaßen definiert:

$$g = \frac{\sqrt{30}}{40} g^1 + \frac{\sqrt{6}}{24} g^2 \tag{3.22}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{6}}{24} \frac{g^2}{g}, \tag{3.23}$$

wobei g^1 und g^2 die Kopplungskonstanten für das symmetrische und antisymmetrische Oktett sind.

Die SU(3)-Relationen zwischen den Kopplungskonstanten sind strenggenommen nur für stabile Teilchen, das heißt Teilchen ohne Zerfallsbreite, gültig. Wir gehen jedoch zunächst von der Annahme aus, daß die so berechneten Kopplungskonstanten zumindest näherungsweise korrekt sind.

Die anderen Lagrangedichten für die Wechselwirkung dreier Oktetteilchen (z.B. $\mathcal{L}_{PPV}$) erhält man, indem man in Gl.(3.12) die angegebenen Wellenfunktionen, ψ

und ϕ , durch die der Teilchen mit denselben Isospin- und Hyperladungsquantenzahlen ersetzt. Im Falle der PPV-Lagrangedichte muß man aber einen Faktor i einfügen, um die Hermitizität zu gewährleisten.

Der Mischungsparameter α ist im Rahmen von SU(3) ein freier Parameter; der aber aus der höheren Symmetrie SU(6) bestimmt werden kann:

$$\begin{aligned} B^\dagger BP & \quad \alpha = 0.4 \\ B^\dagger BV & \quad \alpha = 1 \quad \text{für Vektorkopplung} \\ & \quad \alpha = 0.4 \quad \text{für Vektorkopplung + Gradientenkopplung} \\ PPV & \quad \alpha = 1 \end{aligned} \quad (3.24)$$

Diese Werte werden im folgenden verwendet.

Aus Gl.(3.15) sieht man, daß man auch durch die Kopplung $8 \otimes 8 \otimes 1$ ein Singulett erhält. Der Singulett-Anteil der Lagrangedichte $\mathcal{L}_{BBV}$ ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{BB\omega_1} = g_{BB\omega_1} (N^\dagger N + \Lambda^\dagger \Lambda + \Xi^\dagger \Xi + \bar{\Sigma}^\dagger \bar{\Sigma}) \omega_1. \quad (3.25)$$

Die physikalisch auftretenden Mesonen ω und ϕ sind nicht identisch mit den Zuständen ω_1 und ω_8 , sondern Mischungen dieser beiden. Unter der Annahme des „ideal mixing“ [59] folgt für die Kopplungskonstanten

$$\begin{aligned} g_{BB\omega} &= \sqrt{\frac{2}{3}} g_{BB\omega_1} + \sqrt{\frac{1}{3}} g_{BB\omega_8} \\ g_{BB\phi} &= -\sqrt{\frac{1}{3}} g_{BB\omega_1} + \sqrt{\frac{2}{3}} g_{BB\omega_8}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Nimmt man weiterhin an, daß das ϕ -Meson nicht an das Nukleon koppelt, folgt aus Gl.(3.26)

$$g_{NN\phi} = 0 \quad \text{und} \quad g_{NN\omega} = \sqrt{3} g_{NN\omega_8}. \quad (3.27)$$

Damit sind die Kopplungskonstanten von ϕ und ω an die anderen Teilchen des Multipletts festgelegt.

Die Kopplung von ω und ϕ an die pseudoskalaren Mesonen bestimmt man mit Hilfe des experimentell gemessenen Zerfalls $\phi \rightarrow K \bar{K}$ und den Gleichungen (3.21) und (3.26). Man erhält:

$$g_{KK\phi} = \frac{g_{\pi\pi\rho}}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad g_{KK\omega} = \frac{g_{KK\omega_8}}{\sqrt{3}} = \frac{g_{\pi\pi\rho}}{2}. \quad (3.28)$$

Die $8 \otimes 10$ -Kopplung

Die physikalischen Teilchen werden den Wellenfunktionen der entsprechenden Multipletts zugeordnet, wie in den Tabellen (3.1) und (3.2) angegeben.

Von den möglichen $8 \otimes 10 \otimes 8$ -Kopplungen treten in dieser Arbeit nur die Lagrangedichten für den Vertex NY^*K^* , $\Lambda Y^*\rho$ und $\Lambda Y^*\omega_8$ auf. Da wir als Bezugskopplungskonstanten, die aus dem Experiment bestimmt werden, $f_{N\Delta\pi}$ und $f_{N\Delta\rho}$ verwenden, geben wir auch die Lagrangedichten $\mathcal{L}_{N\Delta\pi}$ und $\mathcal{L}_{N\Delta\rho}$ an.

I	I_z	Y	D	I	I_z	Y	D*
$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	1	Δ^{++}	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	-1	$-\bar{\Delta}^-$
$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	Δ^+	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	$\bar{\Delta}^0$
$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	Δ^0	$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\bar{\Delta}^+$
$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}$	1	Δ^-	$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}$	-1	$\bar{\Delta}^{++}$
1	1	0	$-Y^{*+}$	1	1	0	$-\bar{Y}^{*-}$
1	0	0	Y^{*0}	1	0	0	$\bar{Y}^{*0}$
1	-1	0	Y^{*-}	1	-1	0	$\bar{Y}^{*+}$
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	Ξ^{*0}	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$-\bar{\Xi}^{*-}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	Ξ^{*-}	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	$\bar{\Xi}^{*0}$
0	0	-2	Ω^-	0	0	2	$\bar{\Omega}^-$

Tabelle 3.2: Zuordnung der physikalischen Teilchen zu den Dekuplettbasiselementen. Die Teilchen werden durch Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren charakterisiert, die Multiplettbasis durch die Angabe von I, I_z, Y .

Mit Hilfe der folgenden Definition für Δ, Y^*

$$\Delta = \begin{pmatrix} \Delta^{++} \\ \Delta^+ \\ \Delta^0 \\ \Delta^- \end{pmatrix}, \quad Y^* = \begin{pmatrix} -Y^{*+} \\ Y^{*0} \\ Y^{*-} \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

und S_- , S_0 , S_+

$$\begin{aligned}
S_- &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
S_0 &= \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\
S_+ &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{3.30}
\end{aligned}$$

erhalt man aus Gl.(3.12) fur die Lagrangedichten dieser Vertizes:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{N\Delta\pi} &= f_{N\Delta\pi} (N^\dagger \vec{S} \Delta + \Delta^\dagger \vec{S}^\dagger N) \vec{\pi} \\
\mathcal{L}_{N\Delta\rho} &= f_{N\Delta\rho} (N^\dagger \vec{S} \Delta + \Delta^\dagger \vec{S}^\dagger N) \vec{\rho} \\
\mathcal{L}_{NY^*K^*} &= f_{NY^*K^*} (N^\dagger \vec{\tau} K \vec{Y}^* + (Y^{*\dagger} K^\dagger \vec{\tau} N) \\
\mathcal{L}_{\Lambda Y^*\rho} &= f_{\Lambda\Sigma\rho} (\Lambda^\dagger \vec{Y}^* + \vec{\Sigma}^\dagger \Lambda) \vec{\rho} \\
\mathcal{L}_{\Sigma Y^*\rho} &= -i f_{\Sigma Y^*\rho} (\vec{\Sigma}^\dagger \times \vec{Y}^*) \vec{\rho} \\
\mathcal{L}_{\Sigma Y^*\omega_8} &= f_{\Sigma\Sigma\omega_8} \vec{\Sigma}^\dagger \vec{\Sigma} \omega_8. \tag{3.31}
\end{aligned}$$

Dabei gelten folgende Relationen:

$$\begin{aligned}
f_{N\Delta\rho} &=: f \\
f_{NY^*K} &= -\frac{f}{\sqrt{6}} \\
f_{\Lambda Y^*\rho} &= \frac{f}{\sqrt{2}} \\
f_{\Sigma Y^*\rho} &= -\frac{f}{\sqrt{6}} \\
f_{\Sigma Y^*\omega_8} &= -\frac{f}{\sqrt{2}}. \tag{3.32}
\end{aligned}$$

Die $N\Delta\rho$ -Kopplung ist im Quarkmodell [60] durch folgende Beziehung festgelegt:

$$f_{N\Delta\rho} = \frac{f_{N\Delta\pi}}{f_{NN\pi}} g_{NN\rho} \frac{m_\rho}{2m_N} \left\{ 1 + \frac{f_{NN\rho}}{g_{NN\rho}} \right\}. \tag{3.33}$$

Da $8^* \otimes 10$ nicht zu einem Singulett koppeln können, kann es keinen Baryon-Dekuplett- ω_1 Vertex geben. Für die Kopplung des physikalischen ω - und ϕ -Mesons an Σ und Y^* gilt daher:

$$f_{\Sigma Y^* \omega} = \sqrt{\frac{1}{3}} f_{\Sigma Y^* \omega_8} \text{ und } f_{\Sigma Y^* \phi} = \sqrt{\frac{2}{3}} f_{\Sigma Y^* \omega_8} . \quad (3.34)$$

Die $10^* \otimes 10$ -Kopplung

Die physikalischen Teilchen werden den Wellenfunktionen der entsprechenden Multipletts zugeordnet, wie in Tabelle (3.2) angegeben.

In dieser Arbeit treten nur die Vertizes $Y^* Y^* \rho$ und $Y^* Y^* \omega_8$ auf. Wir werden uns daher auf die Angabe der Lagrangedichten $\mathcal{L}_{Y^* Y^* \rho}$, $\mathcal{L}_{Y^* Y^* \omega_8}$ und, für die Bezugskopplungskonstanten, $\mathcal{L}_{\Delta \Delta \pi}$ und $\mathcal{L}_{\Delta \Delta \rho}$ beschränken.

Mit der Definition der Isospinmatrizen T_- , T_0 und T_+ :

$$\begin{aligned} T_- &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2\sqrt{2}}{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{\frac{2}{3}} & 0 \end{pmatrix} \\ T_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ T_+ &= \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2\sqrt{2}}{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.35)$$

erhalten wir aus Gl (3.12)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\Delta \Delta \pi} &= g_{\Delta \Delta \pi} \Delta^\dagger \vec{T} \Delta \vec{\pi} \\ \mathcal{L}_{\Delta \Delta \rho} &= g_{\Delta \Delta \rho} \Delta^\dagger \vec{T} \Delta \vec{\rho} \\ \mathcal{L}_{\Delta \Delta \omega_8} &= g_{\Delta \Delta \omega_8} \Delta^\dagger \Delta \omega_8 \\ \mathcal{L}_{Y^* Y^* \rho} &= -i g_{Y^* Y^* \rho} (\vec{Y}^{*\dagger} \times \vec{Y}^*) \vec{\rho}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

wobei für die Kopplungskonstanten folgende Relationen gelten

$$\begin{aligned}
g_{\Delta\Delta\rho} &=: g \\
g_{\Delta\Delta\omega_8} &=: \frac{g}{\sqrt{3}} \\
g_{Y^*Y^*\rho} &= \frac{2}{3}g \\
g_{Y^*Y^*\omega_8} &= 0 .
\end{aligned} \tag{3.37}$$

Zur Festlegung der Kopplungskonstanten gehen wir von der Annahme [18,60,61] aus, daß

$$\frac{G_{\Delta\Delta\rho}}{G_{NN\rho}} = \frac{f_{\Delta\Delta\rho}}{f_{NN\rho}} = \frac{g_{\Delta\Delta\rho}}{g_{NN\rho}} = \frac{g_{\Delta\Delta\pi}}{g_{NN\pi}} \frac{m_\Delta}{m_N} = \frac{9}{5} \frac{m_\Delta}{m_N} . \tag{3.38}$$

Für den Singulett-Anteil der Lagrangedichte gilt:

$$\mathcal{L}_{DD\omega_1} = g_{DD\omega_1} (\Delta^\dagger \Delta + \vec{Y}^{*\dagger} \vec{Y}^* + \Xi^{*\dagger} \Xi^* + \Omega^{-\dagger} \Omega^-) \omega_1 . \tag{3.39}$$

Aus ähnlichen Überlegungen wie im Fall der $8 \otimes 8$ -Kopplung erhält man dann für die Kopplung von ω_1 an Y^*

$$g_{Y^*Y^*\omega_1} = \sqrt{\frac{2}{3}} g_{\Delta\Delta\rho} . \tag{3.40}$$

Für $f_{Y^*Y^*\omega_1}$ und $G_{Y^*Y^*\omega_1}$ gelten analoge Beziehungen.

Die Isospinfaktoren

Wir bestimmen den $SU(3)$ -Anteil des Pseudopotentials mit Hilfe des bei [54] und [56] angegebenen Verfahrens.

Da der $SU(3)$ -Anteil nicht mehr von Ort und Zeit abhängt, gilt:

$$W^{SU(3)} = \mathcal{L}^{SU(3)} . \tag{3.41}$$

Für den $SU(3)$ -Anteil des Pseudopotentials erhält man daher Konstanten, die sogenannten Isospinfaktoren.

Prozeß	Austauschteilchen / Resonanz $I(J^P)$	IF($I = \frac{1}{2}$)	IF($I = \frac{3}{2}$)
$\pi N \rightarrow \pi N$	$B^* \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+), \tilde{B} \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), D^* \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$ $D^* \frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$	3 0	0 1
$\pi N \rightarrow K \Lambda$	K^* Σ Y^* $B^* \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), \tilde{B} \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), D^* \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	$\sqrt{3}$ $\sqrt{3}$ $\sqrt{3}$ $\sqrt{3}$	0 0 0 0
$K \Lambda \rightarrow K \Lambda$	σ ω ϕ $B^* \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), \tilde{B} \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), D^* \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	1 1 1 1	0 0 0 0
$\pi N \rightarrow K \Sigma$	K^* Λ Σ Y^* $B^* \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), \tilde{B} \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), D^* \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$ $D^* \frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$	1 -1 2 2 -3 0	2 1 1 1 0 1
$K \Lambda \rightarrow K \Sigma$	ρ $B^* \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), \tilde{B} \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), D^* \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$	$-\sqrt{3}$ $-\sqrt{3}$	0 0
$K \Sigma \rightarrow K \Sigma$	σ ω ϕ ρ $B^* \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), \tilde{B} \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-), D^* \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$ $D^* \frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$	1 1 1 -2 3 0	1 1 1 1 0 1

Tabelle 3.3: Isospinfaktoren IF der zur Wechselwirkung beitragenden Prozesse. Die Isospinfaktoren für den KY^* Kanal sind nicht extra angegeben, da sie mit denen für den $K\Sigma$ Kanal identisch sind.

Wir wählen die bezüglich der starken Wechselwirkung diagonale Isospinbasis, bei der die zwei Teilchenzustände zu festem Gesamtisospin I gekoppelt werden. Dabei muß man die Phasenkonvention von Tabelle (3.1) und (3.2) beachten. Wie erhalten als Isospinfaktor IF für $V^{(2)}$:

$$IF = \langle I | W_1^{SU(3)} W_2^{SU(3)} | I \rangle = \langle I | \mathcal{L}_1^{SU(3)} \mathcal{L}_2^{SU(3)} | I \rangle, \quad (3.42)$$

wobei W_1 und W_2 (bzw. $\mathcal{L}_1$ und $\mathcal{L}_2$) die Vertexfunktionen (Lagrangedichten) für die beiden in zweiter Ordnung auftretenden Vertizes sind.

Bei der Anwendung des Wick'schen Theorems müssen dieselben Paare kontrahiert werden wie bei der Berechnung des entsprechenden Spin-Impuls-Anteils. Dies bedeutet, daß es für den Austausch eines Mesons vier Isospinfaktoren zu gegebenem Isospin gibt: Es gibt für jede Zeitordnung ein Diagramm und im Spin-Impuls-Raum zu jedem Diagramm zwei Beiträge. Die Isospinfaktoren für die beiden einander entsprechenden Beiträge sind in beiden Zeitordnungen gleich, die Isospinfaktoren für die beiden Beiträge zu einer Zeitordnung können, wie das auch beim Austausch eines Vektormesons der Fall ist, unterschiedliches Vorzeichen haben, während der Betrag gleich groß ist.

Für ausführliche Beispiele zur Berechnung der Isospinfaktoren verweisen wir auf [54] und [56].

Die Isospinfaktoren für die in dieser Arbeit verwendeten Potentiale sind in Tabelle (3.3) angegeben, die auftretenden Faktoren i im $SU(3)$ -Anteil der Lagrangedichten sind in die im Anhang B angegebenen Potentialausdrücke gezogen worden.

3.2 Formfaktoren

Für kleine Abstände, d.h. große Impulsüberträge, überlappen sich die Wellenfunktionen der Hadronen. Es kann daher nicht mehr vernachlässigt werden, daß die Hadronen keine fundamentalen Teilchen sind und eine endliche Ausdehnung besitzen. Der Mesonaustausch ist bei diesen Abständen zugunsten von Quark-Gluon-Prozessen unterdrückt.

Aus diesem Grund multiplizieren wir unsere Vertexfunktionen mit einem Formfaktor, der Beiträge mit hohem Impulsübertrag unterdrückt. Er wirkt wie der

Austausch eines sehr schweren Teilchens, der dem eigentlichen Mesonaustausch entgegenwirkt. Diese Formfaktoren parametrisieren zum einen die Quark-Gluon-Effekte und zum anderen die Anteile der die Hadronen umgebenden Mesonwolke, die durch unsere Iterationsgleichung nicht erfaßt werden.

Üblicherweise wird in Mesonaustauschmodellen der Formfaktor durch einen Monopolformfaktor parametrisiert:

$$F_a(\vec{q}_r^2) = \frac{\Lambda_a^2 - m_r^2}{\Lambda_a^2 + \vec{q}_r^2}, \quad (3.43)$$

wobei Λ_a der zum Vertex a gehörende Abschneideparameter, m_r die Masse und $\vec{q}_r$ der Dreierimpuls des ausgetauschten Hadrons sind. An Vertizes mit einem Dekuplett-Teilchen verwenden wir einen Dipolformfaktor, um die Konvergenz zu gewährleisten.

Bei dieser Art der Parametrisierung wird nur das off-shell-Verhalten des ausgetauschten Hadrons berücksichtigt; andere Formfaktoren, die auch das off-shell-Verhalten der ein- und auslaufenden Teilchen berücksichtigen, sind auch möglich.

Da bei Resonanzgraphen im CMS-System $\vec{q}_r = \vec{0}$ gilt, hat in diesem Fall der Formfaktor aus Gl. (3.43) keine Impulsabhängigkeit. Wir wählen daher bei Resonanzgraphen einen anderen Formfaktor:

$$F_a(q^2) = \frac{\Lambda_a^4 + m_r^4}{\Lambda_a^4 + (E_{k(l)} + \omega_{l(l)})^4}, \quad (3.44)$$

wobei $E_{k(l)} + \omega_{l(l)}$ die Summe der Energien der ein- bzw. auslaufenden Teilchen bezeichnet.

Ein großer Abschneideparameter Λ entspricht einer geringen Ausdehnung der Hadronen, weil große Impulsüberträge weniger unterdrückt werden.

Kapitel 4

Streuphasen und Observable

Die Streuexperimente liefern für Meson–Baryon Streuung totale und differentielle Wirkungsquerschnitte und Polarisationsobservable. Nach einer Analyse der Daten erhält man Streuphasen und Streulängen. Wir geben in diesem Kapitel an, wie man ausgehend von der T -Matrix, die wir als Lösung der Streugleichung erhalten, diese Größen berechnet.

4.1 Die Streuphasen

Ausgehend von der Streumatrix S definieren wir die Übergangsmatrix T , die τ - und f -Matrix, so wie die Spinstreumatrix M [54, 56]

$$\begin{aligned} S_{fi} &= 1 - 2\pi i \sqrt{\rho_f \rho_i} T_{fi} \\ \tau_{fi} &:= -\pi \sqrt{\rho_f \rho_i} T_{fi} \\ f_{fi} &:= \frac{1}{\sqrt{k_f k_i}} \tau_{fi} , \\ M_{fi} &:= 4\pi f_{fi} . \end{aligned} \tag{4.1}$$

Dabei gilt für die Zustandsdichte ρ

$$\rho_\alpha := k_\alpha^2 \frac{dk_\alpha}{dE_\alpha} = k_\alpha \frac{E_{1\alpha} E_{2\alpha}}{E_{1\alpha} + E_{2\alpha}} \tag{4.2}$$

Für $f = i$, d.h. gleicher Anfangs- wie Endzustand, wird die S -Matrix in einer bestimmten Partialwelle im allgemeinen mit Hilfe der Streuphase δ und der Inelastizität η parametrisiert

$$S_L^J = \eta_L^J e^{2i\delta_L^J} . \tag{4.3}$$

Daraus folgt

$$\tau_L^J = -\frac{(\eta_L^J e^{2i\delta_L^J} - 1)}{2i}. \quad (4.4)$$

Wegen der Unitarität der S -Matrix gilt $|\eta| \leq 1$; im besonderen gilt für elastische Streuung $|\eta| = 1$.

In Kapitel 5 benutzen wir eine alternative Definition von Streuphasen $\hat{\delta}$ und Inelastizitäten $\hat{\eta}$

$$\tau_L^J = -\frac{\hat{\eta}_L^J (e^{2i\hat{\delta}_L^J} - 1)}{2i}. \quad (4.5)$$

Man sieht sofort, daß für elastische Streuung die beiden Definitionen identisch sind.

Aus (4.4) und (4.5) ergibt sich für $f = i$

$$\begin{aligned} \delta_L^J &= \frac{1}{2} \arctan \frac{2\operatorname{Re} \tau_L^J}{1 - 2\operatorname{Im} \tau_L^J} \\ \eta_L^J &= \sqrt{(1 - 2\operatorname{Im} \tau_L^J)^2 + (2\operatorname{Re} \tau_L^J)^2} \\ \hat{\delta}_L^J &= \frac{1}{2} \arctan \frac{2\operatorname{Re} \tau_L^J}{\hat{\eta}_L^J - 2\operatorname{Im} \tau_L^J} \\ \hat{\eta}_L^J &= \frac{(\operatorname{Re} \tau_L^J)^2 + (\operatorname{Im} \tau_L^J)^2}{\operatorname{Im} \tau_L^J}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

4.2 Wirkungsquerschnitte und Polarisaton

Wir skizzieren in diesem Abschnitt, wie man den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Polarisaton berechnet. Eine ausführlichere Darstellung findet man in [54, 62, 63]. Wir betrachten nur Observable für die BP Anfangs- und Endzustände, das heißt, wir benötigen hier lediglich den Formalismus für die Streuung eines Spin- $\frac{1}{2}$ - und eines Spin-0-Teilchens.

Der Zusammenhang zwischen der Spinstreumatrix M , die in (4.1) definiert ist, und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt lautet

$$\frac{d\sigma_{fi}(s_A \rightarrow s_C)}{d\Omega} = \frac{k_f}{k_i} | \langle s_C | M_{fi} | s_A \rangle |^2, \quad (4.7)$$

wobei M_{fi} den Übergang zwischen den Spinwellenfunktionen $|s_A\rangle$ und $|s_C\rangle$ der Baryonen beschreibt. (4.7) gilt für die Streuung einer bestimmten Spinprojektion des Anfangszustands in eine bestimmte Spinprojektion des Endzustands. Um die Streuung an einem unpolarisierten Target zu beschreiben, muß man über die Anfangszustände mitteln und über die Endzustände summieren. Dies ergibt

$$\frac{d\bar{\sigma}_{fi}}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{k_f}{k_i} \text{Sp}(M_{fi} M_{fi}^\dagger). \quad (4.8)$$

Die Polarisation $\vec{P}$ des Endzustands ist definiert als der Erwartungswert des Spinoperators $\vec{\sigma}$. Es ergibt sich

$$\vec{P} = \frac{\text{Sp}(M_{fi} M_{fi}^\dagger \vec{\sigma})}{\text{Sp}(M_{fi} M_{fi}^\dagger)}. \quad (4.9)$$

Unter der Berücksichtigung von Rotations- und Paritätsinvarianz lautet der allgemeine Ansatz für M

$$M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) = g_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) \mathbf{1} + h_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) \vec{n} \cdot \vec{\sigma} \quad (4.10)$$

mit $\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}$.

In dem von uns verwendeten Koordinatensystem (s. Anhang A) gilt

$$\begin{aligned} M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) &= g_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) \mathbf{1} + h_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) \sigma_2 \\ &= \begin{pmatrix} g_{fi} & -ih_{fi} \\ ih_{fi} & g_{fi} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Es folgt für differentiellen Wirkungsquerschnitt und Polarisation

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} &= \frac{k_f}{k_i} (g_{fi} g_{fi}^* + h_{fi} h_{fi}^*) \\ \vec{P} &= \begin{pmatrix} 0 \\ P_2 \\ 0 \end{pmatrix} \\ P_2 &= \frac{2\text{Re}(g_{fi} h_{fi}^*)}{|g_{fi}|^2 + |h_{fi}|^2}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

In der Helizitätsbasis gelten folgende Beziehungen

$$\begin{aligned}
g_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) &= \\
&< \frac{1}{2} |M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta)| \frac{1}{2} > \cos \frac{\vartheta}{2} + < \frac{1}{2} |M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta)| - \frac{1}{2} > \sin \frac{\vartheta}{2} \\
h_{fi}(k_f, k_i, \vartheta) &= \\
&-i \left\{ < \frac{1}{2} |M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta)| \frac{1}{2} > \sin \frac{\vartheta}{2} - < \frac{1}{2} |M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta)| - \frac{1}{2} > \cos \frac{\vartheta}{2} \right\}.
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Nach Partialwellenzerlegung der Spinstreumatrix und Transformation in die JLS-Basis erhält man

$$\begin{aligned}
< \frac{1}{2} |M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta)| \frac{1}{2} > &= \frac{1}{2} \sum_J (2J+1) d_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^J(\vartheta) (f_{J-\frac{1}{2}}^J(k_f, k_i) + f_{J+\frac{1}{2}}^J(k_f, k_i)) \\
< \frac{1}{2} |M_{fi}(k_f, k_i, \vartheta)| - \frac{1}{2} > &= \frac{1}{2} \sum_J (2J+1) d_{-\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^J(\vartheta) (f_{J-\frac{1}{2}}^J(k_f, k_i) - f_{J+\frac{1}{2}}^J(k_f, k_i)).
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Mit diesen Relationen kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Polarisation in (4.12) berechnen. Den partiellen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den Raumwinkel Ω

$$\sigma_{fi} = \int d\Omega \frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega}. \tag{4.15}$$

Kapitel 5

Die πN Wechselwirkung im Anfangszustand

An der Kaonproduktionsschwelle ($E_{CMS} = 1611.4$ MeV) befindet sich das πN System schon kurz vor der Vierpionproduktionsschwelle, die bei $E_{CMS} = 1629$ MeV liegt. Zur Beschreibung der bei diesen hohen Energien ($E_{kin}^\pi \approx 765$ MeV) äußerst komplizierten Dynamik wäre ein sehr komplexes mikroskopisches Modell notwendig. Da wir in erster Linie an der Untersuchung des Produktionsprozesses $\pi N \rightarrow K\Lambda, K\Sigma$ interessiert sind, wollen wir das Modell für die Wechselwirkung im Anfangszustand so einfach wie möglich halten. Aus diesem Grund wählen wir eine phänomenologische Beschreibung durch separable Potentiale.

Die meisten separablen Modelle für die πN Wechselwirkung, die in der Literatur zu finden sind (z.B. das Modell von McLeod und Afnan [64]) behandeln das Nukleon nichtrelativistisch. Dies verträgt sich nicht mit der relativistischen Behandlung der Kaonproduktion in unserem Modell. Abgesehen davon ist die Berechtigung einer nichtrelativistischen Behandlung bei den hohen Energien um die Kaonproduktionsschwelle fragwürdig. Aus diesen Gründen entwickeln wir ein separables Modell der πN Wechselwirkung mit voll relativistischer Kinematik. Ansonsten verwenden wir den Formalismus aus [64].

5.1 Die Reduktion auf ein Einkanal-Problem

Wir wollen das Problem vieler gekoppelter Kanäle auf ein effektives Einkanal-Problem reduzieren, ohne die Zweiteilchen-Unitarität zu zerstören. Wir zeigen im

folgenden, wie wir dazu den Formalismus aus Kapitel 2 erweitern müssen.

Aus der Erhaltung der Wahrscheinlichkeit folgt, daß die S -Matrix unitär sein muß

$$S^\dagger S = S S^\dagger = 1. \quad (5.1)$$

Nach einer Partialwellenzerlegung ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (4.1) folgende Beziehung für die on-shell T -Matrix in einer gegebenen Partialwelle α

$$T_{fi}^\alpha(p, p; Z) - T_{fi}^{\alpha\dagger}(p, p; Z) = -2\pi i \sum_j \int q^2 dq \rho_j(q) T_{fj}^{\alpha\dagger}(p, q; Z) T_{ji}^\alpha(q, p; Z), \quad (5.2)$$

wobei hier über die physikalisch möglichen (on-shell) Zwischenzustände summiert wird.

Betrachten wir πN im Anfangs- und Endzustand ($T_{fi} =: T_{\pi N}$), ergibt sich für die Diskontinuität von $T_{\pi N}$ in der komplexen Energieebene

$$\begin{aligned} \text{disc } T_{\pi N}^\alpha(Z) &:= \frac{1}{2i} (T_{\pi N}^\alpha(p, p; Z + i\varepsilon) - T_{\pi N}^\alpha(p, p; Z - i\varepsilon)) \\ &= \frac{1}{2i} (T_{\pi N}^\alpha(p, p; Z + i\varepsilon) - T_{\pi N}^{\alpha\dagger}(p, p; Z + i\varepsilon)). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Vergleich mit Gl. (5.2) liefert

$$\begin{aligned} \text{disc } T_{\pi N}^\alpha(Z) &= -\pi \sum_j \int q^2 dq \rho_j(q) T_{fj}^{\alpha\dagger}(p, q; Z) T_{ji}^\alpha(q, p; Z) \\ &= -\pi \rho_{\pi N}(p) |T_{\pi N}^\alpha(p, p; Z)|^2 \frac{\sum_j \int q^2 dq \rho_j(q) |T_{\pi N_j}^\alpha(p, q; Z)|^2}{\rho_{\pi N}(p) |T_{\pi N}^\alpha(p, p; Z)|^2} \\ &= -\pi \frac{\rho_{\pi N}(p)}{\hat{\eta}_\alpha(p)} |T_{\pi N}^\alpha(p, p; Z)|^2, \end{aligned} \quad (5.4)$$

wobei die Inelastizität $\hat{\eta}_\alpha(p)$ das Verhältnis zwischen elastischem und totalem Wirkungsquerschnitt angibt.

Andererseits ergibt sich für eine Streugleichung vom Lippmann-Schwinger-Typ (vgl. Gl. (2.2))

$$T = V + V G T \quad (5.5)$$

da V reell ist:

$$\text{disc } T(Z) = T(Z + i\varepsilon) \text{ disc } G(Z) T(Z - i\varepsilon). \quad (5.6)$$

Dies nimmt nach einer Partialwellenzerlegung die Gestalt

$$\text{disc } T_{\pi N}^{\alpha}(Z) = \int q^2 dq T_{\pi N}^{\alpha}(p, q; Z + i\epsilon) \text{disc } G_{\alpha}(q, Z) T_{\pi N}^{\alpha}(q, p; Z - i\epsilon) \quad (5.7)$$

an. Da die Diskontinuität des Propagators nur für on-shell Impulse von 0 verschieden ist, ergibt dann ein Vergleich mit Gl. (5.4)

$$\text{disc } G_{\alpha}(q; Z) = -\pi \frac{\rho_{\pi N}(p)}{\hat{\eta}_{\alpha}(p)p^2} \delta(q - p) . \quad (5.8)$$

Man erhält diese Beziehung für die Diskontinuität des Propagators, indem man den Propagator aus Gl. (2.5) in einer gegebenen Partialwelle α folgendermaßen erweitert

$$\frac{1}{Z - W_{\pi N}(q) + i\epsilon} \longrightarrow \frac{1}{\hat{\eta}_{\alpha}(q) (Z - W_{\pi N}(q)) + i\epsilon} . \quad (5.9)$$

Dabei bezeichnet $\hat{\eta}_{\alpha}(q)$ die Inelastizität in dieser Partialwelle. Wir werden im folgenden die Indizes für den Teilchenkanal unterdrücken, weil wir uns in diesem Kapitel ausschließlich auf die πN Wechselwirkung beziehen.

5.2 Das separable Modell

Die Streuphasen $\hat{\delta}_{\alpha}(q)$ und Inelastizitäten $\hat{\eta}_{\alpha}(q)$ hängen wie folgt mit der T -Matrix zusammen:

$$T^{\alpha}(q) = -\frac{\hat{\eta}_{\alpha}(q)}{\rho(q)} e^{i\hat{\delta}_{\alpha}(q)} \sin \hat{\delta}_{\alpha}(q) , \quad (5.10)$$

wobei q den Betrag des CMS-Impulses und $\rho(q)$ die Dichte bezeichnet (siehe auch Kapitel 4.1). Diese Definition ist mit Gl. (5.4) konsistent.

Für die Inelastizität $\hat{\eta}_{\alpha}(q)$ wählen wir die Form

$$\hat{\eta}_{\alpha}(q) = 0.5 + \sum_{i=1}^N \frac{B_{\alpha}(i-1) - B_{\alpha}(i)}{1 + \exp\{[q - q_{\alpha}]/C_{\alpha}(i)\}} , \quad (5.11)$$

mit

$$B_{\alpha}(0) = 1 , \quad \lim_{k \rightarrow 0} \hat{\eta}_{\alpha}(k) = 1 \quad \text{und} \quad \lim_{k \rightarrow \infty} \hat{\eta}_{\alpha}(k) = 0.5 . \quad (5.12)$$

Die freien Parameter B_α , C_α und q_α werden direkt an die Inelastizitäten angepaßt, die man aus einer Analyse der experimentellen πN Streudaten [65] erhält.

Für alle Partialwellen bis auf die P_{11} Partialwelle wählen wir ein separables Potential vom Range 1.

$$V^\alpha(p', p) = g_\alpha(p') \lambda_\alpha g_\alpha(p), \quad (5.13)$$

mit

$$g_\alpha(p) = \frac{p^L}{\omega(p)^{1/2}} \left[\frac{C_1}{(p^2 + \beta_1^2)^{n_1}} + \frac{C_2 p^{n_2}}{(p^2 + \beta_2^2)^{n_3}} \right] \quad (5.14)$$

und $\lambda_\alpha = \pm 1$. Dabei bezeichnet L den Bahndrehimpuls.

Man kann jetzt die T -Matrix in geschlossener Form angeben

$$T^\alpha(p', p; Z) = g_\alpha(p') t_\alpha(Z) g_\alpha(p), \quad (5.15)$$

wobei

$$t_\alpha(Z) = \left\{ \lambda_\alpha^{-1} - \int q^2 dq \frac{[g_\alpha(q)]^2}{\hat{\eta}_\alpha(q) (Z - W(q)) + i\varepsilon} \right\}^{-1} \quad (5.16)$$

ist. Um die Konvergenz des Integrals zu gewährleisten, muß der Integrand schneller als $\frac{1}{q}$ abfallen. Daraus ergibt sich als Bedingung an die Exponenten n_i aus Gl. (5.14)

$$n_1 > \frac{2L+1}{4} \quad \text{und} \quad n_3 - \frac{n_2}{2} > \frac{2L+1}{4}. \quad (5.17)$$

In der P_{11} Partialwelle verwenden wir ein separables Potential vom Range 2, um den Nukleon-Pol explizit zu behandeln. Das Potential in der P_{11} Partialwelle hat dann die folgende Gestalt

$$V^{P_{11}}(p, p'; Z) = f_0(p) \frac{1}{E - m_0} f_0(p') - g_{P_{11}}(p) g_{P_{11}}(p'). \quad (5.18)$$

Hierbei ist $f_0(p)$ der nackte πNN Formfaktor, den wir folgendermaßen parametrisieren

$$f_0(p) = \frac{C_0}{\omega(p)^{1/2}} \frac{p}{(p^2 + \alpha^2)^{n_0}}; \quad (5.19)$$

$g_{P_{11}}(p)$ ist durch Gl. (5.14) gegeben und m_0 ist die nackte Nukleonmasse.

Auch hier kann man die Lösung für die T -Matrix sofort angeben:

$$T^{P_{11}}(p', p; Z) = f(p'; Z) d(Z) f(p; Z) + g_{P_{11}}(p') t_{P_{11}}(Z) g_{P_{11}}(p) . \quad (5.20)$$

Der zweite Term ist dabei die T -Matrix für das Potential $-g_{P_{11}}(p)g_{P_{11}}(p')$, die durch Gl. (5.15) gegeben ist (mit $\lambda_{P_{11}} = -1$). Der renormierte πNN Formfaktor $f(p'; Z)$ ist durch

$$f(p; Z) = f_0(p) + g_{P_{11}}(p) t_{P_{11}}(Z) \int q^2 dq \frac{g_{P_{11}}(q) f_0(q)}{\hat{\eta}_{P_{11}}(q) (Z - W(q)) + i\varepsilon} \quad (5.21)$$

gegeben, während der renormierte Nukleonpropagator $d(Z)$ die folgende Gestalt hat:

$$d(Z) = \frac{1}{E - m_0 - \Gamma(Z)} , \quad (5.22)$$

wobei

$$\Gamma(Z) = \int q^2 dq \frac{f_0(q) f(q, Z)}{\hat{\eta}_{P_{11}}(q) (Z - W(q)) + i\varepsilon} . \quad (5.23)$$

Die freien Parameter werden an die empirischen Phasenverschiebungen [65] angepaßt. Im Falle der P_{11} Partialwelle wird außerdem die nackte Nukleonkopplung so bestimmt, daß die physikalische Kopplungskonstante am Nukleonpol $f_{\pi NN} = 0.079$ reproduziert wird.

Wir verwenden zunächst den Parametersatz von McLeod und Afnan [64], den wir in den Tabellen (5.1) – (5.4) angeben. Die Phasenverschiebungen und Inelastizitäten sind in den Abbildungen (5.1) und (5.2) zu sehen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Resultate mit nichtrelativistischer Kinematik. Die Phasen und Inelastizitäten werden zum größten Teil sehr gut beschrieben. Abweichungen von den Daten rühren teilweise daher, daß in Referenz [64] die Parameter an ältere Phasenanalysen ([66], [67]) angepaßt wurden.

Bei Verwendung relativistischer Kinematik erhält man die strichpunktierten Kurven in Abb. (5.1) und (5.2). Es ergeben sich zum Teil sehr große Abweichungen,

insbesondere in den stark attraktiven Partialwellen. Dieses Resultat macht eine Neuanpassung der Parameter notwendig. Den neuen Parametersatz geben wir in den Tabellen (5.4) und (5.5) – (5.7) an. Die Phasen und Inelastizitäten unseres Modells zeigen wir in den Abbildungen (5.3) und (5.4). Wir erhalten eine gute Beschreibung von Phasenverschiebungen und Inelastizitäten bis zu $E_{kin} = 1.8$ GeV. Wir haben nun eine Beschreibung der πN Wechselwirkung, die wir im folgenden für die Wechselwirkung im Anfangszustand verwenden werden. Durch die Anpassung der Wechselwirkung an die Streuphasen und Inelastizitäten wurden natürlich auch die Kanäle mit Strangeness implizit berücksichtigt, die wir in unserem Modell explizit behandeln wollen. Trotzdem erscheint unsere Vorgehensweise berechtigt, da die Wirkungsquerschnitte für den Übergang von πN nach KY nur einen sehr geringen Teil (unter 5%) des totalen πN Wirkungsquerschnittes ausmachen.

	S_{11}	P_{11}	P_{13}	D_{13}	D_{15}
$B_\alpha(1)$	0.728	0.605	0.010	0.532	0.143
$B_\alpha(2)$	0.165	0.418	0.155	0.327	0.358
$B_\alpha(3)$	1.030	0.500	0.500	0.000	0.000
$B_\alpha(4)$	0.500	—	—	0.500	0.500
$C_\alpha(1)$	0.010	0.0978	0.0229	0.010	0.0964
$C_\alpha(2)$	0.0713	0.214	0.0916	0.0477	0.033
$C_\alpha(3)$	0.117	0.0136	0.426	0.0248	0.186
$C_\alpha(4)$	0.276	—	—	0.526	0.496
$k_\alpha(1)$	1.91	1.66	2.63	1.73	2.07
$k_\alpha(2)$	2.33	2.87	2.97	2.55	2.43
$k_\alpha(3)$	2.57	3.175	3.59	2.92	3.58
$k_\alpha(4)$	3.02	—	—	3.90	4.70

Tabelle 5.1: *Parameter des Modells von McLeod und Afnan [64] für die Inelastizitäten für Isospin $\frac{1}{2}$. Die $B_\alpha(i)$ sind dimensionslos, die $C_\alpha(i)$ sind in fm, die $k_\alpha(i)$ in fm^{-1} angegeben.*

	S_{31}	P_{31}	P_{33}	D_{33}	D_{35}
$B_\alpha(1)$	-1.09	0.458	0.291	0.026	0.0848
$B_\alpha(2)$	0.93	1.188	-0.0395	0.590	0.207
$B_\alpha(3)$	1.12	0.500	0.500	0.269	0.195
$B_\alpha(4)$	0.500	—	—	0.500	0.500
$C_\alpha(1)$	0.078	0.181	0.0461	0.0136	0.0139
$C_\alpha(2)$	0.108	0.268	0.170	0.250	0.119
$C_\alpha(3)$	0.063	0.704	0.761	0.065	0.0318
$C_\alpha(4)$	0.614	—	—	0.512	0.299
$k_\alpha(1)$	2.44	2.87	2.28	1.77	2.54
$k_\alpha(2)$	2.51	3.79	2.64	3.03	3.45
$k_\alpha(3)$	3.24	4.36	3.90	3.61	4.13
$k_\alpha(4)$	4.18	—	—	5.18	5.21

Tabelle 5.2: Parameter des Modells von McLeod und Afnan [64] für die Inelastizitäten für Isospin $\frac{3}{2}$. Die Dimensionen stimmen mit den in Tabelle (5.1) angegebenen überein.

	n_1	n_2	n_3	λ	C_1	C_2	β_1	β_2
S_{11}	1	2	2	-1	0.3706	83.45	1.716	9.345
S_{31}	1	2	2	+1	61.8	8.4	11.5	1.99
P_{13}	2	2	2	+1	0.581	1.66	1.23	1.925
P_{31}	2	2	2	+1	70.1	91.4	1.65	2.24
P_{33}	2	2	2	-1	1.08	1.375	1.54	2.20
D_{13}	2	2	4	-1	1.44897	217766.0	2.797	14.9335
D_{15}	2	2	4	-1	0.39761	22693.0	1.6625	8.561
D_{33}	2	2	4	-1	0.043868	26601.0	1.0707	8.6601
D_{35}	2	2	4	+1	0.49007	667.01	1.4044	4.0123

Tabelle 5.3: Parameter des Modells von McLeod und Afnan [64] für die Potentiale ausgenommen die P_{11} Partialwelle. Die Parameter β_i sind in fm^{-1} angegeben.

	Potential E1	Potential E _n
α	5.7661	9.04274
β_1	2.3220	1.832450
β_2	5.9671	7.00364
C_0	119.5173	366.847
C_1	1.1348	0.6557
C_2	9237.17	64242.565
m_0	5.8649	6.0593

Tabelle 5.4: *Parameter des Modells E1 von McLeod und Afnan [64] und unseres Modells E_n für das Potential in der P₁₁ Partialwelle. Die Parameter α , β_i , C_1 und m_0 sind in fm⁻¹ angegeben. In dieser Partialwelle sind $n_0=2$, $n_1=1$, $n_2=2$ und $n_3=4$ gesetzt.*

	S_{11}	P_{11}	P_{13}	D_{13}	D_{15}
$B_\alpha(1)$	0.802	0.719	0.010	0.507	0.209
$B_\alpha(2)$	0.202	0.428	0.155	0.281	0.372
$B_\alpha(3)$	1.063	0.500	0.500	-0.043	0.023
$B_\alpha(4)$	0.500	—	—	0.500	0.500
$C_\alpha(1)$	0.001	0.014	0.0229	0.130	0.144
$C_\alpha(2)$	0.077	0.380	0.0916	0.061	0.038
$C_\alpha(3)$	0.123	0.007	0.426	0.001	0.390
$C_\alpha(4)$	0.374	—	—	0.814	0.107
$k_\alpha(1)$	2.23	1.12	2.67	1.58	2.33
$k_\alpha(2)$	2.33	2.53	3.02	2.58	2.51
$k_\alpha(3)$	2.59	3.22	3.68	2.99	3.75
$k_\alpha(4)$	3.06	—	—	4.10	4.56

Tabelle 5.5: *Parameter unseres Modells für die Inelastizitäten für Isospin $\frac{1}{2}$. Die Dimensionen stimmen mit den in Tabelle (5.1) angegebenen überein.*

	S_{31}	P_{31}	P_{33}	D_{33}	D_{35}
$B_\alpha(1)$	-1.094	0.236	0.334	-0.008	0.082
$B_\alpha(2)$	0.932	2.807	-0.175	0.574	0.208
$B_\alpha(3)$	1.181	0.500	0.500	0.175	0.195
$B_\alpha(4)$	0.500	—	—	0.500	0.500
$C_\alpha(1)$	0.084	0.099	0.044	0.070	0.066
$C_\alpha(2)$	0.111	0.331	0.238	0.259	0.115
$C_\alpha(3)$	0.089	0.376	0.560	0.072	0.157
$C_\alpha(4)$	0.584	—	—	1.105	0.232
$k_\alpha(1)$	2.459	3.10	2.30	1.43	2.38
$k_\alpha(2)$	2.542	3.91	2.71	3.12	3.60
$k_\alpha(3)$	3.336	4.09	3.63	3.68	4.27
$k_\alpha(4)$	4.143	—	—	4.88	5.78

Tabelle 5.6: *Parameter unseres Modells für die Inelastizitäten für Isospin $\frac{3}{2}$. Die Dimensionen stimmen mit den in Tabelle (5.1) angegebenen überein.*

	n_1	n_2	n_3	λ	C_1	C_2	β_1	β_2
S_{11}	1	2	2	-1	0.4200	61.12	1.776	8.680
S_{31}	1	2	2	+1	56.4	10.1	8.07	2.29
P_{13}	1	2	2	+1	5.100	0.50	4.25	2.000
P_{31}	2	2	2	+1	255.7	14.07	3.65	2.86
P_{33}	2	2	2	-1	7.72	3.76	3.16	8.967
D_{13}	2	2	4	-1	1.427	114503.37	2.488	13.525
D_{15}	2	2	4	-1	0.323	28354.9	1.42	9.266
D_{33}	2	2	4	-1	6.269	11575.9	15.534	7.319
D_{35}	2	2	4	+1	8.068	391.832	5.718	3.668

Tabelle 5.7: *Parameter unseres Modells für die Potentiale ausgenommen der P_{11} Partialwelle. Die Parameter β_i sind in fm^{-1} angegeben.*

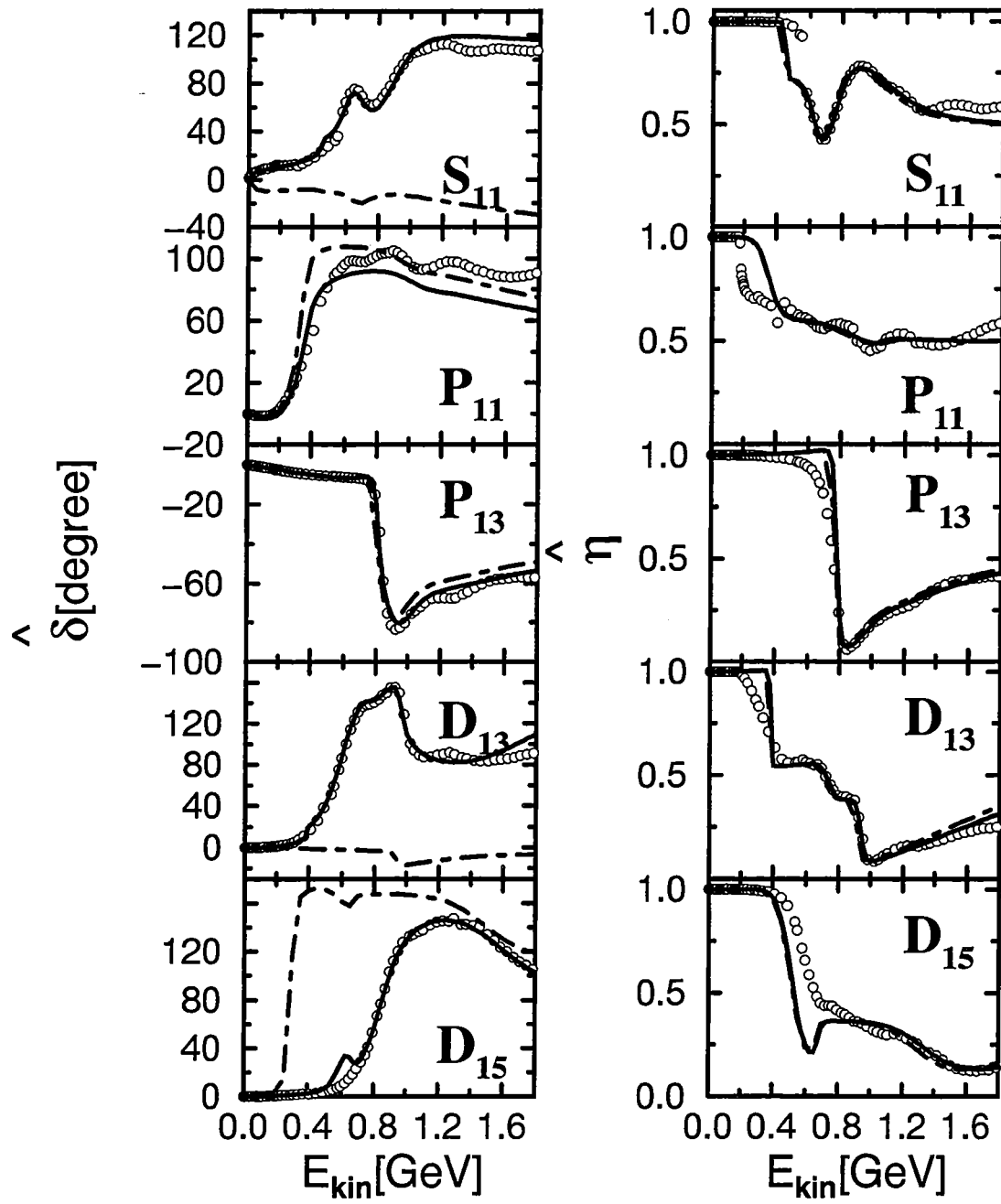


Abbildung 5.1: Die Phasenverschiebungen und Inelastizitäten im Isospin- $\frac{1}{2}$ Kanal. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis für das Modell von McLeod und Afnan [64], die gestrichelte Linie das Ergebnis bei Verwendung relativistischer Kinematik. Die empirischen Daten stammen aus der Partialwellenanalyse KA84 [65].

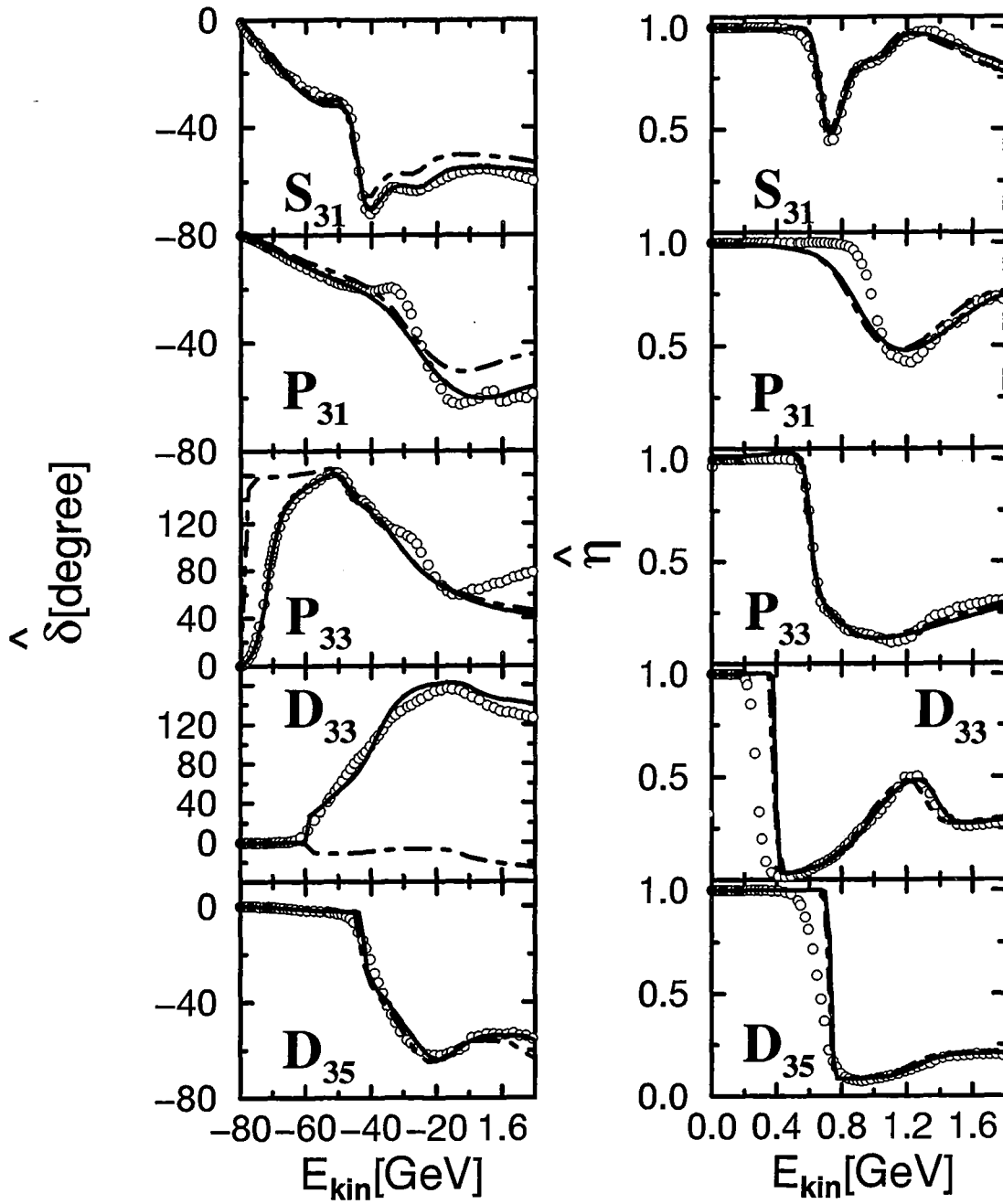


Abbildung 5.2: Die Phasenverschiebungen und Inelastizitäten im Isospin- $\frac{3}{2}$ Kanal. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis für das Modell von McLeod und Afnan [64], die gestrichelte Linie das Ergebnis bei Verwendung relativistischer Kinematik. Die empirischen Daten stammen aus der Partialwellenanalyse KA84 [65].

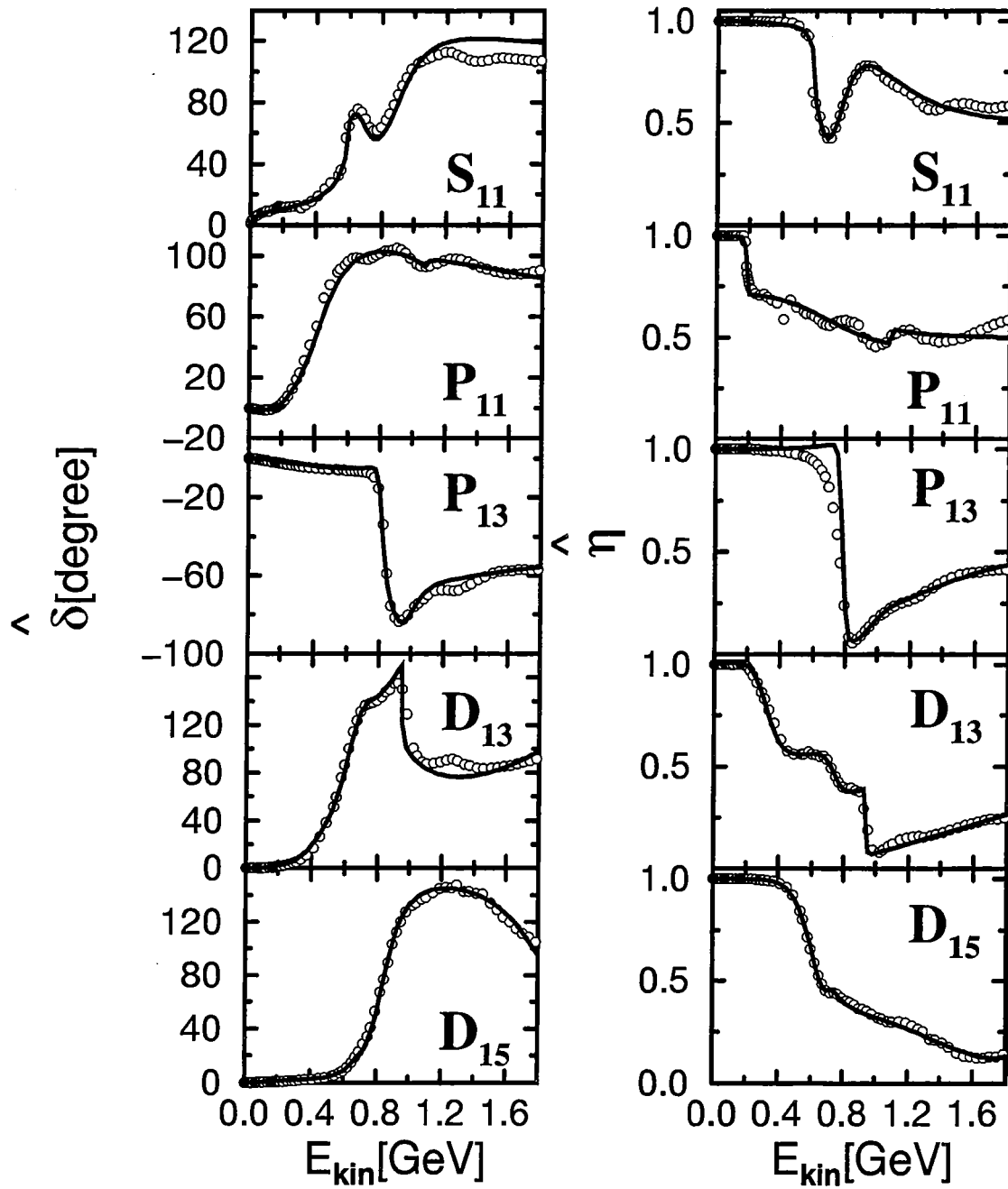


Abbildung 5.3: Die Phasenverschiebungen und Inelastizitäten im Isospin- $\frac{1}{2}$ Kanal. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis für unser Modell. Die empirischen Daten stammen aus der Partialwellenanalyse KA84 [65].

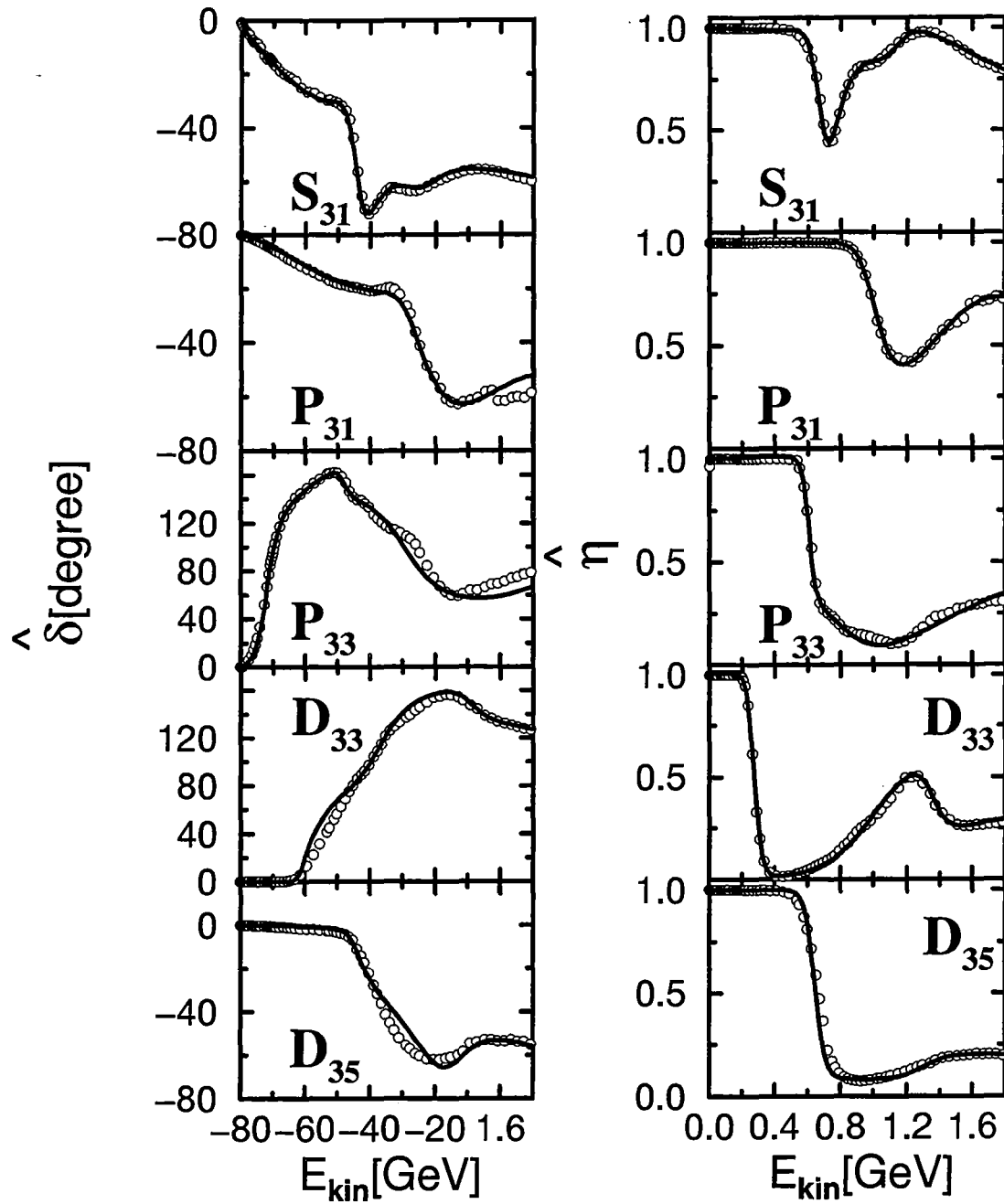


Abbildung 5.4: Die Phasenverschiebungen und Inelastizitäten im Isospin- $\frac{3}{2}$ Kanal. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis für unser Modell. Die empirischen Daten stammen aus der Partialwellenanalyse KA84 [65].

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel vergleichen wir unsere Ergebnisse mit den experimentellen Daten und empirischen Analysen und diskutieren den Einfluß der Beiträge in den verschiedenen Kanälen.

Dazu diskutieren wir zunächst in Abschnitt 6.1 den Einfluß des K^* - und Baryonaustauschs in der Übergangswechselwirkung $\pi N \rightarrow \Lambda K$ und $\pi N \rightarrow \Sigma K$. In Abschnitt 6.2 berücksichtigen wir zusätzlich die direkte Wechselwirkung im ΛK und ΣK Endzustand und in Abschnitt 6.3 die Kopplung zwischen dem ΛK und ΣK Kanal. In Abschnitt 6.4 diskutieren wir die Ankopplung des $Y^* K$ Kanals. Die Auswirkungen der Wechselwirkung im πN Anfangszustand untersuchen wir in Abschnitt 6.5. Schließlich gehen wir in Abschnitt 6.6 auf die Bedeutung expliziter Resonanzgraphen ein.

Für die Massen der ein- und auslaufenden Teilchen in den verschiedenen Kanälen verwenden wir die folgenden Werte

$$\begin{aligned} m_N &= 938.926 \text{ MeV} \\ m_\Lambda &= 1115.6 \text{ MeV} \\ m_\Sigma &= 1192.5 \text{ MeV} \\ m_{Y^*} &= 1385 \text{ MeV} \\ m_\pi &= 138.03 \text{ MeV} \\ m_K &= 495.82 \text{ MeV} . \end{aligned} \tag{6.1}$$

Die Kopplungskonstanten an den durch SU(3)-Relationen festgelegten Vertizes und die Massen der Austauschteilchen sind in Tabelle (6.1) angegeben.

Vertex	m_{ex} (MeV)	$\frac{g}{\sqrt{4\pi}}$	$\frac{f}{\sqrt{4\pi}}$
ΛNK^*	892.1	-1.588	-5.177
ΣNK^*	892.1	-0.917	2.219
$\Sigma NK^a)$		—	0.177
$\Lambda \Sigma \pi^a)$		—	0.157
$\Sigma \Sigma \pi^a)$		—	0.176
$\Lambda NK^a)$		—	-0.952
$Y^* NK^a)$		—	-0.193
$Y^* \Lambda \pi^a)$		—	0.335
$Y^* \Sigma \pi^a)$		—	-0.193
$\Lambda \Lambda \omega$	782.6	1.834	-1.834
$\Lambda \Lambda \phi$	1020.	-1.297	-4.228
$\Sigma \Sigma \rho$	769.	1.834	3.375
$\Sigma \Sigma \omega$	782.6	1.834	3.375
$\Sigma \Sigma \phi$	1020.	-1.297	3.138
$\Sigma \Lambda \rho$	769.	0	4.511
$Y^* NK^*$	892.1	—	-2.343
$Y^* \Lambda \rho$	769.	—	4.059
$Y^* \Sigma \rho$	769.	—	-2.343
$Y^* \Sigma \omega$	782.6	—	-2.343
$Y^* \Sigma \phi$	1020.	—	-3.314
$Y^* Y^* \rho$	769.	1.444	8.808
$Y^* Y^* \omega$	782.6	1.444	8.808
$Y^* Y^* \phi$	1020.	-1.021	-6.228
$K \pi K^*$	892.1	-0.843	—
$KK \rho$	769.	0.843	—
$KK \omega$	782.1	0.843	—
$KK \phi$	1020.	1.192	—

Tabelle 6.1: Die durch SU(3)-Relationen festgelegten Vertizes. Mit m_{ex} bezeichnen wir die Masse des jeweiligen Austauschteilchens. In den mit a) gekennzeichneten Zeilen liegt Baryonaustausch vor. Sind zwei Kopplungskonstanten angegeben, bezeichnet g die Vektor- und f die Tensorkopplung.

6.1 Die Übergänge $\pi N \rightarrow \Lambda K$ und $\pi N \rightarrow \Sigma K$

Wir diskutieren zunächst den Einfluß des K^* -Austauschs. Das K^* gehört wie das ρ zum Oktett der Vektormesonen. Für seine Masse verwenden wir den gemittelten Wert $m_{K^*} = 892.1$ MeV. Die Kopplungskonstanten ergeben sich aus SU(3)-Relationen (s. Kapitel 3.1.2) und sind in Tabelle 6.1 angegeben. Der Vektoranteil des Potentials ist für Isospin $\frac{1}{2}$ in beiden Kanälen repulsiv. Die Tensorkopplung dagegen wirkt für den $\pi N \rightarrow \Lambda K$ Kanal in den $J = L + \frac{1}{2}$ -Partialwellen attraktiv, in denen mit $J = L - \frac{1}{2}$ repulsiv, verstärkt dort also den Effekt des Vektoranteils. Im $\pi N \rightarrow \Sigma K$ Kanal ist es genau umgekehrt, der Tensoranteil wirkt in den $J = L + \frac{1}{2}$ -Partialwellen repulsiv, in denen mit $J = L - \frac{1}{2}$ attraktiv. Der Effekt ist allerdings etwas geringer, weil dort das Verhältnis von Tensor- zu Vektorkopplung betragsmäßig nur knapp 80% des Verhältnisses im $\pi N \rightarrow \Lambda K$ Kanal beträgt.

Wir zeigen in Abb.(6.1) und Abb.(6.2) on-shell Potentiale für den K^* -Austausch in den beiden Kanälen für Isospin $I = \frac{1}{2}$ in den S- und P-Wellen, wobei wir verschiedene Cut-off Parameter verwenden. Die durchgezogene Linie zeigt das Potential mit den Parametern $\Lambda_{\Lambda N K^*} = 2200$ MeV, $\Lambda_{\Sigma N K^*} = 1700$ MeV [12], und $\Lambda_{K\pi K^*} = 1800$ MeV [14]. Bei den gestrichelten Linien haben wir an beiden Vertizes einen Cut-off von 1500 MeV, bei den gepunkteten einen Cut-off von 1200 MeV verwendet. Man sieht, daß auch die on-shell Potentiale durch den Cut-off stark in ihrer Größe beeinflußt werden können. Insbesondere für den Fall, in dem wir einen Cut-off von 1200 MeV verwenden, wird das Potential drastisch verkleinert.

Zum Vergleich zeigen wir auch das Potential, das in [33] zur Beschreibung des Untergrunds verwendet wird (strichpunktierte Linie). Dort wurde nur eine Vektorkopplung verwendet. Die Kopplungskonstante für den $K\pi K^*$ Vertex wurde aus dem experimentell bestimmten Zerfall des K^* zu $\frac{g_{K\pi K^*}}{\sqrt{4\pi}} = 0.234$ bestimmt. Auf der baryonischen Seite wurde $g_{\Lambda N K^*} = g_{\Sigma N K^*} = 0.127$ gewählt. Dieser Wert wurde als freier Fitparameter behandelt. Als Formfaktor wurde am Baryon-Baryon- K^* Vertex

$$F(\vec{q}_r^2) = \frac{\Lambda_a^2}{\Lambda_a^2 + \vec{q}_r^2}, \quad (6.2)$$

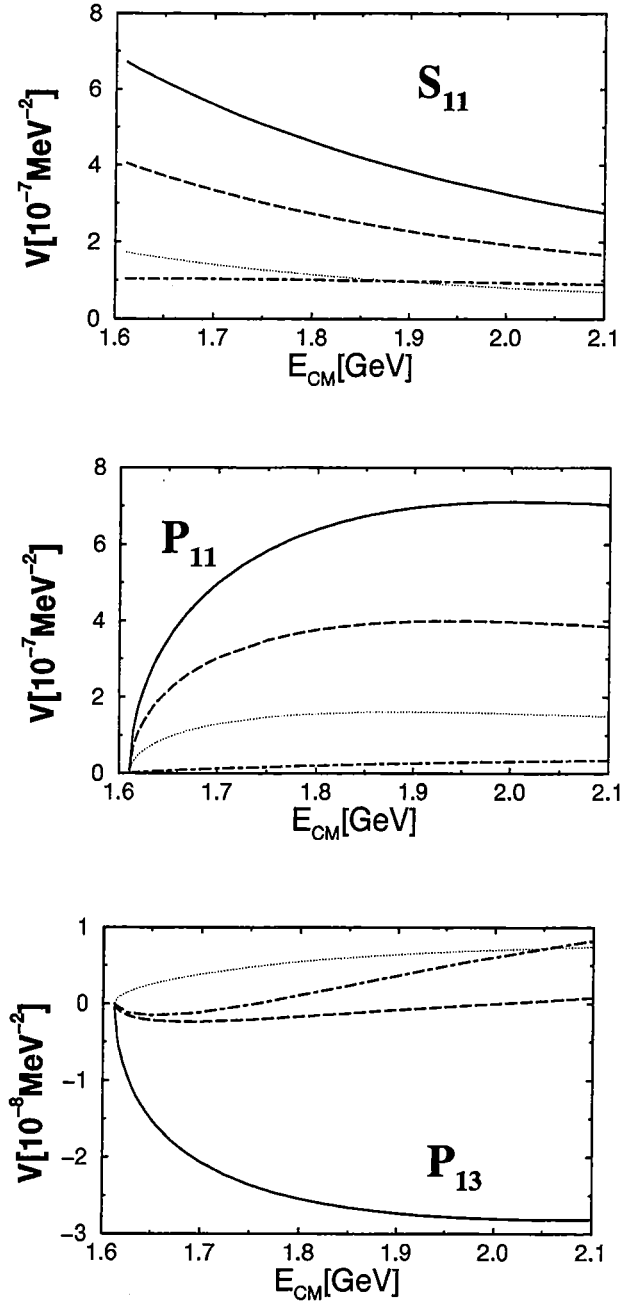


Abbildung 6.1: On-shell Potentiale für den K^* -Austausch im $\pi N \rightarrow \Lambda K$ Kanal für $I = \frac{1}{2}$. Die durchgezogenen Linien zeigen das Potential für $\Lambda_{\Lambda N K^*} = 2200 \text{ MeV}$ und $\Lambda_{K \pi K^*} = 1800 \text{ MeV}$, die gestrichelten Linien für $\Lambda_{\Lambda N K^*} = \Lambda_{K \pi K^*} = 1500 \text{ MeV}$ und die punktierten Linien für $\Lambda_{\Lambda N K^*} = \Lambda_{K \pi K^*} = 1200 \text{ MeV}$. Die strichpunktierten Linien zeigen das Potential von Tsushima et al. [33].

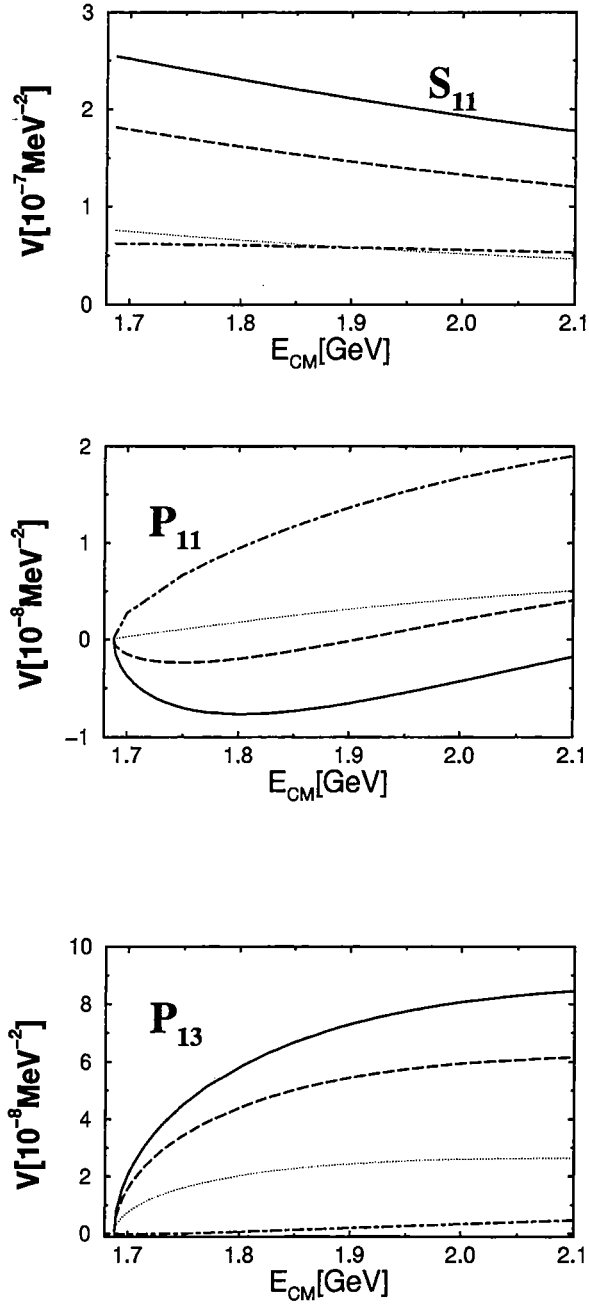


Abbildung 6.2: On-shell Potentiale für den K^* -Austausch im $\pi N \rightarrow \Sigma K$ Kanal für $I = \frac{1}{2}$. Die durchgezogenen Linien zeigen das Potential für $\Lambda_{\Sigma N K^*} = 1700 \text{ MeV}$ und $\Lambda_{K \pi K^*} = 1800 \text{ MeV}$, die gestrichelte Linie für $\Lambda_{\Sigma N K^*} = \Lambda_{K \pi K^*} = 1500 \text{ MeV}$ und die punktierten Linien für $\Lambda_{\Sigma N K^*} = \Lambda_{K \pi K^*} = 1200 \text{ MeV}$. Die strichpunktierten Linien zeigen zum Vergleich das Potential aus Tsushima et al. [33].

mit $\Lambda_a = 800$ MeV verwendet, am $K\pi K^*$ Vertex

$$F(|\vec{q}_r|) = C \frac{|\vec{q}_r|}{2} \exp(-\beta \frac{|\vec{q}_r|^2}{2}), \quad (6.3)$$

wobei $C = 2.72$ fm und $\beta = 8.88 \cdot 10^{-3}$ fm² benutzt wurden.

Diese Kopplungskonstanten sind erheblich kleiner als die durch SU(3)-Relationen gegebenen, die von uns verwendet werden. Dieser Unterschied wird auch durch die andere Impulsabhängigkeit des Formfaktors nicht aufgewogen. Wie man in Abb.(6.1) und Abb.(6.2) sieht, führt dies zu erheblich kleineren Potentialen als die von uns verwendeten. Lediglich in den S-Wellen erhalten wir ein vergleichbares Ergebnis, allerdings nur, wenn wir den im Vergleich zur K^* -Masse sehr kleinen Cut-off von 1200 MeV verwenden. Weiterhin sieht man, daß das Potential aus [33] aufgrund des fehlenden Tensor-Anteils immer das gleiche Vorzeichen hat. Das absolute Vorzeichen des Potentials ist in [33] nicht festgelegt.

Für Isospin $I = \frac{3}{2}$ ist das Ergebnis für den $\pi N \rightarrow \Sigma K$ Kanal qualitativ gleich, die Potentiale sind aufgrund des Isospinfaktors lediglich um einen Faktor zwei größer. Der Kanal $\pi N \rightarrow \Lambda K$ tritt für Isospin $I = \frac{3}{2}$ nicht auf, da Λ und K nicht zu $I = \frac{3}{2}$ koppeln können.

Als nächstes diskutieren wir den Beitrag des K^* -Austauschs zu den Wirkungsquerschnitten. Wir betrachten in dieser Arbeit die Wirkungsquerschnitte in den Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$. Wir zeigen in Abb.(6.3) die Wirkungsquerschnitte, die wir aus den eben diskutierten Potentialen für den K^* -Austausch erhalten. Für das Potential aus [33] zeigen wir lediglich die Bornsche Näherung, weil nur diese dort berechnet wird. Man sieht in Abb.(6.3), daß die Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Energie ansteigen. Im Falle des sehr kleinen Cut-off Parameter von 1200 MeV (gepunktete Linie) ist die Energieabhängigkeit allerdings nur noch sehr schwach.

Zusätzlich demonstrieren wir den Effekt der Iteration, indem wir für die Cut-off Parameter $\Lambda_{\Lambda N K^*} = 2200$ MeV, $\Lambda_{\Sigma N K^*} = 1700$ MeV und $\Lambda_{K\pi K^*} = 1800$ MeV (Kreise) und $\Lambda_{\Lambda N K^*} = \Lambda_{K\pi K^*} = 1500$ MeV (Quadrate) die Wirkungsquerschnitte zeigen, die wir in Bornscher Näherung erhalten. Man sieht, daß erwartungsgemäß bei größerem Cut-off Parameter die Iteration eine wichtigere Rolle spielt, weil die off-shell Impulse weniger stark abgeschnitten werden. Vor allem für höhere

Energien hat die Iteration einen größeren Effekt. Dies bewirkt bei großem Cut-off Parameter ein Abflachen des Wirkungsquerschnittes.

Der Übergang $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ ist mit einem doppeltem Ladungsaustausch verbunden. Das bedeutet, daß ein einfacher K^* -Austausch nicht beiträgt, sondern nur Prozesse höherer Ordnung. Der Wirkungsquerschnitt verschwindet daher in Bornscher Näherung. Auch bei Iteration ist der Wirkungsquerschnitt um mehrere Größenordnungen kleiner als in den anderen drei betrachteten Kanälen.

Einen Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt Abb.(6.4). Man sieht, daß der K^* -Austausch alleine nicht in der Lage ist, die Wirkungsquerschnitte zu beschreiben, da die Daten eine andere Energieabhängigkeit zeigen. Insbesondere im $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ Kanal, in dem der K^* -Austausch aus dem oben genannten Grund nicht viel beitragen kann, liegen die Ergebnisse um Größenordnungen unter den Daten. In diesem Fall müssen daher andere Beiträge dominant sein.

Als weiterer Prozeß für den Übergang $\pi N \rightarrow KY$ kommt Baryonaustausch in Frage. Aufgrund der Strangenesserhaltung an den Vertizes können nur Baryonen mit Strangeness $S = -1$ ausgetauscht werden. Wir berücksichtigen hier die Oktettbaryonen Λ und Σ und das Dekuplett baryon Y^* . Die Kopplungskonstanten von Σ und Y^* sind relativ klein, weshalb wir keinen großen Effekt von diesen Beiträgen erwarten. Das Λ koppelt hingegen stark an KN und $\Sigma\pi$, während die Kopplung an $\Lambda\pi$ aufgrund der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung verboten ist. Der Λ -Austausch trägt daher nur beim Übergang von πN nach ΣK bei. Wegen der Ladungserhaltung ist Λ -Austausch in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ verboten. Dagegen erwarten wir insbesondere beim Übergang $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ einen starken Effekt, weil hier, wie oben diskutiert, der K^* -Austausch alleine eine vernachlässigbare Rolle spielt, während der Baryonaustausch ein Prozeß erster Ordnung ist.

Da die $\Lambda K\pi$ -Schwelle ($E_{CM} \approx 1750$ MeV) ebenso wie die $\Sigma K\pi$ -Schwelle ($E_{CM} \approx 1826$ MeV) und die $Y^* K\pi$ -Schwelle ($E_{CM} \approx 2019$ MeV) in dem von uns betrachteten Energiebereich liegen, haben die Propagatoren für den Baryonaustausch ab diesen Energien Singularitäten. Aus diesem Grund verwenden wir für den Baryonaustausch statische Propagatoren, d.h. wir setzen alle Energien, außer der des

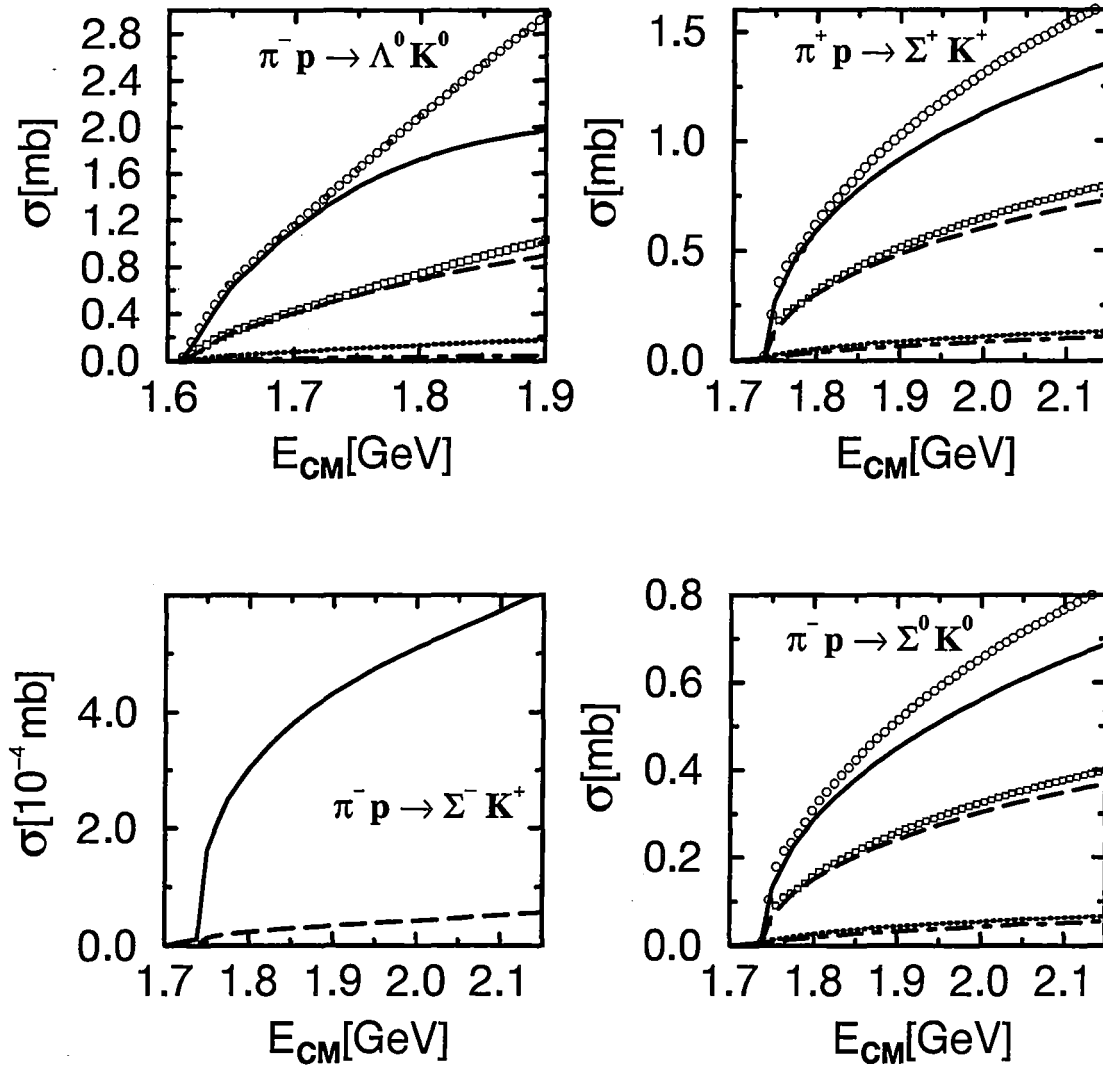


Abbildung 6.3: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$, $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$, $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ und $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$. Die durchgezogenen Linien zeigen die Wirkungsquerschnitte für den K^* -Austausch mit $\Lambda_{\Lambda NK^*} = 2200$ MeV, $\Lambda_{\Sigma NK^*} = 1700$ MeV und $\Lambda_{K\pi K^*} = 1800$ MeV (Kreise: Bornsche Näherung), die gestrichelten Linien für $\Lambda_{\Lambda NK^*} = \Lambda_{K\pi K^*} = 1500$ MeV (Quadrate: Bornsche Näherung) und die punktierten Linien für $\Lambda_{\Lambda NK^*} = \Lambda_{K\pi K^*} = 1200$ MeV. Die strichpunktierten Linien zeigt die Wirkungsquerschnitte für den K^* -Austausch aus [33] (in Bornscher Näherung).

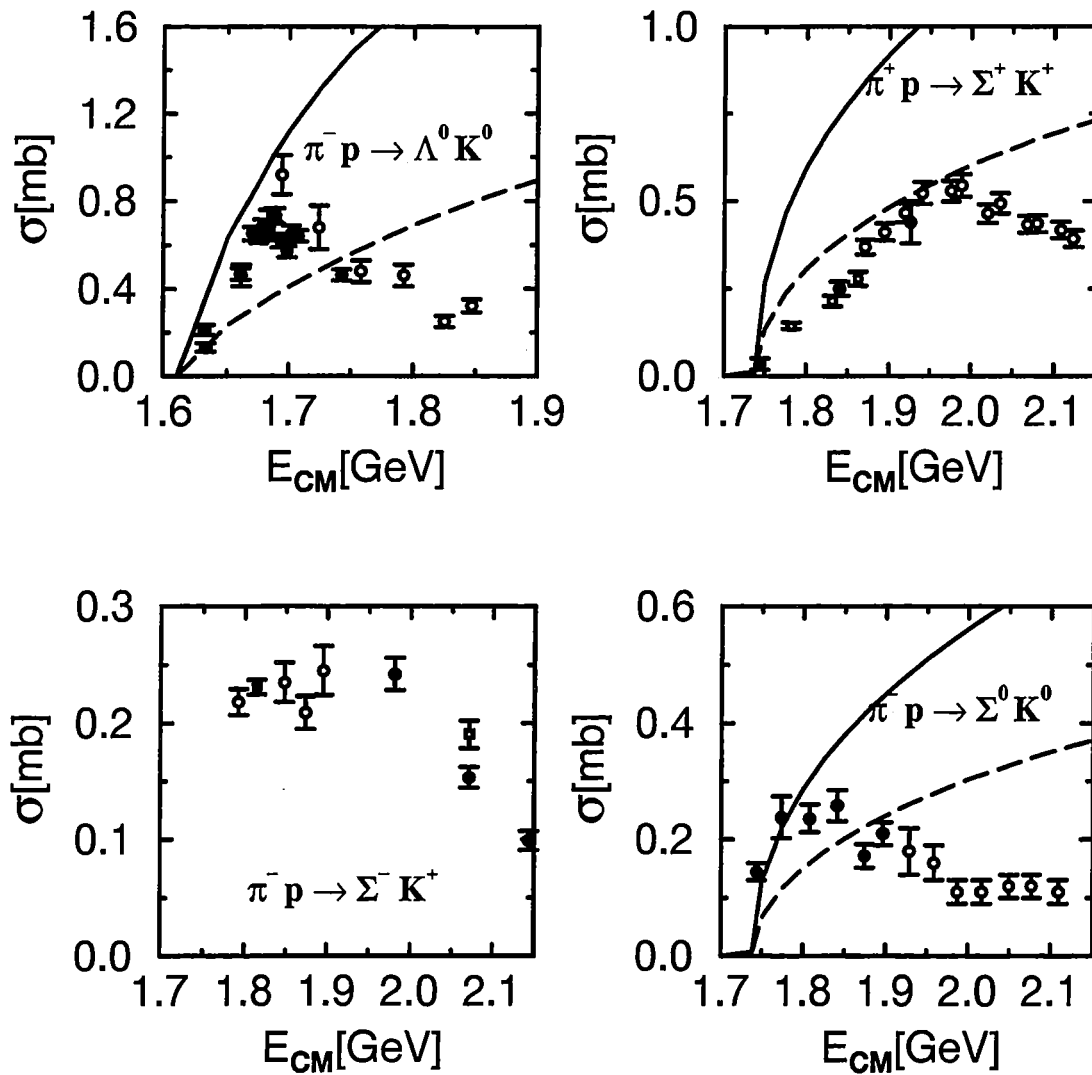


Abbildung 6.4: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$. Die experimentellen Daten sind aus [36, 37] ($\pi^- p \rightarrow K^0\Lambda$), [38–40] ($\pi^+ p \rightarrow K^+\Sigma^+$), [40–43] ($\pi^- p \rightarrow K^+\Sigma^-$) und [44, 45] ($\pi^- p \rightarrow K^0\Sigma^0$). Die Kurven sind in Abb.(6.3) erklärt. Die Wirkungsquerschnitte, die wir für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^+\Sigma^-$ erhalten, sind zu klein, um sie in der Abbildung zu sehen.

Austauschteilchens auf ihren Schwellenwert:

$$\frac{1}{Z - \omega_l - \omega_{l'} - E_r} + \frac{1}{Z - E_k - E_{k'} - E_r} \rightarrow \frac{1}{m_k - m_{l'} - E_r} + \frac{1}{m_l - m_{k'} - E_r} . \quad (6.4)$$

Wir zeigen in Abb.(6.5) und Abb.(6.6) die Potentiale für den Baryonaustausch für Isospin $I = \frac{1}{2}$. Wir verwenden hier als Cut-off Parameter 2000 MeV ($\Lambda_{\Lambda BP} = \Lambda_{\Sigma BP} = 2000$ MeV) für Λ - und Σ -Austausch und 2500 MeV für Y^* -Austausch. ($\Lambda_{Y^* BP} = 2500$ MeV).

Man sieht, daß – verglichen mit dem K^* -Austausch – Σ - und Y^* -Austausch vor allem in den P-Wellen wichtig sind. Das Potential für den Λ -Austausch ist erheblich größer und spielt in allen Partialwellen eine wichtige Rolle. Das Potential hat ein anderes Vorzeichen als der K^* -Austausch und schwächt daher dessen Wirkung ab. Dies ist für $I = \frac{3}{2}$ genau umgekehrt.

In Abb.(6.7) zeigen wir die Wirkungsquerschnitte, die wir erhalten, wenn wir alleine den Baryonaustausch berücksichtigen. Es zeigt sich, wie bereits oben diskutiert, daß der Σ - und Y^* -Austausch (gestrichelte bzw. punktierte Linie) für die Wirkungsquerschnitte eine geringe Rolle spielen. Der Λ -Austausch hingegen spielt in den beiden Reaktionen, in denen er möglich ist ($\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ und $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$), eine wichtige Rolle.

Berücksichtigt man sowohl K^* - als auch Baryon-Austausch, erhält man die Wirkungsquerschnitte, wie sie in Abb.(6.8) gezeigt sind. Wir zeigen die Ergebnisse für verschiedene Cut-off Parameter. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse für großen Cut-off bei K^* -Austausch ($\Lambda_{\Lambda NK^*} = 2200$ MeV, $\Lambda_{\Sigma NK^*} = 1700$ MeV und $\Lambda_{K\pi K^*} = 1800$ MeV) und großen Cut-off für den Baryon-Austausch (Λ - und Σ -Austausch: 2000 MeV, Y^* -Austausch: 2500 MeV), die strichpunktierte Linie für kleinen Cut-off für K^* -Austausch (an beiden Vertizes 1500 MeV) und kleinem Cut-off für Baryon-Austausch (Λ - und Σ -Austausch: 1500 MeV, Y^* -Austausch: 1800 MeV). Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis für kleinen Cut-off für den K^* -Austausch und großen Cut-off für den Baryonaustausch, die punktierte umgekehrt für großen Cut-off für den K^* -Austausch und kleinen Cut-off für den Baryonaustausch. Es zeigt sich, daß für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ der K^* -Austausch den Wirkungsquerschnitt bestimmt, während für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ der

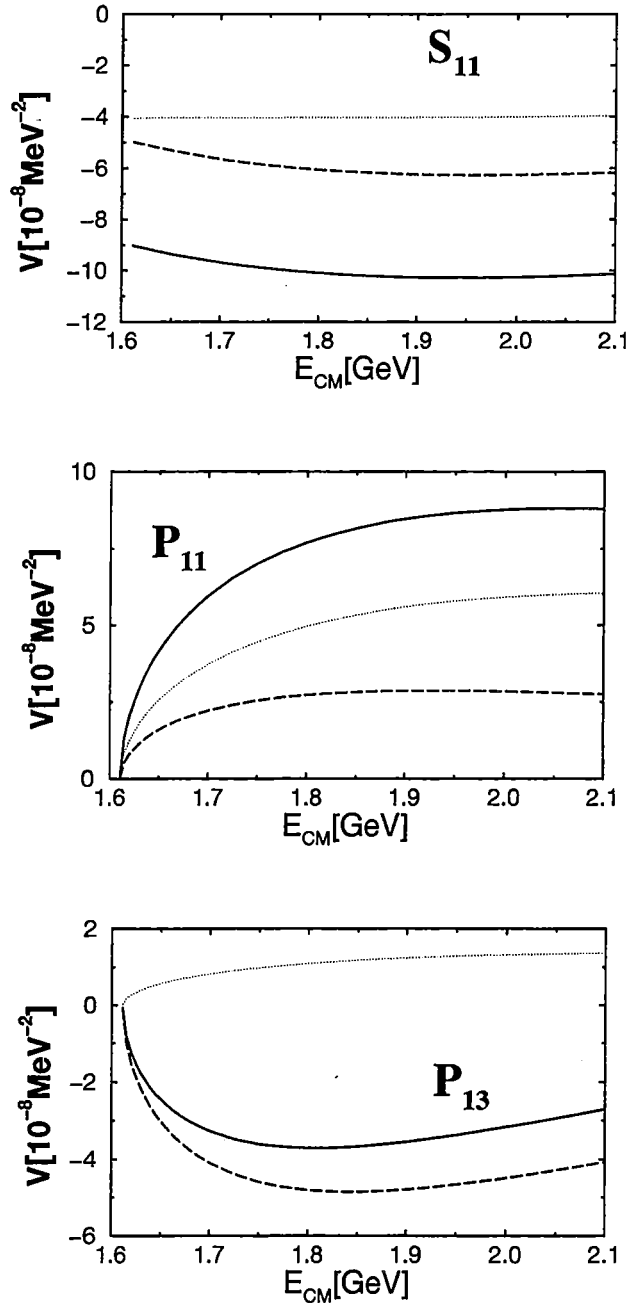


Abbildung 6.5: On-shell Potentiale für den Baryon-Austausch im $\pi N \rightarrow \Lambda K$ Kanal für $I = \frac{1}{2}$. Die gepunkteten Linien zeigen die Potentiale für den Y^* -Austausch ($\Lambda_{Y^*BP} = 2500 \text{ MeV}$), die gestrichelten Linien die Potentiale für den Σ -Austausch ($\Lambda_{\Sigma BP} = 2000 \text{ MeV}$). Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der beiden Potentiale.

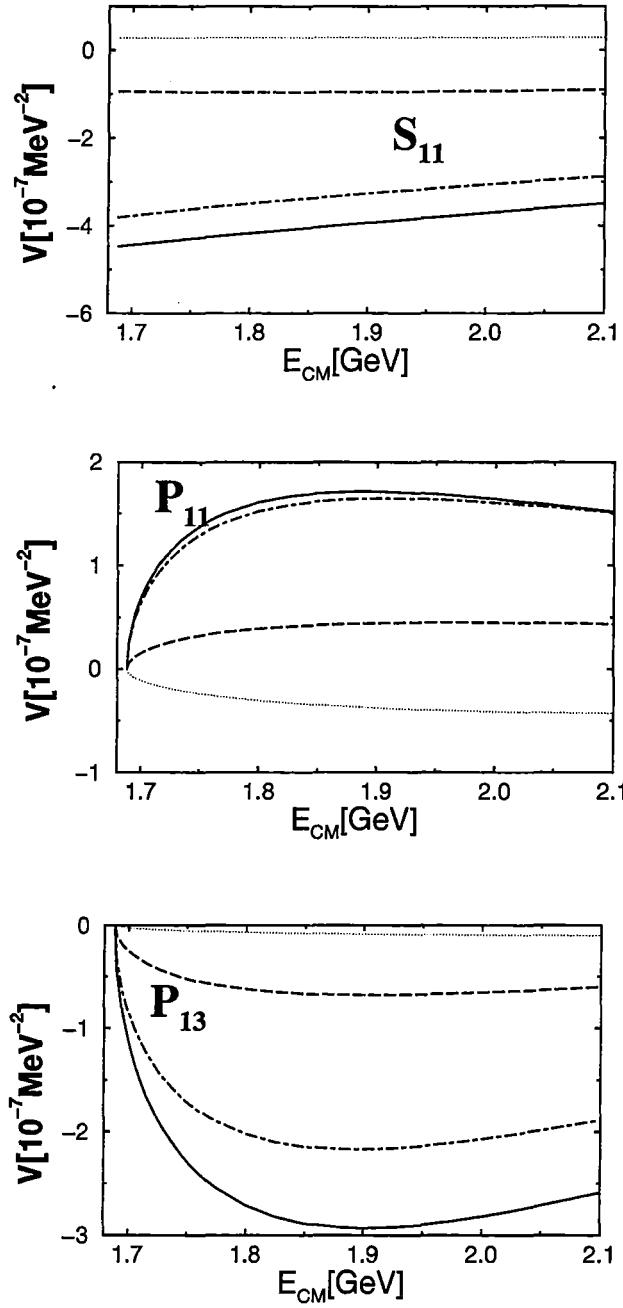


Abbildung 6.6: On-shell Potentiale für den Baryon-Austausch im $\pi N \rightarrow \Sigma K$ Kanal für $I = \frac{1}{2}$. Die gepunkteten Linien zeigen die Potentiale für den Y^* -Austausch ($\Lambda_{Y^*BP} = 2500 \text{ MeV}$), die gestrichelten Linien die Potentiale für den Σ -Austausch und die strichpunktiierten Linien die Potentiale für den Λ -Austausch ($\Lambda_{\Sigma BP} = \Lambda_{\Lambda BP} = 2000 \text{ MeV}$). Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der Potentiale.

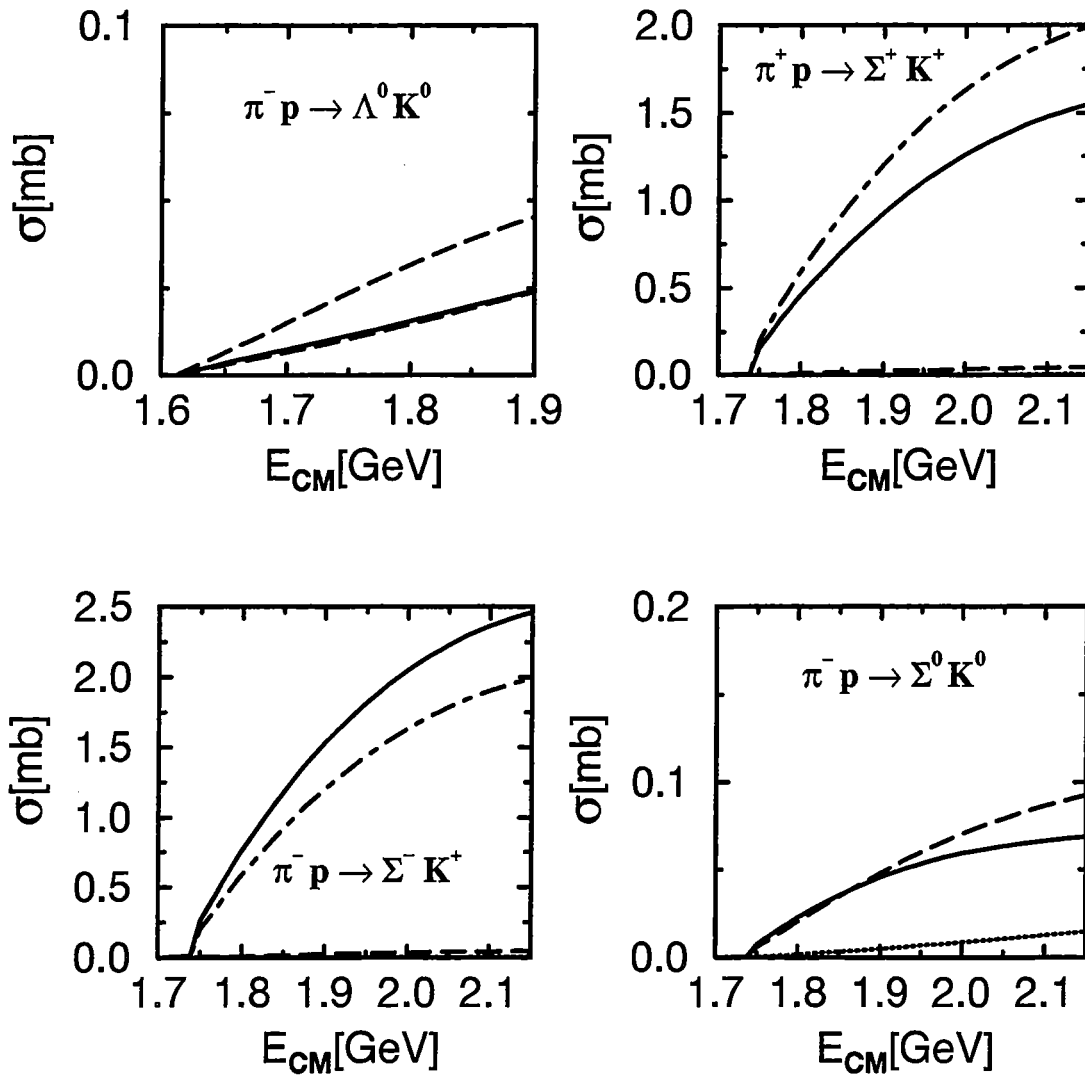


Abbildung 6.7: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$. Die gepunkteten Linien zeigen die Wirkungsquerschnitte für den Y^* -Austausch ($\Lambda_{Y^*BP} = 2500 \text{ MeV}$), die gestrichelten Linien für den Σ -Austausch und die strichpunktierten Linien für den Λ -Austausch. ($\Lambda_{\Sigma BP} = \Lambda_{\Lambda BP} = 2000 \text{ MeV}$). Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der Beiträge.

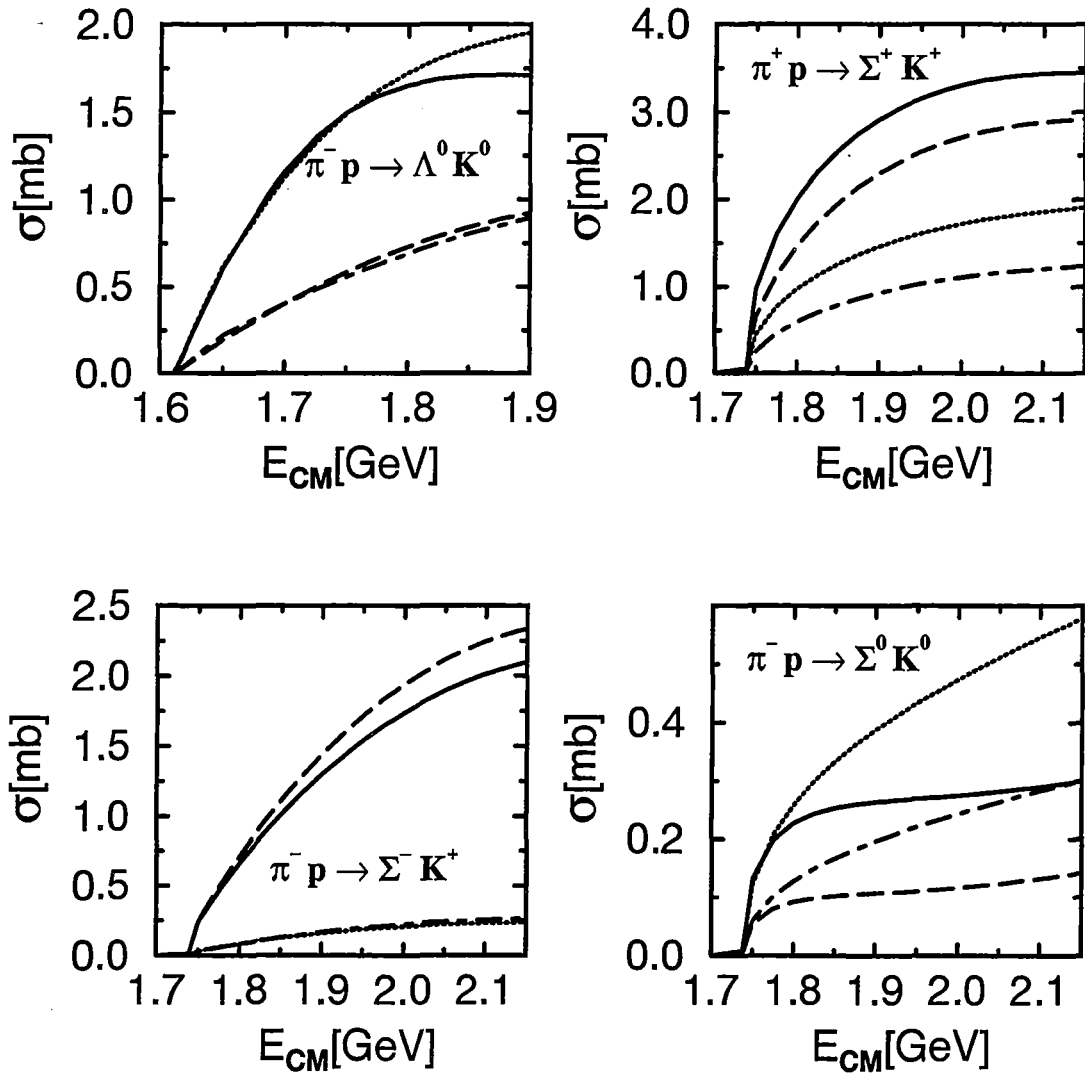


Abbildung 6.8: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$. Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für starken K^* - und Baryon-Austausch, die strichpunktierten Linien für schwachen K^* - und Baryon-Austausch. Die gestrichelten Linien zeigen die Ergebnisse für schwachen K^* - und starken Baryon-Austausch und die gepunkteten Linien die Ergebnisse für starken K^* - und schwachen Baryon-Austausch.

Baryonaustausch bestimmend ist. In der Reaktion $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ wirken K^* - und Baryon-Austausch gleich, in der Reaktion $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$ entgegengesetzt. In letzterer kann durch geeignete Wahl der Parameter die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für größere Energien nahezu konstant gehalten werden. Den experimentell gemessenen Abfall des Wirkungsquerschnittes können wir aber auch hier nicht erreichen. Für die drei anderen Reaktionen gilt, daß die Wirkungsquerschnitte mit der Energie ansteigen. Die experimentellen Ergebnisse können nicht reproduziert werden. Das bedeutet, daß andere Prozesse relevant sein müssen.

6.2 Die direkte Wechselwirkung $\Lambda K \rightarrow \Lambda K$ und $\Sigma K \rightarrow \Sigma K$

In der direkten $K\Lambda$ und $K\Sigma$ Wechselwirkung treten Baryonaustauschprozesse mit Strangeness $S = 0$ und $S = -1$ aufgrund der Strangenesserhaltung an den Vertices nicht auf. Abgesehen von Resonanzgraphen, die wir an dieser Stelle noch nicht diskutieren, sind daher nur noch Mesonaustauschprozesse möglich. In der direkten Wechselwirkung zwischen Kaon und Λ betrachten wir ω - und ϕ -Austausch, wobei die Massen und Kopplungskonstanten in Tabelle 6.1 angegeben sind. Außerdem berücksichtigen wir den Austausch eines skalaren-isoskalaren σ -Mesons mit der Masse 600 MeV. Dieses Teilchen ist zwar experimentell nicht beobachtet, es parametrisiert aber effektiv korrelierte Zwei-Pion-Austauschprozesse. Die Kopplungskonstanten und Cut-off Parameter des σ -Mesons sind freie Parameter, wir verwenden jedoch zunächst die Parameter aus [12, 14] und setzen: $\frac{g_{\Lambda\Lambda\sigma}}{\sqrt{4\pi}} = 2.306$, $\frac{g_{KK\sigma}}{\sqrt{4\pi}} = 0.377$, $\Lambda_{\Lambda\Lambda\sigma} = 1000$ MeV und $\Lambda_{KK\sigma} = 1400$ MeV. Auch im $K\Sigma$ Kanal verwenden wir für den Cut-off des σ -Mesons zunächst die Werte aus [12]: $\frac{g_{\Sigma\Sigma\sigma}}{\sqrt{4\pi}} = 3.061$ und $\Lambda_{\Sigma\Sigma\sigma} = 1000$ MeV. Hier ist zusätzlich noch ρ -Austausch möglich. Masse und Kopplungskonstanten sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Wir diskutieren zunächst die on-shell Potentiale für die verschiedenen Beiträge für Isospin $I = \frac{1}{2}$. Für den Fall $K\Sigma$ zeigen wir auch die Potentiale für $I = \frac{3}{2}$. Im $K\Lambda$ Kanal wirken σ - und ϕ -Austausch attraktiv, der ω -Austausch ist dagegen repulsiv. Der ϕ -Austausch ist in den $J = L + \frac{1}{2}$ -Partialwellen nur schwach, weil dort die starke Tensorkopplung der Vektorkopplung entgegenwirkt. In den $J =$

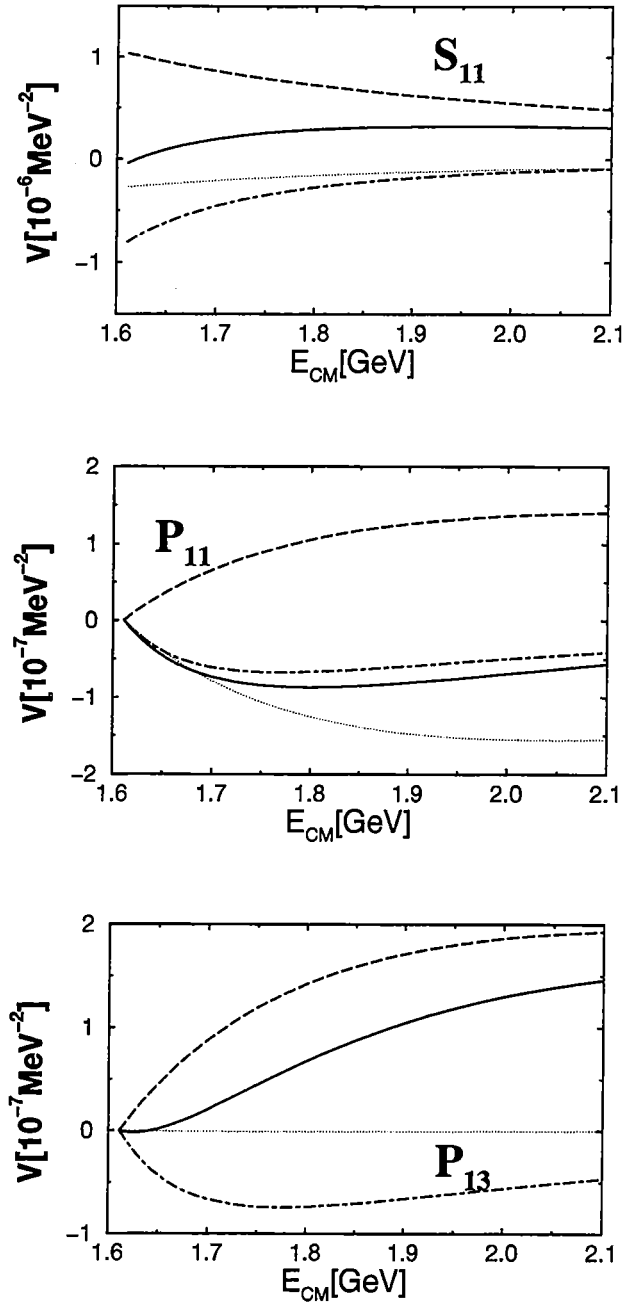


Abbildung 6.9: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der direkten Wechselwirkung $\Lambda K \rightarrow \Lambda K$ für $I = \frac{1}{2}$. Die strichpunktierten Linien zeigen die Potentiale für σ -Austausch, die gestrichelten Linien für ω -Austausch und die punktierten Linien für ϕ -Austausch. Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der Potentiale. Die Parameter der Potentiale sind im Text angegeben.

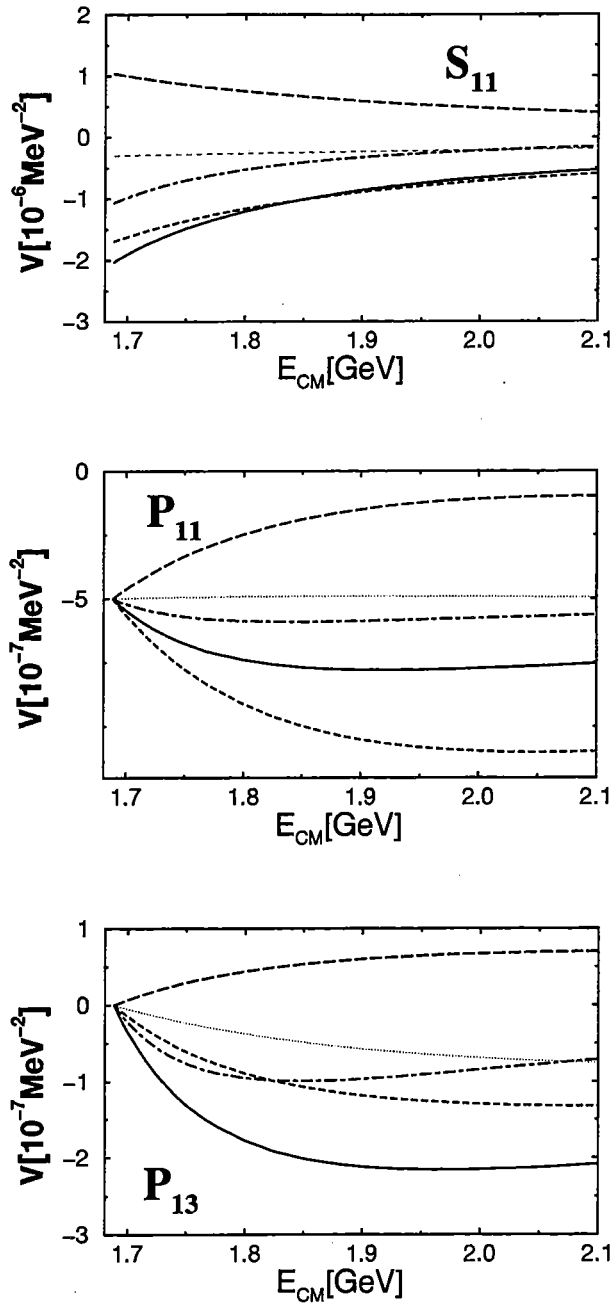


Abbildung 6.10: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der direkten Wechselwirkung $\Sigma K \rightarrow \Sigma K$ für $I = \frac{1}{2}$. Die strichpunktierten Linien zeigen die Potentiale für σ -Austausch, die kurzgestrichelten Linien für ρ -Austausch, die gestrichelten Linien für ω -Austausch und die punktierten Linien für ϕ -Austausch. Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der Potentiale. Die Parameter der Potentiale sind im Text angegeben.

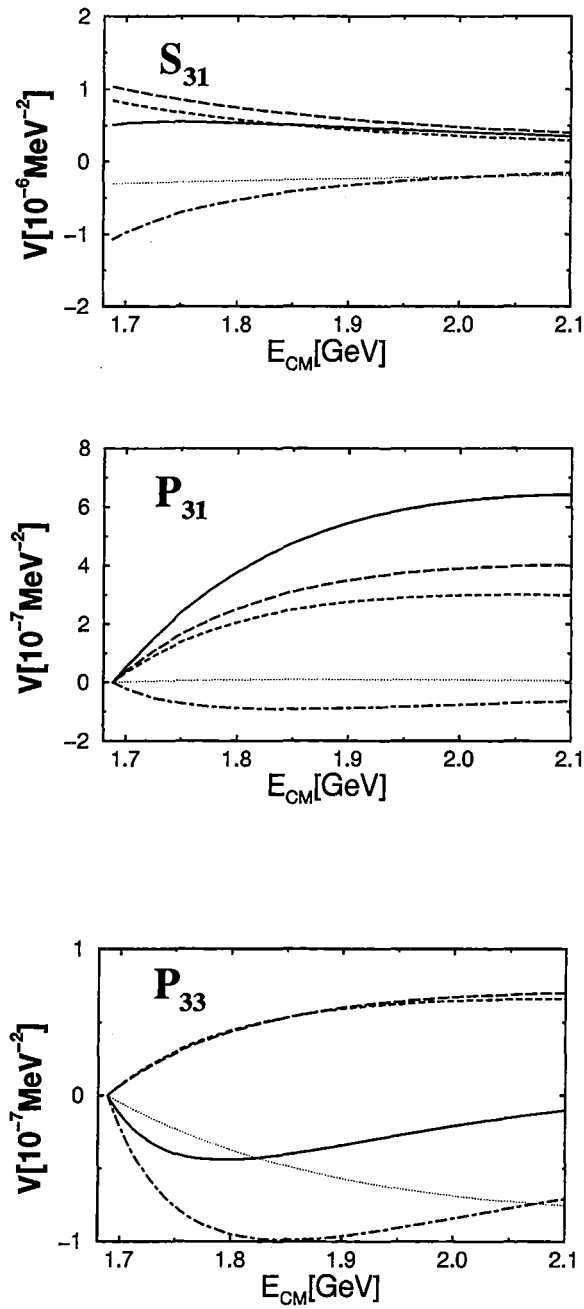


Abbildung 6.11: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der direkten Wechselwirkung $\Sigma K \rightarrow \Sigma K$ für $I = \frac{3}{2}$. Die Kurven bezeichnen die gleichen Beiträge wie in Abb.(6.10).

$L - \frac{1}{2}$ -Partialwellen dagegen verstärkt sie die Attraktion durch die Vektorkopplung. Beim ω -Austausch haben Tensor- und Vektorkopplung verschiedene Vorzeichen. Hier werden also im Vergleich zum ϕ -Austausch die jeweils anderen Partialwellen verstärkt bzw. abgeschwächt. Daher ist die Summe der Potentiale in den $J = L + \frac{1}{2}$ -Partialwellen repulsiv, in den $J = L - \frac{1}{2}$ -Partialwellen attraktiv. Allerdings kann durch andere Wahl der Parameter die Attraktion verstärkt werden. Im $K\Sigma$ Kanal haben die Tensorkopplungen von ω und ϕ umgekehrtes Vorzeichen wie im $K\Lambda$ Kanal, daher finden sich die Abschwächungs- bzw. Verstärkungseffekte in den jeweils anderen Partialwellen. Da ω , ϕ und σ isoskalare Teilchen sind, wirken sie in beiden Isospinkanälen gleich. Das ρ hingegen ist isovektoriell, es wirkt im $K\Sigma$ Kanal für $I = \frac{1}{2}$ attraktiv; für $I = \frac{3}{2}$ repulsiv und das Potential ist betragsmäßig um einen Faktor zwei kleiner. Im Ergebnis ist das gesamte Potential für Isospin $I = \frac{1}{2}$ attraktiv. Für $I = \frac{3}{2}$ ist es repulsiv in den $J = L - \frac{1}{2}$ -Partialwellen, in denen Tensor- und Vektorkopplung des ρ in dieselbe Richtung wirken. In den anderen Partialwellen ist das Potential schwach attraktiv. Auch hier gilt wiederum, daß die Attraktion durch veränderte Wahl der Parameter verstärkt werden kann.

Die Auswirkungen der direkten Wechselwirkung auf die partiellen Wirkungsquerschnitte zeigt Abb(6.12). Wir zeigen die direkte Wechselwirkung bei starkem K^* - und Baryonaustausch im Übergangspotential. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis mit den Parametern, die auch in den Abb.(6.9-6.11) verwendet wurden. Im Vergleich dazu zeigt die gepunktete Linie das Ergebnis ohne direkte Wechselwirkung. In den Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ und $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ führt die direkte Wechselwirkung zu einer Vergrößerung der Wirkungsquerschnitte, in den Reaktionen $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ zu einer Verkleinerung. In letzterer Reaktion wird auch die Energieabhängigkeit an der Schwelle verändert: Dort steigt der Wirkungsquerschnitt nur noch sehr langsam, flacht aber zu höheren Energien hin nicht mehr ab. Ähnliche Resultate ergeben sich bei anderer Wahl der Parameter für die Übergangspotentiale. Vernachlässigt man den Baryonaustausch ganz, zeigt sich, daß in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$, in der der K^* -Austausch fast nicht beiträgt, der ρ -Austausch in der direkten Wechselwirkung den dominanten Beitrag liefert. Dieser liegt aber deutlich unter den experimentellen Daten. Durch Veränderung der Parameter in der direkten Wechselwirkung kann man die Größe des Wirkungsquerschnittes verändern, die Energieabhängigkeit bleibt aber im we-

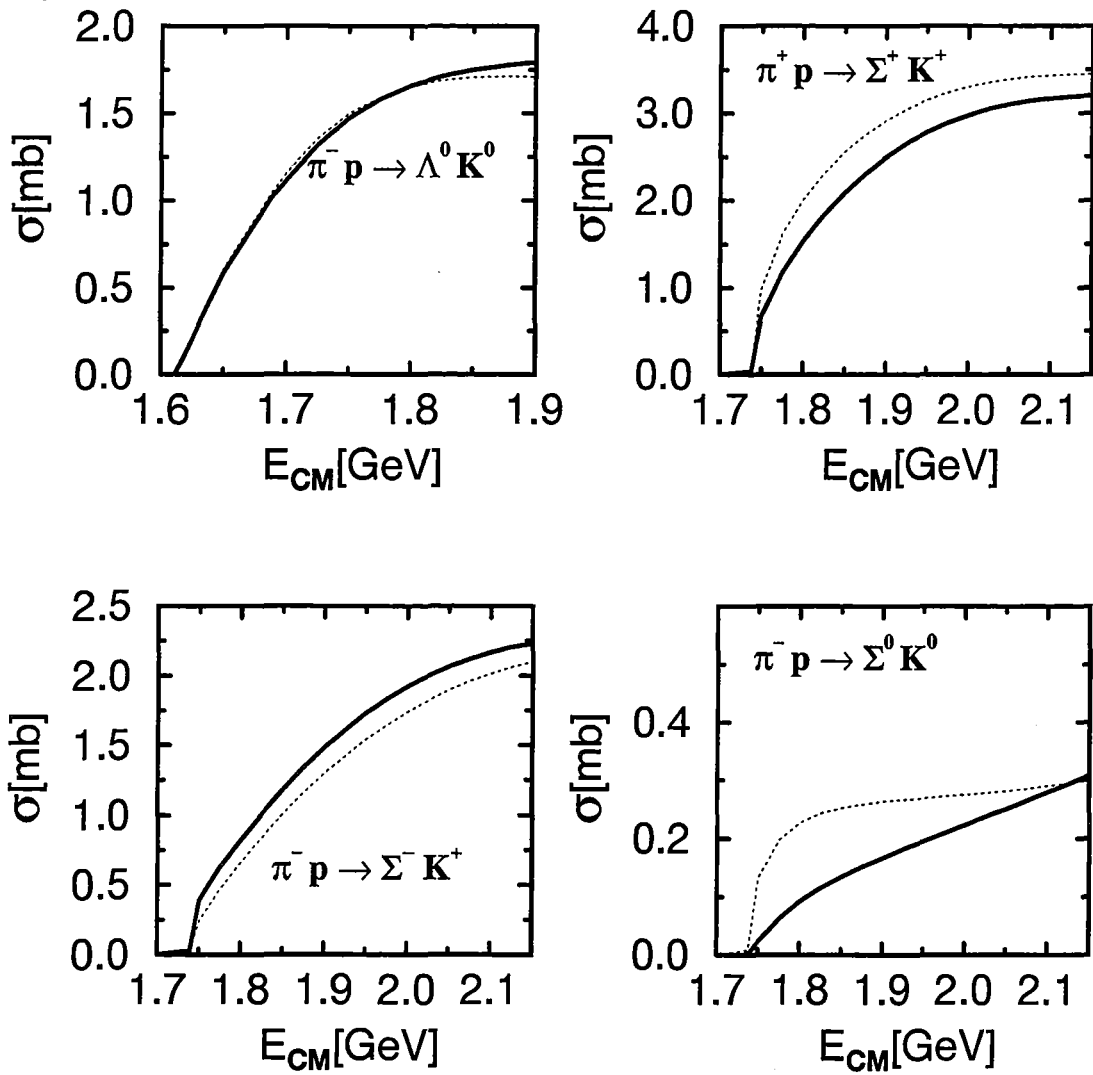


Abbildung 6.12: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ bei Berücksichtigung der direkten Wechselwirkung. Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für die Parameter aus Abb.(6.9 – 6.11) für starken K^* - und Baryon-Austausch, die gepunkteten Linien die Ergebnisse ohne direkte Wechselwirkung.

sentlichen gleich. Man kann lediglich durch starke Erhöhung der Attraktion bei σ - oder ρ -Austausch im Isospin $I = \frac{1}{2}$ Kanal direkt an der $K\Sigma$ -Schwelle sehr schmale Strukturen erzeugen, die aber in keiner Weise die Daten reproduzieren können.

6.3 Die Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK

Bisher haben wir die Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK nicht berücksichtigt. Diese Kopplung ist nur für Isospin $I = \frac{1}{2}$ möglich, hat also lediglich auf die Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ Einfluß. Die Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ ist davon nicht betroffen. Auch in diesem Übergang ist aufgrund der Strangenesserhaltung der Austausch eines Baryons mit Strangeness $S = 0$ und $S = -1$ nicht möglich. Hier kommt nur, abgesehen von Resonanzbeiträgen, der Austausch eines ρ -Mesons in Frage. Wir zeigen in Abb.(6.13) die Potentiale für den ρ -Austausch im Übergang $\Lambda K \rightarrow \Sigma K$. Die durchgezogenen Linien zeigen die Potentiale für ρ -Austausch für die Cut-off Parameter $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = 1160$ MeV [12] und $\Lambda_{KK\rho} = 1550$ MeV [15], die strichpunktierten Linien für $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = 1500$ MeV und $\Lambda_{KK\rho} = 1550$ MeV und die gestrichelten Linien für $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = \Lambda_{KK\rho} = 2000$ MeV. Da aufgrund von SU(3)-Relationen die Vektorkopplung des ρ -Mesons an Λ und Σ verschwindet, liegt reine Tensorkopplung vor. Das Potential hat demnach wechselndes Vorzeichen, es ist repulsiv für $J = L + \frac{1}{2}$ und attraktiv für $J = L - \frac{1}{2}$. Berücksichtigt man die Übergangswechselwirkung $\Lambda K \rightarrow \Sigma K$, nicht aber die direkte Wechselwirkung in den Kanälen ΛK und ΣK , dann erhält man die Wirkungsquerschnitte in Abb.(6.14). Für die Übergangspotentiale $\pi N \rightarrow K \Lambda$ und $\pi N \rightarrow K \Sigma$ haben wir hier wieder dieselben Parameter wie bei den Resultaten in Abb.(6.12) gewählt. Für andere Parameter ergeben sich qualitativ ähnliche Resultate. Man sieht in Abb.(6.14), daß die Übergangswechselwirkung den Wirkungsquerschnitt vergrößert. In der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ wird der Wirkungsquerschnitt in der Nähe der Schwelle zunächst verringert, steigt dann jedoch bei höheren Energien umso stärker an, je größer der Übergang $\Lambda K \rightarrow \Sigma K$ ist. Bei sehr starker Wechselwirkung zwischen den Kanälen ΛK und ΣK fällt der Wirkungsquerschnitt in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ nach Durchschreiten eines Maximums bei höheren Energien

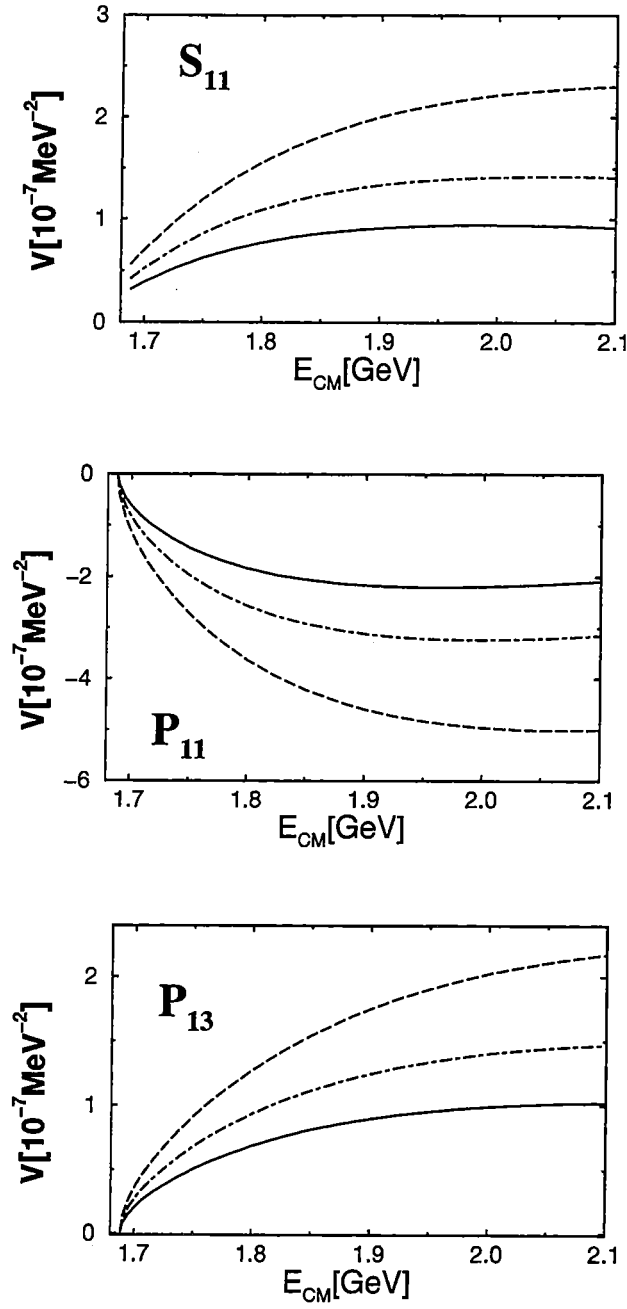


Abbildung 6.13: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der Übergangswechselwirkung $\Lambda K \rightarrow \Sigma K$. Die durchgezogenen Linien zeigen die Potentiale für den ρ -Austausch für die Cut-off Parameter $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = 1160 \text{ MeV}$ [12] und $\Lambda_{KK\rho} = 1550 \text{ MeV}$ [15], die strichpunktierten Linien für $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = 1500 \text{ MeV}$ und $\Lambda_{KK\rho} = 1550 \text{ MeV}$ und die gestrichelten Linien für $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = \Lambda_{KK\rho} = 2000 \text{ MeV}$.

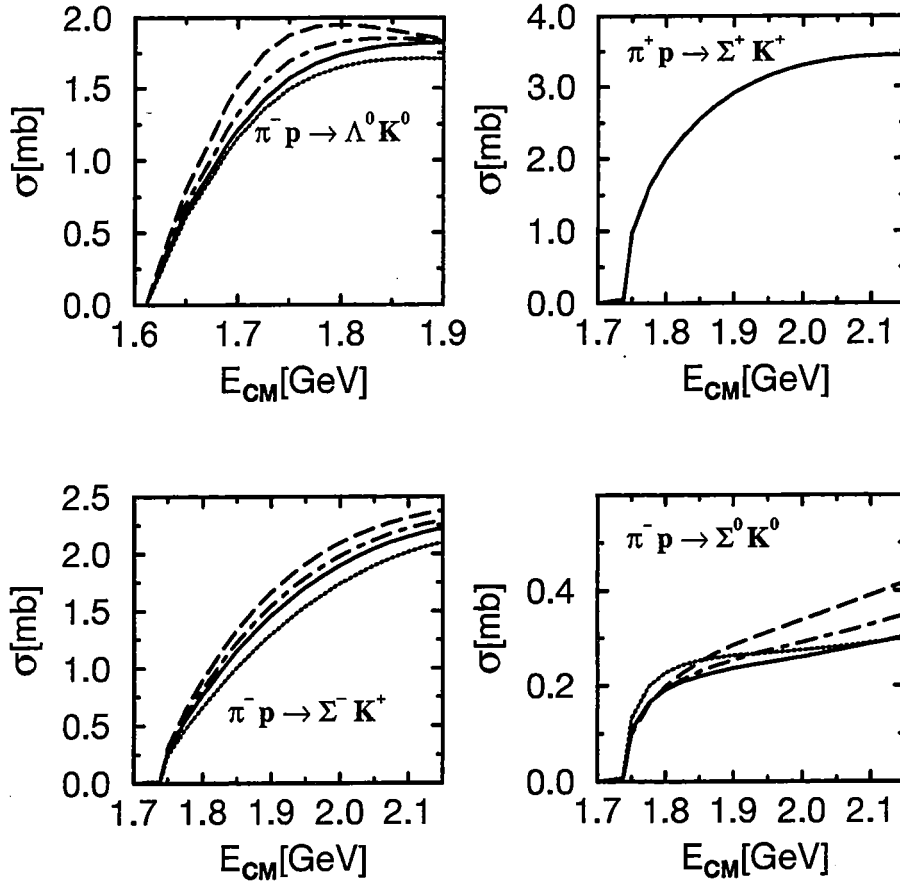


Abbildung 6.14: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ bei Berücksichtigung der Kopplung zwischen ΛK und ΣK Kanal durch ρ -Austausch. Die durchgezogenen Linien zeigen die Wirkungsquerschnitte für den ρ -Austausch für die Cut-off Parameter $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = 1160$ MeV [12] und $\Lambda_{KK\rho} = 1550$ MeV [15], die strichpunktierten Linien für $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = 1500$ MeV und $\Lambda_{KK\rho} = 1550$ MeV und die gestrichelten Linien für $\Lambda_{\Sigma\Lambda\rho} = \Lambda_{KK\rho} = 2000$ MeV. Dabei ist für den Übergang $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ starker K^* - und Baryon-Austausch gewählt. Die gepunkteten Linien zeigen die Ergebnisse ohne Kopplung zwischen ΛK und ΣK Kanal. Auf die Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, hat die Kanalkopplung keinen Einfluß.

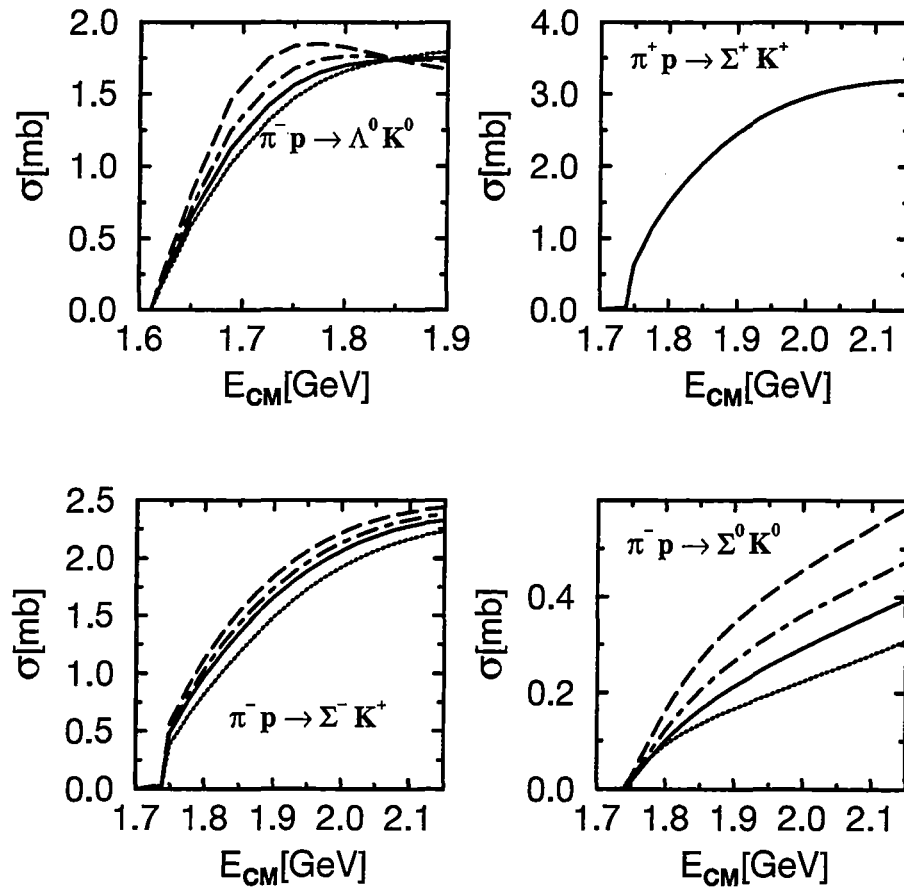


Abbildung 6.15: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ bei Berücksichtigung der Kopplung zwischen ΛK und ΣK Kanal durch ρ -Austausch und zusätzlicher Berücksichtigung der direkten Wechselwirkung in den Kanälen ΛK und ΣK . Die Bezeichnungen sind in Abbildung(6.14) angegeben.

wieder ab. Hier macht sich bemerkbar, daß Fluß in den ΣK Kanal gehen kann.

Berücksichtigt man die direkte Wechselwirkung, erhält man die Wirkungsquerschnitte in Abb.(6.15). Wir haben für die direkte Wechselwirkung ebenfalls dieselben Parameter wie in Abb.(6.12) verwendet. Man sieht, daß die Kopplung der Kanäle zu einer Vergrößerung der Wirkungsquerschnitte führt. Diese ist insbesondere in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ deutlich zu erkennen. In der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ wird bei der zusätzlichen Berücksichtigung der direkten Wechselwirkung der Wirkungsquerschnitt bei höheren Energien stärker abgesenkt. Eine Beschreibung der Daten ist aber auch für diese Reaktion nicht möglich.

6.4 Die Ankopplung des $Y^* K$ Kanals

Wir untersuchen in diesem Abschnitt den Einfluß des $Y^* K$ Kanals auf die Wirkungsquerschnitte. Dabei betrachten wir zunächst die Übergänge $KY^* \rightarrow \pi N$, $KY^* \rightarrow K\Lambda$ und $KY^* \rightarrow K\Sigma$.

Wir untersuchen in diesen Kanälen nur Mesonaustauschbeiträge. Beim Übergang $KY^* \rightarrow \pi N$ ist dies der K^* -Austausch, beim Übergang $KY^* \rightarrow K\Lambda$ der ρ -Austausch, und beim Übergang $KY^* \rightarrow K\Sigma$ treten ω -, ϕ - und ρ -Austausch auf.

Wir zeigen in Abb.(6.16) und Abb.(6.17) die P-Wellen Potentiale mit $\Delta L = 0$ für die Übergänge nach πN und $K\Lambda$ bzw. nach $K\Sigma$. Die Partialwellen sind nach den BP -Zuständen bezeichnet. Da das Y^* ein Spin- $\frac{3}{2}$ Teilchen ist, kann es nicht mit Bahndrehimpuls $L = 0$ zu $J = \frac{1}{2}$ koppeln. Es gibt daher kein Übergangspotential in der S-Welle. Das Potential für den Übergang nach πN ist repulsiv. Das Potential für den Übergang nach $K\Lambda$ ist attraktiv und betragsmäßig wesentlich größer. Für Isospin $I = \frac{3}{2}$ ist der Übergang nach πN ebenfalls repulsiv, aber um einen Faktor zwei größer. Der Übergang nach $K\Lambda$ ist nicht erlaubt, da Λ und K nicht zu $I = \frac{3}{2}$ koppeln können. Beim Übergang nach $K\Sigma$ wirken ω und ϕ -Austausch attraktiv. Der ρ -Austausch wirkt für $I = \frac{1}{2}$ repulsiv; für $I = \frac{3}{2}$ ist er attraktiv und betragsmäßig um einen Faktor zwei kleiner. In der Summe erhalten wir Attraktion für $I = \frac{3}{2}$ und für die gewählten Parameter Repulsion für $I = \frac{1}{2}$.

Wir zeigen in Abb.(6.18) die Wirkungsquerschnitte bei Berücksichtigung der Über-

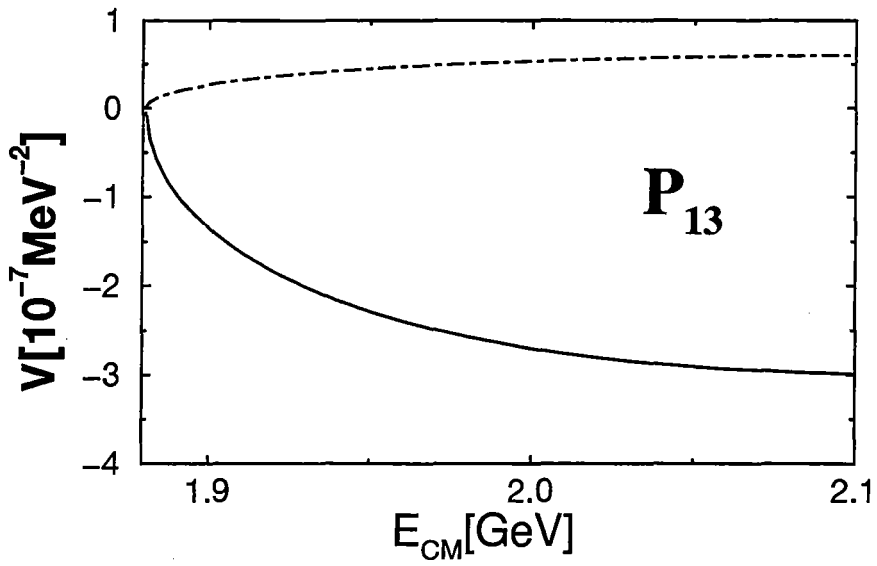
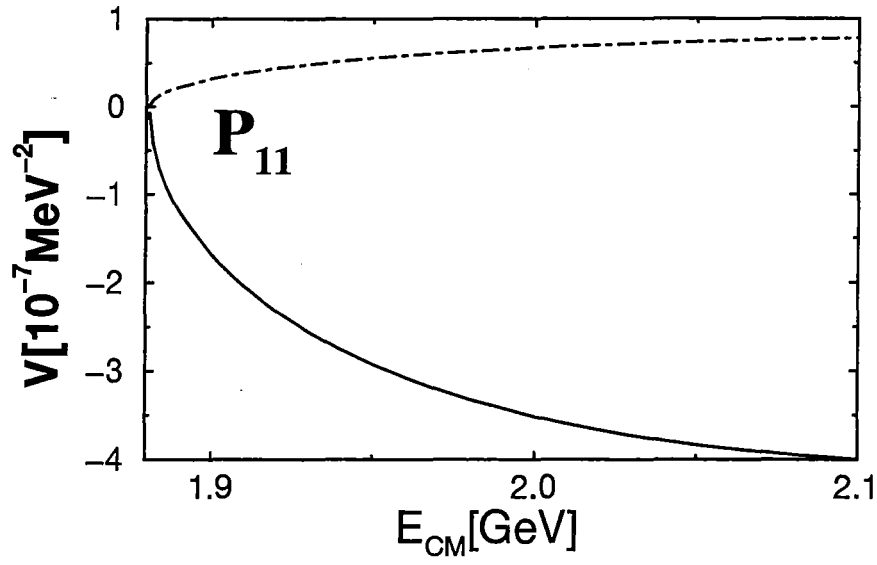


Abbildung 6.16: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der Übergangswechselwirkung $KY^* \rightarrow \pi N$ (strichpunktierte Linien) und $KY^* \rightarrow K\Lambda$ (durchgezogene Linien) für $I = \frac{1}{2}$. Als Cut-off Parameter sind hier $\Lambda_{Y^*NK^*} = 2000 \text{ MeV}$, $\Lambda_{Y^*\Sigma\rho} = 2000 \text{ MeV}$, $\Lambda_{\pi NK^*} = 1800 \text{ MeV}$ und $\Lambda_{KK\rho} = 1550 \text{ MeV}$ gewählt.

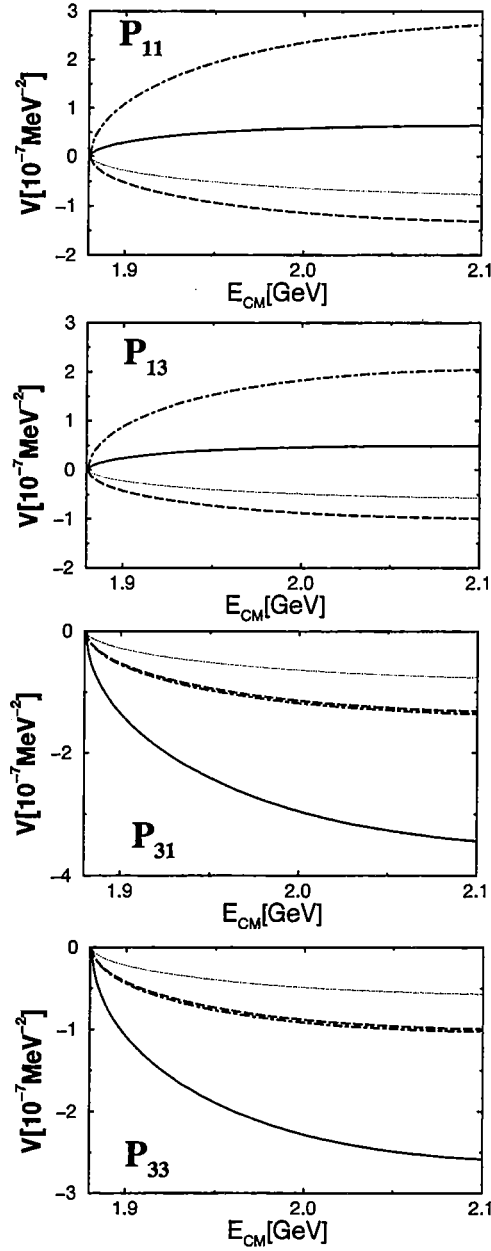


Abbildung 6.17: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der Übergangswechselwirkung $KY^* \rightarrow K\Sigma$ für $I = \frac{1}{2}$ und $I = \frac{3}{2}$. Auf der baryonischen Seite ist als Cut-off 2000 MeV gewählt. Die strichpunktierten Linien zeigen die Potentiale für ρ -Austausch ($\Lambda_{KK\rho} = 1550$ MeV), die gestrichelten Linien für ω -Austausch ($\Lambda_{KK\omega} = 1600$ MeV) und die punktierten Linien für ϕ -Austausch ($\Lambda_{KK\phi} = 1500$ MeV). Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der Potentiale.

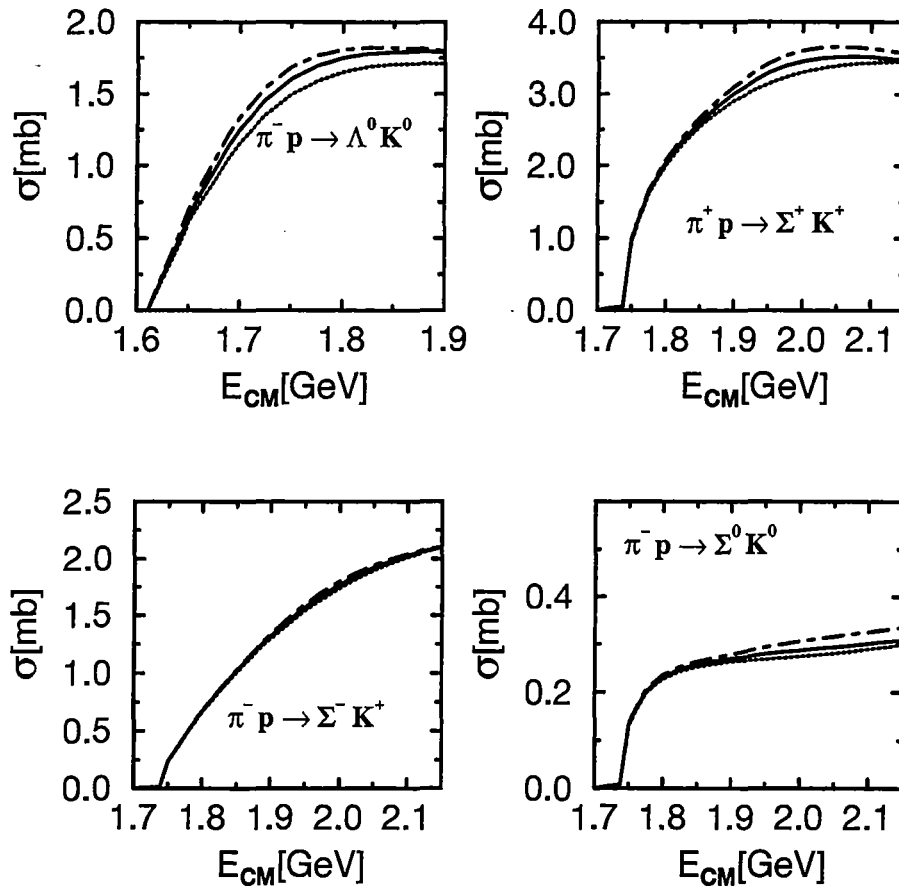


Abbildung 6.18: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ bei Berücksichtigung der Übergangswechselwirkung $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ und der Übergänge $KY^* \rightarrow BP$. Die punktierten Linien zeigen die Ergebnisse ohne Ankopplung des Y^*K Kanals bei starker K^* - und Baryonaustausch, die durchgezogenen Linien die Ergebnisse bei Ankopplung des Y^*K Kanals unter Verwendung der Parameter aus Abb.(6.16) und Abb.(6.17). Die strichpunktierten Linien zeigen die Ergebnisse, wenn man die Cut-off Parameter auf der baryonischen Seite auf 2500 MeV erhöht.

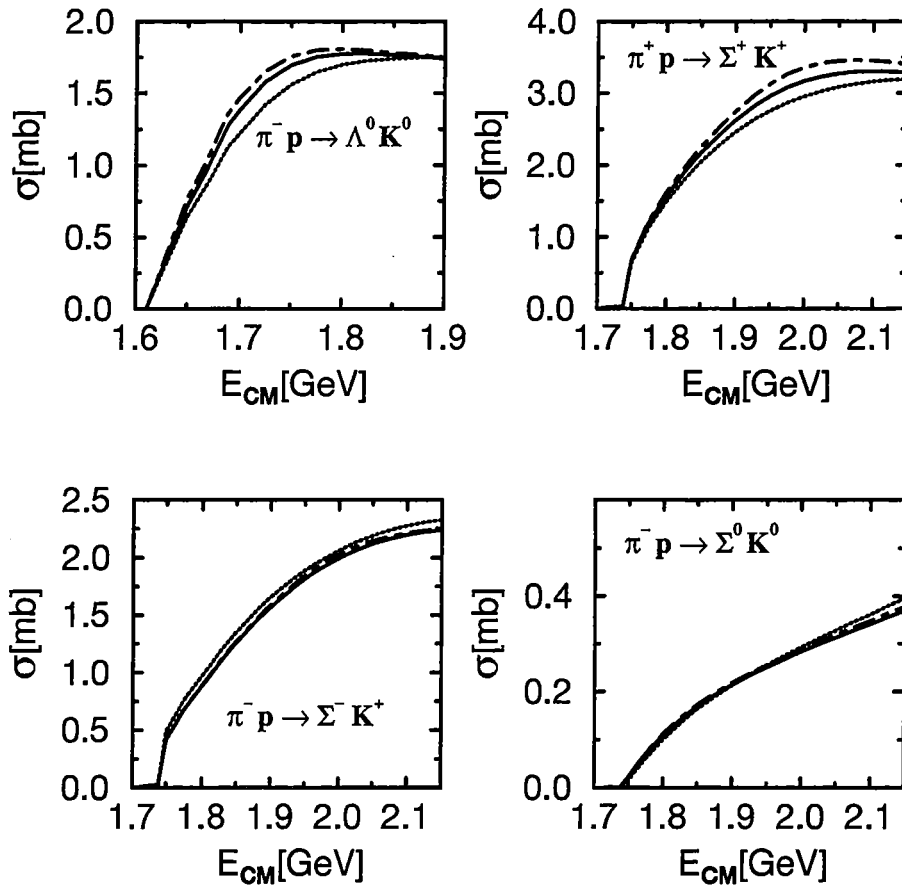


Abbildung 6.19: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ bei Berücksichtigung der Übergangswechselwirkung $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$, der direkten $K\Lambda$ und $K\Sigma$ Kopplung, der Kopplung zwischen $K\Lambda$ und $K\Sigma$ und der Übergänge $KY^* \rightarrow BP$. Die punktierten Linien zeigen die Ergebnisse ohne Ankopplung des Y^*K Kanals mit denselben Parametern wie für die durchgezogene Linie in Abb.(6.15), die durchgezogenen Linien die Ergebnisse bei Ankopplung des Y^*K Kanals unter Verwendung der Parameter aus Abb.(6.16) und Abb.(6.17). Die strichpunktierten Linien zeigen die Ergebnisse, wenn man die Cut-off Parameter auf der baryonischen Seite auf 2500 MeV erhöht.

gangswchselwirkung. Die punktierten Linien zeigen das Potential für die Übergangswchselwirkung $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ mit denselben Parametern wie in Abb.(6.14). Die durchgezogenen Linien zeigen die Wirkungsquerschnitte bei zusätzlicher Berücksichtigung der Übergangswchselwirkungen $KY^* \rightarrow BP$ und den Parametern aus Abb.(6.16) und Abb.(6.17). Man erhält ähnlich wie im Fall der Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK eine leichte Erhöhung der Wirkungsquerschnitte. Berücksichtigt man zusätzlich die direkte Wechselwirkung im ΛK und ΣK Kanal (Abb.(6.19)) und die Kopplung dieser beiden Kanäle, so verstärkt sich dieser Effekt. In den Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ und $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ ist außerdem ein leichtes Absinken des Wirkungsquerschnittes zu höheren Energien hin zu beobachten. Dieser Effekt wird bei zunehmender Stärke der Übergangswchselwirkung größer. Es zeigt sich hier also ein ähnliches Verhalten wie bei der Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK .

Wir berücksichtigen nun auch die direkte Wechselwirkung im $Y^* K$ Kanal. Hier können ω , ϕ , ρ und σ ausgetauscht werden. Wir zeigen die P-Wellen Potentiale für $\Delta L = 0$ für diese Beiträge in Abb.(6.20). Wir wählen auf der baryonischen Seite für den Cut-off wieder 2000 MeV, an den mesonischen Vertizes die bereits oben verwendeten Parameter. Für die Kopplungskonstante des σ an das Y^* haben wir $\frac{g_{Y^* Y^* \sigma}}{\sqrt{4\pi}} = 10.61$ verwendet. Der σ -Austausch ist immer attraktiv. Aufgrund der Größe der gewählten Kopplungskonstanten ist der σ -Austausch in jeder Partialwelle der dominierende Beitrag. Bei den Vektormesonen ist in diesem Kanal das Vorzeichen von Tensor- und Vektorkopplung gleich. Für das ϕ sind die beiden Kopplungskonstanten negativ, für ρ und ω positiv. Daher wirken Tensor- und Vektorkopplung in der P_{13} - und P_{33} -Partialwelle entgegengesetzt, was zu relativ kleinen Potentialen führt. Hier ist der σ -Austausch auch bei kleinerer Kopplungskonstante der dominierende Beitrag. In der P_{11} - und P_{31} -Partialwelle wirken Tensor- und Vektorkopplung in dieselbe Richtung, weshalb hier die Potentiale für den Vektormesonaustausch erheblich größer sind. Für ϕ -Austausch erhält man in diesen Partialwellen Attraktion, für ω -Austausch Repulsion. Der ρ -Austausch ist hier attraktiv für $I = \frac{1}{2}$ und repulsiv für $I = \frac{3}{2}$. Für $I = \frac{3}{2}$ sind ρ - und ω -Austausch fast identisch, da sie gleiche Kopplungskonstanten, ähnliche Massen und Cut-off Parameter haben und hier der Isospinanteil des Potentials identisch ist. Das Gesamtpotential ist für $I = \frac{1}{2}$ attraktiv. Für $I = \frac{3}{2}$ hängt das Vorzeichen

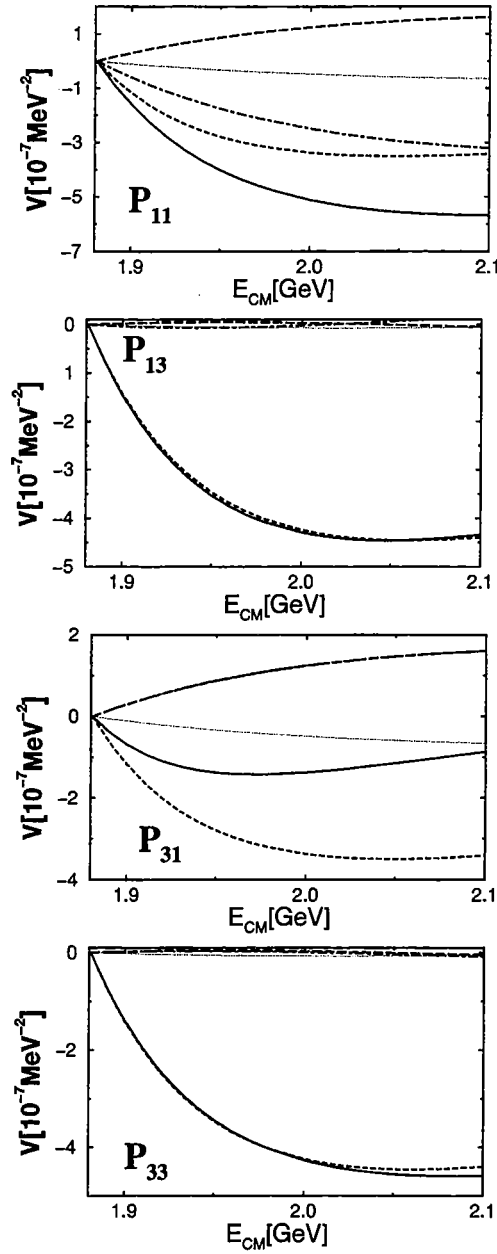


Abbildung 6.20: On-shell Potentiale für den Meson-Austausch in der direkten Y^*K Wechselwirkung für $I = \frac{1}{2}$ und $I = \frac{3}{2}$. Auf der baryonischen Seite ist als Cut-off 2000 MeV gewählt. Die strichpunktierten Linien zeigen die Potentiale für ρ -Austausch ($\Lambda_{KK\rho} = 1550$ MeV), die gestrichelten Linien für ω -Austausch ($\Lambda_{KK\omega} = 1600$ MeV), die punktierten Linien für ϕ -Austausch ($\Lambda_{KK\phi} = 1500$ MeV) und die kurzgestrichelte Linie für σ -Austausch ($\Lambda_{KK\sigma} = 1400$ MeV). Die durchgezogenen Linien zeigen die Summe der Potentiale.

des Potentials von den gewählten Parametern ab.

Auf die Wirkungsquerschnitte hat die Berücksichtigung der direkten Y^*K Wechselwirkung allerdings keinen Einfluß. Lediglich wenn man die Attraktion in dieser Wechselwirkung sehr groß wählt, erhält man sehr schmale Strukturen in der Nähe der Schwelle. Dies ist ein ähnliches Ergebnis wie im Fall der direkten Wechselwirkung im ΛK und ΣK Kanal.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Kopplung der Kanäle nur einen schwachen Effekt auf die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte hat. Diese werden insgesamt vor allem bei höheren Energien überschätzt.

6.5 Der Einfluß der Wechselwirkung im Anfangszustand

Wie wir festgestellt haben, werden die Wirkungsquerschnitte allgemein überschätzt. Um den Fluß zu verringern, berücksichtigen wir zusätzlich die πN Wechselwirkung im Anfangszustand. Das separable Modell, das wir verwenden, haben wir bereits in Kapitel 5 vorgestellt.

Wir zeigen zunächst in Abb.(6.21) die Wirkungsquerschnitte, die wir erhalten, wenn wir außer der Wechselwirkung im Anfangszustand lediglich die Übergangswchselwirkung $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ berücksichtigen. Der Vergleich mit Abb.(6.8) zeigt, daß die Wirkungsquerschnitte durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung im Anfangszustand deutlich abgesenkt werden. Bei starkem Baryonaustausch erhält man für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ nach einem steilen Anstieg an der Schwelle einen Abfall des Wirkungsquerschnittes. Das Maximum liegt aber einen Faktor zwei unterhalb der Daten. Bei den Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Sigma$ werden die Wirkungsquerschnitte bei schwachem Baryonaustausch besonders stark unterdrückt. Während der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ bei starkem Baryonaustausch nach Durchschreiten eines Maximums bei etwa 2050 MeV wieder leicht abfällt, ist in den Reaktionen $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ und $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ ein Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu beobachten. Die Energieabhängigkeit der Daten läßt sich in keiner dieser drei Reaktionen beschreiben.

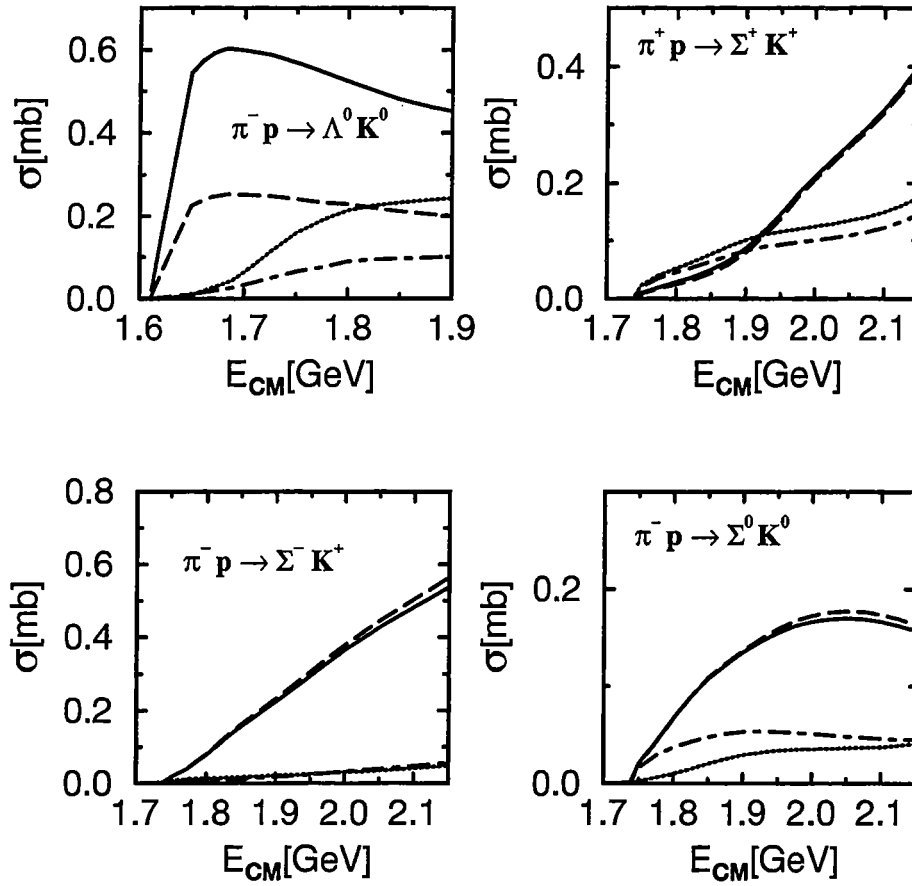


Abbildung 6.21: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ unter Berücksichtigung der Wechselwirkung im Anfangszustand. Die Bedeutung der Kurven ist dieselbe wie in Abb.(6.8).

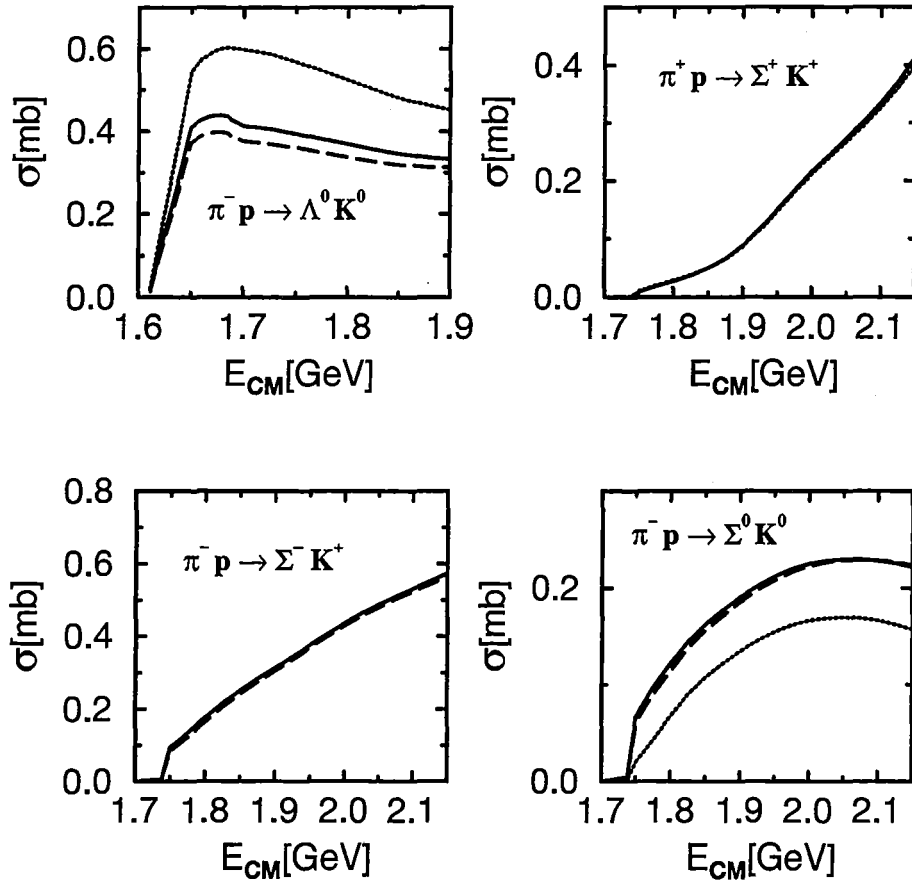


Abbildung 6.22: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ unter Berücksichtigung der Wechselwirkung im Anfangszustand, der Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK und der direkten ΛK und ΣK Wechselwirkung. Die Bedeutung der Kurven ist im Text erklärt.

Berücksichtigen wir zusätzlich die Kopplung der Kanäle ΛK und ΣK und deren direkte Wechselwirkung, erhalten wir die Ergebnisse, die wir in Abb.(6.22) zeigen. Wir haben hier für die Übergangswechselwirkung $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ starken Baryonaustausch (und starken K^* -Austausch) gewählt, weil nur dann deutliche Effekte sichtbar werden. Die punktierte Kurve zeigt die Ergebnisse mit denselben Parametern wie sie für die durchgezogene Linie in Abb.(6.21) verwendet wurden. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse, wenn wir dieselben Parameter benutzen wie für die durchgezogene Linie in Abb.(6.15). In der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ senkt die Kanalkopplung den Wirkungsquerschnitt ab, in den Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ führt sie zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes, während die Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ nicht beeinflusst wird. Weitere Vergrößerung der Kopplung zwischen ΛK und ΣK (strichpunktirierte Linien, $\Lambda_{\Lambda\Sigma\rho} = 1500$ MeV) verstärkt die Effekte, während die direkte Wechselwirkung keine Rolle spielt. Der $Y^* K$ Kanal hat bei Berücksichtigung der πN Wechselwirkung keinen Effekt.

Einen Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt Abb.(6.23). Im Vergleich zu den Ergebnissen, die die durchgezogenen Linien in Abb.(6.22) zeigen, haben wir hier für als Cut-off für Λ - und Σ -Austausch 1800 MeV und für Y^* -Austausch 2000 MeV gewählt. Man erkennt, daß wir den Anstieg der Wirkungsquerschnitte $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ beschreiben können. Im $K\Lambda$ Kanal erhalten wir eine Struktur an der ΣK Schwelle, der Wirkungsquerschnitt fällt zu höheren Energien hin ab. Das Maximum liegt jedoch um mehr als einen Faktor zwei unter den experimentellen Daten. Bei den Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ beschreiben wir die Wirkungsquerschnitte qualitativ bis zu einer Energie von 1.9 GeV. Für höhere Energien überschätzen unsere Ergebnisse allerdings die experimentellen Daten. Den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ können wir aber nicht beschreiben. Die Daten werden insbesondere für niedrige Energien unterschätzt und der Wirkungsquerschnitt hat eine völlig falsche Energieabhängigkeit.

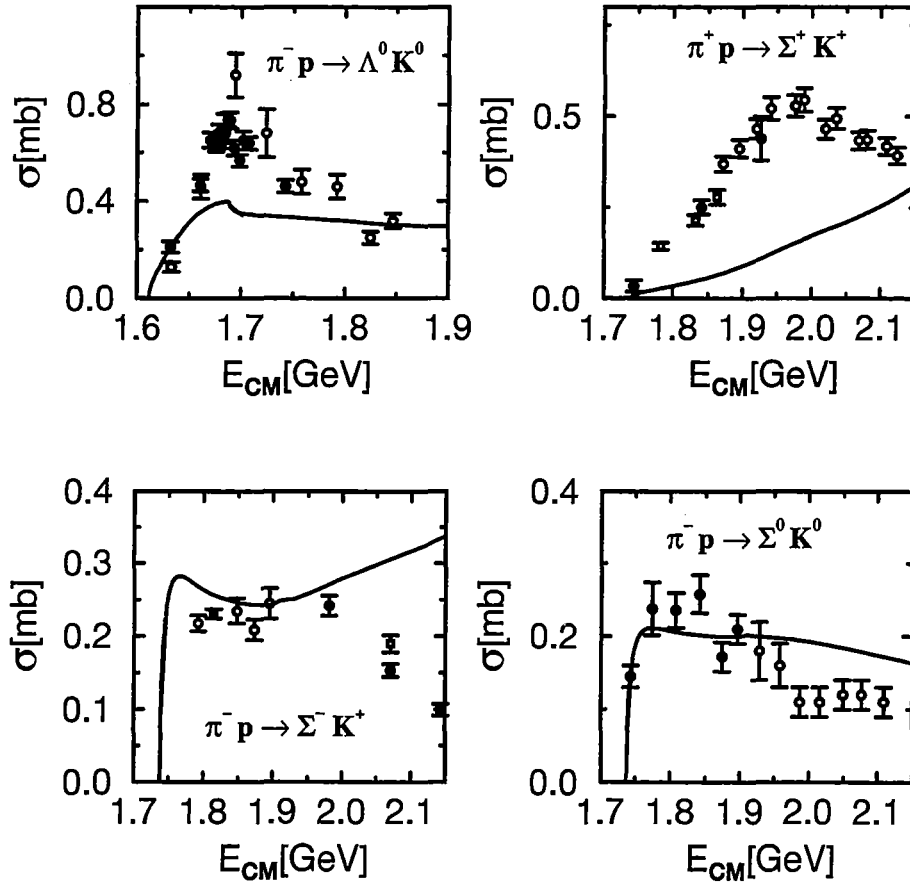


Abbildung 6.23: Partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi N \rightarrow K\Lambda$ und $\pi N \rightarrow K\Sigma$ im Vergleich mit den experimentellen Daten.

6.6 Der Einfluß expliziter Resonanzbeiträge

Wir haben festgestellt, daß wir die experimentellen Daten, insbesondere für die Reaktion $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$, durch Meson- und Baryonaustauschbeiträge alleine nicht beschreiben können. Wir diskutieren daher in diesem Abschnitt, inwiefern die Berücksichtigung expliziter Resonanzgraphen die Beschreibung der Daten verbessern kann.

Bei einer empirischen Partialwellenanalyse der Daten für die Reaktion $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ [47] waren Resonanzen bei 1820 MeV in der P_{33} - und bei 1920 MeV in der F_{37} -Partialwelle zur Beschreibung der Daten wichtig. Dabei wird die Resonanz in der P_{33} -Partialwelle mit der $\Delta(1920)$ -Resonanz, die Resonanz in der F_{37} -Partialwelle mit der $\Delta^*(1950)$ -Resonanz aus dem Particle Data Booklet [68] identifiziert.

In dem Modell von Tsushima et al. [33,34] wurde die $\Delta(1920)$ -Resonanz berücksichtigt. Die Kopplungskonstanten wurden aus den Verzweungsverhältnissen bestimmt, die im Particle Data Booklet angegeben sind. Eine Beschreibung der experimentellen Daten war aber erst nach einer Vergrößerung der Kopplungskonstanten um etwa einen Faktor zehn möglich. Dies könnte daran liegen, daß die in [47] gefundene F_{37} -Resonanz nicht berücksichtigt wurde.

In einer empirischen Partialwellenanalyse der Daten für die Reaktion $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ [46] wurden Resonanzen in den Partialwellen S_{11} , P_{11} , P_{13} und D_{13} mit Massen um 1700 MeV und eine Resonanz in der D_{15} -Partialwelle mit einer Masse von 1870 MeV gefunden. Die Resonanzen in der S- und den P-Wellen können mit den Resonanzen $N^*(1650)$, $N^*(1710)$ und $N^*(1720)$, die Resonanz in der D_{13} -Partialwelle mit der Resonanz $N^*(1700)$ aus dem Particle Data Booklet identifiziert werden.

Tsushima et al. [33,34] haben in ihrem Modell die Resonanzen $N^*(1650)$, $N^*(1710)$ und $N^*(1720)$ verwendet. Die Kopplungskonstanten wurden wiederum aus den Verzweungsverhältnissen angegeben, die im Particle Data Booklet angegeben sind. Zusammen mit dem in Abschnitt 6.1 diskutierten schwachen K^* -Austausch zur Beschreibung des Untergrunds wurde damit eine Beschreibung der experimentellen Wirkungsquerschnitte erreicht.

Im Rahmen unseres Modells können auch Resonanzbeiträge eingebaut werden. Sie erhalten ihre physikalische Masse und ihre Breite durch die Iteration in der Streugleichung. Verwenden wir für Isospin $I = \frac{3}{2}$ nur eine Resonanz in der P_{33} Partialwelle, läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ nicht beschreiben. Durch die Wechselwirkung wird die physikalische Masse der Resonanz gegenüber der nackten Masse zu höheren Energien verschoben. Durch geeignete Wahl der nackten Masse kann so das Maximum des Wirkungsquerschnittes an den durch die Daten vorgegebenen Wert verschoben werden. Die Wechselwirkung im Anfangszustand bewirkt aber, daß wir die Breite des Wirkungsquerschnittes nicht beschreiben können. Eine Verbreiterung der Struktur kann durch zusätzliche Berücksichtigung einer F_{37} Resonanz erreicht werden.

Für Isospin $I = \frac{1}{2}$ kann durch Berücksichtigung der oben erwähnten Resonanzen in den S- und P-Wellen das Maximum in der Reaktion $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ beschrieben werden, ebenso der Anstieg des Wirkungsquerschnittes in den Reaktionen $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ und $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$. Zu einer Beschreibung der Daten muß man jedoch den K^* - und Baryonaustausch abschwächen, da wir für die beiden letztgenannten Reaktionen schon ohne Resonanzbeiträge die Größe der Wirkungsquerschnitte beschrieben haben, sie in der Reaktion $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ für höhere Energien auch überschätzt haben.

Der Einbau von Resonanzen wird nach Anpassung der Parameter eine Beschreibung der Wirkungsquerschnitte liefern. Es soll an dieser Stelle aber darauf hingewiesen werden, daß die explizite Berücksichtigung von Resonanzgraphen die Beschreibung der Wechselwirkung im Anfangszustand stark beeinflusst. Bei der Anpassung der Parameter müssen daher gleichzeitig die Parameter für die Wechselwirkung im Anfangszustand angepaßt werden. Dies ist für unser System von gekoppelten Kanälen jedoch sehr aufwendig, weil die Wechselwirkung nicht mehr separabel ist.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit haben wir die Kaonproduktion in der Pion-Nukleon Wechselwirkung im Rahmen eines Mesonaustauschmodells mit gekoppelten Kanälen untersucht. Berücksichtigt wurden dabei zunächst Mesonaustausch- und Baryonaustauschbeiträge. In den Übergängen $\pi N \rightarrow KY$ ($Y = \Lambda, \Sigma$) läßt sich mit Hilfe des K^* -Austauschs die Größenordnung der experimentellen partiellen Wirkungsquerschnitte erreichen. Eine Ausnahme bildet die Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$, da der doppelte Ladungsaustausch nicht durch einfachen K^* -Austausch beschrieben werden kann. Hier spielt, ebenso wie in der Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, der Λ -Austausch eine wichtige Rolle. Insgesamt kann die Energieabhängigkeit der experimentellen Daten nicht beschrieben werden; die Wirkungsquerschnitte werden, vor allem zu höheren Energien hin, überschätzt.

Durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung im Endzustand erhält man eine Vergrößerung der Wirkungsquerschnitte. Eine starke Kopplung der beiden Kanäle $K\Lambda$ und $K\Sigma$ führt zu einem leichten Abfallen des Wirkungsquerschnittes im $K\Lambda$ Kanal. Berücksichtigt man die Endzustandswechselwirkung, genügt auch schon eine geringere Kopplung zwischen beiden Kanälen. Trotzdem ist dies nicht ausreichend, um die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zu beschreiben und eine genügende Absenkung zu erreichen.

Die Ankopplung des KY^* -Kanals zeigt nur einen sehr geringen Effekt auf die Wirkungsquerschnitte. Insbesondere ist die Attraktion der direkten KY^* Wechselwirkung nicht ausreichend, um die Struktur zu erklären, die in der Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ etwa an der Schwelle des KY^* -Kanals (bei 1900 MeV) beobachtet wird.

Die Berücksichtigung der Wechselwirkung im Anfangszustand reduziert die Wirkungsquerschnitte drastisch. Bei starkem Baryonaustausch erhalten wir in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ nach einem steilen Anstieg an der Schwelle einen Abfall des Wirkungsquerschnittes nach der ΣK Schwelle. Das Maximum liegt aber einen Faktor zwei unterhalb der Daten. Bei den Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ und $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ beschreiben wir die Wirkungsquerschnitte qualitativ bis zu einer Energie von 1.9 GeV. Für höhere Energien überschätzen unsere Ergebnisse allerdings die experimentellen Daten. Den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ können wir nicht beschreiben. Die Daten werden insbesondere für niedrige Energien unterschätzt. Außerdem hat der Wirkungsquerschnitt eine völlig falsche Energieabhängigkeit.

Insgesamt bedeutet dies, daß es nicht gelingt, die Kaonproduktion in der Pion-Nukleon Wechselwirkung allein durch Meson- und Baryonaustauschbeiträge zu beschreiben. Daher haben wir auch den Einfluß von Resonanzgraphen untersucht. Für Isospin $I = \frac{3}{2}$ ist die in der empirischen Analyse [47] der P_{33} Partialwelle auftretende $\Delta(1920)$ Resonanz alleine nicht in der Lage, die Struktur des Wirkungsquerschnittes für $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ zu erklären. Durch den nicht-resonanten Anteil der Wechselwirkung wird durch die Iteration die physikalische Masse der Resonanz gegenüber ihrer nackten Masse sehr stark zu höheren Energien hin verschoben. Eine Beschreibung der Daten könnte durch eine zusätzliche Resonanz in der F_{37} Partialwelle erreicht werden, deren physikalische Masse nach der empirischen Analyse [47] bei 1920 MeV liegt. Für Isospin $I = \frac{1}{2}$ benötigen wir ebenfalls Resonanzen, um die Höhe des Maximums für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ beschreiben zu können. Es muß dabei aber angemerkt werden, daß die explizite Berücksichtigung von Resonanzgraphen die Beschreibung der Wechselwirkung im Anfangszustand stark beeinflusst. Es müßte daher bei der Anpassung der Parameter auch die Anfangszustandswechselwirkung neu angepaßt werden. Da die Wechselwirkung gleichzeitig an die πN -Streuphasen und die Daten für die Kaonproduktion angepaßt werden muß, ist dies jedoch sehr zeitaufwendig und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Eine solche Anpassung der Parameter ist aber geplant.

Das bestehende Modell läßt sich auf mehrere Arten weiterentwickeln. Zum einen

können die Kanäle ΛK^* und ΣK^* angekoppelt werden, deren Schwellen bei 2000 MeV bzw. 2080 MeV liegen. Schwelleneffekte dieser Kanäle könnten eventuell die Struktur in der Reaktion $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ erklären. Aufgrund der komplizierteren Spinstruktur ist der numerische Aufwand bei der Ankopplung dieser Kanäle allerdings um ein vielfaches größer. Außerdem stellt sich die Frage, inwieweit die Verwendung eines separablen Potentials für die Wechselwirkung im Pion-Nukleon Anfangszustand geeignet ist. In der Jülicher Arbeitsgruppe existiert ein Modell für die Pion-Nukleon Wechselwirkung für CMS-Energien bis zu 1600 MeV, das in der Lage ist, die experimentellen Daten in den meisten Partialwellen qualitativ zu beschreiben [18]. Dieses Modell ist jedoch nur zweiteilchenunitär. Zu einer Erweiterung des Modells auf die bei der Kaonproduktion auftretenden Energien ist eine genaue Analyse der inelastischen Kanäle notwendig. Es ist jedoch von großem Interesse, beide Modelle zusammenzufassen.

Anhang A

Konventionen

a) Koordinatensystem

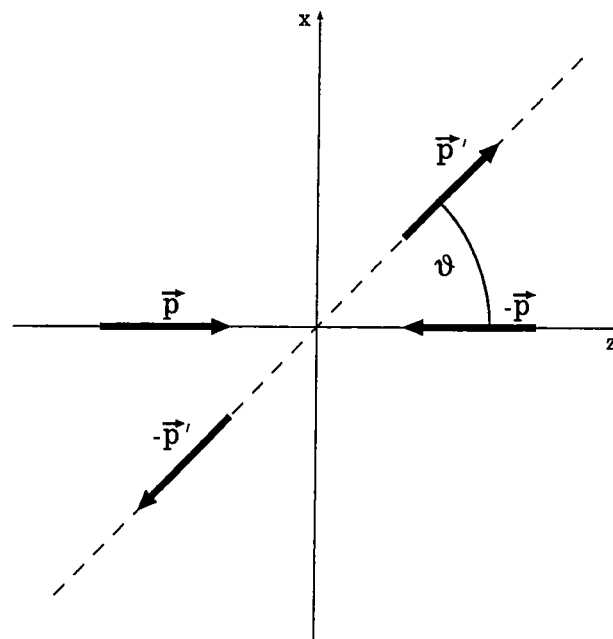


Abbildung A.1: Wahl des Koordinatensystems und Definition des Streuwinkels ϑ .

b) Metrischer Tensor

$$(g^{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

c) **Diracmatrizen, Paulimatrizen, Vertauschungsrelationen**

$$\begin{aligned}\gamma^0 &= \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \\ I &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \sigma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned}2g^{\mu\nu} &= [\gamma^\mu, \gamma^\nu]_+ \\ \sigma^{\mu\nu} &:= \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]_-\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

d) **Polarisationsvektoren für Spin-1-Teilchen**

Im CMS für Impulse parallel zur z-Achse:

$$\epsilon^\mu(\vec{p}, \lambda = \pm 1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \mp 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \epsilon^\mu(\vec{p}, \lambda = 0) = \frac{1}{m} \begin{pmatrix} |\vec{p}| \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix}\quad (\text{A.4})$$

mit $E_p = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$.

Für beliebige andere Impulsrichtungen erhält man die Polarisationsvektoren durch Anwendung reiner Drehungen in der xz-Ebene:

$$R(\vartheta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \vartheta & 0 & \sin \vartheta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \vartheta & 0 & \cos \vartheta \end{pmatrix}\quad (\text{A.5})$$

Der adjungierte Polarisationsvektor ist folgendermaßen definiert:

$$\epsilon^\mu(\vec{p}, \lambda)^* \equiv (-)^\lambda \epsilon^\mu(\vec{p}, -\lambda) . \quad (\text{A.6})$$

Es gilt (Vollständigkeitsrelation):

$$\sum_\lambda \epsilon^\mu(\vec{p}, \lambda) \epsilon^\nu(\vec{p}, \lambda)^* = -g^{\mu\nu} + \frac{p^\mu p^\nu}{m^2} . \quad (\text{A.7})$$

e) Dirac-Spinoren

$$\begin{aligned} u(\vec{p}, \lambda) &= \sqrt{\frac{E_p + m}{2E_p}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{2\lambda|\vec{p}|}{E_p + m} \end{pmatrix} |\lambda\rangle \\ \bar{u}(\vec{p}, \lambda) &= u^\dagger(\vec{p}, \lambda) \gamma^0 , \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

wobei $|\lambda\rangle$ Eigenzustand zur Helizität ist:

$$\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{2|\vec{p}|} |\lambda\rangle = \lambda |\lambda\rangle , \quad \lambda = \pm \frac{1}{2} . \quad (\text{A.9})$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \sum_\lambda u^\dagger(\vec{p}, \lambda) u(\vec{p}, \lambda) &= 1 && (\text{Normierung}) , \\ \sum_\lambda u(\vec{p}, \lambda) \bar{u}(\vec{p}, \lambda) &= \frac{\gamma_\mu p^\mu + m}{2E_p} && (\text{Energieprojektor}) . \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

f) Rarita-Schwinger-Spinor für Spin- $\frac{3}{2}$ -Teilchen

$$u^\mu(\vec{p}, \lambda) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \left\langle 1 \lambda_1 \frac{1}{2} \lambda_2 \middle| \frac{3}{2} \lambda \right\rangle \epsilon^\mu(\vec{p}, \lambda_1) u(\vec{p}, \lambda_2) . \quad (\text{A.11})$$

g) Feldoperatoren der Hadronen

$$\begin{aligned}
\phi_S(x) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3p \frac{1}{(2\omega_p)^{\frac{1}{2}}} \left\{ b_S(\vec{p}) e^{-ipx} + b_S^\dagger(\vec{p}) e^{ipx} \right\} , \\
\phi_P(x) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3p \frac{1}{(2\omega_p)^{\frac{1}{2}}} \left\{ b_P(\vec{p}) e^{-ipx} + b_P^\dagger(\vec{p}) e^{ipx} \right\} , \\
\phi_V^\mu(x) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3p \sum_\lambda \frac{\varepsilon^\mu(\vec{p}, \lambda)}{(2\omega_p)^{\frac{1}{2}}} \left\{ b_V(\vec{p}, \lambda) e^{-ipx} + b_V^\dagger(\vec{p}, \lambda) e^{ipx} \right\} , \\
\psi_B(x) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3p \sum_\lambda \left\{ a(\vec{p}, \lambda) u(\vec{p}, \lambda) e^{-ipx} + \tilde{a}^\dagger(\vec{p}, \lambda) v(\vec{p}, \lambda) e^{ipx} \right\} , \\
\psi_D^\mu(x) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d^3p \sum_\lambda \left\{ a(\vec{p}, \lambda) u^\mu(\vec{p}, \lambda) e^{-ipx} + \tilde{a}^\dagger(\vec{p}, \lambda) v(\vec{p}, \lambda)^\mu e^{ipx} \right\} .
\end{aligned} \tag{A.12}$$

Hierbei definiert man für den adjungierten Operator $b_V^\dagger(\vec{p}, \lambda)$:

$$b^\dagger(\vec{p}, \lambda) := (-)^\lambda b(\vec{p}, -\lambda)^\dagger. \tag{A.13}$$

h) Helizitätsmatrixelemente

Bei der konkreten Auswertung der Potentialausdrücke tritt folgender Erwartungswert auf:

$$\langle \lambda' | \lambda \rangle = |\lambda' + \lambda| \cos \frac{\vartheta}{2} + (\lambda' - \lambda) \sin \frac{\vartheta}{2}. \tag{A.14}$$

Anhang B

Die analytischen Ausdrücke für die Pseudopotentiale

Wir geben in diesem Anhang den Spin-Impulsanteil der Pseudopotentiale in der zeitgeordneten Störungstheorie an. Um das vollständige Potential zu erhalten, müssen diese Anteile noch mit den Isospinfaktoren $IF(I)$ multipliziert werden, die in Tabelle 3.3 in Kapitel 3.1.2 angegeben sind.

Wie in Abb. (B.1) zu sehen ist, kennzeichnen wir die Größen für das einlaufende Baryon (Meson) mit dem Index k (l), für das auslaufende Baryon (Meson) mit k' (l') und für das ausgetauschte Teilchen mit r .

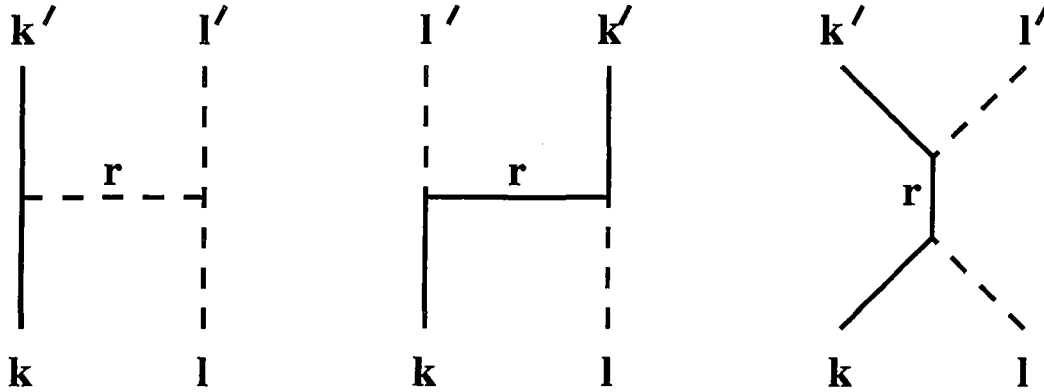


Abbildung B.1: *Bezeichnungen.*

Die Energien der Austauscheteilchen sind durch $E_r = \omega_r = \sqrt{m_r^2 + \vec{p}_r^2}$ gegeben; für den D^* -Polgraphen verwenden wir $p_r^0 = Z$, Für den Y^* -Austausch $p_r^0 = \epsilon_k - \epsilon_{l'}$ mit $\epsilon_1 \equiv \frac{s+m_k^2-m_l^2}{2\sqrt{s}}$ und $\epsilon_{l'} \equiv \frac{s-m_{k'}^2+m_{l'}^2}{2\sqrt{s}}$. E_k und $E_{k'}$ (ω_l und $\omega_{l'}$) bezeichnen die

On-mass-shell-Energien der ein- und auslaufenden Baryonen (Mesonen):

$$E_{k(l)} = \sqrt{m_{k(l)}^2 + \vec{p}_{k(l)}^2} \quad ; \quad \omega_{l(l)} = \sqrt{m_{l(l)}^2 + \vec{p}_{l(l)}^2} . \quad (\text{B.1})$$

Wir unterscheiden aufgrund der Spinstruktur zwischen den Kanälen mit Oktett-Baryonen und pseudoskalaren Mesonen ($\pi N, \Lambda K, \Sigma K$) und dem Kanal mit einem Dekuplett Baryon und einem pseudoskalaren Meson ($Y^* K$). Es treten also die folgenden drei Fälle auf: $BP \rightarrow BP$, $DP \rightarrow BP$ und $DP \rightarrow DP$.

B.1 Die Pseudopotentiale für die Wechselwirkung $BP \rightarrow BP$

a) Austausch eines skalaren Mesons

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_S(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{g_{BBS} g_{PPS} m_P}{(2\pi)^3 2\omega_r (\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda_{k'}) u(\vec{p}_k, \lambda_k) \\ &\quad \left(\frac{1}{Z - E_{k'} - \omega_r - \omega_{l'}} + \frac{1}{Z - E_k - \omega_r - \omega_{l'}} \right) IF(I) . \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

b) Austausch eines Vektormesons

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= - \frac{g_{P'PV}}{(2\pi)^3 4\omega_r (\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} \\ &\quad \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda_{k'}) \left[G_{B'BV} \gamma^\mu - \frac{f_{B'BV}}{2m_N} (p_{k'} + p_k)^\mu \right] u(\vec{p}_k, \lambda_k) (p_{l'} + p_l)_\mu \\ &\quad \left(\frac{1}{Z - E_{k'} - \omega_r - \omega_{l'}} + \frac{1}{Z - E_k - \omega_r - \omega_{l'}} \right) IF(I) , \quad (\text{B.3}) \end{aligned}$$

mit

$$G_{B'BV} = g_{B'BV} + \frac{m_k + m_{k'}}{m_N} f_{B'BV} , \quad (\text{B.4})$$

wobei $g_{B'BV}$ die Vektorkopplung und $f_{B'BV}$ die Tensorkopplung bezeichnet.

c) Baryon-Austausch

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_B^{ex}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{f_{B'B_r P} f_{BB_r P'}}{m_l m_{l'} (2\pi)^3 2(\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} p_{l\mu} p_{l'\nu} \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda_{k'}) \gamma^5 \gamma^\mu \\ &\quad \times \frac{1}{2E_r} \left(\frac{\gamma^0 E_r - \vec{\gamma} \vec{p}_r + m_N}{Z - E_r - \omega_l - \omega_{l'}} + \frac{-\gamma^0 E_r - \vec{\gamma} \vec{p}_r + m_N}{Z - E_r - E_k - E_{k'}} \right) \gamma^5 \gamma^\nu u(\vec{p}_k, \lambda_k) IF(I) . \quad (\text{B.5}) \end{aligned}$$

d) Y^* -Austausch

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_{Y^*}^{ex}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{f_{B'Y^*P} f_{BY^*P'}}{m_l m_{l'} (2\pi)^3 2(\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} p_{l\mu} p_{l'\nu} \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda_{k'}) (\not{p}_r + m_{Y^*}) \\ &\times \left\{ -g^{\mu\nu} + \frac{1}{3} \gamma^\mu \gamma^\nu + \frac{2}{3m_{Y^*}} p_r^\mu p_r^\nu - \frac{1}{3m_{Y^*}} (p_r^\mu \gamma^\nu - p_r^\nu \gamma^\mu) \right\} u(\vec{p}_k, \lambda_k) \\ &\times \frac{1}{2E_r} \left(\frac{1}{Z - E_r - \omega_l - \omega_{l'}} + \frac{1}{Z - E_r - E_k - E_{k'}} \right) IF(I) \quad . \quad (B.6) \end{aligned}$$

e) $B^*(J^P = \frac{1}{2}^+)$ -Polgraph

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_{B^*}^{Pol}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{f_{B_r B P} f_{B_r B' P'}}{m_l m_{l'} (2\pi)^3 2(\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} p_{l'\mu} p_{l\nu} \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda') \gamma^5 \gamma^\mu \\ &\times \frac{1}{2m_{B_r}} \left(\frac{\gamma^0 m_{B_r} + m_{B_r}}{Z - m_{B_r}} + \frac{-\gamma^0 m_{B_r} + m_{B_r}}{Z - E_k - E_{k'} - \omega_l - \omega_{l'} - m_{B_r}} \right) \\ &\gamma^5 \gamma^\nu u(\vec{p}_k, \lambda) IF(I) \quad . \quad (B.7) \end{aligned}$$

f) $\tilde{B}(J^P = \frac{1}{2}^-)$ -Polgraph

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_{\tilde{B}}^{Pol}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{f_{\tilde{B}_r B P} f_{\tilde{B}_r B' P'}}{m_l m_{l'} (2\pi)^3 2(\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} p_{l'\mu} p_{l\nu} \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda') \gamma^5 \gamma^\mu \\ &\times \frac{1}{2m_{\tilde{B}_r}} \left(\frac{\gamma^0 m_{\tilde{B}_r} - m_{\tilde{B}_r}}{Z - m_{\tilde{B}_r}} + \frac{-\gamma^0 m_{\tilde{B}_r} - m_{\tilde{B}_r}}{Z - E_k - E_{k'} - \omega_l - \omega_{l'} - m_{\tilde{B}_r}} \right) \\ &\gamma^5 \gamma^\nu u(\vec{p}_k, \lambda) IF(I) \quad . \quad (B.8) \end{aligned}$$

g) $D^*(J^P = \frac{3}{2}^+)$ -Polgraph

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_{D^*}^{Pol}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{f_{D_r B P} f_{D_r B' P'}}{m_l m_{l'} (2\pi)^3 2(\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} p_{l'\mu} p_{l\nu} \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda') \frac{\not{p}_r + m_D}{(Z - m_D)(Z + m_D)} \\ &\times \left\{ -g^{\mu\nu} + \frac{1}{3} \gamma^\mu \gamma^\nu + \frac{2}{3m_D^2} p_r^\mu p_r^\nu - \frac{1}{3m_D} (p_r^\mu \gamma^\nu - p_r^\nu \gamma^\mu) \right\} u(\vec{p}_k, \lambda) IF(I) \quad . \quad (B.9) \end{aligned}$$

B.2 Die Pseudopotentiale für die Wechselwirkung $DP \rightarrow BP$

a) Austausch eines Vektormesons

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_D^{Pol}(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{f_{B'DV} g_{P'PV}}{m_V (2\pi)^3 4\omega_r (\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} \\ &\times \left\{ \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda') \gamma^5 \gamma_\mu p_r^\mu u_\nu(\vec{p}_k, \lambda) (p_l + p_{l'})^\nu - \bar{u}(\vec{p}_{k'}, \lambda') \gamma^5 \gamma_\mu (p_l + p_{l'})^\mu u_\nu(\vec{p}_k, \lambda) p_r^\nu \right\} \\ &\times \left(\frac{1}{Z - \omega_r - E_{k'} - \omega_l} + \frac{1}{Z - \omega_r - E_k - \omega_{l'}} \right) IF(I) \quad . \quad (B.10) \end{aligned}$$

B.3 Die Pseudopotentiale für die Wechselwirkung $DP \rightarrow DP$

a) Austausch eines skalaren Mesons

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_S(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= -\frac{g_{DDs} g_{PPs} m_P}{(2\pi)^3 2\omega_r (\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} \bar{u}_\nu(\vec{p}_{k'}, \lambda_{k'}) u^\nu(\vec{p}_k, \lambda_k) \\ &\times \left(\frac{1}{Z - E_{k'} - \omega_r - \omega_l} + \frac{1}{Z - E_k - \omega_r - \omega_{l'}} \right) IF(I) \quad . \quad (B.11) \end{aligned}$$

b) Austausch eines Vektormesons

$$\begin{aligned} \langle \lambda' | V_V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle &= \frac{g_{P'PV}}{(2\pi)^3 4\omega_r (\omega_{l'} \omega_l)^{\frac{1}{2}}} \\ &\times \bar{u}_\nu(\vec{p}_{k'}, \lambda_{k'}) \left[G_{D'DV} \gamma^\mu - \frac{f_{D'DV}}{2m_\Delta} (p_{k'} + p_k)^\mu \right] u^\nu(\vec{p}_k, \lambda_k) (p_{l'} + p_l)_\mu \\ &\times \left(\frac{1}{Z - E_{k'} - \omega_r - \omega_l} + \frac{1}{Z - E_k - \omega_r - \omega_{l'}} \right) IF(I) \quad . \quad (B.12) \end{aligned}$$

mit

$$G_{D'DV} = g_{D'DV} + \frac{m_k + m_{k'}}{m_\Delta} f_{D'DV}, \quad (B.13)$$

wobei $g_{D'DV}$ die Vektorkopplung und $f_{D'DV}$ die Tensorkopplung bezeichnet.

Anhang C

Die Partialwellenzerlegung des Potentials

Für die Streuung zweier Teilchen mit Helizitäten λ_1 und λ_2 , bzw. λ'_1 und λ'_2 ist die Partialwellenzerlegung in dem von uns gewählten Koordinatensystem durch die folgende Beziehung gegeben [69]:

$$\langle \lambda'_1 \lambda'_2 | V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_J (2J+1) d_{\lambda\lambda'}^J(\vartheta) \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | V^J(p', p; Z) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle . \quad (\text{C.1})$$

Hierbei gilt $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\lambda' = \lambda'_1 - \lambda'_2$. Die Funktionen $d_{\lambda\lambda'}^J(\cos \vartheta)$ werden als Wignersche Rotationsmatrizen oder reduzierte Drehmatrizen bezeichnet. Die im Rahmen dieser Arbeit benötigten Wignerschen Rotationsmatrizen findet man in [18, 58, 63, 70].

Mit Hilfe der Orthogonalitätsrelationen der Wignerschen Rotationsmatrizen

$$\int d(\cos \vartheta) d_{\lambda\lambda'}^J(\vartheta) d_{\lambda''\lambda'''}^{J'}(\vartheta) = \frac{2}{2J+1} \delta_{JJ'} \quad (\text{C.2})$$

läßt sich Gl. C.1 umkehren, und man erhält:

$$\langle \lambda'_1 \lambda'_2 | V^J(p', p; Z) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle = 2\pi \int d(\cos \vartheta) d_{\lambda\lambda'}^J(\vartheta) \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle . \quad (\text{C.3})$$

Im Rahmen dieser Arbeit betrachten wir die Streuung pseudoskalarer Mesonen an Oktett- und Dekuplett-Baryonen, also tritt in jedem Kanal nur ein Teilchen mit Spin (das Baryon) auf. Damit vereinfacht sich Gl. (C.3) mit $\lambda_2^{(\prime)} = 0$ und $\lambda_1^{(\prime)} = \lambda^{(\prime)}$ zu:

$$\langle \lambda' | V^J(p', p; Z) | \lambda \rangle = 2\pi \int d(\cos \vartheta) d_{\lambda\lambda'}^J(\vartheta) \langle \lambda' | V(\vec{p}', \vec{p}; Z) | \lambda \rangle . \quad (\text{C.4})$$

C.1 Winkelintegration bei der Partialwellenzerlegung

Setzt man die Partialwellenzerlegung (C.1) in die Streugleichung (2.8) ein, so erhält man

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \sum_J (2J+1) d_{\lambda\lambda'}^J(\vartheta_{p'p}) \left\{ \langle \lambda' | T_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle - \langle \lambda' | V_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle \right\} = \\ \frac{1}{(4\pi)^2} \int d^3q \sum_{\lambda_1\gamma} \sum_{J', J''} (2J'+1)(2J''+1) \frac{1}{Z - W_\gamma(q)} \\ \langle \lambda' | V_{\beta\gamma}^{J'}(p', q; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | T_{\gamma\beta}^{J''}(q, p; Z) | \lambda \rangle d_{\lambda_1\lambda'}^{J'}(\vartheta_{p'q}) d_{\lambda\lambda_1}^{J''}(\vartheta_{qp}) , \quad (C.5) \end{aligned}$$

wobei $\vartheta_{p'p}$ der Winkel von $\vec{p}'$ nach $\vec{p}$ sei.

Die Winkelabhängigkeiten werden jetzt ausschließlich durch die d-Funktionen gegeben. Mit $d^3q = q^2 dq d\Omega$ reduziert sich das Winkelintegral der rechten Gleichungsseite auf

$$I = \int d\Omega d_{\lambda_1\lambda'}^{J'}(\vartheta_{p'q}) d_{\lambda\lambda_1}^{J''}(\vartheta_{qp}) . \quad (C.6)$$

Die Lage der Winkel zeigt die folgende Figur:

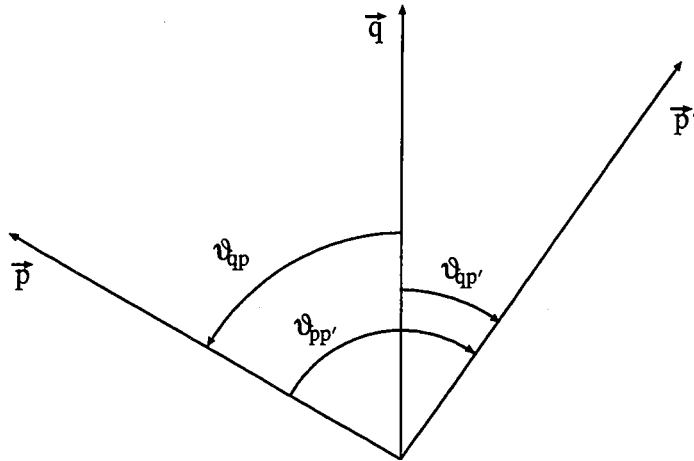


Abbildung C.1: Lage der Winkel.

Es gelten die folgenden Identitäten für die d-Funktionen (z.B. [70]):

$$\begin{aligned}
d_{\lambda\lambda_1}^{J''}(\vartheta_{qp}) &= d_{\lambda_1\lambda}^{J''}(\vartheta_{pq}) , \\
d_{\lambda'\lambda_1}^{J'}(\vartheta_{qp'}) &= d_{\lambda_1\lambda'}^{J'}(\vartheta_{p'q}) = \sum_{\lambda_2} d_{\lambda'\lambda_2}^{J'}(\vartheta_{pp'}) d_{\lambda_2\lambda_1}^{J'}(\vartheta_{qp}) , \\
\int d\Omega_q d_{\lambda_2\lambda_1}^{J'}(\vartheta_{qp}) d_{\lambda\lambda_1}^{J''}(\vartheta_{qp}) &= \frac{4\pi}{2J'+1} \delta_{J'J''} \delta_{\lambda\lambda_2} .
\end{aligned} \tag{C.7}$$

Damit wird aus dem Winkelintegral:

$$I = \int d\Omega_q \left(\sum_{\lambda_2} d_{\lambda'\lambda_2}^{J'}(\vartheta_{pp'}) d_{\lambda_2\lambda_1}^{J'}(\vartheta_{qp}) \right) d_{\lambda\lambda_1}^{J''}(\vartheta_{qp}) \tag{C.8}$$

$$= \sum_{\lambda_2} \frac{4\pi}{2J'+1} \delta_{J'J''} \delta_{\lambda\lambda_2} d_{\lambda_2\lambda'}^{J'}(\vartheta_{p'p}) \tag{C.9}$$

$$= \frac{4\pi}{2J'+1} \delta_{J'J''} d_{\lambda\lambda'}^{J'}(\vartheta_{p'p}) . \tag{C.10}$$

Dieses Ergebnis wird in die Streugleichung (C.5) eingesetzt

$$\begin{aligned}
\frac{1}{4\pi} \sum_J (2J+1) d_{\lambda\lambda'}^J(\vartheta_{p'p}) \left\{ \langle \lambda' | T_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle - \langle \lambda' | V_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle \right\} = \\
\frac{1}{(4\pi)^2} \sum_{J'} \int q^2 dq \sum_{\lambda_1\gamma} (2J'+1)^2 \frac{1}{Z - W_\gamma(q)} \\
\langle \lambda' | V_{\beta\gamma}^{J'}(p', q; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | T_{\gamma\alpha}^{J'}(q, p; Z) | \lambda \rangle \frac{4\pi}{2J'+1} d_{\lambda\lambda'}^{J'}(\vartheta_{p'p}) .
\end{aligned} \tag{C.11}$$

Die Wignerschen Rotationsmatrizen bilden ein vollständiges System. Ein Koeffizientenvergleich liefert die Partialwellenzerlegung der Streugleichung

$$\begin{aligned}
\langle \lambda' | T_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle &= \langle \lambda' | V_{\beta\alpha}^J(p', p; Z) | \lambda \rangle + \\
&\int q^2 dq \sum_{\lambda_1\gamma} \frac{\langle \lambda' | V_{\beta\gamma}^J(p', q; Z) | \lambda_1 \rangle \langle \lambda_1 | T_{\gamma\alpha}^J(q, p; Z) | \lambda \rangle}{Z - W_\gamma(q)} .
\end{aligned} \tag{C.12}$$

Anhang D

Die Transformation in die JLS-Basis

Die Lösung der Streugleichung erfolgt nicht in der Helizitäts-, sondern in der *JLS*-Basis, da die Gleichungen in dieser Basis weitgehend entkoppeln.

Die Rotationsinvarianz der starken Wechselwirkung bewirkt die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses J und die Unabhängigkeit von der dritten Drehimpulskomponente M . Weitere Auswahlregeln folgen aus der Invarianz der Wechselwirkung gegenüber Paritätstransformationen. Ist das Produkt der inneren Paritäten der beiden Streuteilchen im Eingangs- und Endzustand gleich, folgt aus der Paritätserhaltung, daß für die Übergänge zwischen Drehimpulseigenzuständen ΔL gerade sein muß.

Für den πN -, $K\Lambda$ - und den $K\Sigma$ -Kanal (BP) ist der Spin $S = \frac{1}{2}$. Da in diesem Fall $L = J \pm \frac{1}{2}$ gilt, ist bei dieser Wechselwirkung nur $\Delta L = 0$ möglich.

Da das Y^* und somit das KY^* -System (DP) den Spin $\frac{3}{2}$ hat, sind im KY^* -Kanal und in der Übergangs-Wechselwirkung $BP \rightarrow DP$ zusätzlich zu den Übergängen mit $\Delta L = 0$ auch Tensor-Übergänge mit $\Delta L = 2$ möglich.

Die Transformation von der Helizitätsbasis mit den Basiszuständen $|JM\lambda\rangle$ in die *JLS*-Basis hat folgende Gestalt [71] :

$$\begin{aligned} \langle JML'S' | O^J(p', p; Z) | JMLS \rangle \\ = \sum_{\lambda, \lambda'} \langle JML'S' | JM\lambda' \rangle \langle \lambda' | O^J(p', p; Z) | \lambda \rangle \langle JM\lambda | JMLS \rangle \quad (D.1) \end{aligned}$$

mit

$$\langle JMLS | JM\lambda \rangle = \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} \langle L0S\lambda | J\lambda \rangle \quad . \quad (D.2)$$

Den für $S = \frac{1}{2}$ benötigten Clebsch-Gordan-Koeffizienten kann man leicht aus den in [72] angegebenen Formeln berechnen:

$$\langle L0S \left(\lambda = \pm \frac{1}{2} \right) | J \left(\lambda = \pm \frac{1}{2} \right) \rangle = \begin{cases} \mp \sqrt{\frac{L}{2L+1}} & \text{für } L = J + \frac{1}{2}, \\ \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} & \text{für } L = J - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (\text{D.3})$$

Bei der Ankopplung des Y^*K Kanals benötigen wir für die Transformation in die JLS -Basis (Gln. (D.1),(D.2)) die Clebsch-Gordan-Koeffizienten $\langle L0S\lambda | J\lambda \rangle$ für $S = \frac{3}{2}$. Diese werden mit Hilfe der in Anhang C von Ref. [72] aufgeführten Formeln berechnet zu

$$\begin{aligned} \langle (J + \frac{3}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{1}{2}) | J (\pm \frac{1}{2}) \rangle &= \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{(2J+1)(2J+3)}{(2J+2)(2J+4)}} \\ \langle (J + \frac{3}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{3}{2}) | J (\pm \frac{3}{2}) \rangle &= \mp \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{(2J-1)(2J+1)}{(2J+2)(2J+4)}} \\ \langle (J + \frac{1}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{1}{2}) | J (\pm \frac{1}{2}) \rangle &= -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{(2J+1)(2J+3)}{2J(2J+2)}} \\ \langle (J + \frac{1}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{3}{2}) | J (\pm \frac{3}{2}) \rangle &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{(2J-1)(2J+1)}{2J(2J+2)}} \\ \langle (J - \frac{1}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{1}{2}) | J (\pm \frac{1}{2}) \rangle &= \mp \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{(2J-1)(2J+1)}{2J(2J+2)}} \\ \langle (J - \frac{1}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{3}{2}) | J (\pm \frac{3}{2}) \rangle &= \mp \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{(2J+1)(2J+3)}{2J(2J+2)}} \\ \langle (J - \frac{3}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{1}{2}) | J (\pm \frac{1}{2}) \rangle &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{(2J-1)(2J+1)}{(2J-2)2J}} \\ \langle (J - \frac{3}{2}) 0 \frac{3}{2} (\pm \frac{3}{2}) | J (\pm \frac{3}{2}) \rangle &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{(2J+1)(2J+3)}{(2J-2)2J}}. \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

Je nach Reaktionskanal treten für ein festes J eine bestimmte Anzahl von Helizitätsamplituden $\langle \lambda' | O^J(p', p; Z) | \lambda \rangle$ auf. Aufgrund der Paritätserhaltung sind aber nicht alle unabhängig. Allgemein gilt [71]:

$$\begin{aligned} &\langle -\lambda'_1 - \lambda'_2 | O^J(p', p; Z) | -\lambda_1 - \lambda_2 \rangle \\ &= \frac{\eta'_1 \eta'_2}{\eta_1 \eta_2} (-1)^{S'_1 + S'_2 - S_1 - S_2} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | O^J(p', p; Z) | \lambda_1 \lambda_2 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Hierbei bezeichnen $\lambda_i^{(\prime)}$, $S_i^{(\prime)}$ und $\eta_i^{(\prime)}$ die Helizitäten, den Spin und die intrinsischen Paritäten der beteiligten Teilchen.

Da in unseren Reaktionskanälen nur pseudoskalare Mesonen auftreten, vereinfacht sich Gl. (D.5) zu

$$\langle -\lambda' | O^J(p', p; Z) | -\lambda \rangle = \frac{\eta'}{\eta} (-1)^{S'-S} \langle \lambda' | O^J(p', p; Z) | \lambda \rangle, \quad (\text{D.6})$$

wobei hier nur noch die Quantenzahlen der beteiligten Oktett- bzw. Dekuplett-Baryonen auftreten.

Wir geben im folgenden die Transformation von der Helizitäts- in die JLS -Basis für die verschiedenen Kanäle an. Der Operator O steht dabei sowohl für das Potential V als auch für die T -Matrix.

D.1 Die Wechselwirkung $BP \rightarrow BP$

In den Übergängen $BP \rightarrow BP$ treten für festes J vier Helizitätsamplituden auf, von denen aber nur zwei unabhängig sind. Explizit erhalten wir für die Streuung eines pseudoskalaren Mesons an einem Oktett-Baryon:

$$\begin{aligned} \left\langle -\frac{1}{2} \left| O^J(p', p; Z) \right| -\frac{1}{2} \right\rangle &= \left\langle \frac{1}{2} \left| O^J(p', p; Z) \right| \frac{1}{2} \right\rangle \\ \left\langle -\frac{1}{2} \left| O^J(p', p; Z) \right| \frac{1}{2} \right\rangle &= \left\langle \frac{1}{2} \left| O^J(p', p; Z) \right| -\frac{1}{2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (\text{D.7})$$

Aus Gl. (D.1) ergeben sich dann die entsprechenden Potentialmatrixelemente in der JLS -Basis:

$$\begin{aligned} \left\langle J \left(L = J \pm \frac{1}{2} \right) S \left| O(p', p; Z) \right| J \left(L = J \pm \frac{1}{2} \right) S \right\rangle \\ = \left\langle \frac{1}{2} \left| O^J(p', p; Z) \right| \frac{1}{2} \right\rangle \mp \left\langle \frac{1}{2} \left| O^J(p', p; Z) \right| -\frac{1}{2} \right\rangle \\ \left\langle J \left(L = J \pm \frac{1}{2} \right) S \left| O(p', p; Z) \right| J \left(L = J \mp \frac{1}{2} \right) S \right\rangle = 0. \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

Dies ergibt die bereits erwähnte Auswahlregel $\Delta L = 0$.

D.2 Der Übergang $DP \rightarrow BP$

Da das Y^* als Dekuplett-Baryon den Spin $S = \frac{3}{2}$ hat, folgt aus Gl. (D.6)

$$\langle -\lambda'_B | O_{DP \rightarrow BP}^J(p', p; Z) | -\lambda_D \rangle = -\langle \lambda'_B | O_{DP \rightarrow BP}^J(p', p; Z) | \lambda_D \rangle. \quad (D.9)$$

Setzt man diese Beziehung in Gl. (D.1) ein, führt dies ebenfalls zur Auswahlregel $\Delta L = 0, \pm 2$.

Verwendet man die Abkürzungen $\langle L' | O | L \rangle \equiv \langle JL' \frac{1}{2} | O_{DP \rightarrow BP}(p', p; Z) | JL \frac{3}{2} \rangle$ und $\langle \lambda'_B | O | \lambda_D \rangle \equiv \langle \lambda'_B | O_{DP \rightarrow BP}^J(p', p, Z) | \lambda_D \rangle$ erhält man für die Matrixelemente der erlaubten Übergänge

$$\begin{aligned} \langle L' = J - \frac{1}{2} | O | L = J - \frac{1}{2} \rangle &= \\ & \frac{1}{2} \left\{ -\sqrt{3} \sqrt{\frac{2J+3}{2J+2}} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle \frac{1}{2} | O | -\frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\ & \quad \left. - \sqrt{\frac{2J-1}{2J+2}} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle \frac{1}{2} | O | -\frac{1}{2} \rangle \right) \right\} \\ \langle L' = J + \frac{1}{2} | O | L = J + \frac{1}{2} \rangle &= \\ & \frac{1}{2} \left\{ -\sqrt{3} \sqrt{\frac{2J-1}{2J}} \left(\langle \frac{1}{2} | O | -\frac{3}{2} \rangle + \langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\ & \quad \left. + \sqrt{\frac{2J+3}{2J}} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle \frac{1}{2} | O | -\frac{1}{2} \rangle \right) \right\} \\ \langle L' = J - \frac{1}{2} | O | L = J + \frac{3}{2} \rangle &= \\ & \frac{1}{2} \left\{ -\sqrt{\frac{2J-1}{2J+2}} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle \frac{1}{2} | O | -\frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\ & \quad \left. + \sqrt{3} \sqrt{\frac{2J+3}{2J+2}} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle \frac{1}{2} | O | -\frac{1}{2} \rangle \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J + \tfrac{1}{2} | O | L = J - \tfrac{3}{2} \rangle = \\
\frac{1}{2} \left\{ -\sqrt{\frac{2J+3}{2J}} \left(\langle \tfrac{1}{2} | O | \tfrac{3}{2} \rangle + \langle \tfrac{1}{2} | O | -\tfrac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
\left. -\sqrt{3} \sqrt{\frac{2J-1}{2J}} \left(\langle \tfrac{1}{2} | O | \tfrac{1}{2} \rangle + \langle \tfrac{1}{2} | O | -\tfrac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}
\tag{D.10}$$

D.3 Die Wechselwirkung $DP \rightarrow DP$

Für die direkte DP -Wechselwirkung gilt:

$$\langle -\lambda'_D | O_{DP}^J(p', p; Z) | -\lambda_D \rangle = \langle \lambda'_D | O_{DP}^J(p', p; Z) | \lambda_D \rangle .
\tag{D.11}$$

Aus Gl. (D.1) folgt damit die Auswahlregel $\Delta L = 0, \pm 2$.

Wir geben im folgenden die Ausdrücke für die erlaubten Übergänge an. Dabei verwenden wir die Abkürzungen $\langle L' | O | L \rangle \equiv \langle JL' \tfrac{3}{2} | O_{DP}(p', p; Z) | JL \tfrac{3}{2} \rangle$ und $\langle \lambda'_D | O | \lambda_D \rangle \equiv \langle \lambda'_D | O_{DP}^J(p', p, Z) | \lambda_D \rangle$.

$$\begin{aligned}
\langle L' = J + \tfrac{3}{2} | O | L = J + \tfrac{3}{2} \rangle = \\
\frac{1}{4} \frac{1}{2J+2} \left\{ (2J-1) \left(\langle \tfrac{3}{2} | O | \tfrac{3}{2} \rangle - \langle -\tfrac{3}{2} | O | \tfrac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
-\sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \tfrac{3}{2} | O | \tfrac{1}{2} \rangle - \langle -\tfrac{3}{2} | O | \tfrac{1}{2} \rangle \right) \\
+ \left(\langle \tfrac{1}{2} | O | \tfrac{3}{2} \rangle - \langle -\tfrac{1}{2} | O | \tfrac{3}{2} \rangle \right) \\
\left. + 3(2J+3) \left(\langle \tfrac{1}{2} | O | \tfrac{1}{2} \rangle - \langle -\tfrac{1}{2} | O | \tfrac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J - \frac{1}{2} | O | L = J + \frac{3}{2} \rangle = \\
\frac{1}{4} \frac{1}{2J+2} \left\{ \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
- 3(2J+3) \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \\
+ (2J-1) \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \\
\left. - \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J + \frac{1}{2} | O | L = J + \frac{1}{2} \rangle = \\
\frac{1}{4} \frac{1}{2J} \left\{ 3(2J-1) \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle + \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
- \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right. \\
\left. \left. + \langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle + \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
\left. + (2J+3) \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J - \frac{3}{2} | O | L = J + \frac{1}{2} \rangle = \\
\frac{1}{4} \frac{1}{2J} \left\{ \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle + \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
- (2J+3) \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \\
+ 3(2J-1) \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle + \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \\
\left. - \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J - \frac{1}{2} | O | L = J - \frac{1}{2} \rangle = & \\
& \frac{1}{4} \frac{1}{2J+2} \left\{ 3(2J+3) \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
& + \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \\
& + \langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \Big) \\
& \left. + (2J-1) \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J + \frac{3}{2} | O | L = J - \frac{1}{2} \rangle = & \\
& \frac{1}{4} \frac{1}{2J+2} \left\{ \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
& + (2J-1) \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \\
& - 3(2J+3) \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle - \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \\
& \left. - \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle - \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J - \frac{3}{2} | O | L = J - \frac{3}{2} \rangle = & \\
& \frac{1}{4} \frac{1}{2J} \left\{ (2J+3) \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle + \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
& + \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle -\frac{3}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \\
& + \langle \frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle + \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{3}{2} \rangle \Big) \\
& \left. + 3(2J-1) \left(\langle \frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle + \langle -\frac{1}{2} | O | \frac{1}{2} \rangle \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle L' = J + \tfrac{1}{2} \mid O \mid L = J - \tfrac{3}{2} \rangle = & \\
& \frac{1}{4} \frac{1}{2J} \left\{ \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \tfrac{3}{2} \mid O \mid \tfrac{3}{2} \rangle + \langle -\tfrac{3}{2} \mid O \mid \tfrac{3}{2} \rangle \right) \right. \\
& + 3(2J-1) \left(\langle \tfrac{3}{2} \mid O \mid \tfrac{1}{2} \rangle + \langle -\tfrac{3}{2} \mid O \mid \tfrac{1}{2} \rangle \right) \\
& - (2J+3) \left(\langle \tfrac{1}{2} \mid O \mid \tfrac{3}{2} \rangle + \langle -\tfrac{1}{2} \mid O \mid \tfrac{3}{2} \rangle \right) \\
& \left. - \sqrt{3} \sqrt{(2J-1)(2J+3)} \left(\langle \tfrac{1}{2} \mid O \mid \tfrac{1}{2} \rangle + \langle -\tfrac{1}{2} \mid O \mid \tfrac{1}{2} \rangle \right) \right\} \\
& \tag{D.12}
\end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

- [1] J.B. Kogut, Phys. Rep. **67**, 67 (1980).
- [2] C. Rebbi, Phys. Rep. **137**, 63 (1986).
- [3] N. Isgur und G. Karl, Phys. Lett. B **72**, 109 (1977).
- [4] T.H.R. Skyrme, Nucl. Phys. **31**, 556 (1962).
- [5] G.E. Brown und M. Rho, Phys. Lett. B **82**, 177 (1979).
- [6] G.E. Brown, M. Rho und V. Vento, Phys. Lett. B **94**, 383 (1979).
- [7] T. DeGrand, R.L. Jaffe, K. Johnson und J. Kiskis, Phys. Rev. D **12**, 2060 (1975).
- [8] A.W. Thomas, S. Théberge und G.A. Miller, Phys. Rev. D **24**, 2160 (1981).
- [9] A.W. Thomas, Adv. Nucl. Phys. **13**, 1 (1983).
- [10] H. Yukawa, *Proc. Phys. Math Soc. Japan* **17**, 48 (1935).
- [11] R. Machleidt, K. Holinde und Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
- [12] B. Holzenkamp, K. Holinde und J. Speth, Nucl. Phys. **A500**, 485 (1989).
- [13] V. Mull, J. Haidenbauer, T. Hippchen und K. Holinde, Phys. Rev. C **44**, 1337 (1991).
- [14] A. Müller-Groeling, K. Holinde und J. Speth, Nucl. Phys. **A513**, 557 (1990).
- [15] R. Buettgen, K. Holinde, A. Müller-Groeling, J. Speth und P. Wyborny, Nucl. Phys. **A506**, 586 (1990).

- [16] P. Wyborny, M. Hoffmann, K. Holinde und J. Speth, *Phys. Rev. C* **48**, 1376 (1993).
- [17] M. Hoffmann, J.W. Durso, K. Holinde, B.C. Pearce und J. Speth, *Nucl. Phys.* **A593**, 341 (1995).
- [18] Ch. Schütz, *Berichte des Forschungszentrums Jülich*, Nr. 3130 (1995).
- [19] D. Lohse, J.W. Durso, K. Holinde und J. Speth, *Nucl. Phys.* **A516**, 513 (1989).
- [20] G. Janssen, K. Holinde und J. Speth, *Phys. Rev. C* **49**, 2763 (1994).
- [21] A. Bondar et al., The $pp \rightarrow pp\pi^0$ reaction near the kinematical threshold, Uppsala University preprint, 1995.
- [22] H.O. Meyer et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2846 (1990).
- [23] H.O. Meyer et al., *Nucl. Phys.* **A539**, 633 (1992).
- [24] M. Drochner et al., Total and differential cross sections of $pp \rightarrow \pi^+d$ reactions down to 0.55 MeV above threshold, submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [25] T.-S. Lee und D. Riska, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2237 (1993).
- [26] C.J. Horowitz, H.O. Meyer und D.K. Griegel, *Phys. Rev. C* **49**, 2671 (1994).
- [27] F. Hernández und E. Oset, *Phys. Lett. B* **350**, 158 (1995).
- [28] C. Hanhart, J. Haidenbauer, A. Reuber, C. Schütz und J. Speth, *Phys. Lett. B* **358**, 22 (1995).
- [29] C. Nake, private Mitteilung.
- [30] J.M. Laget, *Phys. Lett. B* **259**, 24 (1991).
- [31] A. Deloff, *Nucl. Phys.* **A505**, 191 (1989).
- [32] A. Reuber, K. Holinde und J. Speth, *Nucl. Phys.* **570**, 543 (1994).
- [33] K. Tsushima, S.W. Huang und Amand Faessler, *Phys. Lett. B* **337**, 245 (1994).

- [34] K. Tsushima, S.W. Huang und Amand Faessler, J. Phys. **G21**, 33 (1995).
- [35] K. Tsushima, S.W. Huang und Amand Faessler, LANL preprint nucl-th/9602005, 1996.
- [36] R.D. Baker et al., Nucl. Phys. **B141**, 29 (1978).
- [37] T.M. Knasel et al., Phys. Rev. D **11**, 1 (1975).
- [38] D.J. Candlin et al., Nucl. Phys. **B226**, 1 (1983).
- [39] N.L. Carayannopoulos, G.W. Taufest und R.B. Willmann, Phys. Rev. **138B**, 433 (1965).
- [40] A. Baldini, V. Flamino, W.G. Moorhead und D.R.O. Morrison, in *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, edited by H. Schopper (Springer Verlag, Heidelberg, 1988), Vol. Vol.12a.
- [41] J.C. Doyle, F.S. Crawford und J.A. Anderson, Phys. Rev. **165**, 1483 (1967).
- [42] M.L. Good und R.R. Kofler, Phys. Rev. **183**, 1142 (1969).
- [43] D.W. Thomas, Nucl. Phys. **56**, 15 (1973).
- [44] R.D. Baker et al., Nucl. Phys. **B145**, 402 (1978).
- [45] J.C. Hart et al., Nucl. Phys. **B166**, 73 (1980).
- [46] R.D. Baker et al., Nucl. Phys. **B126**, 365 (1977).
- [47] D.J. Candlin et al., Nucl. Phys. **B238**, 477 (1984).
- [48] S.S. Schweber, *An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory* (Row-Petersen, New York, 1961).
- [49] D. Schütte, Nucl. Phys. **A221**, 450 (1974).
- [50] K. Kotthoff, K. Holinde, R. Machleidt und D. Schütte, Nucl. Phys. **A242**, 429 (1975).

- [51] K. Kotthoff, R. Machleidt und D. Schütte, Nucl. Phys. **A264**, 484 (1976).
- [52] R. Blankenbecler und R. Sugar, Phys. Rev. **142**, 1051 (1966).
- [53] M.I. Haftel und F. Tabakin, Nucl. Phys. **A158**, 1 (1970).
- [54] A. Müller-Groeling, Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Nr. 527 (1989).
- [55] Th. Hippchen, Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Nr. 494 (1989).
- [56] D. Lohse, Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Nr. 526 (1989).
- [57] J.J. de Swart, Rev. Mod. Phys. **35**, 916 (1963).
- [58] P. Wyborny, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Nr. 2701 (1992).
- [59] T.-P. Cheng und L.-F. Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics* (Oxford University Press, Oxford, 1984).
- [60] G.E. Brown und W. Weise, Phys. Rev. C **22**, 281 (1975).
- [61] A. Wirzba, H. Toki, E.R. Siciliano, M.B. Johnson und R. Gilman, Phys. Rev. C **40**, 2745 (1989).
- [62] R. Büttgen, Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Nr. 459 (1988).
- [63] Ch. J. Joachain, *Quantum Collision Theory* (North Holland, Amsterdam, 1975).
- [64] R.J. McLeod und I.R. Afnan, Phys. Rev. C **32**, 222 (1985).
- [65] G. Höhler, Phasenanalyse KA84, private Mitteilung.
- [66] G. Höhler, F. Kaiser, R. Koch und E. Pietarinen, *Handbook of Pion-Nucleon Scattering*, Vol. 12-1 of *Physics Data* (Fachinformationszentrum, Karlsruhe, 1979).
- [67] R.Koch und E. Pietarinen, Nucl. Phys. **A336**, 331 (1980).

- [68] Particle Data Group, Phys. Rev. D **45**, (1992).
- [69] K. Erkelenz, Phys. Rep. **13C**, 191 (1974).
- [70] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, 1957).
- [71] S. U. Chung, Academic Training Program of CERN, CERN 71-8 , (1971).
- [72] A. Messiah, *Quantum Mechanics, Vol. II* (North Holland, Amsterdam, 1962).

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der Zeit von April 1993 bis März 1996 am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich. An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. J. Speth gilt mein Dank für sein Interesse an meiner Arbeit und seine wohlwollende Unterstützung.

Herrn Prof. Dr. K. Holinde danke ich für die zahlreichen Diskussionen und Ratschläge.

Herrn Univ.-Doz. Dr. J. Haidenbauer gilt mein besonderer Dank. Er hat maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. G. E. Brown danke ich nicht nur für die wissenschaftliche Betreuung, sondern auch für die Gastfreundschaft während meines Aufenthalts an der State University of New York, Stony Brook. Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) danke ich dafür, daß er dieses Forschungsprojekt ermöglichte.

Herrn Prof. Dr. G. Chanfray danke ich für seine Gastfreundschaft während meines Aufenthalts an der Université Claude Bernard Lyon I. Auch dieser Forschungsaufenthalt wurde vom DAAD ermöglicht, dem ich dafür danken möchte.

Frau U. Burck und Frau R. Bley danke ich für ihre freundliche Hilfsbereitschaft bei der Lösung von Verwaltungsangelegenheiten jeglicher Art.

Allen Institutsangehörigen, insbesondere jedoch meinen Zimmerkollegen Michael Buballa, Christoph Hanhart und Sabine Jeschonnek sowie Bernd Körfggen möchte ich für die freundliche (Arbeits-)atmosphäre danken.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung meines Studiums und den liebevollen Rückhalt, den sie mir in dieser Zeit gaben.

Jül-3238

Juni 1996

ISSN 0944-2952