

# Partialwellenanalyse bei Compass

Johannes Bernhard

Institut für Kernphysik Mainz

28.01.09



- 1 Motivation
- 2 Grundlagen der PWA
- 3 PWA @ Compass



# Motivation

Es gibt viele offene Fragen zur Natur der starken Wechselwirkung:

- Hat man den langreichweitigen Teil der QCD verstanden?
- Wie funktioniert Hadronisation?
- Welche Modelle sind zur Beschreibung der nicht-perturbativen QCD geeignet?

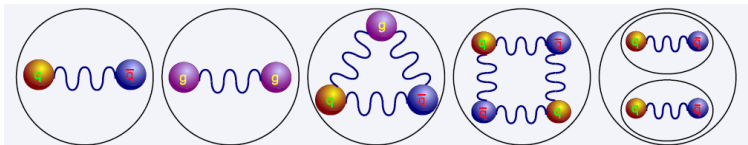
Die Vermessung des Spektrums leichter Hadronen, im Besonderen der Mesonen, kann viele Hinweise liefern.



# Exotische Mesonen

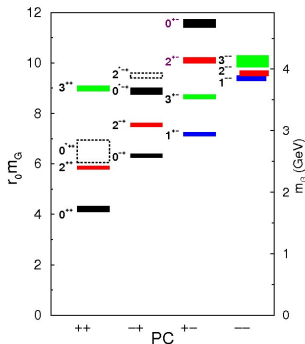
Mesonen werden oft als gebundene Zustände zweier Quarks verstanden, vorstellbar sind in der QCD allerdings auch komplexere Kombinationen:

- Glueballs
- Hybride
- gebundene  $q\bar{q}q\bar{q}$  Zustände (*Tetraquarks*)
- Meson-Moleküle



# Gluebälle

C. Morningstar and M. Peardon, Phys. Rev. D 73  
 (2006) 014516



Ordnung nach Quantenzahlen  $\rightarrow$  PWA

- Leichte Gluebälle ( $0^{++}(1700), 2^{++}(2400)$ ) haben konventionelle  $J^{PC}$
- mischen mit massenahen Mesonen
- leichtester exotischer Glueball( $2^{+-}$ ) bei 4 GeV



# Grundlagen

Ziel der PWA ist die Parametrisierung des n-Teilchen Phasenraums durch die Eigenschaften von Teilchen (Resonanzen) aus einer Zerfallsreihe mit Hilfe von

- Masse
- Zerfallsbreite
- Quantenzahlen (Spin, Parität, usw.)

wird erreicht durch eine Beschreibung der Teilchen im Wellenbild

$$-\frac{\hbar}{2\mu} \nabla^2 \Psi(\vec{r}) + V(\vec{r})\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$$

mit Eigenzuständen  $\Psi_i = \Psi_i(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} U_l(r) P_l(\cos\theta)$  für  $V(r) = 0$  (vor der Streuung)



Nach der Streuung:

$$\psi_{SC} = \psi_f - \psi_i = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{\eta \exp(2i\delta_l) - 1}{2i} P_l(\cos\theta) \frac{\exp(ikr)}{r}$$

Definiere dynamische Amplitude der Streuung:

$$T_l = \sum_{l=0}^{\infty} U_l(r) P_l(\cos\theta)$$

Dynamische Amplitude muss parametrisiert werden, dazu gibt es versch. Ansätze:

- Tensor Formalismen (Zemach Formalismus, kovarianter Ansatz)  $\rightarrow$  leicht für kleine  $L$  und  $S$
- Spin-Projektions-Formalismen (über Generatoren von Rotationen in der  $SU(3)$ ,  $D$ -Matrizen)
- Rarita-Schwinger-Formalismus  $\rightarrow$  ausschließliche Benutzung der Mandelstamm-Variablen



# Zemach-Formalismus

Grundidee: Jeder Drehimpuls der Zerfallsreihe wird durch einen symmetrischen, spurlosen Tensor vom Rang  $l$  beschrieben (ähnlich einer Aufteilung der  $D$ -Matrizen in Unterräume von  $l$ ), z.B.

$$A_{l=0}(\vec{q}) = 1$$

$$A_{l=1}(\vec{q}) = \vec{q}$$

$$A_{l=2}(\vec{q}) = \frac{3}{2} \left[ \vec{q} * \vec{q}_T - \frac{1}{3} |\vec{q}^2| \right]$$

NB:  $\vec{q} * \vec{q}_T$  ist das dyadische Produkt der Vektoren  $\vec{p}$  und  $\vec{q}$

Die Kopplung der verschiedenen  $|L, S\rangle$  Amplituden erfolgt analog zur klassischen QM durch Clebsch-Gordan-Koeffizienten, die PWA macht also nicht anderes, als Amplituden nach Partialwellen in  $l, m$  zu entwickeln

Beispiel der Entwicklung nach Partialwellen im  $H$  Atom sind die Kugelflächenfunktionen  $Y_{lm}(\theta, \phi)$





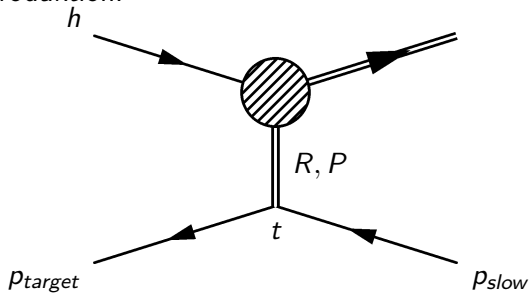
# Annahmen im Analyse-Formalismus

- Reaktion  $\pi N \rightarrow XN'$  ( $X$  sei ein  $n$ -Mesonen-System) basiert auf einem Austausch gluonreicher Quasiteilchen (Reggeon, Pomeron)
- Analyse des Systems  $X$  separat vom Recoilsystem  $N'$
- Im System  $X$  sind a priori alle  $J^{PC}$ -Kombinationen erlaubt
- Wahl des CMS-Systems für  $X$  ist Gottfried-Jackson  
( $z = p_{beam}$ ,  $y = p_{recoil} \times z$ ,  $x = y \times z$ )
- Isobarenmodell: Zerfall  $X \rightarrow M_1, M_2, \dots, M_n$  erfolgt nicht direkt, sondern über eine Zerfallsreihe von Resonanzen, z.B.  $\rho(770)$ ,  $f_0(1300)$ ,  $f_0(980)$ ,  $f_2(1270)$ , ...



# Exkurs: Produktionsmechnismen bei COMPASS

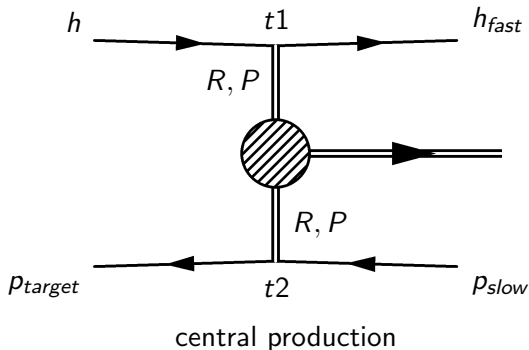
$t$ -Kanal Produktion:



diffractive scattering



# Produktionsmechanismen bei COMPASS cont.



Natürlich auch Photoproduktion in  $\mu p \rightarrow \mu p_{slow} X^0$



## Informationen über die Mechanismen

Theoretische Vorhersagen und Vorgängerexperimente (wie WA102) schlussfolgern aus der  $t$  und  $\phi'$  Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes den Produktionsmechanismus:

$$\frac{d\sigma}{dt_1 dt_2} \sim (t_1 + t_2) \exp(-b(t_1 + t_2))$$

Helizität eins:

$$\frac{d\sigma}{dt_1 dt_2 d\phi'} \sim a^2(t_1^L, t_2^T) \times \left\{ \left( \sqrt{t_1} - \sqrt{t_2} \left( \frac{a(t_1^T, t_2^L)}{a(t_1^L, t_2^T)} \right) \right)^2 + 4\sqrt{t_1 t_2} \cos^2\left(\frac{\phi'}{2}\right) \left( \frac{a(t_1^T, t_2^L)}{a(t_1^L, t_2^T)} \right) \right\}$$

Helizität null (z.B.  $0^{-+}$ ):

$$\frac{d\sigma}{dt_1 dt_2 d\phi'} \sim t_1 t_2 \sin^2(\phi')$$



# Parametrisierung von diffraktiven Prozessen

Im Gottfried-Jackson-System wählen wir die Reflektivitätsbasis  $\epsilon = \pm 1$ , damit ist die Spinprojektion nicht  $M$ , sondern  $\pm M$ . Als zweite wichtige Quantenzahl definieren wir die Naturalität  $\eta = P_{Reggeon}(-1)^{J_{Reggeon}}$ , damit ergibt sich die Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes durch:

$$\sigma = \sum_{\epsilon=-1}^1 \sum_{r=1}^{N_r} |\sum_i T_{ir}^\epsilon \psi_i^\epsilon(\tau) / Norm.|^2$$

mit den Basiseigenzuständen  $\psi_i^\epsilon$  und der mehrdim. Phasenraumvariablen  $\tau$ . Die Normierung ist das Integral über das Betragsquadrat der Basiseigenzustände.



# Parametrisierung von diffraktiven Prozessen cont.

In der Chung-Truman-Parametrisierung gilt

$$\sigma(\tau) = \sum_{\epsilon=-1}^1 \sum_{i,j} \rho_{ij}^{\epsilon} \bar{\phi}_i^{\epsilon}(\tau) \bar{\phi}_j^{\epsilon}(\tau)^*$$

mit der Spin-Density-Matrix  $\rho$ , die nun durch einen Fit an die Daten anzupassen ist. Dazu verwenden wir die Likelihood-Funktion

$$\ln L = \sum_{n=1}^N \ln \sigma(\tau_n) - \int \sigma(\tau, m) * \text{Akzeptanz} \, d\tau$$



# Ergebnis

