# Baryonspektroskopie – $\mathbf{pp} \rightarrow \mathbf{p}\pi^0\mathbf{p}$
# Partialwellenanalyse
# Statusreport 13

Tobias Weisrock

Gruppenmeeting
12. Mai 2014

JG|U
JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

# Treffen mit Alexander Fix

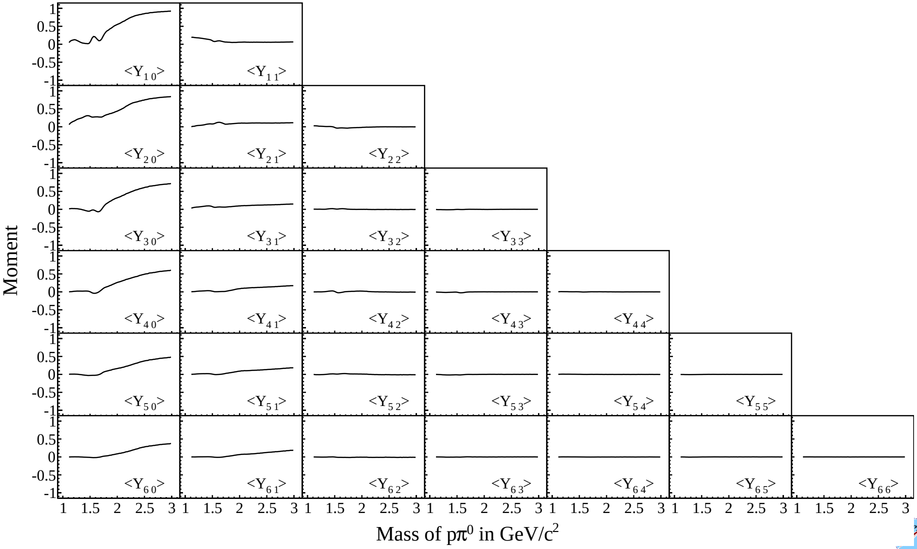
- Entwicklung nach Momenten

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \sum_{LM} \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \langle Y_{LM} \rangle Y_{LM}(\Omega_p)$$

- $Y_{LM}$ sind orthogonal und normiert $\longrightarrow$ Momente können berechnet werden

$$\langle Y_{LM} \rangle = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \int Y^*_{LM}(\Omega_p) \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\Omega_p} d\Omega_p$$

# Einige Momente der Daten



# Treffen mit Alexander Fix

## Frage

Warum gibt es in den Daten eine $\phi$-Abhängigkeit?

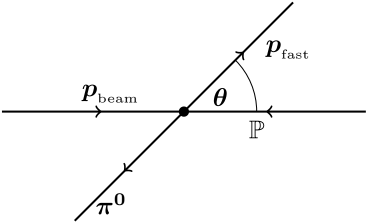
# Treffen mit Alexander Fix

## Frage

Warum gibt es in den Daten eine $\phi$-Abhängigkeit?

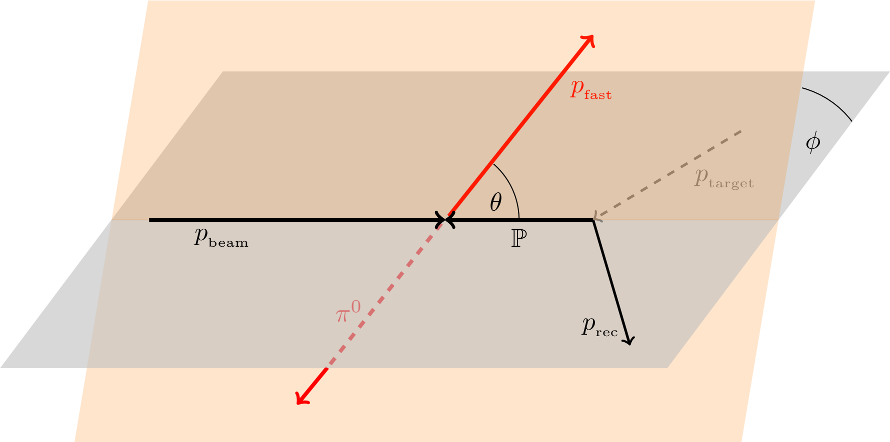
Fakten:

- Wir parametrisieren nur den Zerfall $\mathbf{N^*} \rightarrow \mathbf{p\pi^0}$
- Hierbei ist a priori nur ein Winkel definiert (Streuwinkel im CMS)




- Man erwartet keine Abhängigkeit von einem zweiten Winkel
- Der zweite Winkel $\phi$ wird durch den Gottfried-Jackson Frame definiert

# Gottfried-Jackson Frame



# Treffen mit Alexander Fix

## Frage

Warum gibt es in den Daten eine $\phi$-Abhängigkeit?

# Treffen mit Alexander Fix

## Frage

Warum gibt es in den Daten eine $\phi$-Abhängigkeit?

Fakten:

- Der Winkel $\phi$ wird durch den Gottfried-Jackson Frame definiert
- $\phi$ ist der Winkel zur Produktionsebene
- Die Produktionsebene ist über die Reaktion mit dem Rückstoßproton definiert

$\longrightarrow$ Pomeronaustausch

# Treffen mit Alexander Fix

## Frage

Warum gibt es in den Daten eine $\phi$-Abhängigkeit?

Fakten:

- Der Winkel $\phi$ wird durch den Gottfried-Jackson Frame definiert
- $\phi$ ist der Winkel zur Produktionsebene
- Die Produktionsebene ist über die Reaktion mit dem Rückstoßproton definiert

$\longrightarrow$ Pomeronaustausch

## Antwort

Die $\phi$-Abhängigkeit resultiert aus dem Pomeronaustausch

# Treffen mit Alexander Fix

## Frage

Warum gibt es in den Daten eine $\phi$-Abhängigkeit?

Fakten:

- Der Winkel $\phi$ wird durch den Gottfried-Jackson Frame definiert
- $\phi$ ist der Winkel zur Produktionsebene
- Die Produktionsebene ist über die Reaktion mit dem Rückstoßproton definiert

$\longrightarrow$ Pomeronaustausch

## Antwort

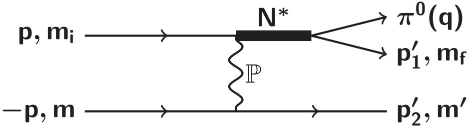
Die $\phi$-Abhängigkeit resultiert aus dem Pomeronaustausch
$\Rightarrow$ Der Pomeronaustausch muss in der PWA mit parametrisiert werden!

COMPASS

# Formalismus

Wir betrachten die Streuung zweier Protonen im Schwerpunktsystem

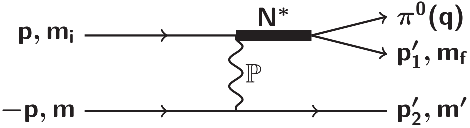
$$\mathbf{p}(E, \vec{p}) + \mathbf{p}(E, -\vec{p}) \longrightarrow \mathbf{p}(E_1', \vec{p}_1') + \mathbf{p}(E_2', \vec{p}_2') + \pi^0(\omega_\pi, \vec{q}_\pi)$$



# Formalismus

Wir betrachten die Streuung zweier Protonen im Schwerpunktsystem

$$\mathbf{p}(\mathbf{E}, \vec{\mathbf{p}}) + \mathbf{p}(\mathbf{E}, -\vec{\mathbf{p}}) \longrightarrow \mathbf{p}(\mathbf{E}_1', \vec{\mathbf{p}}_1') + \mathbf{p}(\mathbf{E}_2', \vec{\mathbf{p}}_2') + \pi^0(\omega_\pi, \vec{\mathbf{q}}_\pi)$$




Es gibt 5 unabhängige kinematische Variablen:

- Die invariante Masse $\omega_{\pi p}$ des Pions und des schnellen Protons $\mathbf{p}_1'$
- Die Richtung der $\pi$-$\mathbf{p}_1'$-Systems (bzw. des Rückstoßprotons $\mathbf{p}_2'$) $\rightarrow \boldsymbol{\Omega} = (\theta, \phi)$
- Die Richtung des Pions im Gottfried-Jackson-Frame $\rightarrow \boldsymbol{\Omega}_\pi^* = (\theta_\pi^*, \phi_\pi^*)$

# Formalismus

Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi p} d\Omega d\Omega_{\pi}^{*}} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{2M_N^4 p_2' q}{E^2 p} \sum_{S_i, M_i, S_f, M_f} \left| T_{S_i, M_i, S_f, M_f} \right|^2$$

mit den Gesamtspins im Anfangs- und Endzustand
$S_{i,f} = 0, 1$ und $M_{i,f} = -S_{i,f}, \ldots, S_{i,f}$

# Formalismus

Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi p} d\Omega d\Omega^*_\pi} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{2M_N^4 p_2' q}{E^2 p} \sum_{S_i, M_i, S_f, M_f} \left| T_{S_i, M_i, S_f, M_f} \right|^2$$

mit den Gesamtspins im Anfangs- und Endzustand
$S_{i,f} = 0, 1$ und $M_{i,f} = -S_{i,f}, \ldots, S_{i,f}$

Der Drehimpuls von Pion und Pomeron relativ zum schnellen Proton ist für jedes $J^\pi$ festgelegt:

| $N^*(J^\pi)$ | $S_{11}(\frac{1}{2}^-)$ | $P_{11}(\frac{1}{2}^+)$ | $P_{13}(\frac{3}{2}^+)$ | $D_{13}(\frac{3}{2}^-)$ | $D_{15}(\frac{5}{2}^-)$ | $F_{15}(\frac{5}{2}^+)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $L_\pi$ | 0 | 1 | 1 | 2 | 2 | 3 |
| $L_\mathbb{P}$ | 1 | 0 | 2 | 1 | 3 | 2 |

Nur die Spinprojektionen $m_\pi$ und $m_\mathbb{P}$ sind frei.

# Formalismus

Die Amplitude $\mathbf{T_{S_i,M_i,S_f,M_f}}$ hat eigentlich Beiträge aus 4 möglichen Prozessen, allerdings dominiert bei COMPASS der oben gezeigte.

$$\mathbf{T_{S_i,M_i,S_f,M_f}}(\vec{p}, -\vec{p}, \vec{p}\,'_1, \vec{p}\,'_2) = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_\mathbb{P},M_J}$$

$$\left(\frac{1}{2}m_i, \frac{1}{2}m \middle| S_i M_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f, \frac{1}{2}m' \middle| S_f M_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i, L_\mathbb{P} m_\mathbb{P} \middle| J M_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f, L_\pi m_\pi \middle| J M_J\right)$$

$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*} f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi + L_\mathbb{P}}} \times F(\omega_{\pi p}) f_{\pi NN^*} G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_\mathbb{P}(t) \times (-1)^{m_\mathbb{P}} P^{[L_\mathbb{P}]}_{-m_\mathbb{P}} q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p},-\vec{p},\vec{p}_1',\vec{p}_2') = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_\mathbb{P},M_J}$$

$$\left(\frac{1}{2}m_i,\frac{1}{2}m\middle|S_iM_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f,\frac{1}{2}m'\middle|S_fM_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i,L_\mathbb{P}m_\mathbb{P}\middle|JM_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f,L_\pi m_\pi\middle|JM_J\right)$$

$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*}f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi+L_\mathbb{P}}} \times F(\omega_{\pi p})f_{\pi NN^*}G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_\mathbb{P}(t) \times (-1)^{m_\mathbb{P}} P^{[L_\mathbb{P}]}_{-m_\mathbb{P}} q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

Kopplung der Spins der Protonen im Anfangs- und Endzustand sowie von **p**$\mathbb{P}$ zur Resonanz und zurück zu **p**$\boldsymbol{\pi^0}$

Kopplungskonstanten des Pomerons an **pp** und **pN***, unbekannt aber konstant

Form der Resonanz in der invarianten **p**$\boldsymbol{\pi}$-Masse $\longrightarrow$

Pomeronpropagator

Winkelabhängigkeit

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p}, -\vec{p}, \vec{p}_1', \vec{p}_2') = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_{\mathbb{P}},M_J}$$

$$\left(\frac{1}{2}m_i, \frac{1}{2}m \middle| S_i M_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f, \frac{1}{2}m' \middle| S_f M_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i, L_{\mathbb{P}} m_{\mathbb{P}} \middle| J M_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f, L_\pi m_\pi \middle| J M_J\right)$$

$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*} f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi + L_{\mathbb{P}}}} \times F(\omega_{\pi p}) f_{\pi NN^*} G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_{\mathbb{P}}(t) \times (-1)^{m_{\mathbb{P}}} P_{-m_{\mathbb{P}}}^{[L_{\mathbb{P}}]} q_{m_\pi}^{[L_\pi]}$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p},-\vec{p},\vec{p}'_1,\vec{p}'_2) = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_\mathbb{P},M_J}$$
$$\left(\frac{1}{2}m_i,\frac{1}{2}m\middle|S_iM_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f,\frac{1}{2}m'\middle|S_fM_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i,L_\mathbb{P}m_\mathbb{P}\middle|JM_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f,L_\pi m_\pi\middle|JM_J\right)$$
$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*}f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi+L_\mathbb{P}}} \times F(\omega_{\pi p})f_{\pi NN^*}G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_\mathbb{P}(t) \times (-1)^{m_\mathbb{P}}P^{[L_\mathbb{P}]}_{-m_\mathbb{P}}q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

---

Vertex Formfaktor $F(\omega_{\pi p}) = \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4-(\omega_{\pi p}^2-M_{N^*}^2)^2}$ mit $\Lambda = 1.3\ \mathrm{GeV}$

$\pi NN^*$ Kopplungskonstante $f_{\pi NN^*}$

Resonanzpropagator $G_{N^*}(\omega_{\pi p}) = \frac{1}{\omega_{\pi p}-M_{N^*}+\frac{i}{2}\Gamma_{N^*}(\omega_{\pi p})}$

$N^* \to \pi N$ Partialbreite $\Gamma_{N^*}(\omega_{\pi p}) = \frac{f^2_{\pi NN^*}}{4\pi}\frac{F^2(\omega_{\pi p})}{\omega_{\pi p}}\frac{2M_N}{M_\pi^{2L_\pi}}\frac{L_\pi!}{(2L_\pi+1)!!}q^{2L_\pi+1}$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p}, -\vec{p}, \vec{p}_1', \vec{p}_2') = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_{\mathbb{P}},M_J}$$

$$\left(\frac{1}{2}m_i, \frac{1}{2}m \middle| S_i M_i\right) \left(\frac{1}{2}m_f, \frac{1}{2}m' \middle| S_f M_f\right) \left(\frac{1}{2}m_i, L_{\mathbb{P}} m_{\mathbb{P}} \middle| J M_J\right) \left(\frac{1}{2}m_f, L_\pi m_\pi \middle| J M_J\right)$$

$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*} f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi + L_{\mathbb{P}}}} \times F(\omega_{\pi p}) f_{\pi NN^*} G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_{\mathbb{P}}(t) \times (-1)^{m_{\mathbb{P}}} P_{-m_{\mathbb{P}}}^{[L_{\mathbb{P}}]} q_{m_\pi}^{[L_\pi]}$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p}, -\vec{p}, \vec{p}'_1, \vec{p}'_2) = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_\mathbb{P},M_J}$$

$$\left(\frac{1}{2}m_i, \frac{1}{2}m \middle| S_i M_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f, \frac{1}{2}m' \middle| S_f M_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i, L_\mathbb{P} m_\mathbb{P} \middle| J M_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f, L_\pi m_\pi \middle| J M_J\right)$$

$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*} f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi + L_\mathbb{P}}} \times F(\omega_{\pi p}) f_{\pi NN^*} G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_\mathbb{P}(t) \times (-1)^{m_\mathbb{P}} P^{[L_\mathbb{P}]}_{-m_\mathbb{P}} q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

---

Pomeronpropagator wird mittels Reggetrajektorie parametrisiert:

$$G_\mathbb{P}(t) = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)-1} \frac{\pi\alpha'}{\sin\left(\pi\alpha(t)\right)} \frac{e^{-i\pi\alpha(t)}}{\Gamma\left(\alpha(t)\right)}$$

mit

$$s_0 = 1\ \mathrm{GeV}$$

$$s = 2\sqrt{\vec{p}'^2_1 + M_N^2} \quad t = (E(N^*) - E)^2 - (\overrightarrow{N^*} - \vec{p})^2$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t, \quad \alpha_0 = 1.08, \ \alpha' = 0.25$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p},-\vec{p},\vec{p}'_1,\vec{p}'_2) = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_{\mathbb{P}},M_J}$$
$$\left(\frac{1}{2}m_i,\frac{1}{2}m\middle|S_iM_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f,\frac{1}{2}m'\middle|S_fM_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i,L_{\mathbb{P}}m_{\mathbb{P}}\middle|JM_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f,L_\pi m_\pi\middle|JM_J\right)$$
$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*}f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi+L_{\mathbb{P}}}} \times F(\omega_{\pi p})f_{\pi NN^*}G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_{\mathbb{P}}(t) \times (-1)^{m_{\mathbb{P}}} P^{[L_{\mathbb{P}}]}_{-m_{\mathbb{P}}} q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p}, -\vec{p}, \vec{p}_1', \vec{p}_2') = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_\mathbb{P},M_J}$$
$$\left(\frac{1}{2}m_i, \frac{1}{2}m \middle| S_i M_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f, \frac{1}{2}m' \middle| S_f M_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i, L_\mathbb{P} m_\mathbb{P} \middle| J M_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f, L_\pi m_\pi \middle| J M_J\right)$$
$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*} f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi + L_\mathbb{P}}} \times F(\omega_{\pi p}) f_{\pi NN^*} G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_\mathbb{P}(t) \times (-1)^{m_\mathbb{P}} P^{[L_\mathbb{P}]}_{-m_\mathbb{P}} q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

---

Die Winkelabhängigkeit ist in Form von Momenten parametrisiert:

$$Q_M^{[L]} = \sqrt{\frac{4\pi L!}{(2L+1)!!}} Q^L Y_{LM}(\theta_Q, \phi_Q)$$

Dabei ist $\vec{P}$ der Relativimpuls von Pomeron und Strahlproton:

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}_\mathbb{P} E - \vec{p} E_\mathbb{P}}{E + E_\mathbb{P}}$$
$$\vec{p}_\mathbb{P} = \overrightarrow{N^*} - \vec{p} \quad E_\mathbb{P} = E(N^*) - E$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p},-\vec{p},\vec{p}'_1,\vec{p}'_2) = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_{\mathbb{P}},M_J}$$

$$\left(\frac{1}{2}m_i,\frac{1}{2}m\middle|S_iM_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f,\frac{1}{2}m'\middle|S_fM_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i,L_{\mathbb{P}}m_{\mathbb{P}}\middle|JM_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f,L_\pi m_\pi\middle|JM_J\right)$$

$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*}f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi+L_{\mathbb{P}}}} \times F(\omega_{\pi p})f_{\pi NN^*}G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_{\mathbb{P}}(t) \times (-1)^{m_{\mathbb{P}}}P^{[L_{\mathbb{P}}]}_{-m_{\mathbb{P}}}q^{[L_\pi]}_{m_\pi}$$

# Amplitude

$$T_{S_i,M_i,S_f,M_f}(\vec{p}, -\vec{p}, \vec{p}_1', \vec{p}_2') = \sum_{N^*(J^\pi)} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_\mathbb{P},M_J}$$
$$\left(\frac{1}{2}m_i, \frac{1}{2}m \middle| S_i M_i\right)\left(\frac{1}{2}m_f, \frac{1}{2}m' \middle| S_f M_f\right)\left(\frac{1}{2}m_i, L_\mathbb{P} m_\mathbb{P} \middle| J M_J\right)\left(\frac{1}{2}m_f, L_\pi m_\pi \middle| J M_J\right)$$
$$\frac{f_{\mathbb{P}NN^*} f_{\mathbb{P}NN}}{M_\pi^{L_\pi + L_\mathbb{P}}} \times F(\omega_{\pi p}) f_{\pi NN^*} G_{N^*}(\omega_{\pi p}) \times G_\mathbb{P}(t) \times (-1)^{m_\mathbb{P}} P_{-m_\mathbb{P}}^{[L_\mathbb{P}]} q_{m_\pi}^{[L_\pi]}$$

---

Freie Parameter in der Amplitude:

- Masse der Resonanz $\mathbf{N}^*$
- Kopplungskonstante $f_{\pi NN^*}$ ($\to$ Breite der Resonanz)
- Unabhängig von Spins und Spinprojektionen der Teilchen im Anfangs- und Endzustand und der Spinprojektion $m_J$ der Resonanz, d.h nur zwei Parameter pro $J^\pi$

# Mögliche Vorgehensweise?

- Fit in Bins der invarianten $\mathbf{p}\boldsymbol{\pi}^{\mathbf{0}}$-Masse $\boldsymbol{\omega}_{\boldsymbol{\pi}\mathbf{p}}$
- Term der von Massen und Kopplungen abhängt $\mathbf{F}(\omega_{\pi\mathbf{p}})\mathbf{f}_{\pi\mathbf{NN}^*}\mathbf{G}_{\mathbf{N}^*}(\omega_{\pi\mathbf{p}})$ als komplexen Fitparameter $\rho \mathbf{e}^{\mathbf{i}\psi}$ verwenden und später dann die korrekte Form anfitten
- Fitfunktion ist dann

$$\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{d}\Omega\mathbf{d}\Omega^*_\pi} \propto \sum_{\mathbf{S_i},\mathbf{M_i},\mathbf{S_f},\mathbf{M_f}} \left| \sum_{\mathbf{N}^*(\mathbf{J}^\pi)} \rho \mathbf{e}^{\mathbf{i}\psi} \sum_{\mathbf{m_i},\mathbf{m_f},\mathbf{m},\mathbf{m}',\mathbf{m}_\pi,\mathbf{m}_{\mathbb{P}},\mathbf{M_J}} \mathcal{F}(\tau) \right|^{\mathbf{2}}$$

wobei $\mathcal{F}(\tau)$ alle anderen Teile der Amplitude enthält. $\mathcal{F}(\tau)$ hat eine (komplizierte) analytische Form und parametrisiert die Winkelabhängigkeit.

# Mögliche Vorgehensweise?

Ungebinnter Maximum Likelihood Fit
$\longrightarrow$ Akzeptanzkorrektur über extended Likelihood möglich

$$\mathcal{L} = \prod_{\text{Events}} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}\Omega_\pi^*}$$

# Mögliche Vorgehensweise?

Ungebinnter Maximum Likelihood Fit
$\longrightarrow$ Akzeptanzkorrektur über extended Likelihood möglich

$$\mathcal{L} = \prod_{\text{Events}} \frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega^*_\pi}$$

**Problem:** Performance des Fits

- Likelihood muss im Fit sehr oft berechnet werden
  Jeweils 8 Millionen Events, viele Summationen über Spinprojektionen
- Idee: Vorberechnung der winkelabhängigen Terme pro Event:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega^*_\pi} \propto \sum_{S_i, M_i, S_f, M_f} \left| \sum_{N^*(J^\pi)} \rho e^{i\psi} \sum_{m_i, m_f, m, m', m_\pi, m_{\mathbb{P}}, M_J} \mathcal{F}(\tau) \right|^2$$

$$= \sum_{S_i, M_i, S_f, M_f} \left| \sum_{N^*(J^\pi)} \rho e^{i\psi} \mathcal{C}(N^*, S_i, M_i, S_f, M_f) \right|^2$$

# Mögliche Vorgehensweise?

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega_\pi^*} \propto \sum_{S_i,M_i,S_f,M_f} \left| \sum_{N^*(J^\pi)} \rho e^{i\psi} \sum_{m_i,m_f,m,m',m_\pi,m_{\mathbb{P}},M_J} \mathcal{F}(\tau) \right|^2$$

$$= \sum_{S_i,M_i,S_f,M_f} \left| \sum_{N^*(J^\pi)} \rho e^{i\psi} \mathcal{C}(N^*, S_i, M_i, S_f, M_f) \right|^2$$

- $\mathcal{C}(N^*, S_i, M_i, S_f, M_f)$ können komplett berechnet werden
  $\longrightarrow$ keine komplizierten Berechnungen mehr während des Fits
- Deutlich bessere Performance erwartet