Bei polarisiertem Strahl und einer Messung der Nukleonpolarisation im Endzustand ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_0 \cdot \{1 - p^{\gamma}_{\text{lin}}\Sigma\cos 2\varphi \\ - p^{\text{R}}_{x'}(p^{\gamma}_{\text{lin}}O_{x'}\sin 2\varphi + p^{\gamma}_{\text{circ}}C_{x'}) + p^{\text{R}}_{y'}(P - p^{\gamma}_{\text{lin}}T\cos 2\varphi) - p^{\text{R}}_{z'}(p^{\gamma}_{\text{lin}}O_{z'}\sin 2\varphi + p^{\gamma}_{\text{circ}}C_{z'})\}\end{aligned} \tag{5}$$

während bei polarisiertem Target und Bestimmung der Rückstoßpolarisation gilt

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_0 \cdot \{1 - p^{\text{R}}_{y'}P \\ + p^{\text{T}}_x(p^{\text{R}}_{x'}T_{x'} + p^{\text{R}}_{z'}T_{z'}) + p^{\text{T}}_y(T + p^{\text{R}}_{y'}\Sigma) + p^{\text{T}}_z(p^{\text{R}}_{x'}L_{x'} + p^{\text{R}}_{z'}L_{z'})\}\end{aligned} \tag{6}$$

wobei $p^{\text{R}}_{x',y',z'}$ die Polarisationskomponenten des Nukleons im Endzustand bezeichnen.
Die verschiedenen Photoproduktionsobservablen aus (4,5,6) können durch bilineare Produkte der CGLN-Amplituden (1) beschrieben werden, es gilt

$$\begin{aligned}
\sigma_0 &= \text{Re}\left\{|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\cos\theta F_1^* F_2 \right.\\
&\quad \left. + \tfrac{1}{2}\sin^2\theta\left[|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2F_2^* F_3 + 2F_1^* F4 + 2\cos\theta F_3^* F_4\right]\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0\Sigma &= -\tfrac{1}{2}\sin^2\theta\,\text{Re}\left\{|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2\left[F_2^* F_3 + F_1^* F_4 + \cos\theta F_3^* F_4\right]\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 T &= \sin\theta\,\text{Im}\left\{F_1^* F_3 - F_2^* F_4 + \cos\theta\left(F_1^* F_4 - F_2^* F_3\right) - \sin^2\theta F_3^* F_4\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 P &= \sin\theta\,\text{Im}\left\{F_2^* F_4 - 2F_1^* F_2 - F_1 F_3 + \cos\theta\left(F_2^* F_3 - F_1^* F_4\right) + \sin^2\theta F_3^* F_4\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 E &= \text{Re}\left\{|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\cos\theta F_1^* F_2 + \sin^2\theta\left(F_2^* F_3 + F_1^* F_4\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 F &= \sin\theta\,\text{Re}\left\{F_1^* F_3 - F_2^* F_4 + \cos\theta\left(F_1^* F_4 + F_2^* F_3\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 G &= \sin^2\theta\,\text{Im}\left\{F_2^* F_3 + F_1^* F_4\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 H &= \sin\theta\,\text{Im}\left\{2F_1^* F_2 + F_1^* F_3 - F_2^* F_4 - \cos\theta\left(F_2^* F_3 - F_1^* F_4\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 O_{x'} &= -\sin\theta\,\text{Im}\left\{F_1^* F_4 - F_2^* F_3 + \cos\theta\left(F_1^* F_3 - F_2^* F_4\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 O_{z'} &= -\sin^2\theta\,\text{Im}\left\{F_1^* F_3 + F_2^* F_4\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 C_{x'} &= \sin\theta\,\text{Re}\left\{|F_1|^2 - |F_2|^2 + F_1^* F_3 - F_2^* F_3 + \cos\theta\left(F_1^* F_3 - F_2^* F_4\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 C_{z'} &= \text{Re}\left\{2F_1^* F_2 + \sin^2\theta\left(F_1^* F_3 + F_2^* F_4\right) - \cos\theta\left(|F_1|^2 + |F_2|^2\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 T_{x'} &= -\sin^2\theta\,\text{Re}\left\{\tfrac{1}{2}\cos\theta\left(|F_3|^2 + |F_4|^2\right) + F_1^* F_3 - F_2^* F_4 - F_3^* F_4\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 T_{z'} &= \sin\theta\,\text{Re}\left\{\tfrac{1}{2}\sin^2\theta\left(|F_4|^2 - |F_3|^2\right) + F_1^* F_4 - F_2^* F_3 + \cos\theta\left(F_1^* F_3 - F_2^* F_4\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 L_{x'} &= \sin\theta\,\text{Re}\left\{\tfrac{1}{2}\sin^2\theta\left(|F_3|^2 - |F_4|^2\right) - |F_1|^2 + |F_2|^2 + F_2^* F_3 - F_1^* F_4 - \cos\theta\left(F_1^* F_3 - F_2^* F_4\right)\right\}\cdot\rho \\
\sigma_0 L_{z'} &= \text{Re}\left\{2F_1^* F_2 + \sin^2\theta\left(F_1^* F_3 + F_2^* F_4 + F_3^* F_4\right)\right.\\
&\quad \left. - \cos\theta\left(|F_1|^2 + |F_2|^2\right) + \tfrac{1}{2}\sin^2\theta\cos\theta\left(|F_3|^2 + |F_4|^2\right)\right\}\cdot\rho
\end{aligned} \tag{7}$$

mit dem Phasenraumfaktor $\rho = \frac{q}{k}$, der sich aus den Pion- bzw. Photonimpulsen q und k ergibt. Da die π-Photoproduktion an einem kinematischen Punkt (W, θ) vollständig durch vier komplexe Amplituden beschrieben ist, können diese 16 Observablen nicht voneinander unabhängig sein. Theoretisch ist daher eine eindeutige Bestimmung der Amplituden F_1 ... F_4 (bis auf eine allgemeine Phase) bereits aus *bestimmten* Gruppen von acht Observablen möglich (sog. *vollständiges Experiment*). So ist beispielsweise die Gruppe $\{\sigma_0, \Sigma, T, P, E, G, C_{x'}, O_{x'}\}$ in diesem Sinne vollständig, die Gruppe $\{\sigma_0, \Sigma, T, P, E, F, G, H\}$ jedoch nicht. Für ein vollständiges Experiment wäre daher in jedem Fall die Messung von Doppelpolarisationsobservablen mit Rückstoßpolarisation erforderlich.

Die Tabellen 1 und 2 geben eine Übersicht über die Anzahl der bis heute weltweit bestimmten Datenpunkte, d.h. Messungen der jeweiligen Observablen an einzelnen kinematischen Punkten (ω, θ), die in die SAID- und Bonn-Gatchina-Partialwellenanalysen eingehen. Derzeit sind vor allem die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte σ_0 und die Photonasymmetrie Σ für $\gamma p \to p\pi^0$ bzw. (mit Einschränkungen) für $\gamma p \to n\pi^+$