

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 46 (1973)

**Heft:** 3

**Artikel:** Bestimmung einer oberen Grenze für die radiative Zerfallsbreite ( $K^{*+}$   $_{890} K^+$ ) in der kohärenten Produktion an Kernen

**Autor:** Freudenreich, Klaus

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114489>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 02.04.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Bestimmung einer oberen Grenze für die radiative Zerfallsbreite $\Gamma(K_{890}^{*+} \rightarrow K^+\gamma)$ in der kohärenten Produktion an Kernen

von **Klaus Freudenreich**<sup>1</sup>

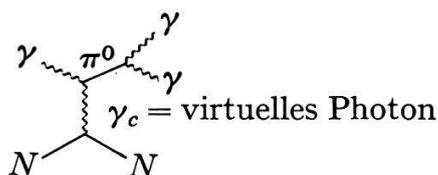
Laboratorium für Hochenergiephysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich

(19. III. 73)

*Abstract.* The coherent production of  $K_{890}^{*+}$  on nuclei has been investigated with a large magnet spark chamber at 10, 13 and 16 GeV/c. The  $K_{890}^{*+}$  events found in the data exhibit the behavior expected for coherent production. A model is presented which describes the coherent production of  $K_{890}^{*+}$  in terms of the strong and electromagnetic interactions including their interference. A comparison of the model with the data shows the strong production to be dominant and larger than expected. Via the interference with the Coulomb amplitude the phase of the strong production amplitude can be determined. Finally the upper limit for the radiative decay width is found to be smaller than 80 keV with 95% confidence.

## 1. Einleitung

Kurz nach der Entdeckung des Zerfalls des neutralen  $\pi$ -Mesons in zwei Photonen schlug *H. Primakoff* [1] die Untersuchung des inversen Prozesses vor: die Photo-Produktion des  $\pi^0$  im Coulombfeld von Kernen mit hoher Kernladungszahl  $Z$ .



Es verging mehr als ein Jahrzehnt, bis die  $\pi^0$ -Lebensdauer mit Hilfe dieses Prozesses gemessen werden konnte [2]. Die Entdeckung neuer Mesonen, die Entwicklung des Vektor-Dominanz-Modells, der  $SU_3$ -Symmetrie und der daraus folgenden Modelle entfachte das Interesse an der Coulombproduktion in weiterer Hinsicht.

Die radiativen Meson-Zerfälle, im besonderen die der Vektormesonen (Vektormeson  $\rightarrow$  Pseudoskalar Meson + Photon) spielen eine wichtige Rolle bei der Erforschung der  $SU_3$ -Symmetrie. Von den möglichen  $V \rightarrow P\gamma$  Uebergängen sind bis jetzt nur die  $\omega \rightarrow \pi\gamma$  und  $\phi \rightarrow \pi\gamma$  Uebergänge experimentell bestimmt worden. Weit wichtiger als die Uebergänge dieser Singulett-Oktett Teilchengemische sind die Uebergänge  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  und  $K^* \rightarrow K\gamma$ , von denen ausser einer oberen Grenze im  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  Fall noch keine

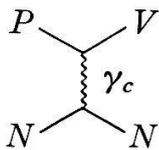
<sup>1</sup>)    Jetzige Adresse: CERN, NP-Division.

Messungen existieren. Die meisten theoretischen Vorhersagen [3] stimmen mit dem gemessenen Wert von  $\Gamma(\omega\pi\gamma) = 1,17 \text{ MeV}$  überein und ergeben für  $\Gamma(\rho\pi\gamma)$ ,  $\Gamma(K^*K\gamma)$  Werte, die um eine Größenordnung kleiner sind:

$$\Gamma(\rho\pi\gamma) = 0,12 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad \Gamma(K^{*+}K\gamma) = 0,07 \text{ MeV}$$

Verglichen mit der vollen Breite von  $\Gamma_\rho = 125 \text{ MeV}$  und  $\Gamma_{K^*} = 50 \text{ MeV}$  sind die radiativen Zerfälle also sehr selten. Zusätzlich ist die direkte Beobachtung dieser Uebergänge wegen des möglichen Untergrundes falsch interpretierter  $\rho \rightarrow \pi\pi^0$  und  $K^* \rightarrow K\pi^0$  Zerfälle, die viel häufiger sind, experimentell erheblich erschwert.

Daher wurde vorgeschlagen, diese radiativen Zerfälle analog zum Primakoff-Effekt mit Hilfe der Coulombproduktion an Kernen zu messen:



Die Coulombproduktion an Kernen bietet zwei Vorteile an. Einerseits ergibt sich wegen der Proportionalität zu  $Z^2$  eine Verstärkung des experimentell zu messenden Wirkungsquerschnitts, andererseits können die Vektormesonen durch Auswahl eindeutiger Zerfallskanäle leichter identifiziert werden. Dem stehen besonders bei den zur Zeit verfügbaren Beschleuniger-Energien folgende Nachteile gegenüber:

- 1) Hohe Winkelauflösung erforderlich
- 2) Reaktion bevorzugt bei hohem Primärimpuls, bei dem nur kleine Teilchenflüsse vorhanden sind
- 3) Ueberlappung mit der Produktion aufgrund starker Wechselwirkung möglich.

In Vorwärtsrichtung ist die starke Produktion ebenso wie die Coulombproduktion hauptsächlich kohärent, d.h. der Kern verbleibt nach der Reaktion im Grundzustand. Das Vorhandensein dieses zusätzlichen Produktionsmechanismus' kann allerdings auch als Vorteil aufgefasst werden. Aus der Interferenz mit der Coulombamplitude ergibt sich die Möglichkeit, die Phase der starken Produktionsamplitude zu bestimmen.

1969 wurde der Versuch unternommen, die radiative Zerfallsbreite  $\Gamma(K^* \rightarrow K^+ + \gamma)$  mit Hilfe der Coulombproduktion von  $K^*(890)$  an Kernen zu messen. Als Apparatur wurde ein Magnet-Funkenkammer-System benutzt, das besonders zur Messung geladener Teilchen in Vorwärtsrichtung geeignet ist. Die  $K^*(890)$ -Mesonen wurden in der Reaktion



bei kleinen Winkeln gesucht.  $N$  steht hier für die verwendeten Targetkerne C, Al, Ti, Ag, Pb. Die Daten wurden bei Primärimpulsen von 9,7, 12,9 und 15,8 GeV/c aufgenommen.

Im folgenden wird ein Modell für die Produktion von  $K^*(890)$  an Kernen beschrieben, welches Coulombwechselwirkung, starke Wechselwirkung und ihre Interferenz berücksichtigt. Dieses Modell wird anschliessend mit den Daten verglichen.

## 2. Modell für die Kohärente Produktion von $K^*(890)$ an Kernen

Bei der Berechnung des theoretischen Wirkungsquerschnitts spielt die Absorption der Mesonenwellen im Kern eine wichtige Rolle. Zu ihrer Beschreibung wird ein optisches Modell benutzt werden, welches bereits erfolgreich die Interpretation der kohärenten, diffraktiven Produktion von drei Pionen- und fünf Pionen-Systemen an Kernen [4] ermöglichte. Da über dieses optische Modell eine umfangreiche Literatur [5] existiert, werden im folgenden besonders die Modifikationen beschrieben, die notwendig sind, um dieses Modell auch für die nichtdiffraktive Produktion von  $K^*(890)$  an Kernen verwenden zu können.

### 2.1. Coulombproduktion

Genauere Berechnungen der Coulombamplitude für die Analyse des Primakoffeffektes unter Berücksichtigung der Absorption wurden bereits 1964 von G. Morpurgo durchgeführt. Im folgenden wird diese Rechnung für den Fall der Coulombproduktion von  $K^*(890)$  an Kernen abgeändert [6]. Dabei wird zusätzlich die elastische Streuung der ein- und auslaufenden Mesonen berücksichtigt [7].

Zuerst wird die Coulombamplitude an Protonen diskutiert, da in diesem Fall der Wirkungsquerschnitt leichter überschaubar ist. Danach wird diese Amplitude für die Produktion an Kernen erweitert und ein Formfaktor definiert. Die Integration dieses Formfaktors ist wegen der Effekte von Absorption und elastischer Streuung analytisch nicht möglich. Der Formfaktor wird aber in eine Form gebracht, die für numerische Integration geeignet ist.

Die Amplitude für die Coulombproduktion von  $K^*(890)$  an Protonen ist gegeben durch [8]:

$$T_c^{(p)} = \sqrt{2} \frac{(\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \cdot \hat{p}}{q^2} \left[ \frac{24\pi}{137} \cdot \frac{m_{K^*}^3}{(m_{K^*}^2 - m_K^2)^s} \cdot \Gamma(K^* K \gamma) \right]^{1/2}$$

$$\begin{aligned} \vec{k} & \text{ ist der Impulsvektor des einfallenden } K^+ \\ \vec{p} & \text{ ist der Impulsvektor des auslaufenden } K^*(890) \text{ und } \hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}| \\ \vec{q} = (\vec{k} - \vec{p}) & \text{ ist der Impulsübertrag} \\ \hat{\epsilon} & \text{ ist der Polarisationsvektor des } K^*(890) \end{aligned}$$

Für die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts muss über alle Polarisationsrichtungen des  $K^*(890)$  gemittelt werden (wegen Paritäts- und Drehimpulserhaltung kann  $\hat{\epsilon}$  nur zwei Werte annehmen). Führt man als neue Variable den transversalen Impulsübertrag  $q_{\perp} = k \sin \theta$  ( $\theta$  ist der Winkel zwischen  $\vec{k}$  und  $\vec{p}$  in der Produktionsebene) ein, ergibt sich für das Quadrat

$$|(\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \cdot \hat{p}|^2 = \frac{q_{\perp}^2}{2} = \frac{t'}{2}$$

Hierbei ist als zusätzliche Variable  $t' = t - t_{\min}$  eingeführt.  $t$  ist der Viererimpulsübertrag und  $t_{\min} = q_{\parallel}^2 \simeq [(m_{K^*}^2 - m_K^2)/2k]^2$  ist der minimale Impulsübertrag ( $t', t$  positiv). Damit lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt an Protonen schreiben als:

$$\frac{d\sigma_p^{(c)}}{dt'} = |T_c^{(p)}|^2 = \frac{t'}{(t' + t_{\min})^2} \cdot \frac{24\pi}{137} \frac{m_{K^*}^3}{(m_{K^*}^2 - m_K^2)^3} \cdot \Gamma(K^* K \gamma)$$

$d\sigma_p^{(c)}/dt'$  hat eine Nullstelle in Vorwärtsrichtung und ein Maximum bei  $t' = t_{\min}$ . Coulombproduktion findet also hauptsächlich, wie schon erwähnt, bei sehr kleinen Winkeln statt. Der maximale Wert von  $(d\sigma_p^{(c)}/dt')$  wächst quadratisch mit dem Primärimpuls

$$\frac{d\sigma_p^{(c)}}{dt'} \sim \frac{t_{\min}}{(2t_{\min})^2} \sim k^2$$

während sich das Maximum zu immer kleineren Winkeln verschiebt. Insgesamt nimmt der integrierte Wirkungsquerschnitt logarithmisch mit dem Primärimpuls zu

$$\sigma_p^{(c)} \sim \int dt' \frac{t'}{(t' + t_{\min})^2} \sim \ln k$$

Die Amplitude für die Coulombproduktion an Kernen kann nun in folgender Form angegeben werden:

$$T_c^{(N)} = z \int d^3 r e^{i\vec{a}\vec{r}} \psi^{-*} \left[ \int d^3 r' T_c^{(p)}(r') \rho(r') \right] \psi^+ \quad (1)$$

Hierbei ist  $\rho(r')$  die Ladungsverteilung des Kernes.  $\psi^+$  und  $\psi^{-*}$  sind die einlaufenden und auslaufenden Wellen der Mesonen, die durch Absorption und elastische Streuung innerhalb des Kernes deformiert sind.

Um in Gleich. (1) das Integral über  $d^3 r'$  ausführen zu können, wird  $T_c^{(p)}$  in ein Fourierintegral transformiert:

$$T_c^{(p)}(r') = H \cdot \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q e^{-i\vec{a}\vec{r}'} \frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \cdot \hat{p}}{q^2}$$

$H$  ist die Abkürzung für

$$H = \left[ \frac{24\pi}{137} \frac{m_{K^*}^3}{(m_{K^*}^2 - m_K^2)^3} \Gamma(K^* K \gamma) \right]^{1/2}$$

Nach Ersetzen von  $\hat{p}$  durch  $-\vec{q}/p$  und unter Ausnutzen der Identität

$$i \cdot \nabla_{r'} \cdot e^{-i\vec{a}\vec{r}'} = e^{-i\vec{a}\vec{r}'} \cdot \vec{q}$$

ergibt sich:

$$\begin{aligned} T_c^{(p)}(r') &= i \cdot H \cdot \frac{\sqrt{2}}{(2\pi)^3} \frac{\hat{\epsilon} \times \vec{k}}{p} \nabla_{r'} \int d^3 q \frac{e^{-i\vec{a}\vec{r}'}}{q^2} \\ &= iH \frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k})}{4\pi p} \nabla_{r'} \frac{1}{|\vec{r}'|} \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für Gleich. (1):

$$T_c^{(N)} = i \cdot Z \cdot H \cdot \frac{1}{4\pi p} \int d^3 r e^{i\vec{a}\vec{r}} \psi^{-*} \left[ \sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \nabla_{r'} \int d^3 r' \frac{\rho(r')}{|\vec{r}'|} \right] \psi^+$$

In dieser Gleichung ist das elektrische Feld  $\vec{E}(\vec{r})$  enthalten:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \nabla_{r'} \int d^3 r' \frac{\rho(r')}{|\vec{r}'|}$$

Nach Abspalten eines Faktors  $q^2$  lässt sich die Amplitude an Kernen schliesslich auf eine Form bringen, die der Amplitude an Protonen ähnlich ist:

$$T_c^{(N)} = Z \cdot H \cdot \frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k})}{q^2} \vec{F}_c$$

$\vec{F}_c$  ist der Formfaktor des Kernes

$$\vec{F}_c = \frac{iq^2}{4\pi\phi} \int d^3 r e^{i\vec{q}\vec{r}} \psi^{-*} \vec{E}(\vec{r}) \psi^+$$

Zur weiteren Integration von  $\vec{F}_c$  wird zuerst das Koordinatensystem definiert. Als Koordinaten werden Zylinderkoordinaten  $b, \phi, z$  gewählt. Der Ursprung des Koordinatensystems wird in das Zentrum des Kernes (mit Radius  $R$ ) gelegt. Die positive  $z$ -Achse zeigt in die Richtung des  $K^*$  Impulses  $\hat{p}$ . Die  $x$ -Achse (im Folgenden die Richtung des Vektors  $\hat{i}$ ) liegt senkrecht zu  $z$  in der durch  $\hat{p}$  und  $\hat{k}$  aufgespannten Ebene. Die  $y$ -Achse (im Folgenden die Richtung des Vektors  $\hat{j}$ ) liegt senkrecht zu beiden, und  $b, \phi$  sind dann in der  $x$ - $y$ -Ebene definiert. Der Ortsvektor lässt sich damit schreiben als:

$$\vec{r} = b \cdot \cos \phi \cdot \hat{i} + b \cdot \sin \phi \cdot \hat{j} + z \cdot \hat{p}$$

Für die folgende Rechnung ist es vorteilhaft, den Kernformfaktor in drei Teile aufzuspalten:

$$\vec{F}_c = \vec{F}_c^{(\text{int})} + \vec{F}_c^{(\text{ext } 1)} + \vec{F}_c^{(\text{ext } 2)}$$

$F_c^{\text{int}}$  ist definiert innerhalb des Kernes im Gebiet

$$V_1: 0 \leq b \leq R, \quad -\sqrt{R^2 - b^2} \leq z \leq +\sqrt{R^2 - b^2} \quad \text{und} \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi$$

Der Gültigkeitsbereich der beiden anderen Terme ausserhalb des Kernes liegt für  $\vec{F}_c^{\text{ext } 1}$  bei

$$V_2: b > R, \quad -\infty \leq z \leq +\infty \quad \text{und} \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi$$

und  $\vec{F}_c^{\text{ext } 2}$  schliesslich ist definiert in

$$V_3: b \leq R, \quad -\infty \leq z \leq -\sqrt{R^2 - b^2}, \quad +\sqrt{R^2 - b^2} \leq z \leq +\infty \quad \text{und} \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi$$

Explizit ergibt sich für die drei Teile des Formfaktors:

$$\vec{F}_c^{(\text{int})} = \frac{iq^2}{4\pi\phi R^3} \int_{V_1} d^3 r e^{i\vec{q}\vec{r}} \cdot e^{-(\sigma'/2)D(b)} \cdot e^{i\chi_{c2} \cdot \vec{r}}$$

$$\vec{F}_c^{(\text{ext } 1)} = \frac{iq^2}{4\pi\phi} \int_{V_2} d^3 r e^{i\vec{q}\vec{r}} \cdot e^{i\chi_{c1}} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}$$

$$\vec{F}_c^{(\text{ext } 2)} = \frac{iq^2}{4\pi\phi} \int_{V_3} d^3 r e^{i\vec{q}\vec{r}} \cdot e^{-(\sigma'/2)D(b)} \cdot e^{i\chi_{c2}} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}$$

$\chi_{c1,2}$  ist die sogenannte Coulombphase [7], die die elastische Streuung der Mesonen im Kern aufgrund elektromagnetischer Wechselwirkung beschreibt. Berücksichtigt man nur Ein-Photon-Austausch, d.h. erste Born'sche Näherung, ergibt sich eine rein reelle Coulombamplitude. Durch den Viel-Photon-Austausch, der durch  $\chi_{c1,2}$  beschrieben wird, wird die Coulombamplitude komplex. Allgemein ist  $\chi_c$  gegeben durch:

$$\chi_c(b) = -\frac{Z}{137} \int_{-\infty}^{+\infty} dz V(\sqrt{b^2 + z^2})$$

$V$  ist das Coulomb-Potential des Kerns. Durch den Abschirmeffekt der Hüllenelektronen wird das Integral über  $V$  endlich. Ausserhalb des Kernes ergibt sich die Phase einer punktförmigen Ladungsverteilung

$$\chi_{c1} = \frac{2Z}{137} \ln(kb)$$

Innerhalb des Kerns ergibt sich für den Fall der homogenen (uniform sphere) Ladungsverteilung mit Radius  $R$

$$\chi_{c2} = \frac{2Z}{137} \left\{ \ln(kR) + \ln \left[ 1 + \left( 1 - \frac{b^2}{R^2} \right)^{1/2} \right] - \left( 1 - \frac{b^2}{R^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{3} \left( 1 - \frac{b^2}{R^2} \right)^{3/2} \right\}$$

Der Faktor [5]  $e^{-(\sigma'/2)D(b)}$  im Formfaktor beschreibt die Absorption der ein- und auslaufenden Mesonenwellen im Kern. Die mit Kern-Dicke bezeichnete Funktion  $D(b)$  ist gegeben durch:

$$\sigma' \cdot D(b) = A \left[ \sigma_K (1 - i\alpha_K) \int_{-\infty}^z dz' \rho(b, z') + \sigma_{K^*} (1 - i\alpha_{K^*}) \int_z^{\infty} dz' \rho(b, z') \right]$$

Hier wie im folgenden wird für die Nukleonen die gleiche Verteilung wie für die Ladung angenommen.  $\sigma_K$ ,  $\sigma_{K^*}$  sind die totalen  $K^+$ -Nukleon- bzw.  $K^{*+}$ -Nukleon-Wirkungsquerschnitte, während  $\alpha_K$ ,  $\alpha_{K^*}$  das Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude an Nukleonen für  $K^+$  bzw.  $K^*$  ist.  $\sigma_K$ ,  $\sigma_{K^*}$  sind für die Absorption verantwortlich und  $\alpha_K$ ,  $\alpha_{K^*}$  beschreiben die elastische Streuung aufgrund starker Wechselwirkung durch eine Phasendrehung.

Folgende Annahmen wurden gemacht, um die Berechnung des Coulombformfaktors zu vereinfachen:

$$1) \quad \sigma_{K^*} = \sigma_K = 17 \text{ mb [9]} \quad \text{und} \quad \alpha_{K^*} = \alpha_K = -0,26 \text{ [10]}$$

Experimentell sind bisher nur die Werte für Kaonen gemessen worden. Man kann aber erwarten, dass die Werte für  $K^*(890)$  sich zu den  $K^+$  Werten verhalten wie die Gemessenen Werte der  $\rho$ -Mesonen und Pionen, nämlich:

$$\sigma_\rho \simeq \sigma_\pi \quad \text{und} \quad \alpha_\rho \simeq \alpha_\pi$$

Mit dieser Annahme ergibt sich für die Kerndickefunktion:

$$\sigma' D(b) = A \sigma_K (1 - i\alpha_K) \int_{-\infty}^{\infty} dz' \rho(b, z')$$

2) Als Ladungsverteilung wurde eine homogene Verteilung angenommen, die den gleichen mittleren quadratischen Radius wie die Fermiverteilung hat:

$$R^2 = \frac{5}{3} \langle r_{\text{Fermi}}^2 \rangle = c^2 + \frac{7}{3} (\pi a)^2$$

Für  $c$  und  $a$  wurden die gleichen Werte wie für den starken Formfaktor genommen

$$c = 1, 12A^{1/3} \text{ fm} \quad a = 0,545 \text{ fm} \quad [11]$$

Durch diese Vereinfachungen ist es möglich, neben der  $\phi$ -Integration auch die  $z$ -Integration analytisch durchzuführen und nur über  $b$  muss numerisch integriert werden.

Wie zu Beginn schon erwähnt, basiert die Berechnung des Coulombformfaktors für  $K^*(890)$  Produktion auf der ähnlichen Rechnung für die  $\pi^0$ -Produktion. Anhand des wichtigsten Terms  $\vec{F}_c^{\text{ext } 1}$  soll der Gang der Rechnung skizziert werden, um die Approximationen, die gemacht werden, angeben zu können.

Als erstes wird der Faktor  $\vec{r}$  durch Gradientenbildung aus dem Integranden genommen.

$$\vec{F}_c^{\text{ext } 1} = \frac{q^2}{4\pi\hat{p}} \text{grad}_k \int d^3r e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{i(2z/137)\ln(kb)} \cdot \frac{1}{r^3} + (\text{Terme} \sim \vec{k})$$

Hier wie im Folgenden werden Terme, die proportional zu  $\vec{k}$  sind, fallen gelassen, da sie in der Amplitude mit  $\hat{\epsilon} \times \vec{k}$  multipliziert werden. In der Produktionsebene lässt sich  $\text{grad}_k I$  schreiben als

$$\text{grad}_k I = \frac{\partial I}{\partial k_x} \cdot \hat{i} + \frac{\partial I}{\partial k_z} \cdot \hat{p}$$

Zur Vereinfachung wird  $\text{grad}_k I$  umschreiben in

$$\text{grad}_k I = \frac{\partial I}{\partial g} \text{grad}_k g + \frac{\partial I}{\partial h} \text{grad}_k h$$

$g$  und  $h$  sind definiert durch

$$R \cdot \vec{q} = g \cdot \hat{i} + h \hat{p} = R(q_{\perp} \cdot \hat{i} + q_{\parallel} \cdot \hat{p})$$

Explizit gibt die Gradientenbildung also

$$\text{grad}_k g = -\frac{R \cdot k}{q_{\perp}} \cdot \hat{p} \quad \text{und} \quad \text{grad}_k h = R \cdot \hat{p}$$

Da  $k/q_{\perp} \gg 1$  ist, kann der  $\text{grad}_k h$  Term vernachlässigt werden. Nach einigen Umformungen ergibt sich dann für  $\vec{F}_c^{\text{ext } 1}$

$$\vec{F}_c^{\text{ext } 1} \simeq -\hat{p} \left( \frac{k}{\hat{p}} \right) \cdot \frac{q^2}{4\pi q_{\perp}} \frac{\partial}{\partial q_{\perp}} \left\{ \int d\phi dz b db \frac{\exp \left[ i q_{\parallel} z + i q_{\perp} b \cos \phi + i \frac{2Z}{137} \ln(kb) \right]}{(b^2 + z^2)^{3/2}} \right\}$$

Die  $\phi$ -Integration führt auf die normale Besselfunktion

$$2 \int_0^{\pi} d\phi e^{i q_{\perp} b \cos \phi} = 2\pi J_0(q_{\perp} b)$$

und die  $z$ -Integration führt auf die modifizierte Besselfunktion.

$$2 \int_0^\infty dz \frac{\cos(q_{\parallel} z)}{(b^2 + z^2)^{3/2}} = 2 \frac{q_{\parallel}}{b} K_1(q_{\parallel} b)$$

Damit lässt sich  $\vec{F}_c^{\text{ext}1}$  nach Ausnutzen von  $[b\partial/\partial(q_{\perp} b)]J_0(q_{\perp} b) = -bJ_1(q_{\perp} b)$  und mit  $k/p \simeq 1$  schreiben als

$$\vec{F}_c^{\text{(ext 1)}} = \hat{p} \frac{q^2 q_{\parallel}}{q_{\perp}} \int_R^\infty b db J_1(q_{\perp} b) K_1(q_{\parallel} b) e^{i(2z/137)\ln(kb)}$$

Der vernachlässigte (grad  $h$ )-Term hat die Form

$$\vec{F}_{c \text{ grad } h}^{\text{(ext 1)}} = -\hat{p} \frac{q^2}{p} \int_R^\infty b db J_0(q_{\perp} b) [K_0(q_{\parallel} b) + K_2(q_{\parallel} b)] e^{i(2z/137)\ln(kb)}$$

Der numerische Vergleich zeigt, dass  $\vec{F}_{c \text{ grad } h}^{\text{ext}1}$  drei bis vier Größenordnungen kleiner als  $\vec{F}_c^{\text{ext}1}$  ist.

Analog ergibt sich für die beiden anderen Terme des Coulombformfaktors:

$$\vec{F}_c^{\text{ext}2} = \hat{p} \frac{q^2}{q_{\perp}} \int_0^R db \cdot b^2 e^{-(\sigma_k/2)D(b)} J_1(q_{\perp} b) e^{ix_{c1}} \int_{\sqrt{R^2-b^2}}^\infty dz \frac{\cos(q_{\parallel} z)}{(z^2 + b^2)^{3/2}}$$

$$\vec{F}_c^{\text{(int)}} = \hat{p} \frac{q^2}{q_{\parallel} q_{\perp} R^3} \int_0^R db \cdot b^2 e^{-(\sigma_k/2)D(b)} e^{ix_{c1}} J_1(q_{\perp} b) \sin(q_{\parallel} \sqrt{R^2 - b^2})$$

Diese Integrale müssen numerisch berechnet werden. Ein Vergleich mit einer ähnlichen Rechnung [12], die nur  $\vec{F}_c^{\text{ext}1}$  und  $\vec{F}_c^{\text{ext}2}$  berücksichtigte, ergab Übereinstimmung.

## 2.2. Kohärente, starke Produktion von $K^*(890)$ an Kernen

Die starke Produktion von  $K^*(890)$  an Kernen kann nur kohärent sein, wenn – im Bild des Austausches virtueller Teilchen – zwischen dem einfallenden Kaon und dem Kern Teilchen mit folgenden Quantenzahlen ausgetauscht werden [5]:

$$\text{Isospin} = 0 \quad \text{und} \quad (\text{Spin})^{\text{Parität}} = (1)^-, (2)^+, \dots$$

Der Austausch der Quantenzahlen des Vakuums (auch Pomeron Austausch genannt) mit Isospin = 0 und  $(\text{Spin})^{\text{Parität}} = (0)^+$  ist verboten. Daher wird die Produktion von  $K^*(890)$  auch nichtdiffraktiv genannt.

Blasenkammer-Experimente an Wasserstoff haben gezeigt, dass bei den hier betrachteten Energien der  $\omega$ -Austausch dominant ist [13]. Wegen Drehimpulserhaltung und Paritätserhaltung muss die Amplitude der starken Produktion an Protonen in Vorwärtsrichtung analog zur Coulombamplitude folgende Form haben:

$$T_{st}^{(p)} = \sqrt{C_{st}} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{-n/2} \sqrt{2} (\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \cdot \hat{q} \cdot e^{i\phi_0} \cdot e^{-Bq_{\perp}^2}$$

$C_{st}$  ist eine unbekannte Normalisierungskonstant,  $\hat{\epsilon}$ ,  $\vec{k}$ ,  $\hat{q} = \hat{k} - \hat{p}$  sind schon in Abschnitt 2.1 definiert worden. Für  $k_0$  wird in Abschnitt 6 der Wert  $k_0 = 10 \text{ GeV}/c$

eingesetzt werden, da der Wert von  $C_{st}$  mit dem sich aus der  $K^*$  Produktion an Wasserstoff bei 10 GeV/c ergebenden Wert verglichen werden wird.

Für die Abhängigkeit der starken Produktion vom Primärimpuls erwartet man für den  $\omega$ -Austausch  $n = 1$ .  $\phi_0$  ist die relative Phase zwischen starker und elektromagnetischer Produktionsamplitude.

Der Faktor  $e^{-Bq_1^2}$  schliesslich kann also Formfaktor des Protons gedeutet werden.

Damit erhält der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $K^*(890)$  an Protonen in Vorwärtsrichtung die Form:

$$\frac{d\sigma_p^{(st)}}{dt'} = |T_{st}^{(p)}|^2 = C_{st} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{-n} t' e^{-2Bt'}$$

Wie der Coulombwirkungsquerschnitt, so hat auch der starke eine Nullstelle in Vorwärtsrichtung. Das Maximum des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist dagegen zu viel grösseren  $t'$ -Werten verschoben. Es liegt für  $2 \cdot B = 8 \text{ (GeV/c)}^2$  (dies ist der gemessene Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts an Wasserstoff bei 10 GeV/c) bei  $t'_{\max} = 1/2B = 0,125 \text{ (GeV/c)}^2$ . Zudem ist das Maximum im Vergleich zur Coulombproduktion viel breiter und fällt weniger steil ab. Zur Berechnung der Produktionsamplitude an Kernen wird  $T_{st}^{(p)}$  analog zu Abschnitt 2.1 in ein Fourierintegral umgeformt:

$$T_{st}^{(p)} = \sqrt{C_{st}} \left( \frac{K}{K_0} \right)^{-n/2} e^{i\phi_0} \left( \frac{1}{4\pi B} \right)^{3/2} \int d^3 r' e^{i\vec{q}\vec{r}'} \frac{\sqrt{2}\hat{\epsilon} \times \vec{k}}{p} \nabla e^{-r'^2/4B}$$

Für die kohärente Produktionsamplitude an Kernen ergibt sich damit [14]:

$$T_{st}^{(N)} = G \cdot i \cdot A \int d^3 r e^{i\vec{q}\vec{r}} \cdot U \int d^3 r' \rho(r') \frac{\sqrt{2}\hat{\epsilon} \times \vec{k}}{p(4\pi B)^{3/2}} \nabla e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/4B} \quad (2)$$

$\rho(r')$  ist die Nukleonen-Verteilung.  $G$  steht als Abkürzung für

$$G = \sqrt{C_{st}} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{-n/2} e^{i\phi_0}$$

und  $U$  beschreibt wie im Coulombfall die Abschwächung der ein- und auslaufenden Mesonenwellen aufgrund starker und elektromagnetischer Wechselwirkung. Mit der gleichen Approximation wie in Abschnitt 2.1

$$\sigma_{K^*} = \sigma_K = 17 \text{ mb} \quad \text{und} \quad \alpha_{K^*} = \alpha_K = -0.26$$

ergibt sich

$$U = e^{-(\sigma_k/2)D(b)} e^{i\chi_c(b)}$$

In Gleich. (2) kann im Integral über  $r'$  der Gradient vor das Integral gezogen werden:

$$\nabla \int d^3 r' \rho(r') \frac{1}{(4\pi B)^{3/2}} e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/4B}$$

Da  $B$  klein ist im Vergleich zum Kernradius kann dieses Integral durch

$$\nabla \int d^3 r' \rho(r') \delta(\vec{r}-\vec{r}') = \nabla \rho(r)$$

approximiert werden, da

$$\lim_{B \rightarrow 0} \frac{1}{(4\pi B)^{3/2}} e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/4B} = \delta(\vec{r}-\vec{r}') \quad \text{ist.}$$

Diese Approximation wurde numerisch untersucht. Dazu wurde die Ladungsverteilung  $\rho(r')$  durch den Nukleonformfaktor  $e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/4B}$  ausgeschmiert, d.h. für Werte von  $0 \leq r \leq 2c$  wurde das Integral

$$S(r) = \int d^3 r' \rho(r') e^{-(\vec{r}-\vec{r}')^2/4B} \\ = \frac{4\pi B \rho^0}{r} e^{-r^2/4B} \int d^3 r' r' \frac{e^{-r'^2/4B} (e^{-rr'/2B} - e^{rr'/2B})}{1 + e^{(r'-c)/a}} \quad \text{numerisch integriert.}$$

Für  $\rho(r')$  wurde dabei die Fermi-Verteilung eingesetzt:

$$\rho(r') = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r'-c)/a}} \quad \text{mit} \quad \int d^3 r' \rho(r') = 1$$

$c$  ist der Halbwertsradius und  $a$  ist die Oberflächendicke

$$c = 1,12 A^{1/3} \text{ fm} \quad \text{und} \quad a = 0,545 \text{ fm} \quad [11]$$

An die so gewonnene Verteilungsfunktion  $S(r)$  wurde dann im Bereich  $0 \leq r \leq 2c$  eine neue Fermi-Verteilung mit Parametern  $c'$  und  $a'$  angepasst. In Tafel 1) sind die Ergebnisse dieser Anpassung für  $2 \cdot B = 8 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $2 \cdot B = 200 \text{ (GeV/c)}^2$  angegeben.

Tafel 1

$A$	$c$ (fm)	$a$ (fm)	$c'$ (fm)	$a'$ (fm)	
207,21	6,628	0,545	6,592	0,623	$B = 4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$
107,88	5,332	0,545	5,281	0,629	
47,9	4,068	0,545	4,0	0,634	
26,98	3,359	0,545	3,282	0,637	
12,011	2,565	0,545	2,497	0,635	
207,21	6,628	0,545	5,843	1,708	$B = 100 \text{ (GeV/c)}^{-2}$
107,88	5,332	0,545	4,844	1,66	
47,9	4,068	0,545	4,139	1,579	
26,98	3,359	0,545	3,868	1,512	
12,011	2,565	0,545	3,65	1,393	

Für  $2 \cdot B = 8 \text{ (GeV/c)}^2$  sind die Unterschiede zwischen den ursprünglichen Parametern und den neuen, wie erwartet, sehr klein. Erst bei  $2 \cdot B = 200 \text{ (GeV/c)}^2$  ergeben sich grössere Abweichungen. Da in der Kern-Amplitude ein Term  $\nabla \rho$  enthalten ist, wurde numerisch der Unterschied zwischen  $T_{st}^{(N)}(\rho(c, a))$  und  $T_{st}^{(N)}(\rho(c', a'))$  untersucht. Es ergab sich Uebereinstimmung für  $2 \cdot B = 8 \text{ (GeV/c)}^2$ .

Der Nukleonformfaktor kann also vernachlässigt werden. Damit ergibt sich aus Gleich. (2) für die kohärente Produktionsamplitude an Kernen

$$T_{st}^{(N)} = \sqrt{C_{st}} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{-n/2} \cdot e^{\phi_0} \cdot A \cdot F_{st} \quad (3)$$

$F_{\text{st}}$  ist analog zu Abschnitt 2.1 als modifizierter Kernformfaktor definiert:

$$F_{\text{st}} = i \int d^3r e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{-(\sigma'_k/2)D(b)} e^{i\chi_c(b)} \frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k})}{p} \nabla \rho(r)$$

Auch dieses Integral kann nicht analytisch integriert werden. Mit einigen Umformungen kann es aber in eine Form gebracht werden, die für numerische Integration geeignet ist. Dazu wird  $\nabla \rho(r)$  umschreiben in

$$\nabla \rho(r) = \frac{d\rho}{dr} \nabla r = \frac{-\rho_0}{a(1 + e^{(r-c)/a})^2} e^{(r-c)/a} \frac{(b \cos \phi \hat{i} + b \sin \phi \hat{j} + z \hat{p})}{r}$$

Da der Vektor  $\hat{\epsilon} \times \vec{k}$  in der Produktionsebene liegt, folgt für das Skalarprodukt

$$\frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k})}{p} \nabla r = \frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k})}{p \cdot r} \hat{p} \left( z - \frac{b \cdot k}{q_{\perp}} \cos \phi \right)$$

Aus Symmetriegründen verschwindet das Integral über den ersten Term auf der rechten Seite und der Kernformfaktor ergibt sich nach Integration über  $\phi$  mit

$$\int_0^{2\pi} d\phi e^{ibq_{\perp} \cos \phi} \cos \phi = 2i J_1(q_{\perp} b)$$

und mit  $k/p \simeq 1$  zu:

$$F_{\text{st}} = + 2\pi \frac{\sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \cdot \hat{p}}{q_{\perp}} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{\infty} db \cdot b^2 \cdot e^{i q_{\perp} z} \cdot J_1(q_{\perp} b) \cdot e^{-(\sigma'_k/2)D(b)} \\ \times e^{i\chi_c(b)} \cdot \frac{\rho_0 \cdot e^{(\sqrt{b^2+z^2}-c)/a}}{a \sqrt{b^2+z^2} \cdot (1 + e^{(\sqrt{b^2+z^2}-c)/a})^2}$$

Da eine Fermi-Verteilung verwendet wird, muss hier sowohl die  $z$  als auch die  $b$  Integration numerisch durchgeführt werden.

Zum Schluss soll hier auf den Unterschied zwischen den Produktionsamplituden für diffraktive und nicht-diffraktive Prozesse eingegangen werden. Die diffraktive Produktionsamplitude an Protonen kann unter Vernachlässigung des Nukleonformfaktors geschrieben werden als

$$\tilde{T}_{\text{st}}^{(p)} = \sqrt{\tilde{C}_{\text{st}}} e^{i\tilde{\phi}_0}$$

Die Amplitude für die diffraktive, kohärente Produktion an Kernen ergibt sich damit zu.

$$T_{\text{st}}^{(N)} = \sqrt{\tilde{C}_{\text{st}}} e^{i\tilde{\phi}_0} \cdot \tilde{F}_{\text{diff}}$$

mit

$$\tilde{F}_{\text{diff}} = \int d^3r e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{-(\sigma'_k/2)D(b)} e^{i\chi_c(b)} \rho(r)$$

Da die Elementaramplitude in diesem Fall in Vorwärtsrichtung nicht verschwindet und daher nicht proportional zu  $\vec{q}$  ist, steht im diffraktiven Formfaktor nur  $\rho(r)$  und nicht  $\nabla \rho(r)$ .

Partielle Integration von Gleich. (3) unter Vernachlässigung des Gradiententerms  $\Delta U = \nabla \exp(-\sigma_K'/2 \cdot D(b) + i\chi_c(b))$  führt auf eine angenäherte Amplitude  $T_{st}^{(N,0)}$ , bei der die nicht-diffraktive Produktion mit dem diffraktiven Formfaktor  $\tilde{F}_{\text{diff}}$  verknüpft ist.

$$T_{st}^{(N,0)} = \sqrt{C_{st}^{(0)}} \sqrt{2}(\hat{\epsilon} \times \vec{k}) \cdot \hat{q} \cdot \tilde{F}_{\text{diff}} \quad (4)$$

Diese Näherung [Gleich. (4)] wurde bisher für die meisten Modell-Untersuchungen bei nicht-diffraktiven, kohärenten Prozessen benutzt [15]. Ein Vergleich von Gleich. (4) und Gleich. (3) zeigt, dass diese Näherung für schwere Kerne nicht brauchbar ist.

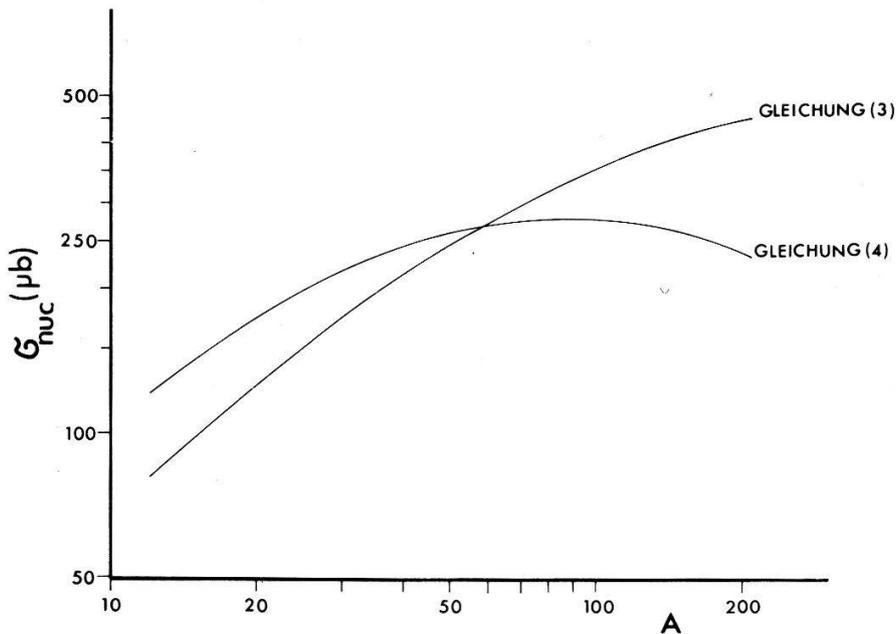


Abbildung 1

$A$ -Abhängigkeit der integrierten starken, kohärenten Wirkungsquerschnitte.  $C_{st} = 6 \text{ mb/GeV}^4$  im Fall von Gleichung (3) und  $C_{st}^{(0)} = 15 \text{ mb/GeV}^4$  im Fall von Gleichung (4).

In Abb. 1 werden die integrierten, kohärenten Wirkungsquerschnitte nach Gleich. (3) und (4) in Funktion vom Atomgewicht  $A$  gezeigt.

$$\sigma_1 = \int_0^{t'^*} |T_{st}^{(N)}|^2 dt' \quad \text{und} \quad \sigma_2 = \int_0^{t'^*} |T_{st}^{(N,0)}|^2 dt'$$

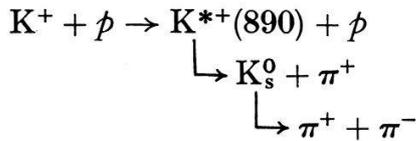
$t'^*$  wird in Abschnitt 5 näher erklärt werden. Die beiden Formfaktoren unterscheiden sich in ihrer  $A$ -Abhängigkeit stark voneinander.

### 2.3. Theoretischer Wirkungsquerschnitt für die kohärente Produktion von $K^*(890)$ an Kernen

Der volle Wirkungsquerschnitt besteht aus drei Beiträgen: Der Coulombamplitude, der starken Produktionsamplitude und einem inkohärenten Anteil

$$\frac{d\sigma^{(\text{theor})}}{dt'} = |T_{st}^{(N)} + T_c^{(N)}|^2 + \frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dt'} \quad (5)$$

$(d\sigma_{\text{inc}}/dt')$  beschreibt die inkohärente starke Produktion aufgrund der Wechselwirkung an einzelnen Nukleonen. Die Form dieses inkohärenten Beitrags wurde Daten eines Wasserstoffblasenkammer-Experimentes bei 10 GeV/c entnommen [12]



Es ergibt sich

$$\frac{d\sigma_{H_2}}{dt'} = C_{H_2} \cdot t' \cdot e^{-8t'} \quad \text{mit} \quad C_{H_2} = 9 \frac{\text{mb}}{\text{GeV}^4} \quad (6)$$

Damit schreibt sich der inkohärente Anteil an Kaonen

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dt'} = C_{\text{inc}} \cdot \frac{d\sigma_{H_2}}{dt'} \quad (7)$$

### 3. Beschreibung des Experimentes

Das Experiment wurde am CERN-Protonen-Synchrotron durchgeführt. Di-benutzte Apparatur unterschied sich bis auf einen zusätzlichen dritten Čerenkov-Zähler nicht von derjenigen des vorher durchgeführten Experimentes über die kohärente Erzeugung von 3 und 5 Pionen an Atomkernen. Da der Aufbau jenes Experimentes schon an mehreren Stellen [4] beschrieben worden ist, sollen hier nur die wesentlichen Merkmale zusammengefasst werden.

In Abbildung 2 ist die Versuchsanordnung im letzten Teil des Sekundärstrahls schematisch wiedergegeben. Hauptbestandteil der Apparatur ist der grosse Magnet mit seinen optischen Funkenkammern am Ende des Sekundärstrahls. Die Form des nutzbaren Magnetfeldvolumens (160 cm lang, 60 cm breit, 66 cm hoch) kommt besonders Reaktionen entgegen, bei denen alle zu untersuchenden Teilchen eng gebündelt ungefähr in die gleiche Richtung fliegen, wie dies auf die Zerfallsprodukte der kohärent erzeugten  $K^*(890)$ -Mesonen zutrifft. Das Magnetfeld beträgt 10,5 kGauss und die Strahlungslänge der Funkenkammern ist 3500 cm. Insgesamt ergibt sich für Teilchen im Impulsbereich von 1 bis 10 GeV/c und mit Spurenlängen von mehr als 150 cm eine Impulsauflösung von ungefähr 1%.

Vor dem Spektrometernagneten befindet sich im Streufeld das Target. Um über die unterschiedliche  $A$ -Abhängigkeit eine Trennung von Coulombproduktion und starker Produktion zu erreichen, wurden als Targetmaterialien Kohlenstoff, Aluminium, Titanium, Silber und Blei jeweils in ihrem natürlichen Isotopengemisch und mit grosser Reinheit (>99%) verwendet. Die gewählte Targetdicke war ein Kompromiss zwischen genügender Winkelauflösung und ausreichender Zählrate. Sie betrug maximal 5 cm für Kohlenstoff und minimal 2 mm für Blei.

Im unteren Teil der Abbildung 1 ist die Lage des Targets und die der Zähler rundherum gesondert dargestellt. Bis auf die mit  $N_i$  bezeichneten Zähler sind alle in Antikoinzidenz geschaltet. Nur die einfallenden Strahlteilchen und Teilchen, die unter einem Winkel von weniger als  $19^\circ$  aus dem Target herausfliegen, treffen die Antikoinzidenzzähler nicht. Der Zerfall des  $K^{*+}(890)$  in  $K_s^0 \pi^+$  und der anschliessende Zerfall des  $K_s^0$  in  $\pi^+ \pi^-$  ergibt drei geladene Teilchen im Endzustand. Für ein gutes

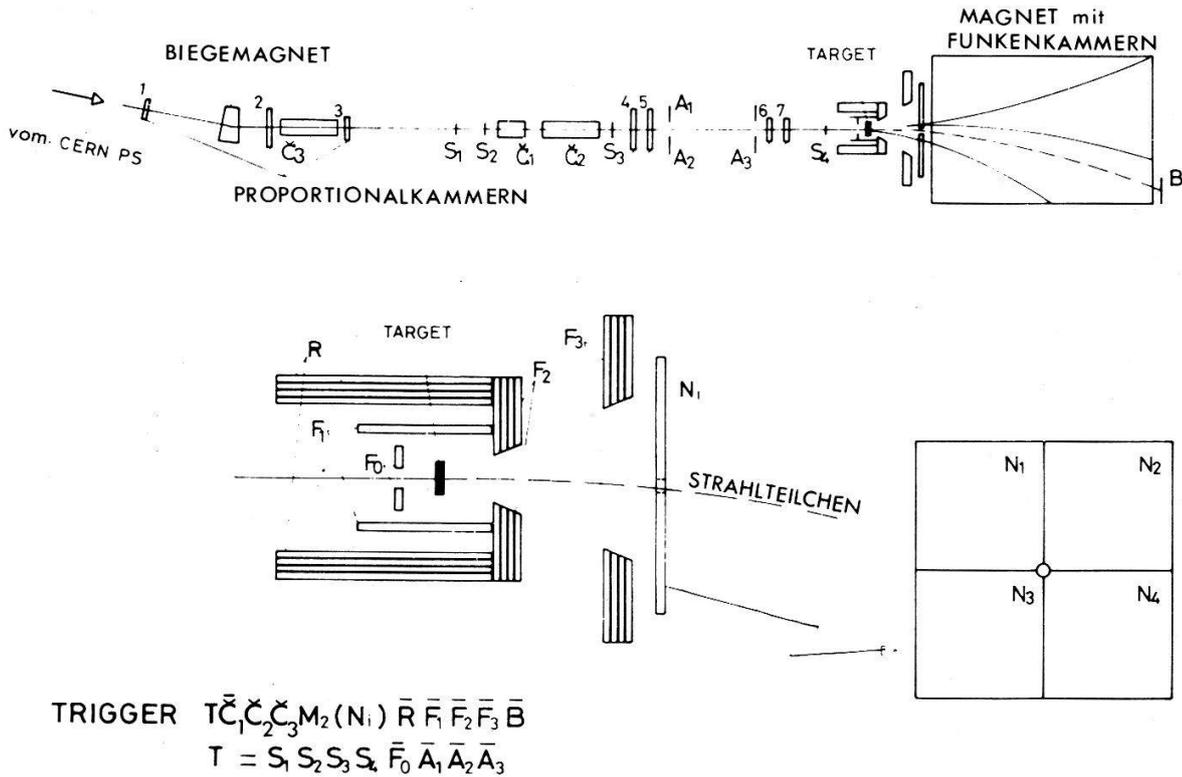
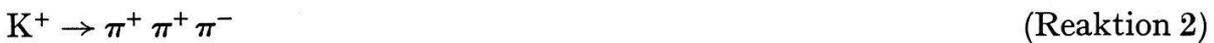


Abbildung 2  
Experimentelle Anordnung.

Triggersignal wird verlangt, dass mindestens zwei der vier  $N_i$ -Zähler getroffen werden. Häufig treffen zwei Teilchen den gleichen Zähler. Insgesamt ergibt sich aus dieser Triggerbedingung, dass in 56% der Fälle die gewünschte Spurenkombination von drei geladenen Teilchen in den Funkenkammern gesehen wird.

Allerdings werden durch diese Triggerbedingung auch 3-Spuren-Ereignisse, die von anderen, viel häufigeren Reaktionen herrühren, registriert. Die erste Art von Untergrundereignissen bilden die  $K^+$ -Zerfälle in  $\pi^+ \pi^+ \pi^-$  ( $\tau$ -Zerfälle)



Diese Untergrundereignisse sind nicht ganz unwillkommen, da sie zur Kalibration der Fehlergrößen im Kinematikprogramm benutzt werden können und leicht von den  $K_s^0 \pi^+$ -Ereignissen unterschieden werden. Einen gefährlicheren Untergrund bilden jedoch die im Target diffraktiv erzeugten  $K^+ \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse.



Erst nach Ausmessen der Funkenkammeraufnahmen und einer genauen geometrischen Rekonstruktion können beide Arten von 1-Vertex-Ereignissen von den 2-Vertex  $K_s^0 \pi^+$ -Ereignissen getrennt werden.

Zum Schluss soll etwas näher auf den Strahl eingegangen werden. Strahlaufwärts vor dem Target befanden sich neben den Biege- und Fokussierungsmagneten noch drei Čerenkov-Schwelenzähler ( $\check{C}_1, \check{C}_2, \check{C}_3$ ), sieben Szintillationszähler ( $S_1 - S_4, A_1 - A_3$ ) und sieben Drahtkammern im Strahl. Die Drahtkammern waren nach Art der Proportionalzähler aufgebaut. Eine genaue Beschreibung ist in Referenz [15] zu finden. Die ersten drei Drahtkammern mit senkrecht angeordneten Drähten befanden sich vor und hinter dem letzten Biegemagneten und waren zur Bestimmung des Impulses

gedacht. Die vier letzten Kammern bestanden aus zwei Paaren mit jeweils senkrechten und waagerechten Drähten. Beide Paare standen in einem Abstand von 6 m zueinander und massen den Einfallswinkel der Strahlteilchen auf das Target. Die Kammerinformation wurde online von einem Computer auf Magnetband gespeichert.

Die magnetischen Strahlelemente waren auf einen maximalen Teilchenimpuls von 16 GeV/c ausgelegt. Um über die unterschiedliche Abhängigkeit vom Primärimpuls zusätzlich eine Trennung von Coulombproduktion und starker Produktion zu erreichen, wurden ausserdem noch Daten bei 9,7 GeV/c und 12,9 GeV/c Strahlimpuls aufgenommen. Der mögliche Teilchenfluss wurde durch die Gedächtniszeit der Funkenkammern im Magneten von 1,5  $\mu$ sec auf ungefähr  $10^5$  Teilchen pro Strahlpuls begrenzt. Dennoch zeigten 66% der Photos mit Drei-Spuren-Ereignissen zusätzliche Spuren von Strahlteilchen, die entweder vor oder nach dem Triggersignal die Funkenkammern durchquert hatten.

Der Strahl war unsepariert und bestand hauptsächlich (zu ungefähr 90%) aus Protonen. Der Anteil der Kaonen betrug nur 1,3%, 0,9% und 0,45% bei jeweils 9,7 GeV/c, 12,9 GeV/c und 15,8 GeV/c Strahlimpuls. Der hohe Protonenanteil im Strahl erforderte zur sicheren Identifizierung der Kaonen 3 Čerenkov-Schwellen-Zähler. 2 Čerenkov-Zähler waren 3 m lang und mit Aethylen gefüllt, und 1 Čerenkov-Zähler war 6 m lang und mit Wasserstoff gefüllt. Der Druck des Wasserstoffzählers (in Abb. 2 mit  $\check{C}_2$  bezeichnet) lag unterhalb der Schwelle für Kaonen und der Druck der Aethylenzähler (in Abb. 2 mit  $\check{C}_1$  und  $\check{C}_3$  bezeichnet) lag unterhalb der Schwelle für Protonen.

Damit konnten Pionen durch die Čerenkov-Zähler-Bedingung  $\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3$ , Kaonen durch  $\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3$  und Protonen durch  $\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3$  ausgewählt werden. Infolge der Erzeugung von Delta-Strahlen konnten allerdings auch Protonen in den Aethylenzählern  $\check{C}_1$  oder  $\check{C}_3$  ein Signal auslösen. Durch Messen des Verhältnisses  $\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3/\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3$  und  $\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3/\check{C}_1\check{C}_2\check{C}_3$  konnte der Anteil dieser Protonen bestimmt werden. Es ergab sich, dass ungefähr 0,13% der Protonen jeweils in den Zählern  $\check{C}_1$  oder  $\check{C}_3$  aufgrund ihrer Delta-Strahlen gezählt wurden. Hätte man nur einen Aethylen-Schwellenzähler zusammen mit dem Wasserstoffzähler für die Kaon-Identifizierung benützt, wären wegen dieser Delta-Strahlen und wegen des kleinen Verhältnisses von Kaonen zu Protonen (im Mittel 1,1%) 0,0013/0,011 oder 12% der gezählten Kaonen in Wirklichkeit Protonen gewesen. Die gleichzeitige Verwendung von zwei Aethylen-Schwellenzählern drückte diesen Untergrund auf  $(1,3 \times 10^{-3})^2/0,011 = 1,55 \times 10^{-4}$  Protonen im Kaon-Trigger herunter. Eine numerische Ueberprüfung dieses Messresultates ergibt, dass die minimale Delta-Elektron-Energie, die zum Auslösen eines Čerenkov-Zähler-Pulses nötig ist, mit ungefähr 36 MeV angenommen werden muss, um für Protonen mit einem Impuls von  $(10 \pm 0,1)$  GeV/c eine Ansprechwahrscheinlichkeit von  $1,3 \times 10^{-3}$  im Aethylenzähler zu erhalten.

#### 4. Auswertung der Daten

Insgesamt wurden in 28 Tagen am Protonensynchrotron 252,000 Funkenkammerphotos aufgenommen und 4 Magnetbänder mit den Daten der Proportionalkammern beschrieben. Zunächst soll hier ein kurzer Ueberblick über den Gang der Analyse dieser Daten gegeben werden. Danach werden die für dieses Experiment wesentlichen Punkte besonders erörtert.

Un die Anzahl der zu messenden Photos zu verringern, werden die Ereignisse mit drei Spuren zuerst auf Scanningtischen ausgesucht. Daraufhin werden die ausgesuchten Photos auf einer HPD-Messbank [17] automatisch vermessen. Die resultierenden

Digitalisierungen der Funkenpositionen werden anschliessend mit Hilfe des Programms HPD-Stufe 2 in Koordinaten und Spuren jeweils in den 2 Projektionen transformiert. Im nächsten Schritt wird eine modifizierte Version des Blasenkommerprogrammes THRESH [18] benutzt. In THRESH werden mit Hilfe der beiden Projektionen die Spuren im Raum rekonstruiert und der Impuls der Teilchen berechnet. Dann werden alle Spuren einschliesslich derjenigen des Strahlteilchens, dessen Dreierimpuls in einem separaten Programm BEAM berechnet wird, in die Nähe des Targets extrapoliert. Damit ist dann eine Separation der gesuchten 2 Vertex-Ereignisse (Reaktion 1) von den 1 Vertex-Ereignissen (Reaktion 2 + 3) möglich. Nach der geometrischen Rekonstruktion wird in einem andern Blasenkommerprogramm, GRIND [18], untersucht, ob die  $K_s^0$ -Zerfallshypothese und die  $K_s^0 \pi^+$  Produktionshypothese nach Reaktion 1 kinematisch mit den Messungen verträglich ist. Danach werden die Ereignisse der Reaktion 1 auf einem Datenband, DST, zusammengefasst. Zur weiteren physikalischen Interpretation dieser Daten wird noch die geometrische Akzeptanz, die im Monte-Carlo-Programm SPRUCE ermittelt wird, benötigt.

#### 4.1. Auswahlkriterien der Filmdurchsicht

Ein gutes Ereignis musste folgende Kriterien erfüllen:

- 1) 3 Spuren, dabei wurden zusätzliche Spuren von Strahlteilchen ohne Wechselwirkung zugelassen
- b) Gesamtladung + 1 der 3 Spuren
- c) Alle Spuren mussten von der Target-Region herkommen.
- d) Keine zusätzlichen Zerfälle oder Konversionen neutraler Teilchen mit Vertex in den Funkenkammern.

10% der Photos wurden zur Kontrolle zweimal durchgesehen. Es stellte sich heraus, dass der Wirkungsgrad der ersten Durchsicht bei 96% lag.

#### 4.2. HPD Messungen

Insgesamt wurden 138,000 3 Spuren-Ereignisse auf der HPD-Messbank am CERN gemessen. Im anschliessenden HPD-Stufe 2 Programm musste dann ein besonderes Augenmerk auf die Elimination der zusätzlichen Spuren der Strahlteilchen gelegt werden, da in diesem Experiment der Teilchenfluss wesentlich höher als in früheren Experimenten gewesen war. Zu diesem Zweck wurde der sogenannte 'Staggering'-Effekt benutzt.

Das Magnetfeld und das elektrische Saugfeld, dessen Richtung in anschliessenden Funkenkammerplatten wechselt, bewirkt eine abwechselnde Verschiebung der Funkenpositionen links und rechts von der wahren Spur. Je grösser der zeitliche Abstand zwischen dem Durchgang der ionisierenden Teilchen und dem Hochspannungsimpuls ist, desto grösser ist diese Verschiebung. Im HPD2-Programm wird daher zu Beginn in einem schmalen Bereich, in dem Strahlteilchenspuren liegen können, für jede Spur durch ihre linken und rechten Funken separat eine Ellipse angepasst. Der Abstand der beiden Ellipsen voneinander hat für Spuren, die das Triggersignal auslösten, einen festen Wert. Strahlteilchen, die vor oder nach dem Triggersignal die Funkenkammer durchquerten, lassen sich daher durch einen grösseren oder kleineren Ellipsenabstand erkennen und eliminieren. Strahlteilchen, die nicht aufgrund dieses Kriteriums entdeckt worden sind, können am Ende des Programms aufgrund ihres Krümmungsradius eliminiert werden.

Der Wirkungsgrad des HPD2-Programmes war mit 92% identifizierten Ereignissen recht hoch. Für einen Teil der Photos wurden die Funkenkonfigurationen der nicht identifizierbaren Ereignisse in einem separaten Arbeitsgang auf einen Schirm projiziert. Durch manuellen Eingriff konnte das HPD2-Programm dann so gesteuert werden, dass es auch diese schwierigen Ereignisse akzeptieren konnte. 79% der beim ersten Mal verworfenen Ereignisse konnten dadurch zusätzlich gewonnen werden. Diese Ereignisse unterschieden sich nicht von den beim ersten Durchgang gewonnenen.

### 4.3. Geometrische Rekonstruktion

Der grösste Unterschied in der Rekonstruktion der Funkenkammeraufnahmen dieses Experimentes im Vergleich zu derjenigen von Blasenkammeraufnahmen besteht darin, dass der Produktionsvertex nicht direkt gemessen werden kann, da er sich ausserhalb der Funkenkammern im stark inhomogenen Streufeld befindet. Der übrige Teil des Geometrieprogrammes unterscheidet sich nur wenig von dem entsprechenden Blasenkammerprogramm.

Für die beiden Experimente über die kohärente Produktion wurde daher ein besonders genaues Extrapolationsverfahren zum Auffinden des Produktionsvertex entwickelt [19]. Dabei wurden die Spuren ausgehend von der letzten bekannten Position in den Funkenkammern in die Richtung der vermuteten Vertexposition extrapoliert. Iterativ wird dann der Ort des kleinsten Abstandes der Spuren voneinander und damit der Vertex aufgesucht. Im Fall der diffraktiven, kohärenten Produktion (Reaktion 3) und für die Zerfälle des einfallenden  $K^+$  in  $\pi^+\pi^+\pi^-$  ist ein einziger Produktionsvertex aufzufinden. Im Fall der nichtdiffraktiven, kohärenten Produktion von  $K^*(890)$  im Kanal  $K_s^0\pi^+$  sind dagegen zwei Vertices aufzufinden, der Produktionsvertex von  $K_s^0\pi^+$  und der Zerfallsvertex des  $K_s^0$ .

Als zusätzliche Schwierigkeit mussten diese 2 Vertex-Ereignisse in einem Untergrund von ungefähr 100 mal häufigeren 1 Vertex Ereignissen gefunden werden. Für das vorliegende Experiment wurde daher der Extrapolationsteil des Geometrieprogramms im Vergleich zum Experiment über die diffraktive Erzeugung von 3 Pionen so erweitert, dass der gemeinsame Vertex von verschiedenen Spurenkombinationen aufgefunden werden konnte.

Zuerst wurde für alle Ereignisse der gemeinsame Vertex aller 3 Funkenkammer Spuren und der Strahlteilchenspur gesucht. Unter diesen Ereignissen wurden die  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$  ( $\tau$ ) Zerfälle herausgesucht, die zur Eichung der im Programm BEAM rekonstruierten Strahlteilchenspuren nötig waren. Die Strahlteilchenspur war in einem anderen Detektor gemessen worden, dessen Lage im Raum bezüglich der Funkenkammern nicht mit der nötigen Genauigkeit bekannt war. Daher wurden mit Hilfe der  $\tau$ -Ereignisse Korrekturgrössen ausgerechnet (siehe 4.4), so dass beide Koordinatensysteme übereinstimmen.

Danach konnten die 2 Vertex-Ereignisse ausgesucht werden. Zuerst wurde für jedes 3 Spuren-Ereignis für beide Kombinationen der Spur des negativen Teilchens mit jeweils einer Spur eines positiven Teilchens versucht, einen Vertex zu finden. Falls ein Vertex in weniger als 10 Iterationsschritten gefunden werden konnte, und falls die invariante Masse dieser Teilchenkombination sich um weniger als 100 MeV/c<sup>2</sup> von der  $K_s^0$  Masse unterschied, wurde durch iterative Extrapolation der Spur des übriggebliebenen zweiten positiven Teilchens und der Strahlteilchenspur ein zweiter Vertex gesucht. Falls das Rekonstruktionsprogramm BEAM mehr als eine Strahlteilchenspur gefunden hatte (maximal 3 Strahlteilchenspuren wurden pro Ereignis erlaubt),

wurde mit jeder Strahlteilchenspur separat eine Vertexbestimmung versucht. In diesem Fall wurde die passende Strahlteilchenspur aufgrund eines Konvergenz-Kriteriums bei der Iteration ausgewählt.

Die Bestimmung des Produktionsvertex mit Hilfe einer einzigen Funkenkammerspur und einer Strahlteilchenspur ist viel ungenauer als die Vertexbestimmung mit Hilfe von 2 oder 3 Funkenkammerspuren, da bei fast parallelen Spuren kleine Winkelfehler grosse Verschiebungen der Vertexkoordinate in Strahlrichtung bewirken können. Die Genauigkeit in der Bestimmung des Produktionsvertex für  $K_s^0 \pi^+$ -Ereignisse wurde daher an 3 Spuren-Ereignissen des Pion-Experimentes [4], bei denen alle 3 Spuren immer nur von einem einzigen Vertex herrühren, dessen Position genau bekannt ist, untersucht. Die Varianz der Verteilung in Strahlrichtung betrug  $\sigma_x^{(3pr)} = 0,8$  cm, falls der Vertex mit Hilfe der 3 Funkenkammerspuren und der Strahlteilchenspur ermittelt wurde. Diese Varianz vergrösserte sich nur wenig auf  $\sigma_x^{(2pr)} = 1,1$  cm, falls nur 2 Funkenkammerspuren zur Vertexbestimmung verwendet wurden. Für die Bestimmung des Vertex mit Hilfe von nur einer Funkenkammerspur und der Strahlteilchenspur ergab sich schliesslich eine Varianz von  $\sigma_x^{(1pr)} = 2,7$  cm. Diese relativ ungenaue Produktionsvertex-Koordinate der  $K_s^0 \pi^+$ -Ereignisse wurde allerdings im weiteren Verlauf der Analyse nur zur Elimination von Untergrundereignissen benutzt.

Für die kinematische Anpassung wurde ein anderer Vertex benutzt. Dieser wurde durch nicht-iterative Extrapolation der beiden Spuren in die Mitte der genau bekannten Targetposition bestimmt.

Dieses Verfahren zur Auswahl der 2-Vertex-Ereignisse reduzierte die verbliebende Datenmenge beträchtlich. Da für alle Plus-Minus-Ladungskombinationen ein  $K_s^0$ -Zerfallsvertex gesucht wurde und Ereignisse mit invarianten Massen in einem sehr weiten Bereich um die  $K_s^0$ -Masse weiter berücksichtigt wurden, war gewährleistet, dass keine guten  $K_s^0 \pi^+$ -Ereignisse verloren gingen. Allerdings befanden sich unter diesen 2-Vertex-Ereignissen noch viele Untergrund-Ereignisse, die erst im nächsten Schritt der Analyse eliminiert werden konnten.

#### 4.4. Kinematische Analyse im Programm GRIND

Zu Beginn wurden unter den 1-Vertex-Ereignissen diejenigen herausgesucht, die mit der Hypothese eines  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ -Zerfalls verträglich waren. Diese  $\tau$ -Ereignisse konnten sehr deutlich von allen anderen getrennt werden, da ihr Zerfallsvertex zum grössten Teil nicht im Target lag und ausserdem die invariante Masse der drei Teilchen viel kleiner als die von allen anderen Ereignistypen war. Da diese  $\tau$ -Ereignisse einen 4-fach überbestimmten (4-C) kinematischen Fit erlaubten, waren sie sehr geeignet, die externen GRIND-Fehler auf den Fit-Variablen zu untersuchen. Die externen Fehler wurden so angepasst, dass die Pullfunktionen [20]<sup>2)</sup> der 3 Fit-Variablen für jedes Teilchen gaussisch verteilt waren mit der Varianz 1 und ausserdem das Zentrum der Verteilungen jeweils bei Null lag. Danach wurden durch Vergleich des im Programm BEAM rekonstruierten Strahlteilchenimpulses mit dem Impuls aus dem  $\tau$ -Fit Kor-

2) Die Pullfunktion einer Variablen  $s$ , die vor dem Fit den Wert  $s_0$  und nach dem Fit den Wert  $s_f$  hat, ist im Fall der GRIND-Fehler definiert durch:

$$P_s = \frac{s_0 - s_f}{\sqrt{(\Delta s_0)^2 - (\Delta s_f)^2}}$$

rekturgrößen ausgerechnet, so dass die Koordinatensysteme in den Programmen THRESH und BEAM übereinstimmten.

Danach konnten die hier in erster Linie interessierenden 2-Vertex-Ereignisse untersucht werden. Folgende Hypothesen wurden überprüft:

- 1)  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
- 2)  $K^+ + A \rightarrow K_s^0 + \pi^+ + A$

Mit Hilfe der beiden Vertices konnte die Flugrichtung des  $K_s^0$  berechnet werden. Falls die so gefundene Richtung nicht mit der des  $\pi^+ \pi^-$ -Systems am Zerfallspunkt innerhalb der Konvergenzkriterien des Fits übereinstimmte, wurde ein neuer Fit versucht, bei dem ein oder beide  $K_s^0$ -Winkel, die mit Hilfe der zwei Vertices berechnet worden waren, als nicht gemessen angenommen wurden. Daher war entweder ein 3-fach oder 2-fach oder 1-fach überbestimmter  $\chi^2$ -Fit (3-C- 2-C- 1-C-Fit) möglich. Es stellte sich heraus, dass die Ereignisse entweder einen 3-C- oder 1-C-Fit erlaubten. Aufgrund der  $K_s^0$ -Lebensdauer-Verteilung zeigte sich weiterhin, dass nur die 3-C- $K_s^0$ -Fit Ereignisse echte  $K_s^0$ -Ereignisse waren.

Wie die  $\tau$ -Ereignisse zeigten auch diese 3-C- $K_s^0$ -Fit-Ereignisse nach einer zusätzlichen Eichung des Einfallwinkels der Strahlspur Verteilungen in den Pullfunktionen, die bei Null zentriert waren und die Varianz 1 besaßen.

Im folgenden kinematischen Fit nach Hypothese 2 wurde als Anfangswert der Iteration der aus dem  $K_s^0$ -Fit resultierende  $K_s^0$ -Impuls eingesetzt. Da der Rückstossimpuls des Kerns (der Impuls des Kerns vor der Wechselwirkung wurde gleich Null gesetzt) nicht gemessen worden war, war der Produktionsfit nur einfach überbestimmt (1-C). Der absolute Messfehler auf den Impulsen war jedoch immer klein genug, um in diesem 1-C-Fit Ereignisse, bei denen ein oder mehrere  $\pi^0$ -Mesonen oder andere Teilchen Energie davongetragen hatten, eliminieren zu können.

Zum Schluss sollen die Auswahlkriterien zusammengestellt werden, die für Ereignisse nach Reaktion 1 verlangt wurden:

- 1) 2 Vertices
- 2) Produktionsvertex innerhalb  $\pm 10$  cm der wahren Targetposition
- 3) 3-C-Fit für das  $K_s^0$  mit einer Fit-Wahrscheinlichkeit von mehr als 1%
- 4) Produktionsfit (Hypothese 2) ebenfalls mit einer Fit-Wahrscheinlichkeit von mehr als 1%
- 5) Richtung des einfallenden Kaons mit Erfolg rekonstruiert (in 21% der Ereignisse fehlte entweder diese Information oder zu viele Spuren waren in den Proportionalkammern registriert worden).

#### 4.5. Geometrische Akzeptanz

Die geometrische Akzeptanz wird benötigt für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte, für die Untersuchung der Zerfallswinkelverteilungen und für die Überprüfung der  $K_s^0$ -Lebensdauer. Sie wurde mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms SPRUCE für die drei Primärimpulse und für verschiedene  $t'$ -Werte anhand von jeweils 5,000  $K^*(890)$ -Ereignissen untersucht. Für die einfallenden Kaonen wurden die Zufallszahlen entsprechend den experimentell gefundenen Verteilungen erzeugt, während für den Zerfall des  $K^*(890)$  in  $K_s^0 \pi^+$  und den anschließenden Zerfall des  $K_s^0$  die Zufallszahlen gemäss den theoretisch erwarteten Verteilungen ermittelt wurden.

Für den  $K^*(890)$ -Zerfall wurde eine  $\sin^2 \vartheta$ -Verteilung angenommen;  $\vartheta$  ist der Polariswinkel im Helizitätssystem des  $K^*(890)$ . Für den  $K_s^0$ -Zerfall wurde eine isotrope Verteilung im Schwerpunktsystem angenommen.

Für jedes solcherart erzeugte Monte-Carlo-Ereignis wurde dann der Verlauf der Spuren im Magnetfeld untersucht. Mit Hilfe der bekannten Position der Triggerzähler konnte der Anteil der Monte-Carlo-Ereignisse, die die Triggerbedingungen erfüllten, bestimmt werden. Die geometrische Akzeptanz ohne Berücksichtigung des Verlustes durch nichtzerfallende  $K_s^0$  war immer grösser als 80% und unabhängig von  $t'$  im hier interessierenden Bereich. Da in diesem Experiment die maximale Zerfallsstrecke von ca. 56 cm für hochenergetische  $K_s^0$  recht kurz war, ergab sich als geometrische Akzeptanz

77,3% bei 10 GeV/c

61,1% bei 13 GeV/c

46,1% bei 16 GeV/c.

Die Gültigkeit dieser Monte-Carlo-Rechnung wurde an  $\tau$ -Ereignissen überprüft. Bei den  $\tau$ -Ereignissen konnte man aus dem Fluss der einfallenden Kaonen und den experimentell gefundenen Zerfällen die geometrische Akzeptanz direkt berechnen. Andererseits konnte diese Akzeptanz auch auf die oben beschriebene Art im Monte Carlo-Programm ermittelt werden. Beide Werte für die Akzeptanz stimmten gut überein, obwohl die Akzeptanz für die  $\tau$ -Zerfälle recht klein war. (Für Zerfälle zwischen dem letzten Antikoinzidenzzähler vor dem Target und den  $N_i$ -Zählern ergab sich  $\eta_\tau = 8,8\%$ ,  $3,6\%$  und  $1,8\%$  bei 10, 13 und 16 GeV/c).

## 5. Experimentelle Resultate

Insgesamt wurden 1,483  $K_s^0 \pi^+$  Ereignisse aufgrund der Auswahlkriterien von Abschnitt 4.4 gefunden. In Abb. 3 ist die Verteilung der  $K_s^0 \pi^+$  Masse für diese Ereignisse zu sehen. Sie zeigt eine starke Anhäufung bei der Masse des  $K^*(890)$ . Folgende relativistische Breit-Wigner-Funktion [21] sowie ein Untergrund-Term wurden an die Verteilung angepasst:

$$\frac{d\sigma}{dm^2} = C_1 \frac{\Gamma_0 \left[ \frac{q(m)}{q(m_0)} \right]^2}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma_0^2 \left[ \frac{q(m)}{q(m_0)} \right]^6} + C_2 \cdot (m - m_{\min}) \cdot (m_{\max} - m) \cdot e^{-\lambda \cdot m}$$

mit

$$q(m) = \frac{1}{2m} \sqrt{[m^2 - (m_{K_s^0} + m_{\pi^+})^2][m^2 - (m_{K_s^0} - m_{\pi^+})^2]}$$

$C_1$ ,  $\Gamma_0$ ,  $m_0$ ,  $C_2$  und  $\lambda$  sind freie Fit-Parameter. Der Fit ergab als zentralen Messwert  $m_0 = (896 \pm 2)$  MeV/c<sup>2</sup>, und für die Breite ergab sich  $\Gamma_0 = (53 \pm 5)$  MeV/c<sup>2</sup>. Diese Werte stimmen mit dem Welt-Durchschnitt gut überein:  $m_0 = (891,7 \pm 0,5)$  MeV/c<sup>2</sup> und  $\Gamma_0 = (51,1 \pm 1,1)$  MeV/c<sup>2</sup> [22]. Anhand der externen Fehler des Kinematik-

Programmes GRIND wurde der experimentelle Fehler auf der  $K_s^0 \pi^+$  Masse auf  $\Delta m_{K_s^0 \pi^+} = 10,4 \text{ MeV}/c^2$  geschätzt.

Mit den so gefundenen Werten für  $m_0$  und  $\Gamma_0$  konnte nun die Zahl der  $K^*(890)$ -Zerfälle unter den 1,483  $K_s^0 \pi^+$  Ereignissen ausgesucht werden. Als  $K^*(890)$  wurden diejenigen Ereignisse definiert, deren  $K_s^0$  Masse innerhalb des Intervalls  $843 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{K_s^0 \pi^+} \leq 949 \text{ MeV}/c^2$  lag. 619  $K^*(890)$  wurden so gefunden. Die Intervall-Grenzen waren so gewählt worden, dass die Zahl der  $K^*(890)$  ausserhalb des Intervalls ( $N_{\text{BW}}^{\text{AUS}}$ ) ungefähr der Zahl der Untergrundereignisse innerhalb des Intervalls ( $N_{\text{UNT}}^{\text{IN}}$ ) entsprach.

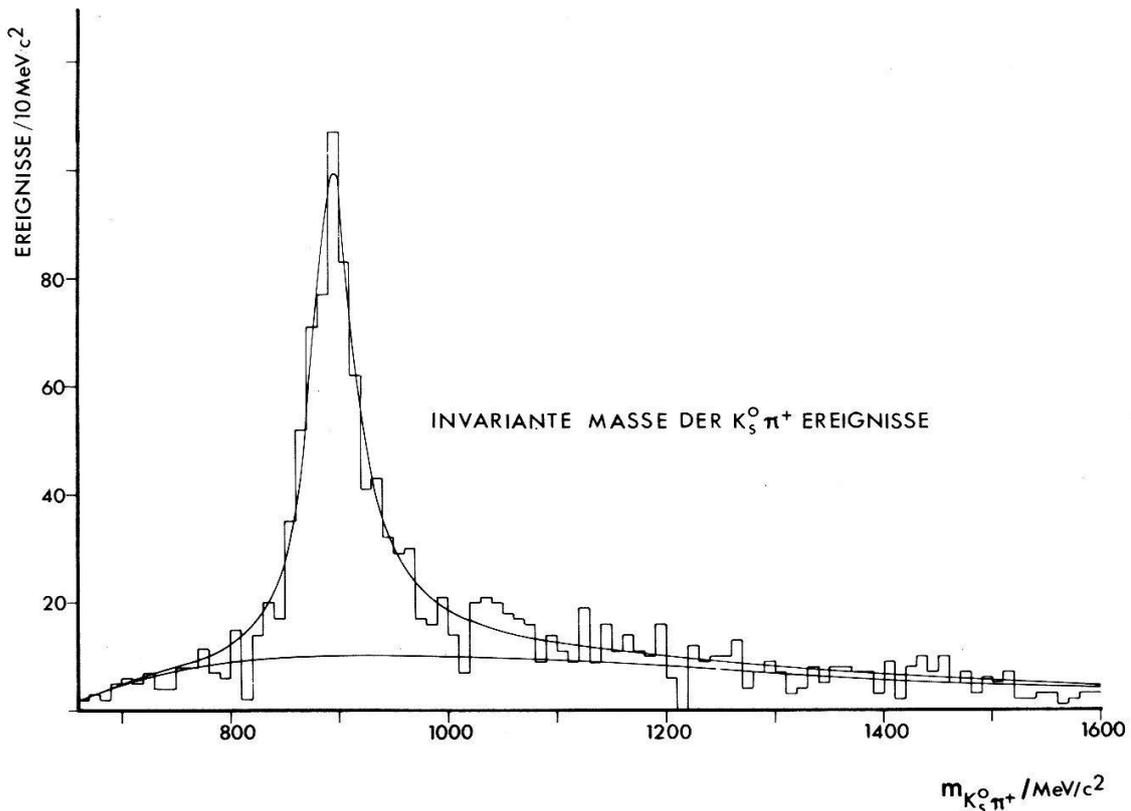


Abbildung 3

Verteilung der invarianten Masse der  $K_s^0 \pi^+$ -Ereignisse, die die Auswahlkriterien von Abschnitt 4.4 erfüllten. 1390 Ereignisse sind eingetragen. Die restlichen Ereignisse haben höhere invariante Massen.

Der genaue Korrekturfaktor für ausserhalb des Intervalls liegende  $K^*(890)$  beträgt:

$$\frac{N_{\text{BW}}^{\text{AUS}} - N_{\text{UNT}}^{\text{IN}}}{N_{\text{BW}}^{\text{ALLE}}} = 1,017$$

Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte mussten ausserdem noch folgende Korrekturfaktoren berücksichtigt werden:

- Ein Faktor  $9/2$  für alle nichtbeobachteten  $K^*(890) \rightarrow K\pi$  Zerfälle,
- Ein Faktor  $1,13$  für Verluste in der Analyse
- sowie die schon in Abschnitt 4.5 erwähnte geometrische Akzeptanz.

Abb. 4a, 4b zeigen den gemessenen, differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von  $K^*(890)$  durch  $K^+$  Mesonen an Blei-Kernen. Dabei sind die Wirkungsquerschnitte von allen drei Primärimpulsen zusammengefasst. Die Verteilung zeigt

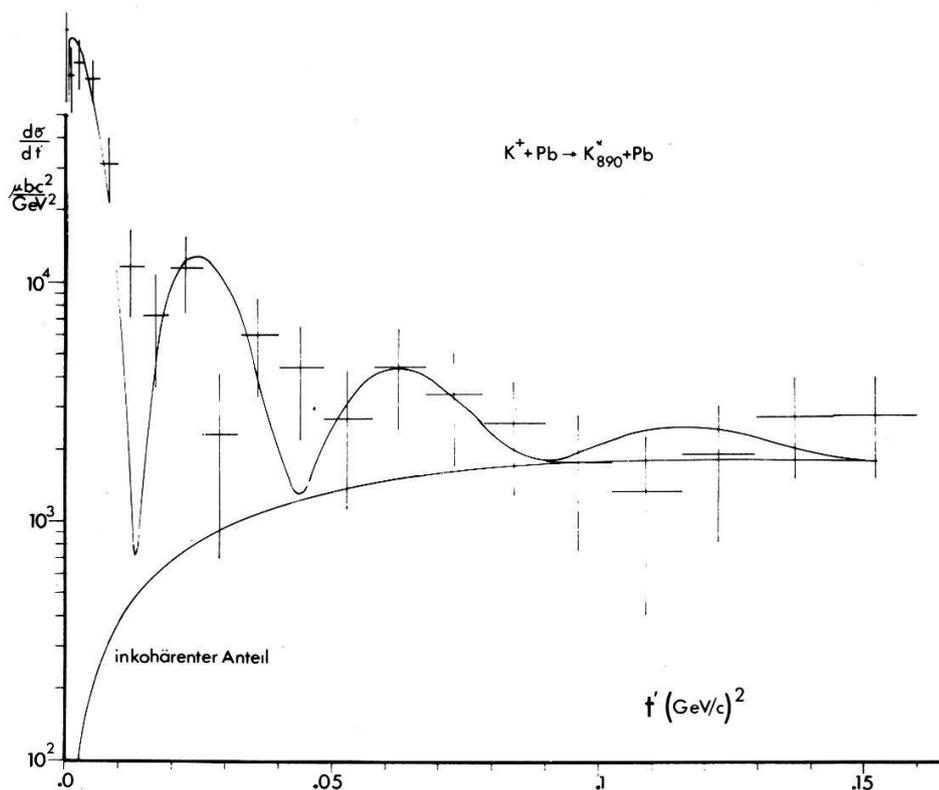


Abbildung 4a

Experimenteller und theoretischer differentieller Wirkungsquerschnitt an Bleikernen. Die obere Kurve ist mit Hilfe von Gleichung (5) berechnet worden. Die untere Kurve zeigt den Verlauf von Gleichung (7) allein. Die Parameter sind  $\Gamma(K^* K \gamma) = 16 \text{ KeV}$ ,  $C_{st} = 6 \text{ mb/GeV}^4$ ,  $\phi_0 = -5^\circ$  und  $C_{inc} = 5,2 \text{ mb/GeV}^4$ .

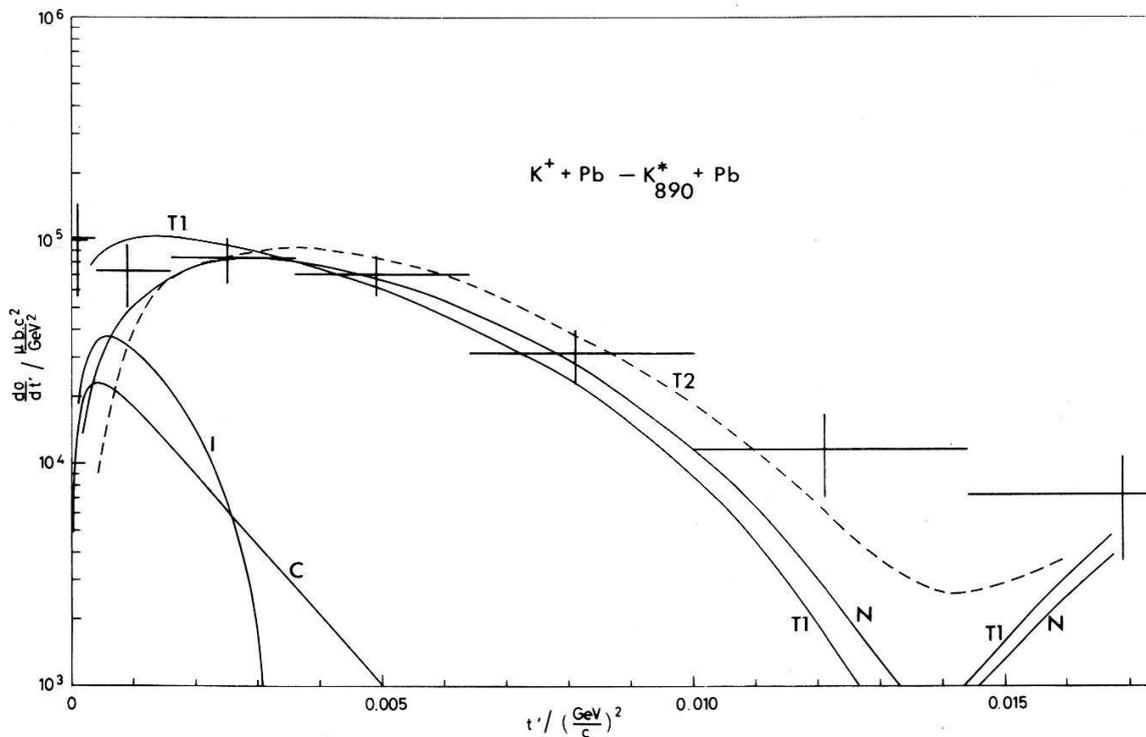


Abbildung 4b

Experimenteller und theoretischer Wirkungsquerschnitt an Bleikernen für kleine  $t'$ -Werte. Kurve C zeigt den Verlauf der Coulombproduktion mit  $\Gamma = 16 \text{ keV}$ . Kurve N zeigt den Verlauf der starken Produktion mit  $C_{st} = 6 \text{ mb/GeV}^4$ . Kurve I zeigt den Verlauf des Interferenzterms mit  $\phi_0 = -5^\circ$ . Kurve T1 zeigt den Verlauf der Summe der Kurven C, N, I. Kurve T2 zeigt den Verlauf der Summe der Kurven C, N, I falls in I die Lösung  $\phi_0 = -162^\circ$  eingesetzt wird.

das für kohärente Produktion typische Maximum in Vorwärtsrichtung. Der steile Abfall des Vorwärtsmaximums ist mit dem Kernradius verknüpft. (Ohne Absorptionseffekte und Winkelauflösungseffekte erwartet man allgemein für den Parameter des Abfalls Werte von  $45 \text{ (GeV/c)}^2$  bis  $250 \text{ (GeV/c)}^2$  für Radien zwischen 3 Fermi und 7 Fermi.) Der folgende weniger steile Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts kann als Ueberlagerung von Diffraktions-Maxima höherer Ordnung und von der inkohärenten Erzeugung von  $K^*(809)$  an einzelnen Nukleonen gedeutet werden. Während diese beschriebenen Merkmale auch in den differentiellen Wirkungsquerschnitten der diffraktiven Erzeugung von  $Q$  und  $A_1$  an Kernen gefunden werden können, fehlt dort die hier zu beobachtende Abflachung des Wirkungsquerschnittes bei sehr kleinen  $t'$ -Werten. Dies ist ein Hinweis dafür, dass die  $K^*(809)$ -Mesonen kohärent, aber nicht diffraktiv erzeugt werden. Die begrenzte Winkelauflösung (auf  $\Delta\theta \sim 1,5 \text{ mrad}$  aus dem  $3\pi$ -Experiment geschätzt), erlaubt es allerdings nicht, die Nullstelle in Vorwärtsrichtung tatsächlich zu beobachten.

Der Fehler in  $t'$  von  $\Delta t' = 8,3 \times 10^{-4} \text{ (GeV/c)}^2$  (bei  $t' = 8,1 \times 10^{-4} \text{ (GeV/c)}^2$  und  $9,7 \text{ GeV/c}$  Primärimpuls) sollte es im Prinzip ermöglichen, eine durch Coulombproduktion hervorgerufene Struktur im differentiellen Wirkungsquerschnitt, deren Maximum bei  $t'_{\min} = 8,1 \times 10^{-4} \text{ (GeV/c)}^2$  erwartet wird, zumindest in den Daten bei  $9,7 \text{ (GeV/c)}$  zu erkennen. Wegen der geringen Statistik musste aber der Vergleich des Modells mit den Daten nicht an den differentiellen sondern an integrierten, kohärenten Wirkungsquerschnitten durchgeführt werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden zu diesem Zweck in dem 'kohärenten' Bereich zwischen  $0 \leq t' \leq t'^*$  integriert.

$$\sigma_{\text{koh}}^{(\text{exp})}(A, k) = \int_0^{t'^*(A)} \frac{d\sigma^{(\text{exp})}}{dt'}(A, k) dt'$$

Der Wert dieses Schnittes  $t'^*$  wurde jeweils ungefähr beim ersten Diffraktions-Minimum gewählt. In Abb. 4a ist neben dem experimentellen Wirkungsquerschnitt auch der inkohärente Anteil (untere Kurve), wie er nach Gleich. (7) erwartet wird, eingezeichnet. Der Wert für  $C_{\text{inc}}$  wurde dabei durch Anpassung von Gleich. (7) an den experimentellen Wirkungsquerschnitt bei grossen  $t'$ -Werten ermittelt. Es zeigt sich, dass der inkohärente Anteil im Bereich zwischen  $0 \leq t' \leq t'^*$  vernachlässigbar ist.

Aufgrund des Fehlers auf dem Produktionswinkel von ungefähr  $1,5 \text{ mrad}$  können Ereignisse aus dem als kohärent definierten  $t'$ -Bereich verloren gehen. Dieser mögliche

Tafel 2

Target material	$K^+$ -Impuls (GeV/c)	$t'^*$ (GeV/c) <sup>2</sup>	Anzahl von $K_{890}^*$ mit $t' \leq t'^*$	$\sigma_{\text{koh}}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\Delta\sigma_{\text{koh}}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{b}$ )
Pb	15,8	0,0104	16	602	149
C	15,8	0,0776	8	122	43
Pb	12,9	0,0104	39	518	82
Ag	12,9	0,0168	54	395	53
Ti	12,9	0,0264	9	398	132
Al	12,9	0,0448	10	245	77
C	12,9	0,0776	12	143	41
Pb	9,7	0,0104	58	601	78
Ag	9,7	0,0168	30	575	104
C	9,7	0,0776	12	125	36

systematische Fehler, der beim ersten Diffraktionsminimum am kleinsten ist, wurde für die Targetkerne Blei und Silber auf kleiner als 8% geschätzt.

In Tafel 2 sind zusammenfassend die Werte des  $t'$ -Schnittes  $t'^*$ , die Zahl der Ereignisse im Intervall, die sich daraus ergebenden, kohärenten Wirkingsquerschnitte  $\sigma_{\text{koh}}^{(\text{exp})}$  und die statistischen Fehler  $\Delta\sigma_{\text{koh}}^{(\text{exp})}$  aufgeführt.

### 5.1. Ueberprüfung der experimentellen Resultate

Abb. 5 zeigt die  $\pi^+ \pi^-$  Massen der  $K_s^0$  vor dem Fit. Die obere Kurve rührt von allen 1,483 Ereignissen her, während die untere, schraffierte Kurve die  $\pi^+ \pi^-$  Masse von Ereignissen im  $K^*(890)$ -Massen-Intervall zeigt. Beide Verteilungen sind bei  $500 \text{ MeV}/c^2$  zentriert. Die volle Breite der Verteilungen bei halber Höhe (FWHM) ist in beiden Fällen  $10 \text{ MeV}/c^2$ . Die  $\pi^+ \pi^-$  Massenverteilung zeigt für die Ereignisse, die von  $K^*(890)$ -Zerfällen herrühren, deutlich weniger Untergrund.

Die  $\tau$ -Zerfälle zeigen eine vergleichbare Massenauflösung. Die Verteilung der invarianten 3 Pion-Masse von  $\tau$ -Zerfällen, deren Zerfallsvertex zwischen dem Target und den Funkenkammern liegt, ergibt einen Mittelwert von  $494,1 \text{ MeV}/c^2$  mit einer Standardabweichung von  $4,9 \text{ MeV}/c^2$ . Dies ist die Massenauflösung, die man für das Funkenkammersystem aufgrund der verschiedenen Effekte wie Vielfachstreuung,

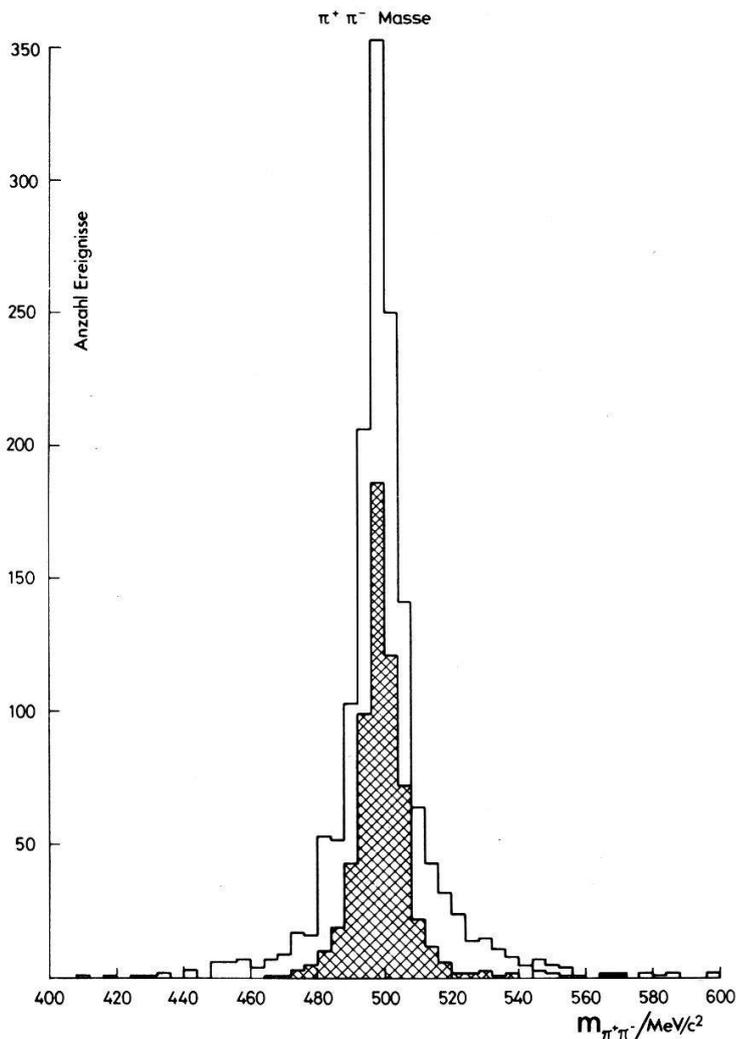


Abbildung 5  
Invariante Masse der  $K_s^0$ -Ereignisse vor dem Fit.

Messfehler und Magnetfeldgenauigkeit erwartet. Die verworfenen (1-C)  $K_s^0$  Ereignisse zeigen dagegen eine Verteilung, deren volle Breite bei halber Höhe bei  $23 \text{ MeV}/c^2$  liegt. Dies ist ein erster Hinweis darauf, dass die 1-C  $K_s^0$ -Ereignisse keine echten  $K_s^0$ -Ereignisse sind.

Das eindeutigste Unterscheidungsmerkmal zwischen einer Stichprobe von echten und falschen  $K_s^0$ -Ereignissen ergibt die Lebensdauerverteilung. In Abb. 6 sind die Lebensdauerverteilungen von 1-C und 3-C  $K_s^0$ -Ereignissen sowie die angepassten theoretischen Verteilungen zu sehen. Die mittlere Lebensdauer der 1-C  $K_s^0$ -Ereignisse beträgt  $(0,2 \pm 0,002) \times 10^{-10} \text{ sec}$ , während für die 3-C  $K_s^0$ -Ereignisse ein Wert von  $(0,86 \pm 0,03) \times 10^{-10} \text{ sec}$  gefunden wurde. Dieser Wert für die 3-C  $K_s^0$ -Ereignisse stimmt gut mit dem zur Zeit bekannten Weltdurchschnitt [22].  $\tau_{K_s^0} = (0,86 \pm 0,006) \times 10^{-10} \text{ sec}$  überein. Der angegebene Fehler in  $\tau$  ist der statistische Fehler. Da der Zerfallsvertex und damit auch die Zerfallslänge nur auf  $\pm 1, 1 \text{ cm}$  genau ermittelt werde, ergibt sich daraus ein möglicher systematischer Fehler von 7% auf die mittlere Lebensdauer.

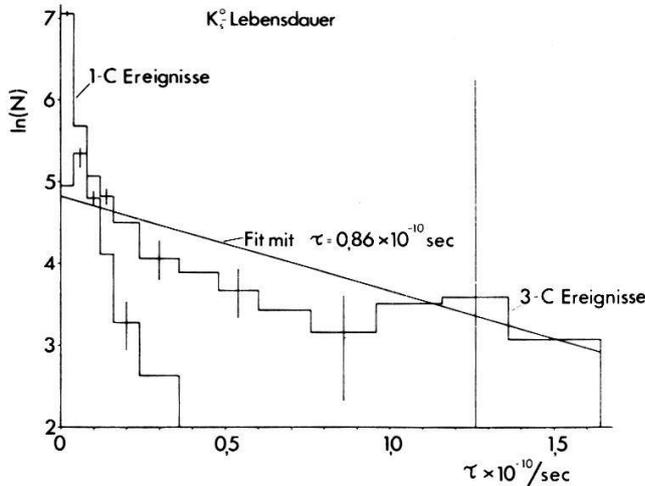


Abbildung 6

Lebensdauerverteilung der 1-C und 3-C  $K_s^0$ -Ereignisse.  $N$  = Anzahl der Ereignisse pro Intervall.

Ausserdem geht die geometrische Akzeptanz stark in die Lebensdauerverteilung ein. Aber trotz dieser möglichen systematischen Unsicherheiten bleibt der klare Unterschied zwischen den akzeptierten 3-C  $K_s^0$ -Ereignissen und den verworfenen 1-C  $K_s^0$ -Ereignissen bestehen.

Eine weitere Ueberprüfung der ausgewählten 3-C  $K_s^0$ -Ereignisse bietet die Zerfallswinkelverteilung. Die für den Zerfall eines spinlosen Teilchens geforderte isotrope Winkelverteilung ist in Abb. 7 zu erkennen.

Auch für die  $K^*(890)$ -Ereignisse wurde die Zerfallswinkelverteilung, die in Abb. 8a, 8b zu sehen ist, untersucht. An die Daten wurde die Winkelverteilung für Spin-1 Teilchen angepasst.

$$W(\vartheta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} [(1 - \rho_{11}) \cos^2 \vartheta + \rho_{11} \sin^2 \vartheta - \rho_{1-1} \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi]$$

$\vartheta, \varphi$  sind dabei der polare bzw. azimuthale Winkel zwischen dem  $K_s^0$ -Impuls im Schwerpunktsystem des  $K^*(890)$  und dem Impuls des  $K^*(890)$  im Schwerpunktsystem der Reaktion. Für die kohärente Produktion von  $K^*(890)$  erwartet man, dass das  $K^*(890)$

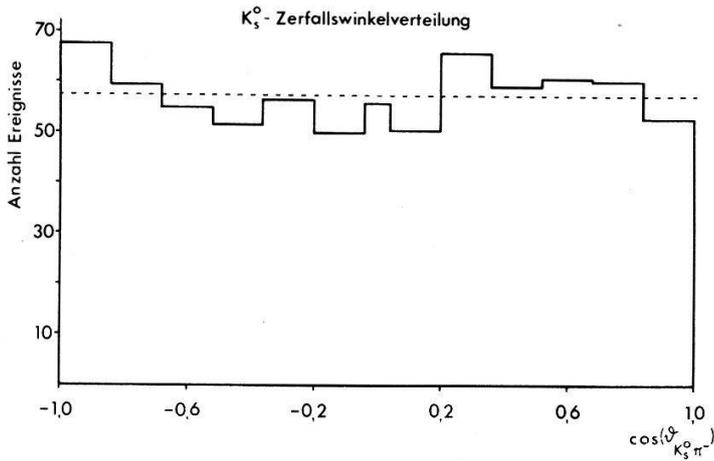
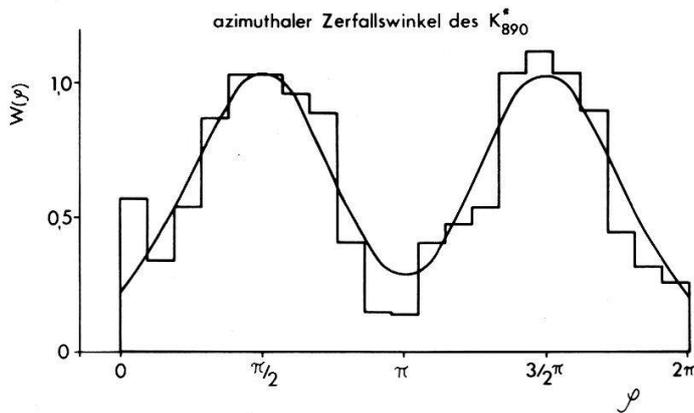
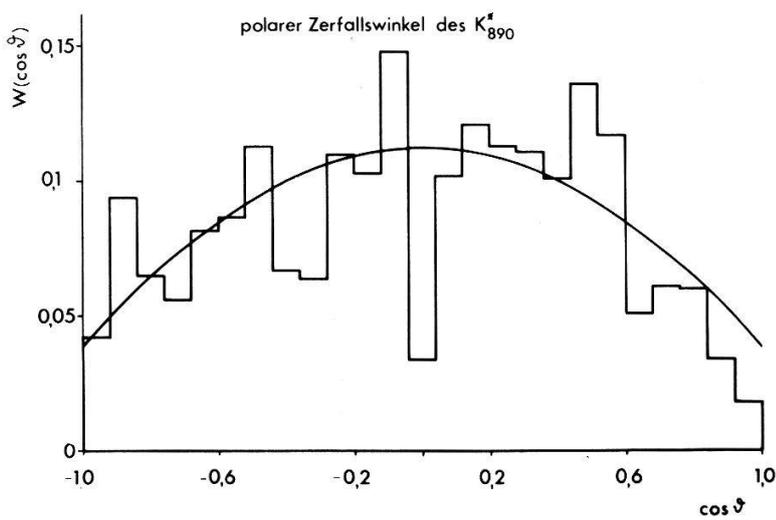


Abbildung 7  
Verteilung des polaren Winkels zwischen dem  $K_s^0$ -Impuls im Laborsystem und dem Impuls des  $\pi^-$  im Schwerpunktsystem des  $K_s^0$ .



8a



8b

Abbildung 8a, b  
Verteilung des azimuthalen, bzw. polaren Winkels zwischen dem  $K_s^0$ -Impuls im Schwerpunktsystem des  $K^*(890)$  und dem Impuls des  $K^*(890)$  im Schwerpunktsystem der Reaktion.

nur in den Helizitätszuständen  $\pm 1$  erzeugt wird, und dass daher die Dichtematrixelemente die Werte  $\rho_{11} = \rho_{1-1} = 1/2$  sowie alle übrigen den Wert Null haben. Der Fit in den beiden Winkelprojektionen ergibt die mit dieser Annahme verträglichen Werte:

$$\rho_{11} = 0,425 \pm 0,15 \quad \text{und} \quad \rho_{1-1} = 0,29 \pm 0,28$$

Zuletzt wurde noch der Untergrund von  $Q$ -Ereignissen nach Reaktion 3 unter den  $K^*(890)$ -Ereignissen abgeschätzt. Dazu wurde für die Auswahlkriterien von Abschnitt 4.4 anstelle eines 3-C  $K_s^0$ -Fits nur ein 1-C  $K_s^0$ -Fit verlangt. Unter der Annahme, dass diese 1-C  $K_s^0$ -Ereignisse in Wirklichkeit von Reaktion 3 herrührten, konnte damit untersucht werden, wieviele  $K^+ \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse durch falsche Massenzuordnung eine  $K_s^0 \pi^+$  Masse im  $K^*(890)$ -Massen-Intervall hatten. Kein  $K^*(890)$  konnte so gefunden werden.

## 6. Modelluntersuchungen

Zur Untersuchung der experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitte wurde die in Abschnitt 2.3 angegebene Form des theoretischen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma^{(\text{theor})}/dt'$  (Gleich. (5)) ohne Berücksichtigung des inkohärenten Anteils benutzt. Wie die experimentellen, so wurden auch die theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte im  $t'$ -Intervall von  $0 \leq t' \leq t'^*$  (siehe Tafel 2) integriert:

$$\sigma_{\text{koh}}^{(\text{theor})}(A, k) = \int_0^{t'^*(A)} \frac{d\sigma^{(\text{theor})}}{dt'}(A, k) dt'$$

Dann wurden in einer  $\chi^2$ -Minimalisierung durch Variieren der freien Parameter die theoretischen an die experimentellen Wirkungsquerschnitte angepasst:

$$\chi^2 = \sum_{A, k} \left( \frac{\sigma_{\text{koh}}^{(\text{exp})}(A, k) - \sigma_{\text{koh}}^{(\text{theor})}(A, k, \Gamma(K^* K\gamma), C_{st}, \phi_0)}{\Delta\sigma_{\text{koh}}^{(\text{exp})}(A, k)} \right)^2$$

Die Bestimmung der unbekanntenen Modell-Parameter beruht dabei entscheidend auf der schon früher erwähnten, unterschiedlichen Abhängigkeit der beiden möglichen Produktionsmechanismen vom Primärimpuls und vom Atomgewicht. Falls man für die Energieabhängigkeit des starken Prozesses die für  $\omega$ -Austausch erwartete Abhängigkeit annahm, waren ausser der gesuchten radiativen Zerfallsbreite  $\Gamma(K^* K\gamma)$  noch der Skalenfaktor der starken Produktion  $C_{st}$  und die relative Phase  $\phi_0$  zwischen starker und elektromagnetischer Produktion unbekannt.

Da 10 experimentelle, kohärente Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{koh}}^{(\text{exp})}$  gemessen worden waren, hatte der  $\chi^2$ -Fit im günstigsten Fall 7 Freiheitsgrade. Da besonders die kohärenten Wirkungsquerschnitte an Kohlenstoff, Aluminium und Titanium auf sehr kleinen Ereigniszahlen basieren, wurden ausserdem  $\chi^2$ -Fits ohne Einschluss der Kohlenstoffdaten sowie Fits ohne Einschluss der Kohlenstoff-, Aluminium- und Titanium-Daten durchgeführt. In Tafel 3 sind die Resultate all dieser  $\chi^2$ -Minimalisierungen angegeben. Wegen der relativ grossen statistischen Fehler führen alle Fits zu akzeptablen  $\chi^2$ -Werten am Minimum. Als wichtigstes Resultat ergibt sich aus allen Fits, dass der Wert für die radiative Zerfallsbreite  $\Gamma(K^* K\gamma)$  nur um eine Standardabweichung von Null verschieden ist. Die Daten zeigen also im Rahmen des vorliegenden Modells keine statistisch signifikante Evidenz für den Ein-Photon-Austausch-Prozess.

Um die Fehler auf der Zufallsbreite genau zu bestimmen, wurde mit Hilfe des Programmes MINOS [23] der Fitparameter  $\Gamma(K^* K \gamma)$  iterativ so lange verändert, bis sich der Wert des  $\chi^2$  vom Minimum um eins bzw. zwei erhöhte. Unter der Annahme, dass der Fehler in  $\Gamma(K^* K \gamma)$  normal verteilt ist, entspricht dies den Konfidenzgrenzen 68% und 95%. Mittelnd über alle Modell-Fits kann damit als Ergebnis angegeben werden, dass die radiative Zerfallsbreite mit 95% Wahrscheinlichkeit kleiner als 80 keV ist:

$$\Gamma(K^* K \gamma) < 80 \text{ keV}$$

Dazu ist folgendes zu bemerken:

Vergleicht man die Resultate der drei in Tafel 3 aufgeführten  $\chi^2$  Fits, erkennt man eine, wenn auch nur schwache, systematische Abhängigkeit der Resultate vom Atomgewicht  $A$ . Der Fit unter Einschluss von allen gemessenen Wirkungsquerschnitten

Tafel 3

Anzahl der im Fit benutzten $\sigma_{\text{koh}}^{\text{exp}}$	$\chi_{\text{min}}^2$ <Anzahl Freiheits- grade>	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$ (keV)	Obere Grenze von $\Gamma$ (95% Konfidenz) (keV)	$C_{\text{str}} \pm \Delta C_{\text{str}}$ (mb c <sup>4</sup> /GeV <sup>4</sup> )	$\phi_0 \pm \Delta \phi_0$ (Grad)
10 $\sigma_{\text{koh}}^{\text{exp}}$ Alle Target elemente	6,46 <7>	16 <sup>+13</sup> <sub>-16</sub>	42	6,0 ± 1,1	-5
7 $\sigma_{\text{koh}}^{\text{exp}}$ C-Target ausgeschlossen	3,26 <4>	28 <sup>+34</sup> <sub>-28</sub>	77	5,4 ± 1,1	-6
5 $\sigma_{\text{koh}}^{\text{exp}}$ C, Al, Ti-Target ausgeschlossen	1,0 <2>	37 <sup>+35</sup> <sub>-32</sub>	87	4,9 ± 1,2	-8 ± 11

ergibt von den 3 betrachteten Fits den kleinsten Wert für  $\Gamma(K^* K \gamma)$ . Sukzessiver Ausschluss der Wirkungsquerschnitte an Kohlenstoff und dann derjenigen an Aluminium und Titanium erhöht jeweils den Fit-Wert für  $\Gamma(K^* K \gamma)$  und erniedrigt gleichzeitig den Anteil der starken Produktion. Wegen des relativ geringen Einflusses der Absorption auf den Coulombformfaktor (ca. 15–20%) darf angenommen werden, dass der Coulombanteil vom vorliegenden Modell korrekt beschrieben wird. Diese systematische Abweichung könnte also experimentelle Gründe haben oder vom starken Formfaktor herrühren. Es ist möglich, dass das in Abb. 1 gezeigte Anwachsen des starken Formfaktors mit steigendem Atomgewicht zu ausgeprägt ist. Ein weniger starkes Anwachsen, wie es z.B. auf den approximativen starken Formfaktor nach Gleich. (4) zutrifft, würde im Fit konsequenterweise einen grösseren Anteil von Coulombproduktion erlauben.

Dies ist das erste Experiment über nichtdiffraktive, kohärente Produktion, bei dem der starke Formfaktor nach Gleich. (3) zur Analyse benutzt wird. Die  $A$ -Abhängigkeit des starken Formfaktors ist experimentell bisher noch nicht überprüft worden. Im Experiment [2] zur Bestimmung der  $\pi^0$  und  $\eta$ -Lebensdauer über den Primakoffeffekt sollte ein ähnlicher starker Formfaktor wie Gleich. (3) zur Analyse herangezogen werden. Da in jenem Experiment das erste Maximum der Coulombproduktion jeweils klar vom ersten Maximum der starken Produktion getrennt war,

beruhte die Trennung von Coulombproduktion und starker Produktion nicht auf der  $A$ -Abhängigkeit des starken Formfaktors, wie im hier untersuchten Experiment. Im Fall des  $\pi^0$  Experiments scheint die resultierende  $\pi^0$ -Lebensdauer nur wenig davon abzuhängen, ob der starke Formfaktor nach Gleich. (3) oder Gleich. (4) benutzt wird.

Dies ist im hier betrachteten Experiment nicht der Fall. Falls im Fit an die experimentellen  $K^*(890)$ -Wirkungsquerschnitte der approximative Formfaktor nach Gleich. (4) eingesetzt wird, ergibt sich  $\Gamma(K^*K\gamma) = 40$  keV. Dabei ist in diesem Fit der Wert  $\Gamma = 0$  sehr unwahrscheinlich, da das  $\chi^2$  vom Minimum um 20 erhöht werden muss, um  $\Gamma = 0$  zu erhalten.

Zu dieser Frage lässt sich abschliessend eine modellunabhängige obere Grenze für  $\Gamma(K^*K\gamma)$  angeben. Unter der Annahme, dass der totale kohärente Wirkungsquerschnitt an Bleikernen bei 16 GeV/c von der Coulombproduktion herrührt, ist  $\Gamma(K^*K\gamma)$  kleiner als 130 keV. Dieser Wert liegt aber sicherlich zu hoch, da die Produktion an Kohlenstoff zeigt, dass starke Produktion vorhanden sein muss.

Als nächstes soll die Form des theoretischen, differentiellen Wirkungsquerschnitts untersucht werden. Abb. 4a, 4b zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte an Bleikernen mit Modellparametern, wie sie sich aus dem Fit an die integrierten Wirkungsquerschnitte ergaben. Ebenso wie die eingezeichneten experimentellen Wirkungsquerschnitte sind auch die theoretischen von allen drei benutzten  $K^+$ -Impulsen zusammengefasst.

In Abb. 4b sind im 'kohärenten'  $t'$ -Bereich die Beiträge der Coulombproduktion, der starken Produktion und des Interferenzterms getrennt zu sehen. Obwohl die Modellparameter nicht im Fit an die differentiellen Wirkungsquerschnitte sondern aus den integrierten Wirkungsquerschnitten ermittelt wurden, passt auch die Form des differentiellen, theoretischen Wirkungsquerschnitts mit dem experimentellen gut überein. (Die theoretische Kurve ist nicht für die Ungenauigkeit im Produktionswinkel korrigiert, welche die Diffraktions-Minima ausfüllt.)

Als zweites Resultat ergibt sich aus allen Fits, dass die relative Phase  $\phi_0$  zwischen der Coulombamplitude und der starken Amplitude nahe bei Null liegt. Daraus folgt, dass der Imaginärteil der starken Amplitude sehr klein ist. Dieses Resultat wird auch theoretisch erwartet. Man hat festgestellt, dass die Produktionsamplitude von Reaktionen, bei denen im  $s$ -Kanal bei tiefen Energien Resonanzen gebildet werden, einen grossen Imaginärteil aufweisen. Für Reaktionen, bei denen die Resonanzen im  $s$ -Kanal bei tiefen Energien exotisch sind (im hier untersuchten Kanal  $K^+ + N$  ist die Hyperladung  $Y = +2$ ), wird dagegen nur ein kleiner Imaginärteil erwartet. Für die Fits 1 und 2 wurde in Tabelle 3 kein Fehler in  $\phi_0$  angegeben, da wegen  $\Gamma(K^*K\gamma) = 0$  der Wert von  $\phi_0$  bei Erhöhen des  $\chi^2_{\min}$  um eine Einheit unbestimmt ist. Benutzt man eine parabolische Fehlerabschätzung, erhält man approximative Fehler in  $\phi_0$ , die mit dem Fehler von  $11^\circ$  in Fit 3 übereinstimmen. Allerdings scheint der Fehler in  $\phi_0$  damit unterschätzt zu sein. Es ist nämlich möglich, im Fit ein zweites Minimum für  $\phi_0 = 162^\circ$  zu finden. Das  $\chi^2$  dieses zweiten Minimums ist nur 1,25 grösser als das erste. In Abb. 3b ist der theoretische Wirkungsquerschnitt für diese zweite Lösung  $\phi_0 = 162^\circ$  gestrichelt eingezeichnet. Diese Kurve stimmt kaum schlechter mit der experimentellen überein als die Kurve mit der Lösung  $\phi_0 = -5^\circ$ . Damit ergibt sich, dass die starke Produktionsamplitude zwar reell, das Vorzeichen aber unbestimmt ist.

Zum Schluss soll der im Fit ermittelte starke Wirkungsquerschnitt mit dem an Wasserstoff gemessenen verglichen werden. Der Fit an die Daten bei 10 GeV/c  $K^+ + p \rightarrow K^{*+} + p$  ergab  $C_{H_2} \sim 9$  mb/GeV<sup>4</sup>. Der Fitwert von  $C_{st} = (6 \pm 1,1)$  mb/GeV<sup>4</sup> ist damit verträglich. Für die kleine Abweichung können folgende Gründe verantwortlich

gemacht werden: Erstens ist die Extrapolation der Wasserstoffdaten in den Bereich sehr kleiner  $t'$ -Werte ungewiss, zweitens sind an Wasserstoff mehr Produktionsmechanismen als in der kohärenten Produktion an Kernen möglich.

## 7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Modell für die kohärente Produktion von  $K^*(890)$  an Kernen beschrieben, welches alle zur Zeit bekannten Effekte berücksichtigt. Die bei der Berechnung der Formfaktoren vernachlässigten Terme erwiesen sich als sehr klein. Im experimentellen Teil wurde beschrieben, wie die gesuchten  $K^*(890)$ -Zerfälle trotz eines hohen Untergrundes mit Hilfe eines genauen Rekonstruktionsprogrammes in den Daten gefunden werden konnten. Diese  $K^*(890)$ -Ereignisse zeigten alle Eigenschaften, die für kohärente Produktion erwartet werden. Im anschliessenden Vergleich des Modells mit den Daten ergab sich, dass der Beitrag der starken Produktion grösser als erwartet war. Es war trotzdem möglich, eine obere Grenze für die Coulombproduktion anzugeben.

Die gesuchte radiative Zerfallsbreite  $\Gamma(K^* K \gamma)$  konnte zwar in diesem Experiment nicht bestimmt werden. An den zur Zeit verfügbaren Beschleunigern im Bereich von 10–30 GeV/c mit relativ niedrigen Teilchenimpulsen und Teilchenflüssen scheint es aber schwierig, diese Messungen zu verbessern. Eine Bestimmung von  $\Gamma(K^* K \gamma)$  sollte daher bei höheren Energien, bei denen der starke Anteil kleiner sein sollte, versucht werden. Bei hohen Energien treten allerdings zusätzliche Probleme auf. Kinematisch wird die Unterscheidung von  $K^0 \pi^0 \pi^+$  von den gesuchten  $K^0 \pi^+$ -Ereignissen erschwert sein. Ebenso wird wegen des Schrumpfens von  $t_{\min}$  die Anforderung an die Winkelauflösung immer grösser werden. Die in dieser Arbeit beschriebene Methode, unter Ausnutzung der unterschiedlichen Energie- und Atomgewichts-Abhängigkeit die verschiedenen Produktionsmechanismen an integrierten Wirkungsquerschnitten zu trennen, sollte aber auch bei hohen Energien möglich sein.

Hiermit bedanke ich mich bei Herrn Professor Dr. J.-P. Blaser, der mir den Aufenthalt am CERN ermöglicht hat, und der sich besonders um meine Aufnahme an die ETH bemühte. Der Europäischen Organisation für Kernforschung danke ich für die Gelegenheit, in der angenehmen Atmosphäre am CERN arbeiten zu können. Der schweizerische Nationalfonds hat die Arbeit in finanzieller Hinsicht erlaubt.

Danken möchte ich auch allen Mitgliedern der CERN-ETH-Imperial-College-Gruppe für die Unterstützung, die sie mir zuteil kommen liessen. Herrn Professor Dr. C. Bemporad bin ich besonders für seine Hilfe bei der Berechnung des Coulombformfaktors zu Dank verpflichtet. Schliesslich bedanke ich mich herzlich bei Herrn Privatdozent Dr. W. Beusch, der mir die Anregung zu dieser Arbeit gab und sie durch viele Diskussionen und Vorschläge förderte.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] H. PRIMAKOFF, Phys. Rev. *81*, 899 (1951).
- [2] G. BELLETINI, C. BEMPORAD, P. L. BRACCINI, C. BRADASCHIA und L. FOÀ; K. LÜBELSMEYER und D. SCHMITZ, Nuovo Cimento *66A*, 243 (1970).
- [3] C. BECCHI und G. MORPURGO, Phys. Rev. *140*, B687 (1965). R. VAN ROYEN und V. F. WEISSKOPF, Nuovo Cimento *50*, A617 (1967). A. DAR und V. F. WEISSKOPF, Phys. Letters *26B*, 670 (1968). L. M. BROWN, H. MUNCZEK und P. SINGER, Phys. Rev. Letters *21*, 707 (1968).

- [4] C. BEMPORAD, W. BEUSCH, A. C. MELISSINOS, E. POLGAR, D. WEBSDALE und J. D. WILSON; J. P. DUFÉY, K. FREUDENREICH, R. FROSCH, F. X. GENTIT und P. MÜHLEMANN; J. CODLING, J. G. LEE und M. LETHEREN; G. BELLINI, M. DI CORATO und G. VEGNI, *Nuclear Phys. B33*, 397 (1971).
- [5] R. J. GLAUBER, *Lectures on Theoretical Physics*, edited by N. E. BRITTIN et al. (Interscience, N.Y. 1959). M. L. GOOD und W. D. WALKER, *Phys. Rev. 120*, 1857 (1960). C. A. ENGELBRECHT, *Phys. Rev. 133B*, 988 (1964). L. STODOLSKY, *Phys. Rev. 144*, 1145 (1966). S. D. DRELL und J. S. TREFIL, *Phys. Rev. Letters 16*, 552 und 832 (1966). K. S. KÖLBIG und B. MARGOLIS, *Nuclear Phys. B6*, 85 (1968). J. S. TREFIL, *Phys. Rev. 180*, 1366 (1969).
- [6] G. MORPURGO, *Nuovo Cimento 31*, 569 (1964). C. BEMPORAD, private Mitteilung.
- [7] G. FÄLDT, *Phys. Rev. D2*, 846 (1970).
- [8] S. M. BERMAN und S. D. DRELL, *Phys. Rev. 133*, B791 (1964). A. HALPRIN, C. M. ANDERSEN und H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev. 152*, 1295 (1966). L. STODOLSKY, *Phys. Rev. 144*, 1145 (1966).
- [9] G. GIACOMELLI, *Progr. Nuclear Phys. 12*, 77 (1970).
- [10] M. LUSIGNOLI, M. RESTIGNOLI, G. A. SNOW und G. VIOLINI, *Nuovo Cimento 45*, A792 (1966).
- [11] H. ALVENSLEBEN, U. BECKER, W. K. BERTRAM, M. CHEN, K. J. COHEN, T. M. KNASEL, R. MARSHALL, D. J. QUINN, M. ROHDE, G. H. SANDERS, H. SCHUBEL und S. C. C. TING, *Phys. Rev. Letters 24*, 792 (1970).
- [12] G. FÄLDT, D. JULIUS, H. PILKUHN und A. MÜLLENSIEFEN, *Nuclear Phys. B41*, 125 (1972).
- [13] K. W. J. BARNHAM, D. C. COLLEY, M. JOBES, K. PATHAK, L. RIDDIFORD, P. M. WATKINS; I. GRIFFITHS, I. S. HUGHES, I. McLAREN, C. D. PROCTER und R. M. TURNBULL, *Nuclear Phys. B28*, 171 (1971).
- [14] G. FÄLDT, *Nuclear Phys. B43*, 591 (1972).
- [15] G. MORPURGO, *Nuovo Cimento 31*, 569 (1964). G. BENFATTO, *Nuovo Cimento 69*, A102 (1970). G. FÄLDT, D. JULIUS, H. PILKUHN und A. MÜLLENSIEFEN, *Nuclear Phys. B41*, 125 (1972).
- [16] G. BEMPORAD, W. BEUSCH, A. C. MELISSINOS, E. SCHULLER; P. ASTBURY und J. G. LEE, *Nuclear Instrum. Methods 80*, 205 (1970).
- [17] J. C. LASSALLE, P. ZANELLA, interner Bericht CERN- Data Handling Division, DD/DP/68/10. F. BOURGEOIS, private Mitteilung.
- [18] CERN TC Program Library, unveröffentlicht.
- [19] P. MÜHLEMANN und J. D. WILSON, CERN 70-17 (1970).
- [20] J. P. BERGE, F. SOLMITZ und H. D. TAFT, *Rev. Sci. Instrum. 32*, 538 (1961).
- [21] J. D. JACKSON, *Nuovo Cimento 34*, 1644 (1964).
- [22] Particle Data Group, *Phys. Letters 39B*, (1972).
- [23] CERN Program Library, Long Write-Up D506/D516, unveröffentlicht.