

Interner Bericht
DESY F31-73/1
Juli 1973

Photoproduktion von Pionenpaaren mit großer invarianter Masse
und das ρ'

von

DESY-Bibliothek
13. AUG. 1973

Hartmut Schubel

Photoproduktion von Pionenpaaren mit großer invarianter Masse

und das ρ'

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Hartmut Schubel
aus Königsee / Thüringen

Hamburg
1973

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg
auf Antrag von Professor Dr. Gustav Weber

Hamburg, den 27. Juni 1973

Professor Dr. Ruprecht Haensel
Sprecher des Fachbereiches Physik

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen
eines Experimentes der Gruppe F-31 am Deutschen Elektronen-
Synchrotron in den Jahren 1968-1973.

Zusammenfassung

Diese Arbeit berichtet über ein Experiment zur Photoproduktion von geladenen Pionen-Paaren, durchgeführt an einem Kohlenstofftarget mit einem 7.5 GeV Bremsstrahlungs- γ -Strahl des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY. Der Wirkungsquerschnitt wurde in einem Bereich invarianten Pionenpaarmasse $600 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\pi\pi} \leq 1850 \text{ MeV}/c^2$ gemessen, um nach Resonanzen hoher Masse in der natürlichen Paritäts-Serie $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, \dots$ zu suchen. Die insgesamt etwa 10^5 Ereignisse zeigen über einem zu hohen Massbereich lang auslaufenden p eine breite Erhöhung des Wirkungsquerschnitts zwischen $m_{\pi\pi} = 1200 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{\pi\pi} = 1800 \text{ MeV}/c^2$. Das Experiment wird diskutiert im Rahmen neuerer Ergebnisse der Suche nach schweren Vektormesonen.

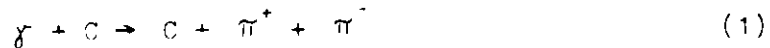
Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
 2. Theoretische Voraussagen für Vektormesonen hoher Masse
 - 2.1. Vektor Dominanz Modell
 - 2.2. Quark Modell
 - 2.3. Regge Theorie
 3. Experimenteller Aufbau
 - 3.1. γ -Strahl
 - 3.2. Magnetisches Doppelarm-Spektrometer
 - 3.3. Nachweiselektronik
 - 3.4. Datenverarbeitung
 4. Messungen
 5. Systematische Effekte und ihre Korrektur
 6. Auswertung der Daten
 7. Meßergebnisse
 8. Modellabhängige Diskussion der Daten
 - 8.1. Ist das Massenspektrum mit $\rho(765)$ und Untergrund erklärbar?
 - 8.2. Warum ist das ρ' unterdrückt?
 9. Vergleich mit anderen Experimenten
- Danksagung
Verzeichnis der Abbildungen
Verzeichnis der Tabellen
Literatur
Anhang

1. Einleitung

=====

Diese Arbeit berichtet über Messungen an der Reaktion



in dem Bereich invarianter Pionenpaarmassen $600 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\pi\pi} \leq 1850 \text{ MeV}/c^2$.

Es gibt starke theoretische Argumente für die Existenz von Vektormesonen hoher Masse. Das Quark Modell, die Regge Theorie und das Vektor Dominanz Modell fordern die Existenz von Vektormesonen zwischen $1 \text{ GeV}/c^2$ und $2 \text{ GeV}/c^2$. Abschnitt 2. wird näher darauf eingehen.

Experimentelle Hinweise für Mesonen-Resonanzen mit großer Masse kommen aus Missing-Mass-Experimenten. M.N. Focacci et al. / 1/ berichten über Messungen an Prozessen



Für die K^- sind als Isospin 1 oder 2 möglich. M.N. Focacci et al. weisen das Dichtestößprotone nach und benutzen die Missing-Mass-Technik, um eine Massenverteilung der K^- zu erhalten. Als Funktion der Masse treten in regelmäßigen Abständen Hauptmaxima in dem Spektrum auf und zwar ist die Ordnungszahl der Maxima proportional zum Quadrat ihrer Masse M (Abb. 1)

$$\text{Ordnungszahl} \sim M^2 \quad (3)$$

Es sei anmerkt, daß einige der Ergebnisse von / 1/ umstritten sind und die hier nur als Hinweis dienen kann.

P. French / 2/ berichtet auf der Hochenergiephysik-Konferenz in Wien über die Kenntnis der Mesonen-Resonanzen zu der Zeit, als das Experiment durchgeführt wurde, über das hier berichtet werden soll. Es gibt eine Fülle von experimentellen Hinweisen auf Resonanzen im Massenbereich um $1700 \text{ MeV}/c^2$, dem sogenannten P-Bereich. Doch ist die Angabe aller Quantenzahlen meist nicht möglich. Eine systematische Suche nach Vektormesonen

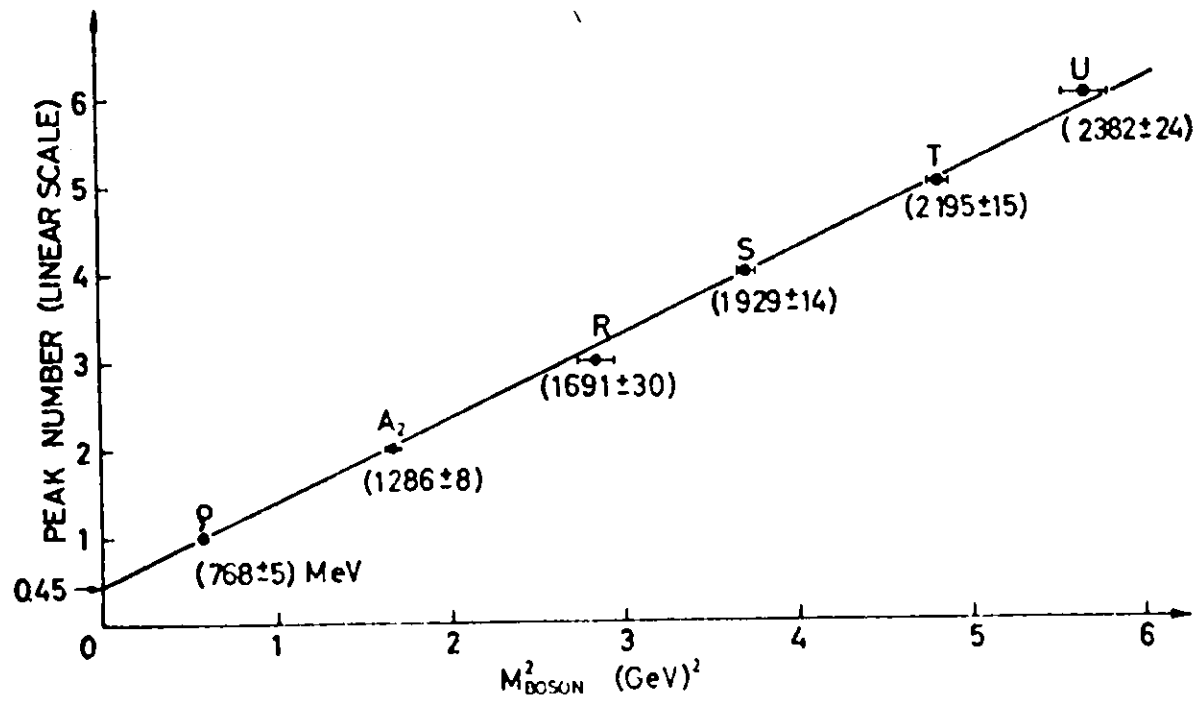


Abb. 1

(ρ' , ρ'' , ...) mit Massen zwischen $1 \text{ GeV}/c^2$ und $2 \text{ GeV}/c^2$ scheint notwendig.

Nimmt man an, daß ein ρ' ähnliche Eigenschaften bezüglich Produktion und Zerfall hat wie das ρ (765), so sollte es am ehesten in einem Photoproduktionsexperiment und dort am stärksten in dem zwei Pionen Zerfall zu finden sein. Da Vektormesonen dieselbe Spin-Paritäts-Konfiguration haben wie das Photon, nämlich $J^P = 1^-$, können sie diffraktiv erzeugt werden. Eine Resonanz, die durch ihren Zerfall in zwei Pionen nachgewiesen wird, sollte der natürlichen Spin-Paritäts-Zuordnung folgen, $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$. Beim Zerfall in zwei Pionen vom Spin 0 ist der Zerfall unter 90° im Schwerpunktsystem der Resonanz bevorzugt, und der Nachweis von symmetrischen Paaren würde optimale Bedingungen für das Finden der Resonanz schaffen.

In dem hier beschriebenen Experiment wird nach Vektormesonen hoher Massen in der Photoproduktion durch Nachweis symmetrischer Zerfallspionenpaare gesucht:

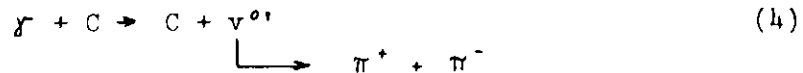


Abb. 2 zeigt die zu diesem Prozeß beitragenden Diagramme; der Beitrag aus Prozessen nach dem zweiten Diagramm ist wahrscheinlich klein wegen eines zusätzlichen Überganges vom ρ zum ρ' .

2. Theoretische Voraussagen für Vektormesonen hoher Masse

=====

2.1. Vektor Dominanz Modell

Das Vektor Dominanz Modell / 3/ verknüpft den elektromagnetischen Strom der Hadronen $j_\mu(x)$ mit den phänomenologischen Feldern neutraler Vektormesonen, $v_\mu^0(x)$, die dieselben Quantenzahlen haben wie dieser Strom und das Photon, nämlich $J=1$, $P=-1$ und $C=-1$

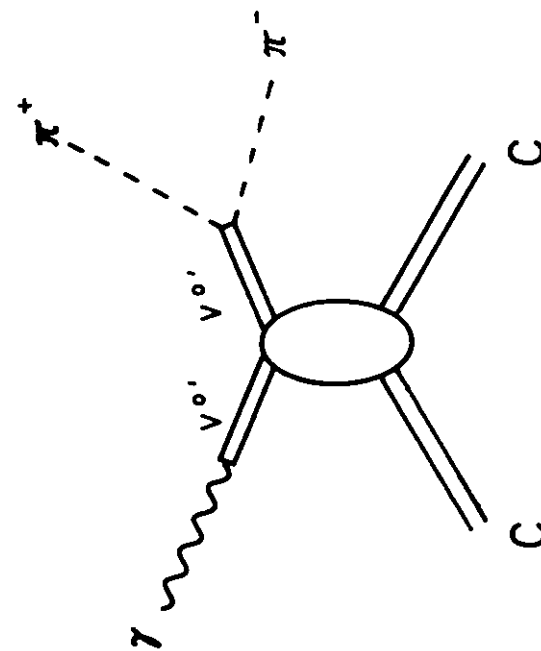
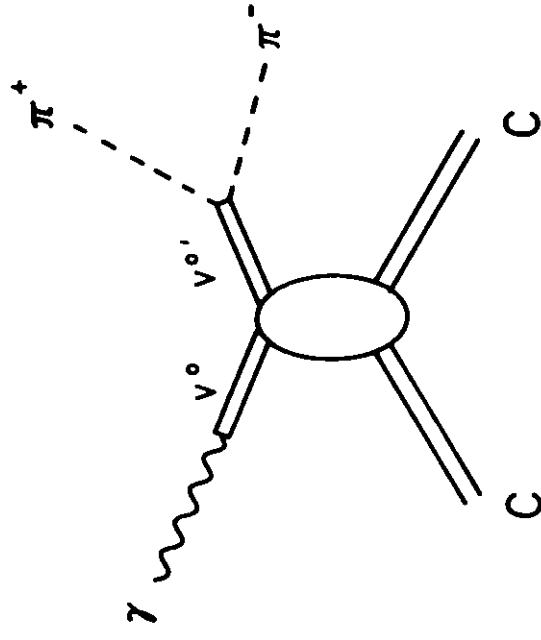


Abb. 2

$$j_{\mu}(x) = - \left\{ \frac{m_{\rho}^2}{2 \gamma_{\rho}} \rho_{\mu}^{\circ}(x) + \frac{m_{\omega}^2}{2 \gamma_{\omega}} \omega_{\mu}(x) + \frac{m_{\phi}^2}{2 \gamma_{\phi}} \phi_{\mu}(x) \right\} \quad (5)$$

mit m_v ($v = \rho, \omega, \phi$) den Massen der Vektormesonen und γ_v den γ -v-Kopplungskonstanten.

Gleichung (5) läßt folgende phänomenologische Deutung zu / 4, 5, 6/. Ein Photoproduktionsprozeß an einem Nukleon N ist zu verstehen als ein Prozeß, bei dem das Photon (Abb. 2) in ein transversal polarisiertes Vektormeson konvertiert, welches mit dem Nukleon stark wechselwirkt, um dann in die Endprodukte zu zerfallen. Jede Photoproduktionsamplitude $A_{\gamma N}$ läßt sich demnach schreiben als Linearkombination der Vektormesonenamplituden A_{vN}

$$A_{\gamma N} = \frac{m_{\rho}^2}{2 \gamma_{\rho}} A_{\rho N} + \frac{m_{\omega}^2}{2 \gamma_{\omega}} A_{\omega N} + \frac{m_{\phi}^2}{2 \gamma_{\phi}} A_{\phi N} \quad (6)$$

Bei einem Vergleich des Gesamtwirkungsquerschnitts der Compton Streuung mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten für die Prozesse $\gamma + p \rightarrow v + p$ zeigt sich, daß ρ, ω und ϕ in Gl.(6) nur etwa 70% zur Comptonamplitude beitragen / 6/. Die Existenz von ρ, ω, ϕ allein ist deshalb nicht in Einklang mit dem Vektor Dominanz Modell. Heißt das, daß das Vektor Dominanz Modell falsch ist und es Photoproduktionsprozesse gibt, die nicht durch Vektormesonen vermittelt werden? Ein erweitertes Vektor Dominanz Modell / 7/ schlägt eine Lösung vor. Es läßt Photoproduktionsprozesse nur als Prozesse

$$\gamma + N \rightarrow v^{\circ} + N \rightarrow N + \text{Endprodukte} \quad (7)$$

zu. Gilt eine solche strenge Vektor Dominanz, so müssen weitere Vektormesonen existieren, um den Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma N}$ zu erklären. Gl.(6) wäre dann zu schreiben als:

$$A_{\gamma N} = \frac{m_{\rho}^2}{2 \gamma_{\rho}} A_{\rho N} + \frac{m_{\omega}^2}{2 \gamma_{\omega}} A_{\omega N} + \frac{m_{\phi}^2}{2 \gamma_{\phi}} A_{\phi N} + \sum_{\substack{\text{weitere} \\ \text{Vektor-} \\ \text{mesonen}}} \frac{m_x^2}{2 \gamma_x} A_{xN} \quad (8)$$

2.2. Quark Modell

Das Quark Modell in seiner ursprünglichen Form / 8/ betrachtet die Mesonen als harmonisch gebundene Quark-Antiquark-Paare ($q\bar{q}$). Ein Meson wäre danach ein Quasi-Molekül, und seine Quantenzahlen wären zu bestimmen wie die eines dreidimensionalen harmonischen Oszillators (Abb. 3a). Jedoch reicht die Klassifizierung nur nach Energie- (n) und Bahndrehimpulsquantenzahl (L) nicht aus, um die Mesonen zu beschreiben. G. Zweig / 9/ ordnet die Mesonen mit Hilfe des Gesamt-Pauli-Spins des $q\bar{q}$ -Paares (S), des Spins des Mesons (J) und der Parität (P) (Abb. 3b). G. Zweig sieht die experimentell gefundene Regelmäßigkeit / 1/ in dem Quadrat der Masse des Mesons (M) als Proportionalität zur Energiequantenzahl n

$$M^2 \sim n \quad (9)$$

und trägt die Energieniveaus der Resonanzen als Funktion von L und n bzw. M auf. Die Mesonenmultipletts sind jeweils durch die Quantenzahlen gekennzeichnet in der Schreibweise

$$(2S+1) \begin{matrix} C \\ \lfloor \\ J^P \end{matrix} \quad (10)$$

mit C der Quantenzahl für die Ladungskonjugation des neutralen Mitglieds des Multipletts mit der Strangeness Null. Die Störungskräfte / 9,10/, die zur Aufspaltung der entarteten Energieniveaus führen, sind in der Abbildung angegeben; wo sie nicht genannt sind, ist die Aufspaltung zurückzuführen auf die Massendifferenz der "strange" und "nonstrange" Quarks.

Wir finden in Abb. 3b die bekannten Nonetts mit der Energiequantenzahl $n=0$, die Isoskalarmesonen (${}^1S_0^+$) und die Vektormesonen (${}^3S_1^-$), und mit $n=1$ die Tensormesonen (${}^3P_2^+$).

In dem Schema von G. Zweig (Abb. 3b) gibt es an zwei Stellen Kandidaten für weitere Vektormesonennonetts. Beide Nonetts gehören zu dem Energieniveau $n=2$. Einer der Kandidaten ist das ${}^3D_1^-$ Multiplett, in das G. Zweig die R_3 Resonanz eingeordnet hat. Es wäre ein Vektormesonennonett mit den Quantenzahlen $n=2$ und $L=2$ im Massenbereich von $1700 \text{ MeV}/c^2$ bis $1900 \text{ MeV}/c^2$.

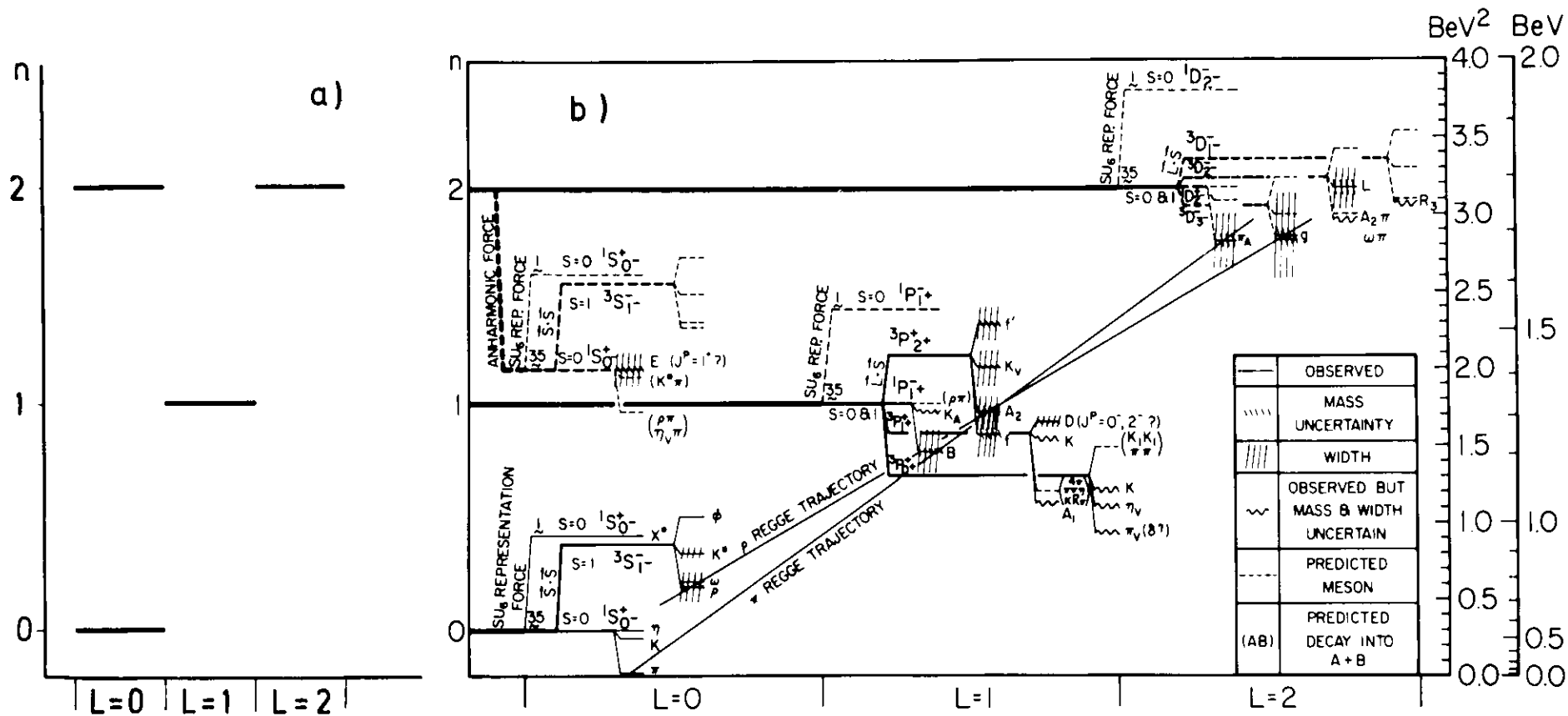


Abb. 3

Dieses Vektormesonennonett ist erklärbar mit dem einfachen Quarkmodell des harmonischen Oszillators.

Als zweite Möglichkeit für weitere $J^P=1^-$ Nonetts sieht G. Zweig das $^3S_1^-$ Nonett mit dem Bahndrehimpuls $L=0$ und der Energiequantenzahl $n=2$. Die Zuordnung des $E(1420)$ -Mesons als $J^P=0^-$ Resonanz /11/ bedingte die Einführung der unharmonischen Störung (Abb. 3b) und, damit verbunden, die Aufspaltung der $n=2$ Energieniveaus in Niveaus mit $L=0$ und $L=2$. Das Vektormesonennonett mit $L=0$ erwartet G. Zweig in einem Massenbereich von $1500 \text{ MeV}/c^2$ bis $1700 \text{ MeV}/c^2$.

Ein relativistisches Quarkmodell von M. Böhm et al. /12/ sagt auf Grund des zusätzlichen relativistischen Freiheitsgrades ein drittes Vektormesonennonett in einem Massenbereich um $1650 \text{ MeV}/c^2$ voraus ($n=0$, $L=0$, $r=1$ mit r der Quantenzahl für hyperradiale Anregung). In diesem Modell ist jedoch nur eines der drei Nonetts an das Photon gekoppelt, und zwar nur das in dem relativistischen Modell zusätzlich vorausgesagte.

2.3. Regge Theorie

Streuamplituden können im allgemeinen für verschiedene Drehimpulse J verschiedene Pole haben in Bezug auf die Energie. Nun mag es sein, daß die auftretenden Pole nichts miteinander zu tun haben, oder aber sie sind das mehrfache Auftreten nur eines Poles /13,14/. T. Regge /15/ erweiterte die mathematische Betrachtung der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung auf komplexe Drehimpulse J . Die auftretenden Pole in der Streuamplitude, sogenannte Regge-Pole, bewegen sich in der komplexen Drehimpulsebene als Funktion der Energie t . Ihre Lage wird durch $\alpha(t)$ beschrieben, das man eine Trajektorie nennt. Wo der Realteil von $\alpha(t)$ durch ganze Zahlen J geht, erwartet man /16/ eine Teilchen-Resonanz mit eben diesem Drehimpuls J . Im Chew-Frautschi-Plot /17/ zeichnet man $\text{Re } \alpha(t)$ als Funktion von t .

Die weitere Entwicklung der Regge Theorie machte es notwendig, Tochtertrajektorien einzuführen /18/, die bei der Energie

0 um ganze Zahlen unter den Elterntrajektorien liegen. Die Tochtertrajektorien haben dieselben Quantenzahlen wie die Eltern bis auf die Parität und den Vorzeichenfaktor, die ihr Vorzeichen wechseln. Wenn alle Trajektorien linear ansteigen und die Tochtertrajektorien parallel zu den Eltern verlaufen /19/, erwartet man eine Folge von Resonanzen, dort wo $\text{Re } \alpha(t)$ ganze Zahlen passiert. V. Barger et al. /20/ erläutern an Hand der austauschentauglichen (ρ, ω, f^0, A_2)-Haupttrajektorie einen Teil der zu erwartenden Resonanzen (Abb. 4). Die Mesonenzustände mit $\text{Re}(\alpha) = 1$ sind alles zu erwartende Vektormesonen. Auch auf den Tochtertrajektorien aller anderen bekannten Mesonen erwartet man Vektormesonen.

J.A. Shapiro /21/ berechnet für $\alpha_\rho(t) = 0.48 + 0.90t$ mit $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi} = 112 \text{ MeV}/c^2$ die Massen und Breiten der auf Tochtertrajektorien des ρ liegenden Mesonen. Seine Voraussagen für die Vektormesonen gibt Tabelle 1 wieder.

Masse MeV/c ²	Breite MeV/c ²
764	112
1300	112
1670	14
1980	36
2240	10
2480	20
2690	8
2890	14

Tabelle 1

3. Experimenteller Aufbau

=====

Das Experiment ist an einem Bremsstrahlungs- γ -Strahl des 7.5 GeV Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg durchgeführt. Es wird ein 3 cm dickes Kohlenstofftarget von über 99.9 %

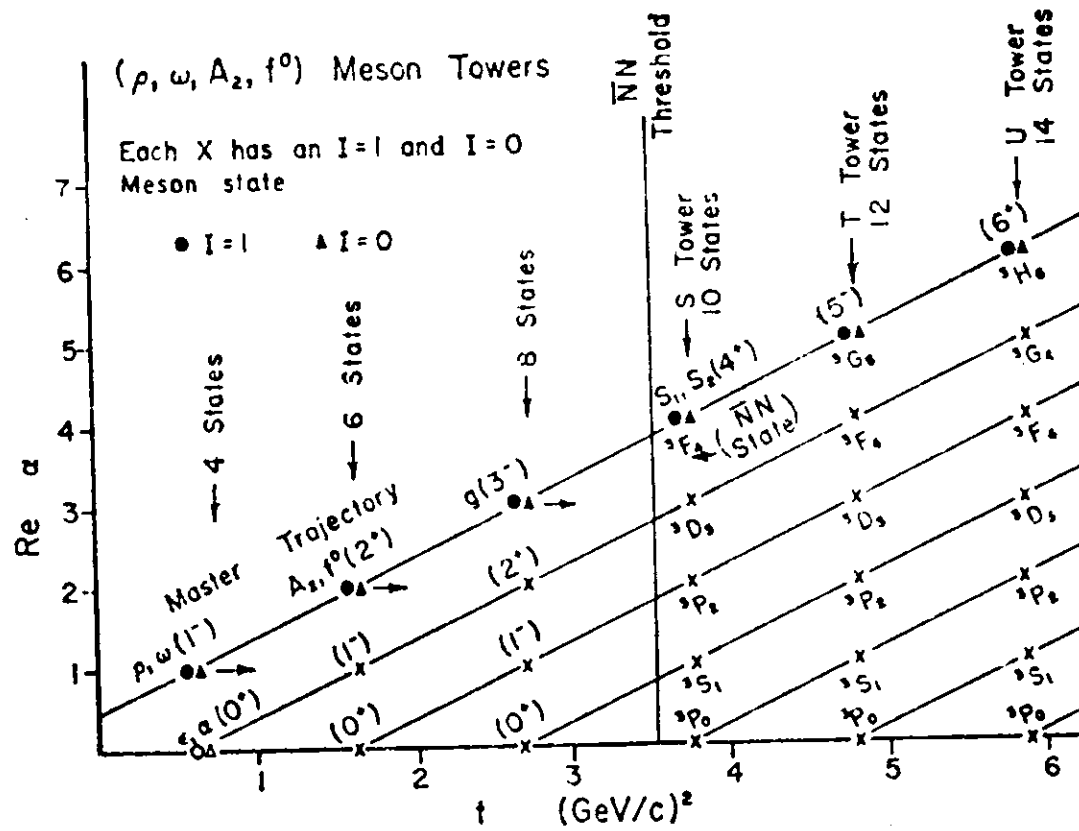


Abb. 4

Reinheit verwendet. Als Endzustand werden annähernd symmetrische Pionenpaare mit einem magnetischen Doppelarmspektrometer in einem Öffnungswinkelbereich für das Teilchenpaar von 10° bis 31° nachgewiesen. Die große Variation im Öffnungswinkel wird durch Messungen bei 15 verschiedenen Spektrometeröffnungswinkeln erreicht. Der Zentralimpuls in jedem Arm ist fest, $p_0 = 3.35 \text{ GeV}/c$. Prozeß (1) wird also bei festem Pionenpaarimpuls untersucht. Effekte durch unbekannte Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts werden dadurch vermieden.

Die Akzeptanzen der einzelnen Spektrometereinstellungen überlappen, so daß ein Bereich invarianter Masse des Pionenpaares von $600 \text{ MeV}/c^2$ bis $1850 \text{ MeV}/c^2$ gleichmäßig überstrichen wird.

3.1. Der γ -Strahl

Der γ -Strahl, erzeugt an einem synchrotroninternen, rotierenden Wolframtarget, hat eine mittlere Intensität von $3 \cdot 10^9$ effektiven Quanten pro Sekunde. Durch die Pulsfrequenz des Synchrotrons von 50 Hz hat der γ -Strahl bei einer Spillbreite von etwa 0.5 msec ein Tastverhältnis von 3-4%. Aus dem Beschleunigerring in die Experimentierfläche wird der γ -Strahl in einem Vakuumrohr geführt. Zwei Bleikollimatoren begrenzen den Strahlquerschnitt. Die Kollimatoren sind mit Hilfe von Röntgenaufnahmen des Brennflecks so justiert, daß der Strahl mit einem Querschnitt von $3 \cdot 4 \text{ cm}$ auf das Experimentiertarget auftrifft. Drei Ablenkmagnete mit einer gesamten magnetischen Länge von 40 kGm (Kilogauss Meter) in horizontaler und 9.5 kGm in vertikaler Richtung reinigen den Strahl von geladenen Teilchen auf dem Weg zum Target.

Vom Ausgang des MD-Magneten an (Abb. 5) wird der γ -Strahl durch ein mit Blei abgeschirmtes Vakuumrohr geführt und endet im Quantameter QM. Das Quantameter, mit Abänderungen /22/ nach Vorschlägen von R.R. Wilson /23/ bei DESY gebaut, ist eine Ionisationskammer. In 13 Kupferplatten (je 14.9 mm stark) wird $\approx 90 \%$ der Energie der von den Photonen erzeugten Schauer ab-

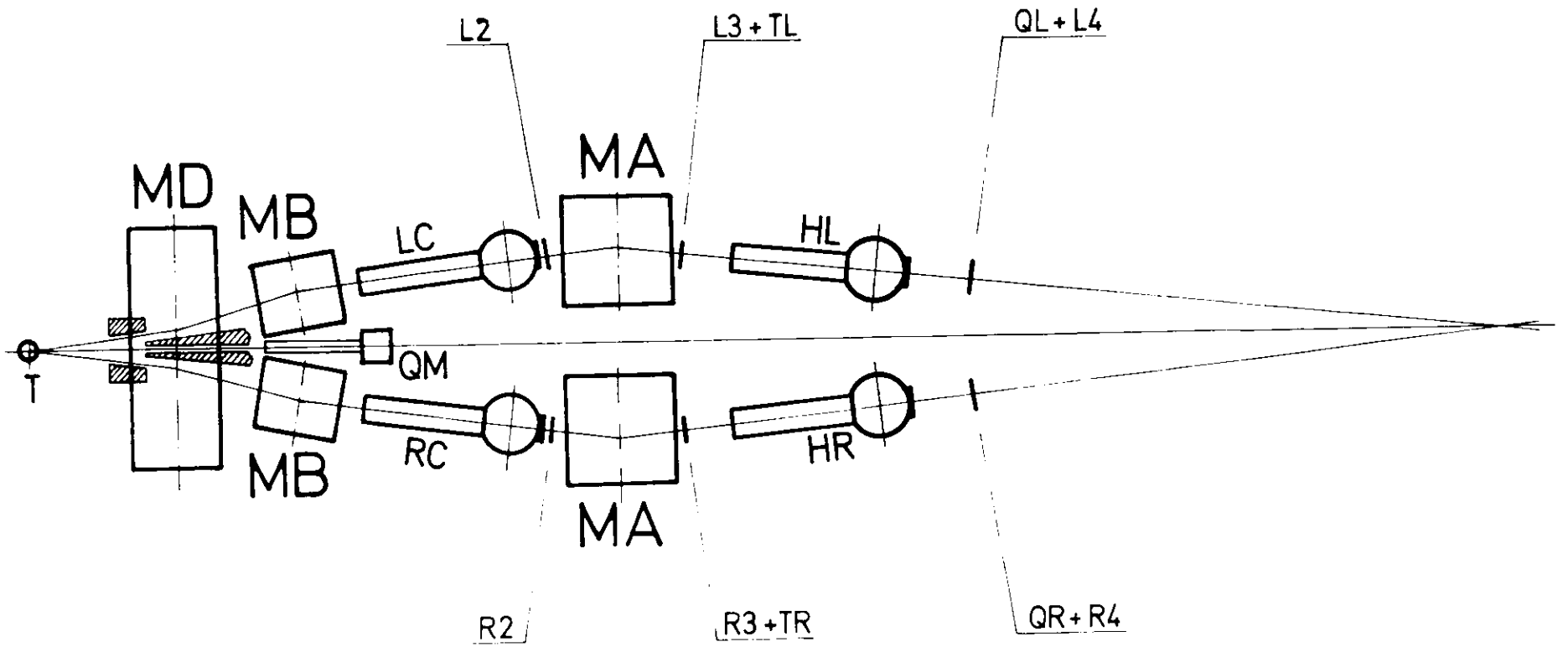


Abb. 5

sorbiert. Dazwischen sind in gasgefüllten Spalten (90 % Helium und 10 % Stickstoff) Kupferfolien angebracht, auf denen die Ionisationsladung gesammelt wird. Durch die verwendete Anordnung von Absorberplatten und Ionisationsspalten integriert das Quantameter automatisch die Ionisation über die verschiedenen Absorbertiefen. Die Anzahl der effektiven Quanten Q ist der Ladungsmenge q proportional

$$Q = \frac{1}{k_{max}} \int_0^{k_{max}} k N(k) dk = \frac{C_{QM} * q}{k_{max}} \quad (11)$$

mit k_{max} der maximalen Photonenenergie des γ -Strahls, $N(k)$ der Anzahl der Photonen mit der Energie k . Die Quantameterkonstante C_{QM} wurde aus Vergleichsmessungen mit einem Faradaykäfing an einem Elektronenstrahl bestimmt /24,25/:

$$C_{QM} = 1.65 * 10^{19} \frac{MeV}{Hs} \pm 2 \% \quad (12)$$

Die vom Quantameter abgegebene Ladung wird mit Hilfe eines elektronischen Integrators aufsummiert und in der Anzahl der "Quantameter Sweeps", QM , angezeigt. Die Zahl der effektiven Quanten wird mit folgender Formel berechnet:

$$Q = (QM) * (\text{Integrator Bereich}) * 10 * 1.65 * 10^{19} * \frac{1}{k_{max}} \quad (13)$$

mit k_{max} in MeV.

Die Langzeitkonstanz des Quantameters ist durch Messen der Quantameterkonstanten vor und nach der Datennahme festgestellt und außerdem während des Experimentes durch Vergleich mit Koinzidenzraten eines Zählerteleskops überprüft worden, das auf ein Vakuumrohrfenster im γ -Strahl als dünnes Target gerichtet ist.

Die Form des Energiespektrums des γ -Strahls /26,27,28/ beschreibt die Verteilungsfunktion $f(k, k_{max})$:

$$N(k) = \frac{f(k, k_{max})}{k} = \frac{T(k, k_{max})}{k} a_i dk \quad (14)$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon einen Impuls hat der zwischen k und $k+dk$ liegt. $T(k, k_{max})$ ist die Verteilungsfunktion für ein unendlich dünnes Target. Durch a_t werden Korrekturen berücksichtigt für Vielfachstreuung und Absorption in einem dicken Target. Für das verwendete Wolframtarget ($Z = 74$) sind die einzelnen Faktoren

$$T(k, k_{max}) = \frac{1 + \frac{30}{k_{max}}}{R - 0.925 \left(\frac{Z}{137}\right)^2 + 0.555} \left[(1 + (1-v)^2) * (R - 0.925 \left(\frac{Z}{137}\right)^2 - 0.91 \gamma) - \frac{2}{3} (1-v) * (R - 0.925 \left(\frac{Z}{137}\right)^2 - 0.1667 - 0.647 \gamma) \right]$$

$$a_t = - 0.00082278 \frac{v}{1-v} + 1.0540 - 0.42189 v + 1.0953 v^2 - 0.80493 v^3$$

$$\gamma = \frac{100 m_e}{Z^{1/3} (k_{max} + m_e)} * \frac{v}{1-v}$$

$$R = \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

$$v = \frac{k}{k_{max} + m_e} \quad (15)$$

mit m der Elektronenmasse. Die Verteilungsfunktion zeigt Abb. 6.

3.2. Magnetisches Doppelarm-Spektrometer

Das Spektrometer (Abb. 5) besteht aus Dipolmagneten, Szintillationszählern, Schwellen-Cerenkovzählern und Szintillationshodoskopen. Jeder Spektrometerarm weist geladene Teilchen nach mit einer Impulsakzeptanz $\Delta p \approx \begin{matrix} + 1.35 \\ - 0.7 \end{matrix}$ GeV/c um den Sollimpuls $p_0 = 3.35$ GeV/c und einer Winkelakzeptanz $\Delta \theta \approx \pm 15$ mrad um den Öffnungswinkel θ_0 und einer Akzeptanz im vertikalen Winkel von $\Delta \varphi \approx \pm 10$ mrad.

Der Magnet MD trennt geladene Teilchen vom γ -Strahl und lenkt Teilchen aus einem bestimmten Impuls- und Winkelbereich

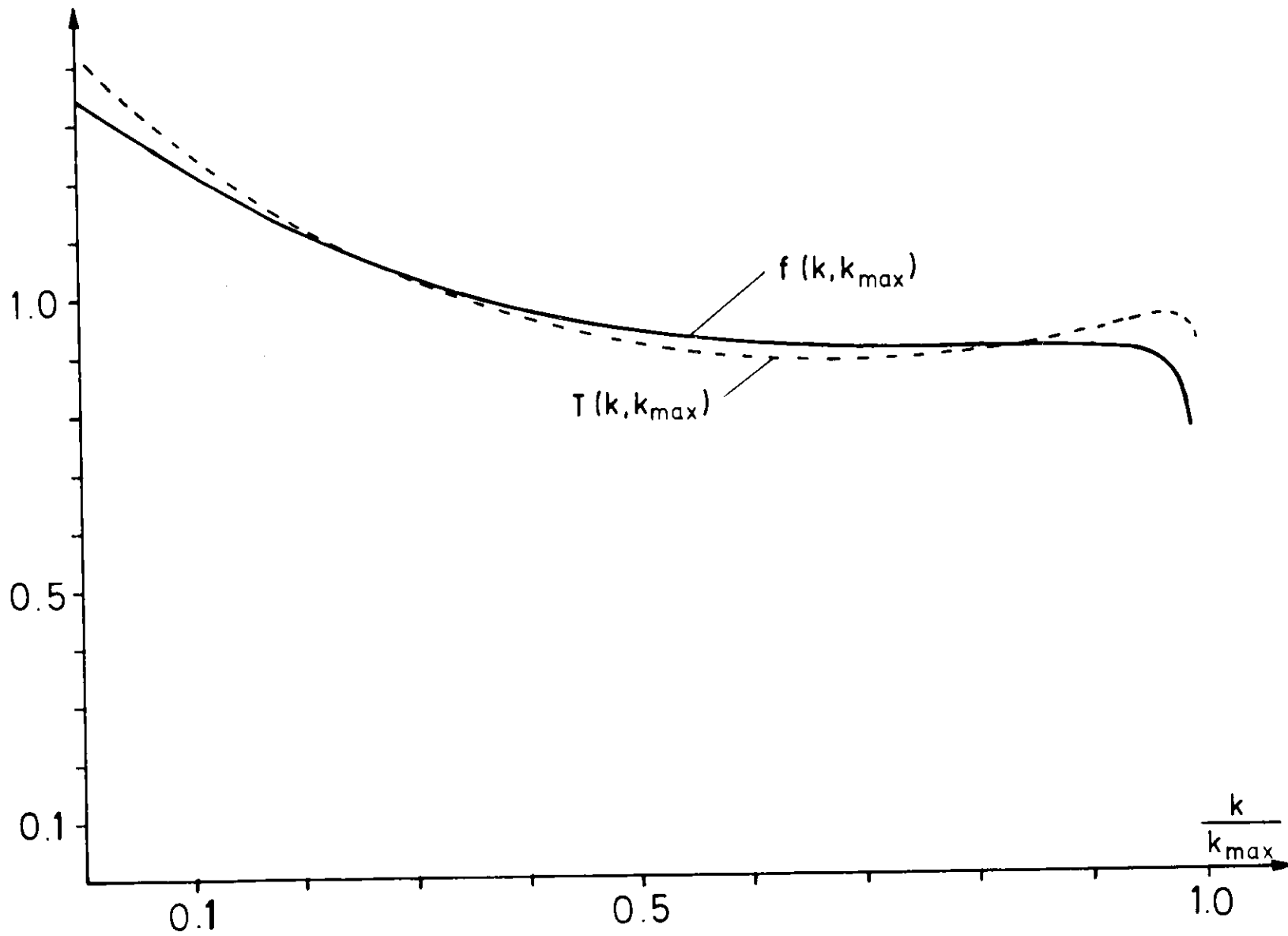


Abb. 6

in die Magnete MB. Durch Verändern des Stromes im MD und durch gleichzeitiges Verschieben des Kohlenstofftargets auf einer optischen Bank entlang der Spektrometerachse wird der Öffnungswinkel der akzeptierten Teilchenpaare variiert. Der Ablenkwinkel des MD wird jeweils so gewählt, daß die Bewegungsrichtung von Teilchen mit dem Sollimpuls am Eingang des MB in der Horizontalen einen Winkel von 15° zum γ -Strahl bildet. Die Magnete MB und MA lenken Teilchen zurück in Richtung zum γ -Strahl. Teilchenbahnen mit dem Sollimpuls werden von den MB um -8° und von den MA um weitere -13° gebeugt.

Die Akzeptanz des Spektrometers wird ganz durch die Szintillationszähler (L2,L3,L4,R2,R3,R4) (Abb. 5) begrenzt. Das akzeptierte Strahlenbündel ist mit einer Abschirmung aus Blei umgeben, die so angeordnet ist, daß das Blei nirgendwo dichter als 5 cm an die Einhüllende der Teilchenbahnen heranreicht und somit keine Quelle für Streuuntergrund ist. Ebenso ragen auch keine Magnetkanten dichter an das akzeptierte Strahlenbündel heran.

Alle Szintillationszähler sind so angeordnet, daß keiner direkte Sicht auf das Target hat. Dadurch werden die Zählraten in den einzelnen Zählern niedrig gehalten (≤ 1.5 MHz bei L2, R2 und ≤ 200 kHz bei allen anderen). Das hat zwei Vorteile:

- 1) die Totzeit der Elektronik ist gering ($\leq 1\%$ der Zeit)
- 2) es werden wenige zufällige Koinzidenzen gezählt ($\leq 3\%$ der wirklichen Koinzidenzen).

Zwei Schwellen-Cerenkovzähler in jedem Arm (LC,HL,RC,HR) (Abb. 7) identifizieren die durchtretenden Teilchen. Die Cerenkovzähler sind mit CO_2 unter einem Druck von 4.5 atm gefüllt. Pionen mit einem Impuls von 3.35 GeV/c erzeugen darin Cerenkovlicht unter einem Winkel von 2.8° . Von den durch die Magnete transportierten Teilchen erzeugen diejenigen, die schwerer sind als Pionen, kein Signal in den Cerenkovzählern. Tabelle 2 gibt die Schwellenimpulse an für Teilchen, die von den Cerenkovzählern gesehen werden.

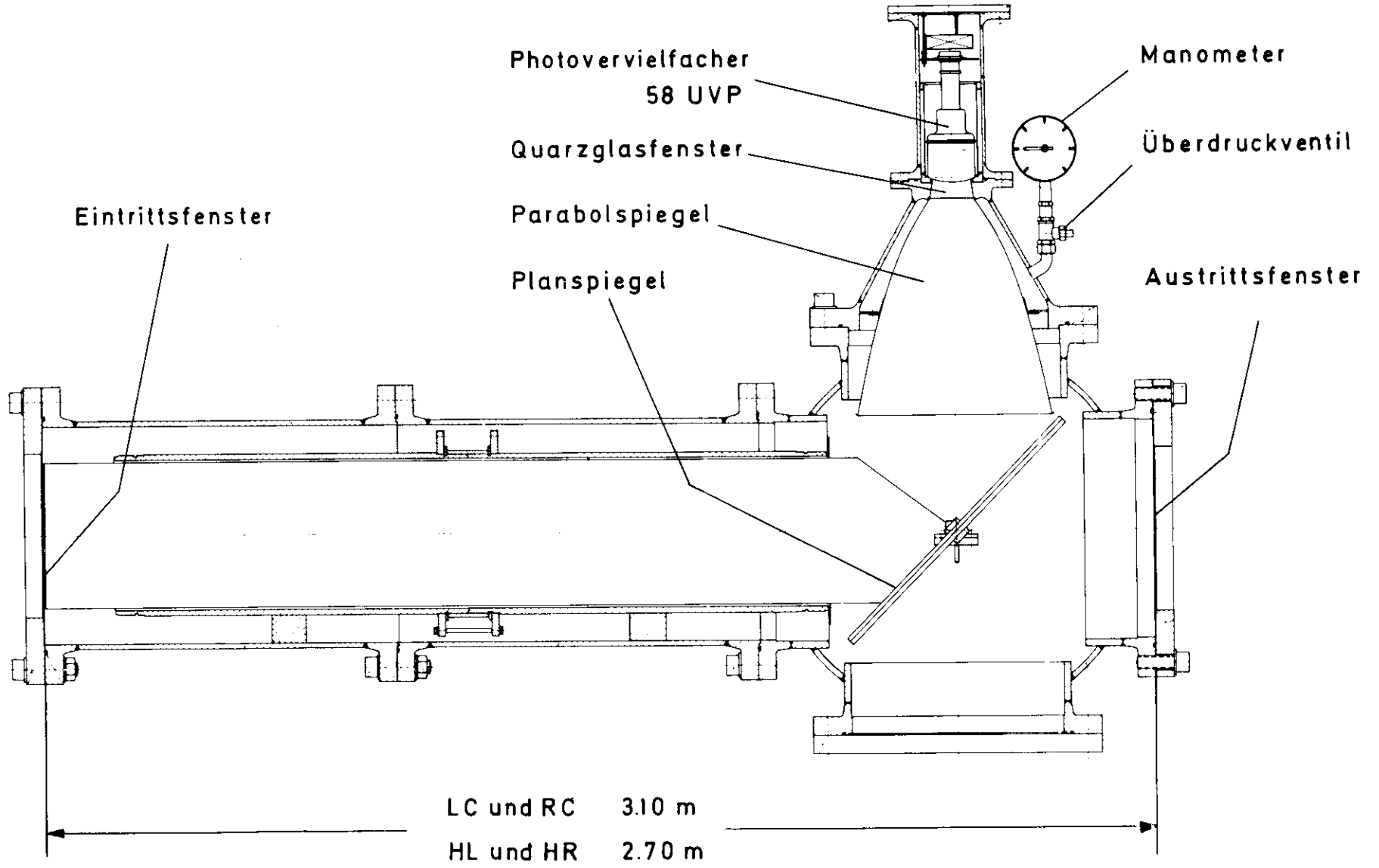


Abb. 7

	p GeV/c
e	0.008
π	2.2
K	7.7
p	14.6

Tabelle 2

Es wurden bei den Paarereignissen 1 % Beimengungen von schwereren Teilchen als Pionen gemessen.

Die 5 T-Hodoskope (TL,TR) und die 15 Q-Hodoskope (QL,QR) in jedem Arm (Abb. 5) ermöglichen die Bestimmung der kinematischen Größen des zwei Pionen Systems derart, daß die Masse mit einer Auflösung $\Delta m = \pm 15 \text{ MeV}/c^2$, der Impuls mit einer Auflösung $\Delta p = \pm 150 \text{ MeV}/c$ und das Quadrat des transversalen Impulsübertrages auf den Rückstoßkern mit der Auflösung $\Delta t_{\perp} = \pm 0.001 (\text{GeV}/c)^2$ bestimmt werden kann.

3.3. Nachweiselektronik

Das Triggersystem (Abb. 8) soll auf Doppelarmereignisse ansprechen mit einem Pion in jedem Arm des Spektrometers. Die Triggerzähler (L2, L3, L4, R2, R3, R4), die zusammen ein Doppelarmereignis definieren, werden für jeden Arm einzeln in den Koinzidenzen S und P und zusammen für beide Arme in den Koinzidenzen AX16 und AX6 abgefragt. AX16 und AX6 unterscheiden sich nur in der Zeit, die zwischen der Ankunft der beiden Eingangsimpulse liegen darf, damit sie in der Koinzidenz noch als gleichzeitig gesehen werden. Diese Zeit, die Koinzidenzbreite, ist durch die Dauer der Eingangsimpulse bestimmt. Um die Koinzidenzbreite von 6 ns in AX6 zu erreichen, werden die Ausgangsimpulse von S und P durch Clip-Kabel auf 3.2 ns verkürzt.

In den Koinzidenzen A, B, C und D wird jeweils ein Cerenkovzähler in Koinzidenz mit einem Paarereignis abgefragt. Die

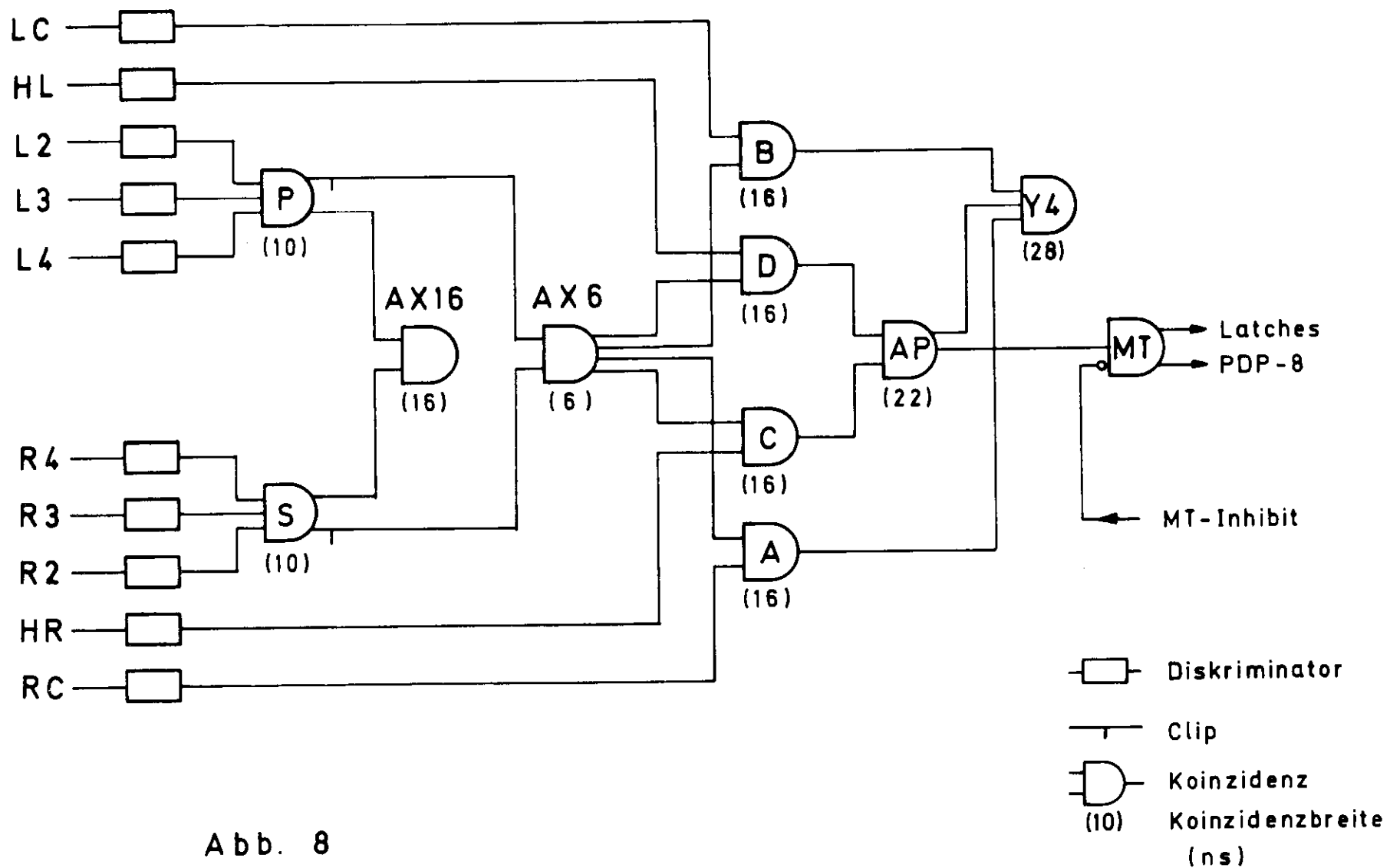


Abb. 8

beiden hinteren Cerenkovzähler (HL und HR) zusammen mit den Triggerzählern identifizieren in der Koinzidenz AP ein Pionenpaarereignis.

In Testmessungen mit niedriger Strahlintensität wurde herausgefunden, daß die beiden hinteren Cerenkovzähler ausreichen, um ein Pionenpaar eindeutig zu bestimmen. Dazu wurden in der Koinzidenz Y₄ zusätzlich die beiden vorderen Cerenkovzähler (LC und RC) abgefragt; die Zählraten von AP und Y₄ wurden verglichen. Bei hohen Zählraten, wie sie während der Messungen für die Datennahme in LC und RC auftreten (bis zu 5 MHz) muß die Totzeit der Diskriminatoren an diesen Zählern jedoch zu Fehlern in der Zählrate von Y₄ führen.

In der Koinzidenz MT wird das Haupttriggersignal für die Speicherkoinzidenzen (Latches) und für die rechnergesteuerte Auslese der Daten erzeugt.

3.4. Datenverarbeitung

Bei jedem Pionenpaarereignis wird durch Zweifachkoinzidenz aus den Pulsen der Hodoskopzähler und des Haupttriggers (MT) eine Anzahl von Speichern (Latches) gefüllt. Ein Prozeßrechner der Firma Digital Equipment Corporation vom Typ PDP-8 wird mit dem MT-Signal getriggert und liest daraufhin unter Programmkontrolle die Latches aus. Während der Zeit des Datenlesevorganges erzeugt die PDP-8 ein Vetosignal, das ein erneutes Ansprechen des Haupttriggers und damit ein Überschreiben der in den Latches enthaltenen Information verhindert. Über die Anzahl der Ereignisse, von denen durch diese Totzeit des Datenverarbeitungssystems die Information verloren geht, gibt das Verhältnis der Zählraten $\frac{MT}{HP}$ Auskunft. Der Abschnitt 5. wird sich mit diesem Datenverlust näher befassen.

In der PDP-8 wird die Information aus den Latches zusammen mit einer Identifizierung des Ereignisses (Run Nummer und Ereignisnummer) gespeichert. Die Information mehrerer Ereignisse wird gesammelt und in Blöcken auf Magnetband geschrieben. Neben dieser Hauptaufgabe der Datensicherung erfüllt die

PDP-8 folgende Kontrollfunktionen:

- 1) Durch das Triggern von zusätzlichen Latches wird jedem Ereignis ein festes Datenmuster mitgegeben. Das PDP-8 Programm vergleicht das eingelesene Muster bei jedem Ereignis mit dem zu erwartenden und meldet alle Abweichungen. Es bietet damit eine wirksame Überwachung des Datenweges, da Fehler in dem Muster nur durch Versagen des Auslesesystems auftreten können.
- 2) Die Verteilung der Ereignisse in den Hodoskopfen wird untersucht und auf einem Sichtgerät angezeigt. Dadurch kann die Konstanz der Effektivität der Hodoskopzähler während der Messungen überwacht werden.
- 3) Die Daten werden on-line von der PDP-8 zu einer Großrechenanlage IBM 360/75 übertragen. Einen schematischen Überblick über das Zusammenspiel des PDP-8 Programms und des korrespondierenden IBM Programms gibt Abb. 9. Aus den Daten, der Akzeptanz (die Berechnung der Akzeptanz erläutert Abschnitt 6.) und aus der Anzahl der effektiven Quanten berechnet das IBM Programm Massenverteilungen und differentielle Wirkungsquerschnitte und schickt diese in Form von Histogrammen zurück zur PDP-8. Kombinierte Massenspektren aus mehreren Runs können über die PDP-8 von dem IBM Programm angefordert werden.
- 4) Am Ende eines jeden Runs werden alle Runparameter und die Hodoskop- und Massenhistogramme ausgedruckt.

Eine ausführliche Beschreibung der Datenverarbeitung während der Messungen gibt der Autor in /29/.

Die auf Magnetbändern gesammelte Information wird für die weitere Auswertung am Ende einer Meßperiode von PDP-8 Bändern unter Benutzung der On-line-Verbindung der beiden Rechenanlagen auf IBM Magnetbänder umkopiert.

4. Messungen

=====

Insgesamt 91 000 Pionenpaarereignisse sind in 30 Synchronschichten zu je acht Stunden registriert worden. Bei kon-

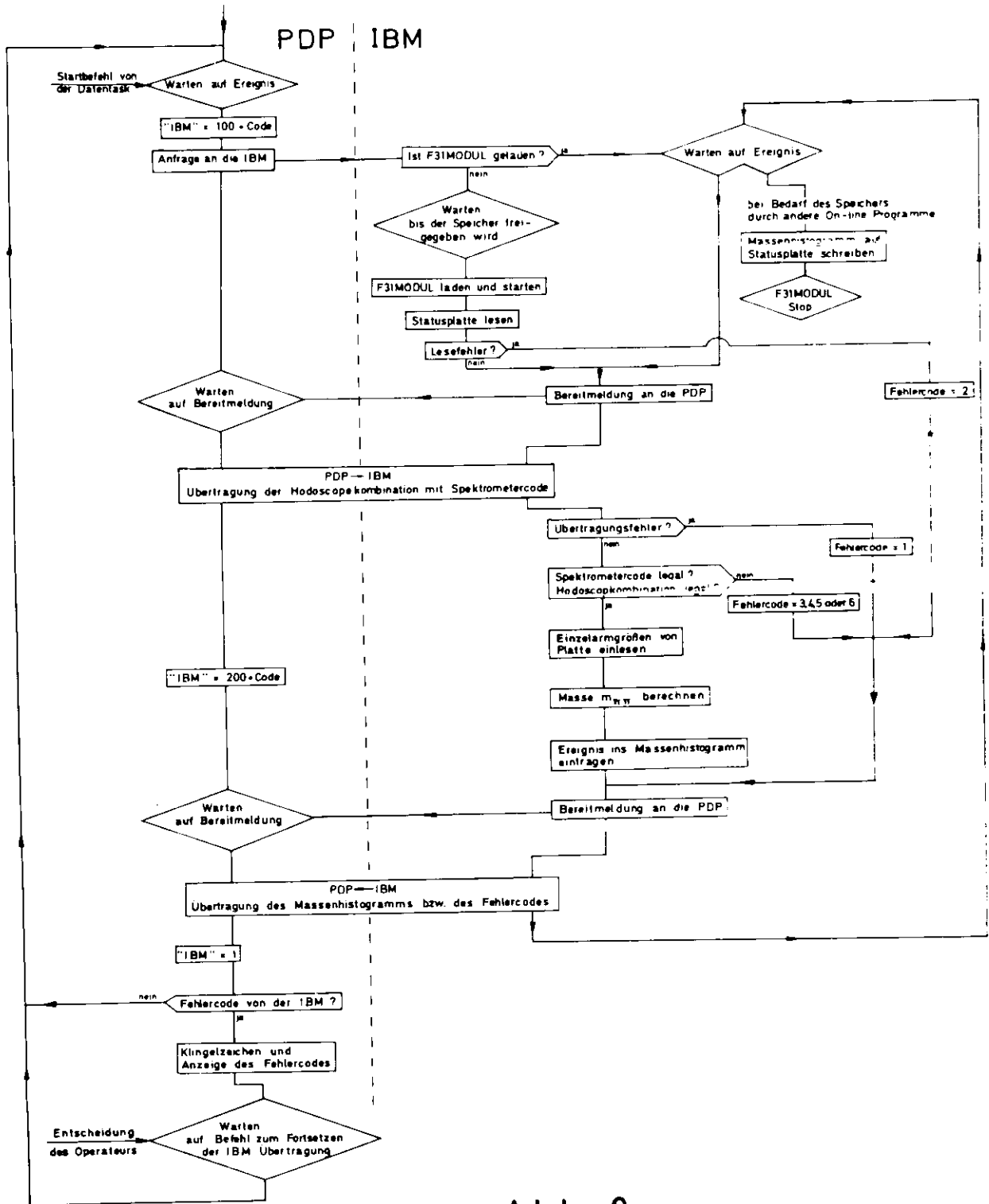


Abb. 9

stantem Zentralimpuls der Pionen in jedem Arm des Spektrometers $p_0 = 3.35 \text{ GeV}/c$ und 15 verschiedenen Öffnungswinkeln des Spektrometers überstreichen die Messungen einen Bereich invarianter Pionenpaarmassen von $600 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\pi\pi} \leq 1850 \text{ MeV}/c^2$. Tabelle 3 gibt Auskunft über die Anzahl der gemessenen Ereignisse bei den verschiedenen Spektrometereinstellungen.

Die Messungen sind jeweils zur Hälfte bei jeder Spektrometerpolarität durchgeführt. Die gute Übereinstimmung der Zählraten bestätigt die Symmetrie des Spektrometers.

5. Systematische Effekte und ihre Korrektur

=====

Während der Datennahme sind alle systematischen Effekte nach Möglichkeit klein gehalten worden. Als Target ist ein Kohlenstofftarget mit über 99.9 % Reinheit verwendet worden. Die Hochspannungen an allen Zählern sind innerhalb $\pm 0.3 \%$, die Magnetströme innerhalb $\pm 0.03 \%$ und der Gasdruck in den Cerenkovzählern innerhalb $\pm 1 \%$ konstant gehalten worden. In Abständen von wenigen Stunden sind kurze Testmessungen mit hohen Zählraten (bei einem Spektrometeröffnungswinkel von $2 \times 5.5^\circ$) durchgeführt worden, um die Meßapparatur zu überprüfen. Die Zählraten sind dabei immer innerhalb $\pm 1 \%$ reproduziert worden.

Alle anderen systematischen Effekte sind als Normierungsfaktoren in einer Korrektur der nach Gl.(13) berechneten effektiven Quanten Q berücksichtigt. Es wird als Korrekturformel

$$Q' = Q * \frac{1}{1 - BL} * \frac{1}{1 - T_{\text{stat}}} * (1 - NR) * \frac{GMON}{UGMON} * (1 - DT) * (1 - ROS) * \frac{1}{1 - FCC} * (1 - NOT1) \quad (16)$$

benutzt, deren einzelne Faktoren die einzelnen systematischen Effekte beschreiben und im folgenden erläutert werden.

θ_0	5.5°	5.9°	6.3°	6.7°	7.2°	7.7°	8.2°	8.8°	9.4°	10.1°	11°	12°	13°	14°	15°
Ereignisse	34 189	8919	8646	6833	8632	5785	5871	5901	1354	2905	675	400	404	354	407
E = 0	349	147	88	67	120	105	108	98	16	47	12	5	9	4	6
E > 1	2609	573	538	424	593	386	431	418	85	187	52	21	31	33	28
analysierbare Ereignisse	31252	8206	8022	6345	7926	5298	5336	5390	1253	2674	611	375	364	317	374
QM	192	50	50	57	139	225	539	1366	623	2308	897	786	1467	2678	7997

Tabelle 3

$$\frac{1}{1-BL}$$

Nicht die gesamte Intensität des auf das Kohlenstofftarget auftreffenden γ -Strahls erreicht das Quantameter. Ein Teil geht verloren (beam loss, BL), hauptsächlich durch Erzeugen von Elektron Positron Paaren am Target unter kleinen Winkeln, die im MD vom γ -Strahl getrennt werden. Unter dieser Annahme hat T.M. Knasel /30/ den Strahlverlust berechnet:

$$BL = 4.55 \%$$

für das 3 cm Kohlenstofftarget.

$$\frac{1}{1-T_{out}}$$

Durch Messungen ohne ein Target ist die Untergrundzählrate (T_{out}) bestimmt worden, die nicht auf Prozesse im Target zurückzuführen ist. Diese Korrektur ist $\leq 8\%$, im Durchschnitt 3 %.

$$(1-NA)$$

Die erzeugten Pionen werden auf ihrem Weg durch das Spektrometer zum Teil gestreut oder absorbiert (nuclear absorption, NA), so daß sie nicht nachgewiesen werden können. Um die Teilchenbahnen durch möglichst wenig Materie zu leiten, sind Heliumsäcke in das Spektrometer eingebaut, die in beiden Armen vom Eingang des MD-Magneten bis an die vorderen Cerenkovzähler reichen. Tabelle 4 zeigt, in welchem Maße die einzelnen Elemente des Spektrometers zu einer Gesamtkorrektur von 30.6 % beitragen.

Die Berechnungen stützen sich auf die Messungen der elastischen und der Gesamtwirkungsquerschnitte für π^+ und π^- von M. Fercaccio et al. /31/. Bei der Berechnung der Korrektur wird für Materie vor den Magneten MA der totale Wirkungsquerschnitt (elastische Streuung und Absorption) benutzt, da auch elastisch gestreute Pionen von den Magneten aus der Akzeptanz gelenkt werden ($\lambda = \lambda_{tot}$). Elastische Prozesse hinter den Magneten MA können jedoch zu einem Zählratenverlust nicht beitragen, da

		Material	ρ g/cm ³	Z cm ²	ϵ $\frac{2.1}{Z^2}$
vor den Magneten MA	1/2 Target 15 cm	C	2.33	58	(0.91)
	Luft 45 m	N ₂	0.88	59	(0.98)
	Helium 4 m	He	0.07	59	(0.99)
	Cerenkovzähler Fenster (LC bzw RC) 2*1mm	Al	0.75	63	(0.97)
	Cerenkovzähler Gas (LC bzw RC) 4.5 atm. 3.1m	CO ₂	2.49	59	(0.919) 0.929
	Triggerzähler (L1, L2 bzw. R1, R2) 2*3.5 mm	CH	0.70	56	0.978
hinter den Magneten MA	Cerenkovzähler Fenster (HL bzw. HR) 2*1.5 mm	Al	1.10	100	0.978
	Cerenkovzähler Gas (HL bzw. HR) 4.5 atm. 2.7m	CO ₂	2.22	94	(0.950) 0.959
	Luft 2 m	N ₂	0.26	94	0.995
	Triggerzähler (L3, L4 bzw. R3, R4) 2*3.5 mm	CH	0.70	90	0.985
	Hodoskope (TL, QL, VL bzw. TR, QR, VR) (5.5*5.5*10.5) mm	CH	2.15	90	0.953
Insgesamt: Target + Spektrometer					0.694

Tabelle 4

Teilchen, die um kleine Winkel gestreut sind, trotzdem noch von den hinteren Zählern registriert werden. Die Korrektur für Spektrometerelemente hinter den Magneten werden deshalb mit den Wirkungsquerschnitten für die Absorption allein berechnet ($\lambda = \lambda_{abs}$).

Der Effekt des Gases in den Cerenkovzählern ist direkt gemessen worden durch Vergleich der Zählraten mit 4.5 atm CO₂ bzw. Vakuum in den Cerenkovzählern. Die gemessenen Werte sind für die Korrektur benutzt. Sie zeigen gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten (in Tabelle 4 in Klammern angegeben).

Da zu dieser großen Korrektur (NA=30.6 %) das Target in besonderem Maße beiträgt (NA_{Target} = 8.3 %), sind Zählraten gemessen worden in Abhängigkeit von der Targetdicke. Die gefundene Linearität (Abb. 10) zeigt, daß die Pionenabsorption und die Strahlverluste in der Korrektur richtig berücksichtigt sind und keine Effekte höherer Ordnung auftreten.

GMON
UGMON

Durch die Betriebsweise des Synchrotrons ergibt sich eine zeitliche Struktur des γ -Strahls. Mit einem Gate-Signal macht man die Elektronik nur innerhalb eines geeigneten Teils der Zeit empfindlich. Der elektronische Integrator, der die im Quantameter erzeugte Ladung aufsummiert, kann nicht schnell genug an- und abgeschaltet werden und mißt deshalb auch dann die eintreffende Intensität, wenn die Elektronik abgeschaltet ist. Den Anteil der genutzten Strahlintensität messen zwei identische Koinzidenzeinheiten, von denen eine von dem Gate-Signal kontrolliert ist (GMON), während die andere immer empfindlich ist (UGMON). Diese Korrektur ist $\leq 4\%$, im Durchschnitt 2 %.

(1-DT)

Alle Einheiten der Nachweiselektronik haben eine ihnen typische Auflösungszeit, die zwei aufeinanderfolgende Impulse mindestens voneinander getrennt sein müssen, damit sie beide

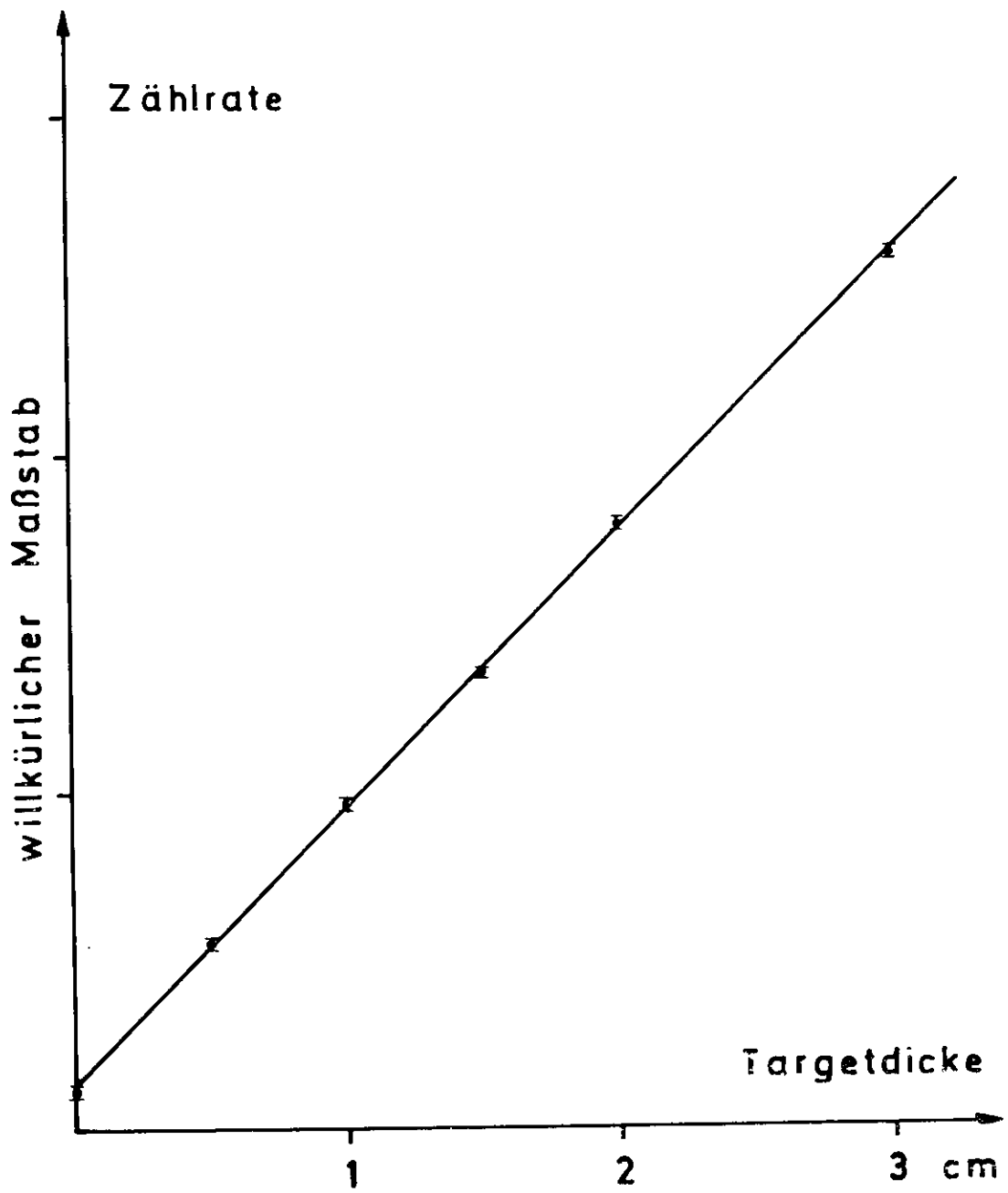


Abb. 10

registriert werden. Sie ist abhängig von der Form der Eingangs- und der Ausgangsimpulse der Einheit. Die Totzeit der gesamten schnellen Elektronik ist nach der Formel berechnet

$$DT = (\text{Zählrate}) \cdot (\text{Auflösungszeit}) \cdot (\text{Duty Faktor}) \quad (17)$$

Zu der Zählrate tragen die Diskriminatoren L2 und R2 den wesentlichen Anteil bei (je ≈ 800 kHz bis ≈ 1500 kHz). Die Auflösungszeit dieser Diskriminatoren ist mit den von den Photovervielfachern abgegebenen Impulsen und der im Experiment verwendeten Ausgangsimpulsbreite von 5 ns gemessen worden; sie beträgt 17 ns. Der Duty Faktor gibt das An-Aus Verhältnis des γ -Strahls an. Mit einer Spillbreite von durchschnittlich 0.5 ms und einem Füllfaktor des Synchrotrons von 67 % ist

$$(\text{Duty Faktor}) = \frac{1}{50 \cdot (2 \cdot \text{Spillbreite}) \cdot \text{Füllfaktor}} \approx 3 \% \quad (18)$$

Die Totzeitkorrektur ist ≤ 1 %, durchschnittlich 0.8 %.

(1-ROS)

Das Auslesen, das Speichern und das Verarbeiten der Information über den Ort des Teilchendurchgangs durch die Hodoskope aus den Latches dauert etwa 7 ms /29/. Während dieser Zeit erzeugt die PDP-8 ein Vetosignal, das ein erneutes Signal des Haupttriggers MT und damit ein Überschreiben der Information verhindert. Ereignisse, die während dieser Totzeit des Auslesesystems (read out system, ROS) von der Koinzidenz AP registriert werden, gehen für die Auswertung verloren. Die Anzahl der effektiven Quanten wird deshalb mit dem Verhältnis der Zählraten von AP und MT korrigiert

$$(1-ROS) = \frac{MT}{RP} \quad (19)$$

Die Korrektur für die Auslesetotzeit ist abhängig von der Pionenpaarrate. ROS ist im allgemeinen kleiner als 3 %, bei Messungen mit großem Spektrometeröffnungswinkeln sogar kleiner

als 1 %; bei den Kontrollmessungen mit einem Öffnungswinkel von $2 \times 5.5^\circ$ beträgt die Korrektur in einzelnen Fällen bis zu 25 %.

$$\frac{1}{1-ACC}$$

Auch unkorrelierte Teilchen können annähernd gleichzeitig die Zähler erreichen. Die daraus resultierende Zählrate ist der Koinzidenzbreite proportional. Zwei Koinzidenzraten aus Schaltungen mit verschiedenen Koinzidenzbreiten (AX6 mit 6 ns und AX16 mit 16 ns Breite) werden benutzt, um die zufällige Koinzidenzrate (accidentals, ACC) zu bestimmen. Die Zählrate AX0 einer idealen Koinzidenz mit 0 ns Koinzidenzbreite ist

$$AX0 = AX6 - \frac{6 \text{ ns}}{16 \text{ ns} - 6 \text{ ns}} * (AX16 - AX6) \quad (20)$$

Daraus ergibt sich der Korrekturfaktor

$$\frac{1}{1-ACC} = \frac{AX0}{AX6} = 1.6 - 0.6 * \frac{AX16}{AX6} \quad (21)$$

Die Korrektur ist ≈ 3 %.

(1-NOT1)

Nicht bei allen Ereignissen, die die Triggerbedingung erfüllt haben, erhält man eindeutige Informationen über den Durchtrittspunkt der Pionen durch die Hodoskope. Zum Teil sprechen zwei und mehr oder aber keiner der Zähler in einem Hodoskop an. Diese Ereignisse (NOT1) werden lediglich zur Bestimmung der Gesamtzählrate mit benutzt. Bei der Analyse wird angenommen, daß die NOT1-Ereignisse derselben Verteilung folgen wie die eindeutigen Ereignisse. Der Anteil der NOT1-Ereignisse ist ≈ 7 % Ereignisse mit mehr als einem Signal aus einem Hodoskop und ≈ 1.3 % mit keinem Signal aus einem der Hodoskope.

6. Auswertung der Daten

=====

Die Datenbänder werden nach den Messungen mit Programmen auf einer IBM 360/75 ausgewertet. Die Information wird decodiert und alle Ereignisse eines Runs werden in eine (5*15*5*15)-Matrix entsprechend ihrer Hodoskopkombination eingeordnet. Für jeden Run wird jeweils eine solche Matrix zusammen mit den Runparametern, wie Run Nummer, Spektrometeröffnungswinkel und Quantameter-Sweeps auf einem Magnetband kombiniert, das als Bibliotheksband für die weitere Auswertung der Daten dient.

Mit Hilfe der Monte Carlo-Technik sind für jede Hodoskopkombination in einem Spektrometerarm kinematische Größen für die akzeptierten Pionen berechnet worden. Über die Targetdicke und über den Strahlquerschnitt verteilt werden Pionen erzeugt und durch einen Spektrometerarm transportiert. Die Magnettransportgleichungen enthalten alle linearen, gemischt linearen und einfach quadratischen Terme der Koordinaten und Steigungen der Teilchentrajektorien gegen die Sollbahn und der Abweichungen des Impulses vom Sollimpuls ($\frac{\Delta p}{p_0}$) sowie Glieder $\frac{\Delta p/p_0}{1 + \Delta p/p_0}$ bis zur 4. Ordnung /32/. Das Transportprogramm berücksichtigt Vielfachstreuung im Target und im Spektrometer. An allen Magnetöffnungen und allen Triggerzählern wird überprüft, ob die Teilchen akzeptiert werden. Ist dies der Fall, so werden die kinematischen Größen des simulierten Ereignisses mit der Hodoskopkombination auf Magnetband gespeichert. Aus einer genügend großen Anzahl solcher Monte Carlo-Erfolge werden für jede Hodoskopkombination (i,j) ein mittlerer Impuls $\langle p_{ij} \rangle$ und ein mittlerer Öffnungswinkel $\langle \theta_{ij} \rangle$ für die akzeptierten Pionen errechnet.

Da das Spektrometer symmetrisch ist, gelten die Zuordnungen der kinematischen Größen für die Hodoskopkombinationen beider Arme des Spektrometers.

Mit Kenntnis der jeder Hodoskopkombination zugeordneten kinematischen Größen werden für jedes experimentelle Pionenpaar die Impulse und die Winkel zum γ -Strahl bestimmt und

daraus die kinematischen Größen des zwei Pionen Systems errechnet. Alle Ereignisse werden in eine Datenmatrix $N(m,p,t_1)$ von der Dimension (40,7,20) eingeordnet. Die 40 Intervalle in der invarianten Masse des Pionenpaares ($\Delta m = 30 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $40 \text{ MeV}/c^2$) umfassen den Bereich $540 \text{ MeV}/c^2 \leq m < 1990 \text{ MeV}/c^2$, die 7 Intervalle des Gesamtimpulses des zwei Pionen Systems ($\Delta p = 400 \text{ MeV}/c$) überstreichen $4800 \text{ MeV}/c \leq p < 7400 \text{ MeV}/c$, und die 20 Intervalle des Quadrats des transversalen Impulses übertragenes auf den Rückstoßkern ($\Delta t_1 = 0.002 (\text{GeV}/c)^2$) reichen von 0 bis $-0.04 (\text{GeV}/c)^2$.

Um aus dieser Datenmatrix Wirkungsquerschnitte zu errechnen, muß die Akzeptanz des Spektrometers berücksichtigt werden. Angenommen, der über alle Endzustände X summierte Wirkungsquerschnitt für Prozesse

$$\gamma + C \rightarrow X + \pi^+ + \pi^- \quad (22)$$

läßt sich folgendermaßen faktorisieren:

$$\frac{d^6 G}{d\Omega d\Omega^* dm dk} = \frac{d^3 G}{d\Omega dm} \cdot W(\Omega^*) \cdot N(k) \quad (23)$$

Ω ist der Erzeugungswinkel des zwei Pionen Systems zum γ -Strahl im Laborsystem, Ω^* ist der Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem der beiden Pionen, m ist die invariante Masse des zwei Pionen Systems und k die Energie des Photons. Dann ist die Anzahl der Ereignisse in einem akzeptierten Phasenvolumen Vol

$$N = N_T Q' \int_{Vol} \frac{d^3 G}{d\Omega dm} W(\Omega^*) N(k) d\Omega d\Omega^* dm dk \quad (24)$$

mit N_T der Anzahl der Targetteilchen pro cm^2 und Q' der nach Gl.(16) korrigierten effektiven Quanten, $W(\Omega^*)$ ist die Zerfallswinkelverteilung in zwei Pionen, $N(k)$ ist die in Gl.(14) beschriebene Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon eine Energie zwischen k und $k+dk$ hat. Ungeschrieben in ein Integral über dp statt über dk , erhält man

$$N = N_T Q' \int_{Vol'} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega dm} W(\Omega^*) N(k) \frac{\partial k}{\partial p} d\Omega d\Omega^* dm dp \quad (25)$$

Wenn man den m-p-t₁-Raum so aufteilt, wie es in der Datenmatrix N(m,p,t₁) geschehen ist, und annimmt, daß $\frac{d^3 \sigma}{d\Omega dm}$ über dem akzeptierten Phasenvolumen $\Delta m * \Delta p * \Delta t_1$ konstant ist, so kann man $\frac{d^3 \sigma}{d\Omega dm}$ aus dem Integral separieren und erhält:

$$N(m,p,t_1) = N_T Q' \left\langle \frac{d^3 \sigma}{d\Omega dm} \right\rangle_{m,p,t_1} \int_{Vol_{m,p,t_1}} W(\Omega^*) N(k) \frac{\partial k}{\partial p} d\Omega d\Omega^* dm dp \quad (26)$$

Da das Spektrometer annähernd symmetrische Pionenpaare nachweist, das zwei Pionen System also annähernd in Vorwärtsrichtung produziert ist, wird als Winkelverteilung für den Zerfall in zwei Pionen

$$W(\Omega^*) = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^* \quad (27)$$

angenommen /33/. Es ist also

$$N(m,p,t_1) = N_T Q' \left\langle \frac{d^3 \sigma}{d\Omega dm} \right\rangle_{m,p,t_1} ACC(m,p,t_1) \quad (28)$$

mit der Akzeptanz des Spektrometers

$$ACC(m,p,t_1) = \int_{Vol_{m,p,t_1}} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^* \frac{f(k, k_{max})}{k} \frac{\partial k}{\partial p} d\Omega d\Omega^* dm dp \quad (29)$$

Das akzeptierte Volumen Vol_{m,p,t_1} und das Integral darüber wird mit einem Monte Carlo Programm für jedes $\Delta m * \Delta p * \Delta t_1$ gelöst:

$$ACC(m,p,t_1) = \frac{1}{N_{TRIAL}} \sum_{i=1}^{N_{SUCC}} H(\Omega, \Omega^*, m, p) \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta_i^* \frac{f(k_i, k_{max})}{k_i} * \\ * \Delta \Omega \Delta \Omega^* \Delta m \Delta p \quad (30)$$

mit

$$H(\Omega, \Omega^*, m, p) = \begin{cases} 1 & \text{falls } \Omega, \Omega^*, m, p \text{ innerhalb Vol}_{m,p,t_1} \text{ liegen} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

N_{TRIGGER} = Anzahl der Monte Carlo Versuche

N_{SUCCESS} = Anzahl der Monte Carlo Erfolge

Teilchen werden im Targetvolumen erzeugt und in Pionenpaare zerfallen lassen. Die erzeugten Teilchen folgen einer flachen Verteilung in Erzeugungswinkel, Masse und Impuls. Die Zerfalls- pionen werden durch beide Spektrometerarme transportiert mit denselben Magnettransportprogrammen wie zuvor beschrieben. Es wird Vielfachstreuung im Target und im Spektrometer berücksichtigt, und der Zerfall der Pionen auf ihrem Weg durch das Spektrometer wird zugelassen.

Für jede Spektrometereinstellung wird eine solche Integration durchgeführt. Mit dem Monte Carlo-Programm wird also das Experiment rechnerisch simuliert, jedoch mit konstanten differentiellen Wirkungsquerschnitten. Abb. 11 zeigt die Akzeptanzen der einzelnen Spektrometereinstellungen als Funktion der Paarmasse. Die Akzeptanzen überlappen, so daß der Massenbereich $600 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\pi\pi} \leq 1850 \text{ MeV}/c^2$ gleichmäßig überstrichen wird.

Die Akzeptanz des Spektrometers ist ganz durch die Größe der Triggerzähler begrenzt. Abschirmung oder Magnetkanten ragen nicht in das akzeptierte Strahlenbündel.

Vereinfachte Akzeptanzmatrizen, die die Massenakzeptanz der Hodoskopkombinationen angeben, sind für die On-line Auswertung benutzt worden.

Daß die Akzeptanzberechnungen das Verhalten der Meßapparatur richtig wiedergeben, zeigen die Ergebnisse anderer Experimente, die mit demselben Spektrometer durchgeführt und mit denselben Monte Carlo-Programmen simuliert wurden. Die berechnete Zählrate für die Bethe-Heitler-Paarererzeugung konnte experimentell verifiziert werden /32,34/. Als Überprüfung der Massenskalibration sei das Ergebnis des $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ Experimentes genannt /35/

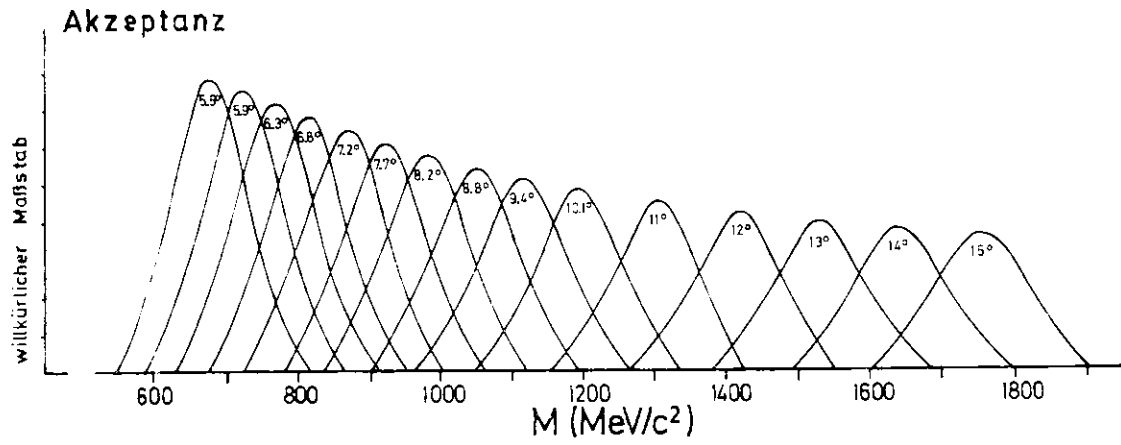


Abb. 11

$$m_{\phi} = (1019 \pm 1) \text{ MeV}/c^2 . \quad (31)$$

Von der Particle Data Group /36/ wird

$$m_{\phi} = (1019.6 \pm 0.3) \text{ MeV}/c^2 \quad (32)$$

angegeben.

7. Meßergebnisse

=====

Von den insgesamt 91 000 Pionenpaaren haben ≈ 79 000 Massen $m_{\pi\pi} < 1 \text{ GeV}/c^2$, ≈ 10 800 Ereignisse wurden gemessen mit Pionenpaarmassen $1 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\pi\pi} \leq 1.35 \text{ GeV}/c^2$ und ≈ 1550 mit Massen über $1.35 \text{ GeV}/c^2$.

Aus der Datenmatrix $N(m, p, t_1)$ und der Akzeptanzmatrix $ACC(m, p, t_1)$ werden Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dm} (m, p, t_1) = \frac{N(m, p, t_1)}{N_T \cdot Q' \cdot ACC(m, p, t_1)} \quad (33)$$

errechnet. Die Ergebnisse aus Messungen bei den verschiedenen Spektrometereinstellungen werden, bewichtet mit der Anzahl der gemessenen effektiven Quanten, zu einer Matrix kombiniert. Einen Teil der Daten mit typischen Wirkungsquerschnitten geben die Tabelle im Anhang und Abb. 12 und Abb. 13 wieder.

Ohne ein Modell für die Beschreibung der Daten zu benutzen, lassen sich drei Aussagen über die Meßergebnisse machen:

- 1) In allen Intervallen in p und t_1 ist das $\rho(765)$ -Signal deutlich zu sehen mit einem Abfall des Wirkungsquerschnittes um 4 Zehnerpotenzen zu Massen $m = 1800 \text{ MeV}/c^2$.
- 2) In dem Massenbereich $1200 \text{ MeV}/c^2 \leq m \leq 1800 \text{ MeV}/c^2$ sieht man eine Abweichung von dem gleichmäßigen Abfall des Wirkungsquerschnitts zu hohen Massen hin. Allerdings ist eine schmale Resonanz nicht zu finden, sondern nur eine breite Schulter im Massenspektrum. Besonders sei darauf hingewiesen, daß der Wirkungsquerschnitt nach der Anomalie bei $1500 \text{ MeV}/c^2$ einen verstärkten Abfall zu großen Massen hin zeigt, und nicht etwa eine Erhöhung im gesamten Bereich hoher Massen vorliegt.

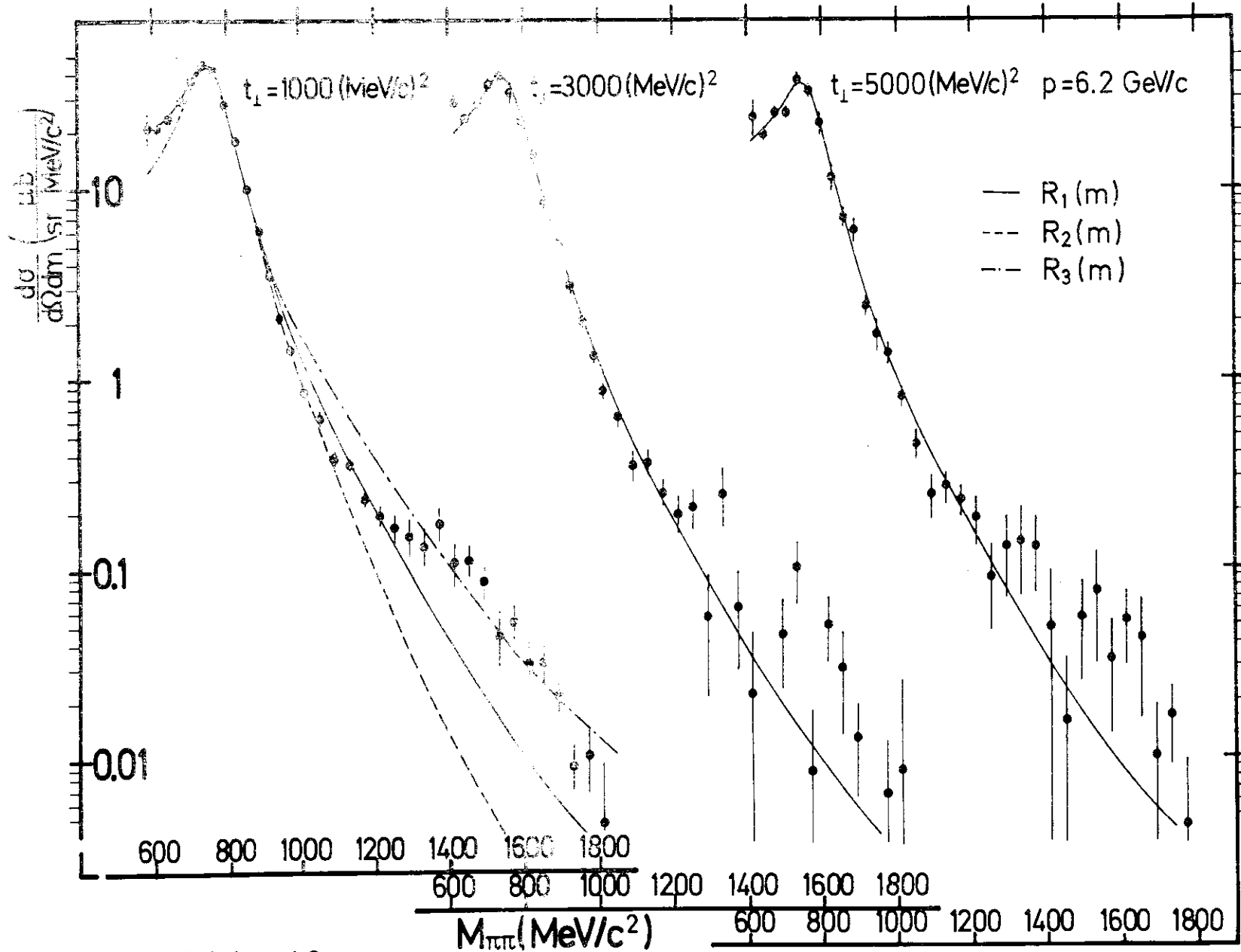


Abb. 12

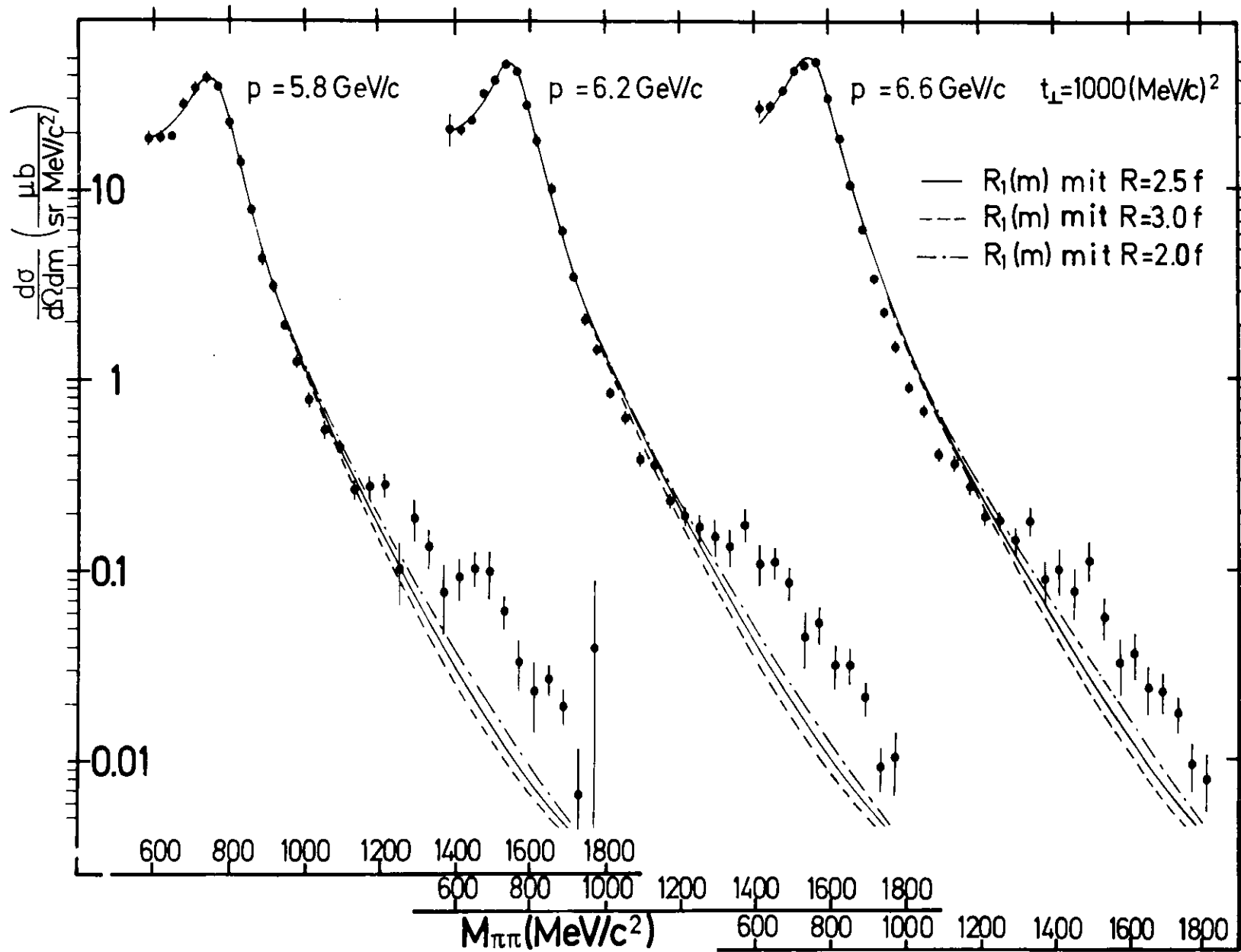


Abb. 13

3) Unabhängig von den betrachteten Intervallen in p fällt der Wirkungsquerschnitt als Funktion von t_{\perp} ab.

8. Modellabhängige Analyse der Daten

=====

In der weiteren Analyse der Daten soll versucht werden, eine Erklärung für die Form des Massenspektrums zu finden, insbesondere für die Schulter bei 1500 MeV/c².

8.1. Ist das Massenspektrum mit $\rho(765)$ und Untergrund erklärbar ?

Nehmen wir zunächst an, die gemessenen Wirkungsquerschnitte rühren nur her vom $\rho(765)$ und einem flachen Untergrund. Folgende Gleichung /37/ beschreibt dann den Wirkungsquerschnitt.

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\alpha d m} (m, p, t_{\perp}) = \frac{p^2}{\pi} 2 m R_n(m) (f_{coh} + f_{inc}) + BG(m)$$

$$r(m) = \frac{1}{\pi} \frac{m_f \Gamma_f}{(m_f^2 - m^2)^2 + m_f^2 \Gamma_f^2}$$

$$n=1: \quad R_1(m) = \left(\frac{m_f}{m}\right)^4 r(m) \quad \text{mit} \quad \Gamma_f = \left(\frac{m_f}{m}\right) \left(\frac{m^2 - 4m_{\pi}^2}{m_f^2 - 4m_{\pi}^2}\right)^{3/4} \Gamma_0$$

$$n=2: \quad R_2(m) = R_1(m) \quad \text{mit} \quad \Gamma_f = \Gamma_0$$

$$n=3: \quad R_3(m) = r(m) \quad \text{mit} \quad \Gamma_f = \Gamma_0$$

$$BG(m) = (a^2 - \frac{m}{m_f}) (b^2 + c^2 \frac{m}{m_f}) \quad (34)$$

Die Terme $r(m)$ und $\Gamma_f(m)$ werden von J.D. Jackson /38/ angegeben. Der Faktor $\left(\frac{m_f}{m}\right)^4$ ist der empirische Ross-Stodolsky Faktor /39,40/. $BG(m)$ ist eine quadratische Funktion, die die Untergrundzählrate beschreiben soll. Den kohärenten Wirkungsquerschnitt f_{coh} geben K.S. Kölbig und B. Margolis an /41/.

Der inkohärente Teil des Wirkungsquerschnittes (f_{inc}) wird behandelt nach der Beschreibung von J.S. Trefil /42/. Er ist mit f_{coh} zusammengefaßt in der Funktion Closure.

$$f_{coh} + f_{inc} = \text{Closure} (t_{\perp}, t_{\parallel}, R, s, \sigma_{pN}, \beta, \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t_{\perp}=0.002}^{coh}) \quad (35)$$

Die in der Funktion Closure enthaltenen Parameter sind früheren Experimenten entnommen: die Woods-Saxon-Dichteverteilung

$$\rho = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{s}}} \quad (36)$$

mit $R = 2.5 f$ und $s = 0.545 f$ /37/, der ρ -Nukleon-Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma_{pN} = 26.7 \text{ mb}$ /37/ und das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der ρ -Nukleon Amplitude $\beta = -0.2$ /43/.

In dem Massenbereich $600 \text{ MeV}/c^2 \leq m < 900 \text{ MeV}/c^2$, in dem der Wirkungsquerschnitt von der ρ -Produktion beherrscht ist, wird die Funktion (34) mit der Datenmatrix verglichen; mit Hilfe des Fitprogramms MINUIT /44/ wird die Funktion durch Variieren der Parameter a, b, c und $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t_{\perp}=0.002}^{coh}$ an die Daten angepaßt. Der Impuls und der Impulsübertrag werden für den Fit auf $4.8 \text{ GeV}/c \leq p < 6.8 \text{ GeV}/c$ bzw. $0 < t_{\perp} < 0.01 (\text{GeV}/c)^2$ beschränkt. Es wird $R_1(m)$ aus Gl.(34) benutzt mit einer massenabhängigen Breite $\Gamma_{\rho}(m)$. Für das ρ sind $m_{\rho} = 765 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma_0 = 140 \text{ MeV}/c^2$ /37/ in dem Fit verwendet. In Abb. 12 und Abb. 13 ist die so angepaßte Funktion als ausgezogene Linie auch über den Massenbereich hinaus eingezeichnet, für den die Funktion angepaßt ist. Zwischen $1200 \text{ MeV}/c^2$ und $1800 \text{ MeV}/c^2$ gibt diese Funktion die Daten nicht richtig wieder.

Abb. 12 zeigt außerdem die Fit-Ergebnisse für verschiedene andere Formen des ρ . $R_2(m)$ benutzt eine konstante ρ -Breite $\Gamma_{\rho} = \Gamma_0 = 140 \text{ MeV}/c^2$, $R_3(m)$ ist $R_2(m)$ ohne den Ross-Stodolsky-Faktor $\left(\frac{m}{m_{\rho}}\right)^4$. Auch mit diesen beiden Ansätzen läßt sich die Schulter im Massenspektrum nicht erklären.

Das Verändern des inkohärenten Anteils der Pionenpaarproduktion durch Ändern des nuklearen Radius in der Funktion

Closure um $\pm 0.5 f$ kann ebenfalls nicht die Anpassung an die Daten verbessern (Abb. 13).

Es wurden außerdem Fits mit m_ρ und Γ_ρ als freien Parametern versucht, die aber keine wesentlich besseren Ergebnisse erzielten.

Benutzt man für die Beschreibung des Abfalls des Wirkungsquerschnitts mit t_1

$$\frac{d^3 G}{d\Omega dm} = \text{const} \cdot \frac{p^2}{\pi} e^{-a(m)t_1} \quad (37)$$

so liefert ein Fit von Gl. (37) an die Daten der einzelnen Massenintervalle

$$a(m_\rho) \approx 50 (\text{GeV}/c)^{-2} \quad (38)$$

und nach Subtraktion des Untergrundes nach Gl.(34)

$$a(m_\rho) \approx 70 (\text{GeV}/c)^{-2}. \quad (39)$$

Für Massen $m > 1.1 \text{ GeV}/c^2$ nimmt $a(m)$ stetig ab und hat bei $m = 1.6 \text{ GeV}/c^2$ den Wert

$$a(m_{1.6}) \approx 25 (\text{GeV}/c)^{-2}. \quad (40)$$

Das über die Akzeptanz des Spektrometers gemittelte Massenspektrum zeigt Abb. 14. Die eingezeichnete Kurve ist in Anlehnung an Abb. 12 von Hand an die Daten angeglichen. Deutlich ist über einem lang auslaufendem ρ (765) eine etwa $400 \text{ MeV}/c^2$ breite Erhöhung des Wirkungsquerschnittes bei $m = 1500 \text{ MeV}/c^2$ festzustellen.

8.2. Warum ist das ρ' unterdrückt ?

Der Photoproduktionswirkungsquerschnitt für Pionenpaare am Kohlenstoff ist im Massenbereich, in dem man das ρ' erwartet ($m_{\pi\pi} \approx 1500 \text{ MeV}/c^2$), um fast drei Größenordnungen kleiner

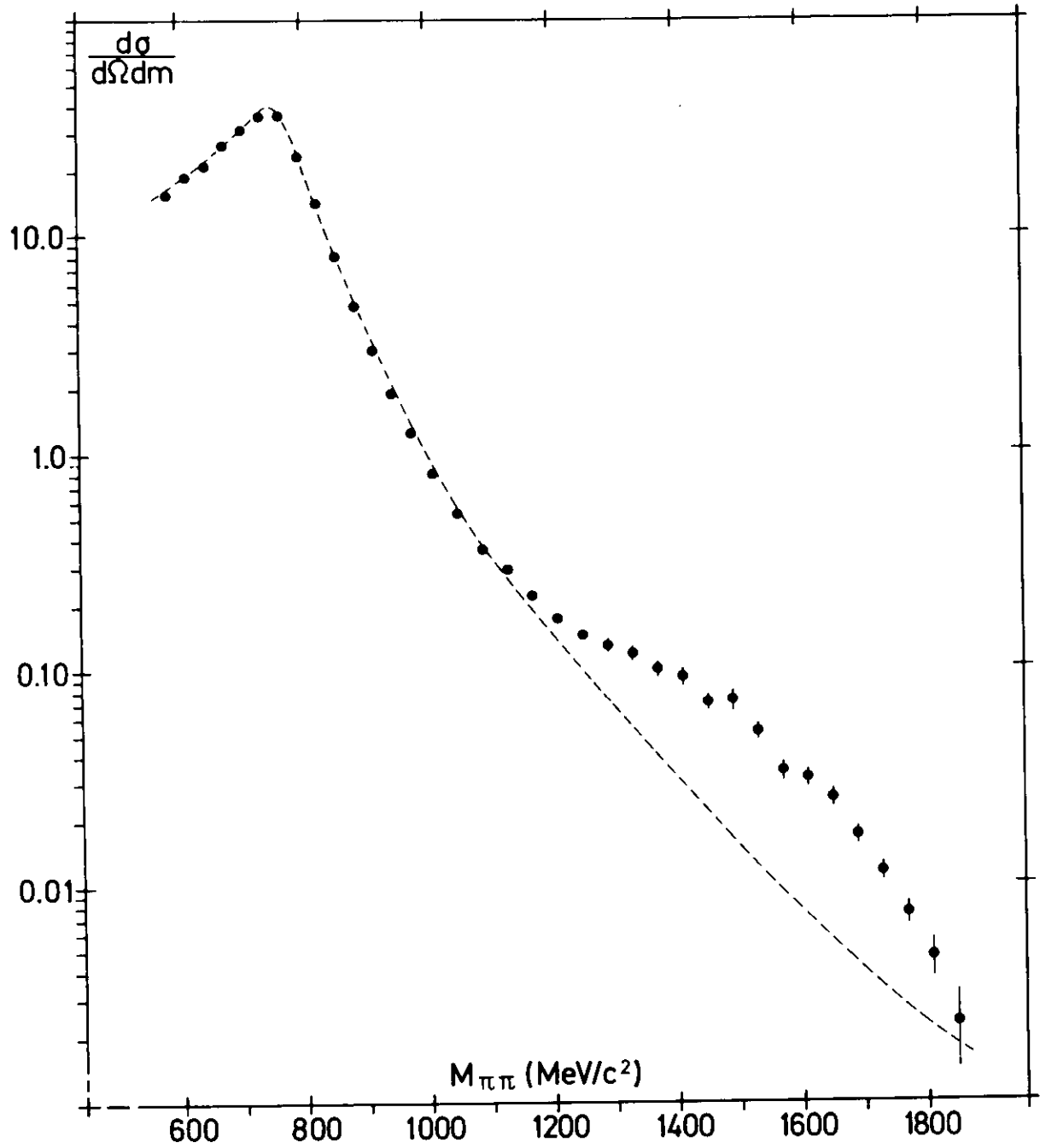


Abb. 14

als im Bereich des ρ (765). Es gibt drei Gründe, warum das ρ' gegenüber dem ρ in diesem Experiment unterdrückt ist.

1) Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die hier angenommene diffraktive Erzeugung der Vektormesonen hat ein starkes Maximum in Vorwärtsrichtung. Er läßt sich beschreiben mit

$$\frac{d\sigma}{dt} = C \cdot e^{Bt} \quad (41)$$

Bei der Konversion des virtuellen Vektormesons nach dem Vektor Dominanz Modell (Abb. 2) in ein reelles Vektormeson bei der Streuung am Kern ist ein minimaler longitudinaler Impulsübertrag nötig, der mit der Masse des Vektormesons zunimmt:

$$t_{\parallel \min} = t_{\min} \approx - \frac{m_{\pi}^4}{4p^2} \quad (42)$$

d.h. für das Erzeugen von Vektormesonen mit einem Impuls von $p = 6.7 \text{ GeV}/c$ sind nötig

$$\begin{aligned} \text{bei } m &= 765 \text{ MeV}/c^2 & t_{\min} &= -0.002 \text{ (GeV}/c)^2 \\ \text{bei } m &= 1600 \text{ MeV}/c^2 & t_{\min} &= -0.037 \text{ (GeV}/c)^2 \end{aligned} \quad (43)$$

Dieser Unterschied im minimalen Impulsübertrag muß nach Gl.(41) die Produktion des ρ' gegenüber der des ρ unterdrücken.

2) Das ρ' ist wahrscheinlich schwächer an das Photon gekoppelt als das ρ . G. Wolf / 6/ extrahiert aus Ergebnissen neuerer Messungen /45/

$$\left(\frac{\gamma_{\rho}}{\gamma_{\rho'}} \right)^2 \approx \frac{1}{6} \quad (44)$$

3) Wie neuere Experimente zeigen, zerfällt das ρ' hauptsächlich in vier geladene Pionen und nicht wie das ρ in zwei Pionen. Das Verzweungsverhältnis wird von Davier et al. /46/ abgeschätzt zu

$$\frac{\Gamma_{\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^-}}{\Gamma_{\rho' \rightarrow 4\pi^{\pm}}} < 0.14 \quad (45)$$

und von H.H. Bingham et al. /45/ zu

$$\frac{\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^-}{\rho' \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^-} < 0.2 \quad (46)$$

9. Vergleich mit anderen Experimenten

=====

Zahlreiche Experimente sind inzwischen mit dem Ziel durchgeführt worden, nach schweren Vektormesonen zu suchen. Einen Überblick gibt Tabelle 5.

R. Anderson et al. /47/ haben aus dem Prozeß

$$\gamma + p \rightarrow p + X \quad (47)$$

bei zwei Bremsstrahl-Endenergien das Rückstoßproton nachgewiesen. Die Differenz der Zählrate aus Messungen bei 17.8 GeV und 16.0 GeV Maximalenergie beschreibt Prozesse, die von Photonen mit Energien $16.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 17.8 \text{ GeV}$ herrühren. Das Experiment, das für die Suche von Resonanzen die Missing-Mass-Technik verwendet, sollte unabhängig von den Zerfallskanälen alle in dem Massenbereich erzeugten Resonanzen nachweisen. Das gemessene Massenspektrum zeigt jedoch keine Struktur. Auch das ϕ (1020) taucht nicht in dem Spektrum auf; das Experiment kann deshalb nicht als Argument gegen die Existenz von schweren Vektormesonen angesehen werden.

Andere Experimente suchen nach Vektormesonen mit hoher Masse in einzelnen Zerfallskanälen. Da sind neben dem vorliegenden Experiment vier Photoproduktionsexperimente an komplexen Kernen zu nennen, die zwei Pionen als Endzustand nachweisen. Alle vier benutzen Bremsstrahlungs- γ -Strahlen.

N. Hicks et al. /48/ messen die Pionenpaarerzeugung am Kohlenstoff bei einer Maximalenergie des γ -Strahls von 5.625 GeV. Sie finden keine Struktur in der Massenverteilung in dem überstrichenen Bereich $1360 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\pi\pi} \leq 1780 \text{ MeV}/c^2$.

Auch die Daten von G. McClellan et al. /49/, ebenfalls an

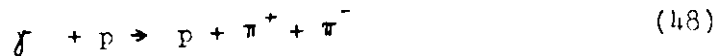
Autoren	Lit.	Experiment	Energiebereich [GeV]	Massenbereich [GeV/c ²]	Anzahl der Ereignisse	Abb	Ergebnisse
R. Anderson et al.	47	$\gamma + p \rightarrow p + X$	16.0-17.8	1.0-2.0	ca. 10 ⁵ in 1200-1800 MeV/c ²		keine Struktur
N. Hicks et al.	48	$\gamma + C \rightarrow C + \pi^+ + \pi^-$	5.625 B	1.36-1.78			keine Struktur
G. McClellan et al.	49	$\gamma + C \rightarrow C + \pi^+ + \pi^-$	10.0 B	0.5-1.8	142 in 1390-1440 MeV/c ²	15	verträglich mit nur ρ 3 σ Erhöhung bei $M=1400$ MeV/c ² , $\Gamma=50$ MeV/c ²
F. Bulos et al.	51	$\gamma + Be \rightarrow Be + \pi^+ + \pi^-$	16.0 B	0.9-2.2	ca. 620 in 900-2200 MeV/c ²	16	breite Schulter zwischen 1200 MeV/c ² und 2000 MeV/c ²
dieses Experiment		$\gamma + C \rightarrow C + \pi^+ + \pi^-$	7.5 B	0.6-1.85	ca. 3600 in 1200-1800 MeV/c ²	12,13,14	breite Schulter zwischen 1200 MeV/c ² und 1800 MeV/c ²
M. Davier et al. A.B.B.H.H.M. Collaboration Y. Eisenberg et al.	52 53 54	$\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$	$\left[\begin{array}{c} 4.5-18 \\ 5-5.8 \\ 4.3 \end{array} \right]$ B	bis ≈ 2.5	183 in 1200-1800 MeV/c ²	17	breite Erhöhung bei $M=1500 \pm 20$ MeV/c ² , $\Gamma=240 \pm 80$ MeV/c ²
S. Hayes et al.	55	$\gamma + C \rightarrow C + \mu^+ + \mu^-$	10.0 B	1.25-2.35	689 in 1250-1800 MeV/c ²	18	nur QED
D. R. Earles et al.	56	$\gamma + C \rightarrow C + \mu^+ + \mu^-$	6 B	0.93-1.77	1336 in 1200-1770 MeV/c ²		nur QED und Φ
G. Barbarino et al. F. Ceradini et al.	57 58	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	2*0.6-2*1.2	1.2-2.4	23 in 1500-1700 MeV/c ²	19	$M_{\rho^0} \approx 1600$ MeV/c ² , $\Gamma_{\rho^0} = 350$ MeV/c ² , $J^{PC} = 1^{--}$, $I^G = 1^+$
H.H. Bingham et al.	45	$\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	9.3	0.8-3.5	317 in 1250-1850 MeV/c ²	20	$M_{\rho^0} = 1430 \pm 50$ MeV/c ² , $\Gamma_{\rho^0} = 650 \pm 100$ MeV/c ² , $J^P = 1^-$, $I^G = 1^+$
M. Davier et al.	46	$\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	4.5-18 B	bis ≈ 4.0	375 in 1180-1820 MeV/c ²	21	breite Erhöhung bei $M=1620 \pm 30$ MeV/c ² , $\Gamma=310 \pm 70$ MeV/c ²
A. Benvenuti et al.	59	$\bar{p} + p \rightarrow K_s^0 + K_s^0$	B Impuls 100-800 MeV/c	1.88-2.02	71	2.2	$M \approx 1968$ MeV/c ² , $\Gamma \approx 35$ MeV/c ² , $J^{PC} = 1^{--}$

Tabelle 5

Kohlenstoff gemessen bei einer γ -Strahl-Maximalenergie von 10 GeV, sind verträglich mit nur ρ (765)-Produktion /49,50/. Bei $m_{\pi\pi} = 1400 \text{ MeV}/c^2$ zeigt das Massenspektrum eine 3 Standardabweichungen große Erhöhung mit einer Breite $\Gamma = 50 \text{ MeV}/c^2$ (Abb. 15).

Die Messungen von F. Bulos et al. /51/ an Beryllium wurden durchgeführt an einem 16 GeV Bremsstrahlungs- γ -Strahl von SLAC. Die Unterdrückung höherer Massen in der Photoerzeugung von Pionenpaaren durch den t_{\min} -Effekt im Nukleon-Formfaktor e^{F_1} mit $t \geq t_{\min} \approx \frac{m_{\pi\pi}^2}{4 E_\gamma^2}$ ist durch die Wahl des leichteren Targets (Be) und die höheren Photonenenergien bei dem SLAC-Experiment im Vergleich zu diesem Experiment geringer. In guter Übereinstimmung mit den Daten dieses Experiments bestätigen die Messungen von F. Bulos et al. die breite Schulter im Massenspektrum um $1500 \text{ MeV}/c^2$ (Abb. 16).

Eine Zusammenfassung /52/ der Daten der SLAC Streamerkammer /52/ und der Blasenkammerdaten von DESY /53/ und SLAC /54/ für die Photoproduktion von Pionenpaaren an Wasserstoff



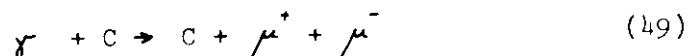
bei Photonenergien $4.5 \text{ GeV} < E_\gamma < 18 \text{ GeV}$ bzw. $5 \text{ GeV} < E_\gamma < 5.8 \text{ GeV}$ bzw. bei $E_\gamma = 4.3 \text{ GeV}$ zeigt eine ähnliche Erhöhung (Abb. 17)

$$M = (1540 \pm 20) \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma = (240 \pm 80) \text{ MeV}/c^2$$

Die an Wasserstoff gemessenen Daten, wenn sie auch wesentlich weniger Statistik aufweisen, sind ein Hinweis dafür, daß die von den Photoproduktionsexperimenten an komplexen Kernen gefundenen Erhöhungen nicht nur durch Effekte der Kernstruktur vorgetäuscht werden.

Zwei Experimente haben in der Photoproduktion von Myonenpaaren an Kohlenstoff /55,56/



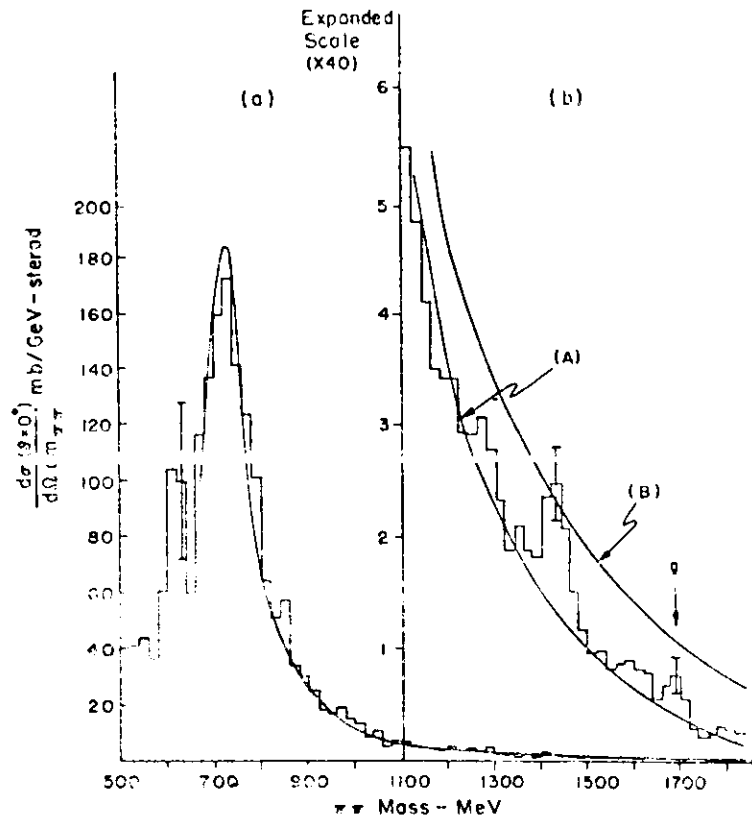


Abb. 15

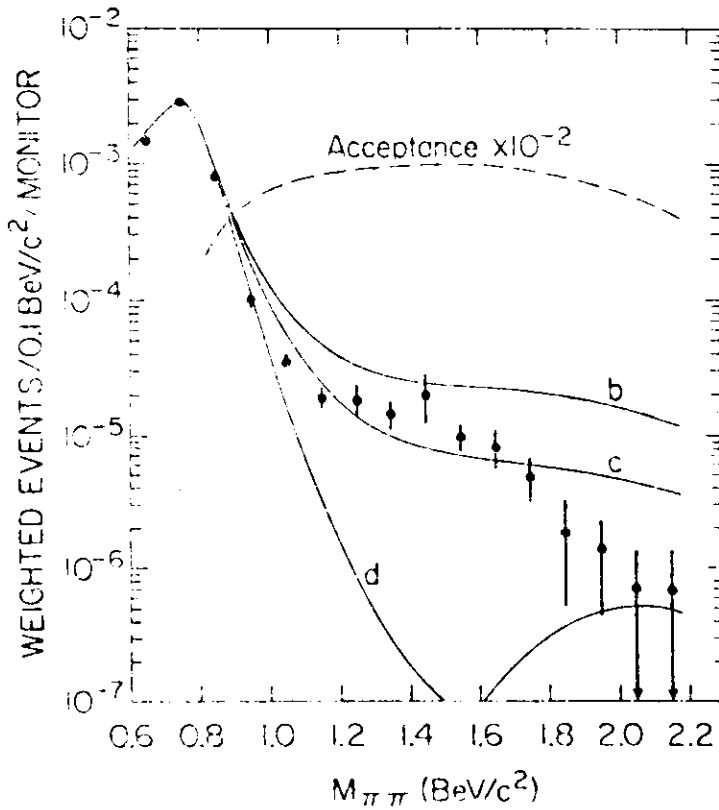
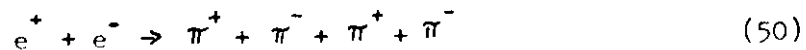


Abb. 16

nach schweren Vektormesonen gesucht. Der Nachweis von Myonenpaaren beschränkt mögliche Resonanzen auf $J^P = 0^+$ und 1^- . Beide Experimente finden kein schweres Vektormeson. Die Daten sind verträglich mit Bethe-Heitler-Paararerzeugung (QED) und in dem Experiment von D.R. Earles et al. /56/ einem Beitrag für $\phi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ bei invarianten Massen $m_{\mu\mu} = 1020 \text{ MeV}/c^2$. Abb. 18 zeigt das Verhältnis der gemessenen Daten zu nichtresonanter theoretischer Zählrate /55/.

Besonders interessante Ergebnisse liefern Experimente, die vier Pionen als Endzustand nachweisen. Über ein Experiment am Frascati Speicherring ADONE berichten G. Barbarino et al. /57/. 29 Ereignisse des Prozesses

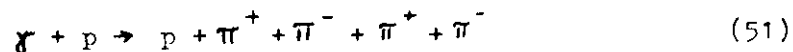


sind in einem Bereich der Speicherring-Energie $2 \cdot 0.6 \text{ GeV} = E_{ee} = 2 \cdot 1.2 \text{ GeV}$ nachgewiesen worden. F. Ceradini et al. /58/ berichten über 12 weitere Ereignisse bei Speicherring-Energien von $2 \cdot 0.8 \text{ GeV}$ und $2 \cdot 0.85 \text{ GeV}$. Durch den Nachweis der vier geladenen Pionen aus der Elektron Positron Annihilation sind die Quantenzahlen für auftretende Resonanzen eindeutig auf $J^P = 1^-$ und $I^G = 1^+$ festgelegt. Das Massenspektrum (Abb. 19) zeigt eine Erhöhung bei

$$M \approx 1600 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma \approx 350 \text{ MeV}/c^2$$

Zwei Photoproduktionsexperimente untersuchen ebenfalls den vier Pionen Zerfallskanal. H.H. Bingham et al. /45/ berichten über ein Streamerkammer-Experiment an einem monochromatischen linear polarisierten 9.3 GeV γ -Strahl des SLAC. Sie haben den Prozeß



gemessen. Nach Eliminieren des Untergrundes aus Prozessen

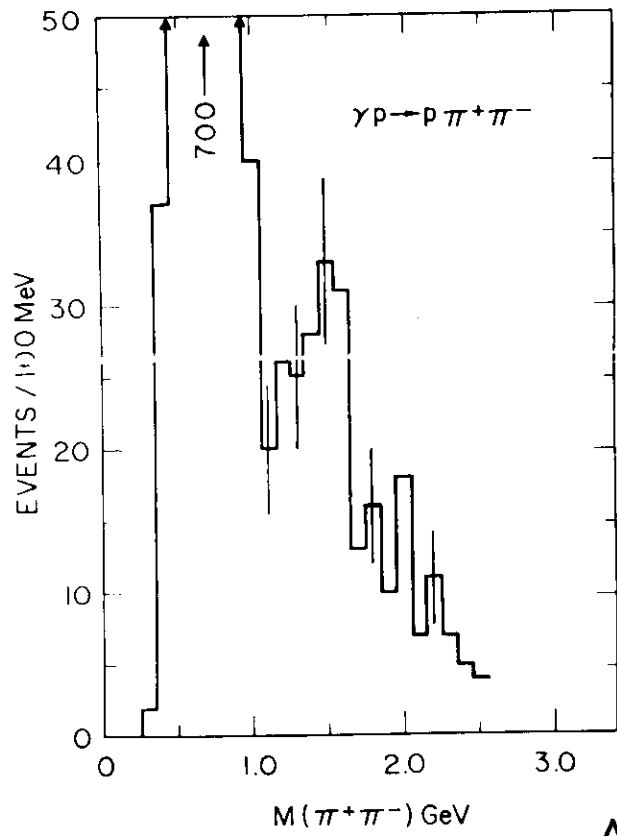


Abb. 17

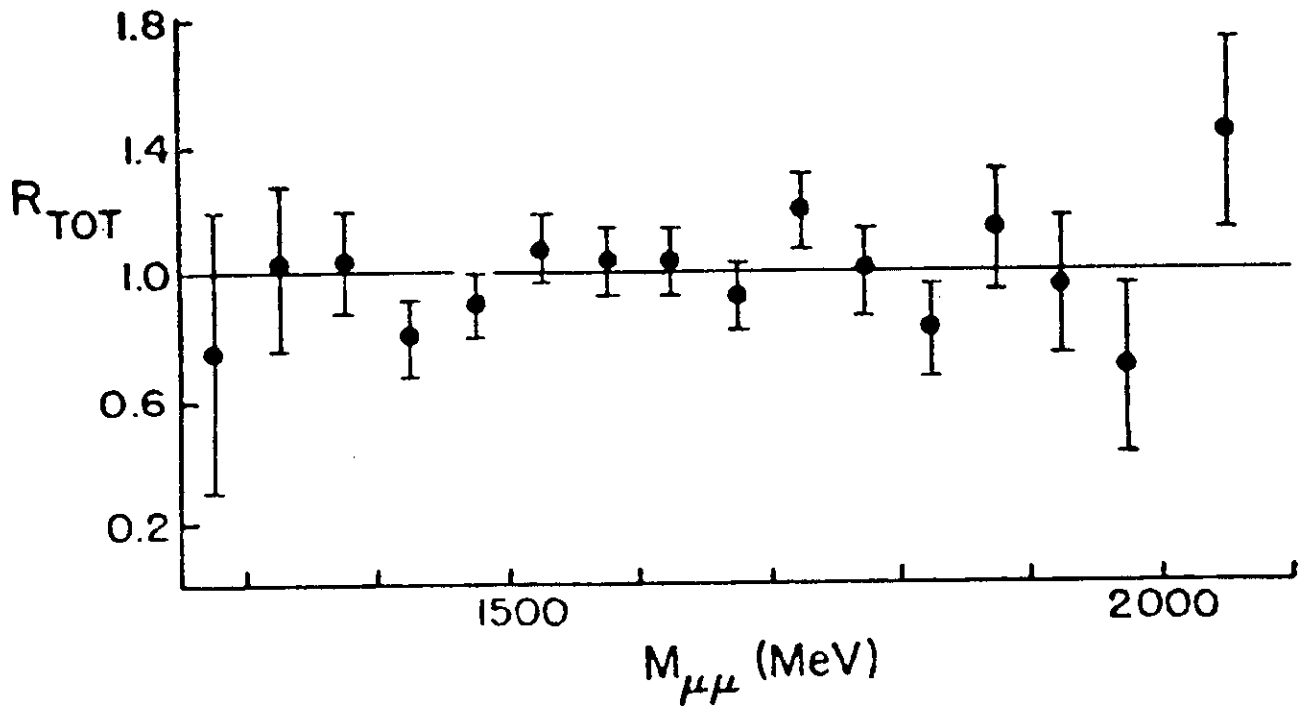
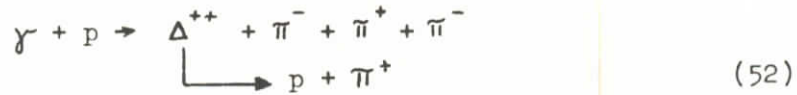
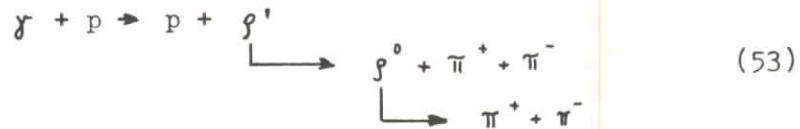


Abb. 18



durch die Auswahl der Ereignisse nach $M_{p\pi^+} > 1.32 \text{ GeV}/c^2$ zeigt die Massenverteilung eine deutliche Erhöhung bei $1500 \text{ MeV}/c^2$ (Abb. 20). Aus der Zerfallswinkelverteilung dieser Ereignisse bestimmen H.H. Bingham et al. die Quantenzahlen des vier Pionen Systems zu $J^P = 1^-, I^G = 1^+$. Der Hauptteil der Ereignisse, die keine Δ^{++} -Erzeugung zeigen, kann kinematisch dem Prozeß



zugeordnet werden. H.H. Bingham et al. finden für die Masse und Breite des ρ'

$$M = (1430 \pm 50) \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma = (650 \pm 100) \text{ MeV}/c^2$$

mit einem Wirkungsquerschnitt für den Prozeß (53)

$$\sigma = (1.6 \pm 0.4) \mu\text{b}$$

M. Davier et al. /52/ haben an einem 18 GeV Bremsstrahlungs- γ -Strahl von SLAC als erste den Prozeß (51) gemessen. Nach Heraussondern der Ereignisse, die keine Δ^{++} -Produktion zeigen, betrachten sie in ihrer neuesten Auswertung /46/ in Anlehnung an die Ergebnisse des Speicherring-Experimentes /58/ und des ~~Streamerkammer~~^{Blasen}-Experimentes /45/ die Daten ebenfalls unter der Annahme der Produktion des ρ' mit einem nachfolgenden Zerfall in ρ^0 und $\pi^+ + \pi^-$ (Abb. 21). Sie finden für das ρ'

$$M = (1620 \pm 30) \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma = (310 \pm 70) \text{ MeV}/c^2$$

Die Ergebnisse eines Antiproton Proton Annihilations Experimentes geben Hinweise auf die Existenz von Vektormesonen mit noch höheren Massen. A. Benvenuti et al. /59/ untersuchen in einem Blasen-kammer Experiment Prozesse

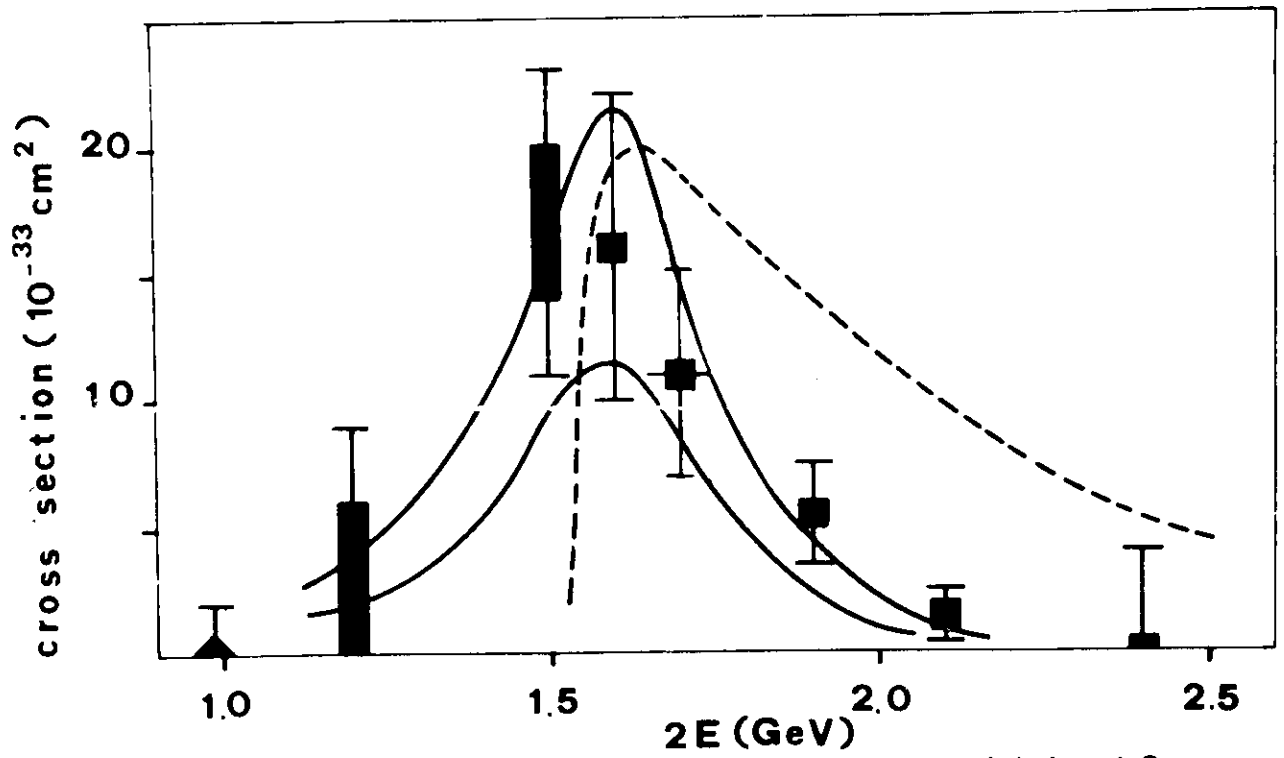


Abb. 19

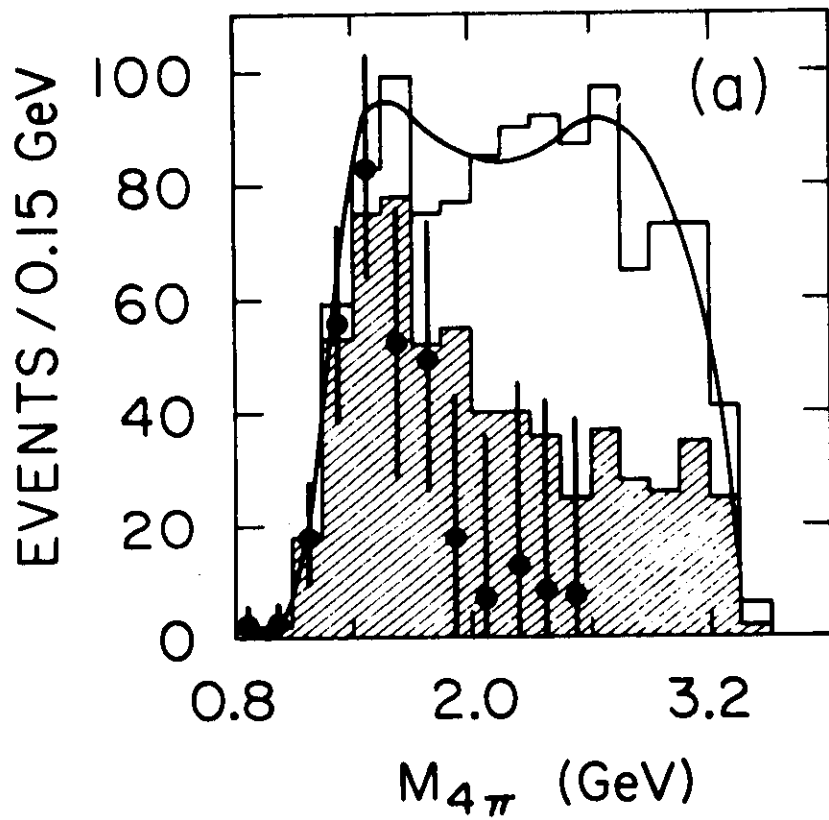


Abb. 20



K_S^0 sind durch den sichtbaren Zerfall in $\pi^+ + \pi^-$ identifiziert, K_L^0 werden mit der Missing Mass Technik herausgesucht. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß (54) zeigt als Funktion des Antiprotonimpulses eine Erhöhung bei 600 MeV/c (Abb. 22), die einer Masse und Breite des K_S^0, K_L^0 Systems

$$M \approx 1968 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma \approx 35 \text{ MeV}/c^2$$

entspricht. Die Analyse der Zerfallswinkelverteilung ergibt die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$. A. Benvenuti et al. geben als Erklärung die Existenz einer neuen Mesonen Resonanz, die zur dritten Tochtertrajektorie des ρ gehört.

Zwei von den angeführten Experimenten /45,58/ haben Effekte gezeigt, die vergleichbar sind mit der breiten Schulter im Massenspektrum dieses Experimentes und eindeutig als das Auftreten eines $J^P = 1^-$ und $I^G = 1^+$ Systems identifiziert sind. Das Auftreten einer Erhöhung im Massenspektrum reicht jedoch noch nicht aus, um das Vorhandensein einer Resonanz zu zeigen. Um über die Existenz einer Resonanz zu entscheiden, ist es erforderlich /36/, daß genügend Information aus Phase-Shift-Analysen gesammelt ist, so daß ein Argand-Diagramm (Realteil der Produktionsamplitude als Funktion des Imaginärteils der Amplitude) gezeichnet werden kann. Das Argand-Diagramm sollte bei Vorhandensein einer Resonanz die Form einer linksdrehenden Schleife haben mit der höchsten Durchlaufgeschwindigkeit bei der Masse der Resonanz. Um auf diese Art zu überprüfen, ob das ρ' eine Resonanz darstellt, sind Experimente erforderlich, die die Phasenänderung der Produktionsamplitude über die ganze Breite des ρ' messen und insbesondere auch weit oberhalb der Masse des ρ' , um im Fall einer ρ' -Resonanz das Maximum der Durchlaufgeschwindigkeit im Argand-Diagramm festzustellen.

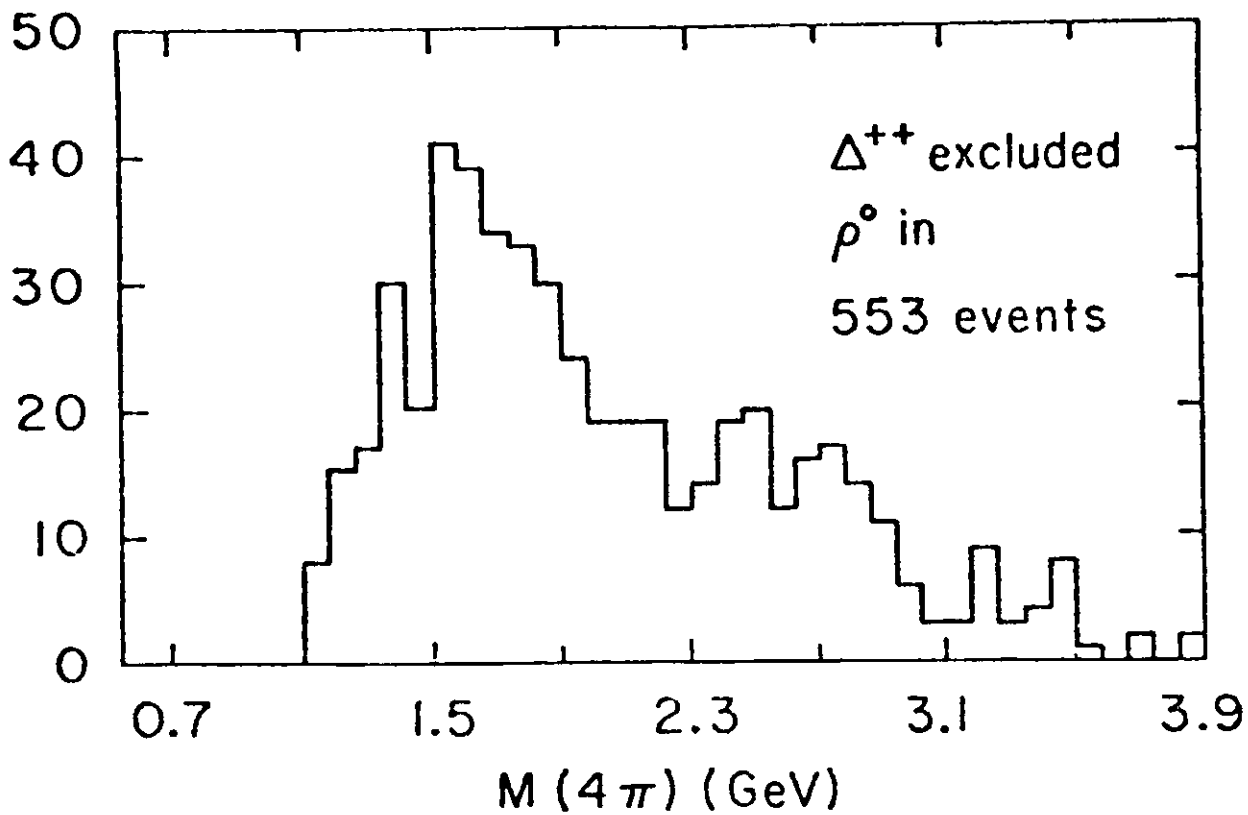


Abb. 21

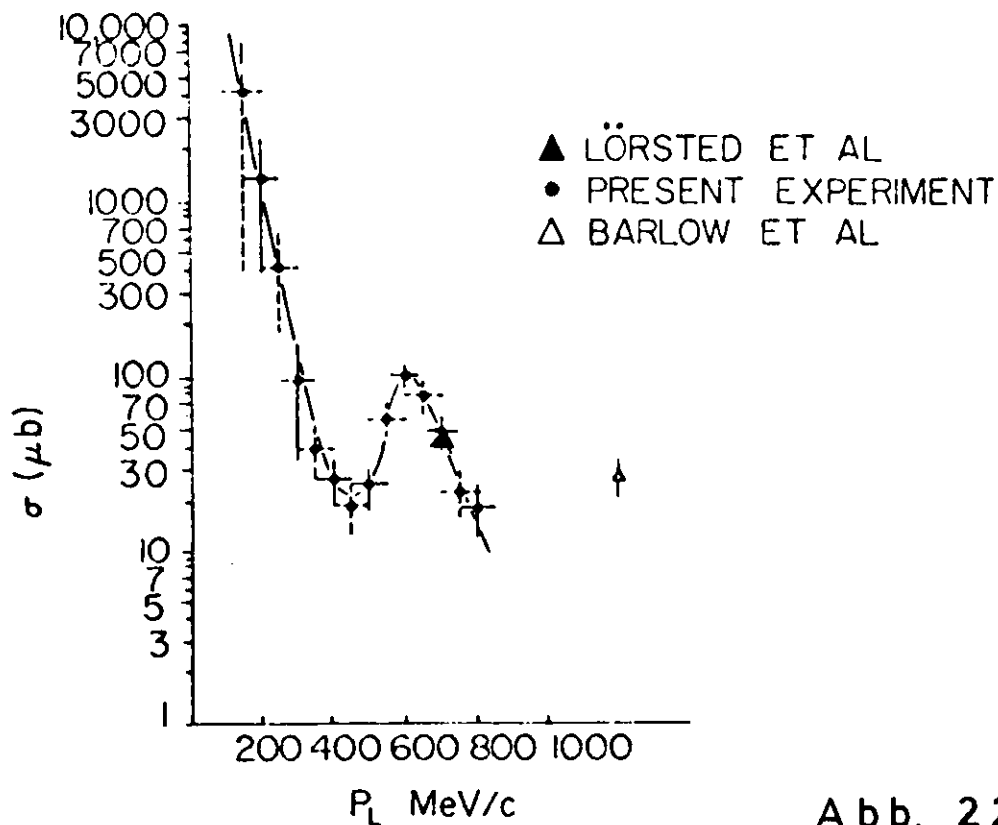


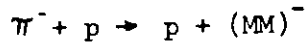
Abb. 22

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Experimentierprogramms der Gruppe F31 des Deutschen Elektronen Synchrotrons in Hamburg in Zusammenarbeit mit dem Massachusetts Institut of Technology in Cambridge (USA). Ich danke allen, die diese Kollaboration ermöglichten und die Voraussetzung schufen, meine Arbeit zu erstellen. Den Herren Professoren E. Lohrmann, S.C.C. Ting und G. Weber sei für die freundliche Unterstützung dieser Arbeit und die anregenden Diskussionen gedankt. Mein Dank gilt allen Mitgliedern der Gruppe F31, die tatkräftig an diesem Experiment mitwirkten, insbesondere den Herren Professoren U.J. Becker und R. Marshall. Den Herren Doktoren H. Alvensleben, T.P. McCorriston und M. Rohde gilt mein besonderer Dank für die vielen Anregungen in Diskussionen und für die Durchsicht des Manuskripts. Die Durchführung des Experimentes wäre nicht möglich gewesen ohne die gute Zusammenarbeit mit dem Hallendienst, der Synchrotrongruppe und der Rechenmaschinengruppe, deren Mitarbeitern ich danke.

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1 (Masse)² als Funktion der Ordnungszahl der Hauptmaxima aus dem Missing Mass Experiment



nach M.N. Focacci et al. / 1/.

Abb. 2 Diagramme nach dem Vektor Dominanz Modell für die Photoerzeugung von schweren Vektormesonen und den Zerfall in Pionenpaare.

Abb. 3 a) Energieniveaus eines dreidimensionalen Oszillators.

b) Das Mesonen-Spektrum nach G. Zweig / 9/. Auf Grund der besseren Bestimmung der Teilcheneigenschaften seit der Veröffentlichung von / 9/ seien folgende Änderungen gegenüber dem Schema von Zweig angemerkt, wie sie von der Particle Data Group /36,60/ angegeben werden:

n = 0 :

$$K^* \quad {}^3S_1^- \quad M=(891.71 + 0.50)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(50.1 + 1.1)\text{MeV}/c^2$$

$$\phi \quad {}^3S_1^- \quad M=(1019.59 + 0.31)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(4.16+0.17)\text{MeV}/c^2$$

n = 1 :

$$\delta \quad {}^3P_0^+ \quad M=(965.8 + 7.1)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(48.0 + 16.0)\text{MeV}/c^2$$

$$S^*(\eta) \quad {}^3P_0^+ \quad M=(996.6 + 5.0)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(54.8 + 15.6)\text{MeV}/c^2$$

A₁ ${}^3P_1^+$ Das A₁(1100) ist wahrscheinlich nicht resonant. Masse und Breite sind von der Art der Produktion abhängig.

$$B \quad {}^1P_1^- \quad M=(1236.8 + 5.6)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(118.3 + 8.1)\text{MeV}/c^2$$

$$f \quad {}^3P_2^+ \quad M=(1269.9 + 2.1)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(162.9 + 8.8)\text{MeV}/c^2$$

n = 2 :

g ${}^3D_1^-$ Masse und Breite sind abhängig von dem beobachteten Zerfallskanal; im $\pi^+ \pi^-$ -Kanal sind folgende Größen gemessen worden:

$$M=(1681.7 + 12.0)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(157.3+22.7)\text{MeV}/c^2$$

$$A_3(\eta) \quad {}^3D_2^+ \quad M=(1645.1 + 5.5)\text{MeV}/c^2 \quad \Gamma=(128.6+22.2)\text{MeV}/c^2$$

Abb. 4 Linear ansteigende (ρ, ω, f^0, A_2)-Haupttrajektorie und die dazugehörigen Tochtertrajektorien nach V. Barger

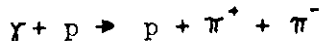
et al. /20/.

- Abb. 5 Magnetisches Doppelarm-Spektrometer - siehe Text -.
- Abb. 6 Energieverteilung der Photonen im γ -Strahl,
 $T(k, k_{m, \alpha, \gamma})$ für ein dünnes Target (unterbrochene Linie)
 $f(k, k_{m, \alpha, \gamma})$ für das verwendete Wolframtarget (durchgezogene Linie).
- Abb. 7 Cerenkovzähler.
- Abb. 8 Blockschaltbild der Nachweiselektronik.
- Abb. 9 Flußdiagramm der On-line Verbindung PDP-IBM-PDP.
- Abb. 10 Zählrate als Funktion der Targetdicke. Die Linie ist die beste Anpassung einer Geraden an die Daten.
- Abb. 11 Akzeptanz des Spektrometers als Funktion der Masse des Pionenpaares bei verschiedenen Öffnungswinkeln. Angegeben ist jeweils der halbe Spektrometeröffnungswinkel.
- Abb. 12 Projektion der Wirkungsquerschnitts-Matrix in die (m, t_1) -Ebene. Die Kurven sind die Ergebnisse der Anpassung von Gl.(34) an die Daten im Bereich $600 \text{ MeV}/c^2 \leq m < 900 \text{ MeV}/c^2$, $5.4 \text{ GeV}/c \leq p < 6.8 \text{ GeV}/c$ und $0 < t_1 < 0.01 (\text{GeV}/c)^2$ - siehe Text -. Die Kurven sind über den Anpassungsbereich hinaus extrapoliert.
- Abb. 13 Projektion der Wirkungsquerschnitts-Matrix in die (m, p) -Ebene. Die Kurven sind Fit Ergebnisse von Gl. (34) an die Daten im obigen Bereich - siehe Text -.
- Abb. 14 Massenspektrum aller Daten, gemittelt über die p - und t_1 -Akzeptanz des Spektrometers. Die Kurve ist von Hand in Anlehnung an Abb. 12 an das p (765) angepaßt. Die Fehler sind statistische Fehler.
- Abb. 15 Massenspektrum der Reaktion

$$\gamma + C \rightarrow C + \pi^+ + \pi^-$$
nach G. McClellan et al. /49/, gemessen an einem 10 GeV Bremsstrahlungs- γ -Strahl.
- Abb. 16 Massenspektrum des Prozesses

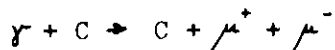
$$\gamma + \text{Be} \rightarrow \text{Be} + \pi^+ + \pi^-$$
nach F. Bulos et al. /51/, gemessen an einem 16 GeV Bremsstrahlungs- γ -Strahl.

Abb. 17 Zusammenfassung von Daten der Reaktion



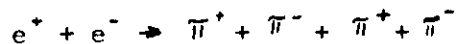
Die Daten stammen aus SLAC Streamerkammer- /52/ und aus DESY /53/ und SLAC /54/ Blaskammer-Messungen.

Abb. 18 Verhältnis von gemessenen Daten am Prozeß



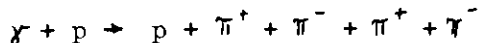
zu nichtresonanter theoretischer Zählrate nach S. Hayes et al. /55/, gemessen an einem 10 GeV Bremsstrahlungs- γ -Strahl.

Abb. 19 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion



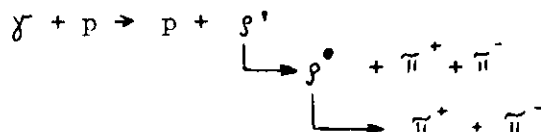
nach F. Ceradini et al. /58/.

Abb. 20 Massenspektrum der vier Pionen aus der Reaktion

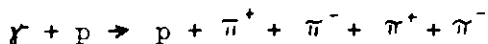


bei $E_\gamma = 9.3$ GeV. Das schraffierte Histogramm zeigt Ereignisse, bei denen keine Δ^{++} -Produktion auftritt ($M_{p\pi^+} > 1.32$ GeV/c²), nach H.H. Bingham et al. /45/.

Abb. 21 Massenspektrum der Reaktion

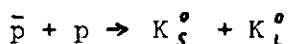


bei $6 \text{ GeV} < E_\gamma < 18 \text{ GeV}$ nach M. Davier et al. /46/. Die Abbildung zeigt aus den gesamten Ereignissen des Prozesses



nur jene Ereignisse, die keine $p\pi^+$ -Massenkombination innerhalb $1.16 \text{ GeV}/c^2 < M_{p\pi^+} < 1.32 \text{ GeV}/c^2$ (Δ^{++}) haben und von denen eine der $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen eine Masse innerhalb $0.68 - 0.84 \text{ GeV}/c^2$ (ρ^0) hat.

Abb. 22 Wirkungsquerschnitt der Reaktion



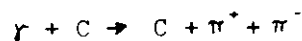
als Funktion des Antiprotonimpulses. Der Wirkungsquerschnitt ist in überlappenden Bins gezeichnet, nach A. Benvenuti et al. /59/.

Verzeichnis der Tabellen

- Tabelle 1 Voraussagen für die Breiten der Vektormesonen auf ρ -Tochtertrajektorien nach J.A. Shapiro /21/.
- Tabelle 2 Schwellenimpulse zum Erzeugen von Cerenkovlicht in 4.5 atm CO₂ .
- Tabelle 3 Anzahl der gemessenen Ereignisse für die verschiedenen Spektrometereinstellungen. Θ_0 ist der halbe Spektrometeröffnungswinkel, E=0 gibt an, bei wievielen Ereignissen in einem Hodoskop keiner der Zähler angesprochen hat, und E > 1 ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen mehr als ein Zähler in einem Hodoskop angesprochen hat, QM sind die gemessenen Quantameter Sweeps.
- Tabelle 4 Pionenabsorption im Spektrometer. gT ist die Materialdicke. λ ist für Spektrometerelemente vor den Magneten MA die Gesamtwechselwirkungslänge λ_{tot} und für Elemente hinter den Magneten die Absorptionslänge λ_{abs} . Der Faktor $e^{-\frac{gT}{\lambda}}$ gibt den Anteil der Pionen in einem Spektrometerarm an, die nicht wechselwirken, der Faktor 2 im Exponenten berücksichtigt, daß die Absorption eines der Pionen des Paares für die Messung zum Verlust des Paares führt.
- Tabelle 5 Vergleich verschiedenen Experimente zur Suche von schweren Vektormesonen. In der Spalte "Energie Bereich" steht B für Bremsstrahlungs- γ -Strahl.
- Anhang Differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dm} \quad \text{in} \quad \frac{\mu b}{sr MeV/c^2 \text{ Nucleus}}$$

des Prozesses



bei einer maximalen Photonenenergie $k_{max} = 7.5 \text{ GeV}$

Die Tabelle zeigt die Daten eines ausgewählten (m,p,t_⊥)-Bereiches (m in MeV/c², p in MeV/c und t_⊥ in (GeV/c)²).

Literatur

- / 1/ M.N. Focacci, W. Kienzle, B. Levrat, B.C. Maglić, und M. Martin, Physical Review Letters 17, 890 (1966)
- / 2/ B. French, Proceedings of the 14th International Conference on High-Energy Physics, Wien 1968, 91 (1968)
- / 3/ H. Joos, Acta Physica Austriaca, Supplementum IV, 320 (1967)
- / 4/ Norman M. Kroll, T.D. Lee und Bruno Zumino, Physical Review 157, 1376 (1967)
- / 5/ A. Dar und V.F. Weisskopf, Massachusetts Institute of Technology, CTP-2 (1968)
- / 6/ Günter Wolf, DESY 72/61 (1972)
- / 7/ F.J. Gilman, Physics Reports 4C, 95 (1972)
- / 8/ G. Zweig, CERN TH. 412 (1964)
- / 9/ George Zweig, Meson Spectroscopy herausgegeben von Charles Baltay und Arthur H. Rosenfeld, 485 (1968)
- /10/ G. Zweig, Lectures at the 1964 International School of Physics "Ettore Majorana", Erice, 192 (1965)
- /11/ P. Baillon, D. Edwards, B. Maréchal, L. Montanet, M. Tomas, C. d'Andlau, A. Astier, J. Cohen-Ganouna, M. Della-Negra, S. Wojcicki, M. Baubillier, J. Duboc, F. James und F. Lévy, Il Nuovo Cimento 50 A, 393 (1967)
- /12/ M. Böhm, H. Joos, und M. Kramer, DESY 72/62 (1972)
- /13/ T. Regge, Il Nuovo Cimento 18, 947 (1960)
- /14/ R.J.N. Phillips, Lectures at the 1966 International School of Physics "Ettore Majorana", Erice, 268 (1966)
- /15/ T. Regge, Il Nuovo Cimento 14, 951 (1959)
- /16/ Geoffrey F. Chew und S.C. Frautschi, Physical Review Letters 7, 394 (1961)
- /17/ Geoffrey F. Chew und Steven C. Frautschi, Physical Review Letters 8, 41 (1962)
- /18/ Daniel Z. Freedman und Jiunn-Ming Wang, Physical Review 153, 1596 (1967)
- /19/ G. Veneziano, Il Nuovo Cimento 57 A, 190 (1968)
- /20/ V. Barger und D. Cline, Physical Review 182, 1849 (1969)

- /21/ Joel A. Shapiro, Physical Review 179, 1345 (1969)
- /22/ F. Peters und H. Pingel, DESY Handbuch, Blatt M 4 (1966)
- /23/ Robert R. Wilson, Nuclear Instruments 1, 101 (1957)
- /24/ A. Ladage und H. Pingel, DESY 65/12 (1965)
- /25/ F. Peters und E. Raquet, Interner Bericht DESY S2 -
69/1 (1969)
- /26/ H.W. Koch und J.W. Motz, Reviews of Modern Physics 31,
920 (1959)
- /27/ D. Lublow, DESY-Notiz A2.96 (1963)
- /28/ G. Lutz und H.D. Schulz, DESY 67/29 (1967)
- /29/ Hartmut Schubel, Diplomarbeit Hamburg (1970), unveröf=
fentlicht
- /30/ T.M. Knasel, DESY 69/8 (1969)
- /31/ M.N. Focacci und G. Giacomelli, CERN 66-18 (1966)
- /32/ J.G. Asbury, William K. Bertram, U. Becker, P. Joos,
M. Rohde, A.J.S. Smith, S. Friedlander, C.L. Jordan
und Samuel C.C. Ting, Physical Review 161, 1344 (1967)
- /33/ G. Kramer, DESY 67/32 (1967)
- /34/ H. Alvensleben, U. Becker, William K. Bertram, M. Bink=
ley, K. Cohen, C.L. Jordan, T.M. Knasel, R. Marshall,
D.J. Quinn, M. Rohde, G.H. Sanders und Samuel C.C. Ting,
Physical Review Letters 21, 1501 (1968)
- /35/ Ulrich Becker, Dissertation Hamburg (1968)
- /36/ Particle Data Group, Reviews of Modern Physics 45, S1
(1973)
- /37/ H. Alvensleben, U. Becker, William K. Bertram, M. Chen,
K.J. Cohen, T.M. Knasel, R. Marshall, D.J. Quinn, M. Roh=
de, G.H. Sanders, H. Schubel und Samuel C.C. Ting, Nu=
clear Physics B18, 333 (1970)
- /38/ J.D. Jackson, Il Nuovo Cimento 34, 1644 (1964)
- /39/ Marc Ross und Leo Stodolsky, Physical Review 149, 1172
(1966)
- /40/ G. Kramer und J.L. Uretsky, Physical Review 181, 1918
(1969)
- /41/ K.S. Kölbig und B. Margolis, Nuclear Physics B6, 85
(1968)

- /42/ J.S. Trefil, Nuclear Physics B11, 330 (1969)
- /43/ H. Alvensleben, U. Becker, M. Chen, K.J. Cohen, R.T. Edwards, T.M. Knasel, R. Marshall, D.J. Quinn, M. Rohde, G.H. Sanders, H. Schubel und Samuel C.C. Ting, Physical Review Letters 25, 1377 (1970)
- /44/ F. James und M. Roos, CERN 6600 Computer Program Library Long Write-Up D 506 (1967)
- /45/ H.H. Bingham, W.B. Fretter, W.J. Podolsky, M.S. Rabin, A.H. Rosenfeld, G. Smadja, G.P. Yost, J. Ballam, G.B. Chadwick, Y. Eisenberg, E. Kogan, K.C. Moffeit, P. Seyboth, I.O. Skillicorn, H. Spitzer, G. Wolf, Physics Letters 41B, 635 (1972)
- /46/ M. Davier, I. Derado, D.E.C. Fries, F.F. Liu, R.F. Mozley, A. Odian, J. Park, W.P. Swanson, F. Villa und D. Yount, SLAC-PUB-1205 (1973)
- /47/ R. Anderson, D. Gustavson, J. Johnson, D. Ritson, B.H. Wiik, W.G. Jones, D. Kreinick, F. Murphy und R. Weinstein, Physical Review D1, 27 (1970)
- /48/ N. Hicks, A. Eisner, G. Feldman, L. Litt, W. Lockeretz, F.M. Pipkin, J.K. Randolph und K.C. Stanfield, Physics Letters 29B, 602 (1969)
- /49/ G. McClellan, N. Mistry, P. Mostek, H. Ogren, A. Osborne, A. Silverman, J. Swartz, R. Talman und G. Diambri-Palazzi, Physical Review Letters 23, 718 (1969)
- /50/ J.J. Sakurai, Proceedings of the 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool 1969, 89 (1969)
- /51/ F. Bulos, W. Busza, R. Giese, E.E. Kluge, R.R. Larsen, D.W.G.S. Leith, B. Richter, S.H. Williams, B. Kehoe, M. Beniston und A. Stetz, Physical Review Letters 26, 149 (1971)
- /52/ M. Davier, I. Derado, D.C. Fries, F.F. Liu, R.F. Mozley, A. Odian, J. Park, W.P. Swanson, F. Villa und D. Yount, SLAC-PUB-666 (1969)
- /53/ Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration, Physical Review 175, 1669 (1968)

- /54/ Y. Eisenberg, B. Haber, Z. Carmel, E. Peleg, E.E. Ronat, A. Shapira, G. Vishinsky, R. Yaari und G. Yekutieli, Physical Review Letters 22, 669 (1969)
- /55/ S. Hayes, R. Imlay, P.M. Joseph, A.S. Keizer, J. Knowles und P.C. Stein, Physical Review Letters 24, 1369 (1970)
- /56/ D.R. Marles, W.L. Faissler, M. Gettner, G. Lutz, K.M. Moy, Y.W. Tang, H. von Briesen jr., E. von Goeler und Roy Weinstein, Physical Review Letters 25, 1312 (1970)
- /57/ G. Barbarino, M. Grilli, E. Iarocci, P. Spillantini, V. Valente, R. Visentin, F. Ceradini, M. Conversi, L. Paoluzi, R. Santonico, M. Nigro, L. Trasatti und G.T. Zorn, Lettere al Nuovo Cimento 3, 689 (1972)
- /58/ F. Ceradini, M. Conversi, S. d'Angelo, L. Paoluzi, R. Santonico, K. Ekstrand, M. Grilli, E. Iarocci, P. Spillantini, V. Valente, R. Visentin, und M. Nigro, Physics Letters 43B, 341 (1973)
- /59/ A. Benvenuti, D. Cline, R. Rutz, D.D. Reeder und V.R. Scherer, Physical Review Letters 27, 283 (1971)
- /60/ Paul Söding, private Mitteilung

$t_1 = 0.001$

$I \backslash P$	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I	
I 555	I	114.3287±	1.7808	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	555	I	
I 585	I	114.0178±	0.9430	18.9026±	1.3277	21.2110±	4.1413	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	585	I	
I 615	I	114.9853±	1.4501	19.8886±	0.9052	21.0343±	1.1258	27.3094±	2.9712	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	615	I	
I 645	I	121.9133±	2.6730	19.4141±	0.9696	23.4257±	0.9424	27.9083±	1.1847	28.7938±	4.4608	0.0 ± 0.0	I	645	I	
I 675	I	123.1993±	1.9951	23.4954±	1.9445	32.4647±	1.0671	33.6235±	1.0920	31.2533±	1.8277	32.5084±	6.7132	I	675	I
I 705	I	132.6985±	2.2253	34.6581±	2.0780	38.2200±	1.2995	43.6508±	1.2530	43.6012±	1.3320	35.6243±	4.1449	I	705	I
I 735	I	130.4216±	1.3312	32.3701±	2.4343	46.9241±	1.4942	45.7387±	1.7091	48.4772±	1.4088	35.8186±	1.9395	I	735	I
I 765	I	133.6333±	2.6309	35.3015±	1.2602	42.9637±	1.4795	49.1632±	1.4518	46.0252±	1.2904	34.5514±	2.0567	I	765	I
I 795	I	120.1955±	2.5921	23.0469±	1.6055	27.8854±	0.9940	30.4110±	1.1993	32.6928±	1.2824	34.4082±	1.8986	I	795	I
I 825	I	114.5872±	2.4337	14.2602±	1.0162	17.9083±	0.8276	18.7497±	0.7704	20.3696±	1.0463	19.4070±	1.5108	I	825	I
I 855	I	6.8581±	0.5536	7.9713±	0.3789	10.1404±	0.4167	10.3629±	0.5512	11.2099±	0.6952	9.9079±	1.2906	I	855	I
I 885	I	3.6033±	0.4088	4.3500±	0.2121	5.0439±	0.2900	5.1224±	0.3307	6.0387±	0.4850	4.9472±	0.8162	I	885	I
I 915	I	2.6516±	0.2012	3.1113±	0.1856	3.4719±	0.1840	3.3907±	0.2070	3.4246±	0.2988	3.2847±	0.6982	I	915	I
I 945	I	1.5523±	0.1303	1.9287±	0.0952	2.1083±	0.1186	2.2922±	0.1425	2.4496±	0.2139	2.2940±	0.4385	I	945	I
I 975	I	0.9680±	0.1386	1.2549±	0.0808	1.4503±	0.0785	1.5055±	0.0965	1.4671±	0.1402	1.3853±	0.3191	I	975	I
I 1010	I	0.6435±	0.1216	0.7813±	0.0623	0.8591±	0.0494	0.9079±	0.0532	0.9956±	0.0858	0.9431±	0.1644	I	1010	I
I 1050	I	0.4751±	0.0699	0.5512±	0.0594	0.6254±	0.0468	0.6822±	0.0411	0.6271±	0.0542	0.4867±	0.1015	I	1050	I
I 1090	I	0.2865±	0.0410	0.4446±	0.0349	0.3807±	0.0360	0.4037±	0.0324	0.5418±	0.0458	0.4363±	0.0855	I	1090	I
I 1130	I	0.2941±	0.1060	0.2672±	0.0282	0.3578±	0.0275	0.3661±	0.0329	0.2690±	0.0313	0.3497±	0.0685	I	1130	I
I 1170	I	0.1696±	0.0471	0.2781±	0.0421	0.2350±	0.0222	0.2766±	0.0247	0.2040±	0.0284	0.2205±	0.0595	I	1170	I
I 1210	I	0.1536±	0.0914	0.2353±	0.0427	0.1942±	0.0248	0.1924±	0.0200	0.1500±	0.0219	0.1364±	0.0494	I	1210	I
I 1250	I	0.2627±	0.1563	0.1050±	0.0385	0.1671±	0.0272	0.1834±	0.0216	0.1647±	0.0218	0.0828±	0.0337	I	1250	I
I 1290	I	0.2851±	0.0796	0.1930±	0.0508	0.1502±	0.0333	0.1437±	0.0250	0.1823±	0.0254	0.1649±	0.0479	I	1290	I
I 1330	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.1372±	0.0335	0.1337±	0.0298	0.1822±	0.0346	0.1224±	0.0254	0.0947±	0.0389	I	1330	I
I 1370	I	0.0203±	0.0213	0.0787±	0.0325	0.1758±	0.0351	0.0893±	0.0228	0.1212±	0.0316	0.0681±	0.0541	I	1370	I
I 1410	I	0.0522±	0.0217	0.0941±	0.0239	0.1083±	0.0231	0.1015±	0.0278	0.0790±	0.0278	0.0430±	0.0400	I	1410	I
I 1450	I	0.0664±	0.0424	0.1056±	0.0230	0.1113±	0.0208	0.0771±	0.0224	0.0443±	0.0207	0.0756±	0.0551	I	1450	I
I 1490	I	0.0573±	0.0239	0.1015±	0.0295	0.0868±	0.0180	0.1140±	0.0253	0.0825±	0.0238	0.1813±	0.1150	I	1490	I
I 1530	I	0.0667±	0.0189	0.0620±	0.0128	0.0452±	0.0140	0.0575±	0.0143	0.0735±	0.0220	0.1459±	0.0711	I	1530	I
I 1570	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0334±	0.0102	0.0529±	0.0112	0.0329±	0.0112	0.0376±	0.0151	0.1090±	0.0603	I	1570	I
I 1610	I	0.0210±	0.0072	0.0236±	0.0095	0.0321±	0.0086	0.0367±	0.0100	0.0217±	0.0099	0.0329±	0.0353	I	1610	I
I 1650	I	0.0214±	0.0069	0.0273±	0.0051	0.0320±	0.0070	0.0244±	0.0074	0.0218±	0.0091	0.0441±	0.0322	I	1650	I
I 1690	I	0.0065±	0.0069	0.0195±	0.0041	0.0215±	0.0043	0.0232±	0.0056	0.0325±	0.0126	0.0 ± 0.0	0.0	I	1690	I
I 1730	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0067±	0.0044	0.0093±	0.0025	0.0177±	0.0040	0.0172±	0.0068	0.0338±	0.0242	I	1730	I
I 1770	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0400±	0.0443	0.0104±	0.0037	0.0094±	0.0027	0.0051±	0.0031	0.0 ± 0.0	0.0	I	1770	I
I 1810	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0046±	0.0048	0.0078±	0.0027	0.0027±	0.0020	0.0 ± 0.0	0.0	I	1810	I
I 1850	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0041±	0.0025	0.0 ± 0.0	0.0	I	1850	I
I 1890	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	I	1890	I
I 1930	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	I	1930	I
I 1970	I	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	0.0 ± 0.0	0.0	I	1970	I

Anhang

$t_1 = 0.003$

	m	P	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I
I	555	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	555	I
I	585	I	113.1011±	2.7207	15.0282±	2.7549	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	585	I
I	615	I	118.1222±	5.8724	15.6764±	1.3754	28.5782±	2.4069	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	615	I
I	645	I	119.0928±	4.3414	21.0248±	1.9458	23.3679±	1.4149	29.5964±	3.5438	30.0715±	11.8722	0.0	± 0.0	I	645	I
I	675	I	125.2693±	5.2575	29.1482±	2.2926	27.3973±	1.7066	29.2871±	1.6327	29.0824±	2.6769	0.0	± 0.0	I	675	I
I	705	I	117.2565±	4.9961	31.3856±	2.8949	35.5316±	2.2748	39.3296±	2.1113	42.0691±	3.0820	22.5517±	5.9308	I	705	I
I	735	I	140.5633±	8.7793	29.5600±	2.5693	39.3653±	2.2071	46.2494±	2.0686	43.9958±	2.4783	34.3961±	4.9911	I	735	I
I	765	I	136.8083±	5.1051	34.6791±	2.4545	31.9276±	2.8723	41.7065±	1.9486	42.3191±	1.9455	39.7113±	5.1605	I	765	I
I	795	I	116.2679±	4.6293	19.5738±	1.6319	22.6176±	1.5695	26.9080±	1.8887	28.9074±	1.7545	25.7734±	2.3873	I	795	I
I	825	I	9.5301±	1.5826	11.5457±	0.9751	15.1757±	1.0600	15.7708±	1.1912	13.9628±	1.7350	12.0376±	2.3577	I	825	I
I	855	I	5.6867±	1.0362	5.8333±	0.6896	8.4133±	0.7047	9.0121±	0.7741	11.2497±	1.0258	9.5984±	2.8559	I	855	I
I	885	I	4.8910±	0.8329	4.2042±	0.5435	4.9183±	0.4456	5.3430±	0.5834	5.8978±	0.9100	7.5174±	1.7465	I	885	I
I	915	I	2.0652±	0.6031	2.7603±	0.5850	3.0783±	0.2923	3.3417±	0.3468	4.0889±	0.5044	3.3985±	1.1929	I	915	I
I	945	I	1.4603±	0.3933	1.5993±	0.1865	2.0089±	0.1989	2.6982±	0.3195	2.7386±	0.3691	1.4867±	0.5098	I	945	I
I	975	I	0.5011±	0.2090	1.1934±	0.1506	1.3300±	0.1360	1.5169±	0.1606	1.2822±	0.2315	1.2539±	0.5020	I	975	I
I	1010	I	0.4607±	0.2305	0.8311±	0.1263	0.8644±	0.0832	1.1369±	0.1078	0.9346±	0.1321	0.7961±	0.2516	I	1010	I
I	1050	I	0.1964±	0.1705	0.4553±	0.1101	0.6357±	0.0813	0.5758±	0.0649	0.5592±	0.0780	0.9093±	0.2227	I	1050	I
I	1090	I	0.2042±	0.0694	0.3905±	0.0870	0.3484±	0.0645	0.3972±	0.0577	0.5247±	0.0780	0.2939±	0.1403	I	1090	I
I	1130	I	0.1104±	0.0953	0.3932±	0.0615	0.3658±	0.0542	0.2764±	0.0483	0.2768±	0.0526	0.1971±	0.0821	I	1130	I
I	1170	I	0.2662±	0.2317	0.2995±	0.0851	0.2516±	0.0374	0.2722±	0.0415	0.2481±	0.0520	0.2948±	0.1099	I	1170	I
I	1210	I	0.2742±	0.1796	0.1343±	0.0553	0.1960±	0.0432	0.2338±	0.0364	0.1658±	0.0382	0.1621±	0.0752	I	1210	I
I	1250	I	0.0	± 0.0	0.2176±	0.1016	0.2104±	0.0495	0.1616±	0.0381	0.1692±	0.0382	0.0563±	0.0492	I	1250	I
I	1290	I	0.0	± 0.0	0.0467±	0.0527	0.0559±	0.0352	0.1280±	0.0418	0.1304±	0.0416	0.2031±	0.1317	I	1290	I
I	1330	I	0.0	± 0.0	0.0570±	0.0453	0.2502±	0.0852	0.1356±	0.0484	0.1416±	0.0497	0.1604±	0.0866	I	1330	I
I	1370	I	0.0	± 0.0	0.1328±	0.0932	0.0621±	0.0337	0.1617±	0.0578	0.0704±	0.0210	0.1133±	0.0833	I	1370	I
I	1410	I	0.1286±	0.0949	0.0702±	0.0636	0.0218±	0.0231	0.1449±	0.0561	0.0672±	0.0434	0.0987±	0.1109	I	1410	I
I	1450	I	0.0	± 0.0	0.0568±	0.0315	0.0	± 0.0	0.0887±	0.0380	0.0684±	0.0528	0.0	± 0.0	I	1450	I
I	1490	I	0.0	± 0.0	0.1118±	0.0671	0.0446±	0.0226	0.1953±	0.0391	0.0517±	0.0318	0.0	± 0.0	I	1490	I
I	1530	I	0.0342±	0.0323	0.0624±	0.0514	0.0999±	0.0357	0.0966±	0.0407	0.0200±	0.0204	0.1313±	0.1436	I	1530	I
I	1570	I	0.0	± 0.0	0.0380±	0.0191	0.0084±	0.0093	0.0570±	0.0235	0.0768±	0.0388	0.0	± 0.0	I	1570	I
I	1610	I	0.0	± 0.0	0.0244±	0.0190	0.0504±	0.0194	0.0193±	0.0116	0.0473±	0.0257	0.0	± 0.0	I	1610	I
I	1650	I	0.0	± 0.0	0.0166±	0.0139	0.0794±	0.0164	0.0204±	0.0147	0.0222±	0.0149	0.0	± 0.0	I	1650	I
I	1690	I	0.0	± 0.0	0.0159±	0.0086	0.0126±	0.0064	0.0202±	0.0105	0.0729±	0.0188	0.0790±	0.0870	I	1690	I
I	1730	I	0.0	± 0.0	0.0238±	0.0280	0.0022±	0.0026	0.0041±	0.0040	0.0086±	0.0072	0.0909±	0.0921	I	1730	I
I	1770	I	0.0	± 0.0	0.1029±	0.1330	0.0065±	0.0055	0.0071±	0.0043	0.0097±	0.0100	0.0	± 0.0	I	1770	I
I	1810	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0046±	0.0045	0.0033±	0.0036	0.0	± 0.0	I	1810	I
I	1850	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1850	I
I	1890	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1890	I
I	1930	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1930	I
I	1970	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1970	I

$t_L = 0.005$

$\frac{P}{m}$	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I
I 555	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 555	I	
I 535	I	111.6844± 3.6588	10.1712± 2.6686	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 585	I	
I 615	I	111.3557± 3.7446	16.2322± 2.6503	24.2049± 5.0015	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 615	I	
I 645	I	133.6865± 11.3137	19.7786± 1.9569	19.1686± 1.7596	25.6028± 3.1003	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 645	I	
I 675	I	111.0185± 6.2208	21.9658± 3.4653	25.0287± 1.8318	28.4864± 1.9931	26.0469± 3.5401	81.6074± 58.5026	I 675	I				I 705	I	
I 705	I	122.8839± 8.1745	27.4485± 3.6712	24.9120± 1.9881	34.9785± 1.7402	31.8470± 2.3963	33.1998± 28.7173	I 705	I				I 735	I	
I 735	I	113.2814± 8.5756	30.6135± 3.1808	37.5219± 3.2849	37.7757± 3.0233	38.7423± 2.8620	26.5145± 3.1544	I 735	I				I 765	I	
I 765	I	131.2477± 6.7614	21.3834± 2.8761	32.7986± 3.0735	39.5407± 2.7659	36.6799± 2.5697	38.2897± 5.5749	I 765	I				I 795	I	
I 795	I	122.0197± 8.1250	18.9333± 2.1293	21.7613± 2.9080	25.0160± 1.9446	26.9654± 2.3869	24.0773± 3.7752	I 795	I				I 825	I	
I 825	I	5.2131± 2.0417	12.3882± 1.4662	11.5403± 1.9381	13.8677± 1.3559	13.7579± 1.5338	13.1668± 2.9639	I 825	I				I 855	I	
I 855	I	3.7576± 5.9071	6.1989± 0.8282	7.0169± 0.8596	9.5438± 1.2137	7.7974± 1.0422	13.4483± 3.6277	I 855	I				I 885	I	
I 885	I	5.9070± 1.3567	3.3633± 0.5260	6.0041± 0.8587	4.4138± 0.5216	7.0610± 1.0905	10.0844± 3.7702	I 885	I				I 915	I	
I 915	I	0.0 ± 0.0	3.2042± 0.4273	2.3860± 0.2819	3.7577± 0.5358	3.9412± 0.5871	1.2650± 0.9293	I 915	I				I 945	I	
I 945	I	1.0796± 0.4198	2.3445± 0.3526	1.6927± 0.3254	2.5102± 0.3023	2.3894± 0.4266	1.1013± 0.7875	I 945	I				I 975	I	
I 975	I	2.2428± 1.3528	1.2607± 0.1651	1.3602± 0.1844	1.4713± 0.2266	0.9120± 0.2278	1.0083± 0.4686	I 975	I				I 1010	I	
I 1010	I	1.5141± 0.6322	0.6849± 0.1373	0.7999± 0.0945	0.8771± 0.1027	0.7907± 0.1688	0.8533± 0.4919	I 1010	I				I 1050	I	
I 1050	I	0.0 ± 0.0	0.4064± 0.1174	0.4452± 0.0766	0.6330± 0.0832	0.6601± 0.1075	0.8109± 0.4079	I 1050	I				I 1090	I	
I 1090	I	0.2752± 0.1508	0.3082± 0.0919	0.2427± 0.0633	0.3859± 0.0645	0.4038± 0.0655	0.5001± 0.1584	I 1090	I				I 1130	I	
I 1130	I	0.1502± 0.1634	0.1953± 0.0512	0.2686± 0.0516	0.2900± 0.0775	0.2297± 0.0683	0.1439± 0.1198	I 1130	I				I 1170	I	
I 1170	I	0.0 ± 0.0	0.0926± 0.0682	0.2252± 0.0422	0.2103± 0.0421	0.1744± 0.0488	0.0500± 0.0636	I 1170	I				I 1210	I	
I 1210	I	0.0 ± 0.0	0.3197± 0.1723	0.1826± 0.0533	0.1724± 0.0380	0.1872± 0.0560	0.0899± 0.1156	I 1210	I				I 1250	I	
I 1250	I	0.0 ± 0.0	0.1228± 0.0738	0.0889± 0.0429	0.2155± 0.0513	0.0982± 0.0392	0.2793± 0.1451	I 1250	I				I 1290	I	
I 1290	I	0.0 ± 0.0	0.4557± 0.3775	0.1277± 0.0584	0.1465± 0.0633	0.0919± 0.0412	0.1700± 0.0938	I 1290	I				I 1330	I	
I 1330	I	0.0 ± 0.0	0.2429± 0.1242	0.1371± 0.0666	0.1346± 0.0638	0.1929± 0.0898	0.0 ± 0.0	I 1330	I				I 1370	I	
I 1370	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.1304± 0.0562	0.1072± 0.0458	0.0933± 0.0604	0.3021± 0.2536	I 1370	I				I 1410	I	
I 1410	I	0.1121± 0.1496	0.0 ± 0.0	0.0490± 0.0461	0.0676± 0.0417	0.1303± 0.0766	0.0 ± 0.0	I 1410	I				I 1450	I	
I 1450	I	0.1834± 0.2663	0.0483± 0.0350	0.0156± 0.0169	0.1324± 0.0663	0.0913± 0.0549	0.0 ± 0.0	I 1450	I				I 1490	I	
I 1490	I	0.0 ± 0.0	0.0556± 0.0461	0.0553± 0.0298	0.0359± 0.0268	0.1668± 0.1328	0.0 ± 0.0	I 1490	I				I 1530	I	
I 1530	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0755± 0.0448	0.0668± 0.0274	0.0211± 0.0233	0.0 ± 0.0	I 1530	I				I 1570	I	
I 1570	I	0.0 ± 0.0	0.0503± 0.0322	0.0326± 0.0197	0.0226± 0.0233	0.0760± 0.0491	0.1005± 0.1083	I 1570	I				I 1610	I	
I 1610	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0526± 0.0224	0.0123± 0.0130	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1610	I				I 1650	I	
I 1650	I	0.0390± 0.0313	0.0 ± 0.0	0.0471± 0.0263	0.0122± 0.0193	0.0509± 0.0297	0.0 ± 0.0	I 1650	I				I 1690	I	
I 1690	I	0.0 ± 0.0	0.0257± 0.0105	0.0100± 0.0088	0.0 ± 0.0	0.0156± 0.0157	0.0 ± 0.0	I 1690	I				I 1730	I	
I 1730	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0164± 0.0074	0.0098± 0.0083	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1730	I				I 1770	I	
I 1770	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0044± 0.0053	0.0 ± 0.0	0.0103± 0.0132	0.0 ± 0.0	I 1770	I				I 1810	I	
I 1810	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0071± 0.0057	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1810	I				I 1850	I	
I 1850	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1850	I				I 1890	I	
I 1890	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1890	I				I 1930	I	
I 1930	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1930	I				I 1970	I	
I 1970	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I 1970	I						

$t_1 = 0.007$

m	p	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I
I	555	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	555	I
I	585	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	585	I
I	615	I	10.2661 ± 3.9586	13.8976 ± 2.7859	15.9347 ± 3.1425	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	615	I
I	645	I	20.0526 ± 11.6175	14.7974 ± 2.6473	16.7034 ± 1.8393	24.2915 ± 2.9958	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	645	I
I	675	I	113.3968 ± 10.6458	20.3887 ± 3.4688	22.4566 ± 3.8367	24.3733 ± 2.0654	31.0128 ± 4.1791	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	675	I
I	705	I	128.5448 ± 10.7073	22.9905 ± 3.9910	26.4527 ± 2.3883	23.8108 ± 3.3600	28.7236 ± 4.0891	27.0026 ± 5.8078	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	705	I
I	735	I	124.7483 ± 7.5891	10.9362 ± 3.4974	28.1391 ± 2.8946	33.2979 ± 2.2773	33.6300 ± 2.0281	22.3571 ± 3.6224	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	735	I
I	765	I	0.0 ± 0.0	26.7522 ± 3.9765	29.5755 ± 3.9173	31.7128 ± 2.5403	37.9190 ± 3.1168	34.8560 ± 3.1467	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	765	I
I	795	I	116.0948 ± 7.3961	23.6233 ± 4.6419	19.1042 ± 1.7913	24.0838 ± 3.5161	23.4605 ± 3.1277	16.4204 ± 7.2555	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	795	I
I	825	I	144.3677 ± 28.9498	9.4419 ± 2.0300	9.7753 ± 1.6195	12.0267 ± 1.2459	14.3251 ± 3.2560	15.5706 ± 2.5830	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	825	I
I	855	I	5.5353 ± 3.4034	4.9941 ± 1.1780	9.3029 ± 1.0797	5.9757 ± 1.0548	7.6857 ± 1.1670	5.4372 ± 1.8681	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	855	I
I	885	I	4.0241 ± 1.8917	3.2744 ± 0.8868	4.2844 ± 0.5837	5.9189 ± 0.7087	3.8163 ± 1.0378	3.5315 ± 2.3121	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	885	I
I	915	I	3.3243 ± 1.6882	1.7307 ± 0.3565	3.0038 ± 0.5051	3.9410 ± 0.5791	2.3329 ± 0.4912	4.7438 ± 1.5299	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	915	I
I	945	I	1.9133 ± 1.2241	0.9561 ± 0.3913	1.3682 ± 0.2111	2.3185 ± 0.3200	1.3737 ± 0.4477	1.2737 ± 0.6484	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	945	I
I	975	I	0.9737 ± 0.6769	0.8620 ± 0.1974	1.4241 ± 0.2184	1.3184 ± 0.2088	1.3045 ± 0.2340	2.0990 ± 1.0838	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	975	I
I	1010	I	0.0 ± 0.0	0.6165 ± 0.1645	0.6661 ± 0.1033	0.9994 ± 0.1476	0.8234 ± 0.1662	1.0720 ± 0.3061	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1010	I
I	1050	I	0.0 ± 0.0	0.2604 ± 0.0982	0.4416 ± 0.1160	0.4977 ± 0.0747	0.5677 ± 0.1241	0.3990 ± 0.1977	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1050	I
I	1090	I	0.0 ± 0.0	0.3518 ± 0.1968	0.1775 ± 0.0773	0.3872 ± 0.0882	0.2535 ± 0.0610	0.2520 ± 0.1030	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1090	I
I	1130	I	0.0787 ± 0.4667	0.1735 ± 0.0583	0.2677 ± 0.0682	0.4432 ± 0.1126	0.2359 ± 0.0659	0.2579 ± 0.1129	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1130	I
I	1170	I	0.0 ± 0.0	0.0488 ± 0.0546	0.2199 ± 0.0570	0.3186 ± 0.0749	0.1231 ± 0.0595	0.1879 ± 0.1040	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1170	I
I	1210	I	0.4462 ± 0.5651	0.4640 ± 0.1801	0.1509 ± 0.0555	0.2171 ± 0.0503	0.1638 ± 0.0509	0.2651 ± 0.1349	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1210	I
I	1250	I	0.0 ± 0.0	0.1909 ± 0.1272	0.1442 ± 0.0683	0.1964 ± 0.0629	0.0652 ± 0.0296	0.1706 ± 0.1097	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1250	I
I	1290	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0665 ± 0.0621	0.1714 ± 0.0725	0.1330 ± 0.0377	0.0806 ± 0.0506	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1290	I
I	1330	I	0.0 ± 0.0	0.1797 ± 0.1030	0.0 ± 0.0	0.1185 ± 0.0692	0.0938 ± 0.0617	0.0770 ± 0.0554	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1330	I
I	1370	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.1001 ± 0.0620	0.0838 ± 0.0988	0.0 ± 0.0	0.1690 ± 0.1891	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1370	I
I	1410	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0626 ± 0.0649	0.1032 ± 0.0543	0.3513 ± 0.1289	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1410	I
I	1450	I	0.0 ± 0.0	0.0575 ± 0.0371	0.0 ± 0.0	0.0913 ± 0.0656	0.0545 ± 0.0519	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1450	I
I	1490	I	0.0 ± 0.0	0.0506 ± 0.0610	0.0380 ± 0.0270	0.0420 ± 0.0557	0.0348 ± 0.0353	0.1335 ± 0.1693	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1490	I
I	1530	I	0.0 ± 0.0	0.2711 ± 0.3912	0.0314 ± 0.0330	0.0150 ± 0.0152	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1530	I
I	1570	I	0.0 ± 0.0	0.0295 ± 0.0211	0.0329 ± 0.0351	0.0386 ± 0.0311	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1570	I
I	1610	I	0.0 ± 0.0	0.0769 ± 0.0630	0.0 ± 0.0	0.0654 ± 0.0408	0.0383 ± 0.0316	0.2381 ± 0.1938	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1610	I
I	1650	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0536 ± 0.0318	0.0186 ± 0.0144	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1650	I
I	1690	I	0.0 ± 0.0	0.0296 ± 0.0156	0.0090 ± 0.0077	0.0154 ± 0.0125	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1690	I
I	1730	I	0.0 ± 0.0	0.0131 ± 0.0136	0.0062 ± 0.0053	0.0169 ± 0.0093	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1730	I
I	1770	I	0.0 ± 0.0	0.1038 ± 0.1337	0.0143 ± 0.0089	0.0115 ± 0.0091	0.0144 ± 0.0127	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1770	I
I	1810	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1810	I
I	1850	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1850	I
I	1890	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1890	I
I	1930	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1930	I
I	1970	I	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	I	1970	I

$t_L = 0.009$

I	P	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I
I 555	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 555	I
I 585	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 585	I
I 615	I 11.7047	± 5.6910	15.7276	± 3.5513	19.0543	± 3.9926	27.1265	± 15.2706	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 615	I
I 645	I 0.0	± 0.0	13.2765	± 2.5660	14.5284	± 2.7151	18.6974	± 3.8844	11.1178	± 6.6829	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 645	I
I 675	I 0.0	± 0.0	15.4852	± 7.2343	21.4187	± 2.0840	17.9342	± 2.2214	24.4265	± 5.1328	24.3577	± 12.7843	0.0	± 0.0	I 675	I
I 705	I 0.0	± 0.0	26.7763	± 5.3582	26.4978	± 4.0041	25.9246	± 3.0338	25.3062	± 2.0038	19.8955	± 4.7280	0.0	± 0.0	I 705	I
I 735	I 0.0	± 0.0	20.1113	± 4.5306	28.4137	± 3.6016	32.4222	± 5.4912	35.5223	± 7.3919	31.9163	± 8.5284	0.0	± 0.0	I 735	I
I 765	I 0.0	± 0.0	20.9788	± 6.7825	25.1401	± 3.0644	25.7361	± 2.4022	31.4109	± 2.0977	28.9273	± 3.1395	0.0	± 0.0	I 765	I
I 795	I 0.0	± 0.0	9.7791	± 2.5756	15.0647	± 3.2390	20.0766	± 2.4053	17.8162	± 2.0966	18.4681	± 3.0569	0.0	± 0.0	I 795	I
I 825	I 0.0	± 0.0	8.4207	± 2.6760	7.1100	± 1.0102	8.9095	± 3.8740	10.3891	± 3.7449	17.8306	± 4.5966	0.0	± 0.0	I 825	I
I 855	I 0.0	± 0.0	5.2546	± 1.0309	4.0914	± 1.1805	6.8392	± 0.9764	7.5314	± 1.2791	6.4335	± 2.5004	0.0	± 0.0	I 855	I
I 885	I 0.0	± 0.0	3.3252	± 1.2378	3.6722	± 0.7347	2.6883	± 0.6897	5.3282	± 1.1001	2.8586	± 1.3043	0.0	± 0.0	I 885	I
I 915	I 0.0	± 0.0	2.4367	± 0.5967	2.7625	± 0.5501	2.4213	± 0.4732	3.3320	± 0.9738	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 915	I
I 945	I 0.0	± 0.0	1.2213	± 0.4741	1.6475	± 0.3720	1.7835	± 0.4214	1.4263	± 0.4332	1.2943	± 0.7981	0.0	± 0.0	I 945	I
I 975	I 1.2279	± 1.3473	0.6114	± 0.1551	1.1804	± 0.2562	1.0923	± 0.2009	1.7685	± 0.4572	2.2184	± 1.4444	0.0	± 0.0	I 975	I
I 1010	I 0.0	± 0.0	0.5564	± 0.1764	0.9120	± 0.1583	0.5240	± 0.1315	0.8685	± 0.1784	1.2881	± 0.4555	0.0	± 0.0	I 1010	I
I 1050	I 0.0	± 0.0	0.3097	± 0.1628	0.4350	± 0.1032	0.4953	± 0.0977	0.5648	± 0.1343	0.5016	± 0.2224	0.0	± 0.0	I 1050	I
I 1090	I 0.0	± 0.0	0.3957	± 0.2992	0.2433	± 0.1034	0.4572	± 0.1009	0.3050	± 0.0848	0.3037	± 0.2628	0.0	± 0.0	I 1090	I
I 1130	I 0.0	± 0.0	0.2322	± 0.0962	0.2857	± 0.0993	0.2567	± 0.0976	0.1775	± 0.0570	0.1469	± 0.1107	0.0	± 0.0	I 1130	I
I 1170	I 0.0	± 0.0	0.2843	± 0.0905	0.3196	± 0.0758	0.2186	± 0.0611	0.3201	± 0.1001	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1170	I
I 1210	I 1.7735	± 1.8631	0.2669	± 0.1938	0.1840	± 0.0539	0.1668	± 0.0468	0.1967	± 0.0572	0.1248	± 0.1349	0.0	± 0.0	I 1210	I
I 1250	I 0.0	± 0.0	0.1360	± 0.1188	0.1507	± 0.0719	0.1691	± 0.0742	0.0772	± 0.0341	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1250	I
I 1290	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1777	± 0.1037	0.1502	± 0.0595	0.0571	± 0.0352	0.0983	± 0.0917	0.0	± 0.0	I 1290	I
I 1330	I 0.0	± 0.0	0.0903	± 0.1075	0.0	± 0.0	0.1923	± 0.0872	0.1488	± 0.0807	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1330	I
I 1370	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.2183	± 0.1195	0.1543	± 0.1402	0.0814	± 0.0687	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1370	I
I 1410	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1742	± 0.1046	0.1047	± 0.0558	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1410	I
I 1450	I 0.0	± 0.0	0.1109	± 0.1152	0.1358	± 0.1374	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1450	I
I 1490	I 0.0	± 0.0	0.0586	± 0.0599	0.1233	± 0.0570	0.0	± 0.0	0.1983	± 0.1334	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1490	I
I 1530	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0542	± 0.0385	0.0408	± 0.0303	0.0495	± 0.0574	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1530	I
I 1570	I 0.2528	± 0.3175	0.0211	± 0.0563	0.0	± 0.0	0.1055	± 0.0565	0.0285	± 0.0289	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1570	I
I 1610	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0299	± 0.0236	0.0324	± 0.0246	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1610	I
I 1650	I 0.0	± 0.0	0.0652	± 0.0572	0.0	± 0.0	0.0793	± 0.0332	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1650	I
I 1690	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0432	± 0.0435	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1690	I
I 1730	I 0.0	± 0.0	0.0442	± 0.0388	0.0181	± 0.0113	0.0087	± 0.0075	0.0432	± 0.0245	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1730	I
I 1770	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0096	± 0.0068	0.0168	± 0.0118	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1770	I
I 1810	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0066	± 0.0089	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1810	I
I 1850	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1850	I
I 1890	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1890	I
I 1930	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1930	I
I 1970	I 0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I 1970	I

$t_{\perp} = 0.017$

I	m	P	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I
I	555	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	555	I
I	585	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	585	I
I	615	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	615	I
I	645	I	0.0	± 0.0	11.7306±	3.3864	14.4922±	5.6179	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	645	I
I	675	I	0.0	± 0.0	25.8420±	17.9933	15.2512±	2.8109	15.7437±	2.9791	11.3714±	5.4343	0.0	± 0.0	I	675	I
I	705	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	20.0094±	2.4318	17.0072±	2.5567	28.1671±	11.6407	I	705	I
I	735	I	0.0	± 0.0	21.6735±	13.1477	12.3334±	4.8904	15.3440±	5.4419	19.9825±	9.0783	9.4130±	4.3546	I	735	I
I	765	I	0.0	± 0.0	6.8114±	8.8209	21.4468±	5.6237	15.2424±	2.8738	28.5584±	4.2834	25.5407±	3.9223	I	765	I
I	795	I	0.0	± 0.0	34.9037±	26.2603	9.4556±	4.3886	9.2098±	2.1718	11.6434±	2.4745	13.4095±	5.3061	I	795	I
I	825	I	0.0	± 0.0	1.3111±	1.4853	7.6946±	3.9986	5.7012±	2.8539	3.5384±	3.0744	0.0	± 0.0	I	825	I
I	855	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	2.5711±	1.3693	6.3957±	1.2098	7.5134±	2.1665	3.9734±	2.6168	I	855	I
I	885	I	0.0	± 0.0	3.0184±	2.1490	2.5360±	1.3878	2.0954±	2.2761	5.4837±	2.8388	0.0	± 0.0	I	885	I
I	915	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.3784±	0.4849	1.1835±	0.4383	2.4736±	0.7942	1.5257±	2.1129	I	915	I
I	945	I	0.0	± 0.0	0.6669±	0.9047	0.6928±	0.3821	0.8673±	0.6795	0.4932±	0.4336	0.0	± 0.0	I	945	I
I	975	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.5988±	0.3037	0.9200±	0.2798	1.0843±	0.4313	1.1860±	0.8702	I	975	I
I	1010	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.4802±	0.1752	0.6553±	0.2120	0.3972±	0.1493	1.4525±	0.6840	I	1010	I
I	1050	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1868±	0.0970	0.3409±	0.1110	0.4200±	0.1769	0.0	± 0.0	I	1050	I
I	1090	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.4320±	0.3256	0.0	± 0.0	0.2384±	0.0865	0.7511±	0.2828	I	1090	I
I	1130	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.2587±	0.1763	0.1538±	0.1102	0.2184±	0.1552	0.2017±	0.1820	I	1130	I
I	1170	I	0.0	± 0.0	0.1701±	0.1486	0.2081±	0.2130	0.0469±	0.0584	0.1373±	0.0919	0.0	± 0.0	I	1170	I
I	1210	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1308±	0.0848	0.1665±	0.0674	0.0610±	0.0670	0.1326±	0.1330	I	1210	I
I	1250	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0956±	0.0336	0.0	± 0.0	I	1250	I
I	1290	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0472±	0.0499	0.0	± 0.0	0.0770±	0.0557	0.0	± 0.0	I	1290	I
I	1330	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0852±	0.0858	0.0	± 0.0	0.1083±	0.1344	I	1330	I
I	1370	I	0.0	± 0.0	0.1470±	0.1634	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.2233±	0.2272	0.0	± 0.0	I	1370	I
I	1410	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0687±	0.0803	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1410	I
I	1450	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1886±	0.2268	I	1450	I
I	1490	I	0.0	± 0.0	0.1234±	0.1439	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1490	I
I	1530	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0579±	0.0678	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1530	I
I	1570	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1570	I
I	1610	I	0.0	± 0.0	0.0832±	0.1175	0.0	± 0.0	0.0793±	0.0814	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1610	I
I	1650	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0372±	0.0451	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1650	I
I	1690	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1690	I
I	1730	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1730	I
I	1770	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1770	I
I	1810	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1810	I
I	1850	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1850	I
I	1890	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1890	I
I	1930	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1930	I
I	1970	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1970	I

$t_1 = 0.019$

I	m	P	I	5400.	I	5800.	I	6200.	I	6600.	I	7000.	I	7400.	I	m	I
I	555	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	555	I
I	585	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	585	I
I	615	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	615	I
I	645	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	645	I
I	675	I	0.0	± 0.0	26.2378±	30.2132	12.8216±	2.3441	11.8298±	2.5684	16.1947±	7.8510	0.0	± 0.0	I	675	I
I	705	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	17.8378±	4.6796	14.7539±	2.0498	15.2461±	4.4328	19.8525±	11.5095	I	705	I
I	735	I	0.0	± 0.0	39.3365±	39.3683	0.0	± 0.0	39.0554±	23.2287	14.1321±	3.5520	0.0	± 0.0	I	735	I
I	765	I	0.0	± 0.0	43.0422±	26.0746	23.9934±	6.0986	24.0692±	3.9002	17.0642±	3.4795	29.4911±	6.9355	I	765	I
I	795	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	11.6221±	5.6755	13.2496±	3.2667	8.8546±	3.1947	9.3112±	4.1066	I	795	I
I	825	I	0.0	± 0.0	3.3150±	3.4192	0.0	± 0.0	33.3763±	21.0282	7.5051±	3.9598	0.0	± 0.0	I	825	I
I	855	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	2.8393±	2.1795	6.0007±	1.9229	4.7509±	1.8127	9.0590±	3.5875	I	855	I
I	885	I	0.0	± 0.0	4.8695±	3.6761	0.0	± 0.0	2.5471±	1.4823	2.9389±	1.4478	3.5464±	2.1707	I	885	I
I	915	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	1.2089±	0.5545	1.7372±	0.7359	1.8616±	1.4793	0.0	± 0.0	I	915	I
I	945	I	0.0	± 0.0	1.0131±	0.7306	0.0	± 0.0	0.7159±	0.5747	1.8137±	0.6992	1.4475±	0.8262	I	945	I
I	975	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.3932±	0.2288	1.0238±	0.3932	1.1326±	0.4698	9.0066±	13.5874	I	975	I
I	1010	I	0.0	± 0.0	0.3812±	0.3906	0.0	± 0.0	0.4441±	0.2167	0.4573±	0.1660	1.2403±	0.6735	I	1010	I
I	1050	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.4871±	0.1850	0.4017±	0.2393	0.1261±	0.1417	0.4711±	0.3190	I	1050	I
I	1090	I	0.0	± 0.0	1.4547±	2.3517	0.0	± 0.0	0.2422±	0.1036	0.2651±	0.0775	0.0	± 0.0	I	1090	I
I	1130	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.7354±	0.5978	0.2065±	0.2928	0.3968±	0.1819	0.2079±	0.1588	I	1130	I
I	1170	I	0.0	± 0.0	0.3423±	0.2562	0.1904±	0.1315	0.0616±	0.0455	0.1467±	0.1469	0.0	± 0.0	I	1170	I
I	1210	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0880±	0.0537	0.0	± 0.0	I	1210	I
I	1250	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0381±	0.0461	0.2031±	0.1175	0.0	± 0.0	I	1250	I
I	1290	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1265±	0.1362	0.0	± 0.0	0.0408±	0.0346	0.0784±	0.0920	I	1290	I
I	1330	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1675±	0.1352	0.1446±	0.1092	0.0	± 0.0	I	1330	I
I	1370	I	0.0	± 0.0	0.4557±	0.5215	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1370	I
I	1410	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.6477±	0.9372	0.0	± 0.0	I	1410	I
I	1450	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0607±	0.0622	0.0	± 0.0	I	1450	I
I	1490	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.2906±	0.3110	0.0	± 0.0	I	1490	I
I	1530	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1530	I
I	1570	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.1735±	0.2570	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1570	I
I	1610	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0358±	0.0450	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1610	I
I	1650	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.2335±	0.3346	I	1650	I
I	1690	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1690	I
I	1730	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1730	I
I	1770	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0185±	0.0164	0.0	± 0.0	I	1770	I
I	1810	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1810	I
I	1850	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1850	I
I	1890	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1890	I
I	1930	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1930	I
I	1970	I	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	0.0	± 0.0	I	1970	I