

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

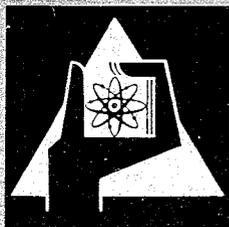
November 1968

KFK 892

Institut für Experimentelle Kernphysik

Singulett- und Triplett-final state interaction zwischen
Neutron und Proton in der Reaktion $^1\text{H}(d, 2p)n$

H. Brückmann, W. Gehrke, W. Kluge, H. Matthäy,
L. Schänzler, K. Wick



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1968

KFK 892

Institut für Exp. Kernphysik

Singulett- und Triplett-final state interaction zwischen Neutron und Proton in der Reaktion $^1\text{H}(d,2p)n$

H. Brückmann, W. Gehrke, W. Kluge, H. Matthäy,
L. Schänzler, K. Wick

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H. KARLSRUHE

Vorgetragen auf der Tagung des Fachausschusses
Kernphysik in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Bad Neuenahr, April 1968

Abstract

The three particle reaction ${}^1\text{H}(d,2p)n$ has been studied with 51.5 MeV deuterons from the Karlsruhe isochronous cyclotron. The two outgoing protons were detected in coincidence at laboratory angles $\theta_3 = +40^\circ$ and $\theta_4 = 26^\circ$. At these angles the final state interaction between the neutron and one proton strongly influences the distribution of coincidences within the available phase space. The singlet and triplet final state interaction between the neutron and proton is taken into account in an effective range approximation. Using the Watson theory we extract from our measurements a neutron-proton scattering length $a_{np} = (-21.4 \pm 1.5)$ fermi.

Einleitung

In den letzten Jahren sind zahlreiche Dreikörperreaktionen experimentell untersucht worden, bei denen zwei der drei auslaufenden Teilchen in Koinzidenz nachgewiesen wurden. Solche Dreikörperreaktionen lassen sich mit den Gleichungen von Faddeev¹⁾ formal exakt beschreiben, doch bereitet die numerische Berechnung dieser Integralgleichungen zur Zeit noch sehr große Schwierigkeiten.

Nach Watson²⁾³⁾ kann man jedoch unter bestimmten kinematischen Bedingungen die Messergebnisse im Rahmen des sehr viel einfacheren Modells der final state interaction verstehen. In diesem Modell wird angenommen, daß zwei der drei Teilchen im Endzustand besonders stark miteinander wechselwirken, während sich das dritte Teilchen bereits aus dem Wechselwirkungsbereich entfernt hat. Untersuchungen von Reaktionen mit drei Nukleonen im Endzustand ermöglichen nach diesem Modell eine Bestimmung von Nukleon-Nukleon-Streudaten. Insbesondere kann damit die Streulänge aus Dreikörperreaktionen bestimmt werden.

In dieser Arbeit wird über die Fortsetzung der Messungen zur Bestimmung der Neutron-Proton-Streulänge a_{np} aus der Reaktion ${}^1\text{H}(d,pp)n$ berichtet. Bei den ersten Experimenten bei 50 MeV Deuteronenenergie fanden Brückmann, Kluge und Schänzler⁴⁾⁵⁾ im Jahr 1967 einen Wert

$$a_{np} = -(19 \pm 2,5) \text{ f},$$

während Donovan et al.⁶⁾ bei einer Energie von 16 MeV eine Streulänge

$$a_{np} = -(18 \pm 1) \text{ f}$$

ermittelten. 1968 berichteten Donovan et al.⁷⁾, daß sie bei der Reaktion $D(p,2p)n$ mit einer verbesserten Analyse und neuen experimentellen Ergebnissen eine Streulänge

$$a_{np} = -(23,8 \pm 0,5) \text{ f}$$

erhalten haben. Phillips et al.⁸⁾ untersuchen die Reaktion $D(p,2p)n$ mit 11 MeV Protonen und berechnen in drei verschiedenen Analysen Streulängen zwischen 22,9 und 25,1 fermi.

Da die np-Streulänge aus der Neutron-Proton-Streuung sehr genau bekannt ist ($a_{np} = -(23,679 \pm 0,028)f$)⁹⁾, eignet sich die Reaktion $p+d \rightarrow p+p+n$ besonders gut zur quantitativen Prüfung des Watson-Modells der final state interaction. Insbesondere kann man hier prüfen, ob mit Hilfe dieses Modells eine sichere Extraktion von Nukleon-Nukleon-Streudaten aus Dreikörperreaktionen möglich ist.

Die Klärung dieser Frage ist von besonderem Interesse, weil die nn-Streulänge bisher nur in Dreikörperreaktionen gemessen werden konnte. Die bisher veröffentlichten Werte der Größe a_{nn} , die fast alle mit Hilfe des Modells von Watson aus den Meßergebnissen berechnet wurden, differieren erheblich. Streulängen zwischen 14 und 25 fermi werden von verschiedenen Autoren angegeben¹⁰⁾⁻¹³⁾. Möglicherweise sind Näherungen bei der theoretischen Behandlung der Dreikörperreaktionen mit für die starke Streuung der Ergebnisse verantwortlich. Auch ein Versuch von Amado et al.¹⁴⁾, die nn-Streulänge aus Messungen von Šlaus et al.¹⁵⁾ mit Hilfe einer weitgehend exakten Dreikörpertheorie zu bestimmen, führte vorläufig noch zu keinem Ergebnis.

Experiment

Die Messungen wurden am Karlsruher Isochronzyklotron bei einer Deutronenenergie von 51,5 MeV ausgeführt. Eine Beschreibung der experimentellen und elektronischen Anordnung findet sich bei Brückmann et al.⁵⁾ (Fig. 2 und 3 in Literaturstelle⁵⁾). Die beiden Protonen aus der Reaktion $d + p \rightarrow p + p + n$ wurden mit NaJ-Zählern in Koinzidenz nachgewiesen. Für die Indizierung der Teilchen wird das Schema $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$ benutzt. Die Zähler standen

unter Winkeln $\theta_3 = 40^\circ$, $\theta_4 = 26^\circ$, weiter war $\psi_3 - \psi_4 = 180^\circ$, d.h. es wurden nur koplanare Reaktionen registriert. Die Winkelauflösung der Zähler betrug $\Delta\theta = \pm 0,55^\circ$. Unter den genannten Winkeln kann die Energie der Relativbewegung von einem Neutron und Proton den Wert $E_{np} = 0$ KeV annehmen. Bei dieser niedrigsten Relativenergie beeinflusst die np-final state interaction den Dreiteilchenwirkungsquerschnitt besonders stark.

Fig. 1 zeigt das experimentelle Resultat unserer neuen Messung in einem zweidimensionalen Vielkanalspektrum (64 x 64 Kanäle). Dieses Bild wurde direkt von der Display-Einheit des Vielkanalanalysators aufgenommen. Auf den Achsen sind die Energien E_3 und E_4 der beiden in Koinkinzidenz nachgewiesenen Protonen aufgetragen.

Projiziert man die Zahl der Koinzidenzereignisse längs der kinematisch erlaubten Kurve auf die Achse E_4 , so erhält man die in Fig. 2 eingezeichneten Meßpunkte. Als Abszisse ist die Relativenergie E_{np} der wechselwirkenden Neutron-Proton-Paare aufgetragen. Deutlich beobachtet man eine starke Häufung von Koinzidenzereignissen in der Umgebung der Energie $E_{np} = 0$, die auf die erwähnte np final state interaction zurückzuführen ist.

Diskussion

Nach Watson ^{2),3)} kann man das Matrixelement M für die Dreikörperreaktion $d+p \rightarrow p+p+n$ bei starker np final state interaction näherungsweise als Produkt zweier Faktoren darstellen. Für dominante np-Singulettstreuung (s) im Endzustand ist

$$|M|^2 = |\bar{M}_s|^2 B_s(E_{np}) \quad (1)$$

Die Reaktion wird hierbei als zweistufiger Prozeß behandelt. Der hier als konstant angesehene Faktor $|\overline{M}_s|^2$ beschreibt die Bildung des np-Singulett-Systemes im Ausgangskanal, während in dem sogenannten Enhancementfaktor B_s der Einfluß der np final state interaction enthalten ist. In der effective range-Näherung hat B_s die Form³:

$$B_s = \frac{(\alpha_s^2 + k^2) \frac{r_s^2}{4}}{k^2 + \left(-\frac{1}{a_s} + \frac{r_s}{2} k^2\right)^2} \quad (2a)$$

Dabei sind a_s und r_s Streulänge und effektive Reichweite der np-Singulettstreuung, $E_{os} = \frac{\hbar^2}{m_n \cdot a_s^2} \cdot \frac{a_s}{(a_s - r_s)}$,

während $E_{np} = \frac{\hbar^2}{m_n} k^2$ die Energie der Relativbewegung von Neutron und Proton ist. α_s^2 ist eine Funktion von a_s und r_s . Bei sehr hohen Energien E_{np} ist der Einfluß der final state interaction klein und B_s geht gegen eins, wenn E_{np} gegen ∞ geht. So hohe Energien treten allerdings hier nicht auf und infolgedessen kann hier in guter Näherung

$$B_s \approx \frac{\left(\frac{\alpha_s r_s}{2}\right)^2 \cdot \frac{a_s}{a_s - r_s} \cdot \frac{\hbar^2}{m_n}}{E_{np} + E_{os}} \quad (2b)$$

gesetzt werden.

Bei der Auswertung unserer früheren Messungen war die np-Singulettstreuung (Index s) in einer zero range-Näherung explizit berücksichtigt worden. Ein bessere Näherung erhält man, wenn man für den Anteil der Reaktionen, die über einen Triplettzustand im np-System verlaufen, einen ähnlichen Ansatz macht. Für den gesamten Reaktionsquerschnitt erhält man dann den Ausdruck:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_4 d\Omega_3 d\Omega_4} = (|\bar{M}_s|^2 \cdot B_s(E_{np}) + |\bar{M}_t|^2 \cdot B_t(E_{np}) + |M_c|^2) \cdot \rho(E_4, \Theta_3, \Theta_4) \quad (3)$$

Hier ist ρ der Phasenraumfaktor, B_t ergibt sich durch Vertauschen der Indizes s und t direkt aus (2b), während der Term $|M_c|^2$ den Beitrag von Prozessen höherer Ordnung berücksichtigt. Die Energieabhängigkeit von $|M_c|^2$ in dem untersuchten Bereich ist gering und dieser Term wird daher im folgenden als konstant angesehen.

Die Messergebnisse wurden durch Vergleich mit der obigen Beziehung (3) analysiert. Diese enthält 7 zunächst unbekannte Parameter. Davon wurden für 3 Parameter, die nur schwach eingehen (r_s, r_t, a_t), Werte eingesetzt die aus der np-Streuung entnommen wurden:

$$\begin{aligned} r_s &= 2,67 \text{ f} & r_t &= 1,75 \text{ f} \\ a_t &= 5,41 \text{ f} & \text{mit } E_{ot} &= 2,2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Da es vorläufig noch nicht möglich ist, aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt die restlichen vier Parameter E_{os} , $|\bar{M}_s|^2$, $|\bar{M}_t|^2$, $|M_c|^2$ unabhängig voneinander mit hinreichender Genauigkeit festzulegen, wurden folgende drei Analysen ausgeführt. Bei jeder einzelnen Analyse wurde einer dieser vier Parameter fest vorgegeben.

- Zunächst wurde in einer ersten Analyse $|M_c|^2 = 0$ gesetzt, d.h. es wurden nur die np-Singulett- und Tripletstreuung im Enzustand berücksichtigt (Analyse I).

- In der zweiten Analyse wurde für E_{os} der bei der np-Streuung gemessene Wert $E_{os} = 67 \text{ KeV}$ eingesetzt. (Analyse II).

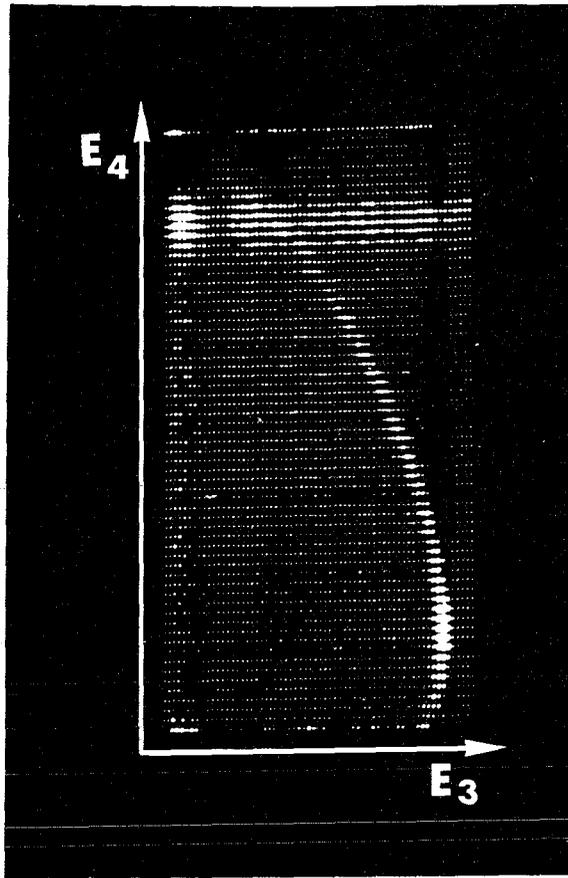


Fig. 1:

Zweidimensionales Impulshöhenspektrum (map-display) für die Reaktion ${}^1\text{H}(d,pp)n$. Die Protonen mit den Energien E_3 und E_4 wurden unter Laborwinkeln $\theta_3 = 40^\circ$ und $\theta_4 = 26^\circ$ in Koinzidenz nachgewiesen. Die Koinzidenzereignisse liegen auf der kinematisch erlaubten Kurve, zufällige Koinzidenzen führen zu dem waagerechten Balken im oberen Bildteil.

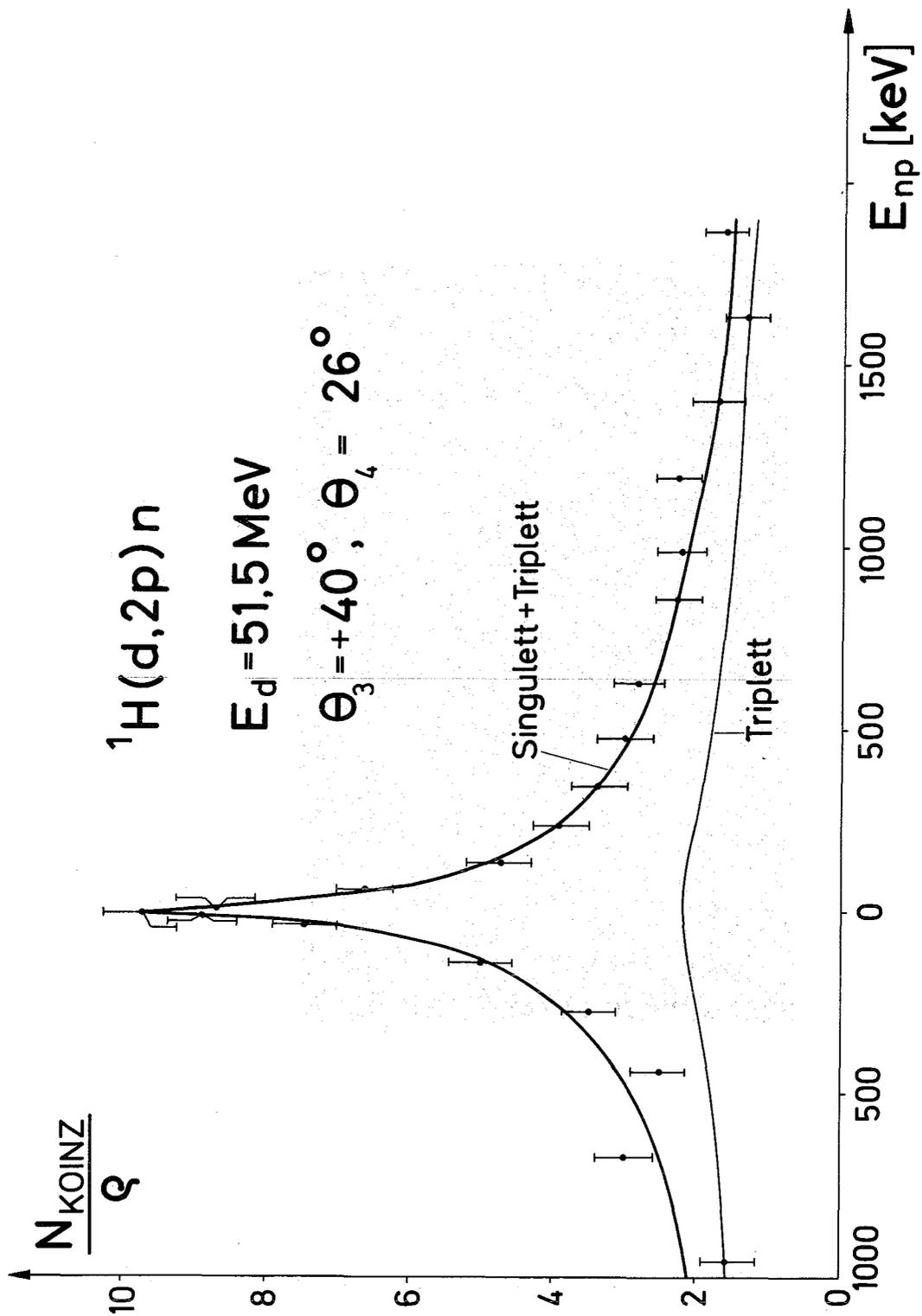


Fig. 2:

Experimentelle Meßdaten und Ergebnis der Analyse I (siehe Tabelle). Die Meßpunkte ergeben sich aus Fig. 1, wenn man die Zahl der Koinzidenzereignisse längs der kinematisch erlaubten Kurve auf die Achse E_4 projiziert. Sie sind hier als Funktion der Relativenergie E_{np} von Neutron und Proton aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven sind das Ergebnis der Analyse I. Es sind die relativen Anteile der Reaktionen eingezeichnet, die zu einem np-Singulett- bzw. np-Triplett-Endzustand führen.

- Schließlich wurde wie bei der Auswertung früherer Messungen ^{4),5)} die Energieabhängigkeit der Tripletstreuung vernachlässigt, d.h. es wurde B_t energieunabhängig = const angenommen (Analyse III).

Es bleiben jeweils drei unabhängige Parameter, die mit Hilfe eines Rechenprogrammes nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate so festgelegt wurden, daß sich eine optimale Anpassung der berechneten Kurve an die Meßpunkte ergab. Die Ergebnisse der drei Analysen werden in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

E_{os}	N_{sing}	N_{Tripl}	N_{phas}
(80 ± 10) keV	(77 ± 3) %	(23 ± 2) %	0
67 keV	(73 ± 3) %	(30 ± 7) %	(-3 ± 6) %
(110 ± 20) keV	(84 ± 3) %	0	(16 ± 5) %

Angegeben sind die Energie E_{os} , weiter die relativen Anteile der Singulett- und Tripletstreuungen im Endzustand und der Anteil der Reaktionen, der durch den konstanten Term $|M_c|^2$ beschrieben wird. Es ist

$$N_{Sing} : N_{Tripl} : N_{Phas} = |\bar{M}_s|^2 B_s(E_{np}=0) : |\bar{M}_t|^2 B_t(E_{np}=0) : |M_c|^2.$$

Die angegebenen Zahlenwerte gelten also für die Energie $E_{np} = 0$ keV. Die Größen, die bei den verschiedenen Analysen fest vorgegeben wurden, sind dick umrandet.

Die ersten beiden Analysen sind weitgehend konsistent, insbesondere scheint der konstante Term $|M_c|^2$ tatsächlich sehr klein zu sein ($N_{phas} \leq 3$ %). In der ersten Analyse finden

wir $E_{OS} = (80 \pm 10)$ keV, woraus sich die Streulänge in effective range-Näherung zu

$$a_{np} = (-21.4 \pm 1.5)f$$

berechnen läßt. Die so erhaltenen Werte sind mit den aus der Zweikörperstreuung bekannten Werten ⁹⁾ $E_{OS} = 67$ keV und $a_{np} = (-23.679 \pm 0.028)f$ zu vergleichen.

In der dritten Analyse erhalten wir bei Vernachlässigung der Tripletstreuung ($B_t = \text{const}$) eine Energie $E_{OS} = (110 \pm 20)$ keV. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem in unseren früheren Messungen ^{4), 5)} in erster Näherung bestimmten Wert $E_{OS} = (120 \pm 30)$ keV überein.

In Fig. 2 ist das Ergebnis der Analyse I gezeigt. Die beiden eingezeichneten Kurven zeigen die relativen Anteile für Bildung des np-Singulett- und des np-Triplett-Endzustandes als Funktion der Relativenergie E_{np} . Nach Beziehung (3) kann das aus der Analyse I bestimmte Triplett-Singulett-Verhältnis α_{ts}

$$\alpha_{ts} = |\bar{M}_t|^2 / |\bar{M}_s|^2 = 5,6 \pm 0,6$$

angegeben werden.

Die drei Nukleonen im Endzustand können entweder in einem Dublettzustand (Kanalspin $\frac{1}{2}$) oder einem Quartettzustand (Kanalspin $\frac{3}{2}$) gebildet werden. Für den Fall einer reinen Dublettstreuung kann das statistische Triplett-Singulett-Verhältnis angegeben werden, es ist dann $\alpha_{ts} = 3$. In dem Quartettzustand kann das np-System nur als Triplettzustand auftreten. Eine Beimischung des Quartettzustandes zum Dublettzustand vergrößert infolgedessen den statistischen Wert $\alpha_{ts} = 3$. Treten zum Beispiel Dublett- und Quartettzustand gleich häufig auf, so ergibt sich $\alpha_{ts} = 7$.

Das Verhältnis α_{ts} wurde unabhängig von Donovan et al.⁷⁾ in der Reaktion $D(p,2p)n$ und $H(d,2p)n$ bei anderen Reaktionswinkeln und wesentlich kleineren Schwerpunktsenergien bestimmt. Zwischen 1,1 und 8,4 MeV Schwerpunktsenergie erhielten diese Autoren für α_{ts} Werte zwischen 2 und 5.

Zusammenfassend ergibt sich, daß diese Analyse der Dreinukleonen-Reaktion den aus der np-Streuung sehr gut bekannten Wert der Streulänge $a_{np} = 23,679$ fermi nicht vollkommen wiedergibt. Die statistische Genauigkeit der vorliegenden Messungen reicht jedoch noch nicht aus, um zu beurteilen, wie weit systematische Fehler, die durch die Watson-Theorie bedingt sein könnten, für diese Abweichungen verantwortlich sind. Weiter finden wir innerhalb unserer Fehlergrenzen keine Anzeichen für eine statistische Verteilung der auslaufenden Teilchen in dem zur Verfügung stehenden Phasenraum ($M_c \approx 0$).

Es ist vorgesehen, diese Experimente weiterzuführen, und es ist zu erwarten, daß Meßdaten mit verbesserter Statistik dann eine genauere mehrparametrische Analyse erlauben. Die bisher noch offenen Fragen können dann voraussichtlich geklärt werden.

Herrn Professor Dr. H. Schopper danken wir für seine Unterstützung und sein reges Interesse an dieser Arbeit. Herrn Dr. H.J. Zeh danken wir für zahlreiche Diskussionen über die theoretische Interpretation der Meßergebnisse. Für seine tatkräftige Mitarbeit bei der Durchführung der Messungen danken wir Herrn Dipl.Phys. F.K. Schmidt. Der Betriebsgruppe des Zyklotrons unter der Leitung von Herrn Dr. G. Schatz gilt unser Dank für den Betrieb des Beschleunigers.

Literaturverzeichnis

- 1) L.D. Faddeev: Zhur. Eksptl. i. Theoret. Fiz. 39,
1459 (1960). Englisch: Soviet Physik
- JETP 12, 1014 (1961)
- 2) K.M. Watson, Phys. Rev. 88, 1163 (1952)
- 3) M.L. Goldberger, K.M. Watson, Collision Theory,
S. 540 ff, New York, London, Sidney 1964
- 4) H. Brückmann, W. Kluge, L. Schänzler, Phys. Letters
24B, 649 (1967)
W. Kluge, Dissertation Karlsruhe 1967;
Externer Bericht 3/67-4, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- 5) H. Brückmann, W. Kluge, L. Schänzler,
Z. Phys. 217, 350 (1968)
- 6) P.F. Donovan, J.F. Mollenauer, D.P. Boyd, J.D.F. Sellschop,
Rev. Mod. Phys. 39, 593 (1967)
- 7) D.P. Boyd, P.F. Donovan, B. Marsh, P. Assimakopoulos,
Bull. Am. Phys. Soc. 13, 567 (1968) und D.P. Boyd,
P.F. Donovan, J.F. Mollenauer, private Mitteilung 1968
- 8) A. Niiler, C. Joseph, G.C. Phillips, Bull. Am. Phys.
Soc. 13, 568 (1968)
- 9) H.P. Noyes, Phys. Rev. 130, 2025 (1963)
- 10) R.P. Haddock, R.M. Salter, Jr., M. Zeller, J.B. Czirr
D.R. Nygren, Phys. Rev. Letters 14, 318 (1965)

- 11) C. Perrin, Perrin, A. Giorni, P. Quivy, M. Saltmarsh,
S. Desreumaux, R. Bouchez, Priv. Mitteilung 1967
- 12) R. Maschuw, P. Suhr, B. Zeitnitz, Private Mitteilung 1968
- 13) E. Baumgartner, H.E. Conzett, E. Shield, R.J. Slobodrian,
Phys. Rev. Lett. 16, 105 (1966)
- 14) R. Aaron, R.D. Amado, Phys. Rev. 150, 857 (1966)
- 15) M. Cerineo, K. Ilakovac, I. Šlaus, P. Tomaš, V. Valković,
Phys. Rev. 133, B 948 (1964)