

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 37 (1964)  
**Heft:** I

**Artikel:** ( $\beta, \beta'$ )-Winkelkorrelation bei 5,8 MeV an Zn<sup>64,66,68</sup>  
**Autor:** Szostak, Roland / Gobbi, Bruno  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113468>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 20.02.2026

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

## ( $p, p' \gamma$ )-Winkelkorrelation bei 5,8 MeV an Zn<sup>64, 66, 68</sup>

von **Roland Szostak** (ETH, Zürich) und **Bruno Gobbi** (ETH, Zürich)

(15. VIII. 63)

**Summary.** At a proton energy of 5.8 MeV angular correlations were measured between inelastically scattered protons and subsequently emitted  $\gamma$  rays from the first excited state in Zn<sup>64</sup>, Zn<sup>66</sup> and Zn<sup>68</sup> for azimuthal angles  $\phi = 0$  and  $\pi$  at proton angles  $\vartheta_{p'} = 45^\circ, 90^\circ$  and  $135^\circ$  as function of the  $\gamma$  angle between  $0^\circ$  and  $156^\circ$ . The isotopes Zn<sup>64</sup> and Zn<sup>66</sup> show very similar behavior; from comparison of the experimental data with predictions of statistical theory one concludes that the reaction proceeds mostly by way of compound nucleus formation with a small admixture of direct interaction at forward scattering angles. For Zn<sup>68</sup>, however, the direct reaction predominates and cross sections in this case are one order of magnitude smaller than those for Zn<sup>64</sup> and Zn<sup>66</sup>. This different behavior for Zn<sup>68</sup> might possibly arise from the low ( $p, n$ ) threshold. The neutron exit channel thereby represents a competing decay mode to the inelastic proton scattering.

### Einleitung

In einer Reihe von Experimenten, die während der letzten Jahre im Laboratorium für Kernphysik der ETH ausgeführt wurden<sup>13)14)19)21-26)</sup>, ergab sich ein gesteigertes Interesse an der näheren Aufklärung des Reaktionsmechanismus bei Kernreaktionen im Bereich mittlerer Energien. Dabei richtet sich die Aufmerksamkeit insbesondere auf die Abklärung des Vorhandenseins von Zwischenkernbildung bzw. direkten Wechselwirkungen. Hierfür bietet die Messung von Winkelkorrelationen zwischen inelastisch gestreuten Teilchen und den zugehörigen, anschliessend emittierten  $\gamma$ -Quanten eine wichtige Aussagemöglichkeit, da im Rahmen der existierenden einfachen Reaktionsmodelle die Theorie für Zwischenkernbildung und direkte Wechselwirkungen einen deutlich unterschiedlichen Verlauf der Winkelkorrelationsfunktion voraussagt. Als doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt bietet die Winkelkorrelation mehr Eindeutigkeit über den Reaktionsmechanismus als das komplexe Erscheinungsbild der Winkelverteilung.

In diesem Zusammenhang ist in den letzten Jahren eine Reihe von Experimenten dieser Art veröffentlicht worden, deren Zahl in jüngster Zeit beträchtlich zugenommen hat<sup>1-26)</sup>, wobei neben einer Reihe von Untersuchungen mit Neutronen<sup>20-26)</sup> an C<sup>12</sup>, Mg<sup>24</sup> und Fe<sup>56</sup> sowie einigen wenigen Arbeiten mit  $\alpha$ -Teilchen<sup>1-3)</sup> an C<sup>12</sup> und Mg<sup>24</sup> der grössere Teil mit Protonen<sup>4-19)</sup> an einer grösseren Zahl leichter bis mittelschwerer Kerne ausgeführt wurde. ( $p, p' \gamma$ )-Winkelkorrelationsmessungen dieser Art bei Protonenenergien zwischen 4 und 40 MeV liegen an C<sup>12</sup>, Ne<sup>20</sup>, Mg<sup>24</sup>, Si<sup>28</sup>, S<sup>32</sup>, Ti<sup>48</sup>, Cr<sup>52</sup>, Fe<sup>56</sup>, Ni<sup>58</sup> und Ni<sup>60</sup> vor.

Aus diesem Material ergibt sich durchweg ein Vorherrschen der Zwischenkernbildung bei kleinen Geschossenergien bis zu etwa 5 oder 10 MeV und andererseits ein klares Überwiegen der direkten Anregung bei Energien über 15 MeV, während in dem dazwischenliegenden Energiebereich das Vorhandensein beider Reaktionsmechanismen in Erscheinung tritt<sup>27)</sup>, sofern man die Interpretation der gemessenen Winkelkorrelationen im Hinblick auf die beiden einfachen Modellvorstellungen der Zwischenkernbildung und der direkten Wechselwirkung vornimmt; dabei weisen die leichten Kerne infolge ihrer geringeren Niveaudichte im Zwischenkern eher individuelle Schwankungen auf<sup>15)</sup>), während sich bei den schwereren Kernen ein regelmässigeres Verhalten feststellen lässt. In diesem Zusammenhang versucht die vorliegende Arbeit einen weiteren Beitrag zu leisten, indem die Messung von Winkelkorrelationen an einigen Kernen, die einander möglichst ähnlich sind, unter gleichen experimentellen Bedingungen die Möglichkeit bietet, anhand ihres gleichartigen bzw. unterschiedlichen Verhaltens den Reaktionsmechanismus leichter und eindeutiger zu interpretieren. Gleichzeitig erweitert sie den Bereich der untersuchten Kerne zu höheren  $A$  hin.

### Auswahl des Untersuchungsgegenstandes

Bei der Auswahl der Kerne mit möglichst ähnlichen Eigenschaften erschienen die Isotope eines Elements von mittlerem Atomgewicht als geeignet. Da das Experiment für die apparativ vorgegebene Protonenenergie von 5,8 MeV vorgesehen war, die in den mittleren Energiebereich fällt, in dem auch das Vorhandensein von Zwischenkernbildung zu erwarten ist, erfüllen mittelschwere Kerne wegen ihrer höheren Niveaudichte im Zwischenkern die Voraussetzungen für die statistische Theorie besser als leichte Kerne. Ausserdem begünstigt, vom Schalenmodell her gesehen, das Auftreten von Eigenzuständen steigender Multiplizität mit wachsender Nukleonenzahl eine grössere Ähnlichkeit der Kernzustände innerhalb einer geeignet ausgewählten Isotopenreihe. Für diese Kerne sind wegen der gleichen Kernladungszahl  $Z$  und der sehr ähnlichen Höhe der angeregten Niveaux, also bei praktisch gleicher Impulsübertragung zwischen einfallendem und inelastisch gestreutem Proton, auch alle durch Coulomb-Einwirkung bedingten Verzerrungen praktisch gleich.

Die stabilen  $g\ g$ -Isotope des Zink von  $A = 64$  bis 68 unterscheiden sich nur durch jeweils zwei paarige Neutronen, die die bis zu 6 Neutronen fassende  $1 f_{5/2}$ -Schale sukzessiv auffüllen. Das  $Zn^{70}$  steht bereits ausserhalb dieser Reihe, da die  $1 f_{5/2}$ -Schale mit 38 Neutronen abgeschlossen ist. Die zwei bei  $Zn^{70}$  hinzukommenden Neutronen füllen ihrerseits die  $2 p_{1/2}$ -Schale. Mit dieser Unterschale ist die dem Oszillatorenpotential zu  $l = 3$  gehörige Schale abgeschlossen. Die Magizität bei  $N = 40$  ist indessen nur schwach ausgeprägt, weil sie gerade in dem Übergangsbereich liegt, wo die Aufspaltung der Terme durch die Spin-Bahn-Kopplung merklich zu werden beginnt, so dass die von oben herabreichende  $1 g_{9/2}$ -Schale den prägnanten Schalenabschluss bei  $N = 50$  bildet.

In Tabelle 1 sind einige Daten zusammengestellt, die die Ähnlichkeit der ersten angeregten Zustände dieser Zn-Isotope zeigen. Die Energien  $E_1$  für  $A = 64$  bis 68 mit den angegebenen Fehlern sind die von VAN PATTER et al.<sup>28)</sup> angegebenen gegenwärtig besten Werte, die durch gewogene Mittelwertsbildung der existierenden Messdaten gewonnen wurden.

Tabelle 1

$A$	$E_1 (2+)$ (keV)	$B (E2)_d$ $\frac{B (E2)_{sp}}{B (E2)_{sp}}$	$T_{1/2}$ ( $\mu$ s)	$\beta$	$C_2$	$\frac{(B_2)_{irrot}}{B_2}$
64	$999 \pm 3$	22	1,7	0,252	40	9,6
66	$1037 \pm 2$	18	1,6	0,227	51	10,5
68	$1078 \pm 3$	15	1,55	0,206	69	11,8
70	$887 \pm 9$	19	3,2	0,228	42	11,0

Die übrigen Daten stammen von STELSON und McGOWAN<sup>29)</sup> aus Messungen der Coulomb-Anregung mit  $\alpha$ -Teilchen zwischen 4 und 8 MeV und zeigen Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren<sup>30-32)</sup>. Die Energien der ersten angeregten Zustände liegen sehr dicht beieinander und mit Ausnahme des Zn<sup>70</sup> in einer systematisch leicht ansteigenden Reihenfolge. Die Wirkungsquerschnitte nehmen von Zn<sup>64</sup> zu Zn<sup>68</sup> hin ebenso gleichmässig leicht ab<sup>33)34)</sup>. Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten der (E 2)-Zerfälle  $B (E 2)_d$  sind in charakteristischer Weise grösser als die entsprechenden Einzelteilchen-Übergangswerte  $B (E 2)_{sp}$ , die diese Niveaux als kollektiv angeregte Zustände kennzeichnet. Für die Parameterwerte<sup>35)</sup> der Quadrapoldeformation  $\beta$ , der Oberflächenspannung  $C_2$  und des Massentransportes  $B_2$ , bezogen auf den Fall des rotationsfreien Flusses  $(B_2)_{irrot}$  ergeben sich in der gleichen Weise regelmässige Werte. Die auf diese Weise bestimmten Halbwertszeiten im  $\mu$ s-Bereich sind von der Grössenordnung, wo äussere Wechselwirkungen der Kerne mit der Umgebung die Winkelkorrelation nicht stören. Auch aus Streuexperimenten an Zn<sup>64</sup> bis Zn<sup>68</sup><sup>33)36)37)</sup> bestätigt sich ein gleichartiges Verhalten dieser Isotope.

Tabelle 2

$A$	$-Q_{(pn)}$ MeV	$E_0^*$ MeV	$E_{5,8}^*$ MeV
64	7,800	3,947	9,7
66	5,953	5,265	11,1
67	1,781	6,499	12,3
68	3,700	6,528	12,3
70	1,435	7,760	13,6

Ein wesentlicher Unterschied für das Verhalten der Isotope ergibt sich indessen durch die Lage der ( $p, n$ )-Schwellen<sup>38)</sup>. Zwar zeigen die in Tabelle 2 angegebenen  $Q$ -Werte<sup>39)</sup> einen gleichmässigen Gang. Die Anregungsenergien im Zwischenkern  $E_0^*$  bei der Protonenenergie  $E_p = 0$  bzw.  $E_{5,8}^*$  bei der Protonenenergie  $E_p = 5,8$  MeV steigen in der Isotopenreihe gleichmässig mit  $A$ , was einem vergleichbaren Anwachsen der Niveaudichte entspricht. Indessen liegt für die Isotope  $A = 64$  und  $66$  die ( $p, n$ )-Schwelle über, jedoch bei  $67$ ,  $68$  und  $70$  unter der benutzten Protonenenergie von 5,8 MeV. Bei Vorhandensein von Zwischenkernbildung sind hier deutliche Unter-

schiede zu erwarten, da gegenüber der Protonenemission aus dem Zerfall des Zwischenkerns die Neutronenemission wesentlich bevorzugt ist. VAN PATTER et al.<sup>28)</sup> fanden, dass bei Protonenenergien bis zu 5,8 MeV die zum ersten angeregten Niveau zugehörige  $\gamma$ -Ausbeute für Zn<sup>64</sup> und Zn<sup>66</sup> sehr ähnlich ansteigt, für Zn<sup>68</sup> indessen über der (p, n)-Schwelle im Vergleich zu Zn<sup>66</sup> um einen Faktor von etwa 5 zurückgeht. Das entspricht dem allgemeinen Bild, dass oberhalb der (p, n)-Schwelle die Emission der geladenen Teilchen aus dem Zwischenkern vergleichsweise wesentlich reduziert wird, beispielsweise also der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Zwischenkern-Protonenstreuung entsprechend klein wird.

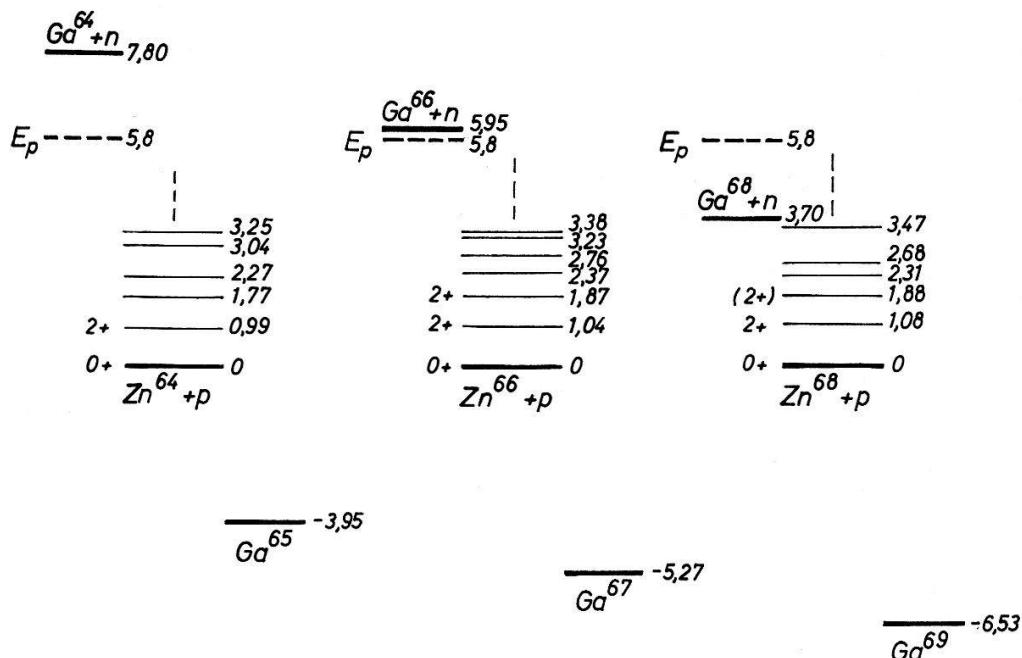


Fig. 1

Termschema der gemessenen Kerne mit den Lagen der (p, n)-Schwellen, der Protonenenergie und der Grundzustände der zugehörigen Zwischenkerne.

## Theoretische Betrachtungen

### Reaktionsmodelle

Das gegenwärtige Verständnis für die Vorgänge, die sich bei Kernreaktionen abspielen, ist insbesondere dadurch begrenzt, dass infolge des Mangels an Kenntnis über die Natur der Kernkräfte und der Schwierigkeiten, die einer Lösung des Vielkörperproblems entgegenstehen, bisher keine allgemeine Theorie der Kernreaktionen aufgestellt werden konnte. In dieser Situation ist die Kernphysik auf die Verwendung von Kernmodellen angewiesen, deren Voraussetzungen ohne nähere Kenntnis der zugrunde liegenden Naturgesetze, sondern eher in plausibel erscheinenden, ad hoc getroffenen Annahmen bestehen. Bei diesem im Umgang mit den Voraussetzungen unkontrollierten Verfahren waren die Modelle den Gefahren ausgesetzt, die sich, durch mathematische Zugänglichkeit veranlasst, aus der Überbetonung einzelner Eigenschaften ergeben, so dass sie in jeweils einer Reihe von Fällen eine gute Beschreibung liefern, in anderen Fällen indessen abrupt versagen. Glücklicherweise haben die letzten

Jahre in dieser Hinsicht eine Konsolidierung gebracht, die, wenn auch immer noch ohne genauere Kenntnis der zu formulierenden Naturgesetze, die gemeinsamen Voraussetzungen besser erkennen lässt und die Trennung zwischen den Modellen weitgehend aufhebt. Durch die erfolgreiche Entwicklung des independent particle model eröffnet sich beispielsweise eine gemeinsame Basis für die Reaktionsmodelle der direkten Wechselwirkung und der Zwischenkernbildung ebenso wie eine bessere qualitative Begründung der speziellen Annahmen für die statistische Theorie.

Der ursprünglichen Vorstellung des Zwischenkernmodells zufolge verteilt sich die Energie des einfallenden Teilchens nach dem Eindringen in den Kern, unter der Annahme starker Kopplung der Teilchen untereinander, in sehr kurzer Zeit auf alle Nukleonen des Targetkernes, bis eines der Nukleonen, auf das sich gelegentlich genügend Energie vereinigt, diesen hochangeregten Kern verlässt. Dieser Zerfall, der im Mittel erst nach sehr langer Zeit in der Größenordnung von  $10^{-17}$  s erfolgt, ist nur durch die Transparenz des umgebenden Kernpotentials und die Niveaudichte im Zwischenkern bestimmt, aber abgesehen von den Erhaltungsgesetzen für Energie, Impuls und Drehimpuls völlig unabhängig von seiner Entstehung. Die Reaktionswirkungsquerschnitte lassen sich als Produkt zweier Faktoren beschreiben, wobei der eine nur auf die Entstehung und der andere nur auf den Zerfall des Zwischenkernes Bezug nimmt.

Wenn die virtuellen Zustände in hinreichend grossem Abstand voneinander liegen, so dass sie als einzelne Resonanzen erscheinen, was bei leichten Kernen und niedriger Anregungsenergie des Zwischenkernes der Fall ist, dann weist das Reaktionsverhalten beim Durchschreiten dieser Resonanzen sehr rasch mit der Geschossenergie variiierende Eigenschaften auf. Im Zusammenhang mit der Unschärferelation sind diese Resonanzen entsprechend ihrer langen Lebensdauer sehr scharf; ihre Breiten liegen im eV- bis keV-Bereich. Bei schwereren Kernen und genügend hoher Anregungsenergie liegen indessen diese Resonanzen so dicht, dass sich die einzelnen Zustände des Zwischenkerns weitgehend überlappen und, abgesehen von gewissen Fluktuationen<sup>40)</sup>, ein homogenes Quasikontinuum bilden. Wenn unter diesen Umständen mehrere solcher Niveaux an der Reaktion beteiligt sind, so ist deren Verhalten ausserordentlich schwierig zu erfassen, weil die individuellen Phasenbeziehungen der interferierenden Zustände zu berücksichtigen wären und für diese Phasenbeziehungen ihrerseits vermutlich eine komplizierte Energieabhängigkeit gilt. Werden jedoch sehr viele Zustände im Zwischenkern angeregt, was beispielsweise durch die Energieunschärfe des einfallenden Teilchenstromes bewirkt sein kann, so steht zu erwarten, dass derartige individuelle Phasenrelationen im Gesamtbild entsprechend wenig zur Geltung kommen. In diesem Fall lässt sich die zusätzliche Annahme einführen<sup>41-43)</sup>, dass die Phasen der Wellenfunktionen bei einer grossen Zahl von Zuständen statistisch verteilt sind. Das statistische Modell behandelt also den Fall, bei dem sich unter diesen Voraussetzungen alle derartigen durch individuelle Phasenbeziehungen bedingten Interferenzen aufheben.

Die Modellvorstellung von den direkten Wechselwirkungen<sup>44-50)</sup> steht zunächst in klarem Gegensatz zu der der Zwischenkernbildung. Dabei tritt das Geschoss nur mit einem einzelnen oder wenigen Nukleonen des Targetkernes in Wechselwirkung. Die Anregung des Targetkernes erfolgt in einem Schritt, und die Dauer der Wechselwirkung ist von der Größenordnung der Zeit, in der das Geschoss den Kern durch-

quert; diese liegt in der Gegend von  $10^{-22}$  s, was im Zusammenhang mit der Unschärferelation in entsprechender Weise eine schwache Energieabhängigkeit für die Prozesse der direkten Wechselwirkungen erwarten lässt im Gegensatz zu den langlebigen und scharfen Zwischenkernresonanzen, sofern diese individuell trennbar sind.

Im Zusammenhang mit der Entwicklung des independent particle model zeichnet sich indessen durch Abänderung der ursprünglichen Annahme starker Nukleonenkopplung im Zwischenkern ein Bild ab, das den Reaktionsmechanismus für das Zwischenkernmodell und die Direktanregung aus gleichen Voraussetzungen heraus verständlich macht. Bei schwacher Kopplung bewegt sich das einfallende Teilchen verhältnismässig frei in dem Potential des Kernes und überträgt seine Energie durch Stöße mit jeweils einzelnen Nukleonen. Die Verteilung der Geschossenergie auf den gesamten Kern erfolgt schrittweise in aufeinanderfolgenden, unabhängigen Einzelstößen und geschieht in dieser Form wesentlich langsamer als gemäss der ursprünglichen Vorstellung. Wenn dabei eines der Teilchen den Kern bereits nach dem ersten Stoss verlässt, so tritt die Direktanregung in Erscheinung. Setzt sich die Reihe der Stöße fort, so wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Teilchen genügend Energie besitzt, um den Kern noch zu verlassen, ausserordentlich schnell sehr klein, und dann entsteht der Zwischenkern. Die Eigenschaften des independent particle model führen also zwangslässig gleichzeitig auf den Prozess der Zwischenkernbildung und der Direktanregung. Ausserdem erscheint unter diesen Voraussetzungen die statistische Annahme besser begründet, da die Einzelstöße unabhängig voneinander erfolgen und sich die Kohärenz für die längere Zeitspanne, die für die Verteilung der Geschossenergie beansprucht wird, weniger aufrechterhalten lässt.

Im Zusammenhang mit den hier untersuchten Kernen ist noch die Erwähnung der Modellvorstellung vom Reaktionsmechanismus bei kollektiver Anregung, speziell im Falle der Direktanregung von Interesse. Für das einfallende Teilchen besteht normalerweise die Möglichkeit, zunächst mit einem der Nukleonen in der äusseren, nicht voll besetzten Schale in Wechselwirkung zu treten. Quantenmechanisch drückt sich diese Möglichkeit zu einem Stoss mit einem beliebigen dieser gleichen Nukleonen in der Art einer kohärenten Anregung aller dieser möglichen Ereignisse mit einigen festen Phasenbeziehungen aus. Ist nun der übertragene Impuls klein, so werden diese Phasenbeziehungen denen für die Anregung des Targetkernes in niedriger Multipolordnung sehr ähnlich. Der Reaktionsmechanismus der Direktanregung führt also auch auf die kollektiven Anregungen von Vibrations- und Rotationszuständen.

Im Rahmen dieser Vorstellung ergibt das Modell der Direktanregung gegenüber dem der Zwischenkernbildung eine völlig entgegengesetzte Aussage über die Beteiligung von  $(p, n)$ -Reaktionen. Während im Fall der inelastischen Streuung durch Direktanregung der Energieübertragung auf die kollektive Schwingung des Targetkernes der unmittelbare Weg offensteht, muss bei der  $(p, n)$ -Reaktion einerseits eine Lücke für das Verbleiben des Protons gefunden werden und aus einer fremden Neutronenschale ein Neutron herausgeschlagen werden. Während also bei Direktanregung im Fall der inelastischen Streuung die für kollektive Anregungen charakteristischen erhöhten Übergangswahrscheinlichkeiten vorausgesagt werden, legt sich ein solches Verhalten für  $(p, n)$ -Prozesse nicht nahe, so dass also hier für  $(p, p')$ -Reaktionen grössere Wirkungsquerschnitte als für  $(p, n)$ -Reaktionen erwartet werden<sup>51-53)</sup>. Demgegenüber ergibt das Zwischenkernmodell für die  $(p, n)$ -Reaktion im Vergleich zur

inelastischen Streuung den weit grösseren Wirkungsquerschnitt, und zwar ist dieses Überwiegen so drastisch, dass bei Überschreiten der  $(p, n)$ -Schwelle die einsetzende  $(p, n)$ -Reaktion die inelastische Streuung merklich unterdrückt. Da der Zerfall des Zwischenkerns im wesentlichen nur von der Transparenz der umgebenden Potentialschwelle abhängt und deren Überwindung für geladene Teilchen infolge der zusätzlichen Coulomb-Barriere schwieriger als für Neutronen ist, baut sich der Zwischenkern – da ferner  $\gamma$ -Zerfälle durchweg ohnehin langsamer verlaufen – stark bevorzugt durch Neutronenemission ab, während für die übrigen Zerfälle durch geladene Teilchen, beispielsweise  $(p, p')$  nur ein kleiner Rest übrigbleibt, da die Bildung des Zwischenkerns davon unabhängig verläuft.

Solange der Fall der Direktanregung oder der Zwischenkernbildung allein auftritt, bietet die Theorie ein zwar noch in der Entwicklung stehendes, aber doch klare Konturen besitzendes Bild mit vielfältig quantitativ bestätigten Aussagen. Bei mittleren Energien jedoch zeigt eine Menge experimenteller Ergebnisse die Beteiligung beider. Dabei bleibt jedoch die Unterscheidbarkeit der relativen Beiträge unvollständig<sup>54)</sup><sup>55)</sup>. Bemühungen, die beiden Modelle zu verbinden bzw. die zwischen den geschilderten Grenzfällen liegenden Reaktionsprozesse zu beschreiben<sup>56–60)</sup>, hatten bisher keinen quantitativen Erfolg.

Es zeigt sich unter anderem, dass die erwähnte unterschiedliche Energieabhängigkeit kein hinreichendes Kriterium zur Unterscheidung von Zwischenkernprozessen und direkten Wechselwirkungen bietet, wenn bei steigender Energie eine grössere Zahl von Reaktionskanälen geöffnet ist<sup>60)</sup>. Nach wie vor scheint jedoch der Hinweis von LANE<sup>61)</sup> Gültigkeit zu besitzen, dass diese beiden Prozesse infolge ihres sehr unterschiedlichen zeitlichen Ablaufs inkohärent sind.

Da die gegenwärtige Entwicklung der Reaktionsmodelle unter anderem gerade auch an dieser Stelle durch eine Reihe ungelöster Fragen hindurchzudringen sucht, dürfte ein experimenteller Beitrag, der einige Hinweise über das Verhalten von Zwischenkernbildung und Direktanregung an einigen sehr ähnlichen mittelschweren Kernen im mittleren Energiebereich liefert, sicher erwünscht sein.

### Winkelkorrelationen

Der Verlauf der Winkelkorrelationen zwischen inelastisch gestreuten Teilchen und anschliessend emittierter  $\gamma$ -Strahlung sowohl nach dem statistischen Modell als auch dem der Direktanregung ist für einige einfache Fälle, insbesondere der Anregung des ersten  $(2+)$ -Niveaus in  $g g$ -Kernen explizit berechnet worden. Dabei gilt begrifflich die  $(p, p' \gamma)$ -Winkelkorrelation als Tripelkorrelation zwischen den einfallenden, den inelastisch gestreuten Teilchen und der emittierten  $\gamma$ -Strahlung. Als charakteristische Grösse ist die Winkelkorrelationsfunktion  $W(\vartheta_{p'}, \vartheta_\gamma, \phi)$  durch

$$d^2N_{p' \gamma} = W(\vartheta_{p'}, \vartheta_\gamma, \phi) N_p N_T d\omega_{p'} d\omega_\gamma \quad (1)$$

definiert, die proportional der Zahl der Koinzidenzen pro sec  $d^2N_{p' \gamma}$  zwischen den inelastisch gestreuten Protonen und den zugehörigen  $\gamma$ -Quanten ist, die unter den Winkeln  $\vartheta_{p'}$  bzw.  $\vartheta_\gamma$  in die Raumwinkelemente  $d\omega_{p'}$  und  $d\omega_\gamma$  emittiert werden.  $N_p$  ist die Zahl der pro sec einfallenden Protonen und  $N_T$  die Zahl der Targetkerne/cm<sup>2</sup>. Die Winkel  $\vartheta_{p'}$  und  $\vartheta_\gamma$  werden von der Richtung der einfallenden  $p$  gezählt, und

$\phi$  ist der azimutale Winkel zwischen den Ebenen, deren eine durch die Richtungen der einfallenden und inelastisch gestreuten Teilchen und deren andere durch die Richtung von einfallendem Strahl und emittierter  $\gamma$ -Strahlung aufgespannt wird. Liegen diese beiden Ebenen ineinander, so dass die Impulse von einfallenden und gestreuten Teilchen sowie der  $\gamma$ -Strahlung koplanar sind, dann ist  $\phi = 0$  bzw.  $\pi$ . Wenn gestreutes Proton und  $\gamma$ -Quant in dieselbe Hälfte dieser gemeinsamen Ebene emittiert werden, die durch die Lage des einfallenden Strahls unterteilt ist, so werden  $\vartheta_{p'}$  und  $\vartheta_{\gamma}$  mit gleichem Vorzeichen gerechnet und  $\phi = 0$  festgesetzt.

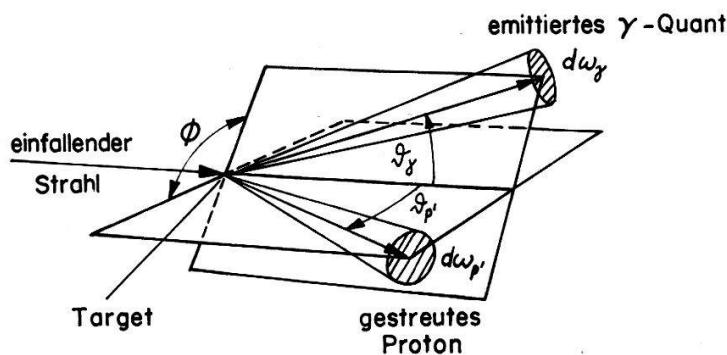


Fig. 2

Skizze zu den für die Winkelkorrelationen definierten geometrischen Größen.

Bei der Zwischenkernbildung erfolgt die inelastische Streuung über die Reaktionen  $(J_0 \pi_0) \rightarrow (J_1 \pi_1) \rightarrow (J_2 \pi_2) \rightarrow (J_0 \pi_0)$ , die sich durch Spin und Parität des Targetkernes im Grundzustand ( $J_0 \Pi_0$ ) und in dem betreffenden angeregten Zustand ( $J_2 \Pi_2$ ), der sich bei Zerfall des Zwischenkernes ( $J_1 \Pi_1$ ) bildet, kennzeichnen lassen. Die Winkelkorrelationsfunktion ist von den Quantenzahlen dieser beteiligten Zustände und der Multipolordnung der  $\gamma$ -Strahlung abhängig und durch die Beziehungen von DEVONS und GOLDFARB<sup>62)</sup> unmittelbar gegeben, sofern nur ein einzelner Zustand im Zwischenkern angeregt wird. In Weiterentwicklung dessen berechnete SATCHLER<sup>63)</sup><sup>64)</sup> unter Hinzufügen der statistischen Annahme die Korrelationsfunktion für den Fall  $(0+) \rightarrow (J_1 \pi_1) \rightarrow (2+) \rightarrow (0+)$ , der für die Anregung des ersten Zustandes fast aller gg-Kerne zutrifft. Nach einer Reihe von korrigierenden Arbeiten über die numerische Berechnung<sup>7)</sup><sup>16)</sup><sup>26)</sup><sup>65)</sup> liegt die Korrelationsfunktion, in der Bahndrehimpulse  $l > 2$  vernachlässigt sind, in expliziter Form vor<sup>16)</sup>. Bei Verwendung geeigneter Transmissionskoeffizienten  $T_l$  und  $T_{l'}$  für die einfallenden und emittierten Teilchen zeigt sich, dass die Korrelationsfunktion  $W(\vartheta_{p'}, \vartheta_{\gamma}, 0)$  bei festem  $\vartheta_{p'}$  immer ein Minimum in der Umgebung von  $\vartheta_{\gamma} = 90^\circ$  aufweist. Im Falle von  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  liegt das Minimum (im Schwerpunktsystem) genau bei  $\vartheta_{\gamma} = 90^\circ$  und die Funktion ist bezüglich dieses Winkels symmetrisch. Für  $\vartheta_{p'} \neq 90^\circ$  besteht diese Symmetrie nicht und das Minimum wandert<sup>66)</sup> für  $\vartheta_{p'} < 90^\circ$  leicht zu kleineren Winkeln  $\vartheta_{\gamma}$  und für  $\vartheta_{p'} > 90^\circ$  leicht zu grösseren Winkeln  $\vartheta_{\gamma}$ .

Speziell ergibt sich anhand der Symmetriebeziehung<sup>66)</sup>

$$W(\vartheta_{p'}, \vartheta_{\gamma}, 0) = W(\pi - \vartheta_{p'}, -\vartheta_{\gamma}, 0) \quad (2)$$

der gleiche Verlauf für die Korrelationen bei symmetrisch zu  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  liegenden festen Protonenwinkeln  $\vartheta_{p'}$ , wenn auch die  $\gamma$ -Winkel entsprechend gegenläufig gezählt werden.

Im Falle der inelastischen Teilchenstreuung via Direktanregung verläuft die Reaktion über die Stufen  $(J_0 \pi_0) \rightarrow (J_2 \pi_2) \rightarrow (J_0 \pi_0)$ . SATCHLER hat auch hier in dem Fall  $(0+) \rightarrow (2+) \rightarrow (0+)$  die Winkelkorrelationsfunktion angegeben<sup>67)</sup>, die unter den einfachsten Annahmen der Bornschen Näherung mit ebenen Wellen

$$W(\vartheta_{p'}, \vartheta_\gamma, 0) = \sin^2 2(\vartheta_\gamma - \vartheta_R) \quad (3)$$

ergibt. Bereits in dieser einfachen Form erwies sich diese Berechnung als erfolgreich. Charakteristisch ist die Symmetrie der  $\gamma$ -Verteilung um den Rückstosswinkel des Targetkernes  $\vartheta_R$  mit der ausgeprägten Periodizität von  $\pi/2$ . Veranlasst durch die Experimente von SHERR und HORNYAK<sup>4)</sup>, die die prinzipielle Form (3) an  $C^{12}$  gut bestätigen, jedoch einen Untergrund und Abweichungen des Symmetriewinkels von  $\vartheta_R$  bis zu  $15^\circ$  ergaben, berechneten BANERJEE und LEVINSON<sup>68)</sup> die Korrelationsfunktion, indem sie in der Bornschen Näherung verzerrte Wellen anstelle der ebenen Wellen benutzten. Das Ergebnis

$$W(\vartheta_{p'}, \vartheta_\gamma, 0) = A + B \sin^2 2(\vartheta_\gamma - \vartheta_0) \quad (4)$$

weist den Untergrundterm und einen Symmetriewinkel auf, der im allgemeinen nicht mit dem Rückstoss übereinstimmt, jedoch abgesehen von Teilchenstreuwinkeln unter  $30^\circ$  keine sehr grossen Abweichungen bringt. Diese oszillieren eher um die adiabatischen Rückstosswinkel  $\vartheta_A = 1/2(\pi - \vartheta_R)$ , die sich nach einer von BLAIR und WILETS<sup>69)</sup> für den Fall der adiabatischen Näherung ausgeführten Berechnung als Symmetriechse der Korrelationsfunktion ergeben, die im übrigen von derselben Form wie (3) ist. Der adiabatische Rückstosswinkel  $\vartheta_A$  stimmt für grössere Teilchenstreuwinkel  $\vartheta_{p'}$  weitgehend mit dem klassischen Rückstosswinkel  $\vartheta_R$  überein, und nur für kleine  $\vartheta_{p'}$ , etwa unter  $30^\circ$ , weicht er sehr stark von  $\vartheta_R$  ab. Die bisherigen Experimente bestätigten überwiegend, wenn auch nicht in restloser Übereinstimmung, die Form von BANERJEE und LEVINSON<sup>68)</sup>. Diese wurde allerdings unter Vernachlässigung von Spin-Umlappprozessen aufgestellt, deren Berücksichtigung den Untergrundterm vergrössert und ausserdem einen Term  $C \sin^2(\vartheta_\gamma - \vartheta_0)$  mit der Periodizität  $\pi$  hinzufügt<sup>68)</sup>. Eine grössenordnungsmässige Abschätzung lässt jedoch erwarten, dass dieser Term verhältnismässig klein bleibt, so dass er nur einem Experiment mit grösserer Genauigkeit zugänglich wäre und die Formel (4) als für alle praktischen Fälle verwendbar angesehen werden kann.

Die Theorie sagt also für die Winkelkorrelation zwischen inelastisch gestreuten Teilchen und der anschliessenden  $\gamma$ -Emission Korrelationsfunktionen mit deutlich unterschiedlichen Eigenschaften für das statistische Modell und das der Direktanregung voraus. Die charakteristischen Merkmale bestehen dabei einerseits in der unterschiedlichen Lage der Minima und andererseits in der bei Zwischenkernbildung vorherrschenden Periodizität von  $\pi$  bzw. der bei Direktanregung ausgeprägten Periodizität von  $\pi/2$ .

### Targets

Für die Messung der Winkelkorrelationen sind bestimmte Eigenschaften in der Verwendung der Targets zu beachten. Um die Voraussetzungen des statistischen Modells möglichst gut zu erfüllen, ist es erwünscht, eine grosse Zahl von Zwischenkernzuständen anzuregen. Neben der primären Energieunschärfe des einfallenden Strahls lässt sich dies durch die Bremsverluste der einfallenden Protonen in einem Target geeigneter Dicke bewirken.

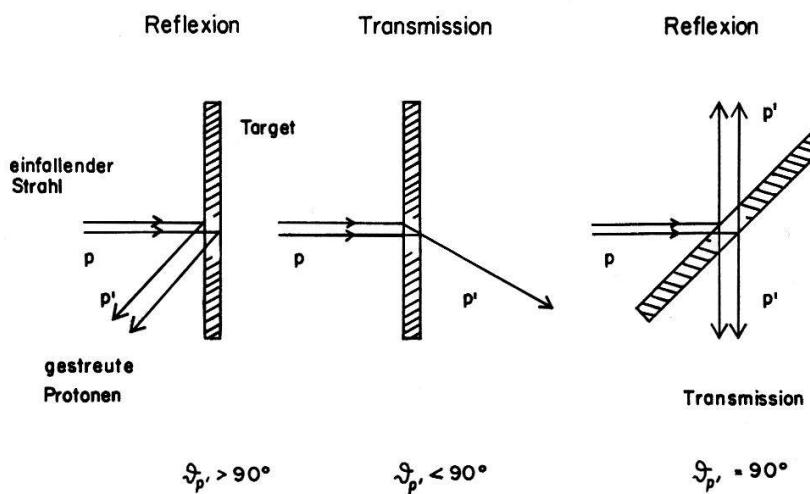


Fig. 3

Unterscheidung der Targetgeometrie für die Streuung als Transmissions- und Reflexionsfall.

Begrenzt wird die Targetdicke andererseits durch die Notwendigkeit, dass die inelastisch und elastisch gestreuten Protonen im Energiespektrum eindeutig unterschieden werden können. Hierbei ist die in Figur 3 angedeutete, nach Transmissions- und Reflexionsfall unterscheidende Messgeometrie von starkem Einfluss. Denn für die in verschiedener Targettiefe gestreuten Protonen ergibt sich bis zum Verlassen der Folie eine Energieverschmierung, die im Reflexionsfall bei Rückwärtsstreuung etwa das 2- bis 3-fache des Energieverlustes beträgt, den die Protonen bei einfachem senkrechten Durchqueren der Targetfolie erleiden. – Bei Vorwärtsstreuung im Transmissionsfall ist die Energieverschmierung wesentlich geringer. Unvermindert wirkt sich dort jedoch die Energieverschmierung der unterschiedlichen Bremswege aus, die die Protonen beim Durchqueren einer Folie inhomogener Dicke erfahren. Besonders bei kleinen Streuwinkeln  $\vartheta_{p'}$ , wo die Menge der elastisch gestreuten Protonen gegenüber der inelastisch gestreuten stark zunimmt, wirkt sich ein solcher Schweif an der elastischen Protonenlinie als unerwünscht hoher Untergrund unter der inelastischen Protonenlinie aus. Infolgedessen muss der Homogenität der Targets ebenfalls entsprechende Beachtung geschenkt werden.

Metallische Zinkfolien von etwa 3 bis 4 mg/cm<sup>2</sup> Dicke, deren Bremsvermögen für Protonen von 5,8 MeV etwa 100 bis 150 keV beträgt<sup>70</sup>), erwiesen sich als geeignet, um diesen Erfordernissen zu entsprechen.

Da der erste angeregte Zustand in den Isotopen des Zink einander so ähnliche Energiewerte besitzt, dass er sich bei den gegebenen experimentellen Verhältnissen in natürlichem Zink isotopenmässig nicht unterscheiden lässt, war es erforderlich, Targets aus Material mit angereicherten Isotopen zu verwenden.

Für die Messung der Winkelkorrelationen wurden Targets mit folgenden angereicherten Isotopenkonzentrationen verwendet:

<i>Isotop</i>	<i>Anreicherung</i>	<i>Targetdicke</i>
Zn 64	99,85 %	4,12 mg/cm <sup>2</sup>
Zn 66	99,8	3,87
Zn 68	98,5	3,57

Die angegebenen Targetdicken wurden durch Wiegen bestimmt. Das angereicherte Isotopenmaterial wurde vom Oak Ridge National Laboratory, Tennessee bezogen.

Die Targets wurden elektrolytisch als runde metallische Folien von etwa 1 cm<sup>2</sup> Fläche hergestellt und auf stabile ringförmige Metallrahmen von 7 mm innerem und 20 mm äusserem Durchmesser geklebt. Während die Elektrolyse aus sauren Zinkbädern<sup>71)</sup> infolge Grobkörnigkeit der niedergeschlagenen Kristallite trotz vielfältiger Variation der Parameter, wie Stromdichte, Badzusammensetzung und pH-Wert keine Folien der gewünschten Homogenität erbrachte, erwies sich die Benutzung von Cyanbädern mit ihrer besseren Streufähigkeit und Feinkörnigkeit<sup>72)73)</sup> als geeignet. Die Targets wurden aus jeweils 10 mg Zink enthaltenden Elektrolysebädern, die sich aus 12 mg ZnO, 24 mg NaCN, 9 mg NaOH und 250  $\mu$ l H<sub>2</sub>O zusammensetzten, bei einer Stromdichte von 3 A/dm<sup>2</sup> hergestellt. Als kathodische Unterlage wurde eine hochglänzende 18 $\mu$  starke Aluminiumfolie benutzt, die anschliessend in einem NaOH-Bad aufgelöst wurde. Für die kleinen Badmengen wurde ein Elektrolysegefäß in speziell kleiner Geometrie mit der Möglichkeit der Badbewegung durch einen justierbaren Luftstrom entworfen.

### **Versuchsdurchführung**

Das Experiment wurde mit Protonen durchgeführt, die im Cyclotron der ETH auf eine Energie von 5,8 MeV beschleunigt wurden. Der Versuchsaufbau ist derselbe wie der von GOBBI und PIXLEY<sup>19)</sup> verwendete. Das Target befand sich im Mittelpunkt einer Streukammer von 15 cm Durchmesser. Die gestreuten Protonen wurden mit Hilfe von RCA-Siliziumdetektoren C-4-75-2,0 gemessen. Der Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung erfolgte mit einem 2  $\times$  2" NaJ(Tl)-Kristall vor einem Photomultiplier RCA 6341 A. Die Raumwinkel betrugen für die Teilchendetektoren 0,0013 und für den  $\gamma$ -Detektor 0,0093 in Einheiten  $4\pi$ .

Die Winkelkorrelationen wurden in konventioneller Fast-slow-Koinzidenztechnik mit einer von Chase entworfenen Multiple Coincidence Unit gemessen, wobei die von GOBBI und PIXLEY<sup>19)</sup> entwickelte Zusammenlegung von je einem Protonendetektor mit einem  $\gamma$ -Detektor zu zwei Koinzidenzzweigen und die Aufteilung des Speicher-systems in dem verwendeten RCL-128-Kanal-Impulshöhenanalysator in zwei symmetrische Hälften den experimentell sehr wesentlichen Vorteil der gleichzeitigen Messung zweier Koinzidenzspektren für  $\pm \vartheta_p$  bot. Insbesondere gestattete die Art

der Auswertung der koinzidenten Protonenspektren<sup>19)</sup> eine weitgehend vom Teilchenstrom unabhängige Korrektur für die zufälligen Koinzidenzen und Pile-up-Impulse, so dass die nach dieser Korrektur verbleibenden, durch zufällige Koinzidenzen und Pile-up-Impulse bedingten Messfehler auf kleiner als  $\pm 3\%$  geschätzt werden. Um die einzelnen Messwerte durch einen einheitlichen und mehrfach kontrollierten Bezugswert zu verbinden, wurde die nach Durchqueren des Targets aufgefangene Ladung sowie die Zahl der inelastisch und elastisch gestreuten Protonen gemessen.

Neben diesen durch die Beteiligung von zufälligen Koinzidenzen und Pile-up-Impulsen bedingten Fehlern ist die Ungenauigkeit der Messwerte bezüglich ihrer relativen Lage in erster Linie durch die statistischen Fehler und durch Einflüsse bestimmt, die von der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die inelastische Streuung bei Energieschwankungen des Protonenstrahls herrühren. Da die Energieverschmierung durch die Targetdicke und im ursprünglichen Strahl gross genug ist, um eine hinreichend grosse Zahl von Zwischenkernzuständen anzuregen, ist dabei zwar keine wesentliche Verschiebung der Anteile der beteiligten Bahndrehimpulse, also auch keine merkliche Änderung der Form der Korrelationsfunktion für Zwischenkernbildung zu erwarten. Da sich jedoch die Gesamtwirkungsquerschnitte im Bereich der Zwischenkernbildung stärker mit der Energie ändern können<sup>40)</sup>, wirkt sich eine solche Schwankung bei den einzelnen nacheinander gemessenen Punkten auch auf ihre relative Lage aus; bei geeigneter Monitorierung auf die inelastische Linie lassen sich diese Schwankungen weitgehend, praktisch bis auf wenige Prozent, eliminieren.

In der Bestimmung der absoluten Werte der Wirkungsquerschnitte wirken sich mehrere Ungenauigkeiten aus. Neben den energiebedingten im Brennfleck und der Integratoranzeige für die aufgefangene Ladung ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des  $\gamma$ -Detektors in komplexer Weise von der Geometrie und dem gewählten Ausschnitt des Compton-Spektrums abhängig. Die geometriebedingten Ungenauigkeiten der Teilchenmessung sind vergleichsweise kleiner.

Die statistischen Fehler betragen für die Messungen an  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  im Durchschnitt  $\pm 2,5\%$ , die an  $Zn^{68}$   $\pm (3-5)\%$ . Die Fehler für die Angaben der absoluten Wirkungsquerschnitte werden auf  $\pm 25\%$  geschätzt.

## Ergebnisse

Die gemessenen Werte der  $(p, p', \gamma)$ -Winkelkorrelationen sind in den Figuren 4-8 wiedergegeben, und zwar jeweils als Funktion des  $\gamma$ -Winkels  $\vartheta_\gamma$  bei festem Protonenwinkel  $\vartheta_{p'}$ . Die Korrelationsdaten sind für jedes Isotop zum näheren Vergleich zusammenfassend dargestellt. Insbesondere sind an  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$ , die Zwischenkernbildung aufweisen, die Messungen für  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  und  $135^\circ$  ineinandergezeichnet, um die von der Zwischenkerntheorie für symmetrisch zu  $90^\circ$  liegende Winkel geforderte Übereinstimmung näher zu prüfen. Dabei ist die Beachtung des Winkels  $\phi$  von Bedeutung, um die Spiegelung in der richtigen Weise vorzunehmen. In den graphischen Darstellungen ist deshalb jeweils der Wert von  $\phi$  für jeden Kurvenast einzeln vermerkt. In gleicher Weise lassen die eingetragenen Rückstosswinkel des Targetkernes die diesbezügliche Orientierung der Kurven erkennen. In den Diagrammen sind gleichzeitig die Werte der klassischen und der adiabatischen Rückstosswinkel einge-

tragen. Für die Protonenstreuwinkel  $\vartheta_p = 135^\circ, 90^\circ$  und  $45^\circ$  liegen die adiabatischen Rückstosswinkel auf  $22,5^\circ, 45^\circ$  und  $67,5^\circ$ , während die klassischen sehr dicht bei  $20^\circ, 40^\circ$  und  $60^\circ$  liegen. Die Betrachtung der Rückstosswinkel ist insbesondere in den Figuren 6–8 von Interesse, wo einerseits die Messwerte von  $Zn^{68}$  und andererseits die Differenzen der in Figur 4 und 5 gespiegelt zusammengelegten Messwerte für  $\vartheta_p = 45^\circ$  und  $135^\circ$  an  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  wiedergegeben sind. Diese Fälle legen eine Diskussion im Rahmen der Direktanregung nahe, für die die Symmetrie bezüglich der Rückstosswinkel von Bedeutung ist.

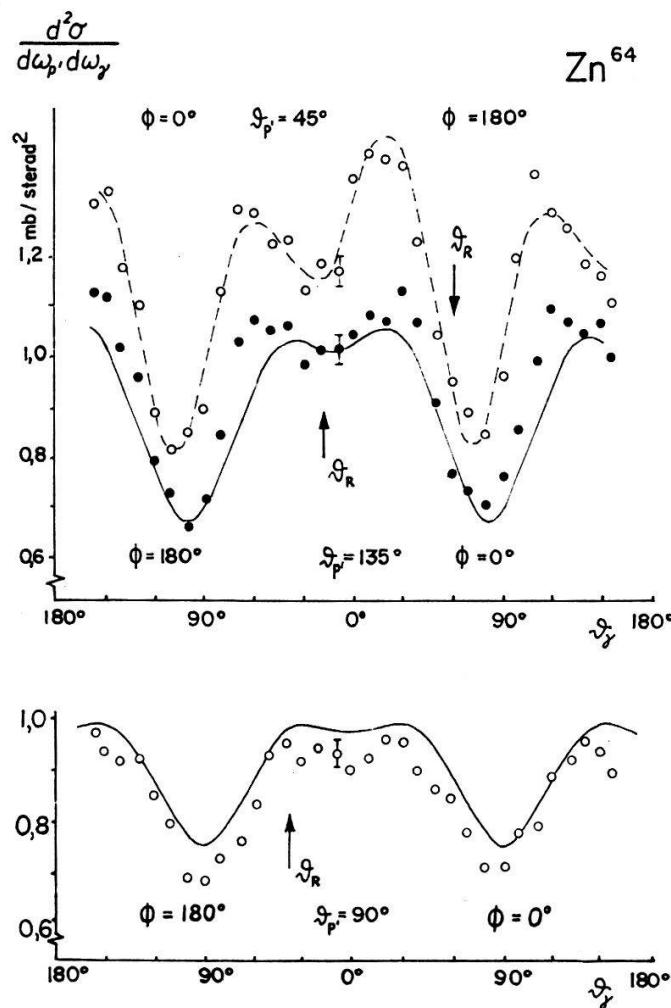


Fig. 4

Zusammenfassung der Messwerte der  $(p, p'\gamma)$ -Winkelkorrelationen an  $Zn^{64}$ . Die in den Diagrammen ausgezogenen, von Sheldon (74) berechneten Kurven sind mit dem Faktor  $F = 0,76$  an die Messpunkte angepasst.

Die gemessenen Werte sind als doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte in Einheiten mb/sterad<sup>2</sup> angegeben. Die in der Figur 4 und 5 ausgezogenen Kurven entsprechen den von SHELDON<sup>74)</sup> für den Fall der Zwischenkernbildung berechneten Korrelationsfunktionen. Diese wurden unter Einsetzen von Transmissionskoeffizienten  $T_l$  mit Potentialparametern nach PEREY und BUCK<sup>75)</sup>  $V = 52$  bzw.  $53$  MeV,  $W' = 44$  MeV,  $r_0 = 1,25 f$  und  $\alpha = 0,65 f$  in die für Bahndrehimpulse  $l \leq 2$  geltende

Korrelationsformel<sup>16)</sup> gewonnen.  $V$  ist die Tiefe des dispergierenden Teils,  $W'$  die des absorbierenden Teils des Kernpotentials,  $r_0$  der für die Berechnung des Kernradius  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$  benutzte Nukleonenumfang und  $a$  die Breite der Potentialabrandung an der Kernoberfläche. Die eingetragenen Kurven sind eine Interpolation für 5,8 MeV aus den für 4, 5, 5,85 und 6 MeV berechneten Korrelationsfunktionen. Während der relative Verlauf der beliebig normierten Korrelationsfunktion eine gute Übereinstimmung mit den Messpunkten zeigt, weicht die Höhe der in der Form absoluter Wirkungsquerschnitte berechneten Werte von den gemessenen Werten ab. Da jedoch in dieser Hinsicht einerseits die theoretischen Werte gewisse Unsicherheiten bergen und andererseits die experimentelle Bestimmung der absoluten Messwerte mit gröserer Ungenauigkeit als deren relativer Verlauf behaftet ist, erscheint es als gerechtfertigt, die theoretischen Kurven zum Zwecke des Vergleichs in ihrer Höhe so zu verschieben, dass sie eine beste Interpolation der Messpunkte darstellen. Der Faktor, um den die theoretischen Kurven verschoben wurden, ist im Zusammenhang mit den gezeigten Diagrammen als  $F$  angegeben.

Die in Figur 4 und 5 gestrichelt eingetragene Kurve verbindet die für  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  gewonnenen Messpunkte rein empirisch.

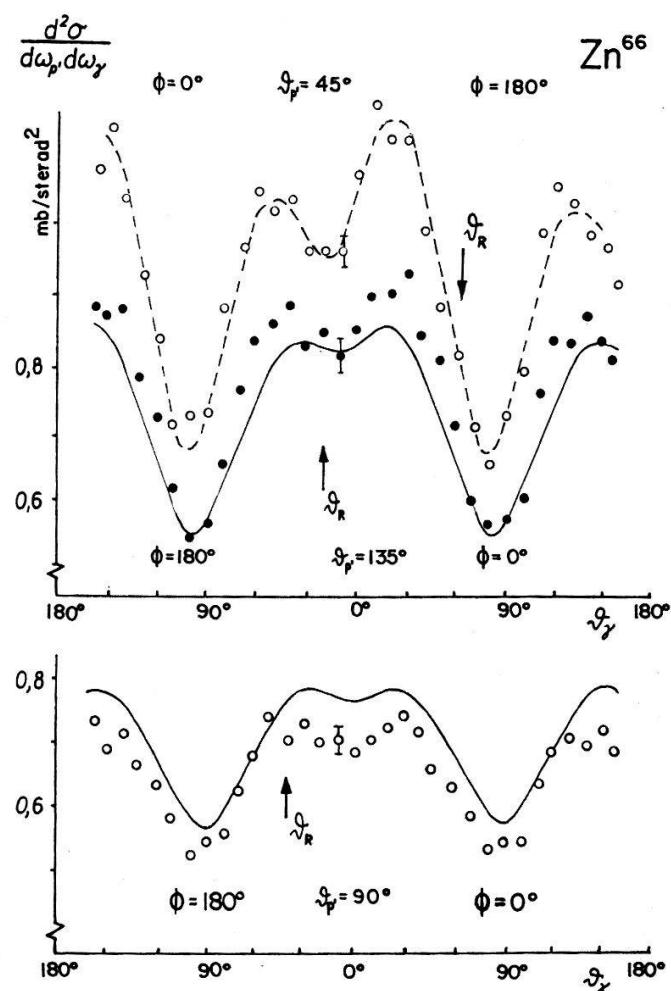


Fig. 5

Gemessene Winkelkorrelationen an  $Zn^{66}$  in gleicher Darstellung wie in Fig. 4. Hier beträgt  $F = 0,59$ .

In den Figuren 6–8 wurden die Messpunkte durch Kurven von der Form  $A + B \sin^2 2(\vartheta_\gamma - \vartheta_0)$  interpoliert. Die entsprechend gewonnenen Parameterwerte  $A$ ,  $B/A$  und  $\vartheta_0$  sind in Verbindung mit den Diagrammen vermerkt.

Die in den Abbildungen eingetragenen Fehler entsprechen den im Durchschnitt für die einzelnen Messpunkte eines Diagramms geltenden statistischen Fehlern. Lediglich die Messpunkte für  $\vartheta_\gamma = 30^\circ$  sind wegen ihrer häufigen Wiederholung als Referenzpunkte mit einem zweifach kleineren statistischen Fehler behaftet.

Ferner ist in den wiedergegebenen Messpunkten die Umrechnung der Isotopenhäufigkeiten berücksichtigt; diese Korrektur ist notwendig, da die inelastischen Linien der gemessenen Isotope so dicht beieinander liegen, dass sie nicht getrennt werden konnten.

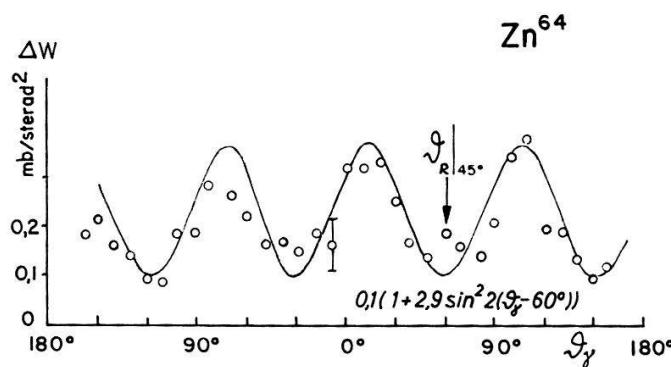


Fig. 6

Differenzen der gemessenen Winkelkorrelationswerte für Zn<sup>64</sup> zwischen  $\vartheta_{\varphi'} = 45^\circ$  und  $135^\circ$  bei entsprechender Spiegelung bezüglich  $\vartheta = 0^\circ$  und  $180^\circ$ .

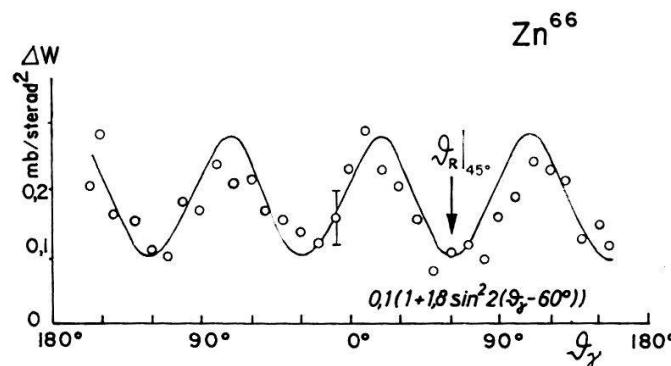


Fig. 7

Differenzen der gemessenen Winkelkorrelationswerte an Zn<sup>66</sup> in gleicher Darstellung wie in Fig. 6.

Während bei den verwendeten Targets für Zn<sup>64</sup> und Zn<sup>66</sup> diese Korrektur vernachlässigbar ist, beträgt bei den Messungen an Zn<sup>68</sup> der zu korrigierende, von Zn<sup>64</sup> und Zn<sup>66</sup> herrührende Anteil bis zu 15%, da diese beiden Isotope insgesamt zu 1,5% in dem verwendeten Zn<sup>68</sup>-Target vorhanden sind und ihre Wirkungsquerschnitte um etwa eine Größenordnung höher liegen als die von Zn<sup>68</sup>.

### Diskussion

Da die Auswahl der untersuchten Kerne im Hinblick darauf unternommen wurde, Gleichheit oder Unterschiedlichkeit im Reaktionsverhalten von Kernen festzustellen, die in möglichst vieler Hinsicht einander sehr ähnlich sind, bietet eine Diskussion der hier vorliegenden Messdaten einige sehr interessante Aussagen.

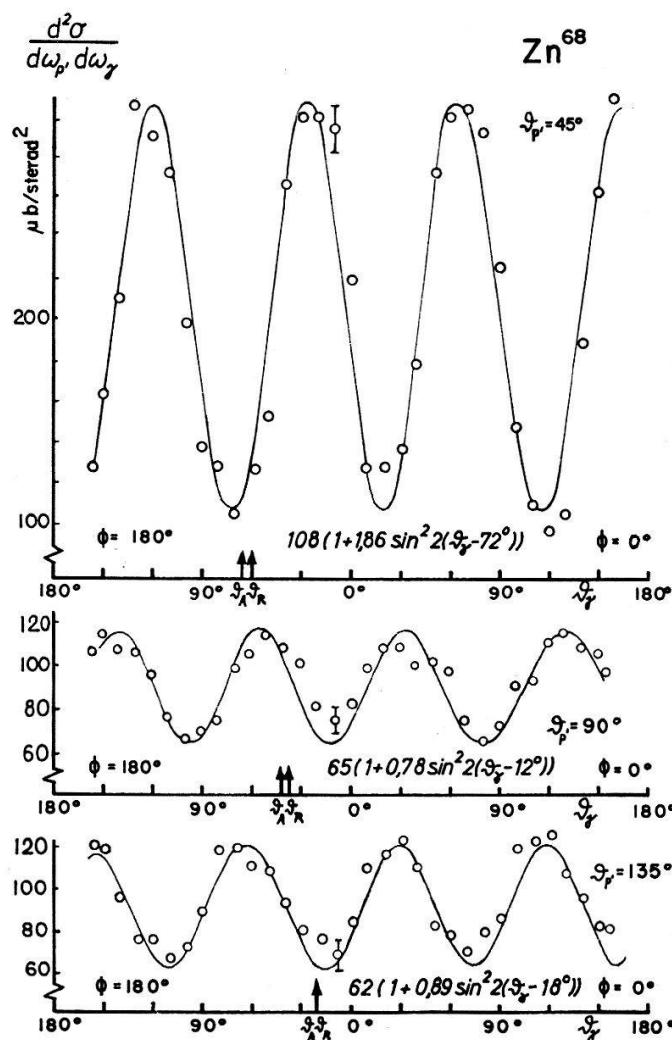


Fig. 8

Zusammenfassung der Messwerte der  $(p, p' \gamma)$ -Winkelkorrelationen an  $Zn^{68}$ . Die eingezeichneten Kurven sind empirische Interpolationen der Form  $A + B \sin^2 2(\vartheta_j - \vartheta_j)$ .

Zunächst zeigen die Isotope  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  praktisch gleiches Verhalten. Die Winkelkorrelationen zeigen, soweit die Messgenauigkeit reicht, gute Übereinstimmung und ihrem relativen Verlauf, und zwar für alle drei untersuchten Protonenwinkel  $\vartheta_{p'}$ . Lediglich insgesamt liegen die gemessenen Wirkungsquerschnitte für  $Zn^{64}$  um etwa 30% höher als bei  $Zn^{66}$ . Das aber entspricht dem auch durch Coulomb-Anregung festgestellten Verhalten, dass die überhöhten kollektiven Anregungswahrscheinlichkeiten von  $Zn^{64}$  über  $Zn^{66}$  zu  $Zn^{68}$  in der gleichen Größenordnung abfallen. Der Verlauf der Messdaten zeigt mit den von SHELDON<sup>74)</sup> für Zwischenkernbildung berechneten

Korrelationsfunktionen an  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  sehr gute Übereinstimmung. Da die hier untersuchten Kerne schwerer als die von früheren Autoren gemessenen sind, bestätigt sich die Gültigkeit der statistischen Theorie und ihrer Voraussetzungen in überzeugender Weise, weil in diesem Bereich die Niveaudichte des Zwischenkerns höher ist und deshalb die Mitteilung über zahlreiche Niveaus entsprechend stärker gerechtfertigt erscheint als bei leichteren Kernen. Lediglich insgesamt liegen die gemessenen Wirkungsquerschnitte für  $Zn^{64}$  um 24% tiefer und für  $Zn^{66}$  um 41% tiefer als auf Grund der Berechnungen nach dem statistischen Modell. Es ist zwar zu berücksichtigen, dass die theoretischen Kurven mit Bahndrehimpulsen  $l \leq 2$  und unter Vernachlässigung von Spin-Bahn-Kopplung gewonnen wurden. Die Vernachlässigung des Spin-Bahn-Terms erscheint abschätzungsweise als nicht gravierend; ausserdem tritt er nur an den Transmissionskoeffizienten für  $l = 0$  in Erscheinung, während  $T_0$  den grössten Beitrag liefert. Die Berücksichtigung höherer Bahndrehimpulse bewirkt nur sehr geringfügige Änderungen in der Form der Korrelationsfunktion; statt dessen verschiebt sie sich hauptsächlich in ihrer Höhe. Während die für  $\vartheta_{p'} = 135^\circ$  und  $90^\circ$  gemessenen Korrelationsdaten auf diese Weise den Reaktionsmechanismus unmittelbar als Zwischenkernbildung ausweisen, gibt die bei  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  beobachtete Abweichung einen interessanten Hinweis. Bei reiner Zwischenkernbildung sollten die unter Spiegelung bezüglich  $\phi = 0^\circ$  und  $\phi = 180^\circ$  aufeinandergelegten Werte für  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  und  $135^\circ$  übereinstimmen<sup>66)</sup>. Statt dessen liegen die Werte für  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  etwas höher, und anhand der in Figur 6 und 7 aufgetragenen Differenzen, wie sie von GOBBI und PIXLEY<sup>19)</sup> eingeführt wurden,  $\Delta W = W(45^\circ, \vartheta_\gamma, 0^\circ) - W(135^\circ, \vartheta_\gamma, 180^\circ)$  stellt sich heraus, dass sich diese Abweichung in erster Näherung etwa durch eine Kurve von der Form  $A + B \sin^2 2(\vartheta_\gamma - \vartheta_0)$  anpassen lässt, was prinzipiell dem Verhalten bei Direktanregung entspricht. Interessanterweise liegen die  $\vartheta_0$  bei  $60^\circ$ , also bei den für diese inelastische Streuung und  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  gültigen Rückstosswinkeln. Das legt den Schluss nahe, dass diese Abweichung von einer Beteiligung direkter Wechselwirkungen bei Vorwärtsstreuung herrührt. Wenn auch die begriffliche Trennung einer solchen Mischung der Reaktionsmechanismen gegenwärtig noch Schwierigkeiten bereitet, lässt sich doch die Grössenordnung des Direktanteils im vorliegenden Fall mit etwa 20% oder kleiner angeben.

Das Isotop  $Zn^{68}$  hingegen zeigt keine Übereinstimmung mit der Korrelationsfunktion für Zwischenkernbildung, die übrigens denen für  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  sehr ähnlich sieht. Statt dessen lassen sich die gemessenen Werte zufriedenstellend einer Form  $A + B \sin^2 2(\vartheta_\gamma - \vartheta_0)$  anpassen. Insbesondere für  $\vartheta_{p'} = 135^\circ$  und  $45^\circ$  ergibt sich darin gute Übereinstimmung, wobei die Symmetriewinkel  $\vartheta_0$  in der Nähe des klassischen bzw. des adiabatischen Rückstosswinkels  $\vartheta_R$  und  $\vartheta_A$  liegen. Für  $\vartheta_{p'} = 135^\circ$  liegt dieser Symmetriewinkel eher geringfügig zu tief, für  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$  gleichermassen um wenig zu hoch, obwohl diese Abweichungen, wenn man die Messgenauigkeit berücksichtigt, nicht ins Auge springen. Interessant erscheint, dass die unter Spiegelung bezüglich  $\phi = 0^\circ$  und  $180^\circ$  wiederum aufeinandergelegten Kurven die gleiche Symmetrielage aufweisen, dass ihre Abweichung von  $\vartheta_A$  also symmetrisch ausfällt. Ihre Amplituden unterscheiden sich hingegen deutlich. – Die Werte für  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  lassen zwar ebenfalls, wenn auch nicht in so guter Übereinstimmung, eine Interpolation der Form  $A + B \sin^2 2(\vartheta_\gamma - \vartheta_0)$  zu. Der Symmetriewinkel  $\vartheta_0$  weist jedoch eine deutliche Abweichung vom Rückstosswinkel auf.

Die Messwerte für  $Zn^{68}$  erweisen also den Reaktionsmechanismus als Direktanregung. Qualitativ entsprechen die genannten Abweichungen dem Einfluss der Wellenverzerrung. Die etwas grössere Abweichung bei  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  legt die Möglichkeit nahe, dass sich hier eventuell ein Anteil von Zwischenkernbildung bemerkbar macht, wobei zunächst nicht näher entschieden werden kann, in welcher Weise sich Direktanregung und Zwischenkernbildung überlagern. Im Sinne der neueren Vorstellungen von den beiden anfangs einander so entfernten Reaktionsmodellen wäre auch ein Prozess zu erwägen, der nicht einer einfachen Überlagerung dieser beiden Grenzfälle entspricht, sich aber gegenwärtig nicht quantitativ behandeln lässt. Als ein Hinweis dafür, dass die vorhandene Abweichung in Richtung eines Mitwirkens von Zwischenkernbildung zu suchen wäre, kann auch der Umstand gelten, dass die Werte von  $B/A$  für  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  und  $135^\circ$  von gleicher Grössenordnung kleiner sind als für  $\vartheta_{p'} = 45^\circ$ , und zwar weist der Abfall dieser Amplitude eine Annäherung an die der Korrelationsfunktion für Zwischenkernbildung auf. Ausserdem entspricht eine Beteiligung des Zwischenkernmechanismus bei grösseren Winkeln  $\vartheta_{p'}$  der Erfahrung, dass sich die Direktanregung besonders bei kleinen  $\vartheta_{p'}$  bemerkbar macht. – Da jedoch bei  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  die Messungen anderer Autoren<sup>18)</sup> etwas grössere Abweichungen aufweisen und nach theoretischen Berechnungen<sup>66)</sup> die Symmetrilagen in dem Bereich um  $\vartheta_{p'} = 90^\circ$  ziemlich rapide Änderungen vermuten lassen, erscheint die einfache Interpretation der vorliegenden Messung, als hauptsächlich über Direktanregung verlaufend, bezüglich der gefundenen Symmetriewinkel noch durchaus als möglich.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass bei den Isotopen  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  Zwischenkernbildung und bei  $Zn^{68}$  Direktanregung vorliegt. Für dieses unterschiedliche Verhalten bietet sich als eine mögliche Erklärung die folgende an: Bei  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  liegt die  $(p, n)$ -Schwelle über der verwendeten Geschossenergie, bei  $Zn^{68}$  indessen um 2 MeV darunter. Während also bei den beiden ersten Isotopen keine Neutronen emittiert werden, beträgt der Wirkungsquerschnitt der  $(p, n)$ -Reaktion für  $Zn^{68}$  bei dieser Energie etwa 300 mb<sup>76)</sup>. Der Zwischenkern wird hier also praktisch ausschliesslich durch Neutronenemission abgebaut, und die aus dem Zwischenkern daneben noch emittierten inelastischen Protonen nehmen in ihrer Zahl stark ab. Dieses Verhalten zeigt sich daran, dass der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung an  $Zn^{68}$  bei dieser Energie um eine Grössenordnung kleiner als für die beiden anderen Isotopen ist. Das Experiment zeigt nun, dass die unter diesen Verhältnissen beobachteten, inelastisch gestreuten Protonen fast ausschliesslich via Direktanregung laufen. Dieser Befund stützt die auch durch andere Experimente, beispielsweise  $(p, 2p)$ -Prozesse<sup>77)</sup>, allerdings nur bei hohen Energien untersuchte Frage, dass für den Mechanismus der Direktanregung die inelastische Streuung, also zum Beispiel  $(p, p')$ , gegenüber den Reaktionen, wo ein anderes als das einfallende Teilchen emittiert wird, bevorzugt bleibt. Denn in dem vorliegenden Fall bleibt gerade die Direktanregung markant erhalten. Wie stark die Beteiligung der  $(p, n)$ -Reaktion als direkte Wechselwirkung neben diesem direkten  $(p, p')$ -Prozess auftritt, lässt sich aus dem vorliegenden Experiment zwar nicht mit Genauigkeit entscheiden. Da jedoch der Wirkungsquerschnitt der untersuchten Reaktion bei  $Zn^{68}$  etwa von der Grössenordnung des Direktanteils bei  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$  ist, lässt sich abschätzen, dass die direkten  $(p, n)$ -Prozesse gegenüber der direkten  $(p, p')$ -Streuung nicht überwiegen, sondern eher gering sind. Dieser

Schluss bestätigt die betreffenden gegenwärtigen Kenntnisse und auch die theoretischen Voraussagen der direkten Prozesse.

Die vergleichenden Schlüsse wie sie hier benutzt wurden, erscheinen insofern ge- rechtfertigt, als die untersuchten Isotope in allem sehr ähnlich sind, wie sich an der Niveaufolge der angeregten Zustände bezüglich Spin, Parität, Energie und Lebens- dauer, sowie bei Coulomb-Anregung in diesem Energiebereich mit  $\alpha$ -Teilchen, wo also keine Neutronenemission auftritt, an den überhöhten kollektiven Anregungswahr- scheinlichkeiten, Quadrupoldeformationen und u. a. zeigt. Der einzige wesentliche Unterschied besteht in der Lage der  $(p, n)$ -Schwelle gegenüber der verwendeten Ge- schossenergie. Unter diesen Umständen können die Isotope  $Zn^{64}$  und  $Zn^{66}$ , die sich praktisch gleich verhalten, als eine Art «Eichpunkt» benutzt werden, um das Ver- halten des  $Zn^{68}$  zu interpretieren.

Der Befund des vorliegenden Experimentes erscheint insofern interessant, als bei den bisherigen Untersuchungen des Reaktionsmechanismus bei niedrigen Energien das Überwiegen von Zwischenkernbildung festgestellt und die Direktanregung nur bei hohen Geschossenergien studiert wurde, während sich in dem Bereich mittlerer Energien eine unaufgelöste Mischung zeigte. An dieser Stelle erscheint der Hinweis als möglich, dass unter den Umständen, wo die  $p'$ -Emission aus dem Zwischenkern durch starke Neutronenemission reduziert wird, sich der Direktanteil gewissermassen sepa- rieren und auf diese Weise bei verhältnismässig niedrigen Energien untersuchen lässt. Man wird dabei allerdings auf solche inelastischen Streuprozesse angewiesen sein, die verhältnismässig kleine Wirkungsquerschnitte aufweisen. Insbesondere dürfte sich auf diese Weise ein Feld von Untersuchungen erschliessen, wenn die Geschossenergie bezüglich der Lage der  $(p, n)$ -Schwelle stetig variiert wird. Dabei lässt sich die Neu- tronenemission in einem geeigneten Intervall über der  $(p, n)$ -Schwelle stark ver- ändern und der Zwischenkern sozusagen kontrolliert absaugen. Gerade im Hinblick auf das noch unerschlossene Gebiet der Reaktionen, die nicht den Grenzfällen von Einzelanregung oder Zwischenkernbildung entsprechen, erscheint eine solche Methode als erwünscht und willkommen.

Die Durchführung der vorliegenden Arbeit wurde durch Mittel der Kommission für Atomwissenschaft des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht. Unser beson- derer Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. MARMIER für das fördernde Interesse an dieser Untersuchung und insbesondere für die grosszügige Unterstützung in den für das Experiment erforderlichen Mitteln.

### Literaturverzeichnis

- <sup>1)</sup> H. E. GOVE und A. HEDGRAN, Phys. Rev. 86, 574 (1952).
- <sup>2)</sup> G. B. SHOCK, Phys. Rev. 114, 310 (1959).
- <sup>3)</sup> D. K. McDANIELS, D. L. HENDRIE, R. H. BASSEL und G. R. SATCHLER, Phys. Letters 1, 295 (1962).
- <sup>4)</sup> R. SHERR und W. F. HORNYAK, Bull. Am. Phys. Soc. 1, 197 (1956).
- <sup>5)</sup> H. S. ADAMS und N. M. HINTZ, AECU-3707 (1958).
- <sup>6)</sup> H. A. LACKNER, G. F. DELL und H. J. HAUSMAN, Phys. Rev. 114, 560 (1959).
- <sup>7)</sup> F. SEWARD, Thesis, Univ. of Rochester und Phys. Rev. 114, 514 (1959).
- <sup>8)</sup> H. J. HAUSMAN, G. F. DELL und H. F. BOWSHER, Phys. Rev. 118, 1237 (1960).
- <sup>9)</sup> H. YOSHIKI, Phys. Rev. 117, 773 (1960).
- <sup>10)</sup> H. YOSHIKI und N. M. NICOLIC, Nuclear Physics 19, 442 (1960).

- 11) H. F. BOWSHER, G. F. DELL und H. J. HAUSMAN, Phys. Rev. 121, 1504 (1961).
- 12) T. H. BRAID, J. L. YNTEMA und B. ZEIDMAN, Proceedings of the Rutherford Jub. Conf., London (1961) p. 519.
- 13) B. GOBBI und R. E. PIXLEY, Helv. Phys. Acta 34, 802 (1961).
- 14) B. GOBBI und R. E. PIXLEY, Private Mitteilung.
- 15) H. HULUBEI, N. MARTALOGU, J. FRANTZ, M. IVASCU, M. SCÎNTEI, A. BERINDE und I. NEAMU, Phys. Rev. 126, 2174 (1962).
- 16) G. R. SATCHLER und E. SHELDON, Proc. Int. Symp. on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padova (1962).
- 17) E. SHELDON, Nuclear Physics 37, 302 (1962).
- 18) H. TAKETANI und W. P. ALFORD, Nuclear Physics 32, 430 (1962).
- 19) B. GOBBI und R. E. PIXLEY, Helv. Phys. Acta, in Druck.
- 20) R. B. THEUS, A. H. AITKEN und L. A. BEACH, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 45 (1960).
- 21) H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. Phys. Acta 33, 576 (1960).
- 22) H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. Phys. Acta 34, 487 (1961).
- 23) T. NIEWODNICZANSKI, P. SCHÜRMANN und M. P. STEIGER, Helv. Phys. Acta 35, 295 (1962).
- 24) T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Proc. Int. Symp. on Direct Interactions and Nuclear Mechanisms, Padova (1962), in Druck.
- 25) H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. Phys. Acta 35, 3 (1962).
- 26) T. NIEWODNICZANSKI und M. P. STEIGER, Helv. Phys. Acta, in Druck...
- 27) P. C. GUGELOT, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 157.
- 28) D. M. VAN PATTER, R. RIKMENSPOEL und P. N. TREHAN, Nuclear Physics 27, 467 (1961).
- 29) P. H. STELSON und F. K. McGOWAN, Nuclear Physics 32, 652 (1962).
- 30) G. M. TEMMER, N. P. HEYDENBURG, Phys. Rev. 104, 967 (1956).
- 31) I. LEMBERG, Proc. Sec. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, hrsg. von A. ZUCKER, F. T. HOWARD und E. C. HALBERT (John Wiley and Sons, New York, 1960).
- 32) D. S. ANDREYEV, A. P. GRINBERG, K. I. EROKHINA und I. KH. LEMBERG, Nuclear Physics 19, 400 (1960).
- 33) H. W. BROEK, T. H. BRAID, J. L. YNTEMA und B. ZEIDMAN, Nuclear Physics 38, 305 (1962).
- 34) H. W. BROEK, International Symposium on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padova (1962), in Druck.
- 35) K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. R. MOTTELSON und A. WINTHORP, Revs. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
- 36) R. BEURTEY, P. CATILLON, R. CHAMINADE, H. FARRAGI, A. PAPINEAU und J. THIRION, C. R. Acad. Sci. (Paris) 249, 2189 (1959).
- 37) R. BEURTEY, P. CATILLON, R. CHAMINADE, H. FARRAGI, A. PAPINEAU, J. THIRION, M. CRUT und J. SAUDINOS, C. R. Acad. Sci. (Paris) 252, 1756 (1961) und J. Phys. Rad. 21, 399 (1960).
- 38) A. P. KLIUTCHAREV, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 169.
- 39) F. EVERLING, L. A. KOENIG, J. H. E. MATTIAUCH und A. H. WAPSTRA, Nuclear Data Tables 1960, Part 1 und 2, United States Atomic Energy Commission.
- 40) T. ERICSON, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 697.
- 41) W. HAUSER und H. FESHBACH, Phys. Rev. 87, 366 (1952).
- 42) H. FESHBACH, Nuclear Spectroscopy, Part B. Kap. V, p. 625, herausgegeben von F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York 1960.
- 43) H. GOLDSTEIN, Fast Neutron Physics, Bd. 2, Kap. V, herausgegeben von J. B. MARION und J. L. FOWLER, Interscience Publishers, New York.
- 44) N. AUSTERN, S. BUTLER und H. McMANUS, Phys. Rev. 92, 350 (1953).
- 45) S. T. BUTLER, N. AUSTERN und C. PEARSON, Phys. Rev. 112, 1227 (1958).
- 46) S. HAYAKAWA und S. YOSHIDA, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 14, 1 (1957).
- 47) J. S. BLAIR und E. M. HENLEY, Phys. Rev. 112, 2029 (1958).
- 48) D. M. CHASE, L. WILETS, A. R. EDMONDS, Phys. Rev. 110, 1080 (1958).
- 49) S. T. BUTLER, Phys. Rev. 106, 272 (1957).
- 50) J. S. BLAIR, Phys. Rev. 115, 928 (1959).

- 51) B. L. COHEN, Phys. Rev. 116, 426 (1959).
- 52) R. M. EISBERG, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 310.
- 53) N. M. HINTZ, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 368.
- 54) D. BODANSKY, Ann. Rev. Nucl. Sci. 12, 79 (1962).
- 55) D. BODANSKY, International Symposium on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padova (1962), in Druck.
- 56) G. E. BROWN und C. T. DE DOMINICIS, Proc. Phys. Soc. 70A, 686 (1957).
- 57) G. R. SATCHLER, Phys. Rev. 111, 1477 (1958).
- 58) S. YOSHIDA, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 336.
- 59) L. S. RODBERG, Phys. Rev. 124, 210 (1961).
- 60) H. FESHBACH, International Symposium on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padova (1962), in Druck.
- 61) A. M. LANE, Revs. Mod. Phys. 29, 191 (1957).
- 62) S. DEVONS und L. J. B. GOLDFARB, Handbuch der Physik, Bd. XLII, p. 362, herausgegeben von S. FLÜGGE, Berlin (1957).
- 63) G. R. SATCHLER, Phys. Rev. 94, 1304 (1954).
- 64) G. R. SATCHLER, Phys. Rev. 104, 1198 (1956).
- 65) E. SHELDON, Helv. Phys. Acta 34, 803 (1961).
- 66) E. SHELDON, Phys. Letters 2, 178 (1962).
- 67) G. R. SATCHLER, Proc. Phys. Soc. A 68, 1037 (1955).
- 68) N. K. BANERJEE und C. A. LEVINSON, Ann. Phys. (N. Y.) 2, 499 (1957).
- 69) J. S. BLAIR und L. WILETS, Phys. Rev. 121, 1493 (1961).
- 70) W. WHALING, Handbuch der Physik, Bd. XXXIV, p. 193, herausgegeben von S. FLÜGGE, Berlin (1958).
- 71) A. D. BONDAR, A. S. EMLYANINOV, A. P. KLIUCHAREV, L. G. LISHENKO, V. N. MEDYANIK, A. D. NIKOLICHUK und O. E. SHALAEVA, Pribori i Tekhnika Eksperimenta, No. 3, 134 (1960).
- 72) W. PFANHAUSER, Galvanotechnik, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig (1941).
- 73) K. BAYER und B. TRAUTMANN, Zink-Taschenbuch, Berlin, Metall-Verlag (1959).
- 74) E. SHELDON, in Druck.
- 75) F. G. J. PEREY und B. BUCK, Nuclear Physics 32, 353 (1962).
- 76) H. A. HOWE, Phys. Rev. 109, 2083 (1958).
- 77) G. JACOB, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston (1960), p. 429.