

# Anregung von $2^+$ -Zuständen gerader Kerne durch unelastische Deuteronenstreuung

R. JAHR und R. SANTO

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 21 a, 964—968 [1966]; eingegangen am 21. März 1966)

*Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet*

Some regularities in the experimental angular distributions of inelastically scattered deuterons ( $E_d \sim 11.8$  MeV) corresponding to the lowest  $2^+$  states of the even nuclei  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{A}$ , Ti,  $^{52}\text{Cr}$ , Fe,  $^{58}\text{Ni}$ , Zn, Kr, Sr and Zr are discussed. BLAIR's phase rule is approximately valid for strongly deformed nuclei in the region of  $^{24}\text{Mg}$ , whereas it is not valid for the other nuclei. The latter also results from DWBA calculations which have been carried out for nuclei with mass number  $A \geq 40$ , using a real coupling potential. Several different sets of optical parameters have been used for the calculations and it is found that the extracted deformation parameters depend considerably on the choice of the optical potential.

Die unelastische Deuteronenstreuung bei einer Primärenergie von etwa 11,8 MeV ist in den letzten Jahren am Heidelberger Zyklotron für eine Reihe von Targetkernen systematisch untersucht worden<sup>1–6</sup>. Dabei zeigte es sich, daß die Winkelverteilungen unelastisch gestreuter Deuteronen, die der Anregung des jeweils niedrigsten  $2^+$ -Zustandes von geraden Kernen entsprechen, eine ausgeprägte Oszillationsstruktur aufweisen, die für direkte Kernreaktionen typisch ist. Bei den Kernen  $^{24}\text{Mg}$  und  $^{28}\text{Si}$  ließen sich die Winkelverteilungen an Hand der einfachen BLAIRSchen Beugungsstreutheorie interpretieren<sup>7, 3, 4</sup>. Auf Grund dieser Theorie sollten die  $2^+$ -Winkelverteilungen der BLAIRSchen Phasenregel<sup>7</sup> gehorchen, also bezüglich der Oszillationen gegenphasig zu den entsprechenden elastischen Winkelverteilungen sein. Es zeigte sich jedoch, daß für eine Reihe von Targetkernen der Masse  $A \gtrsim 40$  die BLAIRSche Phasenregel nicht erfüllt ist<sup>2, 4, 6</sup>.

Ein Ziel dieser Arbeit besteht darin, die Systematik in den  $2^+$ -Winkelverteilungen zu untersuchen. Zur Vervollständigung des bereits vorliegenden experimentellen Materials wurden die Winkelverteilungen von  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  gemessen. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit besteht darin, die Winkelverteilungen für Kerne  $A \geq 40$ , für die eine Interpretation nach der einfachen BLAIRSchen Beugungstheorie nicht mehr

möglich ist, mit Hilfe der DWBA-Theorie zu berechnen und die Deformationsparameter  $\beta_2$  zu gewinnen.

## Experimentelle Methode

Die  $2^+$ -Winkelverteilungen von  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  wurden unter Benutzung des abgelenkten monochromatischen Strahls des Heidelberger Zyklotrons und einer 50 cm-Drehdeckelstrekammer gemessen. Die Primärenergie betrug 11,9 MeV. Die Separation der verschiedenen Teilchensorten erfolgte mit einem Grenzschichtzählert-Teleskop aus einem  $50 \mu$  dicken  $dE/dx$ -Zähler und einem dicken  $E$ -Zähler. Die elektronische Anordnung war im wesentlichen dieselbe wie die früher beschriebene<sup>1</sup>.

Als Targetfolien dienten zu etwa 99% isotopenangereicherte freitragende Nickelfolien von etwa  $2 \text{ mg/cm}^2$  Dicke. Etwa  $60 \mu\text{g/cm}^2$  dicke  $^{52}\text{Cr}$ -Targets wurden durch Aufdampfen von zu etwa 99,9% isotopenangereichertem  $^{52}\text{Cr}$  auf etwa  $25 \mu\text{g/cm}^2$  dünne Kohlenstoff-Trägerfolien hergestellt<sup>8</sup>. Die Absoluteichungen der Wirkungsquerschnitte wurden mit genau gewogenen Targetfolien aus natürlichem Ni und Cr vorgenommen.

Der Fehler der Relativmessungen liegt zwischen  $\pm 3$  und  $\pm 5\%$  für die Ni-Messungen und zwischen  $\pm 6$  und  $\pm 10\%$  für die  $^{52}\text{Cr}$ -Messungen. Der Fehler der Absolutmessungen beträgt  $\pm 8\%$ .

## Zur Theorie der unelastischen Streuung

In den meisten Theorien wird von der Annahme ausgegangen, daß durch die unelastische Streuung

<sup>1</sup> A. DOEHRING, R. JAHR u. U. SCHMIDT-ROHR, Z. Phys. **159**, 149 [1960].

<sup>2</sup> R. JAHR, K. D. MÜLLER, W. OSWALD u. U. SCHMIDT-ROHR, Z. Phys. **161**, 509 [1961].

<sup>3</sup> C. MAYER-BÖRICKE, R. SANTO u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **33**, 36 [1962].

<sup>4</sup> W. LORENZ, U. SCHMIDT-ROHR u. O. VATER, Z. Phys. **174**, 326 [1963].

<sup>5</sup> W. LORENZ, C. MAYER-BÖRICKE, R. SANTO u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **46**, 25 [1963].

<sup>6</sup> R. JAHR u. G. MAIRLE, Nucl. Phys. **70**, 383 [1965].

<sup>7</sup> J. S. BLAIR, Phys. Rev. **115**, 928 [1959].

<sup>8</sup> Die Nickelfolien wurden von AERE Harwell, England, und das angereicherte  $^{52}\text{Cr}$  von Oak Ridge Nat. Lab., USA, bezogen. Ferner danken wir Herrn Dr. H. H. DUHM für die Überlassung der  $^{52}\text{Cr}$ -Folien.



überwiegend kollektive Kernniveaus angeregt werden<sup>7, 9, 10</sup>. Die Anregung des Kernes läßt sich dann durch eine Deformation seiner Oberfläche  $R$  beschreiben, wobei

$$R = R_0 \left[ 1 + \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm}(\Omega) \right]. \quad (1)$$

Hierbei ist  $R_0$  der Kernradius,  $Y_{lm}$  sind die Kugelfunktionen und  $\alpha_{lm}$  innere Kernkoordinaten, mit denen die Kerndeformation beschrieben wird. Unter Verwendung einer Theorie, in der unter anderem quadratische Glieder in  $\alpha_{lm}$  sowie die Spinabhängigkeit des Wechselwirkungspotentials vernachlässigt wird, hat der berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt die einfache Form<sup>7, 11, 12</sup>

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = [\beta_l(\alpha_{lm})]^2 \cdot \sigma_l(\Theta, E_i, \dots). \quad (2)$$

Hier ist  $\beta_l(\alpha_{lm})$  der Deformationsparameter<sup>7, 12</sup>, der nur von der Kernstruktur abhängt, jedoch von Größen des Reaktionsablaufs wie dem Streuwinkel  $\Theta$ , der Primärenergie  $E_i$  der einfallenden Deuteronen usw. unabhängig ist. Umgekehrt hängt die Funktion  $\sigma_l$  ab von den theoretischen Annahmen über den Reaktionsmechanismus, ist jedoch unabhängig von der inneren Struktur des Targetkernes.

Die Frage, bis zu welchem Grade das Wechselwirkungspotential spinunabhängig ist, läßt sich experimentell durch die Messung der  $d^{\prime}\text{-}\gamma$ -Korrelation näher untersuchen<sup>13, 14</sup>. Die bisher vorliegenden Ergebnisse sind konsistent mit der hier gemachten Annahme, daß eine Spinabhängigkeit des Wechselwirkungspotentials in erster Näherung vernachlässigt werden kann.

Für den Fall, daß das Projektil am Kernrand stark absorbiert wird und die Stoßzeit klein ist gegen die Zeitkonstante der kollektiven Kernbewegung, kann zur Berechnung der Funktion  $\sigma_l$  die adiabatische Näherung<sup>11</sup> herangezogen werden, wie sie auch in der BLAIRSchen Beugungsstreutheorie benutzt wird. Die Voraussetzung der starken Absorption des Projektiles führt zu der Aussage, daß die BLAIRSche Phasenregel erfüllt sein sollte<sup>7, 11, 15</sup>.

<sup>9</sup> B. L. COHEN u. A. G. RUBIN, Phys. Rev. **111**, 1568 [1958].

<sup>10</sup> E. W. HAMBURGER, Nucl. Phys. **50**, 66 [1964].

<sup>11</sup> N. AUSTERN u. J. S. BLAIR, Ann. Phys. N. Y. **33**, 15 [1965].

<sup>12</sup> R. H. BASSEL, G. R. SATCHLER, R. M. DRISKO u. E. ROST, Phys. Rev. **128**, 2693 [1962]; ferner R. H. BASSEL, R. M. DRISKO u. G. R. SATCHLER, Oak Ridge Nat. Lab. Report ORNL-3240 [1962].

<sup>13</sup> J. PFLEGER u. R. JAHR, wird demnächst veröffentlicht.

<sup>14</sup> V. JUNG u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **53**, 264 [1964].

<sup>15</sup> K. AMOS, I. E. McCARTHY u. K. R. GREIDER, Nucl. Phys. **68**, 469 [1965].

Wird das Projektil am Kernrand weniger stark absorbiert, so erwartet man, daß die Distorted-Wave-BORN-Approximation<sup>12</sup> (DWBA) die bessere Näherung zur Berechnung von  $\sigma_l$  darstellt. Die Größe von  $\sigma_l$  ist im allgemeinen davon abhängig, welchen von mehreren Sätzen von optischen Parametern<sup>16</sup> man für die Rechnung heranzieht. Paßt man die nach Gl. (2) berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte durch geeignete Wahl von  $\beta_l$  an die experimentellen an, so erhält man bei Verwendung verschiedener Sätze von optischen Parametern im allgemeinen auch verschiedene Werte des Deformationsparameters  $\beta_l$ .

Auf der anderen Seite lassen sich die  $\beta_2$ -Werte<sup>17</sup> wahrscheinlich genauer aus den z. B. durch COULOMB-Anregung gemessenen elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(E 2, i \rightarrow f)$  ermitteln. Unter der Voraussetzung uniformer Ladungsverteilung vom Radius  $R_c$  gilt die Beziehung<sup>18</sup>

$$B(E 2, i \rightarrow f) = \left[ \frac{3}{4\pi} \beta_2 Z e R_c^2 \right]^2. \quad (3)$$

Diese Gleichung ermöglicht eine Aussage darüber, bis zu welchem Grade sich die hier verwendete DWBA-Theorie<sup>12</sup> zur Bestimmung von Deformationsparametern eignet.

## Ergebnisse und Diskussion

Abb. 1 gibt zunächst eine Übersicht über die Positionen der Maxima und Minima in den experimentellen Winkelverteilungen von verschiedenen Targetkernen<sup>19</sup>. In grober Näherung hängt die Winkelposition der Maxima und Minima offensichtlich nur von der Massenzahl  $A$  bzw. vom Kernradius  $R$  ab. Dieses Verhalten legt eine Interpretation als Beugungsphänomen nahe. Eine einfache derartige Theorie, nämlich die erwähnte Beugungsstreutheorie<sup>7</sup>, zeigt, daß die Position der Maxima bzw. Minima in den Winkelverteilungen im wesentlichen durch die Maxima bzw. Nullstellen der Funktion  $[J_2(qR)]^2$

<sup>16</sup> C. M. PEREY u. F. G. PEREY, Phys. Rev. **132**, 755 [1963].

<sup>17</sup> In dem hier vorliegenden Fall der 2<sup>+</sup>-Anregung von geraden Kernen kommt nur  $l=2$  in Betracht.

<sup>18</sup> L. W. OWEN u. G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. **51**, 155 [1964].

<sup>19</sup> Aufgetragen wurde, exakt gesprochen, die Lage der Berührungspunkte der Winkelverteilung mit einer gedachten Enveloppe. Diese Auftragung erscheint zweckmäßiger für den Vergleich der unelastischen mit der entsprechenden elastischen Winkelverteilung, wenn letztere in Einheiten des RUTHERFORD-Querschnittes aufgetragen ist.

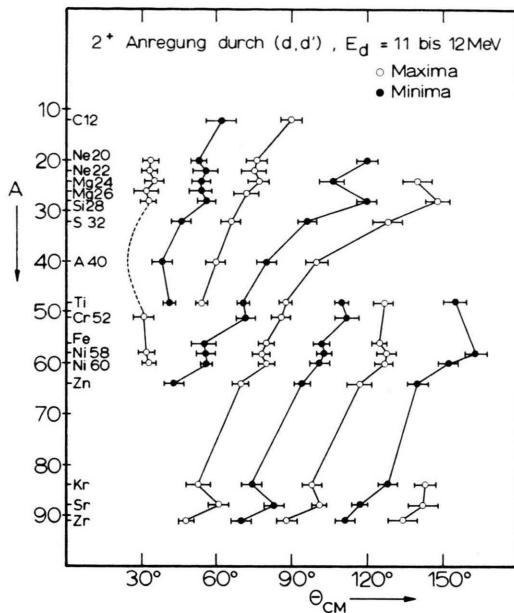


Abb. 1. Übersicht über das Verhalten von  $(d,d')$ -Winkelverteilungen, die der Anregung des jeweils niedrigsten  $2^+$ -Niveaus gerader Kerne entsprechen. Aufgetragen ist die Lage der Maxima und Minima der Winkelverteilungen bezüglich der Enveloppe (siehe Text),  $A$  ist die Massenzahl des Targetkerne. Die Daten außer  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  sind den Ref. <sup>2-6, 20</sup> entnommen.

bestimmt werden, wobei  $J_2$  die gewöhnliche BESEL-Funktion und  $q$  die Impulsübertragungsgröße  $|\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f|$  ist. Abb. 2 zeigt, daß die Tendenz der Interferenzstruktur, sich mit wachsendem  $A$  bzw.  $R$  in Richtung auf kleinere Winkel zu verschieben, qualitativ durch die BESEL-Funktion beschrieben werden kann.

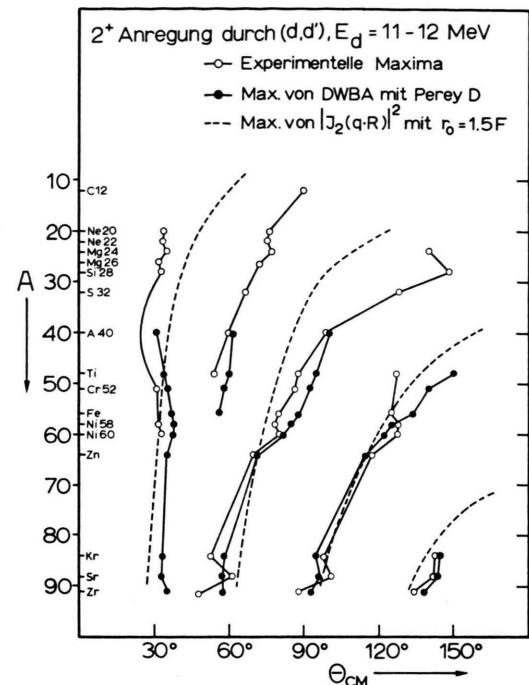


Abb. 2. In der Auftragung wie Abb. 1. Vergleich der Maxima in den experimentellen Winkelverteilungen mit denen von berechneten Winkelverteilungen. Die schwarzen Punkte entsprechen DWBA-Rechnungen mit dem optischen Parametersatz  $D$  von PEREY und PEREY <sup>16</sup>. Die gestrichelten Linien entsprechen der aus einem Beugungsstreumodell berechneten Lage der Maxima.

Andererseits ist die BLAIRSche Beugungsstreu-theorie aus zwei Gründen nicht geeignet, die experimentellen Daten quantitativ zu beschreiben. Erstens zeigen die experimentellen Winkelverteilungen, daß

	PEREY $b$	PEREY $B$	PEREY $D$	HALBERT $SDa$	HALBERT $SDb$	E. M.	PEREY $D$ E. M.
Ar(Ca-Parameter)	0,26	0,34	0,43				
Ti	0,28	0,60	0,43	0,43	0,29	0,26	1,6
$^{52}\text{Cr}(\text{Fe-Parameter})$	0,40	0,45	0,36			0,23	1,6
Fe	0,43	0,50	0,31	0,61	0,49	0,24	1,3
$^{58}\text{Ni}$	0,22	0,36	0,25			0,19	1,3
$^{60}\text{Ni}$	0,23	0,42	0,28			0,20	1,4
Zn	0,59	0,57	0,35	0,72	0,49	0,24	1,5
Kr(Zr-Parameter)	0,15	0,24	0,17			0,13	1,2
Sr(Zr-Parameter)	0,14	0,24	0,15			0,10	1,3
Zr	0,13	0,18	0,13				

Tab. 1. Vergleich der Deformationsparameter  $\beta_2$ , die durch Verwendung verschiedener optischer Parametersätze aus denselben experimentellen  $(d,d')$ -Winkelverteilungen gewonnen wurden. Die Parametersätze  $b$ ,  $B$ ,  $D$  wurden von PEREY und PEREY <sup>16</sup>, die Sätze  $SDa$ ,  $SDb$  von HALBERT <sup>25</sup> angegeben. Die Werte „E. M.“ sind aus elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten <sup>27</sup> gewonnen. Die letzte Spalte gibt das Verhältnis der Daten „PEREY  $D$ “ zu „E. M.“ wieder.

<sup>29</sup> R. K. JOLLY, Phys. Rev. **139**, B 318 [1965].

in der Massenregion von  $^{52}\text{Cr}$  ein Maximum und ein Minimum in der 2<sup>+</sup>-Winkelverteilung langsam verschwinden (vgl. Abb. 1 und 2). Ein derartiges Verschwinden von Maxima bzw. Minima kann durch die einfache Beugungsstreutheorie nicht wiedergegeben werden, wohl aber, wie Abb. 2 zeigt, durch die weiter unten beschriebenen DWBA-Rechnungen. Zweitens folgt aus der Beugungsstreutheorie, daß die BLAIRSche Phasenregel stets erfüllt sein sollte. Abb. 3 zeigt dagegen in einer Übersicht, daß die Phasenregel für die Mehrzahl der Winkelverteilungen nicht erfüllt ist. Auch hier ist jedoch die DWBA-Theorie in der Lage, derartige Abweichungen von der Phasenregel wiederzugeben. Die Ursache dieser Abweichungen<sup>15</sup> liegt wahrscheinlich darin, daß Deuteronen am Kernrand weniger stark absorbiert werden als z. B.  $\alpha$ -Teilchen.

In Abb. 4 sind theoretische, nach der DWBA-Theorie berechnete Winkelverteilungen mit den experimentellen verglichen. Die Berechnung<sup>21</sup> geschah mit Hilfe des Programms „T-Sally“<sup>12</sup> unter Einschluß von COULOMB-Anregungseffekten. Aus der Analyse der in diesem Laboratorium gemessenen elastischen Winkelverteilungen<sup>22–24</sup> standen eine Reihe von optischen Parametersätzen<sup>16, 25</sup> zur Ver-

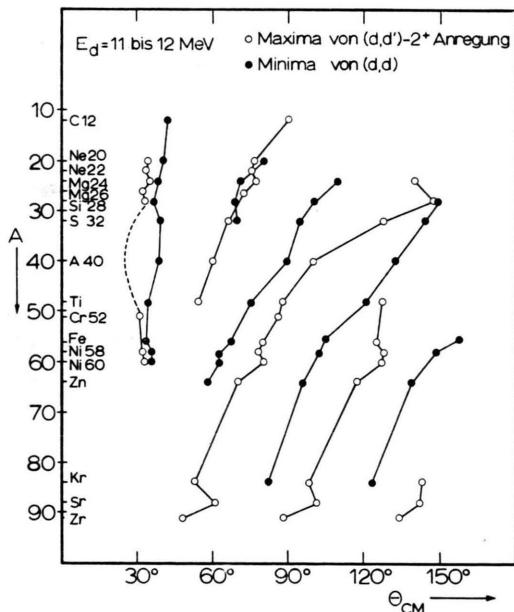


Abb. 3. Übersicht über das Verhalten von gemessenen elastischen und 2<sup>+</sup>-unelastischen Winkelverteilungen gerader Kerne in Hinblick auf die BLAIRSche Phasenregel. Aufgetragen ist die Lage der Maxima in der unelastischen (wie in Abb. 1) und die Lage der Minima (von  $d\sigma/d\Omega_{\text{Rutherford}}$ ) in der elastischen Streuung. Bei Gültigkeit der BLAIRSchen Phasenregel müßten schwarze und offene Punkte übereinander liegen.

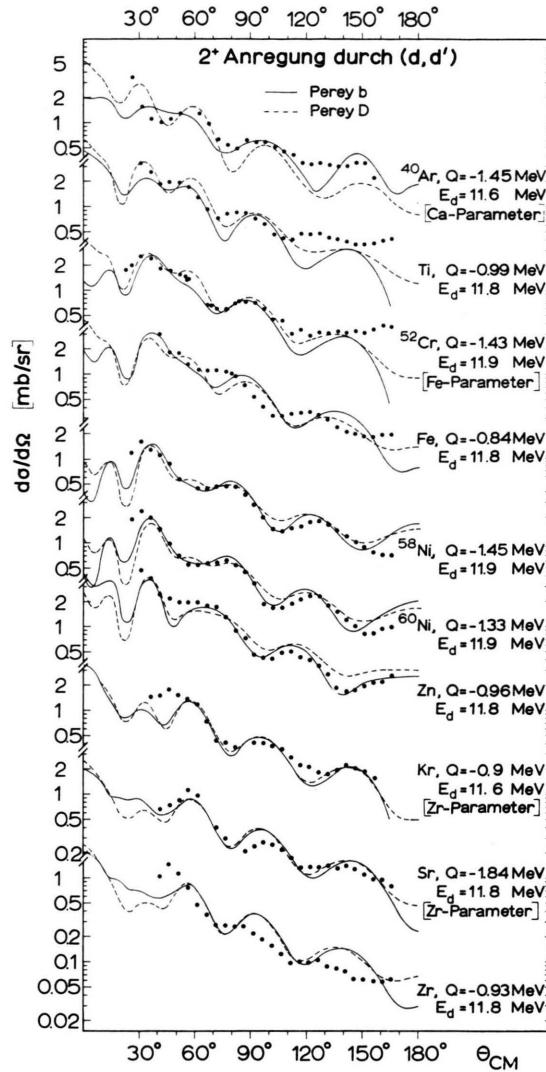


Abb. 4. Winkelverteilungen für verschiedene (d,d')-Reaktionen, bei denen jeweils der niedrigste 2<sup>+</sup>-Zustand von geraden Kernen angeregt wird. Die Punkte entsprechen den experimentellen Werten<sup>2, 4, 6</sup>. Die Kurven sind nach der DWBA-Theorie berechnet. Sie entsprechen der Verwendung der optischen Parametersätze *b* und *D* von PEREY und PEREY<sup>16</sup>.

fügung, die für diese Rechnungen verwendet wurden. Abb. 4 zeigt die berechneten Winkelverteilungen<sup>26</sup> für die beiden verschiedenen optischen Parametersätze *b* und *D* von PEREY und PEREY<sup>16</sup>. Die Qualität der Anpassungen bei Verwendung verschiedener optischer Parameter ist nicht sehr unterschiedlich, wohl aber die Größe der aus der Anpassung an die experimentellen Winkelverteilungen gewonnenen Deformationsparameter  $\beta_2$ .

<sup>21</sup> Alle Rechnungen wurden auf der IBM 7090-Rechenanlage im Deutschen Rechenzentrum, Darmstadt, durchgeführt.

Tabelle 1 zeigt eine Übersicht über die bei Verwendung verschiedener optischer Parameter gewonnenen Deformationsparameter. Der Vergleich mit den in der Spalte „E. M.“ gegebenen, nach Gl.(3) aus den elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten berechneten Werten von  $\beta_2$  zeigt, daß die aus der Deuteronenstreuung erhaltenen Werte durchweg größer sind. Die relativ besten Werte erhält man bei Verwendung des Parametersatzes  $D$  von PEREY und PEREY, der sich durch einen relativ großen Radiusparameter ( $r_0 = 1,3$  fm) und einen kleinen Diffuseness-Parameter ( $a = 0,73$  fm) auszeichnet<sup>16</sup>. Der große Radiusparameter liefert einen Hinweis auf die ausgedehnte Struktur des Deuterons. Die letzte Spalte gibt das Verhältnis der aus dem Satz  $D$  gewonnenen Werte von  $\beta_2$  zu den aus elektromagnetischen Messungen gewonnenen an. Das Verhältnis beträgt im Mittel 1,4.

- <sup>22</sup> G. IGO, W. LORENZ u. U. SCHMIDT-ROHR, Phys. Rev. **124**, 832 [1961].
- <sup>23</sup> T. BECKER, U. SCHMIDT-ROHR u. E. TIELSCH, Phys. Letters **5**, 331 [1963].
- <sup>24</sup> G. MAIRLE u. U. SCHMIDT-ROHR, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Bericht 1965/V/13.
- <sup>25</sup> E. C. HALBERT, Nucl. Phys. **50**, 353 [1964].
- <sup>26</sup> Da für Ar, <sup>52</sup>Cr, Kr und Sr keine passenden optischen Analysen der elastischen Winkelverteilungen zur Verfügung standen, wurden für Rechnungen an diesen Kernen die optischen Parameter der Nachbarkerne Ca, Fe und Zr verwendet.

Abschließend läßt sich sagen, daß durch die DWBA-Theorie zwei Effekte wiedergegeben werden können: Erstens das Verschwinden eines Maximums bzw. Minimums in den 2<sup>+</sup>-Winkelverteilungen für Targetkerne in der Nähe von <sup>52</sup>Cr. Zweitens Abweichungen von der BLAIRSchen Phasenregel, die bei Kernen  $A \gtrsim 40$  auftreten. Bezuglich der Deformationsparameter  $\beta_2$  liefert der optische Parametersatz  $D$  von PEREY und PEREY die besten Werte, die jedoch immer noch erheblich über den durch elektromagnetische Methoden gewonnenen liegen. Wahrscheinlich läßt sich diese Diskrepanz jedoch durch Einführung eines komplexen Kopplungspotentials in die Rechnungen beheben<sup>28, 29</sup>.

Wir danken Herrn Dipl.-Phys. G. MAIRLE für die Durchführung von Rechnungen und Herrn B. PÖPEL für die Hilfe bei den Messungen. Den Technikern der Zyklotrongruppe sind wir für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente zu Dank verpflichtet.

- <sup>28</sup> J. K. DICKENS, F. G. PEREY u. G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. **73**, 529 [1965].
- <sup>27</sup> P. H. STELSON u. F. K. McGOWAN, Nucl. Phys. **32**, 652 [1962]; Ann. Rev. Nucl. Sci. **13**, 163 [1963]. — P. H. STELSON, R. L. ROBINSON, H. J. KIM, J. RAPAPORT u. G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. **68**, 97 [1965].
- <sup>29</sup> S. HINDS, H. MARCHANT u. R. MIDDLETON, Nucl. Phys. **67**, 257 [1965].