

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Mai 1969

KFK 967

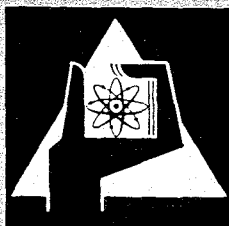
**MESSUNG DER INELASTISCHEN STREUUNG VON 104-MeV-ALPHATEILCHEN  
UND IHRE BESCHREIBUNG DURCH DIE AUSTERN-BLAIR-THEORIE**

Zyklotron-Laboratorium des Kernforschungszentrums Karlsruhe

J. Specht, H. Rebel, G. Schatz, G. W. Schweimer

II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

G. Hauser, R. Löhken



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE



Kernforschungszentrum Karlsruhe

Mai 1969

KFK - 967

Messung der inelastischen Streuung von 104 MeV Alphateilchen  
und ihre Beschreibung durch die Austern-Blair-Theorie

Zyklotron-Laboratorium

J. Specht, H. Rebel, G. Schatz, G.W. Schweimer

II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

G. Hauser, R. Löhken

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Zusammenfassung

Die Winkelverteilung von inelastisch gestreuten Alphateilchen wurde unter Anregung von tiefliegenden Kernniveaus am  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$  bei einer Einschußenergie von 104 MeV gemessen. Die Ergebnisse konnten durch Anregungen bis zur fünften Ordnung nach der Theorie von Austern und Blair beschrieben werden. Aus den gefundenen reduzierten Matrixelementen wurden, unter der Annahme einer Kollektivbewegung des Targetkernes, Deformationslängen bis zur achten Ordnung extrahiert.

Die Anregung des  $^{12}\text{C}$  läßt sich als Vibration der Kernoberfläche, die des  $^{20}\text{Ne}$  als Rotation eines faßförmigen Kernes deuten.

## Inhalt

	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimentelle Anordnung	3
3. Datenaufnahme und Reduktion	4
4. Meßergebnisse	6
5. Analyse der Meßergebnisse	11
5.1 Austern-Blair Theorie	11
5.2 Bestimmung von reduzierten Matrixelementen	13
6. Deformationslängen	16
7. Diskussion	19
Literaturverzeichnis	23
Anhang:	
Tabelle der experimentellen Wirkungsquerschnitte	25

## 1. Einleitung

Die dominierende Erscheinung bei der elastischen und inelastischen Streuung von Alphateilchen an Atomkernen ist die starke Absorption. Die Kerne erscheinen dem einlaufenden Alphateilchen bis auf eine schmale Oberflächenebene als schwarz, was sich z.B. in der scharfen Oszillationsstruktur der Winkelverteilung (analog optischen Beugungsbildern) äußert. Die starke Absorption hat zur Folge, daß Alphateilchen, wie andere Teilchen mit starker Absorption, eine ungeeignete Sonde für die Struktur des Kerninneren sind. Andererseits wird dadurch die Situation so vereinfacht, daß die Streuung von Alphateilchen, deren Struktur dank der hohen Stabilität zumindestens bei schwereren Kernen selbst nicht in Erscheinung tritt, ein ausgezeichnetes und spezifisches Mittel zur Untersuchung von Details der Kernoberfläche ist. Der Spinwert von Null des Alphateilchens vereinfacht ferner die Analysen der Meßergebnisse sehr.

Während die elastische Streuung vor allem Informationen über mittlere Eigenschaften der Alphateilchen-Kern-Wechselwirkung (z.B. die Parameter eines optischen Potentials) liefert, lassen sich aus Messungen der inelastischen Streuung feinere Eigenschaften der Struktur des Targetkernes (Spin- und Parität angeregter Niveaus, Deformationslängen u.s.w.) gewinnen. Der theoretischen Analyse der Messungen liegen phänomenologische Modelle zugrunde, mit deren Hilfe die wesentlichen Ergebnisse beschrieben werden können und deren Rechtfertigung Gegenstand einer noch fehlenden fundamentaleren Theorie bleibt. Bei der Beschreibung der Anregung von Kernzuständen durch inelastische Streuung von Alphateilchen sind mehrere phänomenologische Methoden erfolgreich benutzt worden, insbesondere der DWBA-Formalismus <sup>(1)</sup> und die adiabatische Methode. In beiden Methoden wird die Wechselwirkung durch ein von den Relativkoordinaten und den inneren Koordinaten abhängiges Wechselwirkungspotential parametrisiert.

Die DWBA-Methode besteht in einer störungstheoretischen Entwicklung der Wechselwirkung nach Potenzen des Potentials, wobei nur der Term der 1. Ordnung für die numerische Analyse benutzt wird. Im Grundkonzept der adiabatischen Methode trägt dagegen die Wechselwirkung in sämtlichen Ordnungen bei, es wird jedoch angenommen, daß die inneren Koordinaten sich während des Stoßvorgangs nicht ändern. Die Adiabasie-Annahme ermöglicht die Definition einer verallgemeinerten elastischen Streuamplitude, die allerdings sehr aufwendig zu be-

rechnen, jedoch Ausgangspunkt für die Herleitung nützlicher Näherungsausdrücke für den inelastischen Wirkungsquerschnitt ist. Ein Beispiel dafür ist die Beschreibung der inelastischen Streuung durch Drozdov <sup>(2)</sup>, Inopin <sup>(3)</sup> und Blair <sup>(4)</sup> als Fraunhofer-Näherung der Beugung; die Fraunhofer-Näherung ist jedoch in der Regel zu roh und hat nur qualitative Bedeutung.

Es ist das Verdienst der Untersuchungen von Austern und Blair <sup>(5)</sup>, die verallgemeinerte elastische Streuamplitude der adiabatischen Theorie in einer exakten und auswertbaren Form angegeben und den Zusammenhang zwischen elastischer und inelastischer Streuamplitude - bei früheren Theorien nur qualitativ erkennbar - quantitativ formuliert zu haben. Ausgehend von speziellen Ergebnissen von Blair, Sharp und Wilets <sup>(6)</sup> wird in der Austern-Blair Theorie gezeigt, daß sich unter sehr allgemeinen Bedingungen die Übergangselemente für die inelastische Streuung durch die S-Matrixelemente der elastischen Streuung ausdrücken lassen. Kennt man aus experimentellen Studien der elastischen Streuung den Verlauf der Streufunktion  $\eta_1$  (in der Partialwellenentwicklung der Amplitude), so bleiben in der inelastischen Amplitude im Prinzip nur noch die reduzierten Matrixelemente, welche die spezielle Kernstruktur bzw. den Anregungsmodus charakterisieren, unbekannt. Im Rahmen der Austern-Blair Theorie ist es damit möglich, eine direkte Parametrisierung der elastischen Partialamplituden zu benutzen und auf eine explizite Beschreibung der Wechselwirkung durch ein Potential zu verzichten. Damit entfällt die bei der DWBA-Analyse (oder bei der Methode der "gekoppelten Kanäle") notwendige und numerisch aufwendige Lösung der Wellengleichung.

In den letzten Jahren sind mehrfach Messungen der inelastischen Streuung von Alphateilchen <sup>(7-17)</sup> im Rahmen der Austern-Blair Theorie analysiert worden, in den meisten Fällen bei Einschußenergien von 40 - 60 MeV und nur in wenigen Fällen <sup>(10,14)</sup> auch bei höheren Energien bis 100 bzw. 75 MeV. In fast allen diesen Arbeiten wurde die Austern-Blair Theorie in 1. Ordnung der Anregung verwendet, während lediglich in den Arbeiten <sup>(9,10,15)</sup> noch die 2. Ordnung berücksichtigt wurde. Im allgemeinen wurden befriedigende Anpassungen der Theorie an die experimentellen Winkelverteilungen gefunden.

Kürzlich wurde bei Untersuchungen der elastischen Streuung von Alphateilchen bei 104 MeV gezeigt <sup>(18,19)</sup>, daß bei dieser Energie die starke Absorption bei leichten Kernen ( $A \leq 20$ ) zurückgeht und auch das Kerninnere zur Streuung beiträgt. Das optische Potential in der Woods-Saxon-Form oder die Parametrisierungen der Streufunktion nach Frahn und Venter <sup>(20)</sup> oder Akhiezer, Pomeranchuk und Blair <sup>(21,22)</sup> eignen sich lediglich zur Beschreibung schwerer



Kerne; für die leichteren Kerne sind kompliziertere Potentialformen oder Streuphasenmodelle notwendig.

In dieser Arbeit wird über experimentelle Untersuchungen der inelastischen Streuung von 104 MeV Alphateilchen berichtet, die sich an die früheren Messungen der elastischen Streuung anschließen. Gemessen wurden die Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen elastisch und inelastisch gestreuter Alphateilchen an den Targetkernen  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$ .

Bei der Analyse mit Hilfe der Austern-Blair Theorie wurden auch höhere Ordnungen in der Anregung berücksichtigt und die entsprechenden Matrixelemente gewonnen. Es zeigte sich, daß auch die Winkelverteilungen bei der Streuung an  $^{12}\text{C}$ , trotz der Störung der starken Absorption, gut beschrieben werden können, wenn man die in ref. (19) angegebene Parametrisierung der elastischen Streufunktion benutzt. Schließlich wurde versucht, aus den reduzierten Matrixelementen Deformationslängen zu bestimmen.

## 2. Experimentelle Anordnung

Die Streuexperimente wurden am externen Alpha-Strahl des Karlsruher Isochronenzyklotrons durchgeführt. Der experimentelle Aufbau wurde in einer früheren Arbeit (19) ausführlich beschrieben; daher werden hier nur einige wichtige Teile wiederholt. Abb. 1 zeigt die prinzipielle Anordnung.

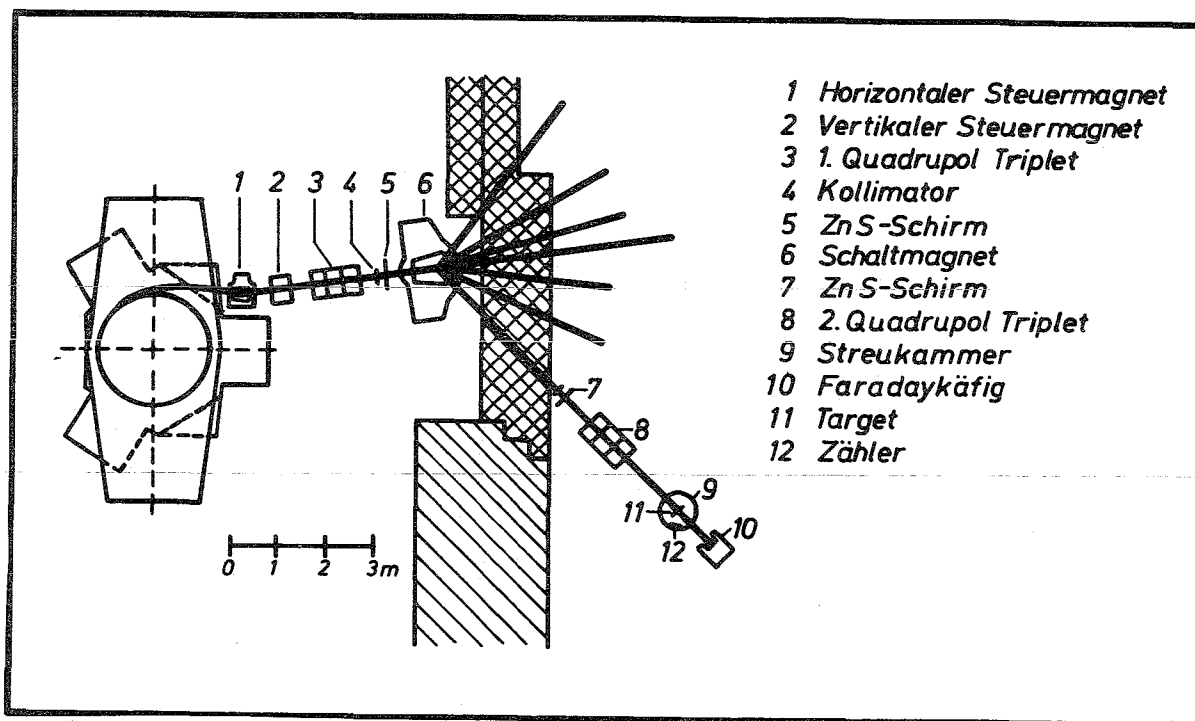


Abbildung 1: Experimentelle Anordnung

Die auf 104 MeV beschleunigten Alphateilchen erreichen nach dem Durchlaufen von einem Kollimator sowie Führungs- und Fokussierungsmagneten die Streukammer und werden danach in einem Faradaykäfig gestoppt. Im Zentrum der Kammer steht das Target. Beim  $^{12}\text{C}$  und  $^{64}\text{Ni}$  waren es dünne isotoopenreine Folien, während das  $^{20}\text{Ne}$  als Gas in einem abgeschlossenen zylindrischen Gefäß bei Atmosphärendruck gehalten wurde. Die vom Target gestreuten Alphateilchen werden mit einem 5 mm dicken Si(Li)-Zähler, der um das Target drehbar montiert ist, nachgewiesen. Das Energieauflösungsvermögen der gesamten Anordnung beträgt 300 - 600 keV; es spielte eine wesentliche Rolle bei der Auswahl der zu untersuchenden Niveaus.

Die Detektorimpulse wurden in der Nachweiselektronik verstärkt, geformt und danach über einen ADC dem On-Line-Computer CDC 3100 des Zyklotron-Laboratoriums zugeführt. Eine elektronische Teilchenunterscheidung war nicht notwendig, da hochenergetische Protonen, Deuteronen und Tritonen nicht im Zähler gestoppt wurden und die Maximalenergie der  $^3\text{He}$ -Teilchen, infolge ihrer geringen Bindungsenergie, um 14 - 16 MeV unter der Energie der elastisch gestreuten Alphateilchen liegt.

### 3. Datenaufnahme und Reduktion

Bei den Messungen hat es sich als vorteilhaft erwiesen, daß schon während der Meßperiode die Winkelverteilungen provisorisch ausgewertet werden konnten. Das wurde durch die Benutzung des On-Line-Computer-Systems der CDC 3100 mit einem speziell dafür entwickelten Programm "Picus-3" ermöglicht <sup>(23)</sup>. Durch dieses Programm werden die Energiespektren in 1024 Kanälen gespeichert, die Linieninhalte zwischen zwei vorgebbaren Grenzen aufsummiert und eine Totzeit - und Untergrundkorrektur vorgenommen.

Durch die sofortige Auswertung gewinnt man rasch einen Überblick über die Winkelverteilung, was eine unmittelbare Kontrolle der Meßanordnung bietet. Dieses Auswerteverfahren liefert jedoch dann sehr ungenaue Ergebnisse, wenn - bedingt durch die begrenzte Energieauflösung und relativ geringen Niveauabstände der Kerne - die verschiedenen interessierenden Linien im Spektrum nicht hinreichend gut getrennt sind. In diesen Fällen wurden die Spektren einer weiteren Analyse unterworfen, welche die Beiträge der elastischen und verschiedenen inelastischen Linien trennt.

Die nachgewiesenen elastisch gestreuten Alphateilchen hatten im Spektrum eine unsymmetrische Verteilung. Daher wurde für die Darstellung zweier benachbarter Linien  $M(E)$  im Energiespektrum folgende Form angesetzt:

$$M(E) = A + B \cdot E + \int_{E-\Delta E}^E \left\{ N_1 \cdot \text{sng}(E, E_1, G, \mathcal{E}) + N_2 \cdot \text{sng}(E, E_2, G, \mathcal{E}) \right\} dE' \quad (3.1)$$

A und B sind die Parameter des Untergrundes,  $\Delta E$  ist die Kanalbreite des Vielkanalanalysators,  $N_1$  und  $N_2$  sind die gesuchten Linieninhalte und  $\text{sng}(E, E_0, \sigma, \mathcal{E})$  ist eine schiefe, auf eins normierte Gaußfunktion. Diese wird definiert durch:

$$\text{sng}(E, E_0, G, \mathcal{E}) = \int_{-\infty}^{\infty} S(E') A(E-E') dE'$$

$$\begin{aligned} S(E) &= \frac{1}{|\mathcal{E}|} \exp \left\{ (E-E_0)/\mathcal{E} \right\}; \text{ für } (E-E_0)/\mathcal{E} \leq 0 \\ S(E) &= 0; \text{ für } (E-E_0)/\mathcal{E} > 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$A(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} G} \exp \left\{ -x^2/2G^2 \right\}$$

$E_0 - \mathcal{E}$  ist der Schwerpunkt,  $\mathcal{E}^2 + \sigma^2$  die mittlere quadratische Abweichung und  $-2 \mathcal{E}^3$  die mittlere kubische Abweichung der schiefen normierten Gaußfunktion vom Schwerpunkt.

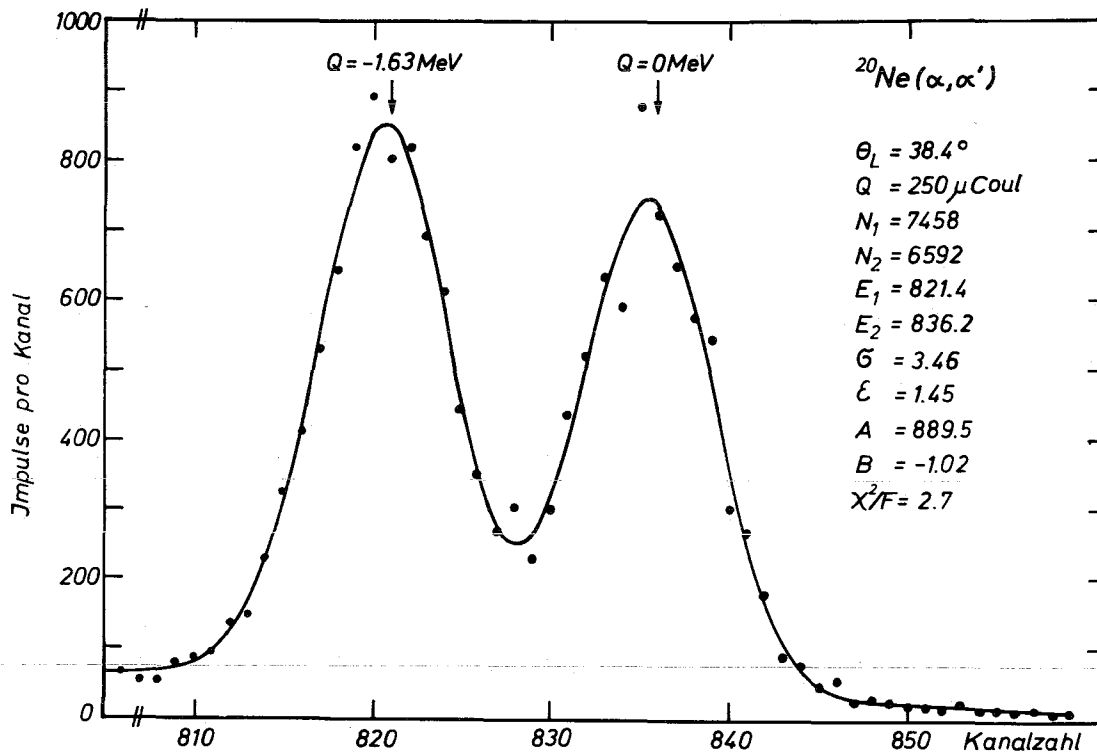


Abbildung 2: Liniengruppe von elastisch und inelastisch an  $^{20}\text{Ne}$  gestreuten Alphateilchen. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Linientrennung.

Ein Fortran-Programm ("Linse") auf einer IBM 7074 berechnet durch Minimalisierung von  $\chi^2$  den optimalen Parametersatz:

A, B,  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\sigma$  und  $\varepsilon$  für eine statistisch einwandfreie Darstellung der gemessenen Linien nach der obigen Darstellung. Die Anfangswerte für A, B,  $E_1$  und  $E_2$  wurden unmittelbar aus dem Meßspektrum, die Anfangswerte für  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $\sigma$  und  $\varepsilon$  aus den Daten (von dem Programm selbst) durch Berechnung von höheren Schwerpunktsmomenten abgeschätzt. Das Programm benötigte durchschnittlich 3-4 Minuten Rechenzeit für die Auftrennung einer Doppellinie.

Abb. 2 zeigt das Ergebnis einer Trennung der elastischen und inelastischen Alphalinie, die unter einem Laborwinkel von  $38,4^\circ$  am  $^{20}\text{Ne}$  aufgenommen wurden +). Im allgemeinen konnten zwei Linien noch getrennt werden, wenn sich ihr Inhalt um nicht mehr als ein Faktor 100 unterschied. Bei der Berechnung des Fehlers für  $N_1$  und  $N_2$  wurde neben dem statistischen Fehler ein Fehler proportional zur Linienüberlappung angenommen:

$$\begin{aligned}\Delta N_1 &= \sqrt{N_1 + FN_2} \\ \Delta N_2 &= \sqrt{N_2 + FN_1} \\ F &= \exp \left\{ - \left( \frac{E_1 - E_2}{2\sigma} \right)^2 \right\}\end{aligned}\tag{3.3}$$

#### 4. Messergebnisse

Die Abbildungen 3-5 zeigen die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit theoretischen Kurven, auf die in Abschnitt 5 eingegangen wird. Die elastischen Winkelverteilungen sind auf den Rutherfordstreuquerschnitt normiert. Beim  $^{12}\text{C}$  wurden die inelastischen Winkelverteilungen für die ersten beiden angeregten Zustände, bei  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$  lediglich für das erste angeregte Niveau gemessen.

Der Grund für diese Beschränkung liegt teils in der endlichen Energieauflösung, teils im Verzicht auf eine Teilchenunterscheidung, wodurch im Spektrum die Linien zu hohen angeregten Zuständen mit dem Untergrund aus Reaktionen vermischt werden können. Alle gemessenen Zustände haben natürliche Parität und zeigen über der etwa exponentiell abfallenden Winkelverteilung Oszillationen, die zu

---

+ ) Die gelegentlich sehr großen Abweichungen der Meßpunkte von der berechneten Linienform sind systematischer Natur und bedingt durch die relativ schlechte differentielle Linearität der benutzten ADC's.

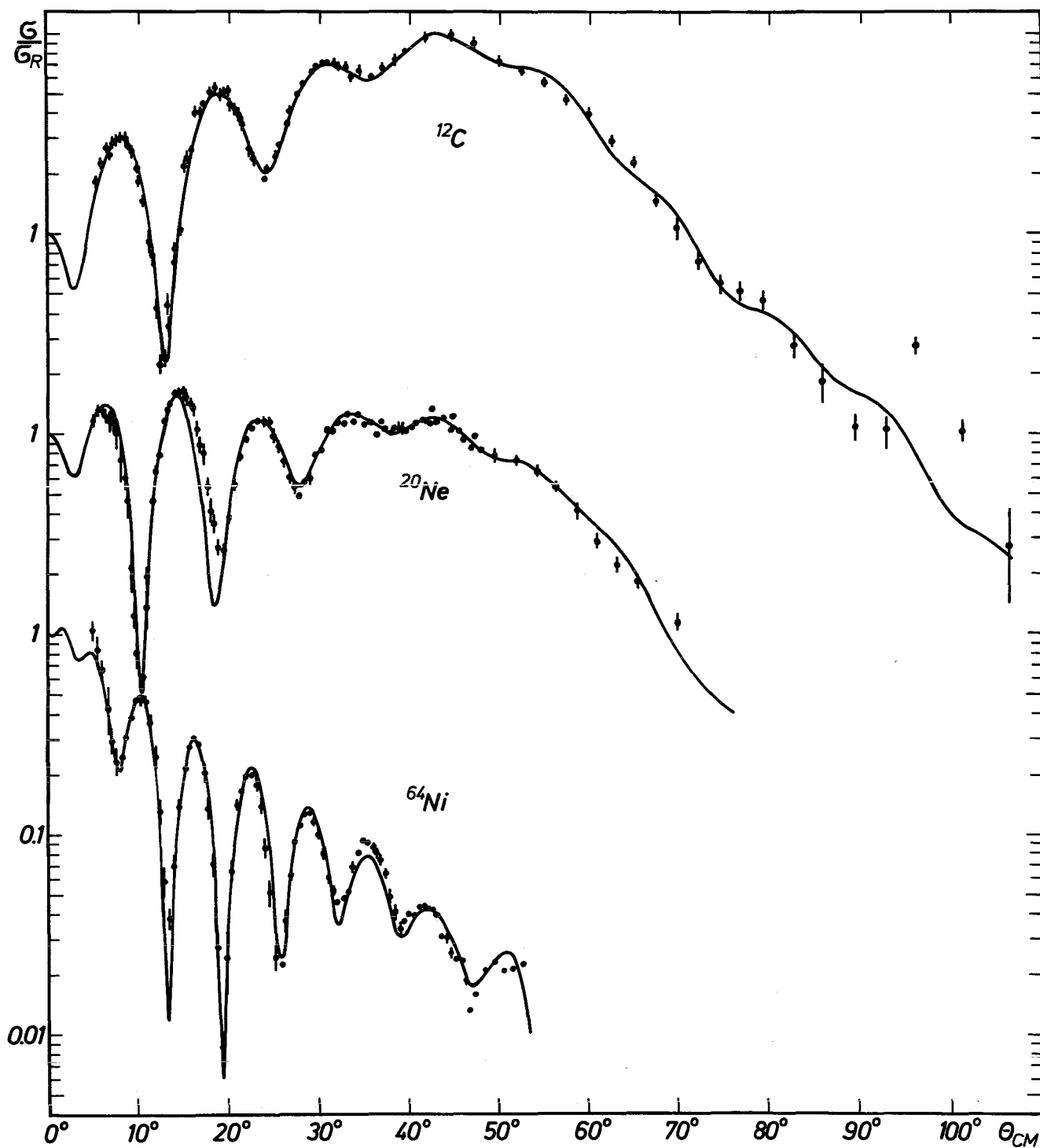


Abbildung 3: Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung von 104 MeV Alphateilchen an  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$ . Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse einer Streuphasenanalyse.

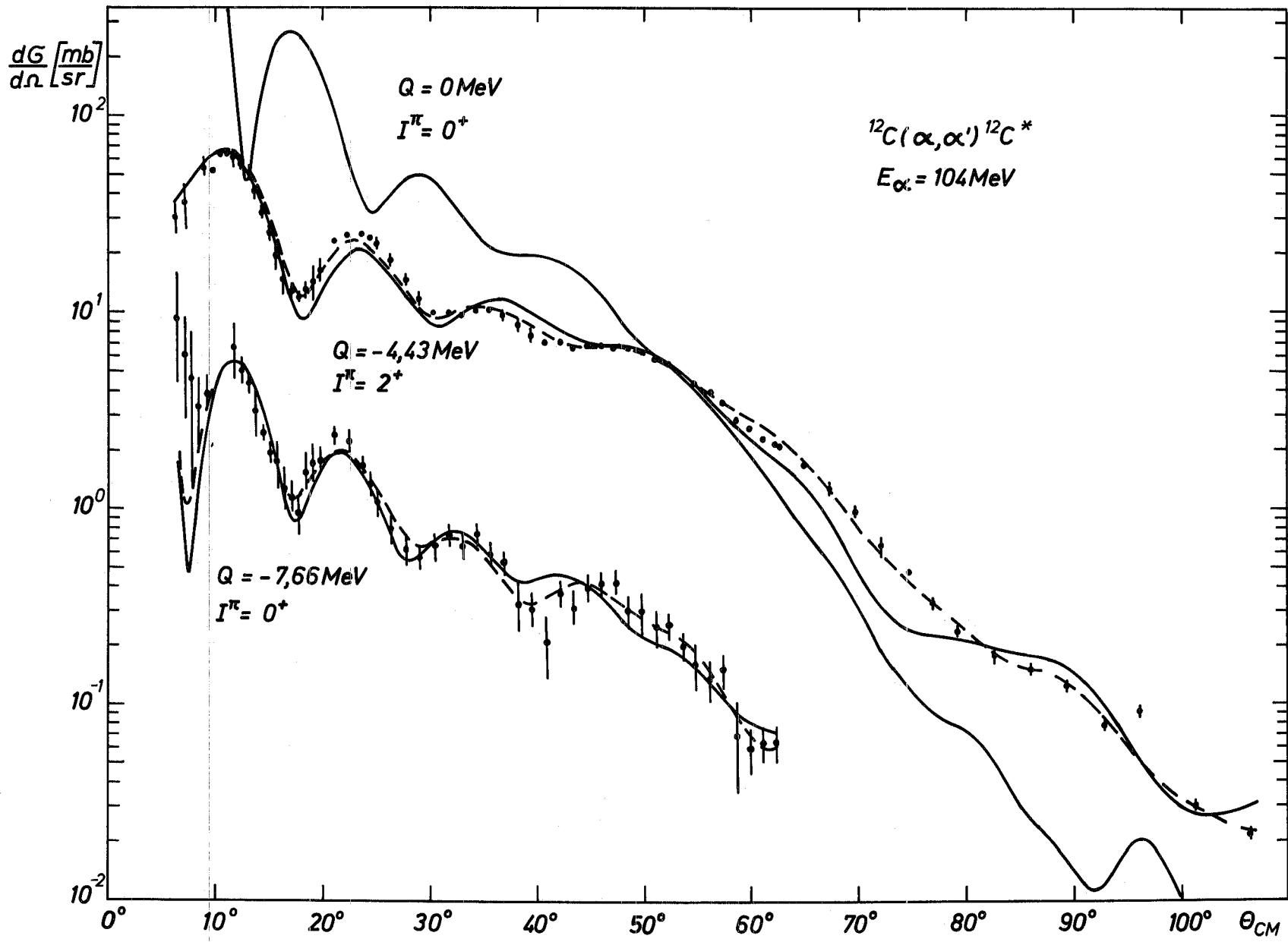


Abbildung 4: Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung von 104 MeV Alphateilchen an  $^{12}\text{C}$ . Die durchgezogenen Kurven sind nach der Austern-Blair Theorie berechnet. (Bei den gestrichelten Kurven wurden die Parameter der Streufunktion mitvariiert). Ohne Messpunkte ist der Verlauf des Wirkungsquerschnittes der elastischen Streuung eingezeichnet.

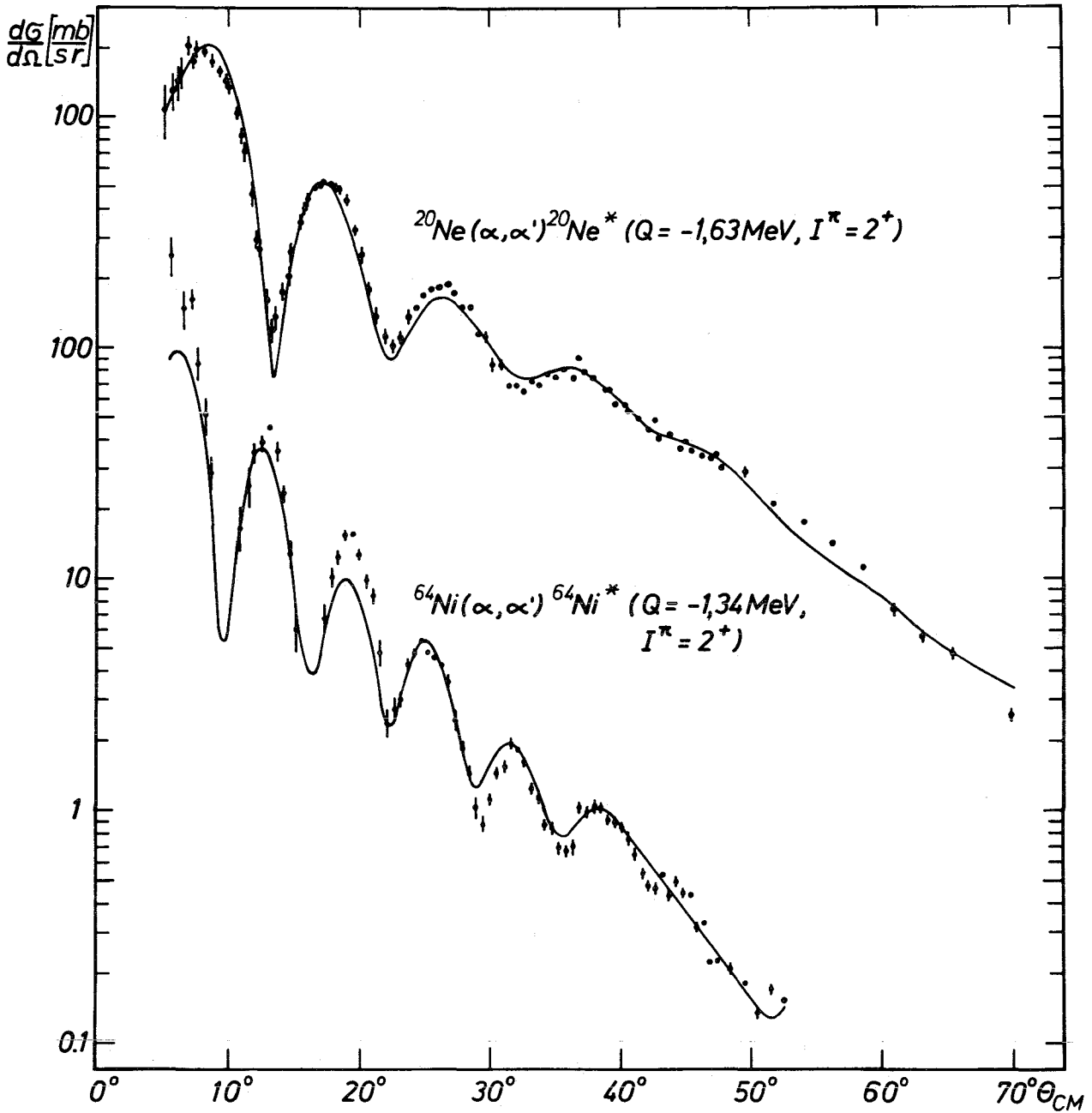


Abbildung 5: Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung von 104 MeV Alphateilchen an  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$ . Die durchgezogenen Kurven sind nach der Austern-Blair Theorie berechnet.

den Oszillationen der elastischen Winkelverteilung gegenphasig verlaufen.

Die Fehlerbalken in den Abbildungen 3-5 enthalten den statistischen Fehler und einen Fehler aus der Unsicherheit in der Winkelbestimmung. Der Winkelfehler ( $0,1^\circ$ ) wurde durch Multiplikation mit der Steigung der gemessenen Kurve in einen Fehler für den Wirkungsquerschnitt umgewandelt. Der absolute Fehler (Ordinatenmaßstab) beträgt bei allen Kurven bis zu 5 % und kommt hauptsächlich aus der Unsicherheit in der Targetdicke.

Im Anhang sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte der inelastisch gestreuten Alphateilchen für das Labor- und Schwerpunktsystem numerisch wiedergegeben.



## 5. Analyse der Messungen

### 5.1 Austern-Blair Theorie

Die Winkelverteilungen elastisch und inelastisch gestreuter Alphateilchen stehen in enger Beziehung zueinander. Das zeigen schon die einfachen Diffraktionsmodelle und wird offenbar in der Blair'schen Phasenregel. Die Beschreibung des Zusammenhangs ist jedoch im Rahmen der Fraunhofer-Näherung unvollkommen und nur qualitativ. Eine vollkommene Beschreibung ist durch die von Austern und Blair angegebene Streuamplitude möglich. Wie Austern und Blair zeigten, entsprechen sich die DWBA-Entwicklung und die Entwicklung der "verallgemeinerten elastischen" Streuamplitude der adiabatischen Approximation nach Potenzen eines Wechselwirkungspotentials Term für Term im Falle  $Q = 0$ . Ferner existieren approximativ gültige Relationen zwischen den in der DWBA-Reihe auftretenden Radialintegralen  $R_{l',l}$  und der Streufunktion  $S_l$ , die in der Formulierung der Amplitude benützt werden können.

Die Streuamplitude für die inelastische Streuung von Alphateilchen an Kernen mit dem Grundzustand  $0^+$  unter Anregung eines Zustandes  $I^\pi$  ist dann gegeben durch

$$f_{IM}(\theta) = \frac{\sqrt{2I+1}}{2ik} \sum_{l,l'} i^{l-l'} \sqrt{2l'+1} e^{i(\sigma_{l'} + \sigma_l)} \langle l' I - M M | l 0 \rangle \langle l' I 0 0 | l 0 \rangle Y_{l'}^M(\theta, 0) \left\{ \sum_n C_n(I) \frac{(-k)^n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial l^n} S_l \right\} \quad (5.1)$$

Der Wirkungsquerschnitt wird als Quadrat des Absolutbetrages dieser Amplitude und durch Summation über die magnetischen Quantenzahlen  $M$  berechnet.

Die verwendeten Symbole haben folgende Bedeutung:

$\Theta$  ist der Streuwinkel im CM-System,  $k$  ist die Wellenzahl im Eingangskanal,  $\sigma_l = \arg \Gamma(1 + i + i\eta)$  sind die Coulombphasen,  $\eta = Z/(137 \beta)$  ist der Coulombparameter,  $Z$  ist das Produkt der Ladungszahlen von Projektil und Kern,  $\beta$  ist die Geschwindigkeit der Relativbewegung in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit,

$\langle l_1 l_2 m_1 m_2 | l_3 m_3 \rangle$  sind Clebsch-Gordan-Koeffizienten in der Normierung nach ref. (24),  $Y_l^m(\theta, \phi)$  sind Kugelfunktionen,  $C_n(I)$  sind die reduzierten Matrixelemente einer die Kollektivbewegung beschreibenden Koordinate in  $n$ -ter Ordnung, und  $S_l$  ist die Streufunktion, die den elastischen Wirkungsquerschnitt beschreibt. Die partiellen Ableitungen von  $S_l$  werden an der Stelle  $\bar{l} = (1+l)/2$  berechnet.

Die Herleitung der Austern-Blair Amplitude fußt auf folgenden Annahmen:

- a) Gültigkeit der adiabatischen Approximation. Diese vernachlässigt die Anregungsenergie im Vergleich zur Gesamtenergie. Eine andere Sprechweise ist, daß die Kollektivbewegung des Kernes während der Stoßzeit "eingefroren" ist.
- b) Anregung bei streifender Inzidenz, d.h. der Bahndrehimpuls des ein- und auslaufenden Alphateilchens soll groß gegen den übertragenen Drehimpuls sein. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da Alphateilchen mit kleinem Bahndrehimpuls stark absorbiert werden und nicht unter Anregung von tiefliegenden Kernniveaus inelastisch gestreut werden.
- c) Die Gültigkeit der Relation

$$R_{l',l}^{(n)} \approx R_{\bar{l},\bar{l}}^{(n)} = \frac{i E}{2 k} \cdot \frac{(-k)^n}{n!} \cdot \frac{\partial^{n_s} \bar{l}}{\partial \bar{l}^n} \quad (5.2)$$

die unter ähnlichen Voraussetzungen wie a) und b) gewonnen werden kann, wobei die Einführung von  $\bar{l}$  als arithmetisches Mittel von  $l$  und  $l'$  verhältnismäßig willkürlich ist (s. auch ref. 25).

Die spektroskopische Information steckt in den Parametern  $C_n$ . Beschreibt man das Wechselwirkungsvolumen (bzw. Potential) eines deformierten Kernes durch

$$R(\vec{r}) = R_0 + \alpha(\vec{r}) \quad (5.3)$$

wobei  $\alpha(\vec{r})$  die Deformation der Kernoberfläche in Richtung  $\vec{r}$  angibt, so sind die  $C_n(I)$  durch folgende Gleichung definiert.

$$\langle IM | \alpha^n | 00 \rangle = C_n(I) Y_{LM}^*(\vec{r}) \quad (5.4)$$

Sie hängen von Details der Kernwellenfunktionen, dem übertragenen Kernspin und der Ordnung  $n$  ab. Die Beiträge höherer Ordnungen ( $n > 1$ ) werden oft als Mehrfachanregung bezeichnet, die mit der Einfachanregung interferieren und die "Phasenlage" zwischen den Winkelverteilungen elastisch und inelastisch gestreuter Teilchen bestimmen. Die Verletzung der Blair'schen Phasenregel deutet dabei auf dominante Beiträge gerader Ordnungen hin.

## 5.2 Bestimmung von reduzierten Matrixelementen

Bei der Analyse der gemessenen Winkelverteilungen wurde die bei früheren Untersuchungen <sup>(19)</sup> benutzte 9-parametrische  $S_1$ -Funktion benutzt.

$$|S_1| = \varepsilon + \frac{1 - \varepsilon}{1 + \exp\left\{\frac{L-1}{\delta_1}\right\}}$$

$$\arg S_1 = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{L-1}{\delta_2}\right\}} \sum_{n=0}^4 a_n (1-L)^n \quad (5.5)$$

Die Parameter  $\varepsilon$ ,  $L$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $a_j$  ( $j = 0$  bis  $4$ ) wurden zunächst aus der Analyse der elastischen Winkelverteilung gewonnen. Einzelheiten dieses Verfahrens findet man in ref. (19,26). Tab. 1 gibt die Parameterwerte für die optimale Anpassung und in der letzten Spalte als Maß für die Güte der Anpassung  $\chi^2$  je Freiheitsgrad  $F$  wieder.

Zur Berechnung und Anpassung der inelastischen Wirkungsquerschnitte nach Gl. (5.1) wurde ein Fortran-Programm ("Saba") entwickelt, das die Analyse bis zur 5. Ordnung erlaubte. Das Programm benutzte Rekursionsformeln zur Berechnung der Coulombphasen <sup>(27)</sup> und Kugelfunktionen <sup>(28)</sup>, während für die Clebsch-Gordan-Koeffizienten explizite Formeln <sup>(29)</sup> programmiert waren <sup>(30)</sup>. Für die  $\chi^2$ -Minimalisierung wurde ein spezieller Fortran-Code "VA01A" benutzt <sup>(31,32)</sup>. Bei der Analyse wurde vom Fall der Einfachanregung ausgegangen ( $C_2=C_3=C_4=C_5=\text{const} = 0$ ) und zunächst ein Optimalwert für  $C_1$  extrahiert. Von diesem Wert ausgehend, wurde dann auch die Variation von  $C_2$  zugelassen, optimiert, und dann ebenso nacheinander auch die Variation der übrigen  $C_n$  ermöglicht. So konnte der Einfluß eines jeden Parameters studiert werden. Es zeigt sich, daß die Berücksichtigung mehrfacher Anregung die Güte der Anpassung zum Teil erheblich verbesserte. Die einzelnen  $C_n$  änderten sich dagegen bei der Hinzunahme von reduzierten Matrixelementen höherer Ordnung relativ wenig. Daher sind in Tabelle 2 die aus den fünf Anpassungszyklen gemittelten Parametersätze wiedergegeben, wobei als Gewicht der Mittelung  $F/\chi^2$  verwendet wurde. Die so bestimmten Mittelwerte liegen praktisch bei dem Parametersatz mit dem kleinsten  $\chi^2/F$ . Die mittlere quadratische Abweichung von diesem Mittelwert eines jeden Parameters bezeichnen wir als Parameterfehler. Dieser beschreibt die mittlere Variation eines Parameters bei der Hinzunahme höherer Ordnungen in der Anregung.

In der Tabelle ist  $C_1(I)$  willkürlich positiv angenommen, da aus dem Experiment nur die relativen Vorzeichen der  $C_n(I)$  untereinander bestimmt werden können. Als dritte Zahl enthält jedes Quadrat für die  $C_n(I)$  in der Tabelle 2 noch einen theoretischen Wert, auf den noch eingegangen wird. In der letzten Spalte der

Tabelle 1: Parameterwerte für die Streufunktion  $S_1$  nach Gleichung (5.5)

Kern	L	$\varepsilon$	$4 \times \delta_1$	$4 \times \delta_2$	$a_0$	$10^2 \times a_1$	$10^2 \times a_2$	$10^3 \times a_3$	$10^4 \times a_4$	$\frac{\chi^2}{F}$
$^{12}\text{C}$	14,58	0,067	8,738	5,241	2,089	-17,44	12,01	7,463	1,581	2,59
$^{20}\text{Ne}$	19,69	0,010	12,68	9,994	0,778	-29,42	2,792	-3,946	-2,646	4,79
$^{64}\text{Ni}$	28,97	0,003	6,065	13,24	1,363	-8,305	-3,501	4,633	-2,860	12,33

Tabelle 2 : Reduzierte Matrixelemente zur Beschreibung der inelastischen Wirkungsquerschnitte. Die Quadrate enthalten nacheinander die experimentellen Werte mit ihren Fehlern und einen mit Deformationslängen angepaßten Wert.

Kern ( $I^\pi$ )	$c_1(I)$ [fm]	$c_2(I)$ [fm <sup>2</sup> ]	$c_3(I)$ [fm <sup>3</sup> ]	$c_4(I)$ [fm <sup>4</sup> ]	$c_5(I)$ [fm <sup>5</sup> ]	$\frac{\chi^2}{F}$
<sup>12</sup> C( $0^+$ )	0,343	0,234	0,26	0,19	0,103	9,54
	±0,035	±0,095	±0,11	±0,10	±0,088	3,46
	0,345	0,329	0,18	0,12	0,073	1,74
<sup>12</sup> C( $2^+$ )	0,502	-0,124	0,085	0,001	0,041	60,0
	±0,022	±0,054	±0,043	±0,032	±0,031	30,9
	0,492	-0,094	0,112	-0,025	0,033	25,0
<sup>20</sup> Ne( $2^+$ )	0,716	0,168	0,202	0,037	0,058	39,9
	±0,051	±0,059	±0,068	±0,084	±0,085	6,99
	0,701	0,135	0,217	0,078	0,076	6,28
<sup>64</sup> Ni( $2^+$ )	0,310	0,001	$4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	138
	±0,018	±0,005	± $3 \cdot 10^{-4}$	± $2 \cdot 10^{-6}$	± $5 \cdot 10^{-7}$	23
	0,090	0,0001	$4 \cdot 10^{-4}$	$-1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	14,7

Tabelle stehen je drei Minimalwerte von  $\chi^2/F$ , die bei der Anpassung mit einem mit dreien bzw. mit fünf reduzierten Matrixelementen erreicht wurden.

In Abb. 4-5 wurde als durchgezogene Kurve die Anpassung mit dem kleinsten  $\chi^2/F$  gezeichnet.

Beim  $0^+$ -Niveau des Kohlenstoffs wurde als Testfall der Startpunkt der fünf-dimensionalen Parametersuche variiert und dennoch immer das gleiche Minimum gefunden. Man könnte daher annehmen, daß die reduzierten Matrixelemente bis auf ein gemeinsames Vorzeichen eindeutig bestimmt sind.

Der Rechenaufwand betrug auf einer IBM 7074 für jedes Element im Mittel 25 Stunden.

## 6. Deformationslängen

Im Falle einer axialsymmetrischen Deformation  $\alpha$  des angeregten Zustandes ist es nützlich, die Deformation nach Kugelfunktionen zu entwickeln:

$$\alpha = \sum_l \delta_l Y_{l,0}(\theta', 0) = \sum_{l,m} \delta_l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{l,m}^*(\Omega) Y_{l,m}(\mathcal{P}) \quad (6.1)$$

$\theta'$  ist der Winkel zwischen Feldpunkt  $\vec{r}$  und der Symmetrieachse des angeregten Zustandes, deren Richtung im CM-System mit  $\Omega$  bezeichnet wird. Die Größen  $\delta_l$  sind die Deformationslängen zur Ordnung  $l$ .

Wir nehmen nun an, daß die angeregten Zustände rein kollektiver Natur sind und als Bewegung der Symmetrieachse beschrieben werden können. Dabei wird nicht unterschieden, ob die Stellung der Symmetrieachse durch eine Rotation oder Vibration des Kernes verändert wird. Um die Spin- und Paritätseigenschaften der untersuchten Zustände wiederzugeben, wird als Wellenfunktion eine Kugelfunktion gewählt:

$$|IM\rangle = Y_{I,M}(\Omega) \quad (6.2)$$

Unter diesen Voraussetzungen bestehen zwischen den reduzierten Matrixelementen  $C_n(I)$  und den Deformationslängen  $\delta_l$  folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} C_1(I) &= \sum_l \delta_l A_{l_1} \\ C_2(I) &= \sum_{l_1 l_2} \delta_{l_1} \delta_{l_2} A_{l_1 l_2} \\ C_3(I) &= \sum_{l_1 l_2 l_3} \delta_{l_1} \delta_{l_2} \delta_{l_3} A_{l_1 l_2 l_3} \\ C_4(I) &= \sum_{l_1 l_2 l_3 l_4} \delta_{l_1} \delta_{l_2} \delta_{l_3} \delta_{l_4} A_{l_1 l_2 l_3 l_4} \\ C_5(I) &= \sum_{l_1 l_2 l_3 l_4 l_5} \delta_{l_1} \delta_{l_2} \delta_{l_3} \delta_{l_4} \delta_{l_5} A_{l_1 l_2 l_3 l_4 l_5} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die indizierten Koeffizienten werden definiert durch:

$$\begin{aligned} A_{l_1} &= \sqrt{4\pi} \hat{l}_1 D3J(0, l_1, I) \\ A_{l_1 l_2} &= \sqrt{4\pi} \hat{l}_1 \hat{l}_2 D3J(l_1, l_2, I) \\ A_{l_1 l_2 l_3} &= \sqrt{4\pi} \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 D4J(l_1, l_2, l_3, I) \\ A_{l_1 l_2 l_3 l_4} &= \sqrt{4\pi} \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 D5J(l_1, l_2, l_3, l_4, I) \\ A_{l_1 l_2 l_3 l_4 l_5} &= \sqrt{4\pi} \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 \hat{l}_5 D6J(l_1, l_2, l_3, l_4, l_5, I) \end{aligned} \quad (6.4)$$

In diesen Gleichungen wurden folgende Ausdrücke verwendet:

$$\begin{aligned}
 D3J(l_1, l_2, l_3) &= \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \\
 D4J(l_1, l_2, l_3, l_4) &= \sum_J (2J+1) D3J(l_1, l_2, J) \cdot D3J(J, l_3, l_4) \\
 D5J(l_1, l_2, l_3, l_4, l_5) &= \sum_J (2J+1) D3J(l_1, l_2, J) \cdot D4J(J, l_3, l_4, l_5) \\
 D6J(l_1, l_2, l_3, l_4, l_5, l_6) &= \sum_J (2J+1) D3J(l_1, l_2, J) \cdot D5J(J, l_3, l_4, l_5, l_6) \\
 l &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

Dabei ist  $\begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$  ein Wigner 3-J-Symbol<sup>(29,30)</sup>. Austern und Blair<sup>(5)</sup> geben Formeln für  $C_1(I)$  und  $C_2(I)$  unter der vereinfachenden Annahme an, daß bei der Berechnung von  $C_2(I)$  nur eine Deformationslänge  $\delta_1$  in der Entwicklung (6.1) von Null verschieden ist. Ihre Formeln sind Spezialfälle von (6.3-5).

Zur Auswertung wurde ein Programm ("Delta 5") entwickelt, das bis zu fünf reduzierte Matrixelemente aus maximal fünf Deformationslängen vorgegebener Ordnung berechnete. Durch Variation dieser Deformationslängen wurde die Größe

$$\chi_c^2 = \sum_n \left( \frac{C_n(I) - C_n(I)_{\text{Theorie}}}{\Delta C_n(I)} \right)^2 \tag{6.6}$$

minimalisiert und so ein Satz von Deformationslängen berechnet, der die aus dem Experiment bestimmten  $C_n(I)$  beschreiben soll. Es wurden dabei verschiedene Fälle geprüft:

- a) Reine  $\delta_I$ -Deformation
- b) Deformation durch  $\delta_1$  gerader Ordnung von  $l = 0$  bis einschließlich  $l = 8$
- c) Deformation durch  $\delta_1$  bis einschließlich 5. Ordnung.

Es zeigte sich, daß mit Ausnahme des  $0^+$ -Zustandes beim Kohlenstoff,  $\delta_I$  den dominanten Beitrag liefert, jedoch daneben auch  $\delta_1 (l \neq I)$  geradzahligter Ordnung nicht zu vernachlässigen sind. Im Fall c) wurde gesehen, daß die  $\delta_1$  ungerader Ordnung bei allen untersuchten Niveaus um mindestens drei Größenordnungen unter denen gerader Ordnung liegen.

In Tabelle 3 ist für jedes Niveau ein gemittelter Satz von Deformationslängen gerader Ordnung angegeben. Mittelung und Fehlerabschätzung wurde genau wie bei

Tabelle 3 : Deformationslängen, die sich aus der Anpassung der reduzierten Matrixelemente ergeben.

Kern ( $I^\pi$ )	$\delta_0$ [fm]	$\delta_2$ [fm]	$\delta_4$ [fm]	$\delta_6$ [fm]	$\delta_8$ [fm]	$\chi_c^2$
$^{12}\text{C}(0^+)$	0,347 $\pm 0,001$	-0,68 $\pm 0,19$	0,49 $\pm 0,22$	0,28 $\pm 0,20$	0,10 $\pm 0,12$	14,8 5,1 2,2
$^{12}\text{C}(2^+)$	-0,60 $\pm 0,14$	1,115 $\pm 0,007$	-0,12 $\pm 0,16$	-0,06 $\pm 0,23$	0,08 $\pm 0,12$	18,8 1,7 1,5
$^{20}\text{Ne}(2^+)$	0,09 $\pm 0,12$	1,544 $\pm 0,031$	-0,31 $\pm 0,15$	-0,18 $\pm 0,17$	0,11 $\pm 0,14$	3,7 1,1 0,7
$^{64}\text{Ni}(2^+)$	-0,034 $\pm 0,024$	0,179 $\pm 0,025$	-0,026 $\pm 0,020$	-0,016 $\pm 0,018$	0,006 $\pm 0,012$	210 167 160

der Bestimmung der reduzierten Matrixelemente vorgenommen. Die letzte Spalte der Tabelle demonstriert die Verbesserung der  $C_n(I)$ -Berechnung, wenn nacheinander eine, drei oder fünf Deformationslängen gerader Ordnung berücksichtigt wurden.



## 7. Diskussion

Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen lassen sich zunächst mit der Fragestellung diskutieren, in wie weit mit der Austern-Blair Theorie eine adäquate Beschreibung der gemessenen Winkelverteilungen möglich ist. In früheren Arbeiten (7-17), in denen Mehrfachanregungen höchstens bis zur 2. Ordnung berücksichtigt wurden, fand man meist nur eine qualitative Übereinstimmung von Theorie und Experiment. In unseren Fällen fanden wir dagegen gute Übereinstimmung, falls die Möglichkeit von Anregungen bis zur 5. Ordnung bei der Analyse zugelassen war.

Dreifachanregung wurde von Harvey et al. (33) bei einer Analyse von Messungen an  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Sm}$  in der Fraunhofer-Näherung der adiabatischen Theorie gefunden.

Vergleicht man die Resultate unserer Arbeit speziell für den Fall des  $^{20}\text{Ne}$  mit den Ergebnissen von Springer und Harvey (9), die aus  $(\alpha, \alpha')$ -Messungen bei 51 MeV für den  $2^+$ -Zustand des  $^{20}\text{Ne}$  fanden:  $C_1(2) = 0,75 \text{ fm}$  und  $C_2(2) = 0,30 \text{ fm}^2$ , so findet man gute Übereinstimmung mit unseren Werten:  $C_1(2) = (0,72 \pm 0,05) \text{ fm}$  und  $C_2(2) = (0,17 \pm 0,06) \text{ fm}^2$ . Es ist zu bemerken, daß diese Autoren eine andere Parametrisierung der Streufunktion  $S_1$  als (5.5) verwendeten. Ferner ersieht man aus diesem Vergleich, daß die Energieabhängigkeit der inelastischen Alpha-streuung durch die Austern-Blair Theorie gut beschrieben wird.

Die Berechnung des inelastischen Wirkungsquerschnitts mit fünf reduzierten Matrixelementen zeigte immer noch kleinere systematische Abweichungen. Im Falle des  $^{12}\text{C}$  wurde daher versucht, durch gleichzeitige Variation der elastischen und inelastischen Parameter, die Anpassung zu optimieren. Die so verbesserten Anpassungen sind in Abb. 4 gestrichelt eingezeichnet. Bei dem zugehörigen Parametersatz hatten sich die Werte im Mittel um 10 % geändert, mit Ausnahme der Parameter  $a_j$  ( $j = 1, \dots, 4$ ), deren Änderung bezogen auf ihre alten Werte im Mittel bei 70 % lag. Mit dem vorhandenen Rechenprogramm war es jedoch nicht möglich, elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte gleichzeitig anzupassen, so daß diesen neuen Parametersätzen noch wenig Bedeutung zukommt. Man könnte erwarten, daß eine gleichzeitige Anpassung der elastischen und inelastischen Winkelverteilungen nach der Austern-Blair Theorie die Ergebnisse noch verbessert, zumal die Parameter  $a_j$  ( $j = 1, \dots, 4$ ) in die elastischen Wirkungsquerschnitte nur relativ schwach, in die inelastischen Wirkungsquerschnitte dagegen, infolge von Vielfachdifferentiationen (besonders bei schweren Kernen),

stark eingehen. Diese erhöhte Empfindlichkeit der inelastischen Winkelverteilungen auf die Parameter der elastischen Streufunktion unterstreicht die Möglichkeit der Austern-Blair Theorie auch die elastische Streuung detaillierter zu beschreiben.

Die Tatsache, daß die Analyse der Messungen Effekte von Anregungen höherer Ordnung ergibt (was sich zwar zunächst nur in der erhöhten Anzahl adjustierter Parameter zeigt), beinhaltet auch eine reichere spektroskopische Information. Die Berechnung aller fünf reduzierten Matrixelemente aus den Deformationslängen im Rahmen einer rein kollektiven Interpretation zeigt bei den untersuchten Kernen folgende gemeinsame Ergebnisse:

Die ungeradzahligen Deformationslängen sind im Vergleich zu den geradzahligen um mindestens drei Größenordnungen kleiner, also praktisch gleich Null. Bei allen Kernen läßt sich der Satz von reduzierten Matrixelementen, bei dem  $C_1(I)$  willkürlich positiv gewählt wurde, besser durch einen Satz von Deformationslängen darstellen, als wenn  $C_1(I)$  negativ angenommen wurde. Der letzten Spalte von Tabelle 3 entnimmt man ferner, daß zur Berechnung der  $C_n(I)$  nach Gleichung (6.3) eine einzige Deformationslänge nicht ausreicht, sondern daß bei allen Elementen ganz wesentlich auch solche mit höherer Multipolordnung benötigt werden.

Es ist bekannt <sup>(25)</sup>, daß die bisher mit der Austern-Blair Theorie bestimmten Deformationslängen generell kleiner waren, als diejenigen aus einer DWBA-Analyse. Aus Tabelle III von R.J. Peterson <sup>(17)</sup> errechnet man für den Quotienten der beiden einen Wert von  $1,6 \pm 0,1$ . In dieser Arbeit wurde gefunden, daß die Deformationslänge, die nach der Austern-Blair Theorie mit Einfach-Anregung berechnet wurde, immer kleiner war, als wenn bis zur 5. Ordnung in der Anregung gerechnet wurde. Der Quotient betrug hier  $(1,3 \pm 0,1)$ .

Beim Kohlenstoff ist bei beiden untersuchten Niveaus die Quadrupoldeformationslänge dominierend, während die Monopoldeformationslänge jedesmal um einen Faktor von etwa 2 dem Betrage nach kleiner ist. Es könnte sich hier um eine Anregung der beiden Niveaus mit einem bzw. zwei Quadrupolphononen handeln, ein Bild, das auch durch die energetische Lage, sowie Spin und Parität der beiden Niveaus nahe gelegt wird. Die Monopoldeformationslänge liegt bei beiden Niveaus um mindestens eine Größenordnung über dem Wert, den man aus der Forderung nach Konstanz des Potential-Volumens <sup>(1)</sup> aus den höheren Deformationslängen bestimmt. Man muß daher annehmen, daß beim Kohlenstoff Atmungsschwingungen <sup>(6)</sup> angeregt

werden, die eine Nichtkonstanz des Potentialvolumens zur Folge haben. Höhere als Quadrupoldeformationslängen werden beim  $2^+$ -Niveau praktisch nicht mehr, beim  $0^+$ -Niveau dagegen noch deutlich gesehen.

Die Niveaubstände der beiden tiefliegenden Zustände vom  $^{20}\text{Ne}$ , sowie deren Spin- und Paritätswerte legen als Modell für diesen Kern, das eines starren Rotators nahe, der bereits im Grundzustand merklich deformiert ist. Mit dieser Vorstellung sind die in dieser Arbeit bestimmten Deformationslängen des  $^{20}\text{Ne}$  identisch mit der Deformation des Grundzustandes. Gestützt wird diese Annahme durch die Tatsache, daß bei unseren Messungen die Monopoldeformationslänge praktisch verschwindet. Ein weiterer Hinweis für dieses Bild ist der Wert von  $\delta_4 = 0,36 \text{ fm}$ , den Springer und Harvey <sup>(9)</sup> aus der Winkelverteilung zum  $4^+$ -Niveau extrahierten. Dieser Wert stimmt dem Betrage nach mit dem unseren ( $\delta_4 = -0,31 \text{ fm}$ ) gut überein. Hingegen konnte in dieser Arbeit auch noch das Vorzeichen von  $\delta_4$  festgelegt werden, obwohl das  $4^+$ -Niveau bei uns überhaupt nicht gemessen wurde. In Abb. 6 ist das Bild einer Äquipotentiallinie, entlang der Oberfläche des  $^{20}\text{Ne}$ -Kernes gezeichnet. Man erkennt deutlich die Abweichung von einer ellipsoidischen Gestalt. Die große Halbachse des Ellipsoids ist verkürzt, so daß die Figur mehr eine Faßform hat.

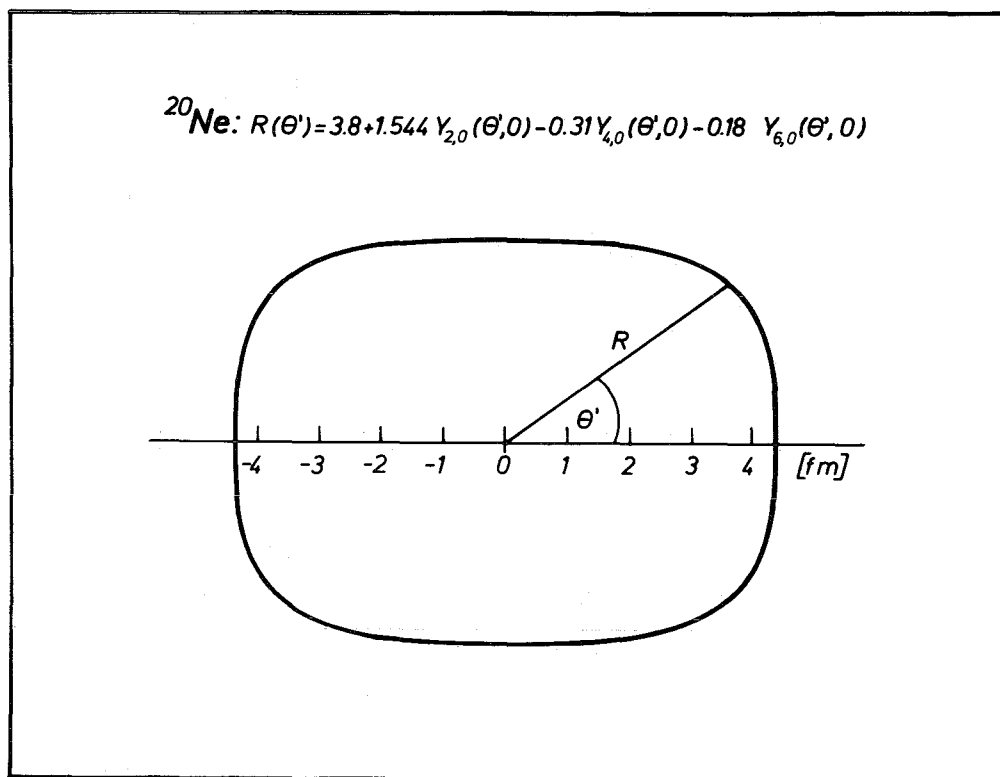


Abbildung 6 : Äquipotentiallinie entlang der Oberfläche des  $^{20}\text{Ne}$

Unter der Annahme einer homogenen Ladungsverteilung im  $^{20}\text{Ne}$  wurde aus den Deformationslängen ein inneres Quadrupolmoment  $Q_0 = (0,48 \pm 0,11) \text{b}$  berechnet. Eine Messung der Reorientierung bei der Coulombanregung des  $^{20}\text{Ne}$  ergibt dafür einen Wert von  $Q_0 = (0,94 \pm 0,38) \text{b}$  <sup>(34)</sup>, während man aus der Stärke der elektrischen Quadrupolstrahlung vom 1,63 MeV-Niveau ein  $Q_0 = (0,536 \pm 0,020) \text{b}$  findet <sup>(35)</sup>.

Die Berechnung der reduzierten Matrixelemente aus einem Satz von Deformationslängen versagt, wie man aus Tabelle 2 und 3 ersieht, beim  $^{64}\text{Ni}$ . Die Ursachen dafür könnten sein:

1. Die "richtigen" reduzierten Matrixelemente lassen sich aus den Wirkungsquerschnitten nur extrahieren, wenn elastischer und inelastischer Wirkungsquerschnitt gleichzeitig berechnet werden.
2. Die Annahme der kollektiven Anregung ist falsch. Diese Vermutung wird gestützt durch die Berechnung der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten aus den Quadrupoldeformationslängen. In Weisskopfheiten des Einteilchenmodells lautet die Beziehung <sup>(13)</sup>

$$G = \frac{B(E2)}{B(E2)_{\text{S.P.}}} = \frac{1}{4\pi (2I+1)} \left( \frac{Z(3+I) \delta_2}{1.2 A^{1/3}} \right)^2$$

Als Wert für G erhält man beim  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$  die Werte 2,3/8, 4/0,3. Daraus wird ersichtlich, daß das untersuchte Nickelniveau im Gegensatz zu den anderen untersuchten Kernen mehr Einteilchencharakter besitzt. Auch die magische Protonenzahl des Nickels legt eine Einteilcheninterpretation für das untersuchte Niveau nahe.

Wir danken Herrn Professor Dr. O. Haxel für sein förderndes Interesse und Herrn Professor Dr. K. Dietrich für aufschlußreiche Diskussionen. Bei der Durchführung und Auswertung der Messungen waren uns freundlicherweise Herr cand. phys. D. Habs und Frau G. Hoffmann behilflich.

Literaturverzeichnis

- (1) R.H. Bassel, G.R. Satchler, R.M. Drisko, E. Rost,  
Phys. Rev. 128 (1962) 2693;  
E. Rost, Phys. Rev. 128 (1962) 2708
- (2) S.I. Drozdov, JETP (USSR) 28 (1955) 734, 736
- (3) E.V. Inopin, JETP (USSR) 31 (1956) 901
- (4) J.S. Blair, Phys. Rev. 115 (1959) 928
- (5) N. Austern, J.S. Blair, Ann. of Phys. 33 (1965) 15
- (6) J.S. Blair, D. Sharp, L. Willets, Phys. Rev. 125 (1962) 1625
- (7) P. Darrinlat, G. Igo, H.G. Pugh, J.M. Meriwether, S. Yamabe,  
Phys. Rev. 134 (1964) B 42
- (8) A. Springer, B.G. Harvey, Phys.Lett. 14 (1965) 116
- (9) A. Springer, B.G. Harvey, Phys.Lett. 14 (1965) 316
- (10) D.J. Horen, J.R. Meriwether, B.G. Harvey, A. Bussièrè de Nercy,  
J. Mahoney, Nucl. Phys. 72 (1965) 97
- (11) R.J. Peterson, Phys. Rev. 140 (1965) B 1479
- (12) J. Alster, Phys. Rev. 141 (1966) 1138
- (13) J. Alster, D.C. Shreve, R.J. Peterson, Phys. Rev. 144 (1966) 999
- (14) J.R. Meriwether, I. Gabrielli, D.C. Hendrie, J. Mahoney, B.G. Harvey,  
Phys. Rev. 146 (1966) 804
- (15) J.M. Potgieter, W.E. Frahn, Phys. Lett. 21 (1966) 211
- (16) J.M. Potgieter, W.E. Frahn, Nucl. Phys. A92 (1967) 84
- (17) R.J. Peterson, Phys. Rev. 172 (1968) 1098
- (18) G. Hauser, R. Löhken, H. Rebel, G. Schatz, W. Schweimer, J. Specht,  
Phys. Lett. 27B (1968) 220
- (19) G. Hauser, R. Löhken, H. Rebel, G. Schatz, W. Schweimer, J. Specht,  
Nucl. Phys. (Im Druck); KFK-Report 871 (1968)
- (20) W.E. Frahn, R.H. Venter, Ann. of Phys. 24 (1963) 243
- (21) A. Akhiezer, I. Pomeranchuk, J. Phys. (USSR) 9 (1945) 471
- (22) J.S. Blair, Phys. Rev. 95 (1954) 1218
- (23) J. Specht, Jahresbericht II. Phys. Inst. Uni. Heidelberg (1967) 149

- (24) E.U. Condon, G.H. Shortley, *The Theorie of Atomic Spectra*, Cambridge University Press (1935)
- (25) F.J.W. Hahne, *Nucl. Phys.* A104 (1967) 545
- (26) W. Schweimer, *Arbeitsbericht Nr. 21* (1968) GfK, Karlsruhe, Zyklotron-Laboratorium
- (27) B. Buck, R.N. Maddison, P.E. Hodgson, *Phil. Mag.* 5 (1960) 1181
- (28) A.R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press (1957)
- (29) M. Rotenberg, R. Bivins, N. Metropolis, J.K. Wooten, *the 3-j and 6-j symbols*, Cambridge Massachusetts (1959)
- (30) J. Specht, *Arbeitsbericht Nr. 22* (1968) GfK, Karlsruhe, Zyklotron-Laboratorium
- (31) M.J.D. Powell, *Computer J.* 7 (1964) 303
- (32) W. Schweimer, *Arbeitsbericht Nr. 12* (1965) GfK, Karlsruhe Zyklotron-Laboratorium
- (33) B.G. Harvey, D.L. Hendrie, O.N. Jarvis, J. Mahoney, J. Valentin, *Phys. Lett.* 24B (1967) 43
- (34) D. Schwalm, B. Povh, *Phys. Lett.* 29 B (1969) 103
- (35) H.C. Evans, M.A. Eswaran, H.E. Gove, A.E. Litherland, C. Broude, *Can. J. Phys.* 43 (1965) 82

Anhang

Tabelle der gemessenen Wirkungsquerschnitte von inelastisch an  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{64}\text{Ni}$  gestreuten Alphateilchen.

EL : Laborenergie der einfallenden Alphateilchen  
ECM : Energie der einfallenden Alphateilchen im Schwerpunktsystem  
EA : Anregungsenergie des untersuchten Kernniveaus  
I : Spin des untersuchten Kernniveaus in Einheiten von  $\hbar$   
THETA : Streuwinkel  
SIGMA : Differentieller inelastischer Wirkungsquerschnitt  
DSIGMA : Fehler von SIGMA verursacht durch statistische Zählraten und Unsicherheit in der Winkelbestimmung ( $0,1^\circ$ ).

---

INELASTISCHE STREUUNG VON ALPHATEILCHEN AN <sup>12</sup>C

EL = 104.0 MEV    ECM = 77.8 MEV    EA = 7.66 MEV    I = 0

THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (LABORSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)	THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (SCHWERPUNKTSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)
4.770	1.7000E 01	9.0000E 00	6.393	9.4792E 00	5.0184E 00
5.270	1.1000E 01	6.0000E 00	7.063	6.1363E 00	3.3471E 00
5.770	8.4000E 00	6.2000E 00	7.732	4.6881E 00	3.4603E 00
6.270	6.1000E 00	2.4000E 00	8.401	3.4063E 00	1.3402E 00
6.770	7.0000E 00	1.6000E 00	9.071	3.9111E 00	8.9396E-01
8.770	1.2000E 01	4.1000E 00	11.746	6.7229E 00	2.2970E 00
9.270	9.1000E 00	1.4000E 00	12.414	5.1023E 00	7.8496E-01
9.770	7.9000E 00	8.4000E-01	13.082	4.4331E 00	4.7137E-01
10.270	5.6000E 00	1.5000E 00	13.750	3.1452E 00	8.4247E-01
10.790	4.4000E 00	4.0000E-01	14.445	2.4736E 00	2.2487E-01
11.270	3.4000E 00	4.4000E-01	15.085	1.9132E 00	2.4759E-01
11.770	3.1000E 00	8.8000E-01	15.752	1.7461E 00	4.9568E-01
12.270	2.3000E 00	6.3000E-01	16.419	1.2969E 00	3.5523E-01
12.790	2.1000E 00	3.5000E-01	17.112	1.1855E 00	1.9758E-01
13.270	1.7000E 00	3.9000E-01	17.752	9.6070E-01	2.2040E-01
13.770	2.8000E 00	6.5000E-01	18.418	1.5842E 00	3.6776E-01
14.270	3.1000E 00	6.6000E-01	19.083	1.7561E 00	3.7388E-01
14.770	3.2000E 00	4.4000E-01	19.749	1.8150E 00	2.4957E-01
15.770	4.2500E 00	4.1000E-01	21.078	2.4170E 00	2.3317E-01
16.770	3.9500E 00	4.7000E-01	22.406	2.2528E 00	2.6806E-01
17.770	2.9600E 00	3.0000E-01	23.733	1.6933E 00	1.7162E-01
18.270	2.3900E 00	3.1000E-01	24.395	1.3693E 00	1.7761E-01
18.770	1.9000E 00	3.3000E-01	25.057	1.0904E 00	1.8938E-01
19.770	1.4000E 00	2.2000E-01	26.380	8.0613E-01	1.2668E-01
20.770	1.1000E 00	1.8000E-01	27.702	6.3562E-01	1.0401E-01
21.770	9.9000E-01	1.4000E-01	29.021	5.7418E-01	8.1198E-02
22.770	1.1300E 00	1.8000E-01	30.338	6.5793E-01	1.0480E-01
23.770	1.2800E 00	1.5000E-01	31.653	7.4828E-01	8.7689E-02
24.770	9.4000E-01	1.9000E-01	32.966	5.5184E-01	1.1154E-01
25.770	1.2900E 00	1.3000E-01	34.276	7.6065E-01	7.6654E-02
26.770	1.0000E 00	1.3000E-01	35.584	5.9234E-01	7.7004E-02
27.770	9.0000E-01	1.3000E-01	36.889	5.3563E-01	7.7369E-02
28.770	5.6000E-01	1.7000E-01	38.192	3.3492E-01	1.0167E-01
29.770	5.2000E-01	1.1000E-01	39.492	3.1258E-01	6.6122E-02
30.770	3.5000E-01	1.3000E-01	40.790	2.1149E-01	7.8554E-02
31.770	6.1000E-01	1.1000E-01	42.084	3.7060E-01	6.6829E-02
32.770	5.2000E-01	9.6000E-02	43.376	3.1768E-01	5.8649E-02
33.770	6.5000E-01	9.1000E-02	44.664	3.9939E-01	5.5915E-02
34.770	6.8000E-01	9.5000E-02	45.950	4.2030E-01	5.8718E-02
35.770	6.9000E-01	9.3000E-02	47.232	4.2908E-01	5.7832E-02
36.770	4.9000E-01	8.1000E-02	48.511	3.0661E-01	5.0685E-02
37.770	4.8000E-01	1.1000E-01	49.786	3.0228E-01	6.9273E-02
38.770	3.9000E-01	7.6000E-02	51.058	2.4722E-01	4.8176E-02
39.770	4.0000E-01	5.6000E-02	52.326	2.5527E-01	3.5738E-02
40.770	3.1000E-01	4.8000E-02	53.591	1.9920E-01	3.0844E-02
41.770	2.5000E-01	7.0000E-02	54.852	1.6178E-01	4.5299E-02
42.770	2.1000E-01	4.9000E-02	56.109	1.3688E-01	3.1939E-02
43.770	2.3000E-01	4.5000E-02	57.362	1.5102E-01	2.9548E-02
44.770	1.0600E-01	5.3000E-02	58.611	7.0128E-02	3.5064E-02
45.770	9.0000E-02	2.4000E-02	59.856	6.0002E-02	1.6000E-02
46.770	9.5000E-02	2.0000E-02	61.096	6.3833E-02	1.3439E-02
47.770	9.4000E-02	2.0000E-02	62.333	6.3668E-02	1.3546E-02



INELASTISCHE STREUUNG VON ALPHATEILCHEN AN 12C

EL = 104.0 MEV    ECM = 77.8 MEV    EA = 4.43 MEV    I = 2

THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (LABORSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)	THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (SCHWERPUNKTSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)
4.770	5.6000E 01	1.1000E 01	6.393	3.1225E 01	6.1336E 00
5.270	6.5000E 01	1.8000E 01	7.063	3.6260E 01	1.0041E 01
6.770	1.0000E 02	1.0000E 01	9.071	5.5872E 01	5.5872E 00
7.270	9.7100E 01	2.7000E 00	9.740	5.4285E 01	1.5095E 00
7.770	1.1500E 02	3.5000E 00	10.409	6.4335E 01	1.9580E 00
8.270	1.1700E 02	2.8000E 00	11.077	6.5500E 01	1.5675E 00
8.770	1.1300E 02	8.3000E 00	11.746	6.3308E 01	4.6500E 00
9.270	1.0400E 02	5.3000E 00	12.414	5.8311E 01	2.9716E 00
9.770	9.4300E 01	7.1000E 00	13.082	5.2917E 01	3.9842E 00
10.270	7.4600E 01	6.1000E 00	13.750	4.1899E 01	3.4260E 00
10.790	5.9000E 01	5.1000E 00	14.445	3.3169E 01	2.8671E 00
11.270	4.5800E 01	5.1000E 00	15.085	2.5772E 01	2.8698E 00
11.770	3.5300E 01	5.1000E 00	15.752	1.9883E 01	2.8727E 00
12.270	2.7400E 01	5.1000E 00	16.419	1.5450E 01	2.8757E 00
12.790	2.3500E 01	1.2000E 00	17.112	1.3266E 01	6.7740E-01
13.270	2.1200E 01	1.2000E 00	17.752	1.1981E 01	6.7814E-01
13.770	2.3100E 01	2.2000E 00	18.418	1.3070E 01	1.2447E 00
14.270	2.5400E 01	5.1000E 00	19.083	1.4389E 01	2.8891E 00
14.770	2.9600E 01	4.1000E 00	19.749	1.6789E 01	2.3255E 00
15.770	4.1100E 01	1.3000E 00	21.078	2.3374E 01	7.3933E-01
16.770	4.3400E 01	1.3000E 00	22.406	2.4752E 01	7.4143E-01
17.770	4.4000E 01	1.2000E 00	23.733	2.5170E 01	6.8646E-01
18.270	4.2400E 01	1.2000E 00	24.395	2.4293E 01	6.8754E-01
18.770	3.9200E 01	2.1000E 00	25.057	2.2496E 01	1.2051E 00
19.770	3.2400E 01	2.1000E 00	26.380	1.8656E 01	1.2092E 00
20.770	2.5900E 01	1.1000E 00	27.702	1.4966E 01	6.3562E-01
21.770	2.0400E 01	1.1000E 00	29.021	1.1832E 01	6.3798E-01
22.770	1.7200E 01	3.6000E-01	30.338	1.0014E 01	2.0960E-01
23.770	1.7100E 01	3.4000E-01	31.653	9.9966E 00	1.9876E-01
24.770	1.6800E 01	3.5000E-01	32.966	9.8627E 00	2.0547E-01
25.770	1.8200E 01	3.1000E-01	34.276	1.0732E 01	1.8279E-01
26.770	1.7600E 01	3.0000E-01	35.584	1.0425E 01	1.7770E-01
27.770	1.6300E 01	5.6000E-01	36.889	9.7009E 00	3.3328E-01
28.770	1.4600E 01	1.0400E 00	38.192	8.7319E 00	6.2199E-01
29.770	1.3000E 01	5.7000E-01	39.492	7.8144E 00	3.4263E-01
30.770	1.1900E 01	2.1000E-01	40.790	7.1908E 00	1.2690E-01
31.770	1.1800E 01	1.9000E-01	42.084	7.1689E 00	1.1543E-01
32.770	1.1000E 01	1.9000E-01	43.376	6.7203E 00	1.1608E-01
33.770	1.1000E 01	1.8000E-01	44.664	6.7589E 00	1.1060E-01
34.770	1.1300E 01	1.7000E-01	45.950	6.9844E 00	1.0507E-01
35.770	1.0800E 01	1.7000E-01	47.232	6.7160E 00	1.0571E-01
36.770	1.8000E 01	1.6000E-01	48.511	6.7579E 00	1.0012E-01
37.770	1.0000E 01	3.4000E-01	49.786	6.2975E 00	2.1412E-01
38.770	9.2900E 00	3.3000E-01	51.058	5.8889E 00	2.0919E-01
39.770	8.7000E 00	3.2000E-01	52.326	5.5521E 00	2.0422E-01
40.770	7.7500E 00	1.4000E-01	53.591	4.9800E 00	8.9962E-02
41.770	6.7500E 00	1.5000E-01	54.852	4.3681E 00	9.7069E-02
42.770	6.0000E 00	1.3000E-01	56.109	3.9109E 00	8.4735E-02
43.770	5.3800E 00	1.2000E-01	57.362	3.5327E 00	7.8795E-02
44.770	4.4000E 00	1.2000E-01	58.611	2.9110E 00	7.9390E-02
45.770	3.9600E 00	1.1000E-01	59.856	2.6401E 00	7.3335E-02
46.770	3.4400E 00	1.1000E-01	61.096	2.3114E 00	7.3912E-02
47.770	3.1500E 00	1.1000E-01	62.333	2.1336E 00	7.4505E-02
47.900	3.0800E 00	1.5000E-01	62.493	2.0883E 00	1.0170E-01
49.900	2.4600E 00	1.1000E-01	64.952	1.6957E 00	7.5822E-02
51.900	1.8200E 00	1.0000E-01	67.393	1.2761E 00	7.0117E-02
53.900	1.3600E 00	8.4000E-02	69.815	9.7058E-01	5.9948E-02
55.900	9.0300E-01	8.7000E-02	72.218	6.5630E-01	6.3232E-02
57.900	6.4500E-01	2.2000E-02	74.600	4.7768E-01	1.6293E-02
59.900	4.3700E-01	1.7000E-02	76.963	3.2996E-01	1.2836E-02
61.900	3.1100E-01	1.4000E-02	79.305	2.3954E-01	1.0783E-02
64.900	2.2500E-01	1.4000E-02	82.777	1.7872E-01	1.1120E-02
67.900	1.8500E-01	8.9000E-03	86.199	1.5171E-01	7.2983E-03
70.900	1.4500E-01	4.9000E-03	89.571	1.2288E-01	4.1526E-03
73.900	8.8000E-02	4.2000E-03	92.889	7.7144E-02	3.6819E-03
76.900	1.0000E-01	6.2000E-03	96.155	9.0760E-02	5.6272E-03
81.900	3.1000E-02	1.8000E-03	101.475	2.9862E-02	1.7339E-03
86.900	2.1000E-02	1.2000E-03	106.641	2.1507E-02	1.2290E-03

INELASTISCHE STREUUNG VON ALPHATEILCHEN AN ZONE

EL = 104.0 MEV ECM = 86.5 MEV EA = 1.63 MEV I = 2

THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (LABORSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)	THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (SCHWERPUNKTSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)
4.340	1.5950E 02	4.3300E 01	5.229	1.0999E 02	2.9860E 01
4.840	1.8850E 02	3.3500E 01	5.831	1.3002E 02	2.3108E 01
5.160	2.0800E 02	3.4800E 01	6.216	1.4350E 02	2.4009E 01
5.340	2.2970E 02	3.5200E 01	6.433	1.5849E 02	2.4287E 01
5.840	2.9900E 02	2.6100E 01	7.035	2.0637E 02	1.8014E 01
6.160	2.5910E 02	2.1000E 01	7.420	1.7887E 02	1.4497E 01
6.340	2.9220E 02	2.0300E 01	7.636	2.0174E 02	1.4016E 01
6.840	2.8000E 02	1.5000E 01	8.238	1.9339E 02	1.0360E 01
7.160	2.8850E 02	1.4300E 01	8.623	1.9931E 02	9.8794E 00
7.340	2.5650E 02	1.5800E 01	8.840	1.7723E 02	1.0917E 01
7.840	2.3180E 02	1.0500E 01	9.441	1.6023E 02	7.2583E 00
8.160	2.1210E 02	1.2000E 01	9.826	1.4666E 02	8.2976E 00
8.340	1.9700E 02	1.1500E 01	10.043	1.3624E 02	7.9531E 00
8.840	1.5190E 02	9.0500E 00	10.644	1.0510E 02	6.2618E 00
9.160	1.2100E 02	9.3100E 00	11.029	8.3749E 01	6.4438E 00
9.340	1.0330E 02	1.0100E 01	11.245	7.1511E 01	6.9919E 00
9.840	6.8200E 01	8.6000E 00	11.846	4.7238E 01	5.9567E 00
10.160	4.3100E 01	3.6600E 00	12.231	2.9864E 01	2.5360E 00
10.340	3.9700E 01	3.5400E 00	12.447	2.7514E 01	2.4534E 00
10.840	2.3300E 01	3.0700E 00	13.048	1.6157E 01	2.1289E 00
11.160	1.7300E 01	1.9200E 00	13.432	1.2001E 01	1.3320E 00
11.340	1.9700E 01	2.3400E 00	13.649	1.3670E 01	1.6237E 00
11.840	2.5600E 01	2.3700E 00	14.249	1.7775E 01	1.6456E 00
12.160	2.9600E 01	2.5800E 00	14.633	2.0561E 01	1.7922E 00
12.340	3.7800E 01	3.5400E 00	14.849	2.6264E 01	2.4596E 00
12.840	5.0800E 01	3.1200E 00	15.449	3.5321E 01	2.1694E 00
13.160	5.8200E 01	3.3700E 00	15.833	4.0486E 01	2.3443E 00
13.340	6.3400E 01	3.5100E 00	16.049	4.4115E 01	2.4423E 00
13.840	7.1000E 01	2.5200E 00	16.648	4.9441E 01	1.7548E 00
14.160	7.3100E 01	2.7400E 00	17.032	5.0929E 01	1.9090E 00
14.340	7.5800E 01	2.0800E 00	17.248	5.2825E 01	1.4496E 00
14.840	7.3600E 01	2.0900E 00	17.847	5.1334E 01	1.4577E 00
15.160	7.1600E 01	3.2300E 00	18.230	4.9966E 01	2.2541E 00
15.340	7.0300E 01	2.7000E 00	18.446	4.9074E 01	1.8848E 00
15.840	6.2600E 01	3.5100E 00	19.045	4.3737E 01	2.4524E 00
16.340	4.7100E 01	2.2800E 00	19.643	3.2937E 01	1.5944E 00
16.840	3.6600E 01	3.2100E 00	20.242	2.5618E 01	2.2469E 00
17.340	2.6100E 01	1.9300E 00	20.840	1.8286E 01	1.3522E 00
17.840	1.9900E 01	1.5300E 00	21.437	1.3956E 01	1.0730E 00
18.340	1.6100E 01	1.0700E 00	22.035	1.1303E 01	7.5117E-01
18.840	1.4700E 01	8.4000E-01	22.632	1.0331E 01	5.9032E-01
19.340	1.5800E 01	8.5900E-01	23.229	1.1116E 01	6.0432E-01
19.840	1.9600E 01	1.5600E 00	23.826	1.3804E 01	1.0987E 00
20.340	2.1400E 01	8.2800E-01	24.422	1.5089E 01	5.8380E-01
20.840	2.4500E 01	9.5000E-01	25.018	1.7294E 01	6.7059E-01
21.340	2.5700E 01	7.4900E-01	25.614	1.8163E 01	5.2933E-01
21.840	2.6200E 01	7.1100E-01	26.209	1.8538E 01	5.0308E-01
22.340	2.7000E 01	7.0100E-01	26.804	1.9128E 01	4.9662E-01
22.840	2.4700E 01	7.5300E-01	27.399	1.7520E 01	5.3413E-01
23.340	2.1500E 01	7.0200E-01	27.993	1.5270E 01	4.9859E-01
23.840	2.1300E 01	7.6600E-01	28.587	1.5148E 01	5.4476E-01
24.340	1.6300E 01	5.5800E-01	29.181	1.1608E 01	3.9737E-01
24.840	1.5800E 01	6.9000E-01	29.774	1.1267E 01	4.9204E-01
25.340	1.2090E 01	6.0500E-01	30.367	8.6334E 00	4.3203E-01
25.840	1.1910E 01	4.5800E-01	30.960	8.5169E 00	3.2752E-01
26.340	9.6200E 00	3.3800E-01	31.552	6.8893E 00	2.4206E-01
26.840	9.6800E 00	3.4000E-01	32.144	6.9425E 00	2.4385E-01
27.340	9.0300E 00	2.7900E-01	32.735	6.4860E 00	2.0040E-01
27.840	1.0030E 01	2.9700E-01	33.326	7.2152E 00	2.1365E-01
28.340	9.6700E 00	2.9600E-01	33.917	6.9671E 00	2.1326E-01
28.840	1.0740E 01	3.2300E-01	34.507	7.7502E 00	2.3308E-01
29.340	1.0490E 01	2.6400E-01	35.097	7.5819E 00	1.9081E-01
29.840	1.1330E 01	3.1800E-01	35.686	8.2024E 00	2.3022E-01
30.340	1.0220E 01	2.6400E-01	36.275	7.4160E 00	1.9157E-01
30.840	1.2570E 01	3.1000E-01	36.863	9.1305E 00	2.2518E-01
31.340	1.0880E 01	3.1700E-01	37.451	7.9137E 00	2.3057E-01
31.840	1.0280E 01	2.9100E-01	38.039	7.4928E 00	2.1210E-01
31.940	1.0400E 01	2.6500E-01	38.627	7.5829E 00	1.9322E-01
32.440	9.0900E 00	2.8000E-01	39.215	6.6442E 00	2.0466E-01
32.840	9.1300E 00	3.0200E-01	39.803	6.6782E 00	2.2090E-01
33.340	7.8300E 00	2.3200E-01	40.391	5.7376E 00	1.7000E-01
33.840	7.7500E 00	2.8000E-01	40.979	5.6894E 00	2.0555E-01
34.040	7.2800E 00	2.1000E-01	41.567	5.3484E 00	1.5428E-01
34.740	6.7800E 00	2.0800E-01	42.155	4.9941E 00	1.5321E-01
34.840	6.8000E 00	2.1800E-01	42.743	5.0107E 00	1.6064E-01
35.440	6.0000E 00	1.6600E-01	43.331	4.4314E 00	1.2260E-01
35.840	6.5800E 00	2.2300E-01	43.919	4.8673E 00	1.6495E-01
36.140	5.4500E 00	1.8400E-01	44.507	4.0361E 00	1.3627E-01
36.840	5.7000E 00	1.5700E-01	45.095	4.2330E 00	1.1659E-01
37.340	4.9300E 00	1.2900E-01	45.683	3.6715E 00	9.6069E-02
37.840	5.2900E 00	1.9900E-01	46.271	3.9444E 00	1.4838E-01
38.340	4.8000E 00	1.0600E-01	46.859	3.5849E 00	7.9167E-02
38.940	4.5400E 00	1.1300E-01	47.447	3.4006E 00	8.4641E-02
39.640	4.4700E 00	1.0700E-01	48.035	3.3581E 00	8.0384E-02
39.840	4.6300E 00	1.4000E-01	48.623	3.4813E 00	1.0527E-01
40.340	4.0100E 00	1.0700E-01	49.211	3.0216E 00	8.0626E-02
41.840	3.8400E 00	1.5600E-01	49.799	2.9126E 00	1.1833E-01
43.840	2.7700E 00	1.0100E-01	50.387	2.1203E 00	7.7311E-02
45.840	2.2600E 00	7.4700E-02	50.975	1.7464E 00	5.7724E-02
47.840	1.8100E 00	7.3400E-02	51.563	1.4125E 00	5.7281E-02
49.840	1.4200E 00	5.3000E-02	52.151	1.1195E 00	4.1785E-02
51.840	9.2800E-01	4.2200E-02	52.739	7.3937E-01	3.3622E-02
53.840	7.0100E-01	3.7000E-02	53.327	5.6461E-01	2.9801E-02
55.840	5.8200E-01	2.3300E-02	53.915	4.7403E-01	1.8978E-02
59.840	3.0900E-01	1.9600E-02	54.503	2.5760E-01	1.6340E-02

INELASTISCHE STREUUNG VON ALPHATEILCHEN AN 64NI

EL = 104.0 MEV ECM = 97.8 MEV EA = 1.34 MEV I = 2

THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (LABORSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)	THETA(GRAD)	SIGMA(MB/SR) (SCHWERPUNKTSYSTEM)	DSIGMA(MB/SR)
5.270	3.0100E 02	5.8200E 01	5.609	2.5526E 02	4.9355E 01
6.230	1.7900E 02	3.3400E 01	6.630	1.5183E 02	2.8330E 01
6.270	1.3600E 02	2.3700E 01	6.672	1.1536E 02	2.0103E 01
6.770	1.9500E 02	1.8500E 01	7.204	1.6542E 02	1.5694E 01
7.230	1.0300E 02	1.6800E 01	7.693	8.7388E 01	1.4254E 01
7.270	1.0800E 02	1.7100E 01	7.736	9.1631E 01	1.4508E 01
7.770	6.1400E 01	1.2700E 01	8.268	5.2101E 01	1.0777E 01
8.230	3.4700E 01	5.4900E 00	8.757	2.9449E 01	4.6592E 00
10.230	1.9900E 01	4.2100E 00	10.884	1.6900E 01	3.5754E 00
10.770	3.0300E 01	6.2000E 00	11.458	2.5738E 01	5.2666E 00
11.270	4.2300E 01	3.7800E 00	11.990	3.5939E 01	3.2116E 00
11.770	4.7000E 01	3.0200E 00	12.521	3.9941E 01	2.5664E 00
12.270	5.3900E 01	1.9400E 00	13.053	4.5815E 01	1.6490E 00
12.770	4.2700E 01	4.0200E 00	13.584	3.6304E 01	3.4178E 00
13.270	2.8000E 01	2.3900E 00	14.115	2.3812E 01	2.0325E 00
13.770	1.5400E 01	2.1800E 00	14.647	1.3100E 01	1.8544E 00
14.270	7.2100E 00	1.5400E 00	15.178	6.1347E 00	1.3103E 00
16.270	8.0500E 00	1.2000E 00	17.302	6.8573E 00	1.0222E 00
16.770	1.2100E 01	1.2400E 00	17.832	1.0310E 01	1.0566E 00
17.270	1.4800E 01	1.1000E 00	18.363	1.2615E 01	9.3761E-01
17.770	1.8220E 01	8.9600E-01	18.894	1.5535E 01	7.6397E-01
18.270	1.8500E 01	4.4400E-01	19.424	1.5779E 01	3.7871E-01
18.770	1.5140E 01	8.2700E-01	19.955	1.2918E 01	7.0563E-01
19.270	1.1700E 01	8.2300E-01	20.485	9.9864E 00	7.0246E-01
19.770	9.9300E 00	7.4000E-01	21.015	8.4787E 00	6.3185E-01
20.270	5.6600E 00	7.1500E-01	21.545	4.8346E 00	6.1073E-01
20.770	2.8100E 00	3.8800E-01	22.076	2.4011E 00	3.3154E-01
21.270	3.2300E 00	3.6000E-01	22.606	2.7611E 00	3.0774E-01
21.770	3.5600E 00	2.9500E-01	23.135	3.0444E 00	2.5228E-01
22.270	5.0700E 00	3.1500E-01	23.665	4.3375E 00	2.6949E-01
22.770	5.5700E 00	2.3200E-01	24.195	4.7672E 00	1.9856E-01
23.270	6.3100E 00	1.9800E-01	24.724	5.4029E 00	1.6954E-01
23.770	5.6600E 00	1.4100E-01	25.254	4.8484E 00	1.2078E-01
24.270	5.3600E 00	1.4200E-01	25.783	4.5935E 00	1.2169E-01
24.770	5.0100E 00	1.1500E-01	26.312	4.2955E 00	9.8599E-02
25.270	4.2300E 00	2.6600E-01	26.841	3.6284E 00	2.2817E-01
25.770	2.8000E 00	2.1800E-01	27.370	2.4029E 00	1.8708E-01
26.270	2.1900E 00	1.5100E-01	27.899	1.8803E 00	1.2965E-01
26.770	1.7000E 00	1.2500E-01	28.428	1.4603E 00	1.0738E-01
27.270	1.2000E 00	1.1700E-01	28.957	1.0313E 00	1.0055E-01
27.770	1.0200E 00	7.5900E-02	29.485	8.7707E-01	6.5264E-02
28.270	1.3100E 00	7.2700E-02	30.014	1.1270E 00	6.2545E-02
28.770	1.7000E 00	9.7400E-02	30.542	1.4633E 00	8.3839E-02
29.270	1.8300E 00	1.0500E-01	31.070	1.5760E 00	9.0428E-02
29.770	2.2800E 00	1.1400E-01	31.598	1.9646E 00	9.8232E-02
30.270	2.1300E 00	6.7800E-02	32.126	1.8364E 00	5.8454E-02
30.770	1.8800E 00	8.7800E-02	32.653	1.6218E 00	7.5740E-02
31.270	1.4500E 00	7.7500E-02	33.181	1.2515E 00	6.6892E-02
31.770	1.3300E 00	7.7600E-02	33.708	1.1486E 00	6.7017E-02
32.270	1.0100E 00	5.3200E-02	34.235	8.7276E-01	4.5971E-02
32.770	9.7400E-01	6.4400E-02	34.762	8.4215E-01	5.5682E-02
33.270	8.0500E-01	4.5500E-02	35.289	6.9644E-01	3.9364E-02
33.770	7.7500E-01	4.1400E-02	35.816	6.7089E-01	3.5839E-02
34.270	8.0500E-01	6.0700E-02	36.343	6.9729E-01	5.2578E-02
34.770	1.1900E 00	6.1700E-02	36.869	1.0314E 00	5.3478E-02
35.270	1.1400E 00	6.3500E-02	37.396	9.8870E-01	5.5072E-02
35.770	1.2100E 00	6.6600E-02	37.922	1.0501E 00	5.7798E-02
36.270	1.1900E 00	4.6500E-02	38.448	1.0334E 00	4.0380E-02
36.770	1.0400E 00	5.7500E-02	38.974	9.0372E-01	4.9965E-02
37.270	1.0300E 00	4.7100E-02	39.499	8.9562E-01	4.0955E-02
37.770	9.8300E-01	4.3800E-02	40.025	8.5532E-01	3.8111E-02
38.270	8.7300E-01	4.5900E-02	40.550	7.6012E-01	3.9965E-02
38.770	7.4800E-01	3.2300E-02	41.075	6.5173E-01	2.8143E-02
39.270	6.1900E-01	2.8600E-02	41.600	5.3970E-01	2.4936E-02
39.770	5.3900E-01	2.4000E-02	42.125	4.7028E-01	2.0940E-02
40.270	5.2900E-01	2.9200E-02	42.649	4.6188E-01	2.5495E-02
40.770	6.0600E-01	1.8900E-02	43.174	5.2949E-01	1.6514E-02
41.270	4.9500E-01	2.5800E-02	43.698	4.3281E-01	2.2559E-02
41.770	5.7000E-01	2.2400E-02	44.222	4.9875E-01	1.9600E-02
42.270	5.0000E-01	1.9600E-02	44.746	4.3783E-01	1.7163E-02
42.770	4.9200E-01	1.9000E-02	45.270	4.3114E-01	1.6650E-02
43.270	3.5900E-01	1.6000E-02	45.793	3.1483E-01	1.4031E-02
43.770	3.7600E-01	1.1100E-02	46.316	3.2999E-01	9.7416E-03
44.270	2.5400E-01	8.1500E-03	46.839	2.2309E-01	7.1581E-03
44.770	2.5700E-01	7.8400E-03	47.362	2.2590E-01	6.8911E-03
45.270	2.3400E-01	9.5500E-03	48.407	2.0600E-01	8.4073E-03
46.270	2.0500E-01	5.5200E-03	49.452	1.8076E-01	4.8672E-03
47.270	1.5300E-01	7.2600E-03	50.495	1.3512E-01	6.4118E-03
48.270	1.9300E-01	6.0500E-03	51.538	1.7073E-01	5.3520E-03
49.270	1.7300E-01	6.3800E-03	52.580	1.5329E-01	5.6533E-03