

Die Reaktionen $^{30}\text{Si}(\text{d}, \text{p})^{31}\text{Si}$ und $^{30}\text{Si}(\text{He}^3, \text{d})^{31}\text{P}$

M. BETIGERI *, R. BOCK, H. H. DUHM, S. MARTIN und R. STOCK

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforsch. 21 a, 980—987 [1966]; eingegangen am 4. April 1966)

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

Es wurden die Reaktionen $^{30}\text{Si}(\text{d}, \text{p})^{31}\text{Si}$ bei $E_{\text{d}} = 10 \text{ MeV}$ und $^{30}\text{Si}(\text{He}^3, \text{d})^{31}\text{P}$ bei $E^3\text{He} = 15 \text{ MeV}$ mit einem Breitbandmagnetspektrographen untersucht. Für ^{31}Si wurden Winkelverteilungen für 20 Niveaus von 5° bis 120° gemessen und mit einer DWBA Analyse wurden l -Werte und spektroskopische Faktoren bestimmt. Auf Grund der Targetzusammensetzung wurden zugleich mit dem ^{31}Si 23 Niveaus im ^{29}Si gemessen, deren spektroskopische Faktoren mit früheren Messungen¹ übereinstimmen. Die $l = 2$ Winkelverteilungen sind strukturiert oder flach je nach dem dem Spin $3/2^+$ oder $5/2^+$ des Endzustandes, so daß sich durch Vergleich auch die Spins der Niveaus im ^{31}Si bestimmen ließen. Im ^{31}P wurden die l -Werte und relativen spektroskopischen Faktoren aus 4 Spektren bei 4 ausgewählten Winkeln bestimmt. Eine Interpretation der Niveaustuktur und der spektroskopischen Faktoren von ^{31}Si und ^{31}P nach den Schalenmodellrechnungen von GLAUDEMANS et al.² schlägt fehl, vor allem da in den Rechnungen die $d_{5/2}$ Schale als abgeschlossen betrachtet wird. Die versuchsweise Anwendung des Nilsson-Modells führt auf kleine Deformationen $|\eta| < 2$, ohne die Niveauleiter indessen exakt erklären zu können.

Für das Gebiet der „Übergangskerne“ oberhalb der halb aufgefüllten s-d-Schale $28 < A < 40$ liegt noch verhältnismäßig wenig Information vor, da die Interpretation ihrer Niveaustuktur recht schwierig ist. Die Niveaus von ^{31}Si sind im wesentlichen nur aus $^{29}\text{Si}(\text{t}, \text{p})^{31}\text{Si}$ Messungen^{3, 4} bestimmt worden. Das Niveauschema von ^{31}P ist besser bekannt aus inelastischen Streu- und $^{30}\text{Si}(\text{p}, \gamma\gamma)$ -Koinzidenz-Messungen⁴ und wurde sowohl nach dem extremen *weak-coupling*-Modell⁵ wie nach dem Schalenmodell² und dem Nilsson-Modell^{6, 7} interpretiert. Kürzlich jedoch wurde auf Grund von B(E2)-Matrixelementen aus inelastischen Elektronenstreudaten^{7a} der Spin des $3,12 \text{ MeV}$ Niveaus im ^{31}P als $1/2^+$ bestimmt, anstelle der früheren Angabe von $3/2^+$, und mit dieser Spinzuordnung zeigten BISHOP et al.⁷, daß sich die Niveaufolge nicht mehr durch das Nilsson-Modell beschreiben läßt.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, aus den *Stripping*-Reaktionen $^{30}\text{Si}(\text{d}, \text{p})$ und $^{30}\text{Si}(\text{He}^3, \text{d})$ l -Werte und spektroskopische Faktoren zu bestimmen. Eine Analyse dieser Daten nach dem Schalen- wie auch

dem weak-coupling-Modell mag für die $1/2^+$ - und $3/2^+$ -Zustände sinnvoll sein, nicht aber für die $5/2^+$ -Niveaus, da in den Rechnungen die $d_{5/2}$ -Schale als abgeschlossen betrachtet wird. Das Nilsson-Modell andererseits, das automatisch eine Aufweichung der $d_{5/2}$ -Schale liefert, ist jedoch schwierig zu testen auf Grund der vielen anzupassenden Parameter, nämlich Deformation, Trägheitsmoment und Energieabstände der Nilsson-Banden. Eine versuchsweise Rechnung, so wird sich zeigen, führt auf kleine Deformationen $|\eta| \leq 2$ und damit aus dem Gültigkeitsbereich der adiabatischen Nährung heraus. Man hätte also die Rotations-Vibrationswechselwirkung etwa nach DAVYDOV und CHABAN⁸ einzubeziehen, was indessen durch die noch erhöhte Zahl von Parametern nicht sinnvoll erscheint.

Messungen und Ergebnisse

Bei einer Deuteronenenergie von 10 MeV wurden mit einem Magnetspektrographen Winkelverteilungen der $^{30}\text{Si}(\text{d}, \text{p})^{31}\text{Si}$ -Reaktion für 20 Niveaus bis

* Beurlaubt von Atomic Energy Establishment, Bombay/Indien.

¹ A. G. BLAIR u. K. S. QUISENBERRY, Phys. Rev. **122**, 869 [1960].

² P. W. M. GLAUDEMANS, G. WIECHERS u. P. J. BRUSSARD, Nucl. Phys. **56**, 548 [1964].

³ R. GLOVER, private Mitteilung.

⁴ P. A. ENDT u. C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys. **34**, 1 [1962].

⁵ V. K. THANKAPPAN u. S. P. PANDYA, Nucl. Phys. **19**, 303 [1960].

⁶ C. BROUDE, L. L. GREEN u. J. C. WILLMOTT, Proc. Phys. Soc. London **72**, 1097 [1958].

⁷ G. R. BISHOP, A. BOTTINO u. R. M. LOMBARD, Phys. Letters **15**, 323 [1965].

^{7a} P. KOSSNGI-DEMAY, R. H. LOMBARD u. G. BISHOP, Nucl. Phys. **62**, 615 [1965].

⁸ A. S. DAVYDOV u. A. A. CHABAN, Nucl. Phys. **20**, 499 [1960].



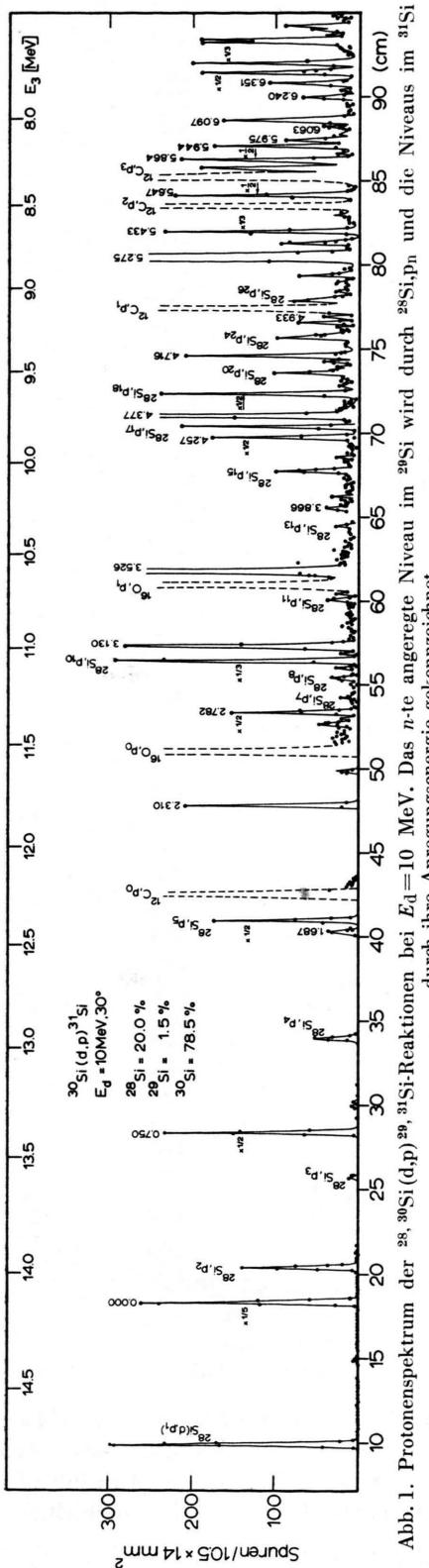


Abb. 1. Protonenspektrum der $^{28},^{30}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{31}\text{Si}$ -Reaktionen bei $E_{\text{d}} = 10 \text{ MeV}$. Das n -te angeregte Niveau im ^{31}Si wird durch ihre Anregungsenergie gekennzeichnet.

	V	r	a	W	r_w	a_w	r_c
p	50	1,25	0,65	40	1,25	0,47	1,25
d	87,6	1,15	0,86	68	1,35	0,68	1,25
^3He	166	1,05	0,83	18	1,81	0,89	1,25

Tab. 1. Optische Modell-Parameter für elastische Streuung von Protonen ^{11a}, Deuteronen ^{11b} und ^3He ^{11c}.
(Anm. ¹¹ siehe S. 983.)

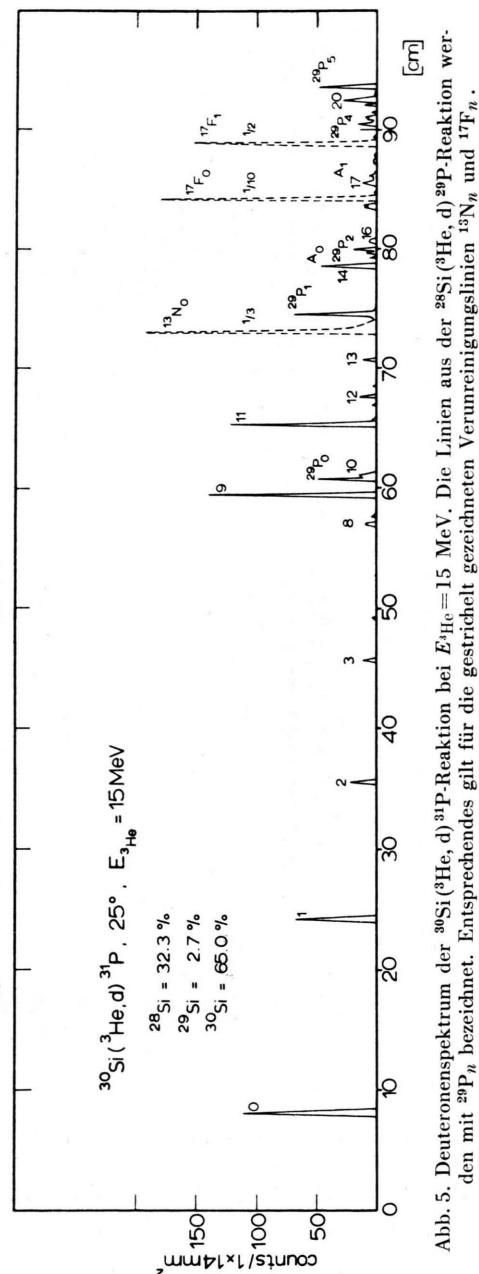


Abb. 5. Deuteronenspektrum der $^{30}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{31}\text{P}$ -Reaktion bei $E_{\text{d}} = 15 \text{ MeV}$. Die Linien aus der $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{31}\text{P}$ -Reaktion werden mit $^{28}\text{P}_n$ bezeichnet. Entsprechendes gilt für die gestrichelt gezeichneten Verunreinigungslinien $^{13}\text{N}_n$ und $^{17}\text{F}_n$.

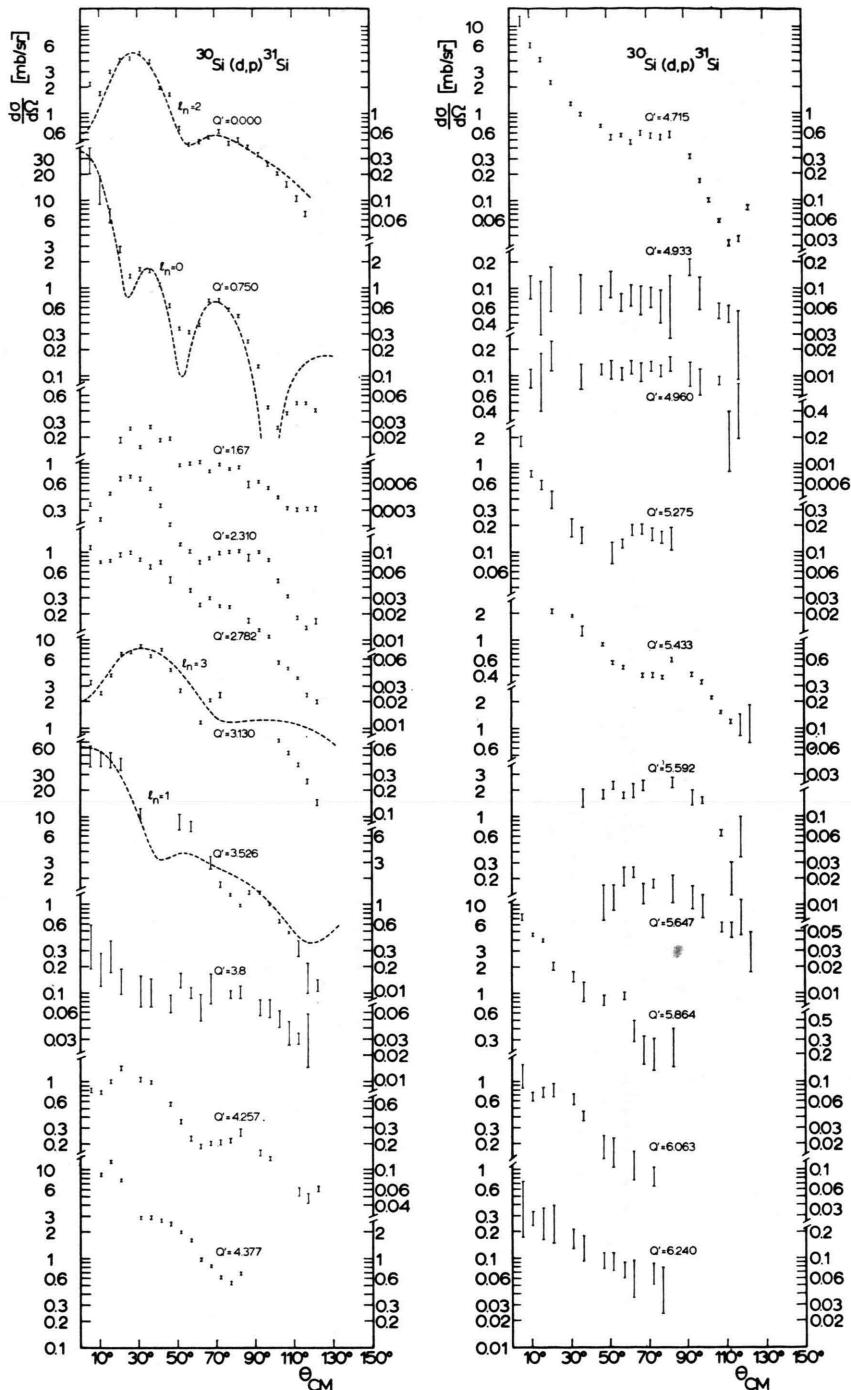
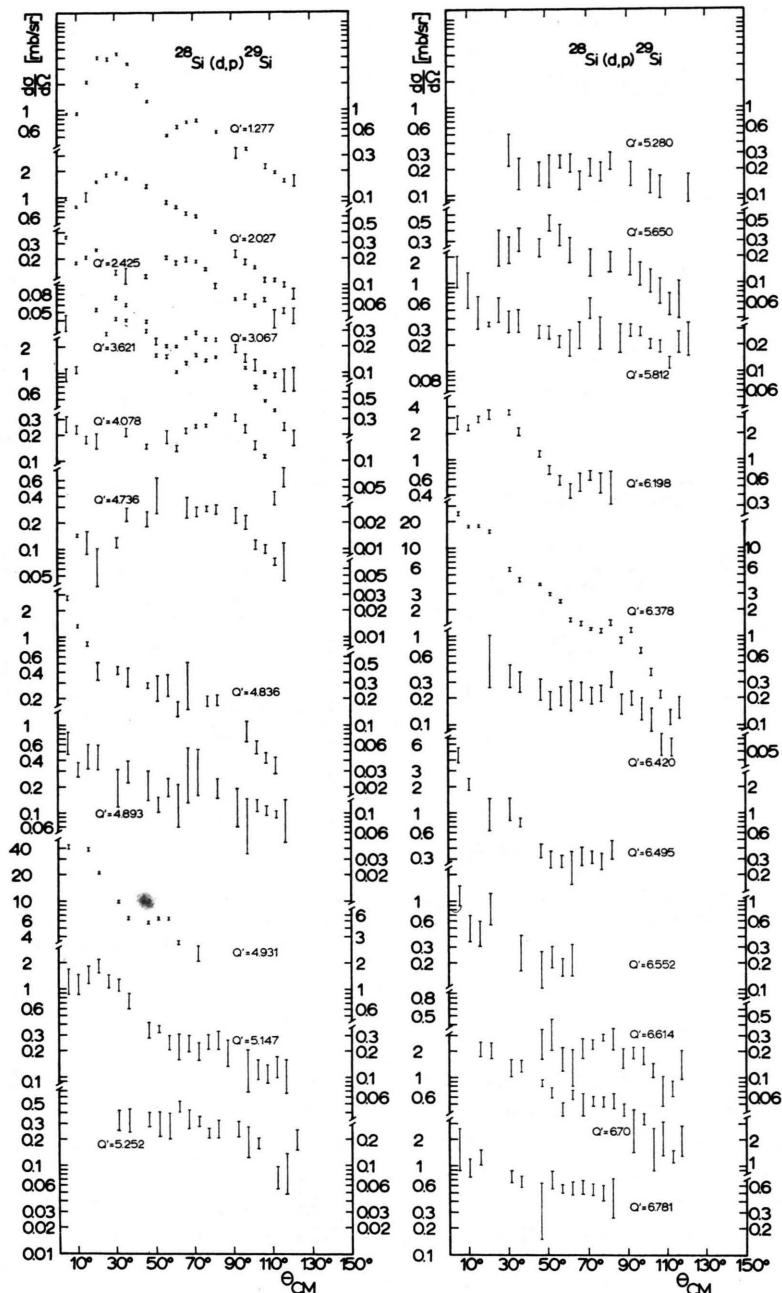


Abb. 2. Winkelverteilungen der Reaktion $^{30}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{31}\text{Si}$. Gestrichelt eingezeichnet sind vier charakteristische DWBA-Kurven, berechnet mit den Potentialen in Tab. 1.

zu 2 MeV Anregungsenergie aufgenommen. Die Apparatur und Auswertetechnik wurden in einer früheren Arbeit beschrieben⁹. In Abb. 1 ist ein Spektrum und in Abb. 2 sind die Winkelverteilungen mit

einigen typischen DWBA-Kurven angegeben. Die Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern und den Unsicherheiten durch Auszählung und Untergrundsubtraktion. Das Target enthielt zu 20%

⁹ R. BOCK, H. H. DUHM, S. MARTIN, R. RÜDEL u. R. STOCK, Nucl. Phys. **72**, 273 [1965].

Abb. 3. Winkelverteilungen der $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{29}\text{Si}$ -Reaktion.

^{28}Si . Es wurden daher zugleich mit dem ^{31}Si 23 Niveaus im ^{29}Si gemessen, deren Winkelverteilungen in Abb. 3 angegeben werden. Da im ^{29}Si die Spinzuordnungen bekannt sind, konnte durch Vergleich

der Winkelverteilungen (siehe Abb. 4) der Spin $3/2^+$ oder $5/2^+$ im ^{31}Si festgelegt werden.

Die DWBA-Rechnungen wurden nach dem T-Sally-Code¹⁰ mit Parametern von PEREY¹¹ (Tab. 1)

¹⁰ R. H. BASSEL, R. M. DRISKO u. G. R. SATCHLER, Oak Ridge Nat. Lab. Report ORNL 3240 [1962].

¹¹ a) F. G. PEREY, Phys. Rev. **131**, 745 [1963]. b) C. M. PEREY u. F. G. PEREY, Phys. Rev. **132**, 755 [1963]. c) R. H. SIEMSEN, L. L. LEE u. D. CLINE, Phys. Rev. **140**, B 1258 [1965].

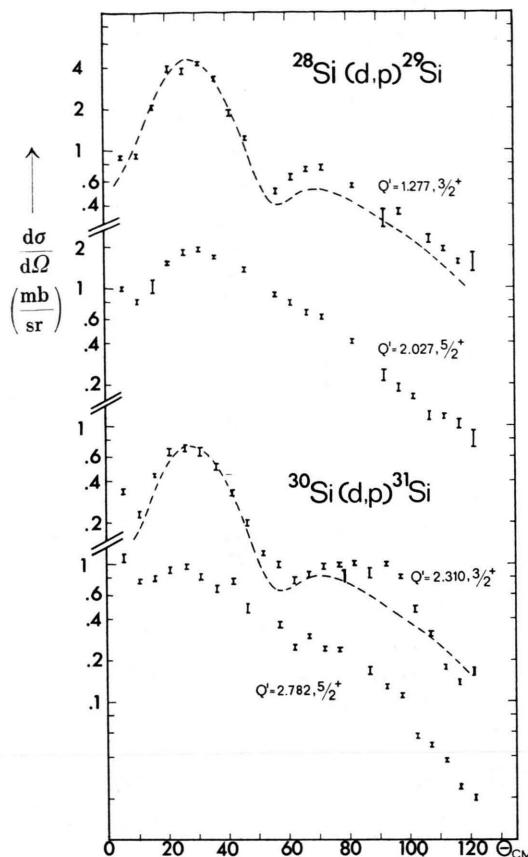


Abb. 4. Spin $\{3/2^+, 5/2^+\}$ -Effekt der $l=2$ -Winkelverteilungen in $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{29}\text{Si}$ und $^{30}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{31}\text{Si}$.

Niveau Nr.	$E_x(\text{MeV} \pm 10 \text{ keV})$ diese Arbeit	J_{π}^*	l	$(2J+1)S$	$(2J+1)\Theta^{2*}$ 10^3
0	0	$1/2^+$	nicht gemessen	42	
1	1,277	$3/2^+$	2	4,84	56
2	2,207	$5/2^+$	2	1,68	20
3	2,425	$3/2^+$	2	0,21	1,2
4	3,067	$5/2^+$	2	0,49	22
1	3,621	($7/2^-$)	3	2,44	100
6	4,078		isotrop		
7	4,736	?	?		
8	4,836	$1/2^+$	0	0,12	
9	4,893		isotrop		
10	4,931	$1/2^-$	1	2,39	130
11	5,252		isotrop		
12	5,280		isotrop		
13	5,650	?	?		
14	5,812	?	?		
15	5,947	($3/2^+, 5/2^+$)	2	0,57	6
16	6,107		schwach		
17	6,198	($5/2^-, 7/2^-$)	3	2,7	43
18	6,378	$1/2^-$	1	1,0	62
19	6,420	($1/2^+$)	(0)	1,8	
20	6,495	$1/2^+$	0	0,22	
21	6,514				
22	6,522				
23	6,695				
24	6,712				
25	6,781				

Tab. 2. Ergebnisse der Reaktion $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{29}\text{Si}$ im Vergleich zu den Daten * von BLAIR und QUISSENBERRY ¹. (Der spektroskopische Faktor in Tab. 2 und 3 muß um den Faktor 1,5 reduziert werden, wenn das Deuteron eine HULTHEN-Wellenfunktion besitzt.)

durchgeführt. Die $l=2$ DWBA-Kurven wurden den experimentellen verhältnismäßig strukturlosen $5/2^+$ -Winkelverteilungen so angelegt, daß diese zu Einhüllenden der DWBA-Kurven wurden. Entsprechend besitzt der spektroskopische Faktor eine größere Unsicherheit. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 und Tab. 3 zusammengestellt.

Die $^{30}\text{Si}(\text{He}, \text{d})^{31}\text{P}$ -Messungen wurden bei 15 MeV ^3He -Energie durchgeführt. Abb. 5 zeigt ein Spektrum bei 25° , in dem neben den ^{31}P auch einige ^{29}P -Linien auftreten auf Grund der ^{28}Si -Beimischung im Target **. Es wurden nur 4 Spektren an 4 ausgesuchten Winkeln gemessen, die für die verschiedenen übertragenen Drehimpulse charakteri-

stisch sind. Abb. 6 zeigt, daß die l -Werte nach der 4-Winkelmethode sicher bestimmt werden können. Die relativen spektroskopischen Faktoren wurden berechnet mit den DWBA-Parametern in Tab. 1. Die Ergebnisse sind in Tab. 4 zusammengestellt und werden mit früheren Messungen ^{4, 7} verglichen. Die ^{31}P -Niveaus bei 6,40 und 7,15 MeV zeigen eine ($l=2$)- und ($l=0$)-Verteilung. Sie sind die Analogzustände zu den Urbildern in ^{31}Si , also zum Grundzustand und ersten angeregten Niveau, und entsprechen einer COULOMB-Energiedifferenz nach der Formel von SEN GUPTA ¹² mit einem Radius $R = 1,26 \text{ Å}^{1/2}$. Die relativen experimentellen spektroskopischen Faktoren von Urbildern und Analogzuständen sind er-

** Wir danken für die Herstellung und Massenanalyse des ^{30}Si -Targets in AERE Aldermaston.

¹² SEN GUPTA, Nucl. Phys. **21**, 542 [1960].

$E_x(\text{MeV} \pm 8 \text{ keV})$ diese Arbeit	$E_x^*(\text{MeV} \pm 10 \text{ keV})$	J^π	l	$(2J+1)S$
0	0	$3/2^+$	2	3,27
0,750	0,754	$1/2^+$	0	1,33
1,687	1,692	$(3/2^+, 5/2^+)$	2	0,3
2,310	2,314	$3/2^+$	2	0,33
2,782	2,799	$5/2^+$	2	0,37
3,130	3,141	$(7/2^-)$	3	6,67
3,526	3,534	$(3/2^-)$	1	2,23
3,866	3,877	isotrop		
4,257	4,264	$3/2^+$	2	0,35
4,377	4,386	$(1/2^-, 3/2^-)$	1	0,60
4,687	4,688	schwach		
4,715	4,716	$1/2^+$	0	0,47
4,933	4,940	isotrop		
4,960	4,964	isotrop		
5,257	5,272	$1/2^+$	0	0,08
5,314	5,312	schwach		
5,433	5,439			
5,592	5,594			
	5,605			
5,647	5,655			
5,671	5,675			
	5,730			
	5,816			
5,864	5,868			
5,944	5,955			
5,975	5,982			
6,063	6,068			
6,097	6,107			
6,240	6,248			
6,351	6,340			

Tab. 3. Ergebnisse der Reaktion $^{30}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{31}\text{Si}^*$. Die Energieniveaus E_x^* stammen aus Ref. ³ und ⁴.

wartungsgemäß im Rahmen der Fehlergrenzen einander proportional, wenn man die gebundene Wellenfunktion aus der Separationsenergie berechnet.

Diskussion der Ergebnisse

Zu ^{30}Si und ^{31}Si wurden von GLAUDEMANS et al. ² Schalenmodellwellenfunktionen berechnet mit der Annahme einer abgeschlossenen $d_{5/2}$ -Schale im ^{28}Si . Für den ^{30}Si -Grundzustand erhält er ein Gemisch von $s_{1/2}^2$ - und $d_{3/2}^2$ -Komponenten ¹³:

$$\psi^{^{30}\text{Si}}_{\text{gr.}} = a_1 \{s_{1/2}^2\}_{0^+} + a_2 \{d_{3/2}^2\}_{0^+}$$

und für die $1/2^+$ -, $3/2^+$ - und $5/2^+$ -Zustände im ^{31}Si

$$\begin{aligned} \psi^{^{31}\text{Si}} = & b_1 \{s_{1/2}^2\}_{0^+} \{d_{3/2}^2\}_{1/2^+} + b_2 \{d_{3/2}^2\}_{0^+} \{s_{1/2}^2\}_{1/2^+} \\ & + b_3 \{d_{3/2}^2\}_{2^+} \{s_{1/2}^2\}_{1/2^+} + b_4 \{d_{3/2}^3\}_{3/2^+}. \end{aligned}$$

$E_x(\text{MeV} \pm 15 \text{ keV})$ diese Arbeit	$E_x^*(\text{MeV} \pm 5 \text{ keV})^+$	l	$J^\pi*$	$(2J+1)S$ $\pm 10\%$ relativ
0	0	0	$1/2^+$	1,36
1,27	1,265	2	$3/2^+$	2,7
1,23	2,232	2	$5/2^+$	0,39
3,14	3,133	0	$1/2^+$	0,04
3,30	3,292	(2)	$3/2^+$	(0,015)
	3,414		$7/2^+$	
3,52	3,505	(2)	$3/2^+$	(0,015)
4,1	4,188	2	$5/2^+$	klein
4,23	4,257	2	$3/2^-$	0,15
4,45	4,43	3	$7/2^-$	4,06
4,60	4,590	2	$5/2^+$	0,06
5,03	5,012	1	$(1/2^-, 3/2^-)$	0,94
5,29		0		0,096
5,59		2		klein
6,41		2	$3/2^+$	0,95
6,52		1		0,265
6,64		1		0,11
7,15		0	$1/2^+$	0,45
7,22		1		0,03
7,72		2		ungebunden
7,90		1		ungebunden

Tab. 4. Ergebnisse der Reaktion $^{30}\text{Si}(\text{He},\text{d})^{31}\text{P}$. Die Spinzuordnungen $J^\pi*$ und Anregungsenergien E_x^* sind Ref. ⁴ und ⁷ entnommen.

Hieraus ergeben sich die spektroskopischen Faktoren zu:

$$S_{1/2^+} = a_2^2 b_2^2, \quad S_{3/2^+} = (a_1 b_1 + 2^{-1/2} a_2 b_4)^2, \quad S_{5/2^+} = 0.$$

Der Vergleich mit den experimentellen Werten für die ersten 3 Zustände in Tab. 5 zeigt, daß die Annahme einer abgeschlossenen $d_{5/2}$ -Schale nicht ge-

J^π	$E_x(\text{MeV})$ exp.	$E_x(\text{MeV})$ theor.	S exp.	S theor.
$3/2^+$	0	0,02	0,82	0,83
$1/2^+$	0,75	0,76	0,67	0,27
$5/2^+$	1,69	1,79	0,15	0

Tab. 5. Vergleich der drei untersten Energieniveaus von ^{31}Si und ihrer spektroskopischen Faktoren mit den Schalenmodellrechnungen von GLAUDEMANS et al. ².

rechtfertigt ist. Für die höher angeregten Niveaus gibt es keine Übereinstimmung.

Für ^{31}P wurden von GLAUDEMANS et al. ² Wellenfunktionen angegeben, aus deren Koeffizienten die spektroskopischen Faktoren in Tab. 6 berechnet wurden. Für die $1/2^+$ - und $3/2^+$ -Zustände zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung.

¹³ Wir wählen für beide Koeffizienten $a_1 = 0,726^{1/2}$ und $a_2 = 0,274^{1/2}$ eine positive Phase.

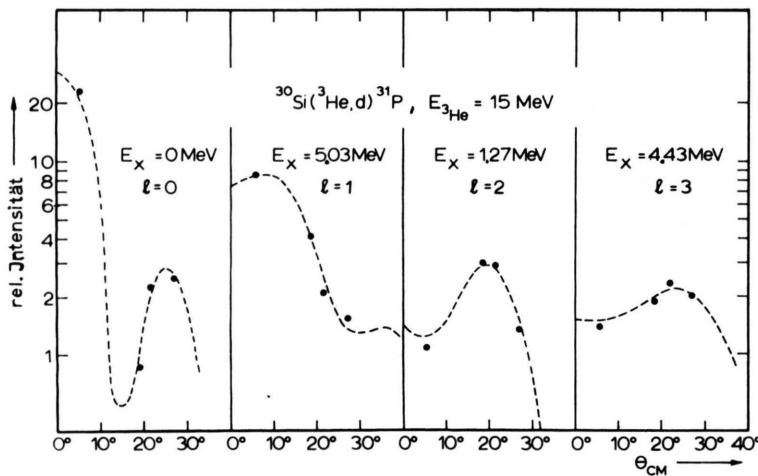


Abb. 6.

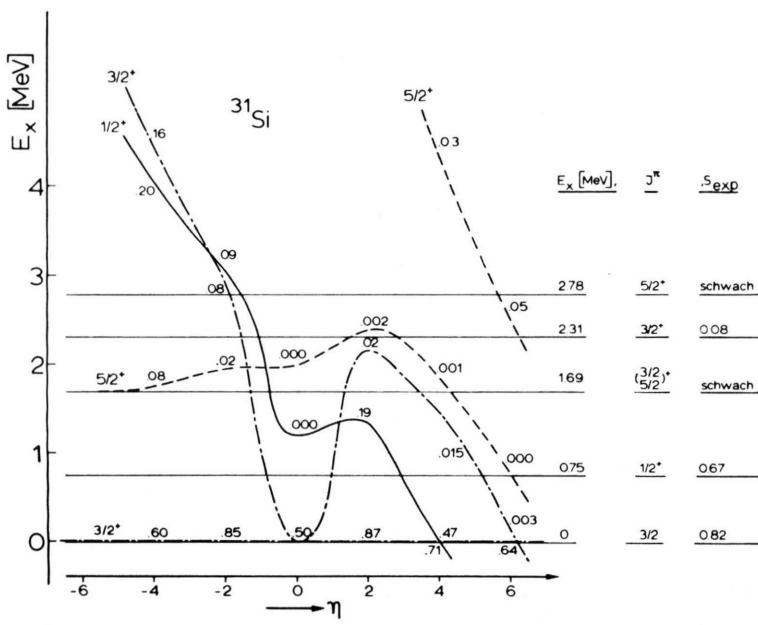


Abb. 8.

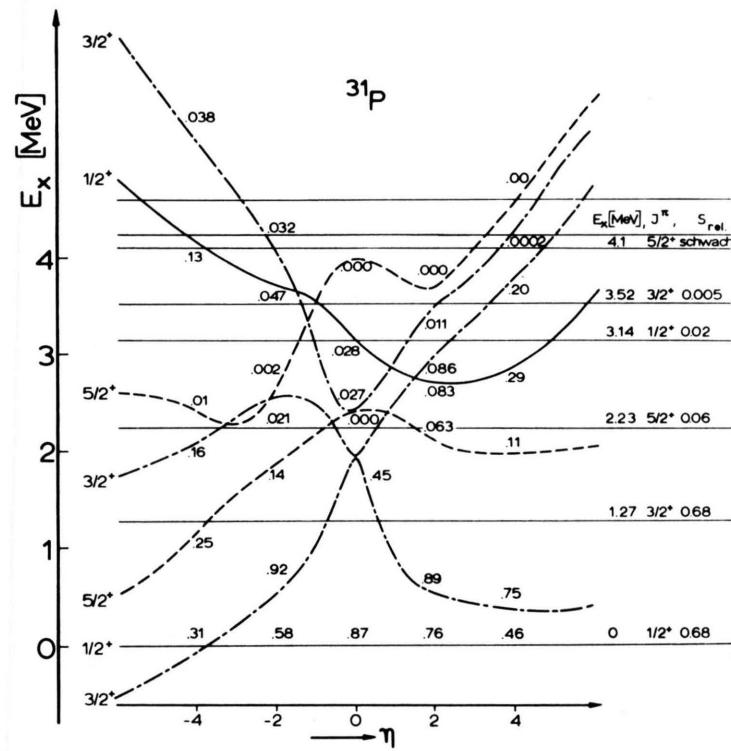


Abb. 7.

Abb. 6. Illustration der l -Wert-Bestimmung nach der 4-Winkelmethode.Abb. 7. Die Niveaufolge und spektroskopischen Faktoren der Niveaus im ^{31}P nach dem Nilsson-Modell gemäß Gln. (1), (2) und (3) für $\hbar^2/2 \Theta = 0,4 \text{ MeV}$ berechnet für $\eta = -4, -2, 0, 2, 4$.Abb. 8. Die Niveaufolge und spektroskopischen Faktoren der Niveaus im ^{31}Si nach dem Nilsson-Modell gemäß Gln. (1), (2) und (3) für $\hbar^2/2 \Theta = 0,4 \text{ MeV}$ berechnet für $\eta = -4, -2, 0, 2, 4$.

J^π	$E_x(\text{MeV})$ exp.	$E_x(\text{MeV})$ theor.	S rel. exp.	S theor.
$1/2^+$	0	-0,01	0,68	0,96
$3/2^+$	1,27	1,22	0,67	0,23
$5/2^+$	2,23	3,18	0,065	
$1/2^+$	3,14	3,46	0,02	0,01
$5/2^+$	3,30	klein		
$3/2^+$	3,52	3,27	0,004	0,07
$5/2^+$	4,10	klein		
$3/2^+$	4,23	5,26	0,04	0,12

Tab. 6. Vergleich der $1/2^+$, $3/2^+$ - und $5/2^+$ -Energieniveaus von ^{31}P und ihrer spektroskopischen Faktoren mit den Schalenmodellrechnungen von GLAUDEMANS et al. ².

Die Anwendung des NILSSON-Modells ¹⁴ führt automatisch zu einer Aufweitung der $d_{5/2}$ -Teilchen-Schale. Für ^{31}P sind in der s-d-Schale die Banden 9 ($K_{1/2}$), 8 ($K_{3/2}$) und 11 ($K_{1/2}$) offen, während für ^{31}Si nur 8 und 11 berücksichtigt werden muß. Der Energieabstand dieser Banden ist nicht gut festgelegt, sondern bekanntlich eine Funktion der Hauptoszillatorkreisfrequenz ω_0 , des Spinbahnkopp-

lungs-Parameters \varkappa und des Parameters μ , der den l^2 -Term im HAMILTON-Operator berücksichtigt. Wir wählen mit NILSSON $\hbar\omega_0 = 41 \text{ A}^{-1/3} \text{ MeV}$, $\varkappa = 0,05$ und $\mu = 0$, die die Grundzustände der Banden E_K^0 definieren, und berechnen die Energien nach der Formel (1) unter Vernachlässigung von Rotations-Vibrationswechselwirkung:

$$E_K(J) = E_K^0 + \frac{\hbar^2}{2\Theta} \{J(J+1) + \delta_{K,1/2} \cdot a(J + \frac{1}{2}) (-)^{J+1/2}\}. \quad (1)$$

Hierbei ist $\hbar^2/2\Theta$ der Trägheitsparameter. Der CORIOLIS-Term ¹⁵ $\frac{\hbar^2}{2\Theta} \cdot (\mathbf{j} \cdot \mathbf{J})$ führt auf den Entkoppelungsparameter $a = A_{K=K'=1/2}$ in Gl. (2b) und weitere diagonale Beiträge $\frac{\hbar^2}{2\Theta} \{ \langle j^2 \rangle - 2K \}$, die wir wegen der Unsicherheit von E_K^0 vernachlässigen. Die nicht-diagonalen Energiematrixelemente sind symmetrisch und liefern Beiträge nach Gl. (2) für $\Delta K = 1$, und – dies allerdings nur für $K_{1/2}$ -Banden – $\Delta K = 0$

$$\langle JK | -\frac{\hbar^2}{\Theta} (\mathbf{j} \cdot \mathbf{J}) | JK' \rangle = \begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2\Theta} \cdot \sqrt{(J-K)(J+K+1)} \cdot A_{K=K'+1}, \\ -\frac{\hbar^2}{\Theta} \cdot (-1)^{J-1/2} (J + \frac{1}{2}) \cdot A_{K=K'=1/2} \end{cases} \quad (2)$$

$$A_{K=K'=1/2} := \sum_j \{ c_j^{(K)} c_j^{(K')} \cdot \sqrt{(j-K)(j+K+1)} \}, \quad (2a)$$

$$\text{mit } A_{K=K'+1} := \sum_j \{ (-1)^{j-1/2} c_j^{(1/2)} c_j^{(1/2)} (j + \frac{1}{2}) \}. \quad (2b)$$

Die c_j sind die Koeffizienten der Entwicklung der NILSSON-Wellenfunktion nach Schalenmodellwellenfunktionen. Die A_K wurden bereits von GREEN et al. ¹⁶ berechnet. Die Bandmischung modifiziert die spektroskopischen Faktoren und es ist in unserem Fall des doppelt geraden Targetkerns ^{30}Si :

$$S_J(2J+1) = 2 \{ \sum_i \alpha_i c_j^{(i)} \}^2, \quad (3)$$

wobei die α_i die Beimischung für die Banden 8, 9 und 11 angeben ($\sum \alpha_i^2 = 1$). Es wurden in der beschriebenen Weise für verschiedene Trägheitsparameter $\hbar^2/2\Theta$ die Lage der Niveaus und ihrer spektroskopischen Faktoren berechnet. Die verhält-

nismäßig großen Energieabstände führen auf große Werte $\hbar^2/2\Theta$ und entsprechend auf starke Bandmischung.

Abb. 7 zeigt die für $\hbar^2/2\Theta = 0,4 \text{ MeV}$ berechneten Energieniveaus und spektroskopischen Faktoren von ^{31}P als Funktion von η . Diese Analyse führt auf kleine Deformationen $\eta \sim -1$ und damit aus dem Gültigkeitsbereich des NILSSON-Modells heraus. Abb. 8 zeigt die entsprechende Darstellung für ^{31}Si .

Wir danken Herrn Professor GENTNER für die Förderung dieser Arbeit und Herrn Prof. DIETRICH für Diskussionen.

¹⁴ S. G. NILSSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, no. 16 [1955].
¹⁵ A. K. KERMAN, Dan. Mat. Fys. Medd. **30**, no. 15 [1956].

¹⁶ L. L. GREEN, J. C. WILLMOTT u. G. KAYE, Nucl. Phys. **25**, 278 [1961].