

Resonanzenergien für den Protoneneinfang

II. Natrium

Von S. WAGNER * und M. HEITZMANN *

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt
(Z. Naturforsch. **15 a**, 74—78 [1960]; eingegangen am 14. November 1959)

An einem hochspannungsstabilisierten Kaskadenbeschleuniger konnten für die Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ folgende Resonanzenergien bestimmt werden (W_p : Protonenenergie, Γ : Halbwertsbreite):

W_p [keV]:	$250,6 \pm 0,2$	$308,6 \pm 0,3$	$373,7 \pm 0,4$	$511,6 \pm 0,4$
Γ [eV]:	< 20	< 20	< 20	< 50
W_p [keV]:	$591,5 \pm 0,5$	$676,1 \pm 0,5$	$738,7 \pm 0,6$	$743,9 \pm 0,5$
Γ [eV]:	< 60	< 70	< 90	< 100

Die Resonanzenergien wurden aus Relativmessungen der Hochspannung an einem Spannungsteiler ermittelt, der mit Hilfe der bei $(504,5 \pm 0,3)$ und $(506,5 \pm 0,3)$ keV liegenden Resonanzen der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ kalibriert worden war.

Ziel der vorliegenden Untersuchung war es, die Resonanzenergien der Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ mit verbesserten experimentellen Hilfsmitteln für Protonenenergien zwischen 200 und 750 keV neu zu bestimmen und dabei die Genauigkeit der bisher bekannten Werte¹ zu erhöhen. Das gute energetische Auflösungsvermögen der benutzten Apparatur² ließ es daneben als möglich erscheinen, obere Grenzen für die Gesamt-Halbwertsbreiten der am Protoneneinfang beteiligten angeregten Zustände des ^{24}Mg -Kerns zu ermitteln, was im besonderen auch wegen deren Bedeutung für die Auswertung der von anderen Autoren³ ausgeführten Untersuchungen über die elastische Streuung von Protonen an ^{23}Na erwünscht war.

1. Experimentelle Anordnung

Die Messungen wurden an einem hochspannungsstabilisierten Kaskadenbeschleuniger in der gleichen Anordnung ausgeführt, die bereits in I näher beschrieben worden ist. Als Auffänger dienten im allgemeinen dicke Schichten aus reinem Natriumhydroxyd (NaOH), die durch Aufschmelzen auf Kupferunterlagen hergestellt worden waren; lediglich bei sehr schwachen Resonanzen wurden auch halbdicke Auffänger (etwa 10 keV dick) verwendet, die aus im Vakuum aufgedampftem Natriumhydroxyd oder Natriumchlorid (NaCl) bestanden.

Zum Nachweis der bei der Reaktion emittierten γ -

Strahlung, soweit ihre Energie größer als 1 MeV war, diente ein NaJ(Tl)-Szintillationszähler in Verbindung mit einem Schwellendiskriminator. Die Zählungen konnten durch einen elektronischen Ladungsmesser am Auffänger jeweils auf gleiche Protonenladung normiert werden.

2. Hochspannungsmessung und Energiekalibrierung

Die Hochspannung wurde wie in I an einem ölgekühlten Spannungsteiler aus Drahtwiderständen gemessen, der nach dem dort näher beschriebenen Verfahren mit Hilfe der beiden bei $(504,5 \pm 0,3)$ und $(506,5 \pm 0,3)$ keV liegenden Resonanzen der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ kalibriert worden war. Diese Resonanzenergien sind von anderer Seite⁴ an die absolut vermessene Resonanz der gleichen Reaktion bei $(990,8 \pm 0,2)$ keV⁵ angeschlossen worden. Der Umrechnungsfaktor für den Spannungsteiler, der sich aus dieser Kalibrierung ergibt, ist wegen der angeführten Unsicherheit der dazu benutzten Resonanzenergien mit einem mittleren relativen Fehler von $\pm 6 \cdot 10^{-4}$ behaftet. Neben der Kalibrierung mit Hilfe von Kernresonanzen wurde das Teilverhältnis des Spannungsteilers durch Vergleich mit einem Normalwiderstand bestimmt. Der daraus folgende Umrechnungsfaktor, dessen mittlerer Fehler $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ beträgt, wich um $4,4 \cdot 10^{-4}$ von dem zuerst ermittelten ab, was innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Bei den in Tab. 1 mitgeteilten Ergebnissen wurde der durch die Kalibrierung mit Resonanzenergien ermittelte Umrechnungsfaktor benutzt. Die Linearität der Energieskala konnte durch Beobach-

* Braunschweig.

¹ P. M. ENDT u. C. M. BRAAMS, Rev. Mod. Phys. **29**, 683 [1957]. — P. M. ENDT u. J. C. KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 [1954].

² S. WAGNER u. M. HEITZMANN, Z. Naturforsch. **14 a**, 784 [1959]; im folgenden als I bezeichnet, s. a. J. C. TIEMEYER, Nucl. Instr., im Druck.

³ N. P. BAUMANN, F. W. PROSSER, W. G. READ u. R. W. KRONE, Phys. Rev. **104**, 376 [1956].

⁴ S. L. ANDERSEN, H. BÖ, T. HOLTEBEKK, O. LÖNSJÖ u. R. TANGEN,

Nucl. Phys. **9**, 509 [1958/59]. Bei Anregung der 504,5 und 506,5 keV-Resonanzen durch Molekülonen (H_2^+) ermittelten diese Autoren eine um 0,4 keV niedrigere Energie (s. a. S. L. ANDERSEN, K. GJÖTTERUD, T. HOLTEBEKK u. O. LÖNSJÖ, Nucl. Phys. **7**, 384 [1958]). Da die Ursache für diese Abweichung noch ungeklärt ist, wurde in der vorliegenden Untersuchung stets der oben genannte für Atomionen (H^+) bestimmte Wert zugrunde gelegt.

⁵ F. BUMILLER, J. MÜLLER u. H. H. STAUB, Helv. Phys. Acta **29**, 234 [1956].



Resonanzenergie		²⁴ Mg Anregungs- energie MeV	J, Π ¹⁸ , *	l_p ¹⁹	Halbwertsbreite			Rel.Int. ²²
eigene Messung W_p^{Res} keV	andere Autoren W_p^{Res} keV				eigene Messung Γ_{exp} ²⁰ eV	Γ ²¹ eV	andere Autoren Γ eV	
250,6 ± 0,2	250,8 ± 0,2 ²⁴ 255 ± 3 ²⁵	11,927			50 ± 20	< 20	300 ± 200 ²⁴	1
308,6 ± 0,3	307,8 ± 0,3 ²⁴ 310 ± 3 ²⁵ 302,2 ± 0,6 ²⁶ 308,4 ± 0,6 ³²	11,983	2- ²⁹	1	70 ± 10	< 20	800 ± 300 ²⁴ < 500 ²⁵ 50 ²⁶	135
373,7 ± 0,4	373,5 ± 0,4 ²⁴ 375 ± 4 ²⁵ 375,2 ± 0,9 ³²	12,045			60 ± 20	< 20	2000 ± 1000 ²⁴ < 1000 ²⁵	5
²³	443,8 ± 0,6 ²⁴ 445 ± 4 ²⁵						800 ± 300 ²⁴	
511,6 ± 0,4	510,9 ± 0,6 ²⁴ 510 ± 5 ²⁵ 512,0 ± 2 ²⁷ 511,4 ± 0,6 ³²	12,177	1+ ²⁹ 2- ³¹	0 1	85 ± 10	< 50	800 ± 300 ²⁴	70
591,5 ± 0,5	594,5 ± 1,5 ²⁶ 592,3 ± 2 ²⁷ 594 ²⁸ 591,1 ± 0,6 ³²	12,254	2- ^{29, 30}	1	90 ± 20	< 60	400 ± 150 ²⁶ 2000 ± 1000 ²⁸	185
676,1 ± 0,5	677,0 ± 2 ²⁷ 675 ²⁸ 675,6 ± 0,9 ³²	12,335	3+ ^{29, 31}	2	100 ± 20	< 70	< 1000 ²⁷	620
738,7 ± 0,6	740 ²⁸ 737,9 ± 0,7 ³² 743,0 ± 2 ²⁷	12,395			110 ± 30	< 90	< 3000 ²⁸	110
743,9 ± 0,6	744 ²⁸ 743,0 ± 0,7 ³²	12,400			120 ± 30	< 100	< 3000 ²⁸	100

 Tab. 1. Resonanzen der Reaktion ²³Na(p, γ)²⁴Mg.

tung der Anregung der bei einer Protonenenergie von 308,6 keV liegenden Resonanz [²³Na(p, γ)²⁴Mg] auch für Molekülonen nachgeprüft werden. Die Molekülonenenergie betrug dabei 617,4 keV und stimmte sehr gut mit dem berechneten Wert (308,6 · 2,00054) überein.

3. Meßergebnisse und Diskussion

Die an den verschiedenen Resonanzstellen ermittelten Protonenenergien sind in Tab. 1 zusammen-

gefaßt; sie wurden jeweils als Mittelwerte aus mehreren Einzelmessungen gewonnen. Der mittlere relative Meßfehler war im allgemeinen kleiner als $\pm 3 \cdot 10^{-4}$, wenn die Unsicherheit, mit der die Kalibrierenergien bekannt sind, unberücksichtigt bleibt. Schließt man diese in die Fehlerangabe ein, so ergibt sich ein mittlerer relativer Fehler von $\pm 7 \cdot 10^{-4}$, der aufgerundet in Tab. 1 angegeben ist.

Wie ein Vergleich der gemessenen Resonanzenergien mit den von anderen Autoren bestimmten zeigt,

* Anm. 6 bis 17 auf S. 76 ff.

¹⁸ J, Π : Drehimpuls und Parität des nach dem Protoneneinfang gebildeten ²⁴Mg-Niveaus.

¹⁹ l_p : Bahndrehimpuls, den das eingefangene Proton auf den Zwischenkern übertragen hat.

²⁰ Γ_{exp} : Gemessene Halbwertsbreite der Resonanz.

²¹ Γ : Wahre Halbwertsbreite der Resonanz.

²² Die angegebenen relativen Intensitäten gelten für die bei der Reaktion mit Quantenenergien oberhalb 1 MeV emittierte γ-Strahlung; sie stellen nur rohe Richtwerte dar.

²³ Nicht beobachtet (s. Abschnitt 3, 2. Absatz).

²⁴ D. A. HANCOCK u. F. VERDAGUER, Proc. Phys. Soc., Lond. A **68**, 1080 [1955].

²⁵ R. TANGEN, K. Norske Vidensk. Selsk. Skt. 1946, Nr. 1.

²⁶ O. H. TURNER, Austr. J. Phys. **6**, 380 [1953].

²⁷ K. NYBÖ u. T. GROTDAL, Nature, Lond. **175**, 130 [1955].

²⁸ N. P. BAUMANN, F. W. PROSSER, W. G. READ u. R. W. KRONE, Phys. Rev. **104**, 376 [1956].

²⁹ P. J. GRANT, J. G. RUTHERGLEN, F. C. FLACK u. G. W. HUTCHINSON, Proc. Phys. Soc., Lond. A **68**, 369 [1955].

³⁰ I. S. HUGHES u. D. SINCLAIR, Proc. Phys. Soc., Lond. A **69**, 125 [1956].

³¹ L. SIMONS, Phys. Rev. **114**, 569 [1959].

³² J. KUPERUS, P. J. M. SMULDERS u. P. M. ENDT, Physica **25**, 600 [1959].

ergibt sich im allgemeinen eine befriedigende Übereinstimmung. Die von HANCOCK und VERDAGUER⁶ bei $(443,8 \pm 0,6)$ keV bzw. schon früher von TANGEN⁷ bei (445 ± 4) keV festgestellte Resonanz konnte an Auffängern, die aus Natriumhydroxyd bestanden, nicht aufgefunden werden. An NaCl-Auffängern wurde hingegen eine Resonanz bei $(443,9 \pm 0,4)$ keV beobachtet, die aber dem Protoneneinfang am Chlor

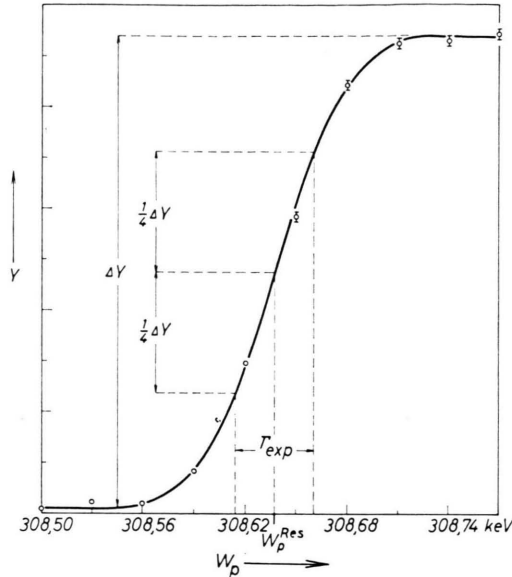


Abb. 1. Ausbeutekurve der Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ in der Umgebung der 308,6-keV-Resonanz. W_p = Protonenenergie, Y = normierte Ausbeute.

zuzuordnen ist, wie aus Messungen an Auffängern aus Silberchlorid und Bleichlorid hervorgeht. Die relative Intensität (s. Tab. 1) einer bei der gleichen Protonenenergie auftretenden Einfangsresonanz am Natrium müßte kleiner als 0,5 sein. Die von NYBÖ und GROTDAL⁸ bei $(743,0 \pm 2)$ keV beobachtete Resonanz ist bereits von PROSSER, BAUMANN, BRICE, READ und KRONE⁹ in zwei eng benachbarte Resonanzen aufgelöst worden. Die neu bestimmten Resonanzenergien betragen $(738,7 \pm 0,6)$ und $(743,9 \pm 0,6)$ keV. Der Abstand zwischen den beiden Resonanzen konnte zu $(5,2 \pm 0,1)$ keV ermittelt werden.

Die in Tab. 1 als experimentelle Halbwertsbreiten Γ_{exp} angegebenen Werte wurden, wie in Abb. 1 dar-

gestellt, aus der Ausbeutekurve an dicken Auffängern als energetischer Abstand der beiden Punkte ermittelt, in denen die Ausbeute 1/4 bzw. 3/4 der vollen Ausbeute der betreffenden Resonanz erreicht. Formal entspricht Γ_{exp} der Gesamt-Halbwertsbreite Γ des nach dem Protoneneinfang gebildeten angeregten ^{24}Mg -Zustandes für den Fall, daß die Resonanz durch eine BREIT-WIGNER-Formel mit nur einem beteiligten Zustand beschrieben werden kann. Tatsächlich wird aber bei kleinen Niveaubreiten Γ der experimentell ermittelte Wert Γ_{exp} größer sein, da die Energieverteilung im Protonenbündel, die ihm von der Erzeugung in der Hochfrequenzionquelle her anhaftet, verbleibende Schwankungen der Beschleunigungsspannung (u. a. Welligkeit) sowie die thermische Bewegung im Auffänger zur Verbreiterung der Resonanz beitragen. Man kann deshalb annehmen, daß $\Gamma_{\text{exp}} \approx \sqrt{\Gamma^2 + \sum \Gamma_i^2}$ beobachtet wird, wobei die Γ_i den durch die genannten Effekte hervorgerufenen Verbreiterungen entsprechen. Wie Tab. 1 zeigt, sind jedoch bereits die gemessenen Werte Γ_{exp} wesentlich kleiner als bisher angenommen wurde.

Im folgenden soll zunächst abgeschätzt werden, in welcher Größenordnung die wahren Gesamt-Halbwertsbreiten Γ zu erwarten sind. Da die hier betrachteten Niveaus des Zwischenkerns ^{24}Mg ihre Anregungsenergie nur durch Reemission des eingefangenen Protons oder Emission von γ -Strahlung abgeben, setzt sich die Gesamt-Halbwertsbreite aus den partiellen Halbwertsbreiten für diese beiden Prozesse zusammen:

$$\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma.$$

Γ_γ sollte auf Grund des vorliegenden Erfahrungsmaterials¹⁰ von der Größenordnung 1 eV oder kleiner sein.

Für Γ_p gilt die Abschätzung¹¹

$$\Gamma_p \approx \frac{4k}{K} v_1 \frac{D_{J,II}}{2\pi}$$

(k Wellenzahl des Protons außerhalb des Kerns, K Wellenzahl des Protons innerhalb des Kerns, v_1 Durchdringungsfaktor für COULOMB- und Zentrifugal-Schwelle, $D_{J,II}$ mittlerer Abstand der Niveaus mit gleichem Gesamt-Drehimpuls J und gleicher Parität II).

⁶ D. A. HANCOCK u. F. VERDAGUER, Proc. Phys. Soc., Lond. A **68**, 1080 [1955].

⁷ R. TANGEN, K. Norske Vidensk. Selsk. Skr. 1946, Nr. 1.

⁸ K. NYBÖ u. T. GROTDAL, Nature, Lond. **175**, 130 [1955].

⁹ F. W. PROSSER, N. P. BAUMANN, D. K. BRICE, W. G. READ u. R. W. KRONE, Phys. Rev. **104**, 369 [1956]. — N. P. BAUMANN, F. W. PROSSER, W. G. READ u. R. W. KRONE, Phys. **600** [1959].

¹⁰ s. z. B. D. H. WILKINSON in Proc. Rehovoth Conf. Nucl. Structure, herausgegeben von H. J. LIPKIN, Amsterdam 1958, S. 175. — P. B. SMITH u. P. M. ENDT, Phys. Rev. **110**, 397 u. 1442 [1958].

¹¹ s. z. B. J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley & Sons, New York 1952, S. 389.

W_p^{Res} keV	Γ_D eV	$l_p = 0$		$l_p = 1$		$l_p = 2$	
		v_1	Γ_p eV	v_1	Γ_p eV	v_1	Γ_p eV
250,6	32	$2,2 \cdot 10^{-6}$	0,05	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-4}$
308,6	36	$1,7 \cdot 10^{-5}$	0,4	$3,4 \cdot 10^{-6}$	0,08	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
373,7	39	$9,8 \cdot 10^{-5}$	2,6	$1,9 \cdot 10^{-5}$	0,5	$1,0 \cdot 10^{-6}$	0,03
511,6	46	$9,7 \cdot 10^{-4}$	31	$2,2 \cdot 10^{-4}$	7	$1,4 \cdot 10^{-5}$	0,4
591,5	49	$2,5 \cdot 10^{-3}$	85	$5,8 \cdot 10^{-4}$	20	$4,1 \cdot 10^{-5}$	1,4
676,1	53	$5,5 \cdot 10^{-3}$	198	$1,3 \cdot 10^{-3}$	48	$1,0 \cdot 10^{-4}$	3,7
738,7	55	$9,2 \cdot 10^{-3}$	355	$2,2 \cdot 10^{-3}$	85	$1,9 \cdot 10^{-4}$	7,2
743,9							

Tab. 2. Durchdringungsfaktoren v_1 für COULOMB- und Zentrifugalschwelle, Protonenbreiten Γ_p und DOPPLER-Breiten Γ_D der Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ (berechnet mit einem Reaktionsradius von $5,38 \cdot 10^{-13}$ cm).

Die Durchdringungsfaktoren v_1 wurden aus den Tafeln von SCHIFFER¹² ermittelt; sie sind in Tab. 2 wiedergegeben. Nimmt man $K = 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$ und $D_{J, \Pi}/\pi = 10^{15} \text{ eV an}^{13}$, so ergeben sich die ebenfalls in Tab. 2 enthaltenen Werte für Γ_p . Wie ein Vergleich mit Tab. 1 zeigt, sind die beobachteten Werte Γ_{exp} bei niedrigen Protonenenergien sicher groß gegen die wahren Halbwertsbreiten Γ .

Auch für den Fall, daß die wahren Niveaubreiten sehr klein und die Energieinhomogenität des Ionenbündels vernachlässigbar wären, würde die thermische Bewegung im Auffänger zu einer Verbreiterung der am ideal dünnen Auffänger beobachteten Resonanz führen. Die Anregungsfunktion ließe sich dann durch eine GAUSS-Verteilung

$$\text{const} \cdot \exp\left[-(W_p - W_p^{\text{Res}})^2 / 2 \Delta^2\right]$$

mit $\Delta = \sqrt{2 \frac{m_p}{M_A} W_p \varepsilon}$

(m_p Masse des Protons, M_A Masse des Auffängerkerns, W_p Protonenenergie, $\varepsilon = kT$, T effektive Temperatur des Auffängers)

beschreiben¹⁴. Die den oben angeführten Γ_i entsprechende Größe ergibt sich daraus zu $\Gamma_D = 1,35 \Delta$. Die DEBYESche charakteristische Temperatur Θ von NaOH erhält man bei Benutzung des einfachen DEBYESchen Modells nach der Formel von LINDEMANN¹⁵

$$\Theta \approx 137 \sqrt{\frac{T_s}{M V^{2/3}}}$$

(T_s absolute Temperatur des Schmelzpunktes, M Molekulargewicht, V Molekularvolumen am Schmelzpunkt)

zu ungefähr 190 °K, so daß nach LAMB $\bar{T} \approx T$ wird (T = absolute Temperatur des Auffängers). Die hier nach mit $T = 300$ °K berechneten Werte für Γ_D sind in Tab. 2 aufgeführt. Wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Natriumhydroxyds ist die wahre Temperatur des Auffängers trotz Kühlung wahrscheinlich höher, so daß die berechneten Werte als untere Grenze für Γ_D angesehen werden können.

Aus Tab. 1 und 2 folgt, daß die beobachteten Halbwertsbreiten Γ_{exp} bei niedrigen Protonenenergien im wesentlichen auf DOPPLER-Verbreiterung (Γ_D) sowie auf Energieinhomogenitäten des Ionenbündels (Γ_I) zurückzuführen sind. Für Γ_I kann man dann aus den ersten drei Resonanzen im Mittel etwa 50 eV abschätzen. Dieser Wert stimmt ungefähr mit der Breite der Energieverteilung in einem Ionenbündel überein, das aus einer Hochfrequenzionenquelle extrahiert wird¹⁶.

Nimmt man nun an, daß Γ_I unabhängig von der Protonenenergie ist¹⁷, so ergeben sich für die wahren Halbwertsbreiten Γ die in Tab. 1 angeführten oberen Grenzwerte. Im Hinblick auf die Meßunsicherheit erschien es nicht sinnvoll, diese kleiner als 20 eV anzugeben.

Für die beiden Resonanzen bei 738,7 und 743,9 keV folgt bei einem Vergleich der aus den Messun-

¹² J. P. SCHIFFER, ANL-5739.

¹³ $D_{J, \Pi}$ wurde aus dem bekannten Niveauschema des ^{24}Mg im Bereich der hier betrachteten Anregungsenergien abgeschätzt unter der Annahme, daß nur die durch $l_p = 0$ und $l_p = 1$ erzeugbaren Werte für J vorkommen. Da wahrscheinlich auch schon Einfangreaktionen mit $l_p = 2$ auftreten, entspricht $D/\pi = 10^{15} \text{ eV}$ einer unteren Grenze für den mittleren Niveaubestand D .

¹⁴ S. W. E. LAMB, Phys. Rev. **55**, 190 [1939].

¹⁵ F. A. LINDEMANN, Phys. Z. **11**, 609 [1910]. — G. MASING, Lehrbuch der allgemeinen Metallkunde, Springer-Verlag, Berlin 1950, S. 258.

¹⁶ J. ERÖ, Acta Physica Hungarica **5**, 39 [1955/56] und Nucl. Instr. **3**, 303 [1958]. — G. FORST, Z. angew. Phys. **10**, 546 [1958]. — R. HÖLZ u. H. LÖB, Z. Naturforsch. **13a**, 602 [1958].

¹⁷ Wahrscheinlich nimmt Γ_I mit wachsender Beschleunigungsspannung zu (u. a. wegen größerer Welligkeit der Hochspannung).

gen ermittelten Halbwertsbreiten mit den theoretisch abgeschätzten, daß sie wahrscheinlich durch Protonen angeregt werden, deren Drehimpuls $l_p \geq 1$ ist.

Die vorliegende Untersuchung zeigt, daß die Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ wegen ihrer sehr kleinen Resonanzbreiten gut für die Kalibrierung von Beschleunigern geeignet ist, wobei es günstig ist, daß gute Auffänger leicht herzustellen sind.

Herrn Professor Dr. H. FRÄNZ danken wir sehr für förderndes Interesse am Fortgang der Untersuchungen, Herrn Ing. H.-J. BARRENSCHEEN für wertvolle Mitarbeit bei den Messungen.

NOTIZEN

Calculation of the Ion Optical Properties of Inhomogeneous Magnetic Sector Fields: Note on the Trajectories outside the Median Plane with Oblique Incidence, and on the Second Order Angular Aberration Coefficient

By H. A. TASMAN and A. J. H. BOERBOOM,

Laboratorium voor Massaspectrografie,
Amsterdam, Holland

and H. WACHSMUTH

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, München

(Z. Naturforschg. 15 a, 78—79 [1960]; eingegangen am 1. Januar 1960)

In a previous paper¹ we treated the ion optical properties of inhomogeneous magnetic sector fields with oblique incidence and exit at curved boundaries. The axial focusing action exerted by the stray fields when the boundaries are oblique, represented by the expressions (30) in the quoted paper¹, was taken into account in the coefficients σ_j , τ_j , which determine the axial component of the ion trajectories. [See expressions (31) in¹.]

However, the first order axial focusing effect of the stray fields with oblique incidence, also influences the coefficients M_{33} , M_{34} , M_{44} , N_{33} , N_{34} , and N_{44} of (19) in¹. When calculating the ion trajectory in a double focusing tandem arrangement, this influence was accounted for by LIEBL and EWALD², and by WACHSMUTH,

LIEBL and EWALD³, by adding a term proportional to $\tan \varepsilon'$ in their expression (2) for their parameter P . However, in the general expressions (20) — (22) for the second order aberrations outside the median plane in another previous paper⁴, this first order influence of the stray fields with oblique incidence is still to be accounted for. Therefore, it seems the most sensible way to do so, by dropping the term proportional to $\tan \varepsilon'$ in P , and incorporating the effect in the corresponding coefficients μ_i , ν_i . These read now, instead of (22) — (23) in¹:

$$\begin{aligned} \mu_{33a} &= \bar{\mu}_{33a}; & \mu_{33b} &= \mu_{34a} = \bar{\mu}_{33b} - 2 \bar{\mu}_{33a} t', \\ \mu_{33c} &= \frac{1}{2} \mu_{34b} = \mu_{44a} = \bar{\mu}_{33c} - \bar{\mu}_{33b} t' + \bar{\mu}_{33a} t'^2, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \nu_{33a} &= \bar{\nu}_{33a} + \bar{\mu}_{33a} t''; \\ \nu_{33b} &= \nu_{34a} = \bar{\nu}_{33b} - 2 \bar{\nu}_{33a} t' + \bar{\mu}_{33b} t'' - 2 \bar{\mu}_{33a} t' t'', \\ \nu_{33c} &= \frac{1}{2} \nu_{34b} = \nu_{44a} = \bar{\nu}_{33c} - \bar{\nu}_{33b} t' + \bar{\mu}_{33c} t'' + \bar{\nu}_{33a} t'^2 - \bar{\mu}_{33b} t' t'' + \bar{\mu}_{33a} t'^2 t''. \end{aligned} \quad (2)$$

With (1) and (2), the expressions (20) — (22) in⁴ are correct also for oblique incidence.

Secondly, it should be remarked, that the simple expression (44) in¹ for the second order angular aberration in a symmetric arrangement, applies only for the case of normal incidence and exit at either plane or curved boundaries. In the symmetrical case with oblique boundaries (either plane or curved) the coefficient A_{11} of the second order angular aberration may be reduced to:

$$A_{11} = r_m \frac{-2 t^3 + 3(1-n)^{1/2} T t^2 - 2 n t + \frac{1}{3}(1-n)^{1/2} X(2 T^3 + 3 T) + 2 Q - (1-n)^{1/2} T^3}{\{(1-n)^{1/2} T - t\}^3} \quad (3)$$

with the abbreviations:

$$T = \tan \frac{W^*}{2} = \tan \frac{1}{2} (1-n)^{1/2} W;$$

$$W = \text{sector angle}; \quad t = \tan \varepsilon' = \tan \varepsilon'';$$

$$Q = \frac{r_m}{2 R' \cos^3 \varepsilon'} = \frac{r_m}{2 R'' \cos^3 \varepsilon''}.$$

The meaning of the other symbols may be seen from our previous papers^{1, 4-6}.

¹ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM, and H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. 14 a, 882 [1959] *.

² H. LIEBL and H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 842 [1959].

³ H. WACHSMUTH, H. LIEBL, and H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 844 [1959].

⁴ H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM, and H. A. TASMAN, Z. Naturforschg. 14 a, 818 [1959].

⁵ H. A. TASMAN and A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforschg. 14 a, 121 [1959].

⁶ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN, and H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. 14 a, 816 [1959].