Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 29 (1956)
Heft: I

Artikel: Präzisionsmessung einiger Protonresonanzen an leichten Kernen
Autor: Bumiller, F. / Staub, H.H. / Weaver, H.E.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112697

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

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

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

Download PDF: 08.08.2025

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

Präzisionsmessung einiger Protonresonanzen an leichten Kernen

von **F. Bumiller, H. H. Staub** und **H. E. Weaver***) (Universität Zürich).

(9. I. 1956.)

Proton resonance energies of the reactions $Li^7(p, \gamma)$ at 441 KV, $F^{19}(p, \alpha, \gamma)$ at 340 and 871 KV and $Al^{27}(p, \gamma)$ at 991 KV have been measured on an absolute scale with a 180° single focussing magnetic spectrometer. The results were obtained in terms of the two atomic constants γ_p, the gyromagnetic ratio of the proton and ν_c/ν_k the ratio of cyclotron to spin resonance frequency of the proton. Using for these two quantities the values recently determined by the group at the Bureau of Standards the following values for the resonance energies are obtained in absolute kilovolts: $Li^7(p,\gamma)$: 441.2 ± 0.6; $F^{19}(p, \alpha, \gamma)$: 340.5 ± 0.3; F^{19} (p, α, γ): 871.3 ± 0.4; $Al^{27}(p, \gamma)$: $990{,}8 \pm 0.2$. While the two first values agree very well with those obtained by various workers by absolute electrostatic deflection, the two latter values are significantly lower than those obtained by the Wisconsin group.

A. Einleitung.

Die meisten durch Protonen an leichten Kernen ausgelösten Reaktionen zeigen bei nicht zu hohen Protonenenergien ausgesprochene Resonanzen, die zumal bei den schwereren Kernen oft ausserordentlich scharf sind. Sie eignen sich aus diesem Grunde, neben den Schwellenenergiewerten gewisser endothermischer Reaktionen, ganz besonders als Standardwerte zur Bestimmung der Beschleunigungsenergie geladener Partikel.

Mit einer einzigen Ausnahme[5]) wurden bisher diese Energiewerte von verschiedenen Autoren immer durch Ablenkung der Protonen im absoluten elektrostatischen Analysator[1–4]) bestimmt. Solche Messungen erfordern die absolute Bestimmung der Ablenkspannung und des Verhältnisses zweier Längen, Krümmungsradius des Analysators und Ablenkplattenabstand. Neben den bei der genauen Messung dieser Grössen auftretenden Schwierigkeiten haftet der elektrostatischen Ablenkmethode der Nachteil an, dass in jedem Falle in das Resultat gewisse nicht einfach zu erfassende Korrekturen für die Randeffekte an den Ablenkplatten eingehen.

*) Jetzt bei Varian Assoc., Palo Alto, Cal., USA.

Diese letztere Schwierigkeit kann im Falle der Ablenkung der Teilchen im homogenen Magnetfeld völlig vermieden werden. Ferner ist durch die Entwicklung der magnetischen Resonanzmethode die Ausmessung magnetischer Felder bis zu einer sehr hohen Genauigkeit möglich geworden. Eine solche Messung erfolgt durch die Bestimmung des Krümmungsradius der abgelenkten Teilchen sowie des Wertes des magnetischen Feldes, dessen Ermittlung durch die Kernresonanzmethode auf eine Frequenzmessung herausläuft. Die Resultate erhält man dann direkt in den atomaren Einheiten der spezifischen Ladung und des magnetischen Momentes des für die magnetische Resonanz benützten Bezugskerns, z. B. des Protons. Bei der Umrechnung der Resultate auf die übliche eV-Skala treten dann nur zwei absolut zu kennende Grössen auf: Das gyromagnetische Verhältnis γ_p des Protons und das Verhältnis ν_c/ν_k der Zyklotronfrequenz des Protons zur Kernresonanzfrequenz bei gleichem Magnetfeld.

Eine solche Messung wurde in der vorliegenden Arbeit ausgeführt, wobei eine Genauigkeit der Resonanzwerte von 1/5000 angestrebt wurde. Es zeigte sich, dass wohl die Apparatur dieser Anforderung gerecht wurde, dass aber die Reproduzierbarkeit der Messungen stark von der Art des Targetmaterials abhängt.

Genauigkeitsansprüche in den obigen Grenzen erfordern eine theoretische Behandlung der Linienform der Anregungskurven, welche allein schärfere Aussagen über die Lage der Resonanzstelle zulässt.

B. Apparatur.

Fig. 1 zeigt halbschematisch den Aufbau der verwendeten Apparatur. Die vom van de Graaff-Generator beschleunigten Protonen fallen auf einer nicht näher bestimmten Bahn auf den Eingangsspalt des Analysators. Die Spannung des Generators wird durch Rückkoppelungssteuerung auf etwa 1 kV konstant gehalten.

Der Analysator ist ein einfach fokussierender Ringmagnet von etwa 200° Öffnung. Die Polschuhe werden durch 27 der in Fig. 2 gezeigten Joche verbunden. Als Material wurde handelsübliches Flusseisen verwendet. Die Feldspule ist halbkreisförmig um sämtliche Joche gewickelt. Sie besteht aus acht einzelnen Paketen zu je 30 Windungen aus 6 × 1 mm Kupferband. Jedes Paket ist mit Isolierlack auf ein Kupferblech geklebt, dessen Aussenseite eine Kühlwasserleitung trägt. Die Justierung des Magneten relativ zum einfallenden Protonenstrom erfolgt mit Höhen- und Seitentrieben am Traggestell des Magneten. Die Feldwicklung wird durch eine Umformeranlage gespiesen, welche maximal 30 Amp Gleichstrom

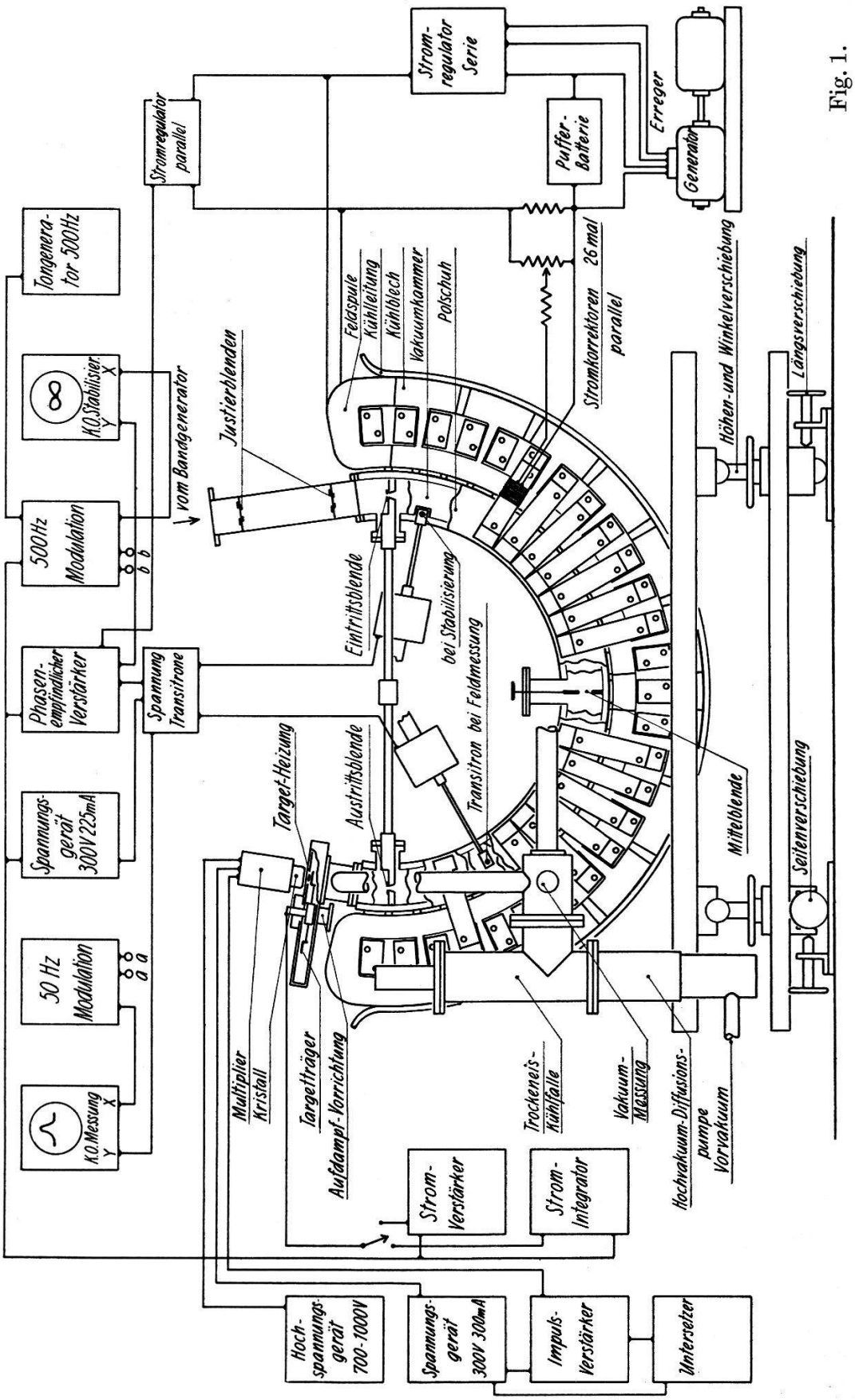
Tongenerator 500Hz
K.O. Stabilisier.
X
Y
500Hz Modulation
b b
Phasenempfindlicher Verstärker
Spannungsgerät 300V 225mA
50 Hz Modulation
a a
K.O. Messung
X
Y
Stromregulator parallel
vom Bandgenerator
Spannung Transitrone
Justierblenden
Eintrittsblende
Austrittsblende
Target-Heizung
Multiplier Kristall
Targetträger
Aufdampf-Vorrichtung
Feldspule
Kühlleitung
Kühlblech
Vakuumkammer
Polschuh
bei Stabilisierung
Transitron bei Feldmessung
Stromregulator Serie
Puffer-Batterie
Erreger
Generator
Stromkorrektoren 26 mal parallel
Höhen- und Winkelverschiebung
Längsverschiebung
Mittelblende
Seitenverschiebung
Trockeneis-Kühlfalle
Vakuum-Messung
Hochvakuum-Diffusionspumpe
Vorvakuum
Strom-Verstärker
Strom-Integrator
Hochspannungsgerät 700-1000V
Spannungsgerät 300V 300mA
Impuls-Verstärker
Untersetzer

Fig. 1.

liefert, womit ein maximales B von 5,6 K Gauss erhalten wird. Der Strom wird über die Erregerwicklung des Generators stabilisiert. Eine vom Generator herrührende Welligkeit wird von einer Pufferbatterie aufgenommen. Zur Korrektur des Feldes längs der Protonenbahn wurde jedes Joch seitlich mit einer Wicklung von 120 Windungen dünnen Kupferdrahtes versehen. Der Strom durch jede Korrekturwicklung kann durch ein Potentiometer reguliert werden.

Die Vakuumkammer mit einem inneren Querschnitt von 8 mal 40 mm besteht aus Messing. Eine Mittelblende bestimmt die Apertur und damit die Winkelauflösung des Magneten. Die Ein- und

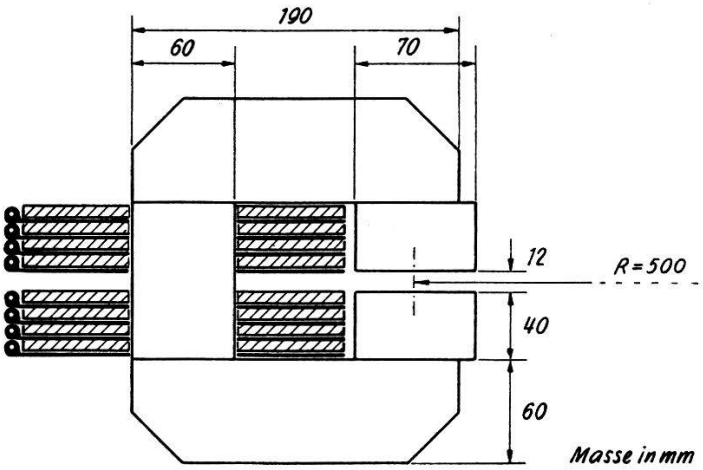

Fig. 2.

Ausgangsblenden sind auf einem in der Mitte teilbaren Messingrohr montiert. Der Spaltträger kann wassergekühlt werden.

Am einen Ende der Vakuumkammer stellt ein Federrohr die Verbindung zum Bandgenerator her. Konzentrische Blenden im nachfolgenden Verbindungsrohr mit entsprechenden Justiermarken an dessen Aussenseite und an der Unterseite des Magneten erlauben es, mit Hilfe eines Theodoliten den Analysator so in den Protonenstrahl zu richten, dass beim Fehlen von Blenden in der Vakuumkammer 75% des primären Protonenstromes durch den Magneten gelangen.

Den Abschluss der andern Seite der Vakuumkammer bildet die Targetkammer. Am Eingang und in der Mitte der Vakuumkammer zweigen Pumpstutzen zur Hochvakuumpumpe ab. Eine Trockeneiskühlfalle verhindert den Übertritt von Öldämpfen in das Vakuumsystem. Als Träger für die Targets dient Silber. Die Target wird durch die Strahlung einer Heizspirale auf eine Temperatur von ca. 220° geheizt, um Kondensation von Öldämpfen zu vermeiden; zur Verhinderung von Elektronenemission wird die Heizspirale auf + 150 Volt in bezug auf die Target gehalten. Das Targetmaterial

wird im Vakuum aus einem Tantalschiffchen auf die drehbaren Targetträger aufgedampft. Etwa 10 mm von der Target entfernt befindet sich der NaI(Tl)-Kristall des Szintillationszählers in Verbindung mit einem Multiplier RCA 5819. Letzterer ist gegen den Einfluss des magnetischen Streufeldes mit einem Permalloyschild geschützt. Eine Messung mit einem Co^{60}-Präparat ergab ein Verhältnis der relativen Änderung $\Delta U/U$ der Zählrate zur relativen Feldänderung $\Delta B/B$ von

$$\frac{\Delta U/U}{\Delta B/B} = 1{,}25.$$

Eine Bleiabschirmung über die ganze Zählapparatur dient der Reduktion des Nulleffekts.

C. Messvorgang.

Energiemessungen mit magnetischen Analysatoren laufen auf eine Bestimmung von Bahnradius und Magnetfeld hinaus. Wird letzteres durch eine magnetische Kernresonanz gemessen, so besteht diese Messung in einer Frequenzbestimmung.

Der Abstand der auf dem gemeinsamen Stab montierten Eingangs- und Ausgangsspalte bestimmt den Krümmungsradius der Protonenbahn. Zur Längenbestimmung wird dieser Stab an einem Galgen parallel zu einem SIP-Normalmeter, geeicht vom Eidgenössischen Amt für Mass und Gewicht, aufgehängt. Die Teilung des Normalmeters ist über die Null- und die 1000-mm-Marke um je 10/10 mm verlängert. Mit Hilfe eines Kathetometers, das nur als Fernrohrträger dient, wurde die Stellung einer Blendenkante gegen diese Teilung verglichen, wobei gut auf 0,02 mm geschätzt werden konnte.

Der Einfluss der Stabteilung, die zur Einführung in die Vakuumkammer nötig war, wurde durch fünfzehnmalige Zerlegung bestimmt. Als Fehler wurde die grösste Abweichung vom Mittel angenommen. Der Temperaturkoeffizient des Stabes wurde gemessen. Die auf die Betriebstemperatur von 10°C reduzierte Länge beträgt

$$D_0 = 100{,}004 \pm 0{,}004 \text{ cm}.$$

Der Einfluss des äusseren Luftdrucks auf den Spaltabstand ist zu vernachlässigen. Die Öffnung der Blenden betrug bei unseren Messungen 0,05 cm.

Das Magnetfeld wird mit der Kernresonanz von Protonen gemessen, wozu im wesentlichen die von Hahn und Knoebel[6]) beschriebene Transitronanordnung mit Amplitudenmodulation verwendet wurde. Fig. 3 zeigt den benutzten Messkopf, Fig. 4 die Schaltung. Die Protonenprobe ist eine 0,1 m wässerige $MnSO_4$-

Lösung, von zylindrischer Form, 6 × 8 mm. Mit Protonresonanz wurde die Feldverteilung längs der Bahn der einfallenden Protonen gemessen, ausserdem während einer Messreihe das magnetische Feld konstant gehalten.

Zur Messung der Feldverteilung längs der Bahn wurde die Protonenprobe samt Transitron drehbar im Zentrum des Magneten

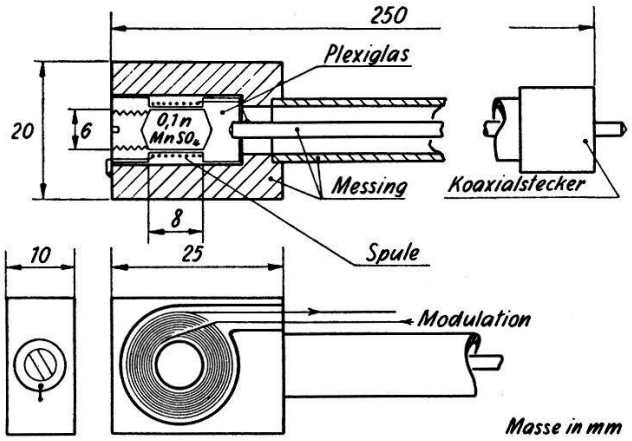

Fig. 3.

befestigt (Fig. 1), so dass bei vorgegebenem Radius die Feldverteilung längs des Kreisumfanges punktweise vermessen werden kann. Nach der Beziehung

$$\omega = \gamma_p \cdot B, \tag{1}$$

γ_p = gyromagnetisches Verhältnis des Protons.

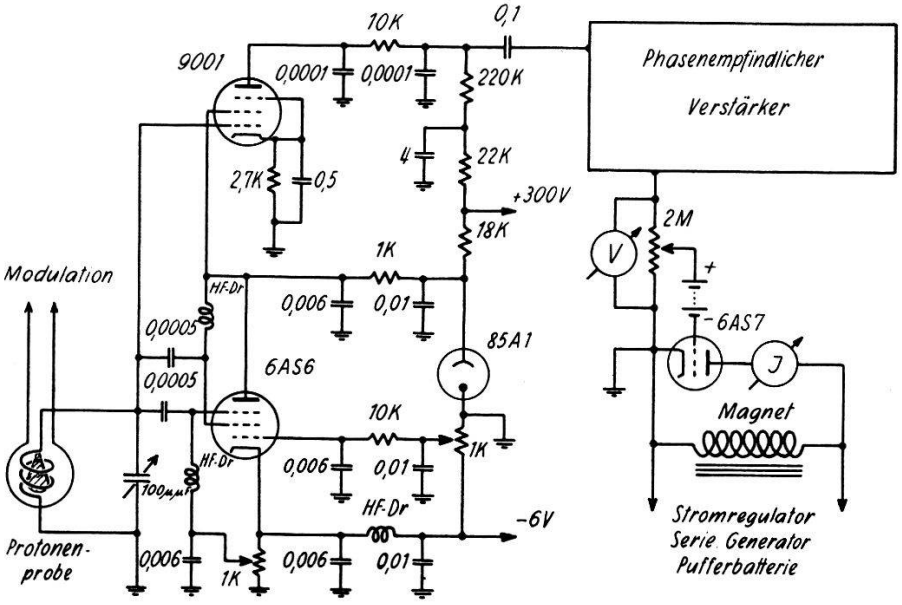

Fig. 4.

wird durch Wahl einer festen Frequenz an einem Punkte des Magneten ein Feld B_0 eingestellt. Das dabei auftretende Protonensignal wird durch eine 50 Hz-Modulation an einem Kathodenstrahloszillo-

graphen sichtbar gemacht, auf dessen geeichter Teilung Abweichungen von einem eingestellten Mittelwert direkt abgelesen werden. Die Frequenz wurde mit einem AN-Meßsender gemessen. Die grössten relativen Abweichungen vom Mittel längs des mittleren Halbkreisumfanges betragen etwa 1/10000. Sind Abweichungen des Feldes vom Ausgangswert B_0 längs der Bahn bekannt, so kann das effektive Feld

$$B_{\text{eff}} = B_0 + \overline{\Delta B_0}$$

berechnet werden. Eine Störungsrechnung 1. Ordnung ergibt mit $\Delta B(\Theta) = B(\Theta) - B_0$

$$\overline{\Delta B_0} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \Delta B(\Theta) \sin \Theta \, d\Theta$$

wobei Θ den Azimuthwinkel eines Punktes der Bahn vom Eingangsspalt ($\Theta = 0$) aus gerechnet bedeutet. Die Feldverteilung kann nur bei ausgebauter Vakuumkammer gemessen werden. Messungen vor und nach dem Kammer-Ein- und -Ausbau ergaben eine relative Felddifferenz von höchstens $4 \cdot 10^{-5}$. Eine Feldänderung verursacht durch das Material der Vakuumkammer beträgt maximal $2 \cdot 10^{-4}$.

Nach dem Einbau der Vakuumkammer wird die zur Stabilisierung verwendete Protonprobe in einer Einbuchtung der Vakuumkammer, also ausserhalb der Teilchenbahnen, angeordnet. Die an dieser Stelle herrschende Felddifferenz gegen das mittlere Bahnfeld wurde gemessen und in den Korrekturen berücksichtigt. Die Stabilisierung des Feldes erfolgte nach dem von PACKARD[7]) angegebenen Verfahren. Das Feld kann damit auf 1/30000 konstant gehalten werden. Der zur Frequenzmessung verwendete Meßsender wurde für jede Messreihe gegen die Frequenz des Landessenders Beromünster verglichen, welche auf 529000 $\pm$ 3 Hz konstant gehalten und ausserdem laufend gegen Normalsender kontrolliert wird.

Die Gammaquanten wurden mit einem NaI(Tl)-Kristall in Verbindung mit einem Photomultiplier 5819 gezählt. Die Bestimmung der auf die Target fallenden Protonenzahl erfolgte durch einen Stromintegrator. Die Isolation des Eingangsgitters und der Targetzuleitungen beträgt 10^{12} bis 10^{13} Ohm. Der Protonenstrom an der Target von ca. 10^{-7} Amp. ladet den Eingangskondensator von 0,01 μF des Integrators auf $+$ 100 V. Die Isolationsverluste sind also kleiner als 1 Promille. Die positive Vorspannung der Targetheizung hat einen kleinen Ionenstrom zur Target zur Folge, welcher

an den Integratorpulsen als Korrektur angebracht wurde. Der in den Resonanzkurven gegebene Ordinatenwert wurde wie folgt ermittelt:

$$Y = \frac{U \cdot u - U_0}{I_0}$$

U = gemessene Pulse u = Untersetzerfaktor U_0 = Nulleffekt
I_0 = korr. Integratorpulse.

D. Theorie des Spektrometers.

Sei im folgenden M_0 die Ruhemasse des Protons, R der Bahnkrümmungsradius. Aus der relativistischen Bewegungsgleichung

$$\frac{M_0 \beta c}{R\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{eB}{c}$$

und der Energiebeziehung

$$E = M_0 c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) = eV \cdot c \cdot 10^{-8}$$

folgt für die Beschleunigungsspannung $V_{H_1^+}$ des Protons in absoluten Volt

$$V_{H_1^+} = \frac{e}{2 M_0 c} B^2 R^2 \cdot 10^{-8} \cdot (1-\delta). \tag{2}$$

Hierbei ist

$$\delta = 1/2 \frac{eV}{M_0 c^2}$$

die relativistische Korrektur 1. Ordnung.

Für einfach positiv geladene H_2^+-Molekülionen wird die Energie eV des Einzelprotons gleich der Hälfte der Energie eV_0 des Moleküls, und da die magnetische Steifigkeit der Moleküle doppelt so gross ist wie die des Protons, ist die effektive Protonenenergie $V_{H_1^+} = 1/4\, V_{H_2^+}$. Hierzu kommt noch eine Korrektur für die Masse des Moleküls, da ja $M_{H_2^+} = 2\, M_0 + m_0$ ist, wo m_0 die Ruhemasse des Elektrons bedeutet. Für Molekülionen hat man daher

$$V_{H_2^+} = \frac{1}{4} \frac{e}{2 M_0 c} \cdot B^2 R^2 \cdot 10^{-8} \cdot (1-\delta) \left(1 - \frac{1}{1836}\right). \tag{3}$$

Nun ist die Zyklotronfrequenz des Protons $\omega_c = eB'/M_0 c$, die Kernfrequenz des Protons $\omega_k = \gamma_p B'$. Das Verhältnis der beiden Frequenzen bei gleichem Feld ist also

$$\frac{\omega_c}{\omega_k} = \frac{\nu_c}{\nu_k} = \frac{e}{\gamma_p M_0 c}.$$

Für Teilchen die in einem homogenen Feld $B = 2\pi\nu/\gamma_p$ senkrecht

auf die Verbindungslinie der unendlich schmalen Eingangs- und Ausgangsspalte im Abstand D_0 treffen ist daher $R = D_0/2$ und somit

$$V_{H_1^+} = \frac{\pi^2}{2\gamma_p} \frac{\nu_c}{\nu_k} \cdot D_0^2 \cdot \nu^2 \cdot 10^{-8} \cdot (1-\delta)$$

$$V_{H_2^+} = 1/4 \cdot \frac{\pi^2}{2\gamma_p} \frac{\nu_c}{\nu_k} \cdot D_0^2 \cdot \nu^2 \cdot 10^{-8} \cdot (1-\delta)\left(1 - \frac{1}{1836}\right).$$

Die beiden hier auftretenden atomaren Konstanten wurden von Sommer, Thomas und Hipple[8]) bzw. Thomas, Driscoll und Hipple[9]) sehr genau bestimmt:

$$\nu_k/\nu_c = 2{,}79268 \pm 0{,}00006$$

$$\gamma_p = 26752{,}3 \pm 0{,}6 \text{ sec}^{-1}\text{Gauss}^{-1}.$$

Die endliche Öffnung von Ein- und Austrittsspalt und die vom Bandgenerator herrührende Streuung im Impuls der Partikel bewirken eine Impulsverteilung der Protonen am Austrittsspalt, deren Kenntnis zur Auswertung der gemessenen Kurven nötig ist. Für

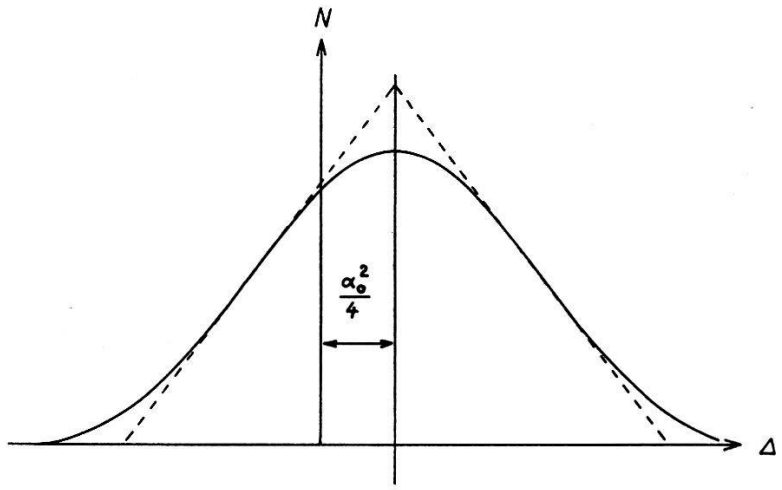

Fig. 5.

das Folgende sei angenommen, dass die Impulsverteilung der einfallenden Protonen am Eingangsspalt über einem kleinen Bereich gleichförmig ist, dass der Eingangsspalt gleichmässig beleuchtet wird und dass die Einfallswinkel der Protonen isotrop über einem Winkelbereich zwischen 0 und einem maximalen Winkel α_0 verteilt sind. Mit diesen Bedingungen ergibt sich bei gleicher Breite beider Spalte bei homogenem Feld B die in Fig. 5 gezeigte Impulsverteilung am Austrittsspalt, die sich in guter Näherung durch die punktierte Dreieckskurve darstellen lässt, wobei $\Delta = p - p_0/p_0$ ist.

Für die genäherte Kurve gilt

$$\Delta < -\sigma + \frac{\alpha_0^2}{4} \qquad N = 0$$

$$-\sigma + \frac{\alpha_0^2}{4} \leqslant \Delta \leqslant \frac{\alpha_0^2}{4} \qquad N = \frac{N_0}{\sigma}\left(\Delta + \sigma - \frac{\alpha_0^2}{4}\right)$$

$$\frac{\alpha_0^2}{4} \leqslant \Delta \leqslant \sigma + \frac{\alpha_0^2}{4} \qquad N = \frac{N_0}{\sigma}\left(\Delta + \sigma + \frac{\alpha_0^2}{4}\right)$$

$$\sigma + \frac{\alpha_0^2}{4} < \Delta \qquad N = 0\,.$$

Hierbei bedeuten $\sigma = s/D_0$ das Verhältnis aus Spaltbreite und Spaltmittelpunktsabstand und α_0 der durch die Mittelblende, beziehungsweise die Winkelöffnung der einfallenden Protonen festgelegte Öffnungswinkel. N_0 ist die Anzahl der mit dem „Einstellwert" des Impulses $p_0 = eBD_0/2\,c$ unter dem Winkel $\alpha = 0$ ein- bzw. austretenden Teilchen. Für die benützte Spaltbreite $s = 0{,}5$ mm ist $\sigma = 5 \times 10^{-4}$; der grösstmögliche Wert des Öffnungswinkels α_0 wird durch die Aperturblendenöffnung s' bestimmt: $\alpha_0 = s'/D = 8 \times 10^{-3}$.

Die Abhängigkeit der Gammaausbeute von der Beschleunigungsspannung wird bestimmt durch die Impulsverteilung der einfallenden Protonen, die Dicke der Target und die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die $p\gamma$-Reaktion. Im folgenden sollen bedeuten:

p_0 = der Einstellwert des Impulses $eBD_0/2\,c$,
p^* = der Resonanzwert des Impulses (Maximum des Wirkungsquerschnittes),
k = der Impulsverlust pro cm der einfallenden Protonen in der Target,
d = die Dicke der Target in cm.

Die Energieabhängigkeit $W(E)$ des Wirkungsquerschnittes ist für ein einzelnes Niveau mit der Resonanzenergie E^* gegeben durch die Breit-Wigner-Formel

$$W(E) = \frac{A'}{(E-E^*)^2 + \Gamma^2/4}\,.$$

Für $p - p^*/p^* \ll 1$, d. h. also für schmale Resonanzen, ist

$$W(p) = \frac{A}{(p-p^*)^2 + \gamma^2/4}\,, \quad \text{mit } \gamma = \frac{\Gamma M}{p^*}\,.$$

Γ ist die totale Energiebreite, γ die totale Impulsbreite des Niveaus bei Resonanz.

Für die bei schmalen Resonanzen auftretenden kleinen Impulsbereiche darf angenommen werden, dass das einfallende Proton seinen Impuls in der Target linear mit der Tiefe verliert. Ist $W(p')$ der

Wirkungsquerschnitt beim Impuls p', y die Tiefe einer Targetschicht der Dicke dy und n die Zahl der wirksamen Targetkerne pro cm^3, so ist die Gammastrahlausbeute

$$Y = Cn \int_0^d dy \int_0^\infty N(p' + ky - p_0) \cdot W(p' - p^*)\, dp' . \tag{4}$$

Sonderfälle:

a) Wenn die Halbwertsbreite Γ der gemessenen Resonanz klein ist gegen die Energieauflösung des Spektrometers, so wird die Energieabhängigkeit der beobachteten Gammaintensität nur von der Impulsverteilung am Austrittsspalt und der Dicke der Target bestimmt. Es ist also

$$Y = \text{Const.} \int_0^d N(p^* + ky - p_0)\, dy . \tag{4a}$$

b) Ist umgekehrt die Halbwertsbreite Γ gross gegen die Energieauflösung, so wird die Form der Ausbeutekurve ausschliesslich durch die Targetdicke und die Halbwertsbreite bestimmt. Die einfallenden Protonen können als monochromatisch angesehen werden und die Ausbeute ist

$$Y = \text{Const.} \int_0^d W(p_0 - ky - p^*)\, dy ;$$

die Integration liefert im Impulsmaßstab die bekannte Ausbeutefunktion

$$Y = C'' \left[\operatorname{arctg} \frac{p_0 - p^*}{\gamma/2} - \operatorname{arctg} \frac{p_0 - p^* - kd}{\gamma/2} \right] . \tag{4b}$$

Der Impulsverlust kd in der Target kann aus den gemessenen Ausbeutekurven einer dicken und einer dünnen Target bestimmt werden. Es lässt sich zeigen, dass für eine isolierte schmale, sonst aber beliebige Ausbeutefunktion der Impulsverlust in einer dünnen Target

$$kd = \frac{S}{[Y(\infty) - Y(0)]} \tag{5}$$

ist. Dabei bedeutet S die Fläche unter der im Impulsmaßstab dargestellten Ausbeutekurve an einer dünnen Target und $Y(\infty)$ bzw. $Y(0)$ die Ausbeuten an einer dicken Target für Einfallsimpulse weit über bzw. unter dem Resonanzimpuls p^*.

E. Ergebnisse.

Im Verlauf einer Messung wurden gelegentlich schlecht reproduzierbare Werte der Ausbeute gefunden, welche nur aus einer Veränderung der Target erklärt werden konnten. (Verschiebung der Resonanzenergie; mechanischer Abbau der Target.) Es wurden deshalb nur diejenigen Messungen benützt, bei denen die einzelnen Punkte reproduzierbar waren. Die angegebenen Werte für eine dicke Target resultieren in der Regel aus fünf, die für eine dünne Target aus drei Durchgängen. Trotzdem überschritten die Schwankungen der einzelnen Messungen die statistisch erlaubten Grenzen gelegentlich. Die durch Targetänderungen verursachten mittleren Fehler wurden deshalb quadratisch zum rein statistischen Fehler addiert. Die verschiedenen am ermittelten Resonanzwert anzubringenden Korrekturen sind am Beispiel der F^{19}-Resonanz bei 340 kV aufgeführt.

Fluorresonanzen.

Targetmaterial CaF_2.

Für beide Fluorresonanzen ist die Breite γ vergleichbar mit der Auflösung des Spektrometers, so dass zur Berechnung der Ausbeutekurven die Gleichung (4) herangezogen werden muss. Die Integration lässt sich bei vorgegebenem Resonanzimpuls p^* und mit der nach (5) bestimmten Targetdicke kd mit der Breite γ als Parameter explizit durchführen, so dass die Werte von p^* und γ sich durch Anpassung der experimentellen Kurven bestimmen lassen.

Fluorresonanz 340 keV.

Messung mit H_2^+-Ionen.

Die Resonanzwerte sind in Tabelle 1 zusammen mit den Korrekturen angegeben. Der Impulsverlust in der dünnen Target beträgt 26 kc.

Tabelle 1. Werte in kc.

Dicke Target Ables. ν^*	Feld-korrektur	Steuerort Messort		$\nu^*_{korr.}$	Mittel
14354	+3,1	+3,5		14360,6	
14355	+3,2	+3,5		14361,7	
14358	+3,2	+3,5		14364,7	
14367	−2,7	+3,5		14367,8	
Dünne Target Ables. ν_{max}			−kd/2		
14380	−2,7	+3,5	−13	14367,8	14365

Die Kurven sind in Fig. 6 wiedergegeben, wobei die ersten drei Messungen in einer Kurve zusammengefasst sind. Der mit der relativistischen Korrektur und der Korrektur für das Molekülion ver-

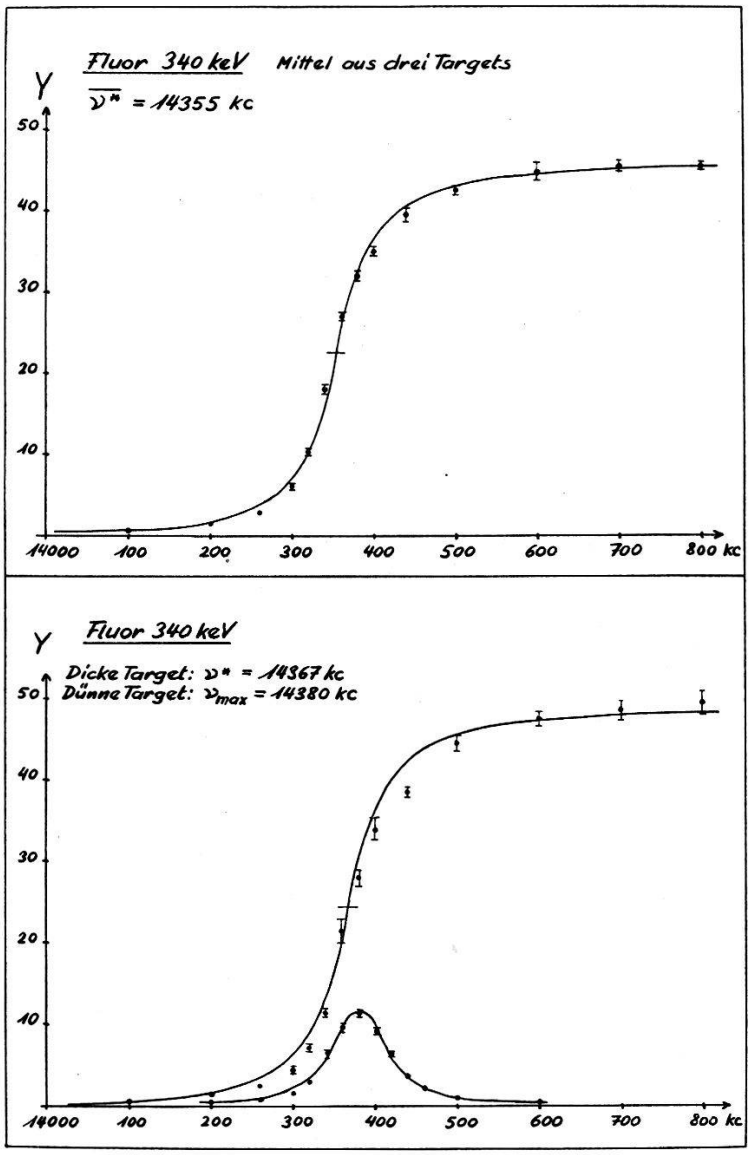

Fig. 6.

sehene Wert der Resonanzenergie beträgt 340,5 keV. Er ist mit folgenden Fehlern behaftet:

Fehlerquelle	Fehler	Relat. Fehler in V
Frequenz ν	0,5 kc	$7 \cdot 10^{-5}$
$D_0, \gamma_p, \nu_k/\nu_c$		$8{,}5 \cdot 10^{-5}$
Ablesung ν^* aus der Kurve	5 kc	$70 \cdot 10^{-5}$
Unsicherheit in der Ablesung des Proton-Resonanzsignals auf K. O. .	0,85 kc	$12 \cdot 10^{-5}$
Targetpotential	50 V	$15 \cdot 10^{-5}$
Wurzel aus der Quadratsumme . . .		$74 \cdot 10^{-5}$

Somit ist der Wert dieser Fluorresonanz

$$V = 340{,}5 \pm 0{,}3 \text{ keV}.$$

Die Breite des Niveaus ist

$$\Gamma = 3{,}3 \pm 0{,}2 \text{ keV}.$$

Fluorresonanz 871 keV.

Messung mit H_1^+-Ionen.

Die Resultate dieser Messung sind in Fig. 7 wiedergegeben. Der Impulsverlust in der dünnen Target beträgt 9 kc. Der korrigierte

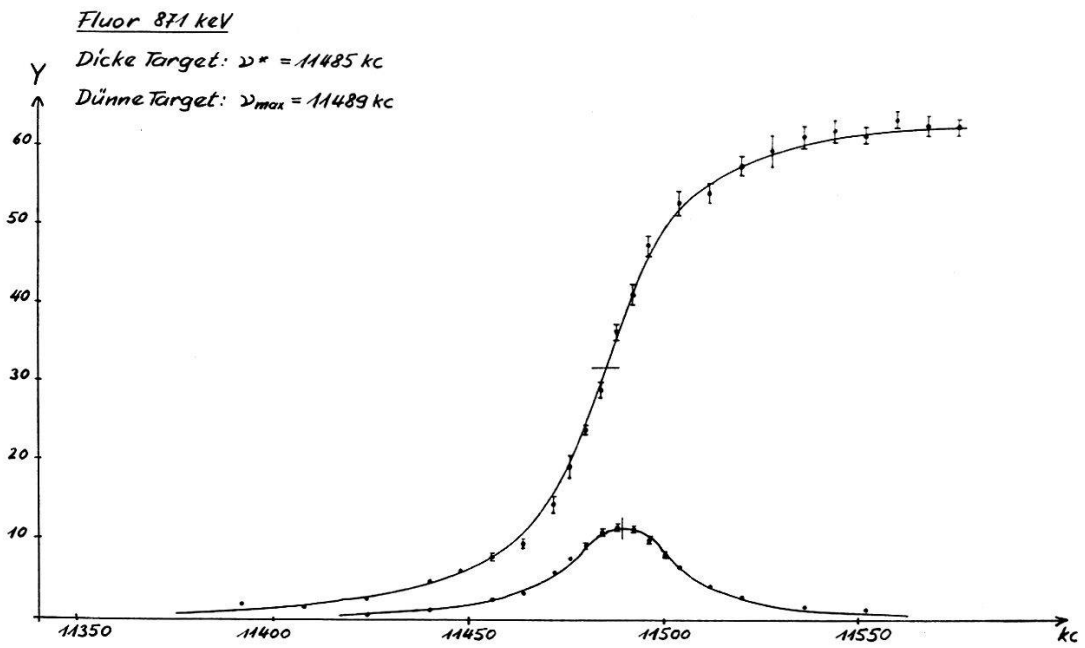

Fig. 7.

Mittelwert der Resonanz ist 11487 kc, dies ergibt eine relativistisch korrigierte Resonanzenergie von 871,3 keV. Der nach obenstehendem Schema berechnete Fehler ist $\Delta V = 350$ eV, die Resonanz liegt daher bei

$$V = 871{,}3 \pm 0{,}4 \text{ keV}$$

bei einer Halbwertsbreite von

$$\Gamma = 4{,}5 \pm 0{,}2 \text{ keV}.$$

Aluminiumresonanz 991 keV.

Targetmaterial Aluminiummetall, Messung mit H_1^+-Ionen. Von früheren Messungen dieser Resonanz (Broström, Huus und Tangen[10]), Bender, Shoemaker, Kaufmann und Bouricius[11]), ist bekannt, dass ihre Halbwertsbreite $\Gamma < 200$ eV ist. Die gesamte

Energiebreite der einfallenden Protonen beträgt bei einem Resonanzwert von 990 keV etwa 2 keV. Der Verlauf der Ausbeutekurven kann daher in diesem Fall nach Gleichung (4a) berechnet werden. Während die Messungen an dicken und an sehr dünnen Targets den geforderten Verlauf aufweisen, zeigen die Messungen an Targets von mittlerer Dicke Asymmetrie, die von einer Funktion der Form (4a) nicht wiedergegeben werden kann. Die Kurven werden mit zunehmender Targetdicke gegen die Seite höherer Impulse verbreitert. Dieses Verhalten kann durch die statistische Natur des Energieverlustes der Protonen beim Durchgang durch das Targetmaterial (straggling) erklärt werden. Näherungsweise kann angenommen werden, dass eine ursprünglich monochromatische Protonengruppe in eine mit zunehmender Tiefe sich verbreiternde Gaußsche Verteilung übergeht. Für $\Gamma \to 0$ ist die Ausbeute unter dieser Annahme

$$Y = C \int_0^d \int_0^\infty N(p' - p_0)\, dp' \cdot A \cdot e^{-(p'-p^*-ky)^2 \beta(y)} \cdot dy\,. \tag{6}$$

Aus der Erhaltungsbedingung

$$\int_0^\infty A \cdot e^{-u^2 \beta(y)} du = 1$$

ergibt sich A. $\beta(y)$ bestimmt die mit zunehmender Tiefe sich vergrössernde Energieunschärfe und ergibt sich aus der Bohrschen Beziehung (12)

$$\frac{d}{dy}\left[\overline{p^4} - (\overline{p^2})^2\right] = 16\pi e^4 z^2 M^2 n Z \text{ und } k = \frac{dp}{dy} = -\frac{4\pi e^4 z^2 M^3 n Z}{m p^3},$$

wobei ze die Ladung, M die Masse der einfallenden Partikel, m die Elektronenmasse, Z die Ordnungszahl und n die Zahl der Atome pro cm³ des Targetmaterials bedeuten. Wenn die Verbreiterung Δp^2 so klein ist, dass die in unserem Falle gut erfüllte Bedingung

$$\frac{\overline{\Delta p^2}}{p^2} \ll \frac{m}{M}$$

befriedigt wird, so wird die Impulsverteilung von der Form einer Gauß'schen Fehlerkurve mit

$$\beta(y) = \frac{p_0}{8\pi e^4 z^2 n Z M^2} \cdot \frac{1}{y}\,.$$

Die Fig. 8 zeigt die nach den Gleichungen 4a und 6 berechneten Kurven mit den eingesetzten Messwerten. Die Messungen an der

dicksten der dünnen Targets, deren Asymmetrie durch obige Überlegung einigermassen erklärt scheint, wurde zur Resonanzbestimmung nicht benutzt, da die Korrektur für straggling nicht genügend sicher ist. Der Impulsverlust in den beiden dünneren Targets beträgt 1,5 kc bzw. 3 kc. Die Resonanzfrequenz ergab sich aus 3 Messungen an dicken Targets zu 12250,0, 12250,2 und 12250,8; an den

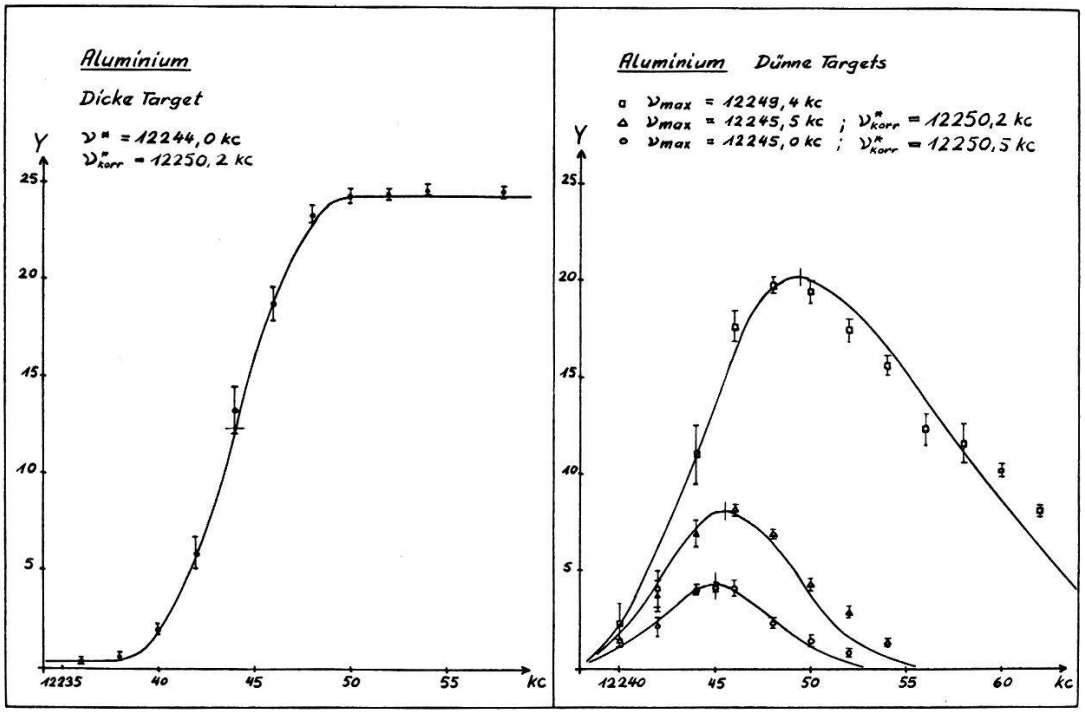

Fig. 8.

zwei dünnen Targets zu 12250,5 und 12250,2 kc. Der korrigierte Resonanzmittelwert aller Messungen liegt bei 12250,3 kc; bei einem Fehler $\Delta V = 190$ eV ergibt sich für die Resonanzenergie

$$V = 990{,}8 \pm 0{,}2 \text{ keV}.$$

Lithium 441 keV.

Targetmaterial Li und LiBr, Messung mit H_2^+-Ionen.

Die Verhältnisse liegen hier gerade umgekehrt wie bei Aluminium. Bei einer Halbwertsbreite Γ von 12 keV und einer totalen Energiebreite der einfallenden Protonen von etwa 0,9 keV müssen die Ausbeutekurven von der Form (4b) sein. Es ist aber bekannt, dass bei der Lithiumresonanz 441 keV in der γ-Ausbeute ein Anteil auftritt, der von einem viel höher liegenden breiten Niveau herrührt. (Nonresonant radiation.) Es wurde versucht, auf halbempirischem Wege den Beitrag dieses Niveaus zu berücksichtigen. Seien E_1^*, Γ_1 die Resonanzenergie bzw. die Breite der gemessenen, schar-

fen Resonanz bei 441 keV, E_2^* Γ_2 die Breite einer breiten, aber beträchtlich höherliegenden Resonanz. Nach der Breit-Wignerschen Vielniveaus-Dispersionsformel ist für zwei partizipierende Niveaus, deren Zwischenkern denselben Drehimpuls besitzen und deshalb zu Interferenz Anlass geben:

$$W = \text{const.} \cdot \left| \frac{1}{E - E_1^* + i\,\Gamma_1/2} \pm \frac{a'}{E - E_2^* + i\,\Gamma_2/2} \right|^2 .$$

Beim Überfahren der schmalen Resonanz ändert sich $E - E_2^*$ nur wenig und kann durch $E_1^* - E_2^*$ ersetzt werden. Ausserdem ist $\Gamma_1 \ll \Gamma_2$. Damit wird

$$W = \text{const.} \cdot \frac{1 + a(E - E_1^*)}{(E - E_1^*)^2 + \Gamma_1 2/4}, \tag{7}$$

wobei a durch die charakteristischen Grössen E^* und Γ der beiden Niveaus bestimmt ist. Die Integration über eine Target mit dem Energieverlust ΔE ergibt

$$Y = C \left\{ \operatorname{arctg} \frac{E - E_1^*}{\Gamma_1/2} - \operatorname{arctg} \frac{E - \Delta E - E_1^*}{\Gamma_1/2} + a \ln \frac{1 + \left(\frac{E - E_1^*}{\Gamma_1/2}\right)^2}{1 + \left(\frac{E - \Delta E - E_1^*}{\Gamma_1/2}\right)^2} \right\} + B . \tag{7a}$$

Für eine unendlich dicke Target, d. h. für $\Delta E \to \infty$, ist der Nenner im logarithmischen Term konstant und (7a) geht über in

$$Y = C \left\{ \operatorname{arctg} \frac{E - E_1^*}{\Gamma_1/2} + a \ln \left[1 + \left(\frac{E - E_1^*}{\Gamma_1/2} \right)^2 \right] \right\} + B' . \tag{7b}$$

Da zur Zeit nicht entschieden ist, welches der höherliegenden Niveaus für den nicht resonanten Untergrund verantwortlich ist, wurde a auf empirischem Wege folgendermassen ermittelt: Durch numerische Differentiation der an einer dicken Target von LiBr gemessenen Ausbeutekurve erhält man die differentielle Ausbeute, die wegen der grossen Breite Γ_1 gleich W in (7) ist. Durch Vergleich lässt sich daher die Grösse a aus dem Asymmetrieterm bestimmen. Sie beträgt im vorliegenden Fall $a = 0{,}06$. Die Konstanten C und B' lassen sich sodann der gemessenen Kurve durch Vergleich mit (7a) anpassen. Fig. 9 zeigt die so berechneten Kurven mit den Messpunkten. Für die Messung an einer dünnen Target wurde metallisches Lithium aufgedampft. Die Berechnung des Impulsverlustes aus dem Vergleich der Ausbeuten an dicken und dünnen Target nach (5) ergab einen Wert, der verglichen mit der beobachteten Verschiebung und Verbreiterung viel zu klein war. Der Grund für diese Diskrepanz dürfte darin zu suchen sein, dass die Target gar kein metallisches Lithium mehr enthielt, sondern eine Verbindung (Li_2O,

LiOH, Li_3N), so dass das Ausbeuteverhältnis Li/LiBr verfälscht wurde. Der Impulsverlust wurde daher aus der Verschiebung des Resonanzmaximums der dünnen Target gegen den Resonanzwert der dicken Target bestimmt. Diese Verschiebung ist annähernd gleich dem halben Impulsverlust, er beträgt hier 45 kc. Die starke Asymmetrie der an der dünnen Target gemessenen Ausbeutekurve gegen hohe Energien ist grösser als man es durch straggling und nichtresonanten Beitrag erklären kann. Wahrscheinlich ist sie die

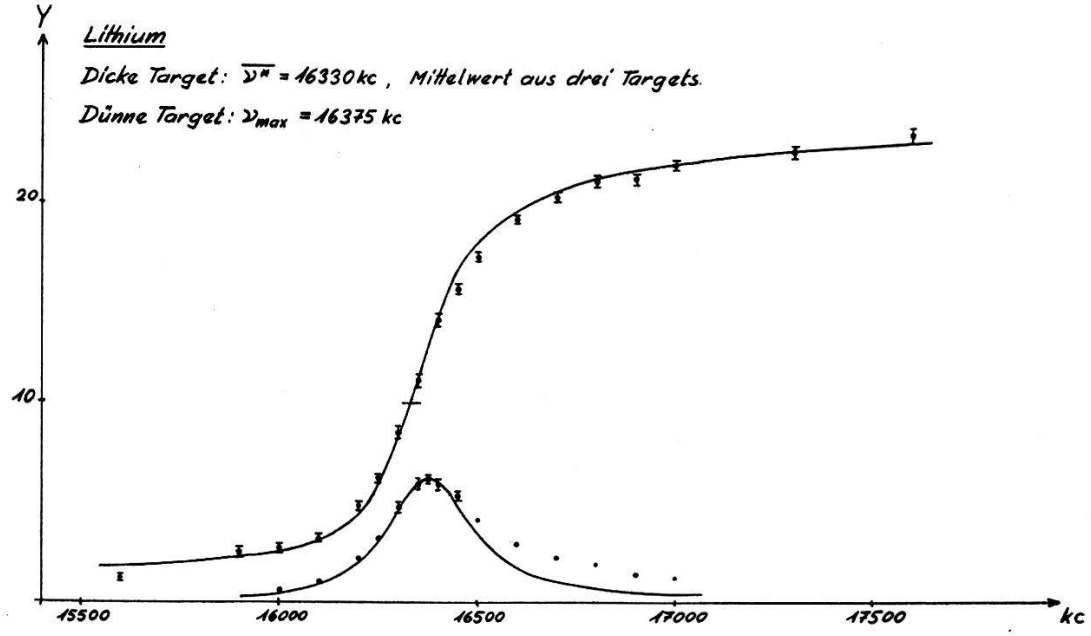

Fig. 9.

Folge von Inhomogenitäten in der Targetdicke. Die dadurch verursachte Unsicherheit in der Lage des Maximums wurde im Messfehler berücksichtigt. Der korrigierte Mittelwert der Resonanzstellen liegt bei 16350 kc, die Resonanz liegt nach Berücksichtigung der Korrekturen bei

$$V = 441{,}2 \pm 0{,}6 \text{ keV},$$

die Halbwertsbreite ist

$$\Gamma = 12 \pm 1 \text{ keV}.$$

E. Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit andern Messungen.

In der nachstehenden Tabelle sind die Messergebnisse zum Vergleich mit den neueren, bisherigen Messungen zusammengefasst.

Während die Ergebnisse für Lithium und Fluor 340 keV sehr gut übereinstimmen, besteht zwischen den Messungen von Herb, Snowden, Sala, Hunt und Firth und den vorliegenden Werten für F 871 kV und Al 991 kV eine Diskrepanz, welche den Bereich der

Fehlergrenzen überschreitet. Die relativen Abweichungen bei beiden Werten sind ungefähr dieselben. Es könnte daher vermutet werden, dass in den Messungen von HERB et al. möglicherweise ein konstanter, systematischer Relativfehler enthalten ist. Diese Vermutung wird dadurch bestärkt, dass eine bisher existierende Diskrepanz in den Messungen der Energie des ersten angeregten Niveaus

Autoren und Quelle	V(keV)	Γ(keV)
Fluor 871 keV		
HERB, SNOWDEN und SALA[1])	$873{,}5 \pm 0{,}9$	
FAMULARO und PHILIPS[4])	$872{,}5 \pm 1{,}8$	
HUNT und FIRTH[4])	$874{,}5 \pm 0{,}9$	
Vorliegende Arbeit	$871{,}3 \pm 0{,}4$	$4{,}5 \pm 0{,}2$
Fluor 340 keV		
MORRISH[2])	$340{,}4 \pm 0{,}4$	3 ± 1
HUNT[3])	$340{,}4 \pm 0{,}4$	$2{,}9 \pm 0{,}2$
Vorliegende Arbeit	$340{,}5 \pm 0{,}3$	$3{,}3 \pm 0{,}2$
Aluminium 991 keV		
HERB, SNOWDEN, SALA[1])	$993{,}3 \pm 1$	
BENDER, SHOEMAKER, KAUFMANN		
BOURICIUS[7])		$\approx 0{,}1$
Vorliegende Arbeit	$990{,}8 \pm 0{,}2$	$< 0{,}5$
Lithium 441 keV		
FOWLER und LAURITSEN[12])	$441{,}4 \pm 0{,}5$	12
HUNT[3])	$441{,}5 \pm 0{,}5$	$12{,}2 \pm 0{,}5$
Vorliegende Arbeit	$441{,}2 \pm 0{,}6$	12 ± 1

von Li^7 durch unsere Messungen behoben werden kann. Eine auf dem Eichwert der $F(p,\gamma)$-Reaktion bei 873,5 keV basierende Messung des Energieverlustes der unelastisch gestreuten Protonen der Reaktion $Li^7(p, p')Li^{7*}$ ergab einen Q-Wert von $479{,}0 \pm 1{,}0$ keV (BROWN, SNYDER, FOWLER und LAURITSEN[13])). Derselbe Q-Wert wurde aus der Reaktion $Be^7(\varepsilon)Li^{7*}$, basierend auf einem absolut geeichten γ-Spektrographen zu $477{,}3 \pm 0{,}4$ keV bestimmt (MARMIER[14])).

Rechnet man nunmehr den Energieverlust der unelastisch gestreuten Protonen im Experiment von BROWN et al. auf den von uns gefundenen Resonanzwert der $F(p,\gamma)$-Resonanz um, so wird

$$Q = 479{,}0 \times \frac{871{,}3}{873{,}5} = 477{,}8 \pm 1 \text{ keV},$$

in befriedigender Übereinstimmung mit dem Absolutwert von MARMIER.

Die Autoren danken an dieser Stelle nochmals ihren Mitarbeitern, Frl. MEYER und Herrn Dr. H. WINKLER für ihre Mithilfe beim Bau der Apparatur und bei den Messungen.

Der Schweizerischen Studienkommission für Atomenergie (S.K.A.) danken wir für die uns zur Durchführung dieser Arbeit gewährte Unterstützung.

Literaturverzeichnis.

[1]) HERB, SNOWDEN und SALA, Phys. Rev. **75**, 246 (1949).
[2]) MORRISH, Phys. Rev. **76**, 1651 (1949).
[3]) HUNT, Proc. Phys. Soc. **65A**, 982 (1952).
[4]) HUNT und FIRTH, Phys. Rev. **99**, 786 (1955).
[5]) FAMULARO und PHILIPS, Phys. Rev. **91**, 1195 (1953).
[6]) HAHN und KNOEBEL, Rev. of Scient. Instr. **22**, 904 (1951).
[7]) PACKARD, Rev. of Scient. Instr. **19**, 435 (1948).
[8]) SOMMER, THOMAS und HIPPLE, Phys. Rev. **82**, 697 (1951).
[9]) THOMAS, DRISCOLL und HIPPLE, Phys. Rev. **78**, 787 (1950).
[10]) BROSTRÖM, HUUS und TANGEN, Phys. Rev. **71**, 661 (1947).
[11]) BENDER, SHOEMAKER, KAUFMANN und BOURICIUS, Phys. Rev. **76**, 273 (1949).
[12]) Siehe z. B. LIVINGSTONE und BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 283 (1937).
[13]) BROWN, SNYDER, FOWLER und LAURITSEN, Phys. Rev. **82**, 159 (1951).
[14]) MARMIER, in: AYZENBERG und LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **27**, 87 (1955).

Erratum.

Berichtigung zur Arbeit „Zur Deutung der Wechselwirkung niederenergetischer π-Mesonen" von W. THIRRING, Helv. phys. Acta, 28, 591–616 (1955).

In obiger Arbeit fehlt in Formel (8) ein —, es muss

$$\mu_n = \beta \bar{k}^2 \left(-\frac{4M}{9\bar{\omega}} - \frac{2}{9} \right)$$

heissen. Der angegebene Zahlwert entspricht der richtigen Formel. Ferner wurde unter (12) eine falsche Formel angegeben, es soll

$$\underset{\pi}{\rightarrow} \underset{N}{\downarrow} \rightsquigarrow \frac{2}{3}\left(\frac{2}{3} \underset{\pi}{\rightarrow} \underset{N}{\downarrow} + \frac{1}{3} \underset{\pi}{\downarrow} \underset{N}{\uparrow}\right) \cdots \frac{2}{9}\left(4\cos^2\vartheta + \sin^2\vartheta\right)$$

stehen und daher im nächsten Satz $1+3\cos^2\vartheta$ statt $2+3\sin^2\vartheta$.