

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 28 (1955)
Heft: II-III

Artikel: Die Anregungsfunktion der Reaktion Li(, n)
Autor: Heinrich, F. / Rubin, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112608>

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: 17.01.2026

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

Die Anregungsfunktion der Reaktion $\text{Li}(\gamma, n)$

von F. Heinrich und R. Rubin (Universität Zürich).

(1. III. 1955.)

1. Aufgabestellung.

Die in einer früheren Untersuchung¹⁾ mit Hilfe eines 31 MeV-Betaträns ausgemessene Anregungskurve der (γ, p) -Reaktion am Isotop Li^7 weist ausgeprägte, resonanzartige Maxima auf. Man kann diese Maxima versuchsweise dem Auftreten hochangeregter Zwischenzustände zuschreiben, welche der Kern Li^7 durch resonante Absorption gewisser Frequenzbereiche aus dem kontinuierlichen Frequenzspektrum der Bremsstrahlung bildet. Eine andere Erklärungsmöglichkeit bietet die Annahme von Auswahlregeln, welche die Energieabhängigkeit der Absorption elektromagnetischer Strahlung mit ihrer Multipolordnung verknüpfen. Es besteht allerdings auch die Möglichkeit, dass eine bestimmte Reaktion in ihrem partiellen Wirkungsquerschnitt Maxima und Minima zeigt, obwohl der gesamte Absorptionsquerschnitt des betreffenden Kerns in Abhängigkeit von der Quantenenergie monoton verläuft. Dieser Fall kann dann eintreten, wenn die betrachtete Reaktion durch andere, gleichzeitig ablaufende photonukleare Prozesse konkurreniert wird und das Verzweigungsverhältnis dieser Reaktionen für gewisse Quantenenergien Maxima bzw. Minima bildet. In den beiden erstgenannten Fällen ist zu erwarten, dass die Partialquerschnitte sämtlicher vorkommenden photonuklearen Reaktionen den gleichen resonanzartigen Verlauf zeigen, im zweiten dagegen nicht.

Um diese Frage beim Isotop Li^7 noch genauer zu untersuchen, wurde die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die $\text{Li}(\gamma, n)$ -Reaktion aufgenommen. Da der Prozess am Li^7 auf das stabile Li^6 führt, so erfordert sein Nachweis eine direkte Messung der abgespaltenen Neutronen. Eine Trennung dieser Reaktion von dem gleichzeitig am Isotop Li^6 auftretenden (γ, n) -Prozess ist bei dieser Methode allerdings nicht möglich. Man misst die Summe beider Reaktionen und nimmt plausiblerweise an, dass der Beitrag

des Li⁶ infolge seiner kleinen natürlichen Häufigkeit (7,52 %) neben demjenigen des Hauptisotops Li⁷ vernachlässigt werden darf. Als Neutronendetektor lässt sich am Betatron, dessen Gammapulse (Dauer 10 μ s) sehr kurz gegenüber den strahlungsfreien Zeitintervallen ($\approx 1/_{50}$ s) sind, mit Vorteil das Proportionalzählrohr mit Bor-trifluorid-Füllung verwenden. Ein solcher „Borzähler“ in der von HANSON angegebenen Form²⁾ hat innerhalb weiter Grenzen eine konstante, von der Energie der einfallenden Neutronen unabhängige Empfindlichkeit. Da der Verlangsamungsprozess in dem dem

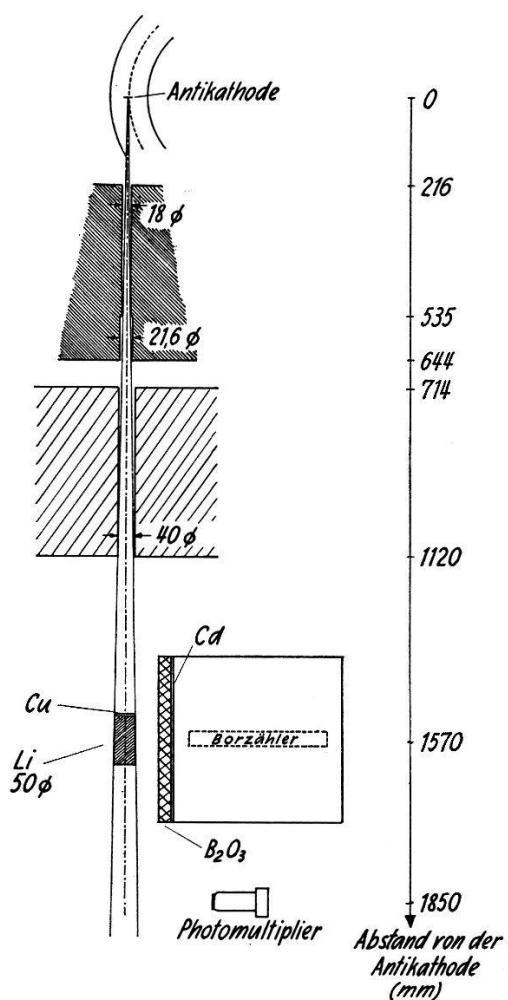


Fig. 1.

eigentlichen Zähler vorgeschalteten Paraffin im Mittel etwa 100 μ s, d. h. rund 10mal länger als der Betatronpuls dauert, so gelangt während des Pulses nur ein geringfügiger Bruchteil der ausgelösten Neutronen in den Borzähler. Dieser Umstand erlaubt es, die Zähl-anordnung für die kurze Dauer des Gammapulses zu unterbrechen und dadurch eine Belastung des Zählrohrs durch Bremsstrahlungs-quanten zu vermeiden.

2. Versuchsordnung.

Fig. 1 zeigt das Schema der Messanordnung. Das Bremsstrahlungsbündel durchsetzt zunächst einmal einen Bleikollimator von 42,8 cm Dicke. Im Blei, hauptsächlich an den Wänden des zylindrischen Bleikanals (18 bzw. 21,6 mm Durchmesser), werden durch die Gammastrahlen zahlreiche Photoneutronen ausgelöst. Zur Verlangsamung dieser schnellen Neutronen wird dem Zähler eine durchbohrte Paraffinwand von 40,6 cm Dicke vorgeschaltet. Dieser Paraffinmoderator erwies sich als sehr wirksam: die vom Neutronenuntergrund (ohne Lithium-Präparat) hervorgerufene Stosszahl im Borzähler steigt auf das Zehnfache, wenn man das Paraffin entfernt. In der Achse des Bremsstrahlungsbündels, 45 cm von der Paraffinwand entfernt, befindet sich das Präparat, ein zylindrischer Block metallisches Lithium (5 x 11,5 cm), welcher unter Luftabschluss in einer

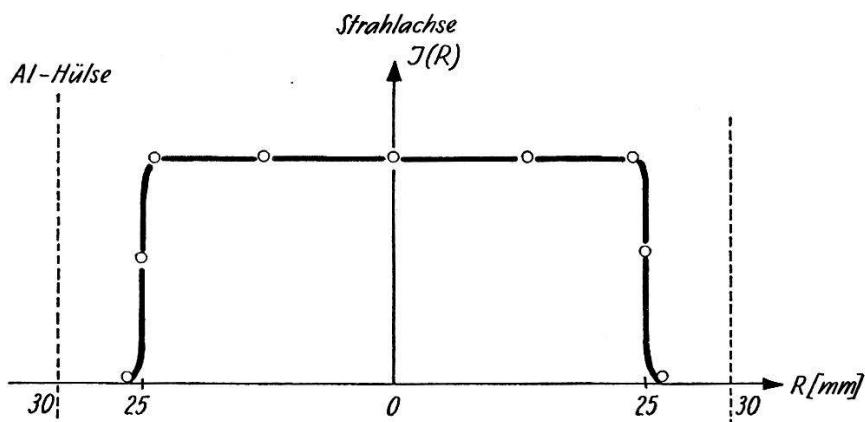


Fig. 2.

Aluminiumbüchse von 6,5 cm Innendurchmesser und 0,2 mm Wandstärke sitzt. Die ganze Anordnung wurde so justiert, dass einerseits der Paraffinkanal und die zylindrische Mantelfläche der Aluminiumhülse von der Gammastrahlung nicht touchiert und andererseits der Lithiumzylinder von ihr voll ausgeleuchtet wurde. Diese Justierung wurde mit dünnwandigen (0,3 mm), zur Strahlachse konzentrischen Kupferzylin dern verschiedener Durchmesser geprüft. Als Mass der Gammaintensität diente die im $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)$ -Prozess induzierte Cu^{62} -Aktivität, deren Verlauf Fig. 2 zeigt.

Um die aus der Paraffinwand entweichenden thermischen und epithermischen Neutronen vom Borzähler abzuhalten, wurde dessen empfindliche Frontseite mit 1 mm dickem Cadmiumblech, sowie einer 2 cm dicken Schicht Bortrioxyd (B_2O_3) abgedeckt. Durch diese Massnahme werden natürlich auch die aus dem Lithiumpräpa-

rat stammenden langsamen Neutronen weitgehend abgehalten. Da diese Neutronen vorwiegend hohe Energie besitzen, so handelt es sich dabei um einen sehr kleinen Effekt. Die Untergrundzählrate hingegen konnte auf diese Weise weiterhin um einen Faktor 2,5 herabgesetzt werden.

Das Blockschema des elektronischen Teils der Versuchsanordnung zeigt Fig. 3. Der verstärkte Puls des Borzählers wird in der Mitte des Sättigungsbereichs der integralen „Biaskurve“ diskriminiert und gelangt über ein Verzögerungsglied von ca. 2 μ s an den Eingang des „Antikoinzidenzgates“ (D). Der Puls bei D gelangt weiterhin dann

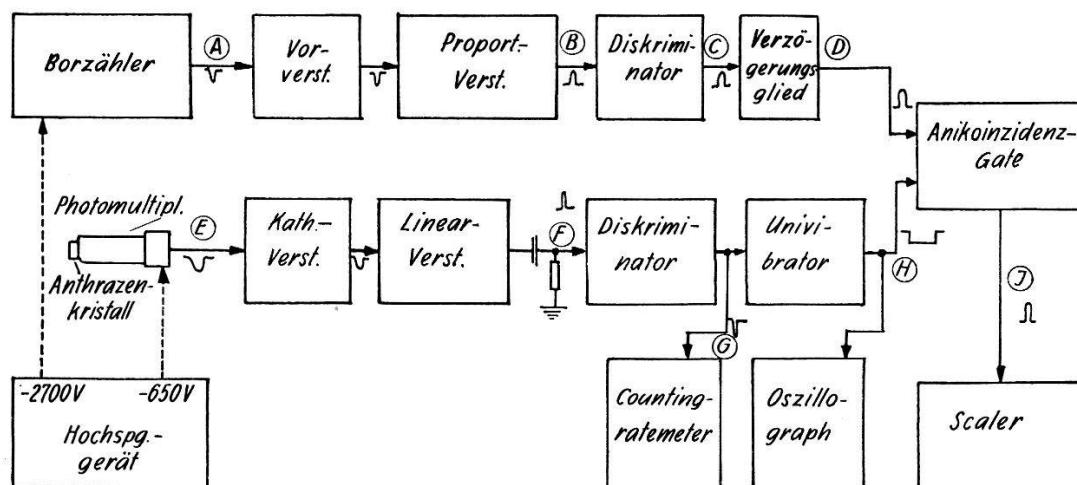


Fig. 3.

und nur dann in die Zählstufe, wenn nicht gleichzeitig ein negatives Signal am andern Eingang (H) des „Antikoinzidenzgates“ erscheint. Der „Sperrpuls“ bei H wird folgendermassen erhalten: Die Streustrahlung eines Betatronpulses wird mit Hilfe eines Anthracenkristalls in Verbindung mit einem Photomultiplier registriert, verstärkt und an einem RC-Glied differenziert. Bei F erhält man somit einen schmalen Puls, welcher zeitlich nahezu (d. h. innerhalb von weniger als 2 μ s) mit dem Beginn des Betatronpulses zusammenfällt. Von F gelangt der Puls über den bereits erwähnten Diskriminator zu einem Univibrator und einem Countingratemeter. Bei richtiger Einstellung von Verstärkung und Diskriminator muss das Countingratemeter eine Frequenz von 50 Hz, entsprechend der Strahlrepetierfrequenz des Betatrons, anzeigen. Der Univibrator, dessen Zeitkonstante T_g variabel ist, liefert das negative Sperrsignal (H). Dieses Signal ist rechteckförmig, hat die Zeitspanne $T_g = 25 \mu$ s und sperrt den „Gatekreis“ für die Dauer des Betatronpulses. Eine ständige Kontrolle der Zeit T_g erfolgt durch Beobachtung in einem Oszillograph und Vergleich mit einer Normalfrequenz.

3. Messungen.

Die Anregungskurve einer photonuklearen Reaktion wird mit dem Betatron durch Messung der integralen Ausbeute als Funktion verschiedener Einstellungen der Grenzenergie des Bremspektrums erhalten. Unter Zugrundelegung einer bestimmten Form dieses Spektrums lässt sich hieraus die differentielle Anregungskurve der betreffenden Reaktion auf analytischem Wege gewinnen. Da die Gesamtintensität des Bremspektrums empfindlich von der eingestellten Grenzenergie abhängt (sie ist angenähert der dritten Potenz derselben proportional), so müssen Neutronenausbeute und Bremsstrahlungsintensität für jede Grenzenergie simultan gemessen werden. Als Intensitätsmaß kann auch die Ausbeute einer photonuklearen Reaktion, deren differentielle Anregungskurve gut bekannt ist, benutzt werden. Hierfür eignet sich beispielsweise der Prozess Cu⁶³(γ , n)Cu⁶², der von verschiedenen Autoren sorgfältig untersucht worden ist. Bedeutet $A(E_G)$ das für eine bestimmte Grenzenergie E_G gemessene Verhältnis zwischen Neutronenausbeute an Lithium und Sättigungsaktivität des Isotops Cu⁶², so gilt bis auf geometrische, empirisch leicht zu ermittelnde Faktoren

$$A(E_G) = \frac{\int_0^{E_G} \sigma_{\text{Li}}(E) N_\gamma(E) dE}{\int_0^{E_G} \sigma_{\text{Cu}}(E) N_\gamma(E) dE}. \quad (1)$$

Hierin bedeutet $N_\gamma(E)$ das Energiespektrum der Bremsstrahlung. Dieses stimmt, wie an unserem Institut durchgeführte Messungen (noch unveröffentlicht) zeigen, in dem in Frage kommenden Energiebereich (14–31 MeV) sehr gut mit dem von SCHIFF³⁾ berechneten Spektrum überein. Die Anregungskurve $\sigma_{\text{Cu}}(E)$ der Cu⁶³(γ , n)-Reaktion wurde der Arbeit von KATZ und CAMERON⁴⁾ entnommen. Mit dem für eine bestimmte Grenzenergie E_G unter Zugrundelegung dieser Daten berechneten Nenner in Gleichung (1) und dem direkt experimentell gemessenen Ausbeuteverhältnis $A(E_G)$ erhält man als Zähler von (1) die integrale Ausbeute in Funktion der Grenzenergie E_G . Daraus lässt sich als einzige übrigbleibende Unbekannte der Reaktionsquerschnitt $\sigma_{\text{Li}}(E)$ nach verschiedenen, sowohl analytischen wie auch graphischen Verfahren in Abhängigkeit von der Quantenenergie E berechnen. In der vorliegenden Arbeit wurde hierzu die von SPENCER⁵⁾ angegebene, analytische Methode verwendet. In Fig. 4 (Kurve I) ist das gemessene Verhältnis A in Ab-

hängigkeit von der Grenzenergie E_G aufgetragene, ferner die integrale Ausbeute der $\text{Li}(\gamma, \text{n})$ -Reaktion (Kurve II). Die Unterbrüche im monotonen Verlauf der Kurve II weisen auf das Auftreten von Maxima im Wirkungsquerschnittsverlauf hin. Die aus der Ana-

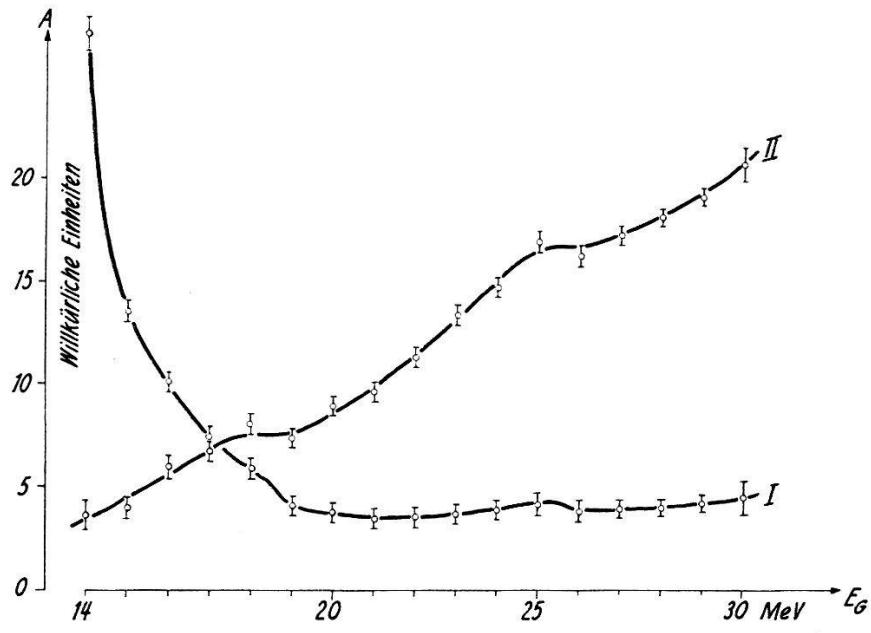


Fig. 4.

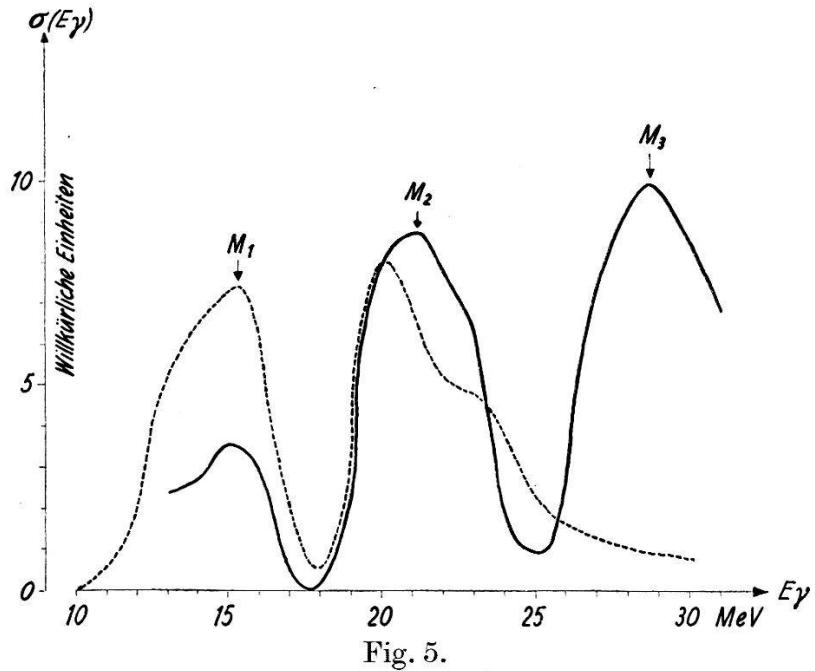


Fig. 5.

lyse dieser Kurve nach der Methode von Spencer bestimmte differentielle Anregungsfunktion $\sigma_{\text{Li}}(E)$ zeigt Fig. 5. Zum Vergleich ist auch noch die entsprechende Anregungskurve des (γ, p) -Prozesses, $\sigma_{\text{Li}^7(\gamma, \text{p})}(E)$ (punktiert), eingezeichnet.

4. Diskussion.

Die beiden ersten Maxima, M_1 , M_2 der (γ, n) -Reaktion werden, wie man der Fig. 5 entnimmt, von der $\text{Li}^7(\gamma, p)$ -Reaktion eindeutig mitgemacht. Dagegen ist vom dritten und höchsten Maximum M_3 des (γ, n) -Querschnittes in der (γ, p) -Reaktion keine Andeutung zu finden. Dieser Befund erscheint deshalb merkwürdig, weil nach den Auswahlregeln des Isotopenspins die Emission eines Neutrons oder Protons gleichzeitig entweder verboten oder erlaubt ist⁶⁾. Es besteht nun allerdings die Möglichkeit, dass das Maximum M_3 nicht vom (γ, n) -, sondern vom $(\gamma, 2n)$ -Prozess herrührt, dessen Schwellenergie bei 12,5 MeV liegt. In diesem Falle wäre das Ausbleiben des (γ, p) -Maximums verständlich, da die Emission zweier Neutronen mehr Möglichkeiten für die Änderung des Isotopenspins offen lässt, als die Emission eines Protons. Eine experimentelle Bestätigung dieser Vermutung wäre wohl am einfachsten durch den Nachweis der Protonen zu erbringen, die beim Zerfall des im $(\gamma, 2n)$ -Prozess entstehenden, instabilen Li^5 emittiert werden und die eine einheitliche Energie von rund 1,4 MeV haben sollten.

Ob das Maximum M_1 , M_2 durch elektrische Quadrupol- (oder magnetische Dipol-)Absorption, das Maximum M_3 hingegen durch elektrische Dipolabsorption zustandekommt, wie das durch die Ergebnisse einer Arbeit über die (γ, n) -Reaktion an O^{16} durch SPICER⁷⁾ nahegelegt wird, könnte durch eine Untersuchung der Winkelverteilung der Photoprotonen entschieden werden.

Eine ähnliche Messung der Neutronenausbeute an Lithium, jedoch bei tieferen Grenzenergien des Bremsspektrums (bis maximal 19 MeV) wurde von GOLDEMBERG und KATZ⁸⁾ durchgeführt. Die Autoren finden mehrere „Knicke“ in der integralen Anregungskurve, die sich als Resonanzstellen interpretieren lassen. Der oberste dieser Knicke bei 17,5 MeV stimmt gut mit der Lage eines der von uns gefundenen Maxima (M_1) überein.

Herrn Prof. Dr. H. WÄFFLER danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit, für seine Mithilfe bei den Messungen und der Diskussion der Ergebnisse. Der gleiche Dank gebührt Herrn Dr. M. WALTER, Herrn Prof. Dr. H. R. SCHINZ, dem Leiter der Universitäts-Röntgenklinik, verdanken wir die Überlassung des Betatrons für die Bestrahlungen.

Literatur.

- ¹⁾ R. RUBIN und M. WALTER, Helv. Phys. Acta, **16** 3 (1954).
 - ²⁾ A. O. HANSON und J. L. MCKIBBEN, Phys. Rev. **72**, 673 (1947).
 - ³⁾ ADAMS, Phys. Rev. **74**, 1707 (1948).
 - ⁴⁾ L. KATZ und A. G. W. CAMERON, Can. Journ. of Physics **29**, 518 (1951).
 - ⁵⁾ Nat. Bureau of Standards, Report 1531.
 - ⁶⁾ D. C. PEASLEE und O. L. TELELDI, Phys. Rev. **91**, 126 (1953).
 - ⁷⁾ B. M. SPICER, University of Illinois, im Manuskript.
 - ⁸⁾ J. GOLDEMBERG und L. KATZ, Phys. Rev. **95**, 471 (1954).
-