Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: V

Artikel: Anregungsfunktionen und Wirkungsquerschnitte der (p,n)-Reaktion. II
Autor: Blaser, J.P. / Boehm, F. / Marmier, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112226

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

Anregungsfunktionen und Wirkungsquerschnitte der (p, n)-Reaktion (II) *)

von **J. P. Blaser, F. Boehm, P. Marmier** und **P. Scherrer**
Physikalisches Institut der ETH., Zürich.

(5. VII. 1951.)

Summary. Absolute cross-sections and excitation functions for the (p, n)-reaction have been investigated for 60 nuclei and isomers of the elements Ni, Ga, As, Se, Br, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Cd, In, Sn, Sb, Te, I, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd and Gd. Cross-sections for an incident proton energy of 6,7 MeV are plotted as function of Z and compared with WEISSKOPF's new theoretical values. r_0 is shown to be independent of Z and to have a mean value of $1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm. The method of stacked foils is used for excitation functions.

The nuclei Ni^{60}, Zr^{90} and Sn^{116} give extremely low cross-sections. These low values may be due to the filling up of both proton and neutron shells, if one considers 32, 40 and 66 to be "semi-magic" numbers indicating the filling up of a subshell.

Nb^{93} also shows low (p, n)-cross section. Its excitation function has been measured and possible causes for this anomaly are discussed.

Einleitung.

Einige in neuerer Zeit publizierte Arbeiten haben das systematische Studium des Wirkungsquerschnittes von Kernreaktionen über einen grossen Bereich der Atomnummer Z zum Gegenstand. Messungen dieser Art sind von COHEN[2]) für die (n, 2 n)- und die (n, p)-Reaktion, von HUGHES und SHERMAN[3]) für die (n, γ)-Reaktion und von HARVEY[4]) für die (d, p)-Reaktion unternommen worden. Die (p, n)-Reaktion ist in dieser Hinsicht nie systematisch untersucht worden. Es soll das Ziel dieser Arbeit sein, die Wirkungsquerschnitte für die (p, n)-Reaktion über einen grossen Bereich von Z zu studieren.

Die vorliegenden Messungen erstrecken sich über 60 Kerne und Isomere unter den Elementen Ni, Ga, As, Se, Br, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Cd, In, Sn, Sb, Te, I, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd und Gd. Für 20 Kerne sind neben den Wirkungsquerschnitten auch die Anregungskurven, d. h. die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, gemessen worden.

---

*) Die erste Arbeit[1]) dieser Reihe ist im folgenden mit (I) referiert.

Die experimentellen Befunde sollen in zweierlei Hinsicht diskutiert werden.

1. Die zitierten Arbeiten [2–4]) lehren, dass solche Untersuchungen ganz besonders im Hinblick auf das *Schalenmodell* von Interesse sind. In der (n, γ)-Reaktion beispielsweise melden sich die magischen Zahlen durch abnorm tiefe Wirkungsquerschnitte an[3]). Es wird sich zeigen, dass auch die (p, n)-Reaktion magischen Effekten unterliegt. Diese treten jedoch viel seltener in Erscheinung. Im Gegensatz zur (n, γ)-Reaktion scheint sich ein solcher Effekt beim (p, n)-Querschnitt nur bei *doppelmagischen* Kernen zu äussern.

2. In einer früher publizierten Arbeit[1]) wurden einige Anregungskurven von mittelschweren Kernen analysiert und mit den Ergebnissen der *statistischen Kerntheorie* verglichen. Im Rahmen des damals vorgesetzten Programms sollen auch die in dieser Arbeit gemessenen Anregungskurven und Wirkungsquerschnitte mit den Aussagen der statistischen Theorie verglichen werden. Es wird sich dabei herausstellen, dass der als Parameter in diese Theorie eingehende Kernradius r_0 über den untersuchten Bereich von Z konstant ist und — mit Ausnahme der erwähnten doppelmagischen Kerne — im Mittel den Wert $1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm annimmt.

In der statistischen Theorie pflegt man den (p, n)-Reaktionsquerschnitt in drei Faktoren aufzuspalten:

$$\sigma_{pn} = \sigma_p \cdot \xi \cdot \eta_n .$$

Dabei bedeutet σ_p der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkerns, ξ die sog. „sticking probability", d. h. die Wahrscheinlichkeit, dass ein Proton, welches die Kernoberfläche erreicht, von diesem unter Bildung eines Zwischenkerns eingefangen wird und η_n die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des Zwischenkerns durch Emission eines Neutrons.

σ_p kann explizite berechnet werden als

$$\sigma_p (Z, E_p, R),$$

wobei E_p die kinetische Energie des einfallenden Protons und $R = r_0 A^{1/3}$ den Kernradius bezeichnet. Für die Methode der expliziten Berechnung von σ_{pn} verweisen wir auf die Arbeit (I).

Der vorliegenden Arbeit haben wir für σ_p neue Werte von Weisskopf*) zugrunde gelegt. Diese Werte sind für 2 Parameter $r_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm und $r_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm in Fig. 1 graphisch dargestellt. Für $r_0 = 1{,}7 \cdot 10^{-13}$ cm haben wir nach der in (I) beschriebenen Methode einige zusätzliche σ_p-Werte ausgerechnet (Fig. 2).

*) Herr Prof. Weisskopf hat uns freundlicherweise seine unpublizierten Resultate zur Verfügung gestellt.

Die neuen WEISSKOPFschen Werte weichen von unseren alten in (I) verwendeten Werten in der Gegend unserer Maximalenergie um 10 bis 15% nach oben ab. Dieser Unterschied zwischen den alten und den neuen Kurven wird weitgehend kompensiert, weil die neue Formulierung von WEISSKOPF von der Einführung einer „sticking probability" ξ absieht. Die r_0-Werte bleiben also gegenüber der Arbeit (I) ungeändert. Bei kleineren Energien ist die Abweichung von unseren alten Werten grösser und kann bis 25% ausmachen.

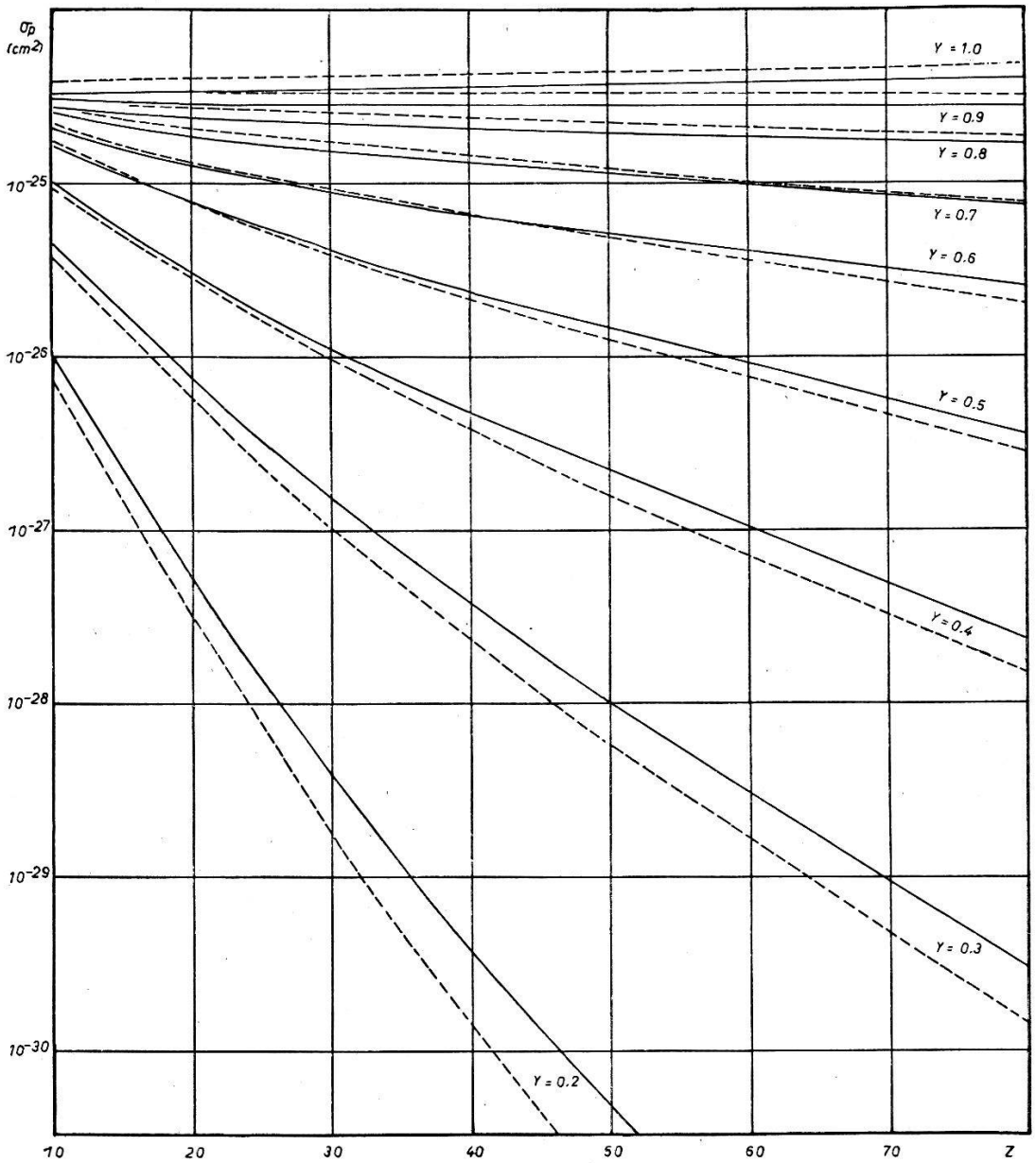

Fig. 1.

Wirkungsquerschnitt σ_p für Protonen in Abhängigkeit von Z nach neuen Rechnungen von WEISSKOPF. $Y = E_p/B$, B = Barriere.

Ausgezogene Kurve: $r_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ cm
Gestrichelte Kurve: $r_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm

Messmethode.

Der Wirkungsquerschnitt der (p,n)-Reaktion wurde aus der Radioaktivität des Endkerns bestimmt. Über die Vorteile dieser Methode wurde in der Arbeit (I) berichtet. Mit Hilfe von geeichten Geiger-Zählrohren haben wir die Zahl der in der dünnen Target der Atomnummer Z induzierten radioaktiven Produktkerne der Nummer $Z + 1$ gemessen.

Unsere Methode setzt die Kenntnis des Zerfallsmechanismus jedes befragten Isotops voraus. In welchem Masse der Zerfallsmodus des Produktkerns hier eine Rolle spielt, erhellt aus folgendem Beispiel: ein durch K-Einfang zerfallender Kern wird im Fensterzählrohr mit einer etwa 100mal kleineren Nachweiswahrscheinlichkeit registriert als ein Zerfall durch Positronenemission. Aus diesem Grunde scheint uns ein kritischer Kommentar über Unsicherheiten in unserem Wissen über die Zerfallschemata gerechtfertigt.

Die Target stellt meistens ein Gemisch von Isotopen des Targetelements dar. In vielen der hier untersuchten Fällen ist das Targetelement zudem in einer chemischen Verbindung bestrahlt worden. Da bei Absolutmessungen von der Art, wie sie bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes notwendig sind, eine chemische Abtrennung des Produktelements ausser Frage steht, sieht man sich vor das Problem gestellt, die Strahlung eines Isotops in Anwesenheit einer Reihe von anderen radioaktiven Kernen zu messen. Diese Schwierigkeit macht sich speziell bei den Anregungskurven bemerkbar, wo man die Aktivität gerne über einen Faktor 10^4 oder mehr verfolgen möchte.

Die Anregungskurven wurden nach der Methode der „stacked foils" gemessen. Die Energieskala haben wir unter Verwendung der in (I) gemessenen stopping power Werten in mg/cm² Aluminium-Äquivalent ausgedrückt. Der Umrechnung von mg/cm² Al-Äquivalent in MeV wurden die von Smith[5]) errechneten Werte für dE/dx als Funktion der Protonenenergie zugrunde gelegt.

Target. Die verwendeten Targets waren 1—5 mg/cm² dick. Mit Ausnahme derjenigen Fälle, in denen die Targetsubstanz in Form von dünnen Folien zur Verfügung stand, wie für die Elemente Ni, Mo und In, mussten die dünnen Präparate durch spezielle Methoden hergestellt werden. Se und Te Target wurden durch Aufdampfen im Vakuum des elementaren Se und Te auf 10 μ starke Aluminium-Auffänger erzeugt. Die Elemente As, Nb, Ru, Rh, Pd, und Sb wurden in Form von feinem Pulver bestrahlt. Dieses durch Ausschlämmen gewonnene feine Pulver wurde in organischem Lösungsmittel

suspendiert und auf eine 10 μ starke Al-Folie deponiert. Dem Lösungsmittel wurde in kleinen Mengen (0,1 mg/cm^2) Zaponlack als Bindemittel beigegeben. Nach Abdampfen des Lösungsmittels bleibt eine homogene und mechanisch feste Schicht zurück. Andere Elemente sind in einer chemischen Verbindung bestrahlt worden. So Ga, Sr, Y, Zr, Ba, La, Ce, Nd und Gd als Oxyd, Rb als Nitrat, Cs als Carbonat und Pr als Fluorid.*) Die Herstellung dieser Target erfolgte ebenfalls in der oben beschriebenen Weise.

Bestrahlung. Die Anordnung für die Bestrahlung und die hiefür erforderlichen Hilfsmittel waren dieselben wie in der Arbeit (I). Der monochromatische Protonenstrahl des Cyclotrons hatte eine Energie von 6,80 MeV und eine Energiebreite von ca. 20 keV. Der Protonenstrom, der die Target durchsetzt hat, wird mit Hilfe eines Verstärkers und eines selbstschreibenden Registrierinstrumentes aufgezeichnet.

Messung. Die Anregungskurven sind mit Hilfe der in (I) beschriebenen automatischen Apparatur gewonnen worden. Korrekturen für Targetdicke und „straggling" wurden angebracht. Zur Absolutmessung von Teilchen gelangten geeichte Fensterzählrohre zur Anwendung. Zählrohre mit Bi-Kathode dienten zum Zählen von Gammaquanten. Zählrohre und Geometrie der Messanordnung wurden mit einem RaD + E bzw. einem Co^{60}-Standard des National Bureau of Standards geeicht und ständig kontrolliert. In der Regel haben wir die Absolutmessungen durch Zählen der Teilchen vorgenommen; die hiebei mögliche Genauigkeit ist grösser als die bei der Bestimmung der Zerfallszahl aus den Gammaquanten. Nach Möglichkeit sind beide Messverfahren angewandt worden; die Doppelbestimmung erlaubt zudem noch eine Kontrolle über das Zerfallschema.

Fehler und Unsicherheit. Dort, wo das Targetelement in einer chemischen Verbindung bestrahlt worden ist, beobachten wir die Aktivität der Verbindungspartner wie O, N und C. Die in N und C induzierte Radioaktivität ist kurzlebig gegen die aus dem O^{18} erzeugte F^{18} Aktivität. Da jedoch O^{18} nur 0,2% Isotopenhäufigkeit besitzt, macht sich diese 112 min Aktivität bloss im unteren Teil der Anregungskurve störend bemerkbar. Gegebenenfalls haben wir auf die Messung der kurzlebigen Produktkerne verzichten müssen.

Die Inhomogenität der Target-Folien und die Ungenauigkeit in der Registrierung des Protonenstroms geben bei der Bestimmung

*) Herrn Dr. Jacobi sind wir für viele chemische Operationen zu Dank verpflichtet.

von σ zu Fehlern von weniger als 10% Anlass. In dieser Grössenordnung liegen auch die Fehler, die bei der Zählrohrmessung zustande kommen, wie Unsicherheit im Raumwinkel und in der Sensibilität. Effekte wie Rückstreuung und Selbstabsorption im Präparat sowie Absorption in Luft und Zählrohrfenster sind soweit wie möglich berücksichtigt worden.

Die gewichtigsten Fehler, die man bei der Bestimmung von σ begeht, sind durch die oft mangelhafte Kenntnis des Zerfalls des Produktkerns bedingt. Insbesondere führt im Falle von Positronenzerfällen die ungenügende Kenntnis der Maximalenergie und des damit gekoppelten f^K/f^+-Verhältnisses zu erheblichen Unsicherheiten.

Ergebnisse.

Die Messergebnisse sind in der Tabelle I und in der Figur 2 zusammengefasst. Die erste und die zweite Kolonne von Tabelle I enthalten die Reaktion und die charakteristische Halbwertszeit des Produktkerns. Die dritte Kolonne gibt den Wirkungsquerschnitt der Reaktion für eine einheitliche Energie von 6,70 MeV zusammen

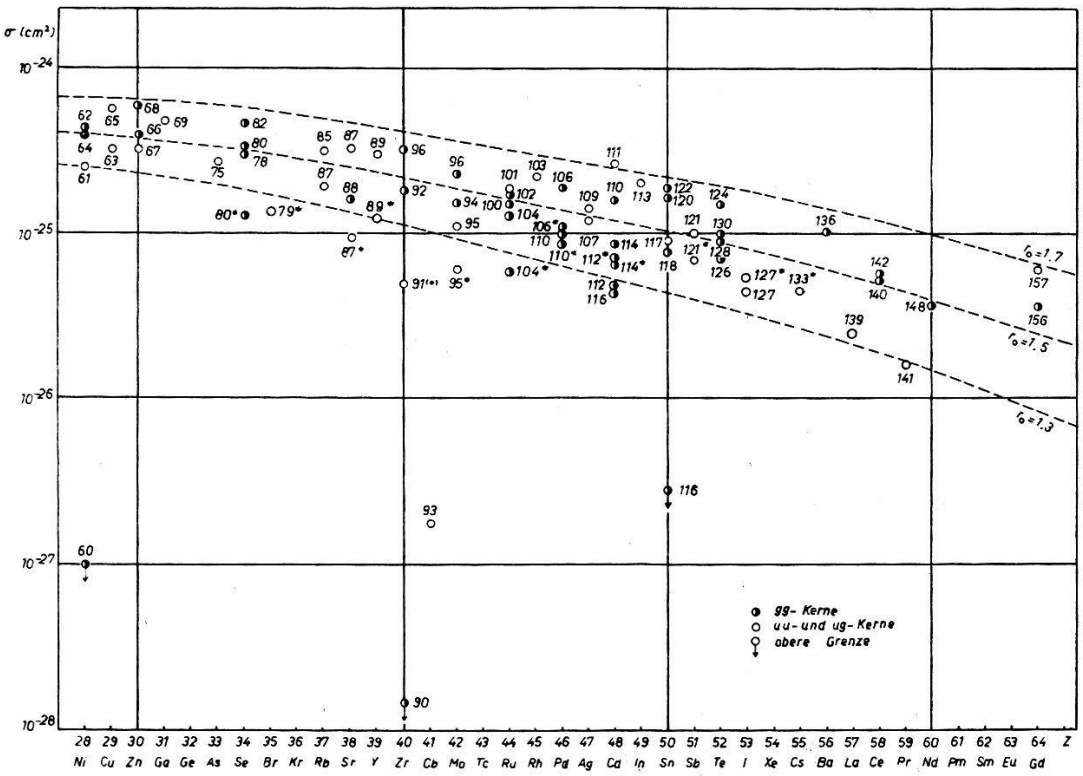

Fig. 2.

Experimentelle Werte für $\sigma_{6,7\,\mathrm{MeV}}$. Vergleichsweise sind die zu drei r_0-Werten gehörenden theoretischen Kurven eingezeichnet. In der Abszisse steht das Z des Targetkerns.

Tabelle 1.

Wirkungsquerschnitte und Schwellenwerte einiger (p,n)-Reaktionen. Die mit (I) bezeichneten Reaktionen sind der Arbeit (I) entnommen und nach Massgabe der berechneten Anregungskurven auf die einheitliche Energie von 6,7 MeV extrapoliert.

Reaktion	$T_{1/2}$	$\sigma_{6,7\,\mathrm{MeV}}$ $10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$	Fehler %	Reaktionsschwelle MeV		r_0 10^{-13} cm
				beob.	ber.	
$Ni^{60}(p,n)Cu^{60}$	24,6m	< 0,1	–	–	5,1	–
$Ni^{61}(p,n)Cu^{61}$	3,3h	24	20	–	3,0	1,3
$Ni^{62}(p,n)Cu^{62}$	9,9m	43	10	4,7 ± 0,1	4,65	1,52
$Ni^{64}(p,n)Cu^{64}$	12,8h	40	10	2,5 ± 0,2	(2,45)	1,49
$Cu^{63}(p,n)Zn^{63}$	38,5m	33	(I)	4,2 ± 0,1	4,16	1,43
$Cu^{65}(p,n)Zn^{65}$	250d	57	(I)	< 2,7	2,12	1,64
$Zn^{66}(p,n)Ga^{66}$	9,2h	40	(I)	6,05 ± 0,05	6,1	1,52
$Zn^{67}(p,n)Ga^{67}$	3,3d	38	(I)	< 2,2	–	1,44
$Zn^{68}(p,n)Ga^{68}$	68m	60	(I)	3,4 ± 0,3	3,7	1,67
$Ga^{69}(p,n)Ge^{69}$	39,6h	47	10	–	–	1,6
$As^{75}(p,n)Se^{75}$	127d	27	100	–	–	1,42
$Se^{78}(p,n)Br^{78}$	6,4m	30	20	4,5 ± 0,2	4,35	1,49
$Se^{80}(p,n)Br^{80}$	18,5m	33	20	2,6 ± 0,2	2,53	} 1,61
$Se^{80}(p,n)Br^{80*}$	4,5h	11,5	20	2,8 ± 0,2	2,62	
$Se^{82}(p,n)Br^{82}$	1,63d	45	20	< 2,0	–	1,62
$Br^{79}(p,n)Se^{79*}$	55s	13,5	20	–	–	(1,2)
$Rb^{85}(p,n)Sr^{85}$	65d	31	10	–	–	1,55
$Rb^{87}(p,n)Sr^{87*}$	2,75h	19	20	< 2,5	–	(1,38)
$Sr^{87}(p,n)Y^{87}$	80h	23	10	2,5 ± 0,2	(2,9)	} 1,58
$Sr^{87}(p,n)Y^{87*}$	14h	9,5	30	–	(3,3)	
$Sr^{88}(p,n)Y^{88*}$	105d	16	10	4,7 ± 0,2	4,5	(1,36)
$Y^{89}(p,n)Zr^{89}$	79,3h	29	10	3,5 ± 0,2	3,6	} 1,67
$Y^{89}(p,n)Zr^{89*}$	4,4m	12	10	–	4,3	
$Zr^{90}(p,n)Nb^{90}$	15h	< 0,015	–	–	–	–
$Zr^{91}(p,n)Nb^{91*}$	64d	5	20	< 3,0	–	(1,0)
$Zr^{92}(p,n)Nb^{92}$	9,8d	18	10	2,5 ± 0,2	–	1,43
$Zr^{96}(p,n)Nb^{96}$	23,3h	32	10	2,6 ± 0,2	–	1,62
$Nb^{93}(p,n)Mo^{93}$	6,75h	0,18	30	3,7 ± 0,2	–	–
$Mo^{94}(p,n)Tc^{94}$	53m	15	20	5,1 ± 0,1	5,08	1,44
$Mo^{95}(p,n)Tc^{95}$	20h	11	20	3,6 ± 0,3	–	} 1,43
$Mo^{95}(p,n)Tc^{95*}$	62d	6	20	–	–	
$Mo^{96}(p,n)Tc^{96}$	4,3d	23	20	3,8 ± 0,3	–	1,56
$Ru^{100}(p,n)Rh^{100}$	20h	15	10	4,1 ± 0,2	(4,8)	1,48
$Ru^{101}(p,n)Rh^{101}$	4,3d	10	30	2,6 ± 0,3	–	1,54
$Ru^{102}(p,n)Rh^{102}$	215d	16	20	–	–	1,51

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Reaktion	$T_{1/2}$	$\sigma_{6,7\,\mathrm{MeV}}$ $10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$	Fehler %	Reaktionsschwelle MeV beob.	Reaktionsschwelle MeV ber.	r_0 10^{-13} cm
$Ru^{104}(p,n)Rh^{104}$	44s	13	20	–	–	1,54
$Ru^{104}(p,n)Rh^{104*}$	4,3m	6	20	–	–	
$Rh^{103}(p,n)Pd^{103}$	17d	23	20	< 3,0	–	1,61
$Pd^{106}(p,n)Ag^{106}$	24,5m	19	20	–	3,85	1,72
$Pd^{106}(p,n)Ab^{106*}$	8,6d	11	50	–	–	
$Pd^{110}(p,n)Ag^{110}$	24,5s	10,6	20	–	–	1,58
$Pd^{110}(p,n)Ag^{110*}$	270d	9,1	30	–	–	
$Ag^{107}(p,n)Cd^{107}$	6,7h	14	(I)	< 3,3	2,21	1,52
$Ag^{109}(p,n)Cd^{109}$	330d	12	(I)	< 4,0	–	1,48
$Cd^{110}(p,n)In^{110}$	66m	16	(I)	4,5 ± 0,2	(3,8)	1,57
$Cd^{111}(p,n)In^{111}$	2,8d	27	(I)	< 2,5	2,35 ± 0,2[8])	1,62
$Cd^{112}(p,n)In^{112}$	9m	4,5	–	–	3,5	1,50
$Cd^{112}(p,n)In^{112*}$	23m	6,7	(I)	3,2 ± 0,3	3,66	
$Cd^{114}(p,n)In^{114}$	72s	8,6	20	–	2,86 ± 0,2[8])	1,56
$Cd^{114}(p,n)In^{114*}$	48d	6,6	(I)	< 3,5	3,05 ± 0,2[8])	
$Cd^{116}(p,n)In^{116}$	13s	4,5	30	–	–	–
$In^{113}(p,n)Sn^{113}$	105d	20	50	–	–	1,60
$Sn^{116}(p,n)Sb^{116}$	60m	< 0,3	–	–	–	–
$Sn^{117}(p,n)Sb^{117}$	2,8h	9	(I)	< 3,5	–	1,47
$Sn^{118}(p,n)Sb^{118}$	3,3m	7,5	20	–	(4,9)	1,43
$Sn^{120}(p,n)Sb^{120}$	15m	17	(I)	3,5 ± 0,3	3,4[9])	1,63
$Sn^{122}(p,n)Sb^{122}$	2,63d	19,5	(I)	< 3,5	–	1,67
$Sb^{121}(p,n)Te^{121}$	17d	7	30	–	–	1,65
$Sb^{121}(p,n)Te^{121*}$	143d	10	30	–	–	
$Te^{124}(p,n)I^{124}$	4d	15	20	–	4,6	1,63
$Te^{126}(p,n)I^{126}$	13d	7	20	–	–	1,46
$Te^{128}(p,n)I^{128}$	25m	9	10	3,2 ± 0,3	–	1,51
$Te^{130}(p,n)I^{130}$	12,5h	9,5	10	3,3 ± 0,3	–	1,53
$I^{127}(p,n)Xe^{127}$	34d	4,4	20	–	–	1,54
$I^{127}(p,n)Xe^{127*}$	75s	5,3	30	–	–	
$Cs^{133}(p,n)Ba^{133*}$	39h	4,3	20	–	–	(1,41)
$Ba^{136}(p,n)La^{136}$	9,5m	10	50	–	4,1	1,61
$La^{139}(p,n)Ve^{139}$	140d	2,4	100	–	–	1,33
$Ce^{140}(p,n)Pr^{140}$	3,6m	5,4	20	–	–	1,51
$Ce^{142}(p,n)Pr^{142}$	18,9h	5,7	20	–	–	1,53
$Pr^{141}(p,n)Nd^{141}$	2,42h	1,6	20	–	–	1,30
$Nd^{148}(p,n)Pm^{148}$	5,3d	3,6	20	–	–	1,49
$Gd^{156}(p,n)Tb^{156}$	5h	3,6	20	–	–	1,57
$Gd^{157}(p,n)Tb^{157}$	4,7h	6	50	–	–	1,69

mit der Grössenordnung für den möglichen Fehler in Kolonne 4. Falls eine Anregungskurve gemessen worden ist, gibt Kolonne 5 die gefundene Reaktionsschwelle. In gewissen Fällen ist es möglich, die Schwelle der Reaktion aus der Positronenenergie anzugeben; Kolonne 6 enthält solche Werte. Den dem Reaktionsquerschnitt angemessenen Kernradius $r_0 = R A^{-1/3}$ gibt Kolonne 7 wieder. Bei isomeren Kernen bezieht sich r_0 auf die Summe der Partialquerschnitte. Ist nur ein Partialquerschnitt gemessen worden, so ist das hiefür Verantwortliche r_0 in Klammern gesetzt.

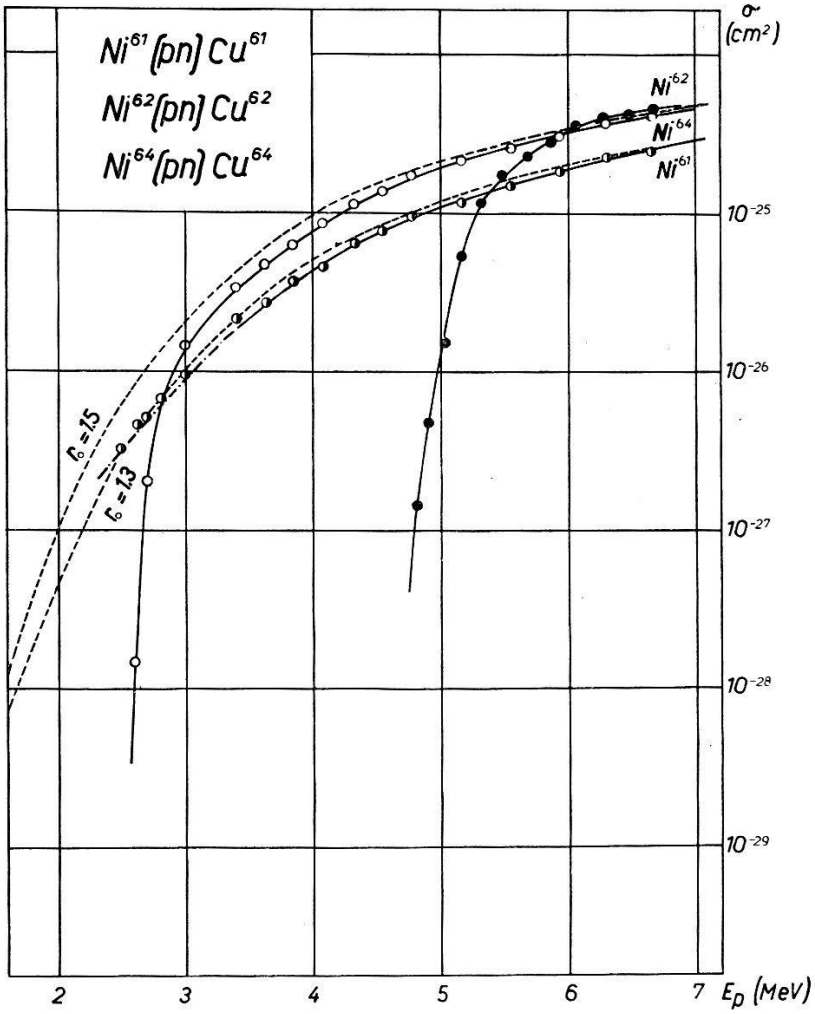

Fig. 3.

Im folgenden soll jede Wirkungsquerschnittbestimmung kurz diskutiert werden. Es soll u. a. gesagt werden, auf Grund von welchen Zerfallscharakteristika der Wirkungsquerschnitt gemessen worden ist und welche zusätzlichen Annahmen benützt worden sind. Bei Positronenübergängen findet stets zu einem gewissen Prozentsatz K-Einfang statt. Da das Verhältnis f^K/f^+ experimentell nur in ganz wenigen Fällen bestimmt worden ist, haben wir für alle Positronenstrahler, bei denen keine Messungen über f^K/f^+ vorliegen,

das Resultat der Fermitheorie verwendet. Dieses Vorgehen scheint uns angesichts der guten Übereinstimmung von Theorie und Erfahrung beim Verhältnis f^K/f^+, soweit es sich um erlaubte Übergänge handelt, zulässig. Die theoretischen Werte sind den Kurven von Feenberg und Trigg[6]) entnommen worden.

Hinsichtlich der Zerfallschemata berufen wir uns auf den Isotopenbericht des National Bureau of Standards (Sept. 1950) und des ersten Supplement (April 1951)[7]). Literaturreferenzen auf

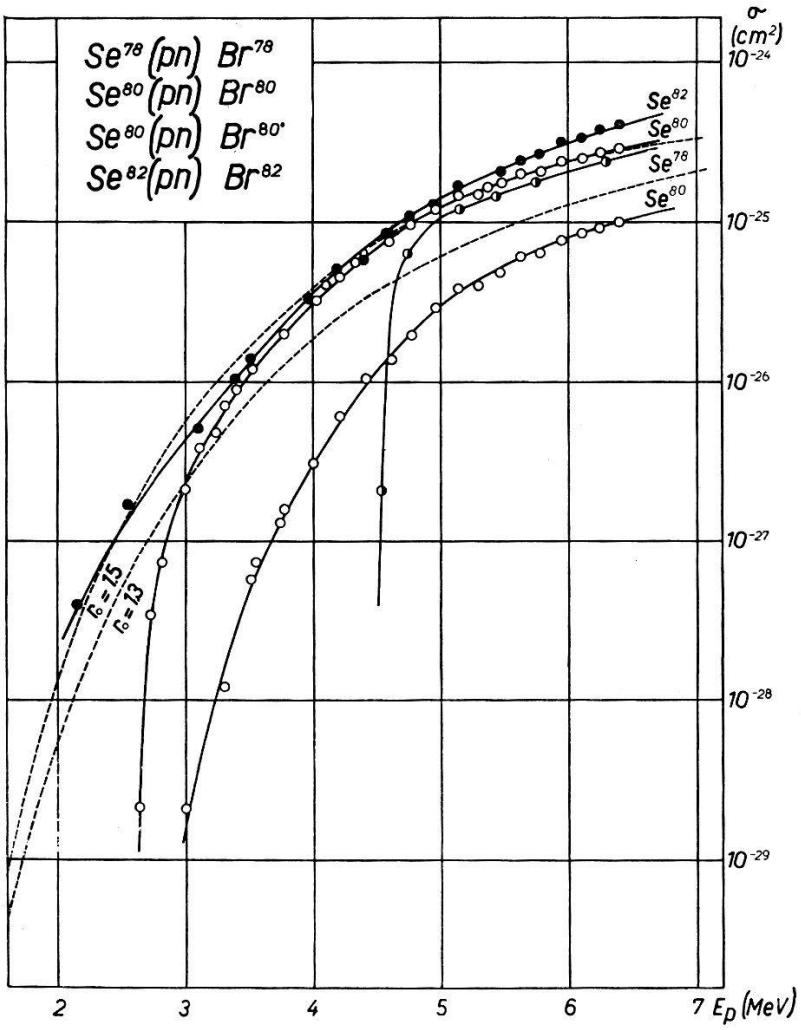

Fig. 4.

Originalarbeiten geben wir nur dann, wenn es eine ausführliche Diskussion verlangt, oder wenn die Arbeit neueren Datums ist.

Anregungskurven sind für Isotopen von 10 Elementen gemessen worden. Wir geben diese Resultate in Form von Kurven wieder unter Beifügung zweier berechneter σ_p-Kurven für zwei verschiedene Werte von r_0 (Fig. 3 bis Fig. 12).

Wegen der mit abnehmender Protonenenergie zunehmenden Verbreiterung des Energiespektrums ist die Bestimmung tief liegender

Schwellenwerte ungenau. In solchen Fällen begnügen wir uns mit der Angabe einer oberen Grenze der Schwelle.

$Ni^{60}(p,n)Cu^{60}$ Reaktionsschwelle experimentell 5,1 MeV[15]) im Einklang mit Positronenenergie. Obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt durch Abschätzen einer oberen Grenze für das Auftreten einer 25 min Positronen-Periode.

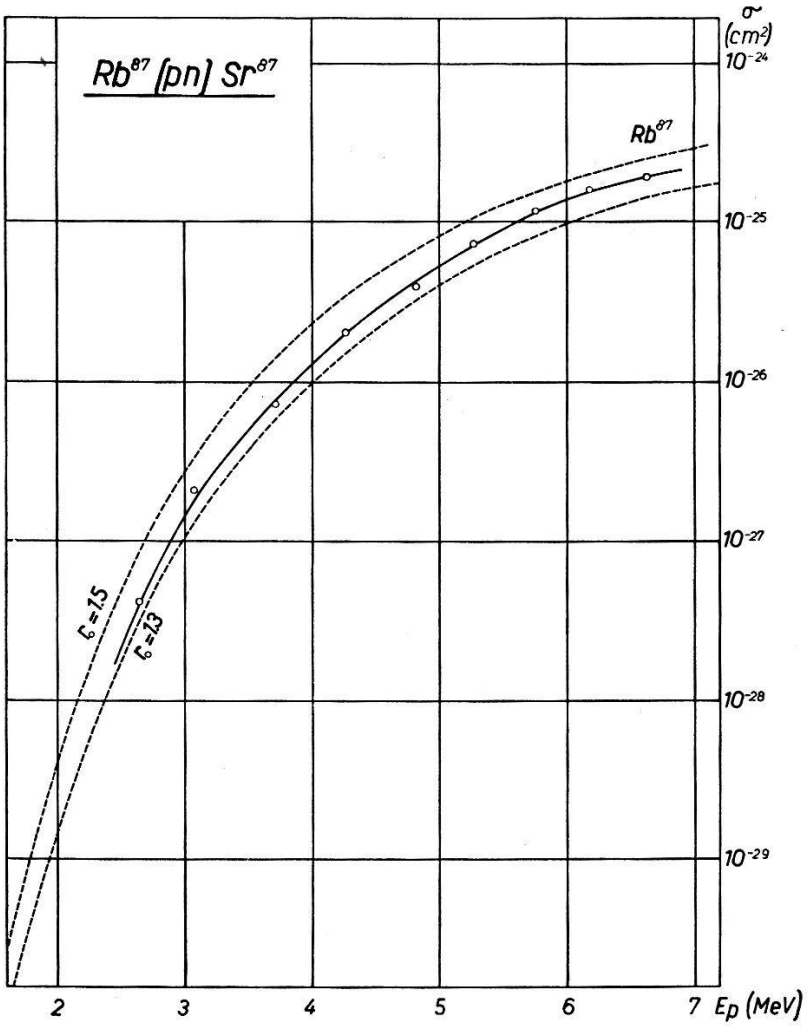

Fig. 5.

$Ni^{61}(p,n)Cu^{61}$ Produktkern: komplexer Positronenstrahler, 66% der Zerfälle Positronenzerfall und 34% K-Einfang. Isotopenhäufigkeit von Ni^{61} zu 1,25% angenommen. σ durch Absolutmessung der Positronen. Schwelle der Anregungskurve durch die vom 20mal häufigeren Ni^{60} ausgehende (p,γ)-Reaktion maskiert.

$Ni^{62}(p,n)Cu^{62}$ Cu^{62}: 9,9 m Positronenstrahler. Anteil des K-Einfangs nach Fermitheorie 2%. σ durch Absolutmessung der Positronen und der Vernichtungsstrahlung. Beobachteter Schwellenwert im Einklang mit Positronenenergie.

$Ga^{69}(p,n)Ge^{69}$ Ge^{69}: Positronenstrahler. σ durch Absolutmessung der Positronen mit $f^{+}/f^{K} = 0{,}5$ [6]).

$As^{75}(p,n)Se^{75}$ — Se^{75}: K-Einfang und Emission verschiedener Gammastrahlen, über deren Anordnung im Zerfallschema keine Information existiert. σ unter der Annahme berechnet, dass pro Zerfall 2 Gammaquanten emittiert werden.

$Se^{78}(p,n)Br^{78}$ — Br^{78}: Fermitheorie liefert für diesen Positronenstrahler $f^K/f^+ = 0{,}08$. σ durch Absolutmessung der Positronen unter Absorption der von 2 weichen Gammastrahlen herrührenden Konversionselektronen. Schwelle der Anregungskurve in grober Übereinstimmung mit Zerfallschema.

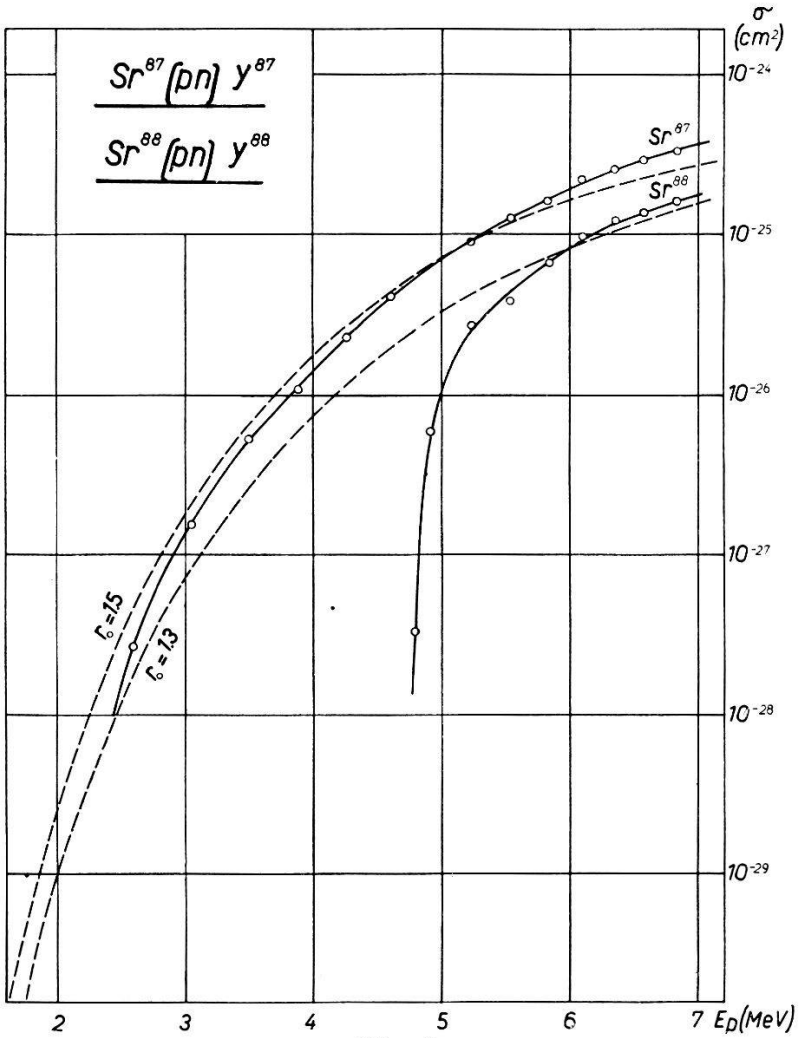

Fig. 6.

$Se^{80}(p,n)Br^{80}$, Br^{80*} — 18,5 min Grundzustand des Br^{80}: Elektronen und 3% Positronen. Aus Fermitheorie 13% K-Einfang. σ durch Absolutmessung der Teilchen. σ für das 4,5h Isomer in derselben Weise.
Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Anregung beider isomerer Zustände beträgt σ (18,5 m)/σ (4,5h) = 2,87. Schwellenwert der Anregungskurve in Übereinstimmung mit Positronenenergie.

$Se^{82}(p,n)Br^{82}$ — Br^{82}: Elektronenspektrum und Gammakaskade. σ durch Absolutmessung der Elektronen sowie der Gammastrahlen.

$Rb^{85}(p,n)Sr^{85}$ — Sr^{85}: K-Einfang und 513 keV Kerngammastrahlung[10]). σ durch Zählung der Gammaquanten. Das 70m Isomer Sr^{85*} zerfällt in den 65d Grundzustand; man misst also den totalen Querschnitt.

$Rb^{87}(p,n)Sr^{87*}$ — Sr^{87*}: isomerer Übergang in das stabile Sr^{87}. Der 386 keV Gammastrahl ist zu 20% konvertiert[7]). σ durch Absolutmessung der Quanten.

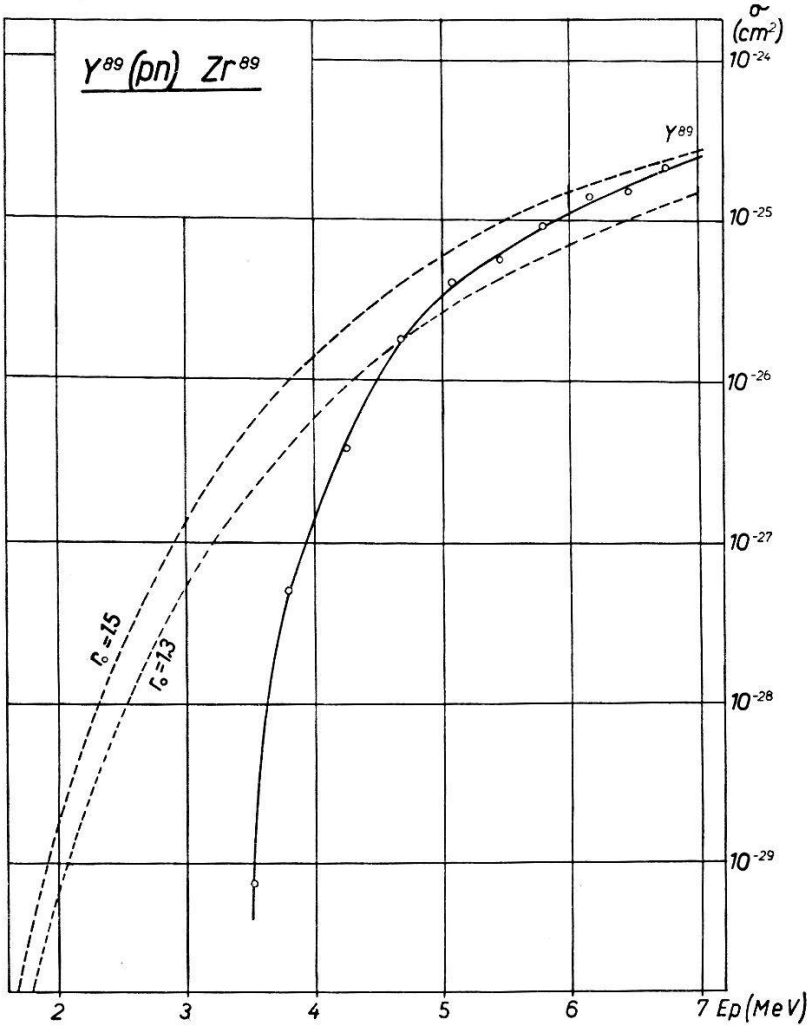

Fig. 7.

$Sr^{87}(p,n)Y^{87}$, Y^{87*} — 80h Y^{87}: Zerfall durch K-Einfang in das 2,7h Sr^{87} welches durch einen 18% konvertierten Gammastrahl mit dem Grundzustand verbunden ist. Mit $E_\gamma = 0{,}7$ MeV: $f^K/f^+ = 6$ berechnet. Experimentell ist f^K/f^+ jedoch grösser[26]). σ durch Zählen der Konversionselektronen des Sr^{87*}. Für das 14h Isomer σ ebenfalls durch Zählung der Konversionselektronen von Sr^{87*} sowie von Y^{87*} mit gleichem α. Für σ ist berücksichtigt, dass die 14h Periode in die 80h Periode zerfällt. Reaktionsschwelle aus Anregungskurve etwas tiefer als Schwelle aus Zerfallschema. Isomerenverhältnis: σ (80h)/σ (14h) = 2,4.

$Sr^{88}(p,n)Y^{88}$ — Y^{88}: K-Einfang und Positronen; Gammakaskade. σ durch Absolutmessung der Gammastrahlen unter der Annahme, dass pro Zerfall 2 Quanten emittiert werden.

$Y^{89}(p,n)Zr^{89}$ — Zr^{89} zerfällt durch 0,905 MeV Positronen in ein metastabiles Niveau, das durch einen 0,928 MeV Gammastrahl in den Y^{89} Grundzustand führt[11]). $f^K/f^+ = 3$ berechnet. σ durch Zählung der Positronen. Reaktionsschwelle der Anregungskurve im Einklang mit Positronenenergie.

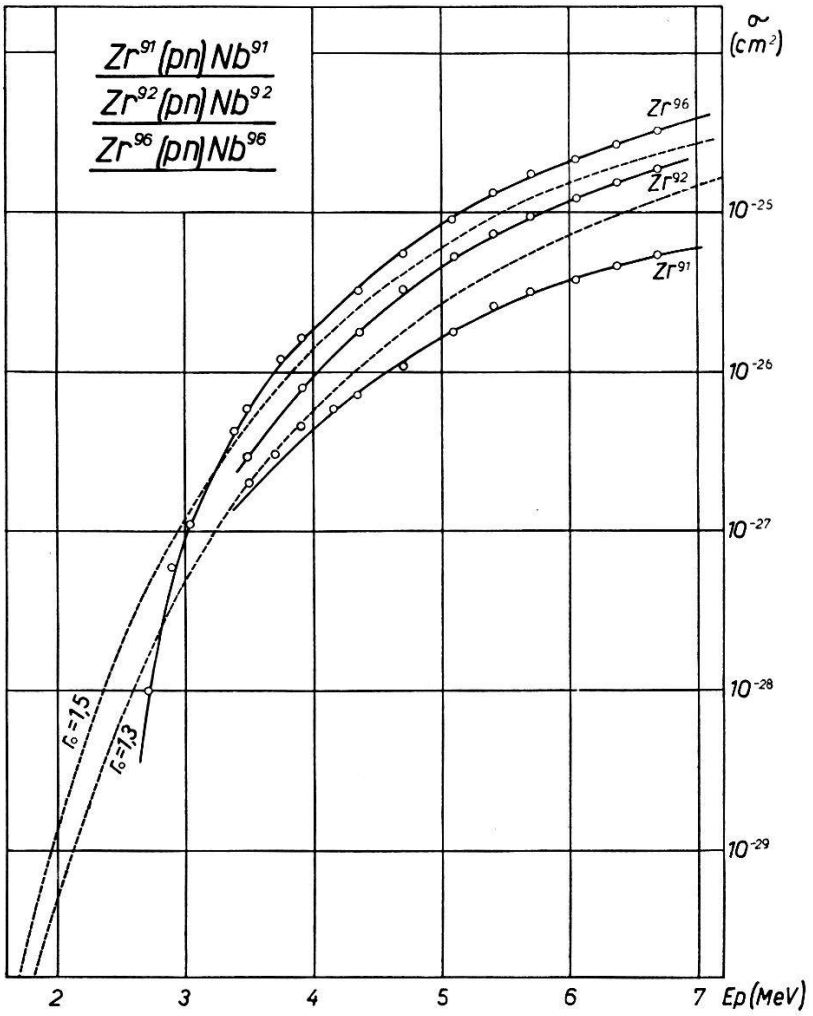

Fig. 8.

$Zr^{90}(p,n)Nb^{90}$ — Diese Reaktion konnte nicht nachgewiesen werden. Eine obere Grenze für σ kann besser als aus der Halbwertszeit (Gegenwart der 23 h Nb^{96}-Aktivität) im magnetischen Linsenspektrometer abgeschätzt werden. Es wurde die obere Grenze für das Vorhandensein eines 1,19 MeV Spektrums in Gegenwart des 0,75 MeV Nb^{96}-Spektrums gemessen.

$Zr^{91}(p,n)Nb^{91*}$ — Die 64d Aktivität des Produktkerns gehört einem 104,5 keV isomeren Übergang an, welcher in einen sehr langlebigen Grundzustand des Nb^{91} führt. Der isomere Übergang ist

zu 98% konvertiert[12]). σ durch Zählen der Konversionselektronen. Anregungskurve in Schwellennähe durch Konkurrenz einer (p,γ)-Reaktion gehoben.

$Zr^{92}(p,n)Nb^{92}$

Nb^{92}: Zerfallschema dieser Aktivität neuerdings von STÄHELIN und PREISWERK[13]) untersucht. Ein K-Einfang führt auf ein angeregtes Niveau von Zr^{92}, welches durch 0,93 MeV Gammastrahl mit dem Grundzustand verbunden ist. σ durch Zählung der Gammaquanten. Die tiefe Schwelle ist in Übereinstimmung mit der Abwesenheit von Positronen.

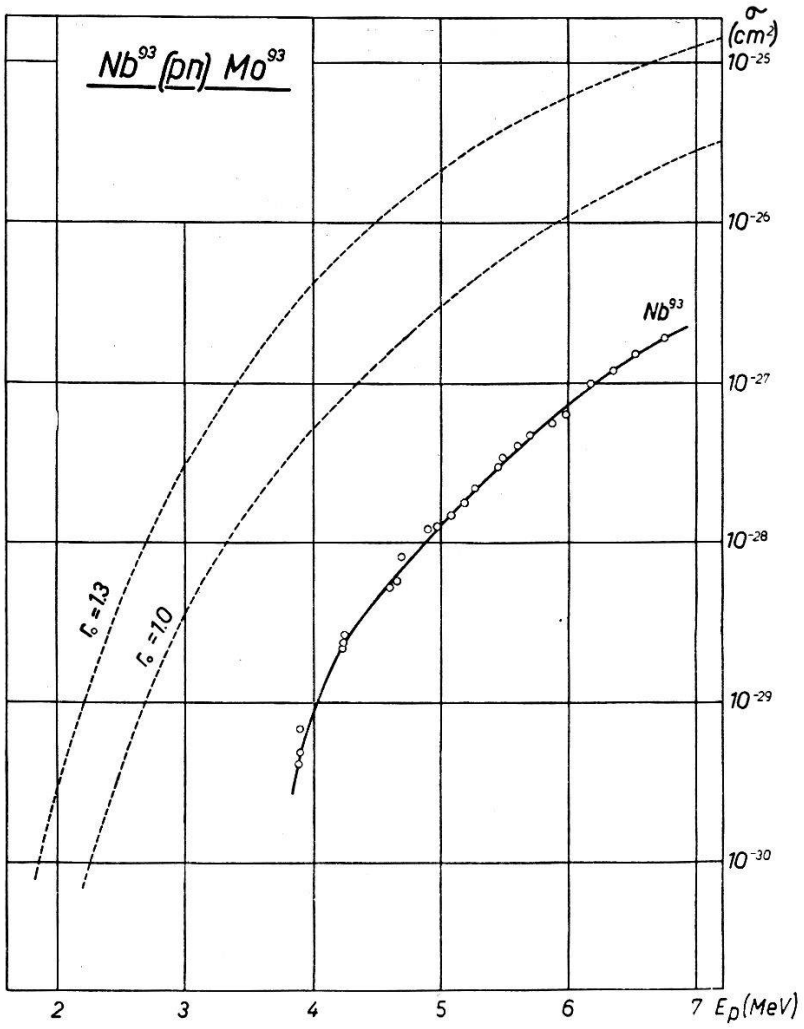

Fig. 9.

$Zr^{96}(p,n)Nb^{96}$

Nb^{96}: Elektronenstrahler. Zerfallschema von [13]) untersucht. σ durch Absolutmessung der Elektronen und der Gammastrahlung.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Reaktion $Zr^{96}(p,n)Nb^{96}$ und $Zr^{92}(p,n)Nb^{92}$ wurde auch mit einem „thick-target"-Experiment gemessen. Da die Anregungskurven nahezu identischen Verlauf haben, findet man sofort $\sigma(Zr^{96})/\sigma(Zr^{92}) = 1{,}8 \pm 0{,}1$.

$Nb^{93}(p,n)Mo^{93}$

Der Zerfall des 6,7h Mo^{93} wurde in jüngster Zeit von KUNDU et al.[14]) untersucht. Unter Zugrundelegung der Er-

gebnisse KUNDU's finden wir gute Übereinstimmung in σ bei Zählen der Konversionselektronen und der Gammaquanten.
Die Anregungskurve hat ungewöhnlich steilen Verlauf.

$Mo^{94}(p,n)Tc^{94}$ — Tc^{94}: 75% der Zerfälle durch Positronen in Mo^{94}. σ durch Zählen der Positronen und Gammaquanten.
Reaktionsschwelle der Anregungskurve in Übereinstimmung mit Positronenenergie.

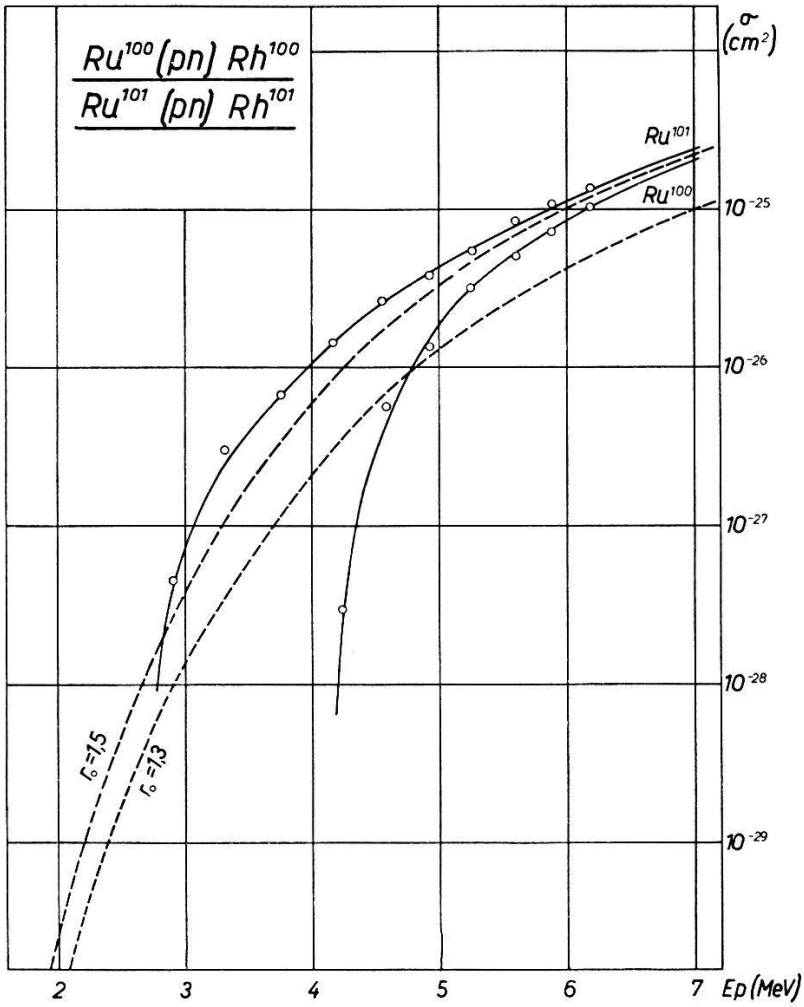

Fig. 10.

$Mo^{95}(p,n)Tc^{95}$, Tc^{95*} — 20h Tc^{95}: σ durch Absolutmessung der Gammaquanten unter Berücksichtigung des Zerfallschemas[7]). In gleicher Weise für die Bildung der 62d isomeren Aktivität.
Das Verhältnis für die Anregung beider Isomere σ (20h)/ σ (62d) = 1,85.

$Mo^{96}(p,n)Tc^{96}$ — Der 4,3d Produktkern zerfällt durch K-Einfang. σ durch Absolutmessung der Gammaquanten[7]).

$Ru^{100}(p,n)Rh^{100}$ — Rh^{100}: 30% Positronen, 70% K-Einfang. σ aus Positronen und aus Gammaquanten (2 Kerngammaquanten pro Zerfall).

$Ru^{101}(p,n)Rh^{101}$ — Rh^{101}: K-Einfang und 3 Gammastrahlen zu 350, 130 und 80 keV. 350 keV: 10% konvertiert[7]). Durch Aufnahme einer Absorptionskurve der Elektronen kann der Anteil der 350 keV Konversionselektronen abgeschätzt werden. Hieraus und mit der Annahme, dass jeder Zerfall über den 350 keV Gammastrahl führt, wurde σ bestimmt. Dasselbe σ erhält man auch, wenn man annimmt, dass pro Zerfall ein Gammaquant emittiert wird.

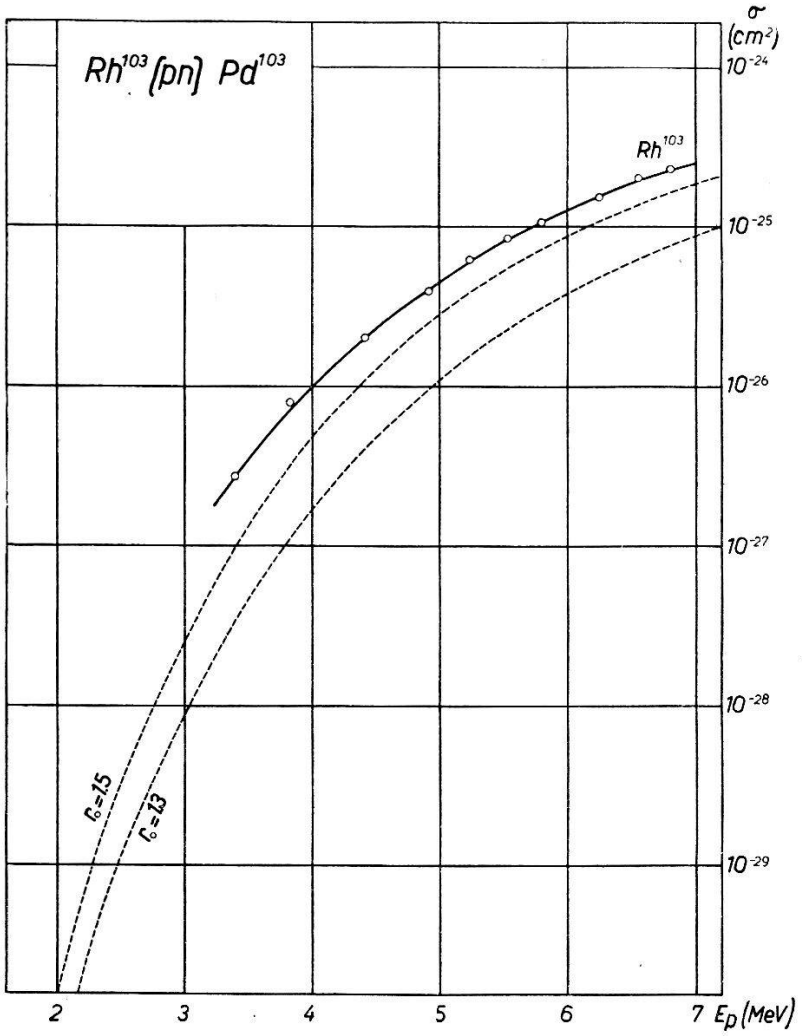

Fig. 11.

$Ru^{102}(p,n)Rh^{102}$ — Rh^{102}: Dualer Zerfall durch Elektronen. Positronen und K-Einfang. $f^-/f^+ = 1{,}2$ [7]). Nach Fermitheorie: $f^K/f^+ = 1{,}7$. Somit führen 43% aller Zerfälle über K-Einfang. σ durch Absolutmessung der Partikel.

$Rh^{103}(p,n)Pd^{103}$ — Pd^{103} zerfällt durch K-Einfang in ein 57m Niveau von Rh^{103}. σ durch Absolutmessung der K-Strahlung unter Verwendung der in (I) mit Ag-K-Strahlung geeichten K-Zählrohre.

$Pd^{106}(p,n)Ag^{106}, Ag^{106*}$ — Ag^{106}: Positronenstrahler. Berechnetes $f^K/f^+ = 0{,}43$. σ durch Zählen der Positronen und der Vernichtungsstrahlung. Die 8,6d isomere Aktivität zerfällt durch K-Einfang.

Gammastrahlung ist vorhanden[7]). Mit 1 Gammaquant pro Zerfall erhält man eine Abschätzung für σ. Isomerenverhältnis $\sigma(25\ \mathrm{m})/\sigma(8{,}6\ \mathrm{d}) = 1{,}73$.

$Cd^{112}(p,n)In^{112}$ Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des 23m isomeren Zustandes von In^{112} wurde in (I) gemessen. Die 9m Periode des Grundzustandes von In^{112} kann in der zeitlichen Zerfallskurve nicht beobachtet werden. Unter der Annahme, dass dieser Zustand überhaupt angeregt wird, ist dieses Resultat bei Berücksichtigung der gegenseitigen Überlagerung von Wachstums- und Zerfallskurve nur mit $\sigma(23\mathrm{m})/\sigma(9\mathrm{m}) = 1{,}45$ verträglich.

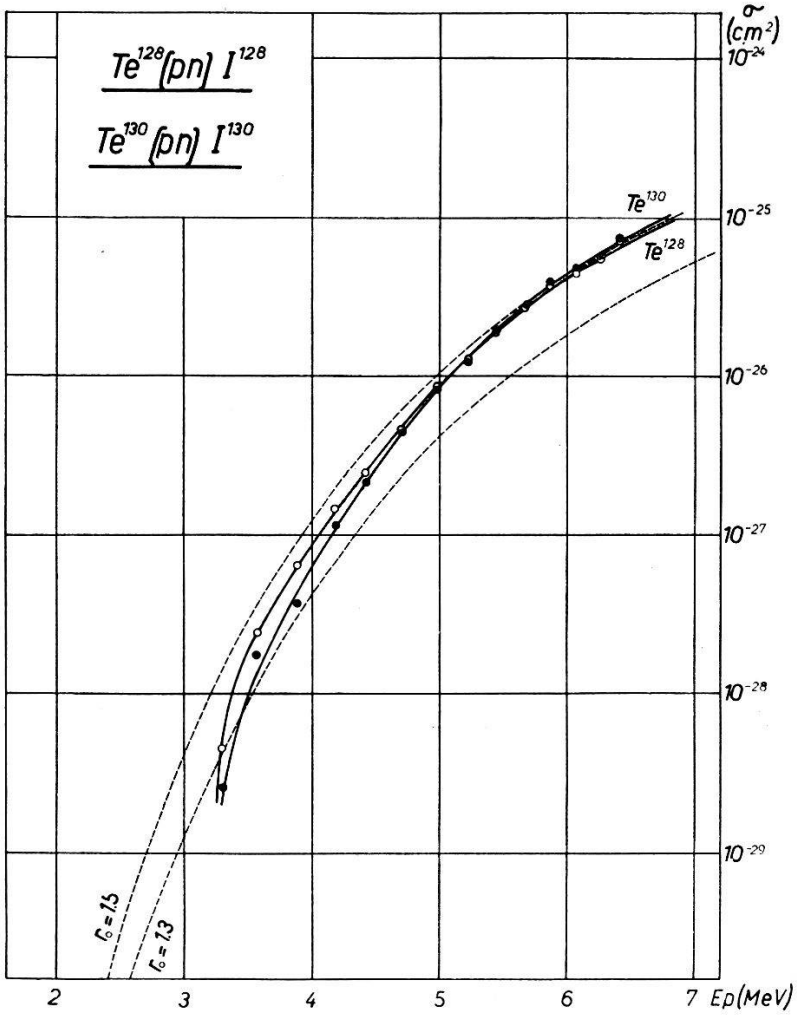

Fig. 12.

$Cd^{114}(p,n)In^{114}$ σ für die Bildung das 48d Isomers wurde in (I) untersucht. Durch Absolutmessung der Elektronen finden wir für die Anregung des Grundzustandes $\sigma(72\mathrm{s})/\sigma(48\mathrm{d}) = 1{,}3$.

$In^{113}(p,n)Sn^{113}$ Sn^{113}: 112d K-Einfang. Zerfall in 104m Niveau von In^{113*}. σ durch Absolutmessung der K-Strahlung. Kontrolle durch Absolutmessung der Konversionselektronen mit $\alpha = 0{,}4$ [25]).

$Sn^{116}(p,n)Sb^{116}$	Sb^{116}: Die 60m Positronenaktivität konnte nicht beobachtet werden. Eine obere Grenze für σ wird aus der zeitlichen Abfallskurve mit dem Betazählrohr abgeschätzt.
$Sn^{118}(p,n)Sb^{118}$	Sb^{118}: 3,5m Positronenstrahler. Berechnet: 16% K-Einfang und 84% Positronen. σ durch Absolutmessung der Positronen.
$Sb^{121}(p,n)Te^{121}, Te^{121*}$	Te^{121}: 17d Grundzustand zerfällt durch K-Einfang. σ durch Zählung der Gammaquanten[7]). 143d Isomer: bei der σ-Bestimmung Berücksichtigung der Gammalinie des isomeren Übergangs. Isomerenverhältnis: $\sigma(17d)/\sigma(143d) = 0{,}75$.
$Te^{124}(p,n)I^{124}$	I^{124}: 4-fach komplexer, verbotener Positronenübergang in den Ausgangskern. f^K/f^+ ist schwierig abzuschätzen. Die Abschätzung ist jedoch kontrollierbar durch Absolutmessung der Gammaquanten des bekannten Zerfallschemas[7]).
$Te^{126}(p,n)I^{126}$	I^{126}: komplexes Elektronenspektrum. σ durch Absolutmessung der Elektronen.
$Te^{128}(p,n)I^{128}$	I^{128}: komplexer Betastrahler. σ durch Messen der Elektronen und Gammaquanten.
$Te^{130}(p,n)I^{130}$	I^{130}: komplexer Betastrahler. σ durch Messen der Elektronen und Gammaquanten. Die Anregungskurven von Te^{130} und Te^{128} haben fast identischen Verlauf.
$Cs^{133}(p,n)Ba^{133*}$	Ba^{133*}: Zerfallschema nicht bekannt. Offenbar isomerer Übergang, 71% konvertiert, in langlebigen Grundzustand von Ba^{133}. σ durch Zählen der Konversionselektronen.
$Ba^{136}(p,n)La^{136}$	La^{136}: Positronenstrahler. 33% Positronen[7]). Fermitheorie würde 53% Positronen, 47% K-Einfang geben. σ durch Zählen der Positronen unter Annahme des Wertes aus der Fermitheorie.
$La^{139}(p,n)Ce^{139}$	Ce^{139}: K-Einfang. Angenommen: 1 Gammaquant pro Zerfall; Zählung der Quanten.
$Ce^{140}(p,n)Pr^{140}$	Pr^{140}: 3,6m Positronenstrahler. 33% Positronen[7]). σ durch Zählen der Positronen.
$Ce^{142}(p,n)Pr^{142}$	Pr^{142}: Elektronenstrahler. σ durch Zählen der Elektronen.
$Pr^{141}(p,n)Nd^{141}$	Nd^{141}: 2% der Zerfälle über Positronen, Rest über K-Einfang[7]). Absolutmessung der Positronen.
$Nd^{148}(p.n)Pm^{148}$	Pm^{148}: Elektronenstrahler. σ durch Zählen der Elektronen.
$Gd^{156}(p,n)Tb^{156}$	Tb^{156}: pro Zerfall 20% Positronen[7]). σ durch Zählen der Positronen.
$Gd^{157}(p,n)Tb^{157}$	Tb^{157}: pro Zerfall 30% Konversionselektronen[7]). σ durch Zählen der Konversionselektronen.

In Tabelle 2 sind einige relative Wirkungsquerschnitte von isomeren Kernen zusammengestellt. Mit σ^*/σ soll das Verhältnis ausgedrückt werden, in dem das energetisch höhere Niveau zum energetisch tieferen Niveau angeregt wird.

Tabelle 2.

Relative Wirkungsquerschnitte von isomeren Kernen für die (p,n)-Reaktion mit 6,7 MeV Protonen.

Produktkern	σ^*/σ	Produktkern	σ^*/σ
Br^{80}	0,35	Ag^{110}	0,85
Y^{87}	0,41	In^{112}	1,45
Tc^{95}	0,54	In^{114}	0,77
Rh^{104}	0,45	Te^{121}	1,33
Ag^{106}	0,58	Xe^{127}	1,2

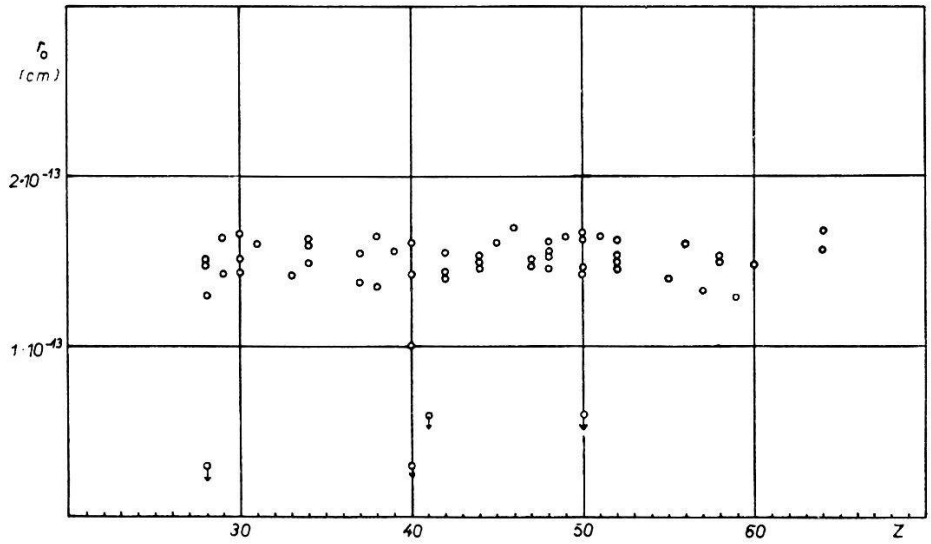

Fig. 13.
Kernradius r_0 in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z.

Diskussion.

Wie aus Figur 2 ersichtlich ist, finden die Grosszahl der gemessenen Wirkungsquerschnitte in einem Band Platz, das von den theoretischen Kurven σ_p(6,7 MeV) für $r_0 = 1{,}3$ und $r_0 = 1{,}7$ begrenzt ist. In Figur 13 sind die r_0-Werte als Funktion der Ordnungszahl dargestellt. Sie liegen unabhängig von Z um eine mittleres r_0 von 1,5 10^{-13} cm.

Eine Darstellung wie Figur 2 ist natürlich nur dann sinnvoll, wenn die Schwelle keinen Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt bei 6,7 MeV mehr ausübt. Die Anregungskurven zeigen, dass diese

Bedingung erfüllt ist. Wie rasch der Einfluss der Schwelle, also des Faktors η_n, abklingt, zeigt das Beispiel von Ga^{66}, dessen Reaktionsschwelle bei 6,05 MeV liegt[1]).

In Figur 2 sind die gg-Kerne speziell bezeichnet. Die Wirkungsquerschnitte von gg-Kernen unterscheiden sich im allgemeinen nicht von denen anderer Kerne.

Gewisse Wirkungsquerschnitte fallen aus dem Band der normalen Werte. Dies sind insbesondere die Fälle von Ni^{60}, Zr^{90}, Nb^{93} und Sn^{116}, bei denen σ um Faktoren 10^2—10^3 kleiner ist als bei den Nachbarkernen. Mit Ausnahme dieser Kerne gehören die in Figur 2 tiefer liegenden Punkte meist Partialquerschnitten von Kernen an, die auf isomere Endkerne führen. Solche Fälle sind Se^{80*}, Br^{79*}, Sr^{87*}, Y^{89*}, Mo^{95*}, Ru^{104*} und Cd^{116}. Zr^{91} soll nach neuesten Messungen von Axel[12]) einen langlebigen Produktkern besitzen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wäre also auch als Partialquerschnitt zu interpretieren.

Wir diskutieren nun die erwähnten anormalen Fälle.

Ni^{60}. Leith, Bratenahl und Moyer[15]) beschreiben eine 24,6 m Aktivität von Cu^{60}, welche sie durch Bestrahlung einer reinen Ni^{60}-Target mit 5,5 MeV Protonen erzeugten. Sie fanden eine Schwelle bei 5,1 $\pm$ 0,2 MeV für die (p,n)-Rekation und konnten durch Massenbestimmung der Produktaktivität die Zuordnung zur Massenzahl 60 sicherstellen. Aus Absorptionsmessungen fanden die Autoren 2 Positronengruppen mit Energien von 1,8 und 3,3 MeV. Die Maximalenergie der härteren Positronengruppe steht in gutem Einklang mit dem bestimmten (p,n)-Schwellenwert von 5,1 MeV. Über die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion finden wir bei Leith et al. keine Angaben.

Ist die von Leith et al. bestimmte Reaktionsschwelle richtig, so ist der anomale Wirkungsquerschnitt bei Ni^{60}, einem Kern mit 28 Protonen und 32 Neutronen, offenbar einem magischen Effekt zuzuschreiben. Nach dem Schalenmodell von Maria Mayer[16]) und Haxel et al.[17]) ist 28 eine magische Zahl, die den Abschluss der 1 $f_{7/2}$-Konfiguration anzeigt. Nach Maria Mayer und Feenberg und Hammack[18]) kennzeichnet ferner die Zahl 32 den Abschluss der 2 $p_{3/2}$-Unterschale. So stellt Ni^{60} eine doppelt magische Konfiguration und somit einen besonders stabilen Kern dar. Duckworth und Preston[19]) haben bei Ni^{60} einen charakteristischen Knick in der Massendefektkurve festgestellt und daraus auf die ausnahmsweise Stabilität von Ni^{60} geschlossen.

Zr^{90}. Über die (p,n)-Schwelle dieses Kernes lässt sich an Hand der Daten den Zerfall von Nb^{90} betreffend, nichts Definitives aus-

sagen. Das Positronenspektrum von 1,19 MeV[20]) zusammen mit einem Gammastrahl von 2,03 MeV[20]) würden im Falle einer Kaskade eine Schwelle von 5 MeV anzeigen. Messungen von BOYD[21]) sind schlecht mit den Daten KUNDU's[20]) vereinbar.

Der ungewöhnlich tiefe Reaktionsquerschnitt steht möglicherweise wiederum mit den magischen Eigenschaften von Zr^{90} im Zusammenhang. Neben der magischen Neutronenzahl 50 stellt die Protonenzahl 40 nach allen Schalenmodellen eine magische Konfiguration dar, bei der die 2 $p_{1/2}$-Unterschale abgeschlossen ist. Die von DUCKWORTH und PRESTON[19]) beobachtete Unstetigkeit der Massendefektkurve bei Zr^{90} scheint mit unseren Beobachtungen im Zusammenhang zu stehen und deutet auf eine besonders grosse Stabilität des Zr^{90}-Kernes hin.

Nb^{93}. Wie die Anregungskurve zeigt, handelt es sich bei diesem anormalen Kern jedenfalls nicht um einen Schwelleneffekt. Der Zerfall von Mo^{93} wurde in neuster Zeit von KUNDU und POOL[14]) sorgfältig untersucht. Die Frage der Zuordnung zur Massenzahl 93 wurde von KUNDU[14]) in befriedigender Weise gelöst. Neben der (p,n)-Reaktion wäre als Konkurrenzprozess ein (p, p)- oder ein (p, γ)-Prozess möglich. Ein Prozess höherer Ordnung, wie (p, 2n), ist aus energetischen Gründen untersagt. Die beiden ersten erwähnten Prozesse können auf Grund der Analyse von KUNDU ausgeschlossen werden.

Eine Reihe von Tatsachen im Zusammenhang mit der Mo^{93}-Aktivität sind jedoch befremdend und scheinen wert, hier kurz zusammengefasst zu werden.

Die 6,7h Aktivität konnte ausser durch (p,n)-Reaktion mit Hilfe der (d, 2n)-Reaktion aus Nb und mit Hilfe der (α, n)-Reaktion aus Zr erzeugt werden[14]). Über die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen sind keine Angaben publiziert worden. Mit schnellen Neutronen konnte die 6,7h Aktivität aus einer Mo^{94} Target erzeugt werden. Die verantwortliche (n, 2n)-Reaktion besitzt einen ungewöhnlich tiefen Wirkungsquerschnitt[14]). Die Reaktion Mo^{92}(d,p)Mo^{93} konnte nicht beobachtet werden. In gleicher Weise scheint die Reaktion Mo^{94} (γ,n)Mo^{93} gänzlich zu fehlen. DUFFIELD und KNIGHT[22]) geben als obere Grenze des (γ,n)-Querschnittes relativ zum Querschnitt anderer Mo-Isotopen den Wert $5 \cdot 10^{-4}$ an. Die Röntgenstrahlen hatten bei ihren Versuchen eine Energie von 23 MeV. Wir haben mit 32 MeV Röntgenstrahlen Kontrollversuche unternommen und nach der in einer Mo-Target induzierten 6,7h Mo^{93} Aktivität gesucht. Wir konnten jedoch kein Anzeichen dieser Aktivität beobachten

und bestätigen somit das Ergebnis DUFFIELD's. Ebenso wie die (γ,n)-Reaktion fehlt die mit langsamen Neutronen zu bewirkende (n,γ)-Reaktion[22]). Nach BOYD und LARSON[23]) ist hiefür der relative Wirkungsquerschnitt $\sigma < 10^{-5}$.

Im Zusammenhang mit der Kleinheit des (p,n)-Querschnittes im besondern und der andern Reaktionsquerschnitte im allgemeinen steht vielleicht die von KUNDU[14]) vorgeschlagene und von BOYD und LARSON[23]) gemessene Existenz eines langlebigen Grundzustandes von Mo^{93}. Die Zerfallsenergie des Mo^{93} wäre sehr gering; sie kann an Hand der gemessenen (p,n)-Schwelle abgeschätzt werden zu

$$E = E_T - E_\gamma - (m_n - m_p) =$$
$$(3{,}7 \pm 0{,}3) - 2{,}7 - 0{,}78 = (0{,}22 \pm 0{,}3)\ \text{MeV}.$$

Sn^{116}. Die Isotopenzuordnung des 60 m Sb^{116} ist von TEMMER[24]) sichergestellt worden. Dieser Autor hat Positronen einer Maximalenergie von 1,45 MeV und einen 700 keV Gammastrahl gefunden. An Hand dieser Daten kann für die (p,n)-Schwelle als obere Grenze 4 MeV eingesetzt werden.

Sn^{116} ist magisch in der Protonenzahl. Nach dem Modell von MARIA MAYER ist bei 66 Neutronen die 3 $s_{1/2}$-Unterschale geschlossen. Sn^{116} ist also ein doppelt magischer Kern und besitzt besonders grosse Stabilität, was sich auch in der Massendefektkurve von DUCKWORTH und PRESTON[19]) äussert.

Die andern magischen Kerne mit 50 Neutronen, wie Rb^{87} (Z = 37), Sr^{88} (Z = 38) und Y^{89} (Z = 39), sowie einige Kerne mit 50 Protonen, wie Sn^{117} (N = 67), Sn^{118} (N = 68), Sn^{120} (N = 70) und Sn^{122} (N = 72) zeigen keine Besonderheiten im Wirkungsquerschnitt. Dasselbe kann von den Kernen mit N = 82, wie La^{139} (Z = 57), Ce^{140} (Z = 58) und Pr^{141} (Z = 59) gesagt werden. Der Kern Ge^{72} (Z = 32, N = 40), der in der Neutronen- und Protonenzahl „halbmagisch" ist, besitzt ebenfalls einen normalen Wirkungsquerschnitt. Die Anregungskurven von Sr^{88} und Y^{89} unterscheiden sich jedoch von den andern Anregungskurven durch die Tatsache, dass der Faktor $\eta_n = \sigma_{pn}/\sigma_p$ langsamer gegen 1 ansteigt. Dieser Effekt kann durch die geringe Niveaudichte der magischen Kerne bei kleinen Energien verstanden werden. Bei Rb^{87} liegt die Schwelle so tief, dass kein derartiger Effekt zu beobachten ist.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass neben den wohlbekannten magischen Zahlen, wie 28, 50 und 82, auch die Zahlen 32, 40 und 66 magischen Charakter zu besitzen scheinen. Massive

Effekte äussern sich in den (p,n)-Wirkungsquerschnitten jedoch nur bei doppelt magischen Konfigurationen. Die gefundenen Anomalien entsprechen genau den von DUCKWORTH und PRESTON gefundenen Unstetigkeiten in der Massendefektkurve.

Wir möchten an dieser Stelle Herrn Prof. V. WEISSKOPF, der diese Arbeit durch dauerndes Interesse und durch viele wertvolle Anregungen kräftig gefördert hat, unseren Dank aussprechen. Herrn Prof. P. PREISWERK sind wir für zahlreiche Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Literatur.

1) BLASER, BOEHM, MARMIER und PEASLEE, Helv. Phys. Acta **24**, 3 (1951).
2) COHEN, P. R. **81**, 184 (1951).
3) HUGHES und SHERMAN, P. R. **78**, 632 (1950).
4) HARVEY, P. R. **81**, 353 (1951).
5) SMITH, P. R. **71**, 32 (1947).
6) FEENBERG und TRIGG, R. mod. Phys. **22**, 399 (1950).
7) WAY et al., Nuclear Data, Nat. Bureau of Standards Circular **499**, Hauptwerk und 1. Supplement (1950/51).
8) McGINNIS, P. R. **81**, 734 (1951).
9) BLASER, BOEHM und MARMIER, Helv. Phys. Acta **23**, 623 (1950).
10) TER POGOSSIAN und PORTER, P. R. **81**, 1057 (1951).
11) SHURE und DEUTSCH, P. R. **82**, 122 (1951).
12) AXEL, Bulletin der Am. Phys. Soc. **26**, 45 (1951).
13) STÄHELIN und PREISWERK, Helv. Phys. Acta, erscheint demnächst.
14) KUNDU und POOL, P. R. **77**, 71 (1950).
15) LEITH, BRATENAHL und MOYER, P. R. **72**, 732 (1947).
16) MARIA MAYER, P. R. **75**, 1969 (1949) und P. R. **78**, 12 (1950).
17) HAXEL, JENSEN und SUESS, P. R. **75**, 1766 (1949).
18) FEENBERG und HAMMACK, P. R. **75**, 1877 (1949).
19) DUCKWOTH und PRESTON, P. R. **82**, 468 (1951).
20) KUNDU und POOL, P. R. **76**, 183 (1949).
21) BOYD, ORNL **229**, 31 (1949).
22) DUFFIELD und KNIGHT, P. R. **76**, 573 (1949).
23) BOYD und LARSON, ORNL **286** und ORNL **499**.
24) TEMMER, P. R. **75**, 1464 und **76**, 424 (1949).
25) THOMAS, HAYNES, BROYLES und THOMAS, P. R. **82**, 961 (1951).
26) HYDE und KELLEY, P. R. **82**, 944 (1951).