

# Über die Transitionskurven verschiedener Stoffe für die Röntgen-Strahlung eines 31 MeV-Betatrons

Von G. BREITLING und R. GLOCKER

Aus dem Röntgeninstitut der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. 8a, 629—632 [1953]; eingegangen am 29. August 1953)

**1.** Mit einem integrierenden Kristall-Szintillationszähler werden Transitionskurven der Röntgenstrahlung eines 31 MeV-Betatrons für verschiedene Stoffe aufgenommen. Bei Zinn und Blei findet sich vor dem Hauptmaximum ein Vormaximum, das der Reichweite der häufigsten Paarbildungselektronen und -positronen zuzuordnen ist.

**2.** Es wird eine Näherungsregel angegeben, mit der die relativen Höhen der Maxima der Transitionskurven aus der Tieflage der Maxima mit Hilfe der Compton- bzw. Paarbildungskoeffizienten berechnet werden können. Mit Ausschluß von Elementen am Ende des periodischen Systems, wie z. B. Blei, lassen sich die berechneten Werte für zwei Strahlungen von 31 MeV und 330 MeV experimentell bestätigen.

In sehr kurzweligen Röntgengebiet, in dem der Photoeffekt keine Rolle mehr spielt, haben die ausgelösten Compton-Elektronen und die beiden Teilchen der Paarbildung praktisch dieselbe Emissionsrichtung wie die Primärstrahlrichtung. Die in einer Schicht  $a$  in Ionisation und Anregung umgesetzte Elektronenenergie  $E_a$  röhrt zum größten Teil her von Elektronen der vorgeschalteten Schicht D. Die von der Röntgenstrahlenenergie  $E_{Rt}$  unmittelbar in der Schicht a erzeugten Elektronen liefern nur einen ganz kleinen Beitrag.

Sind  $R_1$  und  $R_2$  die mittlere Reichweite der Compton- bzw. Paarelektronen<sup>1</sup> und  $E_1$  bzw.  $E_2$  ihre Anfangsenergie, so läßt sich  $E_a$  auf einfache Weise berechnen<sup>2</sup>, wobei  $D > R_1$  und  $D > R_2$  vorausgesetzt ist

$$E_a = \sigma_A E_{Rt} \int_0^{R_1} f(R-x) dx + \varkappa' E_{Rt} \int_0^{R_2} f(R-x) dx, \quad (1)$$

$\sigma_A$  = Rückstoßkoeffizient (Anteil der Compton-Elektronenenergie an der gesamten gestreuten Energie  $\sigma$ )  $\varkappa' = \varkappa [1 - 2mc^2/\hbar v] =$  Paarbildungskoeffizient nach Abzug der Ruheenergie von Elektron + Positron.

Das Energierreichweitegesetz  $f(R-x)$  hat im sehr kurzweligen Bereich die einfache Form

$$f(R-x) = \frac{R-x}{R}, \quad (2)$$

so daß Gl. (1) übergeht in

<sup>1</sup> Einschließlich Positronen.

<sup>2</sup> R. Glocker, Z. Physik [1953], im Druck.

<sup>3</sup> G. Breitling u. R. Glocker, Naturwiss. 39, 84 [1952] u. 39, 400 [1952]; Strahlentherapie 88, 92 [1952]; G. Breitling, Z. angew. Physik 4, 402 [1952].

$$E_a = a\sigma_A E_{Rt} \left[ 1 - \frac{a}{2R_1} \right] + a\varkappa' E_{Rt} \left[ 1 - \frac{a}{2R_2} \right]. \quad (3)$$

Für die Röntgenstrahlung eines 31 MeV Betatrons sind  $a/2R_1$  und  $a/2R_2$  vernachlässigbar klein; für den Fall, daß Überschicht D und Meßschicht a aus verschiedenen Stoffen bestehen, gilt dann

$$E_a = b(\sigma_A + \varkappa') E_{Rt}. \quad (4)$$

Dabei verhält sich  $b:a$  wie das Elektronenbremsvermögen des Stoffes der Meßschicht zu dem des Stoffes der Überschicht.

Für die Messung der Größe  $E_a$  ist ein integrierender Kristall-Szintillationszähler<sup>3</sup> gut geeignet. Mit Rücksicht auf Anwendungen in der Dosimetrie wurde als Leuchtstoff ein polykristalliner „luftäquivalenter“ Stoff, z. B. Natriumsalicylat oder eine Mischung von 75% Anthrazen + 25% 2-Chloranthrazen gewählt. Die Änderung der Empfindlichkeit mit der Strahlungsqualität ist dann die gleiche wie bei der Luftionisation. Die Fortleitung des Fluoreszenzlichtes der 0,4 mm dicken Leuchtstoffschicht von 2 mm  $\varnothing$  zur Photokathode des Sekundärelektronenvervielfachers erfolgt mit einem innen mit Aluminium verspiegelten Glasrohr<sup>4</sup>. Zur Durchführung einer Energiermessung muß statt einer Zählung der Lichtimpulse eine Integration über die Zahl der Impulse mal der Impulsgröße vorgenommen werden, z. B. zur Bestimmung der Dosis-

<sup>4</sup> Die Aufdampfung im Hochvakuum geschah nach einem von Herrn Prof. H. Richter entwickelten Verfahren.



leistung durch Messung des Ausgangstromes des Sekundärelektronenvervielfachers. Die Messung der Gesamtdosis erfolgt durch Spannungsmessung an einem durch den Strom aufgeladenen Kondensator (Abb. 1). Hierfür müssen zwei Voraussetzungen erfüllt sein, nämlich daß

1. die Empfindlichkeit des Multipliers durch die Gegenspannung des Kondensators nicht beeinflußt wird,
2. die Ohmschen Verluste vernachlässigbar sind.

Zu 1. ist zu sagen, daß der Ausgangstrom und damit die Empfindlichkeit des Multipliers von der Kollektorspannung  $u_K$  weitgehend unabhängig ist.

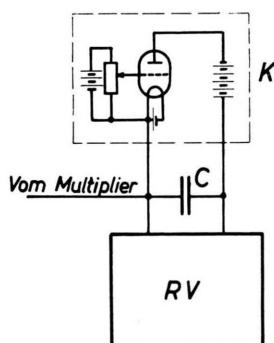


Abb. 1. Prinzipschaltbild.

Um die Ohmschen Verluste vernachlässigbar klein zu halten, wurden speziell angefertigte Kondensatoren<sup>5</sup> mit Styroflexwickeln und Polystyrolldurchführungen verwandt. Die Widerstände lagen bei  $2 \cdot 10^{13} \Omega$ . Zur Messung der Kondensatorspannung dient ein hochohmiges Gleichspannungsrohrenvoltmeter RV. Die Schaltung des Gerätes wurde nach dem von Ehmert und Mühlleisen<sup>6,7</sup> angegebenen Prinzip aufgebaut.

Die Kompensation des Dunkelstromes des Multipliers erfolgt durch den Kompensator K. Da sich die Dunkelströme der einzelnen Multiplier sehr stark unterscheiden und außerdem von der Temperatur, Vorbelichtung u. a. m. abhängig sind, muß der Kompensationsstrom innerhalb der Grenzen der vorkommenden Dunkelströme regelbar sein. Weiterhin darf er durch die Gegenspannung des Kondensators nur vernachlässigbare Änderungen erfahren. Um diesen Bedingungen zu genügen,

<sup>5</sup> Herrn Dr. Hasenmaier von der Firma Siemens und Halske, Heidenheim, danken wir für die Herstellung der Kondensatoren.

<sup>6</sup> A. Ehmert, Z. angew. Physik 5, 24 [1953].

<sup>7</sup> A. Ehmert u. R. Mühlleisen, Z. angew. Physik 5, 43 [1953].

wurde eine Triode mit einer Anodenspannung von 700 V betrieben, so daß sich durch die Aufladung des Kondensators nur eine Änderung der Spannung von maximal 3% ergab. Der Anodenstrom läßt sich durch Änderung der Gittervorspannung in den vorgegebenen Grenzen regeln. Die Isolation der Heiz- und Gitterspannungsquelle der Triode muß den unter 2. genannten Bedingungen genügen.

Neben der Messung der Integraldosis gestattet das Gerät auch die Bestimmung der Dosisleistung, wenn an Stelle des Kondensators ein Widerstand in den Eingangskreis des Röhrenvoltmeters gelegt wird.

Gegenüber der Ionisationsmessung mit Fingerhutkammern hat das benutzte Verfahren den Vorteil, daß auch eine Messung an der Oberfläche  $D = 0$  möglich ist. Auf diese Weise wurde erstmals für das Zürcher Betatron<sup>8</sup> die Oberflächendosis an einem Plexiglasphantom in 75 cm Fokusabstand zu 17% der maximalen Dosis bestimmt (vgl. Abb. 2).

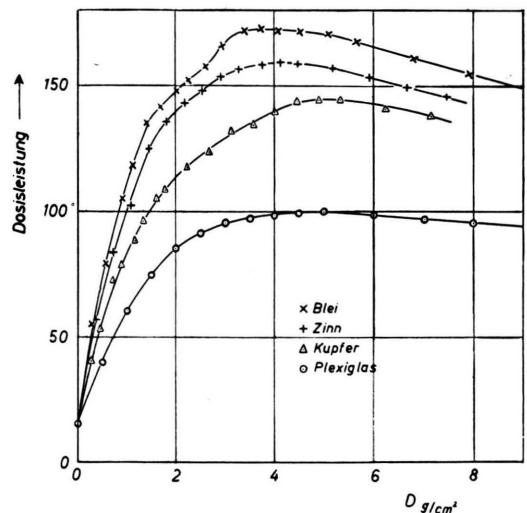


Abb. 2. Transition curves for 31 MeV X-ray rays.

Werden nun vor die Leuchtstoffsschicht Platten aus Plexiglas, Kupfer, Zinn und Blei angebracht, so ergeben sich die aus Abb. 2 ersichtlichen Transitionskurven. Für Plexiglas lagen schon, abgesehen vom Gebiet der ersten 2 cm unter der Oberfläche, Messungen von Joyet und Mauderli<sup>9</sup> mit

<sup>8</sup> Herrn Prof. Dr. H. Schinz (Kantonsspital Zürich) danken wir bestens für die Möglichkeit der Durchführung dieser Versuche.

<sup>9</sup> G. Joyet u. W. Mauderli, Brown Boveri Mitt. 38, 284 [1951].

einer Victoreenkammer vor; diese Kurve deckt sich gut mit der Kurve in Abb. 2. Die Werte von  $D_{\max}$  für die Lage des Maximums der Kurven betragen

Plexiglas	Kupfer	Zinn	Blei
4,25	0,57 <sub>5</sub>	0,53 <sub>5</sub>	0,34 cm

Bemerkenswert ist das Auftreten eines „Vormaximums“, das bei Blei stark und bei Zinn schwach ausgeprägt ist. Eine Andeutung davon zeigt auch die Kupferkurve; bei Plexiglas fehlt das Vormaximum ganz. Das stärkere Hervortreten dieses Vormaximums mit wachsenden Atomnummern weist auf die Paarbildung als Ursache hin. Seine Tiefenlage ist bei allen aufgenommenen Kurven ungefähr

halb so groß wie die des Hauptmaximums, das der maximalen Reichweite der Compton-Elektronen entspricht. Da bei der Paarbildung auch Elektronen und Positronen entstehen, deren Energie nur wenig kleiner ist als die der schnellsten Compton-Elektronen, so ist die aus Abb. 2 sich ergebende Feststellung, daß die Mehrzahl der Paarbildungsteilchen nur die halbe Energie haben, verglichen mit der Energie der Mehrzahl der Compton-Elektronen, offenbar durch Unterschiede in der Häufigkeitsverteilung der beiden Elektronenarten bedingt.

Eine anschauliche Erklärung gibt die Abb. 3, die nach Zahlenangaben von Cormack und Johns<sup>10</sup> für Wasser und 10 MeV<sup>11</sup> gezeichnet wurde. Die Form der Kurven gilt auch für andere Elemente, nur das Verhältnis der Ordinaten beider Kurven ändert sich. Weitaus die meisten Compton-Elektronen haben Energien zwischen 9 und 10 MeV, während die mittlere Energie der Paarbildungsteilchen 4,5 MeV beträgt.

Die Schwächungskurven für die Röntgenstrahlung eines 330 MeV Betatrons, die von Blocker, Kenney und Panofsky<sup>12</sup> mit einer „Extrapolations“-Ionisationskammer erhalten wurden (Abb. 4), zeigen für Cu und Pb einen glatten Verlauf. Dies ist verständlich; bei 330 MeV kommt nur noch die Paarbildung in Betracht, der Compton-Effekt spielt keine Rolle mehr. Die Tiefenlage des Maximums der Kurven entspricht der mittleren Reichweite der Paarbildungsteilchen.

Die relativen Höhen der Maxima in Abb. 2 sollten der Gl. (4) gehorchen, wobei die Umrechnung von  $a$  in  $b$  am besten im Verhältnis der aus den Kurven erhaltenen Reichweiten — nämlich  $R = D_{\max}$  (Tiefenlage des Maximums) — vorgenommen wird. Es ist dann für die Stoffe Plexiglas, Kupfer, Zinn, Blei (Tab. 1)

$$E_a = \text{const} \cdot (\sigma_A + K') D_{\max}. \quad (5)$$

teilungen von Herrn Dr. Wideröe (BBC. Baden bei Zürich).

<sup>12</sup> W. Blocker, R. W. Kenney u. W. Panofsky, Physic. Rev. **79**, 419 [1950].

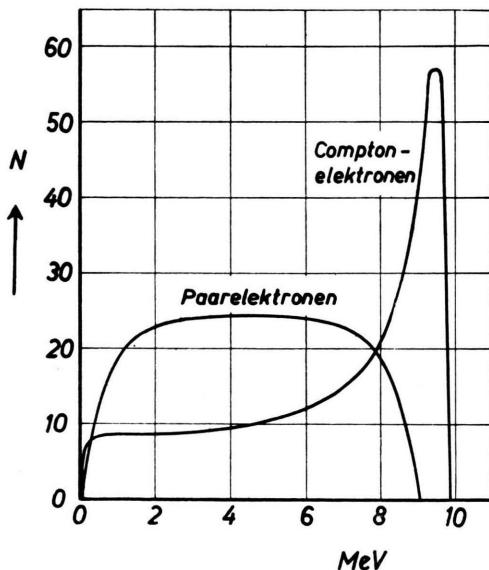


Abb. 3. Häufigkeitsverteilung für Comptonelektronen und für Paar-Elektronen und Positronen nach Cormack und Johns.

<sup>10</sup> D. V. Cormack u. H. E. Johns, Brit. J. Radiol. **25**, 369 [1952].

<sup>11</sup> 10 MeV entspricht etwa dem Intensitätsschwerpunkt des 31 MeV Betatrons nach mündlichen Mit-

	$\sigma_A [\text{cm}^{-1}]$	$\alpha' [\text{cm}^{-1}]$	$D_{\max} [\text{cm}]$	$E_a \cdot \text{const. berechnet}$	Verh.	$E_a \cdot \text{const. beobachtet Verh.}$
Plexiglas	0,013	0,005 <sub>2</sub>	4,25	0,018 <sub>2</sub>	1	1
Al	0,027	0,019	(1,8)	(0,019 <sub>8</sub> )	(1,08)	(~ 1)
Cu	0,083	0,132	0,57 <sub>5</sub>	0,0290	1,59	1,45
Sn	0,063	0,172	0,53 <sub>5</sub>	0,0296	1,63	1,59
Pb	0,092	0,370	0,34	0,0370	2,04	1,73

Tab. 1.

Die berechneten und beobachteten Werte  $E_a$  für die Höhe der Maxima zeigen mit Ausnahme von Blei eine befriedigende Übereinstimmung. Die Rückdiffusion der Elektronen ist klein bei leichtatomigen Stoffen und nimmt zu mit wachsenden Atomnummern. Bei der Messung befand sich stets Plexiglas auf der Unterseite der Leuchtstoffschicht; die berechneten Werte für die höheratomigen Stoffe z. B. Blei sind daher etwas zu groß.

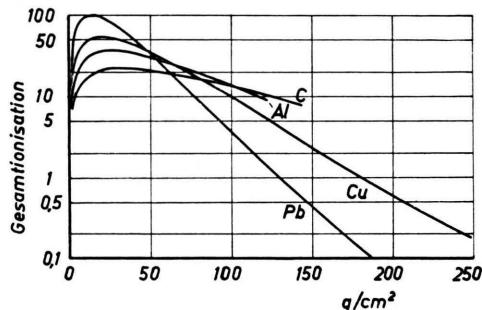


Abb. 4. Transitionskurven für 330 MeV Röntgenstrahlen nach Blocker, Kenney und Panofsky.

Bei Blei entfällt ferner die Hälfte der Elektronenbremsverluste auf Strahlung, die zum größten Teil von der Messung nicht erfaßt wird. Auch aus diesem Grund muß der beobachtete Bleiwert kleiner sein als der berechnete.

Es ist interessant, die Gültigkeit der Gl. (5) auch für die 330 MeV-Strahlung zu prüfen. Dabei ist zu

beachten, daß die Dicke  $D_{\max}$  Werte erreicht, die größer sind als die „Strahlungslänge“<sup>13</sup> (Radiation length)  $L$ . Für Strecken, die größer sind als  $L$ , macht sich aber die Bildung von Schauern bemerkbar und die Gl. (5) ist nicht mehr anwendbar.

Der Unterschied zwischen den berechneten und beobachteten Höhen der Maxima  $E_a$  der Kurven in Abb. 4 beträgt weniger als 10%. Die gemessenen Werte enthalten die Rückdiffusion der Elektronen; die Rückseite der Ionisationskammer war stets mit einer dicken Schicht des betreffenden Stoffes unterlegt. In der letzten Spalte von Tab. 2 sind die beobachteten Verhältnisse nach Korrektur der Rückdiffusion angegeben. Die Übereinstimmung mit der Rechnung wird nicht schlechter.

Aus den beiden Beispielen folgt, daß die Gl. (5) bei Betatronstrahlungen verschiedener Spannungen als Faustregel dienen kann, solange nicht die Dicken der schwächenden Schichten merklich größer sind als die „Strahlungslänge“.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung der Arbeit durch Beschaffung von Apparaturen.

<sup>13</sup> Zahlenangaben nach W. Westphal, Physikalisches Wörterbuch, Springer Verlag Berlin 1952, S. 360, III. Teil.

<sup>14</sup> Die Zahlenwerte sind für 100 MeV berechnet und enthalten auch die Paarbildung im Feld eines Elektrons. Da  $\chi_1/\chi_2$  für zwei Stoffe praktisch unabhängig ist von  $h\nu$ , so sind die Verhältniszahlen für  $E_a$  von der speziellen Annahme 100 MeV nicht beeinflußt.

	$L$ cm	$D_{\max}$ cm	$\chi^{14}$	$E_a \times \text{const.}$ berechnet		$E_a \times \text{const.}$ beobachtet	
				Verh.	Verh.	Verh.	Verh. (korr.)
Kohle ( $\varrho = 1,6$ )	27	20,0	0,0194	0,397	0,64	0,60	0,63
Al	8,8	10,0	0,0621	0,621	1	1	1
Cu	1,4	2,25	0,401	0,902	1,45	1,50	1,33
Pb	0,56	1,42	1,042	—	—	—	—

Tab. 2.