

Eine theoretische und experimentelle Untersuchung der kleinen Ionisationskammer.

Von

Hugo Fricke und Otto Glasser

(Dep. of Biophysics, Cleveland Clinic Foundation, Cleveland, Ohio).

(Hierzu 6 Abbildungen im Text.)

A. Einleitung.

Von grundlegender, praktischer wie theoretischer Wichtigkeit ist das Problem physikalische Röntgenstrahlenwirkungen aufzufinden, die über den ganzen Wellenlängenbereich parallel verlaufen mit der biologischen Strahlenwirkung auf ein gegebenes Testobjekt¹⁾. Wenn eine solche Wirkung in irgendeiner praktischen Weise gemessen werden kann, dann würde sie an erster Stelle die ideale Meßeinheit für die Röntgenstrahlendosis für das in Frage kommende biologische Objekt darstellen. Weiterhin läge die Annahme nahe, daß solch eine physikalische Wirkung in grundlegender Weise zusammenhängen könnte mit der Strahlenwirkung auf das biologische Objekt, und eine Definition und Analyse solcher Wirkungen könnte daher zur Erfassung des eigentlichen Wesens der primären Strahlenwirkung auf ein biologisches Objekt führen.

Unserer gegenwärtigen Auffassung nach ist die Wirkung der Röntgenstrahlen einzig den sekundären Elektronen zuzuschreiben, die von ihnen in Materie ausgelöst werden. Es existieren zwei Arten solcher Elektronen. Die eine Art, die Photoelektronen, haben alle die gleiche Energie, welche der Wellenlänge der Strahlung umgekehrt proportional ist (Planck-Einsteinsches Gesetz); diese Energie ist mit großer Annäherung die gleiche für alle leichten Materialien. Die Anzahl der gebildeten Photoelektronen nimmt rasch zu mit der Wellenlänge und auch mit dem Atomgewicht des absorbierenden Materials. Ist das absorbierende Medium ein chemisches Element, dann ist die pro Gramm gebildete Anzahl Photoelektronen proportional der dritten Potenz der Atomnummer; für den Fall einer chemischen Verbindung von der Zusammensetzung $a_1 N_1 + a_2 N_2 + \dots$ ist ihre Anzahl proportional der sogenannten effektiven Atomnummer $N_{\text{eff}} = \sqrt[3]{\frac{a_1 N_1^4 + a_2 N_2^4 + \dots}{a_1 N_1 + a_2 N_2 + \dots}}$. Es werden daher Röntgenstrahlen in je einem Gramm zweier leichter Substanzen von gleicher effektiver Atomnummer dieselbe Anzahl genau gleicher Photoelektronen bilden.

Das Vorhandensein einer zweiten Art sekundärer Elektronen wurde vor einiger Zeit gleichzeitig von Compton (1) und Debye (2) aus der Theorie vorausgesagt; experimentell wurden die Eigenschaften dieser Elektronen von Wilson (3), Bothe (4) und Fricke und Glasser (5) untersucht. Diese sog. Rückstoßelektronen werden gebildet, wenn ein Atom eine Röntgenwelle zerstreut. Die Geschwindigkeit der Rückstoßelektronen ist weit geringer wie die der Photoelektronen; sie nimmt jedoch rasch zu mit abnehmender Wellenlänge. Die pro Gramm gebildete Anzahl sowie die Geschwindigkeit der Rückstoßelektronen ist gleich für alle leichten Substanzen. Ihre Gesamtenergie im Vergleich mit der der Photoelektronen nimmt mit abnehmender Wellenlänge rasch zu. Für eine Wellenlänge von 0,20 Å kommt etwa die Hälfte der in Wasser absorbierten Energie auf die Rechnung der Rückstoßelektronen, während bei 0,10 Å praktisch die gesamte absorbierte Energie ihnen zuzuschreiben ist.

¹⁾ Wir können hier natürlich nur von Wellenlängenbereichen sprechen, innerhalb deren die Qualität der biologischen Wirkung dieselbe ist.

Bezüglich der Wirkungen von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge auf ein physikalisches und ein biologisches System muß fraglos eine Bedingung für ein konstantes Verhältnis der beiden die sein, daß beide Wirkungen auf der Produktion derselben relativen Anzahl von Photo- und Rückstoßelektronen beruhen; das heißt, gemäß dem oben Gesagten, daß die Substanzen, in denen die sekundären Elektronen in beiden Fällen ausgelöst werden, dieselbe effektive Atomnummer haben müssen. Ein Punkt, der in diesem Zusammenhang von Wichtigkeit sein könnte, ist folgender: Bei unseren Betrachtungen handelt es sich um die Zusammensetzung gerade des speziellen Teiles der Zelle des biologischen Objektes, in dem die Strahlenwirkung vor sich geht, oder, genauer gesagt, dieses Teiles der Zelle inklusive einem gewissen Umkreis, der durch die durchschnittliche Weglänge eines Photoelektrons gegeben ist. Diese örtliche Zusammensetzung kann sehr wohl von der der Durchschnittszusammensetzung abweichen. In diesem Zusammenhang kommt vor allem der Gehalt an metallischen Salzen NaCl, KCl usw. in Betracht. Es bedeutet z. B. das Vorhandensein von 1% KCl schon eine Vermehrung der Zahl der Photoelektronen um 15%; ein zirka 6prozentiger KCl-Gehalt würde also schon eine Vermehrung der photoelektrischen Absorption von ungefähr 100% ergeben. Das Vorhandensein solcher Beträge schwererer Salze in einzelnen Teilen der Zelle ist durchaus möglich.

Von unserem Gesichtspunkt aus betrachtet kann als eine wichtige Strahlenwirkung die von Röntgenstrahlen in kleinen Ionisationskammern erzeugte Ionisation betrachtet werden. Es ist, wie wir später sehen werden, leicht, im Bereich der in der Therapie benutzten Strahlenqualitäten die Kammer so klein zu gestalten, daß die Ionisation ausschließlich den sekundären Elektronen der Kammerwand zugeschrieben werden kann; durch geeignete Wahl der Zusammensetzung des Wandmaterials in Übereinstimmung mit der Zusammensetzung des biologischen Objektes kann deshalb der obengestellten Bedingung immer Genüge geleistet werden. Nehmen wir weiterhin an, daß die primäre Strahlenwirkung auf ein biologisches Objekt ihrer Natur nach chemischer Art ist, so erscheint es theoretisch durchaus möglich, daß ein tieferer Zusammenhang bestehen muß zwischen der Strahlenwirkung auf das biologische Objekt und der Ionisation in einem Gas. Wir erwähnten schon, daß die Wirkung der Röntgenstrahlen einzig den durch sie ausgelösten sekundären Elektronen zuzuschreiben ist. Die Energie dieser Elektronen (oder ein angenähert konstanter Bruchteil dieser Energie¹⁾ wird verwendet zur Transformation einer gewissen Anzahl von Molekülen des biologischen Systemes in gewisse Arten chemisch sehr aktiver Modifikationen; das völlig ionisierte Molekül ist ein Typus dieser Art, neben dem noch eine Reihe anderer Stadien existieren. Einzelne oder alle dieser transformierten Moleküle werden neue chemische Verbindungen eingehen und damit anormale Transformationen in der Zelle hervorrufen. Das Endresultat wird abhängen von der Anzahl der einzelnen Typen aller möglichen Modifikationen zu Beginn des Vorganges. Diese relativen Zahlen werden unabhängig von der Energie der Elektronen zu erwarten sein²⁾ (damit auch von der Wellenlänge der Röntgenstrahlen), besonders, wenn die Geschwindigkeit der Elektronen sehr groß ist. Ist das jedoch der Fall, so ist ersichtlich, daß die Anzahl irgendeiner der gebildeten Modifikationen, z. B. die Anzahl der Ionen, charakteristisch sein wird für den Gesamteffekt. (Diese Betrachtung gilt unabhängig davon, daß die Lebensdauer des Ions als solches der schnellen Rekombination in einem flüssigen System wegen selbstverständlich sehr kurz ist.) Experimentelle Resultate bestätigen nun aber die Tatsache, daß die relative Anzahl von Ionen, die durch vollständige Absorption schneller Elektronen in verschiedenen Gasen erzeugt werden, unabhängig ist von der Geschwindigkeit der Elektronen (siehe z. B. Owen) (6). Analog dürfen wir annehmen, daß ebenfalls ein konstantes Verhältnis besteht zwischen Ionisation in einem Gas und in einer Flüssigkeit,

¹⁾ Ausführlichere Diskussion siehe H. Fricke und O. Glasser (5).

²⁾ Dies wird neben theoretischen Betrachtungen auch experimentell durch die weiter unten angeführte Tatsache gestützt, daß die relative Ionisation von Elektronen verschiedener Geschwindigkeit in verschiedenen Gasen unabhängig von der Geschwindigkeit ist.

resp. in
tion nie

Ein
die Anza
Systemer
Fälle) an
welche v

Ver
gische Te
Holth r
u. a. ange
in der Be
halb der
Testobjek
sche Syst
meisten a
strahlen v
Strahlen

Das
genug, un
fundenen
den Unter
empfindlic
telle Unter

Als C
tionskamm
zur Bestäti
keit sind.

Zweel
verschieden
setzung der

Wir b
Die Größen

I.	II
Typus	Foi
I.	Zylin
II.	"
III.	"
IV.	Quac

Fig. 1a
beiden Haupt

¹⁾ Zusar

resp. in einem biologischen Objekt, auch wenn hier die Ionen wegen der schnellen Rekombination nicht erfaßt werden können.

Eine direkte experimentelle Bestätigung dieser Betrachtungen ist dadurch gegeben, daß die Anzahl der neuen Moleküle, die durch die Absorption der α -, β - und γ -Strahlen in flüssigen Systemen (z. B. $H_2O = H_2 + O$) gebildet wird, gewöhnlich (für die wenigen untersuchten Fälle) annähernd direkt gleich oder gleich einem einfachen Vielfachen ist der Anzahl Ionen, welche von denselben Strahlen bei ihrer Absorption in Luft gebildet würden¹⁾.

Vergleiche der Wirkung von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge auf einige biologische Testobjekte mit der Ionisation in atmosphärischer Luft wurden von Friedrich (8), Holthusen (9), Martius (10), Ruß (11), Redfield und Bright (12), Wood (13) u. a. angestellt. Die Resultate weichen stark voneinander ab, was zum Teil in Verschiedenheiten in der Bestimmung der Ionisation seine Ursache haben dürfte. Es scheint jedoch, daß, innerhalb der Grenzen der erzielten Genauigkeit, die Wirkung auf einige der benutzten biologischen Testobjekte in konstantem Verhältnis steht zur Ionisation in Luft, während für andere biologische Systeme die Wirkung der weichen Strahlen eine relativ größere war. Für das bisher wohl am meisten als Testobjekt benutzte Hauterythem ist das Verhältnis fraglos konstant für Röntgenstrahlen von kürzerer Wellenlänge als zirka 0,20 Å (bis zu harten Gammastrahlen), während für Strahlen mit längerer Wellenlänge die biologische Wirkung relativ zu groß gefunden wird.

Das vorhandene experimentelle Material ist jedoch weder reichhaltig, noch einwandfrei genug, um irgendwelche endgültigen Schlüsse zu gestatten bezüglich der Möglichkeit, die gefundenen Abweichungen gemäß dem oben Gesagten teilweise oder vollständig zu erklären durch den Unterschied in der effektiven Atomnummer der atmosphärischen Luft und der des strahlenempfindlichen Teiles des biologischen Objektes. Wir sind zurzeit dabei, einwandfreie experimentelle Unterlagen für diese Fragen zu gewinnen.

Als Grundlage für diese Untersuchungen soll im folgenden die Theorie der kleinen Ionisationskammer gegeben werden, zugleich mit einer Reihe von experimentellen Untersuchungen zur Bestätigung einzelner Punkte der Theorie, die für unseren Gedankengang von Wichtigkeit sind.

B. Versuchsanordnung.

Zweck der vorliegenden Untersuchungen war die Bestimmung der Abhängigkeit des in verschiedenen kleinen Kammern erzeugten Ionisationsstromes von der chemischen Zusammensetzung der Kammerwand, von der Kammerform und vom Kammervolumen.

Wir benutzten eine Reihe von Kammern, rund oder quaderförmig, von verschiedenem Volumen. Die Größenmaße der am meisten benutzten Kammern sind in Tabelle 1 angeführt.

Tabelle 1.
Größenmaße der Ionisationskammern.

I.	II.	III.			IV.			V.
Typus	Form	Ionisationskammer		Vol.	Elektrode		Vol.	Effektives Kammervol.
		Maße:			Maße:			
		Länge in cm	Durchm. in cm	in ccm	Länge in cm	Durchm. in cm	in ccm	in ccm
I.	Zylinder	2,060	0,558	0,503	2,000	0,119	0,022	0,481
II.	"	1,112	1,095	1,050	1,000	0,119	0,011	1,039
III.	"	1,540	2,020	4,928	1,400	0,119	0,015	4,913
IV.	Quader	3,0 × 3,0 × 0,5		4,500	2,4 × 2,4 × 0,023		0,133	4,467

Fig. 1a gibt ein Lichtbild der vier benutzten Kammertypen, Fig. 1b, 1c zeigt eine Zeichnung der beiden Haupttypen.

¹⁾ Zusammenfassender Bericht von Lind (7).

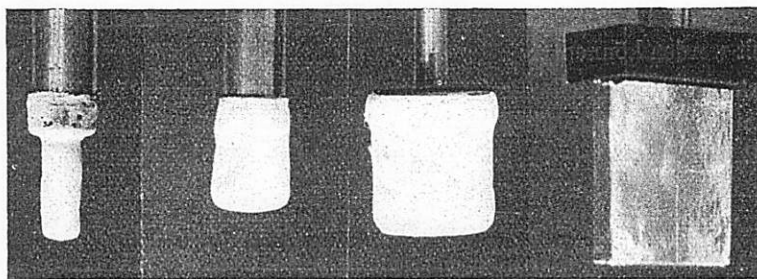


Fig. 1a.

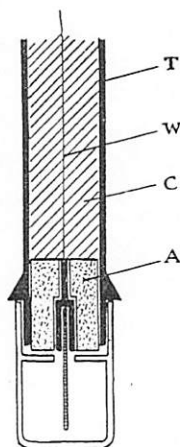


Fig. 1b.

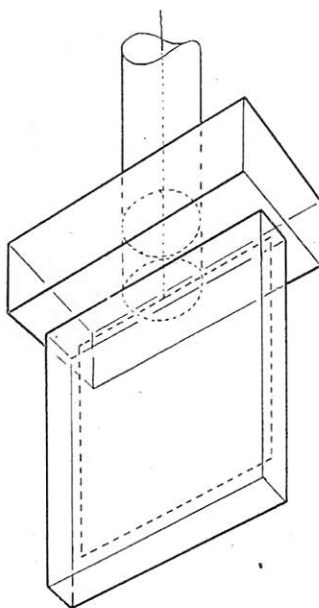


Fig 1c.

Als Kammermaterial wählten wir eine Reihe von Elementen und deren Salze, jedoch konnten wir von vielen geprüften Materialien nur wenige für die endgültigen Untersuchungen benutzen (siehe Tabelle 2). Der Grund liegt darin, daß nur sehr reine, stabile und nicht hygroskopische Substanzen für unsere Zwecke geeignet sind. Die Metallkammern wurden aus dünn ausgewalzten Schichten des betr. Metalles gebaut, während die Salzkammern folgendermaßen konstruiert wurden: In das geschmolzene Salz wurde eine Metallform von den gewünschten Dimensionen eingetaucht; auf dieser setzte sich eine dünne Schicht des geschmolzenen Materiales nieder und kann nach dem Erkalten von der Form abgezogen werden. Mit einigem Geschick können auf diese Weise Kammern mit einer Wanddicke von einem Bruchteil eines Millimeters gebaut werden. Diese Art der Kammerkonstruktion schließt jedoch Salze aus, die bei höheren Temperaturen leicht flüchtig oder chemisch veränderlich sind, und weiter die, welche einen relativ hohen Schmelzpunkt haben.

Alle die in Tabelle 2 angegebenen Materialien außer Schwefel waren genügend leitfähig. Die Schwefelkammer wurde innen mit einer dünnen Graphitschicht überzogen, nachdem Vorversuche ergeben hatten, daß durch diese dünne Schicht der Ionisationsstrom in der Kammer nicht beeinflußt wurde.

Die Messung der Ionisationsströme wurde mit einer Goldblattelektroskopanordnung vorgenommen. Einzelheiten der ganzen Meßvorrichtung sind an anderer Stelle (14) ausführlich geschildert. Fig. 1b gibt eine Zeichnung des Endes des Verbindungsstückes von Elektroskop und Ionisationskammer. Der Verbindungsdraht W von Goldblatt und Kammerinnenelektrode ist durch Ceresin-Wachs C und Bernstein A von dem äußeren Messingrohr T isoliert. Als Verbindungsglieder zwischen Rohr und Kammern der verschiedenen Typen wurden Hartgummiansatzstücke benutzt (mit Bernsteinisolation). Fig. 1c zeigt die Art der Befestigung einer quaderförmigen Kammer an das Messingrohr mit Hilfe eines solchen Ansatzstückes. Die zu den meisten Untersuchungen gebrauchte Kammer vom Typ II konnte auch ohne Zwischenschaltung des Ansatzstückes direkt an das Messingrohr angesetzt werden.

(Fig. 1b). Die Benutzung der isolierenden Zwischenstücke erlaubte das Anlegen von Potential an die Kammerwand, was die Erzeugung jedes beliebigen Spannungsunterschiedes zwischen Innenelektrode und Kammerwand ermöglichte ohne Änderung des Elektroskoppotentials. Das war von praktischer Bedeutung bei der Untersuchung der einzelnen Kammern auf Sättigungsstrom.

Für alle Untersuchungen wurde ein Kelley-Koett-280-kV-Transformatorapparat, Type U, mit Scheibengleichrichter benutzt, Coolidge-Universalröhre mit Wolframantikathode.

Sättigungsstrom: Für alle Kammern wurde eine Prüfung auf Sättigungsstrom vorgenommen. In Fig. 2 sind zwei Sättigungsstromkurven für die Kammertypen I und II (s. Tabelle 1) gegeben.

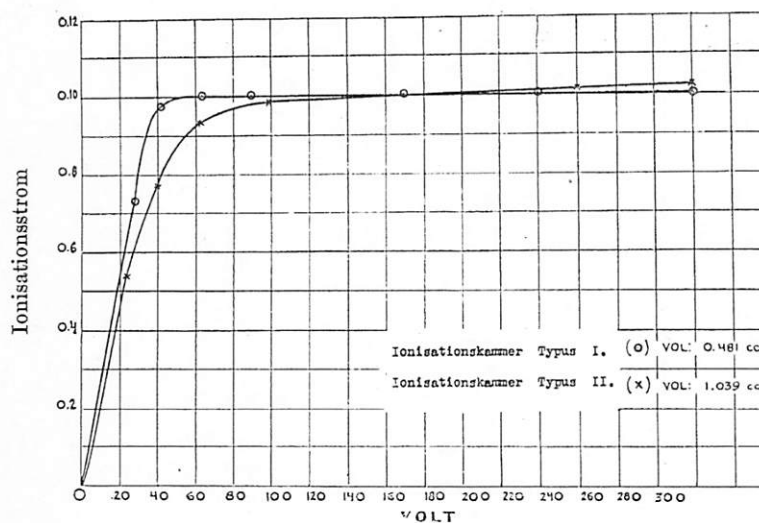


Fig. 2.

Die Kurve für die Kammer II illustriert die Schwierigkeit für manche Kammertypen selbst mit relativ hohen Spannungen vollständige Sättigung zu erzielen.

C. Ionisationsströme in Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung der Kammerwand.

Tabelle 2 gibt zur Illustration der Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der chemischen Zusammensetzung der Kammerwand die für einen speziellen Fall gemessenen Resultate. Eine Reihe von Kammern vom Typus II (Tabelle 1) wurde aus den angegebenen Materialien gebaut und die Ionisationsströme (relativ zur Kohlestoffkammer) für die Strahlenbedingungen 200 kV und 0,48 mm Cu + 1 mm Al.-Filter gemessen.

Tabelle 2.

Strahlenbedingungen: 200 kV 0,48 mm Cu + 1 mm Al.
Ionisationskammer: Typ II, Vol. 1,039 ccm.

I. Material	II. Zusammensetzung	III. N_{eff}	IV. N_{eff}^3	V. I_{beob}	VI. I_{ber}	VII. $\Delta\%$
Graphit	C	6	216	1,00	1,00	0
Harnstoff	$N_2 H_4 CO$	6,25	244,4	1,03	1,02	+1
Maläinsäure	$C_2 H_2 O_2$	7,11	359,7	1,08	1,11	-3
Ammonium-Nitrat	$NH_4 NO_3$	7,47	416,8	1,15	1,16	-1
Atm. Luft	23,2 % O + 75,5 % N + 1,3 % A	7,69	454,5			
Natriumnitrat	$Na NO_3$	8,85	692,9	1,39	1,39	0
Magnesium	Mg	12	1728	2,23	2,23	0
Aluminium	Al	13	2197	2,60	2,61	0
Kaliumnitrat	$K NO_3$	14,3	2924,4	3,16	3,19	-1
Schwefel	S	16	4096	4,00	4,15	-4

Die Zunahme des Ionisationsstromes mit zunehmendem Atomgewicht des Kammermaterials erklärt sich natürlich durch die Tatsache, daß ein Teil des Ionisationsstromes auf Rechnung der Photoelektronen zu setzen ist, die von den Röntgenstrahlen aus der Innenfläche der Kammerwand ausgelöst werden; wir erwähnten schon in der Einleitung, daß deren Anzahl mit der dritten Potenz der effektiven Atomnummer zunimmt. Infolgedessen wird eine graphische Darstellung der gemessenen Werte in Tabelle 2 die einfachste Form annehmen, wenn auf der Abszisse die dritten Potenzen der effektiven Atomnummern der benutzten Substanzen aufgetragen werden und auf der Ordinate die zugehörigen gemessenen Ionisationsströme (relativ zum Wert 1 der Kohlekammer). Eine solche Darstellung für das Beispiel der Tabelle 2 ist in Fig. 3 gegeben. Das Resultat ist eine Gerade.

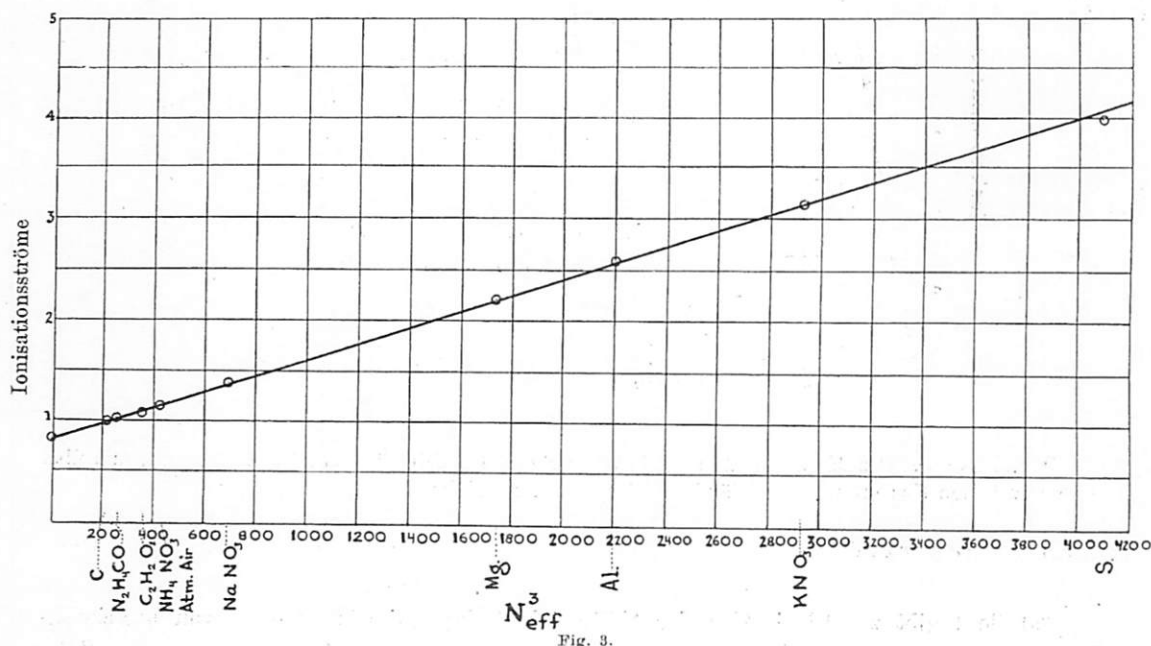


Fig. 3.

Diese graphische Darstellung erlaubt nunmehr unmittelbar die Feststellung des Ionisationsstromes für die gegebenen Strahlenbedingungen in einer Kammer irgendeines Materiales, dessen effektive Atomnummer bekannt ist. Wir werden weiter unten zeigen, daß diese Kurve gültig ist für jede beliebige Kammerform, sofern deren Größe ein gewisses Maximum nicht überschreitet.

Die Kurve hängt jedoch von der benutzten Wellenlänge ab. Die Aufgabe, sie für eine beliebige Strahlenbedingung zu konstruieren, wird am einfachsten gelöst durch Ausmessen der Ionisationsströme in Kammern zweier verschiedener Materialien (z. B. in einer Kohle- und einer Magnesiumkammer). Die erhaltenen Werte werden nach obigem Beispiel in ein Koordinatensystem eingetragen (dritte Potenz der Kammermaterialien als Abszisse, zugehörige Ionisationsströme als Ordinate); die Verbindungsline der beiden Punkte liefert die gewünschte Gerade für die gegebenen Strahlenbedingungen. Einige Beispiele werden später gegeben.

Die Tatsache, daß die graphische Darstellung der gemessenen Ionisationsströme in ihrer Abhängigkeit von der dritten Potenz der effektiven Atomnummer der Kammersubstanz eine Gerade ergibt, kann folgendermaßen erklärt werden: Der von den Strahlen in der Kammer erzeugte Ionisationsstrom kann als aus drei Teilen zusammengesetzt angenommen werden. Ein Teil kommt, im Anschluß an das in der Einleitung Gesagte, den Rückstoßelektronen zu, ein anderer kommt auf Rechnung der Photoelektronen von der Luft in der Kammer und ein dritter auf die Photoelektronen der Kammerwand. Eine theoretische Betrachtung (5) zeigt, daß der

erste Teil unabhängig ist vom Kammermaterial; dasselbe gilt auch für den zweiten Teil. Der dritte Teil jedoch ist proportional der dritten Potenz der effektiven Atomnummer des Kammermaterials¹⁾. Der Gesamtionsisationsstrom kann demnach durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$I = C_1 + C_2 N_{\text{eff}}^3 \quad (a)$$

Diese Gleichung ist linear in bezug auf N_{eff}^3 .

In Spalte VI der Tabelle 2 sind die mit Hilfe dieser Gleichung (a) berechneten Ionisationsströme I_{ber} eingetragen, wobei die Konstanten C_1 und C_2 zu 0,825 resp. $\frac{0,175}{6^3}$ angesetzt wurden. Die Übereinstimmung der beobachteten Werte I_{beob} und der berechneten I_{ber} ist sehr zufriedenstellend.

Die Abnahme der Intensität der Photoelektronen im Vergleich zu der der Rückstoßelektronen mit zunehmender Strahlenhärte muß zum Ausdruck kommen durch Flächerwerden der Geraden in Fig. 3. Der Einfluß verschiedener Strahlenhärten auf die Kurvenlage ist in Fig. 4 dargestellt. (Die Gerade der Fig. 3 ist zum Vergleich noch einmal mit eingezeichnet.) Die Strahlenbedingungen für die vier gegebenen Kurven sind die folgenden:

- a: 100 kV, 2 mm Al.,
- b: 100 kV, 0,43 g/cm Wolframsäure + 0,13 mm Cu + 1 mm Al $\lambda_{\text{eff}} = 0,180 \text{ \AA}$,
- c: 200 kV, 0,48 mm Cu + 1 mm Al,
- d: 200 kV, 0,55 g/cm Ag + 0,75 mm Cu + 1 mm Al $\lambda_{\text{eff}} = 0,115 \text{ \AA}$.

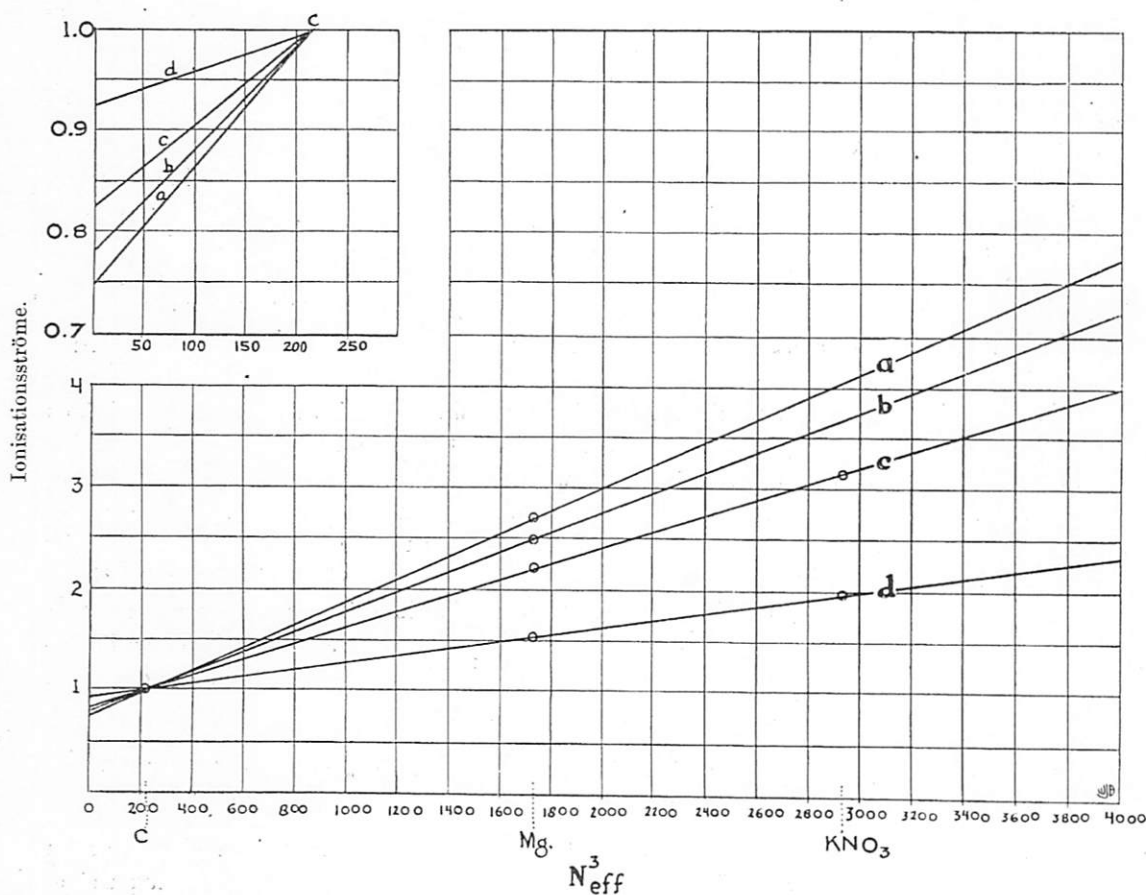


Fig. 4.

¹⁾ Eine theoretische, wenn auch nicht völlig erschöpfende Erklärung dieser Tatsache wurde schon von Holthausen (9) (Fortschr., Bd. XXVI, S. 222) gegeben.

Für die Konstruktion dieser Kurven wurden die in einer Kohle- und einer Magnesiumkammer gemessenen Ströme benutzt. In zwei Kurven sind außerdem die Daten einer KNO_3 -Kammer beigelegt.

Die beobachteten Daten sind in Tabelle 3 enthalten.

Tabelle 3.

Strahlenbedingungen: a, b, c und d.

Ionisationskammer: Typ II, Vol. 1,039 ccm.

I. Material	II. N_{eff}	III. Qual. a		IV. Qual. b		V. Qual. c		VI. Qual. d	
		I_{beob}	I_{ber}	I_{beob}	I_{ber}	I_{beob}	I_{ber}	I_{beob}	I_{ber}
Graphit, C.	6	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Atm. Luft	7,69	1,80	1,27	1,23	1,23	1,19	1,19	1,09	1,09
Magnesium, M.	12	2,71	2,71	2,50	2,50	2,23	2,23	1,55	1,55
Kaliumnitrat KNO_3	14,3	—	—	—	—	3,16	3,19	2,00	2,00

D. Bestimmung des Prozentgehaltes der Gesamtionisation, der den Rückstoßelektronen zuzuschreiben ist.

Wird die Gerade in Fig. 3 verlängert bis zum Schnitt mit der Ordinate, dann gibt der erhaltene Ordinatenwert den Ionisationsstrom an, der in einer Kammer mit einem Wandmaterial von der effektiven Atomnummer 0 erzeugt wurde. In diesem Falle wäre der Strom einerseits den Rückstoßelektronen zuzuschreiben, deren Menge, wie schon oben bemerkt, unabhängig ist von der Atomnummer und andererseits den Photoelektronen aus der Luft in der Kammer. Ist jedoch das Luftvolumen klein im Vergleich zur Weglänge eines Photoelektrons, dann ist der Anteil der Photoelektronen der Luft relativ klein. Wie schon gesagt, trifft das für die in der Praxis benutzten Strahlenqualitäten und Kammergrößen zu. Daher gibt der Ordinatenwert in obigem Falle für $N_{\text{eff}} = 0$ praktisch allein die den Rückstoßelektronen zuzuschreibende Ionisation wieder. Im gegebenen Falle ist dieser Wert zirka 0,83. Da der gesamte Ionisationsstrom der Kohlekammer mit 1 angenommen wurde, besagt das Resultat, daß in unserem Beispiel für die Kohlekammer 83% der Gesamtionisation den Rückstoßelektronen und 17% den Photoelektronen zuzuschreiben ist.

In der gleichen Weise kann dieser Prozentsatz für die verschiedenen Strahlenqualitäten in Fig. 4 ermittelt werden. (Die obere linke Hälfte der Fig. 4 gibt zur besseren Illustration die Ordinatenchnitte in vergrößertem Maßstabe wieder.)

Wir sehen, daß die in Ionisationskammern aus verschiedenen Materialien erzeugten Ionisationsströme mit zunehmender Strahlenhärte einander mehr und mehr gleich werden. Es ist schon möglich, mit einer Spannung von 200 kV und Schwerfilterung ein Reststrahlenbündel von solcher Härte zu erzeugen, daß der Unterschied der Ionisation in einer Graphit- und einer Aluminiumkammer nur zirka 15% beträgt. Für harte Gammastrahlen wird der in einer Kohlekammer erzeugte Ionisationsstrom praktisch gleich dem in einer Aluminiumkammer erzeugten sein.

E. Abhängigkeit des Ionisationsstromes von Form und Größe der Kammer.

Zur Veranschaulichung des Mechanismus der Ionisation in einer kleinen Kammer seien die folgenden einfachen Gedankengänge gegeben. In einem unendlich kleinen Hohlraum eines homogenen Materiales, das in einem konstanten Feld von Röntgenstrahlen liegt, befindet sich eine Atmosphäre von schnellen Elektronen; ein Teil der Elektronen sind Rückstoßelektronen, die anderen Photoelektronen. Die Zusammensetzung der Atmosphäre hängt ab von der Erzeugung

sekundärer Elektronen in ihrem Verhältnis zur Absorption (inkl. Bremsung). Da beide Effekte für dieselbe chemische Substanz proportional der Dichte sind, folgt, daß sich die Zusammensetzung der Elektronenatmosphäre nicht ändert mit verschiedener Dichte des Materiales. Zieht man weiter in Betracht, daß die Absorption und die Rückstoßelektronenemission pro Gramm-elektron unabhängig ist von der chemischen Zusammensetzung des betr. Materiales (solange es sich um leichte Substanzen handelt), daß aber die Photoelektronenemission proportional der dritten Potenz der effektiven Atomnummer ist (siehe oben), so folgt, daß bei einer Änderung der Zusammensetzung des chemischen Materiales die Änderung in der Elektronenatmosphäre nur aus einer Zunahme der Zahl der Photoelektronen von je genau definierten Geschwindigkeiten besteht, welche proportional ist der dritten Potenz der effektiven Atomnummer des gegebenen Materiales. Ist nun der betreffende Hohlraum mit einem Gas gefüllt, so wird eine gewisse Anzahl von Ionen erzeugt. Die Anzahl der gebildeten Ionen ist augenscheinlich dann dem Volumen des Hohlraumes proportional, wenn dieses so klein ist, daß seine Existenz das bestehende Gleichgewicht nicht stört. Da für die Masseneinheit die Emission der Rückstoßelektronen unabhängig ist von der Atomnummer, wird dies der Fall sein, wenn die Dimensionen des Hohlraumes klein sind im Vergleich zur Weglänge eines Photoelektrons im Gas.

Wir folgern: Sind die Dimensionen einer Ionisationskammer klein im Vergleich zur Weglänge eines Photoelektrons im Gas in der Kammer, dann muß die Intensität des in der Kammer erzeugten Ionisationsstromes proportional dem Kammervolumen sein. Für die oben angegebenen vier Strahlenqualitäten a, b, c und d ist diese Bedingung für alle vier Kammertypen erfüllt. Die Resultate in Tabelle 4 bestätigen diese Tatsache für Graphit und Aluminium.

Tabelle 4.

I. Kammer- typus	II. Kammer- volumen	III.		Intensität Volumen					
		Qual. a (weich)		Qual. b		Qual. c		Qual. d (hart)	
		C	Al	C	Al	C	Al	C	Al
I.	0,481	—	3,25	0,98	2,92	1,00	2,56	—	—
II.	1,039	1,00	3,25	1,00	2,96	1,00	2,57	1,00	1,73
III.	4,913	1,03	3,32	0,98	2,94	1,01	2,57	—	—
IV.	4,467	1,01	3,25	0,98	2,96	—	—	0,99	1,71

(Die einzelnen Spalten enthalten das Verhältnis Int./Vol. für die vier Kammertypen, wobei die Werte relativ zur Kohlekammer II für jede Strahlenqualität ausgedrückt sind.)

Diese Proportionalität wird allgemein für sehr große Kammern nicht mehr gelten. Sie kann in diesem Falle nur dann gültig sein, wenn die Kammerwand aus einem Material besteht, welches dieselbe effektive Atomnummer hat wie atmosphärische Luft, d. h. 7,69 nach der in der Einleitung gegebenen Formel. Der in einer solchen Kammer erzeugte Ionisationsstrom wird unter allen Bedingungen immer gleich dem sein, der in demselben Luftvolumen inmitten eines unendlich ausgedehnten Luftraumes erzeugt würde.

F. Die kleine Standard-Luftkammer.

Zur Definition und Messung der Einheit der Röntgendosis „ein Röntgen“ werden bis jetzt großvolumige Ionisationskammern benutzt. Sie sind so konstruiert, daß die Gesamtionisation der durch Röntgenstrahlen in einem definierten Luftvolumen erzeugten sekundären Elektronen erfaßt werden kann. Dies wird entweder durch entsprechend großes Volumen (Friedrich u. a.) (8) oder durch erhöhten Luftdruck in der Kammer (Siemenssche Druckkammer) (15) (Behnken) (16) erzielt.

Da diese Kammern für praktische Meßzwecke, am Patienten z. B., unbrauchbar sind, werden kleine Fingerhutkammern mit den Ablesungen einer großen Kammer verglichen und der-

gestalt geeicht. Eine solche Eichung der kleinen Kammer hängt aber von der Wellenlänge ab, und zwar oft in kritischer Weise. Dies wird der Fall sein, wenn kleine Kammern aus technischen Substanzen, wie Horn, Zelluloid, Papier, Kohle, Aluminium usw., Verunreinigungen enthalten, deren charakteristische Strahlung innerhalb des benützten Strahlenbündels liegt. Es kann in diesem Falle, wie wir während unserer Untersuchungen häufig zu beobachten Gelegenheit hatten, schon bei kleinen Änderungen in der Strahlenqualität des benützten Strahlenbündels zu relativ großen unregelmäßigen Änderungen in der Anzeige des Ionisationsstromes in der kleinen Kammer kommen. Außerdem aber ist immer eine Abhängigkeit des Ionisationsstromes einer kleinen Kammer von der Wellenlänge vorhanden, wenn das Material der Kammer nicht dieselbe effektive Atomnummer hat wie atmosphärische Luft. Der Compton-Rückstoßelektroneneffekt zusammen mit der endlichen Größe des Kammervolumens bewirken, daß das Verhältnis der Ionisationsströme in der kleinen Kammer und in der großen Kammer nicht konstant ist, sondern bei einer bestimmten Wellenlänge ein Maximum aufweist¹⁾. Praktisch besagt dies, daß jeder geeichten kleinen Kammer ein Eichprotokoll mitgegeben werden muß, dessen Daten sich über den ganzen anzuwendenden Wellenlängenbereich erstrecken, und ferner, daß die gegebenen Daten in bezug auf die Strahlenqualität später beim Gebrauch der kleinen Kammer genau reproduziert werden müssen.

Um diesen Schwierigkeiten zu entgehen, erscheint es nach unseren oben gegebenen Daten durchaus praktisch, für die Definition und praktische Reproduktion der Dosiseinheit „R“ eine kleine Kammer zu benutzen, deren Wand aus einem Material besteht, welches dieselbe effektive Atomnummer hat wie atmosphärische Luft.

Wir definieren dementsprechend:

Die absolute Einheit der Röntgendosis „ein Röntgen“ wird von der Röntgenstrahlenenergiemenge geliefert, die in einer Ionisationskammer mit einem Wandmaterial von der effektiven Atomnummer der atmosphärischen Luft (7,69) und von einem Volumen von 1 cc (mit atmosphärischer Luft von Normalbedingungen) eine solche Leitfähigkeit erzeugt, daß die bei Sättigungsstrom gemessene Elektrizitätsmenge eine elektrostatische Einheit beträgt.

Als eine solche künstliche Luftkammer²⁾ benutzen wir eine Kammer aus Graphit und Magnesiumblech, wobei auf 100 Teile Graphit der Innenfläche 18,6 Teile Magnesium kamen.

Die in dieser künstlichen Luftkammer erzeugten Ionisationsströme wurden für die vier oben gegebenen Strahlenqualitäten gemessen. Tabelle 3 enthält die entsprechenden Werte für alle vier Strahlenbedingungen. Mit Hilfe der in Abschnitt C gegebenen Methode können die zu der effektiven Atomnummer der atmosphärischen Luft 7,69 gehörigen Ionisationsströme berechnet werden; die berechneten Werte I_{ber} sind ebenfalls in der Tabelle 3 zu finden und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Werten.

G. Ionisationsströme in Kammern aus technischen Substanzen.

Es ist von praktischem Interesse, die in Ionisationskammern aus technischen Substanzen erzeugten Ströme mit denen der kleinen Luftkammer zu vergleichen. Die Resultate für drei Strahlenqualitäten sind in Tabelle 5 enthalten, alle relativ zum Wert 1 in der kleinen Luftkammer.

¹⁾ Die Erklärung Holthusens dieser wohlbekannten Erscheinung durch „eine mangelhafte Ausnutzung der Wandstrahlung“ ist theoretisch unrichtig; sie findet vielmehr ihre Erklärung, wie hier dargestellt, durch den Comptoneffekt.

²⁾ Bis jetzt konnten wir noch keine einzelne wohldefinierte Substanz mit der effektiven Atomnummer 7,69 finden; zeitweise haben wir mit Kammern gearbeitet, die aus einer Mischung von zwei Salzen gebaut waren, z. B. aus 100 Teilen Ammoniumnitrat und 15,8 Teilen Natriumnitrat. Solche Salzkammern sind aber nicht beständig.

Tabelle 5.

Volumen der Ionisationskammer: 1,039 (Typ. II).

I. Material	II. Jonisationsströme		
	Qual. a (weich)	Qual. c	Qual. d (hart)
Graphit	0,77	0,84	0,91
Redmanol	0,81	0,87	0,93
Celluloid	0,82	0,88	0,88
Filtrierpapier	0,92	0,89	0,96
Schreibpapier	0,92	0,90	0,97
Horn	0,87	0,92	0,99
Luft	1,00	1,00	1,00

(Es sei noch kurz erwähnt, daß außer den aus der Tabelle ersichtlichen Abweichungen verschiedentlich von einem Tag zum anderen unregelmäßige Ablesungen in verschiedenen Kammern auftraten. So zeigten technisches Aluminium und manche Papiersorten oft solche unregelmäßige Ionisationsströme an, die wahrscheinlich Verunreinigungen zuzuschreiben waren. Außerdem zeigten einige Kammern wie Horn und Zelluloid Änderungen in dem Ionisationsstrom, bedingt durch Volumänderungen bei verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt in der Luft.)

H. Erythemdosis in R-Einheiten.

Mit unserer kleinen Standard-Luftkammer wurde eine Reihe von Messungen direkt am Patienten vorgenommen zwecks Festlegung der Erythemdosis in „R“-Einheiten. Der durch die Strahlen auf der Haut erzielte biologische Effekt war durchschnittlich ein leichtes Erythem ersten Grades. Ein Beispiel illustriert unsere Messung.

Die gewonnenen Daten waren für die Strahlenbedingungen: 200 kV, 1 mm Cu + 1 mm Al-Filter, 50 cm FHA, 20×20 cm Feldgröße, 8 mA die folgenden:

Kapazität des Elektrometersystemes: 63,7 cm.

Voltempfindlichkeit desselben: 4,0 Volt/Skalenteil.

Zeit des Ablaufes über 10 Skalenteile für Standard-Luftkammer: 23,1 Sek. (Kammer auf der Haut des Patienten im Zentrum des Bestrahlungsfeldes).

Volumen der Kammer: 1,04 ccm.

Erythemzeit: 65 Min. (gegeben von Dr. U. V. Portmann, Leiter der Strahlenabt. der Cleveland Clinic).

Unter Benutzung der Formel $Q = \frac{C \times V}{300}$ ergibt sich für die gegebenen Daten:

$$\text{Erythemdosis} = \frac{63,7 \times 40 \times 65 \times 60}{23,1 \times 300 \times 1,04} = 1380 \text{ „R“}.$$

Aus allen unseren Messungen fanden wir als Durchschnittswert für die Erythemdosis zirka 1400 R für Strahlenqualitäten zwischen 120 kV und 4-mm-Al-Filter und 200 kV und 1-mm-Cu-Filter.

Es mag von Interesse sein, kurz zu erwähnen, daß wir mit Hilfe einer Ablesung (1,0 F) an einem Fürstenau-Intensimeter (Nr. 70 402) für obige Bedingungen mit dem Umrechnungsfaktor F/R zirka 5,3 eines uns vorliegenden Eichscheines des Fürstenau-Intensimeters Nr. 70 712 aus der Phys. Techn. Reichsanstalt vom 11. April 1924 die Erythemdosis 1200 R errechnen, ein Wert, der in Anbetracht der ungenauen Angabe des Umrechnungsfaktors nahe unserem Erythemdosiswert liegt.

I. Zusammenfassung.

1. Für Ionisationskammern, deren Dimensionen klein sind im Vergleich zur Weglänge eines Photoelektrons in Luft, ist der Ionisationsstrom unabhängig von der Kammergestalt proportional dem Kammervolumen; dies trifft zu für Kammern von einem Volumen von zirka 1 ccm und die in der Tiefentherapie benutzten Strahlenqualitäten.

2. Die Abhängigkeit des in einer kleinen Kammer erzeugten Ionisationsstromes vom Wandmaterial wird dargestellt durch die Gleichung $I = C_1 + C_2 N_{\text{eff}}^3$, wobei N_{eff} die effektive Atomnummer des Wandmaterials darstellt.

3. Die graphische Darstellung dieser Abhängigkeit liefert eine Gerade, wenn die dritte Potenz der effektiven Atomnummer der Materialien als Abszisse und die zugehörigen Ionisationsströme als Ordinaten aufgetragen werden. Die Berechnung von C_1 und C_2 oder die Konstruktion der Geraden für jede besondere Strahlenqualität kann durch Beobachtung des Ionisationsstromes in zwei Kammern aus verschiedenem Material erreicht werden (z. B. Kohle- und Magnesiumkammer).

4. Mit Hilfe dieser Geraden kann der Anteil der Gesamtionisation in der kleinen Kammer, der auf Rechnung der Rückstoßelektronen zu setzen ist, direkt bestimmt werden.

5. Es wird vorgeschlagen, zur Definition und Messung der absoluten Doseinheit „ein Röntgen“ eine kleine Ionisationskammer zu benutzen aus einem Material von derselben effektiven Atomnummer wie atmosphärische Luft (7,69) und von einem Volumen von 1 ccn.

6. Die mit einer solchen kleinen Standard-Luftkammer gemessene Erythemdosis für relativ harte Strahlen wurde zu zirka 1400 R bestimmt.

Literatur.

1. Compton, H. A.: Phys. Rev. 21, 483, 1923. — Compton, H. A. und Hubbard, I. C.: Phys. Rev. 23, 439, 1924. — 2. Debye, P.: Phys. Zschr. 8, 24, 1923. — 3. Wilson, C. T. R.: Proc. Roy. Soc. A. 104, 1 und 192, 1923. — 4. Bothe, W.: Zschr. f. Physik 16, 319, 1923. — Bothe, W.: Zschr. f. Physik 20, 237, 1923. — 5. Fricke, H., und Glasser, O.: Zschr. f. Physik 1924. Nat. Acad. Sc. (10), 441, 1924. — 6. Owen, E. A.: Proc. Roy. Soc. A. 86, 430, 1912. — 7. Lind, S. C.: „The Chemical Effects of Alpha-Particles and Electrons“, p. 85ff., 1921. — 8. Friedrich, W., und Kroenig, B.: Strahlenther., Sonderbd. III, 1918. — 9. Holthusen, H.: Fortschr. d. Röntgenstr., Bd. XXVI/2, S. 211, 1918/19. — 10. Martius, H.: Fortschr. d. Röntgenstr., Kongreßh. 1922, S. 158. — 11. Russ, S.: Proc. Roy. Soc. B. Vol. 95, 1923. — 12. Redfield, A. C., und Bright, M. E.: Am. J. Physiol. LXVIII/2, 354, 1924. — 13. Wood, F. C.: Am. J. Roentg. and Rad. Ther. 1924. (Im Druck.) — 14. Fricke, H. und Glasser, O.: Am. J. Roentg. and Rad. Ther. 4, 435, 1924. — 15. Siemens & Halske, Berlin. D.R.P. Nr. 362 456. — 16. Behnken, H.: Zschr. f. techn. Physik 1, 1924.

Röntgenaufnahmen mit harter Strahlung.

Von

Oberingenieur F. Zacher, Erlangen.

Es ist eine jedem Röntgenologen geläufige und in der Praxis tausendfach bewiesene Tatsache, daß zur Herstellung kontrastreicher Negative eine mittelweiche Strahlung erforderlich ist. Infolgedessen war zur Zeit der klassischen Röntgenröhre jedes Institut bemüht, in dem gesamten vorhandenen Röhrenpark mehrere Röhren mit einem mittleren Härtegrad zu unterhalten, und es ist viel Sorgfalt hierauf verwendet worden. Alle diejenigen, die viel mit gashaltigen Röntgenröhren gearbeitet haben, wissen, wie schwierig es war, diese Röhren auf einem bestimmten mittleren Härtegrad zu halten, und wie zeitraubend es war, zu weich gewordene Röhren durch stundenlangen Betrieb mit Unterbelastung wieder auf den erforderlichen Härtegrad zu bringen, und wie oft es passierte, daß eine Röhre, welche mit Hilfe der Regeneriervorrichtung nur ein wenig in ihrem Härtegrad herabgesetzt werden sollte, überregeneriert und damit zu weich wurde. Die gasfreie Röntgenröhre, Bauart Coolidge, stellt somit einen gewaltigen Fortschritt dar und hat in den Diagnostikbetrieb eine ganz wesentliche Erleichterung der Arbeitsmethoden gebracht.