

Das Schwärzungsgesetz für α - und β -Strahlen¹⁾.

Von **Hilde Salbach** in Berlin.

Mit acht Abbildungen. (Eingegangen am 10. August 1922.)

Es ist vielfach versucht worden, Intensitätsmessungen von α - und β -Strahlen anzustellen auf Grund der von diesen Strahlen erzeugten Schwärzungen der photographischen Platte. Bisher ist aber noch nicht systematisch untersucht worden, ob diese Korpuskularstrahlen dasselbe Schwärzungsgesetz ergeben wie Licht. Die Gesetzmäßigkeit in der Schwärzung S der photographischen Platte durch Licht drückt die empirische Schwarzschildsche Formel²⁾ aus, sie lautet:

$$S = \varphi(J^q t) \quad (1)$$

oder in logarithmischer Form

$$S = \psi(q \log J + \log t). \quad (2)$$

Die Bestimmung des Exponenten q geschieht, indem man für zwei Intensitäten J_1 und J_2 die „Schwärzungskurve“ aufnimmt. Wird durch die Expositionen t_1 und t_2 gleiche Schwärzung erzielt, so gilt

$$q = \frac{\log t_2 - \log t_1}{\log \frac{J_1}{J_2}}. \quad (3)$$

Nach Untersuchungen von Schwarzschild²⁾ und Kron⁴⁾ ist der Exponent q keine strenge Konstante für alle Lichtintensitäten und Belichtungszeiten, sondern eine langsam variable Größe. Für Expositionszeiten über eine Sekunde und für schwache Lichtquellen ist q größer als Eins, während q bei starken Lichtquellen und Momentexpositionen kleinere Werte als Eins annimmt. Nach Kron kann q zwischen bestimmten Grenzwerten schwanken. Diese betragen für eine Schleussnerplatte $q = 0,8$ und $q = 1,2$. Für $q = 1$ geht das Schwarzschildsche Gesetz in das speziellere Bunsen⁵⁾-Roscoë-Gesetz über

$$S = \varphi(Jt).$$

In der vorliegenden Arbeit werden nun die Exponenten q aus Schwärzungskurven von α - und β -Strahlen für normale photographische Platten verschiedener Empfindlichkeit (Agfa-Extrarapid- und Schleussner-

¹⁾ Auszug aus einer Berliner Dissertation.

²⁾ Schwarzschild, Phot. Korrespondenz **36**, 398, 1899.

³⁾ Englisch, Das Schwärzungsgesetz für Bromsilbergelatine. Halle a. d. S., Knapp, 1901.

⁴⁾ Kron, Publikationen des Astrophys. Observatoriums zu Potsdam **22**, 5, 1913, Nr. 67.

⁵⁾ Bunsen und Roscoë, Pogg. Ann. **117**, 529, 1862.

Röntgenplatte, doppelt dick gegossen, sowie die photomechanische Platte von Jahr) bestimmt und mit dem Exponenten q für Lichtvergleichen.

A. Das Schwärzungsgesetz für α -Strahlen.

a) Als α -strahlende Substanz wurde bei allen Versuchen Polonium verwandt. Das Polonium wurde auf zwei kleinen Kupferblechen elektrolitisch niedergeschlagen. Für die Versuche wurden diese Kupferbleche mittels eines Messingblockes von 24×19 mm Grundfläche und 5 mm Höhe fest an eine gleich große, 1 mm dicke Messingscheibe geschraubt, die in der Mitte mit einer kreisrunden Öffnung von 5,5 mm Durchmesser versehen war. Die durch diese Fassung freigelassene strahlende Fläche war vollkommen eben. Die Versuche wurden sämtlich im vollständig verdunkelten Raume ausgeführt. Die Präparate wurden miteinander verbunden und unmittelbar auf die photographische Platte gestellt. Sie konnten durch eine Vorrichtung zur Aufnahme der gesamten Schwärzungskurve in gleichen Abständen auf der Platte verschoben werden.

Die Belichtungszeiten in Minuten wurden so gewählt, daß sie eine geometrische Reihe bildeten.

Alle Platten wurden 10 Minuten mit Hauff-Glyrintwickler vollständig ausentwickelt, und zwar wurde eine konzentrierte Lösung hergestellt aus

1000 ccm H_2O ,	5 g Glycin,
250 g krist. Na_2SO_3 , fein pulverisiert,	250 „ K_2CO_3 .

Jedesmal wurden frisch vor dem Gebrauch 40 ccm Lösung mit 120 ccm Wasser verdünnt unter Zusatz von vier Tropfen Bromkalium. Die Entwicklung erfolgte immer in derselben Schale mit derselben Flüssigkeitsmenge. Nach dem Entwickeln wurden die Platten in fließendem Wasser abgespült, darauf je nach der Plattensorte 15 bis 20 Minuten fixiert und dann etwa $\frac{3}{4}$ Stunden in fließendem Wasser gewässert. Die Trocknung der Platten erfolgte ohne künstliche Beschleunigung. Die jeweilige Entwicklertemperatur wurde zu Anfang und Ende der Entwicklung notiert. Es wurde streng darauf geachtet, daß verschiedene Platten, die miteinander verglichen werden sollten, bei genau der gleichen Temperatur entwickelt wurden.

Die Ausmessung der Schwärzung¹⁾ geschah durchweg mit einem Martensschen Polarisationsphotometer²⁾ zur Dichtebestimmung photo-

¹⁾ Die Messungen wurden sämtlich im photochem. Institut der Techn. Hochschule ausgeführt. Für Erlaubnis zur Benutzung des Apparates sage ich Herrn Geheimrat Miethe meinen herzlichsten Dank.

²⁾ Martens, Phot. Korrespondenz 1901, S. 258.

graphischer Platten, wobei immer auf die Mitte des geschwärzten, kreisförmigen Feldes eingestellt wurde.

Die ersten Versuche, die feststellen sollten, ob der Verlauf der Schwärzungskurve für α -Strahlen derselbe ist wie der für Licht, ergaben Übereinstimmung in der Form der Kurven. Man hat demnach bei der Schwärzungskurve für α -Strahlen auch drei Gebiete zu unterscheiden:

1. Gebiet der Unterexposition, S proportional t ,
2. " " normalen Exposition, S proportional $\log t$,
3. " " Überexposition.

Zur Bestimmung des Exponenten q wurden also die Schwärzungskurven mit zwei Poloniumpräparaten, deren Intensitätsverhältnis sowohl nach der Ionisations- als auch nach der Szintillationsmethode¹⁾ bestimmt wurde und im Mittel $J_1/J_2 = 7,3$ betrug, aufgenommen. Die hier in Betracht kommenden Intensitäten sind sehr klein; bei den beiden Poloniumpräparaten benötigt man z. B. für die Schwärzung $S = 2,0$ auf der Agfaplatte eine Expositionsdauer von 2 Stunden 8 Minuten bzw. 13 Stunden 15 Minuten. Bei der unempfindlichen Jahrplatte müssen die Zeiten noch erheblich länger gewählt werden. Nach Formel (3),* die nur im Gebiet der normalen Exposition gilt, ergibt sich, da

$$\log \frac{J_1}{J_2} = 0,863 \left(\frac{J_1}{J_2} = 7,3 \right)$$

ist, für die drei oben angegebenen Plattensorten:

1. Agfa $q = \frac{0,820}{0,863} = 0,95.$
2. Schleussner . . $q = \frac{0,845}{0,863} = 0,98$ (Fig. 1).
3. Jahr $q = \frac{0,830}{0,863} = 0,96.$

Es muß zunächst einiges über die in Betracht kommenden Fehler gesagt werden:

Die Meßgenauigkeit im Martensschen Dichtigkeitsmesser beträgt $\pm 0,2\%$. Für die im Gebiet der normalen Exposition liegenden Schwärzungen beträgt dieser Ablesungsfehler $1/2$ Proz. im Mittel.

Die größte vorkommende Ungenauigkeit ist durch die verschiedene Empfindlichkeit der photographischen Schicht gegenüber der Strahlung begründet. Der hierdurch bewirkte Fehler wird bis zu 10 Proz. an-

¹⁾ Regener, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 78, 1908.

gegeben. Als ein Beispiel für die Abweichungen auf einer Platte sind in der Tabelle 1 die Zahlen der Serie 29 (Agfa) angegeben.

Tabelle 1.

t		α_1	α_2	S_1	S_2	Abweichung in Prozent
28	$Po_1 \dots \left\{ \right.$	54° 12'	57°	1,486	1,56	4,7
64		38°	39°	0,972	1,002	3,0
32		26° 42'	27° 3'	0,590	0,602	2,0
128	$Po_2 \dots \left\{ \right.$	28° 45'	29° 12'	0,664	0,680	2,4
64		21° 39'	21° 51'	0,384	0,392	2,1
32		17° 57'	18° 15'	0,206	0,222	7,3

Berücksichtigt man diesen Fehler bei der Betrachtung der Werte für q , so kann man sagen, daß die α -Strahlen die photographische Platte nahezu nach dem Bunsen-Roscoë-Gesetz schwärzen.

Wenn also keine allzu große Genauigkeit gefordert wird, so läßt sich auf photographischem Wege das Intensitätsverhältnis zweier α -strahlender Präparate bestimmen, wenn die von ihnen erzeugten Schwärzungen beide im Gebiet der normalen Exposition liegen. Man braucht nur durch einige Probebelichtungen festzustellen, bei welchen Zeiten zwei verschiedene Präparate die gleiche Schwärzung ergeben; dann verhalten sich ihre Intensitäten umgekehrt wie die dazugehörigen Belichtungszeiten.

Es muß hier noch auf einige weitere etwa in Betracht kommende Fehlerquellen eingegangen werden. Die Strahlung des Poloniums ist keine reine α -Strahlung, sondern diese ist stets von einer schwachen γ ¹⁾-Strahlung begleitet. Um zu sehen, ob diese γ -Strahlung bei der Schwärzung der photographischen Platte mit in Frage kommt, wurde bei allen drei Plattensorten zwischen die strahlende Schicht und

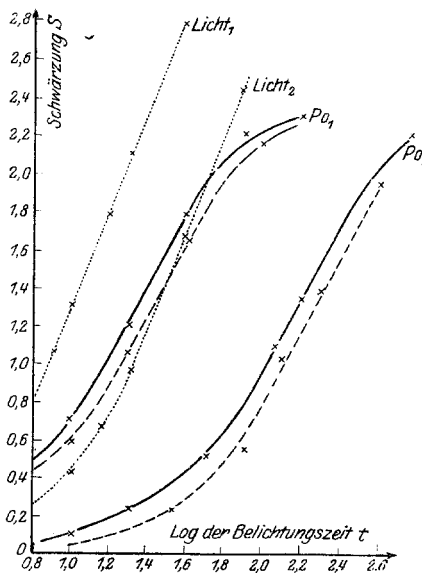


Fig. 1 (Schleussner-Röntgenplatte).

die Platte eine genügend dicke Aluminiumfolie gelegt, in der sämtliche α -Strahlen absorbiert wurden. Nach der Entwicklung zeigte sich auf

¹⁾ Russel und Chadwick, Phil. Mag. (6) 27, 117, 1914.

keiner Platte irgend eine Schwärzung. Daraus folgt, daß die die α -Strahlung begleitende γ -Strahlung photographisch unwirksam ist.

Etwas anders verhält es sich mit der Lichtwirkung der Präparate mit der sich Walter und Pohl¹⁾ in einer Reihe von Arbeiten befaßt haben. Nachdem festgestellt war, daß eine solche Lichtwirkung tatsächlich vorhanden war, wurden für beide Präparate unter Abblendung des Lichtes die Schwärzungskurven nochmals aufgenommen. Das geschah in der Weise, daß auf die photographische Schicht zwei Lagen dünne Al-Folie gelegt wurden, die die Lichtstrahlen abblendeten, die Wirkung der α -Strahlen aber nicht einschränkten. Die neuen Kurven (als Beispiel siehe die gestrichenen Kurven Fig. 1 für die Schleussnerplatte) sind gegen die ursprünglichen alle nach rechts verschoben infolge des Abklingens der Präparate, aber ihr Abstand, auf den es zur Bestimmung von q lediglich ankommt, ist derselbe geblieben. Die Lichtwirkung ist so schwach, daß sie erst bei sehr langer Belichtungszeit eine wahrnehmbare Schwärzung der Platte hervorruft, d. h. erst in Gebieten der Schwärzungskurve wirksam wird, wo für α -Strahlen schon das Maximum der Schwärzung erreicht ist. Dieses Gebiet kommt aber, worauf schon hingewiesen wurde, zur Bestimmung von q nicht in Frage.

In der Literatur^{2) 3)} werden allerdings auch Plattensorten angegeben, für die der Exponent q oder $p = 1/q$ für Licht nur einen wenig von Eins abweichenden Wert besitzt, so daß man auf solche Platten auch für Licht mit guter Annäherung das Bunsen-Roscoë-Gesetz anwenden darf. Daher schien es erwünscht, für die in dieser Arbeit verwandten Plattensorten den Exponenten q auch für Licht zu bestimmen, um zu sehen, ob ein merkbarer Unterschied in der Einwirkung auf die photographische Schicht zwischen den Licht- und α -Strahlen besteht.

Die Intensität der Lichtquelle wurde so schwach gewählt, daß zur Aufnahme ihrer Schwärzungskurve ungefähr dieselben Belichtungszeiten erforderlich waren, wie für die Poloniumkurven. Als Lichtquelle diente eine kleine Glühlampe, die in der Mitte von innen in den einen Deckel eines etwa 15 cm langen, schwarzen Papprohres vom Durchmesser 4 cm eingeschraubt war. Sie beleuchtete eine im Abstand 12 cm von ihr befindliche Milchglasscheibe. Der andere Deckel hatte zwei gleich große, auf einem Durchmesser liegende

¹⁾ Walter, Ann. d. Phys. **17**, 367, 1905; **20**, 327, 1906; Pohl, ebenda **17**, 375, 1905; Walter und Pohl, ebenda **18**, 406, 1905.

²⁾ Schwarzschild, Publ. der v. Kuffnerschen Sternwarte in Wien V, 1900.

³⁾ Leimbach, ZS. für wiss. Photogr. **7**, 151, 1909.

kreisförmige Öffnungen. Vor diese wurden von innen zwei verschiedene geschwärzte photographische Plättchen geklebt, deren Schwärzungen vorher ausgemessen worden waren, und zur Aufnahme der Schwärzungskurven das Papprohr direkt auf die photographische Platte gestellt. Da die beiden geschwärzten Plättchen der leuchtenden Milchglasscheibe genau parallel waren und unter denselben Bedingungen von ihr beleuchtet wurden, so ist das Intensitätsverhältnis direkt als Differenz ihrer Schwärzungen gegeben. Es beträgt in diesem Falle

$$\frac{J_1}{J_2} = 2,32 \left(\log \frac{J_1}{J_2} = 0,366 \right)$$

(Beispiel Fig. 1 punktierte Kurven).

Je drei Versuchsreihen ergaben für Licht folgende Werte für q :

1. Agfa $q = 1,47$.
2. Schleussner . . . $q = 1,23$.
3. Jahr $q = 1,28$.

Die Abweichung des Exponenten q der Lichtstrahlen von den entsprechenden Werten für α -Strahlen auf S. 109 beträgt danach für die drei Plattensorten:

1. Agfa 35,2 Proz.
2. Schleussner . . . 20,6 „
3. Jahr 25 „

Diese Zahlen zeigen, daß die Abweichungen nicht zufällige sein können, sondern daß der Unterschied darauf zurückgeführt werden muß, daß die Verschiedenheit in der Einwirkung der α -Strahlen und Lichtstrahlen auf die photographische

Platte in der verschiedenen Natur der beiden Strahlungsarten begründet liegt.

b) Versuche mit Röhrenphotometer. Um die oben erhaltenen Werte für q auf ihre Richtigkeit zu prüfen und um gleichzeitig mit mehreren Intensitätsabstufungen arbeiten zu können, wurden jetzt eine Reihe von Versuchen mit einem Röhrenphotometer angestellt^{1) 2)}. Fig. 2 zeigt den Grundriß und Fig. 3 einen Querschnitt durch das Röhrenphotometer für α -Strahlen. An Stelle eines Satzes gleichlanger Röhren wurden in eine Messingscheibe S von 5 mm Höhe und 30 mm

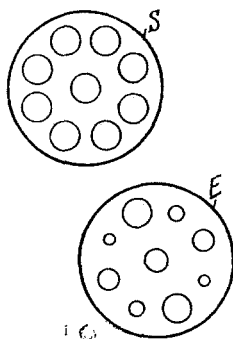


Fig. 2.

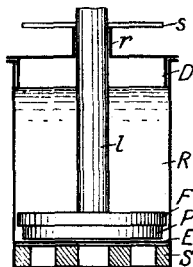


Fig. 3.

¹⁾ Friedrich und Koch, Ann. d. Phys. 45, 399, 1914.

²⁾ Schaum, Photochemie u. Photographie, Leipzig, J. A. Barth, 1908, S. 108.

Durchmesser neun gleich große Löcher mit dem Durchmesser $d = 6$ mm gebohrt. Auf dieser Scheibe lag vollkommen eben ein 0,5 mm dicker Messingdeckel E fest auf. E enthielt neun verschieden große Öffnungen, deren Achsen mit denen der Löcher der Scheibe S genau zusammenfielen. Die sich auf einem Durchmesser gegenüberliegenden Löcher besaßen dieselben Öffnungen von der Größe $d = 6, 4, 3$ und 2 mm. Die Bohrung in der Mitte des Deckels betrug $d = 5$ mm. Die Löcher waren alle mit Präzisionsbohrern gebohrt; die Größe ihrer Durchmesser wurde mit einem Mikroskop geprüft. Auf die Scheibe S paßte genau ein etwa 4 cm langes Messingrohr R und in dieses wieder ein Deckel D , dessen Mitte mit einer Bohrung versehen war, in die ein kurzes Stück Rohr r hineingetrieben wurde. r diente als Führung für einen leicht darin drehbaren Messingstab l , an den die Fassung F des Präparates P angelötet war. Das Präparat wurde an seinem Halter vermittelt eines Stiftes s in den Deckel D des Photometers so eingehängt, daß die strahlende Fläche von dem Deckel E etwa 1 mm entfernt war. Der Stift s paßte genau in die Kerben, die oben im Rohr r in gleichmäßigen Abständen angebracht waren. Dadurch, daß das Präparat mit seiner Fassung gut geführt war, war die Sicherheit gegeben, daß sich die strahlende Fläche genau parallel zur Scheibe S und damit auch zur photographischen Platte befand; denn für die Versuche wurde das Photometer unmittelbar auf die Platte aufgesetzt. Als α -Strahler diente wieder Polonium, das aus einer Poloniumchloridlösung auf einer Wismutscheibe von 28 mm Durchmesser niedergeschlagen war. Die Gleichmäßigkeit der Schicht wurde photographisch geprüft. Es waren praktisch keine Intensitätsunterschiede innerhalb der strahlenden Fläche festzustellen, so daß es hier nicht nötig war, durch Drehen des Präparates während einer Belichtungszeit Ungleichheiten zu eliminieren. Die zu gleichen Durchmessern gehörigen Schwärzungsfelder auf der Platte stimmten immer gut überein, gleichgültig, ob das Präparat gedreht wurde oder nicht.

Das Prinzip des Röhrenphotometers ist folgendes: Unter der Voraussetzung, daß die Strahlungsquelle geradlinige Strahlen in einer Halbkugel aussendet, verhalten sich die auf die photographische Platte treffenden Intensitäten für jede Röhre wie die Flächeninhalte der dazugehörigen Löcher im Deckel E , wenn der Abstand zwischen Deckelöffnung und Platte für alle Röhren derselbe ist. Auf Grund der Wahl der Lochdurchmesser erhält man dann folgende relative Intensitäten:

1, 2,25, 4, 6,25, 9.

Jeder Intensität entspricht eine Schwärzungskurve; wenn genügend lange belichtet wird, läßt es sich erreichen, daß man für alle fünf

Intensitäten die gesamten Schwärzungskurven auf einer Platte erhält. Außer den Schwärzungsfeldern für den Durchmesser $d = 5$ mm wird bei jeder Aufnahmeserie, infolge der doppelten Anordnung zweier gleich großer Öffnungen im Deckel, die zu einer Belichtungszeit t gehörige Schwärzung je zweimal erzeugt. In den Berechnungen ist für die zu gleichen Lochdurchmessern gehörigen Schwärzungen immer gleich das Mittel aus beiden Werten in Rechnung gezogen. Aus den fünf Schwärzungskurven läßt sich dann wieder der Exponent q für je zwei Kurven bestimmen. Daher dürfen die neu erhaltenen Resultate einen Anspruch auf größere Genauigkeit machen, als die Werte auf

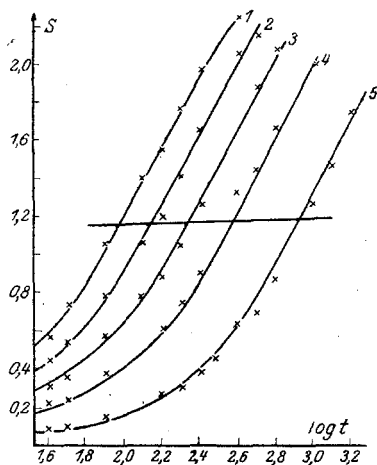


Fig. 4.

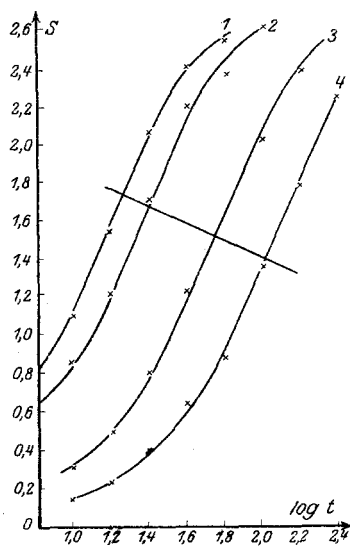


Fig. 5.

S. 109. Fig. 4 gibt als Beispiel eine mit der Schleussnerplatte erhaltene Kurvenschar wieder.

Es wurden jetzt immer mehrere Serien, die an verschiedenen Tagen aufgenommen waren, zusammengefaßt, da man auf Grund der früheren Versuche das Bunsen-Roscoe-Gesetz als gültig ansehen durfte und daher die Korrektur wegen des radioaktiven Zerfalls leicht anzubringen war. Nach einer großen Anzahl von Versuchsreihen kann man sagen, daß der Intensitätsabfall des Präparates innerhalb von fünf Tagen eine merkliche Abnahme der Schwärzung für ein und dieselbe Belichtungszeit nicht bedingt.

Die Aufnahme der Schwärzungskurven mit dem Röhrenphotometer geschah folgendermaßen: Es wurde in einer Serie die Platte t , $2t$, $4t$, $8t$, $16t$ und $32t$ Minuten belichtet. Die zu diesen Expositionen

gehörigen Schwärzungen gaben schon den Verlauf der Kurven an. Bei den weiteren Aufnahmeserien wurden dann die zwischen den oben angegebenen Belichtungszeiten liegenden Werte von t berücksichtigt, deren Logarithmen immer um 0,1 voneinander abwichen. Die dazu gehörigen Schwärzungen mußten dann auf den schon gezeichneten Kurven liegen. Wenn der Zerfall des Präparates berücksichtigt wurde, war das auch immer der Fall. Zur Bestimmung von q aus den Röhrenphotometerkurven müssen wieder die Differenzen der Logarithmen der Belichtungszeiten gebildet werden. Die Kurven wurden zur besseren Übersicht numeriert. Die zur Agfa-Platte gehörigen Werte sind als Beispiel in der Tabelle 2 aufgestellt. Es ergab sich im Mittel nach Formel (3):

1. Agfa $q = 0,95$.
2. Schleussner . . $q = 0,98$ (siehe Fig. 4).
3. Jahr $q = 0,98$.

Ein Vergleich mit den Werten auf S. 109 ergibt für die Agfa- und Schleussnerplatte genaue Übereinstimmung der Resultate, während die Abweichung bei der Jahrplatte gleich 2 Proz. ist.

Tabelle 2. (Agfa, Extrarapid-Platte.)

Kurvenkombination	$\frac{J_1}{J_2}$	$\log \frac{J_1}{J_2}$	$\log t_2 - \log t_1$	q
I (1,2)	1,44	0,158	0,150	$\frac{150}{158} = 0,95$
II (2,3)	1,56	0,193	0,183	$\frac{183}{193} = 0,95$
III (3,4)	1,78	0,250	0,240	$\frac{240}{250} = 0,96$
IV (4,5)	2,25	0,352	0,340	$\frac{340}{352} = 0,966$
V (1,3)	2,25	0,352	0,330	$\frac{330}{352} = 0,94$
VI (2,4)	2,78	0,444	0,420	$\frac{420}{444} = 0,946$
VII (3,5)	4	0,602	0,580	$\frac{580}{602} = 0,96$
VIII (1,4)	4	0,602	0,570	$\frac{570}{602} = 0,947$
IX (2,5)	6,25	0,796	0,760	$\frac{760}{796} = 0,955$
X (1,5)	9	0,954	0,910	$\frac{910}{954} = 0,954$

Mittelwert $q = 0,95$

Es soll jetzt gleich noch ein Einwand widerlegt werden, der gegen die Röhrenphotometermethode gemacht werden muß. Man darf streng genommen nur dann die durch jede Röhre strahlende Intensität

proportional der dazugehörigen Öffnung im Deckel setzen, wenn die Rohrlänge groß ist gegen den Durchmesser der Öffnung. Wie aus den angegebenen Abmessungen des Photometers zu ersehen ist, wurde diese Forderung nicht erfüllt. Wegen der kurzen Reichweite der α -Strahlen und der schwachen Intensität der strahlenden Schicht mußte danach gestrebt werden, das Präparat der photographischen Platte möglichst nahe zu bringen. Es erwies sich also als unbedingt notwendig, die angegebenen relativen Intensitäten elektroskopisch zu prüfen. Das Photometer wurde in einem bestimmten Abstand vom Elektroskop aufgestellt und alle Öffnungen bis auf die zu messende mit Blei abgedeckt. Durch Drehen des Photometers gelang es, die freien Öffnungen nacheinander immer in die gleiche Stellung zum Elektroskop zu bringen und gleichzeitig über derselben Stelle des Präparates zu messen. Der in der Mitte liegende Lochdurchmesser mußte hierbei wegen seiner unsymmetrischen Stellung ausgelassen werden. Nach der Ionisationsmethode erhält man dann folgende relative Intensitäten:

1, 2,19, 3,78, 8,63;

die entsprechenden Werte waren

1, 2,25, 4, 9.

Berücksichtigt man bei der Bestimmung von q die neu erhaltenen Werte für die Intensitäten, so erhält man für q folgende Werte:

1. Agfa $q = 0,98$

2. Schleussner $q = 1,01$

3. Jahr $q = 1,01$

Der Unterschied gegen die entsprechenden Werte auf S. 115 beträgt für alle drei Plattensorten rund 3 Proz. Da die neuen Größen alle näher an Eins liegen, folgt aus ihnen mit noch größerer Berechtigung die Gültigkeit des Bunsen-Roscoë-Gesetzes.

Daß bei dem Röhrenphotometer die Rohrlänge nicht groß ist gegen den Durchmesser der Deckelöffnung, sieht man schon den Schwärzungsfeldern auf der Platte an; denn diese zeigen alle eine kleine Abnahme der Schwärzung von der Mitte zum Rand. Daraus resultiert ein Fehler, der z. T. dadurch vermieden wird, daß das Martensphotometer einen Integralwert über eine Fläche von etwa 5 mm Durchmesser mißt und daß immer genau auf die Mitte des geschwärzten Feldes eingestellt wurde. Immerhin erschien es wünschenswert, die Schwärzungswerte mit einem Mikrophotometer¹⁾ nachzukontrollieren.

¹⁾ Die Messungen mit dem Mikrophotometer wurden im Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam ausgeführt. Für die Erlaubnis zur Benutzung des Photometers bin ich Herrn Direktor Ludendorff zu großem Dank verpflichtet.

Es zeigte sich bei allen Feldern der gleiche Gang in der Schwärzung, und zwar betrug die Abnahme bei 10 Feldern im Mittel rund 5 Proz. Es wurde zur Kontrolle eine Serie (87) mit dem Mikrophotometer durchgemessen, indem immer genau auf die Mitte des Feldes eingestellt wurde. Trägt man dann statt der absoluten Schwärzung die Stellung des Vergleichskeiles in Millimetern im Mikrophotometer als Ordinate auf, so erhält man aus diesen Kurven für q den Wert 0,97, während er für dieselbe Serie und die absolute Schwärzung als Ordinate 0,98 beträgt.

Da die Werte des Schwarzschild'schen Exponenten für Licht auf S. 112 z. T. über den in der Literatur angegebenen Grenzwerten liegen, schien es angebracht, auch diese Größen mittels einer Anzahl Schwärzungskurven, die mit den abgestuften Intensitäten eines Röhrenphotometers hergestellt waren, nochmals zu bestimmen. Eine Beschreibung des hier verwendeten Röhrenphotometers für Licht erübrigt sich, da es von dem oben beschriebenen nur insofern abweicht, als die Dimensionen etwas größer gewählt wurden und die strahlende Fläche eine Milchglasscheibe war, die ihr Licht von einer zweiten, von oben beleuchteten Milchglasscheibe erhielt. Ein Beispiel für die Lichtkurven der Schleussnerplatte gibt Fig. 5.

Das Verhältnis der Intensitäten der Deckelöffnungen beträgt:
2,25 : 4 : 9 : 12,25.

Die Mittelwerte für q (aus je vier Versuchsreihen) betragen:

1. Agfa $q = 1,23$
2. Schleussner $q = 1,22$
3. Jahr $q = 1,22$

B. Das Schwärzungsgesetz für β -Strahlen.

a) Nachdem für α -Strahlen die Gültigkeit des $J.t$ -Gesetzes bewiesen war, wurde nun untersucht, nach welchem Gesetze die gleichfalls korpuskularen β -Strahlen die photographische Platte schwärzen.

Als β -strahlende Substanz¹⁾ diente Uran X, dessen Halbwertszeit 23,5 Tage beträgt. Wegen des schnellen Zerfalls mußte von vornherein danach gestrebt werden, möglichst starke Präparate herzustellen, damit nicht zu lange Belichtungszeiten gewählt werden mußten, um die ganze Schwärzungskurve aufnehmen zu können. Denn bei Belichtungszeiten von mehreren Tagen erhält man infolge der kurzen Halbwertszeit Schwärzungen, die relativ zu den Schwärzungen

¹⁾ Die Substanzen für die Präparate wurden von Herrn Prof. Hahn in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

kurzer Expositionen zu klein sind. Da das Schwärzungsgesetz für β -Strahlen nicht bekannt ist, läßt sich dieser Fehler vorerst nicht korrigieren. Für die ersten Versuche stand allerdings nur eine sehr geringe Menge Uran X zur Verfügung. Die beiden Präparate bestanden aus Filtrierpapierstückchen, auf denen sich die aktive Substanz befand. Die Präparate wurden in derselben Weise gefaßt, wie die Poloniumpräparate (S. 110) und in derselben Anordnung verwendet. Das Intensitätsverhältnis wurde elektroskopisch gemessen. Es betrug

$$\frac{J_1}{J_2} = 1,79 \left(\log \frac{J_1}{J_2} = 0,253 \right).$$

Mit diesen Uran X-Präparaten wurden auf allen Platten eine Reihe von Schwärzungskurven aufgenommen. Dabei wurden folgende Mittelwerte erhalten:

$$\begin{aligned} 1. \text{ Schleussner } q &= \frac{0,225}{0,253} = 0,89 \\ 2. \text{ Jahr } q &= \frac{0,215}{0,253} = 0,85. \end{aligned}$$

Merkwürdigerweise ergaben die verschiedenen Agfaplatten Werte für q , die so stark voneinander abwichen, daß aus ihnen kein Mittelwert gebildet werden konnte.

Die für die Schleussner- und Jahrplatte erhaltenen Zahlen lassen schon jetzt erkennen, daß von der allgemeinen Gültigkeit des Bunsen-Roscoë-Gesetzes für β -Strahlen nicht die Rede sein kann. An seine Stelle tritt hier das allgemeinere Schwarzschildsche Gesetz, und zwar nehmen die Exponenten q in Intensitätsbereichen, wo zur Hervorrufung der Maximalschwärzung einer Platte Belichtungszeiten von vielen Stunden erforderlich sind, Werte an, wie sie bei Licht nur für ganz starke Lichtquellen, wie Bogenlicht und Funkenentladungen, bei Momentexpositionen beobachtet worden sind. Auf photographischem Wege läßt sich das Intensitätsverhältnis zweier β -strahlender Präparate nur dann bestimmen, wenn für β -Strahlen der Exponent q der betreffenden Plattensorte bekannt ist. Bei gleicher Schwärzung ist dann

$$\log \frac{J_1}{J_2} = \frac{1}{q} (\log t_2 - \log t_1).$$

b) Versuche mit Röhrenphotometer. Es wurden nun die Ergebnisse mit demselben Röhrenphotometer, wie es für α -Strahlen verwendet worden war, kontrolliert. Nach einigen Schwierigkeiten gelang es, eine kleine Menge Uran X auf einer Fläche von nahezu 3 cm Durchmesser gleichmäßig zu verteilen. Das fein pulverisierte Uran X-Präparat wurde mit Alkohol aufgeschlemmt und auf eine Messingscheibe aufgetragen, die in der Mitte an ein Rohr angelötet

war, das genau in die Führung r des Röhrenphotometers (Fig. 3) paßte. Durch leichtes Erwärmen wurde die Masse getrocknet; dann wurden ein paar Tropfen Terpentin aufgetropft, die die Substanz durchdrangen und beim Erhitzen verharzten. Jetzt haftete die Schicht genügend fest an der Messingscheibe, und das Präparat war gebrauchsfertig. Wie zu erwarten war, zeigte die Uran X-Schicht Intensitätsschwankungen, die aber vollständig herausfielen, wenn das Präparat während einer Belichtungszeit in gleichmäßigen Abständen einmal um seine Achse gedreht wurde. Es konnten dann selbstverständlich nur die auf dem Kreis (Fig. 2) angeordneten Öffnungen berücksichtigt werden. Bei den Versuchen mit β -Strahlen wurde der Halter l (Fig. 3) so lang gemacht, daß er von einem senkrecht darüber befindlichen Uhrwerk leicht mitgenommen werden konnte. Bei langen Belichtungszeiten wurde das Präparat automatisch gedreht, bei kurzen Belichtungszeiten geschah das in gleichen Zeitabständen mit der Hand.

Bei einer Reihe von Versuchen bestand der Deckel E des Röhrenphotometers aus 0,5 mm dickem Messingblech, wie bei den Aufnahmen mit Polonium, bei anderen wurde er durch einen 1 mm starken Bleideckel mit entsprechend großen Öffnungen in derselben Anordnung ersetzt. Es hatte sich nämlich herausgestellt, daß die β -Strahlung des Uran X von $\frac{1}{2}$ mm Messing nicht vollkommen absorbiert wurde.

Die elektroskopisch festgestellte Durchlässigkeit betrug 4 Proz. der auffallenden Strahlung. Die mit den verschiedenen Deckeln aufgenommenen Schwärzungskurven ergaben aber praktisch die gleichen Werte für q .

Das neue Präparat war stärker als die Präparate bei den ersten Versuchen, z. B. wurde die Schwärzung 1 auf der Schleussnerplatte in einer 3,7mal kürzeren Zeit erreicht. Fig. 6 zeigt als Beispiel wieder die Kurvenschar für eine Schleussnerplatte. Es wurden für jede Platte aus mehreren Aufnahmeserien folgende Mittelwerte erhalten:

1. Agfa $q = 0,81$
2. Schleussner $q = 0,86$
3. Jahr $q = 0,83$

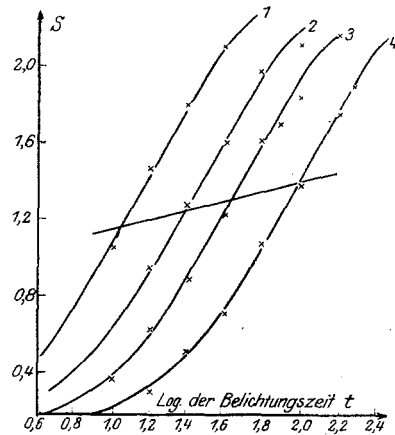


Fig. 6.

Die Übereinstimmung ist für 2. auf 3,4 Proz., für 3. bis auf 2,4 Proz. genau.

Da die β -Strahlen ihrer Natur nach wie die α -Strahlen Korpuskularstrahlen sind, hätte man für sie ebenfalls die Gültigkeit des Bunsen-Roscoë-Gesetzes erwarten können. Daher muß untersucht werden, ob die große Abweichung des Schwarzschildschen Exponenten von Eins nicht auf Fehler in der Anordnung zurückzuführen ist.

Bei β -Strahlen kommen die erzeugten Sekundärstrahlen als Fehlerquelle in Betracht. Sie können das Resultat insofern fälschen, als durch sie die durch die Deckelöffnungen gegebenen Intensitätsverhältnisse verändert werden können. Setzt man in der Formel

$$q = \frac{\log t_2 - \log t_1}{\log \frac{J_1}{J_2}}$$

$q = 1$, so lassen sich daraus die Intensitätsverhältnisse ausrechnen, die bei einer Gültigkeit des Bunsen-Roscoë-Gesetzes in Frage kommen müßten. Wie die Rechnung zeigt, erhält man dann Intensitätsverhältnisse, die kleiner sind, als die gegebenen. Tatsächlich können aber durch die Sekundärstrahlen die Intensitätsverhältnisse nur vergrößert werden, da der Beitrag an Sekundärstrahlen bei großen Lochdurchmessern prozentisch mehr ausmachen kann als bei kleinen. Infolgedessen würden zur Bestimmung von q nur größere Verhältnisse in Frage kommen, als die angenommenen, d. h. also, wenn die von β -Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen Fehler verursachen, müßte q noch weiter von 1 abweichen. Die Wirkung der Sekundärstrahlen wurde folgendermaßen nach Möglichkeit vermindert. An Stelle der Messingscheibe S mit den neun gleich großen Bohrungen wurde eine gleich große, ebenso gebohrte Hartgummischeibe in das Röhrenphotometer eingesetzt und die Schwärzungskurven für die Schleussner- und Jahrplatte in derselben Weise wie früher aufgenommen. Der aus diesen Kurven bestimmte Wert für q beträgt

für die Schleussnerplatte	$q = 0,83$
für die Jahrplatte	$q = 0,81$

Er weicht also nur unwesentlich von den auf S. 119 angegebenen Zahlen ab. Nach diesem Versuch können also die Sekundärstrahlen das Meßresultat nicht wesentlich beeinflussen.

Um ganz sicher zu gehen, mußten die Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Strahlenbündel des Röhrenphotometers auch für Uran X elektroskopisch nachgeprüft werden. Die Messung erfolgte in der-

selben Anordnung wie für Polonium (S. 115). Das Verhältnis der Intensitäten ergab sich zu

$$1 : 2,22 : 3,88 : 9,03.$$

Bestimmt man mit diesen Werten für alle drei Plattensorten den Exponenten q , so erhält man praktisch dieselben Zahlen wie oben.

Bei den von β -Strahlen erzeugten Schwärzungsfeldern auf der Platte kann man von einem Unterschied in der Schwärzung innerhalb eines Feldes nicht sprechen. Daß der Gang in der Schwärzung eines Feldes von der Mitte zum Rand fehlt, obwohl er nach den Abmessungen des Röhrenphotometers zu erwarten wäre, muß auf die Streuung der β -Strahlen zurückgeführt werden. Die kleinen Abweichungen, die sich beim Durchmessen mit dem Mikrophotometer zeigten, beruhen auf Ablesungsschwankungen. Es wurde auch für β -Strahlen eine Reihe von Schwärzungskurven mit dem Mikrophotometer aufgenommen, wobei nur die Mitte der Schwärzungsfelder zur Messung verwendet wurde. Der Mittelwert für q für die Agfaplatte (Serie 97) wurde z. B. zu 0,81 bestimmt, in genauer Übereinstimmung also mit der Zahl, die sich aus Messungen mit dem Polarisationsphotometer ergeben hatte.

Ein weiterer Fehler könnte noch dadurch verursacht werden, daß die vom Uran X-Präparat ausgesandte Strahlung sich nicht halbkugelförmig ausbreitet. Wenn das Präparat hauptsächlich Parallelstrahlen aussenden würde, dann müßten die Löcher im Deckel des Röhrenphotometers, ihrem Durchmesser entsprechend, verschieden große Strahlenbündel von der Gesamtstrahlung ausblenden, die auf der Platte verschieden große Schwärzungsfelder, aber von gleicher Schwärzung, erzeugen müßten. Hiergegen sprachen aber alle Negative, auf denen ein Unterschied in der Größe der geschwärzten Felder niemals bemerkt werden konnte. Daß die Streuung einen Ausgleich in der Größe der verschiedenen Felder bewirkt haben könnte, scheint im Hinblick darauf unwahrscheinlich zu sein, als das zur Blende $d = 2$ mm gehörige Schwärzungsfeld selbst bei kürzester Belichtungszeit denselben Durchmesser aufwies, wie das zur größten Blende gehörige Feld bei langen Expositionen.

Die hier angegebenen Werte für das q von β -Strahlen stimmen nicht mit dem Ergebnis von Bothe¹⁾ überein, dessen kurze Veröffentlichung in der Zeitschrift für Physik erschien, als diese Arbeit als Dissertation abgeschlossen vorlag. Bothe findet für β -Strahlen von Radium E für die Agfa-Extrarapidplatte das Bunsen-Röscoë-Gesetz streng erfüllt. Der Verfasser wählt bei der Bestimmung von q eine

¹⁾ Bothe, ZS. f. Phys. 8, 243, 1922.

etwas andere Darstellungsart. Er nimmt nicht für verschiedene Intensitäten die gesamten Schwärzungskurven auf, sondern verändert J und t und mißt die Schwärzung für einige Punkte $J \cdot t = \text{const.}$ Diese Darstellungsart ist im Prinzip dieselbe wie bei Kron¹⁾, der aus der Neigung seiner „Kurven konstanter Schwärzung“ zur Abszissenachse die Größen der Exponenten q für Licht verschiedener Intensitäten abliest. Die Kurven $J \cdot t = \text{const.}$, die parallel zur Abszissenachse verlaufen, erfüllen das Bunsen-Roscoë-Gesetz $J \cdot t = \text{const.}$, während irgendwie geneigte Geraden das Schwarzschildsche Gesetz $J^q t = \text{const.}$ befriedigen. In Fig. 4 bis 6 sind für α -Licht- und β -Strahlen in die Kurvenscharen für die Schleussnerplatte die Kurven $Jt = \text{const.}$ eingezeichnet. Die Kurven $Jt = \text{const.}$ für Polonium (Fig. 4) kann man als nahezu parallel zur $\log t$ -Achse bezeichnen, dagegen stellen die Kurven $J \cdot t = \text{const.}$ für Licht (Fig. 5) und Uran X (Fig. 6) entsprechend der Abweichung des Exponenten q von Eins geneigte Geraden dar. Für die Agfa- und Jahrplatte haben die Kurven $J \cdot t = \text{const.}$ für alle drei Strahlenarten den entsprechenden Verlauf, da ja die q -Werte der angegebenen Plattensorten wenig voneinander abweichen. Bothes Kurven $J \cdot t = \text{const.}$ laufen streng parallel zur $\log t$ -Achse. Da Bothe mit Rodinal entwickelt hat, ist es möglich, daß die verschiedenen Entwicklungsarten abweichende Ergebnisse zur Folge haben; denn für Licht ändern sich nach Kron¹⁾ die q -Werte mit der verschiedenen Entwicklungsart. Es war also angebracht, eine neue Versuchsreihe für die Agfaplatte mit dem Röhrenphotometer aufzunehmen. Die Entwicklung erfolgte genau nach den Botheschen Angaben (5 Min. Rodinal 1:20 bei 18°). Aus den neuen Aufnahmen ergab sich ein $q = 0,82$ in guter Übereinstimmung mit der Angabe auf S. 119 und im Widerspruch zu dem Ergebnis von Bothe. Da es schien, als ob die Platten nach 5 Minuten noch nicht voll ausentwickelt waren, wurde unter sonst gleichen Umständen 10 Min. entwickelt; der Wert für q betrug jetzt 0,83. Es wurde noch eine weitere Serie im Vakuum aufgenommen. Bei diesem Versuch wiesen die Felder gleicher Intensität ziemlich große Abweichungen auf, aber der gefundene Mittelwert $q = 0,7$ war in Übereinstimmung mit den früheren Messungen jedenfalls kleiner als Eins.

Aus diesen Probeversuchen folgt also, daß von einer allgemeinen Gültigkeit des Bunsen-Roscoë-Gesetzes für β -Strahlen nicht die Rede sein kann, und daß man bei photographischen Intensitätsbestimmungen

¹⁾ Kron, Publikationen des Astrophys. Observatoriums zu Potsdam 22, 5, 1913, Nr. 67.

bei β -Strahlen immer nach der auf S. 118 angegebenen Weise verfahren muß, d. h. man muß erst das q für die betreffende Plattenart einer Emulsion bestimmen, ehe man von den Belichtungszeiten auf die Intensitäten schließt.

Es war ferner noch von Interesse, festzustellen, welchen Verlauf die Kurven für α -, β - und Lichtstrahlen im Gebiet der Unterexposition haben, d. h. in dem Bereich der Schwärzungskurve, wo S proportional t ist. Wie aus Fig. 7 hervorgeht, laufen die Kurven für Uran und Polonium vom Nullpunkt aus vollkommen geradlinig, während die Lichtkurven den typischen „Schwellenwert“ erkennen lassen. Das Fehlen des Schwellenwertes bei den Korpustularstrahlen scheint ebenso wie bei den

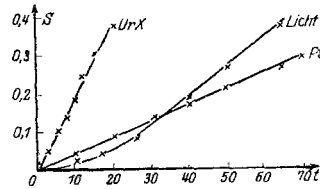


Fig. 7.

Röntgenstrahlen nach Untersuchungen von Friedrich und Koch¹⁾, sowie Glocker und Traub²⁾ in der vom Licht prinzipiell verschiedenen Wirkung auf die photographische Schicht seinen Grund zu haben.

Um die Größen des Schwarzschildschen Exponenten für alle drei Strahlenarten besser vergleichen zu können, seien in der folgenden Tabelle als Resultat der ganzen Arbeit die mit den Röhrenphotometern für q erhaltenen Werte nebeneinander gestellt.

Plattensorte	Licht	Polonium	Uran X
1. Afpa	1,23	0,95	0,81
2. Sch'eussner	1,22	0,98	0,86
3. Jahr	1,22	0,98	0,83

Zum Schluß sei noch ein Wort über die Zahl der α - und β -Teilchen gesagt, die von den beiden Präparaten ausgesandt werden. Es wurde zuerst unter vollkommen gleichen Verhältnissen der Ionisationsstrom des Polonium- und Uran X-Präparates gemessen. Es ergab sich das Verhältnis $Po/UX = 3$. Darauf wurde mit beiden Präparaten auch unter denselben Bedingungen eine Schleussnerplatte belichtet. Bei der Ausmessung der Schwärzung ergab sich für beide Präparate nahezu derselbe Wert. Im Ionisierungsraum des Elektroskops legten die α -Strahlen roh gerechnet 1,33 cm zurück, während man für die β -Strahlen annehmen muß, daß sie die Länge des ganzen Raumes durchsetzen, die 10 cm betrug. Nimmt man die Zahl der

¹⁾ Friedrich u. Koch, Ann. d. Phys. **45**, 399, 1914.

²⁾ Glocker u. Traub, Phys. ZS. **22**, 345, 1921.

Ionenpaare, die von α -Strahlen erzeugt werden, mit $55 \cdot 10^3$, die für β -Strahlen mit 10^3 an, so ist das Verhältnis der von einem α -Teilchen zu einem Elektron gebildeten Ionenpaare $= 55$. Da sich aber die Ionisationsströme der Präparate wie 1:3 verhalten, so folgt daraus, daß das Uranpräparat 18mal soviel β -Teilchen aussendet, wie das Poloniumpräparat α -Teilchen, d. h. also, auf der Schleussnerplatte erzeugen 18 β -Teilchen dieselbe Schwärzung wie ein α -Teilchen. Diese Überlegung kann selbstverständlich nur als eine rohe Überschlagsrechnung gelten, da über die Zahl der von einem β -Teilchen pro Zentimeter Weglänge erzeugten Ionenpaare nur sehr wenig genaue Angaben in der Literatur vorliegen.

C. Absorptionsmessungen mit β -Strahlen.

Im folgenden sollen noch kurz einige Versuche beschrieben werden, die angestellt wurden, um den Absorptionskoeffizienten μ der verwandten β -Strahlung zu bestimmen. Die Bestimmung von μ geschah einmal nach der bekannten Ionisationsmethode, außerdem aber auf photographischem Wege, und zwar in folgender Anordnung.

Wie oben erwähnt wurde, hatten in dem zur Aufnahme der Schwärzungskurven verwendeten Röhrenphotometer die sich gegenüberliegenden Öffnungen im Deckel E (Fig. 2) denselben Durchmesser. Es wurde daher für die Absorptionsmessungen die eine Hälfte der Deckelöffnungen mit der absorbierenden Substanz (Aluminium) bedeckt, die andere Hälfte freigelassen. Dadurch entstanden bei der Belichtung auf der Platte für zwei gegenüberliegende Lochdurchmesser jetzt zwei verschieden geschwärzte Felder. Das Präparat wurde mit dem Uhrwerk gedreht, da es hier besonders notwendig war, Ungleichheiten in der Schicht durch Drehen zu eliminieren. Aus dem Unterschied der Schwärzungen für denselben Durchmesser läßt sich μ bestimmen, wenn die Schwärzungen in Abhängigkeit von $\log J$ aufgezeichnet werden.

Ist J_0 die auf die Folie auftreffende Intensität, J_x die Intensität nach Durchquerung einer absorbierenden Schicht der Dicke x , so ist

$$\mu = \frac{\log \frac{J_0}{J_x}}{x \log e}.$$

$\log \frac{J_0}{J_x}$ liest man aus den Kurven (Fig. 8 z. B.) ab, die Dicke wird durch Wägung bestimmt, dann läßt sich also μ berechnen. Als Plattenmaterial fanden hauptsächlich die Schleussner- und Jahrplatte Verwendung, die Belichtungszeit betrug meistens 24 Stunden.

Für die Jahrplatte wurden z.B. Aufnahmen gemacht, bei denen nacheinander die eine Hälfte des Röhrenphotometerdeckels mit einer, zwei und drei Lagen einer Aluminiumfolie von der Dicke $x = 0,00154$ cm abgedeckt war. Bestimmt man für die drei Lagen den Absorptionskoeffizienten, so erhält man

$$\text{a) } x = 0,00154 \text{ cm, } \frac{J_0}{J_x} = 1,46, \quad \mu = 246 \text{ cm}^{-1},$$

$$\text{b) } x = 2 \cdot 0,00154 \text{ cm, } \frac{J_0}{J_x} = 1,57, \quad \mu = 146 \text{ cm}^{-1},$$

$$\text{c) } x = 3 \cdot 0,00154 \text{ cm, } \frac{J_0}{J_x} = 1,77, \quad \mu = 123 \text{ cm}^{-1}.$$

Die unter denselben Bedingungen nach der Ionisationsmethode gemessenen Intensitätsverhältnisse und die entsprechenden μ waren folgende:

$$\text{a) } \frac{J_0}{J_x} = 1,08, \quad \mu = 50 \text{ cm}^{-1},$$

$$\text{b) } \frac{J_0}{J_x} = 1,15, \quad \mu = 45 \text{ cm}^{-1},$$

$$\text{c) } \frac{J_0}{J_x} = 1,18, \quad \mu = 36 \text{ cm}^{-1}.$$

Verwendet man eine Folie der Dicke $x = 0,00466$ cm (Fig. 8) für die Jahrplatte, dann ergibt sich

$$\frac{J_0}{J_x} = 1,6, \quad \mu = 101 \text{ cm}^{-1},$$

entsprechend nach der Ionisationsmethode

$$\frac{J_0}{J_x} = 1,13, \quad \mu = 26 \text{ cm}^{-1}.$$

Daß die nach beiden Methoden erhaltenen Werte für μ nicht gleich sind, liegt in der gemischten Strahlung des Uran X begründet. Die mit dem Elektroskop erhaltenen Größen für μ stimmen ungefähr mit dem Wert überein, der in der Literatur für die harten Strahlen des Uran X angegeben wird ($\mu = 15 \text{ cm}^{-1}$), während man auf photographischem Wege mit der Jahrplatte μ -Werte bekommt, die der weicheren β -Strahlung des Uran X entsprechen.

Nach beiden Bestimmungsmethoden ergab sich ein größeres μ , wenn die absorbierende Schicht nicht, wie es bis jetzt der Fall war, auf dem Bleideckel *E* lag, sondern wenn sie zwischen den Deckel *E*

und die Scheibe S eingeschoben wurde (Fig. 2). Für die absorbierende Folie $x = 0,00466$ cm ergab dann der photographische Weg

$$\frac{J_0}{J_x} = 1,75, \quad \mu = 120 \text{ cm}^{-1}$$

die Ionisationsmethode

$$\frac{J_0}{J_x} = 1,21, \quad \mu = 41 \text{ cm}^{-1}.$$

Der Unterschied im μ bei den beiden verschiedenen Lagen der absorbierenden Substanz zum Präparat muß auf den Einfluß der Streuung zurückgeführt werden, der in beiden Fällen verschieden stark zur Geltung kommt.

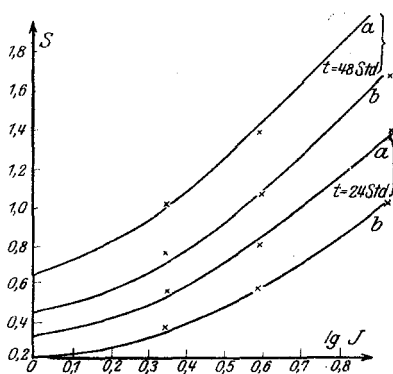


Fig. 8.

Mit denselben Folien sollten in der gleichen Weise die Aufnahmen mit der Schleussnerplatte wiederholt werden. Da zeigte es sich jedoch, daß für die Folie der Dicke $x = 0,00154$ z. B. kein meßbarer Unterschied in der Schwärzung bestand, gleichgültig, ob außerdem mehrere Schichten der absorbierenden Folie in den Strahlengang eingeschaltet wurden

oder nicht. Um also μ zu bestimmen, mußte eine dickere absorbierende Schicht verwendet werden, und zwar war es hier $0,052$ cm starkes Aluminiumblech. Die hiermit auf photographischem Wege erhaltenen Größen sind:

$$\frac{J_0}{J_x} = 2,88, \quad \mu = 21 \text{ cm}^{-1}.$$

Es zeigt sich also folgendes Ergebnis: Mit der Jahrplatte erhält man einen bedeutend größeren Absorptionskoeffizienten für Aluminium als mit der Schleussnerplatte, d. h. die Jahrplatte bevorzugt von der gemischten β -Strahlung des Uran X die weichen Strahlen, während die Schleussnerplatte gerade auf die harten Strahlen besonders anspricht, also ähnliche Werte liefert wie die Ionisationsmethode unter den hier angewandten Versuchsbedingungen. Man sieht daraus, daß die photographische Methode der Absorptionsmessung nur mit der größten Vorsicht angewendet werden darf und eigentlich nur dann, wenn die zu untersuchende β -Strahlung vollkommen homogen ist. Andererseits kann man aber folgendes schließen: obwohl die beiden

Plattensorten auf verschiedene Arten von β -Strahlen besonders ansprachen, gaben die Schwärzungskurven (Ergebnis S. 119) sehr wenig verschiedene Werte für die Größe des Schwarzschild'schen Exponenten, d. h. das Schwärzungsgesetz ist für die in Frage kommenden β -Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten dasselbe. Für Licht verschiedener Wellenlänge ist von Leimbach¹⁾ festgestellt worden, daß das Schwärzungsgesetz für Licht verschiedener Spektralbereiche dasselbe ist. Auch geben homogene Röntgenstrahlen²⁾ innerhalb der Fehlergrenzen denselben Wert für q wie ein Gemisch von Röntgenstrahlen³⁾ aller Härten.

Zur Kontrolle wurden für die Schleussner- und Jahrplatte die Schwärzungskurven mit dem Röhrenphotometer nochmals aufgenommen, wobei die Löcher des Bleideckels mit Aluminiumfolie abgedeckt waren. Die Dicke der Lage betrug bei der Schleussnerplatte 0,052 cm, bei der Jahrplatte 0,00466 cm. Aus den neuen Kurven ergeben sich folgende Werte:

Schleussner	$q = 0,83$
Jahr	$q = 0,82$

Die Abweichungen von den Zahlen auf S. 119 sind gering. Es ergaben also die filtrierte, härteren β -Strahlen des Uran X dasselbe q wie die weichen Strahlen.

Zusammenfassung.

A. Für α -Strahlen des Poloniums wurden aus den Schwärzungskurven zweier Präparate und aus Versuchen mit einem Röhrenphotometer für die Agfa-Extrarapid- und die Schleussner-Röntgenplatte, sowie für die photomechanische Platte von Jahr die Größen des Exponenten aus dem Schwarzschild'schen Gesetz $S = f(J^q t)$ ermittelt. Es ergab sich, daß die Größen q nur unbedeutend von Eins abweichen in Expositionsgebieten, wo der Exponent q für Licht in der Nähe seines oberen Grenzwertes 1,2 liegt. Für α -Strahlen gilt also hier das Bunsen-Roscoe-Gesetz $J \cdot t = \text{const.}$, d. h. die Schwärzung ist von der Gesamtzahl der auffallenden Teilchen abhängig. Die gleiche Anzahl insgesamt aufgefallener Teilchen ergibt auch die gleiche Schwärzung.

B. Für β -Strahlen des Uran X muß dagegen, wie die entsprechenden Versuche für dieselben Plattensorten und Expositions-

¹⁾ Leimbach, ZS. für wiss. Photogr. 7, 151, 1909.

²⁾ Krönke, Ann. d. Phys. 43, 687, 1914.

³⁾ Friedrich u. Koch, Ann. d. Phys. 45, 399, 1914.

gebiete ergaben, mit der allgemeinen Schwarzschild'schen Formel gerechnet werden. Die Exponenten q nehmen Werte an, wie sie für Licht nur bei ganz intensiven Lichtquellen und Momentexpositionen beobachtet worden sind; d. h. eine bestimmte Schwärzung wird bei geringer Dichte der β -Strahlung schneller erreicht als bei großer Dichte und entsprechend kürzerer Belichtungszeit.

C. Es wurden mit β -Strahlen eine Reihe von Absorptionsmessungen für Aluminium auf photographischem Wege vorgenommen und dabei festgestellt, daß die verschiedenen Platten Strahlen verschiedener Härte besonders bevorzugen, so daß der mittlere Absorptionskoeffizient einer gemischten Strahlung wie der des Uran X auf photographischem Wege nicht genau angegeben werden kann. Ferner wurde festgestellt, daß der Exponent des Schwärzungsgesetzes für Strahlen verschiedener Absorbierbarkeit gleich ist.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule zu Berlin ausgeführt. Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Professor Dr. v. Baeyer für die Anregung zu dieser Arbeit und die dauernde Anteilnahme am Verlauf derselben meinen herzlichsten Dank auszusprechen.
