

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Utrecht.)

Zum Einfluß der Spaltbreite auf die Intensitätsverteilung in Spektrallinien. II.

Von P. H. van Cittert in Utrecht.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 27. März 1931.)

Eine Methode wird angegeben, um mit Hilfe der Intensitätsverteilung, welche ein Spektrograph für vollkommen monochromatisches Licht geben würde (die „Apparatsverteilung“) aus der beobachteten „scheinbaren Verteilung“ die „wahre Verteilung“ zu berechnen. Für die Apparatsverteilung wird ein Ausdruck gegeben, welcher für sehr viele Fälle gültig ist. — Der Fall, daß das Prisma eines Prismenspektrographen absorbierend ist, wird diskutiert. Gezeigt wird, daß man mit stark absorbierenden Prismen beträchtlich verbreiterte Linien beobachtet, und daß man für die Beobachtung des äußersten Ultravioletts mit einem Quarzspektrographen mit Vorteil sehr scharfe Prismen verwenden kann.

Im ersten Teil dieser Arbeit* ist gezeigt worden, daß die Intensitätsverteilung in einer Spektrallinie nicht nur vom Spektralapparat und von der Spaltbreite abhängt, sondern auch von der Weise der Spaltbeleuchtung und vom Öffnungswinkel des Lichtbündels, welches, geometrisch optisch gerechnet, in den Kollimator eintritt. Die beiden gebräuchlichen Methoden der Spaltbeleuchtung wurden betrachtet, nämlich erstens der Fall, daß eine ausgedehnte Lichtquelle in einiger Entfernung vor den Spalt gestellt wird, und zweitens der Fall, daß die Lichtquelle mit Hilfe einer Kondensorlinse scharf in der Spaltebene abgebildet wird.

Es ist jedoch möglich, zu zeigen, daß diese beiden Methoden der Spaltbeleuchtung dasselbe Resultat geben müssen, und daß man in allen Fällen, wo man das Bild der Lichtquelle von dem Spalt aus unter einem größeren Winkel sieht als die Kondensorlinse, diese Linse durch eine homogen leuchtende Lichtquelle ersetzt denken kann. In der Tat führen die in der ersten Arbeit gegebenen Ausdrücke (l. c. S. 556 bis 558 bzw. 560) bei Entwicklung nach Potenzen von ψ_0 zu vollkommen identischen Reihen.

Denken wir uns, daß die Phase der Schwingung durch den Punkt L (Fig. 1) der Lichtquelle Lq in C verursacht, k_L sei, dann ist die Schwingung, durch die ganze Lichtquelle im Punkte P verursacht:

$$S_P \propto \sum_L \sin \left(\pi t + k_L - \frac{2 \pi p}{\lambda} \right),$$

* ZS. f. Phys. 65, 547, 1930.

worin

$$p = PQ = PL - CL.$$

Nehmen wir jetzt eine Lichtquelle, welche mittels einer Kondensorlinse KL in Bi abgebildet wird. Das Bild des Punktes L' der Lichtquelle ist dann der Punkt L (Fig. 2). Setzen wir wieder die Phase des von L' herrührenden Lichtes im Zentrum C der Linse gleich k_L , dann ist die

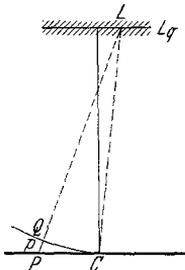


Fig. 1.

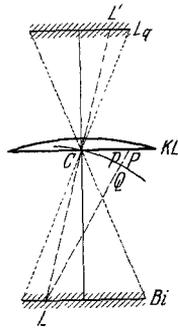


Fig. 2.

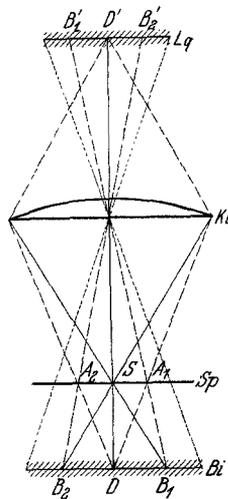


Fig. 3.

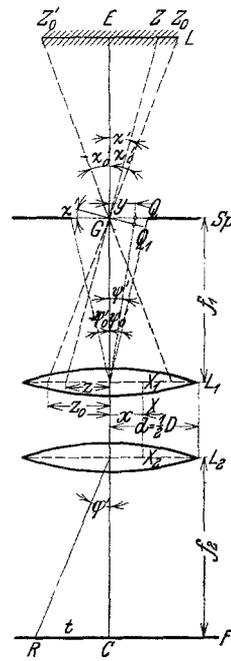


Fig. 4.

Phase im Punkte Q ($LQ = LC$) gleichfalls k_L und also die Phase im Punkte P der Hinterfläche der Linse $k_L - \frac{2\pi p}{\lambda}$, wenn wieder $PQ = p$ gesetzt wird. Die durch die ganze Lichtquelle in der Hinterfläche der Kondensorlinse verursachte Schwingung ist also wieder gegeben durch

$$S_P \propto \sum_L \sin \left(nt + k_L - \frac{2\pi p}{\lambda} \right).$$

Um also die Phasenverteilung in der Hinterfläche der Linse zu finden, braucht man nur das Bild der Lichtquelle als neue Lichtquelle zu betrachten.

Denken wir uns jetzt irgendwo die Spaltfläche Sp mit dem engen Spalt S gestellt (Fig. 3). Der Punkt D' der Lichtquelle gibt dann in der Spaltebene

einen Lichtfleck $A_1 A_2$. Andere Punkte der Lichtquelle geben Flecke, welche gegen $A_1 A_2$ verschoben sind. Punkte der Lichtquelle außerhalb $B'_1 B'_2$ (oder Punkte des Bildes außerhalb $B_1 B_2$) tragen jedoch zur Spaltbeleuchtung nicht mehr bei. Ist also das Bild größer als $B_1 B_2$, oder, was dasselbe ist, sieht man das Bild der Lichtquelle aus S unter einem größeren Winkel als die Kondensorlinse KL , dann darf man, um die Spaltbeleuchtung zu berechnen, ruhig die Lichtquelle als unendlich groß betrachten. Aber eine unendlich große Lichtquelle wird die Linse ganz homogen mit einer vollkommen willkürlich verteilten Phase beleuchten. Also darf man in diesem Falle die Linse als die Lichtquelle betrachten, welche den Spalt beleuchtet.

Es macht also ganz und gar keinen Unterschied für die Berechnung der Spaltbeleuchtung, ob man einen Selbstleuchter vor den Spalt stellt oder ob man die Lichtquelle mittels einer Kondensorlinse mehr oder weniger scharf in der Spaltebene abbildet. Nur soll man das Bild der Lichtquelle von dem Spalt aus unter einem größeren Winkel wahrnehmen als die Kondensorlinse.

Sei L nun entweder eine Lichtquelle oder eine durch eine genügend große Lichtquelle beleuchtete Kondensorlinse (Fig. 4). Der Punkt Z von L gebe in der Fläche GQ_1 die Schwingung

$$S_{Q_1} \propto \sin nt,$$

also im Punkte Q der Spaltebene Sp :

$$S_Q \propto \sin \left(nt + \frac{2\pi \chi' y}{\lambda} \right).$$

Projizieren wir Z mit G als Zentrum auf die Kollimatorlinse L_1 , so ist

$$\chi' y = \chi' t_1 \psi' = z \psi',$$

also

$$S_Q \propto \sin \left(nt + \frac{2\pi \psi' z}{\lambda} \right)$$

oder

$$S_Q \propto \sin (nt + \psi z),$$

wenn

$$\psi = \frac{2\pi \psi'}{\lambda}.$$

Das Spaltelement $d\psi$ gibt also über den Punkt X im Punkte R der Fokalebene F die Schwingung

$$S'_R \propto \sin (nt + \psi z + \psi x - \varphi x) d\psi dx$$

(vgl. I. c. S. 555), und es wird also durch den Punkt Z der Lichtquelle im Punkte R der Fokalebene die Totalschwingung verursacht:

$$S_R \propto \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} d\psi \int_{-d}^{+d} dx \sin (nt + \psi z + \psi x - \varphi x)$$

oder

$$S_R \propto d \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} d\psi \sin (nt + \psi z) \frac{\sin (\varphi - \psi) d}{(\varphi - \psi) d},$$

$$S_R \propto d \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} J(\varphi, \psi) d\psi.$$

Setzen wir $\varphi d = \gamma$ und $\frac{\sin \gamma}{\gamma} = f(\gamma)$ und entwickeln wir den Integrand nach Potenzen von ψ , so bekommen wir

$$\begin{aligned} J(\gamma, \psi) &= f(\gamma) \sin nt + \psi \{ \dots \} + \frac{\psi^2}{2} \{ d^2 f^{II}(\gamma) \sin nt \\ &\quad - 2z d f^I(\gamma) \cos nt - z^2 f(\gamma) \sin nt \} + \frac{\psi^3}{6} \{ \dots \} \\ &\quad + \frac{\psi^4}{24} \{ d^4 f^{IV}(\gamma) \sin nt - 4z d^3 f^{III}(\gamma) \cos nt - 6z^3 d^2 f^{II}(\gamma) \sin nt \\ &\quad - 4z^3 d f^I(\gamma) \cos nt + z^4 f(\gamma) \sin nt \} + \frac{\psi^5}{120} \{ \dots \} + \dots \end{aligned}$$

Beachten wir nur die Terme bis ψ^5 , dann ist diese Entwicklung innerhalb 1% genau für

$$\psi d < \frac{\pi}{2} \quad \text{und} \quad \psi z < \frac{\pi}{2}.$$

Integration zwischen $-\psi_0$ und $+\psi_0$ gibt:

$$\begin{aligned} S_R &= d \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} J(\gamma, \psi) d\psi = \psi_0 d \sin nt \left[f(\gamma) + \frac{\psi_0^2}{6} \{ d^2 f^{II}(\gamma) - z^2 f(\gamma) \} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\psi_0^4}{120} \{ d^4 f^{IV}(\gamma) - 6z^2 d^2 f^{II}(\gamma) + z^4 f(\gamma) \} \right] + \psi_0 d \cos nt \left[- \frac{\psi_0^3}{3} z d f^I(\gamma) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\psi_0^5}{120} \{ 4z^3 d f^I(\gamma) - 4z d^3 f^{III}(\gamma) \} \right] \end{aligned}$$

oder

$$S_R = \psi_0 d A \sin nt + \psi_0 d B \cos nt.$$

Die durch den Punkt Z in der Bildebene F verursachte Intensitätsverteilung wird also bestimmt durch

$$A_z(\gamma) = \psi_0^2 d^2 (A^2 + B^2)$$

oder

$$A_z(\gamma) = \psi_0^2 d^2 \left[f^2(\gamma) + \frac{\psi_0^2}{3} \{d^2 f(\gamma) f''(\gamma) - z^2 f^2(\gamma)\} \right. \\ \left. + \frac{\psi_0^4}{36} \{d^2 f''(\gamma) - z^2 f(\gamma)\}^2 + \frac{\psi_0^4}{60} \{d^4 f(\gamma) f^{IV}(\gamma) \right. \\ \left. - 6 z^2 d^2 f(\gamma) f''(\gamma) + z^4 f^2(\gamma)\} + \frac{\psi_0^4}{9} z^2 d^2 (f'(\gamma))^2 \right].$$

Setzen wir

$$\frac{z}{d} = \alpha_1, \quad \frac{z_0}{d} = \alpha \quad \text{und} \quad \psi_0 d = \sigma,$$

so ist

$$A_z(\gamma) = \sigma^2 [f^2(\gamma) \{1 - \frac{1}{3} \alpha_1^2 \sigma^2 + \frac{2}{45} \alpha_1^4 \sigma^4\} + \frac{1}{3} \sigma^2 f(\gamma) f''(\gamma) \{1 - \frac{7}{15} \alpha_1^2 \sigma^2\} \\ + \frac{1}{180} \sigma^4 \{5 (f''(\gamma))^2 + 3 f(\gamma) f^{IV}(\gamma)\} + \frac{1}{9} \alpha_1^2 \sigma^4 (f'(\gamma))^2].$$

Die durch die ganze Lichtquelle oder Kondensorlinse verursachte Intensitätsverteilung in der Bildebene finden wir, indem wir $A_z(\gamma)$ nach α_1 zwischen $-\alpha$ und $+\alpha$ integrieren. Die Integration liefert:

$$A(\gamma) = \alpha \sigma^2 [f^2(\gamma) \{1 - \frac{1}{9} \alpha^2 \sigma^2 + \frac{2}{225} \alpha^4 \sigma^4\} + \frac{1}{3} \sigma^2 f(\gamma) f''(\gamma) \{1 - \frac{7}{45} \alpha^2 \sigma^2\} \\ + \frac{1}{180} \sigma^4 \{5 (f''(\gamma))^2 + 3 f(\gamma) f^{IV}(\gamma)\} + \frac{1}{27} \alpha^2 \sigma^4 (f'(\gamma))^2].$$

Die Intensitätsverteilung, welche der Spektralapparat für eine vollkommen monochromatische Spektrallinie gibt, wird also mit einer Genauigkeit von 1% für $\sigma \leq \frac{\pi}{2}$ und $\alpha \leq 1$ gegeben durch die Funktion

$A(\gamma) = \alpha \sigma^2 \{B(1 - \frac{1}{9} \alpha^2 \sigma^2 + \frac{2}{225} \alpha^4 \sigma^4) + C \sigma^2 (1 - \frac{7}{45} \alpha^2 \sigma^2) + D \sigma^4 + E \alpha^2 \sigma^4\}$.
worin B , C , D und E bekannte Funktionen von γ vorstellen. Hierin ist α der Teil der Kollimatorlinse, welcher geometrisch optisch erfüllt wird,

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{2 \pi \psi_0 d}{\lambda} = \frac{\pi B}{2 \lambda} \Omega_1, \\ \gamma &= \frac{2 \pi \psi d}{\lambda} = \pi \frac{t}{\lambda} \Omega_2, \end{aligned} \right\} \text{(Vgl. l. c. S. 550.)}$$

B die Spaltbreite,

t der Abstand im Beugungsbild vom Zentrum der Linie,

Ω_1 der Öffnungswinkel des Kollimators,

Ω_2 der Öffnungswinkel der Kamera.

Die Funktionen

$$\begin{aligned} B &= f^2(\gamma), \\ C &= \frac{1}{3} f(\gamma) f''(\gamma), \\ D &= 5 (f''(\gamma))^2 + 3 f(\gamma) f^{IV}(\gamma), \\ E &= \frac{1}{27} (f'(\gamma))^2, \end{aligned}$$

welche in Fig. 5 graphisch dargestellt sind, sind mittels der ziemlich schnell konvergierenden Reihen

$$\begin{aligned}
 f(\gamma) &= \frac{\sin \gamma}{\gamma} = 1 - \frac{\gamma^2}{2!3} + \frac{\gamma^4}{4!5} - \dots, \\
 f^I(\gamma) &= -\frac{\gamma}{3} + \frac{\gamma^3}{3!5} - \frac{\gamma^5}{5!7} + \dots, \\
 f^{II}(\gamma) &= -\frac{1}{3} + \frac{\gamma^2}{2!5} - \frac{\gamma^4}{4!7} + \dots, \\
 f^{IV}(\gamma) &= \frac{1}{5} - \frac{\gamma^2}{2!7} + \frac{\gamma^4}{4!9} - \dots
 \end{aligned}$$

sehr bequem zu berechnen. Die Tabelle 1 gibt diese Funktionen genügend genau, um die „Apparatsverteilung“ $A(\gamma)$ innerhalb 1% genau zu berechnen. Wie gesagt, gilt diese Genauigkeit für $\alpha \leq 1$, also für die Fälle, wo die Kollimatorlinse nicht überfüllt wird, und für $\sigma \leq \frac{\pi}{2}$, oder für $\frac{B}{\lambda} \Omega_1 \leq 1$, also für Spalte, welche in Wellenlängen gemessen nicht breiter sind als die umgekehrte Öffnung des Kollimators.

Wenn jedoch, wie es öfters der Fall ist, der Kollimator und die Kamera nicht senkrecht zur beugenden Öffnung stehen, sondern Winkel μ bzw. ν mit der Normale dieser Öffnung bilden, so muß, wie unmittelbar klar ist, σ durch $\sigma \cos \mu$ bzw. γ durch $\gamma \cos \nu$ ersetzt werden. Diese Korrektur wird jedoch bei der Berechnung der Öffnungswinkel von selbst in Betracht gezogen.

Die gegebene Berechnung gilt jedoch nur für vollkommen monochromatisches Licht. Wir nehmen jetzt an, daß wir den Spalt mit Licht von solcher Zusammensetzung beleuchten, daß in der Bildebene eines Spektrographen mit unendlich großem Auflösungsvermögen eine Intensitätsverteilung $W(\gamma)$ auftreten würde. Durch das beschränkte Auflösungsvermögen wird jedoch nicht

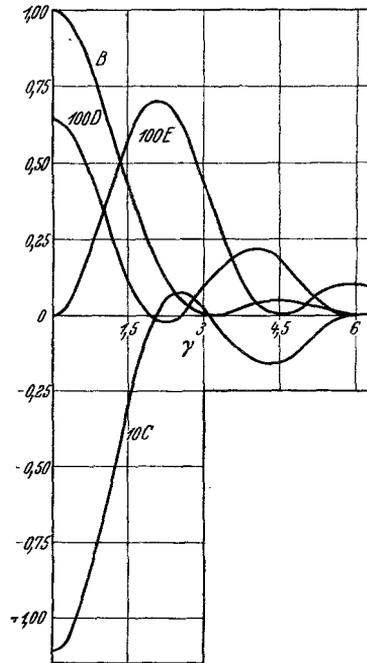


Fig. 5.

Tabelle 1.

$$A(\gamma) = \alpha \sigma^2 \left\{ B \left(1 - \frac{1}{9} \alpha^2 \sigma^2 + \frac{2}{225} \alpha^4 \sigma^4 \right) + C \sigma^2 \left(1 - \frac{1}{45} \alpha^2 \sigma^2 \right) + D \sigma^4 + E \alpha^2 \sigma^4 \right\}.$$

$$\alpha = \text{relative Ausfüllung des Kollimators, } f(\gamma) = \frac{\sin \gamma}{\gamma}, \quad \sigma = \frac{\pi}{2} \frac{B}{\lambda} \Omega_1,$$

$$\gamma = \pi \frac{t}{\lambda} \Omega_2, \quad B = \text{Spaltbreite, } t = \text{Abstand vom Zentrum des Beugungsbildes,}$$

$$\Omega_1 = \text{Kollimatoröffnung, } \Omega_2 = \text{Kameraöffnung.}$$

γ	B	C	D	E	$f(\gamma)$	$f^I(\gamma)$	$f^{II}(\gamma)$	$f^{IV}(\gamma)$
0	1,000	-0,111	0,0064	0,0000	1,0000	0,0000	-0,3333	0,2000
0,3	0,971	-0,107	0,0061	0,0004	0,9851	-0,0991	-0,3243	0,1936
0,6	0,886	-0,094	0,0052	0,0014	0,9411	-0,1929	-0,2981	0,1749
0,9	0,758	-0,074	0,0039	0,0028	0,8704	-0,2764	-0,2561	0,1451
1,2	0,603	-0,052	0,0025	0,0044	0,7765	-0,3453	-0,2011	0,1063
1,5	0,442	-0,030	0,0012	0,0058	0,6648	-0,3961	-0,1368	0,0613
1,8	0,292	-0,012	0,0002	0,0067	0,5408	-0,4265	-0,0668	0,0132
2,1	0,169	0,001	-0,0002	0,0070	0,4111	-0,4361	0,0043	-0,0351
2,4	0,079	0,007	-0,0002	0,0067	0,2815	-0,4247	0,0723	-0,0799
2,7	0,025	0,007	0,0001	0,0057	0,1583	-0,3934	0,1331	-0,1286
3,0	0,001	0,002	0,0009	0,0044	0,0328	-0,3457	0,1835	-0,1484
π	0,000	0,000	0,0011	0,0038	0,0000	-0,3183	0,2026	-0,1589
3,3	0,002	-0,004	0,0015	0,0030	-0,0486	-0,2847	0,2192	-0,1678
3,6	0,015	-0,010	0,0019	0,0017	-0,1229	-0,2150	0,2353	-0,1762
3,9	0,032	-0,014	0,0022	0,0007	-0,1785	-0,1388	0,2488	-0,1713
4,2	0,042	-0,016	0,0021	0,0002	-0,2056	-0,0674	0,2367	-0,1558
4,5	0,047	-0,016	0,0018	0,0000	-0,2174	0,0000	0,2167	-0,1305
4,8	0,042	-0,013	0,0013	0,0001	-0,2076	0,0613	0,1819	-0,0976
5,1	0,035	-0,009	0,0007	0,0004	-0,1815	0,1095	0,1407	-0,0596
5,4	0,020	-0,004	0,0003	0,0008	-0,1429	0,1440	0,0818	-0,0194
5,7	0,009	-0,001	0,0000	0,0009	-0,0938	0,1570	0,0310	0,0277
6,0	0,002	0,000	0,0000	0,0010	-0,0464	0,1678	-0,0093	0,0580
2π	0,000	0,000	0,0000	0,0009	0,0000	0,1592	-0,0507	0,0859

diese „wahre Verteilung“ $W(\gamma)$ beobachtet, sondern eine „scheinbare Verteilung“ $S(\gamma)$, welche durch

$$S(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(x) A(x - \gamma) dx$$

bestimmt wird. Man kann nun versuchen, aus dieser Integralgleichung die wahre Verteilung zu berechnen. Das hat natürlich nur einen Zweck, wenn die durch $A(\gamma)$ verursachte Verzeichnung gering ist. Einfachheit halber wollen wir voraussetzen, daß wir die Skale von $A(\gamma)$ so gewählt haben, daß

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(x) dx = 1.$$

Als erste Annäherung kann man

$$W(x) = S(\gamma) + \Delta_1(\gamma)$$

setzen. Dies gibt

$$S(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x) A(x-\gamma) dx + \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta_1(x) A(x-\gamma) dx.$$

Das Integral

$$S_1(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x) A(x-\gamma) dx$$

ist zu berechnen, also ist

$$S(\gamma) - S_1(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta_1(x) A(x-\gamma) dx.$$

Nehmen wir

$$\Delta_1(\gamma) = S(\gamma) - S_1(\gamma),$$

so bekommen wir

$$W(\gamma) = 2S(\gamma) - S_1(\gamma).$$

Will man jedoch genauer rechnen, so setzt man wieder

$$\Delta_1(\gamma) = S(\gamma) - S_1(\gamma) + \Delta_2(\gamma)$$

und bekommt

$$S(\gamma) - S_1(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \{S(x) - S_1(x)\} A(x-\gamma) dx + \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta_2(x) A(x-\gamma) dx;$$

und man erhält

$$W(\gamma) = 3S(\gamma) - 3S_1(\gamma) + S_2(\gamma),$$

worin

$$S_2(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(x) A(x-\gamma) dx.$$

Auch für Absorptionsspektren darf man dies Verfahren anwenden. Denken wir uns, daß die wahre Verteilung gegeben wird durch

$$C - W(\gamma),$$

so wird die scheinbare Verteilung

$$S(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} \{C - W(\gamma)\} A(x-\gamma) dx$$

oder

$$S(\gamma) = C - \int_{-\infty}^{+\infty} W(\gamma) A(x-\gamma) dx,$$

also

$$C - S(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(x) A(x-\gamma) dx.$$

Hierin stellen $C - S(\gamma)$ bzw. $W(\gamma)$ die scheinbare bzw. die wahre Absorption dar.

Mit diesem Verfahren ist es also möglich, aus der scheinbaren Verteilung die wahre zu berechnen. Jedoch ist diese Berechnung nur für diejenigen Fälle zulässig, wo der dispergierende Körper selber keine Änderung in der Lichtverteilung auf der Kameralinse bewirkt. Bei Gittern kann durch zufällige Eigentümlichkeiten der Gitteroberfläche diese Lichtverteilung beträchtlich geändert werden, bei stark absorbierenden Prismen

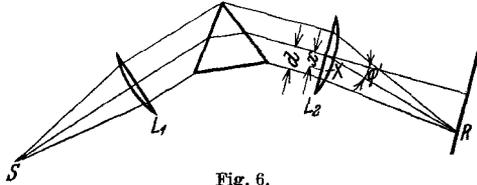


Fig. 6.

wird diese Lichtverteilung einseitig geschwächt. Diesen letzteren Fall wollen wir näher betrachten.

Sei S (Fig. 6) ein unendlich schmaler Spalt. Die Schwingung auf der Kollimatorlinse L_1 ist dann

$$S_{L_1} \propto \sin nt.$$

Läßt nun die Mitte des Prismas nur die Energie e^{-2pd} durch, so wird die Schwingungsverteilung auf der Kameralinse L_2 bestimmt durch

$$S_{L_2} \propto e^{-p(d+x)} \sin nt,$$

also wird die Schwingung im Punkte R der Fokalebene

$$S_R \propto \int_{-d}^{+d} e^{-p(d+x)} \sin (nt - \varphi x) dx.$$

Die Integration ergibt

$$S_R \propto \frac{2}{\varphi} \sin nt \left\{ \sin \varphi d \cos pd + \frac{p}{\varphi} \cos \varphi d \sin pd \right\} \\ - \frac{2}{\varphi} \cos nt \left\{ \cos \varphi d \sin pd - \frac{p}{\varphi} \sin \varphi d \cos pd \right\}.$$

Die Intensitätsverteilung wird also

$$J_\varphi = 4 d^2 e^{-2pd} \frac{\sin^2 pd + \sin^2 \varphi d}{p^2 d^2 + \varphi^2 d^2}$$

oder, wenn wir $pd = y$ und $\varphi d = \gamma$ setzen,

$$J_\gamma = 4 d^2 e^{-2y} \frac{\sin^2 y + \sin^2 \gamma}{y^2 + \gamma^2}.$$

Den ganzen vom Prisma durchgelassenen Bruchteil finden wir aus

$$D = \int_{-a}^{+a} e^{-2p(d+x)} dx = \frac{1}{4y} (1 - e^{-4y}).$$

Weil nun $\sin y$ mit zunehmendem y sehr stark anwächst, wird bei größeren Absorptionen die Lichtverteilung eine ganz andere. Statt einer Verteilung wie $\frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2}$ bekommen wir eine Verteilung wie $\frac{1}{\alpha^2 + \gamma^2}$. Die Linien werden merklich breiter, und die Intensität im Mittelpunkt der

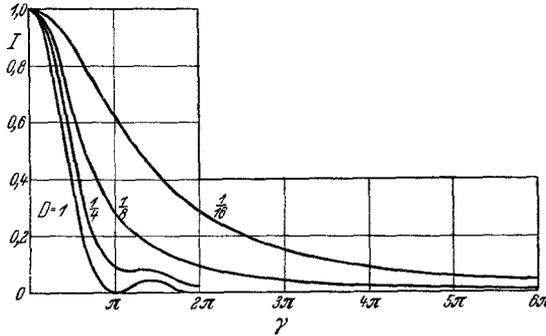


Fig. 7.

Linie nimmt viel stärker ab, als die Absorption erwarten läßt (Fig. 7 und Tabelle 2).

Tabelle 2.

D	y	Intensität im Mittelpunkt	Halbwertsbreite
1	0	1	1
0,50	0,40	0,475	1,04
0,25	0,98	0,165	1,19
0,125	2	0,06	1,50
0,0625	4	0,015	3

Bei Intensitätsmessungen mit einem Glasspektrographen im nahen Ultraviolett und mit einem Quarzspektrographen im entfernten Ultraviolett muß man diese Verbreiterung durch Absorption in Betracht ziehen. Selbst wenn man die Lichtverluste durch Absorption berücksichtigt, darf man dennoch nicht mit der Mittelpunktsintensität rechnen, sondern muß man die Oberflächen der Linien vergleichen.

Für die Untersuchung des entfernten Ultravioletts kann es nützlich sein, das gebräuchliche Quarzprisma mit einem Winkel von 60° durch

eines mit kleinerem Winkel, z. B. 15° zu ersetzen. Die Lichtstärke des Spektrographen nimmt alsdann merklich zu, während das Auflösungsvermögen nicht viel abnimmt, weil zwar die Dispersion viel geringer wird, aber die Linien auch bedeutend schmäler abgebildet werden. Eine einfache Berechnung lehrt, daß für den Fall, daß das Prisma nur $\frac{1}{16}$ des auffallenden Lichtes durchläßt, der Ersatz eines 60° -Prismas durch ein 15° -Prisma dreimal schmalere und elfmal stärkere Spektrallinien gibt, während das Auflösungsvermögen nur auf $\frac{2}{5}$ abgenommen hat. Selbst wenn man berücksichtigt, daß bei den breiteren Linien des 60° -Prismas auch der Spalt dreimal breiter gewählt werden darf, gewinnt man dennoch einen Faktor 4 an Lichtstärke. Für die Gebiete, wo die Absorption noch stärker ist, wird der Gewinn an Lichtstärke noch bedeutend größer.
