11. *Ueber Gitterbeobachtungen;* *von L. Zehnder.*

Stellt man in bekannter Weise einen Spalt einem Reflexionsbeugungsgitter gegenüber, so erhält man bei Beleuchtung des Spaltes mit Natriumlicht in den Beugungsspectren die beiden hellen Natriumlinien um so schärfer begrenzt, je genauer Spalt und Gitterlinien einander parallel gestellt werden. Ist aber das benutzte Natriumlicht sehr intensiv, so können verbreiterte Natriumbeugungsbilder erhalten werden, im wesentlichen aus zwei hellen Banden bestehend, von denen jede in ihrer Mitte von einer ganz scharfen dunkeln Linie durchsetzt ist. Diese dunkeln Linien erinnern an die dunkeln Absorptionslinien bei der Umkehrung des Natriumspectrums. Es drängt sich daher von selbst die Vermutung auf, dieselben seien in der That Absorptionslinien, hervorgebracht durch die weniger heisse, den intensivsten Flammenkegel umgebende Flammenhülle. Man erhält die Erscheinung längere Zeit unverändert durch Verdampfen von Natriumsalzen, mit denen Asbestdochte, Platindrahtbündel oder dergleichen eingerieben bez. erfüllt sind, in der Glasbläserlampe, namentlich aber im Linnemann'schen mit Leuchtgas und Sauerstoff gespeisten Brenner.

An den dunkeln Natriumabsorptionslinien ist schon vor einigen Jahren das von Zeeman entdeckte Phänomen beobachtet worden. Man erhielt eine Verbreiterung und sogar eine richtige Aufsplitterung der genannten dunkeln Linien, wenn das Natriumlicht aus einem starken Magnetfeld hervorging.

Bei Anlass einer Vergleichung der Wirkung von Michelson's Stufengitter mit derjenigen von Rowland's Concavgitter bezüglich des Zeeman'schen Phänomens habe ich

gleichfalls eine deutliche Aufspaltung jener mit Hilfe des Rowlandgitters erzeugten dunkeln Natriumlinien erhalten, wenn das emittirte Natriumlicht aus einem starken Magnetfeld hervorgeht. Während ich aber zuerst den ursprünglichen Zeeman'schen Versuchen entsprechend bei Beobachtung senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien eine Aufspaltung jeder dunkeln Natriumlinie in drei Einzellinien erwartete, fand ich nur eine Aufspaltung von jeder derselben in zwei scharf gesonderte Einzellinien; überdies war die Aufspaltung für beide Natriumlinien etwas ungleich gross. Mit dem Nicol analysirt zeigte sich dann, dass in jeder Nicolstellung jede der beiden dunkeln Natriumlinien in zwei Einzellinien aufgesplittet wird, allerdings von ungleicher Aufspaltungsbreite für die beiden Hauptstellungen des Nicols; daher muss das nach der Kraftlinienrichtung und das senkrecht zu derselben polarisirte emittirte Licht für jede der beiden Natriumlinien je zwei verschiedene Wellenlängen besitzen können¹⁾, wenn es wenigstens gestattet ist, jene dunkeln Natriumlinien als Absorptionslinien aufzufassen, hervorgerufen durch Natriumteilchen, die selber Licht auszusenden vermögen.

Nun ist wohl die Beobachtung bemerkenswert, dass man unter geeigneten Versuchsbedingungen ohne magnetische Einwirkungen, nur durch Intensitätsänderungen der Lichtquelle allein, ganz ähnliche Aufspaltungen der dunkeln Natriumlinien erhalten kann. Um wenigstens von der Möglichkeit solcher Erscheinungen uns Rechenschaft zu geben, wollen wir über die betreffenden, in den Beugungsspectren zu erwartenden Intensitätsverhältnisse einige Rechnungen anstellen.

Wir nehmen an, ein Spalt werde im Krümmungsmittelpunkt des Concavgitters parallel den Gitterlinien, senkrecht und symmetrisch zu der optischen Axe des Gitters aufgestellt. Er werde beleuchtet mit monochromatischem Licht von der Wellenlänge λ , das der optischen Gitteraxe parallel auf ihn fällt. Der Einfachheit halber untersuchen wir nur die Vorgänge, die sich im isotropen Medium in einer Ebene durch die genannte optische Axe und senkrecht zu den Gitterlinien abspielen.

1) Vgl. auch P. Zeeman, Arch. Néerl. (II) 5. p. 287. 1900.

in A' zu einer Schwingungsbewegung zusammen, deren Amplitude proportional ist dem Integral

$$\int_{s=-S}^{s=+S} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} ds db$$

und bei Berücksichtigung aller Gitterstäbchen des ganzen Gitters erhalten wir dafür das Doppelintegral

$$\int_{-B}^{+B} \int_{-S}^{+S} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} ds db,$$

wenn b den Gitterbogen MG , db die Aenderung dieses Gitterbogens bezeichnet. Eine Beziehung zwischen x und s erhalten wir, für α als spitzen Winkel von CG gegen CM , durch die Gleichung

$$(s + R \sin \alpha)^2 + R^2 \cos^2 \alpha = (R + \delta + x)^2.$$

Mit Vernachlässigung der Quadrate und der Doppelproducte der kleinen Grössen δ und x wird

$$s^2 + 2 R s \sin \alpha = 2 R (\delta + x).$$

Unter der beschränkenden Voraussetzung, dass α ein kleiner Winkel sei, ersetzen wir $\sin \alpha$ durch α . Ferner ist dann annähernd für $x = 0$:

$$s_0^2 + 2 R s_0 \sin \alpha = 2 R \delta,$$

$$\delta = s_0 \sin \alpha + \frac{s_0^2}{2 R} = s_0 \alpha + \frac{s_0^2}{2 R},$$

worin s_0 den Abstand von A und C bedeutet. Daher ist

$$x = \frac{s^2 - s_0^2}{2 R} + (s - s_0) \alpha = \frac{s^2 - s_0^2}{2 R} + \frac{(s - s_0) b}{R}$$

in das Doppelintegral einzusetzen und es wird dasselbe umgewandelt in

$$\int_{-B}^{+B} \int_{-S}^{-S} \cos \frac{\pi}{\lambda R} [s^2 - s_0^2 + 2 s b - 2 s_0 b] ds db.$$

Dieses Integral lässt sich auflösen, wenn wir den Cosinus entwickeln und für die trigonometrischen Functionen ihre entsprechenden unendlichen Reihen einsetzen. Indessen erhalten

wir, weil die Gitterbreite $2B$ in der Regel im Verhältnis zum Gitterradius R nicht verschwindend klein ist, eine gar zu grosse Zahl von zu berücksichtigenden Gliedern. Wir wollen daher die weitere beschränkende Voraussetzung machen, es seien B und S kleine Grössen, sodass wir jeden Sinus durch das erste Glied der Sinusreihe, durch sein Argument, jeden Cosinus aber durch die beiden ersten Glieder der Cosinusreihe ersetzen dürfen. Bei der Integration nach s und nach b in den Grenzen $\pm S$ bez. $\pm B$ fallen sodann alle Glieder weg, die in den auftretenden Producten mit ungeraden Potenzen von s oder von b auftreten; denn diese werden durch die Integration in gerade Potenzen verwandelt. Die übrigen Glieder ergeben für jenes Doppelintegral, wenn abkürzungsweise für $\pi/\lambda R = k$ eingesetzt wird:

$$\begin{aligned}
 & \int_{-B}^{+B} \int_{-S}^{+S} \{ [1 - \frac{1}{2}(ks^2)^2] [1 - \frac{1}{2}(ks_0^2)^2] [1 - \frac{1}{2}(2ksb)^2] [1 - \frac{1}{2}(2ks_0b)^2] \\
 & \quad + k^2 s^2 s_0^2 [1 - \frac{1}{2}(2ksb)^2] [1 - \frac{1}{2}(2ks_0b)^2] \} ds db \\
 = & \int_{-B}^{+B} \int_{-S}^{+S} \{ 1 - \frac{1}{2}k^2 s^4 - \frac{1}{2}k^2 s_0^4 - 2k^2 s^2 b^2 - 2k^2 s_0^2 b^2 + \frac{1}{4}k^4 s^4 s_0^4 \\
 & \quad + k^4 s^6 b^2 - k^4 s^4 s_0^2 b^2 - k^4 s^2 s_0^4 b^2 + k^4 s_0^6 b^2 \\
 & \quad + 4k^4 s^2 s_0^2 b^4 - \frac{1}{2}k^6 s^6 s_0^4 b^2 - \frac{1}{2}k^6 s^4 s_0^6 b^2 - 2k^6 s^6 s_0^2 b^4 \\
 & \quad - 2k^6 s^2 s_0^6 b^4 + k^8 s^6 s_0^6 b^4 + k^2 s^2 s_0^2 + 4k^6 s^4 s_0^4 b^4 \} ds db \\
 = & 4SB - \frac{2}{3}k^2 S^5 B - \frac{8}{9}k^2 S^3 B^3 + \frac{4}{21}k^4 S^7 B^3 \\
 & - s_0^2 [\frac{8}{3}k^2 S B^3 - \frac{4}{3}k^2 S^3 B + \frac{4}{15}k^4 S^5 B^3 - \frac{1}{15}k^4 S^3 B^5 \\
 & \quad + \frac{8}{85}k^6 S^7 B^5] \\
 & - s_0^4 [2k^2 S B - \frac{1}{6}k^4 S^5 B + \frac{4}{3}k^4 S^3 B^3 + \frac{4}{21}k^6 S^7 B^3 \\
 & \quad - \frac{1}{25}k^6 S^5 B^5] \\
 & + s_0^6 [\frac{4}{3}k^4 S B^3 - \frac{2}{15}k^6 S^5 B^3 - \frac{8}{15}k^6 S^3 B^5 + \frac{4}{35}k^8 S^7 B^5].
 \end{aligned}$$

Die Intensität des in A' ankommenden Lichtes ist dem Quadrat dieses Ausdruckes proportional, also proportional einer Grösse

$$[f(S, B) - s_0^2 f_1(S, B) - s_0^4 f_2(S, B) + s_0^6 f_3(S, B)]^2.$$

Für kleine Werte von S und B , die wir ja diesen Rechnungen zu Grunde gelegt haben, überwiegen die ersten Glieder

der Factoren von s_0 . Demnach ist die Intensität des Lichtes in der Mitte des Beugungsspaltbildes, also für $s_0 = 0$, ein Maximum; nach beiden Seiten hin nimmt sie ab. Für $s_0 = S$ ist sie ein Minimum. Denn wir dürfen unsere Rechnung in dieser Vereinfachung nur gelten lassen, wenn S und B sehr klein, kleiner als etwa $R/6000$ sind. Unter solchen Umständen finden wir aber für eine Spaltbreite von $2S = 1$ mm, für eine ebenso geringe Gitterbreite und für den Radius des Rowlandgitters $R = 10$ Fuss = 3047,9 mm den Wert jenes Doppelintegrals:

$$0,94010 - 0,22737 s_0^2 - 1,55067 s_0^4 + 0,70832 s_0^6.$$

Dementsprechend nimmt die Lichtintensität von der Beugungsbildmitte nach aussen um weniger als ein Drittel ab, bei Benutzung des erwähnten Gitters.

Das hier gewonnene Resultat benutzen wir nunmehr, um zur Berücksichtigung derjenigen Gitterteile zu gelangen, welche grössere Winkel α mit der Mittellinie CM bilden. Behalten wir nämlich die Voraussetzung eines engen Spaltes bei, welche

Fig. 2.

thatsächlich erfüllt werden kann, so dürfen wir dem oben abgeleiteten Resultat zufolge mit einiger Annäherung die Kreisbogen durch C und durch A in der Fig. 1 durch Gerade ersetzen, die senkrecht auf der Richtung CG stehen (Fig. 2). Wir vernachlässigen nämlich in diesem Fall eine gleichmässige Abstufung der Lichtintensität von der Mitte des

Spaltbildes nach seinen beiden Rändern hin im Betrage von höchstens $\frac{1}{3}$ der Gesamtintensität, und diese Vernachlässigung kann an dem Gesamtcharakter der abzuleitenden Erscheinungen nichts Wesentliches ändern. Es ist demnach

$$x = (s - s_0) \sin \alpha,$$

und eine unendlich schmale Gitterbreite db erzeugt in A' eine Amplitude proportional

$$\int_{-S}^{+S} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} ds db = \int_{-S}^{+S} \cos \frac{2\pi \sin \alpha}{\lambda} (s - s_0) ds db$$

$$= \frac{\lambda db}{2\pi \sin \alpha} \left[\sin \frac{2\pi \sin \alpha}{\lambda} (S - s_0) + \sin \frac{2\pi \sin \alpha}{\lambda} (S + s_0) \right].$$

Ersetzen wir die Summe der Sinus durch ein Product und integrieren wir nach b über ein sehr kleines endliches Gitterintervall $b_2 - b_1$ mit gleichbleibendem Winkel α , so wird die Lichtintensität in A' , die von diesem Intervall herrührt, proportional

$$\frac{\lambda^2 (b_2 - b_1)^2}{\pi^2 \sin^2 \alpha} \sin^2 \left(\frac{2\pi \sin \alpha}{\lambda} S \right) \cos^2 \left(\frac{2\pi \sin \alpha}{\lambda} s_0 \right).$$

Dieser Intensitätsausdruck ändert sich periodisch mit einer Aenderung von S ; denn

für $S \sin \alpha = 0, 2\frac{\lambda}{4}, 4\frac{\lambda}{4} \dots$ wird die Intensität Null,

„ $S \sin \alpha = 1\frac{\lambda}{4}, 3\frac{\lambda}{4}, 5\frac{\lambda}{4} \dots$ „ „ „ ein Maximum.

Ferner ändert sich der Ausdruck periodisch mit s_0 ; denn

für $s_0 \sin \alpha = 0, 2\frac{\lambda}{4}, 4\frac{\lambda}{4} \dots$ wird die Intensität ein Maximum,

„ $s_0 \sin \alpha = 1\frac{\lambda}{4}, 3\frac{\lambda}{4}, 5\frac{\lambda}{4} \dots$ „ „ „ Null.

Indessen kann auch dieses Resultat nur gelten für ein sehr kleines betrachtetes Gitterintervall $b_2 - b_1$, für welches wir $\sin \alpha$ als unabhängig von der Aenderung von b innerhalb des Intervalls betrachten dürfen. Um die Wirkung einer grösseren Gitterbreite zu erhalten, wollen wir den obenstehenden Ausdruck, welcher die Summe zweier Sinus enthält, unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Winkels α von dem betreffenden Gitterbogen b integrieren, jedoch unter Festhaltung der beschränkenden Voraussetzung, der Winkel α sei so klein, dass sein Sinus durch den Bogen ersetzt werden könne. Würde das Integral ohne eine solche beschränkende Voraussetzung aufgelöst, so ergäbe dies, was den Verlauf der Lichtintensität in den verschiedenen Spaltpunkten anbetrifft, bei der tatsächlichen Kleinheit des Winkels α nur eine geringe Verschiebung bez. Drehung der Curven, ohne grössere Gestalts-

änderungen derselben. Denn für das grösste von mir verwendete Rowlandgitter beträgt der Winkel α bei Benutzung von 1 cm Gitterbreite höchstens $40''$, für welchen Winkel die siebenstelligen Logarithmen von Sinus und Tangens, die den Bogen zwischen sich einschliessen, noch nicht merklich voneinander abweichen. Wir setzen also auch hier $\sin \alpha = \alpha = b/R$ und erhalten für jene beiden Integrale

$$\begin{aligned} \int_{-B}^{+B} \frac{R\lambda}{2\pi b} \sin \frac{2\pi}{R\lambda} (S \pm s_0) b \, db &= \int_{b=-B}^{b=+B} \frac{R\lambda \sin u}{2\pi u} \, du \\ &= \int_{b=-B}^{b=+B} \frac{R\lambda}{2\pi} \left\{ 1 - \frac{u^2}{1.2.3} + \frac{u^4}{1.2.3.4.5} - \frac{u^6}{1.2.3.4.5.6.7} + \dots \right\} \, du \\ &= \frac{R\lambda}{2\pi} \left[u - \frac{u^3}{1.2.3.3} + \frac{u^5}{1.2.3.4.5.5} - \frac{u^7}{1.2.3.4.5.6.7.7} + \dots \right]_{b=-B}^{b=+B} \\ &= \frac{R\lambda}{\pi} \left[\frac{2\pi}{R\lambda} (S \pm s_0) B - \left(\frac{2\pi}{R\lambda} \right)^3 \frac{(S \pm s_0)^3 B^3}{1.2.3.3} + \left(\frac{2\pi}{R\lambda} \right)^5 \frac{(S \pm s_0)^5 B^5}{1.2.3.4.5.5} \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{2\pi}{R\lambda} \right)^7 \frac{(S \pm s_0)^7 B^7}{1.2.3.4.5.6.7.7} + \dots \right]. \end{aligned}$$

Nun wird aber diese Reihe erst bei Benutzung sehr vieler Glieder convergēt, wenn man zu grösseren Werten des Argumentes übergehen muss. Für den Gitterradius $R=3047,9$ mm und für die Wellenlänge λ des Natriumlichtes in Luft wird der Quotient $2\pi/R\lambda$ ungefähr von der Grösse 3,5; $(S \pm s_0)$ war bei meinen in Betracht kommenden Beobachtungen höchstens 1 mm. Beschränkt man sich sodann auf eine Gitterbreite von $2B=10$ mm, so muss man die Reihe bis etwa zur 50. Potenz des Argumentes ausdehnen, um sichere Resultate zu erhalten. Ich habe nun in der That diese Reihe bis und mit der 51. Potenz mit siebenstelligen Logarithmen berechnet. Die Reihe nimmt demnach folgende Form an:

$$\begin{aligned} \frac{R\lambda}{\pi} [&3,4982 (S \pm s_0) B - 2,3782 (S \pm s_0)^3 B^3 \\ &+ 0,8731 (S \pm s_0)^5 B^5 - 0,1817 (S \pm s_0)^7 B^7 \\ &+ 0,0240 (S \pm s_0)^9 B^9 - 0,0022 (S \pm s_0)^{11} B^{11} \\ &+ 0,0001 (S \pm s_0)^{13} B^{13} - + \dots], \end{aligned}$$

wobei indessen von ihren Zahlencoefficienten nur so viele Decimalen hier angegeben sind, als zu ihrer Berechnung für Werte von $(S \pm s_0) < \frac{1}{2}$ mm gebraucht werden. Für die grösseren Werte von $(S \pm s_0)$ wurden nicht nur mehr Glieder, sondern auch grössere Genauigkeiten ihrer Coefficienten unbedingtes Erfordernis. Das Glied mit der 51. Potenz des Argumentes erhielt beispielsweise den Coefficienten $0,0_{40}6726166$. Wenn man nun verschiedene Werte für $(S + s_0)$ und $(S - s_0)$ in die Reihe einsetzt und Curven zeichnet mit $+s_0$ und $-s_0$ als Abscissen und mit den zugehörigen Werten der Reihe als Ordinaten, so verlaufen die beiden Curven symmetrisch zu einander für die Spaltmitte als Symmetrieaxe. Durch Addition entsprechender Ordinaten beider Curven erhält man eine der resultirenden Amplitude in dem zugehörigen Punkt A' des Spaltbildes proportionale Ordinate, deren Quadrat der Intensität des Lichtes an der betreffenden Stelle des Spaltbildes proportional ist. In der Fig. 3 sind die beiden Curven für $+s_0$ und $-s_0$ dünn ausgezogen bez. gestrichelteingetragen, ferner dick ausgezogen die Curve $\alpha\beta\gamma\delta\epsilon\zeta\eta\vartheta\iota$, die aus den Summen entsprechender Ordinaten hervorgeht.

Fig. 3.

Allerdings ist die Breite $2B$ des benutzten Rowlandgitters viel grösser als 1 cm, nämlich 8,55 cm. Indessen ist leicht einzusehen, dass man genau dieselben Werte der Reihe und daher dieselben Curven erhält, wenn man zwar den thatsächlichen Wert $B = \frac{1}{2} \cdot 85,5$ mm für die halbe Gitterbreite in die Reihe einführt, aber dafür S und s_0 entsprechend kleiner wählt. Man hat nur dafür zu sorgen, dass die Producte $(S \pm s_0)B$

wieder die oben in die Reihe eingesetzten Werte annehmen. Wird der Maassstab für die Spaltbreiten $2S$ bez. derjenige für s_0 der Vergrösserung von B proportional vergrössert, so müssen die nämlichen Curven für die resultirenden Amplituden als Functionen der Spaltpunkte s_0 wiederkehren. Demnach würden auch für die wirklich benutzte Gitterbreite jene Intensitätsunterschiede im Spaltbild zu beobachten sein, wenn man den Spalt entsprechend enger nähme, nämlich $1/8,55 = 0,117$ mm. Freilich ist dabei wiederum die weitere Voraussetzung gemacht, dass man auch für diese $8\frac{1}{2}$ mal grösseren Winkel α Sinus und Bogen miteinander vertauschen dürfe, was sicher namentlich bei den höheren Potenzen des Argumentes der Reihe nicht gestattet sein kann. Doch darf man vermuten, dass durch die entsprechenden einzuführenden Verbesserungen zwar die Form der erhaltenen Curven, nicht aber ihr allgemeiner Charakter sich ändern werde. Wollen wir übrigens unter Beibehaltung einer Maximalspaltbreite von $2S = 0,1$ cm doch die ganze Gitterbreite 8,55 cm berücksichtigen, so lehrt eine einfache geometrische Ueberlegung, dass für die äussersten Gitterstäbchen die Wegunterschiede der beiden Randstrahlen des Spaltes ($+S$ und $-S$) bereits $2S \sin \alpha$ betragen, also ungefähr 24 Wellenlängen des Natriumlichtes in Luft. Daher vermögen in der That die weiter von der Gittermitte entfernten Gitterstäbchen den Charakter der wie oben mit der Gittermitte berechneten Curven nicht wesentlich zu stören. Denn sie addiren zu diesen Curven gleichsam nur noch feinere Sinuslinien von zunehmend kleineren Perioden, bis zu $\frac{1}{24}$ der grössten verwendeten Spaltbreite $2S = 0,1$ cm. Solche Sinuslinien überdecken sich überdies für nahe benachbarte Gitterstäbchen derart, dass ihre Summen sich aufheben. In Wirklichkeit können ja auch, wenn wir an der Voraussetzung parallelen Lichtes festhalten, nur die mittelsten Gitterteile wirksam sein, weil der Strahl parallelen Lichtes bei so grossen Spaltöffnungen, wie wir sie unseren Versuchen zu Grunde legten, nur unwesentlich verbreitert auf das Gitter trifft. Denn das nach dem Huygens'schen Princip seitlich aus dem Spalt austretende Licht wird dabei durch Interferenz zerstört.

Die Curve der resultirenden Amplitude lehrt, dass das durch ein Gitter hervorgebrachte Beugungsspaltbild mono-

chromatischen Lichtes Helligkeitsunterschiede an verschiedenen Stellen seiner Breite erkennen lassen muss. An beiden Spaltbildrändern steigt die Helligkeit plötzlich bis zu einem bestimmten endlichen Werte an, um dann gegen die Spaltbildmitte hin vorerst noch stark zuzunehmen, dann wieder schwach abzunehmen und schliesslich bis zur Mitte nochmals schwach zuzunehmen, wie aus der Fig. 3 deutlich zu ersehen ist. Indessen können wir bei den intensiven Lichtquellen der Glasbläserlampe und des Linnemann'schen Brenners nicht mehr nur Licht einer einzigen Wellenlänge in jedem Beugungsspaltbild erhalten; vielmehr wird, wie oben bemerkt, wenigstens für Natrium jede Spectrallinie mit zunehmender Intensität der Lichtquelle, das heisst wenn man mehr und mehr Natrium in der betreffenden Flamme verdampfen lässt, verbreitert, und bei genügender Menge des Natriumdampfes erscheinen in ihren Mitten die bereits erwähnten scharfen dunkeln Linien, die vermutlich als Absorptionslinien aufzufassen sind. Sie werden wenigstens nur durch Vermehrung der Natriumdampfmenge, bez. durch Intensitätszunahme der Lichtquelle, nicht aber durch Verbreiterung des Spaltes allein in solcher Schärfe zur Erscheinung gebracht. Und in der That führten uns die rein geometrischen Eigenschaften der Gitter-Beugungserscheinungen in allen betrachteten Fällen bei monochromatischem Licht auf ein Maximum der Lichtintensität in der Spaltbildmitte. Machen wir aber die Annahme, dass eine Natriumlichtquelle von genügender Intensität wirklich je zwei etwas verschiedene Lichtarten aussende, welche die in ihren Mitten von dunkeln Linien durchsetzten Spectrallinien des Natriums zusammensetzen, so erkennen wir, dass nunmehr in entsprechender Weise zwei analoge Intensitätscurven, wie die zu der Fig. 3 gehörige, sich übereinander lagern. Führen wir nämlich in unsere oben berechnete Reihe zwei verschiedene Wellenlängen λ_1 und λ_2 ein, die sich, unseren Beobachtungen mit dem Rowlandgitter zufolge, doch um weniger als $\frac{1}{1000}$ ihres Betrages voneinander unterscheiden, so erhalten wir wiederum in beiden Fällen ganz die nämlichen in der Fig. 3 gezeichneten Curven, wenn wir nur bei gleichbleibender Gitterbreite die Spaltbreite bez. $(s \pm s_0)$, oder bei gleichbleibender Spaltbreite die benutzte Gitterbreite $2B$ der Aenderung der Wellenlänge proportional ändern.

Derartig geringe Aenderungen der Curven werden aber in unserer Zeichnung noch gar nicht bemerkt. Dagegen bewirkt das grosse Auflösungsvermögen des Rowlandgitters, dass jene beiden jede Spectrallinie zusammensetzenden Lichtarten verschiedener Wellenlängen je zwei benachbarte zum Teil übereinander greifende Spaltbilder entstehen lassen. Unsere Curve der resultirenden Amplituden (Fig. 3) wird daher für jede der beiden Lichtarten gültig sein. An jeder Stelle des Beugungsbildes wird die wahre Lichtintensität aus den zwei entsprechenden gegeneinander verschobenen Amplitudencurven hervorgehen. Man erkennt schon durch blossen Augenschein, dass die beiden längs der Abscissenaxe gegeneinander verschobenen Amplitudencurven, wenn sie sich übereinander lagern, zu verwickelteren Helligkeitsänderungen im Spaltbild Veranlassung geben müssen. Je nach dem Betrag ihrer Parallelverschiebung, das heisst je nach der Intensität der strahlenden Lichtquelle, werden wir eine oder zwei oder drei oder vier, vielleicht sogar fünf dunklere Linien in dem hellen Beugungsspaltbild zu erwarten haben. Dementsprechend sind in der Fig. 3 je zwei um verschiedene Beträge gegeneinander verschobene Amplitudencurven zueinander addirt und es entstehen dadurch die nur in ihren linken Hälften eingezeichneten Curven $\alpha\beta\gamma\gamma_1\gamma_2\gamma_3\dots$ (Curve 1) für eine dunkle Linie im hellen Beugungsbild, $\alpha\beta\gamma\delta\delta_1\delta_2\delta_3\dots$ (3) für drei, $\alpha\beta\gamma\delta\epsilon\epsilon_1\epsilon_2\dots$ (2) für zwei, und $\alpha\beta\gamma\delta\epsilon\zeta\zeta_1\zeta_2\dots$ (4) für vier dunkle Linien im hellen Beugungsbild.

Verschiedene Umstände beeinträchtigen nun aber die Reinheit des Auftretens der hier durch die Theorie erschlossenen Erscheinungen. Bei zu engem Spalt und bei zu geringer Lichtintensität sind Helligkeitsunterschiede in den Spaltbildern kaum wahrzunehmen. Bei einer grösseren Spaltbreite genügen aber die hier benutzten Glieder der Reihe noch nicht, um eine Gitterbreite von etwa 8,5 cm ganz in Rechnung zu ziehen. Sodann sendet die intensive Natriumlichtquelle nicht nur die vier oben besprochenen Lichtarten aus, von denen je zwei sehr wenig verschiedene je eine von einer dunkeln Linie durchgezogene Spectrallinie hervorbringen; die ausgesandten Lichtarten sind weit mannigfaltiger. Endlich ist aber auch die Voraussetzung nicht erfüllt, dass der Spalt von parallelem Licht beleuchtet werde. Soll nämlich die Lichtintensität im Spaltbild

nicht eine gar zu geringe werden, so muss man, etwa vermittelst einer Linse, ein Bild der Lichtquelle auf den benutzten Spalt entwerfen. In diesem Falle ist aber das Licht, das den Spalt trifft, nichts weniger als parallel. Vielmehr entsteht dabei neben dem Spalt ein körperliches Bild der Lichtquelle, und die Wirkung desselben ist ganz ähnlich, wie wenn die Lichtquelle selber in allernächster Nähe des Spaltes aufgestellt wäre. Von den Punkten dieses Lichtbildes scheinen daher die Lichtwellenbewegungen auszugehen, das benutzte Licht ist ein divergentes.

Was nun aber diesen letzteren Fall divergenten Lichtes anbetrifft, so müssen doch unsere mit parallelem Licht abgeleiteten Resultate eine starke Annäherung an die thatsächlichen Verhältnisse ergeben. Denn wir haben bei dem oben behandelten speciellen Falle parallelen Lichtes (p. 694) erkannt, dass namentlich die Gittermitte es ist, welche den abgeleiteten Charakter der Erscheinung bestimmt, dass die aussen befindlichen Gitterteile an diesem Charakter nicht mehr viel zu ändern vermögen. Mit anderen Worten: In erster Annäherung haben wir für jedes durch den Spalt einfallende parallele Licht nur denjenigen Teil des Gitters zu berücksichtigen, welcher dem Punkte unmittelbar benachbart ist, den die durch die Spaltmitte gezogene Lichtrichtung auf dem Gitter bezeichnet. Für jede andere Lichtrichtung ist also ein anderer Teil des Gitters der maassgebendste. Weil aber alle Gitterteile von einem und demselben Spalt ein und dasselbe Spaltbild erzeugen, bei der von uns der Beugungstheorie entsprechend gewählten Aufstellung der Apparate, und weil unsere Rechnung für jede Lichtrichtung, soweit noch ein genügender Teil des Gitters in Betracht kommen kann, dieselbe Intensitätsverteilung des Lichtes im Spaltbild ergiebt, so müssen ganz gleichartige Spaltbilder unmittelbar übereinander fallen und das aus dem divergenten Licht hervorgehende Spaltbild muss in der That gleichfalls den oben abgeleiteten Charakter der Intensitätsverteilung erkennen lassen. Allerdings kommt für das nicht senkrecht zur Spaltebene einfallende Licht eine etwas andere Spaltbreite in Rechnung, nämlich die orthogonale Projection des Spaltes auf die zur Lichtrichtung senkrechte Wellenebene, und dementsprechend wird auch das Spaltbild etwas geändert.

Allein die Winkel, unter denen vom Spalt ausgehendes Licht überhaupt noch auf das Gitter aufzutreffen vermag, sind ohnehin sehr kleine, und es muss daher die zu beobachtende Erscheinung wenigstens qualitativ der von uns berechneten ähnlich werden.

In Anbetracht der genannten verschiedenen Abweichungen der thatsächlichen Verhältnisse von den der Theorie zu Grunde gelegten scheinen aber die wirklichen Beobachtungen von Helligkeitsunterschieden in den Spaltbildern doch durch unsere Entwicklungen ihre genügende Erklärung zu finden, wie aus den folgenden Versuchsergebnissen hervorgehen wird.

Verdampft man sehr wenig Natriumsalz in der nicht leuchtenden Flamme des Bunsenbrenners, so erhält man eine Natriumlichtquelle geringer Intensität und daher erscheinen, bei richtiger Orientirung von Spalt und Gitter, die beiden hellen Natriumlinien im Beugungsbild scharf begrenzt. Bei sehr geringer Natriumverdampfung, wenn die Natriumsalzperle nur an den äussersten Rand des Flammenkegels gebracht wird, kann die eine der beiden Natriumlinien merklich heller sein als die andere. In diesem Falle erhält man ein ziemlich rein monochromatisches Licht, auch ohne Dispersion durch Prisma oder Gitter, sodass z. B. Michelson's Stufengitter die unmittelbar nebeneinander auftretenden am wenigsten abgelenkten Beugungsbilder höherer Ordnung gut erkennen lässt.

Bei fortgesetzter Steigerung der Intensität der Natriumlichtquelle, etwa durch allmählich tieferes Hineinführen einer Natriumsalzperle in die Flamme einer Glasbläserlampe oder eines Linnemann'schen Brenners, also jedenfalls auch infolge der Vermehrung der Natriumdampfmenge¹⁾, werden die beiden hellen Natriumlinien nach beiden Seiten hin mehr und mehr verbreitert, sodass dementsprechend Lichtarten von wesentlich verschiedenen Wellenlängen von der Lichtquelle ausgesandt werden. Die bis dahin scharfen Begrenzungen jener Natriumlinien werden verwaschen. Bei noch weiter gesteigerter Lichtintensität entsteht in jeder hellen Natriumlinie eine scharf begrenzte dunkle Linie, welche merklich derselben Wellenlänge entspricht, wie die ursprüngliche helle Natriumlinie. Indessen wird eine genaue Messung dadurch erschwert, dass sowohl jene

1) Vgl. H. Ebert, Wied. Ann. **34**, p. 39. 1888.

hellen, wie auch diese dunkeln Natriumlinien nicht immer vollkommen unbeweglich bleiben; sie schwanken vielmehr häufig hin und her, wie eine schwankende, vom Luftzug bewegte Flamme, bald rascher, bald langsamer, und zwar beide Linien gleichzeitig. Bei meinen Beobachtungen nahm ich gelegentlich solche Schwankungen im ungefähren Betrage eines Zwanzigstels des Abstandes beider Natriumlinien wahr. Diese Schwankungen werden wohl davon herrühren, dass die Mittelwerte aller Wellenlängen der gesamten Lichtemission, welche jedesmal eine Spectrallinie entstehen lassen, um einen entsprechenden Betrag schwanken, sei es, dass Temperaturänderungen in der Flamme, sei es, dass Unbeständigkeiten der in derselben entstehenden chemischen Verbindungen die wesentlichen Ursachen solcher Veränderungen sind.

Bei einer Spaltbreite, die bei schwächster Beleuchtung vermittelt des von mir verwendeten grossen Rowlandgitters Natriumlinien von der Breite eines Fünftels des Abstandes beider Natriumlinien entstehen lässt, und bei fortdauernd zunehmender Intensität der Lichtquelle werden auch die beiden dunkeln Natriumlinien breiter und breiter und schliesslich verwaschen; die beiden hellen Lichtbänder aber, welche aus den beiden hellen Natriumlinien hervorgegangen sind, werden schliesslich so breit, dass sie völlig ineinander fliessen. Aus den beiden ursprünglichen Natriumlinien ist in diesem Falle ein einziges helles breites Lichtband entstanden, durchzogen von den beiden mehr oder weniger scharf begrenzten dunkeln Natriumlinien.

Sucht man die Intensität der Lichtquelle (Glasbläserlampe oder Linnemann'scher Brenner) zwar mittelstark, sonst aber möglichst constant zu halten und vergrössert man nun die Spaltbreite allmählich, von geringen Beträgen an, bis zu einer schliesslichen Spaltbreite von etwa 1 mm, so gehen die anfänglich hellen scharf begrenzten beiden Natriumlinien zuerst in verbreiterte scharf begrenzte Lichtbänder über; sodann entstehen in ihren Mitten dunkle Linien, je eine in jedem Lichtband, welche Linien selber mit der Spalterweiterung breiter und breiter werden, welche aber dabei schliesslich in ihrer Mitte aufhellen; weiterhin erscheinen in jedem Lichtband, in jedem Beugungsspaltbild zwei deutlich getrennte, oft sogar

ganz scharf begrenzte dunkle Linien. In diesem Stadium der Versuchsanordnung nimmt man also eine Aufspaltung der dunkeln Natriumlinien wahr, die ihrer Erscheinung nach von der Aufspaltung derselben durch das Zeeman'sche Phänomen kaum zu unterscheiden ist. Mit zunehmender Spalterweiterung wird diese Aufspaltung beider dunkeln Natriumlinien eine immer grössere, der zwischen ihnen entstehende hellere Lichtstreifen wird immer breiter. Aber auch in diesem Lichtstreifen ändert sich die Lichtintensität von neuem, wenn der Spalt immer noch weiter gemacht wird. Es entsteht in der Mitte wiederum eine dunklere Linie, wenn auch nunmehr die Aenderungen der Lichtintensitäten zwischen jenen aufgesplitterten dunkeln Natriumlinien nicht mehr so gross werden. Immerhin sah ich mit aller Sicherheit bei dieser Versuchsanordnung in jedem hellen Lichtband des Natriumbeugungsbildes drei dunkle Linien, je eine mittlere wenig von ihrer hellen Umgebung sich abhebende, verwaschene Linie und zu beiden Seiten derselben die zwei scharf begrenzten dunkeln Linien. In diesem Falle stellt sich also das Beugungsbild für jede Natriumlinie dar als ein helles Lichtband, in welchem ein Triplet von dunkeln Linien erkennbar ist. Bei einer gewissen Combination von Lichtintensität und Spaltbreite glaubte ich jene mittlere dunkle Linie nochmals in eine verwaschene Doppellinie sich aufsplitteln zu sehen, womit ein Quadruplet von dunkeln Linien in jeder hellen Natriumspectrallinie vorhanden gewesen wäre. Indessen konnte ich die letztere Beobachtung nicht genügend sicherstellen.

Wenn die Spaltverbreiterung sehr weit getrieben wird, so nähern sich die beiden äusseren dunkeln Linien den Spalt-rändern mehr und mehr. Bei einer gewissen Annäherung an diese scheint die Helligkeit wie in zart abgetonten Stufen von beiden Spaltbildrändern gegen die mittleren helleren Teile der Spaltbilder zuzunehmen, während ihre Mitten selber immer noch von je einer breiten dunkel verwaschenen Bande eingenommen werden. Indessen können andererseits bei einer anderen Combination von Lichtintensität und Spaltbreite an beiden Paaren von Spaltbildrändern hellere gleichmässig abgetonte Stufen auftreten, während die ganzen Mitten der Spaltbilder dunkel verwaschen erscheinen.

Wächst somit die Aufsplitterung der dunkeln Natriumlinien mit der Spaltverbreiterung, wenn auch nicht etwa proportional mit derselben, so muss doch andererseits eine Intensitätsänderung der Lichtquelle auch einen wesentlichen Einfluss auf die Aufsplitterungsweite haben. In der That erhält man bei einer und derselben Spaltbreite entweder eine einzige dunkle Linie in jedem Spaltbild oder eine aufgesplitterte Doppellinie oder ein Triplet bez. ein Quadruplet. Ist nämlich beispielsweise das Triplet zur Erscheinung gelangt, und vergrössert man nunmehr die Intensität der Lichtquelle durch Einführung einer grösseren Natriummenge in die Flamme, so werden die beiden äusseren dunkeln Linien des Triplets dunkler und in der Regel auch breiter. Zugleich nähern sie sich einander. Sie können sich bis zur Berührung mit der mittleren dunkeln Linie einander nähern. Während sie z. B. anfangs (bei einem Abstand beider Natriumlinien von 9,2 Skalenteilen) 3,1 Skalenteile Abstand von einander hatten, näherten sie sich bei der grösseren Lichtintensität einander so sehr, dass ihre Mitten nur noch *einen* Skalenteil Abstand aufwiesen. Bei noch grösserer Intensität der Lichtquelle schoben sich alle drei dunkeln Linien des Triplets ineinander, und es war überhaupt nur noch eine einzige etwas breitere dunkle Linie im hellen Felde zu erkennen. Bei umgekehrter Intensitätsänderung der Lichtquelle spielten sich die Vorgänge in umgekehrter Reihenfolge ab. Uebrigens scheint die Aufsplitterung der beiden Natriumlinien etwas ungleich zu sein. Ich sah öfters die dunkle D_1 -Linie bereits völlig aufgesplittert, wenn die dunkle D_2 -Linie noch gar keinen Beginn von Aufsplitterung erkennen liess.

Die beschriebenen Erscheinungen erhielt ich namentlich mit einem grossen Rowland'schen Concavgitter von 8,55 cm Gitterbreite und 304,79 cm (10 Fuss) Radius. Auf diesem im Jahre 1891 hergestellten Gitter sind 30000 Linien auf jedem Zoll Gitterbreite eingeritzt. Bei den meisten Versuchen war die Spaltmitte im Krümmungsmittelpunkt des Gitters, die mit Mikrometerteilung versehene Lupe nahe dem Kreisbogen, der über dem Gitterradius als Durchmesser in bekannter Weise beschrieben wird. Bei anderen Versuchen wurden Spalt und Lupe miteinander vertauscht. Die Ergebnisse waren übrigens

in beiden Fällen ganz analog. Ausserdem brachte ich das Concavgitter auf das Tischchen eines Goniometers, dessen Fernrohr ich mit Hilfe eines Gauss'schen Oculars so orientirte, dass das vom Gitter reflectirte Fadenkreuzbild möglichst nahe dem Fadenkreuz selber erschien. Dann stellte ich den Spalt des Collimatorrohres so ein, dass das Beugungsbild scharf begrenzt erschien. Diese Aufstellung ergibt im Beugungsbilde eine verhältnissmässig grosse Lichtintensität¹⁾ und daher erscheint dieselbe für Versuche qualitativer Art oder für Messungen kleiner Differenzen in den Beugungsbildern oft anwendbar. Auch mit dem in solcher Weise montirten Gitter habe ich die wesentlicheren der oben beschriebenen Versuchsergebnisse bestätigt erhalten.

Das benutzte grosse Rowlandgitter hat übrigens nicht unbedeutende Fehler, wenn auch beispielsweise die „Geister“ meine Beobachtungen kaum merklich beeinflussen konnten. Beleuchtet man nämlich das Gitter mit Natriumlicht durch einen sehr breiten Spalt oder direct durch eine schmale in seinem Krümmungsmittelpunkt aufgestellte Natriumflamme, so kann man im gebeugten reflectirten Lichte den Gitterlinien parallele und äquidistante ganz deutliche Streifungen wahrnehmen. Namentlich sieht man solche Streifungen als ganz scharfe Linien durch ein Fernrohr, mit dem man auf das Gitter selber scharf einstellt. Ich habe im ersten und im zweiten gebeugten Natriumlichtbündel die Streifen gezählt, die auf einen Zoll Gitterbreite entfallen, und habe dabei etwa 20 gefunden. Bei einer um wenig veränderten Fernrohreinrichtung fand ich die Mitten zwischen je zwei Streifen nochmals als schwächere Streifen ausgebildet. Rowland's Schraube, vermittelt welcher die Gitter hergestellt werden, hat eine Ganghöhe von etwa $\frac{1}{20}$ Zoll.²⁾ Somit rühren offenbar die erwähnten Streifen von gleichmässigen Fehlern aller Schraubengänge oder von einer gleichmässigen Verbiegung oder sonst von einer Excentricität der ganzen Schraube her, welche zur Folge haben, dass zwar benachbarte Gitterstäbchen das gebeugte Licht in verschiedenen Richtungen zur Interferenz

1) Vgl. F. Paschen, Wied. Ann. 48. p. 272. 1893; C. Runge und F. Paschen, Wied. Ann. 61. p. 641. 1897.

2) H. Kayser, Handbuch der Spectroscopie, p. 407. Leipzig 1900.

bringen, dass aber äquidistante Gitterstäbchen, die um die Höhe der Schraubengänge voneinander abweichen, zusammen doch dieselben Beugungsbilder erzeugen.

Um mich davon zu überzeugen, dass nicht etwa solche Gitterfehler eine wesentliche Ursache der beobachteten Helligkeitsunterschiede in den Spaltbildern seien, habe ich ausserdem mit einem kleineren im Jahre 1885 hergestellten Rowland'schen Concavgitter von 5,1 cm Gitterbreite und 182,87 cm (6 Fuss) Radius beobachtet, welches 14436 eingeritzte Linien auf jedem Zoll Gitterbreite enthält. Die Beugungsspectren dieses Gitters waren aber sehr lichtschwach, und ich sah mich genötigt, mit demselben ausschliesslich unter Zuhülfenahme des Goniometers, wie oben beschrieben, die Beobachtungen anzustellen. Ich nahm dabei ein ganz analoges Erscheinen von je einer dunkeln Natriumlinie in jeder der beiden hellen verbreiterten Natriumspectrallinien wahr, bei genügender Lichtintensität, sowie eine entsprechende Aufsplitterung jener dunkeln Natriumlinien bei passender Combination von Spaltbreite und Lichtintensität. Endlich zeigten sich analoge Erscheinungen vermittelt eines 2,55 cm breiten im Jahre 1887 hergestellten Rowland'schen Plangitters mit 14438 Linien auf den Zoll Gitterbreite, für welches Gitter eine ähnliche Rechnung durchgeführt werden müsste, weil jeder reflectirende Punkt G des Plangitters gleichfalls von verschiedenen Richtungen her Licht erhält, das von entsprechend verschiedenen Spaltpunkten ausgegangen ist und daher mit verschiedenen Phasen in G bez. in A' ankommt (vgl. Fig. 1). Die beiden letztgenannten Gitter liessen den oben hervorgehobenen Gitterfehler nicht erkennen.

Bringt man ein Lithiumsalz in die Flamme des Linne-mann'schen Brenners, so erhält man bei passender Spaltbreite und bei genügender Lichtintensität gleichfalls eine dunkle Linie in der helleren verbreiterten Spectrallinie des Lithiums, welche Linie analog wie die dunkeln Linien der beiden Natriumspectrallinien durch Aenderung der Spaltbreite bez. der Lichtintensität sich aufsplintern lässt.

Von der Erfahrung ausgehend, dass die Reflexionsgitter in verschiedenen Beugungsspectren ganz verschiedene Lichtintensitäten erzeugen, dass unter Umständen, je nach der zu-

fälligen Form oder Stellung des die Gitterlinien ritzen- den Diamanten, ein Beugungsspectrum der II. Ordnung heller sein kann als das der I. Ordnung und sogar heller als das direct ohne Beugung reflectirte Bild, hat Michelson versucht, ein Reflexionsgitter mit regelmässig geformten breiteren Gitterstäben aus passend aneinander gereihten planparallelen Glasplatten herzustellen, um das Auflösungsvermögen der Gitter noch weiter zu vergrössern. Infolge von kleinsten Staubeilchen, die trotz äusserster Sorgfalt zwischen den aufeinander gelegten Glasplatten zurückblieben, entstanden indessen so grosse Schwierigkeiten, dass Michelson von dem Reflexionsgitter auf ein entsprechendes durchsichtiges Gitter überging.¹⁾ Er fand so sein vorzügliches Stufengitter. Indessen glaube ich, dass die Schwierigkeiten, ein Reflexionsgitter mit breiten sehr regelmässigen Stufen, das heisst mit entsprechend genauer Gitterconstante herzustellen, welches Gitter alles Licht fast ausschliesslich in wenige Spectren sehr hoher Ordnungszahl reflectirt, nicht unüberwindlich seien. Zur Hebung jener Schwierigkeiten möchte ich, im Anschluss an die Erfahrungen, die mit dem Schleifen von geometrisch präzisen Flächen (z. B. von Ebenen, Kugelflächen, Schraubenflächen) bekanntlich seit längerer Zeit gemacht worden sind, ein entsprechendes letztes Ausschleifen des herzustellenden Reflexionsstufengitters vorschlagen.

Das zu meiner Verfügung stehende Michelson'sche Stufengitter ist 15,9 cm lang und besitzt 20 planparallele Glasplatten von 0,795 cm Dicke, welche Platten so nebeneinander gereiht sind, dass Stufenhöhen von 0,795 und Stufenbreiten von 0,10 cm entstehen. Will man ein Reflexionsstufengitter von gleich grossem Auflösungsvermögen construiren, so wird man bei gleicher Stufenzahl und Stufenbreite die Stufenhöhe nur etwa 0,2 cm machen müssen. Ein solches Gitter erhielte daher unter der Voraussetzung, dass das einfallende und das reflectirte Licht nahezu die gleiche Richtung hin und zurück durchliefe, beispielsweise die nachstehende Form (Fig. 4) und könnte demnach etwa viermal kürzer werden als Michelson's Stufengitter, oder mit einer Stufenhöhe, wie sie das Michel-

1) A. Michelson, Journ. de Phys. (III) 8. p. 305. 1899.

son'sche Gitter besitzt, könnte das Auflösungsvermögen des Reflexionsgitters auf etwa den vierfachen Betrag vergrößert werden. Auch wäre es möglich, die Stufenzahl und die Gesamthöhe aller Stufen bei dem Reflexionsgitter viel mehr zu vergrößern als bei dem durchsichtigen Gitter, weil bei dem letzteren die bedeutenden vom Licht zu durchsetzenden Glasdicken bald zu viel Licht absorbieren.

Es ist wohl selbstverständlich, dass die Herstellung der Stufen, also etwa das Ausfräsen bez. Ausschleifen derselben aus einem prismatischen Klotz von Spiegelmetall, in erster Linie mit Fräsen und Schleifwalzen zu geschehen hat, deren einzelne Stufen selber schon untereinander aufs sorgfältigste ausgeglichen sind, durch vielfach variirtes Ausschleifen jener Werkzeuge mit entsprechenden Schleifbacken, nach einem

Fig. 4.

Fig. 5.

Verfahren analog demjenigen, nach welchem Rowland seine ausgezeichnete Schraube ausgeschliffen hat.¹⁾ Indessen müssen die Reflexionsstufengitter, um möglichst vollkommen zu werden, nach jener Vorbehandlung noch nachgeschliffen werden. Zu diesem Zweck wird man die Stufen des Gitters zuerst so anschleifen, wie es vorstehend in vergrößertem Maassstabe angedeutet ist (Fig. 5); es können dann die in der Figur etwas dicker ausgezogenen spiegelnden Flächen *a* und die vermittelt ihrer Kanten *b*, *a* die einzelnen Stufen scharf begrenzenden matten Flächen *b* noch in merklichen Beträgen nachgeschliffen werden. Sodann wird man dem Reflexionsstufengitter *G* völlig analog gebaute Schleifbacken *S* herstellen, etwa von der doppelten Stufenzahl und der doppelten Länge (Fig. 6), und zwar deren mindestens zwei. Das Nachschleifen des Gitters

1) H. A. Rowland, Screw, Artikel der Encyclopædia Brit. 9. Aufl. 21. p. 552—553. 1886.

hat nun so zu geschehen, dass die beiden Schleifbacken und das Gitter zu dritt abwechselungsweise aufeinander geschliffen werden, unter möglichstem Constanthalten der Temperatur derselben. Dabei müssen jeweilen nach kurzdauerndem Schleifen die betreffenden Objecte um eine Stufe gegeneinander verschoben werden, sodass die Reflexionsgitterstufen nach und nach in

Fig. 6.

fortwährend geregelter Reihenfolge mit möglichst vielen Stufen der beiden Schleifbacken, und abwechselungsweise wieder die Stufen des einen Schleifbackens mit möglichst vielen Stufen des anderen Schleifbackens ausgeschliffen werden. Nur in solcher Weise scheint mir ein genügend vollkommenes Reflexionsstufengitter herstellbar zu sein. Einfallendes und reflectirtes Licht wird man annähernd normal zu den spiegelnden Flächen *a* zu orientiren suchen und also Fernrohr und Collimatorrohr zu einem einzigen Rohr vereinigen.

München, Physikal. Institut der Universität, April 1901.

(Eingegangen 28. April 1901.)