die Bestimmung des absoluten Gewichtes, und daß die hohen specifischen Gewichte unter diesen wieder am wenigsten sicher bestimmt werden können. Das Verfahren in Wasser eingetauchte Körper auf ihr absolutes Gewicht zu bestimmen kann nur bei Körpern von hohem spec. Gewichte angewendet werden, wie bei regulinischen schweren Metallen, da diese sich aber sehr leicht trocknen lassen, weil kein Filtrum dabei ist, so ist es sicherer und einfacher das absolute Gewicht der trocknen Körper in gewöhnlicher Weise zu bestimmen. Andere Niederschläge, wie Chlorsilber, schwefelsaurer Baryt, klesaurer Kalk haben ein zu geringes spec. Gewicht, und lassen sich nicht leicht genug in einer Dichtigkeitsflasche oder in einem an der Waage hängenden Glasröhrchen sammeln, als daß man bei demselben das Verfahren mit Nutzen anwenden könnte, da die Resultate immer weniger sicher sind, als bei der directen Wägung, und also auch nur bei einem sehr erheblichen Gewinn an Zeit und Mühe, wie etwa bei technischen Operationen, zugelassen werden könnten.

VII. *Ueber Spectralbeobachtungen;* *von Alb. Mousson.*

Seit den schönen Untersuchungen der Hrn. Kirchhoff und Bunsen über die optochemische Analyse haben Spectralbeobachtungen für jeden Physiker und Chemiker eine große Wichtigkeit gewonnen; es ist in hohem Grade wünschbar geworden, solchen Beobachtungen den Charakter umständlicher Cabinetsversuche zu nehmen und durch Benutzung einfacher Mittel der täglichen Anwendung zu öffnen. Durch die folgenden Bemerkungen über die grundsätzlichen Bedingungen der Spectralversuche und durch den

Vorschlag eines einfachen *Spectroskopes*, das zu allen nicht messenden Beobachtungen ausreicht, glaube ich diesem Ziele um einen Schritt näher gerückt zu seyn.

1. Ein *einfacher* Lichtstrahl vom Brechungsindex n komme horizontal von links her und falle auf ein Prisma, dessen brechender Winkel c nach unten, der Rücken nach oben gekehrt ist; der Strahl wird dann nach oben und rechts hin gebrochen. Man bezeichne nun mit e , b den Einfalls- und den Brechungswinkel der *ersten* Brechung oder des Eintritts, mit e' , b' diese Gröſsen für die *zweite* Brechung des Austritts, endlich mit a die ganze Ablenkung oder den Winkel zwischen der anfänglichen horizontalen und der letzten Richtung des Strahles, so berechnen sich diese Gröſsen folgwiese durch die bekannten Ausdrücke

$$\sin b = \frac{1}{n} \sin e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$e' = c - b$$

$$\sin b' = n \sin e'$$

$$a = e + b' - c,$$

welche Ausdrücke sich aus dem Brechungsgesetze und der Gestalt des Prisma ergeben.

Ist, wie gewöhnlich $c = 60^\circ$, so sind die anwendbaren Werthe von e zwischen demjenigen enthalten, der ein *streifendes Austreten* liefert, und dem des *streifenden Einfallens*. Für extremes Flintglas und extremes Crownglas erhält man beispielsweise, den Gräuzwerthen entsprechend, die folgenden zusammengehörenden Winkel:

n	e	b	e'	b'	a
Flintglas					
1,7	43° 40' 37"	23° 58' 6"	36° 1' 54"	90° — —	73° 40' 37"
	90 — —	36 1 54	23 58 6	43 40 37	73 40 37

Crownglas					
1,5	27 55 14	18 11 23	41 48 37	90 — —	57 55 14
	90 — —	41 48 37	18 11 23	27 55 14	57 55 14

Im ersten Glase kann man den Einfallswinkel nur um etwa 46° , im zweiten um 62° variiren lassen, soll der Strahl

in der zweiten Fläche wirklich austreten und nicht ins Innere reflectirt werden.

2. Man drehe das Prisma dem Uhrzeiger entgegen um δe , was den Einfallswinkel um eben diesen Winkel vergrößert, so ändert sich die Ablenkung, wie leicht zu finden, um die Gröfse

$$\delta a = \left(1 + \frac{\partial b'}{\partial e}\right) \delta e = \left(1 - \frac{\cos e \cos e'}{\cos b \cos b'}\right) \delta e \quad (2).$$

Wegen $\cos e$ und $\cos b'$ in Zähler und Nenner variiert die *Cosinusfunction* des zweiten Gliedes von ∞ bis 0. Daher ist δa erst negativ, wird nachher positiv und die Ablenkung geht dazwischen durch das bekannte *Minimum*, für welches

$$\frac{\partial a}{\partial e} = 0 \text{ oder } \cos b \cos b' = \cos e \cos e',$$

welcher Bedingung genügt wird, wenn $e = b'$, was $b = e'$ nach sich zieht, das heißt bei *symmetrischem Ein- und Austritt*. Für diese besondere Stellung hat man:

$$e' = b = \frac{c}{2}, \sin e = \sin b' = n \sin \frac{c}{2}, a = 2e - c \quad (3),$$

was für obige Glassorten giebt

	n	e	b	a
Flintglas	1,7	58° 12' 42"	30°	56° 25' 24"
Crownglas	1,5	48 35 25	30	37 10 50

Die Stellung des Flintglases kann *vor* dem Minimum um 15°, *nachher* um 32° variiren, die des Crownglases um 21° und 42°, in beiden Fällen nachher ungefähr doppelt so viel als vorher. Dabei ändert sich die Ablenkung hin und zurück im ersten Fall um 18°, im zweiten um 21°.

Ueberhaupt kommt die Curve, deren Ordinaten die Ablenkungen, die Abscissen die Einfallswinkel darstellen, für Flintglas z. B. bei $e = 43^\circ$ von 73° anfangs steil herab, biegt sich bis $e = 58^\circ$ in die Horizontale um und steigt nachher langsam wieder auf 73° bei 90° . Da zugleich $\frac{\partial a}{\partial e}$ die *Geschwindigkeit* darstellt, mit welcher der gebrochene Strahl, verglichen mit dem Prisma, sich dreht, so sieht man,

dafs jener Strahl mit grosser abnehmender Geschwindigkeit sich dem Minimum nähert, einen Augenblick auf diesem verweilt, um sich nachher wieder mit langsam wachsender Geschwindigkeit davon zu entfernen, bis beim streifenden Einfallen beide Geschwindigkeiten *gleich* sind.

3. Aendert man bei unverändertem Einfallswinkel e den Brechungsindex n um δn , so ändert sich die Ablenkung, und zwar, nach Ausführung der Rechnung, um die Grösse

$$\delta a = \frac{\partial b'}{\partial n} \delta n = \frac{\sin c}{\cos b \cos b'} \delta n \quad . \quad . \quad . \quad (4).$$

δa ist der Winkelraum (als Bogen) der von den Strahlen der betreffenden Brechungsdifferenz δn überdeckt wird, so dafs man $\frac{\partial a}{\partial n}$ die an der Stelle n vorhandene *lokale Ausbreitung* oder *Dilatation* des Spectrums nennen kann. Für die nämlichen Strahlen ändert sich dieselbe mit dem Einfallswinkel e . Bei kleinstem e , entsprechend dem streifenden Austritt, wird die Dilatation ∞ ; beim streifenden Einfallen für $e = 90^\circ$ wird ihr Werth bei

Flintglas 1,48068 Crown Glas 1,31496.

Die Art, wie die Dilatation variirt, ergibt sich, nach möglichster Vereinfachung des Ausdruckes, aus:

$$\delta \left(\frac{\partial a}{\partial n} \right) = \frac{\partial^2 a}{\partial n \partial e} \delta e = \frac{\sin c \cos e \cos e'}{\cos^2 b \sin b' \cos b'} (\operatorname{tg} b \operatorname{tg} e' - \operatorname{tg}^2 b') \quad . \quad (5).$$

Der Ausdruck im zweiten Theile bleibt bei obigem Flintglase für alle *vorkommenden* Werthe von e stets negativ; die lokale Dilatation der nämlichen Strahlen nimmt mit wachsendem e , oder vom streifenden Austreten zum streifenden Einfallen, immer ab. Das Spectrum rückt nach dem streifenden Austreten hin stetig auseinander. Beim Crown Glas gilt dies nicht mehr. Etwas *vor* dem streifenden Einfallen wird eine Stellung erreicht, wo der zweite Theil der Gleichung durch 0 ins Positive übergeht; die Tangente des zweiten Brechungswinkels ist dann die *mittlere Proportionale* zwischen den Tangenten des ersten Brechungs- und zweiten Einfallswinkels. Die *Concentration* des Spectrums er-

reicht ein Maximum, jenseits dessen sie wieder bis zum streifenden Einfallen abnimmt. Für obiges Crownnglas liegt dieser Punkt bei

$$\overset{e}{82^{\circ} 47' 33''} \quad \overset{b}{41^{\circ} 24' 16''} \quad \overset{e'}{18^{\circ} 35' 44''} \quad \overset{b}{28^{\circ} 34' 34''}.$$

Was für die Strahlen einer kleinen Differenz δn gilt, kann *genähert* auf die Länge s des ganzen Farbenbildes ausgedehnt werden, wenn statt δn die *Größe der Zerstreuung* $z = n_1 - n_2$ gesetzt wird. Man hat also

$$s = \frac{\sin c}{\cos b \cos b'} z,$$

wobei b, b' sich natürlich auf den mittleren Strahl beziehen. Nimmt man z. B. für z bei Flintglas 0,02, bei Crownnglas 0,01 und fragt nach der *Länge des Spectrums* für die Stellung kleinster Ablenkung, in welcher $b = \frac{c}{2}$, also bei $c = 60^{\circ}$

$$s = \frac{z}{\cos b'},$$

so gelangt man auf folgende Werthe des Divergenzwinkels oder Winkels φ

	s	φ
Flintglas	0,0379664	$2^{\circ} 10' 31''$
Crownnglas	0,0151185	0 51 58

Das Flintglasspectrum wäre alsdann 4 mal länger als dasjenige des Crownnglases.

4. Bei optischen Darstellungen jeder Art kommen vorzüglich zwei Eigenschaften in Betracht, die *Helligkeit* und die *Schärfe*; beide sind von gleicher Wichtigkeit, wenn es sich um feine Erkennung der Einzelheiten handelt.

Was die erste Eigenschaft betrifft, so hängt die *Helligkeit* des aus einem einzelnen weissen Lichtstrahl entstandenen Spectrums vorerst von der Ausdehnung desselben ab; denn je kleiner diese ist, desto mehr drängen sich die einfachen Strahlen zusammen, desto intensiver erscheint das Farbenbild. Man sollte hiernach glauben, gegen das streifende Einfallen hin müßte die Helligkeit stetig wachsen, da das Spectrum sich verkürzt. Dem aber ist nicht so, wie

schon eine oberflächliche Ansicht lehrt. Da alsdann nämlich die *Reflexion* des aufsen schief einfallenden Strahles bedeutend wächst, so schwächt sich der benutzte gebrochene Strahl in entsprechender Weise und das Spectrum, seiner Verkürzung ungeachtet, erbläst und erlöscht allmählich.

Man muß daher die Helligkeit h nach dem Verhältniß der von δn herrührenden Lichtmenge zu der lokalen Dilatation δa beurtheilen

$$h = \frac{i \delta n}{\delta a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6).$$

Um aber i zu bestimmen, hat man auf die Fresnel'schen *Intensitätsformeln* zurückzugehen. Der ursprüngliche Strahl besitze die Intensität I und sey ganz unpolarisirt, so daß er, parallel und senkrecht zur Einfallsebene schwingend, gleiche Lichtmengen $\frac{1}{2}$ liefert. In den *gebrochenen* Strahl der *ersten* Brechung gehen dann Lichtmengen i_p und i_s über, (die Indices bezeichnen die Schwingungsrichtung parallel oder senkrecht zur Einfallsebene) welche bestimmt werden durch

$$i_p = \frac{1}{2} \frac{\sin 2e \sin 2b}{\sin^2(e+b) \cos^2(e-b)}, \quad i_s = \frac{1}{2} \frac{\sin 2e \sin 2b}{\sin^2(e+b)}.$$

Die Wirkung der *zweiten* Brechung wiederholt ähnliche Ausdrücke, da die Einfallsebene unverändert bleibt; daher hat der aus dem Prisma tretende Strahl die Intensität

$$i = \frac{1}{2} \frac{\sin 2e \sin 2b \sin 2e' \sin 2b'}{\sin^2(e+b) \sin^2(e'+b')} \left[1 + \frac{1}{\cos^2(e-b) \cos^2(e'-b')} \right]. \quad (7),$$

welcher Ausdruck noch durch den frühern $\frac{\partial a}{\partial n}$ (4) zu dividiren ist. Die größte Helligkeit würde nun der Bedingung $\frac{\partial h}{\partial e} = 0$ entsprechen. Ohne aber die ungemein langen Rechnungen auszuführen, läßt sich auf indirectem Wege erkennen, daß das *Maximum* nahe der *kleinsten Ablenkung* liegen müsse.

Wäre nämlich $\frac{\partial a}{\partial n}$ constant, so entspräche das Maximum von h demjenigen der Intensität i . Nun aber sieht man, daß sowohl für streifendes Einfallen als streifendes Austreten die letztere GröÙe wegen der Factoren $\sin 2e$ und $\sin 2b'$ auf 0 herabsinkt. Zwischen diesen Gränzen muß also ein Maximum liegen und da die zusammengehörenden e, b in dem Ausdrücke (7) mit b', e' *symmetrisch* auftreten, so muß das Maximum dem Gleichheitswerth jener GröÙen oder der Stellung *kleinster Ablenkung* entsprechen. Dieses Resultat wird durch die Veränderlichkeit von $\frac{\partial a}{\partial n}$ modificirt, welche GröÙe sich, dem Früheren zufolge, mit wachsendem e stetig verkleinert, was h vergrößert. Das Maximum der Helligkeit muß also für ein e eintreten, das größer ist als dasjenige der kleinsten Ablenkung, doch wegen der nicht raschen Aenderung von $\frac{\partial a}{\partial n}$ nicht weit davon entfernt.

Die Helligkeit hängt endlich von der Menge und Intensität der leuchtenden Punkte a ab, welche ihr Licht in das Spectrum vereinigen. Da indess eben diese Umstände ihren Einfluß auf die Schärfe ausüben, nur in umgekehrter Weise, so genügt deren Erörterung im folgenden Artikel.

5. Die wichtigste Eigenschaft des Spectrums ist jedenfalls aber die *Schärfe*, da ohne sie eine genaue Unterscheidung der Farbentöne und der Fraunhofer'schen Linien verschiedener Stellen unmöglich ist. An einem *vollkommen scharfen* Spectrum sollten die Strahlen einer bestimmten Brechung eine einzige *mathematische* Querlinie bilden; denn sobald sich die einzelne Strahlenart zu einem Streifen von merkbarer Breite ausbreitet, fallen die benachbarten Strahlen mehr oder weniger auf einander und mischen sich, was schlechterdings eine Unreinheit des Spectrums zur Folge hat.

Solche *Streifen der Undeutlichkeit*, wie wir sie nennen wollen, können durch zwei Ursachen entstehen, abgesehen von allfälligen diffusen Brechungen und Zerstreuungen aus der Unvollkommenheit des Prisma: 1) in Folge der *Breite*

der Oeffnung und 2) der Breite der Lichtquelle jenseits der Oeffnung, welche letztere wir uns als Ritze denken.

Bezeichnet R die Breite der Ritze, so gehen durch jeden Punkt von R , wenigstens wenn der leuchtende Körper so breit wie die Ritze ist, identische parallele Strahlen, die gleich gebrochen werden und parallel wieder austreten. Die Breite R verwandelt sich durch die Brechung des Eintritts in $R \cos b : \cos e$ und diese hinwieder durch die Brechung des Austritts in

$$r = \frac{\cos b \cos b'}{\cos e \cos e'} R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8).$$

Dies wird die absolute Breite dieser Streifen *erster Art* im Spectrum seyn. Das Mittel, diese Streifen zu verkleinern, besteht darin: 1) R klein, oder die Oeffnung *schmal* zu machen, was leider nur bei intensiven Lichtquellen angeht, und 2) die Stellung des Prisma dem streifenden Austreten zu nähern, denn für $b' = 90^\circ$ und für diesen Werth allein (b hat stets einen viel kleineren Werth) sinkt r auf 0 herab. Die Stellung kleinster Abweichung ist in dieser Beziehung keineswegs, wie oft angegeben wird, diejenige größter Schärfe, sondern man findet sie, indem man das Prisma so dreht, daß sich e verkleinert, die Strahlen dem streifenden Austreten sich nähern. Im Grunde sogar entscheidet nicht der absolute Werth von r über den Grad der Deutlichkeit, sondern der relative Werth im Vergleich zur absoluten Länge des Spectrums oder $l's$, wo l' die Entfernung darstellt, in welcher das Spectrum aufgefangen wird. Diese Gröfse ist

$$\frac{r}{l's} = \frac{\cos^2 b \cos^2 b'}{\cos e \cos e'} \cdot \frac{R}{\sin c \cdot \pi l'} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9).$$

Für Werthe von e jenseits derjenigen der kleinsten Ablenkung verschmälert sich das Spectrum, die Streifen behalten größere Werthe, die Farbentöne bleiben unrein und verwischt. Für Werthe *diesseits* des Ablenkungsminimum, gegen das streifende Austreten hin, *verkleinern* sich die Streifen, die Länge des Farbenbildes wächst und die Schärfe,

an den Fraunhofer'schen Linien erkennbar, tritt in rascher Weise hervor.

Doch kann man nicht zu weit nach dem streifenden Austreten hin vorgehen, einmal weil diese Gränze für die verschiedenen Farben eine andere ist, daher eine andere Stellung des Prismas voraussetzt, zweitens, weil die Helligkeit, wie früher erläutert worden, eine zu geringe wird, endlich, weil eine zu große Dilatation des Spectrums den Gegensatz der hellen Stellen und dunkeln Linien dem Auge verwischt. Bei Flintglasprismen erscheint die mittlere Lage, zwischen denen kleinster Ablenkung und streifenden Austretens nahe als die günstigste.

6. Die Undeutlichkeitsstreifen *zweiter Art* haben ihren Grund in der *Breite K* des leuchtenden Körpers, im Sinne der Ritzenbreite. Jeder Punkt der Ritze wird nämlich ein Ausgangspunkt divergirender Strahlen, die von allen Punkten in der Breite des leuchtenden Körpers ausgehen, und in ihm sich schneiden; nach ihrer zweimaligen Brechung treten sie im allgemeinen (die Strahlen an der Gränze kleinster Ablenkung können eine Ausnahme bilden) wiederum *divergirend* aus und veranlassen auf dem Spectrum einen Undeutlichkeitsstreifen. Wir reden natürlich von gleichartigen, mit gleicher Brechbarkeit begabten Strahlen.

Die Divergenz der Strahlenrichtungen eines solchen Büschels vor dem Eintreffen auf das Prisma wird, wenn klein, als Bogen seyn

$$\delta e = \frac{K}{L},$$

wo L die Entfernung der Lichtquelle von der Ritze bezeichnet. Steht das Prisma in einer Entfernung l von der Ritze und in einer solchen l' von der das Spectrum auffangenden Wand, so entsteht ein Undeutlichkeitsstreifen, dessen absolute Größe

$$k = (y + l') \delta b'$$

seyn wird, wenn y die Entfernung des virtuellen Ausgangspunktes des zweimal gebrochenen Büschels bezeichnet. Da wie bekannt, unter Vernachlässigung der Prismendicke,

$$y = \frac{\cos^2 b \cos^2 b'}{\cos^2 e \cos^2 e'} l, \quad \delta b' = - \frac{\cos e \cos e'}{\cos b \cos b'} \delta e,$$

so ergibt sich die relative Breite dieser Streifen

$$\frac{k}{l'} = - \left(\frac{\cos^2 b \cos^2 b'}{\cos e \cos e'} \cdot \frac{l}{l'} + \cos e \cos e' \right) \frac{K}{\sin c. z L}. \quad (10).$$

Diese Streifen verschwinden bei *keiner* Ablenkung, vermindern sich aber durch Kleinheit und Entfernung der Lichtquelle, durch Entfernung des Prismas von der Ritze und Annäherung an die Wand. Um diese Streifen zu beseitigen, bedarf es anderer Mittel als die bloße Umstellung des Prismas; die Nothwendigkeit dieser Mittel erkannt und sie in richtiger Weise zur Anwendung gebracht zu haben, ist das besondere Verdienst *Fraunhofer's*.

7. Man kann zur Verminderung der Undeutlichkeitsstreifen aus der Divergenz der Büschel auf dreifache Weise verfahren.

- 1) Man stellt unmittelbar vor das Prisma einen Schirm mit einer zweiten Ritze auf, welcher den benutzten Strahlbüschel bedeutend reducirt. Bezeichnet r' dessen Breite, so hat man

$$\delta e = \frac{r'}{l}$$

zu setzen.

- 2) Will man das Spectrum *objectiv* beobachten, so wird nach dem Prisma eine achromatische Linse von grosser Brennweite F eingeschaltet. Die Strahlen eines jeden von der Oeffnung ausgehenden Büschels fallen als von der Entfernung y kommend auf die Linse. Damit sie im Spectrum sich genau wieder vereinigen, muß l' die zugehörnde Bildweite darstellen, oder

$$l' = \frac{yF}{y-F}$$

seyn.

Für diese Entfernung erhalten die Streifen *erster Art* eine Breite r' , die sich bestimmt aus

$$\frac{r''}{r} = \frac{l'}{y} \text{ woraus } r' = \frac{rF}{y-F}.$$

Ein Ausdruck, der immer noch mit r proportional ist, so daß die Annäherung an das streifende Austreten auch bei Anwendung der Linse nicht vernachlässigt werden darf.

- 3) Endlich dient das Fraunhofer'sche Verfahren bei *directer* Beobachtung des Spectrums. Man blickt mittelst eines Fernrohrs, das auf die Entfernung y eingestellt wird, nach dem virtuellen Bilde der Ritze. Auch auf diesem Wege reduciren sich die Undeutlichkeitsstreifen *zweiter Art* für das Auge zu Linien, während diejenigen *erster Art*, wie immer, durch Annähern an das streifende Austreten vermindert werden.

8. Aus dem Gesagten ergeben sich also folgende einfache Vorschriften zur Beseitigung des Mangels an Schärfe:

- 1) Die *Streifen erster Art* werden durch möglichste Verkleinerung der Oeffnung und angemessene Annäherung an das streifende Austreten, beides, so weit die Helligkeit es gestattet, verkleinert;
- 2) Die *Streifen zweiter Art* werden mittelst einer zweiten Ritze vermindert, oder mittelst eines auf die Entfernung y eingestellten optischen Apparates auf ein Minimum reducirt.

Längst hat Broch die, auffallender Weise wenig beachtete, Bemerkung gemacht, daß das Auge für sich schon einen optischen Apparat darstelle, der das Spectrum mit großer Schärfe, selbst bis auf die Fraunhofer'schen Linien zweiter Ordnung erkennen lasse. Zu dem Ende stellt sich dasselbe nahe an die Rückenkante der Austrittsfläche, um die dem Streifenden sich annähernden Strahlen zu empfangen, und zugleich in eine angemessene Entfernung von der Ritze, um von der Entfernung y ein scharfes Bild zu sehen. Bei intensivem Sonnenlicht, was die Ritze auf eine verschwindende Linie zu verengern gestattet, jedoch eine sehr genaue Bearbeitung der Ritzenränder voraussetzt, beobachtet man so ein Spectrum von größter Nettigkeit; sieht die stärkeren Linien wie mit dem Grabstichel gezogen, und entdeckt, wenn das Auge scharf ist, eine ganze Reihe der feineren Linien, weit mehr, als es mit Hülfe eines Fernrohrs

der Fall ist, das nicht alle Bedingungen der Vorzüglichkeit erfüllt. Die Vorzüge der directen einfachsten Beobachtung, deren Fehlerquellen auf das Unvermeidliche, nämlich auf die Unvollkommenheiten des Prisma und des beobachtenden Auges eingeschränkt sind, diese Vorzüge treten dann aber besonders hervor, wenn es sich um schwächere, terrestrische Lichtquellen handelt. Alle Vergrößerungsmittel schwächen das Licht, zumal hier, wo dasselbe nicht das ganze Objectivglas, sondern nur einen Streifen desselben trifft, und außerdem zieht die Benutzung mehrerer Gläser stets einen bedeutenden Lichtverlust durch Reflexionen nach sich. Wo Lichtschwächungen nachtheilig sind, machen sich die Vortheile einer möglichsten Vereinfachung der angewandten Apparate in vollem Maasse geltend. In solchen Fällen ohnehin muß ein Theil der Vergrößerung und Schärfe der Helligkeit geopfert werden.

9. Bisher waren Spectralversuche ein ausschließliches Geschäft des Physikers. Es bedurfte eines eigenen zu verdunkelnden Zimmers, man war auf bestimmte Richtungen der Strahlen angewiesen, an gewisse Aufstellungen der Apparate gebunden, Bedingungen, welche der leichten Vornahme und der Mannichfaltigkeit der Versuche sehr hinderlich waren. Bereits hat Hr. Kirchhoff sich von dem dunkeln Zimmer unabhängig gemacht, indem er das Prisma vertical in ein auf drei Füßen stehendes dunkles Kästchen einschließt, an dessen einer Wand, der Eintrittsfläche entsprechend, eine Röhre mit Ritze, an dessen anderer, der Austrittsfläche, ein kleines Fernrohr eingepflanzt ist. Beschränkt man sich aber auf die einzig *wesentlichen* Theile, Ritze, Prisma und Auge, wodurch, wie gesagt, in den meisten Fällen eher gewonnen als verloren wird, so läßt sich die Vereinfachung des Apparates noch viel weiter treiben.

Die folgende Einrichtung eines *Spectroskopes* scheint mir alle Vorzüge der Bequemlichkeit, Einfachheit und Wohlfeilheit zu vereinigen, die der Chemiker und Physiker bei qualitativen Spectralversuchen verlangen kann. A (Fig. 8 Taf. IV) ist eine einfache, innen geschwärzte Röhre, die

man zum Anpassen an die Schweite zum Ausziehen einrichten kann. Sie hat 40 bis 60 Centim. Länge auf 3 bis 4 Weite. An das eine Ende wird das Stück *B* mit der Ritze aufgesteckt, die in Fig. 9 Taf. IV von aussen dargestellt ist. Die Ränder müssen mit größter Schärfe geradlinig und parallel hergerichtet seyn, sonst treten bald die bekannten störenden Longitudinallinien hervor. Der eine überdies verändert sich mittelst einer feinen Schraube *a*. An das andere Ende des Rohres wird eine kleine Blechkapsel *C* (selbst diese kann im Grunde erspart werden) angebracht, in welcher sich das kleine Prisma *b* befindet, das mehr nicht als $1\frac{1}{2}$ bis 2 Centim. Höhe auf 1 bis $1\frac{1}{2}$ Centim. Seite zu haben braucht. In Fig. 10 Taf. IV ist dieser Theil von oben dargestellt. Die Vorzüglichkeit des Prisma, was Stärke der Zerstreuung, innere Homogenität, Vollkommenheit der Flächen betrifft, bildet natürlich die wesentlichste Bedingung der Güte des Apparats; die Kleinheit aber gestattet diese Bedingungen ohne zu große Kosten zu erfüllen. Man könnte das Prisma für ein und allemal in günstiger Stellung befestigen; dem genaueren Beobachter wird es jedoch lieb seyn, dasselbe mittelst des Knopfes *c* hinlänglich hin- und herdrehen zu können, um die Veränderungen der Schärfe zu verfolgen. Die Prismenkapsel *C* ist schief zu der Axe des Rohres *A* abgeschnitten. Auf diese schiefe Oeffnung wird ein Deckel *D* aufgeschachtelt, der eine $1\frac{1}{4}$ Centim. hohe und 6 bis 8 Millim. weite Spalte *d* zum Hineinblicken hat, in welche Spalte die Rückenante des Prisma *b* hineinragt. Der Deckel *D* breitet sich rings herum als 6 bis 9 Centim. großes, geschwärztes Schutzblech aus, bestimmt, die oft blendenden directen Einwirkungen der Lichtquelle vom Auge abzuhalten. Feine Beobachtungen verlangen unbedingt möglichste Frische und Ruhe des Organes. Das ganze Rohr *A* wird endlich, horizontal und vertical beweglich, von dem kleinen Arm *E*, einer Hülse getragen, die an einer verticalen, auf Dreifufs stehenden Säule *F* auf- und niedergeschoben werden kann. Man richtet so das Rohr nach jeder beliebigen Lichtquelle, mag sie sich, wie die Sonne,

oben befinden, oder wie beim Quecksilberfunken des Rumkorff'schen Apparates, unten auf dem Tische liegen, und kann das Spectroskop durch Aenderung von Höhe und Richtung, oder durch Drehen des Rohres nebst Ritze und Prisina um seine Axe stets zur passenden und bequemen Beobachtung einrichten.

So hergestellt dient das Instrument gleich gut bei Beobachtungen über die Sonnenspectra, über die Absorptionsstreifen der Flüssigkeiten und Gase, über die Masson'schen Metallspectren des elektrischen Lichtbogens, über die Plücker'schen Spectren der Geißler'schen Röhren, endlich über die chemischen Linien verschiedener Radicale, wie Kirchhoff und Bunsen sie beschrieben haben.

VIII. *Ueber Paraguaythee;* *von Dr. Stahlschmidt.*

Durch die Güte des preussischen Generalconsuls Hrn. v. Gülich, erhielt Hr. Professor Rammelsberg eine größere Menge Paraguaythee zugesickt. Letzterer war so freundlich mir die ganze Menge des Thees, behufs einiger Versuche, besonders aber zur Bestimmung des Caffeingehaltes zur Verfügung zu stellen. Im Folgenden will ich die erhaltenen Resultate mittheilen und die Methode angeben, nach welcher ich das Caffein dargestellt und bestimmt habe.

Der Paraguaythee kommt von verschiedenen Arten Ilex, (Ilex paraguayensis, I. Theezous u. a.) und bildet dem Ansehn nach die zerkleinerten Blätter und kleineren Zweige der Pflanze. Kocht man den Thee wiederholt mit Wasser aus und dampft den erhaltenen Absud so lange ein, bis der zurückbleibende Extract beim Erkalten zu einer festen amorphen Masse erstarrt, so ist das Gewicht desselben ein