30% Glycerin.			50% Glycerin.		
Temp.	Ausflusszeit t'' .		Temp.	Ausflusszeit t'' .	
T^0	beob.	berechn.	T^0	beob.	
12.15	3233	3233	16.1	5873	
13.1	3112	3113	16.7	6020	
13.4	3078	3073	18.7	5410	
16.1	2813	2778	18.7	5490	
18.45	2591	2575	19.3	5213	
18.52	2580	2556	19.5	5176	
18.6	2569	2550	20.0	5121	
23.6	2193	2188	21.05	5082	
23.9	2176	2174			
24.4	2141	2141			

Breslau, im September 1877.

IX. Ueber eine Methode zur Untersuchung der gleitenden Reibung fester Körper; von E. Warburg und v. Babo.

Die Gesetze der gleitenden Reibung fester Körper sind von Coulomb und seinen Nachfolgern erschlossen worden aus der Verzögerung, welche die Reibung in einem festen Körper hervorbringt, der über einen anderen hingeleitet.

Versuche über diese Kraft sind bisher wohl vorzugsweise mit Rücksicht auf die Erfordernisse der Technik angestellt worden. Die hier mitzutheilenden Versuche wurden. im Gegentheil nur unternommen, um die Entstehungsweise der genannten Kraft aufzuhellen. Denselben Zweck verfolgt auch eine Arbeit von Landsberg.¹⁾ Von dem erwähnten Gesichtspunkte aus war vor Allem darauf Rücksicht zu nehmen, dass die Beschaffenheit der reibenden Oberflächen möglichst gut bekannt wäre. Es wurden daher die Oberflächen gut polirter optischer Gläser als reibende Flächen genommen, deren Beschaffenheit durch optische Methoden geprüft werden kann.

1) Pogg. Ann. CXXI. p. 283—306.

Denkt man sich eine convexe Linse auf ein Planglas gelegt und um den Mittelpunkt der Berührungsstelle in Rotation versetzt, so kann man das Gebiet, auf welchem die Berührung der Flächen Statt hat, mittels der sich bildenden Newton'schen Ringe beobachten und gleichzeitig die Reibung aus der Verzögerung der Rotation beurtheilen. Lässt man auf die Linse ein passendes Directionsmoment wirken, so wird sie eine bestimmte Gleichgewichtslage annehmen und, aus dieser herausgedreht, pendelartige Schwingungen um dieselbe ausführen. Ist dabei die Reibung auf der Unterlage die einzige dämpfende Kraft und, wie es nach Coulomb sein soll, unabhängig von der Geschwindigkeit, so müssen die aufeinanderfolgenden Amplituden in arithmetischer Reihe abnehmen und die Abnahme des Schwingungsbogens für eine Halbschwingung gibt unmittelbar den doppelten Werth des dämpfenden Momentes der Reibung an in Theilen des Directionsmomentes, welches die Schwingungen der Linse unterhält.

Derartige Versuche haben nun innerhalb weiter Grenzen der Schwingungsdauern und für verschiedene Werthe der Belastung ergeben, dass in der That auch hier der grösste Theil der Reibung eine von der Geschwindigkeit unabhängige Kraft ist.

Soweit aber das der Fall ist, muss man schliessen, dass dieselbe auch bei den bestpolirten Oberflächen herrührt von Unebenheiten der Oberfläche, welche, wenn auch ausserordentlich klein, dennoch, wie aus dem Verfahren beim Poliren hervorgeht,¹⁾ jedenfalls vorhanden sind. Dürfte man nämlich die Oberflächen der sich berührenden Körper als mathematische Kugelflächen ansehen, so könnte die Molecularattraction die Reibung nicht erklären, wenn man jene als von der Geschwindigkeit unabhängig ansieht; und wäre die genannte Kraft von der relativen Geschwin-

1) Hugo Schröder. Ueber die Structur geschliffener und polirter Oberflächen. Beilage z. Tageblatt der 49. Versammlung deutscher Naturforscher in Hamburg. p. 75.

digkeit abhängig, so könnte die Reibung keine constante Kraft sein, unabhängig von der Geschwindigkeit.

Rührte ferner die Reibung von einer zwischen den Körpern befindlichen Schicht her (Luft, condensirte Flüssigkeitshaut), die als im flüssigen Zustande befindlich zu betrachten wäre, oder würde auch nur die Wirkung der beiden Körper auf einander vermittelt durch die Reibung einer solchen Schicht, so müsste der Betrag der Reibung an jeder Stelle proportional sein der relativen Geschwindigkeit, mit welcher die Körper über einander hingleiten.

Wenn indessen die Oberflächen der Körper von kleinen Unebenheiten bedeckt sind, so kann man sich mit Coulomb¹⁾ vorstellen, dass bei der Bewegung in dem einen Sinne jene Unebenheiten nach der einen Seite und bei der Bewegung in dem anderen Sinne nach der anderen Seite hin gebogen werden. Hieraus kann nun eine von der Geschwindigkeit unabhängige Kraft resultiren, deren Quelle danach in den Kräften der Elasticität zu suchen ist.

Für eine Quarzlinse von 29 Mm. Krümmungshalbmesser, welche, nebst Fassung 87 Grm. wiegend, auf eine Glasplatte aufgelegt wurde, war das dämpfende Moment der Reibung gleich dem Drehungsmoment, welches das Gewicht von 16 Mgrm. an einem Hebelarme von 1 Ctm. ausübt, mehrere tausendmal grösser, als das Moment, welches durch die Reibung einer Flüssigkeit, wie Luft und Wasser, zwischen den Flächen hervorgebracht werden könnte.

Der zu den Versuchen benutzte Apparat besteht aus drei Haupttheilen:

1. Einem festen verticalen Halter (in der Figur nicht sichtbar) mit einer Drahtklemme *k* (desgl.) und dem horizontalen Arme *C*, an welchem die Glasplatte *g*, das Reflexionsprisma *r* und die Glasscheibe *γ* angebracht sind. (Taf. V Fig. 5a. und 5c.).

2. Dem äusseren System (Taf. V Fig. 5a. u. 5b.) zusammengesetzt aus dem Messingdraht *D* (von welchem

1) Mém. des savants étrang. X. p. 254—259. Paris 1785.

Fig. 5a. nur der untere Theil sichtbar) mit dem Messingring R (Fig. 5a. der Deutlichkeit halber durchbrochen gezeichnet), den beiden losen Bügeln b an den verticalen Zapfen z , dem Planspiegel p und dem kleinen Magneten m .

3. Dem inneren System (Taf. V Fig. 5a., 5b. u. 5c.), welches die Quarzlinse l in der Messingfassung M mit den beiden Fortsätzen f und den Spitzen s enthält.

In der Drahtklemme k ist das eine Ende des Messingdrahtes D befestigt, an dem anderen Ende dieses Drahtes hängt der Messingring R des äusseren Systems, welcher mittels des kleinen Magneten m in Torsionsschwingungen versetzt werden kann. Die Amplituden dieser Schwingungen werden mittelst Scala und Fernrohr an dem kleinen Spiegel p beobachtet.

Nachdem die Glasplatte g und die Linse l sorgfältig gereinigt sind, wird das innere System in das äussere eingeführt und die Linse mit der zu benutzenden Seite auf die Glasplatte g gelegt. Diese ruht auf der horizontalen Kathetenfläche des rechtwinkligen Reflexionsprismas r , durch zwei kleine Glasklötzchen von demselben getrennt. Auf die verticale Kathetenfläche dieses Prismas ist ein horizontales Mikroskop gerichtet, das auf die Berührungsstelle zwischen Linse und Platte eingestellt ist. Zur Hervorbringung der Newton'schen Ringe an dieser Stelle ist die verticale unbelegte Glasplatte γ ungefähr 45° gegen die Axe des Mikroskops geneigt, zwischen diesem und dem Reflexionsprisma befestigt; wird dann eine Lichtquelle seitlich passend angebracht, so erscheinen die Newton'schen Ringe im reflectirten Licht im Gesichtsfeld des Mikroskops. Diese Ringe dienen dazu, die Aufлагestelle kenntlich zu machen, die Distanz und Gestalt der Flächen an dieser Stelle zu beurtheilen, kleine fremde Theilchen zu erkennen, die etwa zwischen den Flächen vorhanden sind, und endlich um zu controliren, dass die Bewegung der Linse wirklich eine Rotation um einen festen Punkt ist.

Es wird nun durch die losen Bügel b die Verbindung zwischen dem äusseren und inneren System hergestellt. Diese Bügel sind an beiden Enden durchlöchert und an dem einen Ende lose auf die verticalen Zapfen z des äusseren Systems geschoben, an welchen sie durch von unten angeschraubte glatte Knöpfe gehalten werden. Die anderen durchlöcherten Enden werden über die Spitzen s geschoben, über welche vorher eine Glasperle gesteckt ist. Die Bügel b sind gleich lang; der Auflagepunkt der Linse liegt in der durch s, s gelegten Verticalebene und ist von den beiden Spitzen s gleich weit entfernt. Wenn daher bewirkt wird, dass die Drehungsaxe des für sich schwingenden äusseren Systems die Verbindungslinie der Zapfen z halbirt und dass dieselbe durch den Auflagepunkt der Linse geht, so können die beiden Systeme zusammen wie ein starrer Körper schwingen; dabei ruht das innere System mit seinem ganzen Gewicht auf der geriebenen Glasplatte g . Um die genannte Bedingung herzustellen, wird vor Einsetzung des inneren Systems zwischen die verticalen Zapfen z ein Blechstreifen gebracht, welcher in der Mitte eine Marke besitzt. Auf diese wird das Mikroskop eingestellt und nun so lange an dem Ringe R geändert, bis die Marke beim Schwingen feststeht; der Platz P der Marke im Gesichtsfeld des Mikroskops wird an dem Ocularmikrometer abgelesen, der Blechstreifen herausgenommen und nun das innere System so aufgelegt, dass das Centrum der Ringe auf P fällt.

Sei nun:

T das Trägheitsmoment des ganzen Systems rücksichtlich der Drehungsaxe;

φ der Bogen, um welchen das System zur Zeit t aus der Gleichgewichtslage herausgedreht ist; c^2 der absolute Werth des Momentes der Reibung zwischen Linse und Platte;

$-b^2$ das Moment der übrigen dämpfenden Kräfte (Luftreibung, Drahtdämpfung) für die Einheit der Winkelgeschwindigkeit;

D^2 das Torsionsmoment des Drahtes.

Zur Zeit Null sei φ negativ, $\frac{d\varphi}{dt} = 0$ und φ_1 der absolute Werth von φ . Ist dann $\varphi_1 \cdot D^2 < c^2$, so bleibt das System in Ruhe. Ist aber $\varphi_1 \cdot D^2 > c^2$, so gilt, während das System von der negativen zur positiven Seite schwingt die Gleichung:

$$T \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} + b^2 \cdot \frac{d\varphi}{dt} + D^2 \cdot \varphi + c^2 = 0.$$

Daraus, indem die genannten Anfangsbedingungen gleich eingeführt werden:

$$\varphi = \frac{-\varphi_1 + \frac{c^2}{D^2}}{\sin \vartheta} \cdot e^{-\varepsilon t} \sin(nt + \vartheta) - \frac{c^2}{D^2},$$

$$\text{wo:} \quad n^2 = \frac{D^2}{T} \quad \quad \quad \text{tg } \vartheta = \frac{n}{\varepsilon}$$

$$\varepsilon = \frac{b^2}{2T} \quad \quad \quad 0 < \vartheta < \frac{\pi}{2}.$$

$$\frac{d\varphi}{dt} \text{ wird wieder Null zur Zeit } \left. \begin{array}{l} t_2 = \frac{T}{2} \\ n \cdot T = 2\pi \end{array} \right\} \text{ wobei } \sin(nt_2 + \vartheta) = -\sin \vartheta.$$

Der t_2 entsprechende Werth von φ ist, wenn wir $-\frac{\varepsilon T}{2} = \lambda$ setzen:

$$\left(\varphi_1 - \frac{c^2}{D^2} \right) \cdot \lambda - \frac{c^2}{D^2}.$$

Ist jetzt $\varphi_1 \cdot \lambda < \frac{c^2}{D^2} (1 + \lambda)$, so bleibt das System auf der negativen Seite liegen; wir nehmen an, dass es auf die positive Seite übergehe und bezeichnen durch φ_2 den t_2 entsprechenden absoluten Werth von φ , dann ist:

$$\varphi_2 = \varphi_1 \cdot \lambda - \frac{c^2}{D^2} (1 + \lambda).$$

φ_3 entsteht aus φ_2 , wie φ_2 aus φ_1 , und man hat daher, so lange das System schwingt, wenn noch:

$$\frac{c^2}{D^2} (1 + \lambda) = F$$

gesetzt wird:

$$\begin{aligned}\varphi_2 &= \lambda \cdot \varphi_1 - F \\ \varphi_3 &= \lambda \cdot \varphi_2 - F \\ &\vdots \\ \varphi_n &= \lambda \cdot \varphi_{n-1} - F.\end{aligned}$$

Multiplicirt man die Gleichungen der Reihe nach mit $\lambda^{n-1}, \lambda^{n-2} \dots \lambda$ und addirt, so findet man:

$$\begin{aligned}\lambda \cdot \varphi_n &= \lambda^n \cdot \varphi_1 - F(\lambda + \lambda^2 + \dots + \lambda^{n-1}) & \text{oder:} \\ (1) \quad & \left\{ \begin{aligned} \lambda^{n-1} \cdot \varphi_1 - \varphi_n &= F \cdot \frac{\lambda^{n-1} - 1}{\lambda - 1} \\ \frac{c^2}{D^2} (1 + \lambda) &= F. \end{aligned} \right.\end{aligned}$$

für $\lambda = 1$, d. h. $b^2 = 0$:

$$\varphi_1 - \varphi_n = 2(n-1) \cdot \frac{c^2}{D^2},$$

und daraus folgt, dass, wenn die Reibung zwischen Linse und Platte allein wirksam wäre, die aufeinanderfolgenden Amplituden eine abnehmende arithmetische Reihe bilden würden.

Um λ zu bestimmen, wurde das innere System mittels des Hakens *h* (Tafel V Fig. 5a) an dem äusseren System aufgehängt, so dass die Linse nicht auf der Platte ruhte. Die Schwingungen wurden jetzt gedämpft durch Draht- und Luftreibung. Die erstere nimmt, wie schon Streintz¹⁾ gefunden hat, bei grösseren Amplituden mit wachsender Amplitude zu, und demgemäss ergab sich auch λ bei grösseren Amplituden mehr von 1 verschieden als bei kleineren.

Die meisten der mitzutheilenden Versuche wurden mit einer biconvexen Quarzlinse angestellt. Es betrugen die Krümmungshalbmesser ihrer beiden Kugelflächen 29 Mm. und 79 Mm. Die Platte *g* war eine planparallele Glasplatte, die Gläser von Steinheil angefertigt. Zur Beurtheilung der Güte der Politur solcher Gläser diene die Angabe, dass eine derartige Linse von 1500 Mm. Krümmungshalbmesser auf eine ebensolche Quarz- oder Glasplatte unter mässigem Druck aufgelegt, nachdem die Gläser trocken abgerieben worden sind, die Erscheinung des Anspringens zeigt.

1) Pogg. Ann. CLIII. p. 387.

Das innere System wog bei den folgenden Versuchen 87 Grm. Bei diesem Druck war die Mitte der Newton'schen Ringe im weissen Licht gebildet von einem nahezu gleichförmig schwarzen Kreise, der am Rande scharf in das Weiss erster Ordnung absetzte. Der Durchmesser dieses Kreises betrug nach mikroskopischer Messung 0.022 Ctm. Legt man die Linse unbelastet auf die Glasplatte, so ist die Mitte der Newton'schen Ringe schwarz und man erhält einen allmählichen Uebergang in das Weiss erster Ordnung. Aus dem Verhalten, welches die belastete Linse bei den Reibungsversuchen zeigt, ist zu schliessen, dass bei der angewandten Belastung die Gläser an der Berührungsstelle eine merkliche Zusammendrückung erleiden, was auch nach dem Elasticitätscoefficienten des Glases erwartet werden konnte.

Wir theilen zunächst einen Versuch vollständig mit. Der Abstand des Spiegels von der Scala betrug 557 Mm. Die erste Columnne enthält die nach dem Tangentengesetz reducirten Werthe der doppelten Amplituden ausgedrückt in Theilen des mit dem Halbmesser 2×557 beschriebenen Kreises und zwar folgen in der oben gebrauchten Bezeichnung aufeinander $\varphi_1, \varphi_{21}, \varphi_{41}$ etc. ($n=21$). Um die Werthe von φ zu erhalten ausgedrückt in Theilen des mit dem Halbmesser 1 beschriebenen Kreises, sind die Zahlen dieser Columnne durch 2×557 zu dividiren.

Krümmungshalbmesser der reibenden Linsenfläche:

$$R = 29 \text{ Mm.}$$

Gewicht des inneren Systems: $P = 87 \text{ Grm.}$

Schwingungsdauer: $\tau = 5.58''$.

φ	$\log \lambda$	$\varphi \cdot \lambda^{n-1}$	$F \cdot \frac{\lambda^{n-1}-1}{\lambda-1}$	$\frac{\lambda^{n-1}-1}{\lambda-1}$	F
270.6	0.000577	263.5	49.8	19.74	2.52
213.7	536	208.0	47.7	19.77	2.41
160.3	500	156.7	46.8	19.79	2.36
109.9	„	107.4	43.6	„	2.20
63.8	„	62.3	43.5	„	2.20
19.8	„				

Wäre die Reibung eine genau constante Kraft, so müssten die Werthe von F in der letzten Columnne constant sein (da nämlich λ von 1 sehr wenig verschieden ist, so darf $F = 2 \cdot \frac{c_1^2}{D^2}$ gesetzt werden). Die genannten Werthe zeigen indess eine kleine Abnahme mit abnehmender Amplitude, so dass die Reibung langsam mit der Geschwindigkeit wächst.

Wenn man aus verschiedenen Versuchen übereinstimmende Werthe von F erhalten will, so ist es durchaus nöthig, die Gläser jedesmal in derselben Weise zu behandeln. Nach vielen Versuchen haben wir das Verfahren eingeschlagen, die Gläser in destillirtem Wasser aufzubewahren und sie vor dem Gebrauch mit einem reinen leinenen Tuche sorgfältig trocken zu reiben. Lässt man die Gläser auf einander liegen, so zeigt sich gewöhnlich ein langsames Ansteigen der Reibung. Wir geben in der folgenden Tabelle die Werthe von F in den Einheiten der vorigen Tabelle, hergeleitet aus verschiedenen Versuchen mit denselben Gläsern, die in der beschriebenen Weise behandelt waren. Die anfängliche Winkelongation betrug etwa 14° .

Die Flächen frisch geputzt.		Nach 2 Stunden, indem die Flächen auf einander liegen blieben.		Die Flächen frisch ge- putzt.	Nach 1 Stunde.	Nach 3 Stunden.
1.	2.	1.	2.			
2.18	2.43	2.48	2.44	2.34	2.48	2.52
2.19	2.37	2.50	2.33	2.30	2.41	2.41
2.06	2.31	2.38	2.28	2.20	2.38	2.36
1.84	2.17	2.27	2.23	2.16	2.23	2.20
2.03	2.15	—	2.13	2.06	2.19	2.20

Wenn man die Gläser lange Zeit hindurch trocken aufbewahrt, so kann man Werthe von F erhalten, welche doppelt so gross sind als die vorstehenden. Es ist zu bemerken, dass in solchen Fällen ein langsames Ansteigen von F mit abnehmender Amplitude (Geschwindigkeit) sich zeigt, während

bei der von uns benutzten Behandlungsweise, welche die kleinsten Werthe von F gibt, stets ein langsames Abnehmen von F mit abnehmender Amplitude eintritt.

Setzt man F im Mittel in den Einheiten der vorstehenden Tabelle gleich 2.26, so ergibt sich der Werth von c^2 — des dämpfenden Momentes der Reibung — in absoluten Einheiten zu:

$$c^2 = \frac{2.26}{2 \times 557} \cdot \frac{D^2}{2}.$$

Für den benutzten Draht war $D^2 = 15040 \frac{\text{grm. cent.}^2}{\text{sec.}^2}$.

Daraus $c^2 = 15.3$; $\frac{c^2}{g} = \frac{c^2}{981} = 0.016$, d. h. das Moment der Reibung in den vorstehenden Versuchen ist im Mittel gleich demjenigen, welches 16 Mgrm. an einem Hebelarme von 1 Ctm. ausüben.

Denkt man sich innerhalb des 0.022 Ctm. im Durchmesser haltenden Kreises, welchen bei diesen Versuchen der centrale schwarze Fleck der Newton'schen Ringe einnahm, die beiden Flächen eben, nennt c ihren gegen eine Lichtwelle sehr kleinen Abstand und denkt sich den Zwischenraum zwischen den beiden Flächen mit einer reibenden, nicht gleitenden Flüssigkeit erfüllt, so ist das dämpfende Moment der Flüssigkeitsreibung:

$$V = \frac{\mu}{c} \cdot \frac{2.299}{10^8} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\mu}{c} \cdot \frac{R^4 \pi}{2} \cdot \frac{d\varphi}{dt},$$

wo μ der Reibungscoefficient, R der Radius des Kreises ist.

Wäre c dem hundertsten Theil der Wellenlänge der D -Linie gleich und könnte man, bei so kleiner Dicke, der Flüssigkeit noch ihren normalen Reibungsindex beilegen, so ergäbe sich für Luft $\frac{\mu}{c} = 322$. Der grösste Werth, welchen $\frac{d\varphi}{dt}$ bei den beschriebenen Versuchen annahm, ist 0.22. Selbst wenn μ hundertmal so gross wäre als der Reibungsindex für Luft, so würde dennoch V kleiner sein, als das Moment, welches $\frac{1}{2000}$ Mgrm. an einem Hebelarme von 1 Ctm. ausübt. Die von der Axe entfernten Theile der Luftschicht zwischen Linse und Platte können

unter den günstigsten Umständen, wie eine beiläufige Schätzung lehrt, nicht $\frac{1}{2000}$ des beobachteten Werthes von F hervorbringen. Es folgt daraus, dass ein merklicher Theil des beobachteten Werthes von F von Flüssigkeitsreibung nicht herrührt.

Wir lassen jetzt noch eine Reihe von Versuchen folgen, welche die Werthe von F unter verschiedenen Umständen zeigen. Der Draht, welcher zu diesen Versuchen benutzt wurde, war von dem früher gebrauchten nicht merklich verschieden; die Gläser waren indess frisch polirt worden. Die folgende Tabelle enthält für verschiedene Fälle die Werthe von F in den Einheiten der vorigen Tabelle:

$R = 29 \text{ Mm.}$ $P = 87 \text{ Grm.}$ $\tau = 5.26''$	$R = 29 \text{ Mm.}$ $P = 87 \text{ Grm.}$ $\tau = 17.65''$	$R = 29 \text{ Mm.}$ $P = 174 \text{ Grm.}$ $\tau = 5.33''$	$R = 79 \text{ Mm.}$ $P = 87 \text{ Grm.}$ $\tau = 5.26''$
2.38	2.94	3.55	2.89
2.23	3.01	3.19	2.87
2.18	2.90	2.98	2.68
2.08			

Bei dem zweiten Versuch wurde die grössere Schwingungsdauer dadurch hervorgebracht, dass dem äusseren Systeme ein schwerer Bleiring hinzugefügt wurde. Da der Draht derselbe geblieben, so wäre zu erwarten gewesen, dass die Zahlen der zweiten Columnne mit denen der ersten übereinstimmten; in der That ergab sich auch in mehreren Versuchen gleich nach Abnehmen des Bleirings ein Werth von F für $\tau = 5.26''$, welcher von dem der zweiten Columnne nicht weit abwich. Bei den Versuchen der dritten Columnne war das innere System mit 87 Grm. beschwert worden. Bei den Versuchen der vierten Columnne wurde dieselbe Linse, aber deren weniger gewölbte Fläche benutzt. Eine theoretische Vergleichung der Columnen 1, 3, 4 ist nicht wohl möglich, da die Vertheilung der Reibung über die Berührungsstelle hin nicht bekannt ist und daher ihr Moment nicht berechnet werden kann.

Zum Schluss fügen wir noch Folgendes hinzu.

Legt man eine Linse belastet oder unbelastet auf eine Platte, so findet man, besonders wenn die Linse verhältnissmässig flach ist, zuweilen, dass die Mitte der Newton'schen Ringe nicht schwarz ist, sondern eine Farbe erster oder höherer Ordnung zeigt. Die nähere Untersuchung ergab in diesem Falle stets, dass feste fremde Theile zwischen Linse und Platte die Ursache hiervon waren. Man findet diese Theilchen am leichtesten heraus, indem man die Linse unter Druck über die Platte hin rollen lässt. Ein fremdes Theilchen gibt sich dann durch Unterbrechung des schwarzen Flecks zu erkennen. Waren durch dieses Mittel keine fremden Theilchen nachzuweisen, so war die Mitte der Ringe stets schwarz; ruhte im Uebrigen die Linse bloß unter ihrem eigenen Gewicht auf der Platte, so ergab die Messung der Ringdurchmesser im homogenen Natriumlicht stets dasselbe Resultat. Es ist daraus zu schliessen, dass, auch wenn die Mitte der Ringe farbig erscheint, dennoch an einzelnen Stellen von sehr geringer Ausdehnung ein Contact fester Theile stattfindet. Dem entsprechend ergaben auch die Reibungsversuche in solchen Fällen stets das charakteristische Gesetz der Reibung fester Körper. So wurden z. B. in einem Versuche, bei welchem eine Linse von 1400 Mm. Krümmungshalbmesser mit einer höheren Interferenzfarbe auflag, folgende Werthe von F erhalten:

$$4.71; \quad 4.59; \quad 4.59.^1)$$

Diese Erscheinung, welche schon die rohe Beobachtung annähernd erkennen lässt, ist die erste Veranlassung der vorstehenden Untersuchung gewesen, welche nicht zu dem von uns erwarteten Resultate geführt hat. Nach Beendigung der Arbeit können wir behaupten, dass das charakteristische Gesetz der Reibung fester Körper, ihrem grössten Theile nach unabhängig von der Geschwindigkeit

1) Der Versuch ist dem absoluten Werth der Zahlen nach mit den früheren nicht vergleichbar.

zu sein, den sichersten Beweis für den unmittelbaren Contact fester Theile liefert da, wo ein solcher Contact durch andere Kriterien schwer oder gar nicht nachzuweisen ist

Wir haben uns durch Versuche mit einem ganz andern Apparat überzeugt, das bei einer Distanz der Flächen gleich $\frac{1}{4}$ Wellenlänge noch keine Annäherung an das genannte Gesetz zu bemerken ist.

Freiburg i. B., 22. Mai 1877.

X. Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit mittelst der Methode der Coincidenzen; von Ákos Szathmári.

(Vorgetragen in der naturwissenschaftlichen Section des Klausenburger medicinisch-naturwissenschaftlichen Vereins am 27. April 1877.)

Zur Bestimmung der Zeit irgend eines momentanen Phänomens durch Coincidenzen hat schon am Anfange dieses Jahrhunderts Prof. Kayser eine Methode veröffentlicht, welche auf den indischen Inseln zur Messung von Längendifferenzen mit Anwendung des Schiesspulvers auch ausgeführt wurde.

J. Bosscha hat diese Methode zuerst zur Messung der Schallgeschwindigkeit in der Luft angewendet. Bei seinen Experimenten, welche er wegen der Mangelhaftigkeit der Instrumente selbst nur als annähernd genau anerkennt, gebrauchte er zwei Pendel, deren Gang so regulirt war, dass das eine in der Secunde 99, das andere 100 Schwingungen machte. Nachdem er die beiden Pendel in einer gewissen Entfernung von einander aufgestellt hatte, stellte er sich dicht neben das eine und beobachtete die Momente, in welchen er den Schlag der beiden Pendel zu gleicher Zeit hörte. Indem er die relative Entfernung des Beobachtungsortes von den Pendeln wechselte und jedesmal die Zeit anmerkte,

Fig. 1.

Fig. 2 a.

Fig. 2 b.

Fig. 2 c.

Fig. 2 d.

Fig. 2 e.

Fig. 2 g.

Fig. 2 h.

Fig. 2 f.

Fig. 3 b.

Fig. 3 a.

Fig. 5 a.

Fig. 4.