

**3. Ueber Schallgeschwindigkeit in Luft
bei gewöhnlicher und bei hoher Temperatur
und in verschiedenen Dämpfen;
von E. H. Stevens.**

(Auszug aus der Heidelberger Dissertation des Verfassers.)¹⁾

1. Der Zweck folgender Untersuchung war hauptsächlich die Schallgeschwindigkeit bei hoher Temperatur zu messen. In den gewöhnlichen, zu Schallgeschwindigkeitsmessungen angewandten Apparaten ist es indessen höchst unbequem, oder ganz unmöglich, das untersuchte Gas stark zu erhitzen. Einen geeigneten Apparat hat aber kürzlich Quincke²⁾ beschrieben, und ich habe denselben, auf seine Veranlassung, für hohe Temperaturen benutzt. Da es bald klar wurde, dass die Methode eine grössere Genauigkeit gewährt, als man hätte erwarten können, und keiner bisher gebrauchten Methode nachsteht, so habe ich sie auch für eine Untersuchung über Schallgeschwindigkeit bei gewöhnlicher Temperatur benutzt. Im wesentlichen besteht der Apparat aus zwei geraden Röhren. Die weitere, welche ich die Interferenzröhre nennen will, ist an einem Ende geschlossen und enthält das Gas, das man untersuchen will. In der Nähe der Mündung befindet sich die Oeffnung des Resonanzkastens einer Stimmgabel. Die von dort sich ausbreitenden Schallwellen dringen zum Teil in die Interferenzröhre ein, werden am geschlossenen Ende zurückgeworfen und bilden mit den directen Wellen eine stehende Wellenbewegung. In diese weite Röhre schiebt man ein viel engeres, an beiden Enden offenes Rohr ein. Das äussere aus der Interferenzröhre hervorragende Ende desselben ist mit einem Kautschukschlauch versehen, den man in das eine Ohr

1) Diese Untersuchung wurde als Lösung einer von der naturwissenschaftlich-mathematischen Facultät der Universität Heidelberg aufgestellten Preisfrage ausgeführt. Der Arbeit wurde im November 1898 von der Facultät der Preis zuerkannt.

2) G. Quincke, Wied. Ann. **63**, p. 66. 1898.

steckt, während das andere Ohr durch einen passend geformten Siegellackpfropfen geschlossen wird. Dieses Hörrohr verschiebt man in der Interferenzröhre, bis kein Ton oder ein Minimum des Tones wahrgenommen wird, und bestimmt die Lage der Minima mit Hülfe einer auf dem herausragenden Ende des Hörrohres angebrachten Marke, die sich längs einer festen Millimeterteilung bewegt. Dabei ist besonders zu bemerken, dass man die Scala gar nicht anzusehen braucht, während man das Hörrohr hin und her schiebt, um die Minimalstelle zu finden, sodass auf diese Weise jede Ablesung vollständig unabhängig von den vorhergehenden ist. In der That habe ich beim Verschieben des Hörrohres stets die Augen zugemacht: da in den meisten Fällen die einzelnen Ablesungen selten 1 mm vom Mittel abweichen, so ist dies ein genügender Beweis, dass die Methode, obgleich sie etwas subjectiv ist, als zuverlässig betrachtet werden darf.

2. Die Entfernung zweier aufeinander folgender Minimalstellen ist bekanntlich gleich der halben Wellenlänge des betreffenden Tones. Wenn man also noch die Schwingungszahl der benutzten Stimmgabel kennt, so findet man direct die Schallgeschwindigkeit in der Röhre. Bekanntlich ist aber die Schallgeschwindigkeit in Röhren im allgemeinen kleiner als in freier Luft, und um so kleiner, je enger die Röhre. Das wurde von Wertheim¹⁾, Regnault und Kundt²⁾ experimentell beobachtet, und von Helmholtz und noch vollständiger von Kirchhoff³⁾ theoretisch untersucht. Wenn V die Schallgeschwindigkeit in freier Luft, v dieselbe in einer Röhre vom Durchmesser $2r$ bezeichnet für einen Ton, dessen Schwingungszahl n ist, so haben wir nach Kirchhoff

$$v = \frac{V}{1 + \frac{\gamma}{2r\sqrt{\pi n}}} = V \left(1 - \frac{\gamma}{2r\sqrt{\pi n}} \right) \text{ angenähert}$$

oder

$$V - v = \frac{V\gamma}{2r\sqrt{\pi n}}.$$

1) G. Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. (3) 23. p. 454, 455 und 457. 1848.

2) A. Kundt, Pogg. Ann. 135. p. 337 u. 527. 1868.

3) G. R. Kirchhoff, Pogg. Ann. 134. p. 177. 1868.

Hierin ist γ eine Constante (d. h. constant, wenn man nur r und n ändert), deren Wert von der Wärmeleitungsfähigkeit, Wärmestrahlung und inneren Reibung des Gases abhängt. Wenn man nun in zwei Röhren, deren Durchmesser $2r_1$ und $2r_2$ sind, die Schallgeschwindigkeiten v_1 und v_2 findet, so hat man durch Elimination von γ und n aus zwei solchen Gleichungen wie oben

$$V = \frac{v_1 r_1 - v_2 r_2}{r_1 - r_2}.$$

In dieser Weise ist die Formel unter Benutzung von drei oder mehr Röhren vielfach geprüft und bestätigt worden, so von Schneebeli¹⁾, Seebeck²⁾ und namentlich von Kayser³⁾, Low⁴⁾ und Blaikley.⁵⁾ Ich habe dieselbe Formel angewendet und, was den Einfluss des Röhrendurchmessers anbelangt, sie noch genauer bestätigt gefunden als vorhergehende Beobachter, wie man aus den unten angegebenen Resultaten ersehen wird.

3. Man kann natürlich auch die viertel Wellenlänge des benutzten Tones bestimmen, welche gleich der Entfernung vom Boden der Interferenzröhre bis zum ersten Minimum ist. Ist die stehende Wellenbewegung regelmässig, so sollte offenbar diese Entfernung wenigstens sehr nahezu gleich der Hälfte der halben Wellenlänge sein. Thatsächlich fand ich immer, dass die so bestimmte viertel Wellenlänge zwar etwas weniger constant als die halbe Wellenlänge und ein bisschen grösser als die Hälfte davon war, aber doch ein nur in engen Grenzen veränderliches Verhältnis zu derselben behielt. Wie meine Erfahrung lehrt, gewährt die Unveränderlichkeit dieses Verhältnisses eine wertvolle Controle für die Regelmässigkeit der stehenden Wellenbewegung und die Zuverlässigkeit der daraus berechneten Werte der Schallgeschwindigkeit im Rohr.

4. Es wurde durch besondere Versuche bewiesen, dass die erste halbe Wellenlänge innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler gleich dem Mittelwert der nächst folgenden halben Wellenlängen ist. Als Beispiele solcher Beobachtungen

1) H. Schneebeli, Pogg. Ann. 136. p. 296. 1869.

2) A. Seebeck, Pogg. Ann. 139. p. 104. 1870.

3) H. Kayser, Wied. Ann. 2. p. 218. 1877.

4) J. W. Low, Wied. Ann. 52. p. 641. 1894.

5) D. J. Blaikley, Proc. Phys. Soc. London 6. p. 228. 1884.

mögen folgende genügen, die nicht besonders ausgewählt sind, sondern mittlere Werte nacheinander folgender halber Wellenlängen darstellen.

Mit Gabel = 600,38.

mm	mm	mm
287,4	286,9	287,1 in 4 cm-Porzellanrohr bei 22,2°
285,1	284,0	286,4 „ „ „ „ 18,8°

Mit Gabel = 508.

mm	mm
336,9	337,3 in 4 cm-Porzellanrohr bei 18,8°
337,4	336,4 „ „ eisernem Rohr „ 18,9°

Ich habe also in den endgültigen Beobachtungen nur die erste halbe Wellenlänge gemessen, weil die nacheinander folgenden Minima der Tonstärke immer weniger scharf werden, und es ausserdem sehr umständlich wäre, eine mehrere Minima fassende Röhre zu benutzen.

5. Eine Reihe besondere Versuche zeigten, dass die besten Resultate mit Röhren aus glasiertem Porzellan, dessen Enden eben waren, erreicht wurden. Zuerst wurde die Schallgeschwindigkeit in trockener Luft bei Zimmertemperatur untersucht. Ich benutzte drei Röhren aus glasiertem Porzellan von ungefähr 140 cm Länge und 3 mm Wanddicke. Ihre Durchmesser betrugen 40,4 mm, 29,5 mm und 20,2 mm. Die benutzte Röhre lag horizontal auf einem 3,5 m langen Brett in einer passenden Rinne. Das Hörrohr bestand gleichfalls aus Porzellan, es war 160 cm lang, hatte einen lichten Durchmesser von 4 mm und eine Wanddicke von 0,75 mm. An zwei Stellen desjenigen Teiles dieses Hörrohres, welcher in der Interferenzröhre lag, wurde dasselbe mit Asbest umwickelt, um eine möglichst geräuschlose Verschiebung des Hörrohres zu haben. Das andere Ende war mit harter Reibung in einen Kork eingesetzt und dieser mit Siegellack vertical auf einem gläsernen Objectträger befestigt, dessen Kante beim Verschieben des Hörrohres gerade gegen den Rand des am Brett befestigten Millimetermaassstabes vorbeiglitt. In dieser Weise wurde die auf $\frac{1}{10}$ mm genaue Ablesung der Lage des Hörrohres ermöglicht. Der Bequemlichkeit halber wurde alles so eingerichtet, dass beim Anliegen des Hörrohrendes am Boden der Interferenzröhre die Ablesung Null war.

6. Die Stimmgabel, die ich hauptsächlich benutzte, wurde von Dr. R. König in Paris bezogen und machte angeblich 300 ganze Schwingungen in der Secunde. Um dies zu controliren bestimmte ich die Schwingungszahl mittels der bekannten Registrirmethode, und fand 299,99 als Mittel aus 25 Bestimmungen, deren grösste Abweichungen vom Mittelwert etwa $\frac{1}{500}$ betrug. Dazu kommt aber noch eine Correction wegen der Platinspitze die auf der Gabelzinke befestigt war und als Schreibspitze diente. Diese Correction, durch Schwebungen mit einer anderen Gabel von nahezu gleicher Schwingungszahl ermittelt, betrug 0,21, und daraus folgt für die Schwingungszahl meiner Gabel der Wert 300,20. Zur weiteren Controle dieser Zahl verglich ich durch Schwebungen die König'sche Gabel mit einer für diesen Zweck von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geachteten Gabel, und fand 300,17 aus 15 Bestimmungen. Der Unterschied beträgt nur $\frac{1}{10000}$ des Ganzen und liegt wohl innerhalb der wahrscheinlichen Fehlergrenzen der übrigen Teile der Untersuchung. Ich habe 300,19 als Schwingungszahl angenommen. Die Gabel wurde so aufgestellt, dass ihr hölzerner Resonanzkasten senkrecht zur Interferenzröhre lag, mit seiner Mündung dicht an der Mündung des letzteren, und wurde vor jeder Einstellung mit einem Violinbogen angestrichen.

7. Um trockene Luft in den Röhren zu haben, verfuhr ich folgendermaassen. Vor jedem Beobachtungssatze wurde die Röhre gründlich erwärmt und gleichzeitig wurde mit der Wasserluftpumpe ein langsamer Strom von getrockneter Luft durchgesaugt. Während die Röhre sich abkühlte, setzte ich das Durchsaugen trockner Luft fort, und dann legte ich die Röhre in die Brettrinne, schob das gleichfalls getrocknete Hörrohr hinein und maass die Temperatur der Luft in der Röhre und der äusseren Zimmerluft. Dann wurde mittels einer kleinen Compressionspumpe Zimmerluft durch einen Trockenapparat (der aus einer Waschflasche und vier langen Perlröhren mit concentrirter Schwefelsäure bestand) durch das Hörrohr in die Interferenzröhre hineingeblasen. Sofort darauf wurde beobachtet und die Temperatur wieder gemessen: in keinem Falle hat sich dieselbe, weder in der Röhre noch draussen, um mehr als $\frac{1}{10}^{\circ}$ geändert. Die Beobachtungen

wurden in einem Zimmer von ausserordentlich constanter Temperatur gemacht: mehrere Tage lang schwankte dieselbe kaum um 1° C.

Man könnte glauben, dass die feuchte Zimmerluft hinein-diffundiren würde und die Resultate beeinträchtigen. Nach meiner Erfahrung findet eine solche Diffusion nur sehr langsam statt, denn nachdem die Röhre eine Stunde lang offen geblieben war, konnte ich niemals eine Aenderung der Wellenlänge bemerken. Ein paar Mal probirte ich nach 3—4 Stunden, doch war auch dann keine Aenderung mit Sicherheit wahrzunehmen.

8. Da das zweite Minimum gewöhnlich etwas weniger scharf als das erste war, so machte ich zuerst zehn Ablesungen dieses Minimums, dann zehn des ersten und wieder zehn des zweiten. Die Mittelwerte der ersten und letzten zehn Ablesungen unterschieden sich gewöhnlich um 0,0—0,4 mm, sehr selten um mehr als 0,5 mm, nur einmal betrug dieser Unterschied 1 mm. Ich benutzte immer das rechte und das linke Ohr abwechselnd, ohne irgend einen bemerkenswerten Unterschied finden zu können. Aus dem Protocolle meiner Beobachtungen gebe ich folgendes Beispiel eines Ablesungssatzes in der 2 cm-Porzellanröhre bei $19,5^{\circ}$.

Minimum 2	Minimum 1	Minimum 2
851,0 mm	287,4 mm	852,3 mm
852,5	287,6	852,5
851,9	287,5	850,5
851,2	287,1	854,3
853,5	287,1	852,2
851,6	287,5	851,7
852,5	287,7	853,7
851,0	287,7	853,2
852,3	287,4	852,4
852,6	286,8	852,0
<hr/> 852,0 mm	<hr/> 287,4 mm	<hr/> 852,4 mm

$$\begin{aligned}\text{Halbe Wellenlänge} &= 852,2 \text{ mm} - 287,4 \text{ mm} \\ &= 564,8 \text{ mm}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{Verhältnis: } \frac{\text{Viertel Wellenlänge}}{\text{Halbe Wellenlänge}} &= \frac{287,4}{564,8} \\ &= 0,509.\end{aligned}$$

9. In den drei Porzellanröhren machte ich im ganzen 50 solcher Beobachtungssätze wie oben. Als ein Beispiel der erreichten Genauigkeit möge folgende vollständige Tabelle der Messungen in einer Röhre dienen, worin Temperatur, beobachtete halbe Wellenlänge und daraus berechneter Wert der Schallgeschwindigkeit bei 0° angegeben sind; letztere wurde durch die Formel berechnet

$$v_t = v_0 \sqrt{1 + \alpha t}, \text{ wo } \alpha = 0,00367.$$

Tabelle I.

Trockene Luft in 40,4 mm-Porzellanröhre.

t	$\frac{\lambda}{2}$	v_0	t	$\frac{\lambda}{2}$	v_0
20,0°	567,7 mm	329,0	19,6°	568,2 mm	329,5
20,0	568,7	329,6	19,7	567,7	329,2
19,5	567,2	329,0	19,8	568,3	329,5
19,7	567,9	329,3	19,5	567,4	329,1
19,8	567,5	329,0	19,6	568,0	329,4
19,9	567,8	329,1	19,8	568,5	329,6
19,0	568,3	329,9	19,8	568,2	329,4
19,2	568,4	329,8	19,8	568,2	329,4
19,4	567,8	329,4	19,8	568,0	329,3
19,5	568,1	329,5	19,64°	567,95 mm	329,33
19,4	567,0	328,9			

Mittlerer Fehler 0,23 m/sec = ca. $\frac{1}{1400}$.

10. Die nachstehende Tab. II enthält eine Uebersicht der Resultate in den drei Porzellanröhren.

Tabelle II.

Trockene Luft in Porzellanröhren.

Röhre	$2r$	Anzahl Beobach- tungssätze	Mittlerer Fehler	t	$\frac{\lambda}{2}$	v_0
	mm		m/sec		mm	m/sec
I	40,4	20	0,23	19,64°	567,95	329,33
II	29,5	10	0,16	20,91	567,98	328,63
III	20,2	20	0,23	19,33	564,18	327,32

Combiniren wir diese Resultate nach der in § 2 einandergesetzten Methode, so finden wir aus

$$\text{I und II: } V_0 = 331,23 \text{ m/sec}$$

$$\text{I und III: } V_0 = 331,30 \text{ „}$$

$$\text{II und III: } V_0 = 331,47 \text{ „}$$

$$331,33 \text{ m/sec}$$

11. Ferner habe ich zwei Röhren aus Chamotte benutzt. Die Beobachtungen wurden genau wie oben beschrieben gemacht, und die Resultate sind in folgender Tabelle angegeben.

Tabelle III.
Trockene Luft in Chamotteröhren.

Röhre	$2r$	Anzahl Beobach- tungssätze	Mittlerer Fehler	t	λ 2	v_0
	mm		m/sec		mm	m/sec
I	46	10	0,23	20,81°	568,40	328,93
II	23	10	0,31	20,27	563,82	326,57

Hieraus folgt $V_0 = 331,30$ in freier Luft, während in den Porzellanröhren 331,33 gefunden wurde — eine vorzügliche Uebereinstimmung. Als Gesamtergebnis dieser Untersuchung haben wir also 331,32 m/sec — oder, auf die erste Decimalstelle abgerundet, 331,3 — als die Schallgeschwindigkeit in trockener Luft bei 0°. In Bezug darauf bemerke ich erstens, dass die einzige theoretische Voraussetzung, d. h. die Richtigkeit der Kirchhoff'schen Formel, im Laufe der Untersuchung selbst aufs genaueste bewiesen worden ist, und zweitens, dass man mit grosser Wahrscheinlichkeit alle in die Rechnung eingehenden Grössen als bis auf $\frac{1}{3000}$ genau betrachten kann.

12. Ich möchte darauf aufmerksam machen, dass aus den bisher angestellten Untersuchungen der Schallgeschwindigkeit drei der wichtigsten (nämlich die von Regnault, von Violle und Vautier¹⁾ und von Low²⁾ in mit Wasserdampf gesättigter Luft ausgeführt wurden, und dass alle diese Beobachter, obwohl sie natürlich die Dichtigkeit des Wasserdampfes berück-

J. Violle u. T. Vautier, Ann. de Chim. et de Phys. (6) 19. p. 306. 1890.

2) J. W. Low, Wied. Ann. 52. p. 641. 1894.

sichtigt haben, doch eine andere, wegen der Anwesenheit des Wasserdampfes erforderliche Correction vernachlässigt haben. Es ist nämlich k , das Verhältniß der specifischen Wärmen, bei Wasserdampf kleiner als bei Luft. Also fanden diese Beobachter einen Wert für die Schallgeschwindigkeit, der etwas kleiner als der richtige Wert in trockener Luft ist. Um diese Correction zunächst theoretisch zu untersuchen¹⁾, wollen wir annehmen, dass der Wert von k für ein Gasgemisch gleich ist dem aus dem Volumen und k der verschiedenen Bestandteile berechneten Werte. Es seien also S die Spannkraft des Wasserdampfes, B der Barometerstand, k das Verhältniß der specifischen Wärmen für Luft, k' das Verhältniß der specifischen Wärmen für Wasserdampf, k_1 das Verhältniß der specifischen Wärmen für die feuchte Luft, D_1 die Dichtigkeit der feuchten Luft.

Dann ist bekanntlich

$$D_1 = 1 - \frac{3}{8} \frac{S}{B}.$$

Für das Verhältniß der specifischen Wärmen bei der feuchten Luft haben wir nach der oben gemachten Annahme:

$$k_1 = \frac{S k' + k(B - S)}{B} = \frac{k B - (k - k') S}{B} = k \left\{ 1 - \frac{S}{B} \left(1 - \frac{k'}{k} \right) \right\}.$$

Daraus lässt sich leicht berechnen

$$(\alpha) \quad V_{tr} = V_f \sqrt{1 - \frac{S}{B} \left(\frac{k'}{k} - \frac{5}{8} \right)},$$

wo V_{tr} und V_f die Schallgeschwindigkeiten in trockener und feuchter Luft sind.

Die erwähnten Beobachter²⁾ benutzten die Formel

$$(\beta) \quad V_{tr} = V_f \sqrt{1 - \frac{3}{8} \frac{S}{B}}.$$

1) Da ähnliche Betrachtungen von Leduc (Compt. rend. 127. p. 660. 31. Oct. 1898) und Violle (Compt. rend. 127. p. 904. Dec. 1898) angestellt worden sind, so erlaube ich mir darauf aufmerksam zu machen, dass dieser Teil meiner Untersuchung schon im November 1898 geschrieben und von der Facultät preisgekrönt war.

2) Vgl. z. B. H. V. Regnault, Rél. des Exp. 3. p. 85. 1870; J. Violle u. Vautier, l. c. p. 331.

Um zu sehen, wie gross die Abweichung wird, nehmen wir an

$$k = 1,4,$$

$$k' = 1,3,$$

$$B = 755 \text{ mm},$$

$$S = 15 \text{ mm},$$

$$V_f = 331 \text{ m/sec.}$$

Dann wäre nach Formel (α)

$$V_{tr} = 330,00 \text{ m/sec},$$

aber nach Formel (β)

$$V_{tr} = 329,77 \text{ m/sec},$$

oder in einem solchen Falle wäre das so berechnete Resultat 0,23 m/sec zu klein, wenn k'/k den angenommenen Wert hätte, welcher wenigstens nicht weit vom wahren Werte sein kann.

13. Es war nun von Interesse, dieses Resultat experimentell zu prüfen. Ich benetzte also die innere Röhrenwand mit Wasser, und beobachtete nach ungefähr einer halben Stunde, wie gewöhnlich. Folgende Tabelle enthält die Resultate. Hier ist v_0 nach Formel (β) berechnet.

Tabelle IV.
Gesättigte Luft in Porzellanröhren.

Röhre	$2r$	Anzahl Beobach- tungssätze	Mittlerer Fehler	t	λ 2	v_0
	mm		m/sec		mm	m/sec
I	40,4	10	0,09	16,75°	566,28	328,85
II	29,5	10	0,26	19,67	568,17	328,04
III	20,2	16	0,29	17,24	563,17	326,78

Aus I und II folgt $V_0 = 331,04 \text{ m/sec}$

„ I „ III „ $V_0 = 330,92$ „

„ II „ III „ $V_0 = 330,79$ „

330,92 m/sec

während bei trockener Luft in denselben Röhren 331,33 gefunden wurde.

14. Wir haben demnach gefunden, dass die Formel (β) zu kleine Werte giebt, und zwar beträgt die nötige Correction, wenn die Untersuchung bei einer mittleren Temperatur von etwa 18° ausgeführt worden ist, 0,4 m/sec, beträgt also beinahe doppelt so viel, wie die in § 12 entwickelte Formel (α) ergibt. Mithin kann, wenigstens wenn die Luft mit Wasserdampf *gesättigt* ist, das wahre Verhältniss der spec. Wärmen k des Gasgemisches nicht so berechnet werden, wie wir es in § 12 thaten. Nach der angestellten Betrachtung wird es jetzt klar, dass die Resultate der grossen Untersuchung, die Low¹⁾ mit drei Röhren und fünf Gabeln ausführte, einer Correction wegen des vorhandenen Wasserdampfes bedürfen. Auch sollte man die Low'sche Rechnungsweise verbessern. Low hat nämlich für die Formel $v_0 = v_t / \sqrt{1 + \alpha t}$ die Annäherung benutzt $v_0 = v_t (1 - \frac{1}{2} \alpha t)$, welche aber nicht genügend genau ist, und Werte liefert, die z. B. bei 20° etwa 0,63 m/sec zu klein sind. Ich habe also das ganze Low'sche Beobachtungsmaterial unter Berücksichtigung dieser zwei Correctionen von neuem ausgerechnet. Die Durchmesser seiner Röhren I, II, III waren 28 mm, 17,1 mm und 9,35 mm. Als Gesamtmittel der mit den fünf Gabeln gemachten Messungen finde ich aus Röhren I und II, 331,44 m/sec, aus I und III 331,72 und aus II und III 332,02. Der endgültige Mittelwert ist also 331,73 m/sec, statt des von Low angegebenen Wertes 330,88. Dabei ist aber zu bemerken, dass der aus den Röhren I und II abgeleitete Wert entschieden den anderen vorzuziehen ist, weil im Rohr III die Abweichungen der einzelnen Messung voneinander sehr viel grösser waren als in den anderen Röhren (wo sie nie 2 m/sec erreichten), denn sie betrugen häufig 4—5 und sogar 6 m/sec. Ausserdem kann es nicht ohne Bedeutung sein, dass in den ausgedehnten Untersuchungen von Low, von Kayser und von Blaikley die aus den weitesten Röhren berechneten Werte immer die kleinsten sind (vgl. § 15). In dem Falle sind ohne Zweifel diese kleineren Werte vorzuziehen, denn je enger die Röhre ist, desto bedeutender sind im allgemeinen alle Beobachtungsfehler, und desto wahrscheinlicher wird es, dass die Kirchhoff'sche Theorie oder wenigstens die

1) J. W. Low, Wied. Ann. 52. p. 641. 1894.

daraus abgeleitete Annäherungsformel ihre strenge Gültigkeit nicht mehr beibehält. Danach dürfen wir als endgültiges Resultat der Low'schen Untersuchung 331,4 m/sec annehmen.

15. Die sonst wichtigsten Untersuchungen über Schallgeschwindigkeit in kurzen Röhren sind die von Kayser, von Wüllner und von Blaikley. Kayser¹⁾ benutzte die Kundt'sche Methode mit fünf verschiedenen Glasröhren, unter Anwendung der transversalen Schwingungen von Stahlstäben. Mit einem Stab fand er Resultate, die zwischen 331,17 und 332,87 m/sec lagen, deren Mittel 332,5 m/sec betrug. Aus den mit dem zweiten Stab gefundenen Resultaten lässt sich als Mittel 331,65 berechnen, aus Werten, die zwischen 330,9 und 333,5 liegen. Sehr bemerkenswert ist es aber, dass man, wenn man die in den weitesten Röhren mit beiden Stäben gefundenen Werte nimmt, 331,35 bekommt. Kayser zog aber die erste Reihe vor, und gab 332,5 m/sec als Resultat seiner Untersuchung an. Blaikley²⁾ benutzte fünf Orgelpfeifen und fand 331,68 m/sec. Doch giebt die weiteste Pfeife in diesem Falle auch nur 331,4 m/sec. Der Haupteinwand, den man indessen gegen diese und auch gegen die wertvolle Untersuchung Wüllner's³⁾ zu machen hat, betrifft die Bestimmung der Tonhöhe, die, wie es scheint, gänzlich von der angegebenen Schwingungszahl der benutzten König'schen Gabeln abhing. So gut diese Gabeln zweifellos sind, so kann man doch nicht eine entscheidende Untersuchung über Schallgeschwindigkeit machen, ohne die Schwingungszahlen der benutzten Gabeln unabhängig zu controliren. Ausserdem geschah bei der Wüllner'schen Untersuchung der Vergleich mit der König'schen Gabel nur mittels des Monochordes. Dies genügte freilich für seinen Zweck (eine Vergleichung der Schallgeschwindigkeit bei 0° und 100°) vollständig, aber für einen absoluten Wert kann man nicht das so gefundene Resultat als überlegen oder sogar gleichbedeutend mit den anderen hier angeführten Resultaten betrachten.⁴⁾

1) H. Kayser, Wied. Ann. 2. p. 218—241. 1877.

2) D. J. Blaikley, Proc. Phys. Soc. 4. p. 228. London 1884.

3) A. Wüllner, Wied. Ann. 4. p. 321—341. 1878.

4) Wie z. B. Leduc es gethan hat. Compt. rend. 127. p. 660 bis 662. 1898.

16. Aus der Kirchhoff'schen Formel

$$V - v = \frac{V\gamma}{2r\sqrt{\pi n}}$$

folgt

$$\gamma = \frac{V - v}{V} 2r\sqrt{\pi n}.$$

Reducirt man die Werte der Tabelle II auf dieselbe Temperatur von 20^0 , so hat man

in Röhre	I	bei $20^0 v = 341,18$ m/sec
"	"	II " $20^0 v = 340,49$ "
"	"	III " $20^0 v = 339,13$ "
Aus I und II	folgt	$V_{20} = 343,05$ m/sec
"	I " III	" $V_{20} = 343,23$ "
"	II " III	" $V_{20} = 343,44$ "
		<u>343,24</u> m/sec

Hiernach beträgt die Verringerung $V - v$

in Röhre	I	($2r = 40,4$ mm)	2,06 m/sec
"	"	II ($2r = 29,5$ ")	2,75 "
"	"	III ($2r = 20,2$ ")	4,11 "

woraus nach der Formel oben

in Röhre	I	$\gamma = 0,0074$
"	"	II $\gamma = 0,0073$
"	"	III $\gamma = 0,0074$
oder im Mittel		$\gamma = 0,0074$

Ich bemerke, dass man, wenn man den oben für V_{20} gefundenen Wert 343,24 m/sec auf 0^0 reducirt, $V_0 = 331,32$ m/sec bekommt, d. h. dasselbe wie nach der etwas anderen Rechnungsweise des § 10 gefunden wurde. Für γ bei feuchter Luft findet man aus Tab. IV γ bei $17^0 = 0,0089$. In Glasröhren, unter sonst ähnlichen Bedingungen, hätte Low $\gamma = 0,0087$ für feuchte Luft gefunden, wenn er die Rechnung in derselben Weise wie ich durchgeführt hätte. In den Chamotteröhren ist bei 20^0 $\gamma = 0,010$.

17. Nach der Theorie von Kirchhoff ist nun

$$\gamma = \sqrt{\mu} + \left(\frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \sqrt{v},$$

wo μ die innere Reibung des Gases bedeutet, v dessen Wärmeleitungsfähigkeit, und a und b der wahre und der Newton'sche

Wert der Schallgeschwindigkeit sind. Wenn man die üblichen Werte für μ , ν , a und b in diese Formel einsetzt, findet man $\gamma = 0,00588$. Sehr oft in der Literatur findet man diesen Wert als den experimentell zu erwartenden citirt. Das ist jedoch nicht zulässig, wie Kirchhoff selbst deutlich sah, denn er sagt¹⁾: „Die Grösse der beobachteten Verringerungen (d. h. der $V - v$, welche sämtlich Werte für γ liefern, die grösser als 0,00588 sind) im allgemeinen widerspricht der theoretischen Formel nicht, da in dieser der Coefficient der Wärmeleitung ν vorkommt, der, wenn die Strahlung berücksichtigt werden soll, so weit ich sehe, auch nicht näherungsweise geschätzt werden kann Wird die glatte Oberfläche der Röhre in eine raue verwandelt, so muss der Einfluss der Reibung sowohl als der Wärmeleitung zunehmen, die Schallgeschwindigkeit also kleiner werden“. Etwas Derartiges habe ich in den Chamotteröhren im Vergleich mit den Porzellanröhren in der That gefunden. Wahrscheinlich aus demselben Grunde war γ bei trockener Luft beträchtlich kleiner als bei feuchter, denn im letzten Falle war die Röhrenwand mit vielen feinen Wassertropfen bedeckt.

18. In ähnlicher Weise wie oben fand Kayser²⁾ bei der Kundt'schen Methode $\gamma = 0,0235$: dieser hohe Wert beruht wahrscheinlich auf der Anwesenheit des Staubes, und darf durchaus nicht ohne weiteres auf andere Fälle angewendet werden, wie die von Low und mir gefundenen Werte aufs deutlichste zeigen. Trotzdem benutzten Violle und Vautier³⁾ diesen Wert zur Correction ihrer höchst genau und elegant ausgeführten Messung der Schallgeschwindigkeit in der Wasserleitung bei Grenoble, und hielten das so gefundene Resultat (in Bezug auf diese Correction) für auf 0,05 m/sec genau. Freilich stimmt dieser Wert mit den auf ähnliche Weise aus den Regnault'schen Bestimmungen ausgerechneten Werten gut überein. Dies war aber offenbar reiner Zufall, und das einzige zulässige Verfahren wäre, die Regnault'schen Werte mit dem von Violle und Vautier gefundenen unter Elimi-

1) l. c. p. 190.

2) l. c. p. 237.

3) l. c. p. 333.

nation des Röhrendurchmessers zu combiniren, denn man darf wohl annehmen, dass die Leitungen, die Regnault bez. Violle und Vautier benutzten, ähnlich genug gebaut waren, um diese Rechnungsweise zu rechtfertigen. Jedenfalls hat man keine andere Methode, um das Resultat von Violle und Vautier zu verwerten. Die Rechnung lautet also folgendermaassen:

Rohr	I	Beobachter	Durchmesser des Rohres		v_0
			110	cm	
	II	Regnault	30	„	328,96 „
	III	„	10,8	„	326,66 „
	IV	Violle und Vautier	70	„	330,33 „
aus I und II folgt $V_0 = 331,10$ m/sec					
	I	„ III	„	„	= 330,94 „
	II	„ III	„	„	= 330,25 „
	IV	„ I	„	„	= 330,85 „
	IV	„ II	„	„	= 331,36 „
	IV	„ III	„	„	= 331,00 „
Mittel 330,92 m/sec.					

Ferner glauben Violle und Vautier, dass ein paar hinzuzufügende, aber unberechenbare, kleine Correctionen (die grösstenteils die Regnault'schen Beobachtungen auch betreffen) „beinahe 0,1 m/sec“ betragen: also wird das Resultat $330,93 + 0,09$ oder $331,02$ m/sec. Dazu kommt aber noch die von mir untersuchte Correction wegen des Wasserdampfes. Bei Violle und Vautier war die Temperatur etwa 12° , der Dampfdruck etwa 11 mm, also die Correction wahrscheinlich $0,25 - 0,30$ m/sec, und das endgültige Resultat demnach rund $331,3$ m/sec, in sehr befriedigender Uebereinstimmung mit meinem und dem corrigirten Low'schen Werte. Ich möchte besonders hervorheben, dass die Regnault'schen Messungen in Röhren, wenn man sie richtig verwertet, gar nicht den Schluss begründen, den Regnault selbst daraus gezogen hat, dass nämlich die Schallgeschwindigkeit bei 0° etwa $330,6$ m/sec beträgt. Dafür sprechen nur seine Messungen in freier Luft, dagegen die höheren Werte, die so viele andere Beobachter gefunden haben. Da nun die grossen Untersuchungen, die Regnault, Violle und Vautier und Low in Röhren durchgeführt haben, übereinstimmend mit meinen Beobachtungen

331,3 m/sec ergeben, dürfen wir diesen als den zuverlässigsten, bisher gefundenen Wert der Schallgeschwindigkeit in trockener Luft bei 0° betrachten.

19. Es wird von Interesse sein, die Resultate der wichtigsten Untersuchungen über Schallgeschwindigkeit in Luft anzugeben, nebst den daraus berechneten Werten von k , dem Verhältnis der specifischen Wärmen bei constantem Druck und bei constantem Volumen.

A 1. Versuche in freier Luft.

	V_0	k
Académie des Sciences (Paris)	332,0	1,406
Bureau des Longitudes (Paris)	331,2	1,400
Moll und van Beek ¹⁾	332,77	1,413
Bravais und Martins (Faulhorn)	332,4	1,409
Regnault (Paris)	330,71	1,395
Stone (Kapstadt)	332,4	1,410

A 2. Versuche in langen Röhren.

	V_0	k
Regnault	330,5	1,394
Le Roux	330,7	1,395
Violle und Vautier	331,10	1,399
Regnault und Violle und Vautier . . (wie oben corrigirt)	331,3	1,401

B. Versuche in kurzen Röhren.

	V_0	k
Wüllner	331,90	1,405
Kayser	332,5	1,411
Kayser, aus den weitesten Röhren . .	331,35	1,401
Low, wie oben corrigirt	331,4	1,401
Blaikley	331,68	1,404
Blaikley, aus den weitesten Röhren . .	331,4	1,401
E. H. Stevens	331,32	1,401

1) Nach Berechnung von Schröder van der Kolk, Pogg. Ann. 124. p. 453. 1865.

20. Ich habe k aus der Formel berechnet:

$$V = \sqrt{\frac{0,760 \times 13,596 \times 9,8095}{\frac{1}{773,24}}} k,$$

denn in Paris, wo $g = 9,8095 \text{ m/sec}^2$, ist das Gewicht von 1 ccm Luft $= \frac{1}{773,24} \text{ g.}^1$ Wenn man die Berechnung von k bis zur vierten Stelle fortsetzt, findet man aus $V = 331,32$, $k = 1,4006$. Dies soll eigentlich nur bedeuten, dass k zwischen 1,400 und 1,401 liegt. Nebenbei bemerke ich, dass es keinen Sinn hat, wenn man solche Werte wie $V = 331,676$ (Blaikley), 331,898 (Wüllner) oder $k = 1,40526$ (Wüllner) angiebt, als ob man diese Grössen bis auf $\frac{1}{300000}$ oder $\frac{1}{150000}$ genau bestimmen könnte. Ich füge jetzt die wichtigsten direct gemessenen Werte von k hinzu.

Röntgen	1,4053
Paquet	1,4038
Joly (aus C_p)	1,3926, wenn $C_p = 0,2389$
Manceuvrier	1,3924
Lummer und Pringsheim .	1,4025

Die beste Bestimmung scheint diejenige von Lummer und Pringsheim zu sein, mit welcher der oben aus der Schallgeschwindigkeit abgeleitete Wert in befriedigender Uebereinstimmung steht, sodass man es für sehr wahrscheinlich halten darf, dass $k = 1,401$ bei etwa 20° ist.

21. Ich habe weiter die Schallgeschwindigkeit in Luft bei ungefähr 100° untersucht. Zu diesem Zwecke wurden die Porzellanröhren mit trockener Luft gefüllt und in Dampfbädern (die etwa 15 cm länger als die dreiviertel Wellenlänge in den Röhren waren) ungefähr eine Stunde erhitzt, dann wurde trockene Luft wieder hineingeblasen und nach einer halben Stunde wurde wie gewöhnlich beobachtet. Hierbei lag das geschlossene Ende der Interferenzröhre etwas höher, als das offene Ende, um Luftströmungen durch Dichtigkeitsunterschiede zu vermeiden. Die Resultate gebe ich in den folgenden Tabellen

1) Lord Rayleigh, Nature 47. p. 570. 1893.

an; die Temperaturen sind aus dem beobachteten Barometerstand berechnet.

Tabelle V.

Trockene Luft in Porzellanröhren.

Röhre	$2r$	Anzahl Beobachtungssätze	Mittlerer Fehler	t	$\frac{\lambda}{2}$	v_0
	mm		m/sec		mm	m/sec
I	40,4	10	0,14	99,68°	642,18	329,97
II	29,5	10	0,22	99,58	641,18	329,51
III	20,2	10	0,16	99,60	639,79	328,77

Aus I und II folgt $V_0 = 331,23$ m/sec

I „ III „ $V_0 = 331,19$

II „ III „ $V_0 = 331,13$

oder im Mittel $V_0 = 331,18$ m/sec

während durch Versuche in denselben Röhren bei etwa 20° $V_0 = 331,33$ gefunden wurde. Das deutet auf eine kleine Aenderung in k , wonach

$$\frac{331,18}{331,33} = \sqrt{\frac{k_{100}}{k_{20}}}$$

und wenn $k_{20} = 1,4006$, finden wir hieraus $k_{100} = 1,3993$, oder eine Abnahme von etwa $\frac{1}{1000}$.

22. Meines Wissens haben nur Kundt und Wüllner diese Frage schon untersucht. Kundt¹⁾ mittels seines „Doppelrohres“ fand so gut wie keine Aenderung im Wert von k zwischen 0° und 100°. Die Versuche waren aber nicht sehr zahlreich, und stimmten teilweise nur schlecht überein. Wüllner²⁾ fand k bei 0° = 1,40526, bei 100° = 1,40513, d. h. wieder eine

1) A. Kundt, Pogg. Ann. 135. p. 553—560. 1868.

2) A. Wüllner, Wied. Ann. 4. p. 321—341. 1878. Correction wegen Ausdehnung des Glasrohres in seinem Lehrbuch der Physik III. p. 523. 1885.

kaum merkliche Abnahme, obwohl in fünf anderen Gasen (CO , CO_2 , N_2O , NH_3 , C_2H_4) diese Abnahme ganz beträchtlich war. Beide Forscher nahmen an, ihre Röhren seien so weit, dass die Resultate keiner Fehlerquelle durch den Einfluss der Röhrenwand ausgesetzt sein konnten. Bei der Untersuchung Wüllner's war die Röhre 30 mm weit und die Schwingungszahl des benutzten Tones gleich 2539. Kayser fand aber in Röhren, deren Durchmesser 33,3, 44 und 51,7 mm waren, dass die Schallgeschwindigkeit bei einem Ton von der Schwingungszahl 2358 kleiner war als diejenige bei einem Ton von der Schwingungszahl 3894 um durchschnittlich 0,9 m/sec. Demnach ist es sehr wahrscheinlich, dass auch in den Versuchen Wüllner's die beobachtete Wellenlänge kleiner war, als die wirkliche Wellenlänge in freier Luft. Nach meinen Versuchen (§§ 21 und 28) ist nun diese Verringerung beträchtlich *kleiner* in Röhren, die (wie Wüllner's) in einem Dampfbad erhitzt sind, als in freier Luft bei Zimmertemperatur. Mit anderen Worten, wenn ich nur *eine* Röhre benutzt hätte, hätte ich auch keine Abnahme (sondern sogar, in diesem Falle, eine kleine Zunahme) im Wert von k gefunden. Das Resultat Wüllner's liefert also keinen sicheren Beweis, dass k zwischen 0° und 100° nicht um einen kleinen Betrag abnimmt. Wenn man sogar die Beobachtungen von Kayser und Wüllner mit den von mir bei den verschiedenen Temperaturen beobachteten Verringerungen combinirt, so findet man ungefähr *dieselbe* Abnahme im Werte von k , die ich thatsächlich fand.

23. Bei Fortsetzung der Untersuchung musste ich die Porzellanröhren in einem Kohlenofen erhitzen, denn Verbrennungsöfen waren zu klein, und die Chämotteöfen zeigten sich zu durchlässig gegen Flammengase. Der Kohlenofen war nur gross genug, um etwa 45 cm der Röhren stark zu erhitzen, also musste ich die Gabel von 600,38 Schwingungen benutzen und konnte auch mit dieser nur die viertel Wellenlänge messen. Da ich die thermoelektrischen (§ 24) und akustischen Messungen machen und gleichzeitig den Kohlenofen überwachen musste, war es leider nicht möglich, sehr viele Messungen der viertel Wellenlänge durchzuführen; in den meisten Fällen sind die angegebenen Werte Mittel aus 20 Ablesungen, deren Abweichungen vom

Mittelwerte manchmal 2 mm betragen. Auch war das ganze Verfahren so mühsam und anstrengend, dass eine häufige Controle und Wiederholung, so sehr ich sie gewünscht hätte, unmöglich war. Einmal wurde ich bei diesen Versuchen beinahe ganz taub, was glücklicherweise nicht lange dauerte. Da man die thermoelektrischen und akustischen Messungen nur abwechselnd machen kann, muss man z. B. die akustischen Beobachtungen vor und nach den thermoelektrischen machen, und die aus den letzteren berechnete mittlere Temperatur als die dem Mittel der beobachteten viertel Wellenlängen entsprechende Temperatur betrachten. Selbstverständlich wird das nur dann genau richtig sein, wenn die Aenderung der Temperatur mit der Zeit ziemlich regelmässig geblieben ist, was bei diesen Beobachtungen nicht immer der Fall war. Ohne Zweifel sind grösstenteils diesem Umstande die manchmal beträchtlichen Abweichungen in den gefundenen Resultaten zuzuschreiben.

24. Die Temperaturmessung geschah auf thermoelektrischem Wege mittels eines Thermoelementes aus Platin gegen Platin-Rhodium (10 Proc.). Die benutzten Drähte wurden aus demselben Vorrat bezogen, welchen Holborn und Wien gebraucht haben. Der eine Draht wurde durch das Hörrohr geführt, der andere lag neben demselben und wurde lose mittels der Asbestringe (§ 5) daran befestigt. Die Lötstelle war gerade am Ende des Hörrohres, dessen Wandung zur Isolirung der Drähte voneinander diente. Die thermoelektrische Kraft dieses Elementes wurde mit der elektromotorischen Kraft eines Clark'schen Elementes nach der Compensationsmethode verglichen. Das Clark'sche Element wurde mit zwei Westonnormal-elementen verglichen, deren elektromotorische Kraft bis auf $\frac{1}{1000}$ übereinstimmte. Setzen wir letztere gleich 1,019 Volt¹⁾, so hatte das Clarkelement bei 19,5° eine elektromotorische Kraft von 1,428 Volt. Von Zeit zu Zeit wurde dieses Element mit einem anderen Clarkelement verglichen, dessen elektromotorische Kraft (wie oben bestimmt) 1,427 Volt war. Es wurde anfänglich angenommen, dass die elektromotorische Kraft des benutzten Thermoelementes den Angaben von Holborn

1) W. Jaeger u. K. Kahle, Wied. Ann. 65. p. 941. 1898.

und Wien¹⁾ entsprach. Einige Siedepunktsbestimmungen bei Diphenylamin (304° C.) und Schwefel (445° C.) zeigten aber, dass dies durchaus nicht der Fall war. Da es nötig war, Temperaturen bis 1100° zu messen, so schien es am besten, das Thermoelement direct mit dem von Holborn und Wien benutzten und dadurch mit dem Luftthermometer in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt vergleichen zu lassen. Alle unten angegebenen Temperaturen sind also aus den beobachteten elektromotorischen Kräften nach der von der Reichsanstalt gelieferten Calibrirungstabelle berechnet. Die Temperaturmessungen wurden an etwa sechs Stellen längs der Interferenzröhre gemacht, und daraus die mittlere Temperatur der Luftmasse berechnet. Eine solche Rechnung lautet folgendermaassen. Unter Berücksichtigung der Temperaturcoefficienten der benutzten Widerstände und des Clark'schen Elementes wurde die elektromotorische Kraft des Thermoelementes zu 9890 Mikrovolt gefunden. Nun war die Temperatur der kalten Lötstelle gleich 21°; elektromotorische Kraft pro Grad zwischen 0° und 20° = 6,2 Mikrovolt, also elektromotorische Kraft zwischen 0° und 21° = 130 Mikrovolt. Daraus folgt die ganze elektromotorische Kraft zwischen 0° und der zu messenden Temperatur $t^0 = 10020$ Mikrovolt. Nach der Calibrirungstabelle der Reichsanstalt entspricht diese elektromotorische Kraft einer Temperatur $t = 985^0$.

25. Es sind folgende Beobachtungen gemacht worden.

Tabelle VI.

Trockene Luft in 40,4 mm-Porzellanröhre im Kohlenofen.

Mittlere t	Mittlere $\frac{\lambda}{4}$	v_t	$V_{\text{theor.}}$	$V_{\text{theor.}} - v_t$
	mm	m/sec	m/sec	m/sec
985°	283,6	681,1	711,7	30,6
949	280,1	672,6	701,5	28,9
912	272,7	655,0	690,8	35,8
893	274,4	659,0	685,3	26,3

1) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. 47. p. 123. 1892.

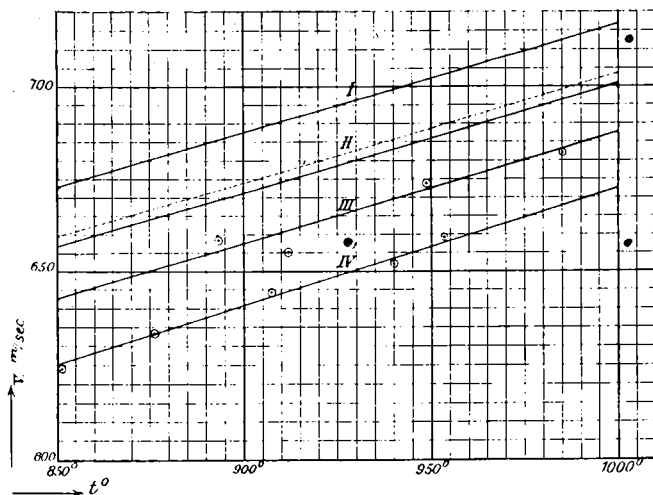
Tabelle VII.

Trockene Luft in 20,2 mm-Porzellanröhre im Kohlenofen.

Mittlere t	Mittlere $\frac{\lambda}{4}$	v_t	$V_{\text{theor.}}$	$V_{\text{theor.}} - v_t$
	mm	m/sec	m/sec	m/sec
953°	274,5	659,2	702,6	43,4
940	271,3	651,5	698,8	47,3
908	268,1	643,8	689,6	45,8
876	263,7	633,8	680,2	46,9
851	259,4	623,1	672,7	49,6

Hier bedeutet v_t die aus $\lambda/4$ berechnete Schallgeschwindigkeit in der Röhre, $V_{\text{theor.}}$ die theoretische Schallgeschwindigkeit in freier Luft, $V_{\text{theor.}} = 331,3 \sqrt{1 + 0,00367 t}$.

Die Resultate lassen sich am besten graphisch darstellen wie in nachstehender Figur.



In dieser Figur stellt Curve I die $V_{\text{theor.}}$ Werte dar, Curven III und IV die beobachtete v_t im 4- bez. 2 cm-Porzellanrohr, und Curve II (punktirt) die aus III und IV nach der schon auseinandergesetzten Methode berechnete Schallgeschwindigkeit in freier Luft.

26. Die Abweichungen vom Mittelwert, welche zwei Beobachtungsreihen in Curve III zeigen, sind scheinbar recht bedeutend. Doch betragen sie nur etwas weniger als 1 Proc. des Ganzen und würden einem Fehler in der $\lambda/4$ Messung von nur 2 mm entsprechen. Nach diesen Curven ist die wirkliche Schallgeschwindigkeit in freier trockener Luft bei

$$900^{\circ} = 674 \text{ m/sec,}$$

$$950^{\circ} = 688 \quad ,,$$

bis auf eine Einheit der letzten Stelle. Dabei ist aber zu berücksichtigen, dass ich nur die *viertel* Wellenlänge habe messen können. Wie schon erwähnt (§ 3), ist diese $\lambda/4$ nicht genau die Hälfte der halben Wellenlänge, sondern etwas mehr. Ich gebe folgende mittlere Werte des Verhältnisses

$$\frac{\text{gemessene viertel Wellenlänge}}{\text{gemessene halbe Wellenlänge}}$$

in verschiedenen Fällen.

	Porzellan		Chamotte	
	40,4 mm	20,2 mm	46 mm	23 mm
Mit der Gabel 300,19				
In trockener Luft bei 20°	0,510	0,510	0,507	0,508
„ „ „ „ 100°	0,504	0,504	—	—
In gesättigter Luft bei 17°	0,509	0,509	—	—
Mit der Gabel 600,38				
bei 20°	—	—	—	0,512
Im Gasofen bei ca. 400°	—	—	—	0,505
„ „ „ „ 500°	—	—	—	0,504

Bei höherer Temperatur scheint sich also dieses Verhältnis dem Wert 0,5 zu nähern. Ich nehme an, das Verhältnis wäre in den Porzellanröhren bei 1000° etwa 0,501. Die ausgezogene Curve II giebt die aus dieser Annahme berechneten, wahrscheinlichen Werte der Schallgeschwindigkeit in freier Luft. Dann ist die wirkliche Schallgeschwindigkeit

bei 950° etwa 686 m/sec, statt des theoretischen Wertes 701,8. Daraus folgt, dass k abgenommen hat nach der Gleichung:

$$\frac{k_{950}}{k_{20}} = \left(\frac{686}{701,8} \right)^2$$

oder

$$\begin{aligned} k_{950} &= 1,401 (1 - 0,044) \\ &= 1,339 \\ &= 1,34 \end{aligned}$$

mit genügender Annäherung.

Für die Thermodynamik ist diese Abnahme (um etwa $4\frac{1}{2}$ Proc.) im Werte von k von grosser Bedeutung. Ich will kurz die möglichen Fehlerquellen der Bestimmung besprechen.

27. a) Aus den Curven geht hervor, dass im endgültigen Resultat der Schallgeschwindigkeitsmessung ein Fehler von $\frac{1}{2}$ Proc. (d. h. 3–4 m/sec) sehr unwahrscheinlich ist, selbst unter Berücksichtigung der Unsicherheit im Werte des Verhältnisses

$$\frac{\text{Viertel Wellenlänge}}{\text{Halbe Wellenlänge}}$$

Danach würde die Unsicherheit im Werte von k kaum 0,01 betragen.

b) Die thermoelektrische Temperaturmessung könnte vielleicht um mehrere Grad falsch sein. Ein Fehler von 10° in dieser Messung würde k um etwa 0,01 ändern.

c) Man könnte fragen, ob Flammengase durch das Rohr diffundirt wären. Nach Holborn und Wien fängt die Glasur erst bei etwa 1200° an, weich zu werden. Dennoch fanden Bone und Jerdan¹⁾ bei heller Rotglühhitze (ungefähr 1200°), dass Kohlensäure und Wasserdampf durch ein solches Rohr bis zu $\frac{1}{2}$ Proc. des Volumens der darin enthaltenen Gase diffundirt waren. In meinen Messungen betrug die Temperatur höchstens 1000° , und selbst $\frac{1}{2}$ Proc. Kohlensäure hätte eigentlich nichts ausgemacht.

d) Ich habe immer dafür gesorgt, dass bei der Erhitzung keine Aenderung der relativen Lage der Interferenzröhre und der Scala stattfindet. Aber die scheinbare, durch die Ausdehnung des Hörrohres hervorgebrachte Aenderung in der ge-

1) W. A. Bone u. D. Jerdan, Trans. Chem. Soc. London p. 43. 1897.

messenen $\lambda/4$ ist in den Tabellen VI und VII berücksichtigt worden, indem ich für den Ausdehnungscoefficienten des Berliner Porzellans den Wert 0,0000045¹⁾ benutzt habe.

Alles in allem genommen, dürfen wir

$$k \text{ bei } 950^{\circ} = 1,34 \pm 0,01$$

als wahrscheinliches Resultat angeben. Die äussere Grenze der Unsicherheit könnte kaum 0,02 überschreiten. Ich bemerke, dass die vollständige Untersuchung der Frage der Abhängigkeit von k von der Temperatur einer Erhitzungsmethode bedarf, die viel bequemer und leichter zu handhaben wäre, als die bisher benutzte. Ich habe mich schon mit einer solchen Methode beschäftigt und hoffe, die damit gefundenen Resultate bald veröffentlichen zu können.

28. Aus den vorstehenden Resultaten kann man wieder die Constante γ ausrechnen. Man findet γ bei $950^{\circ} = 0,039$, während bei $20^{\circ} \gamma = 0,0074$ war. Wie schon erwähnt, hängt γ von der Wärmeleitung und inneren Reibung des Gases ab und diese beiden nehmen mit der Temperatur bedeutend zu. Barus²⁾ z. B. fand die innere Reibung der Luft bei 20° gleich 0,00018, bei $950^{\circ} = 0,00046$. Es ist also zu erwarten, dass γ bei 950° viel grösser ist als bei 20° , obwohl wir, wie oben in § 17 erklärt, keine numerische Beziehung zwischen γ und der Wärmeleitung und inneren Reibung ableiten können. Ueber- raschend ist es aber, dass γ bei 100° (im Dampfbad) nur 0,004 beträgt, was man aus der Tab. V ausrechnen kann. Das kann nur durch eine Aenderung im Einfluss der sogenannten „äusseren Wärmeleitung“ des Gases mit geänderter Umgebung erklärt werden.

29. Eine weitere Anwendung der Methode besteht in der Messung der Schallgeschwindigkeit in Dämpfen. Zu diesem Zweck verfuhr ich folgendermaassen. Ein paar Cubikcentimeter der Flüssigkeit — bis jetzt habe ich nur die Dämpfe von Körpern untersucht, die bei gewöhnlicher Temperatur flüssig sind, mit Ausnahme von Joddampf — wurden in ein Glasrohr hineingethan und das Ganze mittels eines Dampf-

1) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. 47. p. 124. 1892.

2) C. Barus, Am. Journ. Science 35. p. 407. 1889.

badet bis über die Siedetemperatur des Körpers erhitzt. Der dabei entstandene Dampf verdrängte die ,leichtere Luft und die Messung der viertel oder halben Wellenlänge geschah wie schon oben beschrieben. Ein paar Vorversuche mit Aether und Alkohol zeigten, dass die Methode brauchbarer war, als man hätte erwarten können. Doch waren offenbar zwei Fehlerquellen zu fürchten, erstens dass nicht alle Luft aus dem Rohr verdrängt würde, zweitens dass Luft genug hineindiffundiren würde, um die Messungen wertlos zu machen. Um die erste Schwierigkeit zu überwinden, goss ich, nachdem schon die erste Menge Dampf untersucht worden war, noch eine zweite, dritte und vierte Menge Flüssigkeit in das schon heisse Rohr hinein. Unter diesen Bedingungen geriet natürlich die Flüssigkeit in sehr heftiges Sieden und verdrängte noch einmal den schon anwesenden, vielleicht mit noch etwas Luft gemischten Dampf. Jedesmal beobachtete ich im so erzeugten Dampf die halbe Wellenlänge und fuhr auf diese Weise fort, bis dieselbe keine Aenderung mehr erlitt. Dieses endgültige Resultat wurde gewöhnlich mit der zweiten Menge Flüssigkeit, jedenfalls mit der dritten erreicht; manchmal gab sogar schon die erste Menge ein Resultat, welches kaum von dem später gefundenen abwich. Danach darf man wohl annehmen, dass zu wenig Luft im Rohr blieb, um das Resultat merklich zu beeinträchtigen, besonders wenn man die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt, dass die noch zurückbleibende Luft an der Röhrenwand haftet, und keinen merklichen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit ausübt. Die Luftdiffusion ging nur sehr langsam vor sich und beeinflusste selten die Lage eines Minimums in der unteren Hälfte des Rohres in weniger als einer halben Stunde. Wenn man mehrere Minima beobachtete, was ich bisweilen that, war es ganz interessant zu bemerken, wie allmählich ihre Lagen von oben nach unten der Reihe nach den Einfluss der hineindiffundirenden Luft zeigten, indem sie nacheinander in die Höhe stiegen (vgl. § 31). Ferner zeigen meine Resultate im Vergleich mit denjenigen anderer Beobachter keine entschiedene Neigung, grösser als diese zu sein, was der Fall sein müsste, wenn eine merkliche Menge Luft mit den Dämpfen gemischt gewesen wäre. Alles in allem genommen, glaube ich berechtigt zu sein, meine Resultate in

Bezug auf die Anwesenheit von Luft für genügend fehlerfrei zu halten.

30. Was das Zusammenstellen des Apparates betrifft, so habe ich das früher benutzte grosse Brett schräg aufgestellt (mit dem oberen Ende gegen die Stubenwand, dem unteren an einem Tisch befestigt) und darauf Scala und Hörrohr gelegt. Die Interferenzröhre in ihrem Dampfbad wurde in einem Stativ fest gehalten, sodass sie parallel zum Brett lag, mit ihrem oberen Teil auf demselben. Die Interferenzröhren waren 1 m lang und hatten einen inneren Durchmesser von 24 mm bez. 15 mm; ihre geschlossenen Enden wurden möglichst eben gemacht.

Bei allen diesen Beobachtungen war es bei weitem am bequemsten, eine selbstthätige (elektromagnetische) Gabel zu benutzen. Ihre Schwingungszahl wurde zu 511,46 gefunden, und wurde dieselbe vor und nach jedem Beobachtungssatz durch Schwebungen mit einer anderen Gabel controlirt. In Bezug auf den Verlauf der Beobachtungen ist zu bemerken, dass die Minima gewöhnlich sehr scharf, sogar ziemlich viel schärfer als in Luft waren, wahrscheinlich wegen der grösseren Dichtigkeit der untersuchten Dämpfe; andererseits war aber eine klare Bildung stehender Wellen, vielleicht wegen zeitweiliger, durch Temperaturschwankungen hervorgebrachter Strömungen im Dampf, manchmal schwer zu erzielen. In zwei Fällen war diese Schwierigkeit besonders ausgeprägt, nämlich bei Essigsäure und bei Amylalkohol. In Essigsäure waren lange Zeit gar keine Messungen zu machen. Endlich gelang es indessen in drei Beobachtungsreihen (aus 6) einen constanten und übereinstimmenden Wert zu finden. Noch grösser war die Schwierigkeit bei Amylalkohol; ich konnte nur beobachten, dass im 15 mm-Rohr bei $136,5^{\circ}$ (in siedendem Xylol) die halbe Wellenlänge ungefähr 185–190 mm war. Die benutzten Substanzen wurden sämtlich als reine Präparate von Kahlbaum oder (Benzol und Methylalkohol) von Merck bezogen und durch Destillation unter Siedepunktsbestimmung rectificirt. Da diese Bestimmung in jedem Falle den Wert des Siedepunktes ergab, den man der reinen Substanz gewöhnlich zuschreibt, so wurde von weiterer Reinigung abgesehen. Nur nach dem Misslingen der Versuche mit Essigsäure wurde

diese ausgefroren, die sehr kleine zurückbleibende Menge Flüssigkeit weggeschüttet und der Rückstand wieder untersucht, doch ohne Erfolg. Auch eine von neuem destillierte Menge Amylalkohol wurde vergebens probirt.

31. Ich gebe jetzt ein Beispiel der Ablesungen in Alkoholdampf bei 99,5°. Boden = 0.

Minimum 1	Minimum 2
136,3 mm	
	400,7 mm
135,9 „	
	400,3* „
135,4* „	
	400,5 „
135,3 „	
	401,0 „
135,3 „	
	404,0 „
	414,0 „ nach 5 Min.
135,1 „	
137,0 „ nach 10 Min.	
	417,0 „

Hieraus folgt

$$\frac{\lambda}{2} = 400,4 - 135,3 = 265,1 \text{ mm.}$$

Einzelne Ablesungen

* 135,2 mm	* 399,9 mm
135,1 „	400,4 „
135,5 „	400,2 „
135,9 „	400,8 „
135,5 „	400,3 „
135,4 mm	400,3 mm

Weiter folgen die Resultate für die verschiedenen untersuchten Substanzen.

32. Luft bei 99,8° im Wasserdampfbad. Jeder Wert ist das Mittel aus etwa 100 Ablesungen.

$$\text{Es war } \frac{\lambda}{2} \text{ in der 24 mm-Röhre} = 379,0 \text{ mm}$$

$$\frac{\lambda}{2} \text{ „ „ 15 „ „} = 378,1 \text{ „}$$

$$\text{daher } \frac{\lambda}{2} \text{ in freier Luft} = 380,5 \text{ „}$$

also

$$V = 389,2 \text{ m/sec und } V_0 = 330,0 \text{ m/sec.}$$

Diese Beobachtungen sind in einem heissen, feuchten Zimmer angestellt, in dem die Spannkraft des Wasserdampfes 20—22 mm betrug. Bei trockener Luft wäre demnach das Resultat etwa 331,6 m/sec gewesen, in genügender Uebereinstimmung mit dem früher gefundenen Wert.

Ferner wäre in trockener Luft (bei 99,8°)

$$\frac{\lambda}{2} \text{ in der 24 mm-Röhre} = 376,9 \text{ mm gewesen,}$$

$$\text{und } \frac{\lambda}{2} \text{ „ „ 15 „ „ } = 376,0 \text{ „}$$

Diese Resultate werden wir später benutzen. Bei 136,5° (in Xyloldampf) war in der 15 mm-Röhre $\lambda/2 = 396,4$ mm für feuchte Luft, oder in trockener Luft wäre $\lambda/2 = 394,6$ mm gewesen. Diesem Wert entspricht $v_0 = 329,5$ m/sec in dieser Röhre, oder wieder 331,6 m/sec in freier Luft.

In den folgenden Tabellen bedeutet I, II die Röhren vom Durchmesser 24 bez. 15 mm; B die Anzahl der gemachten Beobachtungssätze, F den mittleren Fehler derselben.

33. Aether (C_2H_5)₂O.

	B	F	t	$\frac{\lambda}{2}$
		mm		mm
I	4	0,05	99,7°	207,1
II	4	0,22	99,7	206,55

Also in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 207,8 \text{ mm} \quad \text{und} \quad V = 212,6 \text{ m/sec.}$$

Um daraus k zu berechnen, brauchen wir die Dichtigkeit des Aetherdampfes. Battelli¹⁾ hat die Isothermen für Aetherdampf untersucht; aus seinen Resultaten findet sich die Dichtigkeit bei 100° und 76 cm = $\frac{1}{401}$. Also haben wir

$$(21260)^2 = \frac{76 \times 13,596 \times 981}{\frac{1}{401}} k,$$

woraus $k = 1,112$.

1) A. Battelli, Mem. della Acc. di Torino (2) 40. p. 116. 1890; oder Winkelmann, Physik (II) 2. p. 860. 1896.

Jaeger¹⁾ fand (bei etwa 20°) $k = 1,097$. Dieses Resultat ist mit dem von mir gefundenen nicht direct vergleichbar, denn Jaeger hat eine grösstenteils theoretisch abgeleitete Formel für die Dichtigkeit des Aetherdampfes benutzt. Dass unsere Resultate in der That gut übereinstimmen, geht aus folgenden Betrachtungen hervor. Er fand für das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten im Dampf und in der Luft bei gesättigtem Dampf 0,5384, dagegen bei Dampf, dessen Sättigungsgrad 0,43 betrug, 0,546.²⁾ Bei meinen Versuchen war der Sättigungsgrad nur 0,16 und das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten war entsprechend etwas grösser, d. h. 0,5486.

Ich bemerke, dass, wenn ich die „theoretische Dichtigkeit“ des Aetherdampfes in Bezug auf Wasserstoff (d. h. 37) zur Berechnung benutzt hätte, $k = 1,08$ wäre.

34. Methylalkohol, CH_3OH .

	B	F	t	$\frac{\lambda}{2}$
		mm		mm
I	6	0,4	99,7°	341,3
II	6	0,3	99,7	340,6

Also in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 342,5 \text{ mm} \quad \text{und} \quad V = 350,3 \text{ m/sec.}$$

Nach den Untersuchungen von Ramsay und Young³⁾ ist die Dichtigkeit des Methylalkohols in Bezug auf Wasserstoff sehr nahezu die theoretische, d. h. 16. Da nun die Schallgeschwindigkeit in Luft unter denselben Bedingungen zu 387,6 m/sec gefunden wurde, so haben wir

$$\left(\frac{350,3}{387,6}\right)^2 = \frac{k}{1,4} \cdot \frac{14,45}{16},$$

woraus $k = 1,266$. Dieser Wert scheint ziemlich hoch zu sein und die Annahme liegt nahe, es könnte wohl in diesem Falle Luft genug im Rohr gewesen sein, um das Resultat zu

1) W. Jäger, Wied. Ann. 36. p. 165. 1889.

2) l. c. p. 209.

3) W. Ramsay u. S. Young, Phil. Trans. 178A. p. 313. 1887.

beeinträchtigen; denn die Dichtigkeit dieses Dampfes unterscheidet sich nur wenig von derjenigen der Luft. Doch mögen folgende Betrachtungen das Resultat bestätigen. Nach Capstick¹⁾, der weitaus die ausgedehnteste und wertvollste Untersuchung in diesem Gebiet ausgeführt hat, ist²⁾

$$\left. \begin{array}{l} k \text{ für } \text{CH}_4 = 1,313 \\ k \text{ „ } \text{C}_2\text{H}_6 = 1,182 \end{array} \right\} \text{Differenz} = 0,131,$$

nach meinen Beobachtungen ist

$$\left. \begin{array}{l} k \text{ für } \text{CH}_3\text{OH} = 1,266 \\ k \text{ „ } \text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 1,134 \end{array} \right\} \text{Differenz} = 0,132.$$

Man kann die Zahlen auch in folgender Weise zusammenstellen:

$$\left. \begin{array}{l} \text{für } \text{C}_2\text{H}_6 \quad \text{ist } k = 1,182 \\ \text{„ } \text{C}_2\text{H}_5\text{OH} \quad \text{„ } k = 1,134 \end{array} \right\} \text{Differenz} = 0,048,$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{für } \text{CH}_4 \quad \text{ist } k = 1,313 \\ \text{„ } \text{CH}_3\text{OH} \quad \text{„ } k = 1,266 \end{array} \right\} \text{Differenz} = 0,047.$$

Dass solche Differenzen häufig ziemlich constant sind, geht aus folgendem Beispiel hervor. Nach Capstick³⁾ ist bei

$$\left. \begin{array}{l} \text{CH}_3\text{Cl} \quad k = 1,279 \\ \text{CH}_2\text{Cl}_2 \quad k = 1,219 \\ \text{CHCl}_3 \quad k = 1,154 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Differenz} = 0,060, \\ \text{Differenz} = 0,065. \end{array}$$

Auch fand Capstick bei Aethylen (C_2H_4) $k=1,250$, woraus ersichtlich ist, dass ein sechsatomiges Molecül wohl einen hohen Wert für k haben kann.

35. Aethylalkohol, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$.

	B	F	t	$\frac{\lambda}{2}$
		mm		mm
I	11	0,4	99,8°	265,4
II	11	0,5	99,8	264,6

Also in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 266,7 \text{ mm} \quad \text{und} \quad V = 272,8 \text{ m/sec.}$$

1) J. W. Capstick, Phil. Trans. 185 A. p. 1. 1894; 186 A. p. 567. 1895.

2) l. c. p. 588.

3) l. c. p. 588.

Da nach Battelli¹⁾ die Dichtigkeit gleich $1/646,5$ ist, so haben wir

$$(27280)^2 = 76 \times 13,596 \times 981 \times 646,5 \times k,$$

woraus $k = 1,134$. Jaeger fand 1,133 bei etwa 54° .

36. Schwefelkohlenstoff, CS_2 .

	B	F	t	$\frac{\lambda}{2}$
		mm		mm
I	4	0,5	$99,7^\circ$	217,0
II	4	0,8	$99,7$	216,2

Daher in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 218,3 \text{ mm} \quad \text{und} \quad \bar{V} = 223,2 \text{ m/sec.}$$

Nach den Untersuchungen Battelli's²⁾ ist die Dichtigkeit des Schwefelkohlenstoffdampfes bei 100° und 760 mm gleich $1/397,5$. Also

$$(22320)^2 = 76 \times 13,596 \times 981 \times 397,5 \times k,$$

woraus $k = 1,234$. Capstick fand 1,239.

Ich maass ferner im 15 mm-Rohre die halbe Wellenlänge in CS_2 -Dampf bei $65,3^\circ$ (Bad von Methylalkoholdampf) und fand 206,1 mm, in guter Uebereinstimmung mit dem obigen Wert 216,2, denn

$$206,1 \sqrt{\frac{1 + 99,8 \alpha}{1 + 65,3 \alpha}} = 216,3, \quad \text{wenn } \alpha = \frac{1}{273} \text{ ist.}$$

37. Benzol, C_6H_6 .

	B	F	t	$\frac{\lambda}{2}$
		mm		mm
I	6	0,4	$99,7^\circ$	198,4
II	6	0,5	$99,7$	197,2

1) A. Battelli, Mem. della Acc. di Torino (2) 43. p. 27. 1893;
A. Winkelmann, Physik (II) 2. p. 865. 1896.

2) A. Battelli, Mem. della Acc. di Torino (2) 41. p. 1. 1891;
A. Winkelmann, l. c. p. 850.

Also in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 200,4 \text{ mm} \quad \text{und} \quad V = 205,0 \text{ m/sec.}$$

Ich habe die Dichtigkeit dieses Benzoldampfes in Bezug auf Luft bei 100° nach der Dumas'schen Methode gemessen, und 2,807 gefunden. Daraus lässt sich dann berechnen

$$k = 1,105.$$

38. Chloroform, CHCl_3 .

	<i>B</i>	<i>F</i>	<i>t</i>	$\frac{\lambda}{2}$
		mm		mm
I	4	0,5	99,8°	165,65
II	5	0,7	99,8	164,5

Daher in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 167,6 \text{ mm} \quad \text{und} \quad V = 171,4 \text{ m/sec.}$$

Nach Dumas¹⁾ ist die Dichtigkeit dieses Dampfes 4,192, woraus sich $k = 1,150$ findet. Capstick²⁾ fand 1,154.

39. *Essigsäure* war besonders interessant, weil Ramsay und Young³⁾ gezeigt haben, dass bei gewöhnlichen Temperaturen und Drucken Doppelmoleküle im Dampf von Essigsäure vorhanden sind. Die Essigsäure (reinstes Präparat von Kahlbaum) wurde in Xyloldampf bei 136,5° erhitzt. Die bei den Beobachtungen auftretende Schwierigkeit ist schon oben erwähnt worden. Leider gelang es nicht, gute Beobachtungen im 24 mm-Rohr zu machen; $\lambda/2$ schien ungefähr gleich 204 mm zu sein, aber dieser Wert war nicht sicher genug, um zur Berechnung dienen zu können. In drei Ver-

1) Muspratt, Dict. Chem. Art. Chloroform.

2) J. W. Capstick, Phil. Trans. 186 A. p. 574. 1895.

3) W. Ramsay u. S. Young, Journ. Chem. Soc. 49. p. 790. 1896; A. Winkelmann, Physik (II) 2. p. 867. 1896.

suchsreihen im 15 mm Rohr wurden folgende mittlere halbe Wellenlängen beobachtet:

201,5 mm
201,2 „
201,3 „
—
201,3 „

Aus den Resultaten von Ramsay und Young finde ich durch sorgfältige graphische Interpolation die Dichtigkeit des Essigsäuredampfes in Bezug auf Wasserstoff bei $136,5^{\circ}$ und 760 mm = 45,5. Ferner war $\lambda/2$ in diesem Rohr für trockene Luft bei $136,5^{\circ}$ = 394,6 mm. Also

$$\left(\frac{201,3}{394,6}\right)^2 = \frac{k}{1,4} \cdot \frac{14,45}{45,5}, \text{ woraus } k' = 1,147.$$

Für Methylacetat ($\text{CH}_3\text{COOCH}_3$) fand Capstick 1,137, was nach seinen Angaben eher zu gross als zu klein ist.¹⁾

40. *Joddampf* in (unreinem) Nitrobenzoldampf erhitzt. Während der Beobachtungen war immer etwas flüssiges Jod vorhanden, sodass die Temperatur $185,5^{\circ}$ war.²⁾ Im 24 mm-Rohr blieb das erste Minimum scharf bei 73,6 mm, das dritte bei 343,9 mm. Im 15 mm-Rohr war das erste Minimum bei 74,2 mm, das dritte bei 342,2 mm. (In beiden Rohren schwankte das zweite Minimum ziemlich stark, d. h. zwischen 203 und 213.) Also war $\lambda/2$ im 24 mm-Rohr gleich 134,0 mm, im 15 mm-Rohr gleich 135,1 mm und daher in freiem Dampf

$$\frac{\lambda}{2} = 136,9 \text{ mm} \quad \text{und} \quad V = 140,0 \text{ m/sec.}$$

Verglichen mit Luft haben wir, da V in Luft bei $185,5^{\circ}$ gleich 429,4 m/sec

$$\left(\frac{140,0}{429,4}\right)^2 = \frac{k'}{1,4} \cdot \frac{14,45}{126,5}, \text{ woraus } k' = 1,303.$$

Strecker³⁾ fand 1,307.

41. Um genaue Werte von k zu bekommen, ist das angegebene Verfahren freilich ziemlich mühsam. Auch ist es manchmal schwer zu entscheiden, welche Messungen man in

1) J. W. Capstick, l. c. p. 585.

2) W. Ramsay u. S. Young, l. c. p. 453.

3) K. Strecker, Wied. Ann. 17. p. 102. 1882.

Rechnung ziehen sollte. Ich möchte aber darauf aufmerksam machen, dass dieses Verfahren eine einfache und schnelle, wenn auch nicht sehr genaue Methode der Dampfdichtebestimmungen bildet. Man kann nämlich in einem langen Reagenzrohr schnell die viertel oder halbe Wellenlänge in irgend einem Dampf angenähert bestimmen: wenn man dann für k den Wert 1,1 annimmt (oder wenn der betreffende Körper schon sicher eine complicirte Constitution hat, nehme man $k = 1,05$), findet man leicht die Dichtigkeit. Man würde nämlich die Dichtigkeit (bei der Temperatur der Beobachtung) in Bezug auf $H_2 = 2$ (bei 0°) angenähert finden aus der Formel

$$D = \frac{12 \cdot 10^5}{V^2}.$$

Ich nehme z. B. die unzuverlässigste Bestimmung, die ich gemacht habe, d. h. bei Amylalkohol. Wenn $\lambda/2 = 188$ mm ist, ist V angenähert gleich 193 m/sec. Also

$$D \text{ bei } 136^\circ = \frac{12 \cdot 10^5}{193^2} = 32.$$

Bei 0° wäre dies offenbar etwa $\frac{3}{2} \times 32 = 48$, was völlig genau genug ist, um zu zeigen, dass die richtige Formel dieses Körpers $C_6H_{12}O$ ist, und nicht z. B. $C_{10}H_{24}O_2$.

Noch bequemer aber wird man das Verfahren durchführen können, wenn man die halbe Wellenlänge nicht nur im Dampf (λ_1), sondern auch in Luft (λ_0) bei derselben Temperatur misst. Dann hat man direct

$$D_1 = 21 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1} \right)^2.$$

In demselben Falle wie oben z. B. hätte ich gefunden

$$D_1 = 21 \left(\frac{395}{188} \right)^2 = 46,$$

während die Zahl, die der Formel $C_6H_{12}O$ entspricht, 44 ist. Auf diese Weise braucht man weder die Temperatur des Bades noch die Schwingungszahl der Gabel zu kennen. Ich glaube, die Chemiker werden das Verfahren in vielen Fällen sehr brauchbar finden.

42. Die Resultate dieser Untersuchung lassen sich folgendermaassen kurz zusammenstellen.

Substanz	t°	V m/sec	k
Trockene Luft	0 ^o	331,32	1,4006
Trockene Luft	100	386,5	1,3993
Trockene Luft	950	686,0	1,34
Aether	99,7	212,6	1,112
Methylalkohol	99,7	350,3	1,256
Aethylalkohol	99,8	272,8	1,134
Schwefelkohlenstoff	99,7	223,2	1,234
Benzol	99,7	205,0	1,105
Chloroform	99,8	171,4	1,150
Essigsäure	136,5	—	1,147
Jod	185,5	140,0	1,303

Es bleibt mir noch die äusserst angenehme Pflicht, Hrn. Geheimrat Quincke für seine Unterstützung bei dieser Untersuchung meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 13. November 1901.)