V. *Ueber transversal schwingende Flammen;* *von J. Hervert.*

1.

Im Anzeiger der Wiener Akademie (1870 No. 6) hat Hr. Prof. Mach akustische Versuche mit Flammen beschrieben, welche ein Seitenstück zu den König'schen bilden und hat mir dann die weitere Untersuchung dieser Flammenformen, von denen er selbst die hier folgende Erklärung giebt, aufgetragen. Die bezüglichen Versuche wurden im physikalischen Institute der Prager Universität ausgeführt.

Man könnte die König'schen Flammen als longitudinal schwingende bezeichnen, die Mach'schen hingegen als transversal schwingende. Während bei den König'schen Flammen die akustische Bewegung in die Ausströmungsrichtung des Gases fällt, ist sie bei den hier zu besprechenden Versuchen zu derselben senkrecht. Während das brennende Gas etwa vertical aufwärts ausströmt, wird es zugleich durch den Schall horizontal hin- und hergetrieben.

Man erhält eine solche transversal schwingende Flamme, wenn man vor die Mündung einer horizontal liegenden Orgelpfeife einen Gasbrenner mit sehr kleiner Oeffnung bringt, der eine schmale verticale Flamme liefert. Der Brenner kann natürlich auch an eine beliebige Stelle ins Innere der Pfeife gebracht werden, nur muß die Längsrichtung der Pfeife zu jener der Flamme senkrecht stehen. In der Fig. 1 *a*, Taf. VI ist eine der gewöhnlichsten Flammenformen dargestellt, in *b* dieselbe Flamme, wenn sie nicht durch den Schall afficirt wird. Der nicht punctirte Theil bezeichnet die Kohlenoxydflamme. Ich habe auch mehrere solche Flammen photographirt; diese Photographien sind jedoch nicht beigegeben, da jeder Beobachter,

der sich für diesen Gegenstand näher interessirt, die Flammen sofort auf die einfachste Weise erhalten kann.

2.

Es fragt sich nun, wie diese Flammenformen zu Stande kommen. Die Erklärung derselben ist einfach, zumal wenn wir uns auf die Hauptzüge der Gestalt beschränken. Nehmen wir zunächst die ruhende Flamme als unendlich dünn an, als eine bloße Linie von aufsteigenden glühenden Kohlentheilchen, und setzen wir voraus, daß jedes aus der Brenneröffnung tretende Kohlentheilchen sofort die ganze, eben herrschende Geschwindigkeit der Luft annehme und von da an vertical aufsteigend die ganze Periode der Horizontalgeschwindigkeiten der Luft mitmache. Ueberlegen wir die bei dem Versuch herrschenden Verhältnisse, so finden wir, daß unsere Voraussetzungen der Wahrheit sehr nahe kommen.

Die Schwingungen der Luft sollen, t die Zeit, a die Amplitude, T die Schwingungsdauer, y die Horizontalausweichung genannt, das einfache Gesetz befolgen: $y = a \sin \frac{2\pi t}{T}$, wobei wir die Zeit vom Beginn der Ausweichung aus der Gleichgewichtslage zählen. Die Geschwindigkeit der Luft ist dann:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2a\pi}{T} \cos \frac{2\pi t}{T}.$$

Tritt nun ein Kohlentheilchen nach der Zeit τ , vom Beginn der Schwingung gezählt, aus der Brenneröffnung, so wird seine Horizontalgeschwindigkeit nach der Zeit t , vom Austritt an gerechnet, seyn:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2a\pi}{T} \cos \frac{2\pi}{T} (t + \tau).$$

Die betreffende Horizontalexursion des Kohlentheilchens wird daher:

$$y = a \sin \frac{2\pi}{T} (t + \tau) + \text{const.}$$

und mit Rücksicht darauf, daß für $\tau = 0$, wenn wir die y von der Brenneröffnung an rechnen, auch $y = 0$ ist,

$$y = -a \sin \frac{2\pi}{T} t + a \sin \frac{2\pi}{T} (t + \tau).$$

Legt das Theilchen in der Zeit t den Weg $x = bt$ zurück, so ist die Curve, die das Theilchen beschreibt

$$y = -a \sin \frac{2\pi}{T} t + a \sin \frac{2\pi}{T} \left(\frac{x}{b} + \tau \right),$$

wobei der Anfangspunkt der Coordinaten in der Brenneröffnung liegt und die x -Axe vertical aufwärts geht.

Wenn wir nun dem τ alle möglichen Werthe ertheilen, so erhalten wir alle möglichen Curven, welche von den zu verschiedenen Phasenzeiten austretenden Kohlentheilchen beschrieben werden können. Natürlich wiederholen sich diese Curven, so oft τ die Schwingungsdauer durchläuft, periodisch.

Wünschen wir die Curve zu erhalten, welche durch die Folge der Kohlentheilchen zur selben Zeit eingenommen wird, d. h. die Form der Flamme für einen Zeitpunkt, so haben wir Folgendes zu bedenken. Jedes Kohlentheilchen gehört einer anderen Curve der oben betrachteten Curvenreihe an. Tritt das unterste Theilchen zur Phasenzeit τ aus, so ist das um x höher gelegene Theilchen zur Phasenzeit $\tau - \frac{x}{b}$ ausgetreten. Wenn wir also in obiger Formel τ als mit x variabel betrachten und $\tau - \frac{x}{b}$ für τ einsetzen, erhalten wir die Form der unendlich dünnen Flamme.

Dies giebt:

$$y = -a \sin \frac{2\pi}{T} \left(\tau - \frac{x}{b} \right) + a \sin \frac{2\pi}{T} \tau.$$

In der Fig. 2, Taf. VI sind die betreffenden Curven construirt. Die Curven, welche von den zu den Phasenzeiten $\tau = 0, \frac{T}{4}, \frac{T}{2}, 3 \frac{T}{4}, T \dots$ austretenden Kohlentheilchen beschrieben werden, sind durch die Folge: 1, 2, 3, 4, 1 . . . dargestellt, während die gleichzeitigen Flammenformen durch die Folge 1, 4, 3, 2, 1, 4 . . . gegeben sind. Eine Veränderung der Constantenwerthe a, b, T hat bloß

zur Folge, daß die Curven nach der Abscissen- oder Ordinatenrichtung gleichmäßig gedehnt oder zusammenge-drückt werden.

3.

Denkt man sich alle möglichen Curven übereinander gelegt, so giebt dies das Bild der transversal schwingenden Flamme und man sieht, daß dieses in den wesentlichen Zügen mit der wirklich beobachteten Flammenform stimmt. Wie weit die Curven von 0 aus nach oben gezogen werden, ob bis *a*, *b*, oder bis *c*, hängt nur davon ab, wie lange die austretenden Gastheilchen brennen. In der That kann man Flammen mit einer, mit zwei, mit drei Anschwellungen erhalten, wenn man höher und höher brennende Flammen anwendet. Am vortheilhaftesten für diese Versuche sind dünne und hochbrennende, d. h. langsam brennende Flammen. Man erhält diese, indem man Leuchtgas etwas mit Kohlensäure mischt.

Man kann sich die Veränderung der Flammenform sehr leicht mechanisch auf folgende Weise vergegenwärtigen. Ein glänzender Draht wird sinusförmig gebogen. Auf einem schwarzen Brette bringt man in den Abstand einer Wellenlänge durch Einschlagen von Drahtstiften zwei Führungen *a*, *b* Fig. 3, Taf. VI an. Schiebt man nun den Draht in der Richtung des Pfeiles durch diese Führungen, wobei man sich in *a* die Brenneröffnung, in *b* etwa das Ende der Flamme vorstellt, so zeigt er alle Formen, welche die Flamme annehmen kann. Bei sehr raschem Durchschieben aber, wenn die Einzeleindrücke keine Zeit haben zu verlöschen, erhält man das Bild der transversal schwingenden Flamme.

Daß die Flamme so entsteht, wie wir oben angenommen haben, davon kann man sich auf mannigfaltige Weise überzeugen. Vor und etwas über der Mündung der horizontal liegenden Pfeife befindet sich ein horizontal liegender Bunsen'scher Brenner. Wirft man in die Flamme eine Prise feiner Eisenfeilspäne, so fallen diese glühend

vor der Mündung der Pfeife herab und ziehen hierbei zugleich die schönsten, leuchtenden Wellencurven. Eine Rauchsäule von Terpentin, oder von einer eben verlöschten Kerze, zeigt vor der Pfeife aufsteigend ein spiralisches Ansehen, welches durch die Uebereinanderlegung der zahllosen, von den Rußtheilchen gezogenen Wellencurven zu Stande kommt.

Es ist keine Frage, daß unsere Entwicklung der Wahrheit vollkommen entspricht. Einmal, weil die Gastheilchen kaum gleichförmig aufsteigen werden. Dann wird in Folge der Tonwelle selbst die Ausströmungsgeschwindigkeit variabel. Die Form der Flamme wird hiedurch nothwendig etwas modificirt. Diese Modificationen sollen vorläufig unbeachtet bleiben.

4.

Betrachten wir einige instructive Experimente, welche sich mit den transversal schwingenden Flammen ausführen lassen. Wir setzen einen gewöhnlichen König'schen Brenner auf die Seitenwand einer Pfeife *A*, welcher also eine longitudinal schwingende Flamme liefert, und bringen dieselbe vor die Mündung einer zweiten Pfeife *B*. Tönen beide Pfeifen isochron, so erhalten wir hiedurch eine eigenthümliche Flammenform. Die beste Vorstellung von derselben erhalten wir, wenn wir uns eine einzelne Flammenform der obigen Entwicklung fixirt denken. Geben die beiden Pfeifen mit einander Schwebungen, so verändert sich die Flamme, indem sie jeder Schwebung entsprechend eine ganze Reihe von Formen durchmacht. Diese Formen sind nun sehr ähnlich den aufeinanderfolgenden Curven, die wir in obiger Entwicklung gefunden haben.

Das Wesentliche der Erscheinung ist nicht schwer zu erklären. Durch die Wirkung der Pfeife *A* tritt das Gas stoßweise aus. Auf jede Schwingung fällt ein Stoß. Diese Gasportion wird nun durch die Schwingung der Pfeife *B* ergriffen und durch eine bestimmte Curve geführt, welche beim Einklang von *A* und *B* steht, sich aber sichtbar ver-

ändert, wenn *A* und *B* langsame Schwebungen geben, also jeder folgende Gasstoß von *A* auf eine etwas andere Phase von *B* fällt. Diese Flammen entsprechen vollständig den Lissajous'schen Figuren.

Man kann die einem bestimmten Momente entsprechende Form der transversal schwingenden Flamme noch durch das stroboskopische Verfahren beobachten und sich dadurch von der Richtigkeit unserer Auffassung überzeugen.

Wenn eine ganze Reihe König'scher Brenner, die auf einer Pfeife *A* sitzen, in das Innere einer zweiten verglasten Pfeife *B* hineinragt, so erhält man den Eindruck der Longitudinalwelle in *B*, sobald *A* und *B* Schwebungen mit einander geben. Dieses Experiment unterliegt aber einigen Schwierigkeiten wegen der großen Hitze und des damit verbundenen Luftzuges in der Pfeife *B*.

Lassen wir nun die Pfeife *A* etwa die vierfache Schwingungszahl von der Pfeife *B* annehmen. Sofort löst sich die Flamme, deren Grundgestalt immer Fig. 1 ist, in vier wellenförmige Flammenfasern auf, welche im Kreise herumzulaufen scheinen, wenn *A* und *B* kein reines Intervall geben.

Mit den transversalen Flammen läßt sich auch die Richtung der Luftschwingungen gut studiren. Die Flammen sind sehr platt gedrückt oder vielmehr platt gezogen. Die Ebene der Flamme, wenn man so sagen darf, ist nun natürlich parallel der Schwingungsrichtung. Man sieht auf diese Weise, wie die Schwingungsrichtungen von der Mündung der Pfeife auswärts nach allen Richtungen divergiren, was auch bei manchen Stellungen der Flamme eine in Bezug auf die Ausströmungsrichtung unsymmetrische Form zur Folge hat.

Stellt man zwei genau gleich gestimmte von demselben Blasebalg versorgte Pfeifen mit den offenen Flammen so zusammen, daß ihre Längenrichtungen zu einander rechtwinklig stehen, so sieht man aus der Stellung der zwischen die Mündungen gebrachten Flamme sogleich, daß ihre Verdichtungen alterniren. Denn die Flammenebene

stellt sich senkrecht auf die Symmetrieebene des Pfeifensystems. Diese Ebene müßte sich in die Symmetrieebene stellen, wenn die Pfeifen in gleichen Phasen schwingen würden.

Geben die Pfeifen mit einander Schwebungen, so löst sich die Flamme in eine Art Kegelfläche von elliptischer Basis auf, deren Spitze in der Brenneröffnung liegt. Die Gestalt der Flamme ist aber natürlich complicirter, als diese schematische Beschreibung es angiebt. Es ist unnöthig weitere Experimente zu beschreiben, auf die der Leser selbst verfallen wird.

5.

Es fragt sich nun, ob man die transversal schwingenden Flammen nicht bloß zur Demonstration akustischer Vorgänge, sondern auch zu wissenschaftlichen Zwecken benutzen könne. Um diese Frage zu beantworten, wollen wir noch eine einfache Betrachtung anstellen. In der obigen Ableitung wurde vorausgesetzt, daß die glühenden Theilchen sofort die ganze Geschwindigkeit der schwingenden Luft annehmen. Wie verhält sich nun die Sache, wenn man diese Voraussetzung fallen läßt? Setzen wir die Luftgeschwindigkeit:

$$v_1 = m \sin t + n \cos t$$

und nehmen wir an, die Beschleunigung des glühenden Theilchens sey proportional der Differenz der Luftgeschwindigkeit und seiner eigenen Geschwindigkeit. Heißt die Geschwindigkeit des Theilchens v , so erhalten wir:

$$\frac{dv}{dt} = k(v_1 - v);$$

hieraus findet sich

$$v = k \frac{km+n}{k^2+1} \sin t + k \frac{kn-m}{k^2+1} \cos t + Ce^{-kt}$$

und die Horizontalausweichung des Theilchens

$$y = k \frac{kn-m}{k^2+1} \sin t - k \frac{km+n}{k^2+1} \cos t - \frac{Ce^{-kt}}{k} C_1,$$

woraus man sieht, daß in diesem Falle die Kohlentheilchen ebenfalls in constanten Amplituden schwingen, wenn gleich in anderen als die Luft selbst. Zugleich nähert sich mit dem Aufsteigen des Theilchens die Gleichgewichtslage, um welche die Schwingung stattfindet, asymptotisch einer gewissen Gränze. Von einer solchen Verschiebung der Gleichgewichtslage konnte nun bei den Versuchen nichts bemerkt werden und es kann demnach die frühere Voraussetzung festgehalten werden, nach welcher die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Luft und Kohlentheilchen unmerklich ist.

Trifft Letzteres zu, so können die transversal schwingenden Flammen direct zur Messung der Luftexcursionen angewandt werden, wie sich sehr leicht zeigen läßt. Es sey allgemein $\varphi(t + \tau)$ die Excursion, $\varphi'(t + \tau)$ die Geschwindigkeit der Lufttheilchen, dann ist $y = \varphi(t + \tau) + \text{const.}$ die Excursion der Kohlentheilchen und mit Rücksicht darauf, daß für $t = 0$ auch $y = 0$ ist, $y = \varphi(t + \tau) - \varphi(\tau)$ die Excursion des Kohlentheilchens, welches zur Phasenzeit τ austritt. Biegen wir nun einen Draht in die Form der Schwingung $\varphi(t)$ und lassen diesen zwischen den beiden in Abstände einer Wellenlänge angebrachten Führungen hindurchgleiten, so kann dieser Draht alle Curven vorstehen, welche von Kohlentheilchen beschrieben werden können. Die größtmögliche Excursion der Kohlentheilchen nach rechts kommt vor, wenn die Drahttheile *nn* Fig. 4 Taf. VI, welche die größte Excursion nach links haben, auf *ab* zu liegen kommen. Die größte Excursion nach links tritt mit dem Zusammentreffen von *mm* und *ab* ein.

Der größte Horizontalabstand h des rechten und linken Flammenrandes wird also (für die unendlich dünne Flamme) gleich der doppelten Weite der Luftschwingungen. Für die Flamme von endlicher Breite b ergibt sich leicht Folgendes. Ist a die größte Ausweichung des Lufttheilchens aus der Gleichgewichtslage (bei beliebiger Schwingungsform), h der erwähnte Horizontalabstand für die

schwingende Flamme und b die Breite der ruhenden Flamme, so hat man:

$$a = \frac{h-b}{4}$$

oder für die Entfernung der Endlagen des Lufttheilchens

$$2a = \frac{h-b}{2}.$$

Man hat also an dem erwähnten größten Horizontalabstand der Flammenränder ein sehr einfaches und bequemes Mittel die Excursion der Lufttheilchen zu messen. Diese Abstände können mit dem Cirkel gemessen oder auch durch ein Fernrohr mit Ocularmikrometer abgelesen werden.

6.

Noch eine andere Anwendung läßt die transversal schwingende Flamme zu. Man sieht das leicht durch folgende Betrachtung. Die glühenden Theilchen beschreiben alle aufwärts steigend dieselbe Schwingungscurve, wobei alle Curven, aber jede mit anderer Phase, in der Brenneröffnung beginnen. Hierauf beruht eben die Darstellbarkeit der Flamme durch den oben erwähnten verschiebbaren Draht. Die Gränzcurve der Flamme ist nun nichts weiter als die Umhüllende aller dieser Schwingungscurven. Diese Gränzcurve kann in manchen Fällen identisch werden mit der Schwingungscurve selbst. Wenn aber dies nicht zutrifft, so kann man noch immer an einer Art Streifung der transversal schwingenden Flamme die Form der Schwingungscurve einigermaassen abnehmen. Unter allen Umständen aber sieht man, ob die Schwingungscurve symmetrisch ist oder nicht. Dem entsprechend ist auch die Flammenform symmetrisch oder unsymmetrisch.

Denken wir die Zeiten als Abscissen, die Excursionen als Ordinaten aufgetragen, so erhalten wir die Schwingungscurve. Wir nennen sie symmetrisch, wenn die Ordinate der größten oder kleinsten Excursion eine Symmetrielinie der Curve ist. Legen wir in der halben Höhe der ersten Flammenschlinge eine Horizontale, so muß diese

auch eine Symmetrielinie der Flamme seyn, wenn die Schwingungscurve symmetrisch ist.

Erläutern wir uns dies an einigen Beispielen. In Fig. 5 Taf. VI sey *A* die Schwingungsfigur, durch deren oftmaliges Uebereinanderlegen die Flammenform *B* entsteht. Die Umhüllende oder Gränzcurve *oab* fällt hier mit der Schwingungscurve *mnp* zusammen. Die Schwingungscurve ist in Bezug auf die durch *n* oder *m* gelegten Horizontallinien unsymmetrisch. Ebenso ist auch die Flamme unsymmetrisch sowohl in Bezug auf *rs*, als auch in Bezug auf *ob*.

In Fig. 6 Taf. VI bedeutet *A* die Schwingungsfigur, durch welche die Flammenform *B* entsteht. Erstere ist symmetrisch in Bezug auf *n* oder *m*, letztere in Bezug auf *rs*. Die Gränzcurve stimmt hier mit der Schwingungscurve nicht überein. Dagegen spricht sich die Schwingungscurve in der Streifung der Flamme aus.

6.

Es seyen nun einige Versuche angeführt, welche mit Hülfe der transversal schwingenden Flamme an Pfeifen angestellt wurden. Eine offene Labialpfeife von 2,45^m Länge und 0,14^m Weite im Lichten, ergab mäßig angeblasen am offenen Ende $h = 15^{\text{mm}}$, während die Breite der ruhenden Flamme 4^{mm} betrug. Hiernach war die größte Ausweichung aus der Gleichgewichtslage für die Lufttheilchen in der Mündung der Pfeife 2,75^{mm}. So viel rückten die Theilchen aus ihrer Ruhelage ins Innere und ebensoviel nach außen.

Für eine zweite offene Pfeife von 1,17^m Länge und 0,08^m Weite im Lichten fand sich bei mäßigem Anblasen $h = 12^{\text{mm}}$

$$b = 4^{\text{mm}}, \text{ also } a = \frac{h-b}{4} = 2^{\text{mm}}.$$

Diese Flammendimensionen wurden genau im offenen Ende der Pfeife abgenommen. Geht man mit der Flamme ins Innere der Pfeife, so nimmt die Excursion merklich ab.

Ebenso wird sie kleiner, wenn man sich etwas nach aufsen von der Mündung entfernt, indem die Schallbewegung sich hier nach allen Richtungen ausbreitet, wie man aus der Schwingungsebene der Flamme sehen kann, wenn man sie vor der Mündung hin- und herführt.

Die Höhe der Flamme, die Geschwindigkeit der Gasausströmung hat keinen Einfluss auf die Bestimmung der Excursionen. Man findet immer das gleiche Resultat, wie man auch den Gaszufluss reguliren mag.

Läfst man aber das Gas immer langsamer zuströmen, so geht eine eigenthümliche Veränderung mit der Form der Flamme vor. Sie wird immer niedriger und nimmt zuletzt die Form Fig. 7 Taf. VI an. Der leuchtende Theil erhält also bei so kleiner Ausströmungsgeschwindigkeit eine sehr ähnliche Form, wie diejenige, die wir in der Regel an dem blassen Theil (an der Kohlenoxydflamme) bemerken. Hiernach darf man schliessen, daß die eigenthümliche Form der Kohlenoxydflamme nur von der geringeren Aufsteigegeschwindigkeit der betreffenden Gastheilchen herrührt, welche kleinere Geschwindigkeit sich wieder aus der stärkeren Mischung mit der umgebenden Luft, dem größern Bewegungsverlust durch Reibung und der geringeren Temperatur dieser Gastheile erklärt. Wie aber die Form Fig. 7 Taf. VI bei sehr kleiner Ausströmungsgeschwindigkeit zu Stande kommt, ist wieder leicht verständlich. Würden die glühenden Theilchen gar nicht aufwärts steigen, so würde jedes in Folge der Schallbewegung in einer horizontalen geraden Linie hin- und hergeführt. Dies muß nun nahezu auch eintreten, wenn die Aufsteigegeschwindigkeit so gering ist, daß die während einer Schallschwingung zurückgelegte Strecke sehr klein ist. Die Theile verbrennen dann eher, als sie merklich aufgestiegen sind. Daß wir aber keine leuchtende horizontale Linie, sondern eine sehr lang gezogene Achterschlinge erhalten, kommt von der mit der Schwingungsperiode zusammenhängenden Periode der Ausströmungsgeschwindigkeit.

Aus der Excursion der Lufttheile am Ende einer offenen Pfeife kann man leicht die Dichten oder Druckvariationen in den Knoten bestimmen, wenn die Schwingungsform bekannt ist, oder man irgend eine Schwingungsweise voraussetzt. So heißen x und $x + dx$ die Abscissen zweier Theile, ξ und $\xi + d\xi$ die zugehörigen Excursionen. Ist dx die Entfernung der Theilchen in der Ruhelage, so ist sie $dx + d\xi$ in der Excursion. Nimmt man die Dichte des ruhenden Mediums als Einheit, so drückt sich jene des bewegten einfach durch:

$$\frac{dx}{dx + d\xi} = \frac{1}{1 + \frac{d\xi}{dx}} \text{ aus, was sich auf } 1 - \frac{d\xi}{dx} \dots$$

reducirt, wenn man die Excursionen als sehr klein betrachtet. Ist also ξ die Excursion als Function der Abscisse x und der Zeit t gegeben, so ist die *Verdichtung* einfach $-\frac{d\xi}{dx}$ oder die Dichtenänderung ohne Rücksicht auf das Zeichen $\frac{d\xi}{dx}$. Zählen wir die Abscissen vom Mittelpunkte der Pfeife aus, deren halbe Länge wir l , deren Schwingungsdauer wir T nennen, so haben wir für die einfachste Schwingungsweise

$$\xi = a \sin \frac{\pi}{2l} x \sin \frac{2\pi t}{T} \text{ und}$$

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{a\pi}{2l} \sin \frac{\pi x}{2l} \sin \frac{2\pi t}{T},$$

demnach ist die maximale Dichtenänderung im Knoten

$$A = \frac{a\pi}{2l}$$

Für die 2,45^m lange Pfeife erhält man nun mit Hülfe des $a = 2,75^{\text{mm}}$ $A = 0,0035$. Die Druckvermehrung oder Druckverminderung im Knoten beträgt also 0,0035 einer Atmosphäre, entspricht also einer Wassersäule von 5,6^{cm}. Wurde nun ein Kundt'sches ¹⁾ Schallmanometer in dem mittleren Knoten der offenen Pfeife angebracht, so zeigte sich bei Füllung mit Wasser blofs ein Niveauunterschied

1) Kundt, Pogg. Ann. Bd. 134 (1868).

von 0,6^{cm} und bei einem zweiten Exemplar des Manometers 1,2^{cm}, also beziehungsweise $\frac{1}{6}$ und $\frac{1}{3}$ der zu erwartenden Druckdifferenz. Man sieht aber schon aus der Differenz der beiden Versuche, wie sehr es bei dem Manometer auf minutiöse Ausführung ankommt. So schön der Manometerversuch als Collegienversuch ist, so dürfte doch die Messung der Flammenbreite sicherer und vorzüglicher seyn.

Das erwähnte Kundt'sche Manometer besteht bekanntlich aus einer heberförmigen in die Seitenwand der Pfeife eingesetzten, zum Theil mit Wasser gefüllten Röhre, welche mit dem Inneren der Pfeife durch ein feines Membranventil communicirt, das leicht in Schwingungen geräth und sich entweder in die Pfeife oder in die Röhre öffnet. Im ersteren Fall zeigt das Manometer Verdünnungs-, im zweiten Verdichtungsmaxima.

Für die kürzere 1,17^m lange Pfeife berechnet sich die der Excursion von 2^m entsprechende Druckänderung im Knoten zu 0,0053 Atmosphären. Bei gleichen Excursionen im Bauch der Pfeife nehmen die Druckänderungen zu, wenn die Pfeifenlänge abnimmt, wie aus der Relation $A = \frac{a\pi}{2l}$ zu ersehen ist.

7.

So wurde bereits erwähnt, daß man aus der Form der transversal schwingenden Flamme in vielen Fällen auf die Schwingungsform der Pfeife einen Schluß ziehen kann. Vor dem offenen Ende der kürzeren Pfeife erhielt man die Flammenform *a* Fig. 8 Taf. VI, vor der längeren Pfeife aber die in Fig. *b* schematisch dargestellte Form. Hiebei hat man sich die Pfeifenöffnung links von der Flamme vorzustellen. Beiden Formen muß also eine unsymmetrische Schwingungsform, muthmaßlich die Curve *c* entsprechen. In dieser Curve sind die Zeiten als horizontale Abscissen, die Ausweichungen ins Innere der Pfeife als verticale Ordinaten nach aufwärts aufgetragen. Für

die Flamme *a* ist die Curve von links nach rechts, für die Flamme *b* von rechts nach links zu lesen.

Man kann sich von der Richtigkeit dieser Auslegung auf verschiedene Weise überzeugen. Zunächst kann man die Ausströmungsgeschwindigkeit des Gases so herabsetzen, daß die schmale, leuchtende, liegende Achterschlinge Fig. 7 Taf. VI entsteht.

Faßt man nun einen Spiegel und giebt ihm eine Drehung um eine zu *ab* parallele Axe, so wird die Flamme, die hier fast auf eine zur Pfeifenaxe parallele Linie reducirt ist, sofort in die Curve *c* Fig. 8 Taf. VI aufgelöst.

Daß die unsymmetrische Form der Flamme nicht vom Luftstrom der Pfeife herrührt, lehrt der Umstand, daß auch in Pfeifen, welche mit einer schlaff gespannten Membrane durchsetzt sind, bei welcher also ein Durchziehen der Luft unmöglich ist, dennoch solche unsymmetrische Formen auftreten. Die Schwingungsform *e* Fig. 8. Taf. VI wird aber auch dadurch wahrscheinlich, daß auch im Knoten des Grundtones noch eine beträchtliche Excursion der Flamme, also das Vorhandenseyn der Octave, in beträchtlicher Intensität nachweisbar ist.

Noch durch einen anderen Versuch läßt sich die Form *c* bestätigen. Man stelle eine Schmetterlingsflamme so vor das offene Ende der Pfeife, daß die Flammenfläche zur Pfeifenaxe senkrecht steht. Wenn die Pfeife tönt, sieht die Flamme wie verdoppelt, wie in zwei zu einander fast parallele Blätter gespalten aus. Sie schwingt nämlich in der Richtung der Pfeifenaxe. Stellt man sich ziemlich hoch über die Flamme mit dem Auge in ihrer Ebene, so bietet sie fast den Anblick, wie das Schwingungsfeld einer glänzenden Saite. Wir stimmen nun eine etwas seitwärts über der Flamme parallel der Pfeifenaxe gespannte dicke Saite unison mit der Pfeife und bringen beide Schwingungsfelder mit dem Auge zur Deckung. Sofort erscheinen Lissajous'sche Figuren, die sich sämmtlich durch Annahme der Form *c* gut interpretiren lassen.

Man kann hiernach sagen, daß die transversal schwingenden Flammen recht gut zur *Bestimmung der Luftexcursionen, also zu Schallintensitätsmessungen und wenigstens zur beiläufigen Untersuchung der Schwingungsform geeignet sind.*

VI. *Experimentelle Prüfung der Airy'schen Theorie der Talbot'schen Streifen;* von V. Dvořák.

Die Erscheinung der Talbot'schen Streifen steht im Zusammenhange mit den Beugungserscheinungen an durchsichtigen Schirmen, welche Airy theoretisch abgebildet hat ¹⁾, ohne die Resultate jedoch viel durch den Versuch zu prüfen. Er berechnete aber eine ausführliche Tabelle für das Phänomen und construirte nach derselben die entsprechenden Curven für die Lichtvertheilung. Aus diesen Curven ersieht man, daß z. B. der dunkle Streifen, den Quincke ²⁾ später, ohne von Airy's Herleitung zu wissen, als „erstes Minimum“ bezeichnet hat, mit wachsendem Gangunterschiede seitwärts rücken und abwechselnd dunkler und heller werden muß, was durch die Untersuchungen von Quincke bestätigt wird.

Später behandelte Airy ³⁾ den Fall einer zur Hälfte mit einem durchsichtigen Blättchen bedeckten Spalte und zwar nach Fraunhofer's Art, jedoch wieder bloß theoretisch. Esselbach ⁴⁾ versuchte zwar Airy's Ableitung für einen Fall experimentell zu prüfen, jedoch ohne Erfolg.

1) Diese Ann. Bd. 53, S. 549.

2) Diese Ann. Bd. 132, S. 325.

3) Diese Ann. Bd. 58, S. 525.

4) Diese Ann. Bd. 98, S. 540.

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 7.

Fig. 3.

Fig. 8.

Fig. 5.

Fig. 4.

Fig. 9.

Fig. 6.

Fig. 13.

Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 14.

Fig. 15.