

Die Unterkühlung beim Ausfluss gesättigten Dampfes

Autor(en): **Stodola, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **61/62 (1913)**

Heft 17

PDF erstellt am: **25.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-30710>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die Wiederherstellung der deutschen Stadtkirche in Biel.

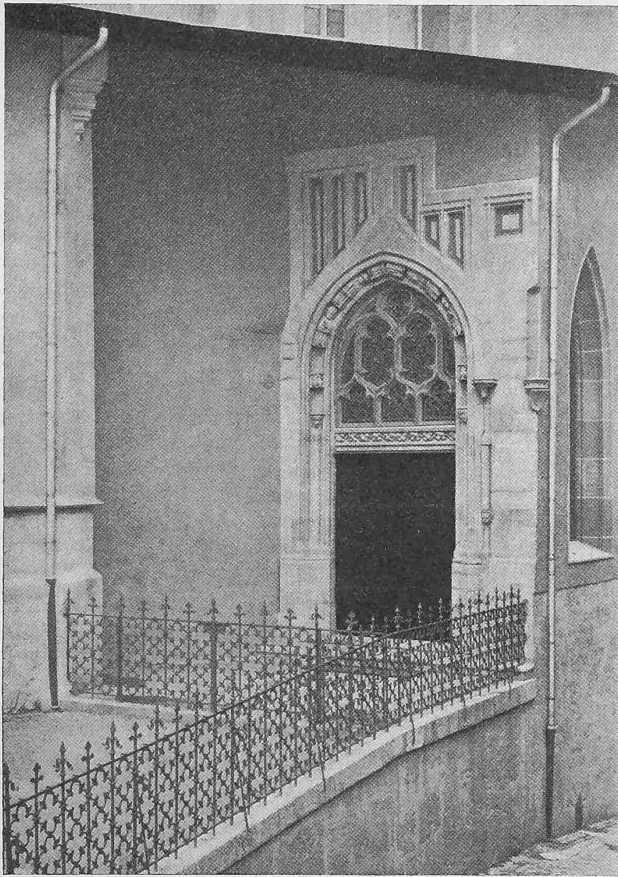


Abb. 6. Nördlicher Eingang vom Ring her.

dem Innern, sowie der Westfassade einen eigenartigen Reiz verleiht (Tafeln 48 und 49 oben).

Das Abdecken der Malschichten bot ebenfalls viel Neues. Es fanden sich deutlich vier solcher Schichten vor, deren älteste der zweiten Hälfte des XV. Jahrhunderts angehört. Dieser Malschichte verdankt man die restaurierte, eindrucksvolle Farbgebung des Chores, die aus gelbem Wandton mit weissem Fugenschnitt bestand. Die Dienste, Rippen, Gurt- und Schildbögen waren als vermutliche Nach-

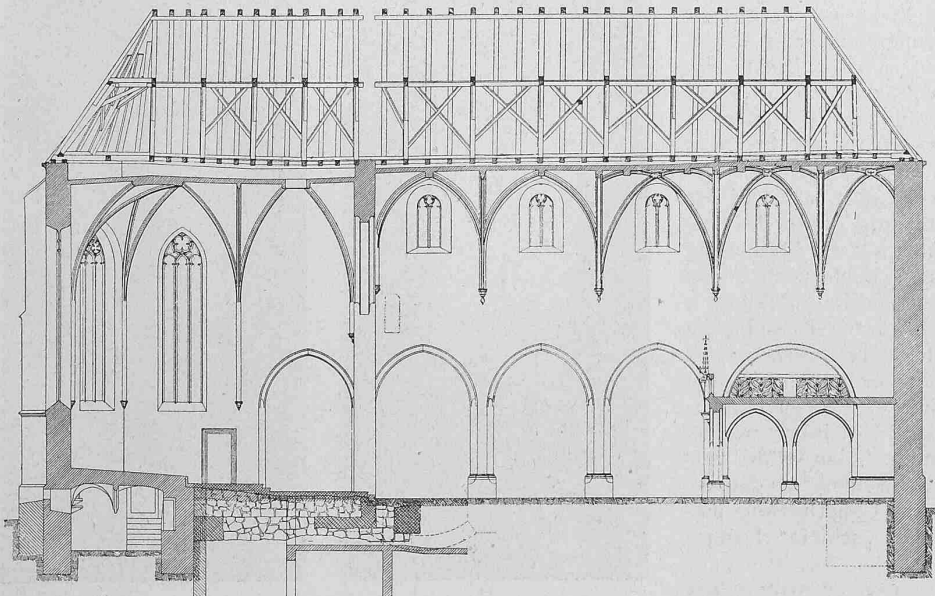


Abb. 4. Längsschnitt durch Mittelschiff und Krypta. — Masstab 1 : 300.

bildung des schönen Hauterivesteines ebenfalls gelb gestrichen und mit weissen Fugen versehen. Die Gewölbekappen weiss und mit einem schwarzen Distelornament, von kräftiger Formengebung, das aus den einfassenden Pollen herausfliesst, sind eine überaus gelungene Ergänzung des gesamten Chordekors. Um das Turmfensterchen und die Sakristeitüre (Abb. 11) fanden sich zur Abwechslung rote Pollen von feiner Wirkung gemalt. Auch bildliche Darstellungen, die im Schiff, den Seitenschiffen und Kapellen abgedeckt werden konnten, gehören dieser Zeit an.

(Schluss folgt.)

Anmerkung der Redaktion. Die photographischen Unterlagen zu dieser Beschreibung verdanken wir dem frdl. Entgegenkommen der «Schweiz. Gesellschaft für Erhaltung historischer Kunstdenkmale», unter deren Mitwirkung die Wiederherstellung der Kirche erfolgt ist. Die Abbildungen 3, 4 und 5 sind nach Originalzeichnungen des Architekten klischiert.

Die Unterkühlung beim Ausfluss gesättigten Dampfes.

Von Professor Dr. A. Stodola in Zürich.

Die klassische Strömungstheorie beruht auf den thermodynamischen Formeln der kinetischen Energie von Kelvin und Zeuner und nimmt an, dass der Dampf sich während der Strömung in thermodynamischem Gleichgewicht befindet, d. h. beim Uebergang in das Sättigungsgebiet stets die Sättigungstemperatur, die dem herrschenden Druck entspricht, besitzt und dass sich während der Strömung ebensoviel Dampf niederschlägt als bei unendlich langsam verlaufender Expansion. Die Hauptstütze dieser Theorie bilden die Versuche vom Hirn und Cazin¹⁾, die überhitzten Dampf sich plötzlich ausdehnen liessen und beobachteten, bei welchem Druck die erste Nebelbildung auftrat. Wenn wir ihre Ergebnisse mit den modernen Dampfzählern nachprüfen, so finden wir, dass diese Nebelbildung fast genau mit dem Erreichen der Grenzkurve übereinstimmt. Demgegenüber wurde von verschiedenen Physikern, insbesondere C. T. R. Wilson²⁾, festgestellt, dass bei der Expansion *vollkommen staubfreier* Luft der darin als Feuchtigkeit enthaltene Dampf auf eine unter der Sättigungsgrenze liegende Temperatur abgekühlt, also „unterkühlt“ werden muss, bevor Nebelbildung, d. h. Kondensation auftrat. Wilson bestimmte das Verhältnis des tatsächlichen Expansionsdruckes zum Sättigungsdruck, den der Dampf bei der unmittelbar vor der Nebelbildung erreichten Temperatur haben würde, und nennt dies Verhältnis „Uebersättigungsgrad“. Es stellte sich heraus, dass sich bei vierfacher Uebersättigung eine erste, sehr schwache Tropfenbildung bemerkbar macht,

und dass erst bei achtfacher Uebersättigung diese Kondensation eine vollständige ist. Sobald indessen die Luft Staubteilchen enthält, dienen diese als „Kondensationskerne“, und es findet reichliche Nebelbildung bei der geringsten Unterschreitung der Grenzkurve statt. Von R. v. Helmholtz und J. J. Thomson stammt die berühmte Entdeckung, dass auch die Ionen (Elektronen) in der Luft Kerne der Kondensation bilden können.

R. v. Helmholtz³⁾ verdanken wir ferner die interessante Beobachtung, dass ein in die freie Luft austretender Dampfstrahl unmittelbar über der Mündung luftklar bleibt, also unterkühlt sein muss und dass die Trübung erst in weiterer Entfernung auftritt. Doch

1) Comptes rendus 63. 1866. S. 1144.

2) Proc. Royal Soc. London. 1897. Bd. 61. S. 240.

3) Annal. d. Phys. NF. 32. 1887. S. 1.

arbeitete Helmholtz höchst wahrscheinlich mit reinem, aus destilliertem Wasser in physikalischen Geräten hergestellten Dampf und offenbar mit ganz kleinen Ueberdrücken.

Um festzustellen, wie sich „technischer“, d. h. in technischen Apparaten erzeugter Dampf in dieser Beziehung verhält, veranstaltete ich im Maschinenlaboratorium der Eidg. Technischen Hochschule Ausströmungsversuche mit gut abgerundeten Mündungen und Düsen. Da das Auge die erste auftretende Trübung auch über dunklem Hintergrunde nicht scharf genug unterscheidet, wurde der Strahl nach Art des Ultra-Mikroskopes durch mittels Linse verdichteten Bogenlampen-Lichtes beleuchtet und senkrecht zur Lichtrichtung beobachtet.

a) Gut abgerundete Mündung von 11,5 mm Durchmesser. Das Bild des Strahles (Abbildung 1), bei welchem der Anfangsdruck das kritische Druckverhältnis nicht überschritten hat, zeigt, dass der Strahl unmittelbar nach dem Austritt vollkommen klar bleibt. In Wahrheit findet dies nicht, wie Helmholtz glaubte, bloss knapp über der Mündung statt, sondern auf weitere Entfernungen hin, solange nämlich, als keine Vermischung mit Luft erfolgt. Der Strahl bildet einen klaren Kern, der von einer kegelig erweiterten, stark nebeligen Hülle umgeben ist, in welcher durch die Staubteile der hinzutretenden Luft sofortige Kondensation ermöglicht wird. Sehr augenfällig tritt diese Schichtung hervor in Abbildung 2, in welcher das Licht durch eine schlitzförmige Blende in der Mittelebene auf den Strahl geworfen, gewissermassen einen *Längenschnitt desselben heraushebt*. Diese Blende wurde bei allen folgenden Versuchen angewendet. Indem man das Druckverhältnis steigert, erscheinen die seit Mach bekannten Schlierenbilder, wie die Abbildungen 3 bis 5 veranschaulichen. Die schönen Untersuchungen über Strahlenbilder von Emden und Prandtl benutzten durchfallendes Licht und boten vor allem eine Darstellung der Dichtenänderung in Luftstrahlen. In unsern Versuchen macht sich die Dichte nur mittelbar durch den Ausdehnungsgrad bemerkbar und der Niederschlag allein ist sichtbar. Abbildung 3 entspricht einem Abdrosseln gesättigten Dampfes von ungefähr 7,5 at abs. auf 3,4 at abs. vor dem Eintritt in die Mündung. Die Kondensation findet nur im mittlern Kern statt, während der Mantel klar bleibt infolge der Ueberhitzung durch die Reibung an der Düsenwand. In Abb. 4 hört mit der Steigerung des Anfangsdruckes die in Abbildung 3 noch vorhandene Periodizität der Schwingungen fast auf und in Abbildung 5 mit rund 8 at abs. ungedrosseltem Druck (im Kessel etwa 8,2 at) vor der Mündung ist sie nicht mehr wahrnehmbar. Höchst auffallend ist die auf den ersten Verdichtungsknoten folgende helle Kernpartie, in welcher (wie beim Hinaufrücken der Beleuchtung noch deutlicher sichtbar wurde) die Kondensation wieder verschwindet. Man wäre versucht, die gewölbte Knotenfläche als „Stossebene“ zu deuten, hinter welcher infolge der Stossverluste Ueberhitzung auftritt. Die schrägen Linien wären dann „schiefe“ Dampfstösse. Doch wollen wir uns, um bei der Hauptfrage zu bleiben, mit diesen verwickelten Erscheinungen nicht weiter aufhalten.

Betrachtet man den Strahl von aussen ohne Blendenbeleuchtung, dann scheint sich die Nebelzone unmittelbar an die Mündung anzuschliessen. Dies war wohl der Grund, warum die meisten Beobachter glaubten, der Dampf trete von Anfang an bläulich gefärbt, d. h. niederschlagsreich aus. Prüft man Abbildung 5 genauer, so zeigt sich indessen zwischen der Mündung und dem Beginn der

Trübung eine helle Stelle, die vermuten lässt, dass der Strahl innerhalb der Mündung noch nicht kondensiert war. Um diese Vermutung zu bestätigen, verwendete ich endlich Düsen aus Glas, die allerdings wegen häufigen Brechens die Versuche manchmal recht ungemütlich gestalteten.

b) Die Düsen wurden aus Kesselwasserstands - Gläsern gezogen und mit der gleichen Blendenbeleuchtung versehen wie oben. Die Aufnahme der Strömung (Abb. 6) lässt nun mit voller Sicherheit erkennen, dass in der Tat der Einlauf bis zum engsten Querschnitt klar bleibt und dass die Trübung erst unmittelbar nach dem engsten Querschnitt einsetzt. Es ist bemerkenswert, dass

diese Kondensierungsgrenze ihre Lage beibehält, wie gross auch der Anfangsdruck sei (die Abbildung entspricht $b_1 = 6$ at abs.), wenn man vom gesättigten Zustand ausgeht. Bei anfänglicher Ueberhitzung rückt die Grenze im konischen Rohrteil hinauf, allein um sehr kleine Beträge, die nur bei sehr schlanken Düsen bemerkbar sind. — Bei diesen Versuchen konnte nebenbei der Dampfstoss mit grosser Deutlichkeit beobachtet werden; Abb. 7 gibt an der gestrichelten Stelle ein freilich unvollkommenes Bild eines solchen. Der Stossquerschnitt war wegen schiefer Einstellung der Düse etwas geneigt, ist daher im Bilde verschwommen. In Wirklichkeit ist der Uebergang ein ganz scharfer und so müssen die Theorien, welche den Stoss als allmähliche Verdichtung infolge eines besondern Reibungsgesetzes zu erklären versuchen, für unzureichend erklärt werden.

Die Unterkühlung beim Ausfluss gesättigten Dampfes.

Von Prof. Dr. A. Stodola in Zürich.

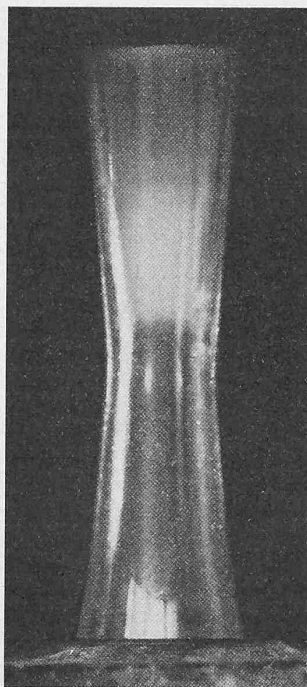


Abb. 6.

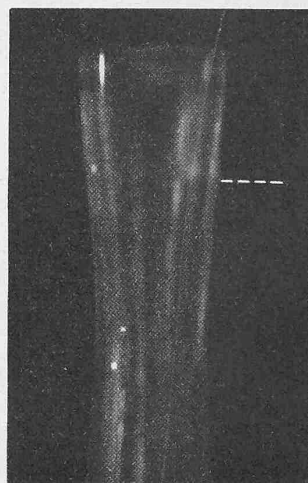


Abb. 7.

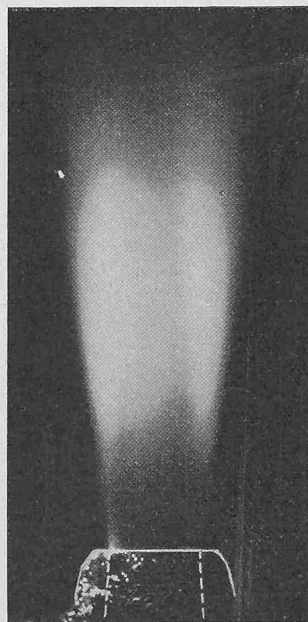


Abb. 1.

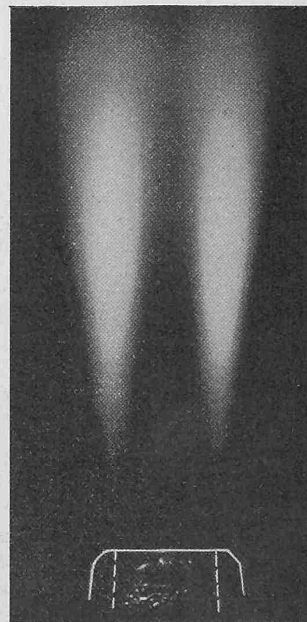


Abb. 2.

Der Grund für die verspätete Kondensation kann erstens darin gesucht werden, dass der Kondensationsvorgang eine gewisse Zeitdauer beansprucht, die während der Ausströmung bis zum engsten Querschnitt der Düse nicht vorhanden ist. In der Tat sieht man nach Abbildung 2, dass der Dampf, obwohl schon unterkühlt, auf einer langen (100 bis 120 mm betragenden) Wegstrecke unkondensiert bleibt, wenn er zu keiner tiefern Expansion gezwungen wird. Allein es ist auffallend, dass sich nach Ueberschreitung der kritischen Druckgrenze sofort Niederschlag einstellt, und zwar gleicherweise in kurzen wie in langen, schwach erweiterten Düsen. Vor allem im freien Strahl, wo nach meinen Versuchen¹⁾ auf sehr kurzen Strecken tiefe Drucksenkungen vorkommen, ist die Kondensation nach Abbildung 5 eine sehr intensive. Daher kommt als zweiter Erklärungsgrund für das Ausbleiben des Niederschlages die Annahme in Betracht, dass auch der technisch erzeugte Dampf (oder doch derjenige unseres Maschinenlaboratoriums, dessen Kessel mit frischem Seewasser gespeien werden) arm ist an Kondensationskernen.

Da diese Annahme in grellem Widerspruch stünde zu den Beobachtungen von Hirn und Cazin, unternahm ich ihre Nachprüfung mit dem Dampf unseres Laboratoriums.

c. *Statische Kondensation.* Ich benützte ein wagerechtes Gasrohr von rund 1,5 m Länge und anfänglich 60 mm lichter Weite (Abbildung 8), in welches der Dampf bei A oben eintrat und bei B durch ein mittels Hebels zu öffnendes Ventil austreten konnte. Am andern Ende befand sich ein weiter Entwässerungshahn C, sodass das Rohr gut mit Dampf durchflutet werden konnte, sowie ein Indikator und Thermometer bei D. Die Böden erhielten Glasverschlüsse zur Durchleuchtung des Innern mittels Bogenlampe E und Linsensystemes F. Nach einigen Vorversuchen wurde das Gasrohr mit Weglassung des rechten T-Stückes durch eine gusseiserne Röhre von 150 mm lichter Weite und 1500 mm Länge ersetzt, die aussen mit isolierter Nickeldraht-Bewickelung und innen wie aussen mit Thermoelementen versehen war, sodass eine Heizung durch elektrischen Strom ermöglicht wurde. Der Gang des Versuches war der folgende: Das Rohr wurde bei offenem Ablass C mittels schwach überhitzten Dampfes so lange gespült, bis die Temperatur stationär blieb. Nach Abschluss von C wurde durch einen Hammerschlag Ventil B sehr wenig angehoben und so eine möglichst kleine Expansion eingeleitet. Infolge Undichtheit des Auslassventils musste das Einlassventil ein klein wenig offen bleiben, sodass nach Schluss

¹⁾ Dampfmaschinen. 4. Aufl. S. 84.

des Auslassventils der Druck fast sofort die anfängliche Höhe wieder erreichte, die Expansion also durch eine Kompression wieder aufgehoben wurde. Es zeigte sich nun, dass, sofern der Anfangszustand der Sättigung nahe kam, sofort eine Verdunkelung des Gesichtsfeldes eintrat, die aber ebenso rasch verschwand, sobald die Kompression wirksam wurde. Die Sättigungsnähe wurde sehr empfindlich dadurch angezeigt, dass bei einer kleinen Druckerhöhung an den kältesten Stellen des (nicht vollkommen gleich erwärmten) Rohres ein leichter Taubeschlag erschien. Schon vorher bildeten sich bei der Expansion die ersten zarten Nebelwölkchen gerade über diesen Stellen. Eine Expansion von 4,5 at abs. auf 4,0 at abs. lieferte bereits deutlich wahrnehmbaren Nebel; das Verfahren gestattet also (wie die Entropietafel zeigt) eine Niederschlagsmenge von weniger als 1% nachzuweisen. Die Zeitdauer der Expansion wird nach blosser Schätzung (da für $\frac{1}{6}$ Sekundenzeiger zu klein) auf weniger als $\frac{1}{10}$ Sekunde zu veranschlagen sein.

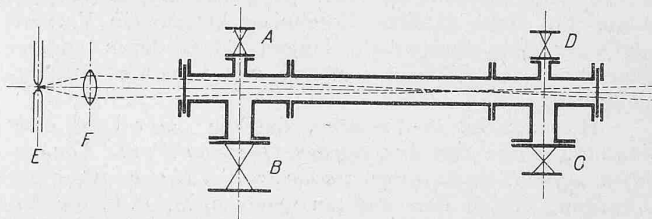


Abb. 8.

Endlich bestätigten sich die Wahrnehmungen von Hirn bei tiefern Expansionen aus dem Ueberhitzungsgebiet auf die Grenzkurve hinunter, die man durch volles Öffnen des Ventils B einleitete. Dabei erschien die Wolke stets zuerst im Zentrum eines das Rohr der Länge nach durchsetzenden Wirbels, der sich beim Abströmen des Dampfes ausbildet. Auch dieses Verfahren ist sehr empfindlich. Beispielsweise zeigt sich eine Nebelwolke bei einer Expansion von 1,7 at abs. und 144 °C Innentemperatur auf 0,98 at (Barometerstand), was wieder weniger als 1% Dampfnaße entspricht. Bei der Expansion von 1,65 at abs. erscheint kein Nebel mehr. Obwohl diese Nachprüfung nicht mit der Präzision der ursprünglichen Versuche durchgeführt werden konnte, genügt sie zur Feststellung, dass auch der Dampf unseres Laboratoriums (also wohl technischer Dampf überhaupt, da auch bei Wiederverwendung der Kondensation stets frisches Speisewasser zugesetzt werden muss) reichlich mit Kondensationskernen versehen ist und

dass bei weniger als $\frac{1}{10}$ Sekunden Expansionszeit sicher ein genügend dichter Niederschlag entsteht. Die Kerne sind übrigens geradezu sichtbar. Ist eine Nebelwolke durch Kompression wieder verdampft worden, so sieht das Lichtbündel im Rohre genau so aus, wie ein Sonnenstrahl in staubigem Zimmer, und die Kerne wirbeln durcheinander wie Staubteilchen in der Luft.

d. *Verschärfte Beobachtung der Düse.* Es lag hiernach nahe zu prüfen, ob auch während der Strömung, wenn die Expansionszeit künstlich vergrößert wird, der Niederschlag bei kleinern Drücken auftritt. Als Mittel hierzu steht lediglich eine Verlängerung des Strömungskanals zur Verfügung, und so wurde ein zylindrisches Glasrohr von rund 400 mm Länge an beiden Enden mit Erweiterungen von 50 mm Länge versehen und in gleicher Weise beleuchtet wie oben. Anfänglich war es schwierig, eine Trübung zu beobachten, bis ich

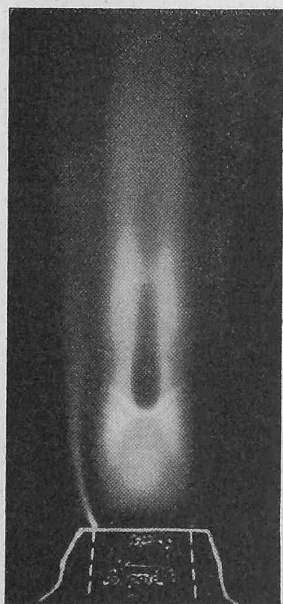


Abb. 3.

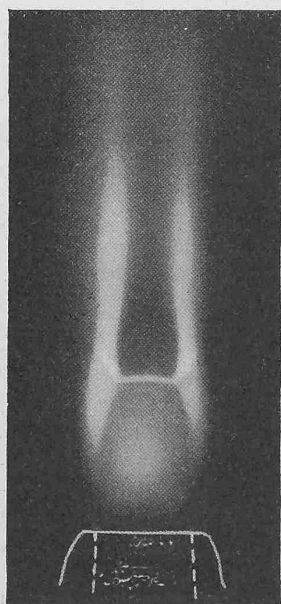


Abb. 4.

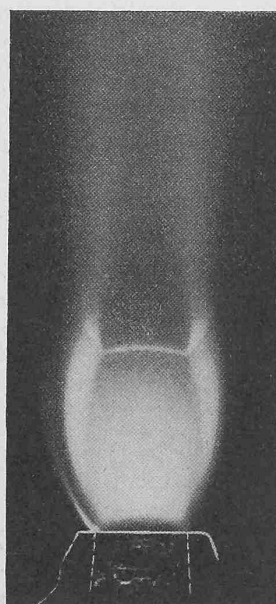


Abb. 5.

dazu kam, das Auge der Lichtquelle fast gegenüber, jedoch so hinzustellen, dass das direkte Licht abgeblendet war und die Sehrichtung einen Winkel von etwa 10 bis 20° mit dem Lichtstrahl bildete. Auf diese Weise ist schon die allergeringste Trübung ungemein deutlich wahrnehmbar und es konnte folgendes beobachtet werden.

Kesseldruck (Sattdampf)	Abgedrosselt vor der Einmündung auf	Auftauchen d. ersten Trübung in einer Entfernung (vom Rohranfang) von
5,0 at abs.	1,8 at abs.	320 mm
5,0 at abs.	2,0 at abs.	200 mm
5,0 at abs.	2,7 at abs.	100 mm
5,0 at abs.	4,7 at abs.	50 mm

Bei ungedrosseltem Dampfe war der ganze zylindrische Teil des Rohres mit Nebelschwaden angefüllt, die als Flocken oder Streifen in raschem Wechsel des Ortes auftraten, aber immer nur schwach nebelgrau gefärbt waren. Beim Eintritte in die Erweiterung erscheint wieder die intensive sattblaue Trübung, die entweder einer viel reichlichen Tropfenbildung oder einer Vergrößerung der Tropfen entspricht. Ganz ähnliche Ergebnisse lieferte ein Versuch mit einer doppelkonischen, langen Düse, deren engster Querschnitt im Abstand von 200 mm vom Eintrittsquerschnitt lag.

Hiernach ist es Tatsache, dass in einer Düse oder Mündung schon vor dem engsten Querschnitt eine Kondensation auftritt, wenn auch in schwächerem Masse. Aber der Uebergang durch den engsten Querschnitt, d. h. die Expansion auf etwas unter den kritischen Druck bildet die Veranlassung zu einer fast plötzlichen, starken Zunahme des Niederschlages.

Selbst im 400 mm langen Rohre ist die Zeitdauer des Durchströmens bloss von der Grössenordnung $\frac{1}{1000}$ sek, während bei unserer Nachprüfung der Versuche Hirns mit etwa $\frac{1}{20}$ sek zu rechnen war. Es scheint hiernach, dass der Zeitmangel für die Ausbildung der Tropfen hinreichender Erklärungsgrund der Unterkühlung ist. Allein die unwandelbar starke Zunahme der Trübung gleich unterhalb des kritischen Druckes deutet darauf hin, dass dem speziellen Zahlenbetrage der Uebersättigung, der dabei auftritt, eine besondere Rolle zukommt. Hier dürfte die Labilität des übersättigten Zustandes so gross sein, dass die aller kürzesten Zeiten hinreichen, den Niederschlag zu bilden. Andererseits ist zu beachten, dass jede Beleuchtungsart bei Tropfenrößen, die unter einer gewissen Grenze liegen, überhaupt versagt und auch in den gut sichtbaren Trübungen über die Menge des Niederschlages nichts ausgesagt werden kann. Da indessen die Lichtstärke und die Dicke der durchleuchteten Dampfschicht vor und nach dem engsten Querschnitt gleich sind, bleibt die Feststellung der sprunghaften Steigerung des Niederschlages hiervon unberührt.

Strömungstheorie und die kapillaren Molekularkräfte.

Die Folgen der beschriebenen Versuchsergebnisse für die Theorie der Strömung und des Dampfturbinenprozesses bestehen vor allem darin, dass wir gezwungen sind, neben der Unterkühlung auf die Energie und Entropie, welche durch die Kapillarkräfte an den sich bildenden Tropfen hervorgerufen werden, Rücksicht zu nehmen.

Solange der unter der Sättigungstemperatur abgekühlte Dampf niederschlagsfrei bleibt, erfolgt seine Zustandsänderung im „Unterkühlungs-“ oder „Uebersättigungsgebiet“, für welches wir in Ermangelung näherer Kenntnisse vorderhand die bekannten Formeln für überhitzten Dampf, also z. B. die von Mollier in der „Hütte“ aufgestellten Beziehungen verwenden können:

$$\left. \begin{aligned}
 \text{Rauminhalt} \quad v &= 47 \frac{T}{p} + 0,001 - \mathfrak{B} \\
 \text{Innere Energie} \quad u &= \frac{10}{3} A p v + 464,7 \\
 \text{Wärmeinhalt} \quad i &= \frac{13}{3} A p v + 464,7 \\
 \text{Entropie} \quad s &= 0,477 \lg n \cdot T - 0,11 \lg n \cdot (p \cdot 10^{-4}) - \mathfrak{C} p 10^{-4} - 1,0544
 \end{aligned} \right\} (1)$$

für $m/kg/sek$ -Einheiten (d. h. p als Druck in kg/m^{-2}), wobei

$$\mathfrak{B} = 0,075 \left(\frac{273}{T} \right)^{\frac{10}{3}}; \quad \mathfrak{C} = \frac{10^5}{3} A \frac{\mathfrak{B}}{T}$$

bedeuten. Sobald Kondensation in Tropfenform auftritt, kommen die Kapillarkräfte der sogenannten *Oberflächen-spannung* ins Spiel. Bezeichnet man diese mit σ in kg für 1 m Breite, so kann zwischen 6 und 40° C gesetzt werden 1)

$$\sigma = 11,62 \cdot 10^{-3} - 1,45 \cdot 10^{-5} T \dots (2)$$

und es ist, wie man durch thermodynamische Beobachtungen nachweisen kann, bei einem Tropfen vom Halbmesser r (in m) die Energie der kapillaren Kräfte für 1 kg des Tropfengewichtes

$$u_k = \frac{3 A}{\gamma_0 r} \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) \dots (3)$$

die Entropie für 1 kg des Tropfengewichtes

$$S_k = - \frac{3 A}{\gamma_0 r} \frac{d\sigma}{dT} \dots (4)$$

Sofern Temperaturgleichheit herrscht, können Tropfen nur bestehen, falls die Dampftemperatur unter der Sättigungstemperatur des jeweiligen herrschenden Druckes liegt, der Dampf also unterkühlt ist; oder mit andern Worten, falls sein Druck p grösser ist als der Sättigungsdruck p_s , der zur erreichten Temperatur T_u gehört. Der Zusammenhang zwischen diesen Grössen wird durch die Formeln von Kelvin und R. v. Helmholtz dargestellt, wonach

$$\lg n \frac{p}{p_s} = \frac{2 \sigma}{\gamma_0 r p v} \text{ oder angenähert } = \frac{2 \sigma}{\gamma_0 r R T_u} (5)$$

ist, wo γ_0 das spezifische Gewicht des Wassers, R die Zustandskonstante des überhitzten Dampfes ~ 47 , T_u die abs. Dampftemperatur bedeutet.

Hiernach wächst p/p_s im umgekehrten Verhältnisse zu r und würde, σ konstant vorausgesetzt, theoretisch ins Unendliche zunehmen. In Wahrheit ist r begrenzt und σ bei Tropfen, die nur aus einigen Molekülen bestehen, sicher kleiner als bei endlichen Tropfen. Beispielsweise wird bei einem Tropfen von rund 1000 Molekülen $r = 1,9 \cdot 10^{-9} m$, $T_u = 100^\circ C$ ($T_u = 373$); $p/p_s = 1,45$, d. h. der Gleichgewichtsdruck bei $100^\circ C$ ist nicht 1,0, sondern 1,45 at. Sobald die Tropfenröße z. B. auf $r = 10^{-7} m$ wächst, ist p/p_s nur noch 1,007, also die Unterkühlung vernachlässigbar. Durch orientierende Rechnungen über die Wärmeleitung der Tropfen wird wahrscheinlich gemacht, dass bis zu dieser Tropfenröße die Temperaturen der Tropfen und des Dampfes sehr nahezu gleich sind. Wäre das nicht der Fall, so verliert Gl. 5 ihre Bedeutung, oder vielmehr sie bleibt auf die äusserste Schicht der Tropfen und die ihn unmittelbar umgebende Dampfatmosphäre beschränkt.

Die Zustandsgrößen des dampfförmigen Teiles seien mit v'_{pT_u} , u'_{pT_u} , i'_{pT_u} , s'_{pT_u} bezeichnet; sie werden mit dem Druck p und der Temperatur T_u (Index u soll die Unterkühlung andeuten) gemäss Gl. (1) gerechnet. Die Zustandsgrößen des flüssigen Teiles sind jeweils die Summen aus dem thermischen Teil u' , i' , s' , die mit der Temperatur T_u so zu rechnen sind, als ob Sättigung vorhanden wäre und aus dem kapillaren Teil u_k , s_k nach Gl. (3) und (4). Diese Summierung darf ausgeführt werden, ob nun thermisches Gleichgewicht herrscht oder nicht. Ebenso ist es gleichgültig, welchen Grund die zeitliche Verspätung hat, denn Energie und Entropie hängen nicht von der Zeit ab, sondern bloss vom augenblicklichen Zustand. Im übrigen müssen wir es der Molekularphysik überlassen, den höchst verwickelten Kondensationsvorgang kinetisch zu erklären. Ist nun für 1 kg des Gemisches der Anteil x dampfförmig ($1 - k$), flüssig, so gilt

$$\left. \begin{aligned}
 v &= x v'_{pT_u} + (1 - x) v' \\
 u &= x u'_{pT_u} + (1 - x) (u'_{T_u} + u_k) \\
 i &= x i'_{pT_u} + (1 - x) (i'_{T_u} + i_k) \\
 s &= x s'_{pT_u} + (1 - x) (s'_{T_u} + s_k)
 \end{aligned} \right\} (6)$$

Wäre die Temperatur der Tropfen von derjenigen des Dampfes verschieden, so müssten die Zustandsgrößen für Dampf und Flüssigkeit getrennt, mit diesen bestimmten Temperaturen gerechnet werden. Die Gleichung

1) Volkmann, Annal. d. Phys. NF. 56. 1895. S. 457.

der Gesamtenergie, unter der üblichen Voraussetzung, dass die Reibungswärme ganz dem Dampfe mitgeteilt wird, lautet auf die Zustände 1 und 2 bezogen:

$$A \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = i_1 - i_2 \dots (7)$$

die Wärmeleichung

$$A R_{1,2} = i_2 - i_1 - \int_1^2 v dp \dots (8)$$

und die Stetigkeitsbedingung

$$g v = f w \dots (9)$$

Ist der Anfangszustand vorgeschrieben und ist vom Endzustand bekannt, welche Unterkühlung vorhanden ist, oder welche Grösse die Tropfen angenommen haben, so bestimmen die Gl. (5), (7), (8), (9) den Endzustand, falls man für die Reibungsarbeit $R_{1,2}$ geeignete Annahmen machen, sie etwa als Teil des adiabatischen Gefälles, in Rechnung stellen kann. Handelt es sich umgekehrt darum, aus Versuchsbeobachtungen die Unterkühlungen festzustellen, so kommen Gl. (5), (7), (9) in Betracht, in welchen $G F_2 p_2 w_2$ durch Beobachtung als gegeben zu betrachten sind, und nach Einsetzen des Wertes von v_2 nach der Gl. (1) nur r, x_2, T_2 als Unbekannte übrig bleiben. Es ist also, verglichen mit der normalen Expansion, die Beobachtung einer Zustandsgrösse mehr, z. B. von p, G, F und w erforderlich.

Statt der genauen thermodynamischen Rechnung, die oben erläutert wurde, dürfte schon die alte Zeuner'sche Formel gute Anhaltspunkte liefern, welche auf der Annahme beruht, dass die Reibungsarbeit für jede elementare Zustandsänderung dem umgesetzten Wärmegefälle proportional ist, d. h. durch den Ausdruck

$$A dR = -\zeta d i$$

wiedergegeben wird. Sie liefert als Gleichung der Expansionskurve

$$\left. \begin{aligned} p v_m &= C \\ m &= k \frac{1 + \zeta}{1 + k \zeta} \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

wobei

und k den Exponenten der reibungsfreien adiabatischen Expansion bedeutet. Im Gebiete der trockenen Unterkühlung ist $k = 1,3$; findet bereits Niederschlag statt, dann wird man für k je nach dem Grade der Unterkühlung, d. h. je nach der Tropfengrösse einen zwischen 1,3 und 1,135 (vollständig gesättigter Dampf) schwankenden Wert annehmen dürfen. Formeln für die Geschwindigkeit findet man beispielsweise in der Hütte (21. Aufl., S. 460):

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^\lambda \right]} \dots (11)$$

mit $\lambda = \frac{m-1}{m}$; daraus folgt das sekundliche Gewicht

$$G = \frac{F w}{v} = \chi F \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \dots (12)$$

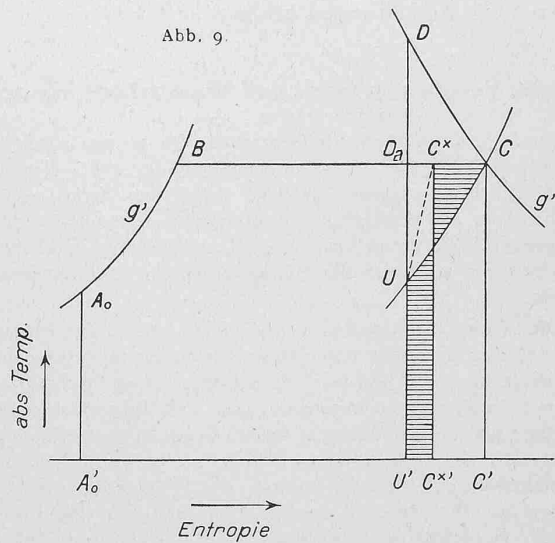
wobei v aus der Gleichung der Expansionskurve zu rechnen ist. Für den engsten Querschnitt gelten ähnliche Beziehungen, wie bei adiabatischer Expansion; insbesondere ist ohne Unterkühlung bei gesättigtem Dampfe (und $\zeta = 0$) bekanntlich $\chi = 1,99$, bei überhitztem Dampf $\chi = 2,09$. Die Versuche von Bendemann und neuerdings Loschge haben für beide Dampfarten $\chi = 2,03$ ergeben. Dies würde nach der Zeunerschen Formel bei überhitztem Dampf ($k = 1,3$) auf $\zeta = 0,05$ führen, was ein wahrscheinlicher Wert ist. Bei gesättigtem Dampf müsste man nach unsern Versuchen bis zum engsten Querschnitt nahezu volle Unterkühlung, also k ebenfalls $= 1,3$ annehmen, und so ist mit der weiteren Annahme gleich grossen Reibungsverlustes ($\zeta = 0,05$) auch die Gleichheit von χ die natürliche Folge, zugleich eine Bestätigung für die grosse Sorgfalt, mit der die zitierten Versuche durchgeführt worden sind.

Am Ende einer erweiterten Düse kann nach dem durch die Versuche gebotenen Augenschein von einer irgendwie beträchtlichen Unterkühlung keine Rede sein. Auch nach der alten Theorie ist das Querschnittserweiterungs-Verhältnis $F_2 : F_m$ für normale Expansion ($k = 1,135$) mit und ohne Reibungswiderstand in so erheblichem Masse grösser als bei Unterkühlung ($k = 1,3$), dass schon aus diesem Grunde

starke Unterkühlung sicher auszuschliessen ist. *Kleinere Beträge hingegen können vorhanden sein*, nur wird es schwierig sein, sie durch die Beobachtung nachzuweisen, da die erforderliche Querschnittsgrösse von der normalen nur sehr wenig abweicht; daher müssen weitere Methoden gesucht werden, die Grösse der Unterkühlung festzustellen. Es sei gleich hier bemerkt, dass eine Temperaturmessung hierzu ungeeignet ist, da wir kein Mittel haben, die Temperatur strömender Gase einwandfrei zu bestimmen. Doch hat dies praktisch keine Bedeutung, denn wir weisen im folgenden nach, dass die Unterkühlung den Wirkungsgrad der Düse nur sehr wenig beeinflusst.

Die Vorgänge in der *mehrstufigen Dampfturbine* werden sich den statischen etwas mehr nähern, da die Gesamtdauer der Strömung innerhalb der Turbine (5 bis 10 oder 20 mal) grösser ist als in einer Düse. Immerhin ist zu vermuten, dass bis zum kritischen Druckverhältnis (bezogen auf den Anfangsdruck) die Unterkühlung eine ziemlich weitgehende sein wird, vollends selbstverständlich dann, wenn dieses (und ein noch grösseres) Druckverhältnis, wie bei modernen Turbinen üblich, in einer einzigen Stufe überwunden wird. Uebrigens ändert sich dabei die Strömungsgeschwindigkeit nur wenig und man hat im wesentlichen nur auf das spezifische Volumen, d. h. die Querschnittsgrösse zu achten. Bei dieser kommt aber, insofern die Leitung die übliche Form des schief abgeschnittenen Leitkanales besitzt, noch der Einfluss der einseitigen Verdichtung durch die Krümmung der Dampfbahnen in Betracht, sodass die empirische Bestimmung des Ausflussfaktors χ der einzig gangbare Weg sein dürfte, wie das von Loschge schon mit Erfolg durchgeführt worden ist¹⁾. Ueber die Hauptfrage, nämlich die Grösse der Verluste erhalten wir im Nachfolgenden Aufschluss.

Abb. 9



Darstellung der Unterkühlung im Entropiediagramm und der Umwandlungsverlust.

Es seien in Abbildung 9 Linien $g'g''$ die Grenzkurven für flüssiges Wasser und trocken gesättigten Dampf. Die Unterkühlung bei einem Drucke p wird dann durch die Rückwärtsverlängerung CU der Linie $p = \text{konstant}$ aus dem Ueberheizungsgebiet dargestellt und da man sich CU als umkehrbar vorstellen kann, ist $A'_0 U'$ die Entropie für den Zustand U . Der Wärmeinhalt wird dargestellt durch die Wärmezuführungsfläche $A'_0 A_0 B C C'$, von der abzuziehen ist die Wärmeableitungsfläche $CUU'C'$. Wird der unterkühlte Dampf bei konstantem Drucke in gesättigten (Punkt C^*) verwandelt (von solcher Tropfengrösse, dass man $p/p_s = 1$ setzen darf), so muss nach dem Energieprinzip

$$u_{Tu} = u_s^* + A p (v_s^* - v_{Tu})$$

oder

$$u_{Tu} + A p v_{Tu} = u_s^* + A p v_s^*$$

d. h. der Wärmeinhalt bleibt unverändert. Also sind die *wagerecht schraffierten Flächenabschnitte einander gleich*. Da

¹⁾ Zeitschrift d. V. d. Ing. 1913. S. 60.

die Unterkühlung $D_a U$ nur klein ist gegenüber der absoluten Temperatur $D_a U'$, so liegt C^* sehr nahe bei der durch U gehenden Adiabate. Der Verlust dieser Umwandlung ist das Produkt aus der Entropievermehrung und der absoluten Endtemperatur, oder was dasselbe ist, der Inhalt der „Verlustfläche“ $D_a C U$. Der Anblick einer masstäblichen Entropieskizze oder Proberechnungen führen nun zu folgendem Ergebnis: *Der Energieverlust der Umwandlung des unterkühlten Dampfes in gesättigten ist für die bei Turbinen in Betracht kommenden Druckgefälle kleiner als 1% des adiabatischen Gefälles, darf also praktisch als belanglos erklärt werden.*

Auf die Darstellung anderer Prozesse mit *nassem*, unterkühltem Dampf kommen wir später zurück. Es genüge, zu bemerken, dass auch die Vorgänge in der *mehrstufigen Turbine* bequem verfolgt werden können.

Geht beispielsweise eine Expansion vom Anfangspunkte D aus vor sich, und ist ξ der für alle Stufen konstante Verlust (in Teilen des adiabatischen Teilgefälles), so ist der *Gesamterlust* für den Fall, dass mit Unterkühlung bis auf die Drucklinie $C U$ expandiert wird, gegenüber normaler Expansion, das Produkt von $(1 - \xi)$ und der Verlustfläche $D_a C U$. Auch dieser Verlust *kommt also praktisch nicht in Betracht.*

Es kommt hinzu, dass der Dampf, solange er rein unterkühlt bleibt, infolge der Abwesenheit von Tropfen geringere Reibungsverluste verursacht, denn die Tropfenfreiheit ist wohl der einzige Grund, warum sich überhitzter Dampf günstiger verhält als nasser. So könnte der Verlust der Unterkühlung unter Umständen ganz aufgehoben oder sogar in einen kleinen Gewinn verwandelt werden. Im übrigen setzen wir die Versuche fort und hoffen, in Bälde weitere Aufklärungen bringen zu können.

Schweiz. Verein von Gas- und Wasserfachmännern.

Am 5. April 1913 haben in Olten unter Vorsitz von Gasdirektor A. Weiss in Zürich die Generalversammlung der am Technischen Inspektorat schweizerischer Gaswerke beteiligten Werke und die XIV. Konferenz der Werkleiter schweizerischer Gas- und Wasserwerke getagt, sowie daran anschliessend unter Vorsitz von Direktor Dr. P. Miescher in Basel die Kohlenvereinigung schweizerischer Gaswerke.

Die *Generalversammlung des Technischen Inspektorates schweizerischer Gaswerke* nahm Geschäftsbericht und Abrechnung für die Berichtsperiode 1911 bis 1912 entgegen. Das Inspektorat ist aus dem Schweizerischen Verein von Gas- und Wasserfachmännern hervorgegangen, dessen Vorstand beiden Vereinigungen gemeinsam ist; der Sitz des Inspektorates befindet sich in Zürich. Dem Geschäftsbericht, der sich auf die Zeit vom 1. September 1911 bis 31. Dezember 1912 erstreckt, ist zu entnehmen, dass der auf dem Boden der Freiwilligkeit gegründeten Institution auf Ende 1912 59 Gaswerke angehörten. Der Geschäftsbericht verbreitet sich über die Tätigkeit des Inspektorates, das statutengemäss die Prüfung und Genehmigung von Bauplänen für Gaswerke besorgt, dem ferner auf Grund der in der Berichtsperiode erlassenen Sicherheitsvorschriften die regelmässige Inspektion der Werke, die Erteilung von Auskünften über den Gaswerkbetrieb, die Untersuchung der Ursachen von Störungen und Unfällen im Betrieb oder Umbau von Gaswerken, sowie die Sammlung und Verwertung von Mitteilungen und Erfahrungen übertragen ist. Ein mündliches Referat des Inspektors über die Art der anlässlich der Inspektionen erfolgten Beanstandungen ergänzte den Bericht. Die Abrechnung schliesst mit einem Aktivsaldo von Fr. 1855,11, der auf neue Rechnung übertragen wird. Den Verwaltungsorganen wurde durch die Versammlung einstimmig und unter Verdankung der geleisteten Dienste Décharge erteilt. In seinem Schlusswort gab der Vorsitzende, Direktor Weiss, der Genugtuung Ausdruck, dass die neue zu segensreichem Wirken berufene Institution die volle Anerkennung der beteiligten Werke gefunden habe.

Die anschliessende *XIV. Konferenz der Werkleiter schweiz. Gas- und Wasserwerke* wurde durch interessante Mitteilungen von Direktor Zollikofer über Versuche mit Olslicht eingeleitet, die im

Auftrag des Gaswerks St. Gallen durch Herrn Professor Kopp ausgeführt worden sind.

Die Besprechung der *Marktlage für die Nebenprodukte* (Koks, Teer, Ammoniak usw.), denen im Haushalt der Gaswerke eine ausschlaggebende Rolle zufällt, gab Veranlassung, aus der Mitte der Versammlung die in früheren Sitzungen wiederholt diskutierte und als wünschenswert bezeichnete Schaffung einer Zentralstelle für den Fernverkauf der Nebenprodukte, hauptsächlich Koks, zu beantragen. Es ist beabsichtigt, den Verkauf der Nebenprodukte innerhalb ihres eigenen Gasversorgungsgebietes nach wie vor den einzelnen Gaswerken zu überlassen, während einer, vorteilhaft der bestehenden Kohlenvereinigung schweizerischer Gaswerke anzugliedernden Zentralstelle der Verkauf der für den Absatz ausserhalb der eigenen Gasversorgungsgebiete der Werke verbleibenden Mengen zuzuweisen wäre; für den Verkauf dieser Mengen haben sich bisher einzelne Werke von Fall zu Fall verständigt, öfters aber noch gegenseitig konkurrenziert zum eigenen Schaden und einzig zum Nutzen der den Transport dieser immerhin erheblichen Mengen vom Gasversorgungsgebiet des einen Werkes in dasjenige des andern besorgenden Bahnverwaltungen. Die weitere Ausarbeitung des Projektes und eventuell die Vorlage von Statuten auf die Herbstsitzung wurden einer aus den Vorständen den Schweizerischen Vereins von Gas- und Wasserfachmännern und der Kohlenvereinigung schweizerischer Gaswerke gebildeten und unter Zuwahl einiger Mitglieder aus der Mitte der Versammlung ergänzten Kommission überwiesen.

Ueber *Teerdestillation* referierte Ingenieur C. Roth. Die Teerproduktion der schweizerischen Gaswerke beträgt rund 25 000 t jährlich, davon werden zurzeit rund 14 000 t nach dem Ausland verkauft, der Rest wird im Inland ohne weitere Verarbeitung zu verschiedenen Zwecken verbraucht. Durch die Möglichkeit der Verwendung von Teeröl als Betriebsstoff für Dieselmotoren dürfte die Absatzmöglichkeit für die aus der einmaligen Destillation des Teers sich ergebenden Leichtöle, Mittel- und Schweröle, die letzteren ohne Einschluss des Anthrazenöls, gegeben sein, da in der Schweiz heute schon mehr Brennstoffe, in der Hauptsache Petroleumrückstände, als Betriebsmaterial für Dieselmotoren verbraucht werden, als aus den verfügbaren Mengen Teer zum Motorenbetrieb brauchbare Öle erhältlich sind. Die enorme Preissteigerung der Petroleumöle macht übrigens für den Dieselmotorenbetrieb die Beschaffung eines billigeren und wenn möglich im Inland erzeugten Brennstoffes wünschenswert. Schwierigkeiten dürfte dagegen vorläufig der Absatz des als Hauptprodukt der Teerdestillation entfallenden Pechs bilden, solange dieses nicht, wie es schon seit Jahren in England mit Vorteil geschieht, auch bei uns für den Strassenbau Verwendung findet. Die Ausführungen des Referenten wurden durch die Herren Professor Constam und den Vorsitzenden, Direktor Weiss, ergänzt. Direktor Zollikofer machte ferner Mitteilungen über die Verwendung von rohem Steinkohlenteer im 800 PS-Dieselmotor des Gaswerkes der Stadt St. Gallen.

Die *Generalversammlung der Kohlenvereinigung schweizer. Gaswerke* unter dem Vorsitz von Direktor Dr. Miescher genehmigte eine vom Vorstand vorgeschlagene, die Verwendung des Geschäftsüberschusses betreffende Statutenänderung. Geschäftsbericht und Jahresrechnung für 1912 gaben zu keiner Diskussion Anlass. Dem erstern ist zu entnehmen, dass die als Genossenschaft organisierte Vereinigung 47 Kohlen beziehende Werke umfasst, die im Berichtsjahre zusammen 310 440 t Gaskohlen aus den verschiedensten Bezugsgebieten im Rechnungsbetrage von 6 136 679 Fr. (ab Zeche oder Hafestation) durch die Vereinigung bezogen haben. Für Kohlenuntersuchungen (1251 Tigelproben, 54 Zweierofenproben) wurden 17 730 Fr. verausgabt. Die Verbandsmitglieder werden über die Untersuchungsergebnisse durch monatliche Bulletins orientiert, der Geschäftsbericht enthält eine Zusammenstellung der gefundenen Durchschnittsergebnisse für die verschiedenen Kohlenarten und Provenienzen. Die Jahresrechnung wurde einstimmig genehmigt und den Verwaltungsorganen Décharge erteilt. Der Jahresbeitrag wurde auf der bisherigen Höhe belassen.

Als Rechnungsrevisoren wurden bezeichnet die Direktoren Bader (Winterthur) und Dind (Neuenburg), als Suppleant Direktor Kuhn (Bern).

Es folgte noch die Aufnahme von zwei neuen Mitgliedern, worauf um 5 Uhr der arbeitsreiche Sitzungstag geschlossen werden konnte.

R.