Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 59/60 (1912)
Heft: 12

Artikel: Der Durchschlagsvorgang bei den Eisenbahnsammelbremsen mit Uebertragung durch Luft
Autor: Fliegner, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-29959

Der Durchschlagsvorgang bei den Eisenbahnsammelbremsen mit Uebertragung durch Luft.

Von Prof. Dr. *A. Fliegner*, Zürich.

Die bisherigen Beobachtungen an den Luftsammelbremsen der Eisenbahnen haben übereinstimmend ergeben, dass die Durchschlagsgeschwindigkeit bei den Ueberdruckbremsen weit unter der Schallgeschwindigkeit bleibt, während bei den Saugbremsen meistens Ueberschallgeschwindigkeit erreicht wird. Dieses verschiedene Verhalten, namentlich das auf den ersten Blick auffallende gelegentliche Ueberschreiten der Schallgeschwindigkeit, ist für die Herren Maschinen-Kommissär Dr. *A. Langrod* und Professor Dr. *K. Kobes,* beide in *Wien*, Veranlassung gewesen, die Frage der Durchschlagsgeschwindigkeit näher zu untersuchen. Herr *Langrod* behandelt zunächst kurz die Saugbremsen [1]), später auch ausführlicher die Ueberdruckbremsen [2]), während sich Herr *Kobes* besonders eingehend mit den Saugbremsen beschäftigt [3]). In den beiden letzten Arbeiten stützen sich die Herren Verfasser auf Ergebnisse von *Riemann* [4]), Herr *Kobes* namentlich auch noch auf solche von *Hugoniot* [5]).

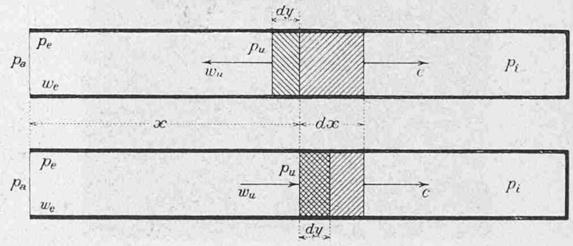
Alle diese Untersuchungen nehmen ausdrücklich *nur widerstandslose* Vorgänge an. Nun hat aber die Bremsleitung gegenüber ihrer Länge einen so kleinen Durchmesser, dass die Rohrreibungswiderstände einen ziemlich hohen Betrag und daher einen entscheidenden Einfluss erreichen müssen. Ausserdem fragt es sich auch, ob nicht vielleicht beim Beginn der Bewegung der im Rohre enthaltenen Luft noch besondere Widerstände auftreten, eine Art Reibung der Ruhe. Dazu kommt, dass gegen die erwähnten Untersuchungen auch noch andere Einwände zu erheben sind, auf die aber erst später eingegangen werden kann. Jedenfalls darf hiernach nicht erwartet werden, dass die bisherigen Rechnungsergebnisse die Wirklichkeit genügend genau darstellen.

Daher soll in den folgenden Entwickelungen einmal der Versuch gemacht werden, den Durchschlagsvorgang unter möglichster Berücksichtigung aller Widerstände zu verfolgen. Dabei soll aber nicht auf von andern Seiten aufgestellte Formeln zurückgegriffen, vielmehr sollen alle nötigen Gleichungen kurz hergeleitet werden, nur gestützt auf allgemein bekannte Grundsätze der Mechanik und Thermodynamik. So sind die Leser der Mühe enthoben, ihnen vielleicht nur schwer zugängliche Bücher nachlesen und durcharbeiten zu müssen.

Zunächst muss festgestellt werden, auf welche Art die Untersuchung des Durchschlagsvorganges am zweckmässigsten vorgenommen wird. Da scheint es nun nicht gut, dem von *Hugoniot* eingeschlagenen Wege zu folgen. Dieser Forscher geht nämlich, allerdings auch zu andern Zwecken, davon aus, dass in einem zylindrischen, mit Luft angefüllten Rohr ein Kolben nach einem bestimmten Gesetz fortbewegt wird, und er untersucht, wie sich die dadurch veranlasste Druckänderung in der ursprünglich ruhenden Luft fortpflanzt. Von den dort behandelten verschiedenen Arten der Bewegung des Kolbens könnten hier nur die gleichförmige und die gleichförmig beschleunigte in Frage kommen, und diese werden denn auch, namentlich die letzte, von Herrn *Kobes* herangezogen.

Bei den Luftsammelbremsen ist jedoch ein solcher Kolben überhaupt gar nicht vorhanden. Man könnte allerdings an seiner Stelle die äusserste am Bremshahn auf der Lokomotive anliegende Grenzschicht vom ursprünglichen Luftinhalt des Rohres einführen. Sobald aber der Hahn geöffnet wird, tritt diese Grenzschicht bei Ueberdruckbremsen sofort aus dem Rohre hinaus ins Freie und mischt sich dort mit der Aussenluft. Diese Schicht und was aussen mit ihr geschieht, kann daher die weitern Vorgänge im Innern des Rohres keinesfalls noch irgendwie beeinflussen. Es sei denn, dass man, in Abweichung von der Wirklichkeit, das Rohr ausserhalb des Bremshahnes beliebig weit fortgesetzt annehmen würde. Bei Saugbremsen bleibt die Grenzschicht zwar im Rohre und verschiebt sich darin nach einwärts. Auch wirkt auf die im äussern Teile des Rohres strömende Luftmenge während des ganzen Durchschlagsvorganges ein Ueberdruck im Sinne von aussen nach innen zu. Dieser Ueberdruck muss aber ununterbrochen neue Luftmengen in Bewegung setzen, teils vom ursprünglichen Rohrinhalt, teils solche, die fortlaufend aus der umgebenden Atmosphäre eingesaugt werden. Ob unter diesen Umständen der Grenzschicht noch eine bestimmte Art der Bewegung, namentlich eine gleichförmig beschleunigte, vorgeschrieben werden kann, darf nicht ohne weiteres bejaht, sondern sollte vorher genauer geprüft werden.

Hiernach erscheint es tatsächlich als unzweckmässig, mit einem geeignet bewegten Kolben zu arbeiten. Es dürfte vielmehr richtiger sein, wie es von Herrn *Langrod* auch (L. 1908) geschehen ist, davon auszugehen, dass durch das Oeffnen des Bremshahnes im Endquerschnitt der Leitung plötzlich ein *Druck* einzuwirken beginnt, der von dem vorhergehenden ruhenden Druck in ihr *endlich verschieden* ist. Dadurch kommt zunächst die Grenzschicht plötzlich mit einer endlichen Geschwindigkeit in Bewegung. Dieser unstetige Vorgang pflanzt sich dann immer weiter in das Innere des Rohres fort, wobei sich aber der neu entstehende Druck voraussichtlich dem ursprünglichen innern Druck um so mehr nähern wird, je weiter die Unstetigkeitsstelle nach innen hineingerückt ist.



Zur rechnerischen Verfolgung des ganzen Vorganges muss nun zuerst der Teilvorgang an einer augenblicklichen Unstetigkeitsstelle untersucht werden. Es bezeichne dabei, siehe auch die Abbildung:

F den konstant vorausgesetzten Querschnitt der Bremsleitung;

x den Abstand vom Bremshahn, bis zu welchem die Unstetigkeitsstelle in der Zeit t nach dem Oeffnen des Hahnes gelangt ist;

p_a den Atmosphärendruck;

p_i, v_i die ursprünglichen Werte des Druckes und des spezifischen Volumens der Luft in der Leitung vor dem Oeffnen des Bremshahnes;

p_u, v_u Druck und spezifisches Volumen unmittelbar ausserhalb der Unstetigkeitsstelle;

g, wie üblich, die Beschleunigung der Schwerkraft.

Von den Pressungen ist p_i bei Ueberdruckbremsen grösser, bei Saugbremsen kleiner als p_a, während p_u der Natur der Sache nach zwischen p_i und p_a fallen muss und höchstens je eine dieser Grenzen wirklich erreichen kann.

Im nächsten Zeitelement dt komme nun von der ruhenden Luft im Rohre ein Element von der Länge dx in Bewegung. Auf dieses Längenelement wirkt während dt der Ueberdruck $\pm F(p_i - p_u)$ *kg*, bei Ueberdruckbremsen

[1]) *Langrod*, „Zu den Bremsversuchen des k. k. österreichischen Eisenbahnministeriums", Zeitschrift des österr. Ing.- und Arch.-Vereins 1908 Seite 553 und 554 und eine spätere Zuschrift, Seite 796. Wird weiterhin mit L. 1908 bezeichnet.

[2]) *Langrod*, „Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bremswirkung bei Druckluft- und Vakuumbremsen", *Glaser's* Annalen 1910, Seite 56 bis 60. Weiterhin mit L. 1910 bezeichnet.

[3]) *Kobes*, „Die Durchschlagsgeschwindigkeit bei den Luftsaug- und Druckluftbremsen", Zeitschrift des österr. Ing.- und Arch.-Vereins 1910. Weiterhin mit K. bezeichnet.

[4]) *Riemann*, „Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik", bearbeitet von *Weber*, Band 2, Abschnitt 22.

[5]) *Hugoniot*, „Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits", Journal de l'école polytechnique, Cah. 57 et 58.

mit dem obern Vorzeichen nach auswärts, bei Saugbremsen mit dem untern nach einwärts. $\pm F(p_i - p_u)$ ist also immer der absolute Wert dieses Ueberdruckes. Er besitzt eine endliche Grösse, erteilt daher dem unendlich kleinen Massenelement eine unendlich grosse Beschleunigung und bringt es folglich in dt auf eine *endliche* Geschwindigkeit w_u, die nach dem Satz vom Antrieb berechnet werden kann, also aus:

$$\pm F(p_i - p_u)\, dt = \frac{F\, dx}{g\, v_i}\, w_u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

w_u ist dabei in der Gleichung der absolute Wert dieser Strömungsgeschwindigkeit; sie ist für das obere Vorzeichen der linken Seite nach auswärts gerichtet, für das untere nach einwärts. Diese Geschwindigkeit w_u wird von der äussern Endfläche des Längenelements schon am Anfang des Zeitelements angenommen, während die innere Endfläche erst am Ende von dt in Bewegung kommt. Und zwar geschieht das voraussichtlich mit einer von w_u unendlich wenig verschiedenen Geschwindigkeit, wobei sich auch der dortige Druck auf einen von p_u unendlich wenig verschiedenen Wert einstellen wird. Diese unendlich kleinen Aenderungen verschwinden aber aus der Gleichung gegenüber den anfänglichen endlichen Werten.

Dividiert man in (1) mit dt weg, so entsteht rechts der Differentialquotient:

$$\frac{dx}{dt} = c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Er bedeutet die Geschwindigkeit, mit der sich die Druckänderung im Rohre fortpflanzt, ist also die *Durchschlagsgeschwindigkeit.* Diese bleibt stets nach einwärts zu gerichtet.

Mit der Bezeichnung c nach (2) schreibt sich (1):

$$\pm (p_i - p_u) = \frac{c\, w_u}{g\, v_i} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

In der unendlich kurzen Zeit dt verschiebt sich die äussere Begrenzungsebene des Längenelements dx um

$$dy = w_u\, dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

nach auswärts oder einwärts. Dadurch ändert sich sein Volumen aus $F dx$ in $F(dx \pm dy)$. Im gleichen Verhältnis ändert sich sein spezifisches Volumen aus v_i in v_u, und es ist daher mit (2) und (4):

$$\frac{v_u}{v_i} = \frac{dx \pm dy}{dx} = 1 \pm \frac{w_u}{c} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Zwischen den bis jetzt eingeführten Grössen besteht noch ein weiterer Zusammenhang, der aus der ersten Hauptgleichung der Thermodynamik hergeleitet werden muss. Der unstetige Vorgang verläuft sehr rasch, sodass dabei zu einem Wärmeaustausch mit der Umgebung kaum Zeit zur Verfügung steht. Daher darf unbedenklich angenommen werden, dass keinerlei Wärmeaustausch stattfindet. Widerstände sollen zunächst auch unberücksichtigt bleiben. Dagegen ändert sich die innere Arbeit für jedes Kilogramm, wenn $\varkappa$ den Quotienten der beiden spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen bezeichnet, aus $p_i v_i / (\varkappa - 1)$ in $p_u v_u / (\varkappa - 1)$. Aeussere Arbeit wird nur an der äusseren Begrenzungsebene des Elements verrichtet, durch Ueberwindung von p_u beim Uebergang aus v_i in v_u; sie ist daher gleich $p_u (v_u - v_i)$. Diese Arbeit wird von selbst wegen (5) bei Ueberdruckbremsen positiv, bei Saugbremsen negativ. Endlich nimmt das Element für jedes Kilogramm aus der Ruhe die Strömungsenergie $w^2_u / 2g$ an. Die Schwerkraft fällt ausser Betracht, weil die Bremsleitung wesentlich horizontal verläuft. Daher ergibt sich der gesuchte Zusammenhang zu:

$$\frac{p_u v_u - p_i v_i}{\varkappa - 1} + p_u (v_u - v_i) + \frac{w^2_u}{2g} = 0 \quad . \quad . \quad (6)$$

p_i und v_i sind als gegeben anzusehen. Die drei voneinander unabhängigen Gleichungen (3), (5) und (6) bestimmen daher den Zusammenhang zwischen den vier Grössen p_u, v_u, w_u und c. Eine unter ihnen muss geeignet gewählt werden, und zwar geschieht das für Rechnungen am bequemsten mit p_u. Führt man dabei noch die übliche adiabatische *Schallgeschwindigkeit:*

$$s = \sqrt{\varkappa g p_i v_i} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

ein, so erhält man für die drei übrigen Grössen:

$$\frac{v_u}{v_i} = \frac{(\varkappa+1) p_i + (\varkappa-1) p_u}{(\varkappa-1) p_i + (\varkappa+1) p_u}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\frac{w_u}{s} = \pm (p_i - p_u) \sqrt{\frac{2}{\varkappa p_i [(\varkappa-1) p_i + (\varkappa+1) p_u]}}, \quad . \quad . \quad (9)$$

$$\frac{c}{s} = \sqrt{\frac{1}{2\varkappa}\left[\varkappa - 1 + (\varkappa+1)\frac{p_u}{p_i}\right]}. \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Die beiden letzten Gleichungen lassen erkennen, dass die Geschwindigkeiten w_u und c an gewisse Grenzen gebunden sind. Es ist nämlich bei *Ueberdruckbremsen* mit

$$1 > \frac{p_u}{p_i} > 0 : 0 < \frac{w_u}{s} < \sqrt{\frac{2}{\varkappa(\varkappa-1)}} = 1{,}875;$$

$$1 > \frac{c}{s} > \sqrt{\frac{\varkappa - 1}{2\varkappa}} = 0{,}3796, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

bei *Saugbremsen* mit

$$1 < \frac{p_u}{p_i} < \infty : 0 < \frac{w_u}{s} < \infty; \; 1 < \frac{c}{s} < \infty. \quad . \quad (12)$$

Hiernach müsste also die Durchschlagsgeschwindigkeit c bei Ueberdruckbremsen immer kleiner bleiben, als die Schallgeschwindigkeit, bei Saugbremsen dagegen ununterbrochen grösser. Nur an der Grenze $p_u = p_i$, also bei unendlich kleiner Aenderung des Druckes und daher auch der Dichte, wäre sie gerade der Schallgeschwindigkeit gleich, wie es sein muss. Für die Strömungsgeschwindigkeit gäbe es eine obere Grenze nur bei den Ueberdruckbremsen, während sie bei den Saugbremsen bis ins Unendliche sollte wachsen können.

Für die folgenden Untersuchungen ist noch das Verhältnis zwischen diesen beiden Geschwindigkeiten nötig. Es ergibt sich am einfachsten aus (5) zu:

$$\frac{w_u}{c} = \pm \left(\frac{v_u}{v_i} - 1\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Bei *Saugbremsen* findet der Natur der Sache nach an der Unstetigkeitsstelle eine Kompression der Luft statt, sodass $v_u < v_i$ ist. Dabei gilt in (13) das untere Vorzeichen, und es folgt daher, dass bei dieser Art von Bremsen *die Strömungsgeschwindigkeit w_u immer kleiner bleibt, als die Durchschlagsgeschwindigkeit c.* Da Gleichung (5) ganz allgemein gilt, vollkommen unabhängig von einem Wärmeaustausch und von Widerständen beim unstetigen Vorgang, so hat auch dieses Ergebnis allgemeinste Gültigkeit. Für Ueberdruckbremsen mit $v_u > v_i$ kann dagegen der Quotient w_u / c je nach den Pressungen grösser oder kleiner ausfallen als die Einheit.

Von den bis jetzt hier entwickelten Formeln finden sich (3) und (5) schon bei Herrn *Langrod* in seiner Untersuchung über Saugbremsen (L. 1908, S. 553), nur sind sie auf anderem Wege hergeleitet und erscheinen auch in anderer Gestalt. Bei der weiteren Entwicklung bringt aber der Hr. Verfasser zunächst irrtümlicherweise die Werte von p_u und v_u mit den für die Aussenluft geltenden Werten von p_a und v_a nach dem *Poisson*schen Gesetz in Zusammenhang. Allerdings hat er diesen Irrtum bald verbessert (L. 1908, S. 796), und er gibt dort auch schon die richtige Formel für c in der Gestalt der vorigen Gleichung (10).

Dagegen scheint ihm entgangen zu sein, dass diese Formel ganz unverändert auch für Ueberdruckbremsen gilt, sonst häte er nicht später (L. 1910) für diese Art von Bremsen eine ganz anders gebaute Formel für c aufgestellt. Dabei geht er von *Riemann*schen Gleichungen aus und nimmt zu ihrer Umformung, ähnlich wie anfangs bei den Saugbremsen, an, dass der Zustand der strömenden Luft im äussern Teile des Rohres überall mit dem Zustand der ursprünglich im Inneren ruhenden Luft ebenfalls nach dem *Poisson*schen Gesetz zusammenhängt. Er setzt also, mit den hier benutzten Bezeichnungen, auch

$$p_u v_u^{\varkappa} = p_i v_i^{\varkappa}.$$

Dieser Zusammenhang gilt aber nur für *umkehrbare*, eigentlich unendlich langsam verlaufende Zustandsänderungen ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung. Der unstetige Beginn der strömenden Bewegung wird dagegen durch eine endliche Druckdifferenz veranlasst, verläuft ungemein rasch und bildet daher einen *nicht umkehrbaren*

Vorgang. Für einen solchen gilt nun das *Poisson*sche Gesetz gar nicht mehr, vielmehr muss zur Herleitung des Zusammenhanges zwischen den Zustandsgrössen vorher und nachher die erste Hauptgleichung der Thermodynamik in allgemeinerer Gestalt benutzt werden, was dann auch auf die anderen, oben angegebenen Ausdrücke führt. *Riemann* nimmt allerdings an, dass die Pressungen und spezifischen Volume der im allgemeinen in strömender Bewegung befindlichen Gasmengen auf beiden Seiten der Unstetigkeitsstelle entweder derselben Isotherme entsprechen, oder aber nach dem *Poisson*schen Gesetz zusammengehören. Damit stellt er jedoch nur Anfangsbedingungen auf, ohne irgendwie auf die Frage einzugehen, durch welche Mittel die Gasmengen in diese Anfangszustände gebracht worden sind. Bei den Sammelbremsen ist dagegen anfänglich ein ganz bestimmter Ruhezustand gegeben, und bei der Untersuchung muss man unbedingt von diesem ausgehen. Nimmt man dann an, dass der unstetige Vorgang ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung abläuft, so führt das nach Gleichung (8) auf Zustände zu beiden Seiten der Unstetigkeitsstelle, die weder nach der Isotherme noch nach dem *Poisson*schen Gesetz zusammenhängen, sodass die betreffenden Entwickelungen von *Riemann* hier gar nicht ungeändert angewendet werden dürfen. Nur wenn man voraussetzt, dass sich die Temperatur beim unstetigen Vorgang nicht ändert, würde man auf die nach *Riemann* für die Isotherme sich ergebenden Ausdrücke kommen.

Wenn man den Bremshahn ganz öffnet und zunächst auch noch *sämtliche Widerstände vernachlässigt*, so wird man annehmen dürfen, dass der äussere Druck ungeändert in das Rohr eindringt, dass also ununterbrochen $p_u = p_a = const.$ bleibt. Dann würden sich auch v_u, w_u und c nicht ändern, und die im äusseren Teil des Rohres in strömender Bewegung befindliche Luft würde immerzu und überall dieselbe Geschwindigkeit w_u besitzen. Der in der Leitung verfügbare Ueberdruck $\pm (p_i - p_a)$ würde daher keinerlei Beschleunigung der Grenzschicht erzeugen, sondern er würde ganz und nur dazu aufgebraucht werden, immer neue Luftmassen in Bewegung zu setzen, und zwar sie aus der Ruhe auf stets die gleiche Geschwindigkeit w_u zu bringen. Dabei würde der Ueberdruck mit $\pm (p_i - p_a)$ seinen grössten überhaupt möglichen Wert erreichen, und daher wäre das zugehörige w_u auch die grösste überhaupt mögliche Strömungsgeschwindigkeit.

Unter dieser Voraussetzung lassen sich aber die bis jetzt entwickelten Gleichungen leicht in *die* Ausdrücke umformen, welche *Hugoniot*, wenn auch auf weit umständlicherem Wege, für eine *gleichförmige* Bewegung seines Kolbens gefunden hat. Dieser Fall von *Hugoniot* ergibt also im Rohre die gleichen Vorgänge, wie sie durch ein *vollständiges* Oeffnen des Bremshahnes hervorgerufen werden würden.

Wollte man dagegen im Inneren des Rohres Vorgänge erreichen, die verlaufen, wie bei einer *gleichförmig beschleunigten* Bewegung des Kolbens oder der Grenzschicht, so müsste man den Hahn *nach einem bestimmten Gesetz allmählich* öffnen. Dann würde p_u nicht mehr gleich p_a sein können, sondern es müsste näher an p_i heranrücken. Daher würde der Ueberdruck $\pm (p_i - p_u)$ und mit ihm nach (9) w_u kleiner bleiben, als vorhin bei der gleichförmigen Bewegung. Der grösste Wert, den w_u dabei annehmen könnte, wäre schliesslich der vorige konstante Wert, der aber erst erreicht werden würde, nachdem der Hahn ganz geöffnet worden ist.

Für gleichförmig beschleunigte Bewegung seines Kolbens weist *Hugoniot* noch auf zwei Grenzfälle hin.

Bewegt sich nämlich der Kolben beschleunigt nach *auswärts*, so muss er schliesslich einmal die Geschwindigkeit $1{,}875\,s$ überschreiten. Das ist aber nach (11) die grösste Geschwindigkeit, welche die nach auswärts strömende Luft überhaupt annehmen könnte, und zwar, da in Wirklichkeit p_i endlich bleiben muss, für $p_u = 0$. Daher würde die Luft, als erster Grenzfall, dem rascher bewegten Kolben nicht mehr folgen können, und es müsste sich hinter diesem ein *leerer Raum* ausbilden. Bei den Ueberdruckbremsen kann aber dieser Grenzfall gar nicht auftreten, weil bei ihnen die Pressung p_u in der Bremsleitung immer zwischen p_i und p_a fallen, also endlich bleiben muss.

Für den anderen Grenzfall kann der ursprüngliche innere Druck p_i in Wirklichkeit niemals den Wert Null erreichen, sodass nach (10) c immer endlich bleiben muss. Bewegt sich dabei der Kolben nach *einwärts*, so muss er schliesslich einmal eine Geschwindigkeit annehmen, die grösser ist als die Durchschlagsgeschwindigkeit. Dann holt der Kolben die sich nach einwärts fortpflanzende Verdichtungswelle ein und erzeugt einen *Verdichtungsstoss*. Bei den Saugbremsen ist aber auch dieser Grenzfall ausgeschlossen, weil sich die im äusseren Teil des Rohres nach einwärts strömende Luftmasse mit einer Geschwindigkeit w_u bewegt, die nach (13) immer kleiner bleibt, als die Durchschlagsgeschwindigkeit c.

Diesen Fall des gleichförmig beschleunigten Kolbens behandelt nun Hr. *Kobes* a. o. O. besonders ausführlich und sucht aus ihm die Vorgänge bei den Saugbremsen zu erklären, wobei er dem Verdichtungsstoss eine entscheidende Rolle beizumessen scheint. Aus den letzten Entwicklungen folgt aber, dass ein Verdichtungsstoss dabei unmöglich auftreten kann, dass überhaupt die Annahme eines gleichförmig beschleunigten Kolbens gar nicht auf die Saugbremsen passt. *Hugoniot* setzt eben bei seinen Untersuchungen durchaus andere Verhältnisse, mit anderen Ursachen und Wirkungen voraus, als sie hier in Wirklichkeit vorliegen.

Ausser den eben begründeten Einwänden gegen die bisherige Behandlung der Luftsammelbremsen ist noch der zu erheben, dass dabei die *Widerstände* vollständig unberücksichtigt geblieben sind. Solche treten nun zunächst jedenfalls auf als *Rohrreibungswiderstände* bei der im äusseren Teil des Leitungsrohres in strömender Bewegung befindlichen Luftmasse. Da aber dabei während des ganzen Vorganges ununterbrochen neue Luftmassen in Bewegung geraten, so müssen noch *Trägheitswiderstände* dazu kommen. Es handelt sich also um eine in verwickelterer Art *zeitlich veränderliche Bewegung*, sodass von den Bewegungsgleichungen in allgemeinerer Gestalt ausgegangen werden sollte. Dazu bezeichne D den konstanten Durchmesser des Rohres, dz sein allgemeines Längenelement und λ den Rohrreibungskoeffizienten. Führt man dann in die Arbeitsgleichung den Rohrreibungswiderstand in der üblichen Weise ein, und berücksichtigt man in der Kontinuitätsgleichung die Konstanz des Rohrquerschnittes, so erhält man die Differentialgleichungen in der Gestalt:

$$\left.\begin{aligned} d\left(\frac{w^2}{2g}\right) &= -v\,\frac{\partial p}{\partial z}\,dz - \lambda\,\frac{dz}{D}\,\frac{w^2}{2g}\ \mathit{und} \\ \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{v}\right) &= -\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{w}{v}\right). \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Ein etwaiger Wärmeaustausch mit der Umgebung tritt in der obigen Gestalt der Arbeitsgleichung nicht auf; er beeinflusst nur den Zusammenhang zwischen p und v.

Die Gleichungen (14) lassen sich nun in dieser allgemeineren Form nicht integrieren, und es müssen daher Annäherungen zugelassen werden. Zu solchen kommt man am einfachsten, wenn man die wirklich veränderliche Bewegung durch eine Reihenfolge sich stetig ändernder stationärer Vorgänge ersetzt denkt. Dann hat man nur in die gewöhnlichen Bewegungsgleichungen für jeden Augenblick die gerade vorhandenen Werte der Längen, Pressungen und Geschwindigkeiten einzusetzen. Dadurch ändert sich in (14) die Arbeitsgleichung nur soweit, dass das erste Glied auf der rechten Seite in $-v\,dp$ übergeht, während die Kontinuitätsgleichung angeben muss, dass in jedem Augenblick durch alle in Frage kommenden Querschnitte je das gleiche Luftgewicht hindurchströmt. Dazu muss aber wegen des konstanten Rohrquerschnittes der Quotient w/v in jedem Augenblick für die ganze Länge der strömenden Luftmenge konstant sein, nur dass sich die Konstante im Verlauf des Vorganges stetig ändert. Damit vereinfachen sich die Gleichungen (14) in:

$$\left.\begin{aligned} d\left(\frac{w^2}{2g}\right) &= -v\,dp - \frac{\lambda}{D}\frac{w^2}{2g}\,dz \text{ und} \\ \frac{w}{v} &= const. \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (15)$$

Die hier zugelassenen Annäherungen sind gleichbedeutend mit einer Vernachlässigung der Trägheitswiderstände. Und diese erscheint auch auf Grund einer anderen Ueberlegung als zulässig. Schreitet nämlich die Unstetigkeitsstelle nach einwärts fort, so wächst die Menge der strömenden Luft. Gleichzeitig wächst aber auch die Länge des Rohrstückes, in dem die Strömung vor sich geht, und damit die Gelegenheit zu Rohrreibungswiderständen. Dadurch wird dann voraussichtlich die Strömungsgeschwindigkeit erniedrigt. Es ist daher zu erwarten, dass sich die beiden Faktoren der gesamten Strömungsenergie im entgegengesetzten Sinne ändern, so dass sich das Produkt kaum stark ändern kann. Dann ist es aber zulässig, es angenähert als konstant anzunehmen.

Um die Gleichungen (15) integrieren zu können, ist noch die Kenntnis des Zusammenhanges zwischen v und p gegenüber der Strömung nötig. Wollte man dabei auch das *Poisson*sche Gesetz anwenden, so wäre das zwar vom thermodynamischen Standpunkt aus zulässig, es würde aber auf analytische Schwierigkeiten führen. Bezeichnen nämlich p_1, v_1 und p_2, v_2 zwei Wertpaare von p_u, v_u für zwei verschiedene Lagen x_1 und x_2 der Unstetigkeitsstelle, so folgt aus (8):

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{[(\varkappa+1)p_i + (\varkappa-1)p_1][(\varkappa-1)p_i + (\varkappa+1)p_2]}{[(\varkappa-1)p_i + (\varkappa+1)p_1][(\varkappa+1)p_i + (\varkappa-1)p_2]} \quad . \quad (16)$$

und diese Gleichung zeigt, dass die Zustände der verschiedenen Längenelemente der bewegten Luftmasse nach den unstetigen Vorgängen *nicht auf die gleiche Adiabate* $p\,v^\varkappa = const.$ fallen. Unter Benutzung des *Poisson*schen Gesetzes müsste man hiernach für jedes einzelne Längenelement eine besondere Adiabate einführen. Bei den Saugbremsen könnte man zwar für die ganze je von aussen eingeströmte Luftmenge eine gemeinschaftliche Adiabate annehmen. Diese würde aber mit der für die äusserste Grenzschicht des ursprünglichen Rohrinhaltes geltenden nicht zusammenfallen. Daher würde dort eine Unstetigkeit im Verlauf des spezifischen Volumens und der Temperatur bestehen bleiben, soweit sie sich nicht vielleicht durch Wärmeleitung und durch Turbulenz allmählich mehr oder weniger ausgleicht.

Der Strömungsvorgang im äusseren Teile der Bremsleitung kann aber auch gar nicht adiabatisch verlaufen. Zunächst veranlassen die Rohrreibungswiderstände eine Wärmemitteilung auf Kosten der Strömungsenergie. Ausserdem muss sich aber noch ein Wärmeaustausch mit den Wandungen des Leitungsrohres ausbilden. Lässt sich doch ein solcher auch beim Ausströmen aus gut abgerundeten Mündungen nachweisen, trotzdem die Luft dort an weit weniger ausgedehnten Wandungen und an diesen mit einer teilweise bedeutend grösseren Geschwindigkeit vorbeiströmt, als es hier der Fall ist. Daher muss sich der Strömungsvorgang in Wirklichkeit mehr einem isothermischen nähern, und er liesse sich wahrscheinlich durch eine *Polytrope* darstellen, mit einem Exponenten zwischen $\varkappa$ und der Einheit. Der Zahlenwert dieses Exponenten ist aber noch vollständig unbekannt. Auch würde diese Annahme auf unbequeme Gleichungen führen. Daher soll *zur Vereinfachung der folgenden Entwicklungen* an die andere, als die sonst übliche Grenze gegangen und angenommen werden, der ganze Vorgang verlaufe *genau isothermisch*. Dann würden Formeln gelten, wie sie schon von *Grashof* hergeleitet worden sind[1]). Da sie aber hier doch in andere Gestalt gebracht werden müssen, sollen sie lieber von Neuem kurz aus den Differentialgleichungen entwickelt werden. (Schluss folgt.)

Neuere Zürcher Giebel-Häuser.

I. Das Haus zum „Schlössli" am Zürichberg.

Arch. *Bischoff & Weideli*, Mitarbeiter Arch. *J. Freytag*, Zürich.

(Schluss mit Tafeln 40 bis 43.)

Wie im Aeussern, so kommt hier auch im Grundriss der Typus des Zürcherhauses darin zum Ausdruck, dass die hauptsächlichen Wohnräume an der reichlich belichteten Südfront liegen, die Giebelfront dagegen geschlossener ist. Der Eindruck einer kräftigen westlichen Giebelmauer ist z. T. durch tiefe Fensternischen, entstanden durch eingebaute Schränke, geschickt verstärkt worden. Das Haus zeichnet sich aus durch grosse Weiträumigkeit, die besonders in der Halle des Erdgeschosses mit offen anschliessendem Empfangszimmer (Tafel 40 und 43) zur Geltung kommt. Praktisch angeordnet sind Garderobe und Toilette, sowie die Verbindung der an die Bergseite verlegten Diensträume mit der Wohnung; zahlreiche Wandschränke sind unauffällig und mit guter Raumausnützung eingebaut. Wäscherei- und Glätterei-Betrieb sind unter Verwendung elektrischen Antriebs im Dachgeschoss, unter einem Estrich von rund $12 \times 18\ m$ Bodenfläche, untergebracht.

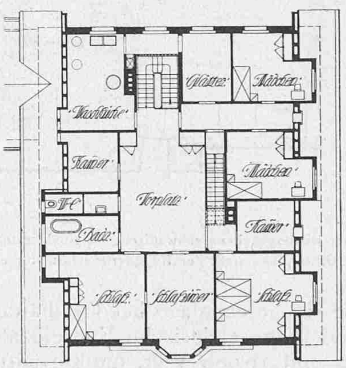
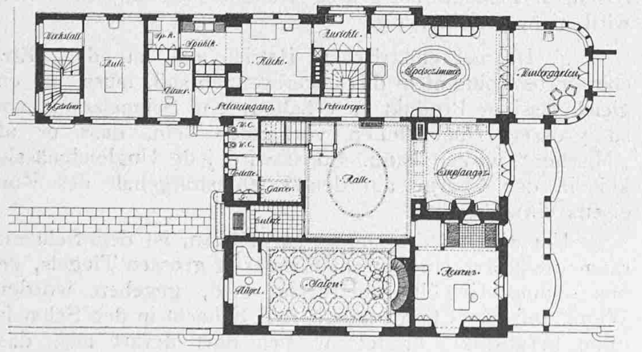
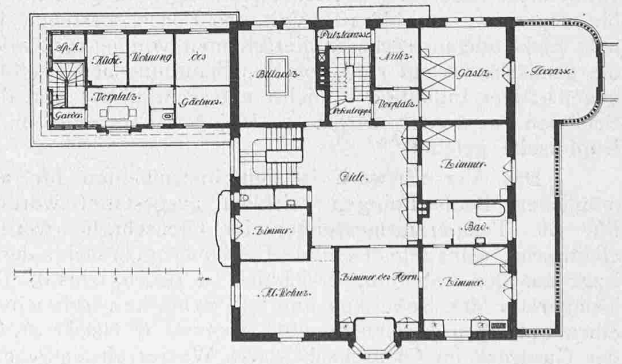


Abb. 3 bis 5. Grundrisse des Hauses zum «Schlössli». 1 : 400.





Zum innern Ausbau sind erlesene Hölzer und schöne Marmorsorten verwendet worden, letzteres namentlich in der gewölbten Eingangshalle und in der Kamin-Nische des Herrenzimmers; der im Esszimmer aufgestellte antik bemalte Kachelofen ist ein Familienandenken.

[1]) *Grashof*, «Theoretische Maschinenlehre», Band I, Seite 595—597.