

Zeitschrift:	Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber:	Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band:	59/60 (1912)
Heft:	14
Artikel:	Der Durchschlagsvorgang bei den Eisenbahnsammelbremsen mit Uebertragung durch Luft
Autor:	Fliegner, A.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-29967

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 19.02.2026

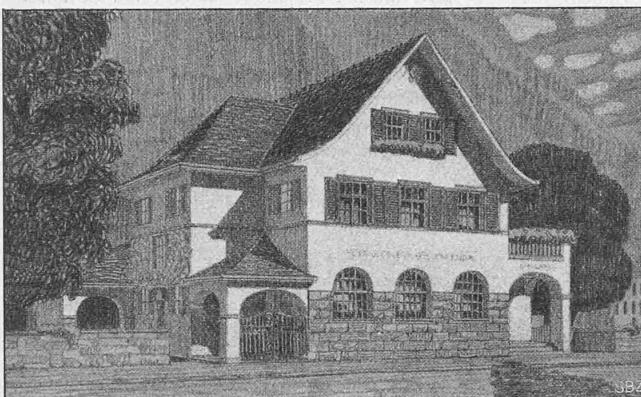
ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Architektur zu sehr Privathäuser-Charakter, sonst ansprechend. Baukosten knapp ausreichend.

Nr. 9, Motto: „Vrenelsgärtli“. Einstöckig: Situation in der Axe des Gemeindehauses dürfte besser gegen Norden verschoben werden. Parterre-Grundriss: Schalterhalle an der Schmalseite des Postbüros, wodurch knappe Schalterentwicklung entstand. Postbüro sehr gut beleuchtet. Nebenräume an der Ostseite zweckmäßig angeordnet. Dachwohnung könnte zu Wohnzwecken besser ausgenutzt werden. Architektur charakteristisch für den Zweck des Baues; Giebelaufbau müsste noch besser studiert werden. Baukosten hinreichend.

Zweistöckig: Situation und Erdgeschoss wie oben. Obergeschoss mit grosser Südterrasse und gut beleuchteten Südzimmern.

Wettbewerb Postgebäude Ennenda.



III. Preis ex aequo. Entwurf Nr. 2 (B). — Arch. Gloor & Knobel in Glarus.

Korridor etwas langweilig. Dachstock wie 1. Stock, jedoch ohne Terrasse; Zimmer stark abgeschrägt. Architektur den örtlichen Verhältnissen gut angepasst. Baukosten hinreichend.

Nr. 10, Motto: „Glärnisch A“. Projekt B. Situation dürfte mehr nach Norden verschoben werden, ohne Rücksicht auf die Axe des Gemeindehauses. Erdgeschoss-Grundriss gut. Schalterwand kann ohne die starken Pfeiler gemacht werden. Nebenräume praktisch. Obergeschoss mit Dreizimmerwohnung richtig ausgenützt. Architektur an sich gut, mit dem grossen Giebel jedoch etwas fremd in der Umgebung. Baukosten knapp hinreichend.

Projekt A. Situation wie oben. Im Parterre-Grundriss wäre eine Disposition wie bei Projekt B besser zur Ausnutzung des Südlichtes für den Schaltraum. Obergeschoss gut ausgenützt. Baukosten hinreichend. Architektur ansprechend, die Ziegelverkleidung in den Giebeln wirkt ungünstig und könnte gut weggelassen werden.

Nr. 14, Motto: „Am Dorfbach A“. Vorschlag I. Situation richtig. Gedrängter, klarer Grundriss mit guter Ausnutzung von Süd-, Ost- und Westlicht für Bureau und Schalter. Wachtzimmer zu gross. Toilette samt Vorraum ebenfalls reichlich. Es sollte beides zusammen zu gunsten des Schaltraumes verkleinert werden. Im Dachraum liesse sich leicht eine kleine Abwartwohnung einrichten. Architektur in ihrer Einfachheit gut zum Gemeindehaus passend. Eingangsgiebel wäre noch besser zu studieren. Baukosten gut ausreichend.

Vorschlag II. Parterre-Grundriss wie oben. Obergeschoss praktisch, der lange Mittelkorridor wenig ansprechend. Architektur sehr ruhig, einfach, etwas nüchtern, mit dem Eckpavillon gut gruppiert. Baukosten gut ausreichend.

Variante zu Vorschlag II. Durch Verlegung des Treppenhauses auf die Südseite im Grundriss von Parterre und Obergeschoss ungünstiger. Architektonisch wirkt der Treppenturm gut.

Nr. 15, Motto: „Schilt A“, zweistöckig. Situation richtig. Parterre-Grundriss: Südseite des Büros durch Treppe und Nebenräume verbaut. Es liesse sich leicht der Grundriss von Süd nach Nord umkehren, wobei die Remise an der jetzigen Stelle gelassen würde. Der Obergeschoss-Grundriss hat den gleichen Fehler, dass das Südlicht verbaut wird. Architektonisch sehr ansprechend und sehr in die Umgebung passend. Baukosten hinreichend.

Von den Projekten engerer Wahl wurden nach der dritten Ueberprüfung einstimmig noch die Projekte Nr. 7, 9 und 15 aus-

geschaltet und die Projekte Nr. 1, 2, 10 und 14 zur Prämiierung bestimmt, und zwar in folgender Reihenfolge:

Nr. 1, Motto: „Glärnisch“ als I. Preis im Betrage von 500 Fr.

Nr. 14, Motto: „Am Dorfbach A“ als II. Preis im Betrage von 400 Fr.

und die beiden Projekte Nr. 2 und 10 im gleichen Range als III. Preis mit je 150 Fr.

Nach dieser Preisfestsetzung wurden vom Präsidium die Kuverts geöffnet und es ergaben sich folgende Resultate:

I. Preis: Projekt Nr. 1, Motto: „Glärnisch“, Herr *Jacq. Schindler*, Bautechniker in Mollis.

II. Preis: Projekt Nr. 14, Motto: „Am Dorfbach“, Architekt *Schäfer* in Weesen.

III. Preis ex æquo: Nr. 2, Motto: „Grüzi Frau Posthalter“, Architekten *Gloor & Knobel* in Glarus.

III. Preis ex æquo: Nr. 10, Motto: „Glärnisch A“, Architekten *Meier & Arter* in Zürich.

Ennenda, St. Gallen, Zürich, im Februar 1912.

Das Preisgericht:

R. Freuler-Blumer.

M. Müller, Architekt.

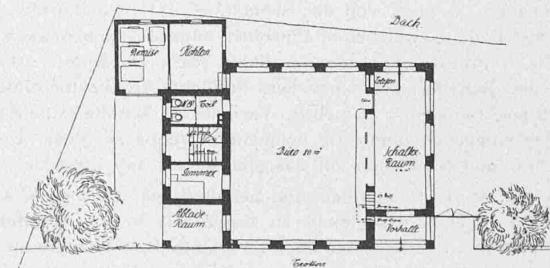
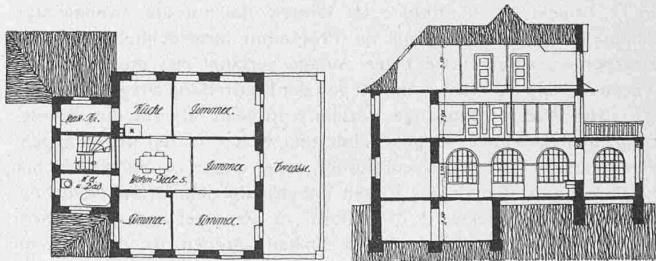
Fr. Wehrli, Architekt.

Der Durchschlagsvorgang bei den Eisenbahnsammelbremsen mit Uebertragung durch Luft.

Von Prof. Dr. *A. Fliegner*, Zürich.

(Schluss.)

Zur zahlenmässigen Nachrechnung des Vorganges bei den Saugbremsen muss man folgendemassen vorgehen: Bei gegebenem p_i wählt man, wie vorhin, \bar{p}_u und berechnet auch nach (31) c/s , nach (30) w_u/s und damit $w_u \bar{p}_u/s$, womit dann nach (20) $w_e \bar{p}_e/s$ gleichfalls bekannt ist. Jetzt muss man aber weiter mit (34) für eine genügende Anzahl der nach (37) möglichen Werte von \bar{p}_e die Werte von $w_e \bar{p}_e/s$ berechnen und sie über \bar{p}_e aufzeichnen. Aus dieser Zeichnung muss man darauf den zu dem eben gefundenen Werte von $w_e \bar{p}_e/s$ gehörenden Wert von \bar{p}_e entnehmen und dafür dann nach (34) w_e/s berechnen. Endlich findet sich nach (22b) der Wert von x .



III. Preis ex aequo. Entwurf Nr. 2 (B). — Arch. Gloor & Knobel. — 1:400.

Um zu zeigen, wie die verschiedenen Grössen verlaufen, habe ich einige Fälle durchgerechnet, und zwar für Ueberdruckbremsen mit $p_i = 8, 5$ und 2 kg/cm^2 , für Saugbremsen mit $p_i = 0,8, 0,5$ und $0,2 \text{ kg/cm}^2$. Dabei habe ich den Durchmesser des Leitungsröhres zu $D = 0,035 \text{ m}$ angenommen. Der Rohreibungscoefficient λ muss bei so

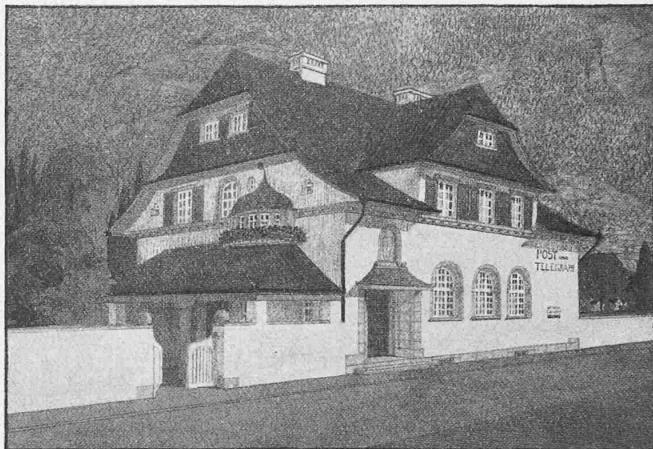
engen Röhren, die noch dazu durch Schläuche untereinander verbunden sind, ziemlich gross erwartet werden; ich habe ihn daher mit $\lambda = 0,035$ eingeführt. So wird der in den Gleichungen (22) auftretende Quotient λ/D der Einheit gleich und verschwindet daher aus der Zahlenrechnung.

Die Zusammenstellung der unmittelbaren Rechnungsresultate wäre nun nicht recht übersichtlich gewesen. Ich habe daher die namentlich wichtigen Grössen: p_e , p_u , w_e/s , w_u/s und c/s zeichnerisch über x aufgetragen, aus den Kurven für überall je die gleichen Werte von x die gesuchten Werte entnommen und diese in den nebenstehenden Zahlentafeln zusammengestellt. Eine Wiedergabe der Kurven selbst war nicht gut möglich, weil einige unter ihnen in dem kleinen Maasstab, der dabei hätte eingehalten werden müssen, nicht hinreichend deutlich ausgefallen wären. Die Zahlentafeln enthalten die Abstände x in Metern, die Pressungen in kg/cm^2 absoluten Druckes. Die Geschwindigkeiten habe ich nicht in m/s berechnet; ich hielt es für übersichtlicher, ihre Grösse gegenüber der isothermischen Schallgeschwindigkeit anzugeben. Wo an einigen Stellen eine „1“ allein steht, soll damit angedeutet sein, dass die betreffende Grösse der Einheit genau gleich ist. Die Zahl „1,000“ stellt dagegen eine Grösse dar, die sich von der Einheit etwas unterscheidet, aber um weniger als 0,0005.

Aus der Zahlentafel I (S. 188) für Ueberdruckbremsen ist nun zu ersehen, dass sich in allen drei Fällen gleich nach dem Öffnen des Bremshahnes im äussersten Querschnitt der Leitung der Atmosphärendruck einstellt, und dass die strömende Bewegung mit Unterschallgeschwindigkeit beginnt. Rückt die Unstetigkeitsstelle nach einwärts, so wächst p_u anfangs ungemein rasch. Dadurch nimmt die Differenz $p_i - p_u$ rasch ab und daher auch w_u . Weil aber umgekehrt die Differenz $p_u - p_e$ gleichzeitig wächst, so geschieht das, wenigstens für die beiden grösseren Werte von p_i , auch mit w_e , und es erreicht diese Grösse schon bei $x < 1 m$ die Schallgeschwindigkeit. Auf dieser Höhe erhält sich nun w_e eine Zeit lang unverändert, während gleichzeitig p_e über den Atmosphärendruck ansteigt. Bald hat aber w_u so stark abgenommen, dass auch w_e wieder unter die Schallgeschwindigkeit sinkt, was zur Folge hat, dass bis zum Ende des ganzen Vorganges $p_e = p_a$ bleibt. Schliesslich verschwinden beide Strömungsgeschwindigkeiten w_u und w_e asymptotisch für $x = \infty$. Bei $p_i = 2 kg/cm^2$ erreicht w_e die Schallge-

schwindigkeit überhaupt nicht, und daher bleibt ununterbrochen $p_e = p_a$.

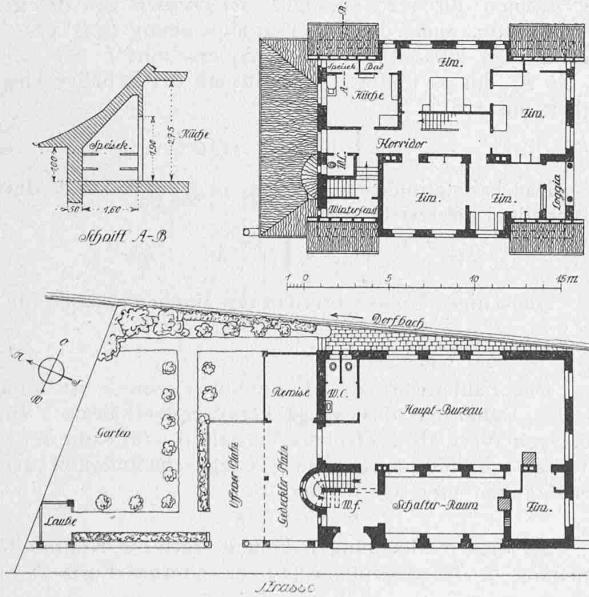
Für Saugbremsen finden sich die Werte in der Zahlentafel II (S. 188) zusammengestellt. Sie zeigen, dass sich jetzt im Endquerschnitt des Rohres sofort ein Druck p_e einstellt, der um einen endlichen Betrag kleiner bleibt, als der Atmosphärendruck. Das ist selbstverständlich, weil eine gewisse Druckabnahme eintreten muss, wenn die Aussenluft in Bewegung kommen soll. Der weitere Verlauf von p_e hängt aber wesentlich von der ursprünglichen Luftleere ab. Für $p_i = 0,8$ und $0,5 kg/cm^2$ wächst nämlich p_e ununterbrochen



III. Preis ex aequo. Entwurf Nr. 10 (B). — Arch. Meier & Arter, Zürich.

und nähert sich asymptotisch dem äusseren Drucke p_a . Für $p_i = 0,2 kg/cm^2$ nimmt dagegen p_e zuerst langsam ab, erreicht bei $x \sim 10 m$ einen kleinsten Wert und steigt erst nachher wieder an, um ebenfalls asymptotisch p_a zu erreichen. Der Druck p_u nimmt in allen Fällen, von demselben Anfangswert wie p_e an, asymptotisch bis p_i ab.

Die Strömungsgeschwindigkeiten bleiben, verglichen mit denen der Ueberdruckbremsen, im Ganzen anfangs ziemlich klein, so dass die Grenzbedingung (40 a) überall



III. Preis ex aequo.

Entwurf Nr. 10 (B).

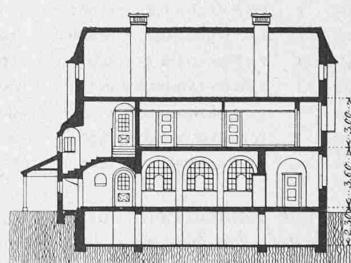
Verfasser:

Arch. Meier & Arter, Zürich.

Grundrisse und Schnitt.

Masstab 1:400.

Schnitt A-B 1:200.



erfüllt wird. Weiterhin verlaufen sie, je nach der ursprünglichen Luftleere verschieden. Bei geringerer Luftleere nehmen sie ununterbrochen ab und verschwinden asymptotisch für $x = \infty$. Bei $p_i = 0,2 kg/cm^2$ dagegen wachsen beide zunächst, erreichen für x zwischen 10 und 20 m grösste Werte und nähern sich darauf asymptotisch der Null. Der Fall $p_i = 0,5 kg/cm^2$ zeigt noch die Besonderheit, dass für kleine Werte von x die Pressungen p_u und p_e kleiner, die Strömungsgeschwindigkeiten w_u und w_e grösser sind, als bei $p_i = 0,8$ und $0,2 kg/cm^2$. Bei grösseren Werten von x rücken dagegen die Werte für $p_i = 0,5 kg/cm^2$ zwischen die beiden anderen. Das röhrt her von dem Verlauf der Widerstände gegenüber den Druckunterschieden an der Unstetigkeitsstelle.

Die Durchschlagsgeschwindigkeit bleibt bei $p_i = 0,8$ und $0,5 kg/cm^2$ ununterbrochen grösser als die Schallgeschwindigkeit. Bei $p_i = 0,8 kg/cm^2$ nimmt sie stetig ab, bei

so kleineren Werten, je grösser p_i ist. Sie steigt mit wachsendem x anfangs ziemlich rasch an, später immer langsamer, bleibt aber während des ganzen Vorganges

$p_i = 0,5 \text{ kg/cm}^2$ steigt sie zuerst an, erreicht bei $x \sim 10 \text{ m}$ einen grössten Wert und nimmt endlich weiter asymptotisch bis zur Schallgeschwindigkeit ab. Bei $p_i = 0,2 \text{ kg/cm}^2$ dagegen liegt die Durchschlagsgeschwindigkeit anfangs weit unter der Schallgeschwindigkeit, sie steigt aber sofort an und erreicht diese bei $x \sim 30 \text{ m}$, überschreitet sie hierauf, nimmt bei $x \sim 150 \text{ m}$ einen grössten Wert an und nähert sich schliesslich auch wieder von oben her asymptotisch der Schallgeschwindigkeit.

Zahlentafel I Ueberdruckbremsen

x	ρ_e	ρ_u	$\frac{w_e}{s}$	$\frac{w_u}{s}$	$\frac{c}{s}$
$p_i = 8 \text{ kg/cm}^2$.					
0	I	I	0,842	0,842	0,120
1	2,30	4,10	I	0,565	0,595
2	2,18	4,70	I	0,485	0,663
5	1,90	5,40	I	0,360	0,754
10	1,63	6,04	I	0,271	0,833
20	1,30	6,47	I	0,208	0,880
50	I	6,99	0,940	0,134	0,922
100	I	7,26	0,907	0,097	0,948
200	I	7,47	0,519	0,070	0,962
500	I	7,67	0,340	0,044	0,977
1000	I	7,74	0,241	0,030	0,984

Zahlentafel II Saugbremsen

x	ρ_e	ρ_u	$\frac{w_e}{s}$	$\frac{w_u}{s}$	$\frac{c}{s}$
$p_i = 0,8 \text{ kg/cm}^2$.					
0	0,982	0,982	0,200	0,200	1,078
1	0,984	0,968	0,184	0,185	1,073
2	0,986	0,958	0,173	0,176	1,070
5	0,990	0,937	0,147	0,154	1,063
10	0,992	0,915	0,122	0,132	1,056
20	0,995	0,893	0,099	0,109	1,047
50	0,997	0,869	0,071	0,082	1,038
100	0,999	0,851	0,052	0,061	1,029
200	0,999	0,838	0,040	0,057	1,020
500	1,000	0,824	0,025	0,031	1,014
1000	1,000	0,818	0,018	0,022	1,011

 $p_i = 5 \text{ kg/cm}^2$.

x	ρ_e	ρ_u	$\frac{w_e}{s}$	$\frac{w_u}{s}$	$\frac{c}{s}$
$p_i = 0,5 \text{ kg/cm}^2$.					
0	I	I	0,822	0,822	0,205
1	1,45	2,60	I	0,550	0,590
2	1,40	2,95	I	0,470	0,682
5	I,20	3,44	I	0,352	0,773
10	I	3,77	0,989	0,269	0,834
20	I	4,06	0,832	0,206	0,880
50	I	4,37	0,587	0,135	0,922
100	I	4,54	0,437	0,098	0,948
200	I	4,67	0,319	0,070	0,963
500	I	4,79	0,206	0,047	0,977
1000	I	4,84	0,152	0,031	0,984

 $p_i = 2 \text{ kg/cm}^2$.

x	ρ_e	ρ_u	$\frac{w_e}{s}$	$\frac{w_u}{s}$	$\frac{c}{s}$
$p_i = 0,2 \text{ kg/cm}^2$.					
0	I	I	0,573	0,573	0,573
1	I	I,06	0,547	0,460	0,670
2	I	I,29	0,516	0,400	0,736
5	I	I,46	0,443	0,306	0,823
10	I	I,58	0,366	0,233	0,862
20	I	I,68	0,295	0,176	0,899
50	I	I,78	0,203	0,114	0,937
100	I	I,84	0,153	0,083	0,955
200	I	I,89	0,112	0,058	0,968
500	I	I,93	0,073	0,038	0,981
1000	I	I,95	0,052	0,028	0,987

Die Zahlentafeln lassen ferner erkennen, dass der Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit zwischen w_e und w_u im Verlauf des Durchschlagens im allgemeinen wirklich abnimmt, wie es eingangs als wahrscheinlich hingestellt wurde. Nur bei grosser Luftleere, $p_i = 0,2 \text{ kg/cm}^2$, nimmt er zuerst bis auf reichlich den doppelten Anfangswert zu, um erst nachher wieder zu sinken. Für diesen Fall würden daher durch die Vernachlässigung der Aenderung der Strömungsenergie grössere Abweichungen zwischen Formeln und Wirklichkeit zu erwarten sein, wenn so starke Luftverdünnungen überhaupt angewendet werden würden. Wesentlich wie w_e , w_u und der Mittelwert verläuft auch die Geschwindigkeit der ursprünglichen Grenzschicht. Diese bewegt sich daher im allgemeinen weder beschleunigt, noch gleichförmig, sondern verzögert.

Auch die Durchschlagsgeschwindigkeit ändert sich, wie die Zahlentafeln zeigen, während des ganzen Vorganges ununterbrochen. Bei Versuchen kann aber nur der Mittelwert c_m dieser Geschwindigkeit auf der ganzen Strecke x beobachtet werden. Und zwar ist das die Geschwindigkeit, mit der sich die Unstetigkeitsstelle gleichförmig fortbewegen

müsste, um die Strecke x in der beobachteten Zeit t zurückzulegen; es müsste also sein:

$$x = c_m t. \quad \dots \dots \dots \quad (41)$$

Um c_m für die vorigen Beispiele auf dem Wege der Rechnung zu finden, müsste zuerst die Durchschlagszeit t bestimmt werden. Dazu ist nach Gleichung (2):

$$dt = \frac{dx}{c}, \quad \dots \dots \dots \quad (42)$$

wo c die augenblickliche, veränderliche Durchschlagsgeschwindigkeit der früheren Formeln bedeutet. Da diese aber aus den Gleichungen nicht als Funktion von x allein dargestellt werden kann, so müsste (42) angenähert integriert werden. Man könnte z. B. die Werte von $1/c$ zeichnerisch über x auftragen und die Fläche ausmessen, die von dieser Kurve begrenzt wird. Das gäbe die Durchschlagszeit zu:

$$t = \int_0^x \frac{dx}{c}. \quad \dots \dots \dots \quad (43)$$

Hiermit wäre dann nach (41) c_m bestimbar. Diese graphische Integration würde aber nicht immer genügend zuverlässige Ergebnisse liefern, weil die Kurven $1/c = f(x)$, namentlich bei den Ueberdruckbremsen, am Anfang ungemein steil verlaufen. Und da die Zahlenwerte der Durchschlagszeiten und der mittleren Durchschlagsgeschwindigkeiten doch nichts wesentlich Neues erkennen lassen würden, so konnte ihre Bestimmung unterbleiben.

Bei den bisherigen Entwicklungen ist als selbstverständliche Voraussetzung worden, dass mit dem Öffnen des Bremshahnes ein Durchtrittsquerschnitt freigegeben wird, der dem Querschnitt F des Leitungsröhres gerade genau gleich ist. Diese Annahme entspricht aber nur genügend den Verhältnissen bei den Schnellbremsungen, so dass die gefundenen Zahlergebnisse auch nur für diese gelten. Bei den Betriebsbremsungen wird dagegen nur ein kleinerer Querschnitt $F_b < F$ geöffnet. Daher kommt zu den bis jetzt berücksichtigten Vorgängen noch das Durchströmen der Luft durch diesen Querschnitt F_b als neuer Teilvorgang hinzu, und es müssen für ihn noch neue Gleichungen aufgestellt werden. Das soll aber nur für die Ueberdruckbremsen geschehen.

Dazu mögen Druck und Geschwindigkeit im Querschnitt F_b mit ρ_b und w_b bezeichnet werden, während ρ_e und w_e , wie bisher, für den Endquerschnitt F der Leitung gelten sollen. Nimmt man der Einfachheit wegen an, dass das Strömen durch F_b ebenfalls isothermisch vor sich geht, so gilt dafür auch die Differentialgleichung (33). Sie ist aber hier zu integrieren vom Endquerschnitt F mit ρ_e und w_e bis F_b mit ρ_b und w_b . Das gibt mit der Schallgeschwindigkeit aus (18):

$$\frac{w_b}{s} = \sqrt{\left(\frac{w_e}{s}\right)^2 + 2 \operatorname{lgn} \frac{\rho_e}{\rho_b}}. \quad \dots \dots \dots \quad (44)$$

Das bei stationärem Vorgang in jeder Sekunde durchströmende Luftgewicht wäre:

$$G = \frac{F_b w_b}{v_b} = \frac{F_b s}{RT} \rho_b \sqrt{\left(\frac{w_e}{s}\right)^2 + 2 \operatorname{lgn} \frac{\rho_e}{\rho_b}}. \quad \dots \dots \dots \quad (45)$$

Auch diese Grösse erreicht ein Maximum, aber für:

$$\left(\frac{\rho_b}{\rho_e}\right)_m = e^{-\frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{w_e}{s}\right)^2 \right]} = \beta. \quad \dots \dots \dots \quad (46)$$

Der Zahlenwert des Exponenten von e ist kleiner als $1/2$. Daher hat das jetzige Pressungsverhältnis β einen grösseren Wert, als das frühere Verhältnis α für Ruhe der Luft innerhalb der Mündung. Die Grenzgeschwindigkeit ergibt sich dagegen hier, wie früher, zu:

$$\max. w_b = s. \quad \dots \dots \dots \quad (47)$$

Zu diesen Gleichungen kommt noch die Kontinuitätsgleichung in der gegenüber (20) erweiterten Form:

$$F_b w_b \rho_b = F w_e \rho_e = F w_u \rho_u. \quad \dots \dots \dots \quad (48)$$

Eine Zahlerchnung müsste jetzt in folgender Art durchgeführt werden: Es wird wie früher ρ_u gewählt und damit c/s , w_u/s und $w_u \rho_u/s$ berechnet. Damit ist auch nach (48)

$$\frac{w_b \rho_b}{s} = \frac{F}{F_b} \frac{w_u \rho_u}{s}. \quad \dots \dots \dots \quad (49)$$

bekannt. w_b und p_b sind dann nach den Grenzbedingungen (46) und (47) zu finden. Es wird nämlich für:

$$\left. \begin{array}{l} w_b p_b > s p_a : w_b = s ; p_b = \frac{F_w u}{F_b s} p_u, \\ w_b p_b < s p_a : p_b = p_a ; w_b = \frac{F_p u}{F_b p_a} w_u. \end{array} \right\} \quad . . . \quad (50)$$

Die Werte von p_e und w_e müssten endlich unter Berücksichtigung von (46) und (48) aus (44) ausprobiert werden. Dieser Fall erfordert also recht umständliche Rechnungen.

Es soll daher nur allgemein untersucht werden, welchen Einfluss eine Verkleinerung des Austrittsquerschnittes auf den Durchschlagsvorgang der Ueberdruckbremsen ausübt. Da zeigt nun zunächst Gleichung (22a), wenn man in ihr x und p_e als *laufende Koordinaten* auffasst, dass der Zusammenhang dieser beiden Grössen nur von w_u und p_u abhängt. w_u und der ganze unstetige Vorgang sind aber nach (26), (30) und (31) durch p_i und p_u vollständig bestimmt. Ist nun p_i gegeben, und hat man p_u gewählt, so ist damit nicht nur v_u , w_u und c als bekannt anzusehen, sondern auch der Verlauf der Kurve $p = f(x)$ von der Unstetigkeitsstelle nach auswärts zu. Wendet man jetzt einen Austrittsquerschnitt $F_b < F$ an, so muss dadurch der Druck p_e am Ende des Rohres erhöht, also p_u genähert werden. Daher nimmt nach (22a) x ab, und von der Kurve $p = f(x)$ kommt nur noch ein kürzeres, aber, wie früher, mit p_u beginnendes Stück in Frage. Das heisst nun nichts anderes, als dass die Unstetigkeitsstelle für einen bestimmten Wert von p_u im Rohre weiter nach aussen hin rückt, oder, dass die Unstetigkeit an einer bestimmten Stelle des Rohres mit einer kleineren Druckdifferenz $p_i - p_u$ ankommt. Je kleiner aber diese Differenz ist, desto mehr nähert sich die Durchschlagsgeschwindigkeit der Schallgeschwindigkeit. Man sollte daher erwarten, dass der Durchschlag bei den Betriebsbremsungen rascher erfolgt, als bei den Schnellbremsungen.

Dieses Ergebnis ist jedoch durch die Beobachtungen nicht bestätigt worden, vielmehr hat sich gezeigt, dass die Durchschlagszeit bei den Betriebsbremsungen grösser ausfällt als bei den Schnellbremsungen. Hr. Langrod kommt bei seinen Untersuchungen auch auf diesen Widerspruch und sucht ihn dadurch zu erklären (L. 1910, S. 59), dass in seinen Formeln die Widerstände in der Leitung nicht berücksichtigt worden sind. Nach den letzten Erörterungen kann aber dieser Erklärungsversuch nicht befriedigen.

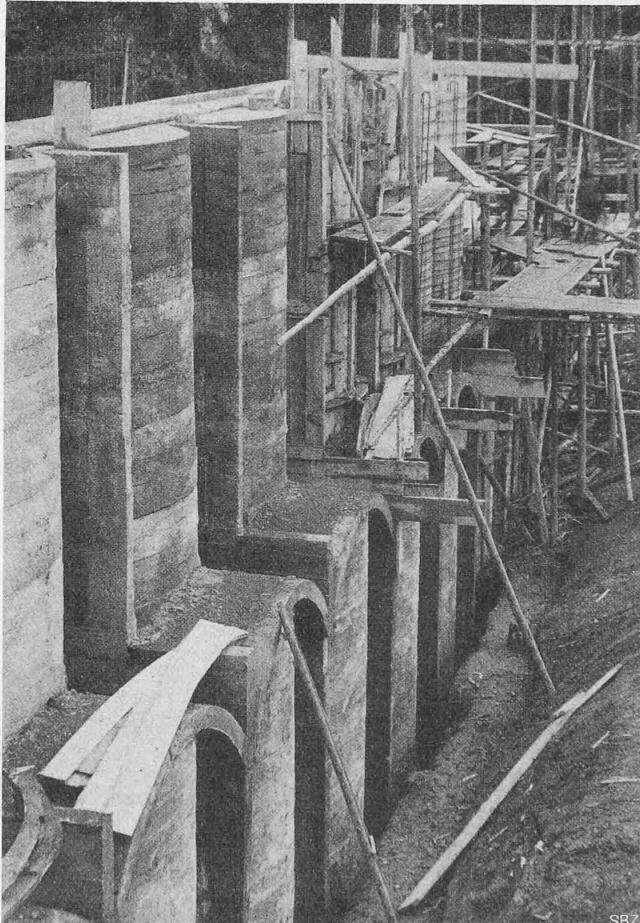
Die wahre Ursache des Widerspruches liegt vielmehr jedenfalls darin, dass mit den Worten „Durchschlagsgeschwindigkeit“ und „Durchschlagszeit“ nicht immer die gleichen Begriffe verbunden werden. In den Formeln bedeutet nämlich „Durchschlagsgeschwindigkeit“ die Geschwindigkeit, mit der die Unstetigkeitsstelle, d. h. der Beginn der Druckabnahme, im Rohre fortschreitet. Bei den Versuchen dagegen versteht man darunter die Geschwindigkeit, „mit der sich das aufeinanderfolgende Ansprechen der Bremsventile nach dem Umlegen des Bremshahnes durch den Lokomotivführer im Zuge fortptanzt“ (L. 1910, S. 56). Und dabei liegen allerdings die Verhältnisse für die Betriebsbremsungen ungünstiger, als für die Schnellbremsungen. Den folgenden Erörterungen über diese Frage ist eine Westinghouse-Schnellbremse zu Grunde gelegt, wie sie sich z. B. in Brosius und Koch, „Die Schule des Lokomotivführers“, ausführlich beschrieben findet.

Bei den Schnellbremsungen wird nämlich durch das Drehen des Bremshahnes in diesem selbst eine Oeffnung frei gemacht, sodass das Ausströmen der Luft aus der Bremsleitung und damit der Durchschlagsvorgang gleichzeitig mit dem Drehen des Hahnes beginnen können. Bei den Betriebsbremsungen öffnet dagegen der Hahn die Leitung gar nicht unmittelbar, sondern er veranlasst nur die Erhebung des Ausgleichsventils im unteren Teil des Hahnes, und erst wenn dieses geöffnet hat, kann die Luft aus der Leitung durch eine andere, kleinere Oeffnung auszuströmen beginnen. Da nun das Ausgleichsventil eine gewisse Masse besitzt, so muss zwischen dem Umlegen des

Hahnes und der genügenden Erhebung dieses Ventils eine gewisse Zeit verstreichen, und der Durchschlagsvorgang kann daher überhaupt erst etwas später beginnen.

Dazu kommt dann noch, dass die Bremsventile an den Wagen des Zuges gar nicht unmittelbar von der Druckabnahme in der Leitung beeinflusst werden. Denn wenn die Unstetigkeitsstelle in der Hauptleitung an der Abzweigung zu einem solchen Ventil angekommen ist, so muss sich erst die Seitenleitung entleert haben, ehe das Ventil ansprechen kann. Bei den Schnellbremsungen sinkt nun der Druck in der Leitung stark, und der entstehende grosse Druckunterschied hat zur Folge, dass sich die Seitenleitung rasch entleert und dass das Funktionsventil rasch und ganz verschoben wird. Dabei setzt es aber zunächst das Rückschlagsventil in Tätigkeit und lässt durch dieses umgekehrt wieder Luft aus der Hauptleitung durch die Seitenleitung in den Bremszylinder eintreten. Diese Luftentziehung überwiegt jedenfalls und beschleunigt die Druckabnahme in der Hauptleitung. Daher kommt die Unstetigkeitsstelle mit einem grösseren Druckunterschied, als ohne Entziehung, je an der nächsten Abzweigung an und bringt dadurch das dortige Bremsventil auch rascher zum Ansprechen.

Stützmauer in Eisen-Beton.



SBZ

Abb. 5. Einschalung und Betonierung der Mauer.

Bei den Betriebsbremsungen dagegen bleibt die Druckabnahme in der Hauptleitung von vornherein kleiner. Die Seitenleitungen können sich daher nur langsamer entleeren. Am Anfang der Druckabnahme in ihnen, noch ehe der Hauptkolben des Funktionsventils mit seiner Bewegung begonnen hat, wird sogar durch die Füllnuten in diesem Kolben Luft aus dem Hülfssbehälter in die Hauptleitung strömen und die Druckabnahme in ihr verzögern, so dass sich der Hauptkolben erst

später verschieben und die Bremsung einleiten kann. Dabei tritt also nur Luft aus der Seitenleitung und dem Hülsbehälter in die Hauptleitung, ohne dass dieser gleichzeitig irgend welche Luftmenge entzogen wird. Das hat aber zur Folge, dass der Druck in der Hauptleitung langsamer sinkt, als ohne solchen Luftzutritt, und erst recht langsamer als durch die Luftentziehung bei den Schnellbremsungen. Daher kommt auch die Unstetigkeitsstelle mit geringerem Druckunterschied je an der folgenden Abzweigung an und verzögert das Ansprechen des dortigen Bremsventils.

Man könnte unter Durchschlagszeit auch die Zeit verstehen, welche zwischen dem Umlegen des Bremshahnes auf der Lokomotive und dem *Anlegen der Bremsklötzte an die Räder der Wagen* verstreicht. Und das wäre eigentlich die für die Bremswirkung entscheidende Zeit. Dann würde noch eine weitere Verzögerung dadurch hinzukommen, dass zwischen dem Ansprechen des Bremsventils und der Verschiebung des Bremskolbens ebenfalls eine gewisse Zeit erforderlich ist. Aber auch hierbei würden sich die Betriebsbremsungen ungünstiger stellen, als die Schnellbremsungen. Denn bei ihnen wird nur eine geringere Bremswirkung verlangt und daher auch nur ein kleinerer Ueberdruck zur Verschiebung des Bremskolbens und zum Anpressen der Bremsklötzte hergestellt. Dieser kleinere Ueberdruck erfordert aber eine längere Zeit, um den Bremskolben in Bewegung zu setzen und genügend zu verschieben.

Unabhängig davon, was man bei den Versuchen unter der Durchschlagszeit versteht, beginnt also schon der ganze Durchschlagsvorgang bei den Betriebsbremsungen etwas später, als bei den Schnellbremsungen. Ausserdem vergeht eine längere Zeit bis zum Ansprechen der Bremsventile und erst recht bis zum Anlegen der Bremsklötzte. Und das kann ganz gut zur Folge haben, dass die beobachtete Durchschlagszeit bei den Betriebsbremsungen grösser ausfällt, trotzdem sich, wie man aus den Formeln schliessen muss, die Unstetigkeit in der Hauptleitung rascher fortbewegt.

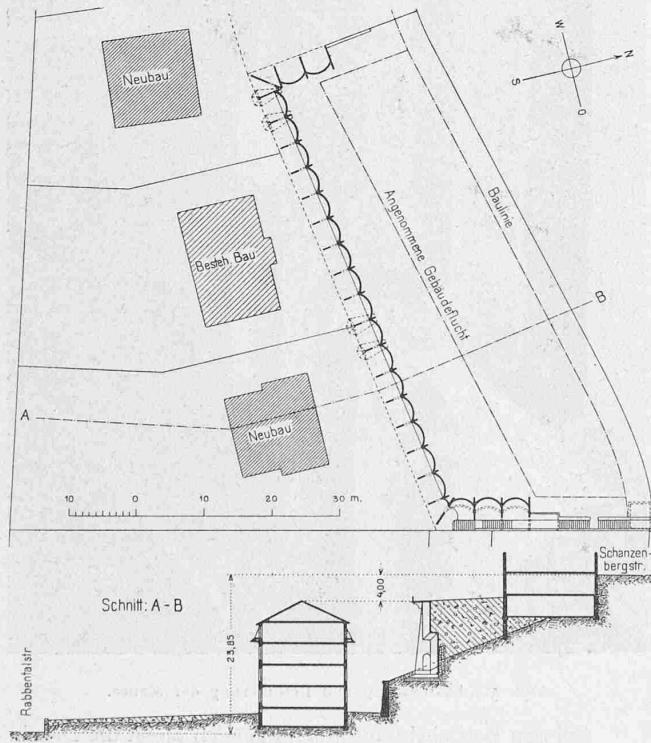


Abb. 1. Lageplan und Querprofil A-B. — Masstab 1:1000.

Wenn bei *Saugbremsen* am Bremshahn ein Durchtrittsquerschnitt $F_b < F$ angewendet wird, so müsste das Einströmen der Außenluft nach den Gleichungen (34) bis (37) berechnet werden, nur wären F , w_e und p_e zu ersetzen durch F_b , w_b und p_b . Dann käme aber noch ein neuer Teilvorgang hinzu, nämlich der Uebergang der Luft aus dem

Hahnquerschnitt F_b mit w_b und p_b in den Rohrquerschnitt F mit w_e und p_e . Das wäre eine *plötzliche Erweiterung*, deren Widerstand in der Art eingeführt werden müsste, wie es schon von *Grashof* gezeigt worden ist¹⁾. Der Einfluss der Anwendung eines kleineren Durchtrittsquerschnittes F_b auf den Durchschlagsvorgang würde sich wesentlich gleichartig feststellen lassen, wie es eben für die Ueberdruckbremsen geschehen ist.

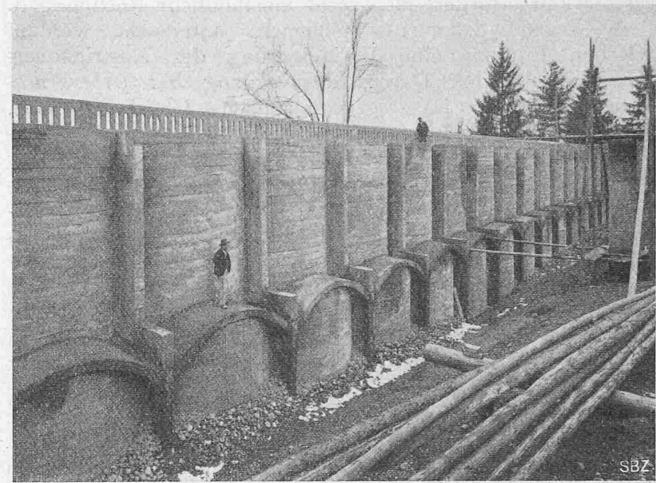


Abb. 6. Fertige Mauer von hinten gesehen.

Die vorstehenden Entwicklungen beanspruchen nicht, eine abschliessende Theorie des Durchschlagsvorganges zu bieten. Sie sollten vielmehr nur versuchen, in möglichst einfacher Weise die Widerstände zu berücksichtigen. Immerhin wird erwartet werden dürfen, dass der *wesentliche Verlauf* der verschiedenen Grössen in den Zahlen-tafeln richtig dargestellt erscheint, namentlich wird sich wohl die wirkliche Durchschlagsgeschwindigkeit gegenüber der adiabatischen Schallgeschwindigkeit gleichartig verhalten, wie die berechnete gegenüber der isothermischen. Die besonderen Zahlenwerte weichen dagegen wahrscheinlich noch bedeutend von den richtigen ab. Denn sie sind in hohem Grade von der Art und Grösse der Widerstände, namentlich beim unstilligen Vorgang, abhängig. Ausserdem entfernt sich die vereinfachende Annahme der überall gleichen Temperatur jedenfalls stark von der Wahrheit. Wie der ganze Vorgang wirklich verläuft, liesse sich nur durch weitere, eingehendere Versuche entscheiden. Diese dürften sich aber nicht auf die Bestimmung der Durchschlagszeit beschränken, sondern es müssten ausserdem an mehreren Stellen der ganzen Bremsleitung noch der Druck, die Temperatur und die Strömungsgeschwindigkeit gemessen werden. Erst wenn alle diese Grössen durch unmittelbare Beobachtung bekannt sind, wird es möglich sein, mit einer Sicherheit auf die Gesetze zu schliessen, denen die einzelnen Teilvergänge folgen. Solche genauere Untersuchungen werden aber jedenfalls auf bedeutend verwickeltere Gleichungen führen, als sie hier hergeleitet wurden.

Stützmauer in Eisen-Beton.

Unterhalb des Kursaals Schänzli in Bern, längs der Schanzenbergstrasse, wurde im Jahre 1911 zum Zwecke der Ueberbauung eines steilen Hanges dieser mit Hilfe einer grossen Stützmauer in Eisen-Beton entsprechend terrassiert. Abbildung 1 zeigt das Objekt in Plan und Profil, sowie die Hauptmass-Verhältnisse der inzwischen durch die Architekten *Lutstorf & Matthys* in Bern z. T. durchgeföhrten Ueberbauung. Die Länge der Mauer beträgt, einschliesslich der beiden Flügelmauern etwa 100 m, ihre Höhe talseitig im Mittel rund 10 m. Ihre Hauptfront setzt

¹⁾ *Grashof*, «Theoretische Maschinenlehre», Band I, § 76.