

Der Durchschlagsvorgang bei den Eisenbahnsammelbremsen mit Uebertragung durch Luft

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

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **59/60 (1912)**

Heft 13

PDF erstellt am: **08.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-29963>

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.

notwendig schien, nachgearbeitet und unterlegt. Vorsichtshalber ist das Gewölbemauerwerk bei der zweiten Brücke in zwei Ringen ausgeführt worden. Wie bei der zweiten Verwendung des gleichen Lehrgerüsts zu erwarten war, ergab sich eine grössere Einsenkung am Gewölbescheitel von total 0,05 m. Der billigeren Materialzufuhr wegen wurden die beiden Cavagliascobrücken erst Ende Juli 1908 in Angriff genommen, nachdem die Teilstrecke Tirano-Poschiavo dem Betriebe übergeben und das Geleise eilig bis in die Nähe der Cavagliasco-Schlucht weiter vorgelegt worden war; bis November gleichen Jahres waren die beiden Brücken vollendet.

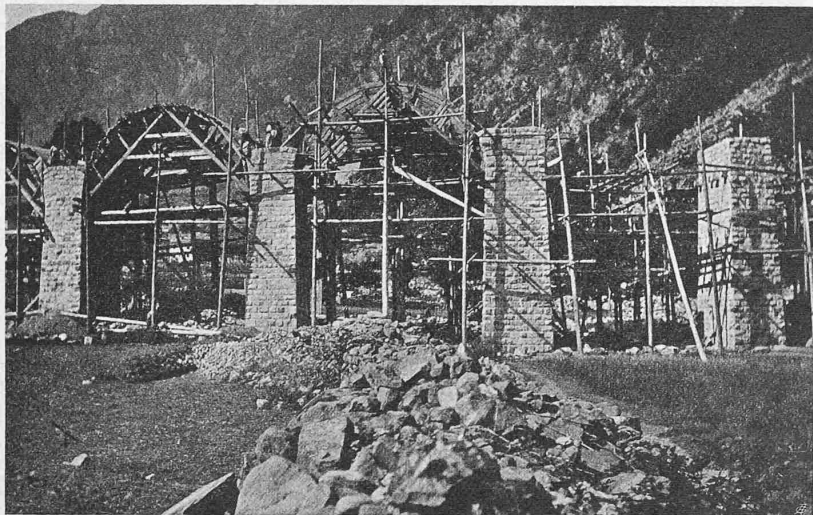


Abb. 52. Aufstellung der Lehrgerüste am Kehr-Viadukt bei Brusio.

Ein günstiger Umstand für die Traversierung der vielen Geröllhalden der Strecke Grüm-Poschiavo war, dass dieselben verhältnismässig wenig Wasser führten. Gefährlichere Rutschpartien traten auf am Palütunnel, wo ein ganzer Felskopf in Bewegung kam, der entlastet und durch eine kräftige Stützmauer oberhalb der untern Traverse unterfangen werden musste, ferner beim untern Portal des obern Veronatunnels, wo der Ruhezustand durch flachere Abböschung wieder hergestellt werden konnte. (Schluss folgt.)

Der Durchschlagsvorgang bei den Eisenbahnsammelbremsen mit Uebertragung durch Luft.

Von Prof. Dr. A. Fliegner, Zürich.

(Fortsetzung.)

Wegen der Annahme konstanter Temperatur wird die Zustandsgleichung der Luft:

$$pv = RT = \text{const.} \quad (17)$$

Dabei hat die Schallgeschwindigkeit den Wert:

$$s = \sqrt{gRT}, \quad (18)$$

und mit dieser isothermischen Schallgeschwindigkeit soll hier allein weiter gearbeitet werden.

Ferner nimmt die Gestalt an:

$$\frac{w}{v} = \frac{wp}{RT} = \text{const.} \quad (19)$$

Da aber T konstant vorausgesetzt ist, so muss das Produkt wp in jedem Augenblick für die ganze strömende Luftmenge je gleich gross sein. Dagegen ändert sich die Konstante im Verlauf des Vorganges stetig. Bezeichnet man nun die augenblicklichen Zustandsgrössen unmittelbar ausserhalb der Unstetigkeitsstelle, wie bisher, mit w_u, p_u , die gleichzeitig am äusseren Ende des Rohres geltenden mit w_e, p_e , so vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung (19) in:

$$wp = w_u p_u = w_e p_e = \text{const.} \quad (20)$$

Wenn man jetzt die Arbeitsgleichung unter (15) mit $w^2/2g$ dividiert, dann nach (18) s einführt und noch (20) berücksichtigt, so kann man sie umformen in:

$$\frac{\lambda}{D} dz = - \frac{2s^2}{w^2_u p^2_u} p dp + 2 \frac{dp}{p} \quad (21)$$

Integriert man diese Gleichung über die ganze strömende Luftmasse zwischen der Unstetigkeitsstelle und dem äusseren Ende des Rohres, also von $z=0$ bis $z=x$, so erhält man für Ueberdruckbremsen:

$$\frac{\lambda}{D} x = \frac{s^2 (p^2_u - p^2_e)}{w^2_u p^2_u} - 2 \lg n \frac{p_u}{p_e} \quad (22a)$$

für Saugbremsen:

$$\frac{\lambda}{D} x = \frac{s^2 (p^2_e - p^2_u)}{w^2_u p^2_u} - 2 \lg n \frac{p_e}{p_u} \quad (22b)$$

Aus der Differentialgleichung (21) folgt noch:

$$\frac{\lambda}{D} \frac{dz}{dp} = - \frac{2s^2 p}{w^2_u p^2_u} + \frac{2}{p} \quad (23)$$

und diese Gleichung zeigt, in Verbindung mit (20), dass für

$$sp = w_u p_u = w_e p_e \quad (24)$$

der Quotient dz/dp verschwindet. Mit von p_u oder p_e aus abnehmendem Druck wachsen hiernach w und z bis zu dem Werte von p , für welchen $w = s$ geworden ist. Dabei erreicht z ein Maximum. Und da nun unmöglich bei noch weiter sinkendem p die Länge z wieder abnehmen könnte, so gelten die Formeln überhaupt nur, bis die Strömungsgeschwindigkeit die isothermische Schallgeschwindigkeit erreicht hat. Eine grössere Geschwindigkeit und ein kleinerer Druck können in einem zylindrischen Rohr bei isothermischer Strömung nicht auftreten. Die in (11) und (12) bei widerstandsloser Bewegung gefundenen Grenzbedingungen für w_u müssen also hier ersetzt werden durch die einzige Bedingung für w :

$$w \leq s \text{ oder } p \geq \frac{w_u p_u}{s} \quad (25)$$

Das ist die Umkehrung eines schon von H. Lorenz gefundenen Ergebnisses, wonach in einem solchen Rohr die Schallgeschwindigkeit nur in den Querschnitten erreicht werden kann, in denen der Quotient $dp/dz = -\infty$ wird.¹⁾

Wenn die Strömung im äusseren Teile der Bremsleitung zur Vereinfachung der Untersuchung als isothermisch verlaufend angenommen wurde, so muss das auch mit den übrigen Teilvorgängen geschehen, sonst ergeben sich an den Enden der bewegten Luftmasse Grenzgebiete, auf denen die Temperatur allmählich aus der konstanten in eine davon endlich verschiedene Temperatur übergeht. Dieser Uebergang lässt sich aber nicht gut näher verfolgen.

Durch die Annahme konstanter Temperatur auch für den unstetigen Beginn der strömenden Bewegung werden

¹⁾ H. Lorenz, „Technische Wärmelehre“, § 12.

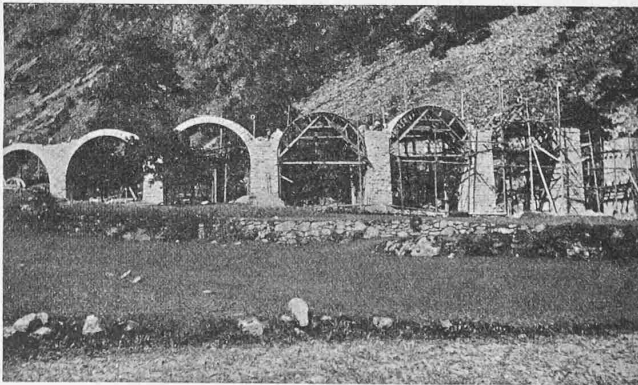


Abb. 53. Kehrviadukt der Berninabahn bei Brusio, im Bau.

die dafür oben entwickelten fünf ersten Gleichungen nicht geändert. Dagegen tritt an Stelle der sechsten die Gleichung (17). Dadurch gehen (8) bis (10) über in Gleichungen, die sich auch nach *Riemann* unter der Annahme konstanter Temperatur herleiten liessen, nämlich in:

$$\frac{v_u}{v_i} = \frac{p_i}{p_u}, \dots \dots \dots (26)$$

$$\frac{w_u}{s} = \pm \frac{p_i - p_u}{p_u} \frac{c}{s}, \dots \dots \dots (27)$$

$$\frac{c}{s} = \sqrt{\frac{p_u}{p_i}} \dots \dots \dots (28)$$

Die Annahme konstanter Temperatur vereinfacht also die Formeln. Sonst führt sie aber auch auf das vorige Verhalten, dass die Durchschlagsgeschwindigkeit immer bei Ueberdruckbremsen kleiner, bei Saugbremsen grösser sein sollte, als die Schallgeschwindigkeit. Das scheint für die Ueberdruckbremsen auch tatsächlich zu stimmen. Bei den Saugbremsen hat sich dagegen nach *Hrn. Kobes*¹⁾ gezeigt, dass die Durchschlagsgeschwindigkeit mit zunehmender Luftleere anfangs allerdings über die Schallgeschwindigkeit steigt. Sie erreicht aber bei einer Luftleere von rund 400 mm Hg einen grössten Wert, um bei weiterer Abnahme des innern Druckes wieder zu sinken und schliesslich sogar die Schallgeschwindigkeit nicht unbedeutend zu unterschreiten.

Dieses Verhalten lässt sich nun weder dadurch erklären, dass die Trägheitswiderstände der strömenden Luftmasse ganz unberücksichtigt gelassen worden sind, noch dadurch, dass vielleicht die Rohrreibungswiderstände in der üblichen Form nicht richtig eingeführt worden wären. Denn der Wert von *c* oder *c/s* hängt sowohl in Gleichung (10), als auch in (28) nur von den beiden Pressungen *p_i* und *p_u* ab, die gerade auf beiden Seiten der Unstetigkeitsstelle herrschen. Die genannten Widerstände beeinflussen nur die Lage der Unstetigkeitsstelle im Rohr für einen bestimmten Wert von *p_u*, aber nicht den un stetigen Vorgang als solchen. Da ausserdem bei Saugbremsen *p_u* niemals unter *p_i* sinken kann, so kann die Durchschlagsgeschwindigkeit nur dadurch unter die Schallgeschwindigkeit heruntergezogen werden, dass auch bei dem un stetigen Vorgang selbst besondere Widerstände auftreten. Diese veranlassen unmittelbar eine Verkleinerung von *w_u* und daher, weil *c* mit *w_u* nach (13) oder (27) in bestimmtem Zusammenhang steht, auch eine solche von *c*. Welchem Gesetz diese Widerstände folgen, lässt sich auf Grund der gegenwärtig verfügbaren Versuche noch nicht mit Sicherheit entscheiden. Jedenfalls muss es so beschaffen sein, dass es für *c* auf mindestens eine unreine quadratische Gleichung führt, damit diese Grösse überhaupt einen Grenzwert erreichen kann. Ausserdem sollte der Grenzwert ein Maximum werden und, wenigstens für stärkere Luftleere im Inneren, bei einem Wert von *p_u* zwischen *p_a* und *p_i* auftreten. Endlich sollte, um innere Widersprüche zu vermeiden, *w_u* beim un stetigen Vorgang nicht grösser werden können, als die Schallgeschwindigkeit, weil das nach (25) die grösste Geschwindigkeit ist, mit der die Luft im Rohre folgen könnte. Durch Probieren hat sich nun gezeigt, dass allen diesen Forderungen genügt wird, und dass sich auch verhältnismässig einfache Formeln ergeben, wenn der Widerstand gleich

$$2\zeta F \frac{(p_u - p_i)^2 w_u}{p_i s}$$

gesetzt wird, wonach er mit wachsendem Ueberdruck *p_u - p_i* gleichfalls, und zwar ziemlich rasch wachsen würde. Der Ausdruck ist so gewählt, dass der darin eingeführte Erfahrungskoeffizient ζ eine reine Zahl wird. Bei späteren Zahlenrechnungen ist $\zeta = 0,6$ gesetzt. Der Wert ist vielleicht zu gross, er geht aber gegenwärtig noch nicht sicher zu bestimmen.

Durch Berücksichtigung dieses Widerstandes vervollständigt sich Gleichung (1) in:

$$\pm F (p_i - p_u) dt = \frac{F dx}{g v_i} w_u + 2\zeta F \frac{(p_i - p_u)^2 w_u}{p_i s} dt. (29)$$

¹⁾ *K.* Die erste Zahlentafel und die erste Abbildung.

Ferner ergibt (27) bei konstanter Temperatur für den Zusammenhang zwischen *w_u* und *c*:

$$\frac{w_u}{c} = \pm \frac{p_i - p_u}{p_u} \dots \dots \dots (30)$$

Setzt man hieraus *w_u* in (29) ein und berücksichtigt man (2) und (18), so erhält man jetzt für die Durchschlagsgeschwindigkeit:

$$\frac{c}{s} = -\zeta \left(\frac{p_i - p_u}{p_i} \right)^2 + \sqrt{\frac{p_u}{p_i} + \zeta^2 \left(\frac{p_i - p_u}{p_i} \right)^4} \dots (31)$$

Das negative Vorzeichen der Wurzel hätte keinen Sinn, und es ist daher gleich weggelassen worden.

Ob das hier angenommene Gesetz der Widerstände beim un stetigen Vorgang genügende Genauigkeit besitzt, oder ob es vielleicht einmal wird geändert werden müssen, liesse sich nur auf Grund eingehenderer Versuche entscheiden. Wahrscheinlich wird wohl eine Aenderung nötig werden. Denn (30) und (31) ergeben für anfänglich vollkommene Luftleere in der Rohrleitung, also für *p_i = 0*, auch *w_u = c = 0*, sodass das hier benützte Gesetz jedenfalls nur ein beschränktes Geltungsgebiet beanspruchen kann. Noch weniger lässt sich ein Urteil darüber bilden, ob es mit genügender Genauigkeit auch auf Ueberdruckbremsen angewendet werden darf. In Ermangelung der nötigen experimentellen Grundlage soll aber diese Annahme doch der Einfachheit wegen zugelassen werden.

Dann gehen die Verhältnisse zunächst bei den *Ueberdruckbremsen* rechnerisch weiter zu verfolgen. Dabei kommt es darauf an, den Zusammenhang der während des Durchschlagens veränderlichen sechs Grössen: *x*, *p_u*, *p_e*, *w_u*, *w_e* und *c* zu bestimmen. Eine unter ihnen muss als unabhängige Veränderliche ausgewählt werden, sodass noch fünf zu berechnen bleiben, wozu die Gleichungen (20), (22a), (30), (31) und die Grenzbedingung (25) zur Verfügung stehen. Nun scheint es das Nächstliegende zu sein, von *x* auszugehen. In der einzigen Gleichung, die *x* enthält, in (22a), treten aber die Pressungen transzendent auf. Daher fällt die Rechnung einfacher aus, wenn man Werte von *p_u* wählt, dafür nach (31) *c/s*, nach (30) *w_u/s* und damit *w_up_u/s* berechnet. Dann ist nach (20) auch der Wert von *w_ep_e/s* bekannt. Welche Werte dabei für *w_e* und *p_e* gelten, lässt sich entscheiden, wenn man nach dem Prinzip der kleinsten Wirkung annimmt, *w_e* werde so gross, als es die Verhältnisse überhaupt gestatten. Nun kann *p_e* unmöglich unter *p_a* sinken, während *w_e* nach (25) die Schallgeschwindigkeit nicht überschreiten kann. Daher folgt für:

$$\left. \begin{aligned} w_e p_e > s p_a: w_e = s; p_e = \frac{w_u p_u}{s} \\ w_e p_e < s p_a: p_e = p_a; w_e = \frac{w_u p_u}{p_a} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (32)$$

Mit den jetzt bekannten Grenzpressungen *p_u* und *p_e* lässt sich endlich nach (22a) der Abstand *x* berechnen, in welchem sich für den angenommenen Wert von *p_u* die Unstetigkeitsstelle vom äusseren Ende der Bremsleitung entfernt befindet.

Für *Saugbremsen* genügen die bis jetzt entwickelten Formeln nicht, weil noch ein neuer Teilvorgang hinzukommt, nämlich der Eintritt der Luft aus der Atmosphäre in das Leitungsrohr. Bei diesem Vorgang geht die Aussenluft aufzufassen als ein unendlich grosses Ausflussgefäss mit unveränderlichem Zustand *p_a* und *T*. Die Mündungsebene wird gebildet vom äusseren Endquerschnitt des Rohres mit *p_e* und *w_e*. Nimmt man der Einfachheit wegen an, dass auch dieser Vorgang *isothermisch* verläuft, so werden dadurch die Widerstände reichlich berücksichtigt, und man erhält Formeln, die sich auch schon in einschlagenden Lehrbüchern vorfinden.

Die Differentialgleichung für dieses Einströmen lautet dann einfach, zunächst ebenfalls stationäre Bewegung vorausgesetzt:

$$d \left(\frac{w^2}{2g} \right) = -v dp = -RT \frac{dp}{p} \dots \dots \dots (33)$$

Sie ist von aussen mit p_a und $w = 0$ bis in den Eintrittsquerschnitt mit p_e und w_e zu integrieren. Das gibt wegen der Annahme konstanter Temperatur und mit (18):

$$\frac{w_e}{s} = \sqrt{2 \lg n \frac{p_a}{p_e}} \quad \dots \quad (34)$$

Bei stationärem Vorgang würde in jeder Sekunde das Luftgewicht

$$G = \frac{F w_e}{v_e} = \frac{F s}{RT} p_e \sqrt{2 \lg n \frac{p_a}{p_e}} \quad \dots \quad (35)$$

einströmen. Es nimmt, ähnlich wie beim adiabatischen Ausströmen, einen grössten Wert an für:

$$\left(\frac{p_e}{p_a}\right)_m = e^{-\frac{1}{2}} = 0,60653 \equiv \alpha \quad \dots \quad (36)$$

Man wird nun auch hier erwarten müssen, dass G mit abnehmendem Werte von p_e/p_a schliesslich nicht wieder abnehmen kann. Dazu muss aber der Druck p_e im Eintrittsquerschnitt des Rohres nach (36)

$$p_e \geq \alpha p_a \quad \dots \quad (37)$$

bleiben. Gleichzeitig hat auch w_e einen Grenzwert, der nach (34) zu:

$$\frac{w_e}{s} \leq \sqrt{2 \lg n \frac{1}{\alpha}} = 1 \quad \dots \quad (38)$$

folgt, der also auch der Schallgeschwindigkeit gleich ist. Der obere Grenzwert für G wird nach (35) und (38), wenn die zugehörigen Werte im Eintrittsquerschnitt mit p'_e und w'_e bezeichnet werden:

$$\max G = \frac{F w'_e p'_e}{RT} = \frac{F s}{RT} \alpha p_a \quad \dots \quad (39)$$

und daraus ergibt sich für das allgemeine Produkt $w_e p_e$ die Grenzbedingung:

$$\frac{w_e p_e}{s} \leq \alpha p_a \quad \dots \quad (40)$$

Die Grenzwerte für p_e aus (36) und für w_e aus (38) könnten allerdings höchstens im ersten Augenblick des ganzen Vorganges wirklich erreicht werden. Denn sobald die Unstetigkeitsstelle vom Endquerschnitt etwas fortgerückt ist, muss ausserhalb von ihr infolge der Rohrreibungswiderstände der Druck nach einwärts zu abnehmen, die Geschwindigkeit ebenso wachsen. Und da die Geschwindigkeit im Rohre nach (25) nicht über die Schallgeschwindigkeit ansteigen kann, so muss sie sich beim Eintritt ins Rohr kleiner einstellen, als diese.

Wegen der Kontinuitätsgleichung (20) lässt sich die Grenzbedingung (40) auch schreiben:

$$\frac{w_u p_u}{s} \leq \alpha p_a \quad \dots \quad (40a)$$

und diese würde nun bei stärkerer anfänglicher Luftleere durch den un stetigen Vorgang leicht überschritten werden, wenn dort keine besonderen Widerstände auftreten würden. (40a) bestimmt die in dieser Richtung schon früher ange deutete Grenze genauer. (Schluss folgt.)

Neuere Zürcher Giebel-Häuser.

II.

Drei Bauten der Architekten Meier & Arter, Zürich.

(Mit Tafeln 44 bis 47.)

Das Wohnhaus in Wollishofen (Tafel 46) ist dicht neben der ehemals Treichlerschen Waschanstalt A. G. und als deren Direktor-Wohnhaus am linken Seeufer im Jahre 1908 erbaut worden. Seine Grundrisse zeigen die Abb. 1 u. 2. Es ist ein anspruchloses weisses Häuschen mit grünen Läden, das sein freundliches Gesicht in echt zürcherischer Art ostwärts dem See zuwendet. Dieser Ostgiebel ist mit mehr Fenstern als sonst üblich versehen und zur Hauptfassade des Hauses ausgebildet, wohl mit Rücksicht auf die hier unverbaubare Aussicht. Demgemäss liegen auch die grosse Wohnstube mit behaglicher Sitzecke an dieser Front, Küche u. s. w. an der Nordseite, der Eingang an der Nordwestecke. Das Treppenhaus ist turmartig im Halbrund aus der westlichen Giebelmauer herausgezogen, sodass im Obergeschoss auf dem kleinen Grundriss von etwa 10×12 m noch Schlafzimer für sieben Betten gewonnen werden konnten. In

einfacher aber guter Ausstattung stellten sich die Baukosten des Hauses mit Zentralheizung, Wasser und elektrischem Licht, einschliesslich des Architekten-Honorars, auf 48 000 Franken oder auf rund 37 Fr. für den m^3 umbauten Raumes.

Das Wohnhaus Staub-Meister an der Sonnenbergstrasse, erbaut 1910, ist auf den Tafeln 45 und 47, sowie in den Grundrissen in Abb. 3 bis 5 dargestellt. Es ähnelt dem soeben beschriebenen Hause in Wollishofen, nur liegt es am Südwestabhang des Zürichberges, ist also genau umgekehrt orientiert wie jenes. In seiner ruhigen, schlichten Form ist es durchaus Zürcherhaus. Als Abweichung von der Regel ist auch hier wie bei seinem Gegenüber die Ausbildung einer Giebelseite, hier der Südwestseite als Hauptfront, zu vermerken; sie ist wieder die Haupt-Aussichtsseite, zudem sehr gut besonnt. Charakteristisch ist aber die Firstrichtung des Hauses in Richtung des stärksten Gefälls, wodurch bei Annahme des ebenen Hauseinganges an der hintern Ecke der Schattenseite der Erdgeschoss-Fussboden vorn ziemlich hoch über den Erdboden zu liegen kommt, die typische Stellung des Zürcherhauses am Abhang. Zur äussern Form ist noch zu sagen, dass die Architekten, die hier in der Bauleitung nicht freie Hand hatten, in der Firsthöhe an eine Bauservitut gebunden waren, daher der etwas breite Eindruck, den das Haus von der Bergseite gesehen macht. Sehr angenehm wirken die ruhigen, durch keinerlei Aufbauten unterbrochenen Dachflächen. Der Grundriss ist im Spiegelbild ähnlich dem des Wollishoferhauses; im innern Ausbau herrscht auch hier Einfachheit. Wie bei allen drei Häusern ist die Wohnstube bis auf Türhöhe getäfelt und nach chemischem Verfahren dunkel gebräunt; die Veranda ist in hellem lackiertem Tannenholz ganz getäfelt

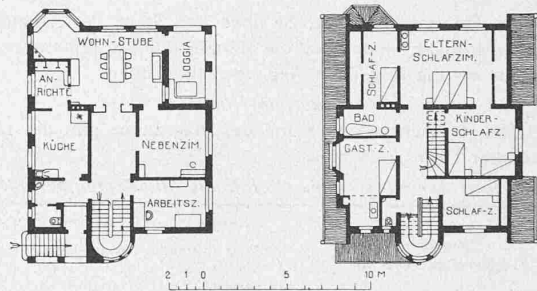
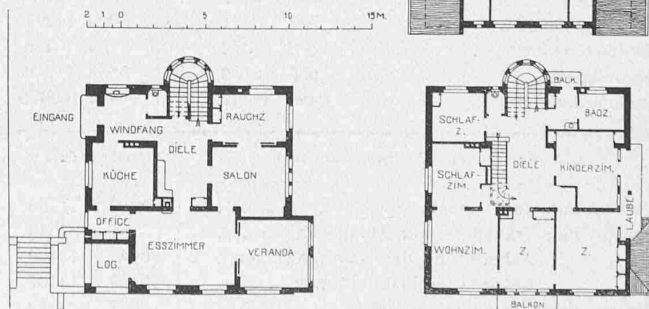


Abb. 1 und 2 (oben).
Wohnhaus in Wollishofen.

• Architekten Meier & Arter, Zürich.

Abb. 3 bis 5 (unten).
Wohnhaus Staub-Meister.

Masstab 1 : 400.



und hat als Schmuck eine friesartige Bemalung durch schwarze Silhouetten erhalten (Tafel 47 unten). Dieses Bildchen zeigt zudem, wie vorteilhaft gute alte Möbel mit einfachen Formen einen Raum bevölkern können, im Gegensatz zu den ebenfalls vorhanden gewesenen verzierten Möbeln wohl aus jüngerer Zeit im Esszimmer.

Das Wohnhaus an der Hauserstrasse. Es ist in der Einleitung zu unserer Darstellung von Zürcher Häusern gesagt