

Zur Theorie der "Schienenatmung"

Autor(en): **Stüssi, F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **121/122 (1943)**

Heft 19

PDF erstellt am: **20.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-53091>

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.

INHALT: Zur Theorie der «Schienenatmung». — Das Bausparen in der Schweiz. — Ideenwettbewerb für einen Bebauungsplan und eine Bauordnung der Gemeinde Pfäffikon-Zürich. — Korrosionserscheinungen in Solekühlanlagen. — Ein Mehrfamilienhaus am Hang in Zürich-Enge. — Einfamilienhaus in Ringlikon (Zürich-Uetliberg). — Schweizer Muster-

messe Basel, 1. bis 11. Mai 1943. — Mitteilungen: Die Regionalplanung von Marseille. Eine Luftfahrtausstellung in Basel. Die Embru-Hauszeitschrift. — Wettbewerbe: Bebauungsplan Zollikon. Vortragskalender. An unsere Leser.

Band 121

Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung

Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestaffelt

Nr. 19

Zur Theorie der «Schienenatmung»¹⁾

Von Prof. Dr. F. STÜSSI, E.T.H., Zürich

1. Wenn sich in einer Schiene die Temperatur t gegenüber einem spannungslosen Ausgangszustand t_0 erhöht, so sucht sie sich auszudehnen. Dieser Ausdehnung wirkt zunächst der Widerstand R der Laschen entgegen; vor der Ueberwindung des Laschenwiderstandes R tritt keine Verschiebung ein, weil die Schienenverkürzung infolge des Längsdruckes $N_1 = R$ die Temperaturausdehnung aufhebt:

$$\alpha_t \Delta t_1 - \frac{N_1}{EF} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

Die Schiene bleibt somit in Ruhe. Der der Temperaturänderung Δt_1 entsprechende Laschenwiderstand R ist somit gegeben durch die Beziehung

$$R = \alpha_t EF \Delta t_1 \dots \dots \dots (1a)$$

wobei α_t die Temperaturausdehnungszahl, E den Elastizitätsmodul und F den Schienenquerschnitt bedeuten.

Wächst nun die Temperatur t weiter über $t_1 = t_0 + \Delta t_1$ hinaus, so beginnt eine zweite Phase des Kräfte- und Verformungsspiels, das wir nachstehend unter der Voraussetzung symmetrischer Verhältnisse untersuchen wollen (Abb. 1). Den nun einsetzenden Verschiebungen ξ setzt die Bettung einen Widerstand p entgegen, der offenbar mit wachsender Verschiebung ξ zunimmt. Solange die Verschiebungen ξ verhältnismässig klein bleiben, ist es naheliegend und gerechtfertigt, diesen

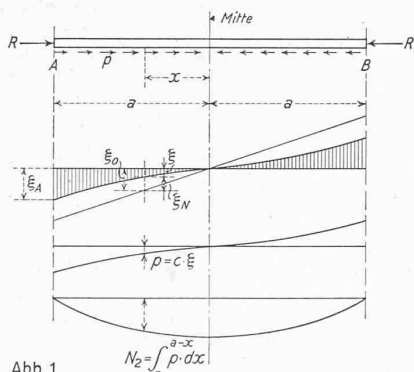


Abb. 1

Widerstand p proportional zu den Verschiebungen ξ anzunehmen:

$$p = c \xi \dots \dots \dots (2)$$

Der Proportionalitätsfaktor c ist dabei durch Versuche zu bestimmen.

Die Bettungswiderstände p summieren sich von den Enden her zu einer Längskraft N_2 auf:

$$N_2 = \int_a^{a-x} p dx \text{ oder } p = - \frac{dN_2}{dx} \dots \dots \dots (3)$$

Durch den Index 2 soll der Unterschied von N_2 gegenüber der in der ersten Phase auftretenden Längskraft $N_1 = R$ gekennzeichnet werden. Die gesamte Schienenlängskraft in der zweiten Phase ist gleich der Summe von N_1 und N_2 .

Die Längskraft N_2 bewirkt eine Verkürzung der Schienenelemente dx um

$$d\xi_N = \frac{N_2}{EF} dx \quad \xi'_N = \frac{N_2}{EF} \dots \dots \dots (4)$$

oder

$$\xi'_N = \frac{N'_2}{EF} = - \frac{p}{EF} = - \frac{c \xi}{EF} \dots \dots \dots (5)$$

Die wirkliche Verschiebung ξ setzt sich zusammen aus der Verschiebung ξ_0 bei freiem Spiel ohne Schotterwiderstand

$$\xi_0 = \alpha_t \Delta t_2 x \dots \dots \dots (6)$$

und der Verkürzung ξ_N infolge der Längskraft N_2 . Setzen wir

$$\xi = \xi_0 - \xi_N \dots \dots \dots (7)$$

in Gleichung (5) ein, so ergibt sich die Grundgleichung des Problems:

$$\xi''_N - \frac{c}{EF} \xi_N + \frac{c}{EF} \xi_0 = 0 \dots \dots \dots (8)$$

Die Lösung dieser Gleichung kann mit der Abkürzung $\omega^2 = \frac{c}{EF}$ und wegen $\xi''_0 = 0$ mit Hilfe hyperbolischer Funktionen angeschrieben werden zu:

$$\xi_N = C_1 \text{Sh } \omega x + C_2 \text{Ch } \omega x + \xi_0 = 0 \dots \dots \dots (9)$$

Die Konstanten C_1 und C_2 sind aus den Randbedingungen zu bestimmen. Für die zu untersuchenden symmetrischen Verhältnisse wird

$$\begin{aligned} \text{in Schienenmitte: } x = 0 : \xi'_N &= 0 \\ \text{am Schienenende: } x = a : N_2 &= 0 \text{ d. h. } \xi'_N = 0 \end{aligned}$$

Wir erhalten somit:
für $x = 0$: $\xi'_N = 0 = C_1 \cdot 0 + C_2 \cdot 1 + 0$ woraus $C_2 = 0$
für $x = a$: $\xi'_N = 0 = \omega C_1 \text{Ch } \omega a + \alpha_t \Delta t_2$

$$\text{woraus } C_1 = - \frac{\alpha_t \Delta t_2}{\omega \text{Ch } \omega a}$$

Diese Werte in Gleichung (9) eingesetzt, liefern

$$\xi_N = \xi_0 - \frac{\alpha_t \Delta t_2}{\omega \text{Ch } \omega a} \text{Sh } \omega x$$

Vergleichen wir diesen Wert mit Gleichung (7), so ergibt sich die Lösung für ξ

$$\xi = \frac{\alpha_t \Delta t_2}{\omega \text{Ch } \omega a} \text{Sh } \omega x \dots \dots \dots (10)$$

Die grösste Verschiebung tritt am Schienenende A mit $x = a$ auf:

$$\xi_{\text{max}} = \xi_A = \frac{\alpha_t \Delta t_2}{\omega} \text{Th } \omega a \dots \dots \dots (11)$$

Die Längskraft N_2 ergibt sich wegen Gleichung (4) zu

$$N_2 = EF \xi'_N = EF \alpha_t \Delta t_2 \left(1 - \frac{\text{Ch } \omega x}{\text{Ch } \omega a} \right) \dots \dots \dots (12)$$

und ihr Grösstwert $N_{2 \text{ max}}$ für die Schienenmitte, $x = 0$, beträgt:

$$N_{2 \text{ max}} = EF \alpha_t \Delta t_2 \left(1 - \frac{1}{\text{Ch } \omega a} \right)$$

Wir haben bis jetzt nicht berücksichtigt, dass die Bettungswiderstände p nicht im Schienenschwerpunkt, sondern in einem Abstand e_u unter ihm angreifen. Dadurch treten Momente $N_2 e_u$ in der Schiene auf, die sie zu verbiegen suchen und zwar bei Temperaturzunahme nach oben. Den Momenten $N_2 e_u$ entspricht eine (bei Temperaturzunahme nach oben gerichtete) Belastung

$$q_t = - e_u N_2'' = - e_u EF \xi_N'' = e_u EF \frac{\omega^2 \alpha_t \Delta t_2}{\text{Ch } \omega a} \text{Ch } \omega x$$

die an der ungünstigsten Stelle, $x = a$, den Wert

$$q_{t \text{ max}} = e_u c \alpha_t \Delta t_2$$

annimmt. Solange das Schienengewicht g grösser ist als $q_{t \text{ max}}$ (und dies dürfte in Wirklichkeit immer der Fall sein), tritt kein Abheben der Schiene ein. Die angegebene Untersuchung des Temperaturspiels ohne Rücksicht auf die Exzentrizität e_u ist somit zutreffend.

2. Betrachten wir nun die Verschiebungen eines einzelnen Punktes, z. B. des Schienenendpunktes A, während einer Temperaturänderung gegenüber der Ausgangstemperatur t_0 , so zeigt sich folgendes (Abb. 2):

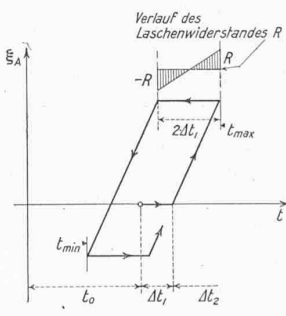


Abb. 2

Der Punkt A bleibt in Ruhe, bis die Laschenreibung R überwunden ist. Gleichzeitig wird die Schiene durch die über die ganze Schienenlänge konstante Längskraft $N_1 = R$ beansprucht. Bei weiter steigender Temperatur beginnt sich nun der Punkt A nach Gleichung (11), d. h. proportional zur Temperaturzunahme zu verschieben, bis die Höchsttemperatur t_{max} erreicht ist. Nimmt nun die Temperatur wieder ab, so muss zuerst die Laschenreibung R abgebaut und dazu noch die Laschen-

reibung $-R$ überwunden werden, bevor eine Rückverschiebung des Endpunktes A einsetzen kann. Diese Rückverschiebung verläuft nun ihrerseits linear zur Temperaturabnahme bis zur Erreichung der Tiefsttemperatur t_{min} , die selbstverständlich auch unter der Ausgangstemperatur t_0 liegen kann. Setzt hier nun wieder eine Temperaturzunahme ein, so muss zuerst die Laschenreibung $-R$ abgebaut und dazu die Laschenreibung R überwunden werden, bevor in einem neuen Zyklus das Verschiebungsspiel wieder einsetzt.

¹⁾ Zum Thema «Schienenatmung» vgl. Bd. 119, S. 293*. Red.

Dieses Verschiebungsspiel nach Abb. 2 stellt nun eine besondere Anforderung an die versuchstechnische Untersuchung der «Schienenatmung». Es hat nämlich keinen Sinn, die Verformungen der Schiene nur in einem bestimmten Zeitpunkt (als Momentan-Aufnahme) zu messen, sondern es gibt uns nur die sich über die ganzen Temperaturzyklen erstreckende Aufnahme das richtige Bild über das Verhalten der Schiene und damit die Möglichkeit, die Unbekannte der Theorie, nämlich den spezifischen Schotterwiderstand c , zu finden. Solche stetige Beobachtungen durch selbstregistrierende Apparate sind m. W. zum ersten Mal in der Promotionsarbeit Toneatti²⁾ angegeben worden und zwar für die Verschiebungen ξ_A der Endpunkte einer 120 m langen geschweissten Schiene. Allerdings sind diese Beobachtungen nicht als Temperatur-Verschiebungsdiagramme aufgezeichnet, sondern sowohl Temperatur wie Verschiebungen sind je für sich in Funktion der Zeit registriert, doch lassen sich diese Aufnahmen leicht umzeichnen. Dies ist in den Abbildungen

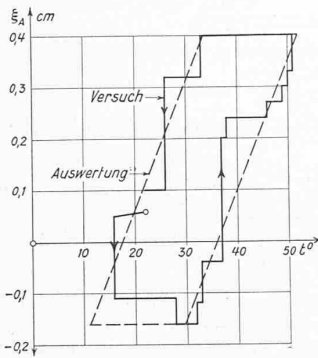


Abb. 3a 22. Juli 1938

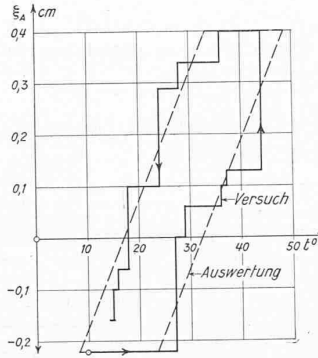


Abb. 3b 25. Aug. 1938

3a und 3b für zwei beliebige Tage durchgeführt: Diese Diagramme zeigen, abgesehen von der ruckweisen Registrierung der Verschiebungen, das charakteristische Bild der Abb. 2. Sie bestätigen somit den grundsätzlichen Verlauf des skizzierten Verschiebungsspiels. Die Neigung der $\xi_A - \Delta t_2$ -Linie erlaubt die Feststellung

$$\xi_A \text{ cm} = 0,025 \Delta t_2$$

Aus dem Vergleich mit Gleichung (11) ergibt sich

$$0,025 = \frac{\alpha_t}{\omega} Th \omega a$$

woraus sich mit $\alpha_t = 0,012 \cdot 10^{-3}$ und $a = 6000 \text{ cm}$

$$\frac{Th \omega a}{\omega a} = 0,3472 \quad \omega a = 2,861 \text{ und } \omega = 0,477 \cdot 10^{-3}$$

oder mit $F = 58,5 \text{ cm}^2$, $E = 2100 \text{ t/cm}^2$ der spezifische Schotterwiderstand c zu

$$c = \omega^2 E F = 0,477^2 \cdot 10^{-6} \cdot 2100 \cdot 58,5 = 0,028 \text{ t/cm}^2$$

ergibt. Damit ist das Kräftefeld der zweiten Phase bestimmbar. Nach Gleichung (12a) ergibt sich noch die grösste Längskraft $N_2 \text{ max}$ zu

$$N_2 \text{ max} = 0,012 \cdot 10^{-3} \cdot 2100 \cdot 58,5 \left(1 - \frac{1}{\text{Ch } 2,861}\right) \Delta t_2 = 1,306 \Delta t_2$$

Der Vergleich verschiedener Diagramme nach Abb. 3 aus den Aufzeichnungen der Promotionsarbeit Toneatti zeigt, dass die beiden $\xi_A - \Delta t_2$ -Linien eines Tagesspiels nicht immer genau den gleichen Abstand von einander besitzen, dass also die Grösse der Laschenreibung R bzw. $2R$ sich verändern kann. Dies ist leicht verständlich, weil je nach dem Anspannungszustand der Laschenschrauben der Laschenwiderstand sich verändern wird; bei frisch angezogenen Schrauben wird R am grössten sein und im Verlauf einiger Temperaturspiele abnehmen, um beim neuen Anziehen der Schrauben wieder auf einen Maximalwert anzusteigen. Es muss deshalb vorsichtigerweise hier auf eine Bestimmung und Diskussion des Laschenwiderstandes $R = N_1$ verzichtet werden.

Für den aus den Versuchen Toneatti ermittelten Wert des spezifischen Schotterwiderstandes $c = 0,028 \text{ t/cm}^2$ und für $\Delta t_2 = 10^\circ$ sind in Abb. 4 die Verschiebungen ξ und ξ_A für verschiedene Schienenlängen aufgetragen und mit ξ_0 verglichen. Es zeigt sich, dass bei einer Steigerung der Schienenlänge über $2a = 50 \text{ m}$ hinaus die grössten

²⁾ P. Toneatti: Das Verhalten des Langschienengeleises unter dem Betrieb. Diss. E.T.H. 1939.

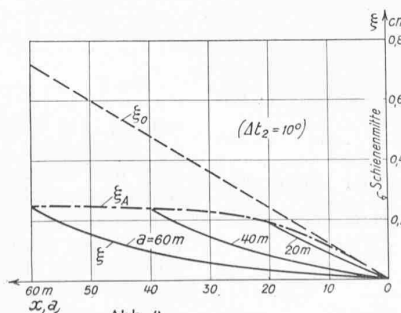


Abb. 4

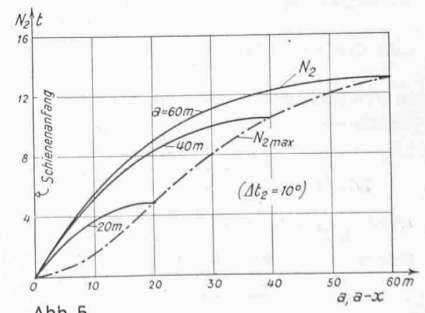


Abb. 5

Verschiebungen ξ_A für eine bestimmte Temperaturänderung Δt_2 nicht mehr stark anwachsen. Abb. 5 zeigt den entsprechenden Verlauf der Längskräfte N_2 und $N_2 \text{ max}$.

In Abb. 6 ist der Einfluss der Grösse des spezifischen Schotterwiderstandes c auf die Verschiebung ξ_A des Schienenendpunktes A für $\Delta t_2 = 10^\circ$ und für verschiedene Schienenlängen dargestellt. Abb. 7 endlich zeigt den entsprechenden Verlauf von $N_2 \text{ max}$ (Seite 233).

3. Erst durch die vollständige Kenntnis des Kräfte- und Verformungsspiels einer Langschiene ist es möglich, die bisher noch unbeantwortet gebliebenen Fragen im Proplemkomplex der Langschiene abschliessend zu beantworten. Zu diesem wird auch diejenige nach den Beanspruchungen der Verbindungsmittel zwischen Schiene und Schwelle sowie die der Stabilität der Schienen gehören. Es erscheint wünschenswert, dass die von Dr. Toneatti begonnenen, aber nicht ausgeschöpften Beobachtungen von den interessierten Kreisen weitergeführt und an verschiedenen Geleisebauarten und über längere Zeitdauer sich erstreckend wiederholt und vervollständigt werden, wobei auch die Gültigkeitsgrenze der Theorie, d. h. der Grenzwiderstand p , für den die Hypothese der Gl. (2) noch mit genügender Genauigkeit gilt, zu bestimmen sein wird.

Das Bausparen in der Schweiz

Von S. PUPPATO, Direktor der «Tilka» A. G., Zürich

[Nachdem das Bausparen in seiner wilden Form, deren Bekämpfung auch die SBZ ihre Spalten zur Verfügung gestellt hatte¹⁾, durch das Eingreifen des Bundes 1935 unterbunden worden ist, hat es rasch an Bedeutung verloren, weil eben das gut ausgebaute schweizerische Hypothekbankwesen im allgemeinen genügend Finanzierungsmöglichkeiten bietet. Wir geben aber gerne einem führenden, verdienten Vertreter des Bauspargedankens das Wort zu einer Art abschliessendem Rückblick, der zeigt, was aus den Trümmern einer vor einem Jahrzehnt gross erscheinenden Idee noch gemacht werden konnte. Red.]

Die ursprüngliche Form jeder Bauspartätigkeit war in allen Ländern, wo sie verwirklicht wurde, das *kollektive System*. Allerdings bedingt diese Sparform nicht nur ein einheitlich ausgerichtetes Sparziel, sondern, was wesentlich ist, auf das Kollektiv eingestellte psychologische Voraussetzungen. Da diese Bedingung erfahrungsgemäss jedoch nur von einem Bruchteil der beteiligten Personen erfüllt wird, die Mehrzahl dagegen ihre Mitwirkung mit der stillschweigenden Hoffnung verbindet, zu den «Ersten» zu gehören, die ein Darlehen erhalten, wird die kollektive Grundlage illusorisch. Infolge dieses zutage getretenen Mangels hat sich das schweizerische Bausparen seit 1935, d. h. nach Inkrafttreten der gesetzlichen Regelung, immer mehr vom kollektiven System entfernt und den Weg des *freien Bausparens* beschritten. Dieses Bausparen ist frei von jeder Bindung an eine Schicksalsgemeinschaft mit Dritten, es unterliegt lediglich dem subjektiven Willen als Triebkraft.

Mit diesem Uebergang zum freien Bausparen befindet sich das schweizerische Bausparwesen¹⁾ seit 1938/39 in seiner dritten Entwicklungsphase, deren Ziel nach vorausgegangener Konsolidierung im Auf- und Ausbau der gewonnenen strukturellen Grundlagen erblickt werden muss. Dabei wird als wirtschaftlichem Aufgabenfeld nach wie vor, neben der üblichen Wohnbaufinanzierung, insbesondere der *Siedelungsbewegung* Aufmerksamkeit entgegengebracht. Dieser Bewegung schenkt man neuerdings auch bei uns in vermehrtem Masse öffentliches Interesse, während man sie vor allem in den angelsächsischen Ländern mit dem Bausparwesen geradezu identifiziert.

Was die *Fremdgeldinstrumente* anbetrifft, die dem freien Bausparen zugrunde liegen, so galt es, zwischen diesen und dem

¹⁾ Siehe SBZ Bd. 103, S. 243* (W. Stäubli; 1934), ferner Bd. 105, S. 304; Bd. 107, S. 262; Bd. 108, S. 176; Bd. 112, S. 142.