

Objekttyp: **TableOfContent**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

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

Heft 19

PDF erstellt am: **19.05.2024**

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

<http://www.e-periodica.ch>

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

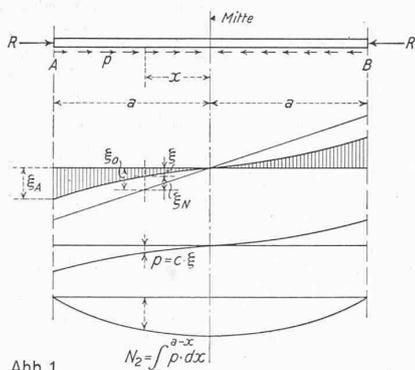


Abb. 1

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:

$$\begin{aligned} \text{für } x = 0 : \xi'_N = 0 &= C_1 \cdot 0 + C_2 \cdot 1 + 0 \text{ woraus } C_2 = 0 \\ \text{für } x = a : \xi'_N = 0 &= \omega C_1 \text{Ch } \omega a + \alpha_t \Delta t_2 \end{aligned}$$

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

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:

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

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

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

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

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

annimmt. Solange das Schienengewicht g grösser ist als $q_{t \max}$ (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):

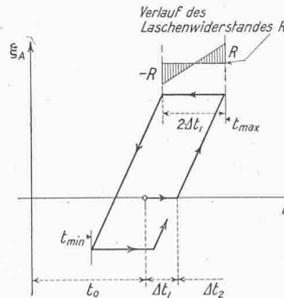


Abb. 2

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.