

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 115/116 (1940)  
**Heft:** 12

**Artikel:** Die Berechnung von Flanschverbindungen  
**Autor:** Bosch, M. ten  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-51248>

#### **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:** 16.01.2026

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





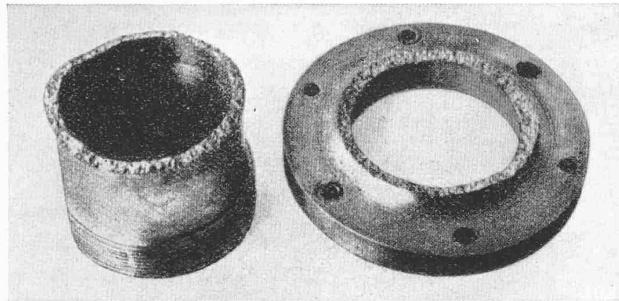


Abb. 7. Lage des Dauerbruchs beim Rohrflansch

Mit diesen Werten wird die radiale Spannung:

$$\sigma_r = -\frac{E m^2 z}{m^2 - 1} \left( \frac{d^2 w}{d r^2} + \frac{1}{m r} \frac{d w}{d r} \right) = \frac{6z}{h^3} \left( \frac{m+1}{m} \frac{c}{2} - \frac{m-1}{m} \frac{d}{r^2} \right) \quad (12)$$

Aus der ersten Randbedingung, dass am freien Außenrand (für  $r = r_a$ ) die radiale Spannung für alle Werte von  $z$  gleich Null wird, folgt:

$$\frac{m+1}{m} \frac{c}{2} = \frac{m-1}{m} \frac{d}{r_a^2} \quad \text{oder} \quad d = \frac{m+1}{m-1} \frac{c}{2} r_a^2 \quad (13)$$

und aus Gl. (12) mit  $r_a/r_i = a$ :

$$\sigma_r = \frac{3z}{h^3} \frac{m+1}{m} (a^2 - 1) \quad \dots \quad (14)$$

Aus der zweiten Randbedingung, dass am Innenrand (für  $r = r_i$ ) das Moment der radialen Spannungen entgegengesetzt gleich  $M_i$  ist, folgt:

$$\int_{-h/2}^{h/2} \sigma_r z dz = \frac{3c(m+1)}{mh^3} (a^2 - 1) \int_{-h/2}^{h/2} z^2 dz = -M_i$$

oder

$$c = \frac{4m}{m+1} \frac{M_i}{a^2 - 1} \quad \dots \quad (15)$$

und damit die Neigung  $\varphi_2 = dw/dr$  für  $r = r_i$  (nur durch das Moment  $M_i$  allein verursacht):

$$\varphi_2 = \left| \frac{dw}{dr} \right|_{r=r_i} = \frac{M_i r_i}{N(a^2 - 1)} \left( \frac{m}{m+1} + \frac{m a^2}{m-1} \right) \quad (16)$$

Die gesamte Winkeländerung des Flansches erhält man durch Superposition von  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ , also

$$\varphi_{\text{Flansch}} = \frac{12(m^2 - 1)r_i}{E m^2 h^3} \left[ \frac{P'}{4\pi} (a+1) - \left( \frac{m}{m+1} + \frac{m a^2}{m-1} \right) \frac{M_i - Q h/2}{a^2 - 1} \right] \quad (17)$$

Die Berechnung der Winkeländerung des Rohres ist für den Maschineningenieur etwas ungewohnt, weil es sich um ein ähnliches Problem handelt, wie die Formänderung eines belasteten Balkens auf elastischer Unterlage (wie z. B. Eisenbahnschwelle). Zur Lösung dieser Aufgabe geht man von der bekannten Gleichung der elastischen Linie eines gebogenen Stabes  $\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{M}{J E}$  aus. Durch zweimalige Differentiation ( $J = \text{konst}$ ) folgt daraus:

$$JE \frac{d^4 y}{dx^4} = -d^2 M/dx^2 = -d Q/dx \quad \dots \quad (18)$$

da bekanntlich die Querkraft  $Q = dM/dx$  ist. Man nimmt nun an, dass an jeder Stelle der Druck  $p$  zwischen Balken und Unterlage proportional der jeweiligen Einsenkung  $y$  ist, also

$$p = k y$$

und nennt  $k$  die *Bettungsziffer*. Für ein Element  $dx$  des belasteten Balkens (Abb. 9) gilt die Gleichgewichtsbedingung in vertikaler Richtung:

$$dQ/dx = p = k y \quad \dots \quad (19)$$

sodass die Differentialgleichung (18) nun lautet:

$$JE \frac{d^4 y}{dx^4} = -k y \quad \dots \quad (19)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet mit der Abkürzung

$$\beta = \sqrt{\frac{k}{4JE}} \quad \dots \quad (20)$$

$y = e^{\beta x} (A \cos \beta x + B \sin \beta x) + e^{-\beta x} (C \cos \beta x + D \sin \beta x) \quad (21)$

wovon man sich durch Einsetzen leicht überzeugt. Die vier Integrationskonstanten  $A$  bis  $D$  müssen von Fall zu Fall aus den Randbedingungen berechnet werden. Zunächst ist noch der Faktor  $\beta$  zu berechnen. Für ein ringsum symmetrisch belastetes Rohr

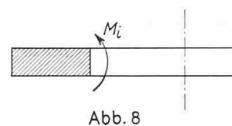


Abb. 8

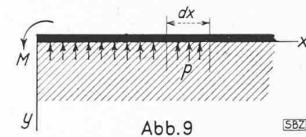


Abb. 9

SBZ

folgt die radiale Verschiebung  $Ar = y$  aus der bekannten Beziehung<sup>10)</sup>:

$$y = Ar = \frac{\sigma_t}{E} r \quad \dots \quad (22)$$

Die tangentialen Kräfte  $\sigma_t s l \cdot 1$  auf das Volumenelement mit der Rohrlänge 1 haben in radialer Richtung die Komponente

$$p = k y = \frac{\sigma_t s}{r} = \frac{E s}{r^2} y$$

sodass

$$k = \frac{E s}{r^2} \quad \dots \quad (23)$$

ist. Diese (eindimensionale) Bestimmung von  $k$  ist nur angehährt richtig; die genaue Lösung<sup>8)</sup> gibt einen etwas grösseren Wert, nämlich:

$$k = \frac{m^2}{m^2 - 1} \frac{E s}{r^2} \quad \dots \quad (23a)$$

Für den Rohrstreifen von 1 cm Breite ist  $J = s^3/12$  und

$$\beta = \sqrt{\frac{3k}{s^3 E}} = \sqrt{\frac{3(m^2 - 1)}{m^2 r^2 s^2}} = \frac{1,285}{\sqrt{r s}} \quad \dots \quad (24)$$

In dieser Gleichung ist  $r$  der mittlere Radius und  $s$  die Wandstärke des Rohres. Die erste Randbedingung lautet in unserem

Fall (Abb. 9): Für  $x = \infty$  ist  $y = 0$  und  $dy/dx = 0$ . Da  $e^{\beta x}$  mit zunehmendem  $x$  immer grösser wird, kann diese Bedingung nur erfüllt werden, wenn  $A = B = 0$  ist. Die allgemeine Lösung (21) vereinfacht sich also in unserem Fall zu:

$$y = e^{-\beta x} (C \cos \beta x + D \sin \beta x) \quad \dots \quad (25)$$

Die zweite Randbedingung (für  $x = 0$ ) lautet:

$$\left( \frac{d^2 y}{d x^2} \right)_{x=0} = -M_0/J E \quad \text{und} \quad \left( \frac{d^3 y}{d x^3} \right)_{x=0} = \frac{d M}{d x} = -Q = P/J E$$

Aus der Differentiation von Gl. (25):

$$\frac{dy}{dx} = -\beta e^{-\beta x} (C + D) (\sin \beta x + \cos \beta x)$$

folgt:

$$\frac{d^2 y}{d x^2} = -2\beta^2 e^{-\beta x} (C + D) \cos \beta x$$

Für  $x = 0$  ist

$$2\beta^2 (C + D) = M_0/J E \quad \dots \quad (26)$$

Aus

$$\frac{d^3 y}{d x^3} = -2\beta^3 e^{-\beta x} (C + D) (\sin \beta x - \cos \beta x)$$

folgt für  $x = 0$ :

$$2\beta^3 (C + D) = -Q/J E = P/J E \quad \dots \quad (27)$$

und in Verbindung mit (26):

$$Q = -\beta M_0 \quad \dots \quad (28)$$

Die Integrationskonstanten  $C$  und  $D$  sind durch die Gl. (26) und (27) bestimmt. Setzt man sie in Gl. (25) ein, so wird

$$y = \frac{e^{-\beta x}}{2\beta^2 J E} \left[ P \cos \beta x - \beta M_0 (\cos \beta x - \sin \beta x) \right] \quad (29)$$

<sup>10)</sup> Vorlesungen ten Bosch: Masch. El., S. 89, Gl. 14.5.

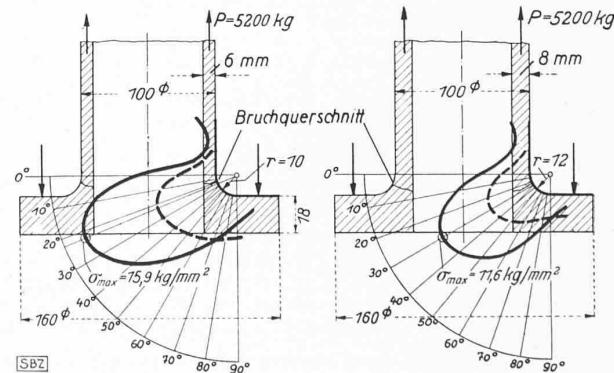
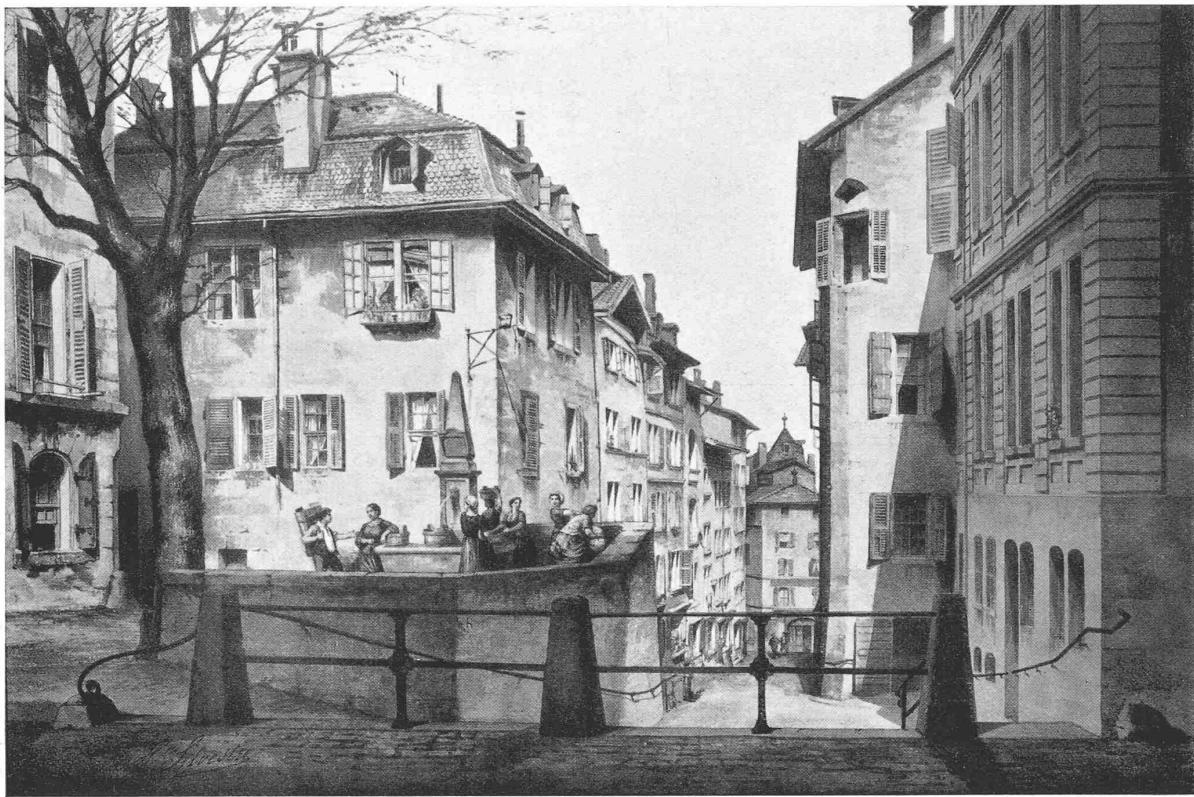


Abb. 10. Spannungsverteilung im Rohrflansch bei verschiedener Wandstärke

— Meridiansspannung, - - - - - Umfangsspannung

## AUS: DAS BÜRGERHAUS IN DER SCHWEIZ — II. BAND: DER KANTON GENF. ZWEITE AUFLAGE

Herausgegeben vom Schweiz. Ingenieur- und Architekten-Verein, S. I. A. — Orell Füssli Verlag, Zürich 1940



Genève, Rue du Perron, prise du puits St. Pierre, vers 1830

Die Differentiation dieser Gleichung gibt für  $x = 0$  die gesuchte Neigung des Rohres:

$$\varphi_{\text{Rohr}} = \left( \frac{dy}{dx} \right)_{x=0} = \frac{M_0}{2\beta JE} = \frac{6M_0}{\beta Es^3} \quad \dots \quad (30)$$

Diese Gleichung gilt nicht nur für ein unendlich langes Rohr, sondern auch für alle Rohrlängen  $x$  solange  $\beta x$  grösser als 2 ist. Aus unserer Voraussetzung, dass  $\varphi_{\text{Rohr}}$  (nach Gl. 30) =  $\varphi_{\text{Flansch}}$  (nach Gl. 17) ist, folgt:

$$M_0 = \frac{3 \frac{m^2 - 1}{m^2} (a + 1) P' / \pi}{12 \frac{m^2 - 1}{m^2} \left( \frac{m}{m+1} + \frac{m a^2}{m-1} \right) \frac{1 + \beta h/2}{a^2 - 1} + \frac{6}{\beta r_i} \left( \frac{h}{s} \right)^3} \quad (31)$$

oder mit  $m = 10/3$  und  $A = \frac{12(m^2 - 1)}{m^2(a^2 - 1)} \left( \frac{m}{m+1} + \frac{m a^2}{m-1} \right)$

$$M_0 = \frac{0,87 (a + 1) P'}{A (1 + \beta h/2) + \frac{6}{\beta r_i} \left( \frac{h}{s} \right)^3} \quad \dots \quad (31a)$$

mit den  $A$ -Werten aus Zahlentafel 2.

Zahlentafel 2

| $a$ | 1,2  | 1,3  | 1,4  | 1,5  | 1,6  | 1,7  | 1,8  |
|-----|------|------|------|------|------|------|------|
| $A$ | 70,2 | 50,3 | 40,6 | 34,4 | 31,0 | 38,3 | 26,3 |

Da das Biegemoment  $M_0$  für einen Rohrstreifen von der Breiteneinheit nun bekannt ist, folgt die grösste Biegespannung im Rohr aus der Biegegleichung:

$$\sigma_b = M_0/W = 6M_0/s^2 \quad \dots \quad (32)$$

Diese berechnete Spannung kann nun mit der kürzlich von Prof. A. Thum<sup>11)</sup> veröffentlichten Berechnung der grössten Spannung aus den gemessenen Dehnungen verglichen werden (vgl. Abb. 10). Eine vollständige Uebereinstimmung ist nicht zu erwarten, weil bei allen plötzlichen Querschnittsänderungen<sup>12)</sup>, also auch beim Uebergang zwischen Flansch und Rohr, Spannungserhöhungen zu erwarten sind, die durch «Formziffer» be-

<sup>11)</sup> A. Thum: Feindehnungsmessungen und Dauerprüfungen an Flanschen als Grundlage für eine Flanschberechnung, in: «Maschinenelemente-Tagung Düsseldorf 1938». VDI-Verlag, Berlin 1940, S. 16. — Dieser Veröffentlichung sind die Abbildungen 7 und 10 entnommen.

<sup>12)</sup> ten Bosch: Vorlesungen Masch. El., Abschnitt 16.

rücksichtigt werden müssen. Für das linke Bild in Abb. 10 ist  $r_a = 80$ ,  $r_i = 47$ ,  $h = 18$ ,  $s = 6$  und  $x = 70 - 47 = 23$  mm. Damit folgt aus Gl. (10):  $P' = 5200 \cdot 23/33 = 3624$  kg. Weiter ist  $a = 80/47 = 1,70$  (also  $A = 28,3$ ),  $\beta = 1,285/\sqrt{47 \cdot 6} = 0,0765$ ,  $\beta h/2 = 0,689$ ,  $\beta r_i = 1,798$ . Mit diesen Zahlenwerten wird das Biegemoment  $M_0$  nach Gl. (31a):

$$M_0 = \frac{0,87 \cdot 2,7 \cdot 3624}{28,3 \cdot 1,69 + 3,34 \cdot 27} = 8500 \cdot 137 = 62 \text{ kg} \cdot \text{cm}$$

auf einen cm Breite, und damit die Biegespannung:

$$\sigma_b = 62 \cdot 6/6^2 = 10,3 \text{ kg/mm}^2.$$

Hierzu kommt noch die Zugspannung im Rohr:

$$\sigma_z = 5200/ \cdot 94 \cdot 6 = 2,9 \text{ kg/mm}^2,$$

sodass die totale Spannung nach unserer Berechnung  $10,3 + 2,9 = 13,2 \text{ kg/mm}^2$  beträgt, was gegenüber dem gemessenen Wert von  $15,9 \text{ kg/mm}^2$  einer Formziffer von  $15,9/13,2 = 1,2$  entspricht; die gleiche Formziffer gibt auch die Nachrechnung für das Bild rechts in Abb. 10.

Für die Berechnung der Formänderung am äusseren Rand lautet die Gleichung:

$$\varphi_{\text{aussen}} = \frac{12 (m^2 - 1) r_i}{E m^2 h^3} \left[ \frac{P'}{4\pi} (a + 1) - \left( \frac{m}{m+1} + \frac{m a^2}{m-1} \right) \frac{a}{a^2 - 1} (M_0 - Q h/2) \right] \quad (33)$$

Mit diesen Untersuchungen ist die wichtige *Dichtungsfrage* der Verbindung noch nicht gelöst; sie scheint für den festen Flansch schwieriger zu sein als für den losen.

## Das Bürgerhaus im Kanton Genf

Seit längerer Zeit schon war der im Jahre 1912 erschienene Genfer Band vergriffen, weshalb er nun in zweiter Auflage herausgegeben worden ist<sup>13)</sup>. Kollege E. Fatio, der schon die erste Auflage besorgt hatte, ist auch der zweiten zu Gevatter gestanden, unterstützt von Kantonsarchäologe L. Blondel. Zahlreiche

<sup>13)</sup> Das Bürgerhaus in der Schweiz, 2. Band, Kanton Genf, 2. Auflage. Herausgegeben vom Schweizer. Ingenieur- und Architektenverein. 50 Seiten Text, 134 Tafeln. Zürich 1940. Orell Füssli Verlag. Preis geb. 43 Fr., geh. 35 Fr., für S.I.A.-Mitglieder das erste Exemplar geb. 25 Fr., jedes weitere Exemplar 31 Fr., geh. 17 bzw. 23 Fr.