Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 117/118 (1941)
Heft: 21

Artikel: Der Schienenstoss
Autor: Grossmann, K.H.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-83560

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: 08.08.2025

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

Der Schienenstoss

Nichts ermüdet bei längeren Eisenbahnfahrten so sehr wie die unaufhörlichen Erschütterungen, die das Ueberfahren der aufeinanderfolgenden Schienenstösse begleiten. Angeregt durch eine Studie von *R. A. Bornand*[1]), mag die unten sub I stehende rohe Abschätzung des von den Schienenstössen auf den Wagen periodisch übertragenen Vertikalimpulses die Einsicht in das Uebel und damit seine Bekämpfung fördern. Der Betrachtung liegt ein äusserst vereinfachtes Bild des Stossvorgangs zugrunde; unter den getroffenen Annahmen sind die von Bornand selber ausdrücklich oder stillschweigend gemachten mit b, die übrigen mit g bezeichnet. Den Hauptteil der Bornand'schen Abhandlung nimmt nicht diese eisenbahntechnische Frage ein, sondern die — weit schwierigere — theoretische Untersuchung eines Anfachungsvorgangs, auf deren Ergebnisse die sich sub II anschliessende Resonanzbetrachtung abstellt.

I. Ist L die Schienenlänge, v die Zugsgeschwindigkeit, so empfängt ein vierachsiger Wagen, mit zwei Räderpaaren pro Drehgestell, in jeder Periode $T = L/v$ zwei Doppelstösse. Der Radstand A bestimmt den zeitlichen Abstand $(L - A)/v$ zwischen den beiden Doppelstössen; diese würden, bei nur einem Räderpaar pro Drehgestell, für $A = L$ zu einem einzigen, alle $T = L/v$ sek wiederholten Impuls J vereinigt; $(b_1:)$ dieser «Ideal»-Fall sei vorausgesetzt. $(b_2:)$ Abb. 1 schematisiert den Wagen als ein Zwei-Massen-System: Oben die abgefederte Masse M_a des Wagenkastens, unten, zu einem einzigen Rad vereinigt, die unabgefederte Masse M_u, dazwischen eine die gesamte Abfederung verkörpernde Feder der elastischen Konstanten f. Für einen mitfahrenden Reisenden rollt die regelmässig unterbrochene Schiene an dem Rad ab; jede vorbeiziehende Fuge versetzt diesem einen vertikalen Stoss.

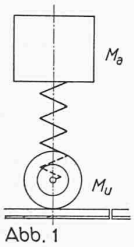

Abb. 1

Idealisiertes Problem

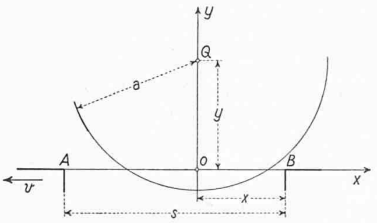

Abb. 2

Verdeutlichter Fall in die Fuge

Dieses Vorbeiziehen der Fuge verdeutlicht, bei drastisch vergrösserter Fugenbreite, Abb. 2. In die Relativbahn des Radmittelpunktes Q, d. h. in die Vertikale durch Q, ist die y-Axe des Koordinatensystems gelegt; sein Ursprung O in den Schnittpunkt dieses Lots mit der waagrechten Schienen-Oberkante, der x-Axe. Das Bezugsystem $(O;\ x,\ y)$ wird also vom Zug mitgeführt. Die Randpunkte A und B der Fuge stehen um die Spaltbreite s voneinander ab[2]). Mit der Geschwindigkeit $-v$ saust die Fuge der x-Axe entlang; zur Zeit $t = 0$ habe A den Ursprung O erreicht. In den für eine Frist $[0,\ t_1]$ eröffneten Spalt fällt das (um seine, $(b_3:)$ bisher ruhende, Axe rotierende) Rad vom Radius a unter der Last seines Gewichtes $G_u = M_u g$, $(b_4:)$ dem gegenüber die Federkraft vernachlässigt sei. Mit y sei die Lage von Q, mit x jene von B auf den bezüglichen Axen bezeichnet:

$$y = a - \frac{g}{2} t^2,\ x = s - v t$$

Der freie Fall des Rades setzt natürlich voraus, dass der Abstand $\overline{QA}$ den Radhalbmesser a übertrifft, dass also

$$a^2 < v^2 t^2 + \left(a - \frac{g}{2} t^2\right)^2 \quad \text{für } t > 0$$

— eine wegen der bei normaler Geschwindigkeit stets befriedigten Ungleichung

$$a g < v^2$$

selbstverständlich erfüllte Bedingung. Der Zeitpunkt t_1 des Aufpralls des Rades auf die Kante B bestimmt sich aus der Bedingung $\overline{QB} = a$, d. h.:

$$(v t_1 - s)^2 + \left(a - \frac{g}{2} t_1^2\right)^2 = a^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Für t_1, von der Grössenordnung 10^{-4} sek, gilt sicherlich:

$$t_1 << \frac{2}{g} \sqrt{v^2 - a g} \approx \frac{2 v}{g}$$

Dies berücksichtigt, liefert (1):

$$t_1 = \frac{s}{v + \sqrt{a g}}$$

Zu diesem Zeitpunkt ist

$$x_1 = x(t_1) = s - v t_1 = \frac{s \sqrt{a g}}{v + \sqrt{a g}}$$

geworden; die beim Aufprall erlangte Fallgeschwindigkeit des Schwerpunkts beträgt

$$w = - g t_1 = - \frac{s g}{v + \sqrt{a g}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Von der Kante B getroffen, schnellt das Rad mit der Schwerpunktsgeschwindigkeit w' zurück gemäss dem empfangenen Impuls

$$J = M_u (w' - w) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Um w' abzuschätzen, denke man sich $(g_1:)$ Rad und Schiene vollkommen hart und $(g_2:)$ den Radschwerpunkt Q unausweichlich genau auf der y-Axe geführt. Dann ist die Bewegung von Q durch die von B, also y durch x, zwangsläufig bestimmt kraft der Bedingung $\overline{QB} = a$, d. h.:

$$y^2 + x^2 = a^2,\quad y \dot{y} = - x \dot{x} = x v,\quad \dot{y} = v \frac{x}{y}$$

Für $t = t_1$ ist $\dot{y} = w'$:

$$w' = \frac{v x_1}{y_1} \approx \frac{v x_1}{a} = \frac{v s \sqrt{a g}}{a (v + \sqrt{a g})} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Bei Vernachlässigung von $\sqrt{a g}$ gegenüber v wird mithin ((3), (2), (4)):

$$J \approx M_u \left(v \sqrt{\frac{g}{a}} + g\right) \frac{s}{v} = \frac{G_u s}{v} \left(\frac{v}{\sqrt{a g}} + 1\right) \approx \frac{G_u s}{\sqrt{a g}} \quad (5)$$

Der Impuls ist somit 1) dem ungefederten Gewicht und 2) der Spaltbreite proportional, 3) in gröbster Annäherung von der Zugsgeschwindigkeit unabhängig. Auf Grund von andern, m. E. irrigen Ueberlegungen gelangt Bornand zu einer von (5) verschiedenen Formel, die ausser den Proportionalitäten 1) und 2) eine solche zwischen dem Impuls und der Zuggeschwindigkeit behauptet.

$(b_5:)$ Der das Rad treffende Impuls trifft, fortgepflanzt durch die für einen Augenblick als fest betrachteten Zwischenglieder, sofort auch die abgefederte Masse M_a. Deren Schwerpunkt erfährt also alle $T = L/v$ sek eine plötzliche Geschwindigkeitsänderung Δu vertikal aufwärts:

$$\Delta u = \frac{J}{M_a} \approx \frac{M_u}{M_a} \sqrt{\frac{g}{a}}\, s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

So gering, von der Grössenordnung 1 cm/sek, dieser in eintönigem Takt wiederkehrende Geschwindigkeitssprung auch ist, so ist es, da er jedesmal *plötzlich* erfolgt[3]), dennoch wohl er, der dem Reisenden auf die Dauer so «auf die Nerven gibt». Die Wagenbauer sind denn auch bestrebt, das Verhältnis der unabgefederten zur abgefederten Masse tunlichst klein zu halten, sowie den Stoss auf seinem Weg vom Rad zum Wagenkasten abzudämpfen.

II. Es frägt sich, ob die periodische Folge der Geschwindigkeitsprünge Δu bei Resonanz so heftige Vertikalschwingungen des Wagenkastens anzufachen vermag, dass die erzeugten Beschleunigungen ihrerseits den Reisenden behelligen — vielleicht sogar in höherem Grad als die die Schwingungen unterhaltenden Geschwindigkeitsprünge selbst? Sieht man $(b_6:)$ von jeglicher zähen (geschwindigkeitsproportionalen) Reibung ab, so kann man der Bornand'schen Untersuchung eine Antwort hierauf entnehmen:

Der Schwerpunkt S der abgefederten Masse ist an unsere y-Axe (Abb. 2) gebunden; auf dieser sei O^* ein fester, unten näher bezeichneter Punkt; z sei die Höhe von S über O^*, F sei der auf die Masse M_a, ihrem Gewicht $G_a = M_a g$ entgegen, ausgeübte Federdruck. Für aufeinanderfolgende Zeitstrecken der Dauer $T = L/v$ ist die Bewegung von S dem Gesetz unterworfen:

$$M_a \ddot{z} = F - G_a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Zur Kennzeichnung der Federkraft F kann man Belastungsversuche an Blattfedern so schematisieren $(b_7:)$ Einer bestimmten Durchbiegung δ entspricht nicht eine bestimmte Belastung $P(\delta)$, sondern ein Lastbereich $[P_1(\delta),\ P_1(\delta) + 2R]$:

$$P_1(\delta) \leqq P(\delta) \leqq P_1(\delta) + 2R$$

Bei einer Laständerung innert dieser Grenzen bleibt die Durchbiegung konstant; erst wenn die Last die obere Grenze $P_1(\delta) + 2R$ um einen Betrag ΔP übersteigt, oder um ΔP unter die

[1]) Dynamisches Verhalten eines schwingenden Systems mit trockener Reibungsdämpfung unter der Einwirkung periodischer Impulse. Sonderdruck aus «Schweizer Archiv». Vogt-Schild A.G., Solothurn 1938.

[2]) Bornand bezeichnet die Spaltbreite mit $2s$.

[3]) D. h. in einer sehr kurzen Zeit Δt. Angenommen, $\Delta t \lessapprox 10^{-3}$ sek, so wird $\Delta u / \Delta t$ von der Grössenordnung der Erdbeschleunigung!

untere Grenze $P_1(\delta)$ sinkt, ändert sich δ, und zwar im einen oder andern Sinn um den Betrag

$$\Delta\delta = \frac{\Delta P}{f}$$

Wird (Abb. 3) unsere Abfederung also einem Lastzyklus unterzogen: Belastung über G_a hinaus — Entlastung unter G_a hinab, so nimmt in der Belastungsphase der sinkende Wagenschwerpunkt S bei Erreichung der Last G_a einen Punkt S_1 ein, der um einen Abstand $2h$ über dem Punkt S_2 liegt, den in der Entlastungsphase der steigende Schwerpunkt unter der selben Last G_a besetzt. Als Bezugspunkt O^*, von dem aus die Schwerpunktskoordinate z gemessen wird, sei der Mittelpunkt zwischen S_1 und S_2 gewählt. Dann wird der gesuchte Zusammenhang zwischen F und z je nach der Bewegungsrichtung durch die linke oder die rechte der beiden in Abb. 3 gezeichneten Parallelen dargestellt; $\dot{z} < 0$ bedeutet ja eine zeitliche Zunahme, $\dot{z} > 0$ eine Abnahme der Federbelastung. Mithin ist die gesamte auf M_a wirkende äussere Kraft

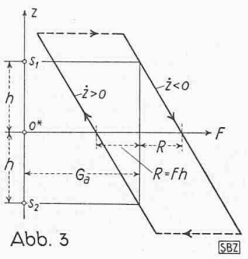

Abb. 3

Blattfeder-Belastungsdiagramm

$$F - G_a = -fz - R \quad \text{für} \quad \dot{z} > 0$$
$$F - G_a = -fz + R \quad \text{für} \quad \dot{z} < 0$$

Mit

$$k^2 = \frac{f}{M_a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

liefern diese Ausdrücke, in (7) eingesetzt:

$$\ddot{z} + k^2 z = -\frac{R}{M_a} \quad \text{für } \dot{z} > 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9\,a)$$

$$\ddot{z} + k^2 z = \frac{R}{M_a} \quad \text{für } \dot{z} < 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9\,b)$$

Nach Abb. 3 ist

$$h = \frac{R}{f} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Wird $\dot{z} = 0$, so sucht die Federkraft F eine weitere Bewegung zu verhindern, nimmt also jenen Wert an, der die mit der Bedingung

$$-fz - R \leqq F - G_a \leqq -fz + R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

verträgliche Gesamtkraft $F - G_a$ vom kleinsten Betrag ergibt. Sofern $|z| \leqq h$, ist, wegen (10), $F - G_a = 0$ mit (11) verträglich: $F = G_a$; S verharrt in Ruhe. Sofern $z < -h$, so ist auch die Gesamtkraft vom kleinstmöglichen Betrag, nämlich (Abb. 3) die Kraft $F - G_a = -fz - R$, noch positiv, und die Bewegung wird gemäss (9a) fortgesetzt. Sofern $z > h$, kann auch die grösstmögliche Federkraft, nämlich $G_a - fz + R$, eine negative Beschleunigung nicht verhindern; für die nächste Bewegungsphase gilt (9b). Kurz, mit

$$\dot{z} = 0 \text{ beginnt} \begin{Bmatrix} \text{Stillstand} \\ \text{Bewegung gemäss (9a)} \\ \text{Bewegung gemäss (9b)} \end{Bmatrix}, \text{ wenn} \begin{Bmatrix} |z| \leqq h \\ z < -h \\ z > h \end{Bmatrix} \quad (12)$$

Alle $T = L/v$ sek erfährt $\dot{z}$ den positiven Sprung

$$\Delta u = \frac{J}{M_a} \quad , \text{für } t = nT \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

In dem jetzt interessierenden Resonanzfall ist T zugleich die Periode der mit (9) verträglichen harmonischen Schwingungen:

$$T = \frac{L}{v} = \frac{2\pi}{k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Die Bewegungsgleichungen (9), die Stillstandskriterien (12), die Randbedingung (13) und die Resonanzklausel (14) kennzeichnen jene Bewegungen, deren schliessliche Schwingungsformen Bornand mit Hülfe der darauf wie zugeschnittenen graphischen Analysis von *E. Meissner*[4]) bestimmt. Eine den aufgezählten Bedingungen unterworfene Bewegung kann schliesslich erstens in eine periodische Schwingung (mit periodischen Stillständen) übergehen, bei der die periodisch «eingespritzte» Dosis kinetischer Energie im nächsten Zyklus thermisch verbraucht wird, in unserm Fall: gerade den Arbeitsaufwand eines Belastungszyklus der Federung deckt. Zweitens ist statt einer solchen Stabilisierung der Bewegung eine Aufschaukelung zu einer Schwingung von immer grösseren Ausschlägen möglich: Der konstante Impulssprung gemäss (13) bedeutet dann einen wachsenden Betrag der periodischen Zufuhr an kinetischer Energie entsprechend dem wachsenden Wärmeverlust pro Zyklus. Der hier allein interessierende Fall der Aufschaukelung tritt nach Bornand dann ein, wenn

$$\frac{J\,k}{R} > 4$$

[4]) Graphische Analysis vermittelst des Linienbildes einer Funktion. Verlag der «SBZ», Zürich 1932.

Dabei ist immer die Resonanzbedingung (14) vorausgesetzt. Aufschaukelung tritt demnach nicht ein, wenn

$$\frac{J}{R} < \frac{2}{\pi}\,\frac{L}{v} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Mit der Impulsabschätzung (5) ergibt sich so die Konstruktionsregel:

$$\sqrt{g\,a}\,\frac{R}{G_u} > \frac{\pi}{2}\,\frac{s}{L}\,v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Auch bei Nichtbeachtung dieser Regel besteht eine beträchtliche Aufschaukelungsgefahr nur dann, wenn das Durchfahren der Schienenlänge L gerade die Eigenperiode T einer vertikalen Wagenschwingung beansprucht, also nur in der Nähe der kritischen Zugsgeschwindigkeit

$$v_k = \frac{L\,k}{2\pi} = \frac{L}{2\pi}\sqrt{\frac{f}{M_a}}$$

Bei hinreichend weicher Federung übertrifft die normale Zugsgeschwindigkeit v die kritische v_k, d. h. es ist

$$\sqrt{\frac{f}{M_a}} < \frac{2\pi v}{L} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Die Vorschriften (16) und (17) sind alternativ. Zur Vermeidung des Aufschaukelns genügt es, eine der beiden Ungleichungen zu erfüllen: Man braucht nur *entweder* für eine kleine Federkonstante *oder* für ein grosses Verhältnis der «Verstellkraft» R zum unabgefederten Gewicht G_u zu sorgen.

Soweit die aus einer sehr vereinfachenden Theorie zu ziehenden (von Bornand's eigenen Schlussfolgerungen abweichenden) Konsequenzen. Jene Vereinfachungen, namentlich die Vernachlässigung der zähen Dämpfungseinflüsse, fordern zu einer Ueberprüfung durch die Praxis heraus. K. H. Grossmann

---

MITTEILUNGEN

Jahresspeicher für Raumheizung. Zur Ergänzung der in unserer Mitteilung im lfd. Bd., Nr. 5, S. 59 genannten «Vorschläge zur nationalen Wärmewirtschaft» — Speicherung hydro-elektrischer Abfallenergie in Riesen-Wasserspeichern, sei es freistehend (Seehaus), sei es in Seen getaucht und mittels Wärmepumpe aufgeheizt (Gasser), ferner: Verbundbetrieb Kohle-Elektrizität in industriellen Kesselanlagen (Spoerli), endlich der Vorschlag Otto Frei in dieser Nummer — sei noch der Diskussionsbeitrag von *A. Rittershaussen* im «Bulletin SEV» 1941, Nr. 21, vermerkt. Nicht in einem einzigen ungeheuren Wasserblock soll nach Rittershaussen das Kraftwerk seine überschüssige Sommerenergie speichern, sondern in vielen verhältnismässig kleinen Speichern (von 63 (?) bis 123 m³ Wasserinhalt), verteilt auf die einzelnen Gebäude, in und unter dem Keller je einen Raum beanspruchend von der Grössenordnung des Platzbedarfs eines Zentralheizungskessels nebst Kokslagerraum. Also jedem Haus seinen Jahresspeicher! Vorzüge dieser Einzel-Speicherung gegenüber dem Fernheizbetrieb von einem zentralen Wärmespeicher aus: Wegfall der Rohrleitungsverluste auf dem Weg vom Zentralspeicher zum Verbraucher, keine Verwaltungsspesen für das Fernheizwerk. Als weiteren Vorteil führt der Autor den angeblich viel grösseren Material- und Kapitalaufwand eines Zentralspeichers an. Die unverhältnismässig höheren Wärmeverluste bei der Einzel- gegenüber der Gross-Speicherung sind nach seiner ebenso apodiktisch geäusserten wie anfechtbaren Meinung «nur von ganz untergeordnetem Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad». Natürlich entfallen *für das Kraftwerk* die Anlagekosten der Speicherung, wenn die Bezüger sie übernehmen. Die Summe der Anlagekosten aller Einzelspeicher dürfte aber in einer Stadt mit zahlreichen benachbarten Heizobjekten bei gleichem Gesamtwirkungsgrad jene der zentralen Speicherung weit übertreffen. Die Isolierungsschwierigkeiten der im Keller untergebrachten Einzelspeicher erscheinen dem Autor nicht schlimm, da «fast sämtliche Wärmeabgänge dem zu heizenden Objekt zugute kommen». (dem kühlen Keller?)

Ein früherer Speicherungs-Vorschlag von Rittershaussen («Bulletin SEV» 1941, Nr. 16) möchte tiefliegende Wasserbehälter von etwa 400 m³ Inhalt, wie sie nach seiner Ansicht der Luftschutz (die Brandlöschung bei zerstörter Wasserversorgung) inmitten der Städte «ziemlich allgemein» erheischt, zugleich als Wärmespeicher benützen. Die l. c. gemachten Angaben über deren Isolierung sind zwar dürftig, dürftiger jedoch Rittershaussens «Begründung» seiner Voraussage eines Wirkungsgrads von rd. 85 %. Uebrigens glaubt er, dass ein solcher Behälter «im umgebenden Gebirge die Vorgänge zeigen wird, wie sie von Seehaus [im «Bulletin SEV» 1940, Nr. 15] für den festen Speicher dargestellt sind». Was von diesem Glauben zu halten ist, haben wir in Bd. 116, Nr. 14, S. 153* einlässlich dargelegt.