

Zeitschrift:	Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber:	Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band:	74 (1956)
Heft:	2
Artikel:	Berechnung des elastischen Verhaltens und der Eigenschwingungen von Eisenbahnfahrzeugen: ergänzte Fassung der Antrittsvorlesung
Autor:	Zweifel, Otto
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-62559

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: 14.01.2026

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

sekundärer Bedeutung sei. Die wesentliche Ursache diesbezüglicher Schäden ist das Gleiten der Längsarmierung vom Auflager her. Das Problem der Schubsicherung wird damit zu einem Problem der Haftung.

Es ist klar, dass ein solches Gleiten zu grossen Verformungen führt und damit die kleinen, meist schrägen

Haarrisse, die an und für sich nicht schaden, ja sogar bei guter Haftung am häufigsten auftreten, zu klaffenden Spalten aufgeweitet werden. Die Schrägeisen behindern nun wie gesagt diese Verformungen, und zwar eben auch dann, wenn gar keine schiefen Hauptzugspannungen und daher auch keine schrägen Risse vorhanden waren. Schluss folgt

Berechnung des elastischen Verhaltens und der Eigenschwingungen von Eisenbahnfahrzeugen

Ergänzte Fassung der Antrittsvorlesung, die Prof. Otto Zweifel am 7. Dezember 1954 an der ETH gehalten hat DK 625.2.034
Schluss von Seite 6

Was weiter bestimmt werden muss, ist die potentielle Energie des Systems in einer allgemeinen Lage; es handelt sich dabei einerseits um das Potential der Schwerkraft und andererseits um die in den Federungen aufgespeicherte Deformationsarbeit. In beiden Fällen wird das Potential für die Gleichgewichtslage Null gesetzt. Unter dieser Voraussetzung wird das Schwerkraftpotential V_S

$$(7) \quad V_S = mg \cdot \eta$$

worin m die Masse des Wagenkastens (Körper III) ist und g die Erdbeschleunigung. Sollen die Massen der Körper II und III mitberücksichtigt werden, so ist genauer:

$$(7a) \quad V_S = mg \cdot \eta + m_{II} g \cdot \eta_{II} + m_I g \cdot \eta_I$$

Das Potential einer Feder wird gerechnet, indem zumindest in einem kleinen Gebiet in Nähe der Gleichgewichtslage Linearität vorausgesetzt wird. Die Federkraft P ist dann nach Bild 20

$$P = P_o + \lambda \cdot f$$

worin P_o die Federkraft in der Gleichgewichtslage, λ die Federkonstante und f die Federdehnung ist. Das Potential der Feder ist dann

$$(8) \quad V_F = P_o \cdot f + \frac{1}{2} \lambda \cdot f^2$$

Dabei ist zu beachten, dass nach Bild 20 bei wachsendem f eine Zunahme der Federbelastung eintritt. Handelt es sich um eine Entlastung der Feder, so wird

$$(8a) \quad V_F = -P_o \cdot f + \frac{1}{2} \lambda \cdot f^2$$

Das Potential der gesamten Federung ist die Summe der einzelnen Federpotentiale

$$V_{Ftot} = \sum V_{Fi}$$

Das Gesamtpotential V ist dann

$$(9) \quad V = V_S + V_{Ftot} = mg \cdot \eta + \sum V_{Fi}$$

wenn die Massen m_I und m_{II} gegenüber m vernachlässigt werden können.

Zunächst sei im Teilsystem A-I (Bild 17) das Federpotential bestimmt. Zur Bestimmung der Federlängenänderung der linken Feder setzt man den Vektorzug $\overrightarrow{1' 2' 3' 4' 4 3 2 1} = 0$. Die einzelnen Vektoren haben hier folgende Komponenten:

$\overrightarrow{1 2} :$	0	c_1
$\overrightarrow{1 2'} :$	c_x	c_y
$\overrightarrow{2 3} :$	a_1	0
$\overrightarrow{2' 3'} :$	$a_1 \cos z_{12}$	$-a_1 \sin z_{12}$
$\overrightarrow{3' 4} :$	0	$-b_1$
$\overrightarrow{3' 4'} :$	$-b_1 \sin z_{12}$	$-b_1 \cos z_{12}$

Die Komponentengleichungen ergeben dann (mit den gleichen Annahmen wie bisher)

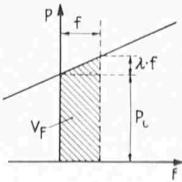


Bild 20. Federpotential V_F ; P = Federkraft, f = Federdehnung. In der Nähe der Gleichgewichtslage ($f = 0$; $P = P_o$) wird ein linearer Verlauf der Federcharakteristik angenommen

$$(114) \quad c_x = b_1 \cdot z_{12} + \frac{1}{2} \cdot a_1 \cdot z_{12}^2$$

$$c_y = c_1 + z_{11} + a_1 \cdot z_{12} - \frac{1}{2} \cdot b_1 \cdot z_{12}^2$$

Macht man für die gesuchte Verlängerung f_L der linken Feder den allgemeinsten Ansatz 2. Ordnung

$$(115) \quad f_L = A_1 \cdot z_{11} + A_2 \cdot z_{12} + B_1 \cdot z_{11}^2 + B_2 \cdot z_{12}^2 + B_3 \cdot z_{11} \cdot z_{12}$$

so muss für die Gesamtlänge $c_1 + f_L$ der Feder die Beziehung gelten

$$(116) \quad (c_1 + f_L)^2 = c_x^2 + c_y^2$$

Setzt man in Gl. (116) die Werte für c_x , c_y und f_L aus (114) und (115) ein, so findet man durch Identifikation (auch in [116] dürfen dann Glieder 3. und höherer Ordnung ausser Betracht fallen) für die linke Feder

$$(117) \quad f_L = z_{11} + a_1 \cdot z_{12} + \frac{1}{2} \cdot b_1 \left(\frac{b_1}{c_1} - 1 \right) z_{12}^2$$

Da die allgemeine Lage von Bild 17 durch Ersatz von z_{12} durch $-z_{12}$ in eine symmetrische Lage übergeht, wird für die rechte Feder

$$(118) \quad f_R = z_{11} - a_1 \cdot z_{12} + \frac{1}{2} \cdot b_1 \left(\frac{b_1}{c_1} - 1 \right) z_{12}^2$$

Nach (8a) gilt für das Federpotential V_{F1} dieses Teilsystems (für beide Federn zusammen)

$$(119) \quad V_{F1} = -P_o \cdot (f_L + f_R) + \frac{1}{2} \lambda_1 \cdot (f_L^2 + f_R^2)$$

worin $P_o = \frac{1}{2}mg$ (m ist die gesamte Kastenmasse), λ_1 die Federkonstante aller parallelwirkenden Federn der linken Seite an beiden Drehstellen zusammen). Daraus ergibt sich dann mit den Gliedern bis zur 2. Ordnung

$$(120) \quad V_{F1} = -mg \left[z_{11} + \frac{1}{2} b_1 \left(\frac{b_1}{c_1} - 1 \right) z_{12}^2 \right] + \lambda_1 (z_{11}^2 + a_1^2 z_{12}^2)$$

Berechnet man das Federpotential V_{F3} des Teilsystems II-III, so ergibt sich bis zur zweiten Ordnung wieder derselbe Ausdruck, so dass das totale Potential V des gesamten Systems nach (9) wie folgt angegeben werden kann:

$$(121) \quad V = mg (\eta - z_{11} - z_{31}) + \lambda_1 z_{11}^2 + \left[\lambda_1 a_1^2 - \frac{1}{2} mg b_1 \left(\frac{b_1}{c_1} - 1 \right) \right] z_{12}^2 + \lambda_3 z_{31}^2 + \left[\lambda_3 a_3^2 - \frac{1}{2} mg b_3 \left(\frac{b_3}{c_3} - 1 \right) \right] z_{32}^2$$

Als letzte Grösse wird noch die kinetische Energie T des Systems benötigt:

$$(10) \quad T = \frac{1}{2} m \left(\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 + \kappa^2 \dot{\psi}^2 \right)$$

worin κ der Massenträgheitsradius des Körpers III ist. Bei Berücksichtigung der Massen m_I und m_{II} der Körper I und II kämen noch mehr Glieder hinzu:

$$(10a) \quad T = \frac{1}{2} m \left(\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 + \kappa^2 \dot{\psi}^2 \right) + \frac{1}{2} m_{II} \left(\dot{\xi}_{II}^2 + \dot{\eta}_{II}^2 + \kappa_{II}^2 \dot{\psi}_{II}^2 \right) + \frac{1}{2} m_I \left(\dot{\xi}_I^2 + \dot{\eta}_I^2 + \kappa_I^2 \dot{\psi}_I^2 \right)$$

Die Gleichungen (4), (9) und (10) enthalten alle Zusammenhänge des Systems, die für die Aufstellung der Bewegungsgleichungen nach Lagrange nötig sind. Diese lauten für jede Unabhängige z_{ik}

$$(11) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial z_{ik}} \right) - \frac{\partial T}{\partial z_{ik}} + \frac{\partial V}{\partial z_{ik}} = 0$$

Stimmen T wie V bis zu den Größen 2. Ordnung, so sind nach erfolgter Differentiation die Ausdrücke noch bis zur 1. Ordnung korrekt, was für Differentialgleichungen kleiner Schwingungen genügt.

Im folgenden sollen die T enthaltenden Terme dieser Lagrange Beziehung (11) in eine für unsere Zwecke günstigere Form gebracht werden. Dabei sei das immer nur für die Glieder mit ξ gezeigt (für diejenigen mit η und ψ gilt selbstverständlich dasselbe) und zwar der Einfachheit halber mit Hilfe von Reihenentwicklungen der Unabhängigen z_1, z_2, z_3, \dots . Sei:

$$(12) \quad \xi = A_1 z_1 + B_1 z_1^2 + C_{12} z_1 z_2 + C_{13} z_1 z_3 + \dots + f(z_2 z_3 \dots)$$

worin z_1 für z_{ik} gesetzt ist und $f(z_2 z_3 \dots)$ alle Glieder ohne z_1 enthält. Durch verschiedene Differentiationen erhält man

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} &= A_1 + 2B_1 z_1 + C_{12} z_2 + C_{13} z_3 + \dots \\ \left(\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \right)' &= 2B_1 \dot{z}_1 + C_{12} \dot{z}_2 + C_{13} \dot{z}_3 + \dots \\ \dot{\xi} &= A_1 \dot{z}_1 + 2B_1 z_1 \dot{z}_1 + C_{12} (\dot{z}_1 z_2 + z_1 \dot{z}_2) + \dots \\ \frac{\partial \ddot{\xi}}{\partial z_1} &= 2B_1 \ddot{z}_1 + C_{12} \ddot{z}_2 + C_{13} \ddot{z}_3 + \dots \\ \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} &= A_1 + 2B_1 z_1 + C_{12} z_2 + C_{13} z_3 + \dots \\ \ddot{\xi} &= A_1 \ddot{z}_1 + 2B_1 (z_1 \ddot{z}_1 + \dot{z}_1^2) + C_{12} (\ddot{z}_1 z_2 + 2\dot{z}_1 \dot{z}_2 + z_1 \ddot{z}_2) + \dots \end{aligned}$$

Insbesondere ergeben sich daraus folgende drei Beziehungen:

$$(14) \quad 1.) \quad \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} = \frac{\partial \ddot{\xi}}{\partial z_1} \quad (\text{gleiche Reihenentwicklung})$$

$$(15) \quad 2.) \quad \dot{\xi} \left(\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \right)' \approx 0 \quad (\text{unendlich klein 2. Ordnung})$$

$$(16) \quad 3.) \quad \dot{\xi} \left(\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \right) \approx 0 \quad (\text{unendlich klein 2. Ordnung})$$

Untersucht man zunächst den Term $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{z}_{ik}} \right)$ von (11),

d. h. nur für das Glied $T_\xi = \frac{1}{2} m \dot{\xi}^2$, so wird für $z_{ik} = z_1$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_\xi}{\partial \dot{z}_1} \right) &= \frac{d}{dt} \left(m \dot{\xi} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \right) = \frac{d}{dt} \left(m \dot{\xi} \frac{\partial \ddot{\xi}}{\partial z_1} \right) = \\ &= m \ddot{\xi} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} + m \dot{\xi} \left(\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \right)' \approx m \ddot{\xi} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \end{aligned}$$

wenn man zuerst (14) und dann (15) berücksichtigt. Mit anderen Worten lässt sich analog schreiben

$$(17) \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T_\xi}{\partial \dot{z}_{ik}} \right) = m \left(\ddot{\xi} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_{ik}} + \ddot{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial z_{ik}} + \kappa^2 \ddot{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z_{ik}} \right)$$

Was den zweiten Term $\frac{\partial T}{\partial z_{ik}}$ der Lagrangegleichung (11) anbetrifft, so wird (wieder nur für das Glied mit ξ) nach (16)

$$\frac{\partial T_\xi}{\partial z_1} = \frac{\partial \left(\frac{1}{2} m \dot{\xi}^2 \right)}{\partial z_1} = m \dot{\xi} \left(\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_1} \right) \approx 0$$

In bezug auf Größen 1. Ordnung ist also auch analog der ganze Ausdruck

$$(18) \quad \frac{\partial T}{\partial z_{ik}} = 0$$

Mit den Beziehungen (17) und (18) geht somit die Lagrangegleichung (11) in die Form

$$(19) \quad m \left(\ddot{\xi} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_{ik}} + \ddot{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial z_{ik}} + \kappa^2 \ddot{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z_{ik}} \right) + \frac{\partial V}{\partial z_{ik}} = 0$$

über. (Wollte man die Massen der Körper I und II berücksichtigen, kämen analog zu (10 a) noch sechs weitere Glieder hinzu). Für jede der n Unabhängigen z_{ik} erhält man eine Lagrangegleichung, ferner hat man noch die drei Beziehungen (4), so dass sich $n + 3$ Gleichungen für $n + 3$ Unbekannte (nämlich die n Unabhängigen z_{ik} und ξ, η, ψ) ergeben. Jetzt werden in allen Gleichungen die Glieder zweiter und höherer Ordnung gestrichen; das bedeutet, dass in $\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_{ik}}, \frac{\partial \eta}{\partial z_{ik}}$ und $\frac{\partial \psi}{\partial z_{ik}}$ sogar nur Glieder endlicher Grösse stehengelassen werden dürfen, da $\ddot{\xi}, \ddot{\eta}$ und $\ddot{\psi}$ bereits von 1. Ordnung sind, wie man aus (13) sieht.

Diese Gleichungen zerfallen automatisch in zwei Gruppen: die eine enthält neben ξ und ψ nur die asymmetrischen Unabhängigen z_{ik} , die andere η und die symmetrischen z_{ik} . Die erste Gruppe beschreibt somit die Wiegeschwingungen, die zweite die Stampfschwingungen. Für jede dieser Gruppen liessen sich dann nach bekannten Methoden die Eigenwerte bzw. die Eigenschwingungszahlen bestimmen. Hier sollen aber erst noch einige Umformungen vorgenommen werden, damit gleichzeitig die elastischen Eigenschaften der Aufhängung abgeleitet werden können, die man u. a. für die Bestimmung der Eigenschwingungen des Nickens und Schlingerns benötigt.

Eliminiert man aus den $n + 3$ Gleichungen alle z_{ik} , dann verbleiben drei Gleichungen, die in ihrer allgemeisten Form lauten:

$$(20) \quad Lm\ddot{\eta} + \eta = 0$$

$$(21) \quad J_1 m\ddot{\xi} + J_2 m\kappa^2 \ddot{\psi} - J_3 \ddot{\xi} - J_4 \ddot{\psi} = 0$$

$$K_1 m\ddot{\xi} + K_2 m\kappa^2 \ddot{\psi} - K_3 \ddot{\xi} - J_4 \ddot{\psi} = 0$$

Die Größen $J_1, J_2, J_3, J_4, K_1, K_2, K_3, K_4$ und L sind Konstanten, die in der Regel noch in geschlossener Form angeschrieben werden können, ohne dass die Ausdrücke allzu kompliziert werden.

Wegen der Einfachheit von (20) sei sofort die Kreisfrequenz ω_v der Eigenschwingung des Stampfens angeschrieben:

$$(22) \quad \omega_v = \sqrt{\frac{1}{mL}}$$

Um in unserem Beispiel die Lagrangegleichungen (19) anschreiben zu können, benötigen wir noch alle partiellen Ableitungen von ξ, η, ψ und V nach allen z_{ik} . Dabei werden, wie erwähnt, bei $\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_{ik}}, \frac{\partial \eta}{\partial z_{ik}}$ und $\frac{\partial \psi}{\partial z_{ik}}$ nur endliche Größen stehengelassen, bei $\frac{\partial \ddot{\xi}}{\partial z_{ik}}$ die Größen 1. Ordnung. Nach (109) und (121) werden diese partiellen Ableitungen:

z_{ik}	$\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial z_{ik}}$	$\frac{\partial \eta}{\partial z_{ik}}$	$\frac{\partial \psi}{\partial z_{ik}}$	$\frac{\partial V}{\partial z_{ik}}$
z_{11}	0	1	0	$2 \lambda_1 z_{11}$
z_{12}	s_1	0	1	$-mg \xi + [2 \lambda_1 a_1^2 - mg b_1 \left(\frac{b_1}{c_1} - 1 \right)] z_{12}$
z_{21}	$-Q_x$	0	$\frac{p}{a_2}$	$mg (Q_x z_{12} + Q_y z_{21} - \frac{p}{a_2} s_3 z_{32})$
z_{31}	0	1	0	$2 \lambda_3 z_{31}$
z_{32}	s_3	0	1	$-mg s_3 \psi + [2 \lambda_3 a_3^2 - mg b_3 \left(\frac{b_3}{c_3} - 1 \right)] z_{32}$

Mit diesen Werten schreibt man jetzt zuerst die Lagrangegleichungen (19) für die symmetrischen Unabhängigen z_{11} und z_{31} an:

$$(123) \quad m\ddot{\eta} + 2\lambda_1 z_{11} = 0$$

$$m\ddot{\eta} + 2\lambda_3 z_{31} = 0$$

Dazu gehört von (109)

$$(124) \quad \eta = z_{11} + z_{31}$$

Durch Elimination von z_{11} und z_{31} wird

$$\frac{\lambda_1 + \lambda_3}{2 \lambda_1 \lambda_3} m\ddot{\eta} + \eta = 0$$

woraus aus Vergleich mit (21) folgt:

$$(125) \quad L = \frac{\lambda_1 + \lambda_3}{2 \lambda_1 \lambda_3}$$

und mit (22) wird:

$$(126) \quad \omega_v = \sqrt{\frac{2 \lambda_1 \lambda_3}{m(\lambda_1 + \lambda_3)}} \text{ (vertikales Stampfen)}$$

Die drei restlichen Lagrange-Gleichungen nach (19) für z_{12} , z_{21} und z_{32} lauten:

$$(127) \quad z_{12}: m\ddot{\xi}s_1 + m\kappa^2\dot{\psi} - mg\xi + \left[2\lambda_1 a_1^2 - mg b_1 \left(\frac{b_1}{c_1} - 1 \right) \right] z_{12} = 0$$

$$z_{32}: m\ddot{\xi}s_3 + m\kappa^2\dot{\psi} - mgs_3\psi + \left[2\lambda_3 a_3^2 - mg b_3 \left(\frac{b_3}{c_3} - 1 \right) \right] z_{32} = 0$$

$$z_{21}: -m\ddot{\xi}Q_x + m\kappa^2\dot{\psi} \frac{p}{a_2} + mg \left(Q_x z_{12} + Q_y z_{21} - \frac{p}{a_2} s_3 z_{32} \right) = 0$$

Dazu kommen von (109)

$$(128) \quad \xi = s_1 z_{12} - Q_x z_{21} + s_3 z_{32}$$

$$\psi = z_{12} + \frac{p}{a_2} z_{21} + z_{32}$$

Man eliminiert aus diesen fünf Gleichungen z_{12} , z_{21} und z_{32} und erhält so zwei Gleichungen von der allgemeinen Form (21). Je nach dem Vorgehen bei der Elimination werden die Koeffizienten dieser Gleichungen verschieden ausfallen, sie lassen sich beispielsweise folgendermassen anschreiben (die Ausdrücke in eckigen Klammern von (127) sind nur noch mit $[]_1$ bzw. $[]_2$ bezeichnet):

$$(129) \quad J_1 = \frac{\frac{p}{a_2} s_1 + Q_x}{[]_1} s_1 + \frac{\frac{p}{a_2} s_3 + Q_x}{[]_3} s_3$$

$$J_2 = \frac{\frac{p}{a_2} s_1 + Q_x}{[]_1} + \frac{\frac{p}{a_2} s_3 + Q_x}{[]_3}$$

$$J_3 = \frac{\frac{p}{a_2} s_1 + Q_x}{[]_1} mg - \frac{p}{a_2}$$

$$J_4 = \frac{\frac{p}{a_2} s_3 + Q_x}{[]_3} mg s_3 - Q_x$$

$$K_1 = \frac{Q_y - \frac{p}{a_2} Q_x}{[]_1} s_1 + \frac{Q_y + \left(\frac{p}{a_2} \right)^2 s_3}{[]_3} s_3 - \frac{p}{a_2} \frac{Q_x}{mg}$$

$$K_2 = \frac{Q_y - \frac{p}{a_2} Q_x}{[]_1} + \frac{Q_y + \left(\frac{p}{a_2} \right)^2 s_3}{[]_3} + \left(\frac{p}{a_2} \right)^2 \frac{1}{mg}$$

$$K_3 = \frac{Q_y - \frac{p}{a_2} Q_x}{[]_1} mg$$

$$K_4 = \frac{Q_y + \left(\frac{p}{a_2} \right)^2 s_3}{[]_3} mg s_3 - Q_y$$

Für die eigentliche Rechnung ist es im allgemeinen besser, die Werte $J_1 \dots J_4$; $K_1 \dots K_4$ als Zwischenwerte zu behandeln und nur zahlenmäßig in die späteren Gleichungen einzusetzen, da die algebraischen Ausdrücke sonst zu verwickelt würden. Dagegen lassen sich Spezialfälle (z. B. unendlich harte Federung oder unendlich kurze Pendel usw.) sehr einfach bis zu den Eigenschwingungszahlen formell-mässig ausdrücken.

Um zu den elastischen Eigenschaften der Wagenkasten-aufhängung zu kommen, sei vorübergehend angenommen, dass alle Elastizitäten bekannt seien. Unter dem Einfluss

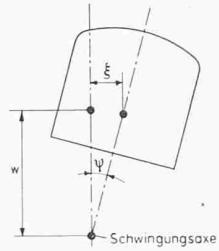
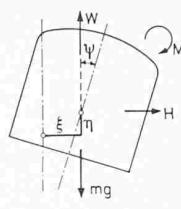


Bild 21. Statisch-elastische Auslenkung des Wagenkastens in seiner Aufhängung unter dem Einfluss einer Horizontalenkraft H , einer Vertikalkraft W und einem Drehmoment M .

Bild 22. Wiegeschwingung. Die Schwingungsachse befindet sich im Abstand w unter dem Schwerpunkt des Wagenkastens

einer Horizontalenkraft H (vgl. Bild 21), einer Vertikalkraft W und einem Drehmoment M wird der Wagenkasten in seiner Gleichgewichtslage ganz bestimmte Lagekoordinaten ξ und ψ haben, die in erster Näherung folgende Abhängigkeiten aufweisen müssen⁴⁾:

$$(23) \quad \begin{aligned} \eta &= c_{22} \cdot W \\ \xi &= c_{11} \cdot H + c_{13} \cdot M \\ \psi &= c_{31} \cdot H + c_{33} \cdot M \end{aligned}$$

Es heißt das, dass eine Vertikalkraft aus Symmetriegründen keinen Einfluss auf ξ und ψ haben kann. Umgekehrt ist η aus den gleichen Gründen nicht abhängig von H und M .

Von diesen Gleichungen ausgehend, kann man zu den Bewegungsgleichungen der Eigenschwingungen kommen, indem man die D'Alembertschen Trägheitskräfte einführt:

$$(24) \quad H = -m\ddot{\xi} \quad W = -m\ddot{\eta} \quad M = -m\kappa^2\dot{\psi}$$

Damit ergeben sich die Differentialgleichungen

$$(25) \quad c_{22} \cdot m\ddot{\eta} + \eta = 0$$

$$(26) \quad \begin{aligned} c_{31} \cdot m\ddot{\xi} + c_{33} \cdot m\kappa^2\dot{\psi} + \psi &= 0 \\ c_{11} \cdot m\ddot{\xi} + c_{13} \cdot m\kappa^2\dot{\psi} + \xi &= 0 \end{aligned}$$

Vergleicht man diese Gleichungen mit (20) und (21), so ergibt sich zunächst unmittelbar

$$(27) \quad c_{22} = L$$

Die Beziehungen für ξ und ψ müssen erst umgeformt werden, bevor sie verglichen werden können. Indem man aus den Gleichungen (21) einmal ξ und einmal ψ eliminiert, erhält man:

$$(28) \quad \begin{aligned} -\frac{J_1 K_4 - J_4 K_1}{J_3 K_4 - J_4 K_3} m\ddot{\xi} - \frac{J_2 K_4 - J_4 K_2}{J_3 K_4 - J_4 K_3} m\kappa^2\dot{\psi} + \xi &= 0 \\ \frac{J_1 K_3 - J_3 K_1}{J_3 K_4 - J_4 K_3} m\ddot{\xi} + \frac{J_2 K_3 - J_3 K_2}{J_3 K_4 - J_4 K_3} m\kappa^2\dot{\psi} + \psi &= 0 \end{aligned}$$

Aus dem Vergleich mit Gl. (26) folgt sofort:

$$(29) \quad \begin{aligned} c_{11} &= -\frac{J_1 K_4 - J_4 K_1}{J_3 K_4 - J_4 K_3} & c_{13} &= -\frac{J_2 K_4 - J_4 K_2}{J_3 K_4 - J_4 K_3} \\ c_{31} &= \frac{J_1 K_3 - J_3 K_1}{J_3 K_4 - J_4 K_3} & c_{33} &= \frac{J_2 K_3 - J_3 K_2}{J_3 K_4 - J_4 K_3} \end{aligned}$$

Damit ist durch unsere Rechnung über diese Koeffizienten von (23) auch das statisch-elastische Verhalten des Wagenkastens in seiner Aufhängung bestimmt.

Bei dieser Gelegenheit sei noch eine weitere Kombination c_0 dieser Größen definiert:

$$(30) \quad c_0 \equiv \begin{vmatrix} c_{11} & c_{13} \\ c_{31} & c_{33} \end{vmatrix} = c_{11} c_{33} - c_{13} c_{31} = \frac{J_1 K_2 - J_2 K_1}{J_3 K_4 - J_4 K_3}$$

wobei die Richtigkeit der letzten Form mit Hilfe der Beziehungen von (29) leicht verifiziert werden kann. Nachdem die Größen $c_{11} \dots c_{33}$ einerseits durch $J_1 \dots J_4$ und $K_1 \dots K_4$ ausgedrückt sind, und sie zudem andererseits eine anschauliche physikalische Bedeutung haben (z. B. ist c_{31} der Neigungswinkel ψ , der durch die horizontale Einheitskraft bewirkt wird), wird nur noch mit diesen Größen weitergerechnet, ins-

⁴⁾ W enthält das Eigengewicht mg nicht. Wirkt nur mg ($W = 0$). Ist $\eta = 0$. W ist eine zusätzliche Kraft; sie allein bewirkt den Ausschlag η .

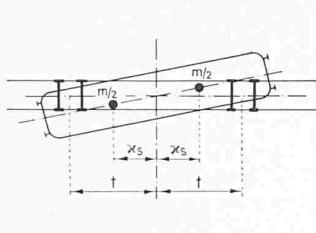


Bild 23. Schlingerschwingung, Drehung um vertikale Schwerachse

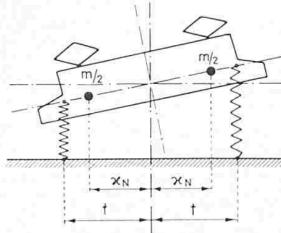


Bild 24. Nickschwingung, Idealierte Anordnung, keine Kopplung mit Zuckschwingung

besondere aber auch deswegen, weil alle Beziehungen dann wesentlich einfachere Formen bekommen.

Die Auflösung von (26) ergibt für die beiden Eigen schwingungen des Wiegen bzw. deren Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 .

$$(31) \quad \omega_{1,2} = \sqrt{\frac{c_{11} + \kappa^2 c_{33} \pm \sqrt{(c_{11} + \kappa^2 c_{33})^2 - 4\kappa^2 c_o}}{2m\kappa^2 c_o}}$$

wobei der Abstand w_1 bzw. w_2 ($= \xi/\psi$) der Schwingungsachse (vgl. Bild 22) vom Kastenschwerpunkt wird:

$$(32) \quad w_1 = \frac{1}{c_{31}} \left(\frac{1}{m\omega_1^2} - \kappa^2 c_{33} \right) \quad w_2 = \frac{1}{c_{31}} \left(\frac{1}{m\omega_2^2} - \kappa^2 c_{33} \right)$$

4. Eigenschwingung des Schlingers

Bei der Schlingerbewegung (Bild 23) dreht sich der Wagenkasten um die vertikale Schwerachse. Wird der horizontale Ausschlag über der Drehgestellmitte in Anlehnung an den vorhergehenden Abschnitt mit ξ bezeichnet, so ist ξ/t der Drehwinkel der Schlingerbewegung, wenn t der halbe Abstand der Drehgestelle ist. Das D'Alembertsche Moment der

Trägheitskräfte ist dann $-m\kappa_S^2 \frac{\ddot{\xi}}{t}$, worin κ_S der beim Schlingern wirksame Massenträgheitsradius ist. Statt dieses Momentes können auch im Abstand t zwei Trägheitskräfte von der Grösse $-\frac{m}{2} \frac{\kappa_S^2}{t^2} \ddot{\xi}$ angenommen werden, die den elastischen Drehgestellkräften entgegenwirken. Man kann deshalb wieder Gl. (23) für ξ und ψ benützen, wenn man für ein Drehgestell allein anschreibt:

$$(33) \quad \xi = 2c_{11} \cdot H + 2c_{13} \cdot M$$

$$\psi = 2c_{31} \cdot H + 2c_{33} \cdot M$$

Mit

$$\psi = 0 \quad \text{und} \quad H = -\frac{m}{2} \frac{\kappa_S^2}{t^2} \ddot{\xi}$$

ergeben sich zwei Gleichungen für ξ und M , wobei M das über den Wagenkasten übertragene Torsionsmoment ist. Nach einfacher Umrechnung ergibt sich dann bei Beachtung der Beziehung (30) für die Schlingereigenschwingung die Kreisfrequenz:

$$(34) \quad \omega_S = \frac{t}{\kappa_S} \sqrt{\frac{c_{33}}{c_o m}}$$

5. Eigenschwingungen des Nickens und Zuckens

Wie bereits früher erwähnt, treten Nicken und Zucken streng genommen als gekoppelte Schwingungen auf. Die Rechnung dieser gekoppelten Schwingungen lässt sich im Prinzip wie die Wiegeschwingung in Abschnitt 3 behandeln:

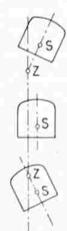
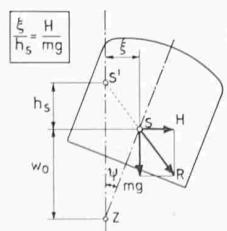


Bild 25. Kurvenverhalten. Unter dem Einfluss der Zentrifugalkraft H neigt sich der Wagenkasten durch Drehung um das Zentrum Z zur Seite. Die Resultierende R aus Gewicht mg und H geht durch den Kippschwerpunkt S' ; h_S = scheinbare Schwerpunktserhöhung

beides sind zweidimensionale Probleme mit einer Symmetrieebene. Vernachlässigt man hier wie dort die Drehgestellmassen, so wird die Rechnung für die Nick-Zuck-Schwingung wegen der einfacheren Kinematik sogar weniger kompliziert. Die vertikale Elastizität wird dabei aus Abschnitt 3, Gl. (20) bzw. (27) übernommen. Bei einer genaueren Rechnung wäre dann allerdings noch der Einfluss der während der Schwingung hin- und herrollenden Drehgestelle zu berücksichtigen.

Hier soll nur noch der Fall des reinen Nickens für den freistehenden Wagen (ohne Pufferkräfte) nach der idealisierten Anordnung von Bild 24 behandelt werden. Analog Abschnitt 4 können im Abstand t zwei Trägheitskräfte

$-\frac{m}{2} \frac{\kappa_N^2}{t^2} \eta$ angenommen werden, wobei η der Vertikalaus schlag an dieser Stelle ist und κ_N der zur Nick-Achse gehörende Massenträgheitsradius.

Für ein einzelnes Drehgestell schreibt sich analog (23):

$$(35) \quad \eta = 2c_{22} \cdot W$$

worin

$$W = -\frac{m}{2} \frac{\kappa_N^2}{t^2} \eta$$

Damit ergibt sich für die Nick-Eigenschwingung die Kreisfrequenz:

$$(36) \quad \omega_N = \frac{t}{\kappa_N} \sqrt{\frac{1}{m c_{22}}}$$

6. Kurvenverhalten und Kippsicherheit

Bewegt sich ein Eisenbahnfahrzeug stationär auf einer kreisförmigen, aussen nicht überhöhten Bahn, so wirkt die Zentrifugalkraft wie eine äussere Horizontalkraft H ⁵⁾ auf Bild 21. Da M und $W = 0$ sind, schreiben sich die Gleichungen (23):

$$(37) \quad \eta = 0$$

$$\xi = c_{11} \cdot H$$

$$\psi = c_{31} \cdot H$$

Auf Bild 25 ist der Wagenkasten in der Gleichgewichtslage in einer solchen Kurve gezeichnet. Bezeichnet man mit S' den Schnittpunkt der Resultierenden R aus dem Gewicht mg und der Zentrifugalkraft H mit der Symmetrieebene des nicht ausgelenkten Wagenkastens, so liegt S' um h_S höher als der Schwerpunkt S . Für h_S gilt dann (rein geometrisch):

$$(38) \quad h_S = \frac{\xi}{H} mg \quad \text{und mit Gl. (37): } h_S = c_{11} mg$$

h_S ist unabhängig von der Grösse von H , die Resultierende R dreht sich deshalb bei zunehmendem H um einen festen Punkt, nämlich um S' . Man sieht hieraus, dass es grundsätzlich falsch ist, die Kippsicherheit eines Fahrzeugs dadurch beurteilen zu wollen, dass man die Resultierende im Schwerpunkt des unausgelenkten Fahrzeugkastens einzeichnet und untersucht, wo sie die Standfläche schneidet. Da sich der Schwerpunkt S in Wirklichkeit wegen der Seitenelastizität unter dem Einfluss von H nach aussen bewegt, ist die beschriebene Konstruktion mit dem Punkt S' durchzuführen, der deshalb «Kippschwerpunkt» genannt werden soll. h_S kann daher als *scheinbare Schwerpunktserhöhung* bezeichnet werden.

Es ist übrigens eine bekannte Erscheinung, dass gefederte Fahrzeuge leichter kippen als ungefederte. Je grösser die seitliche Weichheit c_{11} einer Aufhängung ist, um so höher liegt S' und um so grösser ist die Kippgefahr des Fahrzeugs. Ein Fahrzeug, bei dem c_{11} bzw. h_S unendlich gross ist, kippt von selbst, ebenfalls ein solches, bei dem c_{11} negativ ist, d. h. bei dem S' unter S liegt.

Unter dem Einfluss der Zentrifugalkraft neigt sich das Fahrzeug auch um den Winkel ψ zur Seite. Der Abstand w_0 des zugehörigen Drehzentrums Z von S errechnet sich aus

$$(39) \quad w_0 = \frac{\xi}{\psi} = \frac{c_{11}}{c_{31}}$$

⁵⁾ Die Verhältnisse bei Ueberhöhung werden hier nicht behandelt, weil es sich dabei im Prinzip um dasselbe Problem handelt.

Da c_{11} für stabil aufgehängte Fahrzeuge immer positiv ist, bestimmt das Vorzeichen von c_{31} , ob sich das Fahrzeug in der Kurve nach aussen oder nach innen neigt (vgl. Bild 25 rechts).

Normalerweise liegt das Drehzentrum Z unter dem Schwerpunkt, d. h. praktisch lehnen alle Fahrzeuge in den Kurven nach aussen. Durch gewisse Massnahmen kann aber Z über den Schwerpunkt S gelegt werden, so dass sich das Fahrzeug gegen innen lehnt, was dem Fahrgäst ein grösseres Sicherheitsgefühl gibt. Im Idealfall fällt Z mit S' zusammen; die einfachste Verwirklichung ist die Einschienen-Hängebahn, wo das Fahrzeug um die Laufschiene als Aufhängepunkt hin- und herpendelt.

Oft glauben die Konstrukteure, durch Schrägstellen der gewöhnlichen Aufhängependel ein hängebahnhähnliches Verhalten von Bahnwagen erzwingen zu können. Leider erweist sich das für vertikal gut gefederte Fahrzeuge als ein beinahe untaugliches Mittel: Das Nach-Aussen-Lehnen der Fahrzeuge wird dadurch vielleicht um 10 bis 20 % verringert, aber keinesfalls verhindert oder gar in ein Nach-Innen-Lehnen verwandelt.

Zusammenfassend sei festgestellt, dass die Punkte S' und Z für das Kurvenverhalten von Eisenbahnfahrzeugen als kennzeichnende Punkte anzusprechen sind, weshalb sie in den Kennbildern von Bild 12 ebenfalls eingetragen sind. Die Punkte S' und Z bestimmen natürlich nur die Gleichgewichtslage in der Kurve. In Wirklichkeit werden bei einer Kurveneinfahrt die zwei Eigenschwingungen des Wiegens und die des Schlingerns angestossen, so dass ein Ausschwingen von drei überlagerten Schwingungsformen um diese Gleichgewichtslage stattfindet. (Auch die Eigenschwingungen des Stampfens und Nickens werden wegen der Schienenüberhöhung angestossen, jedoch handelt es sich dabei um Sekundärerscheinungen).

7. Zusammenfassung und Schlussbemerkung

Für Fahrzeuge — beispielsweise Eisenbahnfahrzeuge mit Drehgestellen — mit zwei Symmetrieebenen wird eine Methode entwickelt, die erlaubt, die verschiedenen Eigenschwingungen des starr gedachten Wagenkastens in seinen Federaufhängungen mit einem verantwortbaren Zeitaufwand zu berechnen. Diese Berechnungsart beruht in der Hauptsache darauf, dass einerseits kinematisch komplizierte Abfederungssysteme in Teilsysteme zerlegt werden und anderseits alle Beziehungen in Potenzreihen der unabhängigen Lagekoordinaten entwickelt werden, wobei man nur Terme 1. und 2. Ordnung berücksichtigt, was für kleine Schwingungen zulässig ist. Der Rechnungsgang wird an einem Beispiel bis in alle Einzelheiten erläutert, so dass es auf Grund dieser Darstellung ohne weiteres möglich sein sollte, auch andere Fälle durchzurechnen.

Die verschiedenen Eigenschwingungen lassen sich in einem sog. Kennbild darstellen, in welchem die Lage der Schwingungszentren (bzw. Schwingungssachsen) und die zugehörigen Eigenfrequenzen eingetragen sind. Das dynamische Verhalten eines Fahrzeuges ist durch ein solches Kennbild weitgehend charakterisiert. Es kommt also für die Fahreigenschaften nicht auf die Einhaltung einzelner Konstruktionsmasse (z. B. Länge und Neigung von Pendellaschen) an, sondern auf das kinematische Zusammenspiel aller Konstruktionsteile, wie es im Kennbild zum Ausdruck gebracht wird.⁶⁾

Die Berechnung der Eigenschwingungen liefert nebenbei auch die statisch-elastischen Eigenschaften des Aufhängeystems, so dass gleichzeitig auf das Verhalten beim statioären Kurvenlauf geschlossen werden kann. Auch die durch die Federung reduzierte Kippssicherheit kann rechnerisch erfasst werden.

Die Vorausberechnung der Eigenschwingungen auf Grund der Konstruktionszeichnungen ist für den Konstrukteur von grösster Wichtigkeit, insbesondere wenn es gilt, durch Verlegung von Eigenschwingungszahlen gewisse Resonanzerscheinungen zu vermeiden. Dabei sollte der Konstrukteur wissen, welchen Einfluss die Änderung einzelner

	n_V Stampfen	n_N Nickeln	n_S Schlingern	n_1 Wiegen	n_2 Wiegen
Einfluss der Federweichheit (Einfederung unter Eigengewicht) $f_V = \begin{cases} 12 \text{ cm} \\ 21 \text{ cm} \end{cases}$	100% 76%	100% 76%	100% 98%	100% 60%	100% 99%
Einfluss der Federbasis $2a = \begin{cases} 100 \text{ cm} \\ 50 \text{ cm} \end{cases}$				100% 34%	100% 93%
Einfluss der Pendeleigung $\delta = \begin{cases} 0^\circ \\ 10^\circ \end{cases}$				100% 116%	100% 92%
Einfluss der Pendellänge $l_p = \begin{cases} 26,5 \text{ cm} \\ 13,2 \text{ cm} \\ 6,6 \text{ cm} \end{cases}$				100% 104% 106%	100% 144% 188%

Bild 26. Beispieldiagramm zur Einfluss einzelner Konstruktionselemente auf die Eigenfrequenzen, insbesondere auf die beiden Wiegenschwingungen

Konstruktionsdaten auf die verschiedenen Eigenschwingungen hat. In Bild 26 sind die Ergebnisse einer Durchrechnung für einen ganz bestimmten Fall dargestellt, wo insbesondere versucht wurde, diejenigen Größen zu suchen, die die obere Wiegenschwingung am meisten beeinflussen. Eine Änderung der Federweichheit wirkte vor allem auf das Stampfen, das Nickeln und die untere Wiegenschwingung, aber kaum auf das Schlingern und die obere Wiegenschwingung. Auch die Federbasis $2a$ und der Pendelwinkel δ erwiesen sich nicht als geeignete Größen, dagegen zeigte es sich, dass in diesem Fall (Verallgemeinerungen sind unzulässig) die Pendellänge l_p einen Einfluss erster Ordnung auf die obere Wiegenschwingung besitzt. Selbstverständlich muss immer kontrolliert werden, ob wegen der in Aussicht genommenen Änderung nicht eine andere Eigenschwingung in ein kritisches Gebiet gerät.

Es dürfte von Vorteil sein, bei Neukonstruktionen alle Eigenschwingungen im voraus zu berechnen, um sich einigermaßen vor Überraschungen zu schützen. Nach Fertigstellung des Prototypen sollte diese Rechnung auf dem Versuchsstand kontrolliert werden; gleichzeitig müssten die Dämpfungswerte bestimmt und gegebenenfalls korrigiert werden.

Die Durchführung von Fahrversuchen mit verschiedenen Fahrzeugen wird in der Regel auf dem selben Streckenstück mit der selben Fahrgeschwindigkeit durchgeführt. So einwandfrei ein solches Vorgehen auf den ersten Blick auch aussieht, so muss man sich bewusst sein, dass solche Versuche nur ganz spezielle Aussagen für ganz bestimmte Verhältnisse machen können. Will man aber Schlüsse allgemeiner Art ziehen, so muss man die engen Beziehungen zwischen dem Fahrzeuglauf und der Eigenschwingungsmechanik beachten. Hierfür braucht man das Kennbild des Fahrzeugs, aus dem die Frequenzen und Formen der verschiedenen Eigenschwingungen ersichtlich sind.

Man wird dann bei den Fahrversuchen zusätzlich versuchen, bewusst in den Resonanzgebieten der Eigenschwingungen zu fahren und ebenso bewusst außerhalb derselben. Mindestens ist es für die Beurteilung des Fahrzeuglaufes unerlässlich, überall den Quotienten aus Erregerfrequenz und Eigenfrequenz zu kennen. (Die Erregerfrequenz ergibt sich unmittelbar aus den Messdiagrammen.) Nur so wird sich ein einwandfreies Gesamtbild des Fahrzeuglaufes ergeben und nur so kann man mit der Zeit Richtlinien für anstrebenswerte Kennbilder von Neukonstruktionen erhalten.

Wichtigste Bezeichnungen

1. Eigenschwingung

	Bild	Gleichung Allge- Bei- mein spiels
$\omega_1 \omega_2$ Kreisfrequenz	Wiegen	(22) 31
ω_V der Eigen- Nicken		(24) 36
ω_S schwingung Schlingern		(23) 34
ω_v beim Stampfen (vertikal)		22 126
$n_1 n_2 n_N n_S n_v$ entspr. Eigenfrequenzen	12	
$w_1 w_2$ Abstände der Schwingungssachsen	22	32

6) In den auf Bild 12 gezeigten Kennbildern sind nur die wichtigsten Eigenschwingungen enthalten. Je nachdem müssen weitere Faktoren berücksichtigt werden, wie z. B. die Elastizität des Wagenkastens oder die Massenwirkung des Drehgestellrahmens.

	Bild	Gleichung Allge- mein	Bei- spiel
2. Kurvenverhalten			
w_o Abstand Drehzentrum	25	39	
h_s scheinbare Schwerpunktserhöhung	25	38	
3. Koeffizienten			
$c_{11} c_{13} c_{31} c_{33}$		23 29	
c_{22}		23 27	
c_0		30	
$J_1 J_2 J_3 J_4$		21	129
$K_1 K_2 K_3 K_4$		20	125
L Koeff. der Diff. gl. der Stampfschw.			
4. Konstruktionsdaten			
$a_1 a_2 a_3 b_1 b_3 c_1 c_3 p q s_1 s_2 s_3 \delta$	17 18		
	19		
$Q_x Q_y$ kennzeichn. Längen der Pendel- aufhängung		110	
$\lambda_1 \lambda_2$ Federkonstanten (Kraft/Länge)	17 19		
t halber Drehgestellabstand	23 24		
κ		10	
κ_N			
radius des Kör- pers III*) bezo- gen auf Schwer- achse in	24		
	23		
m Masse des Körpers III*)			
5. Kräfte, Deformationen, Energien			
mg Gewicht ($g = \text{Erdbeschleunig.}$)	25		
$H W$ äussere Kräfte			
M äusseres Moment	21	23	
$P P_o$ Federkraft	20		
f Federdehnung	20		
λ Federkonstante (Kraft/Länge)	20		
V_F Federpotential	20	8	120
V_s Schwerkraftpotential		7	
V Gesamtpotential		9	121
T kinetische Energie		10	
6. Koordinaten			
$\xi \eta \psi$	III	14	1 14 109
$\xi_{II} \eta_{II} \psi_{II}$	II		5 112
$\xi_I \eta_I \psi_I$	I		6 113
$u_1 u_2 u_3 v_1 v_2 v_3$ Absolutverschiebungen	15 16	2	
$x_1 x_2 x_3 y_1 y_2 y_3$ Relativverschiebg.	15 16		101
$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3$ Relativwinkel	17 18	3	107
$\alpha \beta$ Pendelwinkel		19	108
$z_{11} z_{12} \dots$ Unabhängige	A-I	17	105
$z_{21} z_{22} \dots$ Lagenkoordinaten	I-II	18	
$z_{31} z_{32} \dots$ im Teilsystem	II-III	19	

*) Für die Körper I und II werden die Indizes I und II immer ausdrücklich beigefügt.

Adresse des Verfassers: Prof. O. Zweifel, Sonnenbergstrasse 2, Neuhausen am Rheinfall.

Neubau des Schweizerischen Bankvereins

Zürich Architekt Dr. Roland Rohn, Zürich DK 725.24

Am 13. Dezember 1955 lud die Direktion des Schweizerischen Bankvereins die zürcherische Presse zur Besichtigung der bisher ausgeführten Bauetappen ein. Seither ist der uns allen vertraute Altbau am Paradeplatz mit dem etwas gewalttätigen Monumentaleingang bereits geräumt worden. Dieses Gebäude soll in nächster Zeit abgebrochen und durch die dritte Bauetappe ersetzt werden. In dieser Bauperiode befindet sich die Bank in einem ausserordentlichen «Engpass». Verschiedene Provisorien mussten daher eingerichtet werden, die dazu beitragen, den Betrieb in den nächsten drei Jahren aufrecht zu erhalten. So sind vor allem ein provisorischer Eingang (Bild 1) mit dahinterliegender provisorischer Schalterhalle erstellt worden, die nach Fertigstellung der dritten Bauetappe wieder entfernt und umgebaut werden müssen.

Dem Bericht, welcher den Pressevertretern übergeben worden ist, entnehmen wir die städtebaulich-architektonischen Gesichtspunkte:

«Innerhalb des Paradeplatzes kommt dem Neubau des Bankvereins in Anbetracht seiner direkten Frontlage zur Bahnhofstrasse eine ganz besondere Bedeutung zu. Die Schaffung einer engen räumlichen Beziehung zum Paradeplatz war deshalb von grosser Wichtigkeit. Aus diesem Grunde wurde der Haupteingang — nachdem er in früheren Projekten axial zur Schalterhalle und damit etwa in die Mitte des Baukörpers zu stehen gekommen wäre — an die Ecke Paradeplatz-Bleicherweg gerückt. Dort wird er, plastisch stark hervorgehoben, zusammen mit dem am Bleicherweg projektierten Erker, der die Flucht des zurückgesetzten Dachgeschosses aufnehmen wird, die städtebauliche Dominante des Neubaues bilden. Eine leichte Schwingung der Hauptfassade gegen den Bleicherweg zu dürfte die enge Beziehung zum Paradeplatz weiter unterstreichen.

Diese asymmetrische Gestaltung dürfte zusammen mit der symmetrisch durchgebildeten Front der Kreditanstalt einerseits und der kleinmaßstäblichen Südfront des Paradeplatzes (Sprünglihaus usw.) eine städtebaulich abgewogene Gesamterscheinung gewährleisten.

Die Fassaden selbst gliedern sich in einen etwas höhern, flächig gehaltenen Erdgeschoss-Sockel mit Gitterfenstern und eine viergeschossige Fensterzone mit stark plastisch gestalteter Detail-Ausbildung, welche ihren Abschluss in einem breit ausladenden Dachgesimse findet. An der Ecke Bleicherweg-Paradeplatz ist eine in der Flucht des Erdgeschoss-Sockels entwickelte geschlossene Mauerzone vorgesehen, welche einen kräftigen Gegensatz zu den plastischen Fensterzonen bilden wird.

Das zurückgesetzte Dachgeschoss ist als durchgehendes Glasband bewusst gegen die Architektur der Obergeschosse abgesetzt. Vor den Dachgeschoßräumen ist ein breiter Dachgarten, der auch vom Paradeplatz aus gesehen ein willkommenes Element darstellen dürfte, in Aussicht genommen.»

Für die Beurteilung der städtebaulichen Wirkung dieses grossen Bauvorhabens ist die Lage des zukünftigen Haupteinganges am Paradeplatz von besonderer Bedeutung. Man wird also warten müssen, bis der Bau im Jahre 1959 fertig ist.

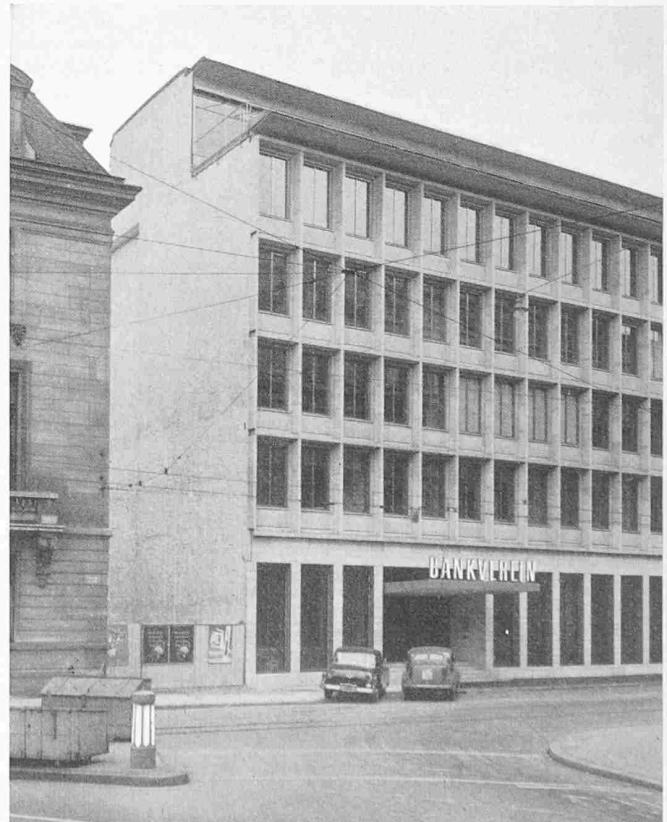


Bild 1. Der 1955 bezogene Bautrakt mit dem provisorischen Haupteingang am Talacker