

Ueber die Schwingungen von Dampfturbinen-Laufrädern

Autor(en): **Stodola, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **63/64 (1914)**

Heft 18

PDF erstellt am: **27.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-31458>

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: Ueber die Schwingungen von Dampfturbinen-Laufrädern. — Wettbewerb für die Ueberbauung des Berneck- und Dreilinden-Gebietes in St. Gallen. — Miscellanea: Das Tata-Kraftwerk bei Khopoli (Indien). Einheitliche Regelung des Schiedsgerichtswesens. Simplon-Tunnel II. Wasserwirtschaftliche Auskunftsstelle für Deutschland. Schmalspurbahn Thusis-Andeer-Mesocco. Der XIII. Tag für Denkmalpflege Augsburg 1914. Die badische Jubiläums-Ausstellung Karlsruhe 1915. Schifffahrt auf dem

Oberrhein. Mont d'Or-Tunnel. Die Belastungsprobe der verstärkten Kirchenfeldbrücke in Bern. — Konkurrenzen: Stadthaus in Solothurn. — Nekrologie: François Delisle-Julius Stizenberger. — Literatur: Handbuch der Architektur. Handbuch für Eisenbetonbau. Literarische Neuigkeiten. — Vereinsnachrichten: Schweizerischer Ingenieur- und Architekten-Verein. Gesellschaft ehemaliger Studierender: Stellenvermittlung. — Submissions-Anzeiger.

Band 63.

Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und unter genauer Quellenangabe gestattet.

Nr. 18.

Ueber die Schwingungen von Dampfturbinen-Laufrädern.

Von Professor A. Stodola, Zürich.

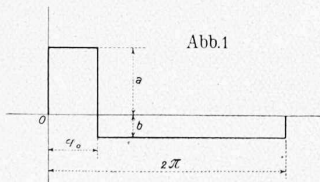
Die Schwierigkeiten der sogenannten kritischen Umlaufzahl sind bekanntlich vom praktischen Turbinenbau durch immer sorgfältigere Auswuchtung der rotierenden Teile in so weitgehendem Masse überwunden worden, dass ein Uebergang über den kritischen Wert der Geschwindigkeit stellenweise ohne jede wahrnehmbare Erschütterung vor sich geht, ja, dass Turbinen schon dauernd auf der kritischen Drehzahl in Betrieb erhalten werden konnten. Mit der Steigerung der Einheitsgrösse und der fortschreitenden Erhöhung der Umlaufzahlen hat sich indessen hin und wieder eine andere Störung rein dynamischer Natur eingestellt, indem die Laufrad-Scheiben quer zur Achse in Schwingung geraten. Die Auslenkungen können so erheblich werden, dass der Scheibenrand an den festen Scheidewänden zum Streifen kommt. Dass hierbei die streifenden Teile im Nu auf Gluttemperatur erhitzt werden und ein gefahrdrohender Zustand eintritt, ist selbstverständlich. Nachdem neuerdings auf dem europäischen Festland die Dampfturbinenbau-Firmen mindestens als erste Turbinenstufe sozusagen ausnahmslos ein Scheibenlaufrad zu verwenden pflegen, erhält die Frage nach dem Grund der Schwingungen und ihren kritischen Werten ein allgemeines praktisches Interesse.

Den Hauptgrund für die Entstehung der Schwingungen bildet die teilweise Beaufschlagung oder Fehler in der Ausführung, wenn z. B. der Dampf an gewissen Stellen periodisch gegen den Radkranz oder die Bandage stösst. Die Axialkräfte dieser Strahlsplitter und selbst der gesamte axiale Schub in einem teilweise beaufschlagten Segment eines Rades sind indessen so klein, dass sie an sich keine gefährliche Auslenkung des Rades bewirken könnten. Eine Gefahr besteht nur dann, wenn die Periode der Kraftwirkung zusammenfällt mit einer der möglichen Eigenschwingungszahlen des Rades, d. h. wenn Resonanz vorhanden ist.

I. Die Periode der Kraftwirkung.

Es sei der ungünstigste Fall vorausgesetzt, dass die Beaufschlagung auf einem Bogen vom Zentriwinkel φ_0 stattfindet, während der Winkel $2\pi - \varphi_0$ frei bleibt. Ist die axiale Kraft auf die Winkeleinheit bezogen a_0 , so ist ihr Mittelwert auf den ganzen Umfang bezogen $a_m = a_0 \varphi_0 : 2\pi$, und man kann die Kraftwirkung zerlegen in den konstanten Bestandteil a_m , der der Scheibe eine unmerklich kleine und unveränderliche Biegung erteilt und gemäss Abbildung 1 in einen periodischen Bestandteil $+a$ für den Winkel φ_0 und $-b$ für den Winkel $2\pi - \varphi_0$, wobei $a \varphi_0 = (2\pi - \varphi_0) b$ sein muss (und $b = a_m$ ist). Drücken wir diese aus zwei Geraden bestehende Funktion nach den Regeln der Infinitesimalrechnung durch eine Fouriersche Reihe aus, so erhalten wir:

$$f(\varphi) = \frac{2b}{\varphi_0} \left[\sin \varphi + \frac{1}{2} \sin 2\varphi + \frac{1}{3} \sin 3\varphi + \dots - \sin(\varphi - \varphi_0) - \frac{1}{2} \sin 2(\varphi - \varphi_0) - \frac{1}{3} \sin 3(\varphi - \varphi_0) - \dots \right]$$



Betrachten wir nun einen Punkt des Scheibenumfanges, der zur Zeit $t = 0$ auf demjenigen Halbmesser liegt, der im Sinne der Drehung um den festen Winkel φ gegen den Anfang des Zeitradsegmentes geneigt ist. Dieser Halbmesser wird zur Zeit t den Winkel $\varphi + \omega t$ mit der Anfangslage bilden, wo ω die Winkelgeschwindigkeit der Drehung bedeutet. Demnach ist die axiale Kraft, die auf jenen Punkt wirkt

$$f(\varphi + \omega t) = \frac{2b}{\varphi_0} \left[\sin(\varphi + \omega t) + \frac{1}{2} \sin 2(\varphi + \omega t) + \dots - \sin(\varphi + \omega t - \varphi_0) - \frac{1}{2} \sin 2(\varphi + \omega t - \varphi_0) - \dots \right]$$

Lösen wir das allgemeine Glied auf als $\sin k(\varphi + \omega t) = \sin k\varphi \cdot \cos k\omega t + \cos k\varphi \sin k\omega t$, so erkennen wir (da φ hier einen Festwert bedeutet, der den betreffenden Umfangspunkt kennzeichnet), dass die von diesem Gliede stammende Teilkraft aus zwei mit der Zeit periodisch wechselnden, stehenden Feldern besteht, deren Summe das in Wahrheit rotierende Kraftfeld ausmacht.

Das ganze Kraftfeld setzt sich aus einer Summe von Gliedern zusammen, in welchen $\sin \omega t$, $\cos \omega t$, $\sin 2\omega t$, $\cos 2\omega t$, $\sin 3\omega t$, $\cos 3\omega t \dots$ die Faktoren sind. Die sekundlichen Schwingungszahlen der Kraftwirkung sind also $\frac{\omega}{2\pi}$, $\frac{2\omega}{2\pi}$, $\frac{3\omega}{2\pi} \dots$. Diejenige davon, welche mit einer natürlichen Eigenschwingung zusammenfällt, wird gesteigert und ruft Resonanz hervor. Die nächste Aufgabe besteht daher in der Ermittlung der Eigenschwingungszahlen der Turbinenscheiben.

II. Die Kirchhoff'schen Ergebnisse.

Ueber die Eigenschwingungen einer kreisrunden Platte liegt eine klassische Untersuchung vor von Kirchhoff in Crelles Journal für reine und angewandte Mathematik, 40. Band, 1850, Seite 51 u. f., über die er abgekürzt in seiner „Mechanik“, zweite Auflage, Seite 460 u. f. berichtet. Kirchhoff findet für die Zahl der Vollschrwingungen in der Sekunde die Formel

$$N_{sek} = \beta \sqrt{\frac{h'}{k^2} \frac{E}{\mu}} \dots \dots \dots 1$$

worin β die aus nachstehender Zahlentafel zu entnehmende Beizahl, R den Halbmesser der Scheibe, h' die halbe Dicke der Scheibe, E den Elastizitätsmodulus, μ die Masse der Volumeneinheit bedeuten (Einheiten beliebig, z. B. für kg , cm , sek ist für Stahl $E = 2200000$; $\mu \cong 8 \cdot 10^{-6}$).

Die Scheiben schwingen so, dass sich entweder eine Anzahl gleiche Winkel einschliessender Durchmesser oder einige konzentrische Kreise oder beide zugleich als Knotenlinien ausbilden. Diesen „Klangfiguren“ entsprechend erhält die Beizahl β folgende Werte:

Zahlentafel 1. Die Beizahl β .

Anzahl der Knotendurchmesser $k =$	0	1	2	3
Anzahl der Knotenkreise	0	1	2	3
0	—	—	0,5114	1,1902
1	0,8840	1,998	3,432	5,153
2	3,751	5,830	—	—

Hierbei ist das Verhältnis der Knotenkreis-Halbmesser zum Halbmesser der Scheibe das folgende:

Zahlentafel 2. Knotenkreis-Halbmesser.

Anzahl der Knoten-Durchmesser	Anzahl der Knotenkreise	Halbmesser-Verhältnis
0	1	0,679
1	1	0,781
1	2	0,497
2	1	0,870
3	1	0,85

Für den praktisch wichtigsten Fall, dass zwei Knotendurchmesser ohne Knotenkreis auftreten, erhält man hier nach für verschiedene Scheibendurchmesser und -Stärken folgende Zusammenstellung (auf die Minute bezogen):

Zahlentafel 3.

Minutliche Schwingungszahlen bei zwei Knotendurchmessern.

Ganze Scheibendicke in mm $2h'_{\frac{1}{2}}$	3	6	10	15	20	30	60
Scheiben-Durchmesser in mm	700	492	984	1640	2460	3280	4920
	1000	241	482	805	1204	1609	2415
	1500	106	213	355	533	710	1065
	2000	61	122	202	303	404	606
	2500	38	77	128	192	256	384
	3000	27	54	89	134	179	268

Diese Ergebnisse sind für den Turbinenbau indessen leider belanglos¹⁾, da sie sich auf Scheiben von unveränderlicher Dicke beziehen und die Wirkung der Fliehkräfte unberücksichtigt lassen. Wir müssen daher die allgemeinen Gleichungen für das Verhalten der wirklichen Laufscheiben im Betriebe neu ableiten.

III. Schwingungsgleichungen

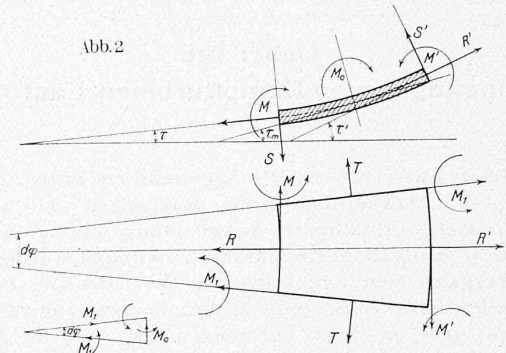
mit Berücksichtigung der Flieh- und Randkräfte.

Bezeichnungen:

- x, y rechtwinklige Koordinaten.
- r, φ Polarkoordinaten in der Plattenmittelebene mit dem Mittelpunkt als Anfangspunkt.
- h die Plattendicke.
- $h' = \frac{h}{2}$ die halbe Plattendicke (hier unveränderlich vorausgesetzt).
- $\mu = \gamma \cdot g$ die Masse der Raumeinheit
- E der Elastizitätsmodulus.
- $\nu = 0,3$ das Verhältnis der Querkontraktion zur Längenausdehnung.
- $E' = E \cdot (1 - \nu^2)$ scheinbarer Elastizitätsmodul.
- R Aussenhalbmesser der Platte.
- w die Auslenkung eines Plattenpunktes aus der Mittellage.
- ω Winkelgeschwindigkeit.
- ϱ_1, ϱ_2 Hauptkrümmungsradien der gebogenen Mittelfläche; hier ist $\varrho_2 = \varrho_1 \cdot r$.
- σ_r, σ_t radiale und tangential, gleichmässig verteilte Spannung für die Flächeneinheit.
- σ_{b1}, σ_{b2} Haupt-Biegungsspannungen.
- t die Zeit in Sekunden.
- w'' die zweite Ableitung von w nach der Zeit.
- w', w'', w''', w'''' die 1., 2., 3., 4. Ableitung von w nach r .

¹⁾ Eine Lücke in der Integrationsmethode von Kirchhoff, die bis anhin nicht bemerkt worden zu sein scheint, da auch Rayleigh die Lösungen von Kirchhoff nur in etwas anderer Form bringt, besteht insofern, als die Schwingung einer im Mittelpunkte festgehaltenen Platte mit seinen Integralen nicht erhalten werden kann. Es liegt dies daran, dass er a. a. O. S. 72 die mit X'_n, Y'_n bezeichneten partikulären Integrale ausschliesst, weil diese für $x = 0$ unendlich werden, was allerdings nicht sein darf. Allein Kirchhoff übersieht, wie Professor Hurwitz, dem ich von dieser Sachlage Mitteilung machte, feststellt, dass durch geeignete Verbindung der partikulären Integrale die Schwierigkeit umgangen werden kann. Es ist nämlich leicht einzusehen, dass in einem Integral von der Form $u = AX + BY + C(X^2 - Y^2)$ beispielsweise für $n = 0$ das Glied mit dem einfachen $\log x$ herausfällt und nur noch Glieder wie $x^2 \log x, \dots$ usw.) bleiben, die bei $x = 0$ nicht mehr unendlich werden (Die Spannungen würden bei Punktstützung begreiflicherweise doch unendlich gross werden). Doch dürfte dieser Weg ziemlich weitschweifig sein, und da wir für das Folgende auch den Einfluss der Fliehkraft berücksichtigen müssen, würden uns die vollständigen Integrale der Kirchhoff'schen Aufgabe doch nichts nützen.

Der Kürze halber beschränken wir uns auf den Fall, dass die Ausschläge vom Winkel φ unabhängig sind. Wir betrachten ein Scheibenelement, Abbildung 2, welches durch zwei axiale Ebenen vom Neigungswinkel $d\varphi$ und zwei Zylinderflächen vom Halbmesser r und $r + dr$ begrenzt ist.



Die Neigung der Tangente an den Meridian der verbogenen Scheibe im Abstand r sei τ , im Abstand $r + dr$: τ' und im Abstand $r + \frac{dr}{2}$: τ_m . Die wirkenden Kräfte sind: radial R und R' , in Richtung des Breitenkreises T , senkrecht zur Mittelfläche S und S' ; die Fliehkraft sei F , die Biegemomente in den zylindrischen Begrenzungsflächen M und M' , im Meridianschnitt M_1 . Diese Kräfte werden durch folgende Ausdrücke dargestellt:

$$R = r d\varphi h \sigma_r, \quad R' = r' d\varphi h \sigma_r',$$

$$T = dr h \sigma_t, \quad F = (r d\varphi dr h \mu) r \omega^2.$$

Im Abschnitte V leiten wir für die Momente folgende Formeln ab:

$$M = \frac{J}{e} \sigma_{b1} = JE' \left[\frac{1}{\varrho_1} + \frac{\nu}{\varrho_2} \right] = \frac{1}{12} r d\varphi h^3 E' \left(w'' + \nu \frac{w'}{r} \right)^2$$

$$M_1 = \frac{J_1}{e} \sigma_{b2} = J_1 E' \left[\frac{\nu}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2} \right] = \frac{1}{12} dr h^3 E' \left(\nu w'' + \frac{w'}{r} \right)$$

$$M_o = M_1 d\varphi$$

Das Gleichgewicht dieser Kräfte und Momente wird durch folgende Gleichungen ausgesprochen:

In Richtung der Tangente:

$$R' - R - T d\varphi + F = 0 \tag{3a}$$

In Richtung der Normale:

$$R'(\tau' - \tau_m) + R(\tau_m - \tau) + S' - S + (T d\varphi - F) - dm w'' = 0$$

oder wegen 3a

$$d(R\tau) + dS = dm w'' \tag{3b}$$

Für die Momente mit $M' - M = dM$:

$$dM - M_o + S dr = 0 \tag{3c}$$

Daraus folgt

$$dS = - \frac{d^2 M}{dr^2} dr + \frac{dM_1}{dr} d\varphi \dots \tag{4}$$

und wenn man diesen Wert sowie $dm = r d\varphi dr h \mu$ und die Ausdrücke (2) in Gleich. (3) einsetzt, so ergibt sich

$$\frac{E' h^2}{12} \left[w'''' + 2 \frac{w'''}{r} - \frac{w''}{r^2} + \frac{w'}{r^3} \right] = \sigma_r \left(w'' + \frac{w'}{r} \right) - w'' \mu + w' \frac{d\sigma_r}{dt} \dots \tag{5}$$

Bei einer einfachen Schwingung kann man setzen $w = u \cos \lambda t$. wo u nur von r abhängt. Wir führen noch die Bezeichnungen

$$x = \frac{r}{R} \quad \alpha = \frac{12 \sigma_r R^2}{E' h^2} \quad \beta = \frac{12 \mu \lambda^2 R^4}{E' h^2} \dots \tag{7}$$

ein, sodass Gleich. 5 geschrieben werden kann:

$$u'''' + 2 \frac{u'''}{x} - \frac{u''}{x^2} + \frac{u'}{x^3} = \alpha \left(u'' + \frac{u'}{x} \right) + \beta u + \frac{12 R^2}{E' h^2} u' \frac{d\sigma_r}{dx} \dots \tag{8}$$

worin alle Ableitungen nun nach x statt nach r gemeint sind. Handelt es sich um eine volle Platte von überall gleicher Dicke und einem freien Rand, die mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert, so ist bekanntlich

$$\sigma_r = \frac{3+\nu}{8} \mu \omega^2 (R^2 - r^2) \dots 9$$

welcher Wert in Gleich. (8) und in *a* einzuführen ist.

Zum Zwecke der Integration der so gewonnenen vollständigen Differentialgleichung sind Reihenansätze zu verwenden, die wir zunächst für den

Sonderfall $\sigma_r = \sigma_t = konst. = \sigma$

aufstellen wollen. Diese Belastungsart bedeutet, dass keine Fliehkraft vorhanden ist, statt dessen am Rande der Scheibe eine überall gleiche Radialspannung angreift. Der Ansatz

$$u = a_0 + a_2 x^2 + a_4 x^4 + a_6 x^6 + \dots 10$$

genügt der Forderung, dass für $x = 0$ $du : dx = 0$ sein muss. Die Bestimmung der Koeffizienten durch Einführung in Gleich. 8 liefert:

$$u = a_0 \left[1 + \frac{\beta}{(2 \cdot 4)^2} x^4 + \frac{\alpha \beta}{(2 \cdot 4 \cdot 6)^2} x^6 + \frac{\beta(\alpha^2 + \beta)}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8)^2} x^8 + \dots \right] + a_2 \left[x^2 + \frac{\alpha}{4^2} x^4 + \frac{\alpha^2 + \beta}{(4 \cdot 6)^2} x^6 + \frac{(\alpha^3 + 2\alpha\beta)}{(4 \cdot 6 \cdot 8)^2} x^8 + \dots \right] 11$$

Nehmen wir nun an, die Platte sei am Rand so *eingespannt*, dass die Tangente dort horizontal bleibt, so genügt dies Integral mit zwei Konstanten bereits, da wir nur zwei Randbedingungen zu erfüllen haben, nämlich

- 1) die Auslenkung $u = 0$ für $r = R$, d. h. $x = 1$
- 2) die Neigung der Tangente $u' = 0$ für $r = R$, d. h. $x = 1$.

Bezeichnen wir die Werte der beiden Reihen im Ausdrucke von *u* bei $x = 1$ mit Φ_1 und Φ_2 und ebenso mit Ψ_1 und Ψ_2 die Werte der Faktoren von a_0 a_2 in der zu bildenden Ableitung von *u* für $x = 1$, so lauten die Grenzbedingungen

$$\begin{cases} a_0 \Phi_1 + a_2 \Phi_2 = 0 \\ a_0 \Psi_1 + a_2 \Psi_2 = 0 \end{cases} \dots 12$$

aus welchen die Konstanten a_0 a_2 zu bestimmen wären. Da die rechten Seiten = 0 sind, kann hieraus nur das Verhältnis $a_0 : a_2$ ermittelt werden, welches in beiden Gleichungen dasselbe sein muss und auf die Bedingung

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{\Psi_1}{\Psi_2} \text{ oder } \Delta = \Phi_1 \Psi_2 - \Phi_2 \Psi_1 = 0 \dots 13$$

führt, d. h. das Verschwinden der Determinante Δ fordert. Diese Determinante enthält die Grössen α , β , welche ihrerseits durch die Dimensionen der Scheibe und insbesondere σ und λ^2 gemäss Gleich. (7) ausgedrückt sind. Es kann also aus $\Delta = 0$ eine unbekannte, in unserem Falle λ^2 bestimmt werden. Dann ist die Schwingungszahl in der Sekunde

$$N_{sek} = \frac{\lambda}{2\pi}, \text{ in der Minute } N_{min} = \frac{60\lambda}{2\pi} \dots 13a$$

Im *allgemeinen Fall der rotierenden Scheibe* lautet die Differentialgleichung

$$\left. \begin{aligned} u'''' + \frac{2u''''}{x} - \frac{u''}{x^2} + \frac{u'}{x^3} - \alpha(1-x^2)u'' - \alpha(1-3x^2)\frac{u'}{x} - \beta u = 0 \end{aligned} \right\} 14$$

worin $\alpha = \frac{12(3+\nu)}{8} \frac{\mu \omega^2 R^4}{E' h^2}$, $\beta = \frac{12 \mu \lambda^2 R^4}{E' h^2}$ bedeuten.

Der Ansatz 10 liefert das gleiche Ergebnis wie Ausdruck 11, welchen wir mit u_1 bezeichnen wollen, doch ist darin die Konstante $a_0 = 0$ zu setzen, da hier der Mittelpunkt der Scheibe festgehalten ist, also für $r = 0$ auch $u = 0$ sein muss. Da die eine willkürliche Konstante a_2 nicht genügt, muss ein weiteres Integral gesucht werden, was durch den Ansatz

$$u_2 = A \lg x + B \dots 15$$

gelingt, wo *A* die in u_1 auftretende Reihe ist und für *B* der Ansatz

$$B = b_0 + b_2 x^2 + b_4 x^4 + \dots 15a$$

zu benützen ist. Nachdem man durch Einsetzen in Gleich. 14 die Koeffizienten *b* bestimmt hat, kann man das allgemeine Integral besser aus den partikulären Integralen u_1 (mit $a_2 = 1$) und u_2 wie folgt zusammensetzen:

$$u = c_1 A + c_2 [A \lg x + B] \dots 16$$

Die beiden willkürlichen Konstanten c_1 , c_2 genügen, weil auch hier nur zwei Randbedingungen zu erfüllen sind, nämlich:

- I. Der Rand ist frei von Biegungsspannungen, also muss gemäss Gleich. (1) $\sigma_t = 0$ oder

$$\mu \left(u'' + \nu \frac{u'}{x} \right) = 0, \text{ für } x = 1 \dots 17$$

- 2. Der Rand ist frei von Schubspannungen, d. h. $S = 0$ oder mit Rücksicht auf Gleich. (4)

$$+ \frac{dM}{dr} - M_1 \frac{dq}{dr} = 0$$

$$\text{oder } \frac{d}{dr} r \left(w'' + \nu \frac{w'}{r} \right) - \left(\nu w'' + \frac{w'}{r} \right) = 0$$

was nach kleiner Umrechnung auf

$$r \frac{d}{dr} \left(u'' + \frac{u'}{r} \right) = 0$$

und endlich mit Einführung von *u* und *x* zur Bedingung führt:

$$\frac{d}{dx} \left(u'' + \frac{u'}{x} \right) = 0, \text{ für } x = 1 \dots 18$$

Das Ergebnis der Rechnung wird sich in der Form

$$\begin{cases} C_1 \Phi_1 + C_2 \Phi_2 = 0 \\ C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 = 0 \end{cases}$$

darstellen und so wird wieder die Gleichung

$$\Delta = \Phi_1 \Psi_2 - \Phi_2 \Psi_1 = 0$$

zur Bestimmung von λ^2 dienen. Die Ermittlung kann natürlich nur auf dem Wege des Probierens vor sich gehen.

Wir benützen diese Methode, um die nachfolgend beschriebenen vereinfachten Verfahren zu kontrollieren. Für den Fall einer Randkraft allein, wobei der Rand der Scheibe die Mittelebene stets berührt, erhält man die Werte

$$\lambda^2 = 15,83 \frac{E' h^2}{\mu R^4}$$

bei einer Randspannung von

$$\sigma = 0,833 \frac{E' h^2}{R^2} \text{ kg/cm}^2$$

Die Rechnung im allgemeinen Falle führt auf so verwickelte Ausdrücke, und die Zwischenergebnisse müssen auf so viele Stellen genau sein, damit im Endergebnis keine starken Abweichungen auftreten, dass man gezwungen ist, nach Näherungsmethoden zu suchen. Als solche bieten sich dar die Verfahren von Ritz und Rayleigh.

IV. Näherungsverfahren von Ritz.

Das Verfahren von Ritz¹⁾ beruht auf dem bekannten Lehrsatz der Mechanik, dass *die potentielle Energie eines abgeschlossenen, sich im Gleichgewichte befindlichen Systemes einen extremen Wert besitzt, für den Fall stabilen Gleichgewichts insbesondere ein Minimum ist.*

Erleidet nämlich das System eine kleine Verschiebung, so muss die Zunahme der Energie der innern (elastischen) Kräfte $\delta\Phi_i$ der Arbeit δL_a gleich sein, welche die äussern Kräfte leisten. Allein δL_a ist die *Abnahme* der potentiellen Energie der äussern Kräfte $-\delta\Phi_a$ und so erhält man $\delta\Phi_i = -\delta\Phi_a$ oder wenn

$$\Phi = \Phi_i + \Phi_a \dots 19$$

die *gesamte* Energie bedeutet,

$$\delta\Phi = 0 \dots 20$$

womit der erste Teil des Satzes, auf den es uns ankommt, bewiesen ist. Die potentielle Energie Φ_a kann man, wie besonders von Kármán klar auseinandergesetzt hat²⁾, entweder mit den wirklichen Werten der Kräfte rechnen oder mit denjenigen unveränderlichen Werten, welche sie in der Lage des eingetretenen Gleichgewichtes besitzen. Denn in der Gleich. 20 kommt nur das Differential $\delta\Phi_a$ vor, und dieses ist für eine einzelne Kraft $= -Q \delta y$, ob sie veränderlich oder konstant ist. Wächst die Kraft mit der Einsenkung *y* proportionell, so ist nämlich

$$\begin{aligned} \Phi_a &= - \int Q dy = - \int a y dy = - \frac{1}{2} a y^2 + \text{konst.} \\ &= - \frac{1}{2} Q y + \text{konst.} \end{aligned}$$

und umgekehrt

$$\delta\Phi_a = - a y \delta y = - Q \delta y.$$

¹⁾ Crelles Journal 1908. Dieses Verfahren hat durch die Arbeiten von v. Kármán (Zeitschrift des Ver. deutscher Ingenieure, 1911, Seite 1889), Pöschl (Armierter Beton, 1912) und Lorenz (Zeitschrift des Ver. deutscher Ingenieure, 1913, Seite 543) hervorragende Bedeutung gewonnen. Die Anwendung auf Scheibenschwingungen veranlasst uns, auf die Ableitung des Verfahrens näher einzugehen, da sich zeigt, dass man bei der Benützung der verschiedenen Formen der potentiellen Energie der äussern Kräfte mit grosser Vorsicht zu Werke gehen muss.

²⁾ Physikalische Zeitschr. 1913, Seite 253 u. f.

Ist Q konstant, so ist $\Phi_a = -Qy + \text{konst.}$
 beziehungsweise $\Phi_a = -\sum Qy + \text{konst.}$
 und beide Werte Φ_a können im allgemeinen in Gleich. 19
 benützt werden.

Andererseits ist es in der Anwendung auf das Ritz'sche
 Verfahren keineswegs gleichgültig, welchen Ausdruck von
 Φ_a man wählt, wie aus Nachfolgendem hervorgeht.

Wirkt auf die Platte der konstante spezifische Normal-
 druck p (positiv im Sinne der positiven Auslenkung w),
 so ist die äussere potentielle Energie

$$\Phi_a = - \int w p df \dots\dots\dots 21$$

ausgedehnt über die Plattenfläche. Die innere Energie,
 d. h. die Formänderungsarbeit ist, wie wir in Abschnitt IV
 nachweisen, für rechteckige Koordinaten

$$\Phi_i = \int \frac{E' h^3}{3} [(w_{xx} + w_{yy})^2 - 2(1-\nu)(w_{xx} w_{yy} - w_{xy}^2)] dx dy \dots\dots 22$$

Man kann die Summe von Φ_a und Φ_i darstellen als

$$\Phi = \Phi_i + \Phi_a = \iint F(x, y, w, w_{xx}, w_{xy}, w_{yy}, p) dx dy \dots\dots 23$$

Damit dieses bestimmte Integral einen ausgerechneten Wert
 annehme, ist, wie die Variationsrechnung lehrt, die Funktion
 w so zu wählen, dass sie der Differentialgleichung

$$\frac{\partial F}{\partial w} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial w_x} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial F}{\partial w_y} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial F}{\partial w_{xx}} + \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \frac{\partial F}{\partial w_{xy}} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial F}{\partial w_{yy}} = 0 \dots\dots 24$$

und den besonderen Bedingungen, die für den Plattenrand
 gelten, genügt. Führt man diese Differentiation aus, so
 erhält man

$$\frac{E' h^3}{3} \left[\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right] = p \dots\dots 25$$

die wohlbekannte Differentialgleichung der Plattenbiegung.

Hier ist nun zunächst einer *Klippe* in der Original-
 Abhandlung von Ritz zu gedenken, indem Ritz als Aus-
 druck von Φ_i nicht Formel 22 benützt, sondern die mit
 $2(1-\nu)$ multiplizierten Glieder weglässt. Es ist nach Ritz

$$\Phi = \iint \left\{ \frac{E' h^3}{3} (w_{xx} + w_{yy})^2 - p w \right\} dx dy \dots\dots 26$$

zu einem Minimum zu machen. Führt man die Operation 24
 an diesem Φ durch, so gelangt man wohl wieder zu der
 richtigen Differentialgleichung 25 und so könnte es scheinen,
 als ob es überflüssig wäre, sich mit dem verwickelten
 Ausdruck 22 abzugeben. Allein die Sache ändert sich,
 wenn man mit Ritz an Stelle von w einen Ausdruck

$$w = a_1 w_1 + a_2 w_2 + \dots\dots\dots 27$$

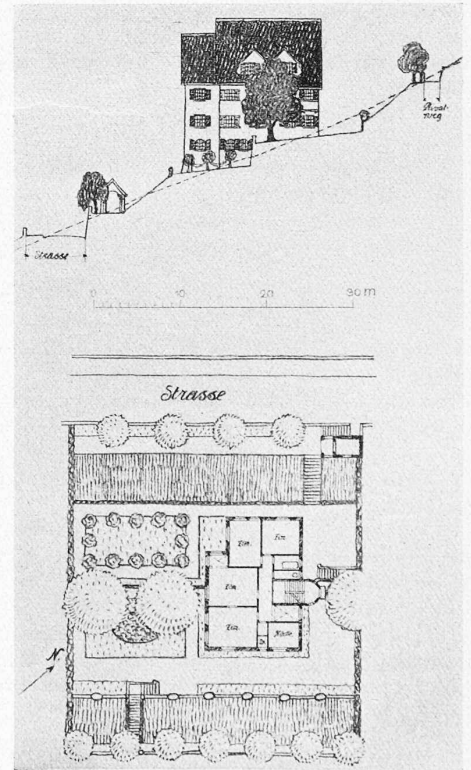
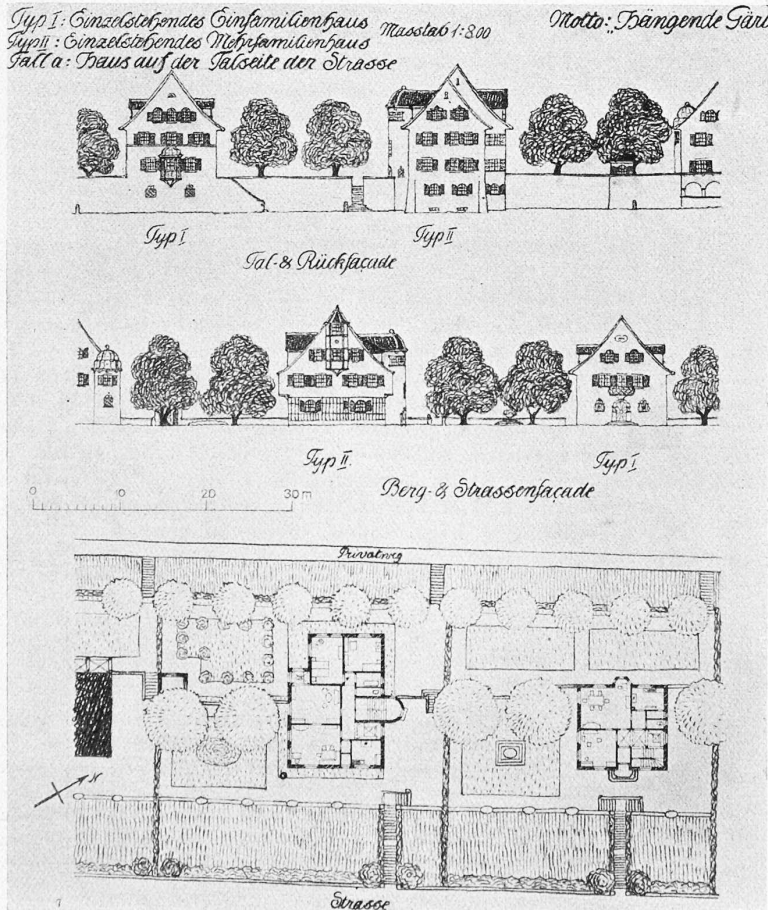
einsetzt, wo $a_1, a_2 \dots$ konstante, $w_1, w_2 \dots$ bekannte, sonst will-
 kürliche Funktionen von x, y sind, die aber den Grenzbedingun-
 gen genügen sollen, und wenn man die Bedingungen für die a
 aufstellt, damit Φ ein Minimum gewöhnlicher Art werde.
 In diesem Fall ist die Vernachlässigung des erwähnten Aus-
 druckes nur dann zulässig, wenn das ihm entsprechende
 Teilintegral $\iint (w_{xx} w_{yy} - w_{xy}^2) dx dy$ den Zahlenwert null liefert.
 Nun ist der Klammerausdruck nichts anderes als das Krüm-
 mungsmass $1/q_1 q_2$ und das Integral

$$\iint \frac{dx dy}{q_1 q_2}$$

die Gesamtkrümmung der Plattenmittelfläche. Diese ver-
 schwindet nach einem Satze der Flächentheorie, wenn die
 Normalen den Plattenrand entlang alle untereinander
 parallel sind, also insbesondere für *die am Rande eingespannte*
Platte, nicht aber für die frei schwingende Platte, wie es
 unsere Turbinenräder sind.

Wenn man nämlich aus der Fläche ein Element ds_1 ,
 ds_2 ausschneidet, dessen Seiten den Hauptschnitten parallel
 sind und zu allen Randnormalen vom Mittelpunkt einer Einheits-
 kugel Parallele so schneiden diese ein Element $d\sigma_1$,
 $d\sigma_2$ aus, sodass $d\sigma_1 = ds_1/q_1$ und $d\sigma_2 = ds_2/q_2$, daher der
 Inhalt $d\sigma_1 \cdot d\sigma_2 = ds_1 ds_2 : q_1 q_2$ wird. Die Summe der Flächen-
 elemente auf der Einheitskugel ist also die Gesamtkrümmung,
 und diese Summe ist offenbar null, wenn die Randnormalen
 der Flächen untereinander parallel sind.

Der Uebergang zur schwingenden Bewegung wird
 vollzogen, indem man die Trägheitskräfte als Belastung



Einzelstehendes Mehrfamilienhaus. — 1:800.
 Fall b: an der Bergseite der Strasse.
 Haustypen zum Entwurf „Hängende Gärten“.
 Architekten E. von Ziegler & Balmer, St. Gallen.

einführt und die Scheibenform als statischen Gleichgewichtszustand dieser Belastung und der äussern Kräfte ansieht. Für die einfache Cosinusschwingung wird

$$w = v \cos \lambda t$$

zu setzen sein und es wird die Trägheitskraft für die Flächeneinheit

$$p = -m_1 \ddot{w} = 2 h' \mu \lambda^2 v \cos \lambda t \dots 28$$

Würden wir nun

$$\Phi_a = - \int w p df = - \int 2 h' \mu \lambda^2 v^2 \cos^2 \lambda t df \dots 29$$

setzen, so würde die Variationsbedingung 24 zu einem unrichtigen Resultat führen. In Gleich. 23 wird nämlich p als von w unabhängig behandelt; man würde also zum richtigen Ergebnis gelangen, wenn man in 29 nur das eine v in v^2 als variabel betrachten würde, was aber unzulässig ist, oder dann müsste man auch die Ableitung nach p bilden. Die einfachste Abhilfe ist, hier, wo p nach Gleich. 28 als dem v proportional zu gelten hat (da für die betreffende „Gleichgewichtslage“ t konstant zu halten ist), den wahren Wert der potentiellen Energie

$$\Phi_a = - \int \frac{1}{2} p w df = - \int h' \mu \lambda^2 v^2 \cos^2 \lambda t df \dots 30$$

einzuführen, worauf die Variationsbedingung die Gleichung

$$\frac{E' h'^2}{3} \left[\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right] = -m_1 \ddot{w} \dots 31$$

liefert, wie sein soll.

Es bedeutet dies in der Bezeichnung von Lorenz (Zeitschr. des Vereins deutscher Ingenieure 1913, Seite 543) mit

$$\Phi_i = L_i \text{ und}$$

$$\Phi_a = -L_a = -\frac{1}{2} \sum Qy,$$

dass hier $J = L_i - L_a$ ein Minimum zu sein habe. Man vermeidet also alle Missverständnisse am besten, wenn man sich an den allgemeinen Satz hält, dass die gesamte potentielle Energie des Systems ein Minimum sein muss, und wenn man für die potentielle Energie der äussern Kräfte ihren wahren Wert einführt.

Um die Wirkung der Fliehkräfte zu berücksichtigen, müsste vorerst ein Ausdruck für die Arbeit der Fliehkräfte, also für ihre potentielle Energie F_0 während der Schwingung aufgestellt werden, was im nächsten Abschnitt erläutert wird.

Ist auf diese Weise der vollständige Ausdruck von Φ als Funktion der Grössen $a_1 a_2 \dots$ gebildet, so müssen wie beim gewöhnlichen Minimum die Ableitungen

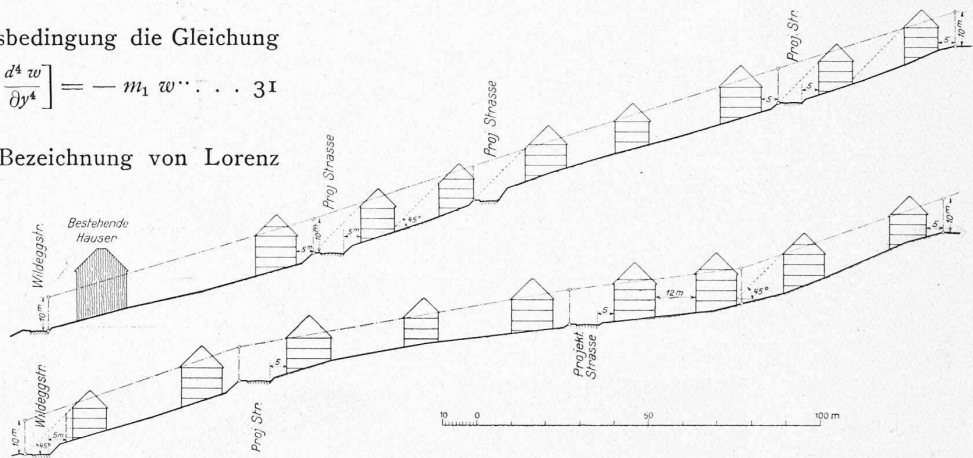
$$\frac{\partial \Phi}{\partial a_1} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial a_2} = 0 \dots 32$$

verschwinden. Setzt man die Determinante des Koeffizienten dieses homogenen linearen Gleichungssystemes = null, so liefern deren Wurzeln die Werte von λ^2 . Der kleinste entspricht der tiefsten Schwingung. Ein Beispiel der Anwendung dieses Verfahrens bringen wir im Abschnitt über den Einfluss der Nebenbohrung. (Schluss folgt.)

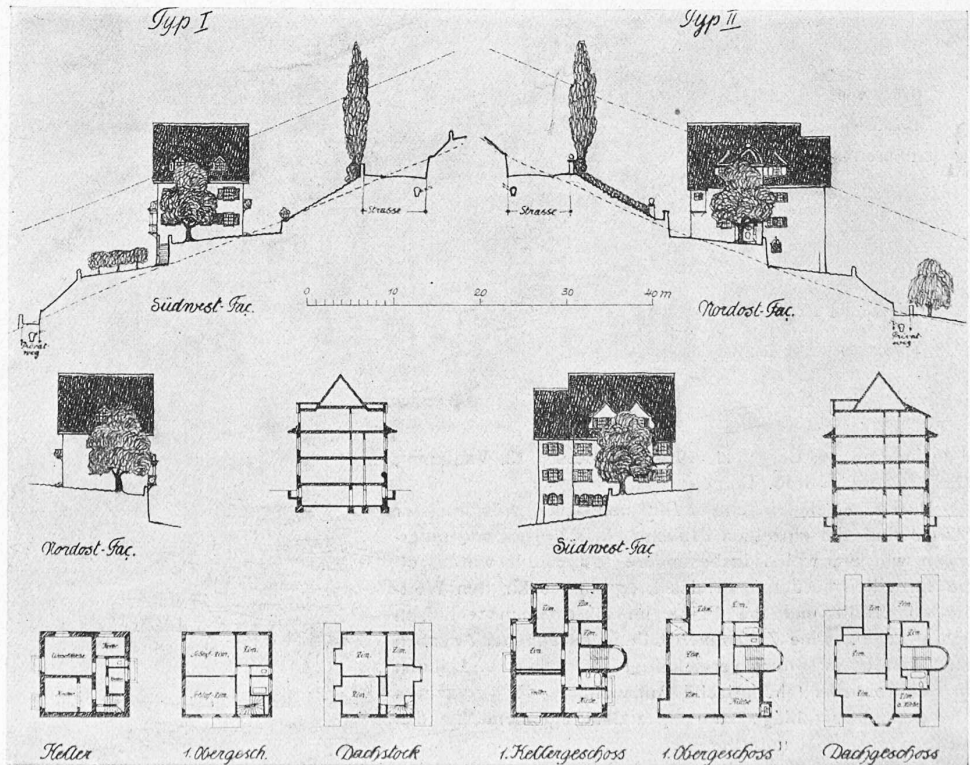
Wettbewerb für die Ueberbauung des Berneck- und Dreilinden-Gebietes in St. Gallen.

Mit dem „Bericht des Preisgerichts“ verbinden wir auf diesen und den folgenden Seiten die Wiedergabe einiger wichtigern Pläne der beiden an I. und II. Stelle prämierten Entwürfe „Hängende Gärten“ und „Nordhang II“. Die Veröffentlichung der beiden andern prämierten Projekte „Kronberg“ und „Nellus“ dagegen unterbleibt auf besondern Wunsch ihrer architektonischen Mitarbeiter. Die ausschreibende Behörde hat sich mit deren Weglassung einverstanden erklärt, da die beiden Entwürfe von untergeordnetem praktischem Werte sind, wie auch aus ihrer Beurteilung durch das Preisgericht hervorgeht.

Bezüglich der Wettbewerbs-Aufgabe verweisen wir auf deren einlässliche Erläuterung mit Uebersichtsplan in Band 62, Seite 93. Es ist zu beachten, dass die Pläne auf den nachfolgenden Seiten 256/257 umgekehrt orientiert sind, wie jene auf den Seiten 258/259.



Profile zum Entwurf der Hochbauamtes für das Spezial-Baureglement Zone V, -- 1:2000.



I. Preis „Hängende Gärten“. — Architekten E. v. Ziegler & Balmer, St. Gallen.