Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 79/80 (1922)
Heft: 3

Artikel: Zur Frage der Stabilität rotierender Wellen
Autor: Pöschl, Theodor
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-38116

Band 80. Nr. 3.

Zur Frage der Stabilität rotierender Wellen.

Von Prof. Dr. *Theodor Pöschl*, Deutsche Techn. Hochschule. Prag.

Gelegentlich der Bearbeitung eines zusammenfassenden Berichtes über die bisher auf diesem Gebiete vorliegenden Ergebnisse bin ich für den Fall einer einzelnen, auf einer schlanken Welle exzentrisch aufgekeilten Schwungscheibe durch Verwendung der sog. Lagrange'schen Gleichungen (zweiter Art) zu einer methodischen Vereinfachung und zu Bemerkungen über den Stabilitätscharakter der bekannten Lösungen gelangt, die ich im folgenden mitteilen möchte. Aus der umfangreichen Literatur über diesen Gegenstand, die insbesondere mit den Namen *A. und O. Föppl, L. Prandtl, A. Stodola* u. a. verknüpft ist, schliesse ich mich hier inbesondere an die Mitteilungen des letztgenannten Forschers an, die in den Bänden 68, 70, 71 (1916 bis 1918) dieser Zeitschrift und in Dinglers Journal 333 (1918) erschienen sind, sowie an die Darstellung in seinem Werke: „Dampfturbinen" vierte Auflage S. 627 u. f. Es soll sich zunächst um das *ebene* Problem handeln, ohne Berücksichtigung der Kreiselwirkung infolge Schrägstellung der Kreiselaxe.

Meistens nennt man *stabil* eine solche Form stationärer Bewegung, bei der einer Veränderung der anfänglichen Lagen und Geschwindigkeiten in weiterem Verlaufe nur solche Lagen und Geschwindigkeiten entsprechen, die die Beträge der ursprünglichen Störungen nicht überschreiten, und zwar derart, dass sich die ungestörte Bewegung der gestörten für unendlich abnehmende Störungen ergibt. Zur Entscheidung der Frage, ob Stabilität in diesem Sinne vorhanden ist oder nicht, dient die Methode der kleinen Schwingungen, durch die die Beschaffenheit der Nachbarlösungen zu stationären Bewegungen untersucht wird. Der Fall der vertikalen Welle, in dem das Eigengewicht der Scheibe keine Rolle spielt, gehört unmittelbar hierher. Dabei empfiehlt es sich, den Umstand zu verwerten, dass die Winkelkoordinate, die die Drehung des Systems darstellt, *zyklisch* ist und mit Hilfe des ihr entsprechenden Integrals, das den „Drall" des Systems gibt, durch „Ignoration" mittels der Routh'schen Funktion eliminiert werden kann, wodurch die Ordnung des Problems von vorneherein um zwei Einheiten erniedrigt wird. Der Drall wird dabei, ähnlich wie es bei der Stabilitätsuntersuchung des Kreisels geschieht, für die gestörte Bewegung so gross angenommen wie für die ungestörte.[1]) Für die „kritische Geschwindigkeit 1. Art" wird der Abstand des Schwerpunktes von der Lagermittellinie unendlich.

Für die horizontal gelagerte Welle hat nun Stodola für den halben Wert der kritischen Geschwindigkeit ein „zweites kritisches Gebiet" gefunden, bei der sich eine Unruhe des Ganges bemerkbar macht. Vom analytischen Standpunkt lässt sich darüber sagen, dass hier eine partikulare „periodische Lösung" der Bewegungsgleichungen für die schwere Scheibe vorliegt, über deren Stabilität durch die elementaren Methoden nicht entschieden werden kann. In diesem Fall besitzt nämlich das System keine ignorable Koordinate, und der Ansatz für die kleinen Schwingungen führt auf lineare Differenzialgleichungen 2. Ordnung, deren Koeffizienten periodische Funktionen der Zeit sind. Ob Stabilität oder Instabilität vorhanden ist, lässt sich aus den Gleichungen nicht ohne weiteres ablesen, die aus dem Ansatz für die kleinen Schwingungen fliessen; zur Entscheidung dieser Frage müssen vielmehr die für diese Fälle in der Himmelsmechanik (insbesondere durch Poincaré u. a.) entwickelten Hilfsmittel herangezogen werden.

Zunächst seien jedoch einige Bemerkungen über den Ansatz der Lagrange'schen Gleichungen und der Einführung der Routh'schen Gleichungen vorangeschickt.

Wenn die Lage des Systems durch n ortsbestimmende Parameter $q_1, \dots q_n$ (Koordinaten) festgelegt und die kinetische Energie T und potentielle Energie V in diesen Parametern ausgedrückt wird, so bildet man die *„Lagrange'sche Funktion"* $L = T - V$ und erhält daraus die Bewegungsgleichungen lediglich durch Ausführung von Differentiationen

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial q'_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i}, \quad (i = 1, 2, \dots n) \qquad (1)$$

Man nennt nun eine Koordinate *zyklisch*, wenn in L nur ihre Ableitung auftritt, sie selbst jedoch nicht vorkommt. Wenn also von den n Koordinaten $q_1, \dots q_n$ die ersten k nicht zyklisch, und $n-k$ zyklisch sind, so ist in (1)

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (i = n-k+1, \dots n)$$

zu setzen und wir erhalten unmittelbar die $n-k$ ersten Integrale

$$\frac{\partial L}{\partial q'_i} = b_i \quad (i = n-k+1, \dots n) \qquad (2)$$

wobei die b_i durch die Anfangsbedingungen zu bestimmende Integrationskonstante sind. Zur unmittelbaren Verwertung dieser Integrale für das Integrationsgeschäft ist es nützlich, statt L die *„Routh'sche Funktion"* einzuführen:

$$R = T - V - \sum_{i=n-k+1}^{i=n} b_i\, q_i \qquad (3)$$

und R mit Hilfe der Gleichungen (2) durch $q_1, \dots q_{n-k}$, $q'_i, \dots q'_{n-k}$, $b_{n-k}, \dots b_n$ auszudrücken, dann ergeben sich die Bewegungsgleichungen in derselben Form wie zuvor

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial R}{\partial q'_i} - \frac{\partial R}{\partial q_i} = 0, \quad (i = 1, 2, \dots n-k), \qquad (4)$$

sie bilden jedoch nur noch ein System 2 $(n-k)$. Ordnung. Diesen Vorgang wollen wir nun für das erste der in Rede stehenden Probleme anwenden.

1. *Welle ohne Eigengewicht der Schwungscheibe.*

In Uebereinstimmung mit Abbildung 1 und unter Verwendung der meisten von *Stodola* verwendeten Bezeichnungen sei die Lage des Schwerpunktes S der Schwungscheibe durch ebene Polarkoordinaten ϱ, φ und die des Wellenmittelpunktes W durch die unveränderliche Exzentrizität $e = SW$ und den Winkel ψ bezeichnet. W wird als Angriffspunkt der elastischen Kraft αr der durchgebogenen, als homogen angenommenen Welle betrachtet ($r = OW$, α = konstant), die die Scheibe zur Lagermittel-

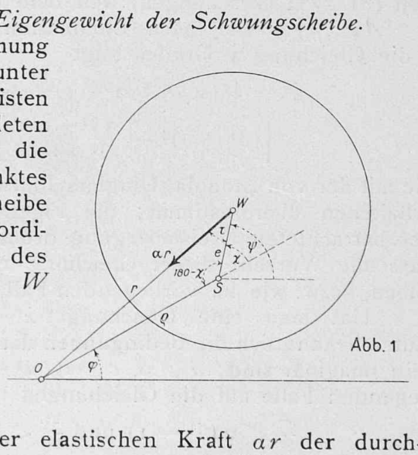

Abb. 1

[1]) *Stodola* hat für die gestörte Bewegung einen anderen Drall zugelassen, als für die ungestörte, und gefunden, dass dann Glieder auftreten, die der Zeit proportional sind, mithin auf Instabilität deuten. Indessen verläuft die Bahnkurve des Schwerpunktes als Ganzes genommen in der gestörten Bewegung auch weiterhin in der Nähe einer «ungestörten», die dem ursprünglichen Drall entspricht, und nähert sich bei abnehmenden Störungen (unter gewissen Bedingungen) der ursprünglichen beliebig an, sodass jedenfalls praktisch auch in diesem Falle von Stabilität gesprochen werden kann. Es wäre wünschenswert, jedesmal hinzuzufügen, in welchem Sinne der Begriff der Stabilität verstanden wird; hierzu vergl. insb. Prandtl, Dinglers Journal, 333 (1918), S. 179. Bei all diesen Untersuchungen macht es sich als Mangel der Theorie bemerkbar, dass man für den «Stabilitätsgrad» noch über keine befriedigende Definition verfügt, ein Umstand, der z. B. auch neuestens in der Atomphysik bei der Auswahl der «stabilsten» Elektronen-Anordnungen hemmend auftritt.

linie O zurückzuziehen strebt. Ferner sei m die Masse der Scheibe, k ihr Trägheitshalbmesser bezüglich S. Dann sind T und V gegeben durch:

$$T = \frac{1}{2} m (\varrho'^2 + \varrho^2 \varphi'^2) + \frac{1}{2} m k^2 \psi'^2$$

$$V = \frac{1}{2} a r^2 = \frac{1}{2} a [\varrho^2 + e^2 + 2 e \varrho \cos (\psi - \varphi)]$$

Wir setzen nun $\psi - \varphi = \chi$ und erhalten (nach Weglassen einer belanglosen additiven Konstanten in V) durch Elimination von ψ:

$$T = \frac{1}{2} m \varrho'^2 + \frac{1}{2} m (\varrho^2 + k^2) \varphi'^2 + m k^2 \varphi' \chi' + \frac{1}{2} m k^2 \chi'^2 \qquad (5)$$

$$V = \frac{1}{2} a (\varrho^2 + 2 e \varrho \cos \chi) \qquad (6)$$

In dieser Form ist nun φ zyklisch, daher können wir setzen $\frac{\partial T}{\partial \varphi'} = m b =$ konstant, und dies ist der im folgenden unveränderlich angenommene „Drall“ des Systems um O; also ist

$$\varrho^2 \varphi' + k^2 (\varphi' + \chi') = b$$

und daraus

$$\varphi' = \frac{b - k \chi'^2}{\varrho^2 + k^2} \qquad (7)$$

Bildet man nun nach Gleichung (3) die Routh'sche Funktion R und drückt sie durch $\varrho, \chi, \varrho', \chi', b$ aus, so kommt

$$\begin{aligned} R &= T - V m b \varphi' \\ &= \frac{1}{2} m \varrho'^2 + \frac{1}{2} m \frac{k^2 \varrho^2 \chi' + 2 b k^2 \chi' - b^2}{\varrho^2 + k^2} - \\ &\quad - \frac{1}{2} a (\varrho^2 + 2 e \varrho \cos \chi) \end{aligned} \qquad (8)$$

und die Bewegungsgleichungen (4) lauten mithin

$$\left.\begin{aligned} \varrho'' - \frac{(k \chi' - b)^2}{(\varrho^2 + k^2)^2} \varrho &= - \frac{a}{m} (\varrho + e \cos \chi) \\ k^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{\varrho^2 \chi' + b}{\varrho^2 + k^2} \right) &= \frac{a}{m} e \varrho \sin \chi \end{aligned} \right\} \qquad (9)$$

Um die stationäre Kreisbewegung zu erhalten, setzen wir $\varrho' = \varrho'' = \chi' = 0$, $\varrho = \varrho_0$, und erhalten entweder $\varrho_0 = 0$, welcher Fall uns hier nicht interessiert, oder, wenn für die stationäre Bewegung $\varphi' = \omega$, als $b = (\varrho_0^2 + k^2) \omega$, ferner $\frac{a}{m} = \omega_k{}^2$ und $\omega / \omega_k = \beta$ gesetzt wird:

$$\varrho_0 = \frac{\omega_k{}^2}{\omega^2 - \omega_k{}^2} e = \frac{e}{\beta^2 - 1} \qquad (10)$$

Für $\beta < 1$ ist übrigens $\chi = \pi$, für $\beta > 1 : \chi = 0$. Für $\omega = \omega_k$, $\beta = 1$ selbst wird $\varrho_0 = \infty$, was sich durch die auftretende Unruhe in der Nähe dieser „kritischen Winkelgeschwindigkeit“ äussert.

Um nun den Stabilitätscharakter dieser stationären Bewegungsform für das überkritische Gebiet $\omega > \omega_k$, $\beta > 1$ nach der Methode der kleinen Schwingungen zu untersuchen, setzen wir in den Gleichungen (9): $\varrho = \varrho_0 + \sigma$ und nehmen darin σ und χ als kleine Grössen an, deren Quadrate und Produkte wir vernachlässigen. Die Ausführung dieser Vorschrift liefert aus (7) unter Benützung von (8) zwei Gleichungen, aus denen durch den Ansatz $\sigma = A e^{\lambda t}$, $\chi = B e^{\lambda t}$ nach Elimination von A und B für λ die Gleichung 4. Grades folgt

$$\begin{aligned} &\lambda^4 + \lambda^2 \left(2 \beta^2 + 2 - \frac{1}{\beta^2 - 1} \frac{e^2}{k^2} \right) \omega_k{}^2 + \\ &+ \left[(\beta^2 - 1)^2 - \frac{3 \beta^2 + 1}{\beta^2 + 1} \frac{e^2}{k^2} \right] \omega_k{}^4 = 0, \end{aligned} \qquad (11)$$

die mit der von Stodola (Dinglers Journal 333, 1918, S. 117) erhaltenen übereinstimmt; die Eigenschaft der Stabilität der betrachteten Kreisbewegung drückt sich dadurch aus, dass alle Wurzeln dieser Gleichung negative reelle Teile haben, bezw. wie im vorliegenden Fall, rein imaginär sind.

Hat man eine Gleichung: $\lambda^4 + 2 a \lambda^2 + c = 0$, so lauten bekanntlich die Bedingungen dafür, dass die Wurzeln rein imaginär sind: $a > 0$, $c > 0$, $a^2 - c > 0$, was im vorliegenden Falle auf die Gleichungen führt

$$\frac{e^2}{k^2} < 2 (\beta^4 - 1) \text{ und } \frac{e^2}{k^2} < \frac{(\beta^2 - 1)^3}{3 \beta^2 + 1}$$

während die aus der dritten Bedingung hervorgehende Ungleichung von selbst erfüllt ist. Für ein gegebenes e und β muss daher k^2 grösser sein als die grössere der beiden Zahlen

$$e^2/2 (\beta^4 - 1) \text{ und } e^2 (3 \beta^2 + 1)/(\beta^2 - 1)^3$$

und zwar ist die zweite diese grössere Zahl.

In ähnlicher Weise würde man finden, dass die Kreisbewegung unterhalb der kritischen Geschwindigkeit für alle Werte von k (> 0), e und β stabil ist. Wird eine Welle angenommen, die hinsichtlich ihrer Biegung nicht homogen ist, dann ist etwa zu setzen $a = a_1 \cos \tau + a_2 \sin \tau$ (siehe Abbildung 1), ferner ist τ durch ϱ, χ auszudrücken und in analoger Weise vorzugehen wie oben; φ bleibt dabei ignorabel.

2. *Einfluss des Eigengewichtes der Schwungscheibe.* Wird das Eigengewicht der Schwungscheibe bei horizontal liegender Welle berücksichtigt, so tritt zu V in dem Ausdruck (6) noch die potentielle Energie des Gewichtes hinzu, sodass für V zu setzen ist (Abbildung 2):

$$V_1 = \frac{1}{2} a (\varrho^2 + 2 e \varrho \cos \chi) + m g \varrho \sin \varphi, \qquad (12)$$

während (5) unverändert bestehen bleibt. Bei diesem Problem ist keine der Koordinaten zyklisch. Die Bewegungsgleichungen lauten sodann nach (1)

$$\left.\begin{aligned} \varrho'' - \varrho \varphi'^2 &= - \frac{a}{m} (\varrho + e \cos \chi) - g \sin \varphi \\ \frac{d}{dt} [(\varrho^2 + k^2) \varphi' + k^2 \chi'] &= - g \varrho \cos \varphi \\ k^2 (\varphi'' + \chi'') &= \frac{a}{m} e \varrho \sin \chi \end{aligned} \right\} \qquad (13)$$

Die von *Stodola* gefundene partikuläre Lösung dieser Gleichung ist gegeben durch

$$\varrho = \varrho_0 - \frac{g}{2 \omega^2} \sin \omega t = \frac{e}{1 - \beta^2} - \frac{g}{2 \omega^2} \sin \omega t, \; \varphi = \omega t, \; \chi = \pi \qquad (14)$$

dabei ist also

$$\varphi' = \omega = \text{konst} = \frac{\omega k}{2}, \; \chi' = \chi'' = 0.$$

(Für eine hinsichtlich der Biegung nicht homogene Welle würde ω wieder von deren Hauptsteifigkeiten abhängig werden.) Die Bahnkurve von S (ϱ, φ) ist eine Pascal'sche Schnecke, deren besondere Gestalt von der Grösse von ω_k abhängt. Dabei ist übrigens

$$\beta = \frac{\omega}{\omega_k} = \frac{1}{2},$$

$$\varrho_0 = \frac{e}{1 - \beta^2} = \frac{4 e}{3}.$$

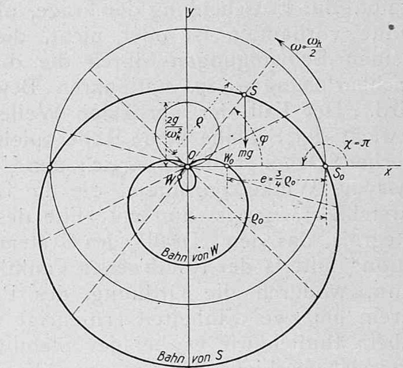

Abb. 2

Der Punkt W beschreibt ebenfalls eine Pascal'sche Schnecke (man vergleiche mit Abbildung 2 die von Stodola in „S. B. Z.“, Bd. LXX, S. 229, mitgeteilten, empirisch aufgenommenen Kurven).

Um die Stabilität dieser Bewegung zu prüfen, hätten wir in (13) für ϱ, φ, χ einzusetzen:

$$\varrho = \frac{4 e}{3} - \frac{2 g}{\omega_k{}^2} \sin \frac{\omega_k}{2} t + \sigma, \quad \varphi = \omega t + \Phi, \quad \chi = \pi + \varepsilon$$

und σ, Φ und ε als kleine Grössen zu betrachten, deren Quadrate und Produkte wieder zu unterdrücken sind. Dadurch liefern die Gleichungen (13) drei lineare Differentialgleichungen 2. Ordnung, deren Koeffizienten jedoch nicht mehr konstant, sondern periodische Funktionen der Zeit sind. Die „charakteristischen Exponenten“ dieses Systems müssen für Stabilität der periodischen Lösung rein imaginär ausfallen, was durch eine besondere Untersuchung entschieden werden muss.[2])

Das „kritische Gebiet zweiter Art“ bedeutet also zum Unterschiede gegen die eigentliche „kritische Geschwindigkeit“ lediglich eine periodische Bewegungsform, die sich

[2]) Vgl. etwa Enzyklopädie der math. Wissenschaften, VI. Bd. 2, Art. 12; *E. T. Whittaker*, Nr. 7, S. 533/4 (in Fussnote (55) S. 533 fehlt ω hinter der Klammer) und die einschlägigen Untersuchungen von *Poincaré*.

für den Wert $\omega = \frac{\omega_k}{2}$ einstellt, und die sich, wenn sie instabil wäre (was keineswegs sichergestellt ist), beim Durchgange durch diesen Wert während des Anlaufens der Welle bemerkbar machen müsste. Im übrigen wird durch diese Lösung der Vorgang des „Anlaufens“ natürlich keineswegs beherrscht, da die diesbezügliche Lösung der Gleichung (13) nicht bekannt ist. Eine Mitteilung über diese Fragen gedenke ich binnen kurzem folgen zu lassen.

Theater- und Saalbau für Winterthur.

Projekt-Vorschlag von *Rittmeyer & Furrer*, Arch., Winterthur.

(Schluss von Seite 19.)

Bau-Programm.[1])

1. Saalbau mit Restaurations- und Gesellschaftsräumen.

Grosser Saal mit Galerien, 1800 bis 2000 Sitzplätze (1880), mit freiem, nicht durch Säulen gehemmtem Blick auf das Podium, mit Orgel (Pfeifen nicht sichtbar), Podium für normal 250 Sänger und 100 Musiker. Er dient für grosse Volksversammlungen, Konzerte (populäre Konzerte, grosse Aufführungen klassischer Werke), Vorträge, Fest- und Tanzanlässe, Bankette, Ausstellungen (Turnus), turnerische Aufführungen u. a. m. Gute Beleuchtung durch Fenster an allen Stellen des Saales erforderlich. Zweckmässige Verbindung mit Anrichte und Küche. Stuhlmagazin etwa 150 m² zur Aufbewahrung von Stühlen und Tischen.

Grosser Uebungsaal, auch für andere Zwecke, z. B. Vorträge, Kammermusik dienend, von den übrigen Gesellschaftsräumen der ganzen Baugruppe akustisch möglichst getrennt, mit eigenem Eingang und guter Verbindung mit Hauptvestibule, für etwa 400 Sänger (320 Sitzplätze), ein bis zwei Solistenzimmern, eigenen Aborten und Garderoben.

Nebenräume zum grossen Saal: Stimmzimmer etwa 70 m² (60); Aufenthaltsraum für Sänger etwa 70 m² (2 × 42). Zwei Solistenzimmer je etwa 20 bis 25 m² (20). Drei bis vier Räume für Vereinszwecke (Archiv, Bibliothek, Sitzungszimmer für verschiedene Vereine, im ganzen etwa 100 m²).

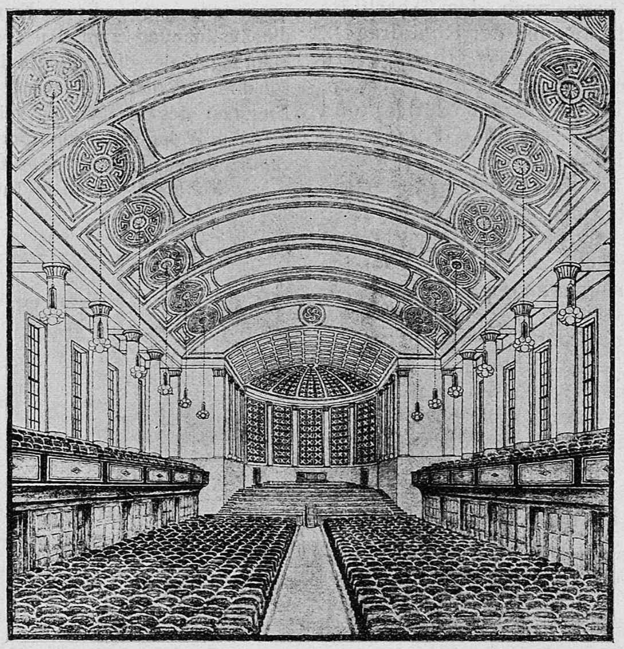

Abb. 14. Konzertsaal gegen das Podium.

Diese Nebenräume sind mit dem Podium in gute Verbindung zu bringen und mit eigenen Toiletten und Garderoben zu versehen. Es ist Bedacht zu nehmen darauf, dass sie zum Teil zur Aufstellung von Fernchören u. dergl. sollen benutzt werden können.

Hauptvestibule in geräumigen Dimensionen mit guter Garderobeanlage. Eingänge von mindestens zwei Seiten mit Vorhallen, Windfängen, Kassen, Toiletten, Haupt- und Tageskasse zugleich als Bureau verwendbar. Geradläufige, bequeme Treppen.

Foyer, auch verwendbar für kleinere Privatfestanlässe (kleine Konzerte, Vorträge, Hochzeiten), für etwa 250 Personen (140 m²) mit bequem hinführenden Treppen und nahegelegenen Toiletten. Gute Verbindung mit dem Café-Restaurant.

Saalbau-Restaurant etwa 300 m² (320), mit anschliessendem Konzertsaal (für Bierkonzerte) (430 m²), vom Tagesrestaurant abschliessbar, aber in direkter, guter Verbindung mit diesem und der Gartenwirtschaft. — *Café- und Weinrestaurant* etwa 300 m² (320). Beide Wirtschaftslokale sollen in guter Verbindung stehen mit den Vorräumen des Saalbaues und des Theaters und mit genügenden Toiletten versehen sein. — *Zwei bis drei Sitzungs- und Sprechzimmer* (140 m²) zur freien Verfügung des Saalbauwirtes.

Zwei Wohnungen mit je fünf Zimmern und den nötigen Nebenräumen. Vier bis fünf Zimmer für das männliche und ebensoviele für das weibliche *Personal,* mit getrennten Zugängen und eigenen Aborten. Waschküche und Bügelzimmer. — *Zwei Hauswartwohnungen* mit je drei Zimmern, Küche und den nötigen Nebenräumen.

Küche für die Saalbau-Restaurants und die Biergartenwirtschaft, Koch- und Café-Küche, Speisevorratsräume, Spülküche, Kühlräume, Kellerräume für Getränke, Obst, Gemüse, Requisiten. Kleiner Aufenthaltsraum und Aborte für Personal. — *Anrichte* in guter Verbindung direkt oder mit Aufzug mit den Saalbau-Restaurants, dem grossen Saal und der Gartenwirtschaft. Ein bis zwei Räume für Verteilung der Heizstränge (Sammelheizung im Primarschulhaus) und Installationszentrale (Staubsauger u. drgl.).

Eine Estrade zur Aufstellung einer Musik oder eines Sängerchores für Freikonzerte im Stadtgarten wäre erwünscht.

2. Theaterbau.

Theater-Raum mit etwa 700 Sitzplätzen (750) künstlich beleuchtet, für Theateraufführungen, Kinovorstellungen, Variétévorstellungen, Vorträge, Kammermusik- und ähnliche Konzerte, Kongresse usw. Alle Plätze sollen guten, ungehinderten Blick auf Bühne und Bildfläche ermöglichen. Eventuell können einige bevorzugte Plätze als Logenplätze vorgesehen werden (5 Logen, etwa 30 Plätze). Vorhalle, Windfänge, Kassenräume, Vestibule, Garderoben, Toiletten in genügenden Dimensionen. — *Foyer* etwa 140 m² (135). Gute Verbindung der Theatervorräume mit jenen der Saalbau-Restaurants. — *Orchester,* versenkt, für 30 bis 40 Musiker, mit eigenem Zugang und Stimmzimmer von 30 m².

Bühne etwa 200 m² Grundfläche (260), Bühnenöffnung etwa 7,00 m (8,00) breit und 7,00 m (7,50) hoch, so angeordnet, dass neben der Bühnenöffnung auf einer oder beiden Seiten noch ein Raum von 7,00 m zur Aufstellung der Kulissenwagen bleibt. Anschliessend *Kulissenmagazin* für Kulissen und Versatzstücke. — Drei Herren- und drei Damengarderoben mit je sechs Plätzen. Je ein Zimmer für männliche und weibliche Statisten. Ein Uebungszimmer etwa 25 bis 30 m² (26). Bibliothek und Bureau zwei bis drei Räume (65). Raum für Requisiten und Räume für Garderoben und Möbeldepots (total etwa 270 m²), Aufzüge von der Bühnenhöhe aus. Je ein Zimmer für den Coiffeur und die Coiffeuse; Werkstätte für Reparaturen; Aufenthaltsraum für das technische Personal. Die nötigen Toiletten.

3. Gartenwirtschaft mit Sommertheater.

Ein Teil des Baugeländes ist als Gartenwirtschaft mit Baumbestand zu reservieren und mit dem Saalbau-Restaurant und der Theaterbühne in gute Beziehung zu setzen, sodass diese für Theater *und* Sommertheater benützt werden kann. Gartenfläche für das Sommertheater etwa 750 m². Garten zum Restaurant 375 m². Toiletten zur Gartenwirtschaft.

Allgemeines.

Die Disposition der Räume ist so zu treffen, dass in allen Gebäuden eine leichte Orientierung möglich ist. Die Anlage und Gestaltung der Räume für Musik-, Theater- und Redezwecke sollen ein gute Akustik sichern. Die Ausführungsart im Innern und Aeussern soll in edler Einfachheit erfolgen. Sie soll aber alle Grundlagen schaffen für eine spätere künstlerische Bereicherung durch die Mittel der bildenden Kunst.

Der gesamte Baukomplex ist so zu disponieren, dass seine *Ausführung in Etappen* erfolgen kann. In einer ersten Bauetappe würde der Saalbau erstellt, in einer zweiten die Restaurations-Räumlichkeiten, unter Umständen beides zusammen in der ersten

[1]) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf das vorliegende Projekt.