Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 66 (1948)
Heft: 34

Artikel: Die Knickung des verwundenen Stabes
Autor: Ziegler, Hans
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-56781

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: 14.07.2025

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

66. Jahrgang Nachdruck von Bild oder Text nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet Nr. 34

Die Knickung des verwundenen Stabes

Von Prof. Dr. HANS ZIEGLER, E. T. H., Zürich DK 539.384.4

1. Einleitung

624.075.22

In einer früheren Arbeit[1]) wurde festgestellt, dass die Eigenwertaufgabe, auf die das Knickproblem des geraden Stabes führt, im allgemeinen in zwei simultanen Differentialgleichungen für die Ausbiegungen $u(z)$, $v(z)$ der elastischen Linie und einer Anzahl von Randbedingungen besteht, welche die Endwerte von u und v sowie deren Ableitungen miteinander verknüpfen. Als Beispiel für den einfachen Sonderfall, bei dem die abhängigen Veränderlichen nur durch die Randbedingungen verkoppelt sind, wurde der prismatische, beidseitig in — gegenüber den Querschnitthauptaxen verdrehten — Zylindergelenken gelagerte Stab untersucht.

In der vorliegenden Arbeit soll nun ein anderer Sonderfall behandelt werden, bei dem nicht die Randbedingungen, sondern die Differentialgleichungen eine Koppelung von u und v enthalten. Er wird durch den verwundenen Stab (Bild 1) verkörpert, d. h. durch einen geraden Balken, dessen Querschnitte zwar gleiche Hauptträgheitsmomente, also etwa kongruente Umrisse, im übrigen aber Hauptaxen besitzen, die je Längeneinheit in Richtung der Stabaxe um den konstanten Winkel ω — den spezifischen Verwindungswinkel — verdreht sind. Nimmt man an, dass dieser Winkel nicht zu gross, der Spannungszustand mithin annähernd linear sei, so erhält man, wenn man (Ziff. 2) von den Krümmungen ausgeht, für die unter den kritischen Lasten auftretenden Ausbiegungen u und v zwei simultane Differentialgleichungen, während die Randbedingungen unter der weiteren Voraussetzung, dass der Stab beidseitig in Kugelgelenken gelagert sei, je nur u oder v enthalten.

Die Differentialgleichungen sind denjenigen gleichwertig, die mit Hilfe der Kirchhoffschen Analogie[2]) erhalten würden; die Lösung des Eigenwertproblems (Ziff. 3) führt denn auch auf eine transzendente Gleichung von ähnlichem Aufbau, wie sie *R. Grammel*[3]) mit diesem Verfahren für die Knickung des gedrückten und tordierten Stabes aufgestellt hat. Die Knicklast, die (Ziff. 4) aus ihr gewonnen wird, ist von der Gesamtverwindung τ abhängig und wächst vom Eulerschen bis zu einem höheren, bei schlanken Profilen annähernd doppelt so grossen Wert an, wobei der Hauptanstieg auf das Intervall $0 \leq \tau \leq 2\pi$ entfällt. Für die Praxis folgt hieraus, dass sich die Knicksicherheit eines Stabes durch Verwindung merklich erhöhen, bestenfalls aber verdoppeln lässt.

[1]) *H. Ziegler*, Die Knickung des schief gelagerten Stabes, SBZ 1948, Nr. 7, S. 87.

[2]) *G. Kirchhoff*, «Journ. f. Math.» 56 (1858), S. 285; *A. E. H. Love*, Mathematical Theory of Elasticity, New York 1944, S. 381.

[3]) *R. Grammel*, Das kritische Drillungsmoment von Wellen, «Z. a. M. M.» 3 (1923), S. 262.

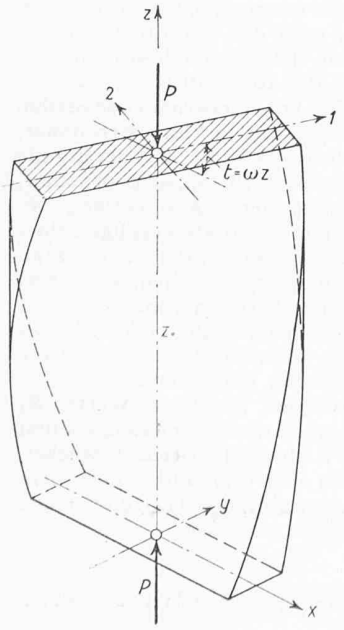

Bild 1. Teilstück des verwundenen Stabes

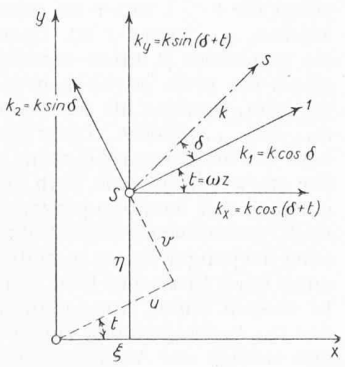

Bild 2. Querschnitt des deformierten Stabes

2. Das Eigenwertproblem

Bild 1 zeigt den verwundenen Stab, dessen Axe vertikal und dessen Querschnitt beliebig sei, in seinem untersten Teilstück. Dem Hauptaxenkreuz (x, y) des unteren Endquerschnittes gegenüber, das mit der Stabaxe z zusammen das Bezugsystem bildet, ist das Hauptaxensystem (1, 2) eines beliebigen Querschnittes um die Strecke z verschoben und überdies um den Winkel

$$t = \omega z \tag{1}$$

verdreht, der im folgenden an Stelle von z als unabhängige Veränderliche verwendet werden kann. Da der Stab in Kugelgelenken gelagert ist, treten ausser den zentrischen Druckkräften P keine Reaktionen auf.

Zwischen den Komponenten u, v und ξ, η der Ausbiegung im Hauptaxen- bzw. (x, y)-System bestehen nach Bild 2 die Beziehungen

$$\xi = u \cos t - v \sin t, \quad \eta = u \sin t + v \cos t. \tag{2}$$

Bei kleinen Verschiebungen, auf die man sich hier beschränken darf, ist die Schmiegungsebene der elastischen Linie an der Stelle z annähernd parallel zur z-Axe und möge in der Ebene (1, 2) die unter dem Winkel δ gegen die Axe 1 geneigte Spur s besitzen. Aus der Krümmung $\varkappa$ der elastischen Linie berechnen sich dann die Krümmungen ihrer Projektionen auf die Ebenen $(1, z)$, $(2, z)$ zu

$$\varkappa_1 = \varkappa \cos \delta, \qquad \varkappa_2 = \varkappa \sin \delta,$$

diejenige ihrer Projektionen auf die Ebenen (x, z), (y, z) mit

$$\begin{aligned} \varkappa_x &= \varkappa \cos(\delta + t) = \varkappa_1 \cos t - \varkappa_2 \sin t, \\ \varkappa_y &= \varkappa \sin(\delta + t) = \varkappa_1 \sin t + \varkappa_2 \cos t. \end{aligned} \tag{3}$$

Die erstgenannten sind, wenn

$$J_1 \quad \text{und} \quad J_2 \geq J_1 \tag{4}$$

die Hauptträgheitsmomente des Stabes bezeichnen, durch die Beziehungen

$$\varkappa_1 = -\frac{P}{E J_2} u, \qquad \varkappa_2 = -\frac{P}{E J_1} v \tag{5}$$

mit den Verschiebungen u, v verknüpft; die anderen lassen sich unter Benützung von (1) vermittelst

$$\begin{aligned} \varkappa_x &= \frac{d^2 \xi}{d z^2} = \omega^2 \frac{d^2 \xi}{d t^2} = \omega^2 \xi'', \\ \varkappa_y &= \frac{d^2 \eta}{d z^2} = \omega^2 \frac{d^2 \eta}{d t^2} = \omega^2 \eta''. \end{aligned} \tag{6}$$

durch die Ableitungen der Verschiebungskomponenten ξ, η ausdrücken.

Durch Elimination von ξ und η sowie der Krümmungen aus (2), (3), (5) und (6) erhält man für u und v die Differentialgleichungen

$$u'' - 2v' + \left(\frac{P}{E J_2 \omega^2} - 1\right) u = 0,$$

$$v'' + 2u' + \left(\frac{P}{E J_1 \omega^2} - 1\right) v = 0,$$

die mit den positiven Abkürzungen

$$\mu = \frac{P}{E J_1 \omega^2}, \qquad \nu = \frac{P}{E J_2 \omega^2} \leq \mu \tag{7}$$

auch in der Form

$$\begin{aligned} u'' - 2v' + (\nu - 1) u &= 0, \\ v'' + 2u' + (\mu - 1) v &= 0 \end{aligned} \tag{8}$$

angeschrieben werden können und noch durch die — mit der Stablänge l und dem totalen Verwindungswinkel

$$\tau = \omega l \tag{9}$$

gebildeten — Randbedingungen

$$u(0) = v(0) = 0, \qquad u(\tau) = v(\tau) = 0 \tag{10}$$

zu ergänzen sind.

3. Lösung

Die allgemeinste Lösung des Systems (8) lautet

$$(11)\qquad \begin{aligned} u &= \sum_{k=1}^{2} (a_k \cos\sigma_k t + \delta_k b_k \sin\sigma_k t), \\ v &= \sum_{k=1}^{2} \left(b_k \cos\sigma_k t - \frac{a_k}{\delta_k} \sin\sigma_k t\right) \end{aligned}$$

und enthält vier Integrationskonstante a_1, a_2, b_1, b_2, während σ_1^2 und σ_2^2 die beiden Wurzeln

$$(12)\qquad \sigma_{1,2}^2 = \frac{\nu+\mu}{2} + 1 \pm \sqrt{\left(\frac{\nu+\mu}{2}+1\right)^2 - (\nu-1)(\mu-1)} = \frac{\nu+\mu}{2} + 1 \pm \sqrt{\left(\frac{\nu-\mu}{2}\right)^2 + 2(\nu+\mu)}$$

der Frequenzengleichung

$$\sigma^4 - (\nu+\mu+2)\,\sigma^2 + (\nu-1)(\mu-1) = 0$$

und die Grössen δ_1, δ_2 durch

$$(13)\qquad \delta_k = \frac{\sigma_k^2 - \mu + 1}{2\sigma_k} = \frac{2\sigma_k}{\sigma_k^2 - \nu + 1}, \qquad (k = 1{,}2)$$

gegeben sind. Genau besehen besitzt die Frequenzengleichung allerdings zwei Wurzelpaare σ_1, σ_2 und $-\sigma_1$, $-\sigma_2$, von denen aber das zweite unberücksichtigt bleiben kann, da es infolge (13) auf die gleiche Lösung (11) führt wie das erste. Ferner folgt aus (12), dass von den verbleibenden Kreisfrequenzen die eine σ_1 reell, die andere σ_2 reell oder imaginär ist. Da aber mit σ_2 allenfalls auch δ_2 imaginär wird, bleiben die Lösungen (11) auch in diesem Fall reell; sie lassen sich dann freilich bequemer mit Hilfe der Hyperbelfunktionen ausdrücken.

Die beiden ersten Randbedingungen (10) fordern

$$a_2 = -a_1, \qquad b_2 = -b_1,$$

die beiden anderen alsdann

$$(\cos\sigma_1\tau - \cos\sigma_2\tau)\,a_1 + (\delta_1 \sin\sigma_1\tau - \delta_2 \sin\sigma_2\tau)\,b_1 = 0,$$

$$-\left(\frac{1}{\delta_1}\sin\sigma_1\tau - \frac{1}{\delta_2}\sin\sigma_2\tau\right)a_1 + (\cos\sigma_1\tau - \cos\sigma_2\tau)\,b_1 = 0.$$

Eine von Null verschiedene, auch diesen Bedingungen genügende Lösung existiert nur dann, wenn die Determinante des letzten Systems verschwindet, mithin

$$(14)\qquad \cos\sigma_1\tau\cos\sigma_2\tau + \frac{1}{2}\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} + \frac{\delta_2}{\delta^2}\right)\sin\sigma_1\tau\sin\sigma_2\tau = 1$$

ist. Sie ist durch die Konstanten

$$a_2 = -a_1, \quad b_1 = -\frac{\cos\sigma_1\tau - \cos\sigma_2\tau}{\delta_1\sin\sigma_1\tau - \delta_2\sin\sigma_2\tau}\,a_1 = \frac{\frac{1}{\delta_1}\sin\sigma_1\tau - \frac{1}{\delta_2}\sin\sigma_2\tau}{\cos\sigma_1\tau - \cos\sigma_2\tau}\,a_1, \quad b_2 = -b_1$$

gekennzeichnet und lautet

$$(15)\qquad \begin{aligned} u &= a_1\left[\cos\sigma_1 t - \cos\sigma_2 t - \frac{\cos\sigma_1\tau - \cos\sigma_2\tau}{\delta_1\sin\sigma_1\tau - \delta_2\sin\sigma_2\tau}(\delta_1\sin\sigma_1 t - \delta_2\sin\sigma_2 t)\right], \\ v &= a_1\left[-\frac{\cos\sigma_1\tau - \cos\sigma_2\tau}{\delta_1\sin\sigma_1\tau - \delta_2\sin\sigma_2\tau}(\cos\sigma_1 t - \cos\sigma_2 t) - \frac{1}{\delta_1}\sin\sigma_1 t + \frac{1}{\delta_2}\sin\sigma_2 t\right]. \end{aligned}$$

Für einen Stab mit gegebenen Werten E, J_1, J_2, ω und τ wird durch die Beziehungen (7) nur das Verhältnis μ/ν festgelegt, während μ und damit auch P noch unbestimmt bleiben. Die kritischen Lasten P_n ergeben sich dann vermittelst (7) aus den Eigenwerten μ_n, d. h. aus denjenigen Werten μ, deren nach (12) und (13) berechnete Grössen σ_1, σ_2, δ_1, δ_2 der Bedingung (14) genügen. Der Umweg über diese Werte, die sich nicht eliminieren lassen, gestaltet ihre Ermittlung verhältnismässig umständlich.

Sind die Eigenwerte samt den zugehörigen Grössen (12) und (13) bekannt, so liefert (15) die Eigenfunktionen, die noch die freie Amplitude a_1 aufweisen. Es sind — in einem (t, u, v)-Koordinatensystem aufgetragen — aus Kreis- oder Hyperbelfunktionen zusammengesetzte Raumkurven, die aber — da u und v die Verschiebungskomponenten im Hauptaxensystem sind — erst nach Vornahme einer Verwindung ω die elastischen Linien unter den kritischen Lasten darstellen.

4. Die Knicklast

Setzt man die beiden Hauptträgheitsmomente J_1 und J_2 gleich J an, so liegt ein Stab vor, dessen Verwindung ohne Einfluss auf die Knicklast bleiben muss. In der Tat erhält man mit $\mu = \nu$ aus (12) und (13)

$$\sigma_{1,2} = \sqrt{\nu} \pm 1 \qquad \text{und } \delta_{1,2} = \pm 1,$$

infolge (14) damit

$$\cos(2\sqrt{\nu}\,\tau) = 1 \quad \text{oder} \quad \sqrt{\nu} = n\frac{\pi}{\tau}, \ (n = 1, 2, \ldots),$$

d. h. vermöge (7) und (9) die von τ unabhängigen kritischen Lasten

$$P_n = \frac{n^2\pi^2 E J \omega^2}{\tau^2} = \frac{n^2\pi^2 E J}{l^2},$$

deren kleinste

$$P_k = \frac{\pi^2 E J}{l^2}$$

die Knicklast darstellt. Ferner liefern die Beziehungen (15) zwei Eigenfunktionen u und v, die durch (2) in die bekannten sinusförmigen elastischen Linien übergeführt werden.

Sind die Hauptträgheitsmomente verschieden, und zwar $J_2 > J_1$, so kann man die Knicklast in der Form

$$(16)\qquad P_k = k\frac{\pi^2 E J_1}{l^2}$$

anschreiben; der Korrekturfaktor k gibt dann den Einfluss der Verwindung an. Man geht in diesem Falle zweckmässig von zwei frei gewählten Werten ν, μ mit

$$(17)\qquad \frac{\mu}{\nu} = \frac{J_2}{J_1} = \beta > 1,$$

nach (7) also von einem festen Verhältnis der Hauptträgheitsmomente und einer bestimmten Belastung

$$(18)\qquad P = \mu E J_1 \omega^2 = \mu\tau^2\frac{E J_1}{l^2}$$

aus und ermittelt mit Hilfe von (12) und (13) die Grössen σ_1, σ_2, δ_1, δ_2. Diese ergeben — in (14) eingesetzt — diejenigen Verwindungen τ_n, für die $P = P_n$ eine kritische Belastung darstellt. Setzt man das kleinste so gewonnene τ in (18) ein, so erhält man die Knicklast oder durch Vergleich mit (16) den Korrekturfaktor

$$(19)\qquad k = \mu\frac{\tau^2}{\pi^2}.$$

Die Rechnung, durchgeführt für die Verhältnisse $\beta = 1$, 2, 5 zwischen den beiden Hauptträgheitsmomenten sowie für den Grenzfall $\beta = \infty$, führt auf die Kurven von Bild 3, in denen der Korrekturfaktor k in Abhängigkeit von der Gesamtverwindung τ dargestellt ist[4]). Er ist für $\beta = 1$ identisch 1 und steigt für $\beta > 1$ mit τ im grossen ganzen an, und zwar umso stärker, je grösser β ist. Dabei wird der Verlauf von k für ein gegebenes β durch unendlich viele Bögen bestimmt, von denen der erste etwas mehr als das Intervall $0 \leq \tau \leq 2\pi$ beherrscht, während die übrigen sich knapp oberhalb der Stellen 3π, 4π, ... ablösen. Diese Erscheinung erklärt sich damit, dass die einigermassen ebene elastische Linie, mit der gerade der stark verwundene Stab ausknickt, für einen Beobachter, der sich mit dem Hauptaxensystem der z-Axe entlang bewegt, schraubenförmige Gestalt und damit als Verallgemeinerung derjenigen Form zu gelten hat, die der prismatische Stab unter einer kritischen Last höherer Ordnung annehmen würde. In diesem Sinne kann man den Uebergang vom n-ten Ast des (τ, k)-Diagramms zum $(n+1)$-ten dahin deuten, dass hier infolge der Verwindung die kritische Last $(n+1)$-ter Ordnung diejenige der n-ten Ordnung unterschreitet.

Da die Knicklast eines Stabes mit gegebenen Werten E, J_1, J_2, ω beliebig klein werden muss, wenn seine Länge l und mit ihr die Gesamtverwindung τ über alle Grenzen wächst, gehen μ und $\nu = \mu/\beta$ nach (18) und (17) mit wachsendem τ gegen Null. Gleichzeitig streben vermöge (12) die beiden Wurzeln σ_1^2, σ_2^2 der Frequenzengleichung wie

$$1 \pm \sqrt{2(1+\beta)\,\nu}$$

[4]) Die numerische Ausrechnung erfolgte mit Unterstützung durch die *P. Bloch, A. Huber* und *W. Leutert*.

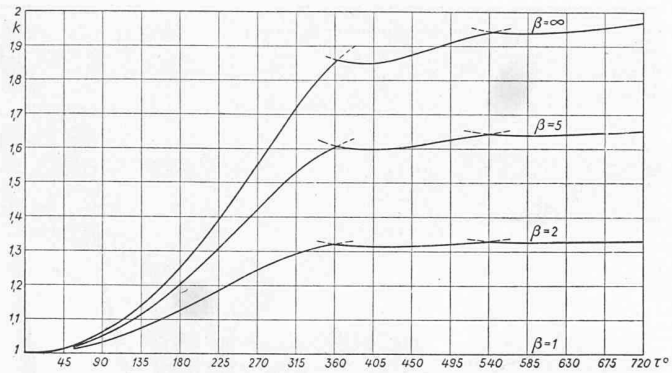

Bild 3. Verhältnis k zwischen der tatsächlichen und der Eulerschen Knicklast in Abhängigkeit vom totalen Verwindungswinkel τ und von der Schlankheit $\beta = \frac{J_2}{J_1}$ des Querschnittes

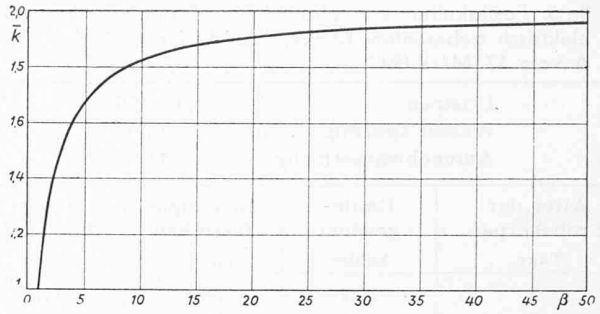

Bild 4. Grenzwert $\bar{k}$ des Korrekturfaktors k für $\tau \longrightarrow \infty$ in Abhängigkeit von der Schlankheit β des Querschnittes

gegen 1, mit ihnen infolge (13) auch δ_1 und δ_2. Gleichung (14) kann daher für grosse Werte von τ durch

$$\cos(\sigma_1 - \sigma_2)\,\tau = \cos\left(\sqrt{2(1+\beta)\,\nu}\,\tau\right) = 1$$

oder

$$\tau = \frac{2\pi}{\sqrt{2(1+\beta)\,\nu}}$$

ersetzt werden, so dass man nach (17) und (19) für den Korrekturfaktor die asymptotische Näherung

$$(20) \qquad k \longrightarrow \bar{k} = \frac{2\beta}{1+\beta}$$

erhält. Tatsächlich gehen die in Bild 3 dargestellten k-Werte mit zunehmendem τ gegen 1, $^4/_3$, $^5/_3$ und 2. Bild 4 zeigt den Verlauf von $\bar{k}(\beta)$, d. h. den Grenzwert von k, dem man bei gegebenem β durch Vergrösserung von τ beliebig nahekommen kann.

Für die Praxis ergibt sich aus diesen Ueberlegungen der Schluss, dass die Knicklast eines Stabes durch Verwindung erhöht werden kann, wobei der Hauptanstieg auf das Intervall $0 \leq \tau \leq 2\pi$ entfällt und der Verbesserung, die sich durch eine weitere Verstärkung der Verwindung erreichen lässt, durch den vom Profil abhängigen Wert $\bar{k} \leq 2$ eine obere Grenze gesetzt ist.

Aus der schweizerischen Zementindustrie

DK 666.9(494)

Nach einem Vortrag von Dr. H. GYGI, Wildegg, gehalten am 11. Febr. 1948 im Zürcher Ingenieur- und Architekten-Verein

(Schluss von Seite 458)

d) Der Drehofen mit elektrischer Heizung

Als sich nach dem Ausbruch des Krieges voraussehen liess, dass die Versorgung unseres Landes mit guter Kohle immer fraglicher wurde, nahm der Vortragende den Gedanken auf, die Möglichkeiten der elektrischen Heizung des Zementofens zu untersuchen. Dabei war ihm bekannt, dass schon nach dem ersten Weltkrieg Versuche in dieser Richtung durchgeführt worden waren, die leider aber ohne Ausnahme fehlschlugen.

Das einzige Ofensystem, das Aussicht auf Erfolg haben konnte, war der Drehofen, vorzugsweise nach dem Trockenverfahren arbeitend, in Verbindung mit gut ausgebildeten Wärmeaustauschern. Da beim Zementofen grosse Wärmemengen teilweise bei sehr hohen Temperaturen übertragen werden müssen, konnte als Wärmequelle ernstlich nur der Lichtbogen in Frage kommen. Die klassische Gasführung unter Verwendung von Luft im offenen Kreislauf war jedoch nicht möglich, da sonst giftige Stickstoffoxyde in grossen Mengen aus dem Schornstein austreten würden.

Diese Ueberlegungen führten den Sprechenden zu einem Aufbau der Ofenanlage, ähnlich dem bereits beschriebenen System. Auch hier sind die drei Hauptelemente: nämlich der Vorwärmer, der Kalzinier- und Sinterofen und der Kühler vorhanden. Zur Verformung des Rohmaterials dient wiederum eine Granuliertrommel, da der Ofen wegen dem günstigeren Wärmeverbrauch nach dem Trockenverfahren arbeiten wird.

Im Vergleich zu dem mit Kohle geheizten Ofen besteht der Unterschied nun darin, dass bei der elektrischen Heizung der Kalzinier- und Sinterofen im Gegensatz zu der bekannten Bauart vom Vorwärmer getrennt ist. Ferner geht die Gasführung nicht mehr im offenen Kreislauf vor sich, sondern die gekühlten Abgase am Austritt des Vorwärmers werden wiederum zur Kühlung des Klinkers verwendet und in Umgehung des Brennofens dem Vorwärmer zugeführt. Im Gaskreislauf finden sich deshalb ausschliesslich Reaktionsgase, also Kohlensäure und Wasserdampf, vor, wobei am Gasaustritt des Vorwärmers pro Zeiteinheit diejenige Gasmenge in den Schornstein entweicht, die in der gleichen Zeitspanne im Ofen und im Vorwärmer neu gebildet wird.

Am Ofenkopf sind an Stelle der Kohlenstaubdüse die Elektrodenpaare angeordnet, wobei im Ofen die Wärme im wesentlichen durch Strahlung übertragen wird, genau wie bei der Kohlenfeuerung.

Eingehende Studien über den thermischen Wirkungsgrad des nach dem Trockenverfahren arbeitenden Lichtbogenofens in Verbindung mit reichlich dimensionierten Wärmeaustauschern führten zum Ergebnis, dass der spezifische Energieverbrauch bei 1,1 kWh/kg Klinker liegen muss. Unter Zugrundelegung der Jahresproduktion der schweizerischen Zementindustrie, die in den letzten Vorkriegsjahren rd. 600000 t Klinker betrug, ergibt sich ein jährlicher Energiebedarf von insgesamt 660 Mio kWh, entsprechend ungefähr 6,6 % der gesamten schweizerischen Energieproduktion.

In Anbetracht dieser sehr grossen Energiemengen und wegen dem entscheidenden Einfluss des Energiepreises auf den Zementpreis dürfte es praktisch ausgeschlossen sein, dass die schweizerische Zementindustrie je dazu kommen wird, die gesamte, normale Jahresproduktion mit Hilfe von elektrischer Energie zu erbrennen. Sollte das Verfahren sich in der Praxis als erfolgreich erweisen, wäre es jedoch möglich, einen Teil dieser Produktion, schätzungsweise einen Drittel, unter Verwendung von billiger Sommer-Energie zu erzeugen.

Ein Vergleich der beiden geschilderten Systeme lässt erkennen, dass sich die elektrisch geheizte Ofenanlage ebenfalls zur Heizung mit Kohlenstaub eignet. Zum Umstellen muss bloss an Stelle der Elektroden die Kohlenstaubdüse eingeführt und der geschlossene Gaskreislauf auf den offenen umgestellt werden, was in kürzester Zeit, ohne Abkalten des Ofens möglich ist. Es handelt sich also hier im Grunde genommen um einen Universal-Ofen, der ebensogut elektrisch wie mit Kohlenstaub geheizt werden kann. Aus diesem Grunde dürfte sich dieser neuartige Ofen für schweizerische Verhältnisse und wahrscheinlich auch in Oberitalien, in gewissen Gegenden Frankreichs, sowie in anderen, an Kohle armen, jedoch an Wasserkräften reichen Ländern auch für die heutige Zeit nach dem Kriege einführen, da derartige Oefen jederzeit, auch kurzfristig, z. B. während der Nachtzeit, erhebliche Mengen Ueberschuss-Energie aufnehmen können.

Um die praktische Brauchbarkeit der soeben geschilderten Gedanken zu erproben, hat sich die Zementfabrik Holderbank-Wildegg A.-G. im Sommer 1941 entschlossen, einen semi-industriellen Versuchsofen mit einer Anschlussleistung von 1000 kW aufzustellen. Aus Gründen der Sparsamkeit wurde davon abgesehen, den Versuchsofen mit Wärmeaustauschern auszustatten. Er weist einen Durchmesser von 2,50 m auf und hat eine Länge von 8 m. Zur Speisung der Elektroden wurde vorerst Drehstrom niederer Spannung verwendet,