

Optimale Dimensionierung von Planplattenmikrometern

Autor(en): **Jänich, E.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Zeitschrift für Vermessung, Kulturtechnik und Photogrammetrie = Revue technique suisse des mensurations, du génie rural et de la photogrammétrie**

Band (Jahr): **58 (1960)**

Heft 4

PDF erstellt am: **11.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-216090>

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.

to fit excellently. Simultaneously the envelope of the equipotential surfaces, defined by the maximum of the absolute value of the form-parameter $|f_4| = 3\alpha^2/2$, is verified beyond question. The "spheroids of greatest mass-concentration" coincide with the outer level surfaces of the mass-point, which rotates with greater angular velocity. Poincaré's barrier $\omega^2 < 2\pi k^2 \rho_{\min}$ needs no improvement; in the envelope the ratio $\omega^2/2\pi k^2 \rho_{\min}$ approaches unity.

Optimale Dimensionierung von Planplattenmikrometern

Von E. Jänich, Heerbrugg

Die Parallelversetzung e eines Lichtstrahls, der durch eine planparallele Glasplatte hindurchgeht, ist abhängig vom Einfallswinkel α des Strahls, der Brechzahl n des Glases und der Dicke d der Glasplatte.

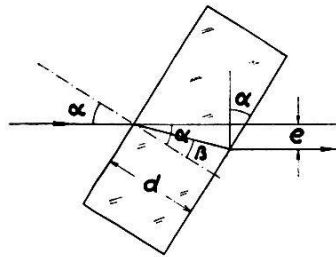


Abb. 1

Aus Abb. 1 erhält man $e = d (\sin \alpha - \cos \alpha \tan \beta)$ oder, wenn β unter Verwendung des Brechungsgesetzes $n = \sin \alpha / \sin \beta$ durch n und α ausgedrückt wird,

$$e = d \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \quad (1)$$

Läßt man die Plattendicke d zunehmen, so wird der Einfallswinkel α , der auch als Kippwinkel der Planplatte aufgefaßt werden kann, bei konstanter Parallelversetzung e immer kleiner, so daß man statt (1)

$$e = d \sin \alpha \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (2)$$

setzen kann. Da jedoch der Klammerausdruck von (1) bei wieder zunehmendem α ebenfalls zunimmt, hat man in (2) zum Ausgleich statt des Sinus den Tangens des Kippwinkels gesetzt, womit eine sehr brauchbare Näherungsgleichung für die Praxis gefunden worden war:

$$e = d \tan \alpha \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (3)$$

Wählt man nun für den Antrieb der Planplatte eine Tangensübertragung, so kann bei linearer Unterteilung der Tangensbewegung die Parallelversetzung des Strahls direkt abgelesen werden.

Diese Näherung ist für viele Fälle ohne weiteres ausreichend. Man wird jedoch bestrebt sein, die verbleibenden Restfehler möglichst klein zu machen und für gegebene Genauigkeitsforderungen möglichst günstige Konstruktionsdaten zu finden, womit der Zweck der vorliegenden Untersuchung bereits umrissen wäre¹.

Bei der Justierung eines Planplattenmikrometers wird aus Verfahrensgründen meist so vorgegangen, daß Anfang und Ende des Mikrometerbereichs auf den Fehler 0 abgestimmt werden. Das geschieht durch eine geringe Änderung des konstanten Gliedes auf der rechten Seite der Gleichung (3), so daß also eine von (3) abweichende, neue Ersatzfunktion

$$e' = k \operatorname{tang} \alpha \quad (4)$$

für die Gleichung (1) entsteht, wobei im allgemeinen $k \neq d \left(1 - \frac{1}{n}\right)$ sein wird. Wir wollen daher für die weiteren Untersuchungen von der Gleichung (4) ausgehen.

Die Fehler $f = (4) - (1) = e' - e$ werden für einen gegebenen Bereich der Parallelversetzung um so kleiner, je größer die Dicke d der Planplatte gewählt wird; denn damit wird der Kippwinkel α kleiner, wodurch sich der Ausdruck $d \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}\right)$ aus Gleichung (1) dem k der Gleichung (4) nähert. Fehlertheoretisch ist es daher günstig, d möglichst groß zu wählen. Dies hat jedoch konstruktive Grenzen, so daß die Plattendicke d als nach konstruktiven Gesichtspunkten gegeben betrachtet werden kann.

Trägt man die Fehlerkurven $f = e' - e$ für gegebenes d und gegebenes Versetzungsbereich $e_{\max} = \bar{e}$ für verschiedene Brechzahlen n auf, so wird man feststellen können, daß diese bei kleinen Brechzahlen von Glas konvex sind, bei wachsendem n sich jedoch immer mehr strecken und endlich in eine konkave Form übergehen. Es liegt daher nahe, als optimale Dimensionen zunächst jene zu definieren, für welche die Fehler $f = e' - e$ am Ende und in der Mitte des Mikrometerbereichs von $\alpha = 0$ bis $\bar{\alpha}$ verschwinden.

Das bedeutet einmal, daß die beiden Gleichungen (1) und (4) für das gegebene maximale \bar{e} identisch sein müssen:

$$\bar{e} = d \sin \bar{\alpha} \left(1 - \frac{\cos \bar{\alpha}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \bar{\alpha}}}\right) = k \operatorname{tang} \bar{\alpha} \quad (5)$$

woraus sich

$$k = \frac{\bar{e}}{\operatorname{tang} \bar{\alpha}} \quad (6)$$

¹ Hinweise für eine starke Abhängigkeit der Fehler von der Brechzahl des Glases sind enthalten in *Jordan-Eggert-Kneissl*, Handbuch der Vermessungskunde, 10. Ausgabe, Bd. III, S. 172/73.

ergibt; zum andern liefert die zweite Bedingung, daß f auch für die Mitte des angegebenen Meßbereichs null sein soll, also für einen Winkel α_m , der durch die Beziehung

$$\text{tang } \alpha_m = \frac{1}{2} \text{ tang } \bar{\alpha} \quad (7)$$

gegeben ist, die Gleichung

$$e_m = d \sin \alpha_m \left(1 - \frac{\cos \alpha_m}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m}} \right) = k \text{ tang } \alpha_m \quad (8)$$

und unter Berücksichtigung von Gleichung (6) und (7) sowie für $\frac{\bar{e}}{d} = E$ gesetzt,

$$2 \sin \alpha_m \left(1 - \frac{\cos \alpha_m}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m}} \right) - E = 0 \quad (9)$$

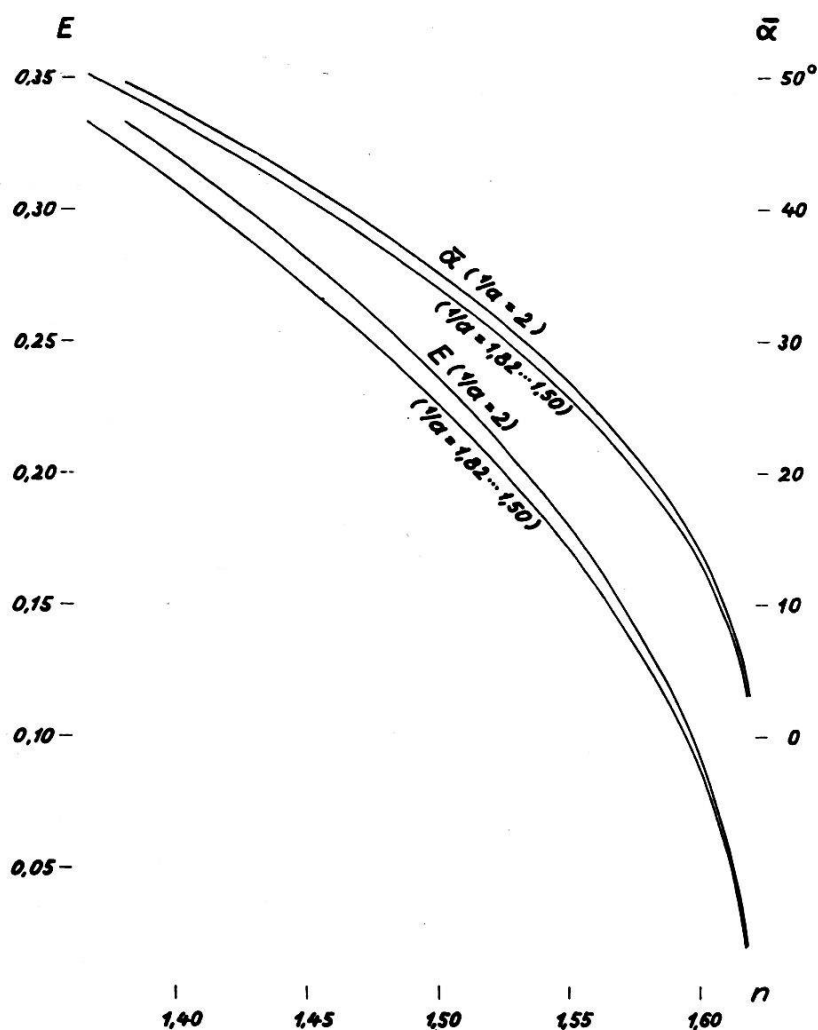


Abb. 2

Aus Gleichung (5) kann n bestimmt werden: Unter Einführung von E ist

$$E = \sin \bar{\alpha} \left(1 - \frac{\cos \bar{\alpha}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \bar{\alpha}}} \right)$$

und hieraus

$$n = \frac{\sin \bar{\alpha}}{\sin \bar{\alpha} - E} \sqrt{1 + E^2 - 2E \sin \bar{\alpha}} \quad (10)$$

Die Bedingungen für die optimalen Dimensionen, das heißt die Forderungen von Gleichung (5) und (8), werden nun erfüllt, wenn bei gegebenem E ein zusammengehöriges Wertepaar $\bar{\alpha}$ und n aus Gleichung (10) gefunden wird, das gleichzeitig auch Gleichung (9) befriedigt. Mit Hilfe graphischer Näherungsmethoden wurde ein Diagramm (Abb. 2) erstellt, dem die optimalen Werte von n und $\bar{\alpha}$ für $E = 0,02$ bis $0,333$ ($1/a = 2$) entnommen werden können. Auf analoge Weise können auch die zugehörigen optimalen Werte zu einer gegebenen Brechzahl n oder einem gegebenen maximalen Kippwinkel $\bar{\alpha}$ bestimmt werden. Der Argumentwert E ergibt sich aus den gegebenen \bar{e} und d zu $E = \frac{\bar{e}}{d}$. Werden $\bar{\alpha}$ oder n als Argument verwendet, so findet man mit dem ermittelten Diagrammwert von E die Plattendicke aus $d = \frac{\bar{e}}{E}$. Die Konstante k der Ersatzfunktion (4) kann aus Gleichung (6) gerechnet werden.

Für $\bar{\alpha} = 2,98^\circ; 14,98^\circ; 29,86^\circ; 37,26^\circ$ und $46,55^\circ$ wurde jeweils für $\alpha = \frac{1}{8}, \frac{2}{8} \dots \frac{8}{8} \bar{\alpha}$ eine Fehlerrechnung ausgeführt. Und zwar wurden die relativen Fehler $F = f/d$ unter Verwendung der gerechneten Werte nach der Formel

$$F = \frac{e' - e}{d} = \frac{E}{\tan \bar{\alpha}} \tan \alpha - \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \quad (11)$$

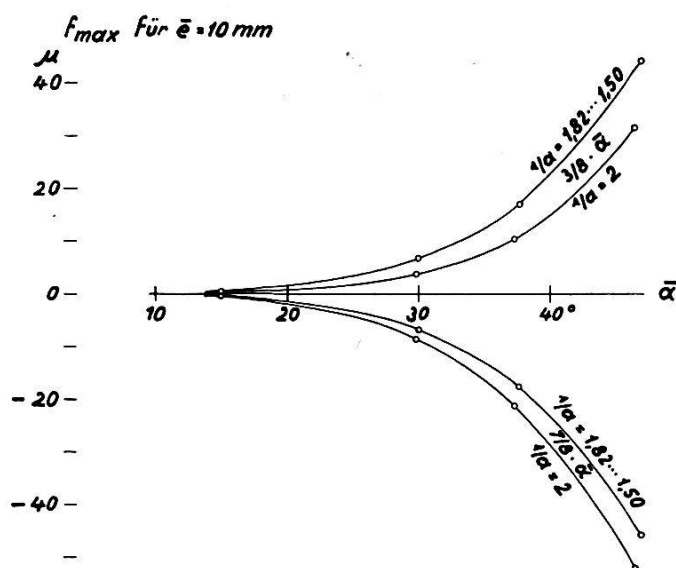


Abb. 3

bestimmt. In Abb. 3 sind die extremen f für $\bar{e} = 10$ mm zu den o. a. maximalen Kippwinkeln $\bar{\alpha}$ und in Abb. 4 die zu den Bruchteilen $\alpha = 1/8, 2/8 \dots 8/8 \bar{\alpha}$ gehörenden f für $\bar{e} = 10$ mm und die maximalen Kippwinkel $\bar{\alpha} = 29,86^\circ; 37,26^\circ$ und $46,55^\circ$ aufgetragen worden. Da die Fehler f proportional sind zu d beziehungsweise \bar{e} , ergeben sich die Fehler $f_{\bar{e}}$ für beliebige \bar{e} aus

$$f_{\bar{e}} = f_{10} \cdot \frac{\bar{e}}{10} \quad (12)$$

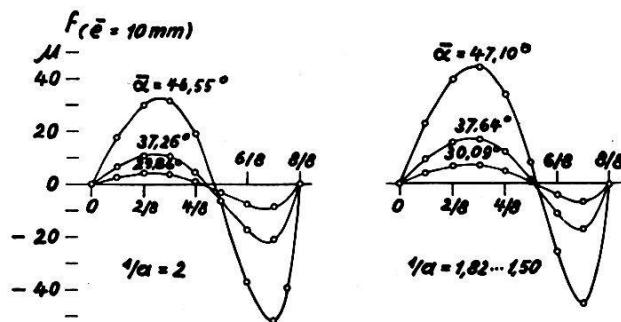


Abb. 4

Die nach der oben angegebenen Definition der «optimalen Dimensionen» berechneten Fehler f ergaben in der zweiten Bereichshälfte ihrem absoluten Betrag nach größere Werte als in der ersten Hälfte. Diesem Mangel kann jedoch durch eine geringfügige Modifikation der Definition begegnet werden. Ersetzt man nämlich die zweite Bedingung, die durch die Gleichung (7) ausgedrückt worden war, durch

$$\text{tang } \alpha_m = a \text{ tang } \bar{\alpha} \quad (7a)$$

dann kann a so bestimmt werden, daß die maximalen Absolutwerte der f in beiden Bereichshälften gleich groß werden. Unter Verwendung von (7a) statt (7) ergibt sich statt (9) die allgemeinere Gleichung

$$\frac{\sin \alpha_m}{a} \left(1 - \frac{\cos \alpha_m}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m}} \right) - E = 0. \quad (9a)$$

Während die bisherigen Berechnungen für den speziellen Fall $1/a = 2$ gelten, wurden nunmehr nach der abgeänderten Definition der optimalen Dimensionen die Werte $1/a$ für den Abb. 2 zugrunde liegenden Bereich bestimmt und von 1,82 bis 1,50 proportional zu den maximalen Kippwinkeln abnehmend gefunden. Mit den gewonnenen $1/a$ wurden die Berechnungen wiederholt und die Diagramme der Abb. 2 bis 4 entsprechend ergänzt.

Die Absolutfehler für die neuen Kombinationen von $\bar{\alpha}$ und n zu gegebenen E sind in beiden Bereichshälften etwa gleich groß, die Quadratsummen der f für je einen Ablauf jedoch etwas größer als im Falle $1/a = 2$. Es erscheint daher zweckmäßig, allenfalls erforderliche Toleranzen

so zu legen, daß sie zwischen die in den Abb. 2 und 3 dargestellten Kurven, also in Richtung auf $1/a = 2$, fallen, da der Fehlerverlauf außerhalb der Kurven ungünstiger wird.

Es wäre noch darauf hinzuweisen, daß das in diesem Bericht vorkommende $\bar{\epsilon}$ die maximale Strahlversetzung für die Kippung der Planplatte aus ihrer unwirksamen Rechtwinkellage zum Strahl bis zum maximalen Kippwinkel $\bar{\alpha}$ bedeutet, bei der üblichen symmetrischen Anordnung des Kippbereichs daher nur mit den halben Beträgen der Gesamtstrahlversetzung beziehungsweise des Gesamtkippwinkels zu rechnen ist.

Projekte zur Beseitigung des Rheinrückstaues im sanktgallischen Rheintal

Von Emil Reich, Basel

Der Rheinstrom mit seinem großen Einzugsgebiet von über 3000 km² war schon zu allen Zeiten für das sanktgallische Rheintal ein Würgengel der ansässigen Bevölkerung, eine Schlange im Paradies. Wenn man weiß, daß die Rheinwasser in wenigen Stunden von 50 auf 2700 m³/sec anwachsen können, so wird man verstehen, weshalb der ungezähmte Wildstrom in früheren Zeiten große Verheerungen anrichten konnte. Die einheimische arme Bevölkerung stand diesem Walten der Natur ohnmächtig gegenüber.

Kurz bevor der ehemalige Kanton Säntis in den heutigen Kanton St. Gallen umgewandelt wurde, schickte die Stadt Zürich vor rund 200 Jahren ihren tüchtigen Schanzenherrn Ing. Fehr in das sanktgallische Rheintal, um mittels trigonometrischer und topographischer Vermessungen das alte Rheinbett und die angrenzenden Gebiete aufzunehmen. Vor allem wurde die letzte Dynastie von Hohen Sax, die heutige politische Gemeinde Sennwald, eingehend untersucht. Man erstellte großzügige Pläne für die Rheinuferverbauungen und gab Anweisungen an die uferpflichtigen Gemeinden. Zürich stellte harte, doch zweckmäßige Anforderungen und half selbst in großzügiger Weise durch Spenden mit, die trostlose Lage zu mildern. Die tückische Gewalt des Rheins wurde nach und nach etwas gebannt. Leider begannen nun aber die Binnengewässer sich unangenehm bemerkbar zu machen. Die Rheinsohle hatte sich durch die Eindämmung immer mehr erhöht, so daß die Binnenwasser nicht mehr an den früheren Ausmündungen in den Rhein fließen konnten und bei jedem Hochwasser zurückgestaut wurden, wobei sie große Gebiete überfluteten.

Zur Verbesserung der Abflußverhältnisse projektierte und baute der Rheinbauleiter Ing. Wey in den Jahren 1882 bis 1884 den rund 25 km langen Werdenberger Binnenkanal (Plan 1). Der Kanal hat eine variable Sohlenbreite von 4 bis maximal 15 m, eine mittlere Tiefe von 2,5 m und wird mit 17 Brücken überspannt. Die Erstellungskosten beliefen sich auf 1,086 Millionen Franken.