

Zur Bedeutung der Schwerereduktion bei der Bestimmung der Figur und Massenverteilung der Erde

Autor(en): **Kahle, H.-G. / Kilngelé, E. / Müller, S.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Mensuration, photogrammétrie, génie rural**

Band (Jahr): **73-F (1975)**

Heft 3-4: **Prof. Dr. F. Kobold zum 70. Geburtstag**

PDF erstellt am: **06.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-227522>

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.

Diese Differentialgleichungen lassen sich sofort integrieren, wenn man beachtet, dass man auf der rechten Seite die ungestörten Elemente $\alpha_0 = a$, $\cos i_0$, σ_0 und Ω_0 einsetzen darf und ausserdem $ds = a du$ ist. Man erhält:

$$\alpha = a \left(1 + \frac{e^2}{2} \sin^2 i_0 \sin^2 u \right)$$

$$\cos i = \cos i_0 \left(1 - \frac{e^2}{2} \sin^2 i_0 \sin^2 u \right)$$

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{e^2 a}{2} \left(u + \sin u \cdot \cos u - \frac{\sin^2 i_0}{2} (\sin u \cdot \cos u - u \cdot \cos 2u) \right)$$

$$\Omega = \Omega_0 - \frac{e^2}{2} \cos i_0 (u + \sin u \cdot \cos u)$$

Die Gleichungen lassen den Verlauf der geodätischen Linien auf dem Ellipsoid im Grossen erkennen. Insbesondere stellt man nach der letzten Gleichung fest, dass sich die Knotenlänge nach einem Umlauf ($u = 2\pi$) um

den Betrag $\pi e^2 \cos i$ nach rückwärts verschoben hat. Man beachte jedoch, dass i nur genähert die Neigung der geodätischen Linie gegen den Äquator darstellt, und dass für diese das Clairautsche Theorem gilt, das sofort aus der vierten kanonischen Gleichung gewonnen werden kann. Es ist:

$$\frac{dq}{ds} = - \frac{\partial H}{\partial l} = 0,$$

$$q = \text{konst.} = a^2 \cos^2 b \left(\frac{dl}{ds} \right)$$

$$\cos b \frac{dl}{ds} = \sin A,$$

$$\cos b \sin A = \text{konst.}$$

Prinzipiell können mit Hilfe dieser Gleichungen auch die geodätischen Hauptaufgaben lösen; praktisch bietet dies jedoch kaum Vorteile.

Literatur

(1) Courant, R., und Hilbert, D.: Methoden der mathematischen Physik II, Berlin 1937.

Adresse des Verfassers

Prof. Dr. Max Schürer, Astronomisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3006 Bern

Zur Bedeutung der Schwerereduktion bei der Bestimmung der Figur und Massenverteilung der Erde*

H.-G. Kahle, E. Klingelé und St. Müller, Zürich

Zusammenfassung

Es wird eine Übersicht über die Grundlagen und Anwendungen von verschiedenen Schwerereduktionen gegeben, die für geodätische und geophysikalische Zwecke wichtig sind. Diese Reduktionen umfassen die Bouguer-, topographische, Freiluft-, isostatische und geologische Reduktion. Für die Reduktion der Geländewirkung in den Alpen sind besondere Berechnungsmethoden erforderlich. Modelle und Anwendungen dafür sind zusammenfassend dargestellt.

A. Einleitung

Als Figur der Erde bezeichnet man jene Äquipotentialfläche des Schwerefeldes der Erde, die etwa mit dem mittleren Meeresniveau zusammenfällt. Diese als Geoid bezeichnete Niveaulfläche ist definiert durch das Schwerepotential $W = W_0 = \text{const.}$ W enthält das Potential U der nur von der geographischen Breite φ abhängigen Normalschwere $g(\varphi)$ und das Potential T der Störungsmassen: $W = U + T$. Die Kompliziertheit der Niveaulflächen legt es nahe, das Geoid auf eine Referenzfläche zu beziehen, die man nach geometrischen oder potentialtheoretischen Gesichtspunkten auswählen kann. Im Fall der potentialtheoretischen Definition bezieht man das

Geoid mit dem Potential $W_0 = \text{const}$ zweckmässigerweise auf die Niveaulfläche der Normalschwere $g(\varphi)$. Diese Niveaulfläche ist dadurch definiert, dass auf ihr das Potential U der Normalschwere genau so gross ist wie das Schwerepotential W auf dem Geoid: $U^{(Q)} = W^{(P)} = W_0 = \text{const.}$ Wegen ihrer kugelähnlichen Gestalt ist es üblich, die Referenzfläche als Sphäroid (genauer als Referenzellipsoid) zu bezeichnen (Abb. 1). Der Abstand

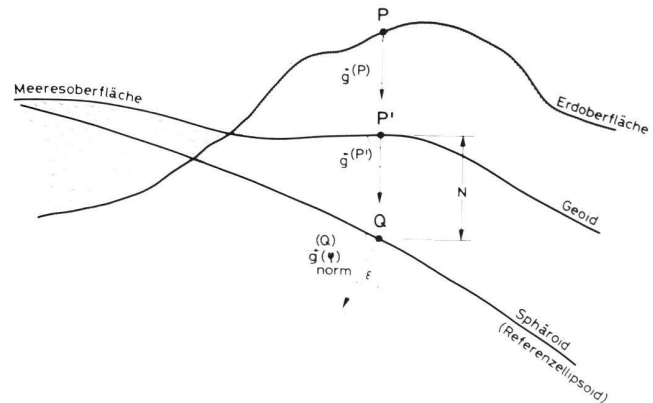


Abbildung 1 Geoid und Referenzellipsoid, stark überhöht dargestellt

N	= Geoidundulation
ϵ	= Lotabweichung
$\rightarrow_{g(P)}$	= beobachteter Schwerevektor im Punkt P (auf der Erdoberfläche)
$\rightarrow_{g(P')}$	= Vektor der beobachteten Schwere, umgerechnet auf den Punkt P' (auf dem Geoid)
$\rightarrow_{g(Q)}$	= Vektor der Normalschwere im Punkt Q (auf dem Referenzellipsoid)

Auf dem Geoid herrscht das Potential $W = U + T$, auf dem Referenzellipsoid das Potential U der Normalschwere $g_{\text{norm}}(\varphi)$ mit $T = \text{Störpotential}$

* Dieser Aufsatz wird als «Beitrag Nr. 115 des Institutes für Geophysik, ETH Zürich» bezeichnet.

zwischen Geoid und Referenzellipsoid entlang der Lotlinie ist die Geoidundulation N . Den von der Geoidnormalen und Ellipsoidnormalen eingeschlossenen Winkel ε nennt man Lotabweichung. Mit der Geoidundulation N und der Lotabweichung ε ist die Form des auf das Referenzellipsoid bezogenen Geoids festgelegt. Nach den Formeln von Stokes (1849) und Vening Meinesz (1928) kann man N und ε aus dem Integral der Schwereanomalien $g^{(P')} - g^{(Q)}$ berechnen.

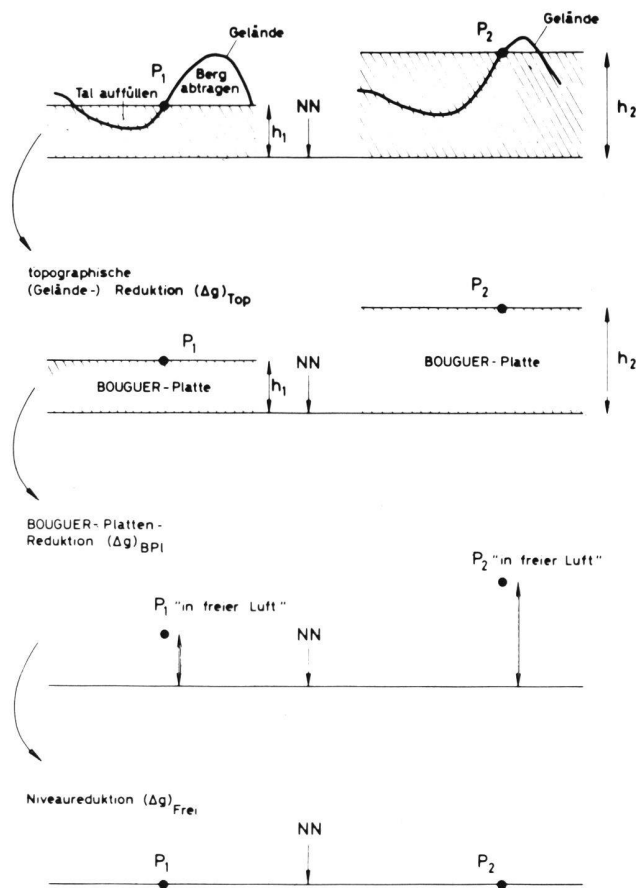


Abbildung 2 Bedeutung der einzelnen Reduktionsschritte bei der Bouguerschen Schwerereduktion

- g_{Boug} = Bouguersche Schwereanomalie
- g_{beob} = beobachteter Schwerewert
- $g(\varphi) = g_{\text{Äqu}} (1 + b \sin^2 \varphi - \beta \sin^2 2 \varphi) = \text{Normalschwere}$
- $g_{\text{Äqu}}^{\text{norm}}$ = Schwere am Äquator
- φ = geographische Breite
- b, β = konstante Koeffizienten

$$g_{Boug} = g_{beob} - (\Delta g)_{Top} - (\Delta g)_{BPI} - (\Delta g)_{Frei} - (\Delta g)_{tide} - g_{norm}(\varphi)$$

Reduktionsanteile:

- a) topographische (Gelände-)Wirkung: $(\Delta g)_{Top}$ immer negativ im ebenen Fall;
- b) Wirkung der zwischen dem Stationsniveau und dem Bezugsniveau (NN) liegenden Gesteinsplatte (auch Bouguer-Platte genannt): $(\Delta g)_{BPI}$ negativ für Stationen unter NN, positiv für Stationen über NN.
- c) Nivea- oder Freiluftwirkung: $(\Delta g)_{Frei}$ positiv für Stationen unter NN, negativ für Stationen über NN.
- d) Gezeitenwirkung: $(\Delta g)_{tide}$

Nach diesen Reduktionen liegen alle Stationen auf demselben Bezugsniveau NN. Die dargestellten Beispiele zeigen denselben Geländeverlauf für zwei verschiedene Stationen P_1 und P_2 .

B. Bouguersche Schwerereduktion

Da sich die Kontinente über das Geoid erheben, muss man die beobachteten Schwerewerte g_{beob} in Randwerte mit dem Geoid als Bezugsfläche umrechnen. Diese Umrechnung bezeichnet man als Schwerereduktion. Man kann dabei so vorgehen, dass man die Schwerewirkungen der außerhalb des Geoids liegenden topographischen Massen berechnet, von dem gemessenen Wert abzieht und unter Berücksichtigung der Schwereänderung mit der Höhe den Messpunkt auf das Geoid verlegt. Diese Methode entspricht der Bouguerschen Schwerereduktion, die man auch in der angewandten Geophysik anzuwenden pflegt. Die Differenz zwischen den so reduzierten beobachteten Schwerewerten und der theoretischen Normalschwere $g(\varphi)$ auf dem Referenzellipsoid

bezeichnet man als Bouguersche Schwereanomalien g_{Boug}^{norm} . Die Reduktionsschritte sind im einzelnen in Abbildung 2 dargestellt. Sie umfassen die topographische (Gelände-) Wirkung $(\Delta g)_{Top}$, die Wirkung der zwischen dem Stationsniveau und dem Bezugsniveau liegenden Gesteinsplatte – auch Bouguer-Platte genannt – $(\Delta g)_{BPI}$, die Niveau- oder Freiluftwirkung $(\Delta g)_{Frei}$ und die Gezeitenwirkung $(\Delta g)_{tide}$.

C. Topographische (Gelände-)Reduktion unter besonderer Berücksichtigung der Alpen

Der zeitraubendste Reduktionsanteil ist die Bestimmung der Geländewirkung $(\Delta g)_{Top}$. Sie wird im Prinzip mit denselben Methoden bestimmt, mit denen man die Schwerewirkung beliebig gestalteter Massen berechnet. Für die praktische Durchführung hat es sich als zweckmässig erwiesen, die sichtbaren Massen des Geländes durch Zylinderringsegmente von der in Abbildung 3A gezeigten Form anzunähern und die Schwerewirkungen dieser Massenelemente aufzusummieren. Hierzu legt man in die Horizontalebene im Stationsniveau ein Polarkoordinatensystem mit konzentrischen Kreisen $r = r_j$ und Winkelsegmenten $\Delta \alpha_i$ um den Stationspunkt P (siehe Abbildung 3B) und bestimmt die mittleren Höhen h_{ij} des Geländes über den entsprechenden Kreisringsegmenten (Jung, 1931, 1961). Die grobe Einteilung des Geländes besteht in einer Nahzone und einer Fernzone, wobei die Begrenzungen dieser Zonen stark vom Relief des Terrains abhängen. In der Schweiz hat es sich als zweckmässig erwiesen, folgende Aufteilung vorzunehmen (Klingelé, 1972):

Die Nahzone reicht bis zu einer Entfernung von 50 m bei sehr unregelmässigem Relief und bis zu 20 m bei mehr konstantem Verlauf der Umgebung um den Stationspunkt. Die mittleren Höhen werden bis zu dieser Entfernung tachymetrisch vermessen. Für die Fernzone > 50 m genügen die Höhenlinien der topographischen Karten (zum Beispiel 1:25 000). Bis zur Entfernung 2,5 km vom Messpunkt erfolgt die Geländeeinteilung entsprechend dem Auszählendiagramm in Abbildung 3B. Die topographische Schwerewirkung von weiter entferntem Gelände (2,5 bis 26 km) berechnet man mit einem topographischen Modell, dessen Einteilung in Grundflächen mit den Seitenlängen $1' \times 1'$ vorgenommen wird. In Abbildung 4A sind aus praktischen Gründen jeweils 15×15 dieser Rasterflächen in Form von Rechtecken

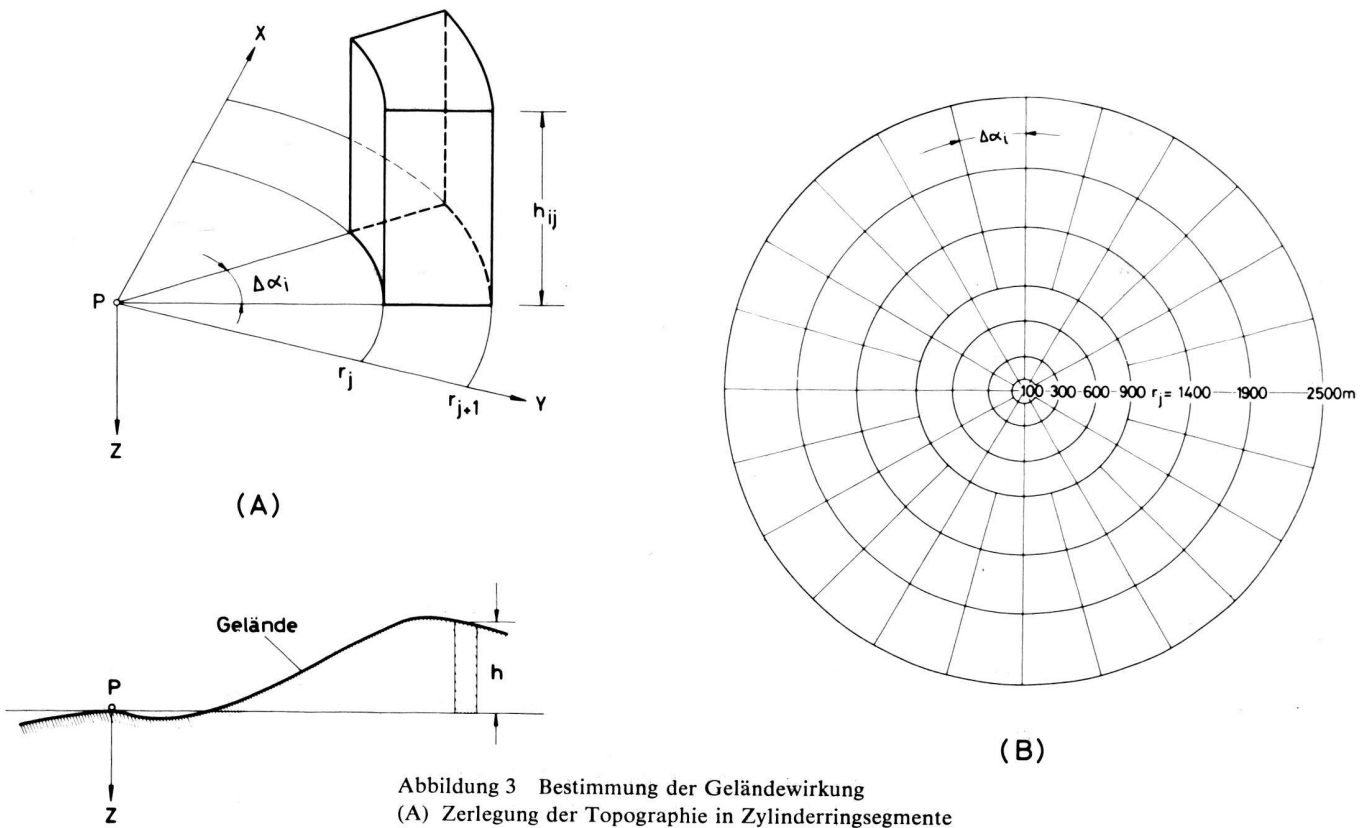


Abbildung 3 Bestimmung der Geländewirkung
 (A) Zerlegung der Topographie in Zylinderringsegmente
 (B) Auszählendiagramm für topographische Karten 1:25 000

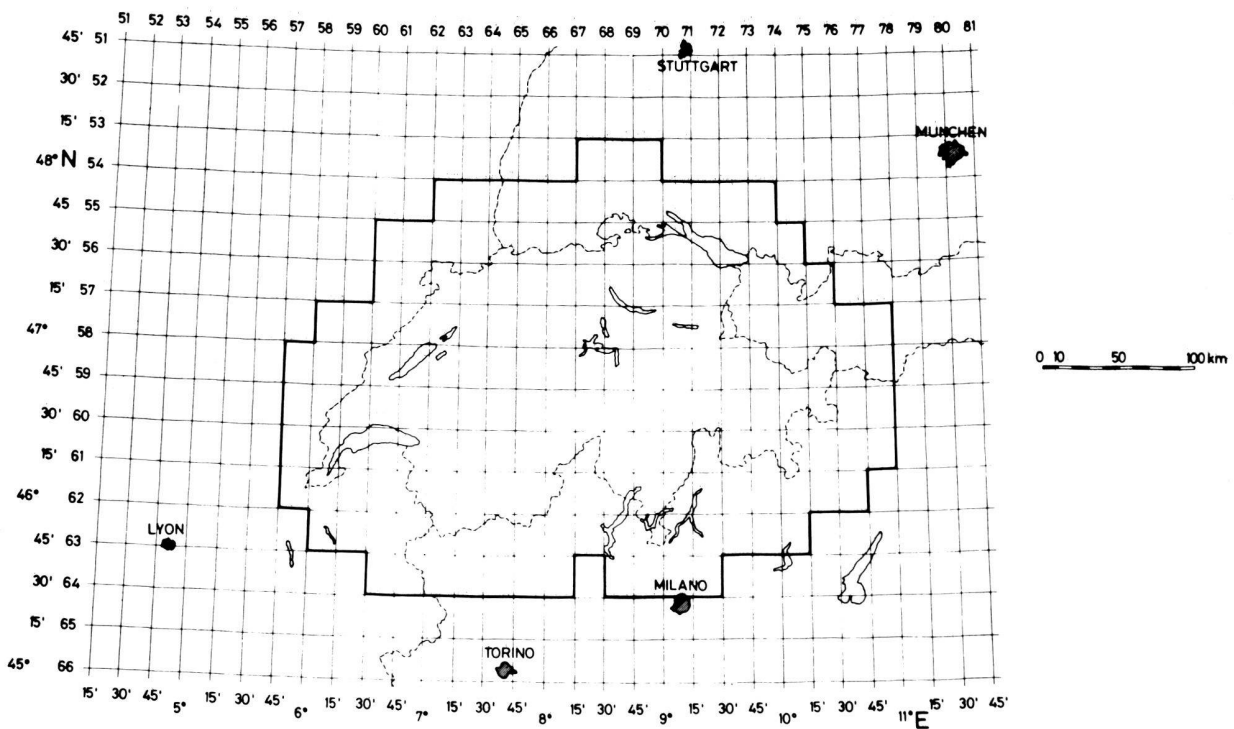
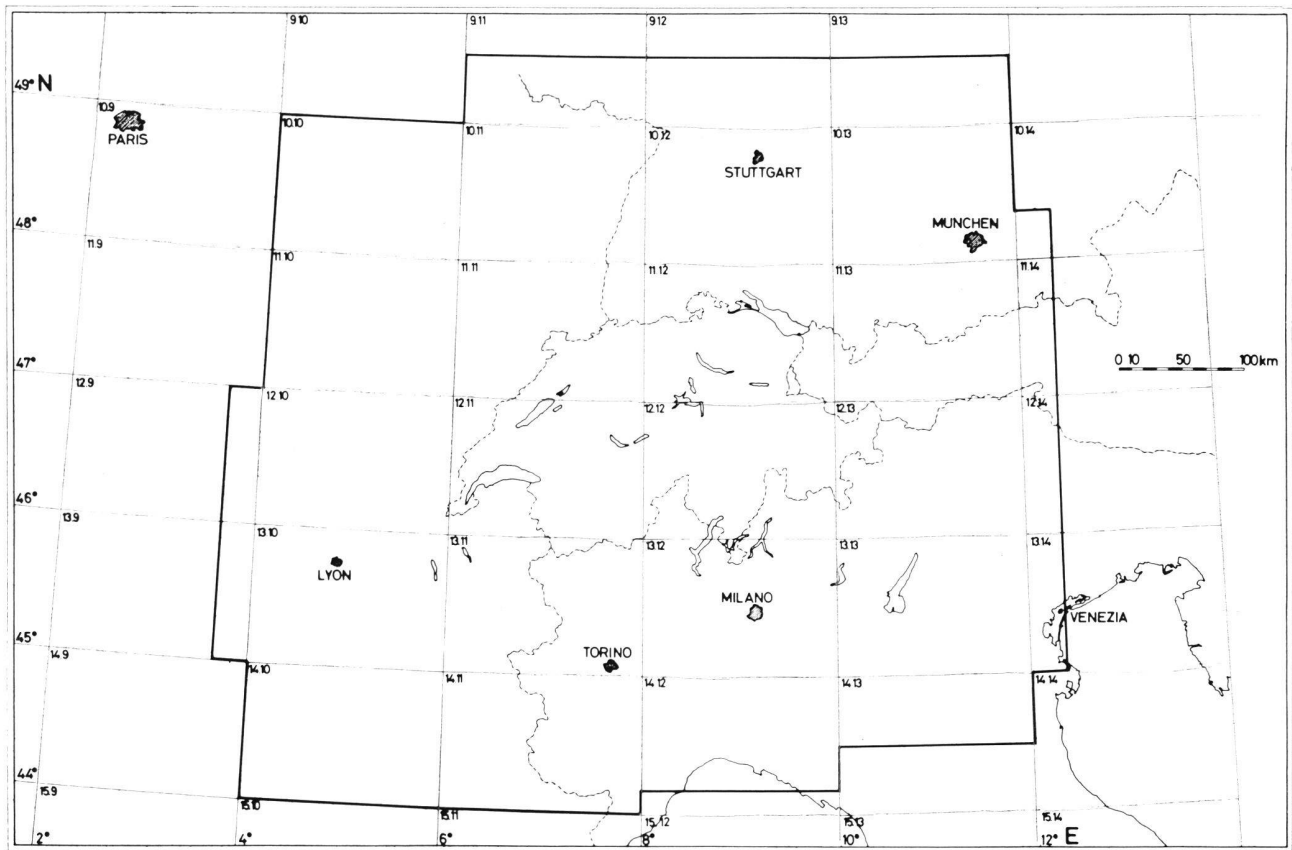


Abbildung 4 Topographische Modelle
 (A) Modell für die Bestimmung der Geländewirkung im Entfernungsbereich $2,5 \text{ km} \leq r_j \leq 26 \text{ km}$
 Grösse der Rastereinheit: $1' \times 1'$
 In den dargestellten Rechtecken sind 15×15 Einheiten zusammengefasst



(B) Modell für die Bestimmung der Geländewirkung im Entfernungsbereich $26 \text{ km} \leq r_j \leq 167 \text{ km}$
 Grösse der Rastereinheit: $3' \times 3'$
 In den Rechtecken sind 20×40 Rastereinheiten zusammengefasst

zusammengefasst. Für die Entfernungen 26 bis 167 km genügt ein topographisches Modell, das aus Flächeneinheiten mit den Seitenlängen $3' \times 3'$ besteht. Abbildung 4B zeigt entsprechend Abbildung 4A geographische Rechtecke, in denen jeweils 20×40 solcher Flächeneinheiten zusammengefasst sind. Die mittleren Höhen der Rastereinheiten ($1' \times 1'$ beziehungsweise $3' \times 3'$) werden als Eingabedaten für ein Computerprogramm benutzt, in dem man je nach topographischem

Verlauf eine unterschiedliche Anzahl von Rastereinheiten zusammenfassen kann. Die stark umrandeten Linien in Abbildungen 4A und 4B begrenzen die für die Schweiz gewählten Bereiche für die topographischen Reduktionen.

Im alpinen Bereich gibt es häufig extrem starke Hangneigungen in der Nähe von Talstationen. Eine derartige Situation ist in Abbildungen 5A und 5B schematisch dargestellt. Für die Bestimmung der entsprechenden Ge-

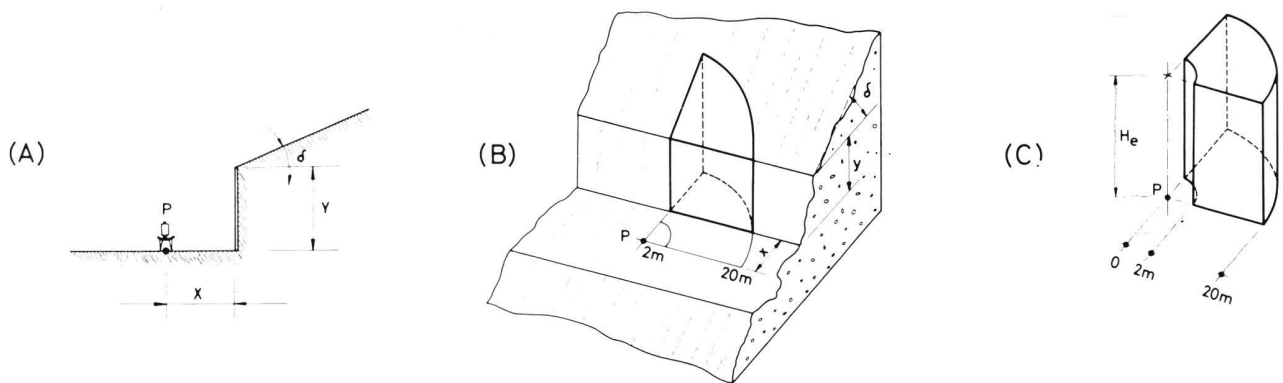


Abbildung 5 Zur Berechnung der Geländewirkung bei starken Hangneigungen in der Nähe des Messpunktes P
 (A) Querschnitt, (B) dreidimensionale Ansicht, (C) Darstellung der äquivalenten Zylinderringsegmenthöhe H_e
 Die stark umrandeten Bereiche in (B) und (C) umfassen gleiche Volumina

ländewirkung ist es oft sehr schwierig und zeitraubend, die mittleren Höhen h_{ij} (siehe Abbildung 3) der Zylinderringsegmente bis zu einer Entfernung von 20 m zu bestimmen. Zur schnelleren und genaueren Erfassung dieser Geländewirkung wurden Modellkurven berechnet, die es ermöglichen, die zu h_{ij} äquivalenten Höhen H_e (Abbildung 5C) aus dem Neigungswinkel δ , dem Abstand x zwischen der Station P und dem Stufenrand sowie der Höhe y der Stufe zu bestimmen (Klingelé, 1974). Die Modellkurven genügen der Bedingung, dass die stark umrandeten Bereiche in Abbildungen 5B und 5C gleiche Volumina umfassen. Eine Modellkurvenschar für $\delta = 10^\circ$ ist in Abbildung 6 dargestellt. Andere praktisch wichtige Konfigurationen wurden ebenfalls berechnet; die Modellkurven stehen auf Anforderung zur Verfügung.

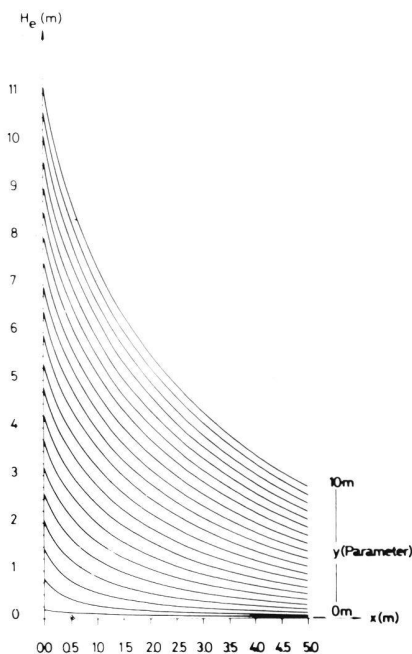


Abbildung 6 Modellkurvenschar zur Bestimmung der äquivalenten Höhe H_e für den Fall $\delta = 10^\circ$. Die Höhe y der Stufe ist der Kurvenparameter (Klingelé, 1974).

Bei den oben genannten Methoden zur Bestimmung der Geländewirkung sind die Radien der verschiedenen Zonen fest vorgegeben. Es sind aber auch Verfahren entwickelt worden, mit denen man mit Hilfe von automatischen Koordinatenbestimmungen je nach topographischem Verlauf beliebige Radien wählen kann (Klingelé, 1972).

D. Geologische Reduktion

Da die Bouguerschen Schwereanomalien von Massstörungen hervorgerufen werden, die unter dem gemeinsamen Bezugsniveau (i. a. Meeresniveau) liegen, eignen sie sich gut für die Interpretation geophysikalischer Messungen zur Bestimmung der Erdkrustenstruktur. Weniger gut geeignet sind die Bouguerschen Anomalien dagegen für geodätische Zwecke. Durch die rechnerische Beseitigung der topographischen Massen verlagern sich nämlich die Niveaulflächen, so dass das ursprüngliche

Geoid nach der Reduktion keine Niveaulfläche mehr ist. Die entsprechende Verlagerung bezeichnet man als «indirekten Effekt» und die Niveaulfläche in der neuen Lage als «Co-Geoid» (Vening Meinesz, 1946; Jung, 1956; Heiskanen und Moritz, 1967). Bei der Berücksichtigung dieser Verschiebung darf man nicht nur die mittlere Dichte der topographischen Massen in Rechnung setzen, sondern man muss auch geologisch bekannte Störungsmassen, wie Sedimentbecken oder Aufschiebungen von subkrustalem Material (wie beim Ivrea-Körper) rechnerisch erfassen und berücksichtigen (siehe zum Beispiel Kahle, Klingelé, Müller und Egloff, 1975).

E. Isostatische und Freiluft-Anomalien

Grundsätzlich kann man für die Geoidbestimmung jede Reduktionsmethode verwenden, die auf Randwerte führt und deren indirekten Effekt man genau genug berechnen kann. Es ist jedoch zweckmässig, solche Reduktionen vorzuziehen, bei denen der indirekte Effekt klein ist und mit denen man leicht interpolierbare und auch für geologische Auswertungen brauchbare Schwerewerte erhält. Diese drei Forderungen werden am besten von isostatischen Reduktionen erfüllt (Jung, 1956; Heiskanen und Moritz, 1967). Ihnen liegt die Vorstellung zugrunde, dass unter den Gebirgen und Hochländern Kompensationsmassen mit relativ geringerer Dichte liegen, als unter den Tiefländern und Ozeanen. Die Kompensationsmassen heben die Schwerewirkung der Gebirge und Hochländer weitgehend auf. Dem entspricht die Annahme einer fast vollständigen isostatischen Kompensation. Die Vorstellungen über den isostatischen Aufbau der Erdkruste wurden zuerst von den französischen Geodäten Bouguer (1749) und La Condamine formuliert. Bei Lotabweichungsmessungen am Chimborazo hatten sie festgestellt, dass die gemessenen Lotabweichungen geringer waren, als die theoretisch berechneten. Zu ähnlichen Ergebnissen kamen später auch Airy (1855) und Pratt (1855) beim Studium des Einflusses des Himalaya-Gebirges auf die Lotabweichungen in Nord-Indien. Bei der isostatischen Reduktion verlegt man die ausserhalb des Geoids liegenden topographischen Massen nicht ins Unendliche wie bei der Bouguerschen Reduktion. Stattdessen verschiebt man sie derart ins Innere des Geoids, dass entlang der Krusten-Mantel-Grenze benachbarte senkrechte (radiale) Massensäulen die gleiche Masse oder das gleiche Gewicht haben. Dadurch wird der indirekte Effekt möglichst klein gehalten. Die isostatische Reduktion ergibt sich aus der Bouguerschen Reduktion und der relativen Wirkung $(\Delta g)_{isost}$ der ins Innere des Geoids verschobenen topographischen Massen. Isostatische Schwereanomalien erhält man also aus der Summe der Bouguerschen Anomalie g_{Boug} und der Wirkung $(\Delta g)_{isost}$. Nichtverschwindende isostatische Schwereanomalien zeigen dem Geophysiker die Existenz von tektonischen Kräften an, die das hydrostatische Gleichgewicht stören. Sie sind daher von grosser Bedeutung für das Studium von geodynamischen Kräften im Erdinnern. Jeffreys (1931) hat potentialtheoretisch gezeigt, dass für die gravimetrische Geoidbestimmung Reduktionen benutzt werden sollten, bei denen man die Bouguer-Platten-Reduktion einfach unberücksichtigt lässt. Man reduziert dann so, als lägen die Stationen «in freier Luft».

Die entsprechenden Anomalien bezeichnet man deshalb sinngemäss als «Freiluft»-Anomalien.

Die Freiluft-Anomalien sind hypothesenfrei, weil die topographische Dichte nicht in die Rechnungen eingeht. Im Grunde liegt auch hier eine Massenverschiebung vor, da Jeffreys' potentialtheoretische Überlegungen von der Annahme ausgehen, dass die topographischen Massen im Meeresniveau eine Flächenbelegung darstellen. Der indirekte Effekt ist hierbei sehr klein. Dagegen sind die Freiluft-Anomalien nur schwer interpolierbar. Ideal sind sie jedoch in ozeanischen Gebieten, wo man die Schwere-messungen im Grunde auf dem Geoid selbst ausführt (zum Beispiel Kahle und Talwani, 1973) und wo andere Möglichkeiten zur Bestimmung der Geoidundulation wie zum Beispiel astronomische Lotabweichungsmessungen nicht möglich sind.

F. Schlussbemerkungen

Für die gravimetrische Bestimmung der Geoidundulationen und Lotabweichungen muss man die Schwereanomalien über die gesamte Geoidfläche integrieren. Daher braucht man Schwerewerte auf der gesamten Erdoberfläche, um die Undulationen des Geoids in einem Punkt berechnen zu können. Man kann jedoch verifizieren, dass die stationsnahen Schwereanomalien einen wesentlich grösseren Einfluss haben als die weiter entfernten Anomalien. Insbesondere liefern die weiter entfernten Schwerestörungen für nahe beieinander gelegene Stationen nur einen konstanten Beitrag. Relative Geoidänderungen zwischen nahen Stationen sind im wesentlichen durch die stationsnahen Anomalien bestimmt. Für die Geoidbestimmung wäre es daher nützlich, dicht vermessene Schwerenetze um Stationen mit astronomisch beobachteten Lotabweichungen anzulegen und diese Schwereanomalien für die Berechnung der relativen Geoidänderungen zwischen den Lotabweichungsstationen zu Interpolationszwecken und zur Verfeinerung der geodätischen Methoden mit einzubeziehen.

Wir danken Dr. Jörg Ansorge und Dr. Henning Scriba, Institut für Geophysik der ETH Zürich, für wertvolle Anregungen bei der kritischen Durchsicht des Manuskripts.

Literatur

Airy, G. B.: 1855. On the computations of the effect of the attraction of the mountain masses as disturbing the apparent astronomical latitude of stations in geodetic surveys. *Phil. Trans. Roy.*

Soc., London, Ser. B, 145: 101–104.

Bouguer, P.: 1749. *La figure de la terre*, Paris.

Heiskanen, W., and Moritz, H.: 1967. *Physical Geodesy*. W. H. Freeman, San Francisco, 364 pp.

Jeffreys, H.: 1931. An application of the free-air reduction of gravity. *Gerlands Beiträge zur Geophysik*, 31: 378–386. (Nachdruck in: *Jeffreys, H.:* *Collected papers of Sir Harold Jeffreys on Geophysics and other sciences*, vol. 3, Gravity. Gordon and Breach Science Publishers, London, Paris, New York, 1974.)

Jung, K.: 1931. Regionale und lokale Anomalien des Schwerefeldes, Isostasie. In: *Handbuch der Experimentalphysik, Geophysik*, 2. Teil, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig. 243–308.

Jung, K.: 1956. Figur der Erde. In: *Handbuch der Physik*, Band 47, Geophysik I, Springer, Berlin, 534–605.

Jung, K.: 1961. *Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik*. Akademische Verlagsgesellschaft (Geest & Portig), Leipzig, 348 pp.

Kahle, H.-G., and Talwani, M.: 1973. Gravimetric Indian Ocean Geoid. *Zeitschrift für Geophysik*, 39: 167–187.

Kahle, H.-G., Klingelé, E., Müller, St., and Egloff, R.: 1975. A crustal section across the Swiss Alps based on gravity and seismic refraction data. *Pure and Applied Geophysics (PAGEOPH)*.

Klingelé, E.: 1972. Contribution à l'étude gravimétrique de la Suisse Romande et des régions avoisinantes. *Beiträge zur Geologie der Schweiz, Serie Geophysik*, No 15. Kümmerly & Frey, Bern, 94 pp.

Klingelé, E.: 1974. Sur quelques abaques destinées aux corrections topographiques très proches en gravimétrie. Unveröffentlichtes Manuskript, 20 pp.

Pratt, J. H.: 1855. On the attraction of the Himalaya mountains and of the elevated regions beyond upon the plumb-line in India. *Phil. Trans. Roy. Soc., London, Ser. B, vol. 145.*

Stokes, G. G.: 1849. On the variation of gravity at the surface of the earth. *Trans. Cambridge Phil. Soc.*, 8: 672–695.

Vening Meinesz, F. A.: 1928. A formula expressing the deflection of the plumb-line in the gravity anomalies and some formulae for the gravity field and the gravity potential outside the geoid. *Proc. Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap.*, 31 (3): 315–331.

Vening Meinesz, F. A.: 1946. The indirect isostatic or Bowie reduction and the equilibrium figure of the earth. *Bulletin Géodésique, N. S. No 1*, Paris.

Adresse der Verfasser

Prof. Dr. St. Müller

Dr. H.-G. Kahle

Dr. E. Klingelé

Institut für Geophysik ETH Zürich,

Postfach 266, CH-8049 Zürich