

## Werk

**Jahr:** 1926

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:2

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0002

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0002](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002)

**LOG Id:** LOG\_0055

**LOG Titel:** Schollengleichgewicht und Schwerstörungen

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

## Schollengleichgewicht und Schwerestörungen.

Von E. A. Ansel in Freiburg i. B.

Es werden die verschiedenen Kategorien von Schwerestörungen darauf hin verglichen, wie sie sich zur Darstellung von Isostasiestörungen eignen und dann gezeigt, daß die Bevorzugung der sogenannten isostatischen Schwerestörung nicht zu Recht besteht.

Der Aufsatz von Schwinner\*) „Zur Verwertung der Schwerestörungen in der tektonischen Geologie“ läßt die Frage aufwerfen, weshalb die isostatischen, nach der Methode von Hayford unter der Annahme der Pratt'schen oder Airy'schen Hypothese berechneten Schwerestörungen zur Kennzeichnung des Gleichgewichtszustandes der Kruste soviel besser geeignet sein sollen, als die totale Schwerestörung oder die daraus abgeleitete nach Bouguer, gegen die ein weit verbreitetes Vorurteil herrscht, von dem auch die oben genannte Veröffentlichung nicht frei ist.

Als triftigster der Gründe für die größere Zuverlässigkeit der isostatischen Störung wird die durchgängige Kleinheit ihrer Werte im Vergleich mit denen der totalen Schwerestörung angeführt und gegen letztere noch der Vorwurf erhoben, daß sie von der Höhe abhängig sei und daher nicht zu einem einheitlichen Bilde der Gleichgewichtsstörung führe. Der dabei im Vordergrund stehende Gesichtspunkt ist offenbar der, die Isostasie zu beweisen, indem man zeigt, daß die Abweichungen davon in den Grenzen sehr geringer Schwankungen bleiben, wo nicht besondere Dichteanomalien eingreifen.

Mit der Beweiskraft dieser Gründe steht es aber nicht zum besten; man übergeht einfach die Tatsache, daß sie in der Theorie keinen Rückhalt haben, da unter den Bedingungen des isostatischen Gleichgewichtes sowohl die isostatische wie auch die totale Schwerestörung verschwinden müssen. Für die tatsächliche Ungleichheit kann auch gar nicht die Auffassung ins Feld geführt werden, daß dies der Erfolg der unterschiedlichen Art der Berechnung sei, weil sich einfache Fälle konstruieren lassen, die der Wirklichkeit sehr nahe kommen, ohne daß — isostatisches Gleichgewicht vorausgesetzt — die totale und die isostatische Schwerestörung merklich verschieden wären. Der Grund der Ungleichheit muß danach wo anders zu suchen sein. Er kann nur darin bestehen, daß Abweichungen vom isostatischen Gleichgewicht in diesen Fällen mit ungleichen Maßstäben gemessen werden; die Maßstäbe sind aber nicht unabhängig voneinander, und es läßt sich zeigen, daß man in einer Reihe von Fällen die isostatische Schwerestörung genähert aus den Werten der totalen oder der Bouguerschen Störung berechnen kann mit dem Erfolg, daß sie in der Größenordnung mit der nach Hayford bestimmten sich ganz wohl vergleichen läßt.

\*) Siehe diese Zeitschr., Heft 4, 1926.

Zum Nachweis sei von der Annahme ausgegangen, das wirkliche Gleichgewicht der Schollen unterscheide sich von dem isostatischen Zustand in der Weise, daß durch Aufpressung des tragenden Mittels Schollen gehoben und andere, wo sie fortgeführt ist, abgesunken sind. Diese Veränderung setzt einen Transport von Masse quer zum Radius voraus, wie er z. B. bei Faltungsvorgängen auftritt und zur Folge hat, daß in Prismen gleichen Querschnitts über der Ausgleichsfläche nicht immer gleiche Masse enthalten ist. In derselben Richtung wirkt übrigens auch die äußere Abtragung, wenn die entlasteten und die belasteten Teile bei der früheren Tauchtiefe bleiben.

Für so gelagerte, annähernd ebene Schollen lassen sich die Schwerestörungen durch die Anziehung ebener ausgedehnter Platten darstellen. Danach herrscht über einer abgesunkenen Scholle und in Punkten hinreichend weit vom Rande die totale Schwerestörung:

$$\Delta g'_0 = -2\pi f \rho' d \dots \dots \dots (1)$$

wenn  $\rho' d$  pro Querschnittseinheit die verdrängte oder fortgeführte Masse des tragenden dichteren Mittels bedeutet;  $f$  bezeichnet die Gravitationskonstante. Die Veränderung, welche die Schwere in dem durch die Scholle fortgesetzten Meeresniveau erfährt, setzt sich aus dem Verlust  $-2\pi f \rho' d$  und dem Gewinn  $+2\pi f \rho d$  aus dem Nachsinken der weniger dichten Scholle zusammen, weshalb die Gesamtänderung daselbst beträgt:

$$\delta g = -2\pi f(\rho' - \rho)d.$$

Während bei isostatischer Schollenlagerung die totale Schwerestörung verschwindet, erhält die nach Bouguer berechnete Störung den Wert:

$$\Delta g''_0 = -2\pi f \rho H \dots \dots \dots (2)$$

wenn  $H$  die diesem Gleichgewicht entsprechende Außenhöhe der Scholle bedeutet. Ist aber das Gleichgewicht gestört, was sich durch einen von 0 verschiedenen Wert der totalen Schwerestörung anzeigt, so ist der Bouguersche Betrag der Störung zu berechnen aus:

$$\Delta g''_0 = +\Delta g'_0 - 2\pi f \rho(H - d) \dots \dots \dots (3)$$

Setzt man darin den Wert für  $\Delta g'_0$  ein, so folgt einfach:

$$\Delta g''_0 = -2\pi f(\rho' - \rho)d - 2\pi f \rho H \dots \dots \dots (4)$$

Die Störung ist also die Summe zweier Glieder, deren eines die Veränderung der Schwere im Meeresniveau, das andere die Anziehung der äußeren Scholle von der isostatischen Außenhöhe  $H$  mißt.

Um Sinn und Bedeutung der isostatischen Störung zu erkennen, werde die für ihre Berechnung maßgebende Formel zugrunde gelegt:

$$\Delta g_m = g - \{\gamma + \Delta g_e - \Delta g_i\} \dots \dots \dots (5)$$

wo  $g$  die Schwere an der Schollenoberfläche,  $\gamma$  die Normalschwere daselbst, weiter mißt  $\Delta g_e$  die Anziehung der Schollenmasse außerhalb des Meeresspiegels; sie wird ausreichend genau dargestellt durch:

$$\Delta g_e = -2\pi f \rho(H - d).$$

Bei der Berechnung von  $\Delta g_i$ , der unterhalb des Meeresniveaus fehlenden Masse, kommt es darauf an, die Dichte ( $\rho' - \rho$ ) dieser Masse richtig in Rechnung

zu stellen. Wenn, um der Einfachheit wegen der Vorstellung von Pratt zu folgen, die innen fehlende Masse durch radiale Dehnung der Kruste nach außen hindurch trat, so ist, wenn  $T$  die Tiefe der Ausgleichsfälle bedeutet:

$$\varrho' - \varrho = \varrho \frac{H}{T} \dots \dots \dots (6)$$

Durch Absinken der Scholle um den Betrag  $d$  ändert sich an dem Dichteunterschied nichts; nach wie vor ist er daher für die isostatische Höhe  $H$  und nicht mit dem Werte  $h$  der wirklichen Außenhöhe zu berechnen, was gleichbedeutend damit ist, daß die sogenannte isostatische Schwerestörung nunmehr von der totalen, die Größe  $d$  bestimmenden Schwerestörung abhängig wird. Ein überraschendes Ergebnis! Danach ergibt sich die Summe:

$$\Delta g_e - \Delta g_i = -2\pi f \varrho d,$$

andererseits ist  $g - \gamma = -2\pi f \varrho' d$ , womit nunmehr folgt:

$$\Delta g_m = -2\pi f (\varrho' - \varrho) d \dots \dots \dots (7)$$

als „isostatische“ Schwerestörung für den Fall, daß mit Ausnahme des einen Krustenteils praktisch das isostatische Gleichgewicht überall herrscht. In diesem Falle kommt man mit der „ebenen“ Rechnung aus. Der Vergleich von (1) mit (7) klärt den bisher vorhandenen Widerspruch jetzt auf, der in der starken Ungleichheit der totalen und isostatischen Schwerestörung lag. Die beiden Gleichungen zeigen verschiedene Auswirkungen der Gleichgewichtsstörung auf die Schwere an. Die totale Schwerestörung mißt die Anziehung der je nach dem Vorzeichen von  $d$  überschüssigen oder fehlenden Masse, hingegen gibt die (fälschlich) als isostatische Schwerestörung bezeichnete Größe nur die Änderung der Schwere im Meeresniveau oder auch im Niveau  $h$  gegen ihren Wert vor der Senkung bzw. vor der Hebung an.

Tabelle 1.

	$h_m$	$\Delta g_{is}$	$\Delta g_m$	$[\Delta g_m]$	$\Delta g'_0$	$H_m$
St. Maurice . . . . .	419	-0.007	-0.007	-0.007	-0.074	1001
Sitten . . . . .	514	-0.020	-0.009	-0.008	-0.085	1114
Iselle . . . . .	630	-0.009	-0.007	-0.007	-0.066	1166
Visp . . . . .	649	-0.015	-0.006	-0.008	-0.076	1257
Brig . . . . .	683	-0.016	-0.007	-0.007	-0.069	1235
Gsteig . . . . .	1185	0.009	0.015	0.001	0.022	1015
Zermatt . . . . .	1603	0.028	0.003	0.007	0.064	1095
Simpl.-Hosp. . . . .	1998	0.000	0.005	0.008	0.077	1310
Sanetsch . . . . .	2041	0.008	0.012	0.010	0.106	1200
Chanrion . . . . .	2435	0.031	0.017	0.015	0.158	1171
Gr. St. Bernh. . . . .	2478	0.009	0.009	0.013	0.137	1377
Schwarzsee . . . . .	2582	0.012	0.012	0.018	0.179	1180
Gornergrat . . . . .	3016	0.020	0.020	0.022	0.222	1232

Hiernach ist zu erwarten, daß die nach Hayfordscher Methode berechneten Schwerestörungen in der Größenordnung mit den Näherungswerten nach Gl. (7) übereinstimmen, die sich weiterhin aus den Werten von  $\Delta g'_0$  nach Gl. (4) kontrollieren lassen. Zum Vergleich sind für eine Reihe von Stationen des schweizerischen Schwerenetzes die von Niethammer\*) mitgeteilten und nach der Hayford-

\*) Verh. d. Naturforsch. Ges. zu Basel 1917.

schen Vorschrift berechneten Störungen  $\Delta g_{is}$  herangezogen, denen in vorstehender Tabelle 1 die nach Gl. (7) bzw. Gl. (4) berechneten Näherungswerte  $\Delta g_m$  in den Spalten 4 und 5 gegenüberstehen. Hinzugefügt wurden die isostatischen Höhen  $H$ . Um nicht über  $\varrho'$  willkürlich verfügen zu müssen, wurde das Mittel aus den Werten des Verhältnisses

$$\frac{\Delta g_{is}}{\Delta g'_0} \simeq 1 - \frac{\varrho}{\varrho'}$$

gebildet und mit dem plausiblen Wert  $\varrho = 2.7$  für die Dichte der Kruste  $\varrho' = 3.0$  abgeleitet \*).

Die mitgeteilten Beträge der Schwerestörung beziehen sich auf die Schwereformel von 1915.

Die gute Übereinstimmung der Näherungswerte  $\Delta g_m$  mit den direkt berechneten hebt jeden Zweifel über den inneren Zusammenhang dieser Größen und beweist zugleich, daß die Bezeichnung als isostatische Schwerestörungen für die  $\Delta g_{is}$  zu Unrecht besteht. Abweichungen vom isostatischen Gleichgewicht werden besser durch die totale Schwerestörung ausgedrückt, dagegen messen die  $\Delta g_{is}$  Veränderungen der Schwere im Meeresniveau durch die Scholle, welche bei dem Auf- oder Absteigen der Schollen dort zurückbleiben.

Tabelle 2. Verlauf der Fläche  $H$  südlich und nördlich des oberen Rhönetales.

Südlich:			Nördlich:		
	$h_m$	$H_m$		$h_m$	$H_m$
Gr. St. Bernh. . . . .	2473	1377	Gsteig . . . . .	1185	1010
Ferret . . . . .	1707	1360	Adelboden . . . . .	1296	1104
Chanrion . . . . .	2435	1171	Leukerbad . . . . .	1385	1233
Bourg St. Pierre . . . . .	1681	1255	Belalp . . . . .	2132	1356
Betempshütte . . . . .	2707	1277	Ried (Lötschen) . . . . .	1496	1208
Gornergrat . . . . .	3016	1232	Eggishorn . . . . .	2187	1331
Schwarzsee . . . . .	2582	1180	Reckingen . . . . .	1334	1206
Riffelberg . . . . .	2566	1161	Concordia . . . . .	2852	1492
Mauvoisin . . . . .	1830	1246	Oberwald . . . . .	1370	1386
Zermatt . . . . .	1603	1095	Gletsch . . . . .	1755	1355
Mattmark . . . . .	2111	1119	St. Gotthard . . . . .	2091	1310
Arpille . . . . .	2080	1200	Realp . . . . .	1541	1303
Randa . . . . .	1407	1151	Furka . . . . .	2424	1384
Saasgrund . . . . .	1599	1175	Grimselhosp. . . . .	1874	1330

Dazwischen liegen die Stationen im oberen Rhönetal.

	$h_m$	$H_m$		$h_m$	$H_m$
Villeneuve . . . . .	376	824	Sider . . . . .	537	1200
St. Maurice . . . . .	465	1119	Visp . . . . .	649	1275
Martigny . . . . .	422	1135	Brig . . . . .	683	1235
Sitten . . . . .	549	1100			

Ein weiterer Beweis, daß Abweichungen von der Isostasie besser durch die totale Schwerestörung ausgedrückt werden, ergibt sich aus der Gleichartigkeit der isostatischen Höhen im Vergleich mit den tatsächlichen Höhen dieser Stationen; während die  $h$  zwischen 419 und 3016 m liegen, zeigen die mit der totalen Schwerestörung reduzierten Höhen im äußersten Falle eine Abweichung von

\*) Lehrb. d. Geophys., Lief. 1, 1926.

weniger als  $\pm 200$  m gegen den Mittelwert. Wenn isostatisch ausgewogen, wäre das umfaßte Gebiet eine Hochebene von etwa 1200 m Höhe; über dieses Niveau erheben sich die herausgepreßten Teile, sie sind ebenso wie die unterhalb desselben liegenden isostatisch nicht kompensiert, d. h. zum Gleichgewicht dieser Masse tragen auch elastische Spannungen bei.

Den Verlauf der isostatischen Höhe  $H$  in den Walliser Alpen und im Berner Oberland gibt vorstehende Tabelle 2.

Tal- und Hochstationen haben nahezu dieselbe isostatische Höhe, dies läßt darauf schließen, daß die in der Furche zusammenhängenden Schollen gleiche Tauchtiefe haben und der durch äußere Abtragung erzeugte nicht kompensierte Auftrieb auf die Gleichgewichtslage des Tales ohne Einfluß ist.

Die Charakteristik der Massenlagerung der Schweitzer Tafel erhellt aus dem weiteren Verlauf der Höhen  $H$  nach Nordwest und Nord. Gegen den Jura hin fallen sie, wie Tabelle 3 zeigt, rasch ab:

Tabelle 3.

	$h$	$H$		$h$	$H$
La Dôle . . . . .	1672	473	St. Brais . . . . .	969	345
St. Cergues . . . . .	1040	492	Delsberg . . . . .	432	336
La Cure . . . . .	1152	416	Pruntrut . . . . .	439	271
Chaux de Fonds . . . . .	1010	620	Burg . . . . .	447	223
Vallorbe . . . . .	747	473	Boncourt . . . . .	371	210
Saignelégier . . . . .	977	353			

Hiernach liegt die isostatische Höhe durchgängig unterhalb der Geländehöhen, was anzeigt, daß dieses Gebiet als ganzes etwas zu hoch steht im Vergleich mit der isostatischen Lagerung. Das Gegenteil trifft zu für das nördliche Vorland, in dem die Geländehöhen unterhalb der isostatischen Gleichgewichtshöhe liegen, sie bestätigen dadurch, daß dieser Teil des Vorlandes zu tief gestellt ist. Daß es sich hierbei nicht um eine zufällige, sondern um eine typische Erscheinung handelt, welche mit dem Faltungsvorgang aufs engste zusammenhängt, zeigt der parallele Gang der Schwere vom Tiefland zum Bergland in Indien, den nachstehende Tabelle an dem Verlauf der Werte von  $H$  erläutert.

Tabelle 4.

Stationen*) in NW-Indien:			Stationen*) in NE-Indien:		
	$h$	$H$		$h$	$H$
Roorkee . . . . .	268	1084	Chatra . . . . .	20	276
Hardwár . . . . .	289	1249	Kisnapur . . . . .	34	90
Dehra Ghazi Khan . . . . .	121	1050	Ramchandpur . . . . .	40	340
Motan . . . . .	506	1140	Kesarbari . . . . .	62	606
Asaori . . . . .	752	1256	Jalpaiguri . . . . .	82	1182
Dehra Dun . . . . .	683	1355	Siliguri . . . . .	118	1338
Rajpur . . . . .	1012	1372	Kurseong . . . . .	1407	1473
Mussooree . . . . .	2173	1385	Darjeeling . . . . .	2123	1571
Simla . . . . .	2147	1387	Sandakphu . . . . .	3586	1722

Auch in anderer Hinsicht ist die Wertefolge der  $H$  bedeutungsvoll, widerlegt sie doch die Behauptung, daß die totale Schwerestörung als Maß der Abweichung von der Isostasie schon deshalb unbrauchbar sei, weil in ihr örtliche

\*) Vgl. Bericht von Borrass: Verh. d. 16. Konf. d. Int. Erdm. 1911.

Dichteinhomogenitäten stärker als bei den  $\Delta g_{i,s}$  zum Ausdruck kämen. Träfe dies wirklich zu, dann müßten die Schwankungen in  $H$  beträchtlicher sein, als sie sich herausgestellt haben. Anders liegen wohl die Verhältnisse im Flachland, wo der allgemeine Gang von  $H$  fast ganz verdeckt wird durch die Störungen in der Massenlagerung der oberen Schichten. Es wird da eines weit dichteren Stationsnetzes bedürfen, als wir es bisher für ausreichend hielten, eines Netzes, dessen Maschen noch enger sein müssen als die des Schwerenetzes der Schweiz, wenn die Gesetzmäßigkeiten im Verlauf von  $H$  und die Strukturverschiedenheiten des Untergrundes in Zusammenhang gebracht werden sollen.

## Über die Gestalt der Erde.

Von Robert Schwinner in Graz.

Es empfiehlt sich nicht, die Gestalt der Erde als dreiachsiges Ellipsoid anzusehen (bzw. in  $\gamma_0$  ein Längenglied nach  $2\lambda$  mitzunehmen). Das Rotationsellipsoid dürfte die geodätischen Daten mit ziemlich der gleichen Genauigkeit darstellen, aber bequemer, und es ist stabile Gleichgewichtsfigur; nur eine solche kann aber weiteren geophysikalischen Untersuchungen (Isostasie z. B.) zugrunde gelegt werden.

Neuestens kann man öfter lesen, es wäre aus den Schweremessungen „nachgewiesen worden“, daß die Erde die Gestalt eines dreiachsigen Ellipsoides hätte. Um das diskutieren zu können, müssen wir uns klar machen, was wir unter „Gestalt der Erde“ verstehen wollen. Sicherlich nicht die Oberfläche der Erd feste mit allen ihren Unregelmäßigkeiten. Aber auch die Niveaufäche der Schwere, die durch das Meer unmittelbar gegeben und auch unter den Kontinenten ohne Schwierigkeit definiert werden kann (wenn auch theoretisch mehrere Definitionen möglich sind, die aber ziffernmäßig sehr wenig voneinander abweichen) kann nicht ohne weiteres dafür genommen werden; denn diese, das Geoid, ist kaum weniger unregelmäßig als die physische Erdoberfläche; sind die Amplituden ihrer Wellungen auch geringer, die Zahl der relativen Maxima und Minima kann im wesentlichen nur dieselbe bei beiden sein. Unter Gestalt der Erde versteht man aber stets eine ideale geometrisch definierte Fläche, auf welche man dann die physische Oberfläche oder das Geoid beziehen will. Durch direkte Vermessung ist deren Gestalt nicht zu ermitteln, einfach schon deswegen, weil eben diese Fläche in Praxis bei jeder geodätischen Operation als Basis mit einbezogen worden ist. Zu diesem Zweck kann man die Schweremessungen verwenden, und zwar, weil die Richtungsmessungen (Lotabweichungen) noch nicht in ein erdumspannendes System gebracht worden sind, einzig die Messungen des skalaren Wertes der Schwerebeschleunigung ( $g$ ). Wie jede über eine kugelförmige Oberfläche verteilte Charakteristik kann man die Werte von  $g$  in eine Reihe nach Kugelfunktionen entwickeln, die der Theorie nach stets konvergieren muß. Aber damit ist nicht gesagt, daß man die Reihe nach jedem beliebigen Glied abbrechen kann oder soll\*).

\*) Untersuchungen über das Restglied kommen hier wohl nie in Betracht.