

Zeitschrift: Elemente der Mathematik
Herausgeber: Schweizerische Mathematische Gesellschaft
Band: 53 (1998)

Artikel: Die Anziehung einer Kugel nach Newton
Autor: Lang, Reinhard
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-3626>

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: 17.01.2026

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

Die Anziehung einer Kugel nach Newton

Reinhard Lang

Reinhard Lang, geboren 1947, absolvierte das Altsprachliche Gymnasium in Neustadt an der Weinstraße und studierte Mathematik und Physik in Heidelberg und Bielefeld. Er promovierte 1976 und habilitierte sich 1983 an der Universität Heidelberg mit einer Arbeit über Stochastische Modelle von Vielteilchensystemen. Danach war er Heisenbergstipendiat und lehrt und forscht seither am Institut für Angewandte Mathematik der Universität Heidelberg.

1 Einleitung

Im dreidimensionalen euklidischen Raum seien Punkte P und S , in denen Massen m und M konzentriert sind, gegeben. Dem Newtonschen Gravitationsgesetz zufolge ziehen sich die beiden Massen an mit einer Kraft, welche die Richtung der Verbindungslinie PS hat und deren Betrag F durch

$$F = \gamma \cdot \frac{mM}{PS^2} \quad (1)$$

gegeben ist. Dabei bezeichnet γ die Gravitationskonstante und PS^2 das Quadrat der Entfernung zwischen den Punkten P und S . Welches Anziehungsgesetz tritt an die Stelle

Zwischen zwei punktförmigen Massen wirkt eine Gravitationskraft, die laut Newton dem Quadrat ihres Abstandes umgekehrt proportional ist. Ist der Abstand zweier ausgedehnter Massen verglichen mit ihrer Ausdehnung gross, wie dies bei Sonne und Planeten der Fall ist, so ist das Gesetz ganz offensichtlich *annäherungsweise* erfüllt. Schon Newton stellte sich aber die Frage nach der *genauen* Formel für die Gravitationskraft einer ausgedehnten Kugel. Seine Theorie sollte ja auch Gravitationserscheinungen in der *Nähe* der Himmelskörper erklären können, wie etwa Ebbe und Flut. Der rechnerische Nachweis, dass die Gravitationskraft einer homogenen Kugel mit derjenigen einer punktförmigen Masse derselben Grösse übereinstimmt, ist heutzutage eine einfache Übungsaufgabe zum Thema mehrfache Integrale. In seinem Hauptwerk *Principia Mathematica* bewies Newton diese Tatsache aber mit Hilfe einer geometrischen Überlegung, die allerdings wegen ihrer Kürze nur schwer verständlich ist. – Reinhard Lang rekonstruiert in seinem Beitrag Newtons Beweis und stellt Gemeinsamkeiten fest mit Ideen, die Archimedes zu Volumenberechnungen verwendet hat. *ust*

von (1), wenn man anstelle von Punktmassen in P und S homogene Kugeln mit Mittelpunkten P und S und Gesamtmassen m und M hat? Wenn die Kugelradien klein sind gegenüber dem Abstand PS – eine Annahme, die zum Beispiel im Fall von Erde und Sonne zutrifft –, kann man die Kugeln approximativ durch Punktmassen ersetzen. Sofern nur ihr Abstand groß genug ist, ziehen sie sich daher näherungsweise ebenfalls mit der durch (1) gegebenen Kraft an. Die Frage, ob im Fall von Kugeln das Gesetz (1) immer noch gilt, und zwar nicht nur approximativ bei großem Abstand, sondern exakt und für alle Abstände, hat Newton lange Zeit zu schaffen gemacht. In [5], Buch III, Proposition VIII, heißt es:

“After I had found that the force of gravity towards a whole planet did arise from and was compounded of the forces of gravity towards all its parts, and towards every one part was the inverse proportion of the squares of the distances from the part, I was yet in doubt whether that proportion inversely as the square of the distance did accurately hold, or but nearly so, in the total force compounded of so many partial ones; for it might be that the proportion which accurately enough took place in greater distances should be wide of the truth near the surface of the planet, where the distances of the particles are unequal, and their situation dissimilar. But by the help of Prop. LXXV and LXXVI, Book 1, and their Corollaries, I was at last satisfied of the truth of the Proposition, as it now lies before us.”

Im Folgenden wird die für das Verständnis des Problems entscheidende Frage nach der Anziehungskraft einer Kugel auf einen außerhalb von ihr gelegenen Massenpunkt betrachtet. Gegeben seien also eine homogene Kugel mit Mittelpunkt in S und Gesamtmasse M und außerhalb der Kugel ein Punkt P der Masse m . Die Frage ist, ob die Anziehungskraft exakt durch (1) gegeben ist.

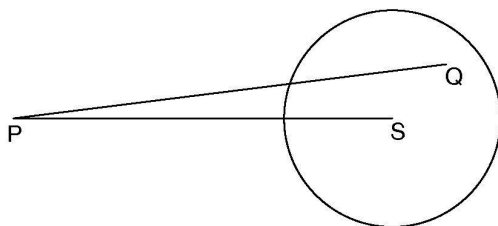


Bild 1

Zunächst ist nicht zu “sehen”, welche Kraft aus der Summe der Kräfte zwischen P und den einzelnen Masseteilchen Q innerhalb der Kugel resultiert. Die Lösung dieses Problems war nicht nur hinsichtlich der mathematischen Schönheit der Gravitationstheorie von Interesse, sondern auch im Hinblick auf die experimentelle Bestätigung der Theorie. Will man nämlich die experimentell bekannte Erdbeschleunigung vergleichen mit dem aus der Umlaufzeit des Mondes um die Erde und aus der Entfernung zwischen Erde und Mond berechneten Wert (siehe dazu zum Beispiel [7], p. 152–164), kommt es gerade

darauf an zu wissen, ob eine Kugel (d.h. die Erde) einen nahe an ihrer Oberfläche befindlichen Massenpunkt (d.h. einen fallenden Körper) nach dem Gravitationsgesetz (1) anzieht.

Vom Standpunkt der heutigen Infinitesimalrechnung aus handelt es sich bei Newtons Frage um die einfache Aufgabe der Berechnung eines mehrfachen Integrals. Da das Problem der Anziehungskraft einer Kugel von großer Bedeutung in der Geschichte der Mathematik und Physik war, ist es jedoch der Mühe wert, die ursprüngliche Lösung aus Newtons Werk selbst heraus zu verstehen zu versuchen. Dies soll im Folgenden geschehen. Newtons Beweis ist elementargeometrisch und umfaßt nur wenige Zeilen, *“which must have left its readers in helpless wonder”*, wie Littlewood in [4], p. 97 schreibt. Littlewood versucht, den Gedankengang von Newtons Beweis zu erklären als die nachträgliche Übersetzung eines zuerst analytisch gefundenen Beweises in eine geometrische Sprache, eine Erklärung, die den Verfasser des vorliegenden Aufsatzes nicht überzeugt. Im Folgenden wird im Gegenteil der Versuch gemacht zu zeigen, daß sich Newtons Beweis fast wie von selbst ergibt, alleine aus der Weise, wie er die Frage gestellt hat: Sein wesentlicher Einfall ist die Formulierung des Problems als eine Suche nach Ähnlichkeiten in gewissen Vergleichsfiguren. Wenn man das Problem einmal so gesehen hat, dann sind die zu seiner Lösung anzustellenden Ähnlichkeitsüberlegungen fast zwangsläufig.

Auch in dem jüngst erschienenen Buch [2] von Chandrasekhar wird Littlewoods Ansicht nicht geteilt. Chandrasekhar erläutert aber den Gang von Newtons Beweis nicht im einzelnen, läßt ihn vielmehr für sich selbst sprechen. Es erscheint daher nicht überflüssig, die folgende genaue Analyse des Beweises mitzuteilen. Diese ist gedacht als eine Fallstudie zum Thema *“Einfall und Überlegung in der Mathematik”* (vgl. [8]); gleichzeitig könnte sie vielleicht auch dazu dienen, anhand eines speziellen, aber zentralen Problems in das umfassende Werk [2] einzuführen. In [2] werden noch viele weitere schöne Gedanken aus den *Principia Mathematica*, die im Grenzbereich zwischen Elementargeometrie, Mechanik und Infinitesimalrechnung liegen, behandelt, und das gesamte Werk [2] dürfte daher nicht nur für Historiker, sondern insbesondere auch für Lehrer von großem Interesse sein.

Im nächsten Abschnitt wird erklärt, in welcher Weise Newton das Anziehungsproblem formuliert hat. Daran anschließend wird der sich aus dieser Sicht ergebende Beweisgang heuristisch entwickelt. In Abschnitt 4 folgt dann Newtons Beweis selbst. Ein Vergleich dieses Beweises mit der mechanischen Methode, aufgrund deren Archimedes zum Beispiel das Volumen einer Kugel gefunden hat (vgl. etwa [6], p. 233–238), zeigt erstaunliche Gemeinsamkeiten. Dies wird in Abschnitt 5 dargelegt. Nach diesem Rückblick auf die griechische Mathematik wird im letzten Abschnitt noch ein Ausblick darauf gegeben, welche Bedeutung Newtons Resultat für die weitere Entwicklung der Potentialtheorie hatte, und zwar anhand der von Gauss entdeckten Mittelwerteigenschaft von Potentialen.

2 Newtons Formulierung der Fragestellung

Man kann sich die in Bild 1 gezeichnete Vollkugel zerlegt denken in konzentrische Sphären von infinitesimaler Dicke. Die von den einzelnen Sphären auf den Massenpunkt

P ausgeübten Kräfte addieren sich. Es genügt daher, anstelle einer Vollkugel eine Sphäre zu betrachten. Sie habe die Massendichte 1 und ihr Radius sei a . Zu zeigen ist, daß die von der Sphäre auf einen außerhalb von ihr liegenden Massenpunkt P ausgeübte Anziehungskraft dem Betrag nach durch

$$F_P = \gamma \cdot \frac{4\pi a^2}{PS^2} \quad (2)$$

gegeben ist. Zur Bestimmung von F_P zerlegt man zweckmäßigerweise die Sphäre in sphärische Zonen von infinitesimaler Breite (vgl. Bild 2).

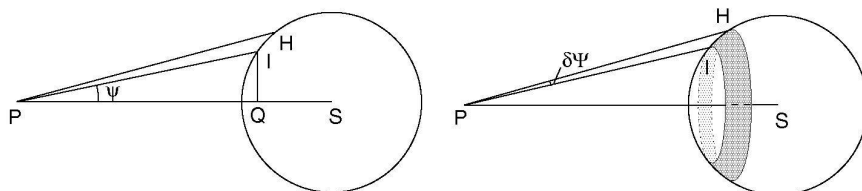


Bild 2

Die Kraft, die von der zum Inkrement $\delta\Psi$ gehörigen sphärischen Zone auf den Punkt P ausgeübt wird, hat aus Symmetriegründen die Richtung PS und ist dem Betrag nach gegeben durch

$$\delta F_P = \left(\frac{1}{PI^2} \cos \Psi \right) \cdot (\text{Fläche der Zone}) = \left(\frac{1}{PI^2} \cos \Psi \right) \cdot (2\pi IQ \cdot HI). \quad (3)$$

Um die Beziehung (2) mit Hilfe von (3) abzuleiten, könnte man zum Beispiel so vorgehen: Man führe $QS = x$ als Integrationsvariable ein, drücke die auf der rechten Seite von (3) vorkommenden Größen mit Hilfe des Satzes von Pythagoras durch x , dx und PS aus und integriere nach x ($-a \leq x \leq +a$). Das Integral wäre dann mit Hilfe geeigneter Variablensubstitutionen zu berechnen. In dieser Weise könnte man (2) auf einem rechnerischen Weg, den man aber kaum als geometrisch durchsichtig bezeichnen könnte, beweisen.

Tatsächlich ist Newton ganz anders vorgegangen. Um seinen Gedankengang zu verstehen, betrachten wir zunächst die einfachere Frage, wie man aufgrund von Ähnlichkeitsbetrachtungen zeigen kann, daß die von der Sphäre auf einen Punkt P in ihrem Inneren ausgeübte Kraft gleich Null ist. Newton folgend kann man das so sehen wie in Bild 3 gezeigt.

Gegeben P teile man die Sphäre in Paare von gegenüberliegenden quadratischen Flächen $\delta\Sigma$ und $\delta\Sigma'$ ein, indem man Sehnen durch den Punkt P zieht, wie in Bild 3 gezeichnet. Die Flächen seien so klein, daß man $\delta\Sigma$ durch HI^2 bzw. $\delta\Sigma'$ durch KL^2 approximieren kann. Die von $\delta\Sigma$ und $\delta\Sigma'$ auf P ausgeübten Kräfte sind dann einander entgegengesetzt

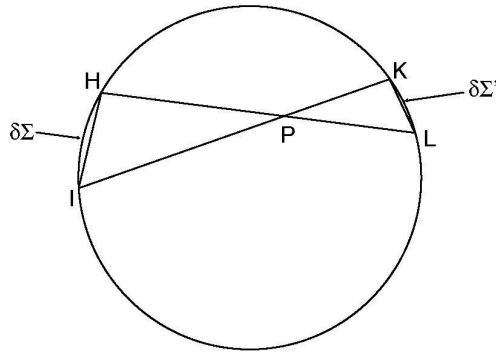


Bild 3

und heben sich gerade auf, denn die Ähnlichkeit der Dreiecke PHI und PKL (die Winkel bei H und bei K sind gleich als Winkel über der gemeinsamen Sehne IL) impliziert

$$\frac{\delta\Sigma}{PI^2} = \frac{HI^2}{PI^2} = \left(\frac{HI}{PI}\right)^2 = \left(\frac{KL}{PL}\right)^2 = \frac{KL^2}{PL^2} = \frac{\delta\Sigma'}{PL^2}. \quad (4)$$

Dieser Beweis beruht auf zwei Überlegungen:

- (a) Aufteilung der Sphäre in geeignete Flächenpaare, mit dem Ziel, eine resultierende Kraft Null zu bekommen.
- (b) Eine Ähnlichkeitsbetrachtung, die zeigt, daß sich die von gegenüberliegenden Flächen auf P ausgeübten Kräfte tatsächlich aufheben.

Kann man das Problem der Anziehung eines Punktes im Äußeren der Sphäre verstehen aufgrund von Überlegungen, welche analog zu (a) und (b) sind? An die Stelle des Ziels, eine resultierende Kraft Null zu erhalten, tritt jetzt das Ziel, für alle P außerhalb der Sphäre die Vermutung (2) zu beweisen. Wenn man sich an (a) orientiert, hat man sich zuerst die Frage zu stellen, welche Kräfte man zu diesem Zweck miteinander vergleichen soll. An dieser Stelle kommt Newtons *entscheidender Einfall*: Er betrachtet zwei Punkte P und p außerhalb der Sphäre und versucht, die von verschiedenen sphärischen Zonen auf P bzw. auf p ausgeübten Kräfte δF_P bzw. δF_p miteinander zu vergleichen.

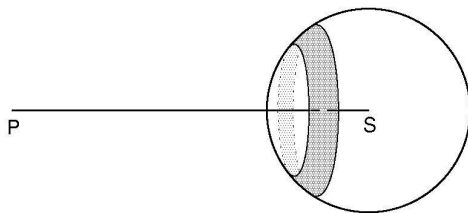


Bild 4a

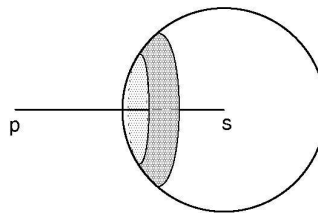


Bild 4b

Die Punkte in der Vergleichsfigur (Bild 4b) sind – und werden es auch im Folgenden – mit entsprechenden kleinen Buchstaben bezeichnet. Was die “richtige” Vergleichszone (in Bild 4b schraffiert gezeichnet) ist, die zu einer gegebenen Zone (in Bild 4a schraffiert gezeichnet) paßt, sieht man zunächst nicht. Die gesuchte Zuordnung soll so vorgenommen werden, daß

$$\frac{\delta F_p}{\delta F_P} = \frac{PS^2}{ps^2} \quad (5)$$

gilt, wobei man, analog zur obigen Überlegung (b), den Nachweis von (5) auf Ähnlichkeitsüberlegungen stützen möchte. Im folgenden Abschnitt wird versucht zu zeigen, wie man, das Ziel (5) vor Augen, auf die “richtige” Zuordnung von Vergleichszonen kommt.

Wenn es gelungen ist, bei gegebenen Punkten P und p die Sphäre (Bild 4a) aufzuteilen in disjunkte Zonen $\delta\Sigma_p^{(i)}$ ($1 \leq i \leq n$) und die Sphäre in Bild 4b in entsprechende Zonen $\delta\Sigma_P^{(i)}$, so daß für die von $\delta\Sigma_P^{(i)}$ bzw. $\delta\Sigma_p^{(i)}$ auf P bzw. auf p ausgeübten Kräfte $\delta F_P^{(i)}$ bzw. $\delta F_p^{(i)}$ gilt

$$\frac{\delta F_p^{(i)}}{\delta F_P^{(i)}} = \frac{PS^2}{ps^2}, \quad 1 \leq i \leq n, \quad (6)$$

folgt daraus die Behauptung (2) unmittelbar. Denn (6) zieht

$$F_p = \sum_{i=1}^n \delta F_p^{(i)} = \frac{PS^2}{ps^2} \sum_{i=1}^n \delta F_P^{(i)} = (PS^2 \cdot F_P) \cdot \frac{1}{ps^2} \quad (7)$$

nach sich. Bei gegebenem p gilt (7) für alle Punkte P außerhalb der Sphäre. Man kann daher in Formel (7) den Punkt P gegen unendlich streben lassen. Für alle Punkte Q auf der Sphäre läßt sich der Abstand PQ aber abschätzen durch

$$PS - a \leq PQ \leq PS + a,$$

so daß wegen (1)

$$PS^2 \cdot \gamma \frac{4\pi a^2}{(PS + a)^2} \leq PS^2 \cdot F_P \leq PS^2 \cdot \gamma \frac{4\pi a^2}{(PS - a)^2}$$

folgt. Wenn P gegen unendlich strebt, strebt $PS^2 \cdot F_P$ daher gegen $\gamma \cdot 4\pi a^2$. Eingesetzt in (7) ergibt das gerade die Behauptung (2).

Der springende Punkt des Beweises ist also der *Vergleichsansatz* (5). Wie ist Newton darauf gekommen? Chandrasekhar ([2], p. 273–275) vermutet, daß es möglicherweise folgendes Problem war, das Newton zum entscheidenden Gedanken geführt hat: Gegeben seien zwei zueinander ähnliche Körper C_1, C_2 und in ähnlicher Lage dazu jeweils ein Punkt P_i außerhalb des Körpers C_i ($i = 1, 2$). In welchem Verhältnis stehen die vom Körper C_1 bzw. C_2 auf den Punkt P_1 bzw. P_2 ausgeübten Kräfte F_1 bzw. F_2 zueinander? Dieses Problem hat Newton mit dem folgenden Ähnlichkeitsargument gelöst ([5], Prop. LXXII einschließlich Cor. III). Zur Vereinfachung der Notation werde angenommen, C_i

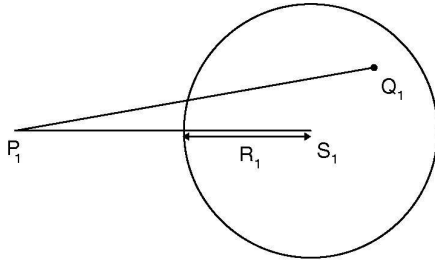


Bild 5a

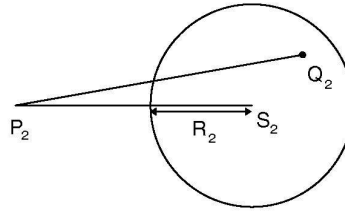


Bild 5b

sei eine Kugel mit Mittelpunkt S_i und Radius R_i ($i = 1, 2$). Nach Voraussetzung gilt für die Punkte P_i die Proportion $P_1S_1 : P_2S_2 = R_1 : R_2$.

Die Wahl von passenden "Vergleichsvolumina" liegt in diesem Fall auf der Hand: Zu gegebenem Punkt Q_1 in der Kugel C_1 wähle man Q_2 so, daß die Dreiecke $S_1P_1Q_1$ und $S_2P_2Q_2$ zueinander ähnlich sind; als infinitesimale Volumenelemente δV_i ($i = 1, 2$) wähle man Würfel mit den Mittelpunkten Q_i und Seitenlängen, die sich wie $R_1 : R_2$ zueinander verhalten. Wenn dann δF_i die von δV_i auf P_i ausgeübte Kraft ist, folgt wegen

$$P_1Q_1 : P_2Q_2 = P_1S_1 : P_2S_2 = R_1 : R_2 \quad \text{und} \quad \delta V_1 : \delta V_2 = R_1^3 : R_2^3,$$

daß sich δF_1 und δF_2 zueinander verhalten wie

$$\frac{\delta F_1}{\delta F_2} = \frac{\delta V_1}{P_1Q_1^2} \cdot \frac{P_2Q_2^2}{\delta V_2} = \frac{\delta V_1}{\delta V_2} \cdot \frac{P_2Q_2^2}{P_1Q_1^2} = \frac{R_1^3}{R_2^3} \cdot \frac{R_2^2}{R_1^2} = \frac{R_1}{R_2}.$$

Damit ist gezeigt, daß sich die Kräfte F_i zueinander verhalten wie die Radien R_i .

Während die Ähnlichkeit zwischen Bild 5a und Bild 5b von vorneherein gegeben ist, scheinen Bild 4a und Bild 4b durchaus "dissimilar" zu sein. Die in Bild 4a/b *verborgenen Ähnlichkeiten* werden im nächsten Abschnitt ans Licht kommen.

3 Wie hat man die Vergleichszonen zu wählen?

In diesem Abschnitt werden *heuristische* Überlegungen angestellt, um die passenden Vergleichszonen aufzufinden. Gegeben seien also Punkte P und p wie in Bild 4a und in Bild 4b. Wenn man sich die eingezeichneten sphärischen Zonen parametrisiert denkt durch den Winkel Ψ (vgl. Bild 6), stößt man auf eine erste Schwierigkeit: Der Definitionsbereich von Ψ hängt von der Lage des Punktes P ab.

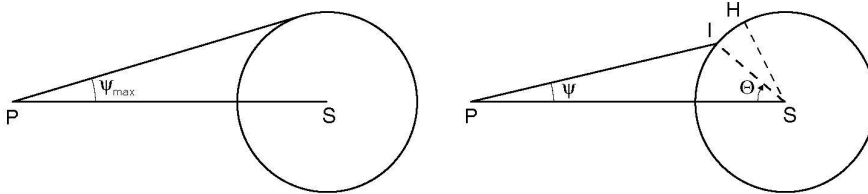


Bild 6

Es ist daher günstiger, die sphärische Zone IH vom festen Punkt S aus zu betrachten und beispielsweise mit dem Winkel Θ als Parameter zu arbeiten (vgl. rechtes Bild 6). Um die richtige Zuordnung zu finden, beginnt man am besten mit der (von der Achse PS aus gezählt) ersten Zone, also einer *Kugelkappe* (in Bild 7b schraffiert gezeichnet).

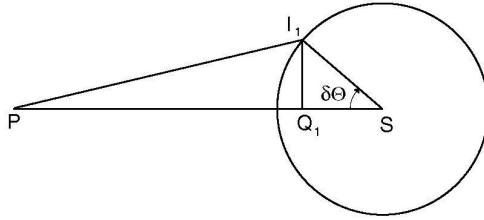


Bild 7a

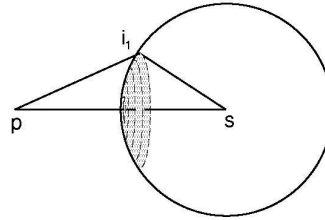


Bild 7b

Sei I_1 gegeben wie in Bild 7a; der dazu zu findende Vergleichspunkt auf der Vergleichssphäre sei i_1 (Bild 7b). Die von der Kugelkappe zum Radius I_1Q_1 bzw. zum Radius i_1q_1 auf den Punkt P bzw. p ausgeübte Kraft sei $\delta F_p^{(1)}$ bzw. $\delta F_p^{(1)}$.

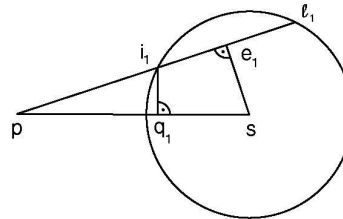
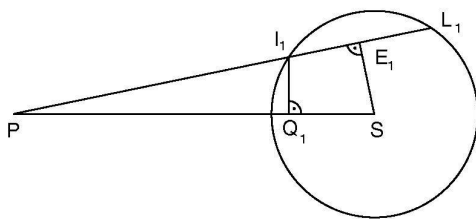


Bild 8

Bis auf einen vernachlässigbaren Fehler ist die Fläche der Kugelkappe gleich der Fläche einer Kreisscheibe mit Radius I_1Q_1 bzw. i_1q_1 . Daraus ergibt sich

$$\frac{\delta F_p^{(1)}}{\delta F_p^{(1)}} = \frac{PI_1^2}{I_1Q_1^2} \cdot \frac{i_1q_1^2}{pi_1^2} . \quad (8)$$

Wegen

$$\frac{PI_1}{I_1Q_1} = \frac{PS}{SE_1} \quad (9)$$

ist das Verhältnis (8) genau dann gleich PS^2/ps^2 , wenn

$$se_1 = SE_1 , \quad (10)$$

was äquivalent ist zu

$$i_1\ell_1 = I_1L_1 . \quad (11)$$

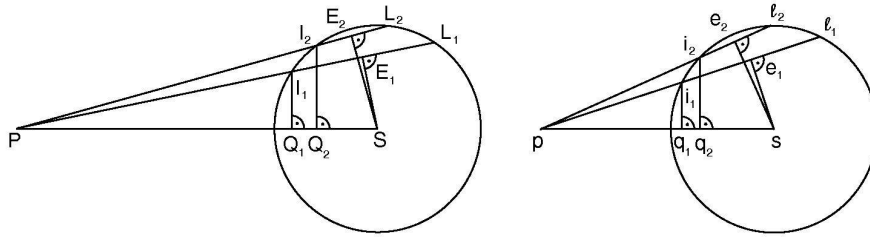


Bild 9

Folglich hat man den Vergleichspunkt i_1 so festzulegen, daß die Sehnen $i_1\ell_1$ und I_1L_1 gleich lang sind.

Die an die Kugelkappe anschließende nächste Zone sei durch I_1I_2 gegeben (Bild 9 links). Wie ist der zu I_2 gehörige Vergleichspunkt i_2 (Bild 9 rechts) zu wählen? Man versucht, die Wahl analog zur Wahl von i_1 zu treffen, nämlich so, daß für die zweite Zone die (10) bzw. (11) entsprechende Beziehung zutrifft, das heißt also so, daß

$$se_2 = SE_2 \quad (12)$$

und

$$i_2\ell_2 = I_2L_2 \quad (13)$$

gilt. Diese Wahl von i_2 erscheint auch unter dem Gesichtspunkt zweckmäßig, daß dann für die untere Sekante PL_2 der anschließenden dritten Zone ebenfalls eine Proportion analog zu (9) besteht:

$$\frac{PI_2}{I_2Q_2} = \frac{PS}{SE_2} \quad \text{mit } SE_2 = se_2. \quad (14)$$

In dieser Weise legt man die Zuordnung auch der weiteren Zonen fest.

Die so gefundene Zerlegung der beiden Sphären in paarweise einander zugeordnete Zonen kann man auch folgendermaßen beschreiben: Man zeichne in kleinen Abständen voneinander konzentrische Kreise um den Mittelpunkt S bzw. um den Mittelpunkt s , wobei die Radien paarweise gleich sind (genau diese Gleichheit ist es, auf der der Beweis von (5) im nächsten Abschnitt aufbauen wird). Dann lege man von den Punkten P bzw. p aus Tangenten an diese Kreise. Die Schnittpunkte mit jeder der beiden Sphären markieren die einander entsprechenden Zonen (Bild 10).

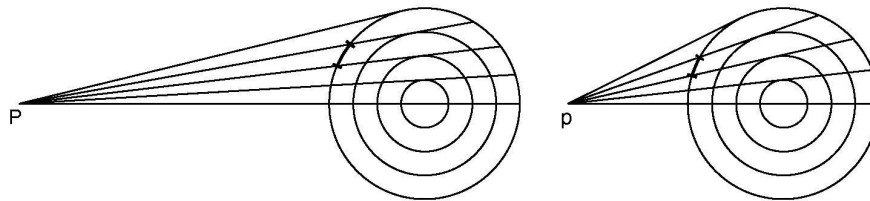


Bild 10

Hat man die vorangegangene Überlegung mit der Kugelkappe nicht angestellt, erscheint dieser Ansatz verblüffend, vor allem wohl deshalb, weil man sonst nicht so leicht darauf verfällt, die Einteilung der Zonen vom Standpunkt des Sphärenmittelpunktes S aus mittels Tangenten an konzentrische Kreise vorzunehmen. Die Überraschung wird noch größer, wenn man in Bild 10 die konzentrischen Kreise wegläßt.

Im folgenden Abschnitt wird ein Paar der so einander zugeordneten Zonen betrachtet (und zwar solcher Zonen, die auf derjenigen Seite der Sphäre liegen, welche dem Punkt P bzw. p zugewandt ist; für Zonen auf der abgewandten Seite läßt sich der Beweis entsprechend führen), und es wird gezeigt, daß die entsprechenden Kräfte dann auch tatsächlich im Verhältnis (5) zueinander stehen.

4 Newtons Beweis ("as it now lies before us")

In Bild 11 sei

$$se = SE \quad (15)$$

und

$$sd = SD. \quad (16)$$

Die von den Zonen HI bzw. hi auf P bzw. auf p ausgeübten Kräfte seien δF_P bzw. δF_p .

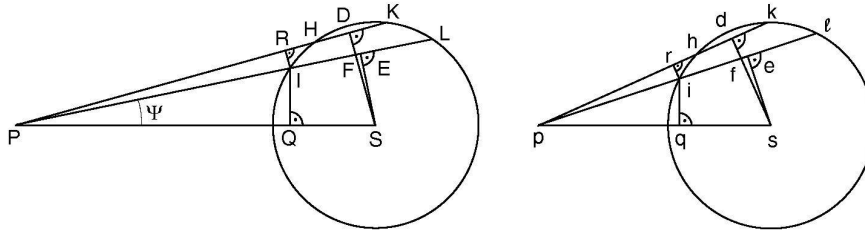


Bild 11

Da der Kosinus des Winkels Ψ bis auf einen vernachlässigbaren Fehler gegeben ist durch $\cos \Psi = PE/PS = PF/PS$, berechnet sich das Verhältnis der Kräfte δF_P und δF_p nach (3) zu

$$\frac{\delta F_p}{\delta F_P} = \frac{PI^2}{pi^2} \cdot \frac{PS \cdot pf}{PF \cdot ps} \cdot \frac{hi \cdot iq}{HI \cdot IQ}. \quad (17)$$

Die Berechnung der rechten Seite von (17) beruht auf zwei *Proportionen*. Die erste ist Proportion (9) bzw. (14):

$$\frac{PI}{IQ} = \frac{PS}{SE}, \quad (18)$$

woraus mit (15) folgt

$$\frac{PI}{IQ} \cdot \frac{iq}{pi} = \frac{PS}{ps}. \quad (19)$$

Die zweite Proportion ergibt sich aus der folgenden Überlegung. In Bild 11 bezeichne R den Fußpunkt des Lotes von I auf die Sekante PK . Aus der Ähnlichkeit der Dreiecke PRI und PDF folgt

$$\frac{PI}{PF} = \frac{RI}{DF}. \quad (20)$$

Dem Vorbild (18), (19) folgend möchte man auch diese Proportion mit der entsprechenden für pi/pf verbinden. Analog zu (15) kann man jetzt

$$DF = df \quad (21)$$

benutzen, wobei die Gleichheit approximativ in dem Sinne gilt, daß DF/df gegen 1 strebt, wenn die Winkel DPF und $d\phi$ gemeinsam gegen Null streben. Zur Begründung von (21) benutze man (15) und (16) und approximiere

$$DF = SD - SF \approx SD - SE = sd - se \approx sd - sf = df. \quad (22)$$

Dabei ist zu beachten, daß die bei dieser Näherung gemachten Fehler wie das Quadrat des Winkels DPF bzw. $d\phi$ verschwinden (der Beweis dafür wird am Ende dieses Abschnitts nachgetragen), so daß sie bei der Berechnung des Quotienten DF/df vernachlässigt werden können. Aus (20) und (21) bekommt man

$$\frac{PI}{PF} \cdot \frac{pf}{pi} = \frac{RI}{ri} = \frac{HI}{hi}, \quad (23)$$

wobei man die letzte Gleichheit so einsehen kann: Bis auf einen vernachlässigbaren Fehler läßt sich die Gerade durch H und I ersetzen durch die Tangente im Punkt H . Nach Voraussetzung (16) ist aber der Winkel zwischen dieser Tangente und der Sekante PK gleich dem Winkel zwischen der Tangente im Punkt h und der Sekante pk . Daraus folgt die Ähnlichkeit der Dreiecke RHI und rhi und damit die letzte Proportion in (23).

Jetzt braucht man nur noch die beiden Proportionen (19) und (23) miteinander zu multiplizieren und das Produkt mit (17) zu vergleichen, um das gewünschte Ergebnis

$$\frac{\delta F_p}{\delta F_P} = \frac{PS^2}{ps^2}$$

zu erhalten.

Es bleibt noch nachzutragen, weshalb die in (22) gemachten Fehler $SF - SE$ bzw. $sf - se$ nur von zweiter Ordnung sind. Zum Beweis wendet man den Satz des Pythagoras im Dreieck ESF an und bekommt

$$SF^2 = SE^2 + EF^2, \quad SF - SE = EF^2 / (SF + SE),$$

d.h. $SF - SE$ ist von der Größenordnung EF^2 . Wegen $\sphericalangle ESF = \sphericalangle DPF$ folgt daraus die Behauptung. Damit ist der Beweis von Proportion (5) vollständig.

5 Vergleich mit der mechanischen Methode des Archimedes

Archimedes hat das Volumen einer Kugel mit Hilfe der folgenden heuristischen Methode gefunden (vgl. [1]; [6], p. 233–238; [9], p. 354–357; [8]). Man wählt geeignete *Vergleichskörper*, deren Volumina bekannt sind, nämlich einen passenden Kegel und einen passenden Zylinder, und hängt Kugel, Kegel und Zylinder an Hebelarmen so auf, daß *Gleichgewicht* herrscht. Mit Hilfe des *Hebelgesetzes* läßt sich dann daraus das unbekannte Volumen der Kugel bestimmen. Ähnlich wie bei Newton besteht der wesentliche Einfall darin, passende *Vergleichsobjekte* zu finden, bei Archimedes im Hinblick auf das Ziel, Gleichgewicht an einem Hebel herzustellen, bei Newton im Hinblick auf das Ziel, das Potenzgesetz (5) zu beweisen. Beide Male kommt es darauf an, Proportionen aufgrund von Ähnlichkeiten zu finden, welche ihrerseits den Weg zum Auffinden der richtigen Vergleichsobjekte gewiesen haben. Sowohl Newton als auch Archimedes sind zu ihrem Vorgehen vermutlich inspiriert worden durch analoge einfachere Probleme, die sie vorher gelöst hatten. Im Fall von Archimedes war es die Aufgabe, die Fläche eines Parabelsegmentes (vgl. Bild 12) zu bestimmen. Im Folgenden soll seine Methode anhand dieses Beispiels demonstriert werden, und zwar so, daß der Leser ihre Ähnlichkeit mit der Vorgehensweise von Newton leicht erkennen kann.

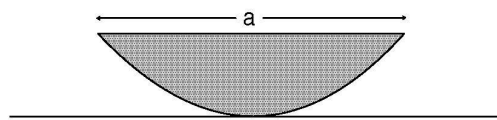


Bild 12

Zur Vereinfachung der Darstellung betrachten wir nur Segmente wie in Bild 12 (Archimedes betrachtet allgemeiner schiefe Segmente) und verwenden kartesische Koordinaten. Archimedes wählt als Vergleichsfigur dasjenige Dreieck, das von den beiden Koordinatenachsen und der Tangente an die Parabel im Punkt $(a, 0)$ begrenzt wird (Bild 13).

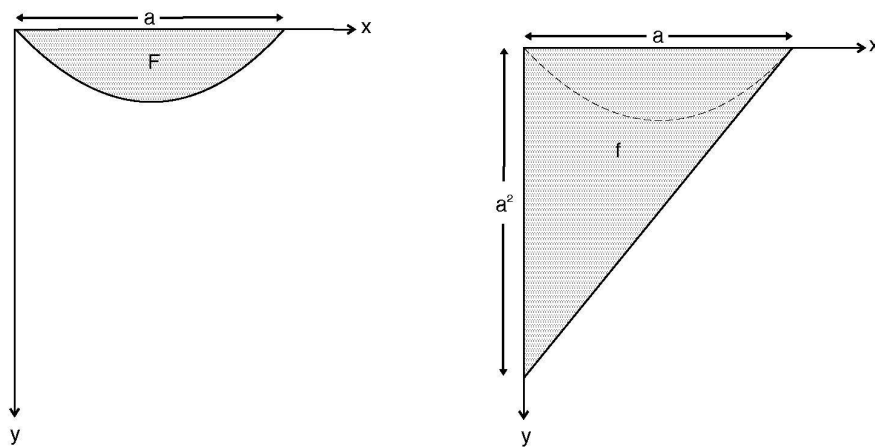


Bild 13

Mit Hilfe der Hebelmethode soll eine Beziehung zwischen der Fläche F des Parabelsegmentes und der Fläche f des Dreiecks gefunden werden.

Weshalb hat Archimedes gerade dieses Dreieck als Vergleichsfigur gewählt? Der Grund liegt darin, daß zwischen den Ordinaten-Abschnitten von Parabel und Tangente eine einfache *Proportion* besteht.

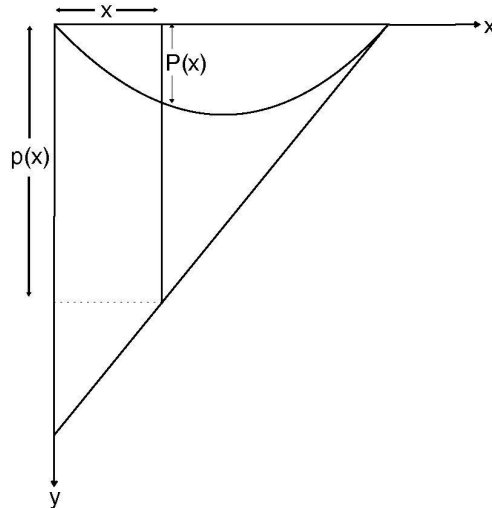


Bild 14

Wenn nämlich $P(x)$ bzw. $p(x)$ die Ordinate der Parabel bzw. der Tangente zur Abszisse x ist ($0 \leq x \leq a$), so gilt

$$P(x) : p(x) = x : a, \quad (24)$$

wie unmittelbar aus den Gleichungen

$$P(x) = x(a - x), \quad p(x) = a(a - x)$$

abgelesen werden kann (die Tangentengleichung folgt aus $p(a) = P(a) = 0$ und $p(x) \geq P(x)$ für alle x wegen $0 \leq (a - x)^2 = a(a - x) - x(a - x)$). Aufgrund der Proportion (24) kann man das Parabelsegment und das Dreieck folgendermaßen an Hebelarmen so aufhängen, daß Gleichgewicht herrscht: Zunächst denkt man sich beide Figuren zerlegt in infinitesimale Streifen der Höhen $P(x)$ bzw. $p(x)$, $0 \leq x \leq a$, und hängt diese Streifen an Hebelarme wie in Bild 15.

Da sich die Gesamtfiguren aus den einzelnen Streifen zusammensetzen, bleibt das Gleichgewicht bestehen, wenn man Parabelsegment und Dreieck aufhängt wie in Bild 16.

Man kann sich die Masse des Dreiecks in seinem Schwerpunkt konzentriert denken. Dieser hat die Abszisse $\frac{1}{3}a$ (die durch den Punkt $(\frac{a}{2}, 0)$ gehende Seitenhalbierende wird

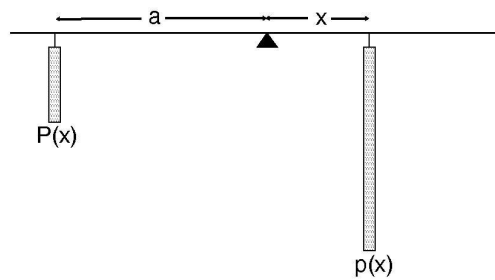


Bild 15

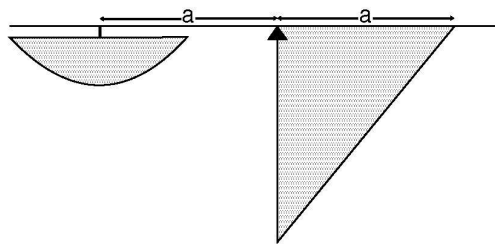


Bild 16

durch den Schwerpunkt im Verhältnis 2:1 geteilt; dessen Abszisse ist also $\frac{2}{3} \cdot \frac{a}{2}$). Aus dem Hebelgesetz folgt daher

$$F : f = \frac{1}{3}a : a ,$$

und die gesuchte Beziehung zwischen den beiden Flächen F und f ist gefunden.

Sowohl bei Archimedes als auch bei Newton werden das Ausgangsobjekt und das Vergleichsobjekt so in infinitesimale Teile zerlegt, daß Proportionen zwischen diesen Teilen bestehen, die im Fall der Parabelquadratur im Hinblick auf das Hebelgesetz angewandt werden, im Fall des Anziehungsproblems im Hinblick auf das zu beweisende Potenzgesetz. Bei Archimedes handelt es sich um ein heuristisches Verfahren zur Auffindung einer unbekannten Fläche oder eines unbekannten Volumens; die Auswahl der Vergleichsfigur ist weitgehend der Phantasie überlassen. Bei Newton ist die Auswahl im wesentlichen schon festgelegt durch die zu beweisende Aussage selbst, welche zuvor vermutet worden war aufgrund der Gravitationstheorie. Im Fall der Hebelmethode könnte man von einem Beispiel *physikalischer Mathematik* (vgl. [6], Kapitel IX), im Fall von Newtons Ähnlichkeitsbeweis von einem Beispiel *mathematischer Physik* sprechen.

6 Newtons Resultat und die Mittelwerteigenschaft

Wie in [2], p. 10–14 dargelegt, hat Newtons Satz von der Anziehungskraft einer Kugel einen bedeutenden Stellenwert innerhalb des in den Principia Mathematica entwickelten mathematischen Gebäudes. Newtons Beweis ist jedoch auf den Fall der Kugel beschränkt. Die Beweisführung, so einfallsreich und scharfsinnig sie ist, ist von genau jener Weise,

welche Lagrange bestrebt war, durch allgemeine, auf das gesamte Gebiet der Mechanik anwendbare Methoden zu ersetzen. Im Vorwort zu seiner Analytischen Mechanik (1788) heißt es:

“Les méthodes que j’y expose ne demandent ni constructions, ni raisonnements géométriques ou mécaniques, mais seulement des opérations algébriques, assujetties à une marche régulière et uniforme.”

Eine andere Entwicklungslinie, die ebenfalls von Newtons Gravitationstheorie ihren Ausgang genommen hat, ist aus dem Problem entstanden, die Anziehungskraft von allgemeineren Körpern als der Kugel zu bestimmen. Zu diesem Zweck hat es sich als günstig erwiesen, nicht mit der von einer Massenverteilung μ ausgeübten Gravitationskraft selbst, sondern mit dem zugehörigen Potential U_μ , also einer skalaren Funktion, zu arbeiten. Zur Erläuterung formulieren wir zunächst einmal Newtons Resultat von der Anziehungskraft einer Kugel um in Termen von Potentialen. Wenn μ eine Punktmasse in einem Punkt $y \in \mathbb{R}^3$ ist (d.h. im Fall eines Dirac-Maßes δ_y), ist das zugehörige Potential gegeben durch

$$U_{\delta_y}(x) = -\gamma \cdot \frac{1}{|x - y|}, \quad x \in \mathbb{R}^3. \quad (25)$$

Die bei gegebener Masse δ_y auf einen Massenpunkt an der Stelle x ausgeübte Gravitationskraft $\vec{F}(x)$ erhält man aus U_{δ_y} durch Differenzieren nach x :

$$\vec{F}(x) = -\text{grad } U_{\delta_y}(x) = -\gamma \cdot \frac{x - y}{|x - y|^3}; \quad (26)$$

insbesondere ist also der Betrag von $\vec{F}(x)$ gegeben durch

$$|\vec{F}(x)| = \gamma \cdot \frac{1}{|x - y|^2}$$

in Übereinstimmung mit der eingangs in (1) gegebenen Formulierung des Gravitationsgesetzes. Um Newtons Satz mit Hilfe von Potentialen auszudrücken, betrachten wir eine homogen mit Masse belegte Sphäre $S_r(x)$ mit Mittelpunkt in $x \in \mathbb{R}^3$ und Radius $r > 0$. Bei dieser Massenbelegung herrscht an einem Punkt $y \in \mathbb{R}^3$ außerhalb der Sphäre dasselbe Potential, als wäre die Gesamtmasse $4\pi r^2$ im Mittelpunkt x konzentriert:

$$\int_{S_r(x)} \sigma(dz) U_{\delta_z}(y) = 4\pi r^2 \cdot U_{\delta_x}(y), \quad |y - x| > r, \quad (27)$$

wobei σ das Oberflächenmaß auf $S_r(x)$ bezeichnet.

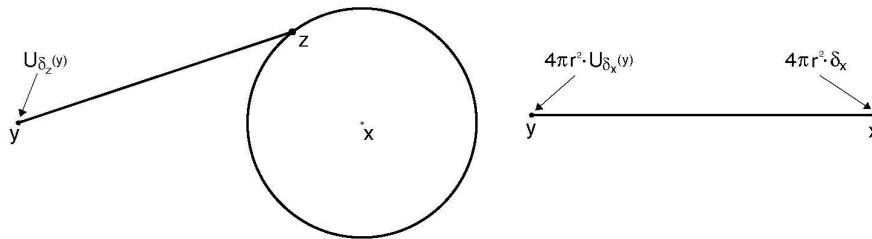


Bild 17

So speziell dieses Resultat erscheint, ist es doch von allgemeiner Bedeutung in der Potentialtheorie geworden, wie wir gleich sehen werden.

Wenn μ eine allgemeine Massenverteilung ist, ist das zugehörige Potential U_μ definiert durch Überlagerung der Potentiale U_{δ_y} , also durch

$$U_\mu(x) = \int U_{\delta_y}(x) \mu(dy) = -\gamma \cdot \int \frac{\mu(dy)}{|x-y|}, \quad x \in \mathbb{R}^3. \quad (28)$$

Wie in (26) ergibt sich die Anziehungskraft einer Massenverteilung μ aus dem Potential U_μ durch Gradientenbildung; zur Bestimmung der Gravitationskraft kommt es also darauf an, U_μ zu berechnen. Über die Behandlung von Spezialfällen hinaus gelangte man erst im 19. Jahrhundert zu einer allgemeinen Theorie solcher Potentialfunktionen. Gauss entdeckte (vgl. [3], p. 30/31), daß diese Funktionen im massfreien Teil des Raumes die *Mittelwerteigenschaft* besitzen. Wenn μ ein endliches positives Maß auf \mathbb{R}^3 ist, etwa mit kompaktem Träger $\text{supp } \mu$, bezeichne man den massfreien Teil des Raumes mit $D = \mathbb{R}^3 \setminus \text{supp } \mu$. Der Satz von Gauss besagt dann, daß für alle $x \in D$ und für alle $r > 0$ mit $\{z \in \mathbb{R}^3 : |z-x| \leq r\} \subset D$ gilt

$$U_\mu(x) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_{S_r(x)} \sigma(dz) U_\mu(z). \quad (29)$$

Im massfreien Teil des Raumes ist also der Wert von U_μ an einer Stelle x gleich dem Mittelwert von U_μ , genommen über die Sphäre $S_r(x)$.

Diese Eigenschaft von Potentialfunktionen ist *äquivalent* zu Newtons Resultat für die Kugel. Um das zu sehen, genügt es, (29) zu spezialisieren auf $\mu = \delta_y$ (aus diesem Spezialfall kann man (29) wieder zurückgewinnen, indem man nach dem Maß $\mu(dy)$ integriert), also

$$U_{\delta_y}(x) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_{S_r(x)} \sigma(dz) U_{\delta_y}(z), \quad |x-y| > r, \quad (30)$$

zu betrachten. In welcher Beziehung stehen die Formeln (30) und (27) zueinander? Sie gehen auseinander hervor, wenn man eine Vertauschung der Variablen gemäß

$$U_{\delta_a}(b) = U_{\delta_b}(a), \quad a, b \in \mathbb{R}^3, \quad (31)$$

vornimmt (aufgrund von (25) ist die Gültigkeit von (31) klar). Hinter der formalen Vertauschbarkeitsbeziehung (31) steckt ein allgemeines *Symmetrieprinzip*, demzufolge Ursache (Punktmasse) und Wirkung (Probepunkt) miteinander vertauschbar sind. Anschaulich heißt das, daß man die Mittelwerteigenschaft des Potentials U_{δ_y} "sehen" kann, indem man in Bild 17 eine Umdeutung vornimmt und den Probepunkt y als diejenige Punktmasse betrachtet, um deren Potential es geht.

Die tatsächliche Tragweite der Mittelwerteigenschaft ist erst zu Beginn unseres Jahrhunderts klar geworden, als Koebe gezeigt hat, daß diese Eigenschaft charakteristisch ist für harmonische Funktionen.

Bemerkung. Der Verfasser bedankt sich bei Felix Friedrich für die Anfertigung der Zeichnungen und bei R. Reibold und der Redaktion der Elemente der Mathematik für wertvolle Hinweise, die zu einer Verbesserung des Manuskripts beigetragen haben.

Literatur

- [1] Archimedes: Werke. Im Anhang (p. 382–423): Des Archimedes Methodenlehre von den mechanischen Lehrsätzen. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1983.
- [2] Chandrasekhar, S.: Newton's Principia for the Common Reader. Clarendon Press, Oxford 1995.
- [3] Gauss, C.F.: Allgemeine Lehrsätze in Beziehung auf die im verkehrten Verhältnis des Quadrats der Entfernung wirkenden Anziehungs- und Abstoßungskräfte. Ostwalds Klassiker Nr. 2 (ed. A. Wangerin), Leipzig 1912.
- [4] Littlewood, J.E.: A Mathematician's Miscellany. Methuen & Co., London 1953.
- [5] Newton, I.: Mathematical Principles of Natural Philosophy (ed. F. Cajori), 3rd ed., University of California Press 1946.
- [6] Pólya, G.: Mathematik und plausibles Schließen, Band 1. Birkhäuser, Basel 1962.
- [7] Toeplitz, O.: Die Entwicklung der Infinitesimalrechnung. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1972.
- [8] van der Waerden, B.L.: Einfall und Überlegung in der Mathematik. Elemente der Mathematik **8** (1953), 121–129.
- [9] van der Waerden, B.L.: Erwachende Wissenschaft. Birkhäuser, Basel 1966.

Reinhard Lang
Institut für Angewandte Mathematik
Universität Heidelberg
Im Neuenheimer Feld 294
D-69120 Heidelberg