Zunächst noch die Herleitung des magnetostatischen Kraftgesetzes:

Coulomb hat es in Analogie zum Elektrostatischen aufgestellt:

$$F = E_1 \cdot Q_2$$

Die Kraft ist gleich dem Produkt der elektrischen Feldstärke E des Körpers 1 und der Ladung Q des Körpers 2.

$$E = \frac{Q_1}{\varepsilon_0 \cdot A} = \frac{Q_1}{\varepsilon_0 \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2}$$

Die elektrische Feldstärke breitet sich kugelförmig aus.

$$\rightarrow \quad F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{\varepsilon_0 \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2}$$

Auf das magnetische Feld übertragen:

$$F = H_1 \cdot \phi_2$$

Die Kraft ist gleich dem Produkt der magnetischen Feldstärke H des Körpers 1 und des magnetischen Flusses ϕ des Körpers 2.

$$H = \frac{\phi_1}{\mu_0 \cdot A} = \frac{\phi_1}{\mu_0 \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2}$$

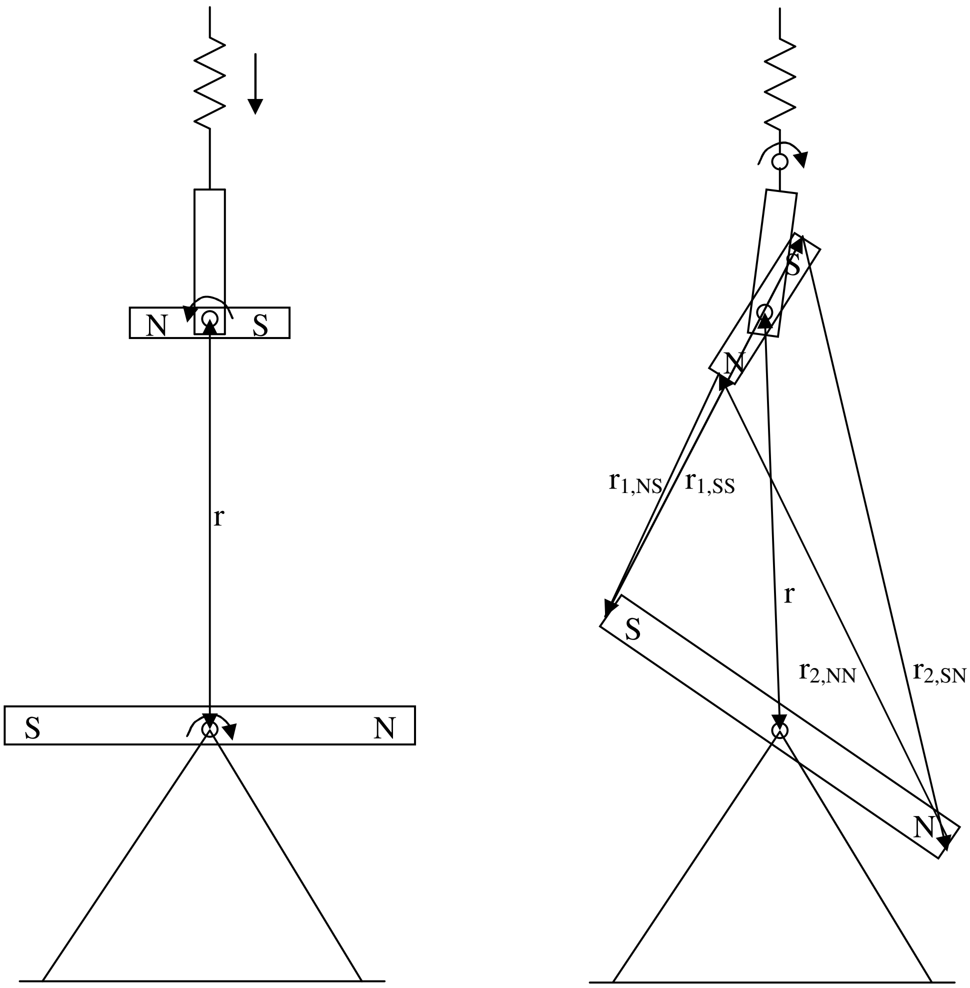
Die magnetische Feldstärke breitet sich kugelförmig aus.

$$\rightarrow \quad F = \frac{\phi_1 \cdot \phi_2}{\mu_0 \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2} = \frac{p_1 \cdot p_2}{\mu_0 \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2}$$

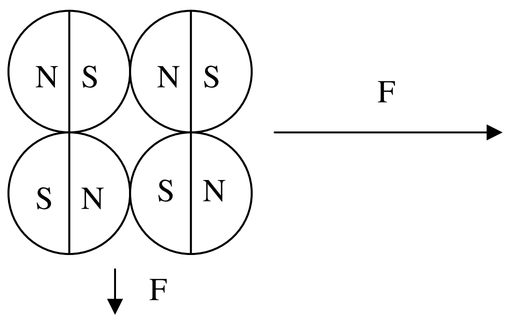
Das magnetostatische Kraftgesetz fand aber keine Anwendung, da sich nicht die Größe der Polstärken ermitteln ließ.

Zur Einleitung:

Die am Ende vorgeschlagene Vorstellung der Ausrichtung der Pole und die gleiche Anziehung bei gleicher Entfernung, lässt sich durch ein einfaches Experiment widerlegen:



An einer Federwaage befindet sich ein drehbar gelagerter Stabmagnet. In einem Abstand r zur Achse befindet sich die Achse eines größeren drehbaren Stabmagnetes. Durch Drehen des größeren Stabes wird der Kleinere, ähnlich wie Einleitung 1 angedeutet, ausgerichtet. Die Anziehungskraft ist jedoch am größten, wenn sich 2 entgegen gerichtete Pole gegenüber stehen.
Zu einem gleichen Ergebnis kommt man, wenn man Kugelmagneten verschieden zueinander anordnet.



Die Anziehungskraft ist horizontal um ein Vielfaches größer wie in der Vertikalen.
Das magnetische Feld breitet sich also nicht kugelförmig um den Dipol aus.

Zudem wirkt die Kraft beispielsweise in der rechten Anordnung nicht senkrecht, der kleine Stabmagnet wird etwas nach links gezogen.

Wenn überhaupt, dann ist das magnetostatische Kraftgesetz nur für die Betrachtung von isolierten Polen gültig. Zwischen 2 Magneten wirken dann 4 Kräfte, die in der rechten Anordnung durch die Entfernungsvektoren $r_{i,xx}$ angedeutet sind.

Die Anziehungskraft setzt sich somit aus den beiden Kräften zwischen den gegenüberliegenden Polen zusammen:

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_{1,NS} + \vec{F}_{1,NN}$$
$$\vec{F}_2 = \vec{F}_{1,SN} + \vec{F}_{1,SS}$$
$$\vec{F}_{Res} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$

wobei $F_{i,xx} \sim 1/r_{i,xx}^2$ gemäß dem magnetostatischen Kraftgesetz wäre.

Dies soll soweit reichen, es muss also eine neue Vorstellung der Ausrichtung und Anziehung entwickelt werden.

Zunächst die Erläuterung der Permeabilitätszahl μ_r, deren Größe die magnetischen Eigenschaften eines Stoffes beschreibt.
Sie ist eine dimensionslose Verhältniszahl

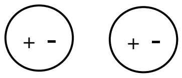
$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{\text{magn. Feldkonstante}}{\text{magn. Feldkonstante im Vakuum}}$$

Die magnetische Induktion oder Flussdichte B berechnet sich mit

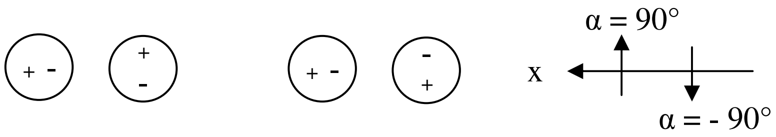
$$B = \mu \cdot H = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H = \frac{\phi}{A}$$

Für diamagnetische Stoffe ist sie geringfügig < 1
Wismut hat ein relativ kleines μ_r von 0,99983, Wasser z.B. 0,999991
Für paramagnetische Stoffe ist sie geringfügig > 1
Platin hat ein relativ großes μ_r von 1,00036, Luft z.B. 1,0000004.
Bei ferromagnetischen Stoffen ist $\mu_r >> 1$ und eine Funktion der magnetischen Feldstärke.
Ferromagnetische Stoffe sind z.B. Eisen, Kobalt, Nickel.
Nach Entfernung des Magnetfeldes bleibt ein Restmagnetismus erhalten.
Diese 3 Arten des Magnetismus werden durch Eigenarten der Elektronen erklärt.

Eine vierte Art, im Folgenden als Gravimagnetismus bezeichnet, soll nun für alle Teilchen gelten.



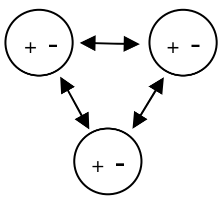
Wie in der ersten Vorstellung, ziehen sich Teilchen gleicher Ausrichtung an.
Teilchen mit ± 90° Ausrichtung verhalten sich neutral



und ± 180° bewirkt Abstoßung

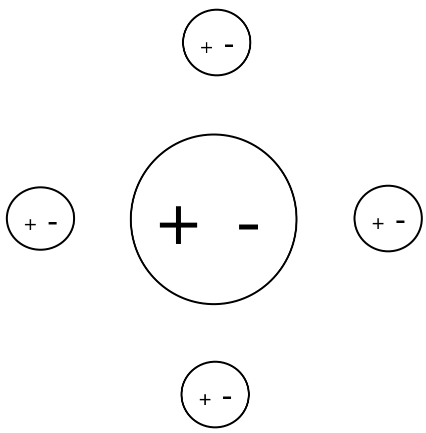
Es zählt immer nur die Komponente, die sich auf der Ausrichtungsachse x des Partners befindet

Die Kraft zwischen 2 Teilchen ist also proportional cos (α).



Diese 3 Teilchen ziehen sich gleich stark an, da die Ausrichtungen und Abstände gleich sind.

Auf die Planetenteilchen, die wie unten um ein großes Kernteilchen rotieren, wirken gleiche Anziehungskräfte



Folgende Nomenklatur soll nun gelten:

Element, Planetensystem → System: Ein Element besteht aus Elektronen, die um einen Atomkern rotieren. Ein Planetensystem besteht aus Planeten, die um einen Stern, in unserem Planetensystem die Sonne, rotieren

Elektron, Erde → Planetenteilchen
Atomkern, Sonne, Stern → Kernteilchen
Zusammenschluss von Systemen → Teilchen, inbegriffen Planeten- und Kernteilchen

In einem System seien nun alle Teilchen gleich ausgerichtet.
In einem Zusammenschluss mehrere Systeme, also einem Teilchen, können die Ausrichtungen unterschiedlich sein.
Die resultierende Ausrichtung, die sich aus der Verteilung der Ausrichtungen der Systeme im Teilchen ergibt, muss aber wieder dem des Systems, in dem es sich befindet, entsprechen.

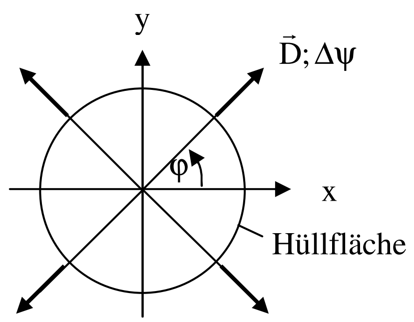
Somit sind 3 Phänomene zu betrachten:

1. Die Anziehungskräfte zwischen Teilchen
2. Die Wirkung der Anziehungskraft auf die Ausrichtung der Systeme
3. Die Verteilung der Ausrichtung der Systeme

1. Die Anziehungskräfte zwischen Teilchen

Im elektrostatischen Feld wird die elektrische Ladung Q als Quelle oder – Q als Senke aufgefasst. Quellen und Senken ziehen sich an.

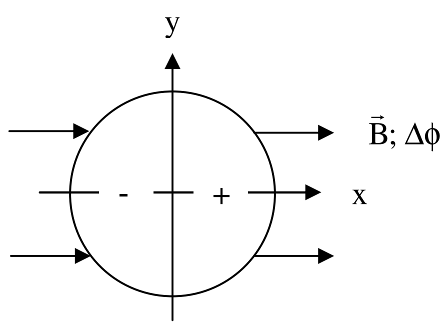
$$\psi = \oint_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = Q$$



Die Verschiebungsflussdichte $\vec{D}$ über die Hüllfläche integriert, ergibt den Gesamtfluss $\psi = Q$

Für das magnetostatische Feld gilt

$$\phi = \oint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$



Die Summe aller eintretenden (negativ) und austretenden magnetischen Flüsse (positiv) ist null. Es gibt hier also keine Quellen und Senken. Flussrichtung und Ausrichtung sind gleich.

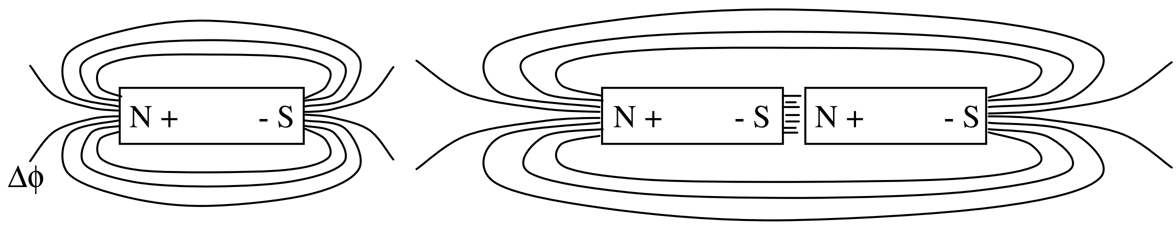
Warum ziehen sich dann zwei Magnete an?

Im Magnetismus verläuft der magnetische Fluss einem geschlossenen Kreis.
Man kann eine magnetische Spannung bilden, die über einen magnetischen Widerstand den magnetischen Fluss treibt. In diesem Widerstand findet jedoch keine Umwandlung von Strömungs- in Wärmeenergie statt. Es handelt sich vielmehr um einen verlustfreien räumlichen Widerstand. Wäre dies nicht der Fall, müsste man beispielsweise einen Dauermagneten wie eine Batterie auffassen, die sich mit der Zeit entlädt.
Der magnetische Widerstand wird berechnet mit

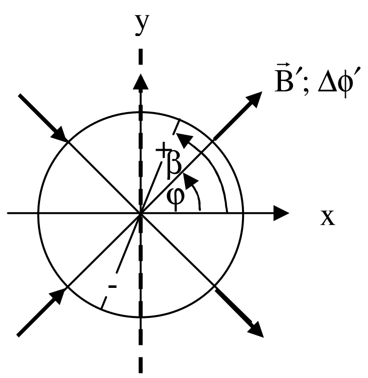
$$R_m = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{A}$$

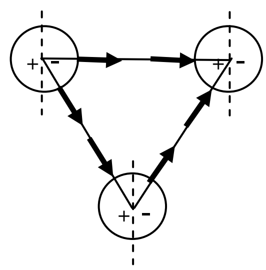
Mit größerer Permeabilitätszahl und Querschnittsfläche nimmt er ab, mit der Länge zu.
Mit seiner Hilfe lässt sich der Strömungslinienverlauf vom Nord- zum Südpol erklären, den man mit ferromagnetischen Partikeln, um einen Magneten gestreut, sichtbar machen kann.
Die Strömung sucht sich den Weg über den geringsten Widerstand. Er ist am größten direkt am Ein- und Ausritt des Magneten ist. Dort ist die Querschnittsfläche noch etwa so groß wie im Magneten selbst, dann breitet sich die Strömung nach der Maxime kurze Länge - große Querschnittsfläche und Permeabilitätszahl aus.
Die partikelfreien Bereiche zwischen den einzelnen Stromlinien erklären sich durch die ferromagnetische Eigenschaft der Partikel.
Die mit dem magnetischen Fluss einhergehende Feldstärke führt zu einem Anstieg der Permeabilitätszahl und somit des magnetischen Flusses im Partikel. Das mehr an Fluss strömt zurück zum Eintritt des Partikels. Die Raumforderung durch den entgegen gerichteten Strom hält die benachbarte Strömung auf Distanz.

2 Magnete haben 4 große Ein- bzw. Austrittswiderstände, kommen sie zusammen, halbiert sich der Gesamtwiderstand, wenn man die übrigen Widerstände als vernachlässigbar klein annimmt.



Der Gravimagnetismus stellt sich so dar



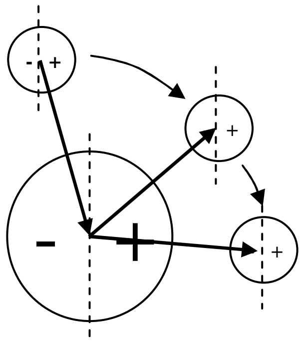


Er vereint Quellen- und Senkeneigenschaften. Flussrichtung und Ausrichtung sind entkoppelt, β also beliebig.

$$\phi' = p = \int_{-90°+d\varphi}^{90°} \vec{B}' \cdot d\vec{A} = -\int_{90°+d\varphi}^{-90°} \vec{B}' \cdot d\vec{A} \quad ,$$

also $\quad B' = \dfrac{p}{2 \cdot \pi \cdot r^2}$

Wie schließt sich der gravimagnetische Kreis?



Eingezeichnet ist die sich ändernde Strömungsrichtung des gravimagnetischen Flusses durch die Rotation von Planetenteilchen in einem System.
Befindet sich das Planetenteilchen auf der linken Seite des Kernteilchens, wird es entladen (Quelle) und zur rechten beladen (Senke).

Die Stromlinien verlaufen beim Gravimagnetismus also nur zwischen den Massen.
Der gravimagnetische Kreis wird durch den periodischen Richtungswechsel der zuvor gespeicherten gravimagnetischen Flüsse geschlossen.

Analog zum elektrostatischen Kraftgesetz kann die nun Kraftwirkung innerhalb eines Systems beschrieben werden:

$$F = H_1' \cdot \phi_2' = \frac{B_1'}{\mu_0} \cdot \phi_2' = \frac{\phi_1' \cdot \phi_2'}{\mu_0 \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2}$$

Die gravimagnetische Feldstärke breitet sich halbkugelförmig aus.

Allgemein

$$F = \frac{\phi_1' \cdot \phi_2'}{\mu_0 \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \cos(\alpha)$$

Formal als Skalarprodukt geschrieben

$$F = B' \cdot \frac{\phi_2'}{\mu_0} \cdot \cos(\alpha)$$

Hier ist zu beachten, dass der Winkel das Verhältnis der Ausrichtungen zueinander beschreibt und nicht das der Flussrichtungen der gravimagnetischen Ströme.

Innerhalb eines Systems liefert der Vergleich mit dem Gravitationsgesetz

$$\phi_1' \cdot \phi_2' = p_1 \cdot p_2 = m_1 \cdot m_2 \cdot \gamma \cdot 2 \cdot \pi \cdot \mu_0$$

Da der gravimagnetische Fluss zwischen beiden Massen überall gleich groß ist, müssen die Polstärken gleich sein. Sie können also nicht unabhängig voneinander betrachtet werden.

$$p_{1,2} = \sqrt{m_1 \cdot m_2} \cdot \sqrt{\gamma \cdot 2 \cdot \pi \cdot \mu_0}$$

Berechnet man so zum Beispiel die Feldstärke H´, die die Erde auf eine Masse von einer Tonne ausübt, erhält man einen im Vergleich zum klassischen Magnetismus sehr geringen Wert von 0,0055 A/m.

2. Die Wirkung der Anziehungskraft auf die Ausrichtung der Systeme

Massen mit gleichen Ausrichtungen können als Monopole betrachtet werden. Bei Abweichungen tritt jedoch der Dipolcharakter des Gravimagnetismus hervor. Es ergeben sich Drehmomente, die ihr Maximum bei $\alpha = 90°$ erreichen.

$$M = F \cdot 2 \cdot r_0 \cdot \sin(\alpha) = \frac{\phi_1' \cdot \phi_2'}{\mu_0 \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot 2 \cdot r_0 \cdot \sin(\alpha)$$

Der Abstand r_0 stellt die Länge des „Hebelarms“ des Dipols dar, über den die Kraft das Moment erzeugt. Der Faktor 2 berücksichtigt, dass sich das Moment aus der anziehenden und abstoßenden Seite des Dipols zusammensetzt.

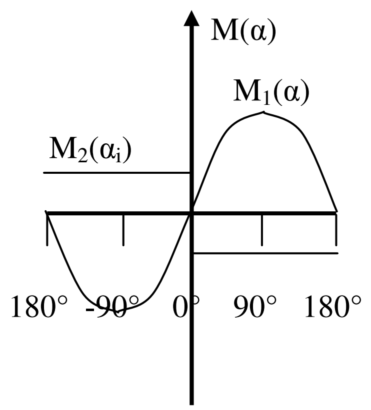
Wieder formal und jetzt als Vektorprodukt geschrieben

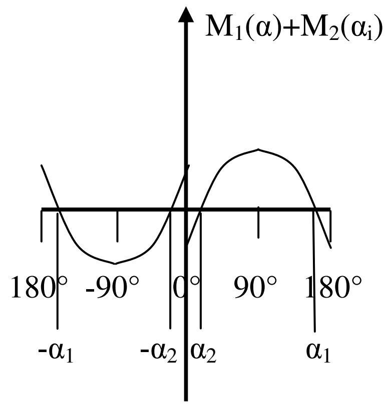
$$M = B' \cdot m_M' \cdot \sin(\alpha)$$

mit m_M', dem gravimagnetischen Moment eines Systems

$$m_M' = \frac{\phi_2'}{\mu_0} \cdot 2 \cdot r_0$$

Da verschiedene Ausrichtungen möglich sein sollen, müssen die Systeme Gegenmomente besitzen. Sonst würden sich alle Ausrichtungen, mit Ausnahme der 180°, auf 0°, der Ausrichtung des äußeren Feldes, drehen. Die 180° Ausrichtung besitzt zwar kein Moment, ist aber instabil. Kleinste, durch äußere Kräfte erwirkte Drehungen führen somit ebenfalls zur Drehung auf 0°.





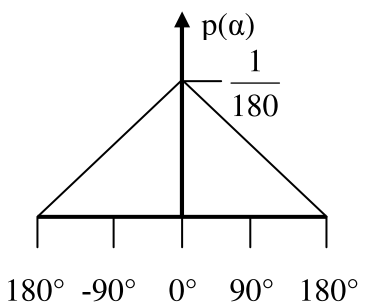
$$M_2(\alpha_i) = -\,B' \cdot m'_M \cdot \sin(\alpha_i) = B' \cdot m'_{GM}(\alpha_i)$$

mit m'_{GM}, dem gravimagnetischen Gegenmoment

Wenn die Momente M_1 und M_2 vom Betrag her gleich sind, ist ein System in Ruhe.
Zu einem Moment gehören dabei zwei Ausrichtungen, mit der Ausnahme ± 90°. Dort gibt es nur einen möglichen Zustand.

3. Die Verteilung der Ausrichtung der Systeme

Zunächst einmal zur Erläuterung von Verteilungen im Allgemeinen einige Annahmen:
Die Wahrscheinlichkeit, dass Systeme, die eine Ausrichtungsabweichung zur aufgeprägten Ausrichtungsachse von 0° haben, ist am größten. Systeme mit +90° oder -90° haben die halbe Wahrscheinlichkeit und 180°, wie bereits angesprochen, kommt nicht vor.
Hier bietet sich zur Beschreibung die symmetrische Dreiecksverteilung (nach Simpson) an



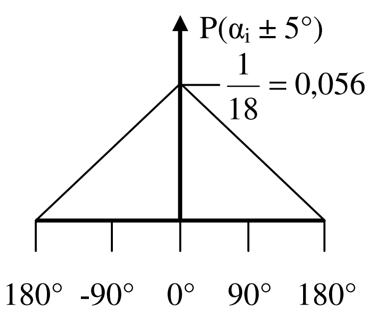
Direkt verwenden kann man die Wahrscheinlichkeitsdichte p(α) nicht. Man muss Sie in eine diskrete Funktion umwandeln, d.h. man ermittelt die Wahrscheinlichkeiten bereichsweise

$$\sum_{i=0}^{n} P(\alpha_i \pm \tfrac{\Delta\alpha}{2}) = 1 \text{ bzw. } 100\%$$

Die Summe aller Einzelwahrscheinlichkeiten ergibt 100%

$$P(\alpha_i \pm \tfrac{\Delta\alpha}{2}) = \int_{\alpha-\frac{\Delta\alpha}{2}}^{\alpha+\frac{\Delta\alpha}{2}} p(\alpha)\, d\alpha \approx p(\alpha) \cdot \Delta\alpha$$

Teilt man z.B. die obige Dreiecksverteilung in $\Delta\alpha = 10°$, also n = 36, so ergibt sich folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung



Die Wahrscheinlichkeit, das Systeme bei 0° (±5°) Achsenabweichung liegen, beträgt 5,6 %.
Die Wahrscheinlichkeit, dass sie bei ± 90°(±5°) liegen, ist halb so groß.

Von Interesse ist nun aber die Kraft, die eine solche Verteilung ausüben kann

$$F_{Resultierend} = \int_{-180°}^{180°} p(\alpha)\cdot\cos(\alpha)\,d\alpha \approx \sum_{i=0}^{n} p(\alpha_i)\cdot\cos(\alpha_i)\cdot\Delta\alpha$$

Für die symmetrische Dreiecksverteilung ergibt sich

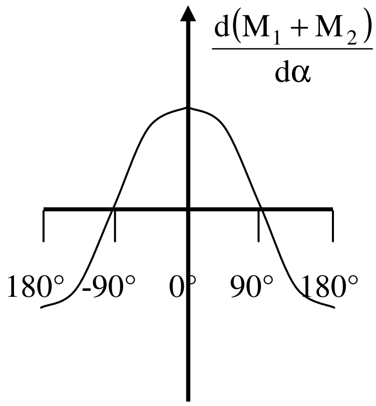
$$F_{Resultierend} = \frac{4}{\pi^2} \approx 0{,}405$$

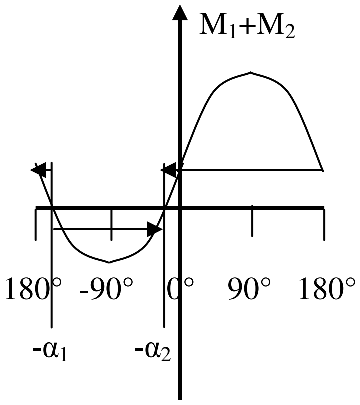
40,5% der Masse eines Teilchens wären also an der Anziehung beteiligt.

Wie sieht jetzt eine Verteilung der Systeme unter Berücksichtigung der Momente aus?

Zunächst muss eine Annahme zur Verteilung der Gegenmomente getroffen werden.
Sie sollen so verteilt sein, dass ohne ein äußeres Feld alle Ausrichtungen gleich häufig vorkommen.
Wie verteilen sich jetzt $\pm\,\alpha_{1;}\alpha_2$ in einem äußeren Feld?
Als Kriterium bietet sich die Stabilität gegen äußere Störungen an. Hier eignet sich die Ableitung des Momentverlaufes. Sie gibt Auskunft darüber, wie sich bei einer Störung, hier Drehungen, das Drehmoment ändert.

$$\frac{d(M_1+M_2)}{d\alpha} = B'\cdot m_M\cdot\cos(\alpha)$$

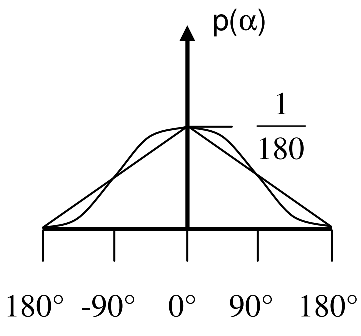




$\pm\alpha_2$ ist stabil, da der Momentverlauf Drehungen in beide Richtungen entgegenwirkt
±90° ist stabil, da die Ableitung 0 ist
$\pm\alpha_1$ ist instabil, da Drehungen in beide Richtungen verstärkt werden

Geht man auch hier davon aus, dass 180° Systeme nicht vorkommen, da dort die größte Instabilität vorliegt, erhält man eine Cosinus-Verteilung der Systeme:

$$p(\alpha) = \frac{1}{360}\cdot(\cos(\alpha)+1)$$



Somit ist auch die in der Einleitung aufgezeigte Vorstellung, das benachbarte Bausteine, also Systeme, eine gleiche Ausrichtung erzwingen, nicht haltbar.
Ein System erwirkt auf ein benachbartes System aufgrund der mit seiner Masse verbundenen gravimagnetischen Feldstärke eine Ausrichtung und umkehrt. Dies bedeutet aber letztendlich, dass bei Fehlen eines äußeren Feldes alle Ausrichtungen gleich verteilt vorliegen müssen.

Die aus der Cosinus-Verteilung resultierende Kraft ist

$$F_{\mathrm{Re\,sultierend}} = \int_{-180°}^{180°} \frac{1}{360} \cdot (\cos(\alpha) + 1) \cdot \cos(\alpha)\, d\alpha = 0{,}5$$

Exakt 50% der Masse tragen zur Anziehung durch Gravitation bei.
Dieses stellt physikalisch gesehen keinen Widerspruch dar.
Denn dort gilt die Gleichheit von träger und schwerer Masse.
Die träge Masse ist Bezugsgröße für kinetische Zusammenhänge, auf die schwere Masse wirkt die Gravitation.

Zusammenfassung:

Hier wurde ein neuer Ansatz zur Beschreibung der Gravitation, der Massenanziehung, aufgezeigt. Er ist aus einer Kombination von Elektro- und Magnetostatik entstanden und bietet den nötigen Spielraum, sich weiter mit den 3 anderen Kräften zu befassen.

Im nächsten Teil wird es um geht um die Elektrostatik gehen.