

Die induktive Erzeugung eines Gravitationsfeldes

Im stationären Fall und unter Vernachlässigung des Mesofeldes $\vec{\mu}$ beschreibt Gl. (46.6) im Bericht vom 2.2.1984 die Induktion eines Magnetfeldes $\vec{H}$ durch einen Massenstrom $\vec{j}_m$,

$$\nabla \times \vec{H} = \sqrt{\frac{b}{\mu_0}} \vec{j}_m$$

oder

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \sqrt{\frac{b}{\mu_0}} \vec{j}_m . \quad (1)$$

Diese Gleichung wurde zur Berechnung des Magnetfeldes einer rotierenden Scheibe verwendet. Die "Umkehrung" der Relation, d.h. die Induktion eines Gravitationsfeldes $\vec{T}$ durch ein Magnetfeld $\vec{B}$, erfolgt in Gl. (46.3) des gleichen Berichts,

$$\nabla \times (\sqrt{\epsilon_0} \vec{E} + \frac{c}{\omega} \sqrt{\alpha} \vec{T}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{\mu_0} \vec{H} + \sqrt{\beta} \vec{\mu}) . \quad (2)$$

Das Mesofeld $\vec{\mu}$ kann voraussichtlich vernachlässigt werden, da es mit dem Faktor $\sqrt{\beta}$ multipliziert wird, der um 10 Größenordnungen kleiner als $\sqrt{\mu_0}$ ist. Multipliziert man sodann durch mit $\sqrt{\mu_0}$ und benutzt die Relationen

$$\sqrt{\epsilon_0} \mu_0 = \frac{1}{c} , \quad \sqrt{\alpha \beta} = \frac{1}{\omega} , \quad \omega = \frac{4}{3} c , \quad (3)$$

so entsteht die Gleichung

$$\nabla \times (\vec{E} + \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\alpha}{\epsilon_0}} \vec{T}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} . \quad (4)$$

Dies ist gewissermassen die Umkehr^{unr} von Gl. (1), doch lässt sie sich, verglichen mit letzterer, experimentell wesentlich schwerer verifizieren. Gleichung (4) zeigt deutlich, dass ein stationäres Gravitationsfeld $\vec{T}$ nicht auf induktivem Wege aufgebaut werden kann. Das gleiche gilt auch für das mit $\vec{T}$ gekoppelte elektrische Feld. Stationäre elektrische und gravitative Felder lassen sich nur durch elektrische Ladungen, bzw. ponderable Massen erzeugen.

Das induzierte Gravitationsfeld muss daher durch ein zeitabhängiges Magnetfeld hervorgerufen werden und ist natürlich selber zeitabhängig. Ausserdem ist es immer von einem ebenfalls zeitabhängigen elektrischen Feld begleitet, das, wie die Erfahrung lehrt, um viele Grössenordnungen stärker sein muss. Wenn in erster Näherung angenommen wird, dass die beiden Faktoren auf der linken Seite von Gl. (4) gleich gross sind, so wäre das induzierte Gravitationsfeld

$$\vec{T} \sim \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\alpha}} \vec{E} = 2,7 \times 10^{-10} \vec{E},$$

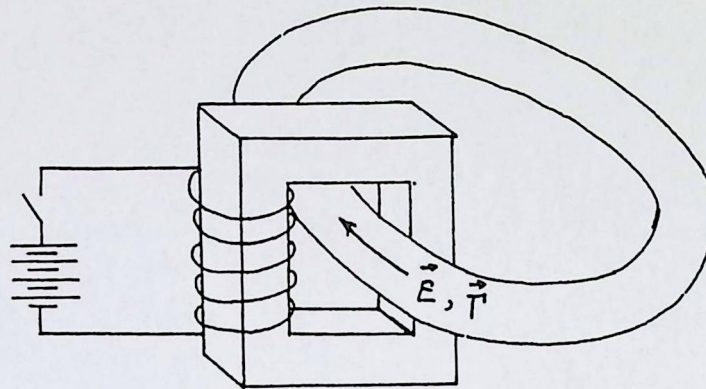
was natürlich mit der Kleinheit der Gravitationskonstante γ zusammenhängt. Die Messung eines so schwachen Gravitationsfeldes in Anwesenheit eines um schätzungsweise 10 Grössenordnungen stärkeren elektrischen Störfeldes dürfte sich als schwierig erweisen.

Über die tatsächliche Grösse von $\vec{T}$ geben die Heimschen Gleichungen keinen Aufschluss, weil $\vec{T}$ nicht separat berechenbar ist. Das gleiche gilt auch für die anderen Felder. Die Art und Weise in der die Feldgleichungen abgeleitet werden bietet auch keine Möglichkeit zusätzliche Relationen aufzufinden, die eine getrennte Berechnung aller 4 Felder ermöglichen würden. Eine solche Trennung der Felder müsste wahrscheinlich auf ganz anderen Überlegungen beruhen, und es wäre daher sehr wünschenswert Herrn Heim zu fragen, ob er noch andere Beziehungen kennt, die es gestatten würden, die 4 gekoppelten Felder seiner Gleichungen separat zu bestimmen.

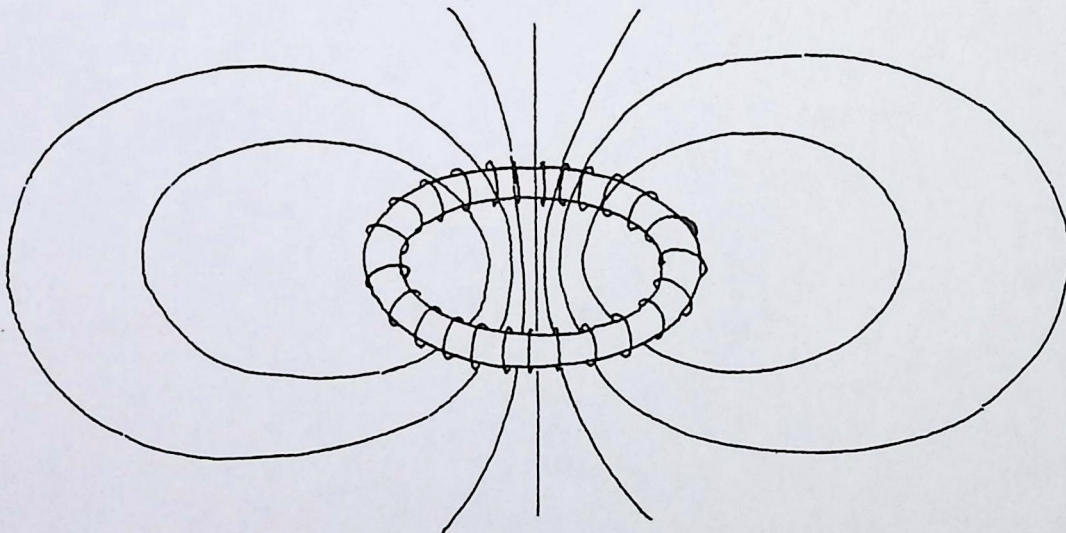
Obwohl die Gleichungen keine Aussage über die Grösse von $\vec{T}$ machen, zeigen sie doch, dass die Feldlinien von $\vec{E}$ und $\vec{T}$ parallel zueinander verlaufen. Die sehr gut bekannten Lösungen von Gl. (4) ohne $\vec{T}$ bestimmen also gleichzeitig auch den Verlauf der gravitativen Feldlinien. Besteht z.B. ein oszillierendes Magnetfeld in einem zylindrischen Eisenkern, so bilden die Feldlinien der induzierten elektrischen und gravitativen Felder konzentrische Kreise um den Kern.

In Tokamaks wird ein starker Stromstoss durch eine Magnetspule geschickt, der ein schnell anwachsendes, sehr starkes Magnetfeld in einem die Plasmaröhre umgebenden Eisenjoch erzeugt. Im Innern der Röhre wird dadurch ein starkes toroidales elektrisches

Feld aufgebaut, das die Elektronen beschleunigt, die ihrerseits das Plasma erhitzen, Fig. 1. Bei dieser sogn. Ohmschen Aufheizung muss also stets auch ein toroidales Gravitationsfeld entstehen.



Eine ringförmige Magnetspule würde sowohl ein elektrisches wie ein gravitatives Dipolfeld erzeugen, Fig. 2.



Elektromagnetische Wellen werden immer auch von gravitativen Wellen begleitet. Die Wellengleichung lässt sich am leichtesten aus Gl. (45) im Bericht vom 2.2.1984 ableiten. Dazu wird die Rotation von Gl. (45.2) gebildet und für $\nabla \times \vec{G}$ aus Gl. (45.4) eingesetzt. Benutzt man noch die Vektoridentität

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{G}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{G}) - \nabla^2 \vec{G}$$

und setzt für $\nabla \cdot \vec{G}$ Gl. (45.1) ein, so erhält man die Wellengleichung

in der Form

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{G}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{G} + c \nabla \rho + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = 0. \quad (5)$$

Voll ausgeschrieben und unter Benutzung von Gl. (3) wird daraus

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \rho_e + \mu_0 \frac{\partial \vec{j}_e}{\partial t} + \frac{1}{\omega^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} \frac{\partial^2 \vec{I}}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\omega^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} \nabla^2 \vec{I} + \frac{1}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \nabla \rho_m + \mu_0 \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \frac{\partial \vec{j}_m}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

Eine ähnliche Wellengleichung wurde bereits im Artikel von Herrn v. Ludwiger im MUFON Tagungsband von 1975 angegeben, nur ist dort das Vorzeichen von $\nabla^2 \vec{I}$ positiv, was gedämpfte Wellen zur Folge hat. Diese gedämpften Gravitationswellen entstehen auch aus Gl. (20) im Bericht vom 2.2.1984, doch gelten diese Gleichungen nur im Raum R_{+4} , mit $x^4 = \omega t$. Der kombinierte Raum R_4 ist wieder ein Minkowskiraum mit $x^4 = ict$, und daher verwandelt sich das positive Vorzeichen auf der rechten Seite von Gl. (20.2) in ein negatives Vorzeichen in Gl. (46.3). Das wiederum führt zu ungedämpften Gravitationswellen, wie sie in Gl. (6) in Erscheinung treten.

Zusammenfassend scheint es nicht schwierig zu sein gravitative Felder zu induzieren. Ihre Messung hängt aber weitgehend von der Möglichkeit ab, die gleichzeitig auftretenden starken elektromagnetischen Felder wirksam abzuschirmen oder Testteilchen zu benutzen, die von elektromagnetischen Feldern nicht beeinflusst werden.