

K o n t r a b a r i e .

von Dipl. Phys. B. Heim

Vorbemerkung.

Anlässlich des CERG - Kongresses vom September 1962 in Bonn habe ich versucht, zu zeigen, nach welchen Grundsätzen in meinen Laboratorien eine bestimmte mathematische Aussage meiner einheitlichen Feldtheorie experimentell untersucht werden soll. Es handelt sich bei dieser Aussage um nur einen Sachverhalt aus einem ganzen System von empirisch bereits geprüften anderen theoretischen Aussagen.

Aufgrund dieser bereits ~~ganz~~ erfolgten empirischen Prüfung würde sich die Laboratoriumsarbeit erübrigen, doch handelt es sich bei dem zur Diskussion stehenden Zusammenhang um eine Relation zwischen einer mechanischen Trägheitskraft und einer elektromagnetischen Wirkung durch einen Strukturoperator. Die Laboratoriumsuntersuchungen wurden begonnen, nicht um die Theorie zu überprüfen, sondern weil sich aus einer solchen Wechselbeziehung zwischen Elektromagnetismus ^{und Trägheit} bzw. allgemeiner Gravitation unübersehbare technische Perspektiven, insbesondere für die Schubkraftenerzeugung, ergeben.

Der Begriff „Kontrabarie“ soll diesen Sachverhalt umschreiben, doch lege ich besonderen Wert auf die Feststellung, daß dieser Begriff nichts mit irgend einer „Antigravitation“ im Sinne einer negativ Gravitation zu tun hat, zumal ich die Gewißheit zu haben glaube (aufgrund eines mir vorliegenden mathematischen Nachweises), daß es eine solche Antigravitation überhaupt nicht geben kann.

Der kontrabariische Effekt.

Bezeichnet $\underline{\underline{\xi}} = \frac{d\underline{\underline{K}}}{dV}$ die Dichte einer ponderomotorischen, gravitativen Kraft $\underline{\underline{K}}$ (V ist ein dreidimensionales Volumen), $\underline{\underline{M}}$ die entsprechende Approximation des Operators $\underline{\underline{K}}$ und $\underline{\underline{E}}$ bzw. $\underline{\underline{H}}$ den elektrischen bzw. magnetischen Feldvektor der zu $\underline{\underline{E}} \times \underline{\underline{H}}$ räumlich approximierten elektrischen Feldwirkung $\underline{\underline{F}}$, so gilt für die empirisch prüfbare Form der kontrabariischen Gleichung $\underline{\underline{\xi}} = \underline{\underline{M}}; \underline{\underline{E}} \times \underline{\underline{H}}$, wo immer die Spaltung des kontrabariischen Mesofeldoperators $\underline{\underline{M}}$ in zwei Operatoren möglich ist, deren Kommutator $(\underline{\underline{M}} \times \underline{\underline{K}}) = 0$ mit dem Nulloperator identisch ist, so $\underline{\underline{\xi}} = \underline{\underline{X}}; (\underline{\underline{M}}; \underline{\underline{E}} \times \underline{\underline{H}})$ geschrieben werden kann. Ist dF ein Flächenelement

der als kontrabarisches Transformatormodell arbeitenden Versuchsanordnung (es handelt sich dabei um diejenige analytische Raumfläche, in der sich der Transformationsprozeß abspielt) und ist $d\vec{F}$ das Linienelement einer in dieser Fläche liegenden geschlossenen Kurve, die den Flächenmittelpunkt umschließt, so gilt für X eine dem Rotor formal analoge Eigenschaft $\oint X; () d\vec{F} = - \oint \Omega; () d\vec{\sigma}$, wo Ω ein aus X entstehender neuer Operator ist, der auf $M, \vec{E} \times \vec{H}$ so einwirkt, daß $|\Omega; (M, \vec{E} \times \vec{H})| =$ die tatsächlich zur kontrabasischen Transformation kommende elektromagnetische Leistungsdichte $\dot{\eta}_T$ ist. Ist $d\vec{\sigma}$ ein zu $d\vec{F}$ normales Wegelement, so gilt $dV = d\vec{F} d\vec{\sigma}$ und die Volumenintegration von $X; (M, \vec{E} \times \vec{H})$ wird gemäß $\bar{K} = \int X; (M, \vec{E} \times \vec{H}) dV = - \int d\vec{\sigma} \int X; (M, \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{F} = - \int d\vec{\sigma} \oint \Omega; (M, \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{\sigma}$ möglich. Ist weiter $\vec{b}$ eine Beschleunigung und m_0 die Ruhemasse der Versuchsanordnung, so gilt $\bar{K} = m_0 \vec{b}$ und $\oint (\bar{K}, d\vec{\sigma}) = 0$, also $\bar{K} = - \int d\vec{\sigma} \oint \Omega; (M, \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{\sigma}$. Wird die als kontrabarisches Transformatormodell ausgeführte Versuchsanordnung so konstruiert, daß die zur Transformation kommende Strahlung $\vec{E} \times \vec{H}$ von außen zugeführt wird, dann bleibt $m_0 = \text{const.}$ Auch sei aufgrund der Konstruktion $\oint (\Omega; (M, \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{\sigma}) = 0$, also $d\vec{\sigma}$ das Element eines in der ebenen Transformatorfläche $\vec{F}$ liegenden Kegelschnittes, der in einfachster Form der Konstruktion als ein Kreis von Radius r angenommen werden kann, und schließlich seien $|\Omega; (M, \vec{E} \times \vec{H})| = \dot{\eta}_T$ und σ voneinander unabhängig. Genügt die Konstruktion der Versuchsanordnung diesen Forderungen, so gilt $\dot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \oint d\vec{\sigma}$. Da $r = \text{const.}$ in der Konstruktion festgelegt werden kann, liefert die totale Zeitdifferentiation das Gesetz $\ddot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \oint \dot{b} dt$, weil $\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \oint \dot{b} dt$ ist. Das Volumen V' derjenigen Transformatorelemente, in denen die Leistung L_T zur Transformation kommt, ist ebenfalls bei der Konstruktion festlegbar und während der Funktion der Anordnung nicht mehr variierbar, also $V' =$ hinsichtlich der Zeit t . Auch kann immer $\dot{\eta}_T = \frac{dL_T}{dV'} = \frac{L_T}{V'}$, also $\dot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0 V'} L_T \oint \dot{b} dt$ erreicht werden. Ist L die verfügbare einstrahlte Leistung, so ist stets $L_T < L$, da es zu unvermeidlichen Verlusten kommt. Zunächst wird von L nur ein Anteil L_K tatsächlich den Transformator eingekoppelt, denn der Gütegrad $\epsilon_T = 1 - \frac{L_K}{L}$ liegt

im Intervall $0 < \epsilon_K \leq 1$. Daraus folgt $L_K = (1 - \epsilon_K)L$. Von L_K wiederum kommt nur ein Anteil $L_W < L_K$ theoretisch zur Transformation, weil L_K im Transformator vor der Transformation noch unvermeidliche Absorptionsverluste erfährt.

Diese absorbierte Leistung ist $L_K - L_W > 0$, so daß $\epsilon_A = 1 - \frac{L_W}{L_K}$ als Extingtionsgrad definiert werden kann. Für diesen Extingtionsgrad gilt das gleiche Intervall wie für den Gütegrad der Einkoppelung, und man hat $L_W = (1 - \epsilon_A)L_K$. Schließlich sind noch unvermeidliche Baufehler der Transformatorelemente zu berücksichtigen, die L_W auf den tatsächl. zur Transformation kommenden Wert L_T wegen des Gütegrades der Transformatorelemente $\epsilon_T = 1 - \frac{L_T}{L_W}$ reduzieren. Man hat demnach $L_T = (1 - \epsilon_T)(1 - \epsilon_A)(1 - \epsilon_K)L = \epsilon L$, wenn $\epsilon = (1 - \epsilon_T)(1 - \epsilon_A)(1 - \epsilon_K)$ der Wirkungsgrad des gesamten Transformatormodells beschreibt.

Der zeitliche Verlauf von L hängt von den Versuchsbedingungen ab und wird vom Zeitverlauf derjenigen Strahlungsintensität bestimmt, die in die Anordnung eingeführt wird. Diese Strahlungsintensität kann aber immer konstant gehalten werden.

$\epsilon = \epsilon(t)$ ist dagegen im allgemeinen eine Zeitfunktion, doch macht diese Zeitabhängigkeit höchstens während weniger 10^{-6} sec bemerkbar, weil sich nach dieser Einschwingzeit ein stationärer Zustand ausbildet, der $\epsilon = \text{const.}$ läßt. Man hat also allgemein mit $\lambda(t) = 2\pi \frac{PL}{mV} \epsilon(t)$ das Gesetz $b + \lambda(t) \int b dt = 0$, jedoch ist λ nur während der Einschwingzeit $0 \leq t < \tau$ eine Zeitfunktion, deren Verlauf durch ϵ , also durch die Konstruktionseigenschaften und Baufehler der Anordnung bestimmt wird. Dieser Verlauf $\epsilon(t)$ während $0 \leq t < \tau$ sowie die Einschwingzeit τ sind am zweckmäßigsten empirisch zu bestimmen. Für späteren Zeiten $t \geq \tau$ wird $\lambda = \text{const.}$ hinsichtlich t , da sich der stationäre Zustand eingestellt hat; ferner nimmt das Gesetz $b + \lambda \int b = 0$ durch nochmalige Differentiation die integrierbare Form $b + \lambda b = 0$ für $t \geq \tau$ einer homogen linearen Differentialgleichung dritter Ordnung an. Die Lösungen dieses stationären Gesetzes lauten, wenn $k = \sqrt[3]{\lambda} > 0$ die positive reelle Kubikwurzel aus $\lambda = \text{const.}$ ist, $b_1 =$ sowie $b_2 = e^{1/2 kt} \cos kt \sqrt{3}$ und $b_3 = e^{1/2 kt} \sin kt \sqrt{3}$ sind, so daß allgemeine Lösung $b(kt) = \sum C_i b_i$ für $t \geq \tau$ ist, wo die C_i Integrationskonstanten bedeuten, deren Werte aus dem Zustand bei $t = \tau$ nach Abschluß der Einschwingzeit ermittelt werden können. Diese Lösung

jedoch nur, wenn in der kontrabarischen Gleichung die Gravitationswellenemission vernachlässigt wird. Geschieht dies nicht, so ist in der Lösung $k \cdot t$ durch einen Faktor $D(T-t)$ zu ergänzen, der für alle $t < T$ zu $D = 1$, aber für $t = T$ zu $D = 0$ wird; dies kann dahin interpretiert werden, daß immer dann, wenn eine Gravitationswelle emittiert wird, ein neuer Zeitnullpunkt durch diese Emission definiert wird. Denn T ist die Periode einer solchen Gravitationswelle. Dieser neu definierte Zeitnullpunkt $D = 0$ entspricht dem Anfangszustand $t = \tau$, weil der Zustand bereits eingeschwungen ist. Mit $x = kt D(T-t)$ werden in $b(x)$ die b_i zu $b_1 = e^{-x}$, $b_2 = e^{x/2} \cos x \sqrt{3}$ und $b_3 = e^{x/2} \sin$

Die drei Integrationskonstanten C_i können aus den Randbedingungen ermittelt werden. Wird überhaupt keine Leistung eingekoppelt, d.h. ist $L = 0$ oder $\epsilon = 0$, so ist auch $k = 0$; für diesen Fall muß der kontrabarische Beschleunigungseffekt $b = 0$ sein. Auch für $k > 0$ muß dieser Effekt im Zeitintervall $0 \leq t \leq \tau$ verschwinden und für $t = \tau$ die zeitliche Änderung des anlaufenden Effektes einen konstanten Wert α annehmen.

Die Randbedingungen lauten also $b(0, t) = 0$, $b(k\tau) = 0$ und $\dot{b}(k, \tau) = \alpha$. Aus der ersten Bedingung folgt $C_1 + C_2 = 0$, während hiermit die zweite Bedingung $0 = C_1(e^{-k\tau} - e^{1/2 k\tau} \cos k\tau \sqrt{3}) + C_3 e^{1/2 k\tau} \sin k\tau \sqrt{3}$ wegen $\tau < T$ liefert. Hieraus folgt $C_3 = -C_1(e^{-k\tau} - e^{1/2 k\tau} \cos k\tau \sqrt{3}) e^{-1/2 k\tau} \sec k\tau \sqrt{3} \approx C_1 \cdot 1/2 \sqrt{3}$. τ immer nur die Größenordnung von maximal 10^{-6} sec aufweisen kann, der dritten Bedingung schließlich folgt $C_1 = C(\alpha, \tau)$, und die approximierte Lösung der kontrabarischen Gleichung liefert für den Zeitverlauf des kontrabarischen Effektes $b(x) = C(e^{-x} - e^{x/2}(\cos x \sqrt{3} - 1/2 \sqrt{3} \sin x \sqrt{3}))$, $x = kt D$, mit $k = \sqrt{\lambda}$.

Dieser Zeitverlauf setzt sich also aus einem Abklingungsanteil und einem amplitudenmodulierten harmonischen Schwingungsanteil zusammen.

Zur experimentellen Überprüfung dieses Sachverhaltes wurden diejenigen elektronischen Einrichtungen konstruiert und größtenteils bereits gebaut, über die ich gelegentlich des CERN - Kongresses im September 1962 in Rom berichtet habe. Erst wenn dieses experiment

Programm durchgeführt worden ist, kann aufgrund dieser Meßergebnisse eine Synchronisation des harmonischen Anteils auf b mit T versucht werden. In b kann der Abklingungsanteil vernachlässigt werden, während der harmonische Anteil mit seiner Amplitudenmodulation die Richtung von b periodisch ändert, so daß der zeitliche Mittelwert von b , nämlich $\bar{b} = 0$ verschwindet, d.h. es kommt im zeitlichen Mittel zu keiner effektiven kontrabarischen Beschleunigung. Die zeitlichen Nullstellen des harmonischen Anteils werden beschrieben durch $\cos k\omega\sqrt{3} - 1/2\sqrt{3} \sin k\omega\sqrt{3} = 0$. Für $2\pi < T$ bleibt immer $\bar{b} = 0$, und nur für $\omega \geq T$ bleibt die Richtung von b zeitlich konstant, für diesen Fall wird $\bar{b} > 0$ zu einer mittleren ponderomotorischen Beschleunigung, die eine Schubkraft verursacht. Ist g die Fallbeschleunigung und $\bar{b}$ dieser Beschleunigung g entgegengerichtet, so kennzeichnet das Verhältnis $k = \frac{\bar{b}}{g}$ die Wirkungsweise mit T synchronisierten kontrabarischen Effektes. Bei $k = 0$ liegt überhaupt keine Beschleunigungswirkung vor, während im offenen Intervall $0 < k < 1$ der Effekt nur eine Levitation der Versuchsanordnung hervorruft. Bei $k = 1$ würde ein labiler Schwebezustand erreicht, während $k > 1$ kontrabarische Überkompensationen kennzeichnen, bei denen es von Null verschiedenen Effektivbeschleunigungen entgegen g kommt. Die Synchronisation des kontrabarischen Effektes mit T und damit $\bar{b}$ möglich wird, so könnte ein kontrabarischer Transformator entwickelt werden, der elektromagnetische Strahlungsenergie unmittelbar in ponderomotorischen Schub umsetzt. Wenn eine weitere Vervollkommnung möglich wird, derart daß auch sehr kurzwellige Strahlung aus dem sichtbaren ultravioletten Spektralbereich, auch Röntgen- und Gammastrahlung zu kontrabarischen Transformation kommen kann, würden sich weitgehende technische Perspektiven eröffnen.