Versuchsprogramme zum Nachweis des kontrabarischen Effektes

Kapitel I

Entwurf eines kontrabarischen Transformatormodells

1.) Versuchsbedingungen. 2. IX. 55

Beschreiben ${}^2\bar{g}_{(i)} \neq {}^2\bar{g}^{\times}_{(i)}$ die metrischen Strukturtensoren der Gravitation ($i = 1$), des Materiefeldes ($i = 2$) und des koppelnden Mesofeldes ($i = 3$), so lautet das System der kontrabarischen Mesofeldzustände ${}^2\bar{R}^{\times}_{(1)} = \mathcal{C}$; ${}^2\bar{g}_{(2)-}$ wenn ${}^2\bar{g}_-$ der antihermitesche Teil aus ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}_+ + {}^2\bar{g}_-$ ist. Der kontrabarische Operator $\mathcal{C}$ hängt von allen drei Strukturen ${}^2\bar{g}_{(i)}$ ab. Ist $\bar{K}$ eine ~~mechani~~ ponderomotorische Kraft mechanischer Art und $\bar{\xi} = \frac{d\bar{K}}{dV}$ ihre Dichte mit $d\bar{V} = d\bar{F} \cdot d\bar{s}$

2. (das Element dF ist aus der Querschnittsfläche des Transformators, in dessen Normalen $d\bar{s}$ und $\bar{K}$ liegen) und sind $\bar{E}$ und $\bar{H}$ der elektrische und der magnetische Feldvektor, derart daß $\bar{E} \times \bar{H}$ der zur elektromagnetischen Wellenzone normale Strahlungsvektor ist, so liefert die euklidische Approximation des Systems kontrabarischer Mesofeldgleichungen $\dot{\bar{\xi}} = \text{rot rot}(M; \bar{E} \times \bar{H})$. Hier wirkt der Operator M als Anteil des approximierten kontrabarischen Operators so ein, daß $M; \bar{E} \times \bar{H}$ keine elektromagnetischen Bestimmungsstücke mehr enthält. Ist $\bar{\Phi} = \sum_{k=1}^{4} \bar{\Phi}_k$ das raumzeitliche, elektromagnetische Vektorpotential von $\bar{E} \times \bar{H}$, so muß dies nach dem Induktionsgesetz der Wellengleichung $\text{div}_4 \, \text{grad}_4 \, \bar{\Phi} = 0$ mit $x_4 = ict$ genügen. Wegen dieser Welleneigenschaften von $\bar{\Phi}$ kann M nur dann ein Verschwinden der elektromagnetischen Bestimmungsstücke bewirken (von $\bar{E} \times \bar{H}$) wenn M eine totale Interferenz der Welle $\text{div}_4 \, \text{grad}_4 \, \bar{\Phi} = \bar{0}$ verursacht. Wegen $(\text{rot} \times M)_- = \bar{0}$ kann $\text{rot}(M; \bar{E} \times \bar{H}) = M; \text{rot} \, \bar{E} \times \bar{H}$ erreicht werden, d. h. der gradlinig sich ausbreitende Strahlungsvektor $\bar{E} \times \bar{H}$ muß in einen Feldrotor gezwungen werden und der von $\bar{E} \times \bar{H}$ durchlaufene Weg muß also geschlossen sein. $M; \text{rot}$ fordert aber weiter, daß es bei dieser Rotorbewegung von $\bar{E} \times \bar{H}$ zur totalen Interferenz der Transversalwelle $\text{div}_4 \, \text{grad}_4 \, \bar{\Phi} = \bar{0}$ kommt. Im einfachsten realisierbaren Fall ist die von dem geschlossenen Weg umschrie

beine Fläche eine Ebene, normal zu der geschlossenen Kurve, welche ein Kreis vom Radius ϱ sein kann. Nach den Gesetzen der Transversal-Welleninterferenz kommt es aber zur polaren Interferenz, wenn für den Kreisumfang bei einer radzahligen $n > 0$ die Beziehung $2\pi\varrho = \frac{n}{2}\lambda$ gilt, wenn λ die Wellenlänge von $\operatorname{div}_4 \operatorname{grad}_4 \Phi = \overline{0}$ ist. Aus $\vec{\Sigma} = \operatorname{rot}\operatorname{rot}(M; \bar{E}\times\bar{H})$ kann also, wegen $(\operatorname{rot} \times M) = \overline{0}$, die Vorschrift $\operatorname{rot} M = M; \operatorname{rot} \ldots$ erfüllt werden, wenn der Weg von $\bar{E}\times\bar{H}$ in einen Kreis vom Radius $\varrho = \frac{n}{4}\cdot\frac{\lambda}{\pi}$ gezwungen wird. Ist dies geschehen, so wird $\bar{\mu} = \operatorname{rot}(M; \bar{E}\times\bar{H})$ den Wirbelvektor bilden (normal zur Kreisebene) und dieser Vektor, der weder elektromagnetischer noch mechanischer Natur ist, stellt den Rotationsfeldvektor dar. Wegen $\vec{\Sigma} = \operatorname{rot}\bar{\mu}$ wird es zu einer mechanischen Kraftwirkung $\vec{\Sigma}$ kommen und zwar in Form einer rotatorischen Kraft eines gravitativen Feldasymmetrie, wenn es gelingt, auch noch $\bar{\mu}$ in einen Feldvektor zu zwingen. Dies wird möglich, wenn die Kreisebenen ϱ so zusammengestellt werden, daß ihre Mittelpunkte auf der Peripherie eines noch zu bestimmenden Kreises liegen, sodaß $\bar{\mu}$ in Richtung der jeweiligen Tangente verläuft. Auf diese Weise wird $\operatorname{rot}\bar{\mu}$ nicht exakt erreicht, wohl aber durch einen Polygonzug approximiert. $\vec{\Sigma} = \operatorname{rot}\bar{\mu}$ wird dann als rotatorischer Kraftdichtevektor normal auf Ebene des Kreises von

laufen, auf dessen Peripherie die Mittelpunkte der Kreisebenen $\underline{\varrho}$ liegen. Die Approximation durch den Polygonzug wird um so besser, je kleiner $\underline{\varrho}$ ist. Handelt es sich um Ringmoleküle bestimmter Struktur vom Radius $\underline{\varrho}$ (einige $m\mu$), so ist diese Approximation optimal. Eine monochromatische Lichtwelle, adäquater Wellenlänge könnte längs einer solchen Molekülperipherie in einer Richtung weitergeleitet werden, sodaß $\bar{\mu} = \mathrm{rot}(M; \bar{S})$ mit dem Lichtvektor $\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}$ entsteht und eine geeignete Polarisation der thermisch ungeordneten Moleküle in charakteristische Kristallgitterstrukturen welche einer Anordnung der Kreisebenen $\underline{\varrho}$ längs des

Kreises analog ist, dessen Peripherie aus den Mittelpunkten der $\underline{\varrho}$ besteht. Auf diese Weise würde in bester Näherung $\mathrm{rot}\,\bar{\mu}$ erreicht und die Inzidenz eines Lichtbündels in eine solch zyklisch polarisierte Gitterstruktur aus Ringmolekülen $\underline{\varrho}$ würde gemäß $\dot{\bar{\varepsilon}} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}(M; \bar{S})$ die Transformation des Lichtbündels $\bar{S}$ in eine ponderomotorische gravitative Wirkung zur Folge haben. Werden verschiedene derartige Molekülsorten (verschieden in $\underline{\varrho}$ aber nicht in ihrer Struktur) ~~mit~~ verwendet (z.B. zyklische Polymere und Kondensationsprodukte) so könnte auch ein gemischtes Spektrum verschiedener λ-Werte zur Transformation kommen, doch müssen alle monochromatischen Anteile dieses Spektrums

in bestimmter Weise polarisiert sein. Auch müssen die Moleküle in ihrer Struktur so beschaffen sein, daß es zu keinen gegenläufigen Rotorwirkungen, sowohl für $\bar{\mu}$ als auch für $M; \bar{E}\bar{S}$ kommt, weil sich sonst die $\bar{\mu}$ bezw $\dot{\bar{\xi}} = \text{rot}\,\bar{\mu}$ wegen ihrer Vektornatur kompensieren. Zum vorläufigen Nachweis des Kontrabardischen Effektes $\dot{\bar{\xi}}$ genügt eine monochromatische polarisierte Welle λ im makroskopischen Bereich (Centimeterwelle), derart, daß die Ringmoleküle durch ebene Leiterkreise vom Radius ϱ und die zyklische Polarisation durch eine Anordnung dieser Leiterkreise mit ihren Mittelpunkten auf einer Kreisperipherie vom Radius r ersetzt werden kann. Auf allen Leiterkreisen

muß $\bar{E}\times\bar{H}$ der Welle in gleicher Orientierung laufen und die Superposition der $\bar{\mu} = \text{rot}\,(M; \bar{E}\times\bar{H})$ auf den einzelnen Leiterkreisen ϱ zu $\text{rot}\,\bar{\mu} = \dot{\bar{\xi}}$ (normal zur Kreisebene) hat so zu erfolgen, daß, wenn K und $K+1$ zwei benachbarte Leiterkreise sind $\alpha = \sphericalangle(\bar{\mu}_K, \bar{\mu}_{K+1}) \ll \frac{\pi}{2}$ ist. Je besser $\alpha \to 0$ konvergiert, um so besser ist die Superposition der $\bar{\mu}$ zu $\text{rot}\,\bar{\mu}$. Erst für $\alpha \to 0$ konvergiert der Polygonzug gegen den Kreis vom Radius r und die Tätigkeit der Superposition wird komplett, sodaß erst in diesem Limes $\dot{\bar{\xi}} = \text{rot}\,\bar{\mu}$ exakt gilt. $\text{div}_4\,\text{grad}_4\,\bar{\Phi} = \bar{0}$ muß nach einem Richtkoppelungsprinzip zur Vermeidung rückläufiger Anteile $\bar{\mu}$ und gleicher Orientierung aller $\bar{E}\times\bar{H}$-Wege

auf die zyklischen Leiter $\underline{e}$ gekoppelt werden. Eine Versuchsanordnung, welche die so beschriebenen Versuchsbedingungen für eine makroskopische elektromagnetische Welle λ erfüllt, ist ein für qualitative Untersuchungen ausreichendes, aber für quantitative Messungen improvisiertes makroskopisches Modell einer Kristallstruktur, welche in optimaler Weise die Bedingung des approximierten, kontrabarischen Mesofeldoperators erfüllt. Bei der Versuchsanordnung handelt es sich also um ein kontrabarisches Transformatormodell.

2.) Technischer Entwurf eines kontrabarischen Transformatormodells

Ein Experimentieren mit den mikroskopischen Wellen des sichtbaren Spektralbereiches würde weitgehende physikochemische sowie praktisch chemische Untersuchungen über zuvor quantenmechanisch theoretisch entwickelte zyklische Polymere voraussetzen. Außerdem müßten weitgehende chemisch analytische und synthetische Versuchsreihen über diese Substrate und elektromagnetische Polarisationsuntersuchungen ihrer Schmelzen durchgeführt werden, ehe die zentralen Fundamentaleseperimente zum Nachweis des Kontrabarischen Effekts angestellt werden können. Aus diesem Grunde erscheint es zweck

mäßig mit einer makroskopischen Zentimeterwelle hinreichender Intensität zu arbeiten, wie sie mit einem leistungsfähigen Magnetron gesendet werden kann. Die molekularen Verhältnisse wären dann modellhaft nachzubilden. Die gesendete Zentimeterwelle λ ist dann zur Realisation von $\bar{\mu} = \mathrm{rot}\,(M; \bar{E} \times \bar{H})$ in einen Hohlleiterring optimaler Bündelung gerichtet einzukoppeln, sodaß die Welle in nur einer Richtung fortschreitet und der betreffende Hohlleiterring zum zyklischen Pseudoresonator (ZP) wird, in welchem gegenläufige Reflektionen weitgehend auszuschalten sind. Die Innenfläche eines solchen ZP hat also aus einem hochpolierten von Reflektionsstellen

möglichst freiem Material optimaler elektrischer Leitfähigkeit zu bestehen doch muß, wegen der magnetischen Strahlungskomponente, auch die magnetische Permeabilität minimal sein. Am geeignetsten erscheint ein Ag = Spiegel, während Ferromagnetika, Halbleiter oder Isolatoren ausfallen. [Anmerkung auf Seite 26 Optimale Bündelung (welche dies ermöglicht) wird in einem Hohlleiter mit Rechtecksquerschnitt erreicht, sodaß aus $\bar{E} \times \bar{H}$ die Komponente $\bar{E}$ in Richtung des ZP = Radius und $\bar{H}$ orthogonal dazu, aber beide orthogonal zu $\bar{E} \times \bar{H}$ nach der gerichteten Einkoppelung schwingen. Die Richtkoppelung muß so erfolgen, daß $\bar{E} \times \bar{H}$ mit der Tangente, $\bar{E}$ mit der Normalen und $\bar{H}$ mit der Binormalen der ZP = Peripherie zu

sammenfallen. Ist d' die Breite des Innenquerschnitts in $\bar{H}$ = Richtung und h' die Querschnittshöhe in $\bar{E}$ = Richtung (beide Daten hängen ab von λ) und ist ε die Wandstärke des ZP, so gilt für den Außenquerschnitt $d = d' + 2\varepsilon$ und $h = h' + 2\varepsilon$ (d' und h' von λ abhängig wegen optimaler Bündelung und ε von mechanischer Festigkeitsforderung bestimmt). Ist ϱ der Außenradius des ZP und $\varrho' = \varrho - h$ der Innenradius, so gilt für ~~den~~ die Zylinderfläche der Höhe d' und des Radius $\underline{\varrho}$, auf welcher der M = Operator wirkt $\underline{\varrho} = \frac{1}{2}(\varrho + \varrho') = \varrho - \frac{h}{2}$. Für den Umfang dieses M = Zylinders ergibt sich daher $2\pi\underline{\varrho} = (\varrho - \frac{h}{2})2\pi$ mit ungeradzahligem $n = 2\nu + 1$ und ganzzahligem $\nu \geq 0$. Gilt

dann aber, wegen der M = Bedingung $2\pi\underline{\varrho} = \frac{n}{2}\cdot\lambda$ für den Außenradius ϱ des ZP die Forderung $\varrho = \frac{n}{4}\cdot\frac{\lambda}{\pi} + \frac{h}{2}$. Ein ZP, der die Bedingung $\bar{\mu} = \mathrm{rot}(M; \bar{E}\times$ erfüllt und Rechtecksquerschnitt besitzt, hat demnach die Aufmasse

$h = h' + 2\varepsilon$, $d = d' + 2\varepsilon$,

$\varrho = \frac{n}{4}\cdot\frac{\lambda}{\pi} + \frac{h}{2}$, $n = 2\nu + 1$,

$\nu \geq 0$ Gleichung 1

(12.10.55) Hier werden h' und d' durch bestimmt derart daß $h'\cdot d'$ der Querschnitt eines Rechteckshohlleiters optimaler Bündelung und Leitung einer λ = Welle ist. ε bedeutet die Wandstärke und hängt von den mechanischen Festigkeitsforderungen ab.

Anmerk. auf S. 33

Ein durch Gl 1 beschriebener ZP erfüllt wegen der M = Linie des Mesofeldoperators, $\bar{\mu} = \mathrm{rot}(M; \bar{E}\times\bar{H}$ wenn $\bar{E}\times\bar{H}$ in den ZP gerichtet eingekoppelt wird. Zur Erfüllung

$\xi = \text{rot } \bar{u}$ sind die vorgegebenen ZP so zusammen zu stellen, daß die Mittelpunkte der von ihnen umschriebenen Kreisebenen auf einem Kreis vom Radius ρ liegen, zu welchem $\bar{E}$ normal verläuft. Die einzelnen Wasserfeldvektoren $\bar{u}$ müssen dabei optimal unter den gegebenen Verhältnissen zu $\text{rot } \bar{u}$ superponiert, das wegen der nichtferromagnetischen Eigenschaften des ZP-Materials möglich wird. $\bar{E}$ schwingt im ZP-Material und wird wegen der Leitereigenschaft total abgeschirmt während $\bar{H}$ binormal schwingt und wegen der Permeabilität des ZP-Materials von ca 1 nicht abgeschirmt wird, sodaß sich die $\bar{H}$-Komponenten der zu $\text{rot } \bar{u}$ zusammengesetzten ZP überlagern. N sei die Zahl der im ersten $\text{rot } \bar{u}$ zusammenzustellenden

ZP. Die Ausenkanten ihrer nach innen gerichteten Krümmer sollen sich auf einem Kreis vom Radius $R < \rho$ berühren (optimale Superpositiva), sodaß dem R ein regelmäßiges N-Eck aus den Ausenkanten d einbeschrieben ist. N sei so beschaffen, daß zwischen den nach außen weisenden Krümmern so viel Abstand bleibt, daß an der Stelle $x > \rho$ ein zweiter Wirbelsatz aus gleichem ZP so eingesetzt, daß sich die $\bar{H}$-Komponenten an dieser Stelle kompensieren, d.h. x muß so beschaffen sein, daß die ZP der beiden Wirbelsätze um die ZP-Dicke h ineinandergreifen. Aus dieser Bedingung ist R, ρ und N, aus den in gl 1 angegebenen Daten zu berechnen. $\varphi = \frac{2\pi}{N}$ ist der Zentriwinkel einer N-Eckseite d innerhalb

des R, so gilt, wenn l die Senkrechte auf d ist, $l^2 + \frac{d^2}{4} = R^2$ und $\frac{d}{2R} = \sin\frac{\varphi}{2} = \sin\left(\frac{\pi}{N}\right)$ oder $N = \pi \cdot \arcsin^{-1}\left(\frac{d}{2R}\right)$ während $r = l + \varrho = \varrho + \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$ ist.

Der zweite Wirbelsatz gleicher ZP greift um die Dicke h in den ersten an der Stelle $R + x$ ein, der adt daß hier ein $2N$ = Eck entsteht, dessen Seiten ebenfalls die Länge d haben. Relativ zu den ZP des ersten Satzes liegen die des zweiten so, als ob ein Mittelpunktskreis (ZP des ersten Satzes) vom Radius $\varrho - h$ der Gleichung $\xi^2 + \eta^2 = (\varrho - h)^2$ von einem Kreis des Radius ϱ geschnitten wird, dessen Mittelpunkt längs der ξ = Achse um $a = 2\varrho - h$ verschoben ist. Der Schnittkreis hat also die

Gleichung $(\xi - a)^2 + \eta^2 = \varrho^2$, oder $\xi^2 + \eta^2 = \varrho^2 - a^2 + 2a\xi$, was, mit $\xi^2 + \eta^2 = (\varrho - h)^2$ zum Schnitt gebracht, für die Schnittabszisse $(\varrho - h)^2 = \varrho^2 - a^2 + 2a\xi$ also $2a\xi = a^2 - \varrho^2 + (\varrho - h)^2 = a^2 - 2h\varrho + h^2 = (2\varrho - h)^2 - 2h\varrho + h^2 = 4\varrho^2 - 6h\varrho + 2h^2 = 2(2\varrho^2 - 3h\varrho + h^2) = 2(\varrho^2 - 2h\varrho + h^2 + \varrho^2 - h\varrho) = 2((\varrho - h)^2 + \varrho(\varrho - h)) = 2(2\varrho - h)\cdot(\varrho - h) = 2a(\varrho - h)$ oder $\xi = \varrho - h$ und damit wegen $x = \xi + \varrho = 2\varrho - h$ das N^* = Eck der Kantenlänge d mit $N^* = 2N$ hat den Zentriwinkel $\varphi' = \varphi/2$ und ist im Kreis mit dem Radius L einbeschrieben, sodaß $\frac{d}{2L} = \sin\frac{\varphi'}{2} = \sin\frac{\varphi}{4} = \sin\frac{\pi}{2N}$ oder $N = \frac{\pi}{2} \cdot \arcsin^{-1}\left(\frac{d}{2L}\right)$ gilt. Verglichen mit $N = \pi \cdot \arcsin^{-1}\left(\frac{d}{2R}\right)$ wird

$\arcsin\left(\frac{d}{2R}\right) = 2\arcsin\left(\frac{d}{2L}\right)$. Sinusbildung liefert $\frac{d}{2R} = \sin\left[2\arcsin\left(\frac{d}{2L}\right)\right] = 2\sin\arcsin\left(\frac{d}{2L}\right)\cdot\cos\arcsin\left(\frac{d}{2L}\right) = \frac{d}{L}\sqrt{1-\left(\frac{d}{2L}\right)^2} = \frac{d}{2L^2}\sqrt{4L^2-d^2}$, also $\frac{L^2}{R} = \sqrt{4L^2-d^2}$. Es ist, wenn s das Lot auf $2N$-Ecks ist, $L^2 = s^2 + \frac{d^2}{4}$, was eingesetzt $s^2 - 2Rs + \frac{d^2}{4} = 0$ liefert. Hieraus folgt $s = R \pm \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$. Wegen $s > R$ und $d > 0$, aber $d < R$, gilt nur der positive Zweig; also $s = R + \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$. Andererseits ist $s = l + x$ mit $l = \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$, was eingesetzt zu $x + \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}} = R + \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$, also $R = 2\varrho - h = \frac{n}{2}\frac{\lambda}{\pi}$ führt, wenn $x = 2\varrho - h$ und ϱ aus Gl 1 verwendet wird. Damit sind die gesuchten Größen des ersten Wirbelsatzes gegeben durch

$$R = \frac{n}{2}\cdot\frac{\lambda}{\pi}, \quad N = \pi\cdot\arcsin^{-1}\left(\frac{d\pi}{n\lambda}\right),$$

$$r = \frac{1}{2}\cdot\left(\sqrt{n^2\cdot\frac{\lambda^2}{\pi^2} - d^2} + \frac{n}{2}\frac{\lambda}{\pi} + h\right)$$

Gleichung 2.

Die Mittelpunkte der ZP des eingeschobenen zweiten Wirbelsatzes liegen auf einem Kreis vom Radius r', doch sind die Abstände zwischen den einzelnen ZP dieses Satzes so groß, daß ein dritter Wirbelsatz eingeschoben werden kann, welcher an die ZP des ersten Satzes anschließt und von dessen ZP die Mittelpunkte auf einem Kreis vom Radius r'' liegen. Jeder dieser beiden zusätzlichen Wirbelsätze muß also N Pseudoresonatoren tragen, sodaß $N = N' = N''$ gilt. Für r' gilt $r' = s + \varrho > r$ und für $r'' = r + 2\varrho + \varepsilon' > r'$, wenn ε' die Dicke einer zwischen dem ~~zweiten~~ ersten und dritten Wirbelsatz liegenden Verstrebung ist. Auch die Daten dieser beiden eingeschobenen Wirbelsätze sind daher auf die Daten de

ZP reduzierbar. Es gilt

$$N' = N'' = N \qquad N_g = 3N \qquad r' =$$

$$= \frac{1}{2}\sqrt{n^2 \cdot \frac{\lambda^2}{\pi^2} - d^2} + \frac{3}{4} n \cdot \frac{\lambda}{\pi} - \frac{h}{2}$$

$$r'' = \frac{1}{2}\sqrt{n^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2} - d^2} + \frac{3}{4} n \frac{\lambda}{\pi} + \frac{3}{2} h + \varepsilon'$$

Gleichung 3,

worin N_g die Gesamtzahl der zur Montage benötigten ZP darstellt.

Zwei parallele Ebenen im Abstand $2s$ bilden die gemeinsamen Tangentialebenen aller ZP der drei Wirbelsätze. Die eine dieser Ebenen wird als Isolator ausgeführt und trägt die zur mechanischen Unterstützung notwendige Verstrebung, während die andere Ebene metallisch, aber nicht ferromagnetisch, ausgeführt ist. In ihrem Mittelpunkt befindet sich der Senderdipol der Wellenlänge λ und auf ihrer Innenseite tangieren die drei N Pseudoresonatoren auf

drei konzentrischen Kreisen mit den Radien $r < r' < r''$. Diese als Koppelöffnungsschirme bezeichneten Ebenen an den Berührungsstellen tragen die ZP bifilar zu ihrer Ebene Schlitze der Länge d und tangential der Breite $\frac{\lambda}{8}$, mit denen sie auf den Kopplöffnungsschirm aufliegen. Im Mittelpunkt eines jeden Schlitzes befindet sich auf dem Schirm der Mittelpunkt eines Richtkopplers, dessen doppelter Durchbruch um $\frac{\lambda}{8}$ vor und hinter diesem Zentrum tangential zur ZP-Ebene liegt. Alle Durchbrüche der Richtkoppler auf dem Koppelöffnungsschirm liegen demnach auf sechs konzentrischen Kreisen der Radien $r \pm \frac{\lambda}{8}$, $r' \pm \frac{\lambda}{8}$ und $r'' \pm \frac{\lambda}{8}$. Die Schlitzbreite der ZP würde zu $d \cdot \frac{\lambda}{8}$ gewählt, weil es

an den beiden Ansatzkanten der Länge d zu unvermeidlichen Reflektionen kommt, welche aber, wegen des Abstandes $\frac{\lambda}{2}\xi$, durch eine ~~totale~~ im Sinne der Richtkopplung Interferenz kompensiert werden. Anmerkung auf S. 47 Auf der anderen Seite des Kopplungsschirmes ist eine weitere parallele metallische Ebene, der sogen. Bündelungsschirm im Abstand $\alpha^{x}h'$ angebracht, denn bei $h'\alpha^{x}$ liegt die optimale Bündelung der Welle, welche vom Sendedipol emittiert als polarisierte Cylinderwelle zwischen den beiden Schirmen läuft. Der Sendedipol hat so zu arbeiten, daß $\bar{H}$ aus $\bar{E} \times \bar{H}$ mit rot $\bar{\mu}$ parallel und $\bar{E}$ längs der Normalen beider Schirme schwingt, denn auf diese Weise wird eine stetigere Superposition der Hesofeldvektoren erzwungen, da alle

nicht ferromagnetischen Materialien (welche zur Vermeidung einer magnetischen Absorptionsdämpfung ausschließlich in Anwendung kommen) eine magnetische Permeabilität vom ungefähren Wert 1 haben. An den Grenzen der beiden Schirme muß es zu starken Reflektionsstellen kommen, welche zu vermeiden sind, denn jede rückläufige Cylinderwelle zwischen den Schirmen bedeutet nicht nur einen Leistungsverlust, viel mehr kann sie gegenläufig in die ZP eingekoppelt werden, was zu einem gegenläufigen Effekt und damit zu einer doppelten Leistungsminderung führen muß. Es wird ein reflektionsfreier Abschluß der Schirmgrenzen durch Graphitabsorber notwendig, welche als Graphit

leisten der Dicke h' ausgeführt werden könnten, denn ein Graphitring würde als Schirmgrenze zu große Kosten verursachen, weil auf jeden Fall der Schirmradius $r''' > r''$ sein muß um im dritten Wirbelsatz Kopplungsstörungen zu vermeiden.
(Fortsetzung auf Seite 29)

Anmerkung zu Seite 13.

Solche Reflektionen bedeuten nicht nur eine Verminderung der wirksamen Leistung $\bar{E} \times \bar{H}$ sondern führen in $\bar{\mu} = \text{rot}\,(M; \bar{E} \times \bar{H})$ zu rückläufigen Effekten, sodaß $\bar{\mu} = \bar{\mu}_1 + \bar{\mu}_2$ oder $\bar{\mu}^2 = \mu_1^2 + \mu_2^2 - 2\mu_1 \cdot \mu_2$ wegen $\sphericalangle(\bar{\mu}_1, \bar{\mu}_2) = \pi$ stark vermindert wird, wenn $\bar{\mu}$ der effektive Mesofeldvektor ist. Für $\mu_1 = \mu_2$, d.h. wenn die Hälfte der eingekoppelten

Leistung durch Reflektionen rückläufig wird, kann überhaupt kein effektiver Mesofeldvektor auftreten, weil $\bar{\mu} = \bar{0}$ wird. Erst für $0 \leq \mu_2 < \mu_1$ kann $\bar{\mu} > \bar{0}$ werden. In diesem Fall wird dann eine Orientierung aller $\bar{\mu}$ zur Superposition zu rot $\bar{\mu}$ möglich. Hierfür gilt das Gleiche, denn nur dann, wenn alle $\bar{\mu}$ der Superpositionsbedingung $\sphericalangle(\bar{\mu}_i, \bar{\mu}_{i+1}) \ll \frac{\pi}{2}$ genügen, wird rot $\bar{\mu}$ nicht unterbrochen, d.h. in allen ZP muß $\bar{E} \times \bar{H}$ in gleicher Orientierung fortschreiten. Die ZP tragen tatsächlich den Charakter von Pseudoresonatoren, denn $\dot{\bar{\xi}} = \text{rot}\,\bar{\mu}$ entnimmt zu seiner Aufrechterhaltung Energie aus den Mesofeldern $\bar{\mu} = \text{rot}\,(M; \bar{E} \times \bar{H})$ und diese wiederum aus $\bar{E} \times \bar{H}$, was im ZP kein

stehende Welle wegen der gerichteten Einkopplung und Reflektionsfreiheit ausbilden kann, sodaß im ZP keine reguläre sondern nur eine Pseudoresonanz vorherrscht. Das leitende Volumen eines ZP wird durch eine bündelnde Oberfläche aus hochgradig leitendem aber nicht ferromagnetischem Material begrenzt, derart daß der schwingende elektrische Feldvektor total, aber der zu ihm orthogonale magnetische Feldvektor praktisch nicht abgeschirmt wird. Es wäre anzustreben, daß diese nicht abgeschirmten $\bar{H}$ = Anteile in einem zu rot $\bar{\mu}$ zusammengestellten Satz von ZP sich so überlagern, daß es zu keiner gegenseitigen Kompensation kommt, weil auf diese Weise

gegebenenfalls die Superposition der $\bar{\mu}$ zu rot $\bar{\mu}$ begünstigt wird.

Fortsetzung zu Seite 26 (13.10.55)

Ist $r''' > r''$ der Radius der metallischen Schirme und besteht der Polygonzug aus Graphitabsorbern als q = Eck aus q geradlinigen Graphitleisten der Dicke k und der empirisch zu bestimmenden Tiefe b' (diese Tiefe muß zum Todlaufen inzitierender Cylinderwellen ausreichen) so gilt für die Innenkante b einer solchen Leiste $b = 2r''' \sin\frac{\phi}{2}$ wenn diese Innenkanten b ein r''' einbeschriebenes regelmäßiges q = Eck bilden sollen. $\phi = \frac{2\pi}{q}$ ist dann der Zentriwinkel einer Polygonseite, sodaß auch $b = 2r''' \sin\left(\frac{\pi}{q}\right)$ gilt. Anmerk. auf S. 65 Der kürzeste Abstand χ zwischen Schirmmittelpunkt und Polygonseite ist $\chi^2 + \frac{b^2}{4} = r'''^2$ oder

$\chi^2 = r'''^2 - \frac{b^2}{4} = r'''^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{q}\right)$. Ist τ der Kürzeste ~~Kürzeste~~ Abstand (empirisch zu ermitteln) zwischen dem letzten Richtkopplerkreis $r'' + \frac{\xi}{2}$ und der Polygonseite, der zulässig ist, ohne daß Kopplungsstörungen eintreten, so gilt $\chi = r'' + \frac{\xi}{2} + \tau$, also $r''' = (r'' + \frac{\xi}{2} + \tau) \cdot \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{q}\right)$ für die Schirmgrenze. Damit wird $b = 2(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau) \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{q}\right)$. Da b' und b' vorgegebene Größen sind ist nun noch die Äquivalente $a > b$ wegen $b' > 0$ einer Graphitleiste zu ermitteln. Es gilt, wenn $2p = a - b$ ist $l^2 = p^2 + b'^2 = \frac{1}{4}(a-b)^2 + b'^2$ nach dem Kathetensatz ist $(b + r''') : a = \frac{r'''}{b}$, also $\frac{a}{b} = 1 + \frac{l}{r'''}$ oder $r'''(\frac{a}{b} - 1) = l$ und nach Quadrieren mit $l^2 = \frac{1}{4}(a-b)^2 + b'^2$ schließlich $r'''^2 \cdot \frac{(a-b)^2}{b^2} = \frac{1}{4}(a-b)^2 + b'^2$, Hieraus wird

$(a-b)^2 \cdot \left(\frac{r'''^2}{b^2} - \frac{1}{4}\right) = b'^2$. Mit $b = 2r''' \cdot \sin\left(\frac{\pi}{q}\right)$ wird $b'^2 = (a-b)^2 \frac{1}{4}\left(\sec^2\left(\frac{\pi}{q}\right) - 1\right) = \frac{1}{4}(a-b)^2 \cdot \sec^2\left(\frac{\pi}{q}\right) \cdot \left(1 - \sin^2\left(\frac{\pi}{q}\right)\right) = \frac{1}{4}(a-b)^2 \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\pi}{q}\right)$. Dies liefert $a - b = \pm 2b' \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{q}\right)$. Wegen $a > b$ kommt nur der positive Zweig in Betracht, sodaß $a = -b + 2b' \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{q}\right)$ wird, zumal stets $q > 2$ also $\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{q}\right) > 0$ ist. Mit $b = 2r''' \sin\left(\frac{\pi}{q}\right)$ und $r''' = (r'' + \frac{\xi}{2} + \tau) \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{q}\right)$ wird $a = 2(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau + b) \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{q}\right)$. Wegen $b' > 0$ tragen die Graphitabsorber um die Haarnadelstrecke l über die Schirmgrenze r''' hinaus, sodaß den Schirmen eine gegebenenfalls nicht metallische Stützunterlage gegeben werden muß. Diese Stützunterlagen sind mit den Schirmen konzentrisch kreisförmig vom Radius $R = r''' + l$.

Hierin ist $l^2 = \frac{1}{4}(a-b)^2 + b'^2 =$
$= b'^2\left(1 + tg^2\left(\frac{\pi}{q}\right)\right) = b'^2 \operatorname{cosec}^2\left(\frac{\pi}{q}\right)$, also
$\underline{r} = r''' + b' \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{q}\right) = \left(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau + b'\right) \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{q}\right)$. Damit gelten für die Aufmaße der Graphitabsorber sowie für die Schirmgrenze und die Hülzschirme, wenn D und T Dicke und Tiefe der Absorber sind,

$D = h'$, $T = b'$, $b = 2\left(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau\right) tg\left(\frac{\pi}{q}\right)$
$a = 2\left(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau + b'\right) tg\left(\frac{\pi}{q}\right)$,
$p = \frac{1}{2}(a-b)$, $r''' = \left(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau\right) \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{q}\right)$,
$\underline{r} = \left(r'' + \frac{\xi}{2} + \tau + b'\right) \cdot \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{q}\right)$

Gleichung 4.

Hierin sind h', b' und τ vorgegebene empirische Größen, während $q > 2$ willkürlich angegeben werden kann. Die additive Größe $\frac{\xi}{2}$ ist durch den Doppel-Durchbruch des Richtkopplers im Abstand ξ bestimmt, während r''

aus Gl 3 hervorgeht. Fortsetzung auf S. 35

Anmerkung zu Seite 15 (18.10.55)

Da nicht bekannt ist, ob der in einem solchen ZP erzeugte Mesofeldvektor $\bar{\mu}$ das Wandmaterial ohne Brechungs- und Beugungserscheinungen durchdringen kann, andererseit die Superposition mit einem elektromagnetischen Wellenfeld stets möglich ist, kann die Unstetigkeit bei der $\bar{\mu}$-Induktion im ZP infolge des Wandmaterials durch ein elektromagnetisches Schwingungsfeld ausgeglichen werden, indem jeder ZP einem elektromagnetischen Schwingungsfeld ausgesetzt wird, derart daß sich das schwingende elektromagnetische Feld dem Vektor $\bar{\mu}$ überlagert. Dieses Superpositionsfeld (Gitterfeld) kann aus einem ganzen Spektrum verschie-

dener Wellenlängen Λ bestehen, doch muß stets die Schwingung minimaler Wellenlänge $\Lambda_{min} \gg \lambda$ sein. Die Wandung der ZP muß, damit jeder ZP einzeln vom Gitterfeld durchflossen wird, aus einem Isolatormaterial der Stärke ε_i bestehen, welches als Rahmenwerk die metallische Folie der Dicke ι, welche λ bündelt, umschließt. ι besteht aus einer Ag-Schicht der Dicke ι_{ag}. Auf diese Folie werden zwei metallfolien (Haniol) von Rechtecksform der Länge $3d = l_s$ und der Breite $b_s = \chi_s$ (noch zu bestimmen) mit einem Bindemittel diametral befestigt, derart daß l_s mit der Breite $d' + 2\,\iota_{ag}$ zusammenfällt. Die eine Folie auf der Innenfläche des ZP, die andere diametral auf der Außenfläche. Diese Konstruktion wird mit einer Cu-Folie gut galvanisch überzogen, welche die Dicke ι_{Cu} hat, um dann mit dem isolierenden Rahmenwerk versteift zu werden. Es gilt

$$\Lambda_{min} \gg \lambda, \quad \varepsilon = \varepsilon_i + \iota, \quad \iota = \iota_{ag} + \iota_{Cu}$$

Gleichung I a.

Mit den vier aus dem Rahmenwerk weisenden Haniolenden können dann alle verwendeten ZP in Reihen- und Parallelschaltung zusammengeschlossen und gemeinsam an die Schwingungsquelle geschaltet werden. Jetzt wird in jedem ZP $\bar{\mu} = \mathrm{rot}(M; \bar{E} \times \bar{H})$ von einem elektromagnetischen Schwingungsfeld superponiert, welches wegen der elektrischen Materialeigenschaften die $\bar{\mu}$-Unstetigkeit infolge des Wandungsmaterials ausgleicht.

Fortsetzung von S. 33 oben

Um den Mittelpunkt des ~~Bündelungs~~ Kopplungsschirmes ist ein Kreis ausgespart, dessen Radius α=

$\alpha = \alpha_k$ so beschaffen ist, daß er den Ansatz der Antennenzuführung durchläßt. Die Antenne selbst verläuft in Richtung der zu beiden Schirmen normalen Verbindungslinien ihrer Mittelpunkte und ist so konstruiert, daß die von ihr emittierte polarisierte Welle als Cylinderwelle zwischen den Schirmen fortschreitet, derart daß $\bar{E}$ normal zwischen den Schirmen verläuft und rot $\bar{E}$ parallel zu den Schirmebenen ist, während $\bar{H}$ konzentrische Wirbellinien um die Antenne bildet. Die Antennenzuführung ist ein konzentrisches reflektionsfreies Kabel für eine λ = Welle, welches den Antennenstrom aus einer Magnetronröhre entnimmt, die ihrerseits den notwendigen Betriebsstrom mittels einer Netzvorschaltung aus dem Netz erhält. Dieser Netzvorschaltung ist eine Hochfrequenzwelle $\Lambda \gg \lambda$ in Form eines

Tesla = Induktors angekoppelt, dessen einer Pol zu einem Verteilerring führt, welcher mit den 2 N ~~Folien~~ äußeren Staniolstreifen des 1. Wirbelsatzes in Verbindung steht. Die 2 N inneren Enden sind mit den entsprechenden äußeren des 2. Satzes und deren innere wiederum mit dem dritten Satz verbunden. Die Endstücke des dritten Satzes vereinigen sich wieder in einem Verteilerring, welcher die Welle nach außen abführt. Hier befindet sich der Gegenpol und zwischen beiden Polen liegt eine Entladungsstrecke, sodaß ohne Kurzschluß ein Wellenfeld durch die Z. fließt. Hiermit ist der Aufbau des Transformatormodells im Prinzip beschrieben, doch werden zur technischen Durchführung, wegen der mechanischen Festigkeitsforderungen, Untersuchungen stützender Verstrebungen

notwendig. Der Bindungsschirm wird als nichtferromagnetische Metallfolie auf einen Hüllschirm vom Radius r aufgezogen, der aus einem geeigneten Isolator (Hartspan) besteht und die Dicke s hat. Dieser Hüllschirm liegt nur an seiner Peripherie auf dem eingeschriebenen q-Eck der Graphitabsorber auf, doch muß eine materialbedingte Durchhängen zum Zentrum hin vermieden werden, damit die Parallelität zum Kopplungsschirm gewahrt bleibt. Aus diesem Grunde wird auf der Außenseite des Hüllschirmes ein Rahmenwerk aus Al = Verstrebungen angebracht. Von einem Al-Ring, dessen Außenradius $r_{s1} = \frac{AL}{\sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}} \sqrt{\varepsilon_i}$ beträgt, und der die Breite B und die Dicke S hat, (Innenradius $r_{s2} = r_{s1} - B$) gehen

$2q$ Al-Leisten vom Querschnitt $B \cdot \frac{S}{2}$ aus. Um die Ecken eines regelmäßigen $2q$-Ecks zu bilden, sodaß der Winkelabstand zwischen den Leisten $\frac{2\pi}{2q} = \frac{\pi}{q}$ beträgt. Dieses Verstrebungswerk wird mit dem Hüllschirm so verbunden, daß der Kreismittelpunkt mit dem des Schirmes zusammenfällt. Jeder Absorber wird von zwei Leisten getroffen, da ja das durch eine Bohrung auf der Mittellinie $\frac{b'}{2}$ einer jeden Absorberleiste das Ende einer Verstrebung mit dem Absorber verschraubt werden kann. Die Länge der verstrebenden Al-Leisten sowie die Lage der Graphitbohrungen sind zu ermitteln. Ist b_B der Abstand der Bohrung auf $\frac{b'}{2}$ von der an deren Mittellinie der Absorberleiste in Richtung $r'' + \frac{\pi}{2} \tau + \frac{\varepsilon}{2} \frac{1}{4}$, so gilt

wegen des rechtwinkligen Dreiecks,
wenn K der Radius desjenigen Kreises
ist, auf welchem die 2q = Bohrungen
liegen, $r'' + \frac{\varepsilon}{2}\frac{\lambda}{\beta} + \tau + \frac{b'}{2} = K \cos\left(\frac{\pi}{2q}\right)$
und $b_B = \left(r'' + \tau + \frac{\varepsilon}{2}\frac{\lambda}{\beta} + \frac{b'}{2}\right) \cdot tg\left(\frac{\pi}{2q}\right)$.
Die wahre Länge der zu verwendenden Al-
Leisten ist $K_w = K + \frac{b}{2} - K_r$ mit $K_r = r_{s1} - \beta$.
~~$K_r^2 + \frac{b^2}{4} = r_{s1}^2 - \frac{R^2}{9}$~~, also $K_r = \sqrt{\frac{R^2}{9} - \frac{\beta^2}{4}}$
Eine solche Leiste $\frac{s}{2} \cdot \beta \cdot K_w$ wird an
einem Ende in eine Fräsung $\frac{\beta}{2} \cdot \frac{s}{2}$ des Ringes ein-
~~einen Teilstrich, welcher sie~~
~~gepaßt und beide Enden erhalten~~
~~der Ringperipherie r_{s1} anpasst.~~
~~Das andere Ende erhält~~ am Abstand
$\frac{\beta}{2}$ von den Kanten eine Bohrung, wel-
che sich bei der Montage mit derjeni-
gen im Absorberdeckel. Hierbei kön-
nen die Abstände der Verstrebungen der
Bündelungsschirmstütze
$r_{s1} = \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}} - \varepsilon_i - K_w = \left(r'' + \frac{\varepsilon}{2}\frac{\lambda}{\beta} + \tau + \frac{b'}{2}\right) \cdot \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{2q}\right) + \frac{3}{2}\beta - r_{s1}$
$b_B = \left(r'' + \frac{\lambda}{\beta}\frac{\varepsilon}{2} + \tau + \frac{b'}{2}\right) tg\left(\frac{\pi}{2q}\right)$,
$K = \left(r'' + \frac{\varepsilon}{2}\frac{\lambda}{\beta} + \tau + \frac{b'}{2}\right) \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi}{2q}\right)$ Gleichung 5.

Hierin gibt K den Radius des Kreises an
auf dessen Peripherie die 2q Bohrungen
des Kürzschirmes angebracht werden.
Das sternförmige Verstrebungswerk
wird so auf den Kürzschirm montiert,
daß sich die Bohrungen in den Al-
Leisten mit denen des Schirmes decken.
Auf der anderen Seite befindet sich die
metallische Oberfläche des Bündelungs-
schirmes und das ganze Gebilde wird
so auf den Polygonzug der absorbie-
gelegt, daß sich wiederum die Boh-
rungen des Kürzschirmes mit denen
in den Absorberleisten decken.
Zur völligen Kompensation eines evt.
Durchhängens des Bündelungsschirmes
werden zwischen den beiden Schirm-
mes q Leisten aus einem für
die λ - Welle praktisch absorp-
tionsfreien Material (Trolitul)
angebracht, jedoch so, daß im ersten

Kreis r der Richtkoppler keine Kopplungsstörungen entstehen, d.h. die Enden dieser Kreisellen-förmig in die Richtung r weisen-den Stützleisten sind von den ersten Einkopplungen um die Strecke τ entfernt. Zugleich sollen die Leisten in ihrer halben Länge die Peripherie von $\sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}} - \varepsilon_i$ schneiden, weil sie hier unterstützt werden können. Es gilt also für diese q Teilstellleisten die Länge $K_t \leqq 2\left(r - \frac{\varepsilon}{2}\frac{\lambda}{b} - \tau - \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}} + \varepsilon_i\right) + \frac{\beta}{2}$, die nach innen weisenden Begrenzungen dieser Leisten liegen also auf einem Kreis vom Radius $r_{t1} = r - \frac{\varepsilon}{2}\frac{\lambda}{b} - \tau - K_t$. Die übrigen Maße sind $\beta_t = h'$ und $\delta_t \leqq \frac{\lambda}{4}$. Für die q Tuningstäbe gilt daher $K_t \leqq 2\left(r - \frac{1}{b}\frac{\varepsilon}{2}\tau - \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}} + \varepsilon_i + \frac{\beta}{2}\right)$, $\beta_t = h'$, $\delta_t \leqq \frac{\lambda}{4}$, $r_{t1} = r - \frac{1}{b}\frac{\varepsilon}{2}\tau - K_t$,

Gleichung 5a

der Kopplungsschiene, auf welchen die q Tuningstäbe montiert werden ist ebenfalls auf einem Kreisschirm aufgezogen, welcher, wie die Stäbe des Kopplungsschirms, die Dicke y und den Radius r hat. Auf ihm ist der Polygonzug der Graphitabsorber montiert und auf ihm liegen auch 2q Bohrungen, die denen der Kreisellungsschienen-Stäbe entsprechen und sich bei der Montage mit den Bohrungen der Graphitleisten decken. Insgesamt wird der Absorber durch 2q Graphitabsorber mit r in den gegebenen Bohrungen mit den Tuningstäben verbunden. Die Absorber bestehen zweckmäßig aus einem Ferromagnetikum, das dies im Graphit hinsichtlich der magnetischen Komponente absorbierend wirkt. Ist d_s die Polseitenlänge des Schienenpolygons, so ist die Länge S_{t1} der 2q

ferromagnetischen Folgen,

$s_{fe} > 2(\gamma + c_s) + \frac{\delta}{2}$ Gleichung 5a

Die Kürze des Kopplungsschlitzes muß noch 3N Einschnitte für Einkopplungen der ZP sowie eine Bohrung im Zentrum für die Antennenzuführung erhalten. Der Radius dieses letzten kreisförmigen Schnittes ist $a = a_K \ll R$. Der sich unter jedem Richtkoppler des Kopplungsschlitzes befindliche Ausschnitt im Kürzschluß ist rechteckig begrenzt, derart, daß ein angekoppelter ZP einzufassende Raum, d.h. die zum Schlitzradius normale Rechteckseite hat die Länge d. Die andere Ausschnittseite des Längsschlitzes folgt aus einer Sekantenunterschneidung des ZP vom Außenradius s erhält derart einen ebenen Schnitt, daß aus der metallischen doppelpolige Einkopplungsschlitz des Bleches $\frac{1}{2}\Sigma$ ausgeschnitten wird. Ist Σ der Kürzeste Abstand dieser geraden Schlitzkante vom Mittelpunkt, so gilt $\Sigma = \sqrt{(s-\varepsilon)^2 - \frac{\Sigma^2}{4}}$, d.h. der Radius s des ZP verliert, wegen dieses ebenen Schnittes die Strecke $H = s - \sqrt{(s_1 - \varepsilon)^2 - \frac{\Sigma^2}{4}}$ und mit dieser ebenen Schnittfläche liegt der ZP auf der Folie des Kopplungsschlitzes (also der rückwärtigen Seite). Zugleich ist der ZP um die Strecke y in den Kürzschluß geschoben, sodaß dieser ein Segment der Höhe $H+y$ von dem ZP geometrisch trennt. Ist Σ' der Kürzeste Abstand dieser neuen Sekante (welcher jetzt die Länge d hat) vom Mittelpunkt, so gilt $\frac{d^2}{4} = s^2 - \Sigma'^2$ mit $\Sigma' = s - (H+y) = \sqrt{(s-\varepsilon)^2 - \frac{\Sigma^2}{4}} - y$. Eingesetzt liefert dies $\frac{d^2}{4} = s^2 - \Sigma'^2 =$

$$= \varrho^2 - \left(\sqrt{(\varrho-\varepsilon)^2 - \frac{\xi^2}{4}} - \gamma\right)^2 =$$

$$= \varrho^2 - (\varrho-\varepsilon)^2 + \frac{\xi^2}{4} + 2\gamma\cdot\sqrt{(\varrho-\varepsilon)^2 - \frac{\xi^2}{4}} - \gamma^2 =$$

$$= \varepsilon(2\varrho-\varepsilon) + \frac{\xi^2}{4} - \gamma^2 + 2\gamma\sqrt{(\varrho-\varepsilon)^2 - \frac{\xi^2}{4}}$$

oder für die Ausschnitte in der Kopplungsschirmstütze

$\alpha = \alpha_K \ll R$, $\vartheta \cdot d$, ~~$\vartheta = 2$~~

$$\vartheta = 2\sqrt{\varepsilon(2\varrho-\varepsilon) + \gamma\cdot\left(2\sqrt{(\varrho-\varepsilon)^2 - \frac{\xi^2}{4}} - \gamma\right) + \frac{\xi^2}{4}}$$

Gleichung 6

Diese Rechtecksschnitte sind so zu legen, daß der Schnittpunkt der Diagonalen des Schnittes mit jeweils einem Kopplungszentrum, also dem diagonalen Schnitt des rechteckigen ZP = Einkopplungsschlitzes der Breite d' und der Länge ξ_h zusammenfällt. Die vorbereiteten ZP werden mit einem Bindemittel in diese Rechtecksschnitte des Stützschirmes so eingelassen, daß jeder Richtkoppler im Schirm auf der anderen Seite mit der Einkopplungsstelle

Anmerkung zu S. 24

Ist ξ_s die empirisch zu ermittelnde Breite der Einkopplungsschlitze in Richtung der Wellenausbreitung und ξ_b die ebenfalls empirisch zu bestimmende Laufstrecke zwischen diesen Schlitzen, so gilt für die Breite der Einkopplungsstelle im ZP, welche ein Maß des Richtkopplers ist

$$\xi = 2\xi_s + \xi_b$$ Gleichung 3a

wobei $\xi_s + \xi_b = \frac{\lambda}{4}$ ~~oder $\xi_b = \frac{\lambda}{4}$~~ ist

Fortsetzung von Seite 46

Sind auf diese Weise alle N_g ZP eingesetzt, so ist wegen der Kleinheit von ε ein mechanisch überaus labiles Gebilde aus diesen drei Wirbelsätzen entstanden, welches unbedingt einer mechanischen Stabilisierung bedarf. Zunächst kommt es darauf an die Kopplungsschirmstütze analog de

jenigen des Bündelungsschirmes durch ein Rahmenwerk aus AL-Verstrebungen abzustützen. Ein dem AL-Ring des Bündelungsschirmes völlig gleicher AL-Ring vom Aussenradius $r_{s1} = r_{s2}$ vom AL-Querschnitt $\beta \cdot \delta$ ist so auf dem Stützschirm der Koppelringe angebracht, dass sein Mittelpunkt mit dem Bündelungs- und Koppelringmittelpunkt zusammenfällt. Dieser Ring kann wiederum so von einem Pappzylinder vom Innenradius s_1 umgeben werden, dass dieser, dem er die Wandstärke ε_1 und die Höhe $h_p > s$ hat, das dem Kreis R einbeschriebene N-Eck der ZP-Kanten vom Innen umgibt. Weiter soll das obere Ende dieses Zylinders im Abstand h_p von der Koppelringstütze die gemeinsame Äquipotentialebene aller ZP treffen.

Dies bedeutet $h_p = 2s - (H + y) = s + \sqrt{(s-\varepsilon)^2 - \frac{\xi^2}{4}} - y$, während für den Aussenradius dieses Zylinders $r_p = \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$ gilt. Auf der Aussenseite trägt der Zylinder in der Höhe h_f einen geschlossenen Ring aus Metallfolie, an welchen die 2N Ausgangsführungen des Gitterfeldes der ZP anschliessen. Zugleich läuft eine Zuführung aus der Hochfrequenzquelle vom Innern des Zylinders durch die Wandung in diesen Metallring. Für die Höhe dieses Metallringes über der Koppelringstütze wird $h_f = s - (H + y) + \frac{\varepsilon}{2} = \frac{s}{2} - y + \sqrt{(s-\varepsilon)^2 - \xi^2/4}$ gesetzt, wodann technisch ein bequemer Anschluss des Gitterfeldes an den Metallring möglich wird. Durch ein Bündelmittel wird dieser Zu-

linder starr mit dem r_{s2} = Ring, der Kopplungsschirmstütze und dem umschriebenen N = Eck des ersten Wirbelsatzes verbunden. Im Abstand $h_z = \frac{1}{2}(h_p - h_f)$ am oberen Rand des Zylinders wird die Wandung für die Hochfrequenzzuleitung des Verteilerrings durchbrochen und in den Durchbruch ein stabilisierender Haltestützen der Leitung angebracht. Die Daten für diese Innenkonstruktion lauten

$$r_{s2} = r_{s1}, \quad r_p = \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}},$$
$$h_p = \varrho - \gamma + \sqrt{(\varrho - \varepsilon)^2 - \varepsilon^2/4},$$
$$h_f = \frac{\varrho}{2} - \gamma + \sqrt{(\varrho - \varepsilon)^2 - \varepsilon^2/4},$$
$$h_z = \frac{\varrho}{4},$$

Gleichung 7.

(25.10.55) Zwischen den Wirbelsätzen r und r_1 ist auf der Kopplungsschirmstütze zwischen den Rechteckseinschnitten ein weiterer Al = Ring der Dicke δ

und der Breite β' angebracht. β' darf höchstens so groß sein, daß der Ring die ZP von r und r_1 berührt. Dies bedeutet $\beta' \leq r_1 - r - \vartheta'$ mit $\vartheta' =$

$$= 2\sqrt{\varepsilon(2\varrho - \varepsilon) + \gamma'\left(2\sqrt{(\varrho-\varepsilon)^2 - \varepsilon^2/4} - \gamma'\right) + \frac{\varepsilon^2}{4}}$$

und $\gamma' = \gamma + \delta$. Der Außenradius dieses Ringes ist $r_{s3} = \frac{1}{2}(r_1 - r + \beta')$. Vom Ring r_{s2} gehen im regelmäßigen Winkelabstand ν Verstrebungen aus, sodaß bei ganzzahligem $\underline{n}$ (dies ist die Zahl der ZP zwischen zwei solchen Radialverstrebungen) die Beziehung $\underline{n} \cdot \frac{2\pi}{N} = \frac{2\pi}{\nu}$ oder $\nu = \frac{N}{\underline{n}}$ gilt. Jetzt ergibt sich auch eine Abschätzung der Verstrebungsbreite β; denn jede dieser ν Leisten der Dicke $\frac{\delta}{2}$ muß zwischen zwei Einschnitten $\vartheta \cdot d$ des ersten Wirbelsatzes durchlaufen. Für den Radius des Kreises, welcher die in

ineren Kanten d des ersten Satzes tangiert gilt $r - \frac{d}{2}$. Je zwei tangentiale Kanten schneiden sich im Abstand $\frac{d}{2} + s$ vom Berührungspunkt und für den Abstand β der Einschnittecken gilt $\frac{\beta}{2s} = \sin\omega$. wegen des rechtwinkeligen Dreiecks ist $\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{N} + \omega = \pi$, also $\omega = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{N}$ und $\sin\omega = \cos\frac{\pi}{N}$ also $\beta = 2s\cos\frac{\pi}{N}$. Andererseits gilt $\frac{d/2 + s}{r - d/2} = \operatorname{tg}\pi/N$. Also $s = (r - \frac{d}{2})\operatorname{tg}\frac{\pi}{N} - \frac{d}{2}$ was eingesetzt $\beta = 2(r - \frac{d}{2})\sin\frac{\pi}{N} - d\cos\frac{\pi}{N}$ liefert. Da $\frac{\pi}{N} = \arcsin(\frac{d}{2R})$ ist, wird $\beta = \frac{d}{R}(r - \frac{d}{2} - \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}) = \frac{d}{R}(s - \frac{d}{2})$, wenn $r = s + \sqrt{R^2 - \frac{d^2}{4}}$ eingesetzt wird. Die Ringe r_{s2} und r_{s3} tragen wieder V radiale Fräsungen $\beta \cdot \frac{s}{2}$, in welchen, wie im Fall der Hubschiene verstrebungen,

die Leisten von Querschnitt $\beta \cdot \frac{s}{2}$ eingeschraubt sind. Für die Leisten Länge ergibt sich dann $a_{2,3} = -r_{s3} - r_{s2} + \beta$. Der Pappzylinder erhält an den Stellen des äußeren Randes V Durchbrüche $\beta \cdot \frac{s}{2}$ für die Leistenführung. Vom Ring r_{s3} wieder gehen V' $\frac{2N}{\pi}$ weitere Verstrebungsleisten zwischen den 2N-Rechteckausschnitten des zweiten und dritten Wirbelsatzes bis zu einem Radius $r'' + s$, d.h. diese Leisten haben die Länge $a_{3,4} = r'' + s - r_{s3} + \beta'$. Die Verbindungslinie zwischen den Schlitzecken von 2 Einschnitten des 3. Satzes ist $\beta_3 = 2(r'' - \frac{d}{2})\sin\frac{\pi}{2N} - d\cos\frac{\pi}{2N}$. Hierzwischen liegt noch d des zweiten Satzes sodaß diese V' + Leisten ebenfalls die Breite β haben können wenn $\beta \leq (r + 2s + \varepsilon' - \frac{d}{2})\sin\frac{\pi}{2N} - \frac{d}{2}(1 + \cos\frac{\pi}{2N})$ ist.

damit wird das Verstrebungsgitter der Koppelungsschirmstütze beschrieben durch:

$$\beta' \leqq r_x' - r - d', \quad \gamma' = \gamma + \delta,$$

$$d' = 2\sqrt{\varepsilon(2\varrho-\varepsilon) + \gamma'\left(2\sqrt{(\varrho-\varepsilon)^2 - \xi^2/4} - \gamma'\right) + \frac{\xi^2}{4}},$$

$$r_{s3} = \frac{1}{2}(r_x' - r + \beta'), \quad \nu = \frac{N}{n},$$

$$\beta = \frac{d}{R}\left(\varrho - \frac{\vartheta}{2}\right), \quad a_{2,3} = r_{s3} - r_{s2} + \beta,$$

$$\nu' = \frac{2N}{n'}, \quad a_{34} = r'' + \varrho - r_{s3} + \beta'$$

$$\beta \leqq \left(r + 2\varrho + \varepsilon' - \frac{\vartheta}{2}\right) \sin\frac{\pi}{2N} - \frac{d}{2}\left(1 + \cos\frac{\pi}{2N}\right)$$

Gleichung 8

Auf den Ring r_{s2} werden vier Stützsäulen vom Querschnitt $\beta \cdot \beta$ und der Höhe $h_1 = h_p - \delta$ im Quadrat durch Schraubenbolzen befestigt. Auf r_{s3} gibt es ~~3 + 4 = 8~~ N Verstrebungen, welche als T-Stücke aus Sperrholz gebildet sind. Der Querschnitt eines jeden Trägers beträgt $\varepsilon' \cdot d$ und seine Höhe $h_2 = h_p - \delta - 2\delta_h$, wenn δ_h die Dicke der T-Stücke aus Sperrholz ist. Diese N Träger werden zwischen den ZP des ersten und dritten Wirbelsatzes mit ihren Fußstücken auf r_{s3} befestigt. Im Abstand $r_h = r'' + \varrho + \beta$ befindet sich hinter jedem ZP des dritten Satzes wieder ein solches T-Stück aus Sperrholz, dessen Trägerstück die Höhe $h_3 = h_p - 2\delta_h$ hat, wenn es direkt auf der Koppelungsschirmstütze aufsitzt. Auch von diesen Trägersorte sind N erforderlich. Es gilt für dieses vertikale Verstrebungswerk

$$h_1 (\beta \cdot \beta)_4 = h_p - \delta, \quad h_2 (\varepsilon' d)_N = h_p - \delta - 2\delta_h$$

$$h_3 (\varepsilon' d)_N = h_p - 2\delta_h, \quad r_h = r'' + \varrho + \beta,$$

Gleichung 8a

Die letzten Träger h_3 werden durch einen geschlossenen Drahtring verbunden (im Abstand ϱ vom oberen

Ende), der die 2N Anschlüsse des Gitterfeldes vom nächsten Wirbelsatz zusammenführt. Alle nach oben weisenden (vom Koppelungsschirm fort) Enden der Bauelemente liegen in einer gemeinsamen Ebene, welche die Tangentialebene der ZP ist. Diese Berührungsstellen werden mit einem Bindemittel überstrichen und mit einem Hartspaning der Stärke y, dem Montageschirm, bedeckt. Dieser hat den Außenradius r und den Innenradius $r_i = r_{s2} - p$. Am Innenrand befinden sich vier Bohrungen über den Gewichten der vier Al-Hülsen, während sich am Außenrand 2q Bohrungen befinden, welche sich mit denen im Kopplungsaggregat decken. 2q (den ersten vier analoge) Hülsen der Höhe $h_4 (\beta \cdot \beta)_{2q} = h_p$ verbinden die Bohrungen im Koppelungsschirm Hülse und im Montageschirm und werden am Aufsatz des Koppelungsschirmstutzen mit den 2q Bolzen der Länge S_{Fe} mit dem Koppelungsaggregat verschraubt. Auf dem Montageschirm wird mit einem Bindemittel das gleiche Verstrebungsgitter befestigt, wie auf der Bindelungsschirmstütze, das aber so, daß sich die Endbohrungen der 2q Verstrebungen mit denen im Montageschirm decken. Jetzt werden diese Verstrebungen durch 2q Schraubenbolzen der Länge $S'_{Fe} > y + \frac{\delta}{2}$ mit den Hülsenstreben h_4 verschraubt. Man hat also für die restlichen Stabilisierungsgrößen die daher

$r_i = r_{s2} - \beta$, $h_4(\beta\cdot\beta)_{2q} = h_p$,
$S'_{Fe} > \gamma + \frac{\delta}{2}$,

Gleichung 8 b.

1.11.55 Der innere Stabilisierungsring dieses auf dem Montageschirm angebrachten Verstrebungsgitters, liegt auf dem inneren Rand des Montageschirmes auf und erhält 4 Bohrungen, welche sich mit denen im Schirm über den Gewindebohrungen in den darunterliegenden 4 Innenstützen decken. Durch diese Bohrungen werden Doppelschraubenbolzen eingeführt, deren zweite Gewindehälfte (nach oben stehend) als Halteschrauben für 4 Al-Stäbe der Länge H_a verwendet werden. Die Stirnflächen dieser Stäbe tragen passende Gewindebohrungen,

sodaß eine feste Verschraubung möglich wird. Die vier Stäbe verlaufen orthogonal zum Montageschirm und können einen Zylinder einbeschreiben, dessen Volumen so beschaffen ist, daß es die Magnetroröhre, die Hochfrequenzquelle und die zugehörige Netzvorschaltung aufnimmt. Die Doppelschraubenbolzen haben die Halbgewindelänge $S''_{2Fe} > \gamma + \delta$. Die Länge H_a richtet sich nach dem Volumen der einzubauenden Schaltung (desgleichen evt. Verstrebungen zwischen den H_a), während die Enden der H_a durch einen Al-Ring vom Außenradius $r_H = r_{s1}$ verschraubt sind. Hierzu sind 4 Schrauben der Länge $S'''_{Fe} > \delta$ notwendig. Auf diesem Abschluß

ring kann nach Einbau der Netzvorschaltung noch eine Abschlußplatte angebracht werden, welche einen starken Schraubbolzen mit Schraubenmuttern zur Verankerung der Anordnung trägt. Es ist also

$S''_{2Fe} > \gamma + \delta$, $r_H = r_{S1}$, $S'''_{Fe} > \delta$,

gleichung 8c.

Die Zylinderfläche, welche die 2q Abschlußverstrebungen zwischen Montageschirm und Koppler (Bündelungs- und Kopplungsschirm) umschreibt, wird als Pappverkleidung ausgeführt, die im Abstand $\frac{\pi}{2}$ je eine, also insgesamt vier Bohrungen erhält (in halber Zylinderhöhe) aus denen Kabel laufen, welche mit dem innen liegenden Abnehmerring des Gitterfeldes in Verbindung

stehen. Diese vier Kabel laufen zu einem metallischen Reifen vom Radius $\underline{R} > \underline{r}$, welcher in halber Zylinderhöhe von 2 q Stützen festgehalten wird. ~~Gut ist liegt befindet sich am Ansatz der vier nach Außen~~ Jeder der vier Stäbe H_a ist im Abstand $\frac{1}{2} H_a$ vom Montageschirm durch je eine Strebe im Winkel mit derjenigen Zone des Montageschirms verbunden, hinter welcher sich der zweite Stützring des inneren Verstrebungsgitters befindet. Der wirksamste Radius, auf welchem die Innenverstrebungen zwischen dem ersten und dritten Wirbelsatz voll ausgelastet sind, ist $r + \varrho + \frac{\varepsilon'}{2}$. Wegen des rechtwinkeligen Dreiecks ergibt sich daher für die Länge dieser Winkelverstrebungen (ohne Schraubansätze

$l_\omega = \sqrt{(r+\varrho+\frac{\varepsilon'}{2})^2 + \frac{1}{4}H_a^2}$. An den Ansätzen dieses letzten Verstrebungswerkes auf den Montageschirm, befindet sich – gut isoliert – ein metallischer Ring vom Radius

$$r'' - \frac{\vartheta}{2} > \underline{R'} > r + \varrho + \frac{\varepsilon'}{2},$$

der mit dem Gegenpol des Gitterfeldes (kommt von der Hochfrequenzquelle im Schaltvolumen) verbunden ist. Die letzten Montagedaten lauten

$$\underline{R} > \underline{r}, \quad l_\omega = \sqrt{(r+\varrho+\frac{\varepsilon'}{2})^2 + \frac{1}{4}H_a^2},$$

$$r'' - \frac{\vartheta}{2} > \underline{R'} > r + \varrho + \frac{\varepsilon'}{2}$$

Gleichung q.

Nachdem die Montage durchgeführt worden ist, werden alle Verstrebungen mit einem geeigneten Material verkleidet, derart daß die beiden Ringpole des Gitterfeldes (als Sicherheitsstrecke) frei bleiben. Kurz oberhalb der Abschlußplatte, welche den An-

kerbolzen trägt, wird in der Verkleidung ein geeigneter Stecker angebracht, welcher mit dem Netz verbunden werden kann und der Netzvorschaltung den Betriebsstrom liefert.

3.) Die Daten der Bauelemente (3.11.55)

Nach den vorangegangenen Untersuchungen hängen die technischen Aufmaße aller Bauelemente von einigen technischen Grunddaten ab. Diese sind

λ : verwendete Wellenlänge

h, d' : Querschnittsaufmaße des zyklischen Weges im ZP.

ν : Kennziffer der Wellenzüge n im ZP

ε_i : Stärke der isolierenden Versteifung des ZP (mit Bindemittel)

ι_{ag} : Stärke der Ag = Folie

ι_{Cu} : Stärke der Cu = Folie

ε' : Dicke der Verstrebungsstützen zwischen dem ersten und dritten Wirbelsatz

q : Zahl der Absorberleisten

b' : Gesamttiefe des Absorbers,

τ : Abstand zwischen dem letzten Richt-Koppler und der Absorberkante.

υ_s : Stärke der leitenden Schirmfolie

δ : doppelte Stärke der Leisten des Verstrebungsspitzers.

γ : Stärke der Hülzschirme

α_k : Radius der Antennenzuführung

Σ_s : Schlitzbreite des Richtkopplers

δ_h : Stärke der Holzplatten von den T-Verstrebungen nach dem ersten und dritten ZP-Satz

H_a : Länge der Verstrebungen des Schalldämpfers.

Die folgenden Daten sind bekannt:

$\lambda = 3{,}2$ cm, $h' = 1{,}0$ bis $1{,}5$ cm,

$d' = 2{,}2$ bis $2{,}5$ cm, $b' = 2\lambda$,

$\tau = \frac{\lambda}{4}$, $\upsilon_s = 0{,}01$, $\gamma = 0{,}5$,

$\Sigma_s = 0{,}2$, $\varepsilon' = 0{,}5$,

Diese Größen ergeben sich zum Teil aus der Hochfrequenztechnik: doch offen sind ν, ε, υ_{aq}, υ_{cu}, q, δ, α_k, δ_h und H_a.

OK

Anmerkung zu Seite 29 65

An der Kante b darf die Absorberleiste nicht als Ebene normal zur Oberfläche abfallen weil es sonst zu Reflektionen kommen. Vielmehr muß der Absorber an der Kante b die Dicke 0 haben und schräg, bis zur halben Tiefe $\frac{b'}{2}$ zur vollen Dicke h auslaufen. Die Abschrägung hat daher die Länge $h'^2 + \frac{b'^2}{4}$, längs welcher die Welle reflektionsfrei in den Absorber eindringt.

Wilh. F. Kassebeer
NORTHEIM
Am Münster
1.25

Inhaltsverzeichnis.

II. Kap. Die Korrigierte Lorentzsche Gleichung 1
1.) Die Klassisch-euklidische Korrektur 1
2.) Approximierte Lösung 13
3.) Lichtdruck 15
4.) Berechnung der Bahnkurve 18

Die Korrigierte Lorentzsche Gleichung

1.) Die Klassisch-euklidische Korrektur

kann man von folgenden vier empirischen Fakten aus:

I. Energieprinzip $W = const.$

II. Entropiesatz $\dot{S} \geqq 0$, $\ddot{S} \leqq 0$

III. Elektromagnetische Induktion:
$rot \bar{H} = \varepsilon_0 \cdot \dot{\bar{E}} + \leqq \cdot \bar{v}$, $\varepsilon_0 \cdot div \bar{E} = \leqq$
$rot \bar{E} = -\mu_0 \cdot \dot{\bar{H}}$, $div \bar{H} = 0$.

IV. Gravitationsgesetz (Geschwindigkeitspotential) $\psi = \gamma \cdot \frac{m}{r}$.
Energieniveau $\Phi = \gamma \cdot m_1 \cdot \frac{m_2}{r}$.

Aus III folgt unmittelbar das spezielle Relativitätsprinzip, die Lorentzgruppe und speziell $E = m \cdot c^2$; d.h. jede Energie ist eine Trägheitsmasse äquivalent und damit auch

dem Potential $\to \varphi$ aus IV, sodaß $m = m(r)$ zur Ortsfunktion wird. Andererseits ist der gravitative Feldvektor im statischen Fall gegeben durch $\bar{F} = \operatorname{grad} \psi =$
$= \gamma \cdot \bar{r}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{m}{r}\right) = \gamma \bar{r}_0 \left(\frac{m'}{r} - \frac{m}{r^2}\right)$,
denn für ψ fällt die wegen $m(r)$ mögliche Form $\psi = \gamma \cdot \frac{dm}{dr}$ fort, weil die Änderung von m nur überaus gering sein kann, was sich aber empirisch bemerkbar machen müsste. Ist $\bar{F} = \bar{r}_0 \cdot 4\pi r^2$ eine $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ umschließende Niveaufläche, so gilt $\int \bar{F} \cdot d\bar{F} =$
$= 8\pi\gamma \int r\left(\frac{m'}{r} - \frac{m}{r^2}\right) dr =$
$= 8\pi\gamma\left(m - \int \frac{m}{r} dr\right)$ und
$\int \bar{F} \cdot d\bar{F} = \int \operatorname{div} \bar{F}\, dV$ und nach Vergleich und Gebietsdifferentiation, wenn $\frac{dm}{dV} = \frac{m}{V} = o$ die

felderregende Massendichte ist
$\operatorname{div} \bar{F} = 8\pi\gamma\left(o - \frac{m'}{4\pi r^3}\right) =$
$= 16/3\, \pi \gamma o = \frac{o}{\alpha}$ mit $\frac{16}{3}\pi\gamma\alpha = 1$,
also
$\alpha \operatorname{div} \bar{F} = o$, $16\pi\gamma\alpha = 3$

Gleichung 1.

Aus I folgt $\eta = \frac{dW}{dV} = \text{const}(t)$ und damit, wegen der Konsequenz aus III auch $\frac{do}{dt} = 0$ wegen $\frac{d\eta}{dt} = 0$, oder
$0 = \dot{o} + \dot{x} \cdot \frac{\partial o}{\partial x} + \dot{y}\frac{\partial o}{\partial y} + \dot{z}\frac{\partial o}{\partial z} =$
$= \dot{o} + \bar{v} \cdot \operatorname{grad} o = \dot{o} + \operatorname{div} o\, \bar{v} -$
$- o \operatorname{div} \bar{v}$, weil wegen $\bar{v} = \int \bar{F} \cdot dt$ nicht notwendigerweise $\operatorname{div} \bar{v} = 0$ zu sein braucht. Mit Gl. 1 wird
$\operatorname{div}\left(\dot{\bar{F}} + \operatorname{div} \bar{F} \int \bar{F} \cdot dt\right) = \operatorname{div} \bar{F} \int \operatorname{div} \bar{F}$
entsprechend folgt aus III mit $\frac{d\rho}{dt} = 0$ die Beziehung $\operatorname{div}\left(\bar{E} + \int \bar{F}\, dt \operatorname{div} \bar{E}\right) = \operatorname{div} E \cdot \int \operatorname{div} \bar{F} \cdot dt$

was durch $\operatorname{rot} \bar{E} = -\mu_0 \dot{\bar{H}}$ zu ergänzen ist.
Für $\sigma = 0$ wird $\operatorname{div}(\varepsilon_0 \bar{E} + \rho \bar{v}) = 0$ quellenfrei

also $\varepsilon_0 \dot{\bar{E}} + \varrho \bar{v} = \mathrm{rot}\, \bar{H}$ was III entspricht.

Für $\mathrm{div}\, \bar{\Gamma} = 0$ wird aber auch $\mathrm{div}\, \alpha \dot{\bar{\Gamma}} = 0$ sodass $\alpha \dot{\bar{\Gamma}}$ in der Form $\alpha \dot{\bar{\Gamma}} = \mathrm{rot}\, \bar{\mu}$ darstellbar sein muß, wobei $\bar{\mu}$ als gravitatives Vektorpotential zu werten ist. Wenn w die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Störungen $\sigma = 0$ ist dann müssen für $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ die Wellengleichungen $\mathrm{div}\, \mathrm{grad}\, (\bar{\Gamma}, \bar{\mu}) = \frac{1}{w^2} \frac{\delta^2}{\delta t^2} (\bar{\Gamma}, \bar{\mu})$ gelten, was aber nur möglich ist, wenn zugleich $\mathrm{rot}\, \bar{\Gamma} = -\beta \dot{\bar{\mu}}$ mit $\alpha \beta w^2 = 1$ gilt. Weiterhin ist $\bar{\Gamma}\, \mathrm{rot}\, \bar{\mu} - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{\Gamma} = \alpha \bar{\Gamma} \dot{\bar{\Gamma}} + \beta \bar{\mu} \dot{\bar{\mu}} = \frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta t} (\alpha \Gamma^2 + \beta \mu^2) = 0$. Hieraus ist $\bar{\Gamma}\, \mathrm{rot}\, \bar{\mu} - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{\Gamma} = \bar{\Gamma} \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ \frac{\delta}{\delta x} & \frac{\delta}{\delta y} & \frac{\delta}{\delta z} \\ \mu_x & \mu_y & \mu_z \end{vmatrix} - \bar{\mu} \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ \frac{\delta}{\delta x} & \frac{\delta}{\delta y} & \frac{\delta}{\delta z} \\ \Gamma_x & \Gamma_y & \Gamma_z \end{vmatrix}$

$$= -\begin{vmatrix} \frac{\delta}{\delta x} & \frac{\delta}{\delta y} & \frac{\delta}{\delta z} \\ \Gamma_x & \Gamma_y & \Gamma_z \\ \mu_x & \mu_y & \mu_z \end{vmatrix} = -\mathrm{div}\, \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$$

damit wird $\frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta t} (\alpha \Gamma^2 + \beta \mu^2) = -\mathrm{div}\, \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$.

Im statischen Fall $\mathrm{div}\, \bar{\Gamma} \neq 0$ wird wegen I stets

$\mathrm{div}\, \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = 0$ und damit $\beta \mu^2 + \alpha \Gamma^2 = \mathrm{const}\, (t)$

Volumintegration liefert $\int \beta \mu^2 \, dV = m c^2$ und $\int \alpha \Gamma^2 \, dV = 4\pi \alpha f^2 \int r^2 \left(\frac{m'}{r} - \frac{m}{r^2} \right)^2 dr$

$$= \tfrac{3}{4} f \int \left(m'^2 - 2 m \frac{m'}{r} + \frac{m^2}{r^2} \right) dr \quad \text{wegen}$$

$m = m(r)$ und $\bar{\Gamma} = \mathrm{grad}\, \varkappa$. Es wurde $dV = 4\pi r^2 dr$ gesetzt, weil der statische Fall $\mathrm{div}\, \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = 0$ vorliegt. Es gilt also nach Zeitdifferentiation unter Verwendung der Kettenregel $\dot{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(m c^2 + \frac{3}{4} f \cdot \int \left(m'^2 - 2 \frac{m m'}{r} + \frac{m^2}{r^2} \right) dr \right) = 0$. Wegen $\dot{r} \neq 0$ muß der zweite Faktor verschwinden. Nach Durchführung der Differentiation und Einführung der neuen Konstanten $a = \frac{3 f}{4 c^2}$ wird daraus

$$\underline{m' \left(1 + a m' - \frac{2 a m}{r} \right) = -a \frac{m^2}{r^2}}$$

Diese Gleichung beschreibt $m = m(r)$. Wird $a m'$ vernachlässigt so folgt: $m' \left(1 - \frac{2 a m}{r} \right) = -a \frac{m^2}{r^2}$ mit der Substitution $x = \frac{m}{r}$ wird $\frac{dm}{dr} = -\frac{a x^2}{1 - 2 a x}$ ferner $\frac{dm}{dr} = \frac{d}{dr} (x \cdot r) = r \cdot \frac{dx}{dr} + x$. Eingesetzt liefert dies $r \frac{dx}{dr} = -\frac{a x^2}{1 - 2 a x} - x = -x \frac{1 - a x}{1 - 2 a x}$ oder

$$-\frac{1}{r} = \frac{1}{x} \frac{dx}{dr} \frac{1 - 2 a x}{1 - a x} = \frac{1}{x} \frac{dx}{dr} \left(1 - \frac{a x}{1 - a x} \right) = \frac{dx}{dr} \left(\frac{1}{x} - \frac{a}{1 - a x} \right)$$

integriert wird $\ln\frac{r_0}{r} = \int_{x_0}^{x}\frac{dx}{x} - a\int_{x_0}^{x}\frac{dx}{1-ax}$

$= \ln\frac{x}{x_0} + \ln\frac{1-ax}{1-ax_0} = \ln\frac{x(1-ax)}{x_0(1-ax_0)}$ Nach potenzieren

folgt, wenn $x = \frac{m}{r}$ wieder eingesetzt wird

$m\left(1-\frac{a m}{r}\right) = m_0\left(1-\frac{a m_0}{r_0}\right) = A = \text{const}$

Lösung der quadratischen Gleichung liefert die

Zweideutigkeit $m(r) = \frac{r}{2a}\left(1 \pm \sqrt{1-\frac{4aA}{r}}\right)$. Dafür

$r = r_0$ auch $m(r_0) = m_0$ werden muß, kann nur das negative Zweig verwendet werden, so

dass die Lösung der Differenzialgleichung lautet:

$m(r) = \frac{r}{2a}\left(1 - \sqrt{1-\frac{4aA}{r}}\right)$, $A = m_0\left(1-\frac{a m_0}{r_0}\right)$,

$a = \frac{3\gamma}{4c^2}$. Die Feldmasse μ_g im Gravitationsfeld

wäre also $\mu_g = \lim_{r\to\infty}(m - m_0) = \lim_{r\to\infty} m - m_0$

$= A - m_0 = m_0\left(1-\frac{a m_0}{r_0}\right) - m_0 = -\frac{a m_0^2}{r_0}$

Hiernach muß ein positiver Gegenstück existieren

doch kann dies nicht m_0 weil $|\mu_g| \ll m_0$ ist

Das positive Gegenstück $\mu_m = -\mu_g = \frac{a m_0^2}{r_0}$ könnte

als Feldmasse des gravitativen Feldpotentials

μ interpretiert werden, derart dass die Symmetrie

$\mu_g + \mu_m = 0$ zwischen Gravitations- und Mesofeldvektor μ existiert. Werden muß gefordert werden dass m real ist, also muß ein eventueller Imaginärteil von m stets verschwinden. Dies bedeutet aber dass der Radikant niemals negativ also stets $1 - \frac{4aA}{r} \geq 0$ bleibt. Ist x der absolut kleinste Radius, den m_0 erreichen kann, so wird $x = 4aA_x = 4a m_0\left(1-\frac{a m_0}{x}\right)$. Mit $m_0 = \frac{E}{c^2}$ und $E_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ wird, wenn λ die de Broglie-Wellenlänge ist $\lambda \cdot x = \frac{4ah}{c}\left(1 - \frac{ah}{c\cdot\lambda\cdot x}\right)$. Der Grenzwert sei $\tau = \lim_{\lambda\to\infty}\lambda\cdot x$ wird dieser lim durchgeführt und zur Kürzung $\frac{a}{4c} = B$ so

folgt $\tau = 4B(1 - B/\tau)$ oder $\tau^2 - 4B\tau = -4B^2$

oder die Binomialform $(\tau - 2B)^2 = 0$ was in jedem Fall $\tau = 2B = \frac{2ah}{c} = \frac{3}{2}\gamma\frac{h}{c^3} \approx 2{,}4\cdot 10^{-69}[m^2]$.

Hieraus folgt, daß die mehreren Flächen eines Feldes quantisiert sind und das Mehrfache als Flächenquant eben $\tau = \frac{3}{2}\gamma\frac{h}{c^3}$ hat.

Wenn μ im statischen Fall eine ruhende Feldmasse μ_m hat, muß die Dichte $\sigma_m = \sigma_0 - \sigma$ einer Quelle des Mesofeldvektors entsprechen. Also μ in der Dimensionierung eine Impulsdichte sodass

also $\vec{\mu} = w\cdot(\sigma_0 - \sigma)$ zu setzen ist. Nach I muß

aber auch für die Mesofeldenergie $W = \text{const}$ gelten

und dies hat auch $\frac{\sigma_\mu}{dt} = 0$ zur Folge weil auch hier das Energie-Materie äquivalent gelten muß. Auf diese Weise entsteht eine den übrigen Divergenzbeziehungen analoge Form, nämlich

$$\operatorname{div}\left(\dot{\bar\mu} + \int \bar\Gamma\, dt \operatorname{div}\bar\mu\right) = \operatorname{div}\bar\mu \int \operatorname{div}\bar\Gamma\, dt$$

Mithin gelten die folgenden Gleichungssysteme, welche die das materielle Geschehen bestimmenden Feldvektoren in Wechselbeziehung setzen:

$$\text{(A)}\quad \boxed{\begin{aligned}
&\operatorname{div}\left(\dot{\bar\Gamma} + \int \bar\Gamma\, dt \operatorname{div}\bar\Gamma\right) = \operatorname{div}\bar\Gamma \int \operatorname{div}\bar\Gamma\, dt,\\
&\operatorname{div}\left(\dot{\bar E} + \int \bar\Gamma\, dt \operatorname{div}\bar E\right) = \operatorname{div}\bar E \int \operatorname{div}\bar\Gamma\, dt\\
&\operatorname{rot}\bar E = -\mu_0 \dot{\bar H}, \quad \operatorname{div}\left(\dot{\bar\mu} + \int \bar\Gamma\, dt \operatorname{div}\bar\mu\right) = \operatorname{div}\mu \int \operatorname{div}\bar\Gamma\, dt\\
&\cancel{\operatorname{rot}\bar\Gamma = -\beta\dot{\bar\mu}}\\
&\alpha \operatorname{div}\bar\Gamma = \sigma, \quad \varepsilon_0 \operatorname{div}\bar E = \varrho\\
&\operatorname{div}\bar\mu = \omega(\sigma_0 - \sigma)\\
&\alpha\cdot\beta\cdot\omega^2 = 1, \quad 16\pi\gamma\alpha = 3
\end{aligned}}$$

Ausserdem gilt für $m(r)$ die Gleichung B

$$\text{(B)}\quad \boxed{\frac{dm}{dr}\left(1 + a\frac{dm}{dr} - \frac{2am}{r}\right) = -\frac{a\cdot m^2}{r^2}, \quad a = \frac{3\gamma}{4c^2}}$$

Während (A) und (B) für den statischen Fall gelten

14.2.58 14.

folgt für den dynamischen Fall $\sigma_0 = 0$ was auch $\sigma = 0$ zur Folge hat.

$$\text{(C)}\quad \boxed{\begin{aligned}
&\operatorname{div}\dot{\bar\Gamma} = 0, \quad \operatorname{div}\dot{\bar\mu} = 0,\\
&\operatorname{rot}\bar\mu = \alpha\dot{\bar\Gamma}, \quad \operatorname{rot}\bar\Gamma = -\beta\dot{\bar\mu},\\
&\operatorname{rot}\bar H = \varepsilon_0\dot{\bar E} + \varepsilon_0 \operatorname{div}\bar E \int \bar\Gamma\, dt,\\
&\operatorname{rot}\bar E = -\mu_0\dot{\bar H}, \quad \operatorname{div}\dot{\bar H} = 0,\\
&\varepsilon_0 \operatorname{div}\bar E = \varrho.
\end{aligned}}$$

und schließlich auch noch $\varrho = 0$ so gelten die 4 Divergenzbeziehungen

$$\left.\begin{aligned}
&\operatorname{div}\dot{\bar\Gamma} = 0, \quad \operatorname{div}\dot{\bar\mu} = 0, \quad \operatorname{div}\dot{\bar E} = 0\\
&\operatorname{div}\dot{\bar H} = 0
\end{aligned}\right\}\ \text{(C}\alpha\text{)}$$

Es kommt nun noch darauf an einen semidynamischen Fall zu beschreiben, der die Wechselbeziehung zwischen $\bar\Gamma$ und einem vorgegebenen Strahlungsfeld $\bar E \times \bar H$ beschreibt. Solange dieses Feld statisch vorliegt, ist seine Leistungsdichte $\dot\eta_0 = \dot\sigma_0 \cdot c^2$. Andererseits gilt statisch $\alpha \operatorname{div}\bar\Gamma = \sigma$ und $\frac{1}{\omega}\operatorname{div}\bar\mu = \sigma_0 - \sigma$ oder nach Addition und partieller Zeitdifferenzitian $\operatorname{div}\left(\alpha\dot{\bar\Gamma} + \dot{\bar\mu}/\omega\right) = \dot\sigma_0 = \frac{\dot\eta_0}{c^2}$.

Der Anteil $\dot\eta_0$ soll nun mittels $\bar\mu$ in eine Wirkung $\bar\Gamma$ transformiert werden. Aus der Form

$S = 0$ folgt $\dot{\eta}_0 = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) =$

$\bar{E} \cdot \mathrm{rot}\,\bar{H} - \bar{H} \cdot \mathrm{rot}\,\bar{E} = -\mathrm{div}\,\bar{E} \times \bar{H}$

solange keine Transformation zustande kommt ist $\eta_0 = \mathrm{const}$, doch beschreibt $\dot{\eta}_0 = -\mathrm{div}\,\bar{E} \times \bar{H}$ den aus dem Strahlungsfeld abgezogenen also den zur Transformation gebrachten Anteil. In $\mathrm{div}\left(\alpha \dot{\bar{F}} + \frac{1}{\omega}\dot{\bar{\mu}}\right) = \dot{\eta}_0/c^2$ eingesetzt folgt $\mathrm{div}\left(\alpha \dot{\bar{F}} + \frac{1}{\omega}\dot{\bar{\mu}} + \frac{1}{c^2}\bar{E} \times \bar{H}\right) = 0$ oder

$\alpha \dot{\bar{F}} + \frac{1}{\omega}\dot{\bar{\mu}} + \frac{1}{c^2}\bar{S} = \mathrm{rot}\,\bar{\mu}$, wenn zur Kürzung $\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}$ verwendet wird. Wenn die Transformation einsetzt, wird $\mathrm{div}\,\bar{F} = 0$ und $\mathrm{div}\,\bar{\mu} = 0$, was die Erregung von Gravitationswellen kennzeichnet. Wird von der Rotationsbildung noch einmal die doppelte Rotation gebildet, so gilt $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\alpha \dot{\bar{F}} + \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\frac{\dot{\bar{\mu}}}{\omega} + \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\frac{\bar{S}}{c^2} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{\mu} = \mathrm{rot}(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\bar{\mu} - \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{\mu}) = -\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\mathrm{rot}\,\bar{\mu}$. Entsprechend ist $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\alpha \dot{\bar{F}} = \alpha\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\dot{\bar{F}} - \alpha\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{F}} = -\alpha\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{F}}$. Da andererseits $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\mathrm{rot}\,\bar{\mu} = \alpha\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{F}} + \frac{1}{\omega}\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{\mu}} + \frac{1}{c^2}\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{S}$ gilt, ist $\frac{1}{\omega}\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\dot{\bar{\mu}} =$

$-\frac{1}{\omega}\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{\mu}} - \frac{1}{c^2}(\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{S} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{S})$

oder $\frac{\alpha}{\omega}\mathrm{rot}\,\ddot{\bar{F}} + \frac{1}{\omega^2}\mathrm{rot}\,\ddot{\bar{\mu}} = -\frac{1}{\omega}\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{\mu}} -$

$\frac{1}{c^2}(\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{S} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{S} + \frac{1}{\omega}\mathrm{rot}\,\dot{\bar{S}})$ und weiter

$\frac{\alpha}{\omega}\mathrm{rot}\,\dddot{\bar{F}} + \frac{\alpha}{\omega^2}\ddot{\bar{F}} = -\frac{1}{\omega}(\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{\mu}} + \frac{1}{\omega^2}\dddot{\bar{\mu}})$

$-\frac{1}{c^2}(\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{S} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{S} + \frac{1}{\omega}\mathrm{rot}\,\dot{\bar{S}} + \frac{1}{\omega^2}\ddot{\bar{S}})$

Wegen $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{\mu} = \ddot{\bar{\mu}}/\omega^2$ gilt $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\dot{\bar{\mu}} + \dddot{\bar{\mu}}/\omega^2 =$

$\frac{2}{\omega^2}\dddot{\bar{\mu}} = 2\alpha\beta\ddot{\bar{\mu}} = -2\alpha\,\mathrm{rot}\,\ddot{\bar{F}}$ oder $\frac{c^2\alpha}{\omega}(\frac{1}{\omega}\dddot{\bar{F}} - \mathrm{rot}\,\ddot{\bar{F}},$

$-(\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{S} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{S} + \frac{1}{\omega}\mathrm{rot}\,\dot{\bar{S}} + \frac{1}{\omega^2}\ddot{\bar{S}})$.

15.2.58 Ja diese Begrenzung darf da wo oben geschehen, nicht $\mathrm{div}\,\dot{\bar{F}} = 0$ gesetzt werden, sodaß der Ausdruck $c^2\alpha\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\dot{\bar{F}} + c^2\frac{\alpha}{\omega}(\frac{1}{\omega}\dddot{\bar{F}} - \mathrm{rot}\,\ddot{\bar{F}}) = -(\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\bar{S} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\bar{S} + \frac{1}{\omega}\mathrm{rot}\,\dot{\bar{S}} + \frac{1}{\omega^2}\ddot{\bar{S}}) = -(\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\bar{S} + \frac{1}{\omega}\mathrm{rot}\,\dot{\bar{S}} + \frac{1}{\omega^2}\ddot{\bar{S}})$ wird. Hierin kommen als Summanden zeitliche Kraftdichteänderungen vor.

17.2.58

Nach Skalarmultiplikation mit den absoluten Einheitsvektoren ergeben sich die folgenden

Differenzialgleichungen: $c^2\alpha \cdot |\text{grad div}\,\dot{\bar{\Gamma}}| = -|\text{grad div}\,\bar{S}|$ ferner $c^2\alpha\,|\text{rot}\,\ddot{\bar{\Gamma}}| = |\text{rot}\,\dot{\bar{S}}|$ und $c^2\alpha\,|\dddot{\bar{\Gamma}}| = -|\ddot{\bar{S}}|$ wird integriert und die Gegenläufigkeit der beiden Rotoren berücksichtigt, so folgt unter Vernachlässigung der beiden Integrationskonstanten aus allen drei Differenzialgleichungen $c^2\alpha\,\dot{\bar{\Gamma}} = -\bar{S}$

Während vor der Transformation $\text{div}\,\bar{S} \neq 0$ ist, gilt nachher $\text{div}\,\bar{S} = 0$, sodass $\alpha\,\dot{\bar{\Gamma}} = \text{rot}\,\bar{\mu}$ substituiert werden kann.

$$\boxed{c^2\,\text{rot}\,\bar{\mu} = -\bar{E}\times\bar{H}} \quad (D)$$

Offenbar laufen die Vektoren $\text{div}\,\text{grad}\,\bar{S}$ und $\frac{1}{\omega^2}\ddot{\bar{S}}$ parallel zu $\bar{S}$ und liefern einen Strahlungsdruckanteil, der dem Trägheitsanteil $\text{grad div}\,\dot{\bar{\Gamma}}$ entspricht. Wird dies berücksichtigt so bleibt der ponderomotorische Anteil

$$(E)\quad \dot{\bar{\xi}} = \frac{c^2\alpha}{\omega}\left(\text{rot}\,\ddot{\bar{\Gamma}} - \frac{1}{\omega}\dddot{\bar{\Gamma}}\right) = \text{rot}\left(\text{rot}\,\bar{E}\times\bar{H} + \frac{1}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\bar{E}\times\bar{H}\right) = M;\,\bar{E}\times\bar{H}$$

und dieser Trägheitsanteil verschwindet nicht und muss sich durch die Einwirkung von $M = \Theta;M'$ auf $\bar{E}\times\bar{H}$ ergeben. Ob $(\Theta\times M)_- \neq 0$ oder $(\Theta\times M)_- = 0$ ist braucht nicht

untersucht zu werden. In der approximierten Form verschwindet der Kommutator, während für den Antikommutator $(\Theta\times M)_+ = 2M$ gilt was ~~von~~ sich vom Θ-Operator unterscheidet

2.) Approximierte Lösung

Ist $d\bar{F}$ ein Flächenelement, so gilt in M der Integralsatz $\int\Theta;()\,d\bar{F} = \oint\Omega;()\,d\bar{\sigma}$ wenn $\bar{\sigma}$ die Integrationsfläche begrenzt. Auch ist $|\Omega;(M;\bar{E}\times\bar{H})| = \pm\dot{\eta}_W$, wenn $\dot{\eta}_W$ die tatsächlich transformierte Leistungsdichte ist. Das Vorzeichen richtet sich nach dem ~~Eigenschaft~~ Bau des Operator Ω, der jedoch unbekannt ist. Ist $d\bar{s}$ ein zu $d\bar{F}$ normales Linienelement, so ist in $\dot{\bar{\xi}} = \frac{d\dot{\bar{K}}}{dV}$ mit $\bar{K} = M\cdot\bar{b}$ (contrabarische Beschleunigung der Transformatormasse m) das Volumenelement $dV = d\bar{F}\cdot d\bar{s}$. Werden die Vektoren so orientiert, dass $\cos(M;\bar{S},d\bar{F}) = \pm 1$ aber $\cos(d\bar{F},d\bar{s}) = +1$ und $\cos(d\bar{s},d\bar{\sigma}) = 0$ ist, so kann die Integration von $\dot{\bar{\xi}} = M;\bar{E}\times\bar{H}$ ~~durchgeführt~~ über das Volumen durchgeführt werden. Es ist $\dot{\bar{K}} = \int\dot{\bar{\xi}}\,dV = \iiint\Theta;M';\bar{E}\times\bar{H}\,d\bar{F}\,d\bar{s} = \iint\Omega;M';\bar{E}\times\bar{H}\,d\bar{\sigma}\cdot d\bar{s}$. Wird $d\bar{\sigma}$ im einfachsten Fall zum Kreis, und gilt die Orientier $\cos(\Omega;(),d\bar{\sigma}) = 1$ so wird $\dot{\bar{K}} = 2\pi r\,|\Omega;M';\bar{E}\times\bar{H}|\cdot\int d$

$= \pm 2\pi \eta_W \int d\bar{s}$. Bleibt $2\pi \eta_W = \text{const}(t)$, so wird nach Zeitdifferentiation $\ddot{\bar{b}} = \pm \frac{2\pi\nu}{m} \cdot \eta_W \cdot \frac{d\bar{s}}{dt}$

$= \pm \frac{2\pi\nu}{m} \eta_W \int \dot{\bar{b}}\, dt$. Ist L_W die wirklich transformierte Leistung und ist W das zp-Volumen in der Zeit so ist $\eta_W = \frac{L_W}{nW}$. Mit dem Wirkungsgrad $0 \leq \varepsilon \neq 1$ und der eingekoppelten Leistung L wird $L_W = \varepsilon \cdot L < L$ der Gesamtwirkungsgrad ε ist nur im Intervall $0 \leq t < \tau$ genaiß $\varepsilon(t)$ zeitabhängig. Erst für $t > \tau$ wird $\varepsilon = \text{const}(t)$, wobei τ die elektromagnetische Einschwingzeit ist. In $\ddot{\bar{b}}$ kann immer $t \geqq \tau$ gesetzt werden weil für $t < \tau$ die M; $\bar{E} \times \bar{H}$ nicht erfüllt sind daher $\bar{b} = \bar{0}$ sein muss. Ist aber $\varepsilon = \text{const}$ kann abermals zeitlich differenziert der Betrag gebildet werden. ~~Wird~~ ausserdem $\frac{2\pi\nu}{nmW} \cdot \varepsilon L = \lambda = \text{const}$ gesetzt so folgt die kritische Differentialgleichung

$\ddot{b} \mp \lambda b = 0$ für den Effekt b.

Ist $k = \sqrt[3]{\lambda}$ (positiv und reell) so existieren die drei Lösungen $b_1 = e^{\mp kt}$, ferner $b_2 = e^{\pm \frac{1}{2}kt} \cdot \cos kt\sqrt{3}$ und $b_3 = \pm e^{\pm \frac{1}{2}kt} \sin kt\sqrt{3}$. Dass diese Lösungen linear unabhängig sind folgt aus

$$\begin{vmatrix} b_1 & b_2 & b_3 \\ \dot{b}_1 & \dot{b}_2 & \dot{b}_3 \\ \ddot{b}_1 & \ddot{b}_2 & \ddot{b}_3 \end{vmatrix} \neq 0$$

Dann wird also die Gesamtlösung $b(k,t) = \sum_{i=1}^{3} C_i b_i$ worin die Integrationskonstanten C_i aus den Randbedingungen $b(0,t) = 0$, $b(k,\tau) = 0$ und $\dot{b}(k,\tau) = \text{const}$ zu bestimmen sind. Man erhält $C_2 = -C_1$ und $C_3 = \mp C_1 (e^{\mp k\tau} - e^{\pm \frac{1}{2}k\tau} \cdot \cos k\tau\sqrt{3} \cdot e^{\mp \frac{1}{2}k\tau} \cdot \sec k\tau\sqrt{3} = \mp a \cdot C_1$, während $C_1 = C(k,\tau) = \text{const}$ nur noch von k und τ abhängt. Damit gilt

$$b(k,t) = C\left[e^{\mp kt} - e^{\pm \frac{1}{2}kt}\left(\cos kt\sqrt{3} \pm a \sin kt\sqrt{3}\right)\right]$$

$$a = \left(e^{\mp k\tau} - e^{\pm \frac{1}{2}k\tau} \cos k\tau\sqrt{3}\right) e^{\mp \frac{1}{2}k\tau} \sec k\tau\sqrt{3}$$

3.) Entwurf

Die durch M angegebene Bedingung wird ähnlich erfüllt wie in K I nur wird bei K II nur ein zp-Satz verwendet. Zur Erhöhung der Präzession sollen die Hohlräume durch ein geeignetes Medium (mechanisch bearbeitbar) ausgefüllt werden. In Betracht kommen nur Materialien deren Absorption hinreichend $\bar{S}$ ausgering ist. Am geeignetsten erscheinen Gießharze die jedoch noch hinreichend diese Absorption und die Dk bei den zur Verfügung stehenden hohen Frequenzen. Auch müssen sie die zp

geeignete Absorber und Polarisatoren ~~entwickelt~~ einzufügen die noch zu entwickeln sind. Auf diese Weise genügt eine einfache Kopplung deren Wirkungsquant wesentlich höher liegt, weil die Kopplungsfläche sich verdoppelt und die Präzession der Kopplung nicht so gross zu sein braucht. Auch rückläufige Wellenzonen wären dann in der Kopplungslamelle möglich sind, so dass sich das Prinzip dieser Welle verändert. Es wäre angebracht dass zwischen dem Einführungsdipol und der Lamellenbegrenzung eine stehende Zylinderwelle erregt wird, deren Maximalzone geringster Absorbtion unmittelbar über den Kopplungen liegt. Aus dieser Forderung wäre die Lage des zp-Satzes und damit deren Zahl zu bestimmen, wenn die magnetische Begrenzung bekannt ist. Aus dieser magnetischen Feldbegrenzung wären die übrigen Daten der zp zu ermitteln. Auch die Giessharzplatte, welche als Verteilerlamelle wirken soll, liesse sich auf diese Weise errechnen. Nachdem dies geschehen ist, müssten die Giessharzkörper hergestellt als Rohkörper werden und die Polarisatoren eingelassen werden. Danach

muss die feinmechanische Bearbeitung erfolgen. Danach wären über den Polarisatoren die Kopplungsstücke aufzusetzen. Auch das Antennenstück der Einführung müsste zu diesem Zeitpunkt angebracht werden. Dann müsste mit einem Giessharzbindemittel montiert werden, doch müssen die zp vorher durch Bespritzen mit LS 200 metallisiert werden. Auch wird der Überzug mit einem schwach ionisierenden Präparat notwendig. Bei der zp-Montage muss das Gitterfeld gelegt werden und das Ganze wäre mit LS 200 zu metallisieren. Danach erhält auch die Kopplungslamelle den ionisierenden Überzug. Ein reflektionsfreier Abschluss darf nicht eingebaut werden weil die Verteilerwelle wegen der Zulässigkeit rückläufiger Wellenzonen in Resonanz schwingen soll. Der Einführungsdipol wird als kapazitiver Dipol ausgebildet und kommt aus einem Koaxialkabel, welches an ein Klystron angeschlossen ist, dessen Maximalleistung 180 W bei 10^4 MHz beträgt. Zum Schutz kann der zp-Satz mit Gitterfeld leicht verkleidet und mit Schaumpolystirol fixiert werden

4.) Berechnung der Bauteile

Die vom Klystron gelieferte Wellenlänge sei λ. Unter der Voraussetzung, dass bei sehr hohen Frequenzen die DK des verwendeten Giessharzes gegen 1 geht wäre die Wellenlänge im Giessharz mit λ zu identifizieren. Die zulässige magnetische Begrenzung für $\lambda = 3$ cm liegt bei 2,3 cm während der elektrische noch durch 0,8 cm begrenzbar ist. Die Lamelle wird als Kreisscheibe von 0,8 cm Stärke ausgebildet. Für ihren Radius gilt die Resonanzbedingung $2R = \frac{\lambda}{2}(2n_R + 1)$ wobei n_R irgendeine ganze Zahl ist. Die Kopplungen müssen dort liegen, wo ein Absorbtionsminimum besteht, also an der Peripherie, sodass R zugleich die Lage der Kopplungsflächen angibt. Ist r ein zp-Radius und ist d die Wandstärke, aber h die magnetische Begrenzung die vorgegeben ist so gilt $2\pi d = \frac{\lambda_b}{2}(2n_d + 1)$ mit einer ganzen Zahl n_d hierin ist $\lambda_b = \lambda\left(1 - \left(\frac{\lambda}{2h}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}$, sodass auf diese Weise auch d auf eine Folge ganzer Zahlen zurückgeführt ist. Für die Interferenzformel gilt $2\pi\left(r - \frac{d}{2}\right) = \frac{\lambda_b}{2}(2n_r + 1)$. Die Aufmaße

werden also bestimmt durch

$$\boxed{R = \frac{\lambda}{4}(2n_R + 1), \quad d = \frac{\lambda_b}{4\pi}(2n_d + 1), \quad r = \frac{\lambda_b}{4\pi}(2n_r + 1) + \frac{d}{2}, \quad \lambda_b = \lambda\left(1 - \left(\frac{\lambda}{2h}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}}$$

Ist ε die Stärke der Metallisierung mit Ionisationsschicht so ist die tatsächliche zp-Breite $h' = h + 2\varepsilon$ und hieraus kann die Zahl N der zu verwenden den ~~Bau~~ Elemente berechnet werden. Mit $\varrho = R - r$ wird $\frac{h'}{2\varrho} = \frac{\sin\pi}{N}$ also $N = \frac{\pi}{\arcsin\frac{h'}{2\varrho}}$, mithin gilt

$$\boxed{N \cdot \arcsin\frac{h'}{2\varrho} = \pi, \quad h' = h + 2\varepsilon, \quad \varrho = R - r}$$

Mit $\lambda = 3$ cm und $h = 2{,}3$ cm wird $\lambda_b = 3\left(1 - \left(\frac{3}{4{,}6}\right.\right.$ $\lambda_b = 3{,}96$ cm. Damit wird $d = \frac{3{,}96}{4\pi}(2n_d + 1)$ für den ganzzahligen Index $n_d = 0$ wird d zu klein, denn zur elektrischen Feldbegrenzung muß $d \geq 0{,}8$ cm $\leq d \leq 1$ sein. Für $n_d = 1$ wird $d = 0{,}946$ cm, für $n_d = 2$ dagegen wird d zugroß, sodass als ganzzahliger Index $n_d = 1$ günstig liegt. Neben dem muß noch r bestimmt werden und zwar muß $r \geq 9$ cm als Krümmungsmaß ausfallen. Es gilt $r = \frac{\lambda_b}{4\pi}(2n_r + 1) +$ $= 0{,}3155(2n_r + 1) + 0{,}473$. Für $n_r = 13$ wird $r = 8{,}9915$ c

Der Polarisator wird tangential an die Innenbegrenzung gelegt und muß so lang sein, daß er die Aussen-

begrenzung berührt. Für seine Länge folgt dann

$$L = \sqrt{d(2r-d)} = \sqrt{0{,}946(17{,}983 - 0{,}946)} \approx \underline{4{,}0\ \text{cm}}$$

Damit liegen die Aufmaße fest und es ist

$$\underline{d = 0{,}946\ \text{cm}\ ,\quad h = 2{,}3\ \text{cm}\ ,\quad r = 8{,}992\ \text{cm}}$$

$$\underline{l \approx 4\ \text{cm}}$$

mit den ganzzahligen Indices $n_d = 1$ und $n_r = 13$

Für den Verteiler sind die Kopplungszonen zu bestimmen. Diese liegen in Abständen $R = \frac{\lambda}{4}(2n_R+1)$ während der Radius des Gesamtverteilers $\varrho > R$ sein muß, doch gilt für ihn auch das Gesetz $\varrho = \frac{\lambda}{4}(2n_\varrho + 1)$ mit $n_\varrho > n_R$, wobei R und ϱ vom Emissionszentrum aus zu messen sind.

Für den Verteiler gilt $d' = 0{,}8$ cm. Wegen $L = 180$ W ergäbe sich für $N = 60$ optimal bei 100%iger Kopplung $\frac{180}{60} = 3$ Watt. Aus $\pi = N \arcsin \frac{h'}{2(R-r)}$ folgt, da ε ungefähr 0,05 cm angenommen werden kann, also h' ungefähr 2,4 ist wird $\frac{\pi}{60} \approx \frac{2{,}4}{2(R-9)}$ oder $R \approx \frac{2{,}4 \cdot 60}{2\pi} + 9 = 32{,}2$ cm. In dieser Größenordnung muß R gesucht werden. Andererseits ist $R = \frac{\lambda}{4}(2n_R+1) = \frac{3}{4}(2n_R+1)$. Für $n_R = 21$ wird $R = 32{,}25$ cm, während sich für $\varrho > R$ die Zahlen $n_\varrho = 22$ bzw. $n_\varrho = 23$ anbieten. Damit genügend Spielraum bleibt, erscheint die letzte Zahl zweckmäßiger. Damit wird $\varrho = 35{,}25$ cm. Für den Verteiler gelten daher die Aufmaße

$$\underline{d' = 0{,}8\ \text{cm}\ ,\quad R = 32{,}25\ \text{cm}\ ,\quad \varrho = 35{,}25\ \text{cm}}$$

$$\underline{\varepsilon = 0{,}05}$$

Aus R folgt eine Abschätzung für N wegen $\arcsin \frac{h'}{2(R-r)} \approx \arcsin \frac{1{,}2}{23{,}25} \approx \arcsin \frac{12}{232{,}5}$ wird $N \approx \frac{\pi \cdot 232{,}5}{12} = 60{,}9 \approx 61$. Man würde also mit 61 Körpern auskommen.

8.7.58 Die vorangegangenen Abschätzungen gelten nur, wenn für das Baumediu[illegible] das Produkt aus Dielektrizitätskonstan[illegible] ε und magnetischer Permeabilität μ also $n^2 = \varepsilon \cdot \mu = 1$ ist. Tatsächlich ist aber n für die $\lambda = 3$ cm entsprechenden sehr hohen Frequenzen von 10^4 Megaherz im Falle des vorgeschlagenen Baustoffes Palatal unbekannt. Die Aufmaße der Z.P. ergeben sich dann zu

$$d = \frac{\lambda_R}{4\pi}(2n_d + 1)\ ,\quad r_{a,i} = \frac{\lambda_R}{4\pi}(2n_r + 1) \pm \frac{d}{2}$$

$$\lambda_R = \frac{\lambda}{\sqrt{n^2 - (\lambda/2)^2}}$$

Fehler einer magnetischen Beobachtung $h \to \infty$ und $n = 1$ ist. Die Zahl N der ZP und die Eigenschaften der Koppelquelle können erst dann ermittelt werden, wenn h bekannt ist. λ_R im ZP kann so vorgegeben werden, daß günstige Abmaße entstehen und h ist, wenn n bekannt ist, den Gegebenheiten anzupassen. Günstige Verhältnisse ergeben sich bei $\lambda_R = 3{,}36$ cm, denn dann folgt mit $n_d = 1$ für die ZP-Stärke

$$d = \frac{\lambda_R}{4\pi}(2n_d + 1) = \frac{3 \cdot 3{,}36}{4\pi} = \frac{3 \cdot 0{,}84}{3{,}14} =$$

$$= \frac{2{,}52}{3{,}14} = 0{,}8, \quad d = 0{,}8 \text{ cm},$$

$\frac{\lambda_R}{4\pi} = \frac{d}{3} = 0{,}26\overline{6}$. Für die beiden Radien folgt damit $r_{a,i} = \frac{\lambda_R}{4\pi}(2n_R + 1) \pm \frac{d}{2} =$

$= 0{,}26\overline{6} \cdot (2n_R + 1) \pm 0{,}4$, das mit $n_R = 15$ die Beziehung $r_{a,i} = 31 \cdot 0{,}26\overline{6} \pm 0{,}4 =$

$= 8{,}26\overline{6} \pm 0{,}4$ * Daraus folgt für den Außenradius $r_a = 8{,}66$ cm und für den Innenradius $r_i = 7{,}86\overline{6}$ cm, folglich

für die Durchmesser $D_a = 17{,}33$ cm,

$D_i = 15{,}73\overline{3}$ cm

Aus $n^2 - \left(\frac{\lambda}{2h}\right)^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_R}\right)^2$ folgt $\frac{\lambda}{2h} = \sqrt{n^2 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_R}\right)^2}$ und durch

$h = \frac{\lambda}{2}\left(n^2 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_R}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}$. Mit $^*\lambda_R = 3{,}36$ und $\lambda = 3$ cm folgt $\frac{\lambda}{\lambda_R} = \frac{1}{1{,}12}$, also

$h = \frac{1{,}5 \cdot 1{,}12}{\sqrt{n^2 \cdot 1{,}25 - 1}}$ oder

$$h = \frac{1{,}68}{\sqrt{1{,}25\, n^2 - 1}}$$