

# Erläuterung der von B. Heim angegebenen Formeln im Aufsatz zur Kontrabarie 1959

## Ausgangsformeln

### Maxwell-Theorie des Elektromagnetismus:

im Minkowski-Raum:

(euklidische Koordinaten)

Koordinaten-Indizes: 1, 2, 3, 4  $\equiv$  x, y, z, ict  
( $x_i = x^i$ )

### Elektro-magnetischer Feldstärketensor

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & H_3 & -H_2 & -iE_1 \\ -H_3 & 0 & H_1 & -iE_2 \\ H_2 & -H_1 & 0 & -iE_3 \\ -iE_1 & -iE_2 & -iE_3 & 0 \end{pmatrix} \neq F_{ki}$$

(nichtsymmetrisch)

### Allgemeine Relativitätstheorie

im Riemannschen Raum

(krümmelige Koordinaten)

Koordinaten kovariant  $x_i$  oder kontravariant  $x^i$   
( $x_i \neq x^i$ )

### metrischer Tensor als Gravitationspotenzial

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} g_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_{44} \end{pmatrix} = g_{ki}$$

(symmetrisch)

z.B.:

$$g_{11} = e^u, \quad g_{22} = r^2, \quad g_{33} = r^2 \sin^2 \vartheta, \quad g_{44} = -e^v$$

### Ableitungen:

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x_l} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x_i} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x_k} = 0$$

↓

$$\frac{\partial F_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial F_{22}}{\partial x_2} + \frac{\partial F_{33}}{\partial x_3} + \frac{\partial F_{44}}{\partial x_4}$$

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial g_{li}}{\partial x^k} \neq 0$$

$$\frac{1}{2} \left( \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{li}}{\partial x^k} \right) = \{ikl\}$$

Christoffel-Symbole:

$$\frac{1}{2} g^{im} \left( \frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right) = \{l, k, i\}$$

### Elektromagnetischer Energiedichtetensor:

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left( F_{ik} F_{kl} - \frac{1}{4} F^2 \delta_{ik} \right)$$

### Energieerhaltung:

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x^k} = 0$$

### Infinitesimale Parallelverschiebung eines Vektors $A^i$ :

Im Minkowskiraum:  $DA^i = dA^i$ , im Ricmannschen Raum:  $DA^i = dA^i + \delta A^i$

$$\delta A = - \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} A^k dx^l$$

kovariante Ableitung eines Vektors  $A^i$ :

$$\frac{DA^i}{dx^l} \equiv A^i{}_{;l} = \frac{dA^i}{dx^l} - \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} A^k$$

kovariante Ableitung eines Tensors  $T^{ik}$ :

$$T^{ik}{}_{;l} = \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^l} + \left\{ \begin{matrix} i \\ ml \end{matrix} \right\} T^{mk} + \left\{ \begin{matrix} k \\ ml \end{matrix} \right\} T^{im}$$

$$T_{ik}{}_{;l} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x^l} - \left\{ \begin{matrix} m \\ il \end{matrix} \right\} T_{mk} - \left\{ \begin{matrix} m \\ kl \end{matrix} \right\} T_{im}$$

Doppelte Ableitung eines Vektors  $A^i$  (abhängig von der Reihenfolge der Ausführung):

$$A_{i;k;l} - A_{i;l;k} = A_m R^m{}_{ikl} \quad \text{mit dem}$$

### Krümmungstensor

$$R^i{}_{klm} = \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} i \\ km \end{matrix} \right\}}{\partial x^l} - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\}}{\partial x^m} + \left\{ \begin{matrix} i \\ nl \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} n \\ km \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} i \\ nm \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} n \\ kl \end{matrix} \right\}$$

Verjüngung nach den Indizes l und m oder i und k:  $R_{ik} = g^{lm} R_{limk} = R^l{}_{ilk}$  liefert:

$$R_{ik} = \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} l \\ ik \end{matrix} \right\}}{\partial x^l} - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} l \\ il \end{matrix} \right\}}{\partial x^k} + \left\{ \begin{matrix} l \\ ik \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m \\ lm \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} m \\ il \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l \\ km \end{matrix} \right\}$$

Weitere Verjüngung ergibt den Krümmungsskalar des Raumes:

$$R = g^{ik} R_{ik} = g^{il} g^{km} R_{iklm}$$

Divergenz der Kombination  $R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$  verschwindet ebenso wie die Divergenz des Energiedichtetensors  $T_{ik}$ :

$$R^k{}_{i;k} - \frac{1}{2} (\delta^k{}_i R)_{;k} = R^k{}_{i;k} - \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial x^i} = 0 ; \quad T^k{}_{i;k} = 0$$

### Einsteinsche Feldgleichungen:

$$\text{mit } \kappa = 8 \pi \gamma / c^2$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \kappa T_{ik}$$

### Einheitliche Feldtheorie nach Einstein und Hlavaty

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} & g_{14} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} & g_{24} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} & g_{34} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & g_{44} \end{pmatrix} \neq g_{ki}$$

Symmetrische und nichtsymmetrische Matrix

$$g_{ik} = g_{il+} + g_{ik-} = \begin{pmatrix} g_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_{44} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & g_{12} & g_{13} & g_{14} \\ g_{21} & 0 & g_{23} & g_{24} \\ g_{31} & g_{32} & 0 & g_{34} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & 0 \end{pmatrix},$$

mit  $g_{ik-} = -g_{ki}$   $g_{ik+} = g_{ki}$

$$\rightarrow \{i\}_{kl} = \{i\}_{kl+} + \{i\}_{kl-}, \text{ mit } \{i\}_{kl+} = \{i\}_{lk}, \quad \{i\}_{kl-} = -\{i\}_{lk}$$

## Heimische einheitliche Feldtheorie

Zusätzlich zur Annahme einer symmetrischen und einer nichtsymmetrischen Matrix noch Einführung komplexer Zahlen (z.B.  $g_{23} = a_{23} + i b_{23}$ , mit  $i = \sqrt{-1}$ )  $\rightarrow$  Unterscheiden zwischen hermiteschen  $g_{ik+}^* = g_{ki}$  und nichthermiteschen Koeffizienten  $g_{ik-}^* = -g_{ki}$  (mit konjugiert komplexen Koeffizienten, z.B.:  $g_{23}^* = a_{23} - i b_{23}$ )

Hermitesche Operatoren besitzen reelle Eigenwerte, denen in der Quantentheorie Messwerte einer physikalischen Größe entsprechen.

$$\rightarrow \{i\}_{kl}^* = \{i\}_{kl+}^* + \{i\}_{kl-}^*, \text{ mit } \{i\}_{kl+}^* = \{i\}_{lk}^*, \quad \{i\}_{kl-}^* = -\{i\}_{lk}^*$$

Operatortypen  $\Gamma^{(i)}$  für die kovariante Ableitung eines Vektors:

Im Index  $(\pm)$  bedeutet  $(+)$  die Anwendung des Operators auf einen kontravarianten Vektor,  $(-)$  die Anwendung des Operators auf einen kovarianten Vektor:

$$\begin{aligned} i=1: \quad \Gamma_{(\pm)}^{(1)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k ( ) \{ \} \\ i=2: \quad \Gamma_{(\pm)}^{(2)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k ( ) \{ \}^* \\ i=3: \quad \Gamma_{(\pm)}^{(3)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k ( ) \{ \}_+ \\ i=4: \quad \Gamma_{(\pm)}^{(4)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k ( ) \{ \}_- \\ i=5: \quad \Gamma_{(\pm)}^{(5)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k ( ) \{ \}^*_- \\ i=6: \quad \Gamma_{(\pm)}^{(6)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k ( ) \{ \} \times 0 \end{aligned}$$

Operatoren  $\Gamma_i^{(\alpha\beta)}$  für die kovariante Ableitung eines Tensors

(s(1) kennzeichnet im Operator die 1. Summe, s(2) die 2.). Mit  $\varepsilon = 1, 2, \dots, 6$  gilt

$$\Gamma_{(\pm)k}^{(s(1)s(2))} = \frac{\partial}{\partial x^k} + \sum_{\lambda=\mu+1}^m ( )^o \{i(\lambda)\}_{\varepsilon(\lambda)[s(1)]} - \sum_{\lambda=1}^{\mu} ( )_p \{i(\lambda)k\}_{\varepsilon(\lambda)[s(2)]}$$

Beispiel:  $\Gamma_{(-)}^{(3)(2)} = \frac{\partial}{\partial x^k} - \sum_k ( ) \{ \}_+ - \sum_l ( ) \{ \}^*$

Der Tensor  $T^i_k$  sei ein Produkt aus zwei Vektoren:  $T^i_k = A^i B_k$

Dann ist die kovariante Ableitung

$$\Gamma^{(1,3)}_{(\pm)}; A^i B_k = A^i \Gamma^{(1)}_{(-)} B_k + B_i \Gamma^{(1)}_{(+)} A^k = A^k \frac{\partial B_i}{\partial x^k} + A^i B_l \{^l_{sk}\} + B_k \frac{\partial A^i}{\partial x^k} - B_l A^i \{^s_{sk}\}_+$$

Spurbildung liefert:

$$\text{sp } \Gamma^{(1)}_{(+)}; T^i_k = \frac{\partial T^i}{\partial x^k} + T^s \{^k_{sk}\} - T^k \{^s_{sk}\}_+ = \text{div}_n T^i + T^k \{^s_{sk}\}_- \quad , \text{ ebenso folgt}$$

$$\text{sp } \Gamma^{(2)}_{(+)}; T^i_k = \text{div}_n T^i - T^k \{^s_{sk}\}_-$$

Es ist

$$\lim_{g_{ik} \rightarrow \eta_{ik} = E} \Gamma^{(6)(6)}_{(\pm)}; ( ) = \text{div}_n ( )$$

Im  $R_4$  (mit  $n = 4$ ) kann damit die Energieerhaltung im statischen Falle ausgedrückt werden durch die Operatordarstellung:

$$\boxed{\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)}; T_{ik} = 0}$$

Mit dem Funktionaloperator angewendet auf die Christoffelsymbole  $\{^i_{km}\}$

$$\Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \{^i_{km}\} = \frac{\partial}{\partial x^l} \{^i_{km}\} - \{^i_{sm}\} \{^s_{kl}\}$$

kann der Krümmungstensor in eine Operatordarstellung gebracht werden:

$$R^i_{klm} = \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \{^i_{km}\} - \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \{^i_{lm}\} = C_m; \{^i_{kl}\}$$

mit dem Zustandsoperator  $C_m = \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; ( ) - \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; ( )$

Die Einwirkung eines Zustandsoperators auf eine Eigenfunktion erzeugt diskrete Zustände als Eigenwerte  $\lambda_m$ . Anstelle der Einsteinschen Feldgleichungen können daher Eigenwertgleichungen geschrieben werden:

$$\boxed{\text{sp } C_{(m)}; \{^{(m)}_{kl}\} = \lambda_{(m)} \{^{(m)}_{kl}\}}$$

(Die Klammer bedeutet, dass die Summenkonvention aufgehoben ist)

Da der Krümmungstensor einer Energiedichte proportional ist:  $R_{ik} = \kappa (T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T)$ , entspricht  $\lambda_{(m)} \{^{(m)}_{kl}\}$  einem Energieausdruck  $G_{(m)ik}$ , der sich aus  $m$  Anteilen der energetischen Felder zusammensetzt. Es bedeutet:

$m = 1$  elektromagnetischer Anteil ( $E_i, H_i$ ),

$m = 2$  gravitativ-elektrischer Anteil ( $p_i, E_i$ )

$m = 3$  gravitativ-magnetischer Anteil ( $p_i, H_i$ )

$m = 4$  gravitativer Anteil ( $p_i = g_i \sqrt{\alpha} + \mu_i \sqrt{\beta}$ ), mit  $g_i$  = Grav.Feld-,  $\mu_i$  = Mesofeldvektoren

$$\rightarrow \kappa G_{(m)kl} = \lambda_{(m)} \{^{(m)}_{kl}\}$$

Kürzung:

$$\boxed{\varphi = \{^i_{km}\}}$$

Die Mesofeldfunktion  $\varphi$  ist als Tensorfeld aufzufassen.

## Mesobarische Dynamik und Metastatik

Zwei materiell-gravitative Systeme  $a$  und  $\underline{a}$  in Form von 2 Materiefeldquanten geraten in Wechselwirkung.

Im ungestörten Fall gilt für beide Systeme

$$\begin{aligned} a: & \quad \text{sp } C_m ; \varphi = \lambda_m \varphi \\ \underline{a}: & \quad \text{sp } \underline{C}_m ; \underline{\varphi} = \underline{\lambda}_m \underline{\varphi} \end{aligned}$$

Im Korrespondenzfall erleiden beide Systeme eine Störung und  $\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)} = 0$  gilt nicht mehr. Energiedichte des gesamten Korrespondenzsystems  $Q^{ik}$ :

$$Q^{ik} = T^{ik}_{(a\ a)} + T^{ik}_{(a\ \underline{a})} + T^{ik}_{(\underline{a}\ a)} + T^{ik}_{(\underline{a}\ \underline{a})}$$

Die Divergenz ist die Einwirkung der Matrizen Spur der  $\Gamma$ -Operatoren mit Doublett-Signatur.

$$\text{Auf } a \text{ bezogen:} \quad \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)}, \quad \text{auf } \underline{a} \text{ bezogen:} \quad \underline{\Gamma}_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)}$$

Ihre Einwirkung auf  $Q_{ik}$  liefert ponderomotorische Kraftwirkungen  $\xi_{\varepsilon\alpha}$  und  $\underline{\xi}_{\varepsilon\alpha}$ :

$$\begin{aligned} (\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_6 ; Q_{ik} &= (\xi_{\varepsilon, \kappa})_6 \\ (\text{sp } \underline{\Gamma}_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_6 ; Q_{ik} &= (\underline{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_6 \end{aligned}$$

6-reihige Matrix  $\Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)}$  lässt sich auf eine 2-reihige reduzieren ( $\varepsilon, \kappa = 1, 2$ ), weil z.B.

$\varepsilon = 3$  aus  $\varepsilon = 1$  oder  $\varepsilon = 2$  folgt, wenn  $\{k_l\}_- = 0$ ,

$\varepsilon = 4$  bzw.  $5$  aus  $\varepsilon = 1$  oder  $\varepsilon = 2$  folgt, falls  $\{k_l\}_+ = 0$ ,

$\varepsilon = 6$  aus  $\varepsilon = 1$  oder  $\varepsilon = 2$  folgt, wenn  $\{k_l\} = 0$ .

d.h. Signaturen  $3 \leq \varepsilon, \kappa \leq 6$  sind Sonderfälle von  $\varepsilon, \kappa = 1$  und  $2$ .

Die Systeme werden reduziert auf:

$$\begin{aligned} (\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2 ; Q_{ik} &= (\xi_{\varepsilon, \kappa})_2 \\ (\text{sp } \underline{\Gamma}_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2 ; Q_{ik} &= (\underline{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_2 \end{aligned}$$

Divergenz der Kraftdichte ist Null:

$$\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon)} ; (\xi_{\varepsilon, \kappa})_2 = 0$$

Damit gelten die Divergenzfreiheiten

$$\begin{aligned} \text{sp } (\Gamma_{(-)}^{(1)}, (\Gamma_{(-)}^{(2)})) ; (\xi_{\varepsilon, \kappa})_2 &= 0 \\ \text{sp } (\underline{\Gamma}_{(-)}^{(1)}, (\underline{\Gamma}_{(-)}^{(2)})) ; (\underline{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_2 &= 0 \end{aligned}$$

Mit der Zusammenfassung der Operatoren in

$$\begin{aligned} \hat{M}_{(+)} &= \text{sp } (\Gamma_{(-)}^{(1)}, (\Gamma_{(-)}^{(2)})) ; (\text{sp } \underline{\Gamma}_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2 \\ \hat{M}_{(-)} &= \text{sp } (\underline{\Gamma}_{(-)}^{(1)}, (\underline{\Gamma}_{(-)}^{(2)})) ; (\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2 \end{aligned}$$

Die zwei Wechselwirkungsgesetze lauten:

$$\hat{M}_{(\pm)} ; Q_{ik} = 0$$

Der gesamte Energiedichtetensor  $Q_{ik}$  kann noch umgeschrieben werden.  
Aus den Feldgleichungen

$$\kappa T_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$$

folgt mit

$$R = \text{sp } R_{ik} = \text{sp} ( \text{sp } C_m ; \{i^m_k\} )$$

die Beziehung

$$\begin{aligned} \kappa T_{ik} &= \text{sp } C_m ; \{i^m_k\} - \frac{1}{2} g_{ik} \text{sp} ( \text{sp } C_m ; \{i^m_k\} ) = \\ &= [ \text{sp } C_m - \frac{1}{2} g_{ik} \text{sp}( \text{sp } C_m ) ] ; \{i^m_k\} \end{aligned}$$

Für die Wechselwirkungsanteile von  $Q_{ik}$  folgt dann

$$\begin{aligned} \kappa Q_{ik} &= \kappa ( T_{ik(a,a)} + T_{ik(a,\underline{a})} + T_{ik(\underline{a},a)} + T_{ik(\underline{a},\underline{a})} ) = \\ &= [ ( 1 - \frac{1}{2} g_{ik} \text{sp} ) ; \text{sp } C_m ) + ( 1 - \frac{1}{2} \underline{g}_{ik} \text{sp} ) ; \text{sp } \underline{C}_m ) ; ( \{i^m_k\} + \{i^m_{\underline{k}}\} ) \end{aligned}$$

Darin sind

$$\begin{aligned} \text{sp } C_m ; \{i^m_k\} &= \lambda_m \{i^m_k\} \\ \text{sp } \underline{C}_m ; \{i^m_{\underline{k}}\} &= \underline{\lambda}_m \{i^m_{\underline{k}}\} \end{aligned}$$

$$\text{und} \quad \text{sp } g_{ik} = \text{sp } \underline{g}_{ik} = 4 \text{ (im } R_4 \text{)}$$

Mit den Kürzungen

$$\Omega = ( 1 - \frac{1}{2} g_{ik} \text{sp} ) ; \text{sp } C_m )$$

$$\underline{\Omega} = ( 1 - \frac{1}{2} \underline{g}_{ik} \text{sp} ) ; \text{sp } \underline{C}_m )$$

folgt

$$\kappa Q_{ik} = (\Omega + \underline{\Omega}) ; (\{i^m_k\} + \{i^m_{\underline{k}}\}) = (\Omega + \underline{\Omega}) ; (\varphi + \underline{\varphi})$$

Das allgemeine Wechselwirkungsgesetz ist somit

$$\boxed{\hat{M}_{(\pm)} ; \kappa Q_{ik} = \hat{M}_{(\pm)} ; (\Omega + \underline{\Omega}) ; (\varphi + \underline{\varphi}) = 0}$$

und mit dem Operator

$$\boxed{\hat{R} = \hat{M}_{(\pm)} ; (\Omega + \underline{\Omega})}$$

hat das allgemeine Korrespondenzgesetz die einfache Form

$$\boxed{\hat{R} ; (\varphi + \underline{\varphi}) = 0}$$

## Die kontrabarische Gleichung

### Ausgangsgleichungen:

#### Elektromagnetismus (Maxwell-Gleichungen)

$$\begin{array}{l} \text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0, \quad \text{rot } \mathbf{H} = \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}_i \\ \text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \dot{\mathbf{H}}_i, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0 \end{array}$$

mit  $\mathbf{E} = E_i$  = elektrischer Feldvektor,  $\mathbf{H} = H_i$  = magnetischer Feldvektor,  $\dot{\mathbf{E}} = \frac{d}{dt} \mathbf{E}$

$\epsilon_0, \mu_0$  = Konstanten,  $\rho$  = Ladungsdichte,  $c = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}}$  = Lichtgeschwindigkeit.

$$\begin{array}{l} i = x, y, z, \quad \text{grad } \sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \frac{\partial \sigma}{\partial y} + \frac{\partial \sigma}{\partial z}, \quad \dot{\mathbf{E}} = \frac{d}{dt} \mathbf{E} \\ \text{div } E_i = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}, \quad \text{rot } E_i = \begin{pmatrix} i_x & i_y & i_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{pmatrix} \end{array}$$

zeitliche Energiedichteänderung =

Leistungsdichte:  $\dot{\eta} = -\text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$

$$\dot{\eta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mathbf{H}^2)$$

Kraftdichte:  $\dot{\xi} = \text{grad } \dot{\eta} = \text{grad div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \text{rot rot}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \text{div grad}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$

#### Dynamische Gravitationsfelder (B. Heim)

$$m = m(r) \rightarrow \text{Gravitationskraft } \mathbf{K} = m_1 \text{ grad } \varphi = m_1 \text{ grad} \left( G \frac{m(r)}{r} \right) = G m_1 \mathbf{e}_r \left( \frac{1}{r} \frac{\partial m}{\partial r} - \frac{m}{r^2} \right)$$

Gravitationsfeldvektor:  $\Gamma = G \mathbf{e}_r \left( \frac{1}{r} \frac{\partial m}{\partial r} - \frac{m}{r^2} \right)$

$$\begin{array}{l} \text{div } \Gamma = \sigma/\omega, \quad \text{rot } \mu = \alpha \dot{\Gamma}_i \\ \text{rot } \Gamma = -\beta \dot{\mu}_i, \quad \text{div } \mu = \omega(\sigma_0 - \sigma) \end{array}$$

$\Gamma_i = \Gamma$  = Gravitationsfeldvektor,  $\varphi$  = Gravitationspotenzial,  $G$  = Gravitationskonstante,  $m$  = Masse  
 $\mu_i = \mu$  = Mesofeldvektor (grav. Vektorpotenzial),  $\alpha, \beta$  = Konstanten,  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_m$  = Massendichte,  
 wobei  $\sigma_m$  = Feldmassendichte

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{\alpha\beta}} = \text{Gravitations-Ausbreitungsgeschwindigkeit,}$$

Energiedichte:  $\eta = \frac{dW}{dV} = \text{const} \quad \rightarrow \quad \dot{\sigma} = 0, \quad \dot{\eta} = 0$   
 $\dot{\sigma} + \mathbf{v} \text{ grad } \sigma = 0,$   
 $\dot{\sigma} + \text{div } \mathbf{v} \sigma - \sigma \text{ div } \mathbf{v} = 0, \quad \text{mit } \mathbf{v} = \int \Gamma dt \quad \rightarrow$

$$\text{div} ( \dot{\Gamma}_i + \text{div } \Gamma_i \int \Gamma_i dt ) = \text{div } \Gamma_i \int \text{div } \Gamma_i dt$$

$\dot{\rho}$  bzw.  $\dot{\sigma}_m = 0 \rightarrow$

$$\text{div} ( \dot{E}_i + \text{div } E_i \int E_i dt ) = \text{div } E_i \int \text{div } E_i dt$$

$$\text{div} ( \dot{\mu}_i + \text{div } \mu_i \int \mu_i dt ) = \text{div } \mu_i \int \text{div } \mu_i dt$$

Leistungsdichte im statischen Fall: (Gravitation)

$$\dot{\eta}_0 = \dot{\sigma}_0 c^2$$

$$\dot{\sigma}_0 = \dot{\eta}_0 / c^2 = \text{div} ( \alpha \dot{\Gamma}_i + \dot{\mu}_i / \omega )$$

$\rho = 0$ : (Elektromagnetismus):

$$\dot{\eta}_0 = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mathbf{H}^2) = - \text{div} ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} )$$

$$\dot{\sigma}_0 = \dot{\eta}_0 / c^2 = \text{div} [ ( \alpha \dot{\Gamma}_i + \dot{\mu}_i / \omega + \frac{1}{\omega} ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} ) ) ] = 0$$

Bildung der doppelten Rotation:

$$\text{rot rot rot } \dot{\mu}_i = \text{rot rot } \alpha \Gamma + \text{rot rot } \dot{\mu}_i / \omega + \text{rot rot } \frac{1}{c^2} ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} )$$

nach weiteren Umformungen  $\rightarrow$

Pondemotorischer Anteil:

$$\dot{\xi} = \frac{d\dot{K}}{dV} = \frac{c^2 \alpha}{\omega} \left( \text{rot} \ddot{\Gamma}_i - \frac{1}{\omega} \ddot{\Gamma}_i \right) = \text{rot} \left[ \text{rot} ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} ) + \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} ) \right]$$

$$\begin{aligned} \dot{\xi} &= \text{rot} \left( \text{rot} + \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} \right); ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} ) \\ \dot{\xi} &= \mathbf{X}; \mathbf{M}'; ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} ) \\ \dot{\xi} &= \mathbf{M}; ( \mathbf{E} \times \mathbf{H} ) \end{aligned}$$

mit  $\mathbf{M} = \mathbf{X}; \mathbf{M}' = \text{rot}; \left( \text{rot} + \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} \right)$

Ermittlung der ortsabhängigen Masse  $m = m(r)$

Gravitationsfeldenergie:  $E_g = + G \frac{m^2(r)}{r}$ ,  $E = m c^2$ ,  $G = \text{Gravitationskonstante}$

$$dE_g = dE$$

$$dE_g = \frac{\partial E_g}{\partial r} dr + \frac{\partial E_g}{\partial m} dm$$

$$dE = dE_g = m c^2 = G \left( -\frac{m^2}{r^2} dr + \frac{2m}{r} dm \right)$$

mit den Kürzungen  $a = G/c^2$ ,  $x = m/r$  und  $dm = xdr + rdx \rightarrow$

$$\frac{dm}{dr} = \frac{-am^2/r^2}{1-2am/r} = \frac{-ax^2}{1-2ax}$$

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

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

$$\ln(r_0/r) = \ln(x/x_0) + \ln \left( \frac{1-ax}{1-ax_0} \right) = \ln \left( \frac{x(1-ax)}{x_0(1-ax_0)} \right)$$

$$x(1-ax)r = x_0(1-ax_0)$$

$$m(1-am/r) = m_0(1-am_0/r_0) = \alpha \rightarrow$$

$$m(r) = \frac{r}{2a} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4a\alpha}{r}} \right), \quad \text{mit } a = G/c^2$$

Heim wählt (-) -Zeichen. Wird von einer negativen Feldenergie ausgegangen:

$E_g = - G m^2/r$ , wie es Arnott, Deser und Misner (1962) taten, dann ergibt sich:

$$m(r) = \frac{r}{a} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2a\alpha}{r}} \right)$$

Elektrische Feldenergie:  $E_e = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$ ,  $E = m c^2$ ,  $\epsilon_0 = \text{Influenzkonstante}$

$e = \text{Elementarladung}$

$$dE_e = \frac{\partial E_e}{\partial r} dr + \frac{\partial E_e}{\partial e} de = dE = m c^2$$

$\rightarrow$

$$\pm b r = -\frac{e^2}{r} \frac{dr}{dm} + 2e \frac{de}{dm}, \quad \text{mit } b = 4\pi\epsilon_0 c^2$$

$$\text{Aus } \alpha = m(1 - a m/r) \rightarrow r = \frac{a m^2}{m - \alpha} \rightarrow$$

$$\pm b r = -e^2 \left( \frac{1 - 2\alpha/m}{m - \alpha} \right) + 2e \frac{de}{dm} = b a \frac{m^2}{m - \alpha}$$

und mit den Kürzungen  $\pm b r =$

$$P = \left( \frac{1 - 2\alpha/m}{m - \alpha} \right) \quad \text{und} \quad Q = b a \frac{m^2}{m - \alpha} \rightarrow$$

$$\pm b r = e^2 (-P) + 2e \frac{de}{dm} = Q$$

Kürzung:

$$\boxed{y = e^2}, \quad 2e \, de/dm = de^2/dm$$

$$\boxed{dy/dm + y P(m) = Q(m)}$$

Lösung :  $y = e^{-\int P dm} \left( \int Q e^{\int P dm} dm + y_h \right), \text{ mit } y_h = y_{h0} \exp(-\int P dm) \text{ und } y_{h0} = e_0^2$

$$y = \frac{a}{r_0} \frac{m^2}{m - \alpha} \left( e_0^2 \pm \frac{4\pi}{\mu_0} r_0 (m - m_0) \right) \rightarrow$$

Elementarladung:  $e = \pm \frac{m}{c} \sqrt{\frac{r}{r_0(m - m_0)} \left( e_0^2 \pm \frac{4\pi}{\mu_0} r_0 (m - m_0) \right)}, \text{ mit } r = \frac{a m^2}{m - \alpha} \rightarrow$

$$\boxed{e = \pm \sqrt{\frac{r}{r_0} \left( \pm \left( b r_0 (m - m_0) - e_0^2 \right) \right)}}$$

Mit der Kürzung

$$\beta = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} - m_0 c^2 = \text{const} \rightarrow$$

$$e = \pm 2 \sqrt{\pi\epsilon_0 r (\beta + mc^2)}$$

Elektrisches Potential:

$$\Phi_e = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{1}{\pi\epsilon_0 r} (\beta + mc^2) \right)}$$

Elektrische Feldstärke:

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{grad} \left( \frac{e}{r} \right) = \\ &= \pm \frac{1}{4} \sqrt{\left( \frac{1}{\pi\epsilon_0 r} (\beta + mc^2) \right)} \times \left( \frac{c^2}{\epsilon_0 \pi G} \text{grad} \phi_g + \frac{1}{\pi\epsilon_0} \text{grad} \left( \frac{\beta}{r} \right) \right) = \end{aligned}$$

$$= \pm \frac{\frac{c^2}{G} \text{grad} \phi_g + \text{grad}(\frac{\beta}{r})}{4\sqrt{\pi\epsilon_0/r} (\beta + mc^2)} = \pm \left( \frac{c^2}{G} \Gamma_i + \text{grad}(\frac{\beta}{r}) \right) f(r)$$

wobei  $\boxed{f(r) = \frac{1}{4\sqrt{\pi\epsilon_0/r} (\beta + mc^2)}}$ ,  $\Gamma = \Gamma_i = \text{grad} \phi_g = - (c^2/2) \text{grad} \sqrt{1 - 4a\alpha/r}$

elektrische Feldquelle:  $\rho = \epsilon_0 \text{div} \mathbf{E}_0$

$$\text{div} \mathbf{E}_0 = \rho / \epsilon_0 = \text{div} [f(r) \Gamma] + a \text{div} [f(r) \text{grad}(\beta/r)]$$

$$\text{div} \mathbf{E}_0 = [\Gamma + a \text{grad}(\beta/r)] \text{grad} f(r) + f(r) \text{div} [\Gamma + a \text{grad}(\beta/r)]$$

$$\text{grad}(\beta/r) = 0, \quad \frac{1}{f} \equiv \frac{1}{f(r)} = \pm 4a\sqrt{\pi\epsilon_0 c^2 m / r} = \pm \frac{4}{c} \sqrt{\pi\epsilon_0 G} \sqrt{\phi_g}$$

mit  $\phi_g = Gm/r = \frac{c^2}{2} (1 - \sqrt{1 - 4a\alpha/r})$

$$\boxed{\text{div} \mathbf{E}_0 = \Gamma \text{grad} f + f \text{div} \Gamma}$$

Aus  $e = e(m) \rightarrow$

$$e^2/r - bm = e_0^2/r_0 - bm_0 = \kappa$$

$$e = \pm \sqrt{r(bm + \kappa)}, \quad \text{mit } \kappa = 0 \rightarrow e = \frac{\sqrt{b}}{G^2} r \sqrt{\phi_g}$$

Ladungsdichte:

$$\eta = de/dV = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{de}{dr} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi G^2} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r \sqrt{\phi_g})$$

$$\eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi G^2} \left( \frac{1}{r^2} \sqrt{\phi_g} + \frac{1}{2r} \frac{1}{\sqrt{\phi_g}} \frac{d\phi_g}{dr} \right)$$

mit der Kürzung  $\Phi = \sqrt{\phi_g}$  und  $\Phi' = d\Phi/dr \rightarrow$

$$\boxed{\eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi G^2} \frac{1}{r^2} (\Phi + r\Phi')}$$

Kraftdichte:  $\xi = \frac{dK_i}{dV} = \text{grad} \eta$

Kontrabarische Gleichung:  $\boxed{\dot{\xi} = \text{grad} \dot{\eta} = \text{grad} \text{div} (\mathbf{E} \times \mathbf{H})}$

$$\text{rot rot} \mathbf{E} \times \mathbf{H} + \text{div grad} \mathbf{E} \times \mathbf{H} = - \frac{\sqrt{b}}{4\pi G^2} \frac{d}{dt} \text{grad} \left( \frac{1}{r^2} (\Phi_i + r\Phi_i'') \right)$$

Kurzdarstellung:

Mit  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ ,  $\mathbf{K} = \text{grad div}$ ,  $\mathbf{G} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi G^2} \frac{d}{dt} \text{grad}(\frac{1}{r^2} \Phi_i)$ ,  $\mathbf{\Gamma} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi G^2} \frac{d}{dt} \text{grad}(\frac{1}{r} \Phi')$

Folgt die Angabe von Heim (1959):

$$\boxed{\mathbf{K}; \mathbf{S} = \mathbf{G} + \mathbf{\Gamma}}$$

**Generierung des kontrabarischen Effekts:**

$$\boxed{\dot{\xi} = \mathbf{X}; (\mathbf{M}; \mathbf{E} \times \mathbf{H})}$$

woher  
 $\mathbf{X} = \text{rot rot}$   
 $\mathbf{M} = \text{Interferenz-}$

$$\boxed{\begin{array}{l} \mathbf{X} = \text{rot rot} \\ \mathbf{M} = \text{Interferenz-Operator} \end{array}}$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{K}} &= \int \mathbf{X}; (\mathbf{M}; (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i)) dV = \\ &= \int ds \int \mathbf{X}; (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i) dF = \\ &= - \int ds \oint \Omega; (\mathbf{M}; (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i)) d\sigma \end{aligned}$$

$$d\dot{\mathbf{K}} = -2\pi r \mid \Omega; (\mathbf{M}; (\mathbf{E} \times \mathbf{H})) \mid ds, \quad ds = \int b dt$$

$$\dot{\eta} = \mid \Omega; (\mathbf{M}; (\mathbf{E} \times \mathbf{H})) \mid \equiv \frac{dL_T}{dV'} = \frac{L_T}{V'}, \quad L_T = \text{zur Transformation kommende Leistung}$$

$$\ddot{b} = - \frac{2\pi}{m_0 V'} r \mid L_T \mid \int b dt$$

$$\text{mit } \lambda(t) = \frac{2\pi}{m_0 V'} r L \varepsilon(t), \quad \varepsilon(t) = \text{Wirkungsgrad}, \quad L_T = L \varepsilon(t) \rightarrow$$

$$\boxed{\ddot{b} = -\lambda b}$$

Lösung: für  $\lambda = 0$ ,  $\ddot{b} = 0$ ,  $b = a_1 + a_2 t + a_3 t^2$

$$\text{mit } \kappa = \sqrt[3]{\lambda} = \sqrt[3]{\frac{2\pi}{m_0} r \frac{L \varepsilon(t)}{V'}}$$

$$b = C_1 e^{\kappa t} + e^{-(1/2)\kappa t} (C_2 \cos \kappa t \sqrt[3]{3} - C_3 \sin \kappa t \sqrt[3]{3})$$

$$C_1 = C_2$$

$$\boxed{b = C_1 (e^{\kappa t} - e^{-(1/2)\kappa t} \cos \kappa t \sqrt[3]{3}) - C_3 e^{-(1/2)\kappa t} \sin \kappa t \sqrt[3]{3}}$$

## Kontrabator

### Prinzip

Elektromagnetischer Strahlungsvektor:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

Mesofeldvektor:

$$\mu = \text{rot}(\mathbf{M}; \mathbf{S})$$

Änderung der Kraftdichte:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\mathbf{E}}}{c} &= \text{rot } \mu \\ &= \text{rot rot}(\mathbf{M}; \mathbf{S}) \end{aligned}$$

Operator X = rot rot

Operator M = Interferenzbedingung

(damit die elektromagnetische Welle Null wird)

Konstruktive Lösung:

$$\text{Hohlleiter-Durchmesser } d = n \frac{\lambda}{2}$$

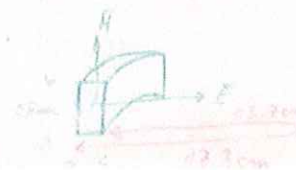
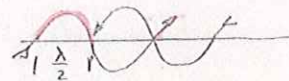
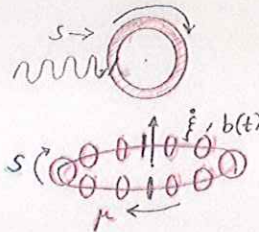
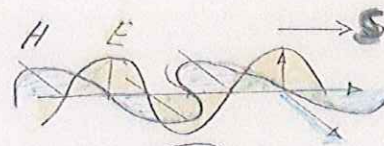
mit der Wellenlänge  $\lambda$  und

$$n = 2 \nu - 1 \quad (\nu = 1, 2, \dots)$$

Abmessungen des ZP:

ZP: zyklischer Pseudoresonator

Abmessungen des Schirmfeldes:



nisse  $\omega = \frac{4}{3} c$  sowie  $\tau > 0$  und die Existenz des Mesofeldes lieferten die Basis zur Deduktion einer mesobarischen Dynamik, einer durch das Mesofeld bedingten dynamischen Wechselwirkung zwischen einer Gravitationsfeldwirkung und einer Materiefeldwirkung.

Zunächst folgt die Existenz eines weiteren Relativitätsprinzips  $J'$ , das mit  $J$  gleichberechtigt ist, weil die Transformationsgruppen beider Prinzipien Untergruppen einer übergeordneten Transformation sind. Auch mußte die Revision der infinitesimalen Analysis wegen  $\tau > 0$  durchgeführt werden. Denn die beiden zum Integral und zum Differentialquotient führenden Limesrelationen gelten nur für  $\tau = 0$ ; und auch nur für diesen Fall werden die Funktionen stetig. Für  $\tau > 0$  dagegen werden die Funktionen zu zahlentheoretischen Zusammenhängen ganzzahliger Indices. Das Relativitätsprinzip  $J'$  wurde entwickelt und die Revision der infinitesimalen Analysis durchgeführt. Unter Berücksichtigung dieser Untersuchungen ergab sich schließlich die Möglichkeit, einen Feldformalismus für allgemeine Mesofeld-Wechselwirkungen zu entwickeln, wenn im Falle beliebiger Koordinaten die Mesofeldfunktion als gemischt variantes Tensorfeld angenommen wird, das über einem sechsdimensionalen affinen Bereich definiert ist. Die vier Dimensionen der Raumzeit  $R_4$  mußten also durch zwei zusätzliche Dimensionen zu einem  $R_6$  ergänzt werden, wobei für alle Unterräume  $R_2$  die Elementarflächen  $\tau > 0$  gelten.

Dieser  $R_6$  ist also in Elementarzellen  $\tau^3$  aufgeteilt. Sind  $a$  und  $a$  zwei Systeme, die in einer durch ihre Mesofelder vermittelten mesobarischen Wechselwirkung stehen, und sind  $\varphi$  bzw.  $\underline{\varphi}$  die als Tensorfelder aufzufassenden Mesofeldfunktionen, so gilt für die allgemeine Wechselwirkung in dem durch  $\tau$  bestimmten Zellenraum  $R_6$  das System  $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$ , worin der Operator  $\hat{R}$  mehrdeutig ist. Es gilt  $\hat{R} = \hat{M}_{(\pm)}; (\Omega, \underline{\Omega})$  und  $\hat{M}_{(+)} = \left( \Gamma^{(1)}, \Gamma^{(2)} \right); \left( \Gamma^{(1,k)}, \Gamma^{(2,k)} \right)_2$  und  $\hat{M}_{(-)} = \left( \Gamma^{(1)}, \Gamma^{(2)} \right); \left( \Gamma^{(1,k)}, \Gamma^{(2,k)} \right)_2$ .

Diese Operationen sind neben  $\tau$  und den sechs ganzzahligen Indices  $n_j$  der  $1 \leq j \leq 6$  Dimensionen noch von den metrischen Eigenschaften des  $R_6$  und den Komponenten von  $\varphi$  bzw.  $\underline{\varphi}$  abhängig. Während  $\Omega$  ein metrischer Operator ist, sind die  $\Gamma$ -Operatoren je nach ihrer hochgestellten Indizierung als Funktionaloperatoren von den  $n_j$  und den Komponenten von  $\varphi$  (bzw.  $\underline{\varphi}$  für  $\Gamma$ ) abhängig. Aus diesem Grunde ist das System  $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$  nicht linear; aus diesem Grunde wurde die Lösung bisher nur für einige Sonderfälle versucht. Es ist möglich, daß dieses System von Operatorgleichungen die allgemeine Wechselbeziehung zwischen den  $M_q$  beschreibt. Auf jeden Fall ergeben sich durch Approximationen schließlich die Aussage der Theoretischen Physik.

Die durch  $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$  beschriebene mesobarische Dynamik im diskontinuierlichen  $R_6$  geht für  $\varphi = 0$ , also beim Fehlen der Wechselwirkungskomponente, nach Anwendung eines Integralsatzes („Integral“ ist wegen  $\tau > 0$  nur ein Analogon zum infinitesimalen Integralkalkül) zu einem als Eigenwertproblem darstellbaren Operatorgesetz  $C; \varphi = \bar{\lambda} \times \varphi$ ; hierbei hängt der Operator  $C$  von den durch  $\varphi$  bestimmten  $\Gamma$ -Operatoren ab.

Von diesem Gesetz können die Matrixspektren gebildet werden, was mit den vektoriell aufgefaßten Eigenwerten  $\bar{\lambda}$  zu einem Eigenwertproblem  $sp C; \varphi = \bar{\lambda} \cdot \varphi$  mit  $sp \varphi = 0$  des statischen Falles führt. Auch dieses Eigenwertproblem kann leider nicht allgemein gelöst werden, zumal neben dem nicht-linearen Charakter noch die durch  $\tau > 0$  bedingte Revision der Analysis des  $R_6$  zu berücksichtigen ist. Immerhin ist zu

erwarten, daß  $sp C; \varphi = \bar{\lambda} \cdot \varphi$  mit  $sp \varphi = 0$  diese Massen des  $M_q$ -Spektrums als Eigenwerte beschreibt.

$Sp C; \varphi = \bar{\lambda} \cdot \varphi$  kann einer Reihe von Approximationen unterworfen werden. Zunächst besteht die Möglichkeit, mit  $\tau \rightarrow 0$  zum  $R_4$ -Kontinuum zu gelangen und den  $R_6$  durch eine ausgeartete Affinität auf die affine Raumzeit  $R_4$  zu projizieren. Hier kann  $\varphi$  als Tensordivergenz eines hermiteschen Feldes (kovariant) aufgefaßt werden. Läßt man weiter die Konvergenz  $\int \varphi \cdot \varphi^x dV < \infty$  fallen, so kann man weiter aus den Bereichen mikrokosmischer Quantenzustände zum makrokosmischen Feldkontinuum übergehen und das Feld, dessen Tensordivergenz  $\varphi$  ist, als Gravitationspotential auffassen. Nach mehreren verwickelten Umrechnungen und weiteren Approximationen entstehen dann die Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie. Werden diese Approximationen in einer anderen Richtung durchgeführt und wird der Mesofeldtensor  $\varphi$  jetzt als Materiefeldfunktion interpretiert, so entstehen der Quantendynamik analoge Formen, die der Quantenmechanik natürlich angepaßt erscheinen.

Quantenmechanik und Allgemeine Relativitätstheorie umfassen aber das gesamte heutige physikalische Wissen in Form von Sonderfällen. Vor diesen Approximationen gibt es jedoch noch andere Stufen der in das  $R_4$ -Kontinuum projizierten Mesofeldgleichungen  $sp C; \varphi = \bar{\lambda} \cdot \varphi$  der mesobarischen Statik. Nach Übergang von den Quantenstufen zum Feldkontinuum gelten die Approximationen, wenn  $F$  und  $f$  materielle Wirkungen sind, deren Weltlinien bezogen auf  $J$  geodätische Nulllinien sind  $K; F = G + \Gamma$  und  $D; G_+ = f$ . Hierin bedeuten  $G$  ein gravitatives Führungsfeld, in dem sich eine ponderable Masse auf beliebigen geodätischen Weltlinien (Nulllinien sind ausgeschlossen) bewegen kann,  $G_+$  das symmetrische Gravitationsfeld einer ponderablen Masse, das von  $G$  nicht abzuhängen braucht, und  $\Gamma$  eine gravitative Störung, deren Weltlinie, bezogen auf  $J'$ , eine geodätische Nulllinie ist (Gravitationswelle).

Die durch  $K$  und  $D$  beschriebenen Mesofeldzustände (das hypothetische Mesofeld muß also, wenn es existent ist, dual erscheinen) wurden von mir als kontrabarischer und dynabarischer Zustand bezeichnet und entsprechend  $G \pm \Gamma = K$ ;  $F$  als kontrabarische, bzw.  $f = D$ ;  $G_+$  als dynabarische Gleichung. Bei diesen Zusammenhängen handelt es sich um zwei Operatorgleichungen; und zwar wirkt der erste Operator (kontrabarischer Zustand) auf solche materiellen Strukturen ein, deren Weltlinien bezogen auf  $J$  geodätische Nulllinien sein müssen, also auf elektromagnetische Wellen: Als Ergebnis dieser Einwirkung resultiert ein gravitatives Beschleunigungsfeld relativ zur Umgebung unter Emission gegenläufiger Gravitationswellen. Die zweite Operatorgleichung beschreibt praktisch den umgekehrten Vorgang: In ihr wirkt der zweite Operator (dynabarischer Zustand) auf ein Gravitationsfeld, dessen Symmetriezentrum — im ungestörten Fall gedacht — im Inneren des Operatorfelds liegen muß. Dieses statische Feld wird unter dem Einfluß der Operatorwirkung wieder in elektromagnetische Wellen (also Wirkungen, deren Weltlinien geodätische Nulllinien sind) transformiert. Der dynabarische Zustand kann aber nur endotherm erregt werden.

Wird weiter pseudoeuklidisch approximiert und vom euklidischen physischen Raum die Zeitkoordinate abgespalten, so daß die Zeit als Parameter auftritt, so nimmt die kontrabarische Gleichung eine Gestalt an, aus der hervorgeht, daß diese Gleichung mit heutigen technischen Mitteln experimentell prüfbar sein muß, während die dynabarische Gleichung erst dann experimentell angegangen werden kann, wenn der Kontrabarische Effekt empirisch nachgewiesen worden und die Entwicklung eines technisch brauchbaren kontrabarischen Transformators gelungen ist. Aus diesem Grunde soll im nächsten Abschnitt nur die erwähnte Approximation der kontrabarischen Gleichung untersucht werden.

— Fortsetzung folgt —

jenige Zuverlässigkeitsanstrengung, über die es sich nicht lohnt, hinauszugehen. Da jedoch die Kurve nachher sehr flach verläuft, wird offensichtlich, daß man für Zuverlässigkeitsprogramme kaum zu viel Geldmittel bereitstellen und ausgeben kann, aber sehr leicht zu wenig. Es ist also weise, Zuverlässigkeitsprogramme großzügig zu finanzieren.

#### N. Die Rolle von Prüflaboratorien

Da Versagerprüfprogramme geplant und finanziert werden müssen, mögen hochwertige Prüflaboratorien bald von entscheidender Bedeutung für die erfolgreiche Durchführung von Entwicklungsprogrammen werden. Der Ausdruck »hochwertig« bedeutet soviel als: wohlvertraut mit den modernen Prinzipien der Versagerprüfungen und mit der Anwendung von Sicherheitsfaktoren und Sicherheitsspannen.

#### O. Erziehung zur Zuverlässigkeit

Wenn Zuverlässigkeitsmittel die gewünschten Ergebnisse haben sollen, so müssen sie weise, das heißt mit höchstem Wirkungsgrad, ausgegeben wer-

den. Alle Ingenieure, die direkt oder indirekt mit einem komplizierten Gerät und dessen Komponenten befaßt sind, müßten also die Zuverlässigkeitsprobleme ihrer Erzeugnisse verstehen und lösen können.

Wenn wir irgendeinen Ingenieur fragen, was er über die Sünde der Unzuverlässigkeit denkt, so werden wir finden, daß er entschieden dagegen ist. Aber es genügt bei weitem nicht, »dagegen« zu sein. Vielmehr muß er ein volles Verständnis für die Vielzahl von theoretischen und praktischen Zuverlässigkeitsproblemen haben und sich mit Überzeugung, Energie und Geschick für ihre Lösung einsetzen.

Daraus folgt, daß die Erziehung zur Zuverlässigkeit die vordringlichste Aufgabe unseres gesamten Rüstungsprogramms wird. Alle zur Verfügung stehenden Mittel sollten dafür eingesetzt werden. Dies ist eine gewaltige Aufgabe, weil bei der Entwicklung, Prüfung und Fertigung moderner, komplizierter Geräte die Zahl der Hauptauftragnehmer und Unterauftragnehmer in der Größenordnung von Tausenden liegt, und die Zahl der In-

genieure, die wissentlich oder unwissentlich daran beteiligt sind, in die Hunderttausende gehen kann.

#### Ausblick

Wenn wir die vielen Milliarden, die in unseren Rüstungsprogrammen investiert sind, in Betracht ziehen, so erkennen wir, daß das bisher vernachlässigte Zuverlässigkeitsproblem gewaltige Dimensionen angenommen hat. Hier Vogel Strauß zu spielen, ist nicht nur unwirtschaftlich, sondern äußerst gefährlich. Wenn wir das Zuverlässigkeitsproblem nicht überwinden, wird es uns überwinden. Zum Schluß seien drei Prophezeiungen erlaubt:

1. Die Firma, die auf dem Gebiet der Zuverlässigkeit den anderen voraus ist, wird den Wettbewerb gewinnen.
2. Die Waffengattung, die auf dem Gebiet der Zuverlässigkeit den anderen voraus ist, wird den Wettbewerb gewinnen.
3. Die Nation, die auf dem Gebiet der Zuverlässigkeit führt, wird in der Welt führend sein.

Dipl.-Phys. Burkhard Heim

## Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie (II)

### Der Kontrabarische Effekt

Bezeichnet  $\bar{\xi} = \frac{d\bar{K}}{dV}$  die Dichte einer ponderomotorischen, also gravitativen Kraft  $\bar{K}$  ( $V$  ist ein dreidimensionales Volumen),  $M$  die entsprechende Approximation des Operators  $K$  und  $\bar{E}$  bzw.  $\bar{H}$  den elektrischen bzw. magnetischen Feldvektor der zu  $\bar{E} \times \bar{H}$  räumlich approximierten elektrischen Feldwirkung  $F$ , so gilt für die empirisch prüfbare Form der kontrabarischen Gleichung  $\dot{\bar{\xi}} = M; \bar{E} \times \bar{H}$ , wo immer die Spaltung des kontrabarischen Mesofeldoperators  $\bar{M} = M; X$  in zwei Operatoren möglich ist, deren Kommutator  $(\bar{M} \times X) = 0$  mit dem Nulloperator identisch ist, so daß  $\dot{\bar{\xi}} = X; (\bar{M}; \bar{E} \times \bar{H})$  geschrieben werden kann. Ist  $d\bar{F}$  ein Flächenelement der als kontrabarischen Transformationsmodell arbeitenden Versuchsanordnung (es handelt sich dabei um diejenige analytische Raumfläche, in der sich der Transformationsprozeß abspielt) und ist  $d\bar{\sigma}$  das Linienelement einer in dieser Fläche liegenden geschlossenen Kurve, die den Flächenmittelpunkt umschließt, so gilt für  $X$  eine dem Rotor formal analoge Eigenschaft  $\int X; () d\bar{F} = - \oint () d\bar{\sigma}$ , wo  $\Omega$  ein aus  $X$  entstehender neuer Operator ist, der auf  $M; \bar{E} \times \bar{H}$  so einwirkt, daß

$$/ \Omega; (M; \bar{E} \times \bar{H}) / = \dot{\eta}_T$$

die tatsächlich zur kontrabarischen Transformation kommende elektromagnetische Leistungsdichte  $\dot{\eta}_T$  ist. Ist  $d\bar{s}$  ein zu  $d\bar{F}$  normales Wegelement, so gilt  $dV = d\bar{F} d\bar{s}$  und die Volumenintegration von  $X; (M; \bar{E} \times \bar{H})$  wird gemäß

$$\begin{aligned} \dot{\bar{K}} &= \int X; (M; \bar{E} \times \bar{H}) dV = \\ &= \int d\bar{s} \int X; (M; \bar{E} \times \bar{H}) d\bar{F} = - \oint d\bar{s} \oint \Omega; (M; \bar{E} \times \bar{H}) d\bar{\sigma} \end{aligned}$$

möglich. Ist weiter  $\bar{b}$  eine Beschleunigung und  $m_0$  die Ruhemasse der Versuchsanordnung, so gilt  $\bar{K} = m_0 \bar{b}$  und  $\oint (\bar{K}; d\bar{s}) = 0$ , also  $\dot{\bar{K}} = - \oint d\bar{s} \oint \Omega; (M; \bar{E} \times \bar{H}) d\bar{\sigma}$ .

Wird die als kontrabarische Transformationsmodell ausgeführte Versuchsanordnung so konstruiert, daß die zur Transformation kommende Strahlung  $\bar{E} \times \bar{H}$  von außen zugeführt wird, dann bleibt  $m_0 = \text{const.}$  Auch sei auf Grund der Konstruktion  $\oint \Omega; (M; \bar{E} \times \bar{H}) d\bar{\sigma} = 0$ , also  $d\bar{\sigma}$  das Element eines in der ebenen Transformatorfläche  $\bar{F}$  liegenden Kegelschnittes, der im einfachsten Fall der Konstruktion als ein Kreis vom Radius  $r$  angenommen werden kann, und schließlich seien  $/ \Omega; (M; \bar{E} \times \bar{H}) / = \dot{\eta}_T$  und  $\sigma$  voneinander unabhängig. Genügt die Konstruktion der Versuchsanordnung diesen Forderungen, so gilt  $\dot{\bar{b}} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int d\bar{s}$ . Da  $r = \text{const.}$  in der Konstruktion festgelegt werden kann, liefert die totale Zeitdifferentiation das Gesetz

$$\dot{\bar{b}} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int b dt, \text{ weil } \frac{ds}{dt} = \int b dt \text{ ist.}$$

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  $V' = \text{const.}$  hinsichtlich der Zeit  $t$ . Auch kann immer

$$\dot{\eta}_T = \frac{dL_T}{dV'} = \frac{L_T}{V'}, \text{ also } \dot{\bar{b}} = -2\pi \frac{r}{m_0 V'} L_T \int b dt \text{ erreicht}$$

werden. Ist  $L$  die verfügbare eingestrahelte Leistung, so ist stets  $L_T < L$ , da es zu unvermeidlichen Verlusten kommt. Zunächst wird von  $L$  nur ein Anteil  $L_K$  tatsächlich in den Trans-