

Bericht über die Entwicklung des Prinzips der dynamischen
Kontrabarie.

von Burkhard Heim 50

Bericht über die Entwicklung des Prinzips der dynamischen
Kontrabarie.
von Burkhard Heim

I n h a l t s v e r z e i c h n i s

Vorbemerkung	Seite 1
Einführung	1
Approximative Entstehung der Mesofeldtheorie	3 4
Der kontrabarische Effekt	6
Das Prinzip der dynamischen Kontrabarie und seine technischen Perspektiven für die Fahrzeug- und Elektrotechnik	12
Vergleich der dynamischen Kontrabarie mit dem Raketenprinzip	15
Dynamokontrabarische Astronautik	21

Bericht über die Entwicklung des Prinzips der dynamischen Kontrabarie.

Von Dipl.Phys. Burkhard Heim. 5

Vorbemerkung.

In dem vorliegenden informatorischen Bericht kann ich nur einen skizzenhaften Überblick über die Ergebnisse meiner theoretischen Untersuchungen^{geben}, ohne auf die Einzelheiten der neuartigen analytischen Methoden einzugehen; denn eine derartige Diskussion in extenso würde wesentlich mehr Platz beanspruchen als im Rahmen der vorliegenden kleinen Schrift möglich ist.

Einführung.

Ein sorgfältiges Studium aller z.Zt. bekannten naturwissenschaftlichen Gebiete führt zu der Einsicht, daß es verschiedene tiefe Risse im Weltbild unserer naturwissenschaftlichen Erkenntnis gibt. Die Phänomene der materiellen Welt lassen sich recht gut mit den vorhandenen mathematisch-physikalischen Methoden angehen, doch tritt bereits innerhalb dieser physikalischen Erkenntnis, welche sich auf die nichtlebende Materie bezieht, ein solcher Riß auf, denn unser heutiges physikalisches Wissen gipfelt offenbar in zwei umfassenden Theorien, nämlich in der Allgemeinen Relativitätstheorie und in der Quantentheorie.

Beide Theorien beschreiben die materielle Wirklichkeit innerhalb ihres Gültigkeitsbereiches sehr gut, doch scheinen sie sich in ihren Prinzipien gegenseitig auszuschließen. Neben den mathematisch-physikalisch zugänglichen materiellen Prozessen gibt es noch die ebenfalls an materielles Geschehen gebundenen Lebensvorgänge, deren Elementarprozeß mathematisch-physikalisch nicht verstanden werden kann, obwohl dieser an materielles Geschehen gebunden ist. Die biologische Beschreibungsweise wiederum versagt, wenn es sich darum handelt, die an den Lebensvorgang gebundenen psychischen Prozesse zu verstehen. So ist es z.B. nicht einmal möglich, eine Reihe psychopathologischer Phänomene (wie bestimmte Neurosenvarianten, manche psychotische Strukturen usw.) primärorganisch zu begreifen. Sollte sich die Existenz parapsychologischer Vorgänge wirklich bestätigen, so wäre deren Beschreibung jedenfalls ein Fremdkörper in der Psychologie und rein psychologisch kaum verständlich. Wie dem

aber auch sei, auf jeden Fall bilden die angeführten Beschreibungsmethoden, welche alle zum Verstehen der Zusammenhänge zwischen den Phänomenen der Wirklichkeit beitragen sollen, Antagonismen, die sich gegenseitig in mehr oder weniger starkem Maße ausschließen, obwohl alle zur Diskussion stehenden Phänomene zu ein und derselben Wirklichkeit gehören.

Bereits die Evolution der physikalischen Erkenntnis (also die Erweiterung der antropomorphen Empirik zu allgemeinen Theorien) hat gezeigt, daß die materielle Wirklichkeit eine Abstraktion ist; d.h. daß diese Wirklichkeit mit den menschlichen Sinnen in ihren Hintergründen nicht erfaßt werden kann. Angesichts der oben erwähnten Antagonismen, auf welche die Risse im naturwissenschaftlichen Weltbild zurückgehen, kam ich zu der Überzeugung, daß auch die Denkmethode des menschlichen Intellekts zu einer einheitlichen Beschreibung der Wirklichkeit nicht ausreicht. Die Antagonismen gehen m.E. also nicht auf das Fehlen weiterer empirischer Fakten zurück sondern sind prinzipieller Natur und diese Unzulänglichkeit geht auf die Eigenart der menschlichen Denkmethode schlechthin zurück. Die Struktur dieser Denkmethode beruht auf einer antropomorphen, kontradiktorischen Logik, von welcher die mathematische Analysis nur ein Aspekt ist. Auch ist diese antropomorphe Form nicht die einzig mögliche, sondern lediglich ein Ausdruck der Struktur des spezifisch antropomorphen Intellekts, so daß es mir vernünftig erschien, eine völlig neue analytische Methode zu entwickeln, welche von der typischen Kontradiktorik abstrahiert. Ich brachte diese neue Methode (von mir als Syntrometrie bezeichnet) soweit zur Perfektion bis es möglich war, allgemeine Sätze und Kriterien abzuleiten. Sodann untersuchte ich den Übergang, der sich vollzieht, wenn diese Methode auf den speziellen Aspekt der mathematischen Analysis bezogen wird und sah, daß sich die Elemente dieser Analysis als ein Sonderfall aus einer unbegrenzten Zahl möglicher Aspekte ergeben. Zugleich wurden damit Kriterien bereitgestellt, einen exakt formulierten, mathematischen Sachverhalt eindeutig syntrometrisch zu erweitern, wodurch die Möglichkeit eröffnet wurde, diese Methoden auch auf mathematisch formulierte Naturgesetze anzuwenden. Ich benutzte hierfür empirisch gut begründete Aussagen der mathematischen Physik

(z.B. Energieprinzip, zweiter thermodynamischer Hauptsatz usw.).

Die auf diese Weise in syntrometrische Form gebrachten physikalischen Naturgesetze bilden ein überaus abstraktes System von Aussagen, auf welches die allgemeinen Kriterien angewendet werden können, das aber in keiner Weise mehr veranschaulicht werden kann und auch einer direkten empirischen Prüfung nicht unmittelbar zugänglich ist weil es im Wesen des menschlichen Intellekts begründet liegt, in einer spezifischen, seiner Struktur entsprechenden Denkmethode zu handeln. Ein Umgang mit der neuen Methode wird aber trotzdem möglich, weil es sich um ein automatisiertes Operieren mit nichtantropomorphen Formalismen handelt, welches in antropomorph-dialektischen Begriffen möglich ist.

Es liegt nun im Wesen der neuen Methode, ganze Aussagensynndrome zu induzieren und diese Syndrome können nach ihrer Induktion einzeln untersucht werden. Im Falle der syntrometrisch erweiterten Naturgesetze, auf welche die allgemeinen Kriterien angewendet worden sind, besteht die Möglichkeit der begrifflichen Veranschaulichung, indem die induzierten Syndrome auf den speziellen Aspekt mathematischer Analysis bezogen werden. Hierbei zerfallen die niedrigeren Syndrome in analytische Aussagen, die sich in höheren Syndromen ständig wiederholen, obwohl vor der Spezialisierung diese Syndrome sich wesentlich von den niedrigeren Induktionen unterschieden haben, woraus zu schließen ist, daß sie vor der Spezialisierung in die mathematische Analysis nicht formulierbare Aussagen enthielten. Eine nähere Untersuchung dieses Befundes zeigt, daß diese höheren Syndrome tatsächlich Brücken zum Elementarprozeß des Lebens und den mit ihm verbundenen psychischen Strukturen aufzuzeigen scheinen. Die sich hieraus ergebenden Konsequenzen für das Verständnis biologischer und psychischer Probleme, sowie die sich möglicherweise für die medizinische Forschung ergebenden Konsequenzen sollen hier nicht weiter diskutiert werden.

Approximative Entstehung der Mesofeldtheorie.

Bei der erwähnten Spezialisierung zerfallen also die Aussagensynndrome in Systeme mehrdimensionaler, nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen (ich nenne sie Mesofeldgleichungen), welche zwar den Elementarprozeß des Lebens auf keinen Fall mehr beschreiben können, wohl aber ein universelles Naturgesetz der materiellen Wirklichkeit

darstellen; das deshalb, weil sich in fünfter Approximation aus ihnen die Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie und, wenn die Näherungen in anderer Richtung durchgeführt werden, auch den quantenelektrodynamischen Gesetzen analoge Formalismen in sechster Näherung ergeben und zwar derart, daß das gesamte heutige physikalische Wissen erst nach mehrfachen Approximationen aus den Mesofeldgleichungen hervorgeht. Hieraus folgt für mich -zunächst indirekt- der Schluß, daß diese Feldgleichungen mit großer Wahrscheinlichkeit richtig sind.

Die zur Relativitätstheorie und Quantendynamik führenden Approximationen sind aber nicht die einzig möglichen. Wenn die Feldgleichungen richtig sind, müßte jede Approximation zu irgend einer Aussage über die materielle Wirklichkeit führen. Tatsächlich werden auf diese Weise noch Naturgesetze angedeutet, die bis dato unbekannt geblieben sind und Vorgänge beschreiben, für die es auch noch an plausiblen Erklärungen fehlt. So wird z.B. ein Zusammenhang zwischen ponderomotorischen (gravitativen) und elektromagnetischen Wirkungen als möglich aufgezeigt. Ich erwähne diesen Zusammenhang weil er zum einen, voraussichtlich mit den heutigen technischen Mitteln geprüft werden kann (eine solche Prüfung wäre eine experimentelle Bestätigung der Theorie) und zum andern, weil sich bei positivem Ergebnis eines solchen Versuchsprogramms ganz neue technische Perspektiven ergeben, deren Ausmaß überhaupt noch nicht überblickt werden kann. Die Mesofeldgleichungen sind in einem sechsdimensionalen Kontinuum definiert und setzen im wesentlichen die Wirkungen ω_1 eines Gravitationsfeldes, die Wirkungen ω_2 eines Materiefeldes und die Wirkungen ω_3 eines, vorläufig noch hypothetischen, Zwischenfeldes (Mesofeld) durch sieben Operatoren $C_{(j)}$ (die Indizierung j durchläuft die Ziffern 1 bis 7) in Korrelation, welche nur von den metrischen Eigenschaften des affinen Kontinuums abhängen. Die Erweiterung des Raumzeitkontinuums zu einer sechsdimensionalen affinen Mannigfaltigkeit (eine projektive Erweiterung ist wahrscheinlich möglich) und die Existenz von ω_3 ergeben sich aus der syntrometrischen Verallgemeinerung und der darauf folgenden Spezialisierung auf den Aspekt der mathematischen Analysis. Die Wechselwirkung zwischen ω_2 und ω_3 erfolgt eindeutig durch den Gravitationsoperator $C_{(1)}$, während die Kopplung von ω_1 und ω_3 durch Materiefeldoperatoren nur vierdeutig möglich ist; d.h. es gibt vier Materiefeldoperatoren $C_{(2)}$, $C_{(3)}$, $C_{(4)}$ und $C_{(5)}$, welche, durch vier Systeme von Mesofeldgleichungen, ω_1 und ω_3 in Wechselbeziehungen setzen. Schließlich gibt es noch eine Wechsel-

wirkung zwischen Gravitationswirkungen ω_1 und Materiefeldwirkungen ω_2 , welche zweideutig durch zwei Mesofeldoperatoren $C_{(6)}$ und $C_{(7)}$ vermittelt werden. Implizit kann für alle sieben Systeme von Mesofeldgleichungen $H_1(C_{(1)}, \omega_2, \omega_3) = 0$ (Gravitationsfeldoperator), $H_k(C_{(k)}, \omega_1, \omega_3) = 0$ (Materiefeldoperatoren mit $2 \leq k \leq 5$) und $H_1(C_{(1)}, \omega_1, \omega_2) = 0$ (Mesofeldoperatoren $l = 6$ und $l = 7$) geschrieben werden. Alle $C_{(j)}$ sind hermitesch und ihre Eigenwerte bilden Punktspektren, woraus der Schluß gezogen werden kann, daß sie als Zustandsoperatoren der sechsdimensionalen Mannigfaltigkeit wirken und die Feldquanten des Gravitations- Materie- und Mesofeldes als Eigenwerte dieser Operatoren quantisierte Strukturen der sechsdimensionalen affinen Mannigfaltigkeit sind, deren Wirkungsformen ω_1 , ω_2 , und ω_3 durch die Mesofeldgleichungen $H_j = 0$ in Wechselbeziehungen stehen. Werden die Mesofeldgleichungen $j = 6$ und $j = 7$ so approximiert, daß vierdimensionale raumzeitliche Zusammenhänge entstehen, und beschränkt man sich auf Materiefelder F und f , deren Weltlinien geodätische Nulllinien sind (also auf elektromagnetische Strahlungsfelder) so gelten im Limes die Approximationen $\lim H_6 = G + \sqrt{} - C$; $F = 0$ und $\lim H_7 = f - D$; $G_+ = 0$ oder $G + \sqrt{} = C$; F und $f = D$; G_+ , wobei C aus $C_{(6)}$ und D aus $C_{(7)}$ hervorgeht. Hierin bedeuten G ein gravitatives Führungsfeld, in welchem sich eine ponderable Masse auf beliebigen geodätischen Weltlinien (Nulllinien sind ausgeschlossen) bewegen kann, G_+ das symmetrische Gravitationsfeld einer ponderablen Masse, welches von G nicht abzuhängen braucht und $\sqrt{}$ eine gravitative Störung, deren Weltlinie eine geodätische Nulllinie ist (Gravitationswelle). Die durch C 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, $G + \sqrt{} = C$; 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, deren Weltlinien geodätische Nulllinien sein müssen, also auf elektromagnetische Wellen ein und 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 im ungestörten Fall gedachtes Zentrum im Innern des Operatorfeldes 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 welcher 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 Grund soll im nächsten Absatz nur die erwähnte Approximation der kontrabarischen Gleichung untersucht werden.

Der kontrabarische Effekt.

Bezeichnet $\vec{\xi} = \frac{d\vec{K}}{dv}$ die Dichte einer ponderomotorischen (also gravitativen) Kraft $\vec{K}$ (V ist ein dreidimensionales Volumen), M die entsprechende Approximation des Operators C und $\vec{E}$ bzw. $\vec{H}$ den elektrischen bzw. magnetischen Feldvektor der zu $\vec{E} \times \vec{H}$ räumlich approximierten elektromagnetischen Wirkung F , so gilt für die empirisch prüfbare Form der kontrabarischen Gleichung $\vec{\xi} = M; \vec{E} \times \vec{H}$, wo immer die Spaltung des kontrabarischen Mesofeldoperators $M = \underline{M}; \chi$ in zwei Operatoren möglich ist, deren Kommutator $(\underline{M} \times \chi) = 0$ mit dem Nulloperator identisch ist, so daß $\vec{\xi} = \chi; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H})$ geschrieben werden kann. Ist $d\vec{F}$ ein Flächenelement der als kontrabarisches Transformatormodell arbeitenden Versuchsanordnung (es handelt sich dabei um diejenige analytische Raumfläche, in welcher sich der Transformationsprozess abspielt) und ist $d\vec{o}$ das Linienelement einer in dieser Fläche liegenden geschlossenen Kurve, welche den Flächenmittelpunkt umschließt, so gilt für χ eine dem Rotor formal analoge Eigenschaft $\chi; (\) d\vec{F} = \oint \Omega; (\) d\vec{o}$, wo Ω ein aus χ entstehender neuer Operator ist, der auf $\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}$ so einwirkt, daß $+ / \Omega; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}) / = \dot{\eta}_T$ die tatsächlich zur kontrabarischen Transformation kommende elektromagnetische Leistungsdichte $\dot{\eta}_T$ ist.

Ist $d\vec{s}$ ein zu $d\vec{F}$ normales Wegelement, so gilt $dV = d\vec{F} d\vec{s}$ und die Volumenintegration von $\chi; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H})$ wird gemäß $\dot{\vec{K}} = \int \chi; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}) dV = \int d\vec{s} \int \chi; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{F} = - \int d\vec{s} \oint \Omega; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{\alpha}$ möglich. Ist weiter $\vec{b}$ eine Beschleunigung und m_0 die Ruhemasse der Versuchsanordnung, so gilt $\vec{K} = m_0 \vec{b}$ und $\oint (\vec{K}, d\vec{s}) = 0$, also $\dot{\vec{K}} = - \int d\vec{s} \oint \Omega; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{\alpha}$.

Wird die als kontrabarisches Transformatormodell ausgeführte Versuchsanordnung so konstruiert, daß die zur Transformation kommende Strahlung $\vec{E} \times \vec{H}$ von aussen zugeführt wird, dann bleibt $m_0 = \text{const.}$ Auch sei aufgrund der Konstruktion $\oint (\Omega; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}), d\vec{\alpha}) = 0$, also $d\vec{\alpha}$ das Element eines in der ebenen Transformatorfläche $\vec{F}$ liegenden Kegelschnittes, der im einfachsten Fall der Konstruktion als Kreis vom Radius r angenommen werden kann, und schließlich seien $\oint \Omega; (\underline{M}; \vec{E} \times \vec{H}) / = \dot{\gamma}_T$ und r voneinander unabhängig.

Genügt die Konstruktion der Versuchsanordnung diesen Forderungen, so gilt $\dot{\vec{b}} = -2\pi \frac{r}{m_0} \oint \dot{\gamma}_T d\vec{s}$. Da $r = \text{const.}$ in der Konstruktion festgelegt werden kann, liefert die totale Zeitdifferentiation das Gesetz $\ddot{\vec{b}} = -2\pi \frac{r}{m_0} \cdot \dot{\gamma}_T \oint \dot{\vec{b}} \cdot d\vec{t}$, weil $\frac{d\vec{s}}{dt} = \oint \dot{\vec{b}} \cdot d\vec{t}$ 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 $\dot{\gamma}_T = \frac{dL_T}{dV} = \frac{L_T}{V}$ also $\ddot{\vec{b}} = -2\pi \frac{r}{m_0 \cdot V} \cdot L_T \oint \dot{\vec{b}} \cdot d\vec{t}$ 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 Transformator eingekoppelt, denn der Gütegrad $\epsilon_K = 1 - \frac{L_K}{L}$ liegt im Intervall $0 < \epsilon_K \leq 1$ und daraus folgt $L_K = (1 - \epsilon_K) L$. Von L_K wiederum kommt nur ein Anteil $L_W < L_K$

theoretisch zur Transformation, weil L_K im Transformator noch vor der Transformation unvermeidliche Absorptionsverluste erfährt. Diese absorbierte Leistung ist $L_K - L_W > 0$, sodaß $\epsilon_A = 1 - \frac{L_W}{L_K}$ als Extingtionsgrad definiert werden kann. Für diesen

Extingtionsgrad gilt das gleiche Intervall wie für den Gütegrad der Einkoppelung und man hat $L_W = (1 - \epsilon_A) L_K$. Schließlich sind noch unvermeidliche Baufehler der Transformatorelemente zu berücksichtigen, welche L_W auf den tatsächlich zur Transformation kommenden

Wert L_T wegen des Gütegrades der Transformatorelemente $\epsilon_T = 1 - \frac{L_T}{L_W}$

reduzieren. Man hat demnach $L_T = (1 - \xi_T) (1 - \xi_A) (1 - \xi_K) L = \xi L$, wenn $\xi = (1 - \xi_T) (1 - \xi_K) (1 - \xi_A)$ den Wirkungsgrad des gesamten Transformatormodells beschreibt. Der zeitliche Verlauf von L hängt von den Versuchsbedingungen ab und wird vom Zeitverlauf derjenigen Strahlungsintensität bestimmt, welche in die Anordnung eingeführt wird. Diese Strahlungsintensität kann also immer konstant gehalten werden. $\xi = \xi(t)$ ist dagegen im allgemeinen eine Zeitfunktion, doch macht sich diese Zeitabhängigkeit nur während einiger 10^{-6} [sec] bemerkbar, weil sich nach dieser Einschwingzeit ein stationärer Zustand ausbildet, der $\xi = \text{const.}$ läßt. Man hat also allgemein mit $\lambda(t) = 2\pi \frac{rL}{m_0 v} \xi(t)$ das Gesetz $\ddot{b} + \lambda(t) \dot{b} = 0$, doch ist λ nur während der Einschwingzeit $0 \leq t < \tau$ eine Zeitfunktion, deren Verlauf durch ξ , also durch die Konstruktionseigenschaften und Baufehler der Anordnung, bestimmt wird (dieser Verlauf $\xi(t)$ während $0 \leq t < \tau$ sowie die Einschwingzeit τ sind am zweckmäßigsten empirisch zu bestimmen). Für alle späteren Zeiten $t \geq \tau$ wird, da sich der stationäre Zustand eingestellt hat, $\lambda = \text{const.}$ hinsichtlich t und das Gesetz $\ddot{b} + \lambda \dot{b} = 0$ nimmt durch nochmalige Differentiation die integrierbare Form $\ddot{b} + \lambda \dot{b} = 0$ für $t \geq \tau$ einer homogen linearen Differentialgleichung dritter Ordnung an. Die Lösungen dieses stationären Gesetzes lauten, wenn $k = \sqrt[3]{\lambda} > 0$ die positive reelle Kubikwurzel aus $\lambda = \text{const.}$ ist, $b_1 = e^{-kt}$ sowie $b_2 = e^{ikt} \cos kt \sqrt[3]{\lambda}$ und $b_3 = e^{1/2 kt} \sin kt \sqrt[3]{\lambda}$, so daß die allgemeine Lösung $b(k, t) = \sum_{i=1}^3 C_i b_i$ für $t \geq \tau$ ist, wo die C_i Integrationskonstanten bedeuten, deren Werte aus dem Zustand bei $t = \tau$ nach Abschluß der Einschwingzeit ermittelt werden können. Sind y_1 mit $1 \leq i \leq 3$ die Werte $y_1 = b(k, \tau)$, $y_2 = \dot{b}(k, \tau)$ und $y_3 = \ddot{b}(k, \tau)$ Formen, welche sich aus $\ddot{b} + \lambda(t) \dot{b} = 0$ längs $0 \leq t < \tau$ für $\lim_{t \rightarrow \tau} \dot{b}$ ergeben, so gilt $\sum_{i=1}^3 C_i a_{i,1} = y_1$, oder $\bar{C} \bar{a} = \bar{y}$, wenn $\bar{C} = \sum_{i=1}^3 C_i$ und $\bar{y} = \sum_{i=1}^3 y_i$ mit $\bar{C}_i \bar{C}_1 = \delta_{i,1}$ bzw. $\bar{y}_i \bar{y}_1 = \delta_{i,1}$ abstrakte Vektoren und $\bar{a} = (a_{i,1})_3$ die Koeffizientenmatrix ist. Dieses inhomogene lineare Gleichungssystem ermöglicht eine Bestimmung der C_i der stationären Lösung, denn die Elemente von $\bar{a}$ ergeben sich aus den b_i (stationäre Lösungen) für $t = \tau$. Ist $y^{(n)} = \frac{d^n y}{dt^n}$, so sind die $a_{i,1}$ gegeben durch $a_{i,1} = b_i^{(1-1)}(k, \tau)$. Da alle $a_{i,1} \neq 0$ sind, können damit die C_i auf die von der Transformatorkonstruktion abhängigen Eigenschaften während des Einschwingprozesses $0 \leq t < \tau$ zurückgeführt werden. Bezeichnet das Symbol rg einen Matrizenrang und ist $\hat{A}$ die mit

$\bar{y}$ erweiterte Matrize $\hat{a}$, so erweist sich, daß wegen der Natur der $\bar{y}_1$ stets $\text{rg } \hat{a} = \text{rg } \hat{A}$ erreicht werden kann, woraus folgt, daß $\bar{C} \hat{a} = \bar{y}$ lösbar ist. Mit den Kürzungen

$$\alpha a_{1,1} = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} \\ y_1 & y_2 \end{vmatrix}, \quad \beta a_{1,1} = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,3} \\ y_1 & y_3 \end{vmatrix}$$

$$A a_{1,1} = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{2,1} \\ a_{1,2} & a_{2,2} \end{vmatrix}, \quad B a_{1,1} = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{3,1} \\ a_{1,2} & a_{3,2} \end{vmatrix}$$

$$C a_{1,1} = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{2,1} \\ a_{1,3} & a_{2,3} \end{vmatrix}, \quad D a_{1,1} = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{3,1} \\ a_{2,3} & a_{3,3} \end{vmatrix}$$

sowie $\Theta = \begin{vmatrix} A & C \\ \alpha & \beta \end{vmatrix}$ und $\omega = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}$ folgen für die C_i die Ausdrücke

$$C_1 = \frac{1}{a_{1,1}} \left[y_1 - \frac{a_{2,1}}{a_{1,1}} \left(\alpha - B \frac{\Theta}{\omega} \right) - a_{3,1} \frac{\Theta}{\omega} \right]$$

$C_2 = \frac{1}{a_{1,1}} \left(\alpha - B \frac{\Theta}{\omega} \right)$ und $C_3 = \frac{\Theta}{\omega}$, wodurch b vollständig bestimmt ist. $b(k, t) = C_1 e^{-kt} + e^{1/2kt} (C_2 \cos kt \sqrt{3} + C_3 \sin kt \sqrt{3})$ mit $t \geq \tau$ ändert sich nicht, wenn der Zeitnullpunkt verschoben wird, so daß $\underline{t} = t - \tau$ die neue Zeitskala angibt. $\underline{t} \geq 0$ entspricht $t \geq \tau$, sodaß $\underline{t} \geq 0$ den Gültigkeitsbereich der stationären Lösung kennzeichnet. In dieser Zeitskala lautet die allgemeine Lösung $b(k, \underline{t}) = C'_1 e^{-k\underline{t}} + e^{1/2k\underline{t}} (C'_2 \cos k\underline{t} \sqrt{3} + C'_3 \sin k\underline{t} \sqrt{3})$ und setzt sich aus einem Abklingungsanteil und einem periodischen Anteil mit exponentieller Amplitudenmodulation zusammen. Der periodische Faktor $C'_2 \cos k\underline{t} \sqrt{3} + C'_3 \sin k\underline{t} \sqrt{3}$ ist eine harmonische Schwingung, welche periodisch ihr Vorzeichen wechselt und dieser Vorzeichenwechsel kann für hinreichend große $\underline{t}$ nicht mehr durch den Abklingungsanteil kompensiert werden, so daß auch b einen periodischen Vorzeichenwechsel erfährt und aus diesem Grunde im Mittel verschwindet. $\bar{b} = 0$ bedeutet, daß es zu keinem kontrabarischen Effekt kommen kann wenn dauernd stationär die Strahlungsleistung L ohne Intensitätsänderungen eingeführt wird, denn alle kontrabarischen Wirkungen müssen sich, wegen des periodischen Vorzeichenwechsels, im zeitlichen Mittel kompensieren. Es gibt aber ein Zeitintervall $0 \leq \underline{t} < \underline{t}_{(0)}$, in welchem der harmonische Anteil sein Vorzeichen nicht wechselt. Erst bei $\underline{t} = \underline{t}_{(0)}$ kommt es zum Vorzeichenwechsel und in diesem Zeitpunkt muß $e^{1/2k\underline{t}_{(0)}} (C'_2 \cos k\underline{t}_{(0)} \sqrt{3} + C'_3 \sin k\underline{t}_{(0)} \sqrt{3}) = 0$ sein. Da

F mit $\mathcal{C}'_i = \mathcal{C}'_i(\mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2, \mathcal{C}_3)$

jedenfalls $e^{1/2kt_{(0)}} > 0$ ist, muß $C'_2 \sin kt_{(0)} \sqrt{3} = -C'_1 \cos kt_{(0)} \sqrt{3}$ sein und hieraus folgt $t_{(0)} = -\frac{1}{k\sqrt{3}} \operatorname{arctg} (C'_2 / C'_1)$ oder $t_{(0)} = \tau - \frac{1}{k\sqrt{3}} \operatorname{arctg} (C'_2 / C'_1)$. Wenn also während eines Intervalls $0 \leq t \leq t_{(0)}$ Strahlung $\vec{E} \times \vec{H}$ der Leistung $L = \text{const}$ in das kontrabarische Transformatormodell eingeführt wird und die eingekoppelte Leistung L_T wirklich zur Transformation kommt, so ändert b während dieses Zeitintervalls sein Vorzeichen nicht. Wird nach Ablauf dieses Intervalls die Einstrahlung abgeschaltet, so wird $b = 0$. Kommt es sofort wieder zu einer Einstrahlung gleicher Intensität, so wird mit diesem Einschaltmoment der Nullpunkt einer neuen t -Skala definiert und ein gleichlanges Intervall der Beschleunigung schließt ohne Vorzeichenwechsel an, dessen Vorzeichen mit dem des ersten Intervalls zusammenfällt u.s.w. Auf diese Weise kann mit $t_{(0)}$ eine mittlere Beschleunigung im stationären Fall gemäß $\bar{b} = 1/t_{(0)} \int_0^{t_{(0)}} b(k, t) dt$ ermittelt werden, welche das Vorzeichen nicht mehr ändert (τ hinreichend klein und der Einschwingprozess ist zu vernachlässigen). Es ist, wenn $kt_{(0)} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} (C'_2 / C'_1) = \alpha$ und $kt = x$ gesetzt wird, $\alpha \bar{b} = \int_0^\alpha b dx = \int_0^\alpha (C'_1 e^{-x} + e^{x/2} (C'_2 \cos x \sqrt{3} + C'_1 \sin x \sqrt{3})) dx$. Der Ausdruck zerfällt also in drei elementare Integrale, für welche sich die Werte $\int_0^\alpha e^{-x} dx = 1 - e^{-\alpha}$ sowie $\int_0^\alpha e^{x/2} \cos x \sqrt{3} dx = \frac{2}{13} (e^{\alpha/2} (\cos \alpha \sqrt{3} + 2 \sqrt{3} \sin \alpha \sqrt{3}) - 1)$ und $\int_0^\alpha e^{x/2} \sin x \sqrt{3} dx = \frac{2}{13} e^{\alpha/2} \sin \alpha \sqrt{3} - \frac{4}{13} \sqrt{3} ((\cos \alpha \sqrt{3} + 2 \sqrt{3} \sin \alpha \sqrt{3}) e^{\alpha/2} - 1)$ ergeben. Eingesetzt folgt für die mittlere Beschleunigung $\alpha \bar{b} = C'_1 (1 - e^{-\alpha}) + \frac{2}{13} (C'_2 - 2 C'_1 \sqrt{3}) (e^{\alpha/2} (\cos \alpha \sqrt{3} + 2 \sqrt{3} \sin \alpha \sqrt{3}) - 1) + 2 C'_1 e^{\alpha/2} \sin \alpha \sqrt{3}$ mit $\alpha = -\frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} (C'_2 / C'_1)$ wo die C'_i aus den C_i und τ zu bestimmen sind. Wenn also die Einkoppelung der verwendeten Strahlungsleistung in Intervallen $0 \leq t \leq t_{(0)}$ mit $t_{(0)} = \tau - \frac{1}{k\sqrt{3}} \operatorname{arctg} (C'_2 / C'_1)$ erfolgt und in jedem Intervall die Intensität von $\vec{E} \times \vec{H}$ konstant bleibt, so muß es zu einem mittleren kontrabarischen Beschleunigungseffekt $\bar{b}(\alpha) = \text{const}$ (Zeitmittel) kommen. Ist g die am Ort des arbeitenden Transformatormodells gravimetrisch bestimmte Fallbeschleunigung, so gilt $\chi = \bar{b}/g - 1$, bzw. $\chi = \frac{\bar{b}}{g} - 1$ für den Vergleich der kontrabarischen Störung mit dem umgebenden Gravitationsfeld.

Die Größe χ kann für direkte Levitationsuntersuchungen und χ für gravimetrische Untersuchungen des Zeitverlaufes von b benutzt werden. Die von mir geplante modellhafte Anordnung zum Nachweis des kontra-

barischen Effektes soll eine polarisierte 3cm=Welle aus einem Magnetron möglichst hoher Strahlungsleistung (nach Möglichkeit einige hundert Watt im Dauerstrich) transformieren. Eine so leistungsfähige Magnetronröhre wird notwendig, weil die ganze Anordnung wegen der geringen verfügbaren Mittel zunächst nur als Provisorium ausgeführt werden kann und aus diesem Grunde ε sehr klein wird. Eine zu Präzisionsmessungen geeignete Anordnung soll erst dann konstruiert werden wenn mit dem provisorischen Gerät ein kontrabari-scher Effekt qualitativ nachgewiesen worden ist. Diese Messungen haben nach Fertigstellung der provisorischen Anordnung in zwei Reihen für verschiedene L -Werte zu erfolgen.

- 1) Die Anordnung wird mit der Antennenzuführung der Magnetronröhre verbunden und über der Anordnung eines der üblichen Gravimeter montiert. Mit diesem Gerät wird g bis auf sieben Dezimalstellen (internationales Maßsystem) am Ort der durchzuführenden Messung bestimmt. Nach dieser Messung wird die Magnetronröhre in der Netzvorschaltung auf Dauerstrich eingestellt, so daß die Störung χ als amplitudenmodulierte harmonische Schwingung einsetzen muß. Dieser Störungsverlauf muß, wenn er noch in der Größenordnung von $10^{-7} g$ liegt, vom Gravimeter angezeigt (evt. Lichtzeiger) und in Form einer Messkurve aufgenommen werden können (evt. Oszillograph). Diese Messkurve wiederum kann mit der theoretisch stationären χ = Kurve verglichen werden, woraus sich Hinweise auf den zeitlichen λ = Verlauf während der Einschwingzeit und die Größe der Einschwingzeit τ ergeben.
- 2) Sind $\lambda(t)$ für $0 \leq t < \tau$ und τ aus der Reihe 1 bestimmt, so können auch die Elemente von $\hat{a}$ sowie die y_1 und damit die C_i ermittelt werden. Wenn die C_i und wegen τ auch die C'_i festliegen, welche das Transformatormodell kennzeichnen, so kann $t_{(0)}$ berechnet und die Netzvorschaltung des Magnetrons auf Impulse der Zeitdauer $t_{(0)} = \underline{t}_{(0)} + \tau$ eingestellt werden. $\tilde{b}$ und damit $\tilde{x}$ können theoretisch ermittelt werden, weil g von vornherein gravimetrisch bestimmt ist. $\tilde{x} = -1$ bedeutet, daß die Anordnung überhaupt nicht arbeitet. Für $-1 < \tilde{x} < 0$ liegen Levitationseffekte des Transformatormodells vor, während für alle $\tilde{x} > 0$ kontrabari-sche Überkompensationen des g -Feldes einsetzen. $\tilde{x} = 0$ würde einen abarischen Zustand des Transformatormodells kennzeichnen, doch kann dieser Zustand nur angenähert werden, weil er bereits durch geringste unvermeidliche Störungen des g -Feldes in eine

Levitation oder kontrabarische Überkompensation übergehen muß. Der theoretische $\tilde{\kappa}$ = Wert wird empirisch geprüft, indem die modellhafte Anordnung am freien Ende einer horizontalen Stahlschiene montiert wird, deren anderes Ende in einem Betonsockel verankert ist. Am freien Ende dieser Schiene befindet sich neben dem Transformatormodell ein, in Richtung der Schiene weisender, Lichtzeiger, der auf einem Wandschirm eine Nullmarke fixiert solange die Anordnung nicht aufmontiert ist. Nach der Montage des Modells kommt es, infolge seines Gewichts, zu einer Durchbiegung der Schiene und damit zu einer Verschiebung des Lichtzeigers nach unten und diese Anfangsstellung kennzeichnet $\tilde{\kappa} = -1$. Nun wird die Funktion der Magnetronröhre eingeschaltet, welche Strahlungsimpulse der Dauer $t_{(0)}$ in das Modell einführt und jetzt muß es zu einer Verschiebung des Lichtzeigers aus der Anfangslage in Richtung der Nullmarke kommen. Wenn eine solche Verschiebung $\tilde{\kappa} > -1$ stattgefunden hat so kann sie mit dem theoretischen $\tilde{\kappa}$ = Wert verglichen werden. Erreicht der Lichtzeiger die Nullmarke, so entspricht dies dem abarischen Zustand $\tilde{\kappa} = 0$ und ein Überschreiten dieser Marke, der kontrabarischen Überkompensation $\tilde{\kappa} > 0$.

Wenn diese Messreihen durchgeführt worden sind, kann aufgrund der Messergebnisse ein nicht improvisiertes Transformatormodell angefertigt werden, mit dessen Hilfe die technische Voraussetzung für eine analoge Prüfung des dynabarischen Effektes geschaffen worden ist. Da sich die Durchführung der beiden Messreihen erst in Vorbereitung befindet und gegenwärtig noch keine Messergebnisse vorliegen, kann über die geplante Anordnung zum Nachweis des dynabarischen Effektes noch nichts berichtet werden.

Das Prinzip der dynamischen Kontrabarie und seine
technischen Perspektiven für die Fahrzeug- und Elektrotechnik.

Die technischen Möglichkeiten, welche sich aus der Realisierung des kontra- und dynabarischen Mesofeldzustandes ergeben, basieren auf den folgenden Schlüssen, wenn es sich um diejenigen speziellen Perspektiven handeln soll, welche sich für die Fahrzeug- und Elektrotechnik eröffnen. Eine elektromagnetische Welle, welche eine bestimmte Energie transportiert, wird im kontrabarischen Mesofeldzustand

in ein mechanisches Beschleunigungsfeld transformiert. Ähnlich wie im Nichols-Effekt kann dieses Feld, wenn der kontrabarische Zustands-erreger in einem geeigneten Metall festgehalten wird, die Metallelektronen beschleunigen und als ladungstrennende Kraft, also als elektrischer Stromgenerator, wirken. So könnte elektromagnetische Strahlung direkt in elektrischen Kraftstrom umgesetzt werden. Festgehalten, könnte ein solcher kontrabarischer Transformator auch beliebige andere Materie, insbesondere Flüssigkeiten und Gase beschleunigen (evt. Strömungserzeuger, Pumpen u.s.w.), während der Transformator nicht verankert, sich selbst und mit ihm verbundene Körper beschleunigen muß.

Der dynabarische Zustand dagegen kann nur endotherm aufgebaut werden. Würde man in sein Feld ein geeignetes Metallion mit bestimmter nuklearer Struktur und Textur sowie mit geeigneter nuklearer Anregungsstufe bringen, so würde das Potential des vom Ion mitgebrachten atomaren Gravitationsfeldes in Form elektromagnetischer Wellen abgestrahlt. Zugleich würde die Trägheitsmasse des Ions versuchen, dieses Feld nachzubilden und der hiermit verbundene gravitative Kraftfluß muß auf Kosten ihres Energieinhaltes gehen. Ich halte es nicht für ausgeschlossen, daß bei geeigneter Kernstruktur das Energieniveau seines Grundzustandes soweit unterschritten wird, daß der Kern in seiner ursprünglichen Struktur nicht mehr definiert ist und ein stark exothermer Zerfall in Partialstrukturen noch tieferen Niveaus einsetzt. Die Niveaudifferenz der Grundzustände würde in Form elektromagnetischer Energie frei werden. Hat man also das betreffende Metall (wahrscheinlich Pb) in einen geeigneten Ionisator gebracht, so würde dies bedeuten, daß die austretenden Kationen (evt. nach vorangegangener Kernanregung) im dynabarischen Feld zum exothermen Kernzerfall gebracht werden, der elektrotechnisch steuerbar ist, denn die Strahlungsleistung der in elektromagnetischer Form frei werdenden Kernenergie hängt von der Zahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Kerne, also von der den Ionisator verlassenden Kationendichte ab, welche gut steuerbar ist. Die beim Zerfall frei werdende elektromagnetische Energie genügt aber der kontrabarischen Transformationsbedingung und könnte entweder direkt in elektrischen Kraftstrom oder in mechanische Bewegung transformiert werden. Man müßte z.B. mit einem Anlassergenerator

(evt.kontrabarisch) einen elektrischen Anlasserstrom erzeugen, der das dynabarische Feld aufbaut, die Ionen erzeugt und die Röhrensysteme der elektronischen Kybernetik aufheizt. Sobald es zum Zerfall der ersten Ionen kommt, entsteht im Elektrogenerator ein Kraftstrom, der den Anlasser abschaltet und die Funktion des Anlasserstromes übernimmt. Auf diese Weise ist ein Kreis geschlossen, der dynamisch weiterläuft solange Metallionen verfügbar sind, wenn die thermodynamischen Strahlungsverluste genau durch die produzierte Energie kompensiert werden, der sich aber totläuft, wenn die Energieproduktion niedriger bleibt als der Energieverlust. Das Prinzip eines solchen Kreisschlusses wurde von mir als das Prinzip der dynamischen Kontrabarie bezeichnet. Wird die Energieproduktion etwas überkompensiert, so kann ein zweiter nicht geschlossener Kreis an diesen dynamokontrabarischen Kreisschluß angeschlossen werden, dessen Energieproduktion beliebig gesteuert und in Form von elektrischem Kraftstrom nach außen abgegeben werden kann. Ist ξ ein vom thermodynamischen Wirkungsgrad und der Energiebilanz der verwendeten Kernreaktion abhängiger Verlustfaktor $\xi > 1$ (der Fall $\xi = 1$ kann nach dem zweiten thermodynamischen Hauptsatz prinzipiell nicht erreicht werden) und ist μ_0 die Masse des während des Betriebes zum Zerfall gebrachten Materials, so folgt für die nach außen abgegebene Energie wenn $c = 3 \cdot 10^8 [\frac{m}{sec}]$ die Lichtgeschwindigkeit ist, $E = \mu_0 c^2 / \xi$. Im Fall des Uranzerfalls ist $\xi \approx 1200$, wenn thermische Verluste nicht berücksichtigt werden. Nimmt man, um möglichst ungünstig zu rechnen, $\xi = 5000$ an, so liefert ein Gewichtskilogramm, also ungefähr 10^{-1} Massenkilogramm (dies ist für μ_0 einzusetzen) eine elektrische Energie von $E \approx 18 \cdot 10^{11} [Wattsec]$ $= 5 \cdot 10^5 [KWh]$. Da wahrscheinlich sehr viele Atomsorten häufiger Elemente nach diesem Prinzip bei guter Energiebilanz zum Zerfall gebracht werden können und ξ bei einiger Perfektion sicherlich in der Größenordnung einiger 10^2 gehalten werden kann, wird evident, daß ein nach diesem Prinzip der dynamischen Kontrabarie arbeitender Elektrogenerator überaus wirtschaftlich sein muß.

Eine andere technische Perspektive, die sich ebenfalls aus dem Prinzip der dynamischen Kontrabarie ergibt, eröffnet sich für die Fahrzeugentwicklung. Wird nämlich die präzis steuerbare Energie, welche von dem angekoppelten Kreis abgegeben wird, nicht in elektrischen Kraft=

strom transformiert sondern wird die elektromagnetische Energie in kontrabarische Transformatoren geführt, welche auf die gesamte Anordnung einwirken, so muß ein gravitatives Führungsfeld relativ zur Umgebung entstehen, in welchem die gesamte Anordnung eine Relativbeschleunigung erfährt. Dieses ponderomotorische Beschleunigungsfeld, welches die gesamte Anordnung zur beschleunigten Bewegung auf einer geodätischen Weltlinie veranlaßt, wird somit von der Anordnung dynamisch erzeugt, so daß das so erweiterte Prinzip der dynamischen Kontrabarie auch ein neues ponderomotorisches Antriebsprinzip darstellt. So kann z.B. durch geeignete Anordnung der kontrabarischen Transformatoren das Beschleunigungsfeld dem irdischen Gravitationsfeld entgegenwirken. Die Feldstärke hängt von der transformierten Strahlungsleistung und diese wiederum von der Ionendichte des Generators ab. Bis zur Kompensation des irdischen Gravitationsfeldes erfährt die Anordnung keine Effektivbeschleunigung. Diese setzt jedoch bei Überkompensation ein. Da die kontrabarischen Transformatoren in allen Raumrichtungen angeordnet werden können, da weiter das induzierte Beschleunigungsfeld an kein äußeres Medium gebunden ist und schließlich die gesteuerten und zur Steuerung verwendeten Wirkungen als elektromagnetische Prozesse mit Lichtgeschwindigkeit fortschreiten, wird klar, daß das Prinzip der dynamischen Kontrabarie die Konstruktion eines universellen Fahrzeuges für astronautische, aeronautische und submarine Zwecke gestattet, dessen Leistungs- und Manövrierfähigkeit von keinem der heute bekannten Fahrzeuge auch nur annähernd erreicht wird. Zur Veranschaulichung kann dieses neue Antriebsprinzip mit der Arbeitsweise der heutigen Fahrzeuge verglichen werden. Dasjenige Fahrzeug, welches zurzeit von allen Fahrzeugen die höchsten Geschwindigkeiten erreicht, ist die Rakete. Es liegt also ein Vergleich mit dem Raketenprinzip am nächsten.

Vergleich der dynamischen Kontrabarie mit dem Raketenprinzip

Zum Vergleich muß das Antriebsgesetz eines nach dem Prinzip der dynamischen Kontrabarie arbeitenden Fahrzeuges (zur Kürzung mit D bezeichnet) untersucht werden. Hierzu werden die Mesofeldgleichungen mit separierten Zustandsoperatoren, also $H_p = 0$ (hier durchläuft

$\mathcal{L}$ die Ziffern 1 bis 7), in die Form eines Extremalprinzips gebracht und als Variationsproblem geschrieben, so daß ein kanonischer Formalismus anwendbar wird. Dieser Formalismus führt zur sechsdimensionalen Divergenzfreiheit $\sum_{\kappa=1}^6 \frac{\partial}{\partial x^\kappa} \sum_{\nu=1}^3 T_{(\nu)}^{\kappa} j = 0$ mit $1 \leq j \leq 6$, worin sich die tiefgestellten Indizes auf kovariante und die hochgestellten, zum Unterschied von Potenzen unterstrichenen, auf kontravariante Komponenten beziehen. Die gemischtvarianten $T_{(\nu)}^{\kappa} j$ sind Funktionen der Feldkomponenten und ergeben sich, wie der allgemeine Energiedichtetensor, aus der Lagrange-Funktion des kanonischen Formalismus, doch verhalten sie sich nur gegen reguläre Affinitäten mit orthogonaler oder unitärer Affinitätsmatrix (mit nicht verschwindender Determinante) wie gemischtvariante Tensorkomponenten. Da im Folgenden nur solche Affinitäten vorkommen, wird nach Integration die Divergenzfreiheit zur Tensorgleichung $\sum_{\nu=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2}} T_{(\nu)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{C} = \text{const}$ eines allgemeinen Erhaltungssatzes, worin sich die Ziffern ν auf die einzelnen Feldwirkungen beziehen ($\frac{1}{\sqrt{m}} \bar{A}$ bedeutet, daß A ein Tensor vom Grade m ist). Nach pseudoeuklidischer Approximation entsteht ein lorentzinvarianter komplexer Ausdruck, der, nach einer Tensortransformation auf die Diagonalform, in einen Real- und einen Imaginärteil gespalten werden kann (beide Teile sind Diagonalschemen). Auf diese Weise spaltet $\sum_{\nu=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2}} T_{(\nu)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{C}$ in zwei, jetzt dreidimensionale, Gleichungen und zwar liefert der Realteil für jede Komponente $\mathcal{L}$ (jetzt ist $1 \leq \mathcal{L} \leq 3$) einen Impulssatz $\sum_{\nu=1}^3 P_{(\nu)} \mathcal{L} = A_{\mathcal{L}} = \text{const.}$ und analog der Imaginärteil einen Energiesatz $\sum_{\nu=1}^3 Q_{(\nu)} \mathcal{L} = B_{\mathcal{L}} = \text{const.}$ Sowohl Impuls- als auch Energiesatz führen zum Antriebsgesetz eines D , doch soll im Folgenden der Energiesatz benutzt werden.

Die pseudoeuklidische Approximation ist mit der Forderung hinreichend geringer Felddichten identisch, d.h. die kontrabarisch induzierte ponderomotorische Beschleunigung muß so beschaffen sein, daß die pro Zeiteinheit erfolgende Geschwindigkeitsänderung $|\Delta v| \ll c$, also die Beschleunigung quasistationär bleibt. Diese Forderung dürfte aber immer erfüllt sein, denn die Beschleunigung hängt von der transformierten Strahlungsleistung und diese wieder von der pro Zeiteinheit zerfallenden Materiemenge ab. Ein Anwachsen bedeutet also nach dem zweiten thermodynamischen Hauptsatz eine Erhöhung der Kühlleistung, der aber eine technische Grenze gesetzt ist. Die von dieser kühltech-

nischen Grenze zugelassener Maximalbeschleunigung dürfte bei $10^3 [\text{m/sec}^2]$ liegen und dies genügt, weil $1 \ll 3 \cdot 10^5$ ist, immer noch sehr gut der quasistationären Bedingung, woraus folgt, dass das Ruhesystem des D zur Lorentzgruppe gehört. Dies ist auch dann der Fall, wenn es sich, bei höchster technischer Perfektion, um ein der Formbedingung genügendes Interstellarfahrzeug hoher Beschleunigung handelt, denn auch in diesem Fall würde eine Beschleunigung von $10^3 [\text{m/sec}^2]$ bald zu relativistischen Geschwindigkeiten und der damit verbundenen Zeitkontraktion führen. Das Einhalten der Formbedingung bedeutet, daß, wenn die Maschine dieser Bedingung genügt, die Bewegung, auch bei hoher Beschleunigung, ein Analogon zum freien Fall bildet und andrucklos erfolgt, was auf die Eigentümlichkeit des kontrabarischen Effektes zurückgeht, rückläufige Gravitationswellen zu emittieren. Mit der imaginären Lichtzeit $x_4 = i c t$ kann das undimensionierte Geschwindigkeitsmaß $\beta_L = i \cdot dx_L / dx_4 = v_L / c$ (definiert im Intervall $0 \leq \beta_L < 1$) eingeführt werden, wenn $v_L = \dot{x}_L$ die Geschwindigkeitskomponente in der Raumrichtung L ist. Mit der Kürzung $T_L = \beta_L \frac{1}{\kappa+1} (1 - \beta_L^2)^{-1/2}$ können die $Q_{(v)} L$ aus $B_L = \text{const.}$ als Funktionen der β_L und der momentanen Ruheenergie $E_0(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ des D in der Form $Q_{(1)} L = \beta_L (T_L \cdot \frac{dE_0}{d\beta_L} + E_0 \cdot \frac{dT_L}{d\beta_L})$ sowie $Q_{(2)} L = E_0 \frac{dT_L}{d\beta_L}$ und $Q_{(3)} L = T_L \cdot \frac{dE_0}{d\beta_L} + \int E_0 \frac{T_L}{4} (6 + \beta_L^2) d\beta_L$ gebracht werden. Die Ausdrücke für $v = 1$ und $v = 2$ können ohne weiteres als momentane kinetische und potentielle Energie (die potentielle Energie bezieht sich auf die noch verfügbaren Reserven in der Treibladung) des D gedeutet werden, während in $v = 3$ der erste Summand die in Form von Gravitationswellen emittierte Energie und der zweite wahrscheinlich eine energetische Rückwirkung dieser Gravitationswellenemission auf den kontrabarischen Transformator beschreibt. Einsetzen in $\sum_{v=1}^3 Q_{(v)} L = B_L = \text{const.}$ und totale Differentiation nach β_L liefert $T_L \cdot \frac{d^2 E_0}{d\beta_L^2} + (2 \frac{dT_L}{d\beta_L} + \beta_L T_L) \cdot \frac{dE_0}{d\beta_L} + (\frac{d^2 T_L}{d\beta_L^2} + \beta_L \frac{dT_L}{d\beta_L} + \frac{T_L}{4} (6 + \beta_L^2)) \cdot E_0 = 0$ oder, wenn $m(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ die momentane Ruhemasse ist, nach Substitution mit dem Energiematerieäquivalent $E_0 = m c^2$ schließlich

$$\frac{d^2 m}{d\beta_L^2} + \chi_L \frac{dm}{d\beta_L} + \Lambda_L \cdot m = 0 \quad \text{mit den Kürzungen}$$

$$\chi_L = 2 \frac{d}{d\beta_L} \ln T_L + \beta_L \quad \text{und} \quad \Lambda_L = \frac{1}{T_L} \frac{d^2 T_L}{d\beta_L^2} +$$

$$+ \beta_L \frac{d}{d\beta_L} \ln T_L + \frac{1}{4} \beta_L^2 + \frac{3}{2}.$$

Wird $\frac{d^2}{d\beta_\ell^2} + \chi_\ell \frac{d}{d\beta_\ell} + \Lambda_\ell = D_\ell$ als Differentialoperator aufgefaßt und werden diese drei Operatoren im Diagonalschema $\hat{M} = (\delta_{k\ell} D_\ell)_3$ zusammengefaßt so lautet, unter der Voraussetzung quasistationärer Beschleunigungen, das allgemeine Antriebsgesetz eines nach dem Prinzip der dynamischen Kontrabarie arbeitenden Fahrzeuges $\hat{M}; m = \hat{0}$.

Für treibstofftechnische Untersuchungen ist zu berücksichtigen, daß $\hat{M}; m = \hat{0}$ nur den Massenverlust erfaßt, welcher der in Form von Gravitationswellen emittierten Energie $E_{(G)} = \mu c^2$ äquivalent ist. Ist W die wirklich produzierte Energie und $\dot{Q}_T > 0$ die thermische Verlustleistung, so wird mit dem thermischen Wirkungsgrad $\eta_T = 1 - \frac{\dot{Q}_T}{W} < 1$ stets $E_{(G)} = \eta_T W$. Hier wird, wenn $a \geq 1$ ein Bilanzfaktor der verwendeten exothermen Kernreaktion ist (Verhältnis der Ruheenergie des Kerns vor der Reaktion zur exotherm frei werdenden Energie) $W = E_{(t)}/a$ ausdrückbar durch die Ruheenergie $E_{(t)}$ der Treibladung. Die wirklich veranschlagte Energie $E_{(T)} = a E_{(t)}$ wird um einen Sicherheitsfaktor $a \geq 1$ höher angenommen als $E_{(t)}$. Es ist demnach $E_{(G)} = \frac{\eta_T}{aa} E_{(T)}$ oder mit $E_{(T)} = \mu_0 c^2$ und $\varepsilon = \frac{aa}{\eta_T}$ (Verlustfaktor) liefert $\mu_0 = \varepsilon \mu$ den Zusammenhang zwischen μ aus $\hat{M}; m = \hat{0}$ und der technischen Treibladung μ_0 . Zusammengefaßt gilt für das Antriebsgesetz:

$$\begin{aligned} |\Delta v| \ll c, \quad \hat{M}; m = \hat{0}, \quad \mu_0 = \varepsilon \mu, \quad \hat{M} = (\delta_{k\ell} D_\ell)_3, \quad \varepsilon = \frac{aa}{\eta_T} > 1 \\ D_\ell = \frac{d^2}{d\beta_\ell^2} + \chi_\ell \frac{d}{d\beta_\ell} + \Lambda_\ell, \quad \chi_\ell = 2 \frac{d}{d\beta_\ell} \ln \mathcal{T}_\ell + \beta_\ell, \\ \Lambda_\ell = \frac{1}{\mathcal{T}_\ell} \frac{d^2 \mathcal{T}_\ell}{d\beta_\ell^2} + \beta_\ell \frac{d}{d\beta_\ell} \ln \mathcal{T}_\ell + \frac{1}{4} \beta_\ell^2 + \frac{3}{2}, \quad \mathcal{T}_\ell = \beta_\ell \frac{3}{k-1} (1 - \beta_k^2)^{-1/2}, \\ \beta_\ell = \frac{v_\ell}{c} \end{aligned}$$

Dieses Gesetz kann elementar gelöst werden, wenn die Weltlinie der gesamten Bewegung des D bis auf die endliche Zahl von $1 \leq \lambda \leq N < \infty$ unsteten Ereignissen (Start als $\lambda - 1 = 0$ anzusetzen) stetig verläuft, jede von der Weltlinienform abhängige Größe x zwischen zwei benachbarten unsteten Ereignissen $x_{\lambda-1} \rightarrow x \rightarrow x_\lambda$ stetig bleibt und längs eines solchen stetigen Astes $\varepsilon_\lambda = \text{const.}$ ist (g_λ bezieht g lokal auf den Weltpunkt λ , aber g_λ auf den stetigen Ast zwischen $\lambda - 1$ und λ). Die Randwerte für $m(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ sind $m(0) = \text{const.}$ (Anfangswert) und $\lim_{\beta \rightarrow 1} m = 0$, wegen des Relativitätsprinzips $0 \leq \beta < 1$.

Ist $H(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ eine reelle Hilfsfunktion, so wird mit dem Ansatz $m \sim e^H$ wegen $\hat{M}$; $m \sim \hat{M}$; e^H und D_λ ; $e^H = e^H \left(\frac{d^2 H}{d\beta_e^2} + \left(\frac{dH}{d\beta_e} \right)^2 + \chi_e \frac{dH}{d\beta_e} + \lambda_e \right)$ wenn $\frac{dH}{d\beta_e} = \frac{d}{d\beta_e} \ln \eta_e - \frac{1}{2} \chi_e$ als Transformation eingeführt wird, $\hat{M}$; $m = 0$ zu $\left(\frac{\delta \chi_e}{\eta_e} \frac{d\eta_e}{d\beta_e} \right)_3 = -E$, weil $\frac{1}{2} \frac{d\chi_e}{d\beta_e} + \frac{1}{4} \chi_e^2 - \lambda_e = -1$ ist. Unter Berücksichtigung der Gesetze des Matrixkalküls und der Randwerte folgt für H nach Integration längs eines stetigen Astes und Matrizenpurbildung die Lösung

$$-H \Big|_{\lambda-1}^{\lambda} = \left(\ln \frac{1}{\beta_e} \left(1 - \beta_e^2 \right)^{-1/2} \sqrt{\beta_e}^{1/4 \beta_e^2} \sec \beta_e \right) \Big|_{\lambda-1}^{\lambda}$$

Ist m_λ der m -Wert in λ und wird das Massenverhältnis $A_\lambda = \frac{m_{\lambda-1}}{m_\lambda}$ eingeführt, so folgt, wenn berücksichtigt wird, daß eine Verzögerung von $\lambda - 1$ nach λ einer Beschleunigung von λ zum früher liegenden Weltpunkt $\lambda - 1$ äquivalent ist, $-H \Big|_{\lambda-1}^{\lambda} = \ln A_\lambda^{\pm 1}$, wobei sich stets das obere Vorzeichen auf Beschleunigungen das untere aber auf Verzögerungen von einem früher liegenden nach einem später liegenden Weltpunkt bezieht; das relativ zu den jeweiligen Startpunktkoordinaten (in einem solchen System ist das Ereignis des Startes der Koordinatennullpunkt). Vergleich mit der Lösung und Potenzierung liefert

$$A_\lambda = \frac{\pi}{\ell=1} \left(\frac{1 - \beta_{e\lambda}^2}{1 - \beta_{e\lambda-1}^2} \right)^{\pm \frac{1}{2}} \sqrt[3]{ \left(\frac{\beta_{e\lambda} e^{1/4 \beta_{e\lambda}^2} \sec \beta_{e\lambda}}{\beta_{e\lambda-1} e^{1/4 \beta_{e\lambda-1}^2} \sec \beta_{e\lambda-1}} \right)^{\pm 1}}$$

Ist μ_λ die Trägheitsmasse der von $\lambda - 1$ bis λ verbrauchten Energie, so gilt $m_{\lambda-1} = \mu_\lambda + m_\lambda$ mit $m_\lambda = m_e + \sum_{x=\lambda+1}^N \mu_x$, wenn $m_e \geq m_0$ die Endmasse und m_0 die Ruhemasse der ungeladenen Maschine ist (m_e bezieht sich ebenfalls auf das Eigensystem des D). $m_e = m_0$ wird möglich, wenn die Reaktionsprodukte sofort emittiert werden, was zwar aus offenen Röhren nicht möglich ist, weil die Maschine auch in einer beliebigen Hydro- oder Atmosphäre arbeiten soll (hierdurch würde sich das raketentechnische Projekt der Aussenstation erübrigen) und im Generator Hochvakuum herrschen muß. Nach meinen Erfahrungen wird eine Kationenemission (als Kationen treten die Reaktionsprodukte in Erscheinung) aus, mit bestimmten Kristallen vakuumdicht verschlossenen Röhren, in beliebige Medien möglich, so daß immer $m_e = m_0$ technisch realisierbar werden dürfte. Es ist $\mu_\lambda = (A_\lambda - 1) m_\lambda = (A_\lambda - 1) \left(m_0 + \sum_{x=\lambda+1}^N \mu_x \right)$ oder mit $\mu_\lambda = \mu_{(0)\lambda} / \varepsilon_\lambda$ nach Summation über alle stetigen Weltlinienäste unter Anwendung eines arithmetischen Rekursionsverfahrens $\sum_{\lambda=1}^N \frac{\mu_{(0)\lambda}}{\varepsilon_\lambda} =$
 $= \sum_{\lambda=1}^N (A_\lambda - 1) \left(m_0 + \sum_{x=\lambda+1}^N \mu_x \right) = m_0 \left(\sum_{\lambda=1}^N A_\lambda - 1 \right).$

Zusammengefaßt lautet die treibstofftechnische Lösung des Antriebsgesetzes $\sum_{\lambda=1}^N \frac{\mu_{(0)\lambda}}{\epsilon_{\lambda}} = m_0 \left(\sum_{\lambda=1}^N A_{\lambda} - 1 \right)$ oder wenn $\epsilon_{\lambda} = \epsilon$, also stets der gleiche Treibstoff verwendet wird, $\mu_0 = \epsilon m_0 \left(\sum_{\lambda=1}^N A_{\lambda} - 1 \right)$ mit $\mu_0 = \sum_{\lambda=1}^N \frac{\mu_{(0)\lambda}}{\epsilon}$. In dieser Lösung ist $A_{\lambda} = \frac{1}{\epsilon} \frac{\mu_{(0)\lambda}}{m_0} \left(\frac{1}{1 - \beta_{\lambda}^2} \right)^{3/2}$ wobei $I_{\lambda} = \frac{1}{\epsilon} \frac{\mu_{(0)\lambda}}{m_0} \sqrt{\frac{\beta_{\lambda} e^{1/2 \beta_{\lambda}^2} \sec \beta_{\lambda}}{\beta_{\lambda} e^{1/2 \beta_{\lambda}^2} - 1, \sec \beta_{\lambda} - 1}}$ als Interstellariaktor bezeichnet wird, denn nur für sehr große Geschwindigkeiten, wie sie bei evt. Interstellarfahrten auftreten, weicht I_{λ} nennenswert vom Wert 1 ab.

Diese Lösung kann mit dem Raketenprinzip verglichen werden. Eine Rakete R und ein D (beide bestehen aus nur einer Stufe) starten aus der x_2, x_3 -Ebene eines kartesischen Koordinatensystems ($\beta_{e0} = 0$ für alle Raumrichtungen ℓ) und beschleunigen sich geradlinig längs Parallelen zur x_1 -Achse, um $\beta_{1,1} = \beta$ zu erreichen, während $\beta_{2,1} = \beta_{3,1} = 0$ bleiben. Ist $\chi = \mu_0/m_0$ so gilt $\chi_D = \frac{\mu_{0D}}{m_{0D}} = \epsilon \left(\frac{\sqrt{\beta \cdot e^{1/2 \beta^2} \sec \beta}}{1 - \beta^2} - 1 \right)$ weil für $\beta_0 = 0$ die Beziehungen $e^{1/2 \beta_0^2} = 1 - \beta_0^2 = 1$ und $\lim_{\beta \rightarrow 0} \beta_0 \sec \beta_0 = \lim_{\beta \rightarrow 0} \text{cosec } \beta_0 = 1$ gelten. Entsprechend folgt für die Rakete, wenn in $\beta_a = v_a / c$ die Ausströmungsgeschwindigkeit aus der Düse mit v_a bezeichnet wird, $\chi_R = e^{\beta/2} - 1$. Da eine Rakete niemals relativistische Geschwindigkeiten erreichen kann, bleibt immer $\beta \ll 1$, was nach einer Reihenentwicklung die Approximation $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} e^{1/2 \beta^2} \sec \beta \approx 1$ und $(1 - \beta^2)^{-1/2} \approx 1 + \beta^2/2$ gestattet. Dies liefert $\chi_D \approx \epsilon \frac{\beta^2}{2}$ (es ist bemerkenswert, daß $\mu_{0D}/\epsilon \cdot c^2 \approx 1/2 m_0 v^2$ die kinetische Energie der klassischen Mechanik für $\beta \ll 1$ liefert). Wird $\mu_{0D} = \mu_{0R}$ und gleiche Beschleunigung $b_D = b_R = b$ beider Maschinen gefordert, so ist

$V = \frac{\chi_R}{\chi_D} = \frac{m_{0D}}{m_{0R}} = \frac{K_D}{K_R}$ als Schubkraftverhältnis deutbar. Für dieses Verhältnis ergibt sich wegen der nichtrelativistischen Approximation $V \approx \frac{2}{\epsilon \beta^2} (e^{\beta/2} - 1)$ für $\beta \ll 1$. V hängt also nur von β und den beiden Parametern ϵ und β_a ab, welche die Wirkungsweisen beider Maschinen beschreiben.

Nimmt man im Zahlenbeispiel an, daß D mit $\epsilon = 5000$ sehr ungünstig arbeitet und R optimal extrapoliert als Nuclearrakete (hypothetisch angenommen) $v_a = 6 \cdot 10^4$ [m/sec] also $\beta_a = \frac{1}{5000}$ gestattet und sollen beide Maschinen $v = 3 \cdot 10^5$ [m/sec], also $\beta = \frac{1}{1000}$ erreichen, so wird $V \approx 57\,200$, d.h. das extrem schlecht arbeitende D würde immer noch ungefähr das 57 200-fache der Schubkraft einer optimal extrapolierten Superrakete erreichen können.

Aus dieser Überschlagsrechnung geht hervor, daß das Prinzip der dynamischen Kontrabarie durchaus eine geradezu ideale Lösung des astronautischen Problems gestatten könnte, zumal die Wirkungsweise des D an kein Umweltmedium gebunden und auch von solchen Medien im Prinzip nicht beeinflussbar ist, sodaß ein derartiges Raumfahrzeug auch innerhalb irgend einer Atmo- oder Hydrosphäre universell anwendbar sein müßte. Aus diesem Grunde erscheint es angebracht, einige Überlegungen zur Lösung des astronautischen Problems mit Hilfe des D anzustellen.

Dynamokontrabarische Astronautik.

Die vereinfachte Lösung $\mu_0 = \epsilon m_0 \left(\sum_{\lambda=1}^N \frac{A_\lambda}{\lambda} - 1 \right)$ soll zur Entwicklung einfacher Faustformeln verwendet werden.

Zunächst seien beschleunigte Beschleunigungen ausgeschlossen, d.h. es sollen auf den stetigen Weltlinienästen die Beschleunigungen $b_{\lambda} = \text{const}$, also die Bewegungen, raumzeitliche Hyperbelbewegungen sein. Die vorkommende maximale Beschleunigung sei $b = 10 \text{ [m/sec}^2\text{]}$, so daß D der Formbedingung nicht zu genügen braucht. Bleibt β so niedrig, daß höhere als zweite Potenzen vernachlässigt werden können, so zeigt eine Reihenentwicklung $I^3 \approx \frac{3}{2} \frac{4 + \beta^2}{6 - \beta^2}$. Wird die Maximalbeschleunigung nicht überschritten, so bleiben innerhalb des Planetensystems alle Geschwindigkeiten im Bereich $0 \leq \beta \leq \beta_{\text{max}} = \frac{1}{30}$ und hierfür kann stets in sehr guter Näherung $I = 1$ gesetzt werden. Hierdurch rechtfertigt sich die Bezeichnung Interstellarfaktor, denn dieser Faktor weicht nur bei großen Geschwindigkeiten, wie sie bei Planetenfahrten nie auftreten, nennenswert von 1 ab. Wenn auch die β = Werte bei diesen Planetenfahrten so gering sind, daß I_λ nicht in Erscheinung tritt, so werden doch die Geschwindigkeiten unvergleichlich viel größer sein als diejenigen, mit denen raketentechnisch gerechnet wird. Zwar ist die Einschlußwahrscheinlichkeit kosmischer Materie bei den relativ geringen Raketengeschwindigkeiten außerordentlich klein, doch würde diese Wahrscheinlichkeit bei einigen 10^3 [km/sec] Geschwindigkeit praktisch zur Gewissheit werden. Andererseits bewegt sich die meiste kosmische Staubbmaterie auf stabilen Bahnen innerhalb der Planetenbahnebene, so daß in dieser Ebene die größte kosmische Materiedichte anzuteffen sein wird, während außerhalb der Bahnebene diese Dichte mit wachsendem Abstand stark abfällt. Man müßte also, um die Leistungs-

fähigkeit eines D völlig ausnützen zu können, die Bahnebene des Raumschiffes orthogonal zur Planetenbahnebene stellen, sodaß der normale Abstand des D von ihr, mit steigender Geschwindigkeit wächst und im Geschwindigkeitsmaximum der Bahnmitte den größten Wert erreicht. Bei einsetzender Verzögerung muß sich die Maschine dann wieder zur Planetenbahnebene hin bewegen um schließlich mit der Geschwindigkeit Null die Bahnebene des Zielplaneten zu erreichen. Dieses von mir als Interstellarsprung bezeichnete Manöver ist natürlich mit Raketen nicht durchführbar und setzt eine völlig neue Navigationstechnik voraus. Der Vorteil des Verfahrens liegt darin, daß mit wachsender Schiffsgeschwindigkeit Bereiche durchfahren werden, in denen die Materiedichte im gleichen Verhältnis abnimmt. Die interstellare Sprunghöhe (Gipfelhöhe) über der Planetenbahnebene ist dabei aus der Gipfelgeschwindigkeit, der Materieverteilung und der geforderten Fahrtsicherheit zu bestimmen.

Soll nun eine Überfahrt vom Startplaneten S zum Zielplaneten Z dynamokontrabarisch durchgeführt werden und ist s der geradlinige Abstand zwischen dem Startpunkt S und dem Zielpunkt Z (Ort des Zielplaneten im Zeitpunkt der Ankunft), so ergibt sich bei geradlinig gleichförmiger Beschleunigung b bis $\frac{s}{2}$ und anschließender, entgegengesetzt gleicher Verzögerung, als Überfahrtszeit $T_F = 2\sqrt{s/b}$, da jetzt nicht relativistisch gerechnet zu werden braucht. Zur Durchführung des Interstellarsprungs - seine Gipfelhöhe über $\frac{s}{2}$ sei h - würde man also von S mit einer Längsachsenbeschleunigung b in der Richtung s starten. Zugleich würde eine noch zu berechnende Hochachsenbeschleunigung die Maschine in der Richtung h aus der Planetenbahnebene heben. Nach der Zeit $\tau_F = T_F/4$ würde diese Hochachsenbeschleunigung in eine entgegengesetzt gleiche Verzögerung umgeschaltet. Nach $2\tau_F$ ist der Bahnmittelpunkt in h und die Gipfelgeschwindigkeit in der Richtung s erreicht. Jetzt wird die Längsachsenbeschleunigung in die Verzögerung umgeschaltet während die Hochachsenverzögerung bleibt und die Maschine in entgegengesetzter Richtung von h auf die Planetenbahnebene zu bewegt. In $3\tau_F$ wäre diese Hochachsenbewegung durch eine von der Planetenbahnebene fortgerichtete Beschleunigung zu verzögern. In $4\tau_F = T_F$ schließlich, würden sowohl die Längs- als

auch die Hochachsenbeschleunigung abgeschaltet. Während der ganzen Überfahrt müßte schließlich noch eine, aus der Planetenkonstellation zu bestimmende Querachsenbeschleunigung wirken, welche die Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Planeten kompensiert und ebenfalls nach $4\tau_F$ abgeschaltet wird, sodaß zu diesem Zeitpunkt das Schiff relativ zum Zielplaneten (der sich nun in der Nähe des Schiffsortes befindet) praktisch die Geschwindigkeit Null hat, so daß mit der Einlandung begonnen werden kann. Die einzelnen Umschaltpunkte der Beschleunigung sind aber nichts anderes als die unsteten Weltpunkte, welche den sonst stetigen Verlauf der gesamten Weltlinie (ihre räumliche Projektion ist der ~~verlauf~~ ^{raumzeitliche} Ablauf der Schiffsbewegung) unterbrechen. Zur treibstofftechnischen Behandlung eines solchen dynamokontrabari-schen Interstellarsprunges werde ein positiv orientiertes kartesisches x,y,z-System mit dem Nullpunkt in den Startpunkt S gelegt, derart, daß die x-Achse mit $\vec{SZ}$ zusammenfällt, die Planetenbahnebene in der x,y-Ebene liegt und der Planetenumlauf, aus der positiven z-Achse gesehen, im Gegenuhrzeigersinn erfolgt.

Kennzeichnet nun der Index H die Hinfahrt und der Index R die Rückfahrt, so werden die Geschwindigkeitskomponenten in den unsteten Umschaltereignissen der Beschleunigung (nur diese Komponenten sind in der Lösung des Antriebgesetzes notwendig) für einfache Planetenfahrten (bestehend aus Hinfahrt, Aufenthalt und Rückfahrt) in den beiden folgenden Matrizen zusammengefaßt

$$\hat{\beta}_H = \begin{pmatrix} \beta_{x,0} & \beta_{y,0} & \beta_{z,0} \\ \beta_{x,1} & \beta_{y,1} & \beta_{z,1} \\ \beta_{x,2} & \beta_{y,2} & \beta_{z,2} \\ \beta_{x,3} & \beta_{y,3} & \beta_{z,3} \\ \beta_{x,4} & \beta_{y,4} & \beta_{z,4} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} 0\tau_H &\equiv \lambda(x,y,z) = 0 \\ 1\tau_H &\equiv \lambda(z) = 1 \\ 2\tau_H &\equiv \lambda(x) = 2 \\ 3\tau_H &\equiv \lambda(z) = 3 \\ 4\tau_H &= T_H \equiv \lambda(x,y,z) = 4 \end{aligned}$$

Im Fall der Rückfahrt vertauschen S und Z ihre Bedeutung und auch der Koordinatenanfang wird von S nach Z verschoben. Es gilt unter diesen Voraussetzungen

$$\hat{\beta}_R = \begin{pmatrix} \beta_{x,5} & \beta_{y,5} & \beta_{z,5} \\ \beta_{x,6} & \beta_{y,6} & \beta_{z,6} \\ \beta_{x,7} & \beta_{y,7} & \beta_{z,7} \\ \beta_{x,8} & \beta_{y,8} & \beta_{z,8} \\ \beta_{x,9} & \beta_{y,9} & \beta_{z,9} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} 0\tau_R &\equiv \lambda(x,y,z) = 5 \\ 1\tau_R &\equiv \lambda(z) = 6 \\ 2\tau_R &\equiv \lambda(x) = 7 \\ 3\tau_R &\equiv \lambda(z) = 8 \\ 4\tau_R &= T_R \equiv \lambda(x,y,z) = 9 \end{aligned}$$

Bei einfachen Planetenfahrten gibt es also $N = 9$ stetige Weltlinien-
 äste. Unter der Voraussetzung $\epsilon_{\lambda} = \epsilon = \text{const}$ gilt mithin
 $\mu_0 = \epsilon m_0 \left(\frac{1}{\lambda} A_{\lambda} - 1 \right)$. Wird nun die Expeditionsdauer hinreichend
 kurzfristig angenommen, so daß sich S und Z nicht wesentlich ~~verschieben~~
 gegeneinander verschieben (die Bedingung hierfür ließe sich sicher-
 lich leicht astronomisch aus den mittleren Sonnenabständen, Umlaufs-
 zeiten und den Konstellationen von S und Z bestimmen), so kann die
 Rückfahrt auf ungefähr dem gleichen Kurs erfolgen wie die Hinfahrt,
 d.h. es wäre $(T_H \approx T_R) = T_F$ und wegen der Bahnkongruenz $\beta_H = \beta_R = \beta$,
 was $A_1 = A_6$, $A_2 = A_7$, $A_3 = A_8$ und $A_4 = A_9$ also $\frac{1}{\lambda} A_{\lambda} = \frac{1}{\lambda} A_{\lambda}$
 zur Folge hat. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß die Expe-
 ditionsdauer $T_E = T_H + T_R + T + T_0$ so bemessen ist, daß tatsächlich
 $\beta_H = \beta_R$ gesetzt werden darf. $T_0 + T$ ist die Aufenthaltszeit
 auf dem Zielplaneten und zwar T_0 die Ruhezeit, während welcher die
 Maschine nicht arbeitet, und T die Betriebszeit, während welcher die
 Fallbeschleunigung g_0 auf Z auskompensiert und das D als univer-
 selles Fahrzeug verwendet wird. Während dieser Zeit T wird Treibla-
 dung verbraucht, deren Menge ihren Ausdruck in A_5 findet. Unter der
 Voraussetzung $\beta_H = \beta_R$ braucht also nur noch $\beta_H = \beta$ betrachtet zu
 werden. Die y-Komponenten der Geschwindigkeit sind offensichtlich
 sehr gering, da sie sich nur auf die Relativgeschwindigkeit zwischen
 S und Z beziehen. Das Maximum würde bei einer Überfahrt vom Planeten
 Merkur zum Planeten Venus während einer Konjunktion (Konjunktions-
 fahrt im Gegensatz zur Oppositionsfahrt) auftreten und beträgt
 $\beta_{y, \max} \approx 3000$. Da in der Approximation für μ_0 mit $I_{\lambda} \approx 1$
 die β = Werte nur in der Form $1 - \beta^2$ auftreten und alle $\beta_y \neq \beta_{y, \max}$
 bleiben, können die β_y in β vernachlässigt werden (dies ist aber
 nur für treibstofftechnische Abschätzungen nicht aber für navigato-
 rische Untersuchungen zulässig). Außerdem sind in β die $\beta_{x,0} = \beta_{z,0} =$
 $= \beta_{x,4} = \beta_{z,4} = 0$ und wenn die Bahn symmetrisch zur Normalenhöhe h
 wegen $b/\lambda = \text{const}$ auf allen Weltlinienästen angenommen wird, $\beta_{x,2} = \beta_s$
 (Geschwindigkeitsmaximum in Richtung s) und $\beta_{z,1} = \beta_{z,3} = \beta_h$
 (Geschwindigkeitsmaximum normal zur Planetenbahnebene). Auch muß
 in der Gipfelhöhe h des Interstellarsprunges $\beta_{z,2} = 0$ sein.

Damit wird

$$\beta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \beta_x & 0 & \beta_h \\ \beta_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta_h \end{pmatrix}, \text{ also } A_1 = A_4 = A = (1 - \beta_x^2)^{-\frac{1}{2}} (1 - \beta_h^2)^{-\frac{1}{2}}$$

und $A_2 = A_3 = B = \sqrt{\frac{1 - \beta_x^2}{1 - \beta_s^2}}$ und damit $A_2^2 = (A B)^4 = (1 - \beta_s^2)^{-2} (1 - \beta_h^2)^{-2}$.
Wegen der Approximation $0 \leq \beta \leq \beta_{\max} \ll 1$ können höhere als zweite Potenzen der β = Werte vernachlässigt werden, sodaß $(1 - \beta_h^2)^{-2} (1 - \beta_s^2)^{-2} \approx 1 - 2(\beta_h^2 + \beta_s^2) = 1 - 2\beta^2$ mit $\beta^2 = \beta_h^2 + \beta_s^2$ gilt.
Zusammengefaßt wird also $\mu_0 \approx \epsilon m_0 \frac{A_5 + 2\beta^2 - 1}{1 - 2\beta^2} \approx \epsilon m_0 (A_5 + 2\beta^2 - 1)$
weil auch für $\beta_{\max} = \frac{1}{30}$ für den Nenner noch mit guter Näherung $1 - 2\beta_{\max}^2 = 1 - \frac{1}{450} \approx 1$ gesetzt werden kann.

Es bleibt nur noch übrig A_5 zu ermitteln. Während der Zeit t werde g_0 auf Z kompensiert. Man setzt mit dem Energiematerieäquivalent $m \cdot c^2 = -1/2 m g_0^2 t^2$ mit $0 \leq t \leq T$ und $m = m(t)$. Totale Differentiation ergibt mit der Kürzung $\alpha = 1/2 g_0^2 / c^2 = \text{const}$ den Ausdruck $-\frac{1}{m} \frac{dm}{dt} = \frac{2\alpha t}{1 + \alpha t^2} = \frac{d}{dt} \ln(1 + \alpha t^2)$. Diese Differentialgleichung wird zwischen den Ereignissen $\lambda = 4$ und $\lambda = 5$ zeitlich integriert, wobei $\lambda = 4$ die Landung auf Z und $\lambda = 5$ den Start zur Rückfahrt kennzeichnet. Diese Integration ist rechts über die Betriebszeit T auf Z erstreckt. Man hat nach Durchführung der Integration $\ln m_4/m_5 = \int_0^T \frac{d}{dt} \ln(1 + \alpha t^2) dt = \ln(1 + \alpha T^2)$ und wegen $m_4/m_5 = A_5$ nach Potenzierung $A_5 = 1 + \alpha T^2$, womit sich für die Treibladung im Fall einer einfachen Planetenfahrt die Abschätzung $A_0 \approx \epsilon \cdot m_0 (2\beta^2 + \alpha T^2)$, $\alpha = 1/2 g_0^2 / c^2$ und $\beta^2 = \beta_h^2 + \beta_s^2$ ergibt, vorausgesetzt daß $T_E = T_H + T_R + T + T_0$ so kurzfristig bemessen wird, daß $(T_H \approx T_R) = T_F$ und $\beta_H = \beta_R$ angenommen werden darf.

Aus μ_0 kann nun noch die maximale Kühlleistung ermittelt werden, welche bei der betreffenden Fahrt aufgewendet werden muß. Aufgrund der Ableitung des Verlustfaktors ϵ steht die wirklich produzierte Energie W mit der Ruheenergie der gesamten Treibladung im Zusammenhang $E_{(T)} = \epsilon a W$, oder $W = \frac{\mu_0 c^2}{\epsilon \eta_r}$. Unter Berücksichtigung $\epsilon = \text{const}$ folgt aus μ_0 für die wirklich produzierte Maximalleistung nach Zeitdifferentiation $\dot{W}_{\max} = \frac{\dot{\mu}_0 c^2}{\epsilon \eta_r} = \frac{4 m_0 c^2}{\eta_r} \cdot (\beta_h \dot{\beta}_h + \beta_s \dot{\beta}_s) \cdot \frac{1 + \alpha T^2}{(1 - 2\beta^2)^2} \approx \frac{4 m_0 c^2}{\eta_r} \cdot (\beta_h \dot{\beta}_h + \beta_s \dot{\beta}_s)$ denn wegen $\beta_H = \beta_R$ muß auch αT^2 hinreichend klein sein, so daß $\alpha T^2 \ll 1$ ebenfalls vernachlässigt werden kann. Da für die Differentiation nicht die momentan

vorhandene Treibladung sondern der zu Beginn der Bewegung im Schiff vorrätige Anteil, also die maximale Treibstoffmenge, benutzt wurde, muß sich $\dot{W}$ zu Beginn der Fahrt ergeben. Dieser Anfangswert ist aber zugleich auch das Maximum, denn weil konstante Beschleunigungen vorausgesetzt worden sind, wird das Maximum der aufzuwendenden Leistung $\dot{W}$ dort liegen, wo die Momentanmasse ihr Maximum hat, also beim Fahrtbeginn. Für $\dot{W} = \dot{W}_{\max}$ muß auch die durch die Generatorwand tretende thermische Schadleistung $\dot{Q} = \dot{Q}_{\max}$ ihren Gipfelwert haben.

Mit der Kürzung $\gamma = \beta_h \dot{\beta}_h + \beta_s \dot{\beta}_s$ hat man daher, wenn $\eta_K = 1 - \frac{\dot{Q}_{\max}}{\dot{W}_{\max}}$ der Wirkungsgrad der notwendigen maximalen Generatorkühlung ist, für das Maximum der thermischen Schadleistung $\dot{Q}_{\max} = (1 - \eta_K) \dot{W}_{\max}$, also $\dot{Q}_{\max} \approx 4 m_0 \frac{c^2}{\eta_T} (1 - \eta_K) \gamma$ und diese Leistung muß von einer Kühleinrichtung fortgenommen werden. Alle übrigen während der Expedition vorkommenden Kühleistungen müssen kleiner bleiben als dieses Maximum wenn die angenommenen Voraussetzungen hinsichtlich der Beschleunigung erfüllt sind. Es kann jetzt noch versucht werden μ_0 und $\dot{Q}_{\max}$ durch die Bestimmungsstücke des gewählten Kurses, also den geradlinigen Abstand s zwischen S und Z , die Interstellarsprunghöhe h und die Beschleunigung b in der s -Richtung auszudrücken. Die Rechnung kann klassisch-kinematisch im Gültigkeitsbereich der Galileigruppe durchgeführt werden, weil stets $\beta \ll 1$ bleibt. Unter Verwendung des x, y, z -Systems (siehe oben) gilt $\ddot{x} = b = \text{const}$ und $\ddot{z} = h/c_F^2 = 4 b \frac{h}{s}$, weil $\tau_F = 1/4 T_F = 1/2 \sqrt{\frac{s}{b}}$ ist. Außerdem folgt $\dot{x}_{\max} = \sqrt{s b}$ und $\dot{z}_{\max} = \ddot{z} \tau_F = 2 h \sqrt{b/s}$. Auf c bezogen ergeben sich damit $\beta^2 = \beta_s^2 + \beta_z^2 = 1/c^2 b/s (s^2 + 4h^2)$ und $\gamma = \beta_s \dot{\beta}_s + \beta_h \dot{\beta}_h = 1/c^2 (b/s)^{3/2} (s^2 + 8h^2)$. Wenn das Schema B die notwendigen Bestimmungsstücke zusammenfaßt ergeben sich damit die Faustformeln $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$, $T_F = 2\sqrt{s/b}$, $T_E = 2T_F + T + T_0$, $\mu_0 \approx \epsilon m_0 / 2sc^2 (4b(s^2 + 4h^2) + s g_0^2 T^2)$, $\dot{Q}_{\max} \approx 4m_0 / \eta_T (1 - \eta_K) (b/s)^{3/2} (s^2 + 8h^2)$, $B = \begin{pmatrix} s & h & b & 0 \\ T & T_0 & g_0 & 0 \\ \epsilon & m_0 & \eta_T & \eta_K \end{pmatrix}$,

mit denen treibstoff- und kühltechnische Abschätzungen durchgeführt werden können.

Als Überschlagsrechnung soll das Zahlenbeispiel einer Marsexpedition in Form einer einfachen Planetenfahrt nach diesem Schema untersucht werden. Es sei die ungünstigste Konstellation, nämlich die Erde - Mars-Konjunktion, mit $s \approx 3,8 \cdot 10^8$ [km] angenommen. Die Interstellarsprunghöhe betrage $h \approx 2 \cdot 10^8$ [km] (die Kurse bei diesen Konjunktionsfahrten dürfen nie zu rasant angesetzt werden, weil die Sonne in den Bahn-

ebenen dieser Konjunktionsfahrten liegt). Beschleunigt werde mit $10 \text{ [m/sec}^2\text{]}$ in Längsachsenrichtung. Der Aufenthalt auf dem Zielplaneten Mars betrage 114 Stunden, von denen die Ruhezeit $T_0 = 14$ Stunden zur evtl. Überholung des Fahrzeuges benutzt werden soll. Die Maschine arbeite günstig mit $\epsilon = 30$ und habe eine Leermasse von 50 To (Gewicht, bezogen auf die Erdoberfläche). Ausserdem sei $\eta_K = 0,9999$ angenommen, was sicher erreicht werden kann, weil im Generator die Energie praktisch nur in Form elektromagnetischer Wellen frei wird, die von der Wandung reflektiert werden, so daß evtl. durch Interferenz verursachende Kristallschichten die Wechselwirkung zwischen Strahlung und reflektierender Generatorwand auf ein Minimum herabgesetzt werden kann. Für η_T kann $\eta_T \approx 1$ gesetzt werden, da stets die durch die Schiffswandung erfolgende thermische Ausstrahlung $\dot{Q}_T \ll \dot{W}$ ist und $\eta_T \approx 1$ nicht in der Form $1 - \eta_T$ auftritt. Einsetzen der Bestimmungsstücke

$$\begin{bmatrix} s & h & b & 0 \\ T & T_0 & g_0 & 0 \\ \epsilon & m_0 & \eta_T & \eta_K \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3,8 \cdot 10^{11} & 2 \cdot 10^{11} & 10 & 0 \\ 3,6 \cdot 10^5 & 50,4 \cdot 10^3 & 3,3 & 0 \\ 30 & 5 \cdot 10^4 & 1 & 0,9999 \end{bmatrix}$$

in die Faustformeln liefert zunächst für die Überfahrtzeit $T_F \approx 4 \cdot 10^5 \text{ [sec]} \approx 111 \text{ [h]}$ und $T + T_0 = 114 \text{ [h]}$. Offensichtlich ist hiermit die Kongruenzforderung $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$ erfüllt, so daß die Faustformeln anwendbar sind. Damit wird $T_E \approx 336 \text{ [h]} = 14 \text{ [D]}$ sowie $\mu_0 \approx 285 \text{ [kg]}$ (Gewicht) und $\dot{Q}_{\max} \approx 29 \cdot 10^4 \text{ [Kcal/sec]}$.

Unter den gemachten Voraussetzungen würde also bei einer gesamten Expeditionsdauer von 14 Tagen eine Überfahrt von der Erde zum Mars bei Planetenkonjunktion und einer Interstellarsprunghöhe von $2 \cdot 10^8 \text{ [km]}$ nur 111 Stunden dauern, die Gesamttreibladung für Hin- und Rückfahrt sowie einen 100-stündigen Betrieb auf der Marsoberfläche würde 285 [kg] betragen und zu Beginn der Expedition wäre eine maximale Kühlleistung von ca $29 \cdot 10^4 \text{ [kcal/sec]}$ erforderlich. Vergleicht man diese Abschätzungen mit den analogen raketentechnischen Studien so zeigt sich in außerordentlich drastischer Weise die Überlegenheit des Prinzips der dynamischen Kontrabarie gegenüber dem Raketenprinzip.