

Kapitel 1

Die duale Physik

Mahdi Rawak

2. Juni 2022

1.1 Kurze Überblick

Aus zwei Variablen Raum und Zeit rekonstruieren wir die duale Theorie von Impuls(Drall) und Energie. Die Substitution von Zeit und Raum zu Energie und Impuls basiert auf mathematische Funktionen Skalare und Vektoren. Wir haben nun zwei Theorien, die in den meisten Fällen nicht miteinander wechselwirken. Daraus ergibt sich aus $2^2 = 4$ Quadranten Welt-Physik:

	IT	ET		
1	Impuls= <i>null</i>	Energie= 0	Bildung Quantenmaterie Wolke	(1.1)
2	Impuls> <i>null</i>	Energie= 0	Bildung dunkle Materie	
3	Impuls= <i>null</i>	Energie> 0	Materie Vernichtung, Wandlung in Licht	
4	Impuls> <i>null</i>	Energie> 0	Evolution	

1.2 Lichtgeschwindigkeit

Invarianz der Lichtgeschwindigkeit c

Die Lichtgeschwindigkeit c ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Weltall. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts würde auf

$$c=299\,792\,458 \quad \left[\frac{m}{s}\right]$$

festgelegt. Numerischer Wert von c stellt eher einen Code dar, den man bevorzugterweise als die Fundamentale Naturkonstante bezeichnet, deren Bedeutung in Impuls und Energie-Theorie weit über die Beschreibung des Maxwell Magnetismus hinausgeht.

1.3 Ein Teilchen hat zwei Koordinaten

Das Quadrat zweier infinitesimal benachbarter Viererortsvektoren in der **Energiethorie** als Quadrat ihres Abstands.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 \quad (1.2)$$

An dieser Stelle klammern wir cdt aus und unter Berücksichtigung der Beziehung $\frac{dr}{dt} = v$ erhalten wir für den Abstand:

$$ds = cdt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (1.3)$$

In Energie Theorie ist ein Teilchen punktförmig, hat die Teilchengeschwindigkeit $v < c$, in Impuls Theorie dagegen räumlich verteilt, hat Wellen-Charakter und ihre Eigengeschwindigkeit ist grösser als die Lichtgeschwindigkeit $u > c$. Das Produkt der zwei Größen ist stets Konstant $u \cdot v = c^2$.

die Entwicklung des Vierergeschwindigkeitstensors und die tangentielle Viererbeschleunigung (Zentrifugalkraft):

$$V^{1k} = \frac{dx^j}{ds} = \frac{cdt, id\vec{r}}{cdt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{mit} \quad \frac{d\vec{r}}{cdt} = \frac{\vec{v}}{c} \quad (1.4)$$

$$V^{1k} = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, i \frac{\frac{\vec{v}}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \quad (1.5)$$

Der Quotient aus den infinitesimalen Vierergeschwindigkeitsvektoren und dem skalaren Abstand bilden die Ableitungen, die wir hier mit den Komponenten der Vierbeschleunigungstensor der Energietheorie bezeichnen.

$$w^j = \frac{dV^j}{ds} = \left(\frac{\frac{\vec{v}}{c} \cdot \vec{b}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} , \quad i \frac{\vec{b} + \frac{\vec{v}}{c} \times \left(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{b} \right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \quad (1.6)$$

$$\vec{b} = \frac{\frac{d\vec{v}}{c^2 dt}}{\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3}} \quad (1.7)$$

Mit (2.59) erhalten wir für das doppelte Kreuzprodukt des imaginären Zählers in (2.73) :

$$\vec{\beta} \times (\vec{\beta} \times \vec{b}) = -\beta^2 \vec{b} + \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{b}) \quad (1.8)$$

Steht der Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ senkrecht auf dem Beschleunigungsvektor $\vec{b}$, so verschwindet das Skalarprodukt in der Klammer. Ist die Beschleunigungsvektor $\vec{b}$ parallel zu Bewegungsvektor $\vec{v}$ gerichtet (Tangentialbeschleunigung), so verschwindet ihr imaginäre Vektorprodukt in runden Klammer, ist dagegen die Beschleunigungsvektor $\vec{b}$ (Radialbeschleunigung) senkrecht zu Bewegungsvektor $\vec{v}$ gerichtet so verschwindet in runden Klammer die reale Komponente der Viererbeschleunigung. Für ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ wurde es heißen: keine Arbeit an das Feld zu Leisten.

Für die Bewegungsgleichung in Coulomb Feld kommen die Viererimpuls Gleichungen eines Teilchens in Frage. Die kinetische Energie des Teilchens ist von ihrer Ruheenergie ($m_0 c^2$) unabhängig. Es gilt :

$$T = mc^2 - m_0 c^2 = \frac{m}{\left(1 + \frac{m_0}{m}\right)} v^2$$

für den Ausdruck

$$\frac{2}{\left(1 + \frac{m_0}{m}\right)}$$

führen wir g Faktor ein und schreiben die Gleichung in einfacheren Form:

$$T = g(v) \frac{1}{2}(m - v^2)$$

Die Coulombkraft kann man aus der Energiegleichung eines gebundenen Teilchens in ET ermitteln. Es gilt die Beziehung:

$$\partial^{jk} E^{jk}:$$

die Komponente der Energietensor der ET lautet

$$E^{1k} = (mc^2 - e^- \phi^+), ic(m\vec{v} + e^- a^-)$$

Für die Bewegungsgleichungen benutzt man Euler-Lagrange-Gleichungen. Mit der Wirkung s des Teilchens kann man zu Lagrange Gleichungen gelangen Analog zu der Impulstheorie lauten die Komponenten des Wirkungsintegrals

$$\boxed{s_k^1 = P_1^k \int_{x^i} V^{1k} \cdot dx^{kj} = P_1^k \int_{x^i} dx^{1k} \cdot V^{kj}} \quad (1.9)$$

oder in der einfacheren Form geschrieben

$$\boxed{-s = m_0 c \int_{l_1}^{l_2} c dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.10)$$

Ist die erste Variation der Wirkung $\delta s = 0$.

So genügen Sie der Euler-Lagrange-Gleichungen:

$$\frac{d}{dt} \frac{dL}{dv} - \frac{\partial}{\partial x^j} L \quad (1.11)$$

Die Lagrangefunktion eines gebundenen Teilchens lautet

$$\boxed{L = (-m_0 c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - e^- \phi^+)} \quad (1.12)$$

Kapitel 2

Das Feld in der Energie-Theorie

Diese Beweislage in der **IT** hat uns ermutigt, die gleiche Problematik in der **ET** anzupacken und die Eigenschaften des **Elementarteilchens** in einem punktförmigen Koordinatensystem zu durchleuchten. Aus Symetrie Gründen zur **IT** werden wir deren Beschreibungen unter der minimalen Änderungen in diesem Kapitel nachempfinden.

Wir werden den Vierergradient viermal auf das Viererpotential¹⁾ (X.2) anwenden. Anschließend werden wir die so entstandene Differentialgleichungen vierter Ordnung (die Viererdichte) über die Vierervolumen integrieren, um die Erhaltung des Viererpotentials nachzuweisen.

$$\boxed{i \int_{\Omega} (\partial^{1k} \cdot \partial^{kj}) \cdot (\partial^{jk} \cdot (\partial^{kj} \cdot a^{kj})) d\omega_k^1 = (4\pi) a^{k1}} \quad (2.1)$$

-i vor dem Integral ist als Kompensation zu dem imaginären Vierervolumenelement hinzugefügt.

2.1 Die 1. Teilchen-Gleichungen der Energietheorie

Im diesen Abschnitt beschäftigen wir uns mit der elektromagnetischen Feldgleichungen der Energietheorie. Als typische ET-Teilchen bezeichnen wir Elementarteilchen mit negativer **Ladung**. Zuerst errechnen wir die zweite Rundenklammer in (2.1) mit folgendem

¹⁾ Wir können diese Berechnung auch mit a^{jk} Tensor durchführen. In diesem Fall hätten wir die untere Beziehung benutzt:

$$(\partial^{kj} \cdot \partial^{jk}) \cdot (\partial^{kj} \cdot (\partial^{jk} \cdot a^{jk})) = \delta_j^k \partial^{j4} a^{jk}$$

Wie wir später sehen werden, liefern diese Gleichungen als Ergebnis die Elementarladung der Impuls und Energietheorie

Ansatz aus und schreiben aus analogie zu **IT**:

$$\partial^{jk} \cdot (\partial^{kj} \cdot a^{kj}) = \delta_j^k \partial_j^2 a^{kj} \quad (2.2)$$

Für die Komponente der Rundenklammer in (2.2) benutzen wir untere Beziehung:

$$\partial^{k1} \cdot a^{kj} = (\partial^{k1} a^{j1}, \partial^{k1} \cdot (a^{j2}, a^{j3}, a^{j4})) \quad (2.3)$$

und erhalten für die Komponenten des elektromagnetischen Viererfeldtensors:

$$a_1^+ = \left(\frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{div } \vec{a}^- \right) \quad (2.4)$$

Der Term in der Klammer (2.4), die **Viererddivergenz** ist ein Skalar und ihr wird keine physikalische Bedeutung beigemessen²⁾.

$$i \frac{\vec{E}}{c} = -i \left(\frac{\partial}{c \partial t} \vec{a}^- + \text{grad} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) \right) \text{ mit } \vec{E} = (\vec{E}^+_{(r)} + \vec{E}^-_{(ct)}) \quad (2.5)$$

$$\vec{B}^- = \text{rot } \vec{a}^- \quad (2.6)$$

(2.5) und (2.6) sind charakteristisch für die Vekortransformationen, die aus zwei unterschiedlichen Vektortypen bestehen. Zum ersten zählt der imaginäre Vektor $i\vec{E}$, der als die **elektrische Feldstärke** bezeichnet wird. Die ortsabhängige Komponente, die aus der Anwendung des Gradientenvektors auf das skalare Potential ($\frac{\varphi^+}{c} \sim \frac{1}{r}$) gewonnen wird, stellt die zeitunabhängige elektrische Feldstärke dar. Bei der zeitabhängigen Komponente spricht man von zeitlicher Ableitung des Vektorpotentials. Zum zweiten zählt der reelle Vektor ($\vec{B}^-$), der senkrecht zu dem Gradientenvektor ∂^j und dem Vektorpotential $\vec{a}^-$ steht und die

²⁾ Analog zu der **IT** gilt die Feststellung: verschwindet die Viererddivergenz

$$\frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{div } \vec{a}^- = 0 \quad , \quad \frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) = - \left(\frac{\vec{v}}{c} \right) \cdot \text{grad} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right)$$

so verschwinden mit ihr aller physikalischen Phänomene bei $\beta^{-1} = \beta = 1$.

magnetische Induktion genannt wird. Für die Komponenten des elektromagnetischen Feldtensors können wir schreiben :

$$a^{j1} = \left(a_1^1, i\left(\frac{\vec{E}}{c}\right) \right) + \left(0, -\vec{B}^- \right) \quad (2.7)$$

Aus dem ersten Term in (2.7) geht hervor, daß seine skalare Komponente größer null ist. ³⁾.

Im zweiten Term ist die skalare Komponente des Vierervektors gleich null. Wir sagen: der Vierervektor ist schief oder dessen Vierertensor hat eine schiefe Matrix. Nun lautet die Matrix des gemischten Viererfeldtensors:

$$a^{jk} = \begin{pmatrix} a_1^1 & i\frac{E_x}{c} - B_x^- & i\frac{E_y}{c} - B_y^- & i\frac{E_z}{c} - B_z^- \\ -i\frac{E_x}{c} + B_x^- & a_1^1 & -i\frac{E_z}{c} + B_z^- & i\frac{E_y}{c} - B_y^- \\ -i\frac{E_y}{c} + B_y^- & i\frac{E_z}{c} - B_z^- & a_1^1 & -i\frac{E_x}{c} + B_x^- \\ -i\frac{E_z}{c} + B_z^- & -i\frac{E_y}{c} + B_y^- & i\frac{E_x}{c} - B_x^- & a_1^1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

2.2 Die 2. Teilchen-Gleichungen der Energietheorie

Wir errechnen nun die linke Seite von (2.2) und vergleichen die Resultate mit der rechten Seite. Für seine Komponente erhalten wir:

$$\partial^{k1} \cdot a^{kj} = \left(\partial^{1k} a^{1j}, \partial^{1k} \cdot (a^{2j}, a^{3j}, a^{4j}) \right) \quad (2.9)$$

Für die **Viererddivergenz** finden wir:

$$\frac{\partial}{c\partial t} \left(\frac{\partial}{c\partial t} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{div} \vec{a}^- \right) + \text{div} \left(\frac{\vec{E}^+}{c} \left(\vec{r} \right) + \frac{\vec{E}^+}{c} (ct) \right) + i \text{div} \vec{B}^- \quad (2.10)$$

Zunächst ordnen wir zu besserer Übersicht diese Beziehung in zwei Gruppen um. Die erste Gruppe ist ungleich null und bleibt erhalten :

$$\left(\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{div} \left(\frac{\vec{E}^+}{c} \left(\vec{r} \right) \right) \right) \quad (2.11)$$

³⁾ Die skalare Komponente eines Vierervektors haben wir stets größer null definiert. Zu jeder Matrix eines Vierertensors existiert eine transponierte Matrix, die man aus der Vektorspiegelungen gewinnen kann. Wir erinnern uns, daß bei der Skalarspiegelung das Vorzeichen des Skalars und nicht des Vektors sich ändert.

Jeweils der zweite Term in den runden Klammern in (2.10) bilden die zweite Gruppe. In der zweiten Gruppe gleichen sich die **div** der zeitlichen Komponenten der elektrischen Feldstärke und die zeitliche Änderung des Skalars **div** $\vec{a}^-$ aus. Übrig bleibt die physikalische Aussage des letzten Gliedes **div**($\vec{B}^-$), die wir bis zum späteren Zeitpunkt verschieben.

$$\left(\frac{\partial}{c\partial t} \text{div } \vec{a}^- - \text{div } \frac{\partial}{c\partial t} \vec{a}^- \right) + i \text{div } \vec{B}^- = 0 \quad (2.12)$$

Für die **Viererrotation** erhalten wir:

$$\frac{\partial}{c\partial t} (i \frac{\vec{E}}{c}) - \frac{\partial}{c\partial t} \vec{B}^- + i \text{grad} \left(\frac{\partial}{c\partial t} \frac{\varphi^+}{c} + \text{div } \vec{a}^- \right) - \text{rot} \left(\frac{\vec{E}}{c} \right) + i \text{rot } \vec{B}^- \quad (2.13)$$

Ähnlich wie bei der Viererdivergenz unterteilen wir die Glieder von (2.13) in zwei Gruppen. Nach der Aufspaltung des Feldstärkevektors kann man für das erste und dritte Glied in (2.13) schreiben:

$$\left(- \frac{\partial}{c\partial t} \text{grad} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{grad} \frac{\partial}{c\partial t} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) = \vec{0} \right) \quad (2.14)$$

Die zeitliche Änderung der elektrischen Feldstärke ist der Gradient der zeitlichen Änderung des Skalars $\frac{\varphi^+}{c}$ entgegengerichtet. Einen weiteren Nullvektor erhalten wir aus dem zweiten und fünften Glied in (2.13):

$$\left(- \frac{\partial}{c\partial t} (\text{rot } \vec{a}^-) + \text{rot} \frac{\partial}{c\partial t} \vec{a}^- = \vec{0} \right) \quad (2.15)$$

Die Beziehungen (2.12), (2.14) und (2.15) bilden die Komponenten des **Nulltensors**. Unter der Vernachlässigung der runden Klammer in (2.12) und die (2.14) finden wir für seine Komponente:

$$\left(i \text{div } \vec{B}^- , - \left(\frac{\partial}{c\partial t} \vec{B}^- + \text{rot} \left(\frac{\vec{E}}{c} \right) \right) \right) = (0 , \vec{0}) \quad (2.16)$$

Aus dem Prinzip des maximalen Aufwands (die geschlossenen Feldlinien) schließen wir, daß die magnetische Induktion $\vec{B}^-$ Quelfrei ist und daher die Divergenz vom $\vec{B}^-$ verschwindet. Außerdem verschwindet die Rotation der elektrischen Feldstärke $e^+_{(r)}$. Somit gilt als letztes:

$$\left(\text{rot grad} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) = \vec{0} \right) \quad (2.17)$$

Mit (2.11) und der Restglieder in (2.13) lautet die Komponente dieses Tensors:

$$\left(\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{div} \left(\frac{\vec{E}_{(\vec{r})}^+}{c} \right), \right. \\ \left. i \left(- \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \vec{a}^- + \text{grad div } \vec{a}^- - \text{rot } \vec{B}^- \right) \right) \quad (2.18)$$

Aus dem Vergleich mit der rechten Seite von (2.2) finden wir :

$$\text{grad} (\text{div } \vec{a}^-) - \text{rot}(\text{rot } \vec{a}^-) = \text{grad}^2 \vec{a}^- \quad (2.19)$$

Die Dimension von (2.18) wie man entnehmen kann, ist die äquivalente magnetische Ladung $R_V e = Vs$ pro Volumen. Sie wird daher als Viererdichte bezeichnet.

Wir gehen grundsätzlich davon aus, daß vom Volumen eingeschlossene Ladung elektrostatischen Ursprung hat. Um die üblichen Maxwellschen Gleichungen zu erhalten, müssen wir die Viererdivergenz (2.4) als Konstant annehmen. Folglich verschwinden alle seine Ableitungen. Die Komponente dieses Nulltensors aus (2.18) lautet:

$$\left(\frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\partial}{c \partial t} \frac{\varphi^+}{c} \right), \text{grad}(\text{div } \vec{a}^-) \right) = (0, \vec{0}) \quad (2.20)$$

Führen wir die Bezeichnung j^{jk} für den Tensor der Viererdichte ein und unter der Berücksichtigung von (2.16) und (2.20) erhalten wir die berühmten **Maxwellsche Gleichungen**:

$$j^{k1} = R_V \left(\text{div} \left(\frac{\vec{E}_{(\vec{r})}^+}{c} \right), i \left(\frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\vec{E}_{(ct)}^+}{c} \right) - \text{rot } \vec{B}^- \right) \right)$$

Diese Annahme wie man aus dem Vergleich mit der rechten Seite von (2.2) entnehmen kann ist nicht zuläßig. Die vollständige Gleichung lautet :

$$j^{k1} = R_V \left(\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \left(\frac{\varphi^+}{c} \right) + \text{div} \left(\frac{\vec{E}_{(\vec{r})}^+}{c} \right), i \left(\frac{\partial}{c \partial t} \left(\frac{\vec{E}_{(ct)}^+}{c} \right) + \text{grad}^2 \vec{a}^- \right) \right) \quad (2.21)$$

Für die symbolische Darstellung der Viererdichte schreiben wir vorerst:

$$j^{k1} = R_V \left(\rho_{(ct, \vec{r})}^+, -i \frac{\vec{J}_{(ct, \vec{r})}^-}{c} \right) \quad (2.22)$$

Offenbar ist die von dem Volumen v eingeschlossene Elementarladung (e^+) nach dem Gesetz (4.69)

$$\boxed{\rho^+_{(ct,\vec{r})} = \rho^+_{(\vec{r}_0)} \mathbf{exp} \left\{ \frac{p \, ct - \vec{p} \cdot \vec{r}}{\hbar} \right\}} \quad (2.23)$$

räumlich verteilt.

2.3 Die 3. Teilchen-Gleichungen der Energietheorie

Das Dichten-Potential

Um das Gesetz der Ladungserhaltung abzuleiten, müssen wir zuerst das Dichtenpotential der **ET** ermitteln. Dazu wenden wir uns zuerst der Gleichung (2.1) zu und schreiben für ihre rechte Seite:

$$\boxed{-i \int_{\omega} \partial^{jk} \cdot (\partial^{kj} \cdot j^{kj}) d\omega_1^k = \int_{\partial\omega} df^{1k} (\partial^{kj} \cdot j^{kj})} \quad (2.24)$$

Diese Beziehung ist der vierdimensionale Gaussche Satz. In dem linken Term steht der Skalar $d\omega_k$ für das vierdimensionale Volumenelement. Er ist stets imaginär und ist eine Invariante des Vierdimensionalen Bezugssystems der **ET**. Die Komponente dieses vierdimensionalen antisymmetrischen Tensors⁴⁾ lautet :

$$\boxed{d\omega_1^k = (d\omega, \vec{0}) \quad \text{mit} \quad d\omega = icdtdxdydz} \quad (2.25)$$

Auf der rechten Seite von (2.24) erstreckt sich das Viererintegral über die Viererhyperfläche f^k . Sie ist ein echter axialer Vierervektor der **ET**.

Für seine Komponente finden wir:

$$\boxed{df^{1k} = (dv, icdt d\vec{f})} \quad (2.26)$$

⁴⁾ Vollständighalber geben wir die einzelne Matrixen des Vierervolumenelements an. Für zweidimensionale Viererflächentensor und die Auswahl der z-Komponenten gilt :

$$ds^{jk} = \begin{pmatrix} 0 & idx & 0 & 0 \\ -idx & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -idx \\ 0 & 0 & idx & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & idy & 0 \\ 0 & 0 & 0 & idy \\ -idy & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -idy & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Für dreidimensionale Vierervolumen können wir schreiben :

$$df^{jk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -df_z \\ 0 & 0 & df_z & 0 \\ 0 & -df_z & 0 & 0 \\ df_z & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & idz \\ 0 & 0 & -idz & 0 \\ 0 & idz & 0 & 0 \\ -idz & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

und schließlich schreiben wir für das Vierervolumenelement :

$$d\omega_j^k = \begin{pmatrix} cdt & 0 & 0 & 0 \\ 0 & cdt & 0 & 0 \\ 0 & 0 & cdt & 0 \\ 0 & 0 & 0 & cdt \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} idv & 0 & 0 & 0 \\ 0 & idv & 0 & 0 \\ 0 & 0 & idv & 0 \\ 0 & 0 & 0 & idv \end{pmatrix}$$

Trotz des imaginären infinitesimalen Ortsvektors $id\vec{r}$ ist das dreidimensionale Volumenelement dv ein reeller Skalar. Im Gegensatz zu $\mathbf{IT}$ ist der zweidimensionale Flächenvektor $d\vec{f}$ reell, aber kleiner Null. Das bedeutet, daß die Richtung der Flächennormale nach innen gerichtet ist. Für die ablaufenden Prozesse in Richtung Zukunft ist der Skalar $cdt \geq 0$. Aus (2.26) können wir die Viererhyperflächen-Differential ableiten:

$$\frac{\partial}{\partial f^{1k}} = \left(\frac{\partial}{\partial v}, i \frac{1}{cdt} \left(\frac{\partial}{\partial f_x}, \frac{\partial}{\partial f_y}, \frac{\partial}{\partial f_z} \right) \right) \quad (2.27)$$

Die Komponeten aus dem Produkt der runden Klammer in der linken Seite von (2.24) lauten nun:

$$R_V \left(\left(\frac{\partial}{\partial t} \rho^+_{(ct,\vec{r})} + \text{div} \frac{\vec{J}^-_{(ct,\vec{r})}}{c} \right), \right. \\ \left. -i \left(\frac{\partial}{\partial t} \frac{\vec{J}^-_{(ct,\vec{r})}}{c} + \text{grad} \rho^+_{(ct,\vec{r})} - \text{rot} \left(\frac{\vec{J}^-_{(ct,\vec{r})}}{c} \right) \right) \right) \quad (2.28)$$

Integrieren wir die Gleichung (2.28) und berücksichtigen wir die Beziehung $\vec{j} = \vec{v}\rho$, so finden wir:

$$R_V \left(\left(\frac{\rho^+_{(ct,\vec{r})}}{r} - (\beta) \frac{\rho^-_{(ct,\vec{r})}}{r} \right), \right. \\ \left. i \left(\frac{\vec{J}^-_{(ct,\vec{r})}}{c} - (\beta^{-1}) \frac{\vec{J}^+_{(ct,\vec{r})}}{c} \right) + \left(\frac{\vec{v}}{vr} \times \frac{\vec{J}^-_{(ct,\vec{r})}}{c} \right) \right) \quad (2.29)$$

Das erste Glied der skalaren Komponenten der Gleichung (2.29) stellt das Potential der positiven und das zweite Glied das Potential der negativen Elementarladung (**Lamb-Shift**) dar. Das erste Glied der polaren Vektorkomponenten von (2.29) stellt das elektromagnetische Vektorpotential der negativen und das zweite Glied das Vektorpotential der positiven Elementarladung dar. Das Vektorpotential der axialen Komponente von (2.29) ist schließlich gleich null.

2.4 Die 4. Teilchen-Gleichungen der Energietheorie

Die Erhaltung des Viererpotentials der Energietheorie (ET)

Um die Integralform des Viererpotentials der Energietheorie zu finden, errechnen wir das Produkt $(df^{k1} \cdot j^{kj})$ auf der rechten Seite von (2.24) aus. Unter der Berücksichtigung der Beziehung in (2.29) und Vernachlässigen der Glieder, das Lamb-Shift und das magnetische Kern-Potential finden wir:

$$R_V \left(\left(\int_v \frac{\rho^+(ct, \vec{r})}{r} dv + \int_f \oint c dt \frac{\vec{J}_{(ct, \vec{r})}^-}{c r} d\vec{f} \right), \right. \\ \left. i \left(- \int_v \frac{\vec{J}_{(ct, \vec{r})}^-}{c r} dv - \int_f \oint c dt \frac{\rho^+(ct, \vec{r})}{r} d\vec{f} \right) - \int_f \oint c dt (d\vec{f} \times \frac{\vec{J}_{(ct, \vec{r})}^-}{c r}) \right) \quad (2.30)$$

Die **Erhaltungsgrößen** in der Gleichung (2.30) sind die zeitlosen Integranden, die wir hier besonders unterstreichen möchten. Für die Komponenten des Viererpotentials erhalten wir schließlich:

$$a^{k1} = \frac{1}{4\pi} \int_v R_V \left(\frac{\rho^+(ct, \vec{r})}{r}, -i \frac{\vec{J}_{(ct, \vec{r})}^-}{c r} \right) dv \quad (2.31)$$

die Lösung der Gleichung (2.1). Damit ist unsere Behauptung nämlich die Erhaltung des Viererpotentials erwiesen.

Wir werden nun einer weiteren Behauptung, nämlich (2.23) die räumliche Verteilung der Elementarladung e^+ nachgehen und sie ebenfalls beweisen. Für stationären Zustand $ct \ll r$ gilt analog zur **IT**:

$$\int_v dv \rho^+(\vec{r}_0) \exp \left\{ \frac{-\vec{p} \cdot \vec{r}}{\hbar} \right\} = e^+ \quad (2.32)$$

Wir wandeln zuerst diese Beziehung in Kugelkoordinaten um. Für das Skalarprodukt $\vec{p} \cdot \vec{r}$ schreiben wir $pr \cos \theta$ und setzen $(-\cos \theta = \vartheta)$ ein. Wir berücksichtigen, daß für die Beziehung $(\frac{pr}{\hbar}) = (\frac{r}{r_0})$ gilt, so erhalten wir:

$$\int_{r=0}^{\infty} r^2 dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^{+1} \rho^+(\vec{r}_0) \exp \left\{ \frac{r}{r_0} \vartheta \right\} d\vartheta = e^+ \quad (2.33)$$

Nach eliminieren von ϑ erhalten wir:

$$2\pi r_0^3 \rho^+_{(\vec{r}_0)} \int \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \left(\frac{dr}{r_0}\right) \left(\mathbf{exp}\left\{\frac{r}{r_0}\right\} - \mathbf{exp}\left\{-\frac{r}{r_0}\right\}\right) = e^+ \quad (2.34)$$

oder mit der Substitution $x = \frac{r}{r_0}$ finden wir:

$$4\pi r_0^3 \rho^+_{(\vec{r}_0)} \int x^2 dx \sinh(x) = e^+ \quad (2.35)$$

Nach Integration dieser Gleichung erhalten wir:

$$\rho^+_{(\vec{r}_0)} = \left(\frac{e^+}{4\pi r_0^2}\right) \frac{1}{r_0} \left((x^2 + 2)\cosh(x) - 2x \sinh(x) - 2\right)^{-1} \quad (2.36)$$

In der ersten Klammer erkennt man die Flächendichte der **ET**. Für $x = 1$ den äußersten Rand der Oberfläche erhalten wir:

$$\rho^+_{(\vec{r}_0)} = \left(\frac{e^+}{4\pi r_0^3}\right) \left(\frac{5\mathbf{exp}\{-1\}}{2} + \frac{\mathbf{exp}\{1\}}{2} - 2\right)^{-1} \quad (2.37)$$

2.5 Das Äquivalenzprinzip

Der Kern der dualen Physik basiert auf Gleichheit des dualen Abstands, die man unmittelbar auf Gleichheit der dualen Masse zurückführen kann.

$$dS^2 = dR^2(1 - \frac{c^2}{u^2}) \quad \text{und} \quad ds^2 = c^2 dt^2(1 - \frac{v^2}{c^2}) \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{c}{u}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Für das Quadrat des dualen Viererimpuls gilt:

$$P_{jk} \cdot P_{kj} = m_s^2 c^2 \delta_j^k \quad \text{und} \quad P^{jk} \cdot P^{kj} = m_t^2 c^2 \delta_j^k \quad (2.38)$$

Die Komponenten der linken Seiten dieser beiden Gleichungen lauten:

$$m_t^2 c^2 \left(\frac{1}{(1 - \beta^2)} - \frac{(\vec{\beta})^2}{(1 - \beta^2)} \right), \quad m_s^2 c^2 \left(\frac{(\vec{t})^2}{(1 - \alpha^2)} - \frac{\alpha^2}{(1 - \alpha^2)} \right) \quad (2.39)$$

Im Vergleich der ersten beiden Terme und mit der Auswahl des positiven Vorzeichens finden wir:

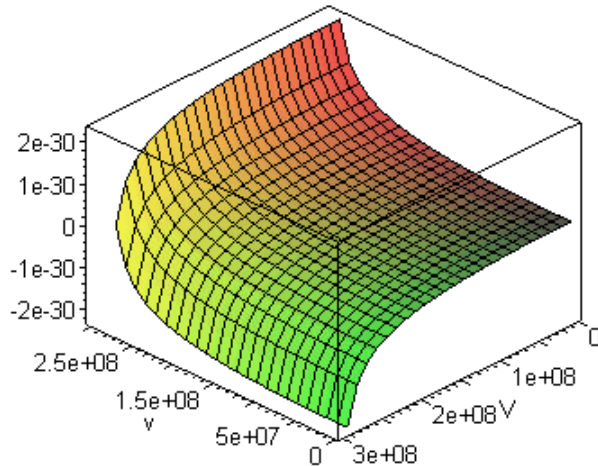
$$\frac{m_t}{\sqrt{(1 - \beta^2)}} = \frac{m_s}{\sqrt{(1 - \alpha^2)}} \quad (2.40)$$

Mit $\alpha^2 = \beta^2$ folgt schließlich:

$m_0^t = m_0^s \quad , \quad \text{träge Masse} = \text{schwere Masse}$

(2.41)

Schreiben wir für die duale Teichenmasse: $\delta m = m^s - m^t$
so können wir sie Graphisch darstellen.



Übereinstimmend mit dem **Eötvös-Dicke** Experiment.

2.6 Die Wirkung in einem beliebigen Bezugssystem

Für den Abstand eines **beliebigen Bezugssystems** des Makrokosmos schreiben wir gemäß (2.32):

$$dZ^2 = dR^2(1 - \alpha^2) + c^2 dt^2(1 - \beta^2) \quad \text{mit} \quad \beta^2 = \left(\frac{v^2}{c^2}\right) \text{ und } \alpha^2 = \left(\frac{c^2}{u^2}\right) \quad (2.42)$$

Nun lautet das Wirkungsintegral eines beliebigen Bezugssystems mit (4.10), (4.46), (5.20), (5.22)

$$S = \int_{(X_i, x^i)} (P_{1k} + p^{k1}) (dX_{kj} + dx^{jk}) + \int_{(X_i, x^i)} (dX_{1k} + dx^{k1}) (M A_{kj} + m a^{jk}) \quad (2.43)$$

Die Variation dieser Gleichung liefert gemäss unserer Forderung $\delta S = 0$ die Bewegungsgleichung unseres Problems. Wie schon bei (4.30) bzw. (4.62) finden wir auch hier mit

$$\delta A_{kj} = \left(\frac{\partial}{\partial X_{kj}} A_{kj}\right) \delta X_{kj} \quad \text{und} \quad \delta a^{jk} = \left(\frac{\partial}{\partial x^{jk}} a^{jk}\right) \delta x^{jk} \quad (2.44)$$

nach Ausführung der partiellen Integration:

$$\dots - \int \left(\frac{d}{ds} (P_{1k} + p^{k1}) + U_{1k} \cdot M A'_{kj} + V^{k1} m a'^{jk} \right) ds (\delta X_{jk} + \delta x^{kj}) \quad (2.45)$$

Da der gesamte Ausdruck verschwinden wird, muß der Integrand ebenfalls verschwinden.

$$\frac{d}{ds} (Mc U_{1k} + mc V^{k1}) + U_{1k} \cdot (M A'_{kj}) + V^{k1} (m a'^{jk}) = (0, \vec{0}) \quad (2.46)$$

Für die bessere Veranschaulichung der Gleichung (14.18) betrachten wir zuerst die Terme der **IT** und vernachlässigen dabei seine imaginären Glieder. Weiterhin setzen wir für die Vektoren $\vec{A}$ und $\vec{g}$

$$\mathbf{rot} \times (\vec{t} \phi) = \phi (\mathbf{rot} \times \vec{t}) - \vec{t} \times \mathbf{grad} \phi \quad \text{und} \quad \vec{g} = -\mathbf{grad} \phi \quad (2.47)$$

die entsprechenden Ausdrücke ein, so ergibt sich, falls man die Limits aller um die Sonne umkreisenden Planetenmassen gleich der Sonnenmasse setzt ($\lim_{z \rightarrow n} \sum_{z=1}^n m_z = M$):

$$Mc^2 \frac{d^2}{ds^2}(0, \vec{R}) = (0, -M \frac{\vec{t} \times (\vec{t} \times \vec{g})}{\sqrt{1-\alpha^2}}) \quad (2.48)$$

Bei der Differenzierung der linken Seite halten wir die α Koeffizienten (2.66) Konstant und in der rechten Seite berücksichtigen wir den rechten Winkel ($\vartheta = 90^\circ$) des Skalarprodukts $\vec{t} \cdot \vec{n} = \cos \vartheta$ (2.67), so finden wir:

$$\frac{c^2}{(1-\alpha^2)} \left(\frac{\vec{n}}{R} \right) = \frac{\gamma M}{R^2 \sqrt{1-\alpha^2}} \vec{n} \quad (2.49)$$

Mit der Erkenntnis, daß die konstanten Terme die Bewegungsgleichungen nicht beeinflussen, erhalten wir für α^2 ($\alpha^2 \ll 1$)

$$\alpha^2 \simeq 2 \frac{\gamma M}{c^2 R} = 2 \frac{\rho_0}{R} \quad \text{mit} \quad \rho_0 = \frac{\gamma M}{c^2} = \text{der Schwarzschildradius} \quad (2.50)$$

Dabei gehen wir von den Tatsachen aus, daß die makroskopische Prozesse viel langsamer als die mikroskopischen vorgehen.

$$v^2 \ll c^2 \quad \Rightarrow \quad \beta^2 = \alpha^2 = 2 \frac{\rho_0}{r} \quad (2.51)$$

Das Produkt der dualen Geschwindigkeiten der Materiewellen $uv = c^2$ geht in imaginären $uv = ic^2$ über. Diese Tatsache ist auf die reelle Raum-Zeit-Metrik der Sonne (jedes Planeten) zurückzuführen. Demnach ist der Abstand eines beliebigen Bezugssystems der Makrophysik im Gegensatz zu (14.14) durch die Beziehung

$$dZ^2 = dR^2(1+\alpha^2) + c^2 dt^2(1-\beta^2) \approx \frac{dR^2}{(1-\alpha^2)} + c^2 dt^2(1-\beta^2) \quad (2.52)$$

gegeben. Für die Planetenbahnen um die Sonne geht $R_{(X,Y,Z)} \Rightarrow r_{(x,y,z)}$ über und wegen (14.23) gilt:

$$dZ^2 = \frac{dr_{(x,y,z)}^2}{(1-2\frac{\rho_0}{r})} + c^2 dt^2(1-2\frac{\rho_0}{r}) \quad (2.53)$$

Es ist erstaunlich, daß der Abstand (infinitesimales Linienelement) eines beliebigen Bezugssystem aus der Steinzeit-Physik mit seinen undurchschaubaren mathematischen Ansätzen und primitiven Modelvorstellungen des Kosmos diesem der dualen Physik übereinstimmt. In Kugelkoordinaten ist diese Gleichung mit radialen Kontraktion:

$$dZ^2 = \frac{dr^2}{(1 - 2\frac{\rho_0}{r})} + r^2 d\vartheta^2 + r^2 \sin^2(\vartheta) d\varphi^2 + c^2 dt^2 (1 - 2\frac{\rho_0}{r}) \quad (2.54)$$

Aus dieser Beziehung kann man offenbar die Bewegungsgleichung der Planeten ableiten und somit aus der Beobachtung herausgefunderer Problematik unseres Sonnensystems, wie die Rotverschiebung der Spektrallinien und die Lichtablenkung oder die Prihelverschiebung, abhandeln.

Wir leiten nun zum Schluß die Gesetze des freien Falls ab. Im Gegensatz zur Impulstheorie basiert die Energie-Theorie auf der Existenz der kompromierten Materie im engsten Raum. Die **ET**-Terme in (14.18) lauten:

$$\frac{d}{ds}(mcV^{k1}) + V^{k1}(ma'^{jk}) = (0, \vec{0}) \quad (2.55)$$

Die runde Klammer im Zweiten Term vereinfachen wir bis auf den Ausdruck $(0, -i\frac{\vec{g}}{c})$ und finden für den zweiten Term:

$$\left(\frac{\vec{\beta} \cdot \vec{g}}{c\sqrt{1-\beta^2}}, \left[-i\frac{\vec{g}}{c\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{\vec{\beta} \times \vec{g}}{c\sqrt{1-\beta^2}} \right] \right) \quad (2.56)$$

Für die imaginären Glieder in (14.27) erhalten wir:

$$\frac{d\vec{v}}{cdt\sqrt{(1-\beta^2)}} = -(\frac{\vec{g}}{c}) \quad \text{mit} \quad g = \gamma \frac{M_E}{r_E^2} \quad (2.57)$$

Nach Separation der Differentialkoeffizient und Integration dieser Gleichung finden wir:

$$\arcsin\beta - \arcsin\beta_0 = -\frac{gt}{c} \quad (2.58)$$

Für die linke Seite gilt:

$$\arcsin\beta - \arcsin\beta_0 = \arcsin(\beta\sqrt{1-\beta_0^2} - \beta_0\sqrt{1-\beta^2}) \quad (2.59)$$

Mit Rücksicht auf $\beta_0^2 \ll 1$ und $\beta^2 \ll 1$ können wir schreiben:

$$\arcsin\beta - \arcsin\beta_0 \approx \arcsin(\beta - \beta_0) \quad (2.60)$$

Letztlich erhalten wir für β :

$$\left(\frac{v}{c}\right) = -\sin\left(\frac{gt}{c}\right) + \left(\frac{v_0}{c}\right) \quad (2.61)$$

Wir berücksichtigen den langsamen Prozess-Ablauf der Makro-Systeme gegenüber der Mikro-Physik ($gt \ll c$) also für kleine $\sin$ -Werte ($\sin(\frac{gt}{c}) \approx \frac{gt}{c}$). Allgemein findet man folgende drei Beziehungen:

$$\ddot{r} = -g \quad (2.62)$$

$$\dot{r} = -gt + v_0 \quad (2.63)$$

$$r = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0t + r_0 \quad (2.64)$$

Die Abhandlung der makroskopischen Physik ist nicht das Zielthema unserer Darlegungen gewesen, außerdem würde sie den Rahmen dieses Buches sprengen.

Wir schließen nun mit mahnenden Worten:

Leider ist unser Planet durch die angewandten Naturwissenschaften weitgehend zerstört. Denken vor Handeln hätte das Schlimmste verhindert, aber das Vorausdenken ist nie die Stärke der Menschen gewesen.