Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

Konventionalität der Gleichzeitigkeit

Basierend auf dem Artikel
"Special Relativity Without One-Way Velocity Assumptions“
von John A. Winnie

1 Einführung

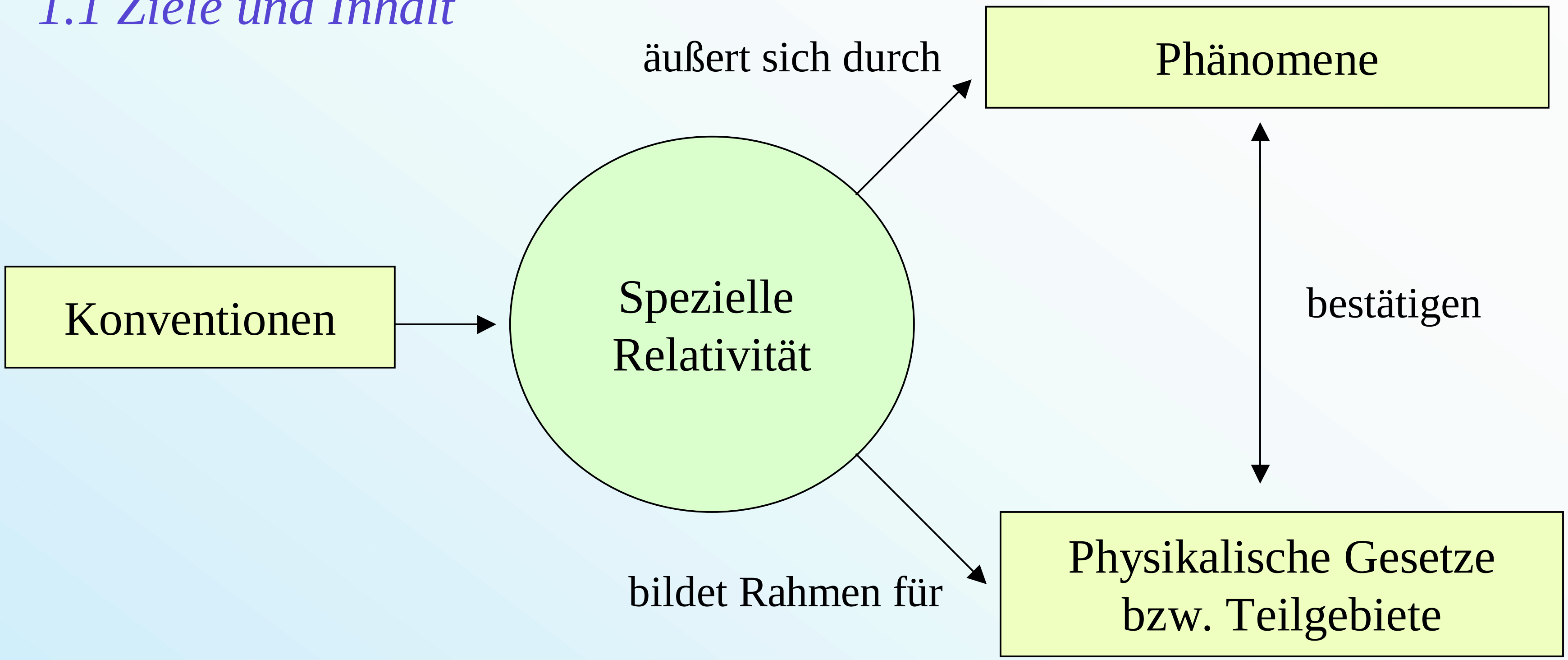
2 Phänomene

3 $\in$-Lorentztransformationen

Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

1 Einführung

1.1 Ziele und Inhalt

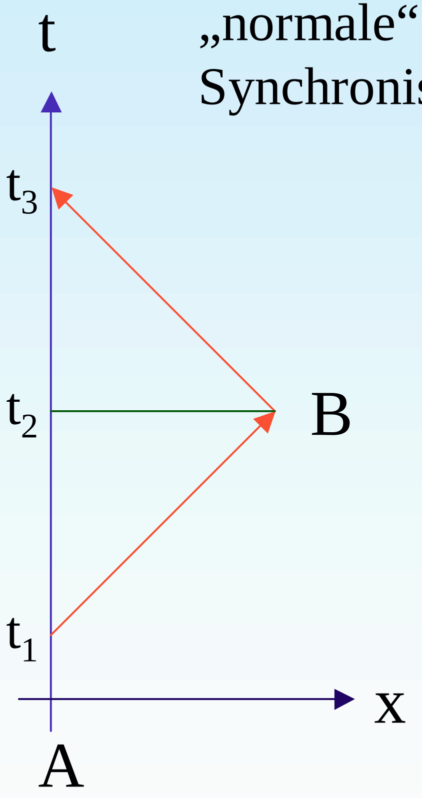


Wie unterscheidet sich Konvention, Phänomen und Gesetz ?
Wie äußern sich Änderungen der Konventionen ?

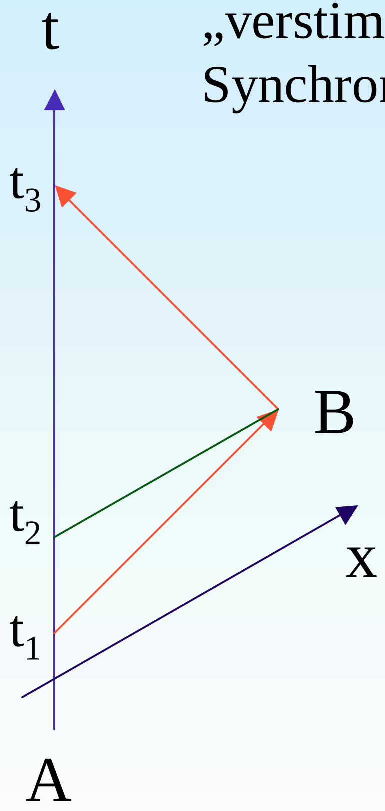
Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

1.2 Synchronisation

„normale“ Synchronisation



„verstimmte“ Synchronisation



$$t_2 = t_1 + \frac{1}{2}(t_3 - t_1).$$

$$t_2 = t_1 + \epsilon(t_3 - t_1). \qquad (1)$$

1.3 Grundlegende Gleichungen

Umlauflichtgeschwindigkeit

$$c = \frac{2\,|x_B - x_A|}{t_3 - t_1} \qquad (2)$$

Gerichtete Einweglichtgeschwindigkeiten

$$c_+ = \frac{|x_B - x_A|}{t_2 - t_1} = \frac{|x_B - x_A|}{\epsilon\,(t_3 - t_1)} \implies \boxed{c_+ = \frac{c}{2\,\epsilon}} \qquad (3)$$

$$c_- = \frac{|x_B - x_A|}{t_3 - t_2} = \frac{|x_B - x_A|}{t_3 - t_1 - \epsilon\,(t_3 - t_1)} \implies \boxed{c_- = \frac{c}{2\,(1-\epsilon)}} \qquad (4)$$

Formulierungen für ε

$$\boxed{\epsilon = \frac{c}{2\,c_+}} \quad (5) \qquad \boxed{\epsilon = 1 - \frac{c}{2\,c_-}} \quad (6) \implies \boxed{\frac{1}{c_+} + \frac{1}{c_-} = \frac{2}{c}} \quad (7)$$

1.4 Konventionsthese

Reichenbach-Grünbaum These der Konventionalität der Gleichzeitigkeit

Jede Wahl von zwei Einweglichtgeschwindigkeiten, die zusammen die richtige Umlauflichtgeschwindigkeit c ergeben, ist gleichberechtigt.

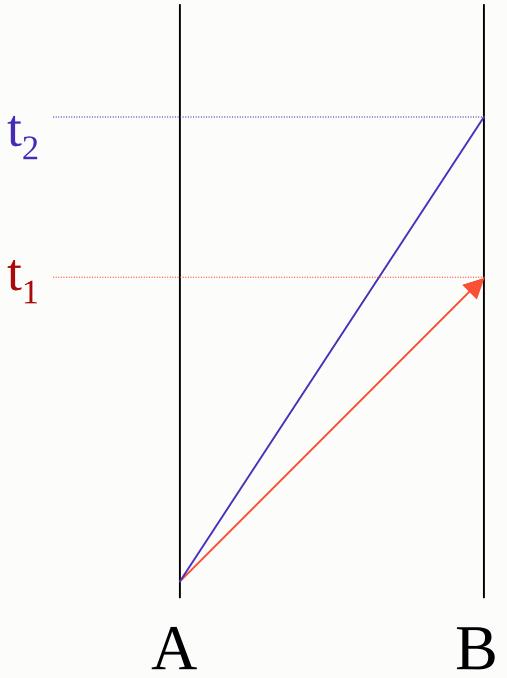
Folgerungen:

Eine Wahl der Synchronisation beeinflußt nicht den Gehalt der physikalischen Gesetze, sondern nur deren symbolische Form.

Die spezielle Wahl von $\in=1/2$ ergibt die einfachste symbolische Form.

Die charakteristischen Effekte der SRT müssen starke Spuren an Konventionalität aufweisen.

1.5 Konventionalität der Relativgeschwindigkeit



$$t_2 = \frac{|x_B - x_A|}{v} \qquad t_1 = \frac{|x_B - x_A|}{c}$$

$$t_2 = \frac{|x_B - x_A|}{v_+} \qquad t_1 = \frac{|x_B - x_A|}{c_+}$$

$$\frac{1}{v} - \frac{1}{c} = \frac{1}{v_+} - \frac{1}{c_+}$$

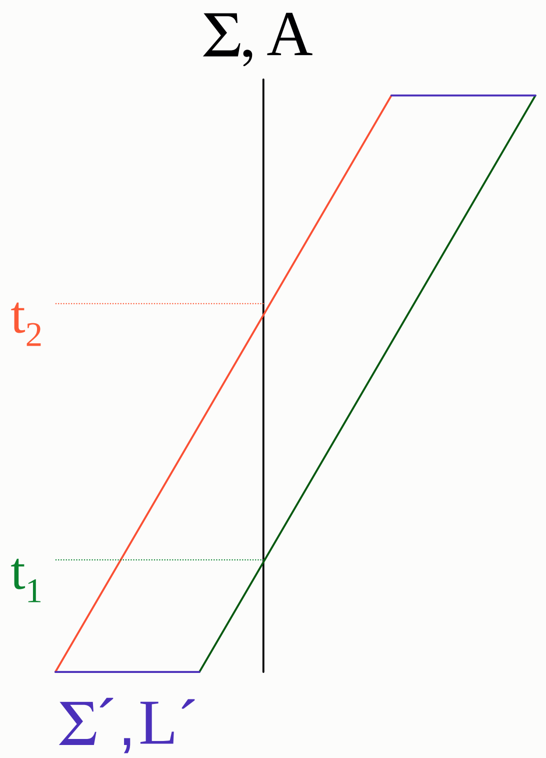
$$\boxed{v_+ = \frac{cv}{c + v(2\epsilon - 1)}} \qquad (8)$$

$$\boxed{v_- = \frac{cv}{c - v(2\epsilon - 1)}} \qquad (9)$$

$$\boxed{\frac{1}{v_+} + \frac{1}{v_-} = \frac{2}{v}} \qquad (10)$$

2. Phänomene

2.1 Längenkontraktion



$$L = v(t_2 - t_1)$$

$$L_+ = v_+(t_2 - t_1)$$

$$L_+ = L\,\frac{v_+}{v}$$

$$L_+ = L'\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\;\frac{v_+}{v}$$

$$\boxed{L_+ = L'\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\;\frac{c}{c + v(2\epsilon - 1)}} \qquad (11)$$

$$\boxed{L_- = L'\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\;\frac{c}{c - v(2\epsilon - 1)}} \qquad (12)$$

„herkömmliche“ Längenkontraktion, für $\epsilon = 1/2$

2.1 Längenkontraktion

Gibt es ein ε_0, so daß die Längenkontraktion verschwindet ?

$$L_+ = L' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{c}{c + v(2\epsilon - 1)} \xrightarrow{L_+ = L'} \boxed{\epsilon_{+,0} = \frac{\sqrt{c^2 - v^2} + (v - c)}{2v}} \qquad (13a)$$

Es gibt ein $\varepsilon_{+,0}$, bei dem die Längenkontraktion in <u>*einer*</u> betrachteten Richtung verschwindet. Auch für die andere Richtung läßt sich ein $\varepsilon_{-,0}$ finden, so daß die Kontraktion verschwindet.

$$\boxed{\epsilon_{-,0} = \frac{(v + c) - \sqrt{c^2 - v^2}}{2v}} \qquad (13b)$$

$$\boxed{\epsilon_{+,0} \neq \epsilon_{-,0}}$$

Die Längenkontraktion verschwindet nie vollständig !

2.2 Zeitdilatation

Auch die Zeitdilatation kann abhängig von ϵ formuliert werden,

$$t' = t_+ \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{c}{c + v(2\epsilon - 1)}} \qquad t' = t_- \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{c}{c - v(2\epsilon - 1)}} \tag{14a,b}$$

Ein Vergleich mit der Längenkontraktion zeigt, daß dieselben Größen zu einem formalen Verschwinden des Effekts in *einer* Richtung führen.

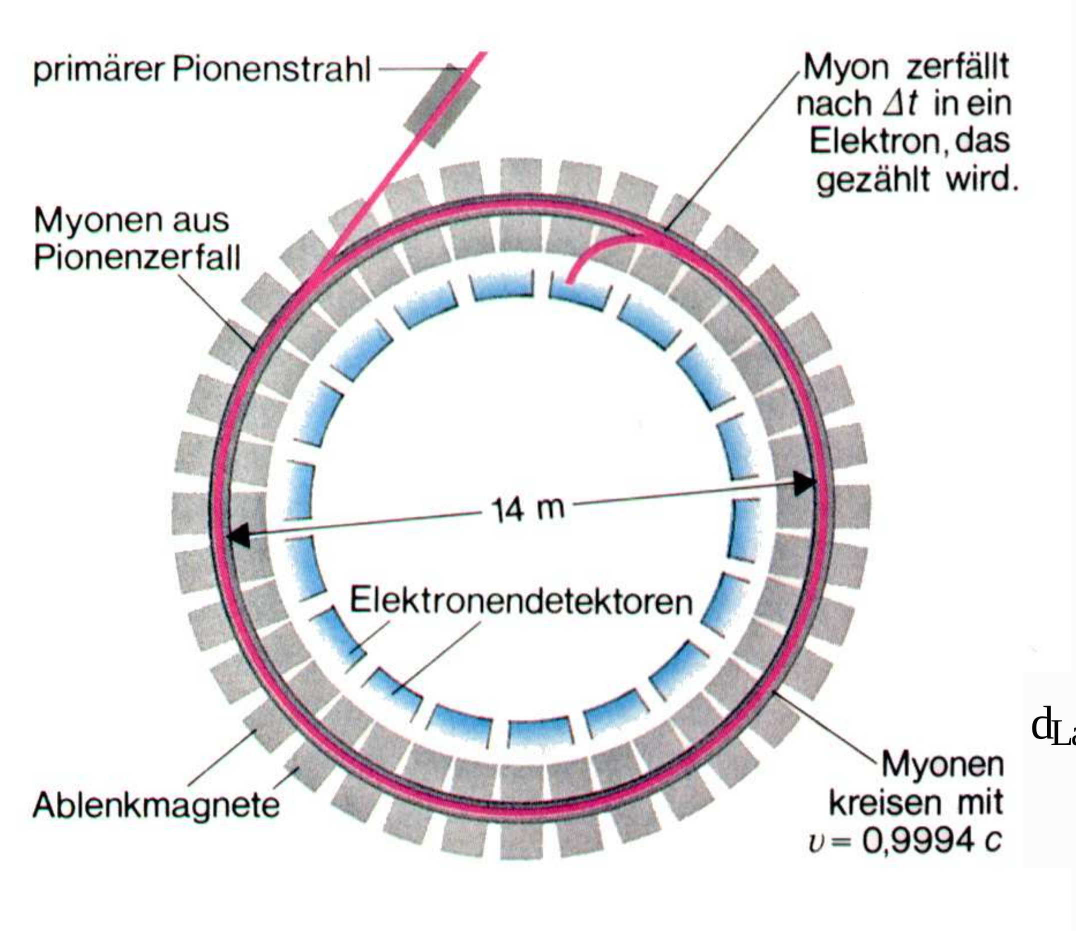
$$\epsilon_{+,0} = \frac{\sqrt{c^2 - v^2} + (v - c)}{2\,v} \qquad \epsilon_{-,0} = \frac{(v + c) - \sqrt{c^2 - v^2}}{2\,v} \tag{15a,b}$$

Es liegt die falsche Vermutung nahe, eine entsprechende Synchronisation könne auch die Effekte als solche verschwinden lassen.

Z.b. die Lebenszeit eines Teilchens.

2.3 Myonenzerfall im Speicherring

Halbwertzeit beim Myonenzerfall, t_h=1,52µs, v≈0,9994c



$$\boxed{\tau_{Laborsystem} = \frac{\tau_{Ruhesystem}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}} \quad (16)$$

$$t_{h,rel} = \frac{1,52\,\mu s}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \approx 43,9\,\mu s$$

Wir messen den Weg d,

$$d_{Labor} = v\tau_{Labor} = \frac{v \cdot \tau_{Ruhesystem}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (17)$$

2.3 Myonenzerfall im Speicherring

Wählt man nun die Synchronisation, für die die Zeitdilatation formal verschwindet, muß aber auch eine andere Geschwindigkeit betrachtet werden !

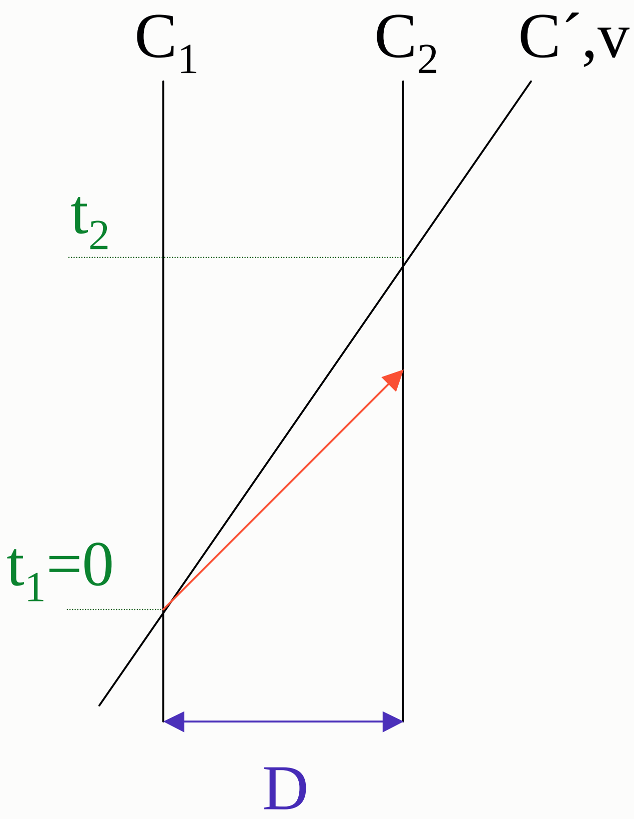
$$\tau_{Ruhe} = \tau_{Labor} \qquad v_+ = \frac{cv}{c + v(2\epsilon - 1)} \overset{\epsilon=\epsilon_{+,0}}{=} \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\boxed{d'_{Labor} = v_+ \tau_{Ruhe} = \frac{v \cdot \tau_{Ruhesystem}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = d_{Labor}} \tag{18}$$

Ergebnis: Obwohl die These der Konventionalität der Gleichzeitigkeit, durch spezielle Wahl der Synchronisation das Verschwinden der Zeitdilatation erlaubt, bleibt sie im Einklang mit den beobachtbaren Phänomenen.

Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

2.4 Die Art der Synchronisation



(a) Normale Synchronisation

$$t_2 = \frac{D}{v} \qquad t_2' = \frac{D}{v}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

(b) Spezielle Wahl von $\in$, so daß die Zeitdilatation verschwindet

$$t_2 = \frac{D}{v_\epsilon} = t_2' \qquad v_\epsilon = \frac{v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Im Fall (a): $\epsilon = \frac{1}{2}$ $\qquad \boxed{t_{1/2,\mathrm{Initial}} = \frac{D}{c}}$ (19)

Im Fall (b): $\epsilon = \epsilon_{+,0}$ $\qquad \boxed{t_{1/2,\epsilon} = \frac{D}{c_+} = \frac{D(2\epsilon_{+,0})}{c}}$ (20)

Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

2.5 Das Zwillingsparadoxon

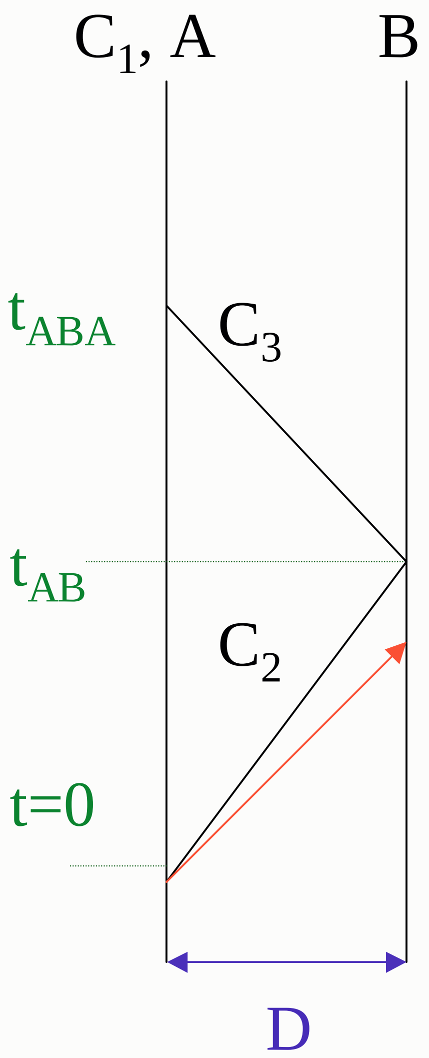
$$t_{AB} = \frac{D}{v_+} \qquad (21) \qquad t_{BA} = \frac{D}{v_-} \qquad (22)$$

$$t_{ABA} = \frac{D}{v_+} + \frac{D}{v_-} = \frac{2D}{v} \qquad (23)$$

$$t_{AB}' = t_{AB}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \; \frac{c}{c + v(2\epsilon - 1)} \qquad (24)$$

$$t_{AB} = \frac{D(c + v(2\epsilon - 1))}{cv} \qquad (25)$$

$$\boxed{t_{AB}' = \frac{D\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{v}} \qquad (26)$$



2.5 Das Zwillingsparadoxon

Wir können nun die „zusammengesetzte Dilatation“ ausrechnen:

$$t_{ABA}{}' = t_{AB}{}' + t_{BA}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\;\frac{c}{c-v(2\epsilon-1)}$$

$$\boxed{t_{ABA}{}' = \frac{2D}{v}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = t_{ABA}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad (27)$$

Das Zwillingsparadoxon ist ein synchronisationsunabhängiger Effekt.

Da bei diesem Effekt Bewegungen in positiver, wie auch negativer Richtung erfolgen, hat die Wahl von $\in$ keine Wirkung.

Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

3 $\in$-Lorentztransformation

3.1 Raumtransformation

K und K´ seien zwei Inertialsysteme, die sich mit konstanter Geschwindigkeit relativ zueinander bewegen.

$$x = \beta'(x' + v'_{-}t') \quad (28) \qquad x' = \beta(x - v_{+}t) \quad (29)$$

Ereigniskoordinaten der Ankunft des Ursprungs 0´ von K´ bei x=1:

$$x = 1 \text{ und } t = 1/v_{+} \longleftrightarrow x' = 0 \text{ und } t_1' \qquad t_1' = \frac{1}{\beta' v'_{-}}$$

Ereigniskoordinaten der Ankunft des Ursprungs 0 von K bei x´=-1:

$$x' = -1 \text{ und } t' = 1/v_{-} \longleftrightarrow x = 0 \text{ und } t_2 \qquad t_2 = \frac{1}{\beta v_{+}}$$

$$\boxed{\beta' v'_{-} = \beta v_{+}} \quad (30) \qquad \boxed{t' = \frac{(x - \beta' x')}{\beta v_{+}}} \quad (31)$$

 Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

3.1 Raumtransformation

Sobald sich die Ursprünge von K und K´ treffen, möge ein Lichtstrahl ausgesandt werden, in posititve und negative x-Richtung.

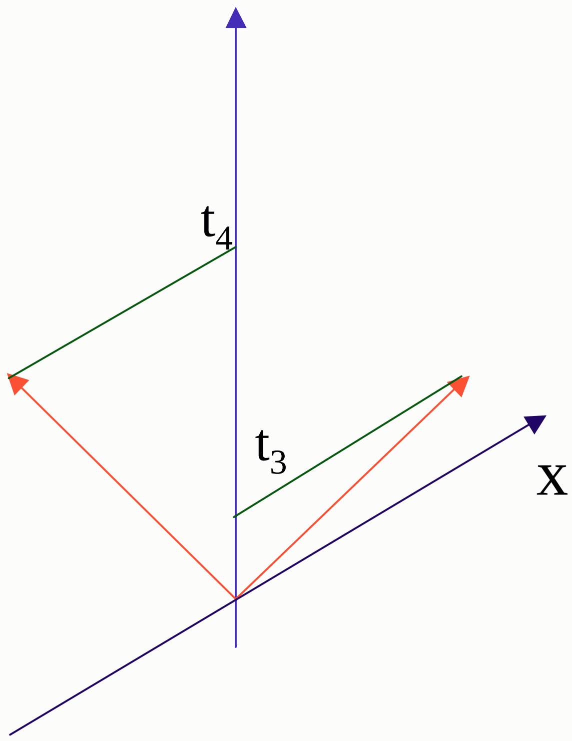
Ereigniskoordinaten der Ankunft des Strahls in K bei x=1:

$$x_3 = 1 \text{ und } t_3 = \frac{1}{c_+} \longleftrightarrow x' = x_3' \text{ und } t_3' = \frac{x_3'}{c'_+}$$

$$x' = \beta(x - v_+ t) \qquad x_3' = \beta(1 - v_+ / c_+) \qquad (32)$$

$$(29) \quad \Longrightarrow \quad x_3' = \frac{c_+'}{\beta v_+ + c_+ \beta'} \qquad (33)$$

$$\beta' = \frac{1}{\beta\left(1 - \frac{v_+}{c_+}\right)} - \frac{\beta v_+}{c_+} \qquad (34)$$



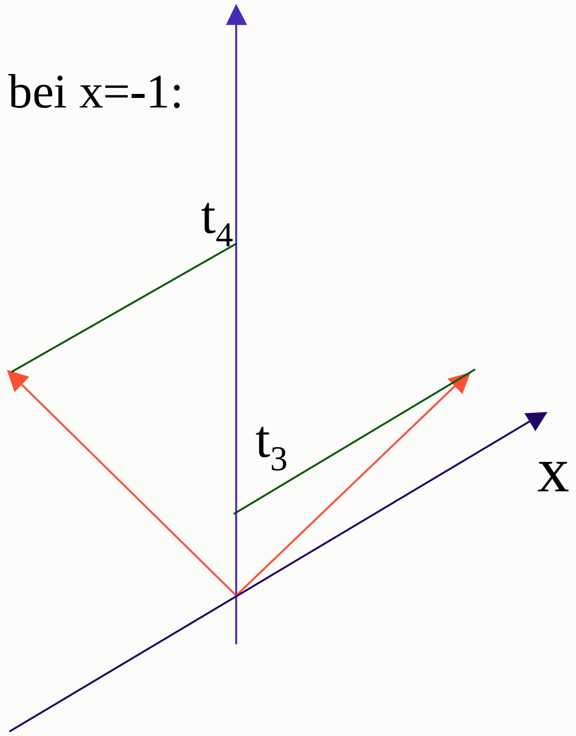
3.1 Raumtransformation

Ereigniskoordinaten der Ankunft des Strahls in K bei x=-1:

$$x_4 = -1 \text{ und } t_4 = \frac{1}{c_-} \longleftrightarrow x' = x_4' \text{ und } t_4' = \frac{-x_4'}{c'_-}$$

$$\beta' = \frac{1}{\beta\left(1+\frac{v_+}{c_-}\right)} - \frac{\beta v_+}{c_-} \qquad (35)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{c^2}{(c - v_+(2\epsilon - 1))^2 - v_+^2}} = \frac{1}{\alpha} \qquad (36)$$



Einsetzen in Ansatzgleichung liefert die $\in$-Lorentz-Raumtransformation :

$$\boxed{x' = \frac{x - v_+ t}{\alpha}} \quad (37) \qquad \text{mit} \qquad \boxed{\alpha = \sqrt{\frac{(c - v_+(2\epsilon - 1))^2 - v_+^2}{c^2}}} \quad (38)$$

3.2 Zeittransformation

Mit den bereits gefundenen Gleichungen läßt sich ebenfalls die Transformationsgleichung für die Zeit aufstellen.

$$t' = \frac{\left[\left(\frac{2\,v_+}{c}\right)(1-\epsilon-\epsilon') + 1\right] t - x\left[\frac{2\,c\,(\epsilon-\epsilon') + 4\,v_+\,(1-\epsilon)}{c^2}\right]}{\alpha} \tag{38}$$

3.3 Zusammenfassung der $\in$-Lorentztransformationen

$$\boxed{x' = \frac{x - v_+\,t}{\alpha}}$$

$$\boxed{t' = \frac{\left[\left(\frac{2\,v_+}{c}\right)(1-\epsilon-\epsilon') + 1\right] t - x\left[\frac{2\,c\,(\epsilon-\epsilon') + 4\,v_+\,(1-\epsilon)}{c^2}\right]}{\alpha}}$$

$$\boxed{\alpha = \sqrt{\frac{(c - v_+\,(2\epsilon - 1))^2 - v_+^{\,2}}{c^2}}}$$

Marcus Neuer, marcus@mndevelopments.de

Zusammenfassung

- Die Spezielle Relativitätstheorie läßt sich synchronisationsabhängig formulieren.
- Der Synchronisationsparameter $\in$ ändert die formale Erscheinung der Gesetze, nicht jedoch ihren Gehalt.
- Es existiert eine Klasse von Effekten, die synchronisationsunabhängig formuliert werden können.
- Durch die spezielle Wahl von $\in=1/2$ nehmen die Gesetze der SRT ihre einfachste symbolische Form an.
- Die These der Konventionalität der Gleichzeitigkeit vereinfacht dagegen die Postulatbasis der SRT.