# Physikaufgabe 69



**Aufgabe:** Entwickeln Sie eine vollständige und konsistente Theorie des Universums. Begründen Sie, warum der Begriff Masse dafür nicht unbedingt benötigt wird.

**Lösung:** Wir zeigen nachfolgend, daß das Weltall einen fast verschwindenden Drehimpuls, eine verschwindende Gesamtenergie, verschwindenden Impuls, Raum und eine verschwindende Zeit besitzt. Dann folgt die Begründung aus der Einsteinschen Masse-Energie-Äquivalenz $E = mc^2$, womit natürlich auch die Gesamtmasse des Alls gleich null sein muß. Trotz dieser infinitesimalen Erhaltungsgrößen können die kinetischen und potentiellen Anteile derselben ein bis dato unbekanntes Ausmaß erreichen. Blicken wir zunächst auf Abb. 1.

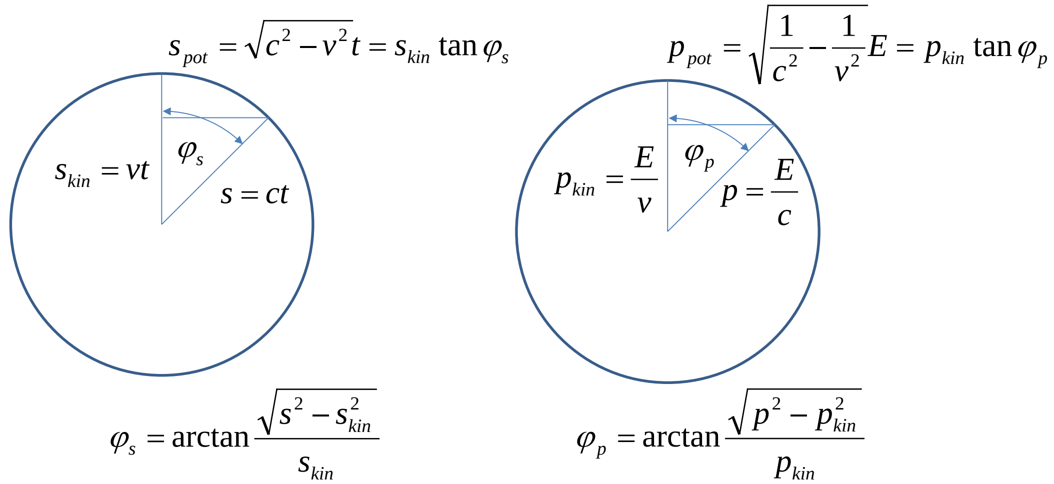



**Abbildung 1. Raum- und Impulskomponenten des Universums in zweidimensionaler Darstellung**

Aus der Kugelsymmetrie des Weltalls folgt, daß die Gesamtenergie null sein muß, denn sowohl bei negativer als auch bei positiver Energie würde das Universum von seiner symmetrischen Gestalt abweichen. Wir ziehen zum Vergleich die Kreisbahn einer Planetenbewegung um ein Zentralgestirn heran; auch hier ist die Gesamtenergie gleich null. Es stimmt nicht ganz, daß die Energie null ist, weil das Produkt aus Energie und Zeit, die Wirkung, den Betrag eines Planckschen Wirkungsquantums besitzt: $Et = \hbar$. Auch die totale Zeit ist infinitesimal klein, ebenso wie Impuls und Raum. Wäre dem nicht so, hätte die Weltgleichung keine Wellen als Lösungen. Daß diese vier Größen nahezu verschwinden, heißt natürlich nicht, daß es keine kinetischen und potentiellen Anteile gibt, da diese sich ja gegenseitig aufheben und im Prinzip beliebig groß werden können, nur eben nicht unendlich, weil ein nichtverschwindender endlicher Beitrag infinitesimaler Größe dieses verhindert. Nach Abb. 1 lassen sich die relativistischen Vierervektoren für Raum und Impuls nach dem Satz des Pythagoras jeweils in eine radiale und eine dazu orthogonale azimutale Komponente zerlegen, wenn wir einen entsprechenden Term addieren und sogleich wieder subtrahieren:

$$s = ct = \sqrt{v^2 + c^2 - v^2}\,t \quad \text{bzw.} \quad p = \frac{E}{c} = \sqrt{\frac{1}{v^2} + \frac{1}{c^2} - \frac{1}{v^2}}\,E.$$

Ziehen wir Zeit und Energie unter die Wurzel, können wir alternativ auch schreiben:

$$s = \sqrt{v^2t^2 + c^2t^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}, \qquad p = \sqrt{\frac{E^2}{v^2} + \frac{E^2}{c^2}\left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right)}.$$

Durch Multiplikation beider Größen lassen sich diese in ein Produkt aus Energie und Zeit überführen:

$$sp = \sqrt{v^2t^2 + c^2t^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)}\sqrt{\frac{E^2}{v^2}+\frac{E^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)}$$
$$= Et\sqrt{1+\frac{v^2}{c^2}-1+\frac{c^2}{v^2}-1+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)} = Et$$

Der potentielle Impuls ist negativ, daher muß der Gesamtimpuls eine komplexe Zahl sein:

$$s = \sqrt{s_{kin}^2 + s_{pot}^2} \quad \text{bzw.} \quad p \equiv |p| = \sqrt{(p_{kin} + ip_{pot})(p_{kin} - ip_{pot})}.$$

Die beiden Erhaltungsgrößen

$$s^2 = s_{kin}^2 + s_{pot}^2 \quad \text{und} \quad p^2 = p_{kin}^2 + p_{pot}^2$$

multiplizieren wir nunmehr miteinander, damit sich am Ende eine Wirkung bzw. ein Drehimpuls ergibt:

$$s^2p^2 = \left(s_{kin}^2 + s_{pot}^2\right)\left(p_{kin}^2 + p_{pot}^2\right).$$

Ausmultipliziert erhalten wir potentielle, kinetische sowie gemischte Terme:

$$s^2p^2 = s_{kin}^2p_{kin}^2 + s_{pot}^2p_{kin}^2 + s_{kin}^2p_{pot}^2 + s_{pot}^2p_{pot}^2$$
$$= s_{kin}^2p_{kin}^2 + s_{pot}^2p_{pot}^2 + s_{pot}^2p_{kin}^2 + s_{kin}^2p_{pot}^2 = \hbar^2.$$

Den so erhaltenen Ausdruck können wir in symmetrische und asymmetrische Anteile zerlegen, d.h.

$$s_{kin}^2p_{kin}^2 + s_{pot}^2p_{pot}^2 = v^2t^2\frac{E^2}{v^2} + c^2t^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{E^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)$$
$$= E^2t^2\left[1+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)\right],$$

und die Erhaltungsgrößen vor die Klammer ziehen:

$$s_{pot}^2p_{kin}^2 + s_{kin}^2p_{pot}^2 = c^2t^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{E^2}{v^2} + v^2t^2\frac{E^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)$$
$$= E^2t^2\left[\frac{c^2}{v^2}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)+\frac{v^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)\right].$$

Fassen wir die beiden Anteile wieder zusammen, erkennen wir schnell, daß der Ausdruck unter der Klammer eins ergibt:

$$s^2p^2 = E^2t^2\left[1+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)+\frac{c^2}{v^2}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)+\frac{v^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)\right] = E^2t^2.$$

Die Wirkung läßt sich somit wahlweise jeweils durch eine Größe des gewöhnlichen wie auch des reziproken Raums ausdrücken.

Durch Vergleich von $s=\sqrt{s_{kin}^2+s_{pot}^2}$ mit

$$s=\sqrt{v^2t^2+r^2\frac{c^2-v^2}{r^2}t^2}=\sqrt{r^2+r^2\varphi^2}$$

finden wir, daß

$$s_{kin}=vt=r \quad \text{und} \quad s_{pot}=r\varphi=r\sqrt{\frac{c^2-v^2}{r^2}}t.$$

Einsetzen von

$$v=\frac{\partial s_{kin}}{\partial t} \quad \text{und} \quad c=\frac{\partial s}{\partial t} \quad \text{in} \quad ds=\sqrt{v^2+r^2\frac{c^2-v^2}{r^2}}dt$$

ergibt

$$ds=\sqrt{\left(\frac{\partial s_{kin}}{\partial t}\right)^2+s_{kin}^2\left\{\frac{1}{s_{kin}^2}\left[\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)^2-\left(\frac{\partial s_{kin}}{\partial t}\right)^2\right]\right\}}dt,$$

und durch Vergleich mit

$$ds=\sqrt{v^2+r^2\dot{\varphi}^2}dt \quad \text{folgt} \quad \omega=\frac{\partial\varphi}{\partial t}=\frac{1}{r}\sqrt{\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)^2-\left(\frac{\partial s_{kin}}{\partial t}\right)^2}.$$

Für $v=0$ ist die Radialgeschwindigkeit null und die Winkelgeschwindigkeit unendlich:

$$\omega_{\max}=\lim_{v\to 0}\dot{\varphi}=\lim_{v\to 0}\frac{1}{r}\sqrt{c^2-v^2}=\lim_{v\to 0}\frac{\sqrt{c^2-v^2}}{s}=\frac{c}{s}=\frac{1}{t}.$$

Hierbei haben wir von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß $r$ für $v\to 0$ gegen $s$ geht. Weil die Zeit nahezu singulär ist, wird die Winkelgeschwindigkeit fast unendlich, während die Radialkomponente gänzlich verschwunden ist.

Für $v=c$ ist die Radialgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit und die Winkelgeschwindigkeit geht gegen null:

$$\omega_{\min}=\lim_{v\to c}\dot{\varphi}=\lim_{v\to c}\frac{\sqrt{c^2-v^2}}{s}=0.$$

Auch hier bleibt der Raum singulär, weil er voll in der Radialkomponente steckt und sich daher vom potentiellen Raum bis auf ein Wirkungsquantum komplett wieder abzieht.

Durch Vergleich von $p=\sqrt{p_{kin}^2+p_{pot}^2}$ mit

$$p=\sqrt{\frac{E^2}{v^2}+p_{kin}^2\left[\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}\right)\frac{E^2}{p_{kin}^2}\right]}=\sqrt{p_{kin}^2+p_{kin}^2\varphi_p^2}$$

finden wir, daß

$$p_{kin}=\frac{E}{v}\quad\text{und}\quad p_{pot}=p_{kin}\varphi_p=p_{kin}\sqrt{\frac{1}{p_{kin}^2}\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}\right)}E.$$

Durch Einsetzen von

$$\frac{1}{v}=\frac{\partial p_{kin}}{\partial E}\quad\text{und}\quad\frac{1}{c}=\frac{\partial p}{\partial E}\quad\text{in}\quad dp=\sqrt{\frac{1}{v^2}+p_{kin}^2\left[\frac{1}{p_{kin}^2}\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}\right)\right]}dE$$

erhalten wir

$$dp=\sqrt{\left(\frac{\partial p_{kin}}{\partial E}\right)^2+p_{kin}^2\left\{\frac{1}{p_{kin}^2}\left[\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)^2-\left(\frac{\partial p_{kin}}{\partial E}\right)^2\right]\right\}}dE,$$

und aus dem Vergleich mit

$$dp=\sqrt{\frac{1}{v^2}+p_{kin}^2\omega_p^2}dE\quad\text{folgt}\quad\omega_p=\frac{\partial\varphi_p}{\partial E}=\frac{1}{p_{kin}}\sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)^2-\left(\frac{\partial p_{kin}}{\partial E}\right)^2}.$$

Für $v=0$ ist der kinetische Radialimpuls null und die azimutale Winkelgeschwindigkeit des Impulses nahezu unendlich:

$$\omega_{p,\max}=\lim_{v\to 0}\omega_p=\lim_{v\to 0}\frac{1}{p_{kin}}\sqrt{\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}}=\lim_{v\to 0}\frac{1}{E}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=\frac{1}{E}.$$

Hierbei haben wir von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß $p_{kin}$ für $v\to 0$ gegen $p$ geht.[1] Weil die Energie nahezu singulär ist, wird die Winkelgeschwindigkeit fast unendlich, wogegen die Radialkomponente nahezu gänzlich verschwunden ist.

Für $v=c$ ist der kinetische Impuls gleich dem Lichtimpuls und die Winkelgeschwindigkeit des Impulses geht gegen null:[2]

$$\omega_{p,\min}=\lim_{v\to c}\omega_p=\lim_{v\to c}\frac{1}{E}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=0.$$

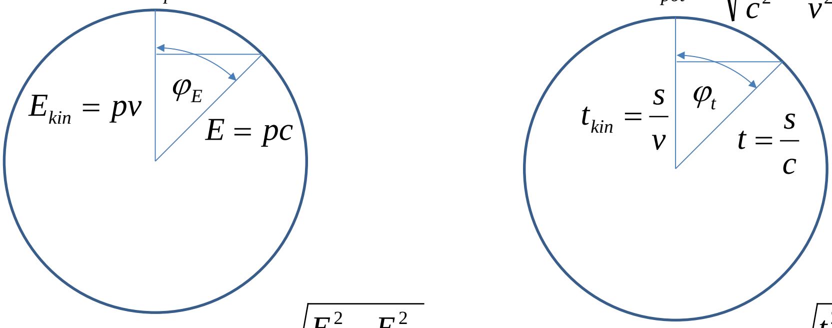
Auch hier bleibt der Impuls singulär, weil er voll in der kinetischen Komponente steckt und sich daher vom potentiellen Impuls bis auf ein Wirkungsquantum komplett wieder abzieht.

[1] Weil die bewegte Masse noch null ist

[2] Weil der Impuls komplex ist, haben wir den Ausdruck unter der Wurzel umgedreht.

$$E_{pot} = p\sqrt{c^2 - v^2} = E_{kin} \tan\varphi_E \qquad t_{pot} = \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{v^2}}\, s = t_{kin} \tan\varphi_t$$




$$\varphi_E = \arctan\frac{\sqrt{E^2 - E_{kin}^2}}{E_{kin}} \qquad \varphi_t = \arctan\frac{\sqrt{t^2 - t_{kin}^2}}{t_{kin}}$$

**Abbildung 2. Energie- und Zeitkomponenten des Universums in zweidimensionaler Darstellung**

Gemäß Abb. 2 lassen sich die relativistischen Vierervektoren für Energie und Zeit nach dem Satz des Pythagoras ebenfalls in eine radiale und eine dazu orthogonale azimutale Komponente zerlegen:

$$E = pc = \sqrt{v^2 + c^2 - v^2}\, p \quad \text{bzw.} \quad t = \frac{s}{c} = \sqrt{\frac{1}{v^2} + \frac{1}{c^2} - \frac{1}{v^2}}\, s.$$

Ziehen wir Impuls und Weg unter die Wurzel, können wir alternativ schreiben:

$$E = \sqrt{p^2 v^2 + p^2 c^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}, \qquad t = \sqrt{\frac{s^2}{v^2} + \frac{s^2}{c^2}\left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right)}.$$

Durch Multiplikation beider Größen lassen sich diese in ein Produkt aus Energie und Zeit überführen:

$$\begin{aligned} Et &= \sqrt{p^2 v^2 + p^2 c^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}\sqrt{\frac{s^2}{v^2} + \frac{s^2}{c^2}\left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right)} \\ &= ps\sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2} - 1 + \frac{c^2}{v^2} - 1 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right)} = ps. \end{aligned}$$

Da die potentielle Zeit negativ ist, ist die Zeit selbst eine komplexe Zahl:

$$t = \sqrt{(t_{kin} + it_{pot})(t_{kin} - it_{pot})} = |t|, \qquad E = \sqrt{E_{kin}^2 + E_{pot}^2}.$$

Die beiden Erhaltungsgrößen

$$E^2 = E_{kin}^2 + E_{pot}^2 \quad \text{und} \quad t^2 = t_{kin}^2 + t_{pot}^2$$

multiplizieren wir wieder miteinander, damit sich am Ende eine Wirkung bzw. ein Drehimpuls ergibt:

$$E^2 t^2 = \left(E_{kin}^2 + E_{pot}^2\right)\left(t_{kin}^2 + t_{pot}^2\right).$$

Ausmultipliziert erhalten wir die bekannten potentiellen, kinetischen sowie gemischten Terme:

$$\begin{aligned} E^2t^2 &= E_{kin}^2 t_{kin}^2 + E_{pot}^2 t_{kin}^2 + E_{kin}^2 t_{pot}^2 + E_{pot}^2 t_{pot}^2 \\ &= E_{kin}^2 t_{kin}^2 + E_{pot}^2 t_{pot}^2 + E_{pot}^2 t_{kin}^2 + E_{kin}^2 t_{pot}^2 = \hbar^2. \end{aligned}$$

Den so erhaltenen Ausdruck können wir wie oben in einen symmetrischen und asymmetrischen Anteil separieren, d.h.

$$\begin{aligned} E_{kin}^2 t_{kin}^2 + E_{pot}^2 t_{pot}^2 &= p^2v^2\frac{s^2}{v^2} + p^2c^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{s^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right) \\ &= p^2s^2\left[1+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)\right], \end{aligned}$$

und die Erhaltungsgrößen vor die Klammer ziehen:

$$\begin{aligned} E_{pot}^2 t_{kin}^2 + E_{kin}^2 t_{pot}^2 &= p^2c^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{s^2}{v^2} + p^2v^2\frac{s^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right) \\ &= p^2s^2\left[\frac{c^2}{v^2}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)+\frac{v^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)\right]. \end{aligned}$$

Fassen wir die beiden Anteile wie gehabt zusammen, sehen wir, daß der Ausdruck unter der Klammer wieder eins ergibt:

$$E^2t^2 = p^2s^2\left[1+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)+\frac{c^2}{v^2}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)+\frac{v^2}{c^2}\left(1-\frac{c^2}{v^2}\right)\right] = p^2s^2.$$

Die Wirkungen als Produkt zweier Größen lassen sich also auch hier alternativ durch Größen des reziproken Raums ausdrücken.

Durch Vergleich von $E = \sqrt{E_{kin}^2 + E_{pot}^2}$ mit

$$E = \sqrt{v^2p^2 + E_{kin}^2\left[\left(c^2-v^2\right)\frac{p^2}{E_{kin}^2}\right]} = \sqrt{E_{kin}^2 + E_{kin}^2\varphi_E^2}$$

finden wir, daß

$$E_{kin} = vp \quad \text{und} \quad E_{pot} = E_{kin}\varphi_E = E_{kin}\sqrt{\frac{c^2-v^2}{E_{kin}^2}}\,p.$$

Einsetzen von

$$v = \frac{\partial E_{kin}}{\partial p} \quad \text{und} \quad c = \frac{\partial E}{\partial p} \quad \text{in} \quad dE = \sqrt{v^2 + E_{kin}^2\left[\frac{c^2-v^2}{E_{kin}^2}\right]}dp$$

liefert

$$dE=\sqrt{\left(\frac{\partial E_{kin}}{\partial p}\right)^2+E_{kin}^2\left\{\frac{1}{E_{kin}^2}\left[\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)^2-\left(\frac{\partial E_{kin}}{\partial p}\right)^2\right]\right\}}dp,$$

und aus dem Vergleich mit

$$dE=\sqrt{v^2+E_{kin}^2\omega_E^2}dp \quad \text{folgt} \quad \omega_E=\frac{\partial\varphi_E}{\partial p}=\frac{1}{E_{kin}}\sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)^2-\left(\frac{\partial E_{kin}}{\partial p}\right)^2}.$$

Für $v=0$ ist die kinetische Energie in radialer Richtung null und die azimutale Winkelgeschwindigkeit der Energie wird nahezu unendlich:

$$\omega_{E,\max}=\lim_{v\to 0}\omega_E=\lim_{v\to 0}\frac{1}{E_{kin}}\sqrt{c^2-v^2}=\lim_{v\to 0}\frac{\sqrt{c^2-v^2}}{pc}=\frac{1}{p}.$$

Hierbei haben wir von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß $E_{kin}$ für $v$ gegen null gegen $pc$ geht. Weil der Impuls nahezu singulär ist, wird die Winkelgeschwindigkeit fast unendlich, während die Radialkomponente nahezu gänzlich verschwindet.

Für $v=c$ ist die kinetische Energie gleich der Gesamtenergie, und die Winkelgeschwindigkeit der Energie geht gegen null:

$$\omega_{E,\min}=\lim_{v\to c}\omega_E=\lim_{v\to c}\frac{\sqrt{c^2-v^2}}{pc}=0.$$

Auch hier bleibt die Energie singulär, weil sie voll in der kinetischen Komponente steckt und sich daher vom potentiellen Impuls bis auf ein Wirkungsquantum komplett wieder abzieht.

Durch Vergleich von $t=\sqrt{t_{kin}^2+t_{pot}^2}$ mit

$$t=\sqrt{\frac{s^2}{v^2}+t_{kin}^2\left[\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}\right)\frac{s^2}{t_{kin}^2}\right]}=\sqrt{t_{kin}^2+t_{kin}^2\varphi_t^2}$$

finden wir, daß

$$t_{kin}=\frac{s}{v} \quad \text{und} \quad t_{pot}=t_{kin}\varphi_t=t_{kin}\sqrt{\frac{1}{t_{kin}^2}\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}\right)}s.$$

Durch Einsetzen von

$$\frac{1}{v}=\frac{\partial t_{kin}}{\partial s} \quad \text{und} \quad \frac{1}{c}=\frac{\partial t}{\partial s} \quad \text{in} \quad dt=\sqrt{\frac{1}{v^2}+t_{kin}^2\left[\frac{1}{t_{kin}^2}\left(\frac{1}{c^2}-\frac{1}{v^2}\right)\right]}ds$$

erhalten wir

$$dt=\sqrt{\left(\frac{\partial t_{kin}}{\partial s}\right)^2+t_{kin}^2\left\{\frac{1}{t_{kin}^2}\left[\left(\frac{\partial t}{\partial s}\right)^2-\left(\frac{\partial t_{kin}}{\partial s}\right)^2\right]\right\}}ds,$$

und durch Vergleich mit

$$dt = \sqrt{\frac{1}{v^2} + t_{kin}^2 \omega_t^2}\, ds \quad \text{folgt} \quad \omega_t = \frac{\partial \varphi_t}{\partial s} = \frac{1}{t_{kin}} \sqrt{\left(\frac{\partial t}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial t_{kin}}{\partial s}\right)^2}.$$

Für $v = 0$ ist die kinetische Zeit in radialer Richtung null und die azimutale Winkelgeschwindigkeit der Zeit ist nahezu unendlich:

$$\omega_{t,\max} = \lim_{v \to 0} \omega_t = \lim_{v \to 0} \frac{1}{t_{kin}} \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{v^2}} = \lim_{v \to 0} \frac{1}{s} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{s}.$$

Hierbei haben wir den Umstand benutzt, daß $t_{kin}$ für $v$ gegen null gegen $s/c$ geht. Weil der Impuls nahezu singulär ist, wird die Winkelgeschwindigkeit fast unendlich, während die Radialkomponente so gut wie gänzlich verschwunden ist.

Für $v = c$ ist die kinetische Zeit gleich der Gesamtzeit und die Winkelgeschwindigkeit der Zeit geht gegen null:

$$\omega_{t,\min} = \lim_{v \to c} \omega_t = \lim_{v \to c} \frac{1}{s} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0.$$

Auch hier bleibt die Zeit singulär, weil sie voll in der kinetischen Komponente aufgeht und sich daher von der potentiellen Zeit bis auf ein Wirkungsquantum komplett wieder abzieht.

In Tabelle 1 sind die Ergebnisse noch einmal übersichtlich zusammengefaßt:

| $x$ | $v$ | $x_{kin}$ | $\omega_x$ | $x_{pot}$ | $\lvert x \rvert$ | $x$ | $v$ | $x_{kin}$ | $\omega_x$ | $x_{pot}$ | $\lvert x \rvert$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $s$ | $0$ | $0$ | $1/t$ | $ct$ | $ct$ | $s$ | $c$ | $ct$ | $0$ | $0$ | $ct$ |
| $p$ | $0$ | $0$ | $1/E$ | $E/c$ | $E/c$ | $p$ | $c$ | $E/c$ | $0$ | $0$ | $E/c$ |
| $E$ | $0$ | $0$ | $1/p$ | $cp$ | $cp$ | $E$ | $c$ | $cp$ | $0$ | $0$ | $cp$ |
| $t$ | $0$ | $0$ | $1/s$ | $s/c$ | $s/c$ | $t$ | $c$ | $s/c$ | $0$ | $0$ | $s/c$ |

**Tabelle 1. Übersicht über die 4 das Universum bestimmenden Erhaltungsgrößen**

Für $v = 0$ sind alle kinetischen Größen gleich null, die potentiellen dagegen maximal. Für $v = c$ ist es genau umgekehrt. Die kinetischen Größen werden mit Erreichen der Lichtgeschwindigkeit direkt in potentielle Größen umgewandelt. Die potentiellen Größen der Raumzeit entsprechen dabei Impulsenergiegrößen des reziproken Raums und umgekehrt. Die Winkelgeschwindigkeiten sind die Kehrwerte der jeweiligen potentiellen Anteile, d.h. wenn die radialen Komponenten verschwinden, sind die azimutalen maximal, und umgekehrt.

Setzen wir die Beträge in die Erhaltungssätze ein, erhalten wir die vier Invarianten

$$s_{pot} = \sqrt{c^2 t^2 - s_{kin}^2}, \qquad p_{pot} = \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - p_{kin}^2},$$
$$E_{pot} = \sqrt{c^2 p^2 - E_{kin}^2}, \qquad t_{pot} = \sqrt{\frac{s^2}{c^2} - t_{kin}^2}.$$

Vernachlässigen wir die darin enthaltenen singulären Größen, so lauten diese Beziehungen:

$$s_{pot} \approx i s_{kin}, \quad p_{pot} \approx i p_{kin},$$
$$E_{pot} \approx i E_{kin}, \quad t_{pot} \approx i t_{kin},$$

d.h. kinetische und potentielle Größen sind zueinander konjugiert komplex. Setzen wir die so erhaltenen Ausdrücke wieder in den Wirkungserhaltungssatz ein, können wir die quadratischen Gleichungen algebraisch lösen:

$$s^2 p^2 = \left(s_{kin}^2 - i^2 s_{kin}^2\right)\left(p_{kin}^2 - i^2 p_{kin}^2\right) \quad \text{bzw.} \quad E^2 t^2 = \left(E_{kin}^2 - i^2 E_{kin}^2\right)\left(t_{kin}^2 - i^2 t_{kin}^2\right)$$

Aus den Eigenwerten der Weltgleichung folgen damit die Drehimpulse

$$sp \approx \left(s_{kin} \pm s_{pot}\right)\left(p_{kin} \pm s_{pot}\right) = \hbar \quad \text{und} \quad Et \approx \left(E_{kin} \pm E_{pot}\right)\left(t_{kin} \pm t_{pot}\right) = \hbar.$$

Die kinetischen und potentiellen Größen selbst können demnach beliebig groß werden, sie addieren bzw. subtrahieren sich jedoch bis auf ein Wirkungsquantum zu null. Das Wirkungsquantum selbst ist physikalisch nicht weiter erklärbar, es ist sozusagen die unveränderliche Ursubstanz der Welt.

Obige Gleichungen liefern eine vollständige Beschreibung des Universums allein auf Basis der Erhaltungssätze, ohne daß auf eine Ursache zurückgegriffen werden muß. Wir sehen außerdem, daß wir die Masse zur Beschreibung der Welt nicht benötigen. Sie ist eine redundante und überflüssige Größe, die ohne weiteres eingespart werden kann. Manchmal ist es aber dennoch von Vorteil, bei den energetischen Größen $E$ und $p$ die sogenannte reduzierte Masse $\mu = (v/c)m$ einzuführen.

In Abb. 3 haben wir die Verhältnisse in der Singularität noch einmal veranschaulicht. Natürlich ist die Wahl der Achsen willkürlich und bis auf die Forderung nach Orthogonalität auch verzichtbar. Es ist zu betonen, daß die darin vorkommenden Größen nur als Produkt einen Sinn ergeben und als Einzelgrößen wie Nullen behandelt werden müssen. Ansonsten könnte die Gleichwertigkeit von potentiellen und kinetischen Anteile nicht gewährleistet werden. Sie stellen zudem sicher, daß nicht durch Null dividiert werden muß.

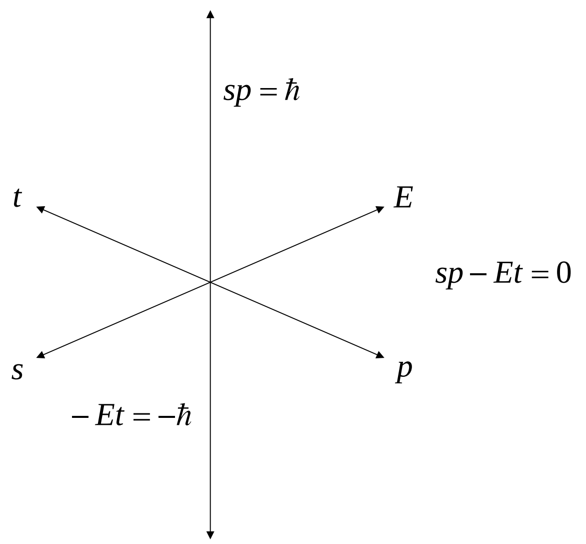



**Abbildung 3. Drehimpulserhaltung in der Singularität des achtdimensionalen Universums**

Unser dreidimensionaler Raum ist also eine Fiktion aus zwei sich zu einem Planckschen Wirkungsquantum subtrahierenden potentiellen und kinetischen Teilräumen. Unsere Wahrnehmung von Bewegungen beschränkt sich wohl gänzlich auf den kinetischen Raum, in dem wir unterschiedliche Geschwindigkeiten messen können, und der sich scheinbar ausdehnt. Dieser Raum besitzt keinen eindeutigen Umkehrpunkt, weil nämlich kinetische und potentielle Größen zu jedem Zeitpunkt[3] entgegengesetzt gleich sind und sich zu null addieren.[4]

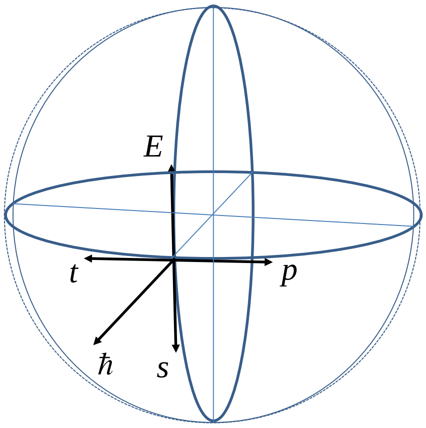



**Abbildung 4. Das Universums als Sphäre mit geschlossenen Trajektorien für Raum, Zeit, Energie und Impuls**

Wir können uns das Universum wie in Abb. 4 am besten als Sphäre mit paarweise orthogonalen, geschlossenen Trajektorien der vier Basisgrößen Raum, Zeit, Energie und Impuls veranschaulichen. Die Drehimpulse sind entgegengesetzt gleich, so daß sich die Summe der Wirkungen auf der Oberfläche aufhebt. Man kann aufgrund der Geschlossenheit der Trajektorien klar erkennen, daß es nirgends einen Anfang oder ein Ende gibt. In welchem Zustand des Universums wir uns gerade befinden, hängt ausschließlich davon ab, mit welcher Geschwindigkeit wir uns bewegen. Wenn wir uns mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, sehen wir auch bis zu den Anfängen, dem sogenannten Urknall, zurück. Der Urknall ist also relativ, je nachdem, in welchem kinetischen Bezugssystem wir uns befinden. Erreichen wir die Lichtgeschwindigkeit, treten wir schlagartig in ein neues Universum ein, aus dem wir nicht mehr zurück können. Kinetische und potentielle Energie sind einander absolut gleichwertig und sind stets entgegengesetzt gleich, sonst könnte sich ihre Summe niemals zu null addieren. Es gibt daher keinen ausgezeichneten Punkt in diesem Universum, weil keine der beiden Viererkomponenten wirklich null ist, wodurch die andere maximal werden könnte. Sie können nur entweder beide maximal oder minimal werden, und das auch nur betragsmäßig. Jedoch läßt sich ein beliebiger zukünftiger Zustand „früher“ erreichen, dadurch daß wir unsere Geschwindigkeit relativ zum Inertialsystem bis hin zu Lichtgeschwindigkeit erhöhen. Man kann die Lichtgeschwindigkeit allerdings nicht überschreiten, weil der kinetische Impuls und damit die Geschwindigkeit massebehafteter Objekte sich mit Erreichen der Trägheitsgrenze wieder zu null konvertieren. Faktisch kann man sagen, daß $v = 0$ und $v = c$ austauschbar sind. Das ist ähnlich wie $2\pi = 0$ ist. Mit einer unendlichen euklidischen Metrik wird man dem Universum daher nicht gerecht. Das liegt aber nicht an der Physik, sondern an den Unzulänglichkeiten der beschreibenden Mathematik. Es bedarf zum Verständnis des Alls einer noch zu definierenden, geschlossenen endlichen Metrik.

[3] Also nicht nur zum Zeitpunkt des Urknalls

[4] Genauer gesagt zu einem nichtverschwindenden Planckschen Wirkungsquantum