Antigravitation im quasi-klassischen Grenzfall der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie

Klaus Retzlaff

Zusammenfassung: Für den Fall einer Punktmasse wird aus dem Newtonschen Potential einerseits und aus dem Potential des quasi-klassischen Grenzfalls der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie andererseits durch Gradientenbildung die jeweils zugehörige Gravitationsfeldstärke berechnet. Durch eine äquivalente Umformung wird gezeigt, dass die Selbstabschirmung der Gravitation im quasi-klassischen Grenzfall der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie auch als Antigravitationseffekt interpretiert werden kann. Es wird daher die Vermutung geäußert, dass der Einstein-Tensor der Allgemeinen Relativitätstheorie für die entsprechende singularitätsfreie kugelsymmetrische Metrik aus der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie nicht nur nicht verschwindet, sondern Terme liefern muss, die mit einem Materietensor physikalisch unverträglich sind. Das Unterstreicht die Grundverschiedenheit zwischen der Einstein'schen Allgemeinen Relativitätstheorie und der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie.

***

Potential und Feldstärke einer Punktmasse gemäß Newton

Mit der Abkürzung:

$$M = f\,\frac{M_0}{c^2} \qquad (1)$$

kann das Newtonsche Gravitationspotential in der Form:

$$U(r) = -\frac{Mc^2}{r} \qquad (2),$$

mit den kartesischen Koordinaten:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \qquad (3)$$

aufgeschrieben werden. Die Newtonsche Feldstärke der Gravitation ist dann:

$$\vec{G}_U(\vec{r}) = -\nabla U(r) = -\frac{Mc^2}{r^3}\,\vec{r} \qquad (4).$$

Man sieht dem Vorzeichen sofort an, dass es sich bei der Newtonschen Gravitation um eine Attraktionskraft handelt.

Potential und Feldstärke einer Punktmasse im quasi-klassischen Grenzfall der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie

Der quasi-klassische Grenzfall der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie ist durch das Gravitationspotential:

$$V(r) = -\frac{c^2}{2} + \frac{c^2}{2}\,e^{-\frac{2M}{r}} \qquad (5)$$

gegeben[1]. Durch die entsprechende Gradientenbildung finden wir die abgeschirmte Feldstärke:

$$\vec{G}_V(\vec{r}) = -\nabla V(r) = -\frac{Mc^2}{r^3}\,e^{-\frac{2M}{r}}\,\vec{r} \qquad (6).$$

Auch (5) bewirkt eine Attraktionskraft, was man an (6) erkennen kann. Allerdings lässt eine leichte Umformung erkennen, dass die Abschirmung auch als ein Antigravitationseffekt interpretiert werden kann, der gerade für kleine Abstände wirksam wird. Zu diesem Zweck formen wir (6) äquivalent etwas um:

Antigravitation im quasi-klassischen Grenzfall der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie

Klaus Retzlaff

$$G_V(\vec{r}) = -\frac{2M}{r^3} \cdot \left(-\frac{c^2}{2} + \frac{c^2}{2} e^{-\frac{2M}{r}} + \frac{c^2}{2} \right) \cdot \vec{r} \quad (7),$$

dann setzen wir (5) in (7) ein:

$$\vec{G}_V(\vec{r}) = -\frac{2M}{r^3} \cdot \left(V(r) + \frac{c^2}{2} \right) \cdot \vec{r} \quad (8),$$

und lösen die Klammer auf:

$$\vec{G}_V(\vec{r}) = -\frac{2M}{r^3} V(r) \cdot \vec{r} - \frac{Mc^2}{r^3} \cdot \vec{r} \quad (9).$$

Da für das Potential $V(r) < 0$ gilt, können wir (9) noch leicht umschreiben:

$$\vec{G}_V(\vec{r}) = +\frac{2M}{r^3} |V(r)| \cdot \vec{r} - \frac{Mc^2}{r^3} \cdot \vec{r} \quad (10).$$

An dem positiven Term in (10) wird sichtbar, dass dieser Term eine Repulsivkraft bewirkt. Das ist Antigravitation! Dem gegenüber repräsentiert der zweite Term die klassische Newtonsche Gravitationsfeldstärke.

Grenzfälle

Setzen wir (1) in die Beziehung (10) ein, dann erhalten wir die in der klassischen Physik üblichen Größen in der Gleichung:

$$\vec{G}_V(\vec{r}) = +f \frac{2M_0}{c^2 r^3} |V(r)| \cdot \vec{r} - f \frac{M_0}{r^3} \cdot \vec{r} \quad (11).$$

An (11) wird deutlich, dass für 2 Grenzfälle die Newtonsche Feldstärke resultiert: einerseits für $c^2 \to \infty$, und andererseits für $2M << r$. Auf Grund von (6) bewirkt die Antigravitation für $r \to 0$ die exakte Kompensation der klassischen Newtonschen Feldstärke, so dass für diesen Fall $\vec{G}$ ein Nullvektor wird. Das bedeutet, dass auch im quasiklassischen Grenzfall die Gravitation nicht über alle Grenzen wachsen kann. Erst für das reine Newtonsche Feld (2) ergibt sich ein unendlich negatives Potential für $r = 0$, bzw. eine unendliche negative Feldstärke.

Die Allgemeine Relativitätstheorie hat ein Singularitätsproblem, welches in ihr selbst nicht behoben werden kann. Die Befreiung der Gravitationsforschung vom Singularitätsproblem kann daher nur in einer alternativen Gravitationstheorie bestehen. Diese Lösung kann offensichtlich darin gesehen werden, dass es eine Art Antigravitationseffekt gibt, welcher durch die Gravitation selbst hervorgerufen wird. Die Verwendung der singularitätsfreien kugelsymmetrischen Metrik zur Berechnung des Einstein-Tensors, muss daher nicht nur ein Nichtverschwinden dieses Tensors bewirken, sondern Eigenschaften dieses Tensors aufzeigen, welche nicht mit den Eigenschaften eines Materietensors verträglich sind. Es kann sich dabei nicht um materielle Partikel negativer Masse handeln, da die Existenz solcher Partikel das schwache Äquivalenzprinzip verletzen würde. Tatsächlich sehen wir bereits der Gleichung (11) an, dass die Antigravitation vom Potential selber kommt. Das Gravitationsfeld ruft die Antigravitation hervor! Das unterstreicht die Grundverschiedenheit zwischen der Einstein'schen Allgemeinen Relativitätstheorie und der singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie.

Quellen: [1] „Vom Newtonschen Gravitationsparadoxon zur singularitätsfreien allgemein-relativistischen Gravitationstheorie", Klaus Retzlaff, 06/2017, http://astronomie-magdeburg.de/astrophysik