

Kosmische Gravitation

oder

Gravitation unter lokaler Zentral- und kosmischer Allsymmetrie

Peter Wolff

www.wolff.ch

20. Juni 2016

Zusammenfassung

Die kosmische Gravitation entspricht nach **Weltpotentialtheorie (WPT)** der lokal gut bekannten Kepler-Newton-Gravitation, wenn man gemäss Weltpostulat Allsymmetrie (überall Isotropie) statt nur Zentralsymmetrie verlangt. Dann tritt die kosmische Gravitation als (Welt-)Bremsbeschleunigung (BB) in Erscheinung, die von der mittleren Dichte ρ des als homogen/isotrop, euklidisch und aktual unendlich angenommenen Alls abhängt und die für Licht konstant $= Hc$ ist, womit ρ auch die Hubblekonstante H festlegt. Die BB ergibt einen stabil statischen Kosmos mit gravitativer Rotverschiebung und Zeitdehnung, was man als Lichtermüdung deuten kann. Ein euklidischer Λ CDM-Kosmos mit $\sqrt{\Lambda} c \sim H$ entspricht im Sinne von Einsteins (Fahrstuhl-)Äquivalenzprinzip genähert dem WPT-All; Λ CDM-Messauswertungen ergeben tatsächlich einen etwa euklidischen Raum mit gerade etwa einem solchen Λ .

Auf „grosslokalen“ Skalen gibt die kosmische BB die richtige Grössenordnung von Milgroms MOND-Konstante a_0 , unterhalb der Kepler bzw. Newton versagen, weil die BB schwache lokale Schwerefelder ($\lesssim Hc$ ($\sim a_0$) $\approx 10^{-9} ms^{-2}$) dominiert, sie verstärkt und so DM vortäuscht.

Die lokale Gravitation wird nicht durch reale, sondern durch scheinbare Raumzeitkrümmungen „erklärt“, weil die NKG-Schwarzschildmetrik ohne Hilfe der ART-Feldgleichungen auf die gravitative Beeinflussung bzw. Verfälschung der SRT-Lichtlaufzeit-Längenmessungen zurückgeführt wird (Anhang F); in die NKG-Schwarzschildmetrik gehen „nur“ Potentialdifferenzen, aber nicht die Schwerepotentiale selbst ein, was sie im Prinzip – trotz enorm kleiner Unterschiede – in Zukunft von der ART-Schwarzschildmetrik unterscheidbar machen sollte.

Stichworte: Gravitation, ART, Kosmologie, dunkle Energie, Lichtermüdung, MOND

Inhaltsverzeichnis

1	Vorwort	3
2	Einführung	3
3	Das Kepler/Newtonsche Gravitationsgesetz	4
4	Gravitation unter Zentralsymmetrie	5
5	Gravitation unter Allsymmetrie	5
5.1	Das Newton-Friedmann-Vollkugelmodell des Alls	6
5.2	Das WPT-Modell eines aktual unendlichen Alls	7
5.2.1	Die aktual unendliche Massenschale als Schwerequelle in der WPT	7
5.2.2	Das r-proportionale Weltpotential und die Weltbeschleunigung .	8
5.2.3	Die WPT und die kosmologische Rotverschiebung	9
6	WPT-Gravitation in (schein-)metrischer Formulierung	10
6.1	Von Einsteins Äquivalenzrakete zur scheinmetrischen Gravitation . . .	10
6.2	Die ART-Interpretationen der Gravitationserscheinungen	12
6.3	Die NKG/WPT-Interpretation der Gravitationserscheinungen	13
7	Schlussfolgerungen	15
A	Potentialbegriffe in der Kosmologie	18
A.1	Absolutes, klassisches Punktmassen- und Vollkugelpotential	18
A.2	Das relative Weltpotential der Newtonschen Kosmologie (NK)	18
A.3	Das Weltpotential mit allsymmetrischer Weltbremsbeschleunigung	19
B	Metrikansätze in der Kosmologie	20
B.1	Endliche und potential unendliche hom. Vollkugel (Schwarzschild)	20
B.2	Aktual unendliche homogene „Vollkugel“ (Friedmann)	20
B.3	Homogen/isotropes, aktual unendliches Allsubstrat (WPT)	21
C	Äquivalenzrakete, Rindler-, Schwarzschild- und WPT-Metrik	23
C.1	Rindlermetrik in Raketenkoordinaten	23
C.2	Von der Rindler- zur WPT-Metrik unter Allsymmetrie	26
C.3	Von der Rindler- zur Schwarzschildmetrik unter Zentralsymmetrie	27
D	Interpretationenvergleich	28
D.1	Die ART-Metrikinterpretation	28
D.2	Die Potentialinterpretation	29

E	WPT-Koordinatensysteme und Transformationen	31
F	Neuklassische Gravitation (NKG)	34
F.1	NKG-Überblick	34
F.2	Längenmessungen in der SRT	35
F.3	Längenmessungen und Definitionen in der NKG	36
F.4	Der NKG-Zugang zu den wichtigsten statischen (Rechen-)Metriken	37
F.5	Bisherige Überprüfungen der NKG mit Messungen	42
F.6	Der NKG-Zugang zur quasistatischen Karussell-Metrik	43
F.7	Gravitationswellen in der NKG	44
F.7.1	Quadrupolstrahlung in der NKG	45
F.7.2	Zur Existenzfrage von Gravitationswellen	45
F.7.3	Zur Gravitationswellenfrage nach dem LIGO-Ereignis Teil I	46
F.7.4	Zur Gravitationswellenfrage nach dem LIGO-Ereignis Teil II	47

1 Vorwort

Die erste „ernsthafte“ Version der vorliegenden Arbeit geht auf Ende 2008 zurück und befasste sich hauptsächlich mit der neuen kosmischen Gravitation, der ein r -proportionales, „nur“ relativ definiertes Weltpotential zugrunde liegt. Allerdings wurde auch damals schon die lokale Gravitation in Analogie zur kosmischen Gravitation der WPT im Anhang C.3 kurz behandelt, ohne sie aber explizit als Teil einer übergeordneten, allgemein gültigen Gravitationstheorie einzuführen. Dies geschah auch darum, weil wir es damals noch mehr oder weniger bewusst offen liessen, ob es nötig sei, die ART nicht nur auf galaktisch/kosmischen, sondern auch auf lokalen Skalen aufzugeben.

Inzwischen ist klar, dass man – bei Richtigkeit der WPT-Kosmologie auch nur schon in den Grundzügen – nicht um die Formulierung einer neuen Gravitationstheorie herumkommt. Wir glauben auch, dass wir das inzwischen können, wenigstens für alle experimentell gut und präzise überprüfbar Fälle: Im Falle der WPT-Kosmologie tritt eine konforme, nur relativ definierte WPT-Metrik an die Stelle der Friedmannmetrik der Λ CDM-Kosmologie und im Falle lokaler, zentralsymmetrischer Probleme tritt die NKG-Schwarzschildmetrik an die Stelle der ART-Schwarzschildmetrik; NKG ist der Kurzname der neuen Gravitationstheorie, der **neuklassischen Gravitation**, die aber erst im Anhang F als eigenständige Theorie behandelt wird. Darum gab es jetzt auch keinen Grund den Titel der vorliegenden, primär theoretischen Arbeit „Kosmische Gravitation“ zu ändern. Ergänzend weise ich auf eine ausführliche Einführung in die Weltpotentialtheorie bzw. die WPT-Kosmologie [12] hin, die grosses Gewicht auf den Vergleich mit den wichtigsten Beobachtungen legt, von der Helligkeits- z -Beziehung von Supernovae Ia bis zur Hintergrundstrahlung und der MONDschen Galaxiendynamik.

2 Einführung

Ausgehend von der Gravitationstheorie Newtons soll der Kerngedanke der Weltpotentialtheorie (WPT), einer Kosmologie ohne Urknall und Dunkle Materie, erklärt werden. Das ist zulässig, weil meine Modifikation der Gravitation Kepler und Newton betrifft und „erst“ daraus folgend die ART, die darum ihre Gültigkeit auf grossen Skalen bzw. bei kleinen Feldstärken verliert.

Die Schwerkraft ist seit alters dafür bekannt, dass sie Steine und Äpfel auf die Erde fallen lässt, und seither hat man schrittweise dazu gelernt, dass sie auch Monde und Planeten an ihre Zentralkörper

bindet und ganze Sonnensysteme an ihre Galaxien und dass sie sogar ganze Galaxienhaufen zusammenhält: alle Systeme, die in mehr oder weniger guter Näherung zentralsymmetrisch sind.

Erst wenn man den Kosmos, das All als Ganzes, beschreiben möchte, sind zentralsymmetrische Ansätze mit gut sichtbaren Zentren nicht mehr passend, weil auf genügend grossen Skalen das Weltall in allen Punkten homogen und isotrop zu sein scheint. Man formuliert dies Faktum als **Weltpostulat** oder kosmologisches Prinzip. Die zugehörige Symmetrie nennen wir **Allsymmetrie**, weil sie für das All als Ganzes gilt und weil sie maximal ist, indem sie für alle Allpunkte völlige Gleichwertigkeit und Ununterscheidbarkeit verlangt. Erfüllt sei dies All für Modellzwecke von einem nur gravitativ wechselwirkenden, homogen/isotropen Allsubstrat mit der Dichte ρ .

Hauptziel ist zu zeigen, wie die lokale Gravitation unter Allsymmetrie, also auf ganz grossen Skalen, in Erscheinung treten muss, nämlich als universelle, dissipative **Weltbremsbeschleunigung**. Die Allsymmetrie hat schon für den newtonschen Kraft- und Potentialbegriff wichtige Folgen: Kräfte und Potentiale können – anders als in der „klassischen“ Physik – so nämlich ganz grundsätzlich nur noch „(testteilchen-)relativ“ definiert werden, weil es absolut ausgezeichnete Punkte unter Allsymmetrie nicht geben kann. Deswegen entspricht das Weltpotential der WPT nicht dem klassischen Potentialbegriff und die daraus abgeleitete, auf Äquivalenzraketenbetrachtungen beruhende WPT-Metrik nicht einer üblichen ART-Metrik (siehe Anhänge A, B, C und F). Zur Erinnerungsauffrischung beginnen wir mit den Grundlagen der bekannten, lokalen Gravitationstheorie:

3 Das Kepler/Newtonsche Gravitationsgesetz

Das Schwerkraftgesetz für zwei „Punktmassen“ mit den Massen m und M lautet, wenn r den Abstand beider Massen und K die Kraft zwischen beiden Massen meint:

$$K = G \frac{mM}{r^2}, \quad \text{wobei } G \text{ die Gravitationskonstante ist.} \quad (1)$$

Schon 1609 in der *Astronomia Nova* von Kepler [1] findet man dazu:

Wenn man zwei Steine an einen beliebigen Ort der Welt versetzen würde, nahe beieinander außerhalb des Kraftbereichs eines dritten verwandten Körpers, dann würden sich jene Steine ähnlich wie zwei magnetische Körper an einem zwischenliegenden Ort vereinigen, wobei sich der eine dem andern um eine Strecke nähert, die der Masse des andern proportional ist.

An Stelle der Steine betrachtete Kepler auch noch Erde und Mond, und bezüglich der r -Abhängigkeit zwei Fälle, nämlich einen, bei dem eine Kraft vom ganzen (Sonnen-)Körper ausgeht, was in Analogie zum Licht zu einem $1/r^2$ -Gesetz führt und den Fall, wo eine (andere) Kraft nur vom Äquator ausgeht, was zu einem $1/r$ -Gesetz führt, was letztlich Gaußens Integralsatz vorwegnimmt.

Diese Sicht entspricht der Situation, wo die Masse des einen Körpers verglichen mit der des andern vernachlässigbar ist, wie z.B. bei Steinen gegenüber der Erde oder Planeten gegenüber der Sonne. Dann bewegt sich der Leichtere, der Testkörper, im Kraftfeld des Schwereren, ohne dieses konservative Feld selber merklich zu beeinflussen, und dann kann man den schwereren Körper mit Masse M als die Quelle eines Schwerefeldes $\vec{a}(\vec{r})$ ansehen, der sich im Punkte $r = 0$ befindet. Aus (1) erhält man nach Division durch m die Schwerebeschleunigung mit dem Potential $V(R)$:

$$\vec{a}(r) = - \frac{G M}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} = - \vec{grad} V(r) \quad \text{mit} \quad V(r) = - \frac{G M}{r} \quad (\text{Pot. Energie pro Testmasseneinheit}) \quad (2)$$

Für lokal beliebige Massenverteilungen erhält man das Potentialfeld $V(r)$ aus der Poissongleichung:

$$\Delta V = - \text{div } \vec{a} = 4\pi G \rho, \quad \text{wo } \rho \text{ die lokale Massendichte ist und } V(r) = 0 \text{ für } r \text{ gegen } \infty \text{ gelte.} \quad (3)$$

4 Gravitation unter Zentralsymmetrie

Im Falle kugelsymmetrischer Probleme sind vor allem folgende Punkte wichtig:

1. Eine isotrope Voll- oder auch Hohlkugel verhält sich von aussen wie ein Massenpunkt, d.h. wie wenn die gesamte Masse im Kugelmittelpunkt konzentriert wäre: Die Gravitationsbeschleunigung $\vec{a}_{\text{ausseren}}$ einer isotropen, sphärischen Massenverteilung entspricht darum (2):
2. Die Massenschale einer isotropen Hohlkugel führt (wie auch in der ART) zu keiner Gravitationsbeschleunigung \vec{a}_{hohl} auf einen Testkörper im Hohlraum: $\vec{a}_{\text{hohl}} = 0$
3. Die gravitative Wirkung im Innern einer isotropen Vollkugel auf eine Testmasse im Mittenabstand r geht daher allein von der Gesamtmasse aus, die sich innerhalb von r befindet:

$$\vec{a}_{\text{innen}} = -G \frac{M(r)}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} = -G \frac{4\pi \int_0^r \rho(x) x^2 dx}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

Für eine statisch homogene Vollkugel mit konstanter Massendichte ρ , die den Ausgangspunkt für das newtonsche, kosmologische Standardmodell (Newton-All) bildet, erhält man damit:

$$\vec{a}_{\text{N-All}} = -\frac{4\pi}{3} G \rho r \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{mit dem Potential} \quad V_{\text{N-All}}(r) = \frac{2\pi}{3} G \rho r^2 \quad (4)$$

Das newtonsche Vollkugelmodell des Alls (4) führt zu einer gravitativen Frequenzverschiebung, die proportional zu r^2 ist, denn Licht der Frequenz ν_0 und der Wellenlänge λ_0 erfährt beim Durchlaufen der Potentialdifferenz aus (4) $dV = \frac{4\pi}{3} G \rho r dr$ eine Frequenzverschiebung dz (Pound-Rebka) von

$$dz = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = -\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{dV}{c^2} = \frac{4\pi}{3} \frac{G \rho r dr}{c^2} \quad \text{und daraus} \quad z = \frac{2\pi}{3} \frac{G \rho}{c^2} r^2 \quad \text{für „kleine“ } z \text{ und } r \quad (5)$$

(5) gilt nur für „genügend“ kleine z und r , wo Newton noch sicher zuständig ist. Aber schon in diesem aus Beobachtungen besonders gut bekannten Fall versagen (4) und (5) offensichtlich krass:

- I. Die kosmologische Rotverschiebung ist proportional zu r und nicht zu r^2 , und zudem ergäbe (5) für kleine z auch quantitativ eine viel zu kleine Rotverschiebung.
- II. (4) erfüllt aber auch das Weltpostulat nicht, da es einen Mittelpunkt $r = 0$ auszeichnet: D.h. das newtonsche Vollkugelmodell des Alls würde nur in $r = 0$ isotrop erscheinen, aber nicht einmal dort homogen, und Licht würde in $r = 0$ blauverschoben ankommen.
- III. Wir haben das newtonsche Vollkugelall hier implizit als statisch angenommen, obwohl schon Newton erkannte, dass ein solches All nicht statisch sein kann, was er später – wenn wir an die WPT denken – wieder mit gutem Grund bezweifelte.

5 Gravitation unter Allsymmetrie

Ein endliches newtonsches Vollkugelmodell des Alls verletzt das Weltpostulat, weil es ein Zentrum absolut auszeichnet, auf das alle Schwerebeschleunigungsvektoren hinzeigen. Diese Auszeichnung bleibt auch bestehen, wenn man den Radius R dieser Modellkugel im Rahmen eines üblichen Grenzwertprozesses gegen ∞ gehen lässt. Daran sieht man, dass Allsymmetrie im Allgemeinen erst mit einem aktual unendlichen All verträglich ist, in dem jeder beliebige Punkt potentiell Gravitationszentrumseigenschaften hat, wenn ein Punkt diese Eigenschaft hat; diese Eigenschaft kann aber der Kugelmittelpunkt selbst bei einem Grenzübergang zu einem aktual unendlichen All nicht verlieren. Will man keine Widersprüche hervorrufen, darf aber jeweils nur ein potentielles Gravitationszentrum als aktuelles oder effektives Gravitationszentrum wirken. Der momentane Aufenthaltspunkt einer Testmasse zeichnet aber immer genau einen Weltpunkt aus, der damit zum „natürlichen“, testmassenrelativ definierten, effektiven Gravitationszentrum wird:

NKG-Gesetz 1 (Fundamentalsatz der kosmischen Gravitation) *Der momentane Aufenthaltspunkt O von Testmassen erhält unter Allsymmetrie effektive Gravitationszentrumseigenschaften, weswegen Testmassen in einem nicht leeren, ideal homogenen Weltsubstrat durch die Schwerkraft immer gebremst werden, wenn sie sich von ihrem momentanen Aufenthaltsort entfernen, was sich wie eine universelle, dissipative Weltbremsbeschleunigung auswirkt.*

Im freien Flug kann aber der momentane Aufenthaltspunkt zu einem beliebigen Zeitpunkt als Startpunkt A definiert werden, und dann kann dieser Startpunkt als effektives Gravitationszentrum so lange beibehalten werden, wie keine Störungen auf die Testmasse wirken. Das ermöglicht dann eine „integrale“ Formulierung des Testmassenfluges, wobei man einfachheitshalber bei einem Flug von A nach B den Nullpunkt bzw. das effektive Gravitationszentrum in A annimmt und im umgekehrten Fall in B . Die auf die Testmasse oder einen Lichtstrahl wirkende Gravitationskraft kann unter Allsymmetrie nicht konservativ sein, da sich Hin- und allfälliger Rückflug in nichts unterscheiden dürfen, was gerade auch die Voraussetzung für eine „allweite“ SRT-Uhrensynchronisation ist. Damit kann ein allsymmetrisches Weltpotential auch kein übliches, absolut definiertes, newtonsches Potential sein, sondern eben nur noch ein testmassen- bzw. lichtstrahlrelatives (mehr in Abschnitt 6.1 in [12]).

Für ein aktual unendliches All muss auch die Poissongleichung zwingend aufgegeben werden: Der Allsymmetrie wegen müssen nämlich die resultierenden, kosmischen Kräfte – anders als das „unphysikalische“ Potential – r -unabhängig sein, und dann kann das zugehörige Weltpotential nur noch zu r^1 oder zu r^0 proportional sein, wobei das r^0 - oder konstante Potential offensichtlich nur zu einem leeren All passt. Das r^1 -Potential führt dann zu einer dissipativen Weltbeschleunigung, wie wir noch sehen werden. Diese „kosmische“ Potential- und Kräfterefinition ergibt nun auch eine ganz natürliche Erklärung für die kosmische Rotverschiebung, da demnach Licht immer rot verschoben wird, wie es sein muss.

In der Newtonschen Kosmologie, die die Gültigkeit der Poissongleichung auch in der Kosmologie annimmt, funktioniert dies aber nicht, da damit die Rotverschiebung viel zu klein wird (Kapitel 3. I. 4). Aus diesem Dilemma gibt es in Anlehnung an Friedmann-Lemaître allerdings einen wenigstens scheinbaren Ausweg, indem man die Rotverschiebung statt gravitativ durch Expansion erklärt:

5.1 Das Newton-Friedmann-Vollkugelmodell des Alls

Hält man in der Kosmologie trotz obiger Ausführungen an der Poissongleichung fest, ergibt sich ein r^2 -Potential, dessen physikalisch wesentliche Differenzen und Gradienten die Allsymmetrie verletzen. Fordert man allerdings für das Weltsubstrat eine ganz spezielle Dynamik, die „Hubble-Expansion oder Implosion“, wie man sie aus der Friedmann/Lemaître-Kosmologie kennt, dann bleiben die wesentlichen physikalischen Differentialgleichungen, die eulerschen Bewegungsgleichungen, unter Transformationen von einem Fundamentalsystem zu einem andern invariant, wenn man an Stelle des üblichen, newtonschen, absoluten Kraftbegriffes den allsymmetrischen, (fundamentalsystem-)relativen Kraftbegriff der Newtonschen Kosmologie benützt; diese relativen Kräfte sind wie Geschwindigkeiten zu transformieren (siehe Rebhan [3], Abschnitt 31.1). Allerdings gibt es keine physikalische Erklärung, warum der Kosmos gerade so expandieren (oder implodieren) sollte, denn das Weltpostulat, das durch Annahme einer solchen Expansion auch in der Standardkosmologie erfüllt werden kann, ist zwar eine gut begründete Annahme für die grossräumige, homogen isotrope Massenverteilung im All, dass dies aber auch zur Hubble-Dynamik führen sollte, ist physikalisch unverständlich und darum – letztlich gegen besseres Wissen – nur postulierbar. Mehr zur Standardkosmologie im Rahmen der ART, aber auch im Rahmen der anschaulicheren Newtonschen Kosmologie findet man z.B. bei Rebhan in „Theoretische Physik“ [3] ab Kapitel 31.1; zur Newtonschen Kosmologie im Sinne einer halbklassischen Theorie und speziell im Zusammenhang mit der heutigen Standardkosmologie mit dunkler Energie und Materie lese man aber vor allem Abschnitt 5 in [12]. Wir wenden uns nun wieder der neuen, stabil statischen WPT-Kosmologie zu:

5.2 Das WPT-Modell eines aktual unendlichen Alls

Bezüglich der Modifikation lokaler Gravitationstheorien (klassische Newtontheorie oder postnewtonsche ART-Ansätze) ist die Einführung kosmischer Zusatzterme, die auf eine aktual unendliche Massenschale zurückgeführt werden, der Kerngedanke, der es im Prinzip erlaubt die lokalen Theorien durch kosmische Massenschalenterme zu ergänzen. Diese Terme sind darum nur von der mittleren Massendichte der Massenschale, die prinzipiell nicht direkt beobachtbar ist, abhängig, aber eben nicht direkt von lokalen Energie- und Massenverteilungen. Z.B. die MOND-Artigkeit der Spiralgalaxiendynamik wird auf so einen dominanten Zusatzterm zurückgeführt (Kapitel 6.8 in [12]), genau wie die kosmische Rotverschiebung auf die „reine“, allsymmetrische Gravitation bzw. Weltbremsbeschleunigung zurückgeführt wird, was zur gleichen Rotverschiebungs/Leuchtkraft-Beziehung führt wie die des alten SRT-Modells von Milne, das die Supernovabeobachtungen bisher im Rahmen der Messgenauigkeiten korrekt beschreiben kann. Das Hauptproblem bei der Bestimmung dieser Zusatzterme bzw. bei der Überlagerung der lokalen und kosmischen Gravitation liegt nun darin, dass die kosmische Gravitation rein dissipativ in Erscheinung tritt und die sehr gut bekannte lokale Gravitation im Planetensystem nur – mindestens fast nur – als konservative Schwerkraft, was die Überlagerung alles andere als trivial macht. Auf diese Überlagerungsprobleme und damit auch auf MOND (siehe [8]) gehen wir in dieser Arbeit aber nicht näher ein.

5.2.1 Die aktual unendliche Massenschale als Schwerequelle in der WPT

Bei den „virtuellen“, allsymmetrischen Gravitationszentren kann es sich nur um effektive Gravitationszentren handeln, was sich sofort daraus ergibt, dass der jeweilige, momentane Aufenthaltsort einer Testmasse ein solches Gravitationszentrum ist, in dem es schlicht „keinen Platz“ für eine physikalische Schwerequelle hat. Die physikalische Schwerequelle ist aber leicht zu finden: Es ist die aktual unendliche, prinzipiell nicht direkt beobachtbare Massenschale, die annahmegemäss im Rahmen der WPT das beobachtbare, endliche Weltall umschliesst, die aber nicht über ihre Masse, sondern über ihre Massendichte ρ_∞ die Feldstärke bestimmt. Diese homogen/isotrope Massenschale muss nicht extra postuliert werden, denn ein aktual unendliches homogen/isotropes All, wie es vom Weltpostulat in der Kosmologie gefordert wird, kann immer in eine beliebige, virtuelle, endliche Kugel mit beliebigem Mittelpunkt und den Rest des Kosmos aufgeteilt werden; der Rest ist dann gerade unsere Kugelschale. Im realen All mit lokalen Inhomogenitäten soll die virtuelle Kugel die lokalen Inhomogenitäten erfassen und die (immer gleiche) aktual unendliche Massenschale den homogen/isotropen Teil des Alls auf genügend grossen Skalen. Bisher wurden isotrope Massenschalen sowohl bei Newton wie in der ART vernachlässigt, wenn man sich an die „newtonsche“ Hohlkugel mit $\vec{a}_{\text{hohl}} = 0$ erinnert. Erst die WPT misst einer aktual unendlichen Massenschale – aber nicht einer endlichen – einen universellen Einfluss, die Weltbremsbeschleunigung, aber auch die bekannten Trägheitseffekte zu. Daraus ergibt sich nun sofort, dass lokale, endliche Massenverteilungen auf die kosmische Gravitation ohne direkten Einfluss sind, wie sie Quellmassen sonst auf lokale Felder haben, obwohl sie sehr wohl einen grossen indirekten Einfluss haben, wenn ihre lokalen Schwerefelder stark genug sind, um die Weltbeschleunigung an ihren eigenen Feldlinien „auszurichten“, was wir hier aber noch nicht vertiefen wollen. Auch ohne Vertiefung ist aber klar, dass die klassisch/lokale Berechnung der Schwerebeschleunigungen dann wird versagen müssen, wenn die lokalen Schwerebeschleunigungen nur noch „wenig“ grösser sind als die Weltbeschleunigung Hc für Licht, die grössenordnungsmässig gerade der kritischen Beschleunigung a_0 in Milgroms MOND-Ansatz entspricht: schon ohne eigentliche Rechnung ein sehr schönes WPT-Resultat, wie ich meinen würde, das zudem schon lange erfolglos gesucht wurde, da eine kosmologische Ursache von MOND von Milgrom schon lange vermutet wurde. Im allergrössten Teil des bekannten Universums, insbesondere auch in den Teilen, die das Licht einigermaßen ungestört durchlaufen kann, sind die lokalen Schwerebeschleunigungen aber sehr viel kleiner als Hc bzw. a_0 und damit praktisch völlig vernachlässigbar. D.h. aber auch, dass die kosmische Welt(brems)beschleunigung in den beobachteten, grossen Leerräumen gleichermassen wirksam ist wie in etwas weniger leeren Weltbereichen und dass Licht, das uns aus grossen Fernen erreicht, in sehr guter Näherung – bis

z.B. auf lokale Lichtablenkungen – gravitativ gesehen nur dieser dissipativen Weltbeschleunigung H_c unterworfen ist, die zur bekannten kosmologischen Rotverschiebung führt.

Ohne eine aktuell unendliche Massenschale sehe ich auch keine physikalisch nachvollziehbare Möglichkeit auf „genügend“ grossen Skalen die allsymmetrische Weltbeschleunigung zu erhalten:

1. Eine solche Massenschale gleicht immer und überall einem (idealen) Horizont, dem man sich nur radial nähern kann, genau wie man sich vom momentanen Aufenthaltspunkt, dem zugehörigen, effektiven, lokalen Gravitationszentrum, nur radial entfernen kann.
2. Die Massenschale sieht in allen Punkten gleich aus wie ein (idealer) Horizont, egal wohin man sich bewegt. Das ist anders als bei einer lokalen Feldquelle, deren scheinbare Stärke vom Abstand zu ihr abhängt und die sich bei Bewegungen einer Testmasse im Allgemeinen ändert. Darum muss die Gravitationskraft, die von der Massenschale ausgeht, konstant bzw. ortsunabhängig sein, wie das die Allsymmetrieforderung ja eh schon verlangt. Geschwindigkeitsunabhängig kann diese Kraft aber nicht sein, denn bei Ruhe im effektiven Gravitationszentrum, dem momentanen Aufenthaltspunkt, wirken keine Gravitationskräfte, wovon wir noch Gebrauch werden machen müssen.

5.2.2 Das r-proportionale Weltpotential und die Weltbeschleunigung

Wohl schon viele haben wegen (5) gemerkt, dass man die kosmologische Rotverschiebung für kleine z allein gravitativ erklären kann, wenn man ein r-proportionales, kosmisches Potential annimmt; dass dies auch für „grosse“ z im Rahmen heutiger Messgenauigkeiten klappt, dürfte aber neu sein und ebenso, dass sich ein solches Weltpotential auch zwingend aufdrängt, wenn man für die lokal gut bekannte Gravitation aufgrund des Weltpostulats Allsymmetrie verlangt, obwohl dies im Rahmen der Newtonschen Kosmologie sehr nahe liegend ist, mindestens wenn man wenigstens auf kosmischen Skalen bereit ist die Poissongleichung (3) unter Annahme eines aktuell unendlichen Alls aufzugeben: Da die Weltbremsbeschleunigung unter Allsymmetrie nur von Testkörpereigenschaften wie der Geschwindigkeit v , aber nicht von Lage oder Bewegungsrichtung im ideal homogenen Weltsubstrat abhängen darf, muss das gravitative Weltpotential zu r^1 proportional sein: Wäre es nämlich konstant, erhielte man gar keine Schwerebeschleunigung, was in einem nicht leeren All aus Stetigkeitsgründen nicht zu erwarten ist, und wäre der Exponent von r verschieden von 0 und 1, würde die Weltbeschleunigung – als Gradient des Weltpotentials – r -abhängig, was das Weltpostulat in einem statischen All verbietet; in einem dynamischen All ist dies – aber nur, wenn man zwingend die Hubble-Dynamik vorschreibt! – anders, worauf wir schon oben hinwiesen. Zu beachten ist auch noch, dass das Potential selbst nicht homogen und damit – als skalare Grösse – konstant sein muss, weil ihm keine direkte physikalische Bedeutung zukommt. Physikalisch bedeutsam und experimentell direkt erfassbar sind nur die aus ihm berechneten Potentialdifferenzen und Gradienten. Daraus ergibt sich, dass man das Weltpotential als $V(r) = f r$ ansetzen darf (man beachte aber die „(testteilchen-)relative“ r -Definition und dass f noch z.B. von der Geschwindigkeit zum Weltsubstrat abhängen kann!). Daraus erhält man die gravitative Weltbeschleunigung \vec{a}_{Welt} auf eine Testmasse, die sich von ihrem momentanen Aufenthaltspunkt um \vec{dr} entfernt:

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -\vec{grad} V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r} \frac{\vec{dr}}{dr} = -f \frac{\vec{dr}}{dr}, \quad \text{was für } dr = 0 \text{ im Allgemeinen singularär ist.}$$

Die Singularität lässt sich beheben, da in einem Gravitationszentrum ruhende Testmassen keine Beschleunigung erfahren. D.h. f muss für ruhende Testmassen mit $v = 0$ verschwinden; das ist anders als z.B. bei einem üblichen, newtonschen r^2 -Potential, dessen Gradient proportional zu r ist und damit für $r = 0$ unabhängig von v verschwindet. Um für $v = 0$ auch $f(v) = 0$ zu erhalten, definieren wir ein neues f explizit v - bzw. β -abhängig $k f(\beta)$ mit $\beta = v/c$ und $k = \text{konstant}$. Ein besonders einfacher Ansatz für f , der unsere Forderung erfüllt, ist $f(\beta) = \beta^\nu$ mit $\nu > 0$, und schon der lineare Ansatz in v mit $\nu = 1$ scheint die Weltbeschleunigung korrekt zu beschreiben, was aber an Beobachtungsdaten für $v < c$ noch zu überprüfen sein wird. Damit kann man nun

schreiben, wenn man noch daran denkt, dass die momentane Geschwindigkeit $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ parallel zur infinitesimalen Verschiebung $d\vec{r}$ ist (siehe auch A.3):

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -k \beta \frac{d\vec{r}}{dr} = -k \beta \frac{\vec{v}}{v} = -\frac{k}{c} \vec{v} \quad \text{bzw. für Licht mit } \beta = 1 \quad a_{\text{Welt}} = -k \quad (6)$$

Damit lässt sich mit (5) die kosmologische Rotverschiebung z ermitteln, und damit diese mit dem Hubblegesetz übereinstimmt, muss man $k = Hc$ setzen, wenn H die Hubblekonstante und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Dabei ist zu bedenken, dass für Licht $dV = k dr$ zu setzen ist und dass das Hubblegesetz für „kleine“ z als $v_{\text{Doppler}} = cz = Hr$ geschrieben werden kann. Bis auf obiges $f(\beta) = \beta^\nu = \beta$ bzw. $\nu = 1$ ist alles weitgehend zwingend und damit gut gesichert, und weil β für Licht gerade 1 ist, gibt es bei den Berechnungen, die die kosmische Lichtausbreitung betreffen, im Rahmen der WPT bis hierher keine Unsicherheiten bzw. spekulative Elemente. Für Licht ist die Situation auch darum besonders einfach, weil Licht immer mit der konstanten Weltbeschleunigung Hc „gebremst“ bzw. ermüdet und damit gerötet wird. Damit man nun die Lichtausbreitung unter der gravitativen Einwirkung des **lichtstrahlrelativen** Weltpotentials bzw. der konstanten Weltbeschleunigung berechnen kann, benützen wir Einsteins Äquivalenzprinzip in seiner „Urform“, die einem Fahrstuhl bzw. einer konstant beschleunigenden, virtuellen Rakete entspricht, die wir in Zukunft Äquivalenzrakete nennen wollen und die in gleicher Weise lichtstrahlselektiv wirkt wie unser obiges Weltpotential bzw. wie obige Weltbeschleunigung: Dazu denkt man sich den Lichtstrahlensender (z.B. eine Supernova) zum Zeitpunkt der Lichtemission ruhend im inertialen Weltsystem am Ende der gleichzeitig mit dem Lichtstrahl startenden Rakete und den Lichtstrahlempfänger an der Spitze der Rakete, woraus sich sofort die gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation als Funktion der Lichtlaufzeit eines Lichtstrahls oder Photons ergibt. Diese gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation ist in einem konstanten Gravitationsfeld schon vor Jahrzehnten unter Benützung des Mössbauereffektes von Pound und Rebka experimentell bestätigt worden. Ausgehend von der Äquivalenzrakete gelangt man auch zu einer (schein-)metrischen Beschreibung der WPT-Kosmologie, indem man die Rindlermetrik eines konstant beschleunigten Bezugssystems noch geeignet allsymmetrisch macht (siehe Anhang C, speziell C.2, aber auch F mit verbesserter Begründung). Damit haben wir den bisher im Wesentlichen benützten, üblichen Formalismus der Newtonschen Kosmologie verlassen, weil er für Lichtbahnberechnungen nicht genügt:

5.2.3 Die WPT und die kosmologische Rotverschiebung

Weil man Licht relativistisch behandeln muss, berücksichtigt die WPT anders als die Newtonsche Kosmologie die SRT (Spezielle Relativitätstheorie), aber nicht die ART, die aus Sicht der WPT für „schwache“ Schwerefelder und damit für kosmische Belange falsch ist, obwohl ART wie Newtonsche Kosmologie ohne Λ als WPT-Grenzfälle für eine Massenschalendichte ρ_∞ gegen 0 angesehen werden können und darum der WPT als Lieferanten der „rein lokal“ bedingten Schwerefelder – noch ohne kosmischen Massenschaleneinfluss – dienen müssen. Weiter benützt die WPT:

1. Das Äquivalenzprinzip zwischen träger Masse und Energie.
2. Das Äquivalenzprinzip zwischen konstanter Beschleunigung und konstantem Schwerefeld.

Richtig einfach wird die Sache aber erst, wenn man noch folgende Punkte beachtet:

1. Unter Allsymmetrie muss schon die Einweglichtgeschwindigkeit überall isotrop sein.
2. Allsymmetrie meint auch Homogenität, weswegen die Lichtgeschwindigkeit auch auf „großen“ Distanzen konstant sein muss.
3. Weil die Weltbeschleunigung für Licht konstant ist, entspricht die Lichtlaufzeitberechnung im Kosmos im Wesentlichen dem Rechengang bei einer konstant beschleunigten Rakete im Rahmen der SRT. D.h. man darf die gut bekannte hyperbolische Raketenformel benützen.

1. und 2. garantieren die Zuständigkeit des SRT-Formalismus, und damit kann man auf einfache Weise die Beziehung zwischen der Rotverschiebung z und der Leuchtkraft L einer Standardkerze, z.B. einer Supernova Ia, nicht nur für kleine, sondern auch für grosse z berechnen (siehe z.B. 5.1.1 in [8] oder 6.3 in [12]). Die WPT-Rechnung stimmt im Rahmen der Messungenauigkeiten mit den bisherigen Messdaten überein, obwohl es nur einen einzigen leicht freien Parameter, die Hubblekonstante, gibt, die in der WPT echt konstant ist. Sie ist etwa grössenordnungsmässig durch die Dichte ρ_0 des sichtbaren/beobachtbaren Alls bestimmt, wenn man annehmen darf, dass ρ_0 nicht allzu verschieden von der Dichte der aktuell unendlichen Massenschale ρ_∞ ist und wenn die WPT an das ART-Modell ($k = 0, \Lambda = 0$) „angeschlossen“ werden darf, weil dieses Modell für t gegen ∞ und $\rho_{\text{krit.}}$ gegen 0 einem statischen „WPT-All“ entspricht. Aufgrund der ungefähr bekannten Grössen von H und ρ_0 weiss man, dass sie tatsächlich grössenordnungsmässig etwa so zusammenhängen wie H und das bekannte $\rho_{\text{krit.}}$ der Friedmannkosmologie. Die WPT-Erklärung der kosmischen Rotverschiebung ist allein schon dadurch der entsprechenden Urknallerklärung, die noch nicht einmal das Vorzeichen der kosmischen Frequenzverschiebung angeben kann, weit überlegen.

Im nächsten Abschnitt werden wir noch etwas näher auf den Bezug der WPT auf Einsteins originales Äquivalenzprinzip eingehen und den Zusammenhang der WPT- bzw. NKG-Gravitation mit den heute üblichen metrischen Gravitationstheorien kurz abhandeln:

6 WPT-Gravitation in (schein-)metrischer Formulierung

Einerseits soll dieser Abschnitt den Einstieg in die mehr formalen Anhänge erleichtern und andererseits soll er auch einen wenigstens teilweisen Ersatz für die Anhänge für alle Leser bieten, denen die Anhänge (besonders Anhang C) zu formal sind; ganz ohne Formeln geht's aber auch hier nicht.

6.1 Von Einsteins Äquivalenzrakete zur scheinmetrischen Gravitation

Ausgangspunkt zur (schein)metrischen Gravitation ist in der WPT – und in der ART im Fall (genähert) konstanter Gravitationsfelder – das originale Äquivalenzprinzip Einsteins von 1907 [14], wonach physikalische Erscheinungen in einer fensterlosen, konstant beschleunigenden Rakete gleich ablaufen wie in einem Turm, der sich im – in sehr guter Näherung – konstanten Erdschwerefeld befindet. Im Sinne eines Rechentricks darf man also physikalische Vorgänge, wie z.B. Lichttrajektorien, statt in einem „Turmlabor“ in einem sich von der Erde mit konstanter Beschleunigung entfernenden Labor berechnen. Dabei nimmt man dann idealisierend an, dass das Erdsystem mit darin ruhender Abschussrampe ein universelles Inertialsystem(t, x, y, z) sei. Weiter wollen wir ohne Einschränkung der Allgemeinheit annehmen, dass die Zeit τ im Raketensystem an einer Referenzuhr beim Beobachterteleskop abgelesen werde, sei dies nun am Fusse oder an der Spitze der Rakete bzw. des Turmes, was bedeutet, dass die Lichtgeschwindigkeit am Orte des Beobachters (in der Höhe $\zeta = 0$) c beträgt. wo wir auch den Koordinatenursprung annehmen (siehe auch Anhang C).

Die „Rückübersetzung“ vom Raketen- ins Turmsystem mit Schwerefeld geschieht formal durch Einführung einer Metrik \mathbf{g} im Turmkoordinatensystem (τ, ξ, η, ζ) , die sich von der Inertialmetrik $\boldsymbol{\eta}$ unterscheidet. Im Spezialfall mit konstantem Feld bzw. konstanter Raketenbeschleunigung g erhält man die Rindlermetrik mit dem höhen- bzw. ζ -abhängigen Linienelement ($d\tau_S \equiv d\tau_{\text{Sender}}$ meint den beim Sender bei ζ gemessenen Eigenzeittakt einer Senderuhr gegenüber dem beim Empfänger mit Lichtsignalen gemessenen Zeittakt $d\tau$ der gleichen Senderuhr; es gelte noch $R_H = \frac{c^2}{g}$ und $d\xi = d\eta = 0$, da wir hier nur Lichtstrahlen in Feld- oder Gegenrichtung betrachten):

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = g_{ij_{\text{Rindler}}} dx^i dx^j = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2 c^2 d\tau^2 - d\zeta^2 \quad \text{mit} \quad (dx^i) = (c d\tau, d\xi, d\eta, d\zeta) \quad (7)$$

Die ausführliche Herleitung der (sehr speziellen) Rindler-Metrik $g_{ij_{\text{Rindler}}}$ findet man im Anhang C, speziell in C.1, wo man auch obige Gleichung für ds^2 (24) findet. Diese Herleitung ist aber

noch mangelhaft, da nicht eindeutig; das wird erst im Anhang F, einer Einführung in die NKG, in Ordnung gebracht.

Nach ART-Standardgeometrieinterpretation beschreibt das allgemeinste Wegelement ds^2 mit symmetrischem g_{ij} , also mit 10 freien Feldern, die von den Feldgleichungen auf 6 reduziert werden, beliebige lokale Gravitationserscheinungen in beliebigen Koordinatensystemen (siehe z.B. [3]). Ausgangspunkt einer solch metrischen Beschreibung der Gravitation war die inertielle, universelle Poincaré-Minkowski-Raumzeit der SRT, hier mit v in z -Richtung:

$$ds^2 = \eta_{ij} dx^i dx^j = c^2 dt^2 - dz^2 \quad \text{mit} \quad (dx^i) = (c dt, dx, dy, dz) \quad \text{mit hier} \quad dx = dy = 0$$

Weil für Lichtstrahlen $ds = 0$ ist, erhält man daraus sofort die Gleichung für Lichtbahnen in Inertialsystemen (hier läuft der Lichtstrahl annahmegemäss in z -Richtung) $dz = \pm c dt$. Weil die Bedingung $ds = 0$ für alle Koordinatensysteme bzw. Metriken gilt, erhält man so auch die Lichttrajektorien bei Rindler-Metrik, wie sie in unseren obigen Raketen- bzw. Turmkoordinaten vorliegt:

$$v(\zeta)_{\text{Licht}} = \frac{d\zeta}{d\tau} = \pm \sqrt{\frac{g_{00}}{g_{\zeta\zeta}}} c = \pm \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) c \quad (8)$$

Für eine im (ζ/τ) -System ruhende Uhr mit $\frac{d\zeta}{d\tau} = 0$ folgt weiter aus dem „Rindlerwegelement“ ds^2 :

$$\frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_{\text{Empfänger}}}{\nu_{\text{Sender}}} = \sqrt{g_{00}} = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) \quad \text{mit} \quad \nu_{\text{Sender}} = \text{wohl definiertes Frequenznormal} \quad (9)$$

Das bedeutet, wenn sich der Empfänger an der Turmspitze befindet, steigt Licht, das sich vom Turmfuss zur Spitze bewegt im konstanten Gravitationsfeld auf, wobei dann mit obigen Abmachungen $\zeta < 0$ gilt. Im umgekehrten Fall ($\zeta > 0$) mit dem Beobachter am Turmfuss fällt Licht im Gravitationsfeld dem Teleskop entgegen. D.h. für steigendes Licht nimmt die Turmkoordinatengeschwindigkeit (8) kontraintuitiv zu, bis sie beim Beobachter c erreicht, für fallendes nimmt sie ab, bis sie beim Beobachter c erreicht; intuitiv einsichtig ist aber, dass die mittlere Lichtgeschwindigkeit für steigendes Licht weniger als c beträgt, für fallendes aber mehr als c . Misst man aber die Lichtgeschwindigkeit jeweils mit lokalen Uhren bei ζ statt mit der Referenzuhr bei $\zeta = 0$, erhält man wieder c , wie es sein muss, denn der Energieverlust oder Gewinn im Gravitationsfeld wird beim Licht nicht mit einer (lokalen) Geschwindigkeitsänderung „bezahlt“, sondern mit einer Frequenzänderung. Darum erscheint steigendes Licht im Beobacherteleoskop gedehnt bzw. „ermüdet“, was Rotverschiebung samt Zeitlupe erklärt (9), während fallendes Licht geschrumpft erscheint und blauverschoben wird; die Rotverschiebung wurde im (genähert) konstanten Erdfeld mittels des Mössbauereffektes von Pound-Rebka bestätigt. Die aus Gleichung (7) nahe gelegte Zurückführung der gemessenen Rotverschiebung auf höhen- bzw. ζ -abhängig laufende Uhren ist aber keineswegs zwingend, wie man der Herleitung der Rindlermetrik im Abschnitt C.1 entnehmen kann: Denn demnach könnte man die gravitative Rotverschiebung auch genau so gut auf höhen- bzw. ζ -abhängig verschieden lange Massstäbe zurückführen oder auf eine Mischung daraus. Erst weitere physikalisch motivierte Vorgaben (z.B. die Existenz ideal starrer Körper) – unter Beachtung der weiteren experimentell gesicherten Fakten – führt zur Auflösung der genannten, formal begründeten Mehrdeutigkeiten, was dann in der Kosmologie zur WPT-Metrik und bei der wichtigen, zentralsymmetrischen, lokalen Gravitation zur NKG-Schwarzschildmetrik führt (siehe C.2 und C.3) und vor allem auch F), und zwar ohne Benutzung der ART-Feldgleichungen.

Wenigstens im Prinzip direkt beobachtbar sind im Rahmen **„lokaler“ Gravitation** die Lichtgeschwindigkeit, insbesondere die Zweiweglichtgeschwindigkeit, die Frequenzverschiebung und die zugehörige Zeitdaueränderung entsprechend den Gleichungen (8) und (9). In der ART werden diese Effekte meist auf einen Einfluss orts- und zeitabhängiger Metrikfelder g_{ij} auf ruhende, lokale Uhren (dt) und Massstäbe (dz) zurückgeführt, die wenigstens im Prinzip durch die ART-Feldgleichungen und die (lokalen) Energie/Massenverteilungen bestimmt sind. In der WPT – genauer: in der NKG – werden die (nicht klassischen) Schwereerscheinungen aber auf den (verfälschenden) Einfluss der Schwerkraft auf Messungen mit Lichtstrahlen zurückgeführt, während die Raumzeit fast a priori vorgegeben wird und ruhende Uhren und Massstäbe unveränderlich sind. ART- und NKG-Interpretationen wollen wir in den nächsten zwei Abschnitt etwas näher ansehen:

6.2 Die ART-Interpretationen der Gravitationserscheinungen

Grundlage der ART ist die totale Geometrisierung der Gravitation, indem Geodäten der ART-Raumzeit die klassischen Bewegungsgleichungen von Testteilchen und Lichtstrahlen in Schwerfeldern ersetzen. Betrachtet man diese Geometrisierung primär als einen formalen Prozess, dann gibt es viele Interpretationsmöglichkeiten, ohne dadurch an der beobachtbaren Physik etwas zu ändern:

1. Oft nimmt man an, dass Uhren und Massstäbe im Rahmen der ART von ihrer absoluten Lage in Raum und Zeit beeinflusst werden. Quantitativ wird dies durch die Felder g_{ij} des Metriktensors beschrieben. In lokalen, zentralsymmetrischen Fällen laufen im Allgemeinen nur unendlich ferne Uhren richtig bzw. unbeeinflusst von Gravitation, während unter Allsymmetrie den Uhren im Schwerezentrum diese (Referenzuhren-)Rolle zukommt.
2. Konsequenter ist es aber im Rahmen der reinen Geometrieinterpretation der ART die beobachterabhängigen Zeit- und Längenmasse als Projektionseffekte zu deuten. Die Projektionen werden quantitativ wieder durch die g_{ij} beschrieben. Anschaulich: Wird ein Abstandvektor in der Raumzeit verschoben, bleibt er im Allgemeinen nicht zu sich selbst parallel, auch nicht zu einem entsprechenden Vektor am Orte des Beobachters.
3. Man kann obige Projektionen aber auch in folgendem Sinne als reale physikalische Effekte ansehen, wenn man annimmt, dass die g_{ij} Messsignale – z.B. Lichtstrahlen – beeinflussen. Dann ist es aber konsequenter einen Hintergrundraum ohne gravitative Wirkungen fest vorzugeben wie in der folgenden Interpretation:
4. Man kann in der ART eine Poincaré-Minkowski-Hintergrundraumzeit einführen, indem man

$$g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij} \tag{10}$$

setzt mit den verallgemeinerten (ART-)Potentialen V_{ij} und dem SRT-Metriktensor η . Weil der so definierte Hintergrundraum bei voller Gültigkeit der ART aber prinzipiell nicht direkt und „isoliert“ beobachtbar ist, kommt ihm in der ART keine physikalische Bedeutung zu. In dieser Interpretation werden Uhren und Massstäbe oder – je nach Interpretation – die Messsignale nicht durch die (SRT-)Raumzeit selbst, sondern durch die verallgemeinerten Potentialfelder in der Raumzeit V_{ij} beeinflusst. Während klassischen Potentialen keine physikalische Bedeutung zukommt, sondern nur ihren Differenzen und Gradienten, erben obige ART-Potentiale eine solche von den g_{ij} : $g_{00}(\mathbf{r}, t)$ bestimmt z.B. nach Interpretation 1 den Lauf von Uhren zur Zeit t am Orte \mathbf{r} (relativ zu gravitativ unbeeinflussten Referenzuhren).

5. Man kann die obigen Felder, insbesondere die V_{ij} , auch als Beschreibungen für einen Weltäther ansehen, was aber an den beobachtbaren physikalischen Erscheinungen auch nichts ändert.

Will man nun die ART auch auf die Kosmologie anwenden und sie metrisch beschreiben, müssen die Metriktensorterme g_{ij} wenigstens dem schwachen Weltpostulat gehorchen. D.h. zum gleichen Zeitpunkt müssen die g_{ij} für alle Raumpunkte ununterscheidbar sein. D.h. dann aber nach der ersten der obigen Interpretationen, dass alle ruhenden Uhren überall gleich schnell laufen und dass es darum aufgrund von Ortsunterschieden von Sendern und Empfängern weder zu gravitativen Rotverschiebungen noch Zeitlupeneffekten kommen kann. Das sieht nach Interpretation 2. nicht anders aus, weil dann in der Raumzeit verschobene Vektoren zu sich selbst parallel bleiben und es darum zu keinen Projektionseffekten kommen kann. Kurz: Keine der Interpretationen führt unter dem Strich zu einem andern Ergebnis. Im Rahmen der ART-Interpretationen gibt es aber folgende zwei bekannten Lösungsansätze, um die kosmische Rotverschiebung trotzdem zu erhalten:

1. Die bekannte **Friedmannkosmologie** mit expandierendem All bzw. expandierendem Raum; $g_{rr}(t)$ (r entspricht hier obigem ζ) ist dann eine Funktion der Welt- bzw. Friedmannzeit t (siehe Anhang B.2). Das entsprechende isotrope ($d\phi = d\theta = 0$) Wegelement in Robertson-Walker-Form lautet:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1-kr^2} dr^2 \quad \text{mit} \quad k = \begin{cases} +1 & \text{sphärische Metrik} \\ 0 & \text{euklidische Metrik} \\ -1 & \text{hyperbolische Metrik} \end{cases} \quad \text{und} \quad R = \text{Skalenfaktor}$$

Im Konkordanzmodell der Kosmologie nimmt man heute $k = 0$ an:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 dr^2 \quad R(t) \text{ beschreibt den Zeitverlauf der Expansion}$$

Im Rahmen dieses Modells rührt die kosmische Rotverschiebung von der Raumexpansion her, die im Wesentlichen der bekannten Dopplerverschiebung entspricht. $R(t)$ erhält man aus den bekannten Friedmann-Gleichungen, auf die wir hier nicht eingehen wollen, was aber zur Folge hat, dass man $R(t)$ im Rahmen der Standardtheorie nicht nur von der zu festen Zeiten „sichtbaren“ homogen/isotropen Massen/Energie-Verteilung im Kosmos abhängig lassen kann, sondern auch noch von exotischer, nicht baryonischer, rein hypothetischer Materie abhängig lassen muss. Und damit nicht genug, muss man auch noch dunkle (Geister-)Energie postulieren, damit man nur schon die Leuchtkraft-Rotverschiebungs-Beziehung der Friedmann-Kosmologie mit den Beobachtungsdaten der Supernovae Ia in Übereinstimmung bringen kann ([9], Abschnitt 2 oder Abschnitt 6.4 in [12]); all das verdient den Namen Wissenschaft aber nicht mehr!

Mit einigen Transformationen und Umbenennungen ($R \rightarrow a$; $t \rightarrow T$; $r \rightarrow R$) kann man zeigen, dass obige Friedmann-Metrik für alle k – also nicht nur für $k = 0$ – lokal konform flach ist (z. B. Kapitel 25.4 in [2]). Damit wird ein zweiter möglicher Erklärungsansatz für die kosmische Rotverschiebung im Rahmen metrischer ART-Theorien nahe gelegt:

2. Die **konforme Kosmologie** mit dem Wegelement

$$ds^2 = a(T, R) (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{mit} \quad v_{\text{Licht}} = \frac{dR}{dT} = c$$

Das WPT-Wegelement (17) ist formal ein Spezialfall dieser manifest konform flachen Metrik. Die Konkordanzkosmologie wird im Abschnitt 4.2 von [12] etwas ausführlicher dargestellt, indem die Fälle mit T- und R-abhängigem a unterschieden werden, was für die physikalische Interpretation wichtig ist.

Wenn man – bei R-abhängigem a – annimmt, dass Uhren (und damit auch Längenausdehnungen) altern können, dann kann man die Rotverschiebung mit dieser Formulierung statt auf Expansion darauf zurückführen, dass z.B. Atomschwingungen in früheren Zeiten langsamer waren als heute, was bedeutet, dass man annehmen muss, dass manche Naturkonstanten zeitlich variabel sind. Eine solche Interpretation ist aber nur schwer von der Expansionserklärung zu unterscheiden, weil ein solches a eben nicht echt statisch bzw. zeitlich unveränderlich ist wie in der WPT: Die Rotverschiebung z einer Standardkerze, deren Abstand sich zu uns nicht ändert, muss im Rahmen einer solchen Theorie z.B. mit der Zeit ähnlich zunehmen wie in einem beschleunigt expandierenden Kosmos, während z einer gegenüber uns ruhenden Standardkerze bei Gültigkeit der WPT zeitlich konstant bleiben muss.

6.3 Die NKG/WPT-Interpretation der Gravitationserscheinungen

Als Ausgangspunkt für die NKG-Interpretation bietet sich obige vierte ART-Interpretation an, ausser dass der Potentialsicht Priorität über die Metriksicht eingeräumt wird. Im Falle lokaler Gravitationserscheinungen deckt sich diese Interpretation im Wesentlichen mit der NKG, die mindestens auf kleinen Skalen bzw. bei genügend grossen Feldstärken mit der ART – mindestens den postnewtonschen Näherungen der ART – übereinstimmen muss, wenn sie nicht mit den Beobachtungen in Widerspruch geraten will. Anders sieht dies aber auf grössten Skalen, also in der Kosmologie, aus: Unter Allsymmetrie gilt nämlich in der WPT der Fundamentalsatz der kosmischen Gravitation 1, was bedeutet, dass die kosmischen Schwerepotentiale und Felder nur noch testteilchen-

bzw. lichtstrahlrelativ sinnvoll definiert werden können; das geht noch einen Schritt über die NK-Definition von Potentialen und Feldern hinaus. Zur Verdeutlichung vergleichen wir beispielhaft für idealisierte, zentralsymmetrische Fälle die Schwerezentren in der newtonsch/lokalen, ART/lokalen und kosmischen, in der NK/kosmischen- und der WPT/kosmischen Gravitationstheorie:

1. **Newton-lokal** ist ein Schwerezentrum bei Zentralsymmetrie durch eine schwere Masse absolut definiert, z.B. im Planetensystem in guter Näherung durch die Sonne.
2. **ART-lokal** ist ein Schwerezentrum auch durch eine dominante schwere Masse wie die Sonne absolut definiert.
3. **ART-kosmisch** dürfen unter Annahme des Weltpostulats ART-Metriken und damit auch ART-Potentiale nicht ortsabhängig sein, da über (10) definierte Potentiale in der ART von den g_{ij} eine eigene physikalische Bedeutung erben, was letztlich bedeutet, dass es in der ART-Kosmologie keine (beobachtbaren) Schwerezentren geben kann.
4. **In Newtonscher Kosmologie (NK)** müssen die „unphysikalischen“ Potentiale nicht homogen und damit räumlich konstant sein, womit sie formal ein Zentrum auszeichnen können. Jeder beliebige Allpunkt kann so als Schwerezentrum in $R = 0$ und als Zentrum einer virtuellen Vollkugel mit Radius R und homogener Dichte ρ definiert werden; das zugehörige, (virtuelle) Potential V ist dann nach Newton $V(R) = \frac{2\pi}{3}G\rho R^2$ (siehe auch A.2). Der Abstand $R(t)$ zum willkürlich gewählten Zentrum beschreibt die Dynamik (Expansion oder Implosion) der virtuellen Vollkugel und damit – weil $R(t)$ für alle virtuellen Kugeln gleich ist – auch des Alls. $R(t)$ kann man darum – geeignet normiert – in der NK wie in der ART-Kosmologie auch als Skalenfaktor interpretieren, was bedeutet, dass es kein (beobachtbares) Zentrum gibt.
5. **In der WPT-Kosmologie** ist das Schwerezentrum nach dem Fundamentalsatz der kosmischen Gravitation 1 der momentane Aufenthaltspunkt oder Startpunkt einer Testmasse oder eines Lichtstrahls, was bedeutet, dass Potentiale und Felder in der WPT „nur“ testteilchen- oder lichtstrahlrelativ definiert sind. Für Lichtstrahlen kann darum ihre jeweilige im Weltsubstrat ruhend angenommene Quelle, z.B. eine Supernova oder eine ferne Galaxie, die Rolle des Schwerezentrums übernehmen, wo (bei $r = 0$) das WPT-Potential verschwindet. Weil Supernovae und Galaxien im All absolut definiert sind, ist dies eine besonders sinnvolle Wahl.
6. **Die WPT-Kosmologie in scheinmetrischer Formulierung** vererbt über (10) der von ihr benützten Metrik die Testmassen- bzw. Lichtstrahlrelativität des WPT-Potentials. D.h. Testmassen und Lichtstrahlen haben jeweils ihre eigene Welt- bzw. WPT-Metrik mit absolut ausgezeichnetem Zentrum beim realen oder virtuellen Startpunkt.

Gravitationsfelder bzw. ihre Quellen definieren lichtunabhängig lokale Distanzen, und auf kosmischen Skalen definieren sie über die aktual unendliche Massenschale ein inertiales (SRT-)Weltruhsystem, das dem absoluten Raume Newtons entspricht, das aber anders als Newtons absoluter Raum auf kosmischen Skalen bzw. bei „genügend“ schwachen lokalen Schwerefeldern Ruhe vor Bewegung physikalisch auszeichnet.

In der Kosmologie, also im Rahmen „kosmischer“ Gravitation unter Allsymmetrie kann nur die kosmische Frequenzverschiebung und Zeitdilatation (9) direkt gemessen werden, aber nicht mehr die Lichtgeschwindigkeit (8). Diese darf (und muss) dann aber (siehe 5.2.3) wie in der SRT – und der konformen Kosmologie – als konstant angenommen werden. Deswegen muss man die Rindlermetrik (7) – um dem Weltpostulat zu genügen – in die WPT-Metrik abändern, indem man unter Beachtung von Gleichung (8), die die Lichtgeschwindigkeit in einem konstanten Gravitationsfeld angibt, $g_{\zeta\zeta} = g_{00}$ setzt, was die experimentell bestätigte „Pound-Rebka-Beziehung“ (9), die die gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation angibt, unverändert lässt. Das ist zulässig, da wir die metrische Beschreibung mittels der g_{ij} nicht als fundamental wie in der ART ansehen. Die g_{ij} bedeuten uns physikalisch nicht viel mehr als Polynomkoeffizienten einer Ausgleichsrechnung; wesentlich sind darum physikalisch allein die Beziehungen (8) und (9), aber auch die Beziehung

zwischen der Weltzeit t und Raketenreferenzzeit τ (22); eine vertiefte Begründung der NKG findet man im Anhang F. Beobachtbar ist aber auch die scheinbare Leuchtkraft von Standardkerzen. Weil in der WPT – anders als in der ART – der „wahre“ absolute Raum a priori bzw. etwas vertiefter betrachtet durch die aktual unendliche Massenschale vorgegeben ist, kann man die scheinbare Leuchtkraft einfach ausrechnen: Sie ergibt sich bei bekannter gravitativer Rotverschiebung aus der Lichtlaufdistanz im (SRT-)Weltruhsystem der WPT, womit man dann auch die theoretische Leuchtkraft-Rotverschiebungs-Beziehung der WPT ausrechnen kann, die im Rahmen der Messgenauigkeiten und systematischen Unsicherheiten mit den bisherigen Beobachtungsdaten gut übereinstimmt, obwohl sie nur von der mittleren Dichte $\rho = \rho_\infty$ des Alls abhängt, die zwar prinzipiell nicht direkt messbar ist, aber – indirekt aus H ermittelt – mit der Dichte ρ_0 auf den grössten, bekannten Skalen etwa übereinstimmt, genauer auf ein bis zwei Grössenordnungen. Solch präzise Aussagen – **ganz ohne echt freie Parameter!** – übersteigen die Möglichkeiten der Standardkosmologie bei weitem.

7 Schlussfolgerungen

Der Einbezug einer aktual unendlichen Massenschale mit Dichte ρ_∞ in ein Allmodell, die in einem „Mach/Newton-Sinne“ für die Trägheitserscheinungen verantwortlich ist und neu auch für eine für Licht konstante Weltbremsbeschleunigung Hc auf kosmischen Skalen, aus der über Äquivalenzraketenbetrachtungen die für die Kosmologie zuständige WPT-Metrik folgt, führt zu einer Modifizierung der klassischen lokalen und kosmischen Gravitation. Dies ist aber nur widerspruchsfrei möglich, wenn man die ART-Geometrieinterpretation durch eine (schein)metrische „Lichtermüdungsinterpretation“ in einer „wahren“ (SRT-Hintergrund-)Raumzeit ersetzt, was auch die Probleme zwischen QM und Gravitation stark reduzieren sollte. Damit erhält man die korrekte, beobachtete kosmische Leuchtkraft-Rotverschiebungs-Beziehung samt Zeitlupeneffekt in einem genügend grossskalig statischen All ohne Urknall mit nur einem leicht freien Parameter, der mittleren Alldichte ρ_∞ , aus der man die Hubblekonstante $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho_\infty$ erhält. Weiter muss man bei Richtigkeit der WPT bei Auswertungen der Supernovadaten mittels der (heute euklidisch angenommenen) Standardkosmologie eine mit $Hc \sim \sqrt{\Lambda} c^2$ beschleunigte Expansion – gerade etwa so, wie sie ermittelt wurde – zwingend finden, während sie aus Standardsicht völlig unverständlich ist. Diese (nur scheinbar reale) Beschleunigung entspricht nämlich gerade etwa der (nicht realen) Beschleunigung der oben genannten Äquivalenzrakete im Sinne eines Rechenricks. Mittels eines physikalisch plausiblen Einbezugs der Weltbremsbeschleunigung in die Himmelsmechanik kann zudem die MOND-Artigkeit im Aussenbereich von Spiralgalaxien ohne dunkle Materie erklärt werden (siehe [8, 9, 12]), während die Hintergrundstrahlung primär auf rotverschobenes (ermüdetes) **und** nachthermalisiertes Sternenlicht zurückgeführt wird [12].

All dies übersteigt die Möglichkeiten der Standard-Kosmologie und aller mir bekannten Alternativen, aber auch der Standard-Himmelsmechanik auf galaktischen und grösseren Skalen bei weitem.

Itaslen und Fatschel im November 2008 — 3. Version mit den neuen Anhängen B, C, D und E

Juni/Juli 2009: 4. Version mit neuem Abschnitt 6, einem Überblick zur scheinmetrischen WPT-Gravitation, und erweitertem Anhang E, was zwar kaum Neues bringt, aber hoffentlich die Verständlichkeit verbessert. Sonst gibt es – ausser in den schon zuvor nicht mehr aktuellen Schlussfolgerungen – nur ganz wenige, kleine Änderungen, vor allem aus Rücksicht auf bisherige Leser.

Mai 2011: 5. Version mit primär didaktischen Verbesserungen, vor allem in den Unterabschnitten zur ART- und WPT-Interpretation im Überblick zur scheinmetrischen WPT-Gravitation 6, aber auch die Anhänge wurden etwas verbessert und Anhang D.2 leicht erweitert.

Calfreisen im Herbst 2015: NKG- oder 6. Version — eine um den Anhang F, eine Einführung in die **Neuklassische Gravitation (NKG)**, erweiterte und leicht überarbeitete Version.

Literatur und Quellen

- [1] Johannes Kepler, Neue Astronomie, übersetzt und eingeleitet von Max Caspar, Verlag R. Oldenbourg, München-Berlin 1929, speziell Seite 26
- [2] H. Stephani, Allgemeine Relativitätstheorie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988
- [3] Eckhard Rebban, Theoretische Physik, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie
- [4] Otto Heckmann, Theorien der Kosmologie, Springer Verlag, berichtigter Nachdruck 1942/1968, speziell der 1. Teil
- [5] Hubert Goenner, Einführung in die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie, Spektrum Akademischer Verlag, 1996
- [6] Torsten Fließbach, Allgemeine Relativitätstheorie, Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage 1998
- [7] Peter Wolff, Dunkle Materie: Ein Überblick, Juli/August 2007
- [8] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie oder Das Unendliche und die Schwerkraft, 6. Okt. 2007; diese Arbeit ist teilweise etwas überholt.
- [9] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und Dunkle Materie oder Weltgravitation als Ursache von müdem Licht und MOND, 9. Feb. 2009
- [10] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie – Die Standardtheorie im Vergleich mit der Weltpotentialtheorie am Beispiel der kosmologischen Rotverschiebung, 3. Version, 13. Juli 2006
- [11] Peter Wolff, Kosmologische Rotverschiebung – Das Standardmodell im Vergleich mit der Weltpotentialtheorie, 7. Dez. 2005 (Version 12. Dez. 2005)
- [12] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Die neue kosmische Gravitation mit statischem Allmodell, 2016
- [13] Peter Wolff, Modifizierte Kepler/Newton-Gravitation – Die Weltpotentialtheorie (WPT) — Überprüfungen an Beobachtungen, Plakat März 2015
- [14] A. Einstein, Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik. IV, 1907, Kapitel V, § 17, speziell letzter Abschnitt, Seite 454.
- [15] H. Poincaré, Sur la Dynamique de L'Électron, Rendiconti del Circolo matematico di Palermo, Band 21, März 1906, eingereicht und zur Publikation akzeptiert im Juli 1905; 100 Sonderdrucke zur Verteilung erhielt der Autor sofort nach dem Druck im Dez. 1905, wie dies bei den Rendiconti üblich war. Eine Kurzfassung [16] erschien Anfang Juni 1905 in den damals wöchentlich (!) erscheinenden Comptes rendus.
- [16] H. Poincaré, Sur la Dynamique de L'Électron, CR, Band 140, vorgetragen am 5. Juni 1905, erschienen am 11. Juni 1905, Seite 1504-1508; Artikel bzw. schriftliche Fassungen von Akademievorträgen sind in den CR auf 6 Seiten beschränkt. Einstein fügte wohl erst nach dem Lesen dieser Arbeit l aus (1) als $\phi(v)$ mit dem zentral wichtigen „Gruppenbeweis“ für $\phi(v) \equiv l = 1$ in seine eigene berühmte SRT-Arbeit [17] ein.
- [17] A. Einstein, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, Annalen der Physik und Chemie, Band 17, eingereicht am 30. Juni 1905, erschienen am 26. Sept. 1905. $\phi(v)$ wird auf Seite 899 als $\phi(v) \equiv a \neq 1$ (!) definiert(/eingeflickt), bevor es auf der nächsten Seite in dazu inkonsistenter Weise erstmals benützt wird, und zwar ganz genau wie Poincarés $l(= 1)$ aus (1) in [16]; am Ende von § 5. findet man auch noch einen für Einstein ganz untypischen „Gruppenhinweis“.

- [18] H. Poincaré, Bull. des Sciences Mathématiques, deuxième Série, tome XXVIII, 1904: L'État actuel et l'Avenir de la Physique mathématique, Conférence lue le 24 septembre 1904 au Congrès d'Art et des Science de Saint-Louis, pages 302 - 324. Von diesem Vortrag gab es damals wahrscheinlich auch einen Sonderdruck wie im Falle von [15]. Diesen Vortrag findet man auch in „La Valeur de la Science“ (Kapitel 7 bis 9).
- [19] Albert Einstein, Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, 1916
- [20] Peter Wolff, Poincaré: Vater der modernen SRT und Einsteins verheimlichte Quelle seiner berühmten Arbeit, Dezember 2015
- [21] Gerhard Schäfer, On energy density in Newtonian and Einsteinian gravity, Vortragsmanuskript für DPG-Frühjahrstagung im März 2015 in Berlin

A Potentialbegriffe in der Kosmologie

Wir beschränken uns auf ein homogenes Allsubstrat mit isotropem Potential und zugehörigem Schwerefeld mit real/absolutem oder nur relativ/effektivem Gravitationszentrum. Ausgehend vom newtonschen, konservativen, zentralsymmetrischen Potential über das relative Weltpotential der Newtonschen Kosmologie (NK) gelangen wir zum testteilchen- bzw. lichtstrahlrelativen Weltpotential der WPT-Kosmologie mit allsymmetrischer Weltbremsbeschleunigung:

A.1 Absolutes, klassisches Punktmassen- und Vollkugelpotential

$$V(r) = -\frac{G M}{r} \quad \text{oder mit} \quad M = \frac{4\pi}{3}\rho r^3 \quad V(r) = \frac{2\pi}{3}G \rho r^2 \quad \text{mit} \quad G = \text{Grav.Konst.} \quad (11)$$

M ist eine Punkt- oder Vollkugelmasse mit Radius R ; $r (< R)$ ist der Abstand einer Testmasse zum Mittelpunkt der felderzeugenden Masse M . Die Kraft bzw. Schwerebeschleunigung $\vec{a}(r)$ auf die Testmasse ist damit für die zwei Fälle (für kosmologische Probleme ist der Vollkugelfall passender):

$$\vec{a}(r) = -\text{grad} V(r) = -\frac{G M}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{bzw.} \quad \vec{a}(r) = -\frac{4\pi}{3}G \rho r \frac{\vec{r}}{r}$$

Metrisch sind äussere und innere (kosmologienähere) Schwarzschildmetrik zuständig (siehe B.1).

A.2 Das relative Weltpotential der Newtonschen Kosmologie (NK)

$$V(r) = \frac{2\pi}{3}G\rho r^2 \quad \text{oder mit} \quad M = \frac{4\pi}{3}\rho r^3 = \text{konst.} \quad V(r) = -\frac{G M}{r} \quad (12)$$

$M = \text{konst.}$ gilt bei und nur bei angenommener Hubbleexpansion, weil sich dann Weltsubstratteilchen auch bei sich änderndem r nicht gegenseitig überholen können. r ist hier der Abstand zwischen zwei beliebigen Punkten A und B in einem idealisierten, homogen/isotropen Allsubstrat mit der momentanen Massendichte ρ . Das Allsubstrat soll im Sinne eines idealisierten, einfach behandelbaren Modelles nur gravitativ wechselwirken. Als Gravitationszentrum kann willkürlich A oder B angesehen werden; der jeweils andere Punkt symbolisiert dann die Testmasse im Zentralfelde einer (virtuellen), homogenen Massenkugel mit Radius r und der Masse M . Diese Definition findet man schon bei Heckmann (früherer Präsident der internationalen Astronomischen Union (IAU), erster Direktor der ESO und Autor des Buches über die „Theorien der Kosmologie“ auf Seite 18 in [4]:

Anschaulich heisst der Ausdruck (20) [hier (12)a], daß zwischen zwei Raumpunkten A und B vom Abstand r eine Potentialdifferenz herrscht, die man erhielte, wenn man alle Materie der Welt fortdenkt ausser derjenigen, welche in einer Kugel vom Radius r mit dem Zentrum A oder in der ebensogut möglichen vom Zentrum B liegt.

Man bräuchte die Materie ausserhalb der virtuellen Kugeln noch nicht mal fortzudenken; es genügt, dass sie die Kugeln isotrop umschliesst: sie ist dann nach Newton wie ART ohne Einfluss. Der Abstands-Definition von r wegen scheint ein Allsubstratelement von allen Weltpunkten angezogen zu werden, was expansionshemmend und implusionsverstärkend wirkt. D.h. aber, dass in der NK jeder Weltpunkt, wie ein effektives, virtuelles Schwerezentrum behandelt werden kann.

Die so definierte Gravitationsbeschleunigung ist ihrer r -Abhängigkeit wegen im Allgemeinen trotzdem nicht homogen, sondern nur im dynamischen Spezialfall mit Hubbleexpansion oder Implosion, was zur völligen formalen Übereinstimmung von (12)c mit (11)a führt, allerdings bei verschiedenen Bedeutungen von r . Die zugehörige Metrik ist die Friedmann/Lemaître-Metrik B.2 der Standardkosmologie mit „integrierter“ Hubbledynamik $R(t)$. Verlangt man aber in Analogie zu Keplers Begründung des lokalen Schwerkraftgesetzes für die kosmische Gravitation immer Homogenität und nicht nur für einen dynamischen Spezialfall, gelangt man zum Weltpotential der WPT:

A.3 Das Weltpotential mit allsymmetrischer Weltbremsbeschleunigung

$$V(r) = k f r, \quad \text{wobei } k \text{ eine Konstante und } f \text{ eine Funktion von Testmassengrößen ist. (13)}$$

$V(r)$ darf trotz verlangter Homogenität für physikalisch messbare Größen – dazu gehört V , anders als z.B. eine Potentialdifferenz ΔV , aber nicht! – noch von Testmassengrößen wie der Geschwindigkeit v abhängen. r ist der Abstand einer Testmasse im freien Flug vom Startpunkt, der immer auch mit dem momentanen Aufenthaltspunkt der Testmasse identifiziert werden darf; mit dieser fundamental wichtigen WPT-Definition von r verlassen wir die Newtonsche Kosmologie. Aus dem so testmassenrelativ definierten $V(r)$ ergibt sich nun die gravitative Weltbeschleunigung \vec{a}_{Welt} auf eine Testmasse, die sich von ihrem momentanen Aufenthaltspunkt um \vec{dr} entfernt:

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -\text{grad } V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r} \frac{\vec{dr}}{dr} = -k f \frac{\vec{dr}}{dr}, \quad \text{was für } dr = 0 \text{ singularär ist.}$$

Die Singularität lässt sich mit einem v -abhängigen, halbklassischen Faktor $f(\frac{v}{c}) = f(\beta)$ beheben, da im Gravitationszentrum ruhende Testmassen keine Beschleunigung erfahren:

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -k f(\beta) \frac{\vec{dr}}{dr} = -k f(\beta) \frac{\vec{v}}{v} \quad \text{mit } f(0) = 0 \text{ und } f(> 0) = 1$$

\vec{v} ist die momentane Geschwindigkeit, und weil der infinitesimale Verschiebungsvektor \vec{dr} die gleiche Richtung hat wie die momentane Geschwindigkeit $\vec{v}_{\text{mom.}} = \frac{\vec{dr}}{dt}$, gilt $\frac{\vec{dr}}{dr} = \frac{\vec{v}}{v}$. D.h. jetzt zeigt sich auch formal, dass \vec{a}_{Welt} einer universellen Bremskraft entspricht. Weiter sollte $f(\beta)$ nicht unstetig wie oben, sondern möglichst allgemein als stetiges $f(\beta)$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$ definiert werden, denn die Natur ist nur selten unstetig:

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -k f(\beta) \frac{\vec{v}}{v} \quad \text{mit } f(0) = 0 \text{ und } f(1) = 1 \quad \text{bzw. für Licht mit } f = 1 \quad \vec{a}_{\text{Welt}} = -k \frac{\vec{c}}{c}$$

Ein einfacher Ansatz für obiges f ist $f(\beta) = \beta^\nu$, und bis jetzt scheint $\nu=1$ eine zulässige Annahme zu sein, die aber noch besser an Beobachtungsdaten zu prüfen sein wird: $\vec{a}_{\text{Welt}} = -k\beta \frac{\vec{v}}{v} = -\frac{k}{c} \vec{v}$

Die zum lichtstrahlrelativen Weltpotential gehörige, wichtige „Lichtstrahlweltmetrik“ ist die WPT-Metrik, die eine Trägheitskraft (der aktual unendlichen Massenschale), aber eben keine Gravitationskraft einer lokalen Massenverteilung beschreibt, wie es im Rahmen der WPT so sein muss; mehr zur kosmologischen Weltmetrik der WPT findet man im Anhang B.3.

Ein hier nicht vorgeführter Vergleich mit der kosmischen Rotverschiebung und der Newtonschen Kosmologie ergibt für Licht in einem idealisierten, homogenen Weltsubstrat mit der Dichte ρ :

$$V(r) = k r = H c r = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} c r \quad \text{bzw.} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} \quad \text{und damit} \quad \vec{a}_{\text{Welt}} = -H \vec{c} \quad (14)$$

H ist die Hubblekonstante, die in der WPT wie die Massendichte ρ konstant ist, und c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die Weltbremsbeschleunigung \vec{a}_{Welt} führt nicht nur sofort zur kosmischen Rotverschiebung und zum beobachteten Zeitlupeneffekt z.B. bei Supernovaexplosionen, sondern „genügend“ grossskalig auch zu einem stabil statischen All, womit die WPT – im klaren Gegensatz zur Urknallkosmologie, die ihre Hubble-dynamik postulieren muss – in sich konsistent ist. Etwa grössenordnungsmässig korrekt erhält man aus ρ mit (14)b auch noch H . Etwas weniger direkt folgt die MOND-Ärtheit der Spiralgalaxiendynamik. Und nicht zuletzt entspricht die WPT-Kosmologie einer Lichtermüdungstheorie auf der Basis gesicherter Laborphysik (Pound/Rebka), an der alle üblichen und schon alten Einwände gegen solche Theorien bisher gescheitert sind. Dies alles übersteigt die Möglichkeiten der Standardkosmologie bei weitem.

B Metrikansätze in der Kosmologie

Im Folgenden beschränken wir uns auf den Fall eines homogenen Allsubstrats. Ausgehend von einer homogenen, endlichen Vollkugel mit Radius $R(t)$, Massendichte $\rho(t)$ und Masse $M = \frac{4\pi}{3}R(t)^3$ über eine homogene, potential unendliche Vollkugel kommen wir schliesslich zur homogen/isotropen, aktual unendlichen Massenverteilung der WPT-Kosmologie. Weil in den um einen realen oder auch nur effektiven Schwerpunkt isotrop angenommenen Modellen nur Radialbewegungen interessieren, wie dies lokalen, zentral- und kosmischen, allsymmetrischen Problemen angemessen ist, darf man $d\phi$ und $d\theta$ null setzen, was die Definitionsgleichungen für die Metriken deutlich vereinfacht.

B.1 Endliche und potential unendliche hom. Vollkugel (Schwarzschild)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_S}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{1 - r_S/r} dr^2 \text{ für } r \geq R \text{ bzw. } ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} dr^2 \text{ für } r \leq R \quad (15)$$

$r_S = \frac{2GM}{c^2}$ ist der Schwarzschildradius und r der Abstand vom Kugelzentrum, das auch für $R \rightarrow \infty$ nicht verloren gehen kann. Die erste Metrik – nur für endliche R – ist die äussere Schwarzschildmetrik und die zweite die innere, wenn wir den Druck im Kugelinneren vernachlässigen, wenn also die radiale Dynamik eines Staub- oder Kuchenalls (Implosion oder Expansion) nur durch Gravitation und die Anfangsbedingungen ($R(t)$ und $\dot{R}(t)$) bestimmt wird. Weiter gilt $M = \frac{4\pi}{3}R(t)^3 = \text{konst.}$, und $k = 1, 0$ oder -1 gibt die Art des (mathematischen) Raumes an: sphärisch, euklidisch oder hyperbolisch. Diese beiden Metriken entsprechen den üblichen, absoluten Potentialen in A.1.

B.2 Aktual unendliche homogene „Vollkugel“ (Friedmann)

In aktual unendlichen Modellen ohne physikalisch ausgezeichnetes Schwerezentrum wird der Radius $R(t)$ durch einen Skalenfaktor ersetzt, der alle Abstände zwischen beliebigen Punkten A und B im Modellall skaliert. Damit erhält man die bekannte Friedmann-Metrik, die in der Formulierung von Robertson-Walker (r statt χ als Variable) „physikalisch direkter“ bzw. einfacher interpretierbar ist:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} dr^2 = c^2 dt^2 - \frac{dD^2}{1 - kr^2} \text{ mit } dD(r) = R(t)dr \text{ und } v(t) = \dot{D}(r) = \dot{R}(t) dr \quad (16)$$

Diese Metrik enthält im Skalenfaktor $R(t)$ das Hubblegesetz ($\dot{R}(t) = H(t) R(t)$ bzw. $H = \frac{\dot{R}}{R}$). r – genauer D – ist hier im Wesentlichen der Abstand zwischen zwei beliebigen Punkten A und B in einem idealisierten, homogen/isotropen Allsubstrat mit der Massendichte $\rho(t)$ wie im Falle der physikalisch sehr instruktiven Newtonschen Kosmologie. Formal ist r die radiale Koordinate in gaußschen Normalkoordinaten. Anschaulich sind dies die im Weltsubstrat mitschwimmenden Koordinatensysteme. Zu jedem Allpunkt gehört ein solches „natürliches“ Bezugs- oder Koordinatensystem, und diese sind im Rahmen der Standardkosmologie alle relativ zueinander bewegt. Die Metrik in Normalkoordinaten (16) und die Metrik in Absolutkoordinaten (15)b stimmen formal völlig überein, allerdings bei verschiedenen Bedeutungen von r . Die Friedmann-Metrik erfüllt – anders als das zugehörige Newtonsche Potential in A.2 – das Weltpostulat bzw. das schwache kosmologische Prinzip, da die Hubble-Dynamik in der Friedmann-Metrik integriert ist und nicht zusätzlich postuliert werden muss, was die Problematik aber nicht besser macht, sondern sie nur besser versteckt: Das Weltpostulat kann nur durch eine ganz spezielle, physikalisch nicht begründbare Dynamik des Weltsubstrats (oder meinetwegen des Raumes) erfüllt werden. In der WPT gehen wir – sozusagen in der Nachfolge von Kepler – ganz anders vor, indem wir das kosmische Schwerkraftgesetz aus dem Weltpostulat herleiten, analog wie Kepler das lokale Schwerkraftgesetz aus der Zentralsymmetrie und einer „Vorwegnahme“ des Gaußsatzes begründete:

B.3 Homogen/isotropes, aktual unendliches Allsubstrat (WPT)

Ausgangspunkt für eine (schein)metrische WPT-Kosmologie ist das Äquivalenzprinzip zwischen einem konstant beschleunigten Bezugssystem und einem konstanten Gravitationsfeld, denn die WPT kennt eine konstante, gravitative Weltbeschleunigung Hc , die dominant auf alle Lichtstrahlen wirkt, die Allgebiete durchlaufen, in denen die lokalen Felder gegenüber dieser Weltbeschleunigung vernachlässigbar sind, und dies gilt – bis auf allfällige Ablenkungen durch lokale Massenverteilungen (Linseneffekte) – für alle Gebiete, die fernes Licht bis in unsere Teleskope durchlaufen kann. Damit ist für die WPT-Kosmologie im Wesentlichen die Metrik in einer virtuellen Äquivalenzrakete mit der konstanten Schwerebeschleunigung $-Hc$ zuständig, in der der Lichtsender S beim Ende und der Empfänger E an der Spitze ist. Dies findet man im Anhang C, speziell in C.2, von wo wir die WPT-Metrik (27) übernehmen; wir schreiben aber R und T an Stelle von r und τ und τ statt τ_S (G = Gravitationskonstante, ρ = Dichte des idealisierten Allsubstrats und $HcR = \Delta V =$ lichtstrahlrelative Wltpotentialdifferenz zwischen Sender bei $R = 0$ und Empfänger bei R):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{H R}{c}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{und mit } \dot{R} = 0 \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{H R}{c}; \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho \quad (17)$$

Das physikalisch wichtige $\frac{d\tau}{dT}$ ist gleich wie in der Rindlermetrik, die es bei einer konstant beschleunigten Äquivalenzrakete im Sinne eines Gedankenexperimentes erlaubt die gravitative Rotverschiebung auf einfache Weise zu berechnen (siehe auch F.4). Den Beobachter bzw. das Teleskop denken wir uns aber bei $R = c T$ und den (virtuellen) Lichtstrahlstartpunkt bzw. Sender bei $R = T = 0$. Die (Polar-)Koordinaten des zugehörigen, „wahren“, entzerrten, globalen Inertialsystems, ebenfalls mit Nullpunkt beim Sender, nennen wir r und t ; es entspricht dem „Startrampeninertialsystem“ in der Äquivalenzraketenrechnung. R und T – auch r und t – sind „nur“ in einer „grosslokalen“ Umgebung des Senders direkt und (fast) unverfälscht messbar. R darf man als den (scheinbaren) Abstand vom Sender bei $r = R = 0$ zum Empfänger bei R ansehen und T als die (scheinbare) Lichtlaufzeit, wenn man bei der Lichtemission $t = T = \tau = 0$ setzt, wo τ die Eigenlichtlaufzeit angibt, die von der Lichtstrahluhr, z.B. einem monochromatischen Lichtstrahl, angezeigt und „aufsummiert“ wird. Dieser Lichtstrahl stellt über seine inverse Frequenz eine Uhr dar; ν_E sei die Frequenz, wenn man sie beim Empfänger misst und ν_S , wenn man sie direkt beim Sender oder an einer beliebigen Stelle – bei einem virtuellen Sender – des Lichtstrahls auf dem Wege zum Empfänger misst. Wegen $\frac{d\tau}{dT} = \frac{\nu_E}{\nu_S}$ und $z = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$ erhält man aus (17) die Rotverschiebung $z = \frac{1}{1 - \frac{H R}{c}} - 1 = \frac{\frac{H R}{c}}{1 - \frac{H R}{c}}$ und für $\frac{H R}{c} \ll 1$ das Hubblegesetz $c z \sim v \sim H R$; „R-lokal“/infinitesimal folgt noch $dz = H \frac{dR}{c} = \frac{dV}{c^2}$. Weil R und T – ausser für „kleine“ Werte – nicht direkt beobachtbar sind, sondern nur z , drücken wir $R = c T$ und dT durch z und dz aus:

$$R = \frac{c}{H} \frac{z}{1+z} \quad \text{bzw.} \quad 1 - \frac{H R}{c} = \frac{1}{1+z} \quad \text{und aus obigem } dz = H \frac{dR}{c} \text{ folgt } dT = \frac{dz}{H} \quad (18)$$

$d\tau$ und dT haben hier zwei unterschiedliche Bedeutungen: Einerseits meinen sie ein (scheinbares, fergemessenes) Zeitmass beim (virtuellen) Sender bzw. das (reale) Eigenzeitmass einer Lichtstrahluhr $d\tau$ (z.B. einer scharfen Spektrallinie) und das zugehörige Eigenzeitmass dT einer Empfängeruhr, und andererseits meinen sie einen infinitesimalen Zeitschritt des Lichtstrahls auf dem Wege vom Sender zum Empfänger; bei genügend kleiner Wahl der Zeitmasse – aber nur dann! – können die Zeitmasse auch als infinitesimale Zeitschritte dienen, wovon in (18)c Gebrauch gemacht wird. In (18)c entspricht dz nämlich der infinitesimalen z -Änderung, wenn das Licht während einer infinitesimal kurzen Zeitspanne dT (bzw. $d\tau = dt$) die infinitesimal kleine Potentialdifferenz $dV = Hc dR$ durchläuft. Damit folgt unter Beachtung von (18) durch Integration aus (17)b die mit einer Lichtstrahluhr gemessene (Eigen-)Lichtlaufzeit τ_l vom Sender zum Empfänger, wenn die bekannte, totale Frequenzverschiebung zwischen Sender und Empfänger z beträgt (siehe auch [12], Abschnitt 6.3):

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dT = \left(1 - \frac{H R}{c}\right) dT = \frac{1}{1+z} dT = \frac{1}{1+z} \frac{dz}{H} \quad \text{und daraus} \quad \tau_l(z) = \frac{\ln(1+z)}{H} \quad (19)$$

dT , das Eigenzeitintervall der als ruhend angenommenen Teleskopuhr, gibt auch das universell gültige, kosmische WPT-Zeitmass dt an wie jedes Eigenzeitintervall einer (ruhenden) Uhr. Die

Beziehung zwischen t und T liefert Gleichung (22) $t = T_H \sinh \frac{T}{T_H}$ mit $T_H = \frac{1}{H}$ aus Anhang C.1. Durch Einsetzen von $\tau_l(z)$ in (22) folgt die (wahre, entzerrte) kosmische Lichtlaufzeit $t_l(z)$ mit der (wahren, entzerrten) Senderdistanz $D_l(z)$ im inertialen WPT-Absolutsystem:

$$t_l(z) = \frac{\sinh(\ln(1+z))}{H} \quad \text{und} \quad D_l(z) = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (20)$$

Dieses Resultat findet man auch im Abschnitt 5.1.1. von [8]. D.h. die metrische WPT-Formulierung führt zur gleichen Lichtlaufdistanz, wie sie auch direkt aus Einsteins Äquivalenzraketenmodell folgt. Für Standardkerzen führt dies schliesslich zur Helligkeits-Rotverschiebungs-Beziehung der WPT (Abschnitt 6.3 in [12] und Abschnitt 5.1.4 in [8]), die die bisherigen Beobachtungen im Rahmen der Messgenauigkeiten hinreichend gut beschreiben kann (Abschnitt 5.2 in [8] und 6.4 in [12]).

Obiges Vorgehen weicht stark vom üblichen, metrischen ART-Vorgehen ab, weil in der WPT-Kosmologie die ART-Metrik-Interpretation zu Widersprüchen führt, während in der lokalen ART-Gravitationstheorie bisher beide Interpretationen möglich sind. Die neue (Scheinmetrik-)Interpretation ist aber auch in der lokalen Gravitationstheorie der ART-Interpretation überlegen, weil sich mit ihrer Hilfe die Schwarzschildmetrik schon ohne Feldgleichungen begründen, mindestens plausibel machen lässt (siehe C.3). Für die formale Umsetzung des Fernmesskonzeptes in der WPT-Kosmologie, das auf der gravitativen (realen!) Lichtermüdung (32) beruht, führen wir lokale Koordinaten- bzw. Bezugssysteme ein, die inertialen, im Allsubstrat mitschwimmenden Fundamental- oder gaußschen Normalsystemen der Standardkosmologie im statischen Grenzfall mit H gegen 0 entsprechen. Die Rolle von v^2 , dem Relativgeschwindigkeitsquadrat zweier Inertialsysteme, in der SRT übernimmt in der WPT R , der (scheinbare) Abstand zweier kosmischer Lokalsysteme; zu jedem Allpunkt gehört ein solches kosmisches Lokalsystem, also z.B. auch zum (ruhenden) Sender und Empfänger eines Lichtstrahls. Welttransformationen, die im Anhang E beschrieben sind, stellen die Beziehung zwischen den Koordinatensystemen verschiedener, inertialer Lokalsysteme – z.B. zweier kosmisch weit entfernter Galaxien – her. Weil alle Lokalsysteme in der (idealisierten) WPT-Kosmologie relativ zueinander ruhen, können sich kosmische, inertielle Lokalsysteme nicht durch ihre Relativgeschwindigkeiten von einander unterscheiden, sondern nur durch ihre Relativabstände im Weltruhsystem.

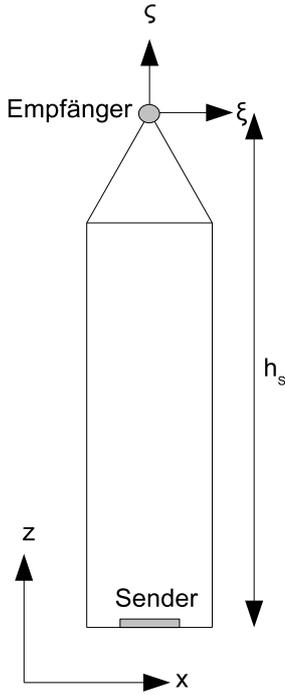
Manches wird klarer, wenn man die WPT-Metrik (17) mit Hubbleradius $R_H = \frac{c}{H}$, Hubblezeit $T_H = \frac{1}{H}$ und $R = c T$ etwas umschreibt:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) = \left(1 - \frac{T}{T_H}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{und mit } \dot{R} = 0 \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H}$$

Man sieht daraus, dass R_H bzw. T_H in der WPT die gleiche Rolle zukommt wie c in der SRT: R_H und T_H entsprechen einer Grenzdistanz bzw. einer solchen Dauer, und lässt man ρ_∞ , die mittlere Allsubstrat- bzw. Massenschalendichte, gegen 0 gehen, geht auch H gegen 0, während R_H und T_H gegen ∞ gehen, womit für $\rho_\infty = 0$ – also beim Fehlen einer aktual unendlichen Massenschale – die WPT-Metrik in die SRT-Metrik übergeht, wie es sein muss. Interpretativ entsprechen R_H , T_H (und c) unendlichen Grössen, die ihre Endlichkeit nur der Fernmessproblematik (bzw. Spur(ab)bildungen) verdanken, weil Licht zum Zurücklegen der Distanz R_H unendlich viel Zeit t_l – auch Lichtstrahleigenzeit τ_l – braucht, aber gar keine Lichtstrahleigenzeit zum Zurücklegen einer beliebigen endlichen Distanz im leeren, gravitationsfreien Raum der SRT. Man beachte auch: In der SRT gilt $\frac{d\tau}{dT} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ statt $\frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H}$ wie in der WPT-Kosmologie, und in der SRT führen Fremdmessungen zu gegenseitigen (scheinbaren) Zeitdilatationen und Längenkontraktionen, während in der WPT-Kosmologie Fernmessungen zu gegenseitigen (scheinbaren) Zeit- und Längendilatationen führen.

C Äquivalenzrakete, Rindler-, Schwarzschild- und WPT-Metrik

Wir wählen einen physikalischen statt mathematischen Zugang zur Rindlermetrik, der auch einen direkten Zugang zur lokalen Schwarzschild- und kosmischen WPT-Metrik ohne Rückgriff auf ART-Feldgleichungen und Metrikinterpretation nahelegt:



Die Skizze links stellt eine Äquivalenzrakete nach dem Vorbilde von Einsteins berühmtem Fahrstuhl dar, weswegen man sie als konstant beschleunigende Rakete oder als Kirchturm im konstanten Gravitationsfeld ansehen kann, an dessen Boden sich ein Lichtsender befinden soll und an dessen Spitze ein Empfänger (Pound/Rebka). Das x/z -Koordinatensystem symbolisiert ein einbettendes Inertialsystem (in y -Blickrichtung) und das ξ/ζ -System (in η -Blickrichtung) symbolisiert das Raketen- bzw. Turmsystem; die Achsen beider Systeme werden ohne Einschränkung der Allgemeinheit parallel angenommen. Im „Pound-Rebka-Falle“ des Turms entsprechen sich klassisch das x/z - und das ξ/ζ -System, was aber bei Gültigkeit von Äquivalenzprinzip und SRT nicht sein kann, weil sich Zeit- und Streckenmassstäbe zwischen zueinander bewegten Systemen im Allgemeinen unterscheiden, wenn sie gemäss den SRT-Messregeln verglichen werden. Der Nullpunkt des ξ/ζ -Systems liege – wie in der Skizze – an der Spitze der Rakete, und der Nullpunkt des Inertialsystems liege zum simultanen Startzeitpunkt $t = 0$ von Rakete und betrachtetem Lichtstrahl ebenfalls im Empfänger an der Raketenspitze. Für den Startzeitpunkt wählen wir $t = \tau = 0$, wobei t die Zeit meint, die mit im Inertialsystem SRT-synchronisierten Uhren gemessen wird, und τ die Eigenzeit der Empfängeruhr an der Raketenspitze.

Zuerst betrachten wir die Situation in einer realen Rakete, deren Bewegung wir im globalen, inertialen $(x/y/z/t)$ -Bezugssystem beschreiben, in dem die Rakete auch gestartet wird:

C.1 Rindlermetrik in Raketenkoordinaten

Nach dem schon 1907 von Einstein formulierten Äquivalenzprinzip [14] zwischen einem konstant beschleunigten Bezugssystem in einem Inertialsystem und einem konstanten Gravitationsfeld (in $-\zeta$ -Richtung) in einem (ohne dieses Feld) inertialen System kann man den Einfluss dieses Schwerfeldes auf einen Lichtstrahl in ζ -Richtung ersatzweise berechnen, indem man die Lichtbahn im lokalen Raketenkoordinatensystem ζ/τ berechnet, wozu bereits die Mittel der SRT reichen: Mit Hilfe der hyperbolischen Raketengleichung (siehe z.B. [3], Abschnitt 20.11.1) erhält man nämlich die Flugzeit Δt und die zurückgelegte Strecke Δz der Raketenspitze für eine beliebige, vorgegebene Eigenflugzeit $\Delta \tau$, wenn c die Lichtgeschwindigkeit ist und g die konstant angenommene Beschleunigung:

$$\Delta t = \frac{c}{g} \sinh \frac{g \Delta \tau}{c} \approx \Delta \tau \quad \text{und} \quad \Delta z = \frac{c^2}{g} \left[\cosh \frac{g \Delta \tau}{c} - 1 \right] \approx \frac{g}{2} \Delta \tau^2 \approx \frac{g}{2} \Delta t^2 \quad (21)$$

Für kleine Δt bzw. $g \Delta\tau \ll c$ erhält man bis auf das Vorzeichen von Δz (die Äquivalenzrakete beschleunigt in positiver z-Richtung) das bekannte galileische Fallgesetz im (genähert) konstanten Erdfeld, wie es sein muss. Uns interessiert aber nicht die Bahn der Raketen Spitze wie in obiger Gleichung, sondern die des Lichtstrahls vom Sender zum Empfänger. Dieser kommt nach einer Zeitdauer Δt bzw. $\Delta\tau$ beim Empfänger an der Spitze bei $\zeta = 0$ an, wobei er im Inertialsystem betrachtet die Strecke $\Delta z + h_S$ zurücklegt und im Raketen System die Strecke h_S . Wir nehmen ohne Einschränkung der Allgemeinheit entsprechend obiger Skizze an, dass sich die Lichtstrahlfront zur Zeit $t = \Delta t$ bzw. $\tau = \Delta\tau$ immer bei der Raketen Spitze bei $z = \Delta z + h_S$ bzw. $\zeta = 0$ befindet und ihr Startpunkt zur Zeit $t = \tau = 0$ auf der Startrampe bei $z = \zeta = -h_S$ (h_S wächst mit τ). Mit $R_H = \frac{c^2}{g}$ und $T_H = \frac{c}{g} = \frac{1}{H}$ erhält man aus (21) die folgenden Transformationsgleichungen für die Lichtstrahlfront zwischen dem z/t- und dem ζ/τ -System ($x = \xi$ und $y = \eta$):

$$\begin{aligned} t &= T_H \sinh \frac{\tau}{T_H} & \text{und} & & z &= R_H \left[\cosh \frac{\tau}{T_H} - 1 \right] + h_S & \text{und daraus mit } dh_S = d\zeta \\ dt &= \cosh \frac{\tau}{T_H} d\tau & \text{und} & & dz &= c \sinh \frac{\tau}{T_H} d\tau + d\zeta \end{aligned} \quad (22)$$

Deutlichkeitshalber schreiben wir ab hier τ_E statt τ , wobei E für Empfänger steht; in der Rakete wird die Uhrzeit ja abmachungsgemäss mit einer Uhr beim Empfänger gemessen; eine SRT-Synchronisation der Raketen Uhren ist nur vor und bis zum Raketenstart möglich, solange das Raketen System noch inertial ist.

Mit $ct = R_H \sinh \frac{\tau_E}{T_H} = R_H \left[\cosh \frac{\tau_E}{T_H} - 1 \right] + h_S$ erhält man weiter mit $h_S = -\zeta_S$ die ζ_S/τ_{ES} -Koordinaten für den (virtuellen) Sender, von dem der Lichtstrahl ausging, der zur Zeit t bzw. τ_E nach der Lichtstrahlemission beim Empfänger in der Raketen Spitze ankommt (bei Lichtemission und gleichzeitig angenommenem Raketenstart gilt $t = \tau_E = \tau_S = 0$):

$$\begin{aligned} \zeta_S(\tau_E) &= -R_H \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{\tau_E}{T_H}}} \right) \approx -c \tau_E & \text{bzw.} & & \tau_E(\zeta_S) &= -T_H \ln \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) \approx -\frac{\zeta_S}{c} \\ d\zeta_S &= -c \frac{1}{e^{\frac{\tau_E}{T_H}}} d\tau_E = -c \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) d\tau_E & \text{bzw.} & & d\zeta_{\text{Licht}} &\equiv d\zeta_L = c \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) d\tau_E \end{aligned} \quad (23)$$

Die Formel für $d\zeta_S = -d\zeta_L$ in (23) besagt, dass sich der virtuelle Lichtsender mit zunehmender Zeit sozusagen immer weiter in die Vergangenheit zurückbewegt und damit vom Empfänger entfernt, während sich das Licht mit der Geschwindigkeit $v(\zeta) = \frac{d\zeta_L}{d\tau_E}$ der Raketen Spitze bzw. dem Empfänger nähert. Nach unendlich langer, konstanter Beschleunigung g der Rakete kommt Licht im Empfänger bei $\zeta = 0$ an, das von einem Sender bei $\zeta = -R_H$ ausging. R_H ist darum die Distanz zum (Vergangenheits-)Horizont im Raketen Bezugssystem, von dem her Lichtsignale den Empfänger nach unendlich langer Zeit gerade noch erreichen können. Weil der Sender bzw. die Raketenstartrampe irgendwo in der Raumzeit liegen können, wird von der Äquivalenzraketen Betrachtung bzw. von der Rindlermetrik trotz Horizont die ganze (x,y)z/t-Raumzeit erfasst. Im Inertialsystem, in dem die Rakete startete, gilt in unserem Spezialfall, in dem man die x- und y-Koordinaten weglassen darf, weil $dx = dy = d\xi = d\eta = 0$ ist (den Index S bei ζ_S und $d\zeta_S$ lassen wir fürderhin auch weg):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dz^2 \quad \text{und daraus mit (22)} \quad ds^2 = c^2 d\tau_E^2 - 2c \sinh \frac{\tau_E}{T_H} d\tau_E d\zeta - d\zeta^2$$

Ersetzt man im $d\tau_E d\zeta$ -Mischterm $d\zeta$ durch $d\zeta_L$ aus (23), erhält man mit $\frac{2 \sinh x}{e^x} = 1 - \frac{1}{e^{2x}}$ und mit $e^{-\frac{\tau_E}{T_H}} = 1 + \frac{\zeta_S}{R_H}$ (ein $d\tau_E$ -Ersatz beschreibe höhen- bzw. ζ -abhängige Massstäbe statt Uhren):

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right)^2 c^2 d\tau_E^2 - d\zeta^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = 1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{d\zeta_L}{d\tau_E} = c \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) \quad (24)$$

τ_S meint die beim Sender gemessene Eigenzeitdauer, und (24)a ist die bekannte Rindlermetrik (mit $d\xi = d\eta = 0$). Die ζ -abhängige Lichtgeschwindigkeit im ζ/τ_E -Raketen System $v(\zeta)_{\text{Licht}} = d\zeta_L/d\tau_E$ für einen Lichtstrahl vom (virtuellen) Raketenende bei $\zeta = \zeta_S$ zur Spitze erhalten wir schon weiter oben aus (23).

Zeitvergleiche von Empfänger- und Senderuhren entsprechen im Raketenfall einem Uhrvergleich zwischen zueinander gleichförmig bewegten, (von der Rakete zur Zeit t abgekoppelten), virtuellen Inertialsystemen, in denen man genug Zeit für Messungen hat, wobei die Senderuhren in einem (virtuellen) Inertialsystem abzulesen sind, das zum Zeitpunkt $t = \tau_S = \tau_E = 0$ von der Rakete abgekoppelt wurde und somit gerade dem z/t -System entspricht: Für einen Beobachter beim Empfänger in einem (realen) Raketenystem wird also die Senderuhr entsprechend dem longitudinalen Dopplereffekt scheinbar langsamer laufen, wie sich dies auch aus (24)b ergibt, denn in der vorliegenden Situation ist $d\tau_S < d\tau_E$, weil beim Sender $\zeta = -h_S$ ist (siehe Skizze am Anfang).

Oder umgekehrt: Liest ein Beobachter im virtuellen, inertialen Sendersystem die Zeit (annahmegemäss) bei der Empfängeruhr ab, dann kann er dies nur mittels eines Lichtstrahls tun, der die Zeitinformation vom Empfänger zum Sender übermittelt, weswegen die Empfängeruhr an der Spitze für einen Beobachter beim Sender schneller läuft als seine eigene Senderuhr am Raketenende. Die beim Sender ermittelte Lichtgeschwindigkeit mit der aus der Ferne abgelesenen Empfängeruhr wird darum $< c$ sein, was der in (23) ermittelten ζ -abhängigen Lichtgeschwindigkeit $\frac{d\zeta_E}{d\tau_E}$ im Äquivalenzraketenystem entspricht, weil ζ diesmal positiv ist. Weil sich bei der Messung der momentanen Lichtgeschwindigkeit im virtuellen Senderinertialsystem mit einer eigenen Senderuhr statt der Empfängeruhr c ergeben muss, erhält man daraus auch gleich noch das obige $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Aussagen eines Beobachters am Raketenende und an der Spitze miteinander übereinstimmen, was bedeutet, dass Uhren beim Sender wirklich (A) oder nur scheinbar (B) langsamer laufen als beim Empfänger, was zu einem Zeitlupeneffekt ferner Ereignisse führt. Die heute übliche „ART-Interpretation“ geht von A aus, obwohl diese Interpretation weder zwingend noch physikalisch überzeugend ist (mehr dazu findet man im Anhang D):

Im ζ/τ -Raketenystem sind dann die (ferngemessenen) Messgrössen $d\tau$ und/oder $d\zeta$ über ζ ortsabhängig, d.h. Uhren laufen ortsabhängig unterschiedlich schnell und/oder Massstäbe sind ortsabhängig unterschiedlich lang. Da diese Abhängigkeiten (nach (24)) aber von der Wahl der τ -Uhr abhängen, steht diese Interpretation auf schwachen Beinen. Hätten wir diese Uhr z.B. beim Sender statt beim Empfänger bzw. Beobachterteleskop plaziert, wäre die Lichtgeschwindigkeit nämlich dort c und nicht mehr beim Empfänger, was auf einen Scheineffekt und nicht auf einen echten physikalischen Effekt hinweist. Weil es in einem beschleunigten System im Rahmen der SRT kein Verfahren gibt, um verschiedene Uhren zu synchronisieren, muss man im Raketenystem eine Referenzuhr auswählen.

Unter Allsymmetrie im Rahmen der WPT führt die ART-Interpretation sogar zu Widersprüchen, weil dann verschiedene ruhende Uhren nicht alle die gleichen Eigenzeitintervalle anzeigen könnten, ausser in einer trivial leeren Welt (siehe auch B.3). Direkt überprüft werden kann die Beziehung $d\tau_S = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) d\tau_E = \left(1 + \frac{\Delta\zeta}{R_H}\right) d\tau_E = \left(1 - \frac{h_S}{R_H}\right) d\tau_E$ über einen Frequenzvergleich mittels des Mössbauereffektes (Pound-Rebka), allerdings nicht in einer Rakete, sondern „nur“ im in sehr guter Näherung konstanten Erdschwerefeld g ($R_H = \frac{c^2}{g}$). Wenn $V = g \zeta$ das Erdgravitationspotential ist, kann man die Formel für $d\tau_S$ unter Benützung von $\Delta V = V(\zeta_E) - V(\zeta_S) = g(\zeta_E - \zeta_S) = gh_S$ in $d\tau_S = \left(1 + \frac{\Delta\zeta}{R_H}\right) d\tau_E = \left(1 + \frac{g \Delta\zeta}{c^2}\right) d\tau_E = \left(1 - \frac{g h_S}{c^2}\right) d\tau_E = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right) d\tau_E$ umschreiben. Dies alles spricht – mindestens im Falle einer realen Rakete – mehr für die Interpretation B als A, vor allem weil man den Raketenystemnullpunkt durch geeignete Positionierung des Empfängers ja völlig frei wählen kann. Im Falle einer nur virtuellen Äquivalenzrakete ist die Sache aber etwas komplizierter, da dann die Beschleunigung g der Rakete, um das Gravitationsfeld zu simulieren, nicht frei gewählt werden kann und im Allgemeinen – nämlich immer dann, wenn das Feld inhomogen und/oder nicht statisch ist – von der Lage der Rakete in Raum und/oder Zeit abhängt. Ein solch inhomogenes Gravitationsfeld legt auch einen von der poincaréschen, alt/modernen SRT-Längendefinition von 1905 unabhängigen Längenmassstab fest, was bei der Interpretation der Rindlermetrik bzw. bei der Übertragung vom Raketenbezugssystem ins Turmsystem in einem (inhomogenen) Gravitationsfeld zu berücksichtigen ist (mehr in F). Zuerst betrachten wir aber den allsymmetrischen Fall mit lichtstrahlselektivem, homogenem Gravitationsfeld der WPT-Kosmologie:

C.2 Von der Rindler- zur WPT-Metrik unter Allsymmetrie

Die Rindlermetrik (24)a sieht in Potentialschreibweise und mit r statt ζ folgendermassen aus:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 c^2 d\tau^2 - dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad (\text{Pound-Rebka-Experiment im Erdfeld}) \quad (25)$$

Nach einer recht üblichen ART-Interpretation laufen Uhren in einem $(r - r_s)$ -Potential wie in der WPT nur beim Lichtsender bei $r = r_S = -h_S$, wo solche Potentiale verschwinden, „richtig“, während Massstäbe nicht beeinflusst werden. Letzteres kann aber nicht stimmen, da nach WPT – ganz wie in der SRT – Längenmessungen auf Messungen der Lichtlaufzeit beruhen, die von Gravitationsfeldern beeinflusst wird (mehr in F.4). In der WPT-Kosmologie ist die Situation besonders einfach, weil die Lichtgeschwindigkeit – wie in der SRT – konstant ist, was aber in der Rindlermetrik nicht der Fall ist. Damit die Lichtgeschwindigkeit in metrisch/allsymmetrischer Beschreibung konstant bleibt, muss man den $d\tau$ -Dehnfaktor auch auf dr anwenden, das in obiger Metrik beim Sender dem dz des einbettenden Inertialsystems der Äquivalenzraketenrechnung entspricht. Etwas ausführlicher: $\frac{dz}{dt} = \frac{dr}{d\tau_S} = \frac{dr}{\sqrt{g_{00}}d\tau} = c$ bzw. $\frac{dr}{d\tau} = \sqrt{g_{00}} c$ wie in (25). Statt einer ortsabhängigen Lichtgeschwindigkeit $\frac{dr}{d\tau}$ kann man nun ein ortsabhängiges dr mit $dz = \sqrt{g_{00}} dr$ einführen, was zu $\frac{dr}{d\tau} = c$ mit der zugehörigen WPT-Metrik (mit $\dot{r} = 0$) führt (das „Pound-Rebka- $\frac{d\tau_S}{d\tau}$ “ bleibt gleich wie in (25) und auch der wichtige Zusammenhang zwischen t und τ in (22)a bleibt gleich):

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{und} \quad \frac{dr_{\text{Licht}}}{d\tau} = c \quad (26)$$

Wegen $z = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$ gilt $z = \frac{1}{1 - \frac{\Delta V}{c^2}} - 1$. Für infinitesimal kleine z und ΔV gilt somit $dz = \frac{dV}{c^2}$. Darum kann man den ortsabhängigen Uhrgang als einen „Scheineffekt“ betrachten, der auf dem Schwereinfluss auf die Lichtausbreitung beruht, wie dies Anhang D.2 sehr anschaulich halbklassisch zeigt. In der Kosmologie ist $\Delta V = V_{\text{Empfänger}} - V_{\text{Sender}} = V_{\text{Empfänger}} = Hc h_S = Hc r$, wenn man das lichtstrahlrelative Weltpotential beim Lichtsender null setzt und für den Empfänger-Sender-Abstand $h_S r$ schreibt. Diese Nullpunktwahl des Schwerepotentials ist sinnvoll, weil es um die Potentialdifferenz geht, die das Licht „durchläuft“. Für ein statisches All mit $\dot{r} = 0$ folgt die lichtstrahlrelative WPT-Metrik

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{H r}{c}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{und mit} \quad \dot{r} = 0 \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{H r}{c} \quad (27)$$

Mit $dz = \frac{dV}{c^2}$ und $dV = Hc dr$ folgt mit $dr_{\text{Licht}} = c d\tau$ die infinitesimale, kosmische Lichtermüdung

$$dz = \frac{dV}{c^2} = \frac{Hc dr_{\text{Licht}}}{c^2} \quad \text{und daraus die wichtige WPT-Beziehung} \quad dz = H d\tau \quad (28)$$

Mit dem Hubbleradius $R_H = \frac{c}{H}$ und der Hubblezeit $T_H = \frac{1}{H}$ kann man die WPT-Metrik noch etwas umschreiben, wodurch der formale Bezug zur Standardkosmologie deutlich sichtbar wird:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r}{R_H}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) = \left(1 - \frac{t}{T_H}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{und mit} \quad \dot{r} = 0 \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{r}{R_H} \quad (29)$$

Nur weil r den Abstand vom (virtuellen) Sender zum Empfänger bzw. Beobachter bedeutet, und eben nicht den Abstand des Empfängers zu einem absolut bekannten Gravitationszentrum, ist diese Metrik allsymmetrisch; das entspricht der Situation beim Weltpotential. Mehr zur WPT-Metrik findet man in B.3. R_H und T_H sind im Rahmen der WPT Scheineffekte und entsprechen keinen realen, physikalischen Distanzen und Lichtlaufzeiten wie in der Standardkosmologie, wo T_H die reale Lichtlaufzeit vom Urknall bis heute wäre, während in der WPT beliebig grosse (wahre) Lichtlaufzeiten t_l bzw. τ_l (20)) möglich sind, wie dies in einer statischen Welt nicht anders zu erwarten ist. R_H und T_H sind in der WPT nur die scheinbaren bzw. ferngemessenen Relativabstände vom jeweiligen Beobachter, ab denen die Rotverschiebung unendlich wird.

C.3 Von der Rindler- zur Schwarzschildmetrik unter Zentralsymmetrie

Im Falle inhomogener Schwerefelder gilt die Rindlermetrik (24) nur infinitesimal, weswegen die ihr entsprechende Potentialschreibweise (25) für $\Delta V \rightarrow 0$ angepasst werden muss:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 c^2 d\tau^2 - dr^2 \rightarrow ds^2 = \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) c^2 d\tau^2 - dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} \approx 1 - \frac{\Delta V}{c^2}$$

Man beachte, dass die Rindlermetrik in „Potentialumschrift“ für homogene und inhomogene Schwerefelder verschieden lautet.

Nach einer einfachen ART-Standardmetrikinterpretation laufen Uhren in einem üblichen Zentralfeld mit r^{-n} -Potential, $n > 0$ und obiger Metrik nur im Unendlichen, wo solche Potentiale verschwinden, „richtig“, während Massstäbe nicht beeinflusst werden. Dies stimmt nach NKG-Interpretation der Raumzeitkrümmung bzw. Verzerrung aufgrund von Lichtbahnbeeinflussungen durch Schwerefelder aber nicht, da sowohl Zeit- wie Längenmessungen auf Lichtlaufzeitmessungen beruhen. Darum darf man nach NKG die lokal (im Planetensystem) messbare, ortsabhängige (Zweiweg-)Lichtgeschwindigkeit nicht nur auf eine „Verzerrung“ (hier Dehnung) der Zeit zurückführen. Die Verzerrung des Lichtstrahlweges muss nämlich aufgrund der SRT-Messmethode einen gleich grossen Beitrag an die Abweichung der Beobachtungsdaten von Newton liefern wie die gravitative Zeitverzerrung, wenn die Beobachtungen von Zeit- und Längenmessungen gleich stark abhängen, wie dies bei Geschwindigkeiten der Fall ist, aber nicht bei Zeitdilatationen, die nicht von Längenmessungen abhängen. Darum muss man – um korrekte Geschwindigkeiten zu erhalten – Längen beim Vorliegen eines „starken“ Schwerefeldes auf der Messstrecke genau gleich stark stauchen wie Zeiten dehnen (siehe auch F.4). Das erreicht man mit $g_{11} = \frac{1}{g_{00}}$ im Linienelement:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) c^2 d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{2\Delta V}{c^2}} dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} \approx 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{und} \quad v(\Delta V)_L = c \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) \quad (30)$$

Das ergibt wieder die für kleine ΔV experimentell gesicherte Pound-Rebka-Frequenzverschiebung $\frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2}$ der Rindlermetrik. Neu erhält man nun aber $v_L = c \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right)$, was – anders als beim „Rindler- v_L “ = $c \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)$ – mit den Beobachtungen verträglich ist!

Die gravitative Lichtermüdungs- bzw. Lichtbeeinflussungsinterpretation der NKG legt weiter nahe, dass die „infinitesimale“ Rindlermetrik in ΔV - bzw. Potentialschreibweise und damit auch (30) ganz allgemein – also auch für grosse ΔV – gelten (siehe auch F.3): Mit $V(r) = -\frac{GM}{r}$ folgt dann $\Delta V = -GM \left(\frac{1}{r_E} - \frac{1}{r_S}\right)$ und für $r_E \gg r_S$ folgt $\Delta V = \frac{GM}{r_S} = -V(r)$, wenn die Variable r den Abstand (von Sender S und Empfänger E) vom hier absolut definierten Gravitationszentrum meint. Nimmt man an, dass sich der Beobachter bzw. Lichtempfänger bei r_E im Unendlichen befinde, wo die Uhren – nach ART-Interpretation – „richtig“ gehen, erhält man gerade die bekannte Schwarzschildmetrik, wenn man den Schwarzschildradius $R_S = \frac{2GM}{c^2}$, der dem Rindlerhorizont R_H entspricht, einführt und nur die radiale Situation betrachtet:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{R_S}{r}} dr^2 \quad \text{für} \quad d\theta = d\phi = 0 \quad (\text{siehe auch (15)}) \quad (31)$$

(31) bildet den formalen Anschluss an die zentralsymmetrische ART-Gravitationstheorie ausserhalb einer isotropen Massenverteilung, die im Sonnensystem und – für starke Felder – teilweise darüber hinaus experimentell gut belegt ist, ohne dass wir zu ihrer physikalisch begründeten Herleitung die hilbert-einsteinschen Feldgleichungen gebraucht hätten. Die physikalische Begründung der Schwarzschildmetrik in der NKG ist auch eine ganz andere als in der ART: Wir betrachten den ortsabhängigen Uhrgang nach einer möglichen und recht üblichen ART-Interpretation nur als einen „Scheineffekt“, der auf den Schwereinfluss auf die Lichtausbreitung zurückzuführen ist, wie schon die sehr anschauliche und instruktive halbklassische Herleitung der gravitativen Frequenzverschiebung im Anhang D.2 nahe legt.

D Interpretationenvergleich

Die übliche, physikalisch/realistische ART-Metrikinterpretation führt in der WPT-Kosmologie zu Widersprüchen, weil z.B. der Uhrgang in dieser Interpretation über $g_{00}(x)$ mit $x = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$ im Allgemeinen orts- und zeitabhängig ist, was unter Allsymmetrie, wie man sie in der Kosmologie vorgibt, nur triviale, (in Polarkoordinaten) r-unabhängige Metriken und damit auch nur solche Potentiale zulässt, während die WPT auf einem r-proportionalen Potential (und damit auch auf einer r-abhängigen Metrik) beruht, allerdings mit einem nur relativ – als Abstand und damit ortsunabhängig – definierten r, was dazu führt, dass Lichtstrahlen, die dieses Potential vom Sender bis zum Empfänger durchlaufen in Abhängigkeit vom Abstand Δr zwischen Sender und Empfänger gravitativ rotverschoben werden. Die übliche ART-Interpretation beruht primär auf einer Physikalisierung der Raumzeit mittels des Metriktensors \mathbf{g} , während die WPT-Interpretation (der kosmischen Gravitation) primär auf einer geometrisch/apriorischen Raumzeit beruht, in der die Physik – wie in der Klassik – in den Potentialen bzw. ihren Feldern steckt. Diese beiden Interpretationen sehen wir uns etwas genauer an (formal kann man wegen $g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij}$ zwischen Metrik- und Potentialbeschreibung wechseln):

D.1 Die ART-Metrikinterpretation

Die Physik der Schwere wird in die Raumzeit gesteckt, die (in der ART) von einem durch den Masse/Energietensor definierten Metriktensor $g_{ij}(x)$ mit dem Linienelement ds charakterisiert wird:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = g_{ij}(x) dx^i dx^j$$

Mit $d\tau$ ist in dieser Formulierung die Eigenzeit einer Uhr gemeint. Für eine ruhende Uhr in einem durch g_{ij} definierten Gravitationsfeld und eine bewegte Uhr im gravitationsfreien, leeren Raum (mit $g_{ij} = \eta_{ij}$) erhält man damit die zwei bekannten Beziehungen:

$$d\tau(x) = \sqrt{g_{00}(x)} dt \text{ (ruhende Uhr)} \quad \text{und} \quad d\tau(v) = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt \text{ (bewegte Uhr im leeren Raum)}$$

Ähnlich wie die Metrik \mathbf{g} mit dem Term $g_{00}(x)$ einen (ortsabhängigen) Zeitmassstab $d\tau$ für in x ruhende Uhren definiert, definiert sie im Allgemeinen auch einen (ortsabhängigen) infinitesimalen Längenmassstab $d\xi$ für in x ruhende Massstäbe zu einer festen Zeit (dass bewegte Massstäbe in Bewegungsrichtung kontrahiert erscheinen (oder sind), wissen wir schon aus der SRT):

$$d\xi^2 = - \sum_{i,j=1}^3 g_{ij} dx^i dx^j = -g(x)(dx^2 + dy^2 + dz^2) = -g(r, \theta, \phi)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2))$$

Ab hier werden wir uns im Allgemeinen auf die wichtigen, zentral- und allsymmetrischen Fälle beschränken, womit man die x-Abhängigkeiten durch einfache r- und allenfalls noch t-Abhängigkeiten ersetzen darf; mit $d\theta = d\phi = 0$ ergibt dies für $d\tau$ und $d\rho$, wobei ρ hier die Eigenlänge in Polarkoordinaten meint mit dem Nullpunkt am Orte des infinitesimalen Massstabs $d\rho$:

$$d\tau(r, t) = \sqrt{g_{00}(r, t)} dt \quad \text{und} \quad d\rho(r, t) = \sqrt{g_{rr}(r, t)} dr$$

Die experimentell direkt überprüfbaren Kernaussagen der metrischen Beschreibung sind allerdings nicht direkt die obigen $d\tau$ und $d\rho$, sondern das sind Uhr- bzw. Frequenzvergleiche $\frac{d\tau(r)}{dt}$ und die ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit $v(r)_{\text{Licht}} = \frac{d\rho_{\text{Licht}}(r)}{dt}$; Letztere wenigstens für nicht zu grosse Distanzen. Daher kann man die ART-Metrikinterpretation auf (mindestens) drei Arten begründen (mehr findet man in 6.2):

1. Durch orts- und allenfalls auch noch zeitabhängige Uhren und Massstäbe.

2. Durch orts- und zeitabhängige Projektionseffekte erscheinen auch die Zeit- und Längenmassstäbe orts- und zeitabhängig.
3. Durch einen von den g_{ij} beschriebenen Weltäther, den Einstein wohl in seinem berühmten Vortrag vom 5. Mai 1920 in Leiden gemeint hat. Z.B. die Standardkosmologie lässt sich dann recht anschaulich auf folgende zwei Arten interpretieren:
 - Ein in radialer Richtung expandierender Weltäther bzw. (Welt-)Raum beschriebe einen expandierenden Kosmos, der damit Paradebeispiel einer (modernen) Äthertheorie wird.
 - Der Weltäther könnte (formal über die g_{ij}) aber auch Massstäbe schrumpfen lassen, was nicht – mindestens nicht ohne weiteres – von einem expandierenden Kosmos unterschieden werden kann.

Soll – wie in der Kosmologie – das schwache kosmologische Prinzip gelten, das ortsabhängige Massstäbe oder Ätherzustände verbietet, kann man die Massstäbe oder Ätherzustände obiger beiden Interpretationen aber immer noch von der Weltzeit bzw. Friedmannzeit abhängen lassen.

Instruktiv ist für die Interpretation auch das bellsche Paradoxon, das gemäss ART-Interpretation – anders als in der Potential- bzw. Lichtermüdungsinterpretation der WPT (und der Spureninterpretation der SRT) – zum Zerreißen eines Seiles führt, das zwei hintereinander in Bewegungsrichtung genau gleich beschleunigende Raketen verbindet. Weil dieses Experiment aus (fast) prinzipiellen, technischen Gründen nicht durchführbar ist, kann es zwar nicht als experimentum crucis dienen, es zeigt aber trotzdem, auf wie wackligen Beinen die ART- (und SRT-)Standardinterpretation steht.

Formal kann man die $g_{ij}(x)$ im Rahmen der ART-Interpretation auch als $g_{ij}(x) = \eta_{ij} + V_{ij}(x)$ schreiben, worin die V_{ij} generalisierte Potentiale sind, die bekanntlich in einfachen hoch symmetrischen Fällen auch im Rahmen der ART für schwache Felder in die klassischen Newtonpotentiale übergehen. Die η_{ij} legen die Hintergrundmetrik bzw. die Hintergrundraumzeit als Poincaré-Minkowski-Raumzeit definitiv fest, die aus üblicher ART-Sicht nur für ein im Grossen leeres All zuständig ist. Im zentral- und allsymmetrischen Fall sind \mathbf{g} und \mathbf{V} und damit auch $d\tau$ nur noch von t (und r) abhängig. An diesen beiden besonders wichtigen Fällen lässt sich die zur ART-Metrikinterpretation alternative Feld- oder eben Potentialinterpretation besonders einfach erklären, wobei im allsymmetrisch/kosmischen Fall die Potentialinterpretation mit der ART nicht verträglich ist, lokal im Rahmen der heutigen Messgenauigkeiten aber schon (noch):

D.2 Die Potentialinterpretation

In der Potentialinterpretation beruhen die experimentell zugänglichen, gravitationsabhängigen Messgrössen nicht – bzw. höchstens scheinbar – auf metrischen (nicht euklidischen) Raumzeiteigenschaften, sondern sie beruhen auf den Ausbreitungsgesetzen des Lichtes in der SRT-Raumzeit unter der Wirkung eines Gravitationsfeldes. Poincaré hatte eine solche Erklärung – wenigstens im Prinzip – 1902 in seinem Büchlein *La Science et l'Hypothèse* schon lange vor der Entstehung der ART vorweggenommen. Der Einfluss eines Schwerefeldes auf die feldlinienparallele Lichtausbreitung lässt sich durch folgende, halb klassische Herleitung der gravitativen Frequenzverschiebung und der damit verbundenen Zeitgangänderung deutlich machen:

Der Licht- bzw. Photonenergie $E = h\nu$ nach Planck (1899) und Einstein (1905) kann man nach Poincaré (1900) und wieder Einstein (1905) eine träge Masse $m_{\text{träg}} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ zuordnen, womit man den infinitesimalen Energieverlust oder Gewinn von (monochromatischem) Licht in einem Gravitationsfeld sofort angeben kann, wenn man die vom Licht durchlaufene, infinitesimale Potentialdifferenz dV kennt (ein positives dV führt zu einem Energieverlust):

$$dE = h d\nu = -m_{\text{träg}} dV = -\frac{h\nu_0}{c^2} dV; \quad \text{daraus folgt mit } a = -\frac{dV}{dr} \text{ bzw. } dV = -a dr : \quad (32)$$

$$\frac{d\nu}{\nu_S} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{a}{c^2} dr \quad \text{und mit } a = -Hc \text{ (für Licht in der WPT) folgt } dz = H dt$$

Ruhende Uhren laufen darum „in Wahrheit“ überall gleich schnell, denn monochromatische Lichtsignale z.B. scharfer Spektrallinien, die letztlich selber Uhren sind und die überhaupt erst Uhrenvergleiche zulassen, verlieren beim Überwinden einer Potentialdifferenz Energie und werden darum „röter“ und laufen als Uhren betrachtet langsamer. D.h. man misst auf diese Weise nicht die Frequenz des Senders ν_S , sondern die Frequenz des „müde“ gewordenen Lichtes $\nu = \nu_S + d\nu$; fällt aber Licht in einem Potentialfeld, gewinnt es Energie und wird „blauer“. Wesentlich ist darum nicht das Potential selbst – wie in der ART – sondern nur die Potentialdifferenz, die vom Licht durchlaufen wird. Weil der Lichtermüdungseffekt aus dem Ablesevorgang (über ermüdende Lichtsignale) folgt, gilt er für alle, also nicht nur für „Lichtstrahluhren“; in der Astronomie und erst recht in der Kosmologie sind andere als Lichtsignale – mindestens für Präzisionsmessungen – kaum vorstellbar, insbesondere ein adiabatisch langsamer Uhrtransport zum Uhrenvergleich ist faktisch ganz grundsätzlich undurchführbar.

Während in der ART die g_{ij} bei bekannten, lokalen Massen-Energieverteilungen durch die hilbert-einsteinschen Feldgleichungen bestimmt werden, werden die V_{ij} in der WPT allein aus der SRT und dem originalen Äquivalenzprinzip Einsteins von 1907 [14] hergeleitet, indem dieser einfache Spezialfall unter Verwendung der lokalen Poissongleichung im euklidischen Raum für lokale Massenverteilungen verallgemeinert wird; (reine) Energieverteilungen und Massenströme berücksichtigen wir hier (noch) nicht. Ganz einfach ist die Verallgemeinerung für die zwei hoch symmetrischen und sehr wichtigen Fälle mit Zentral- und Allsymmetrie, für die die lokale Schwarzschildmetrik und die kosmische WPT-Metrik (beide im Sinne einer Scheinmetrik) auf dem Wege über die Rindlermetrik hergeleitet werden können (siehe Anhang C). Das sind letztlich auch die beiden einzigen Fälle, für die es gute und zuverlässige Beobachtungen gibt. Alle wesentlichen, nicht trivialen, präzisen, direkten und unumstrittenen lokalen Tests der ART beruhen nämlich auch „nur“ auf der Schwarzschildmetrik; der indirekte Nachweis von Gravitationswellen aus Doppelpulsar messdatenanpassungen ist nämlich nicht gänzlich unumstritten (siehe z.B. Ende Abschnitt 11.4.2 in [5]).

Im Anhang F werden wir die WPT-Gravitationstheorie in scheinmetrischer Formulierung vertiefen und auf eine tragfähigere Basis stellen, indem wir ausgehend von der hier behandelten Potentialinterpretation lokale, nicht kosmische Längen in der WPT gravitativ und damit lichtunabhängig definieren werden, was das physikalische Verstehen/Nachvollziehen der sogenannten ART-Effekte (z.B. der Lichtablenkung am Sonnenrand oder der Perihelverschiebung) gewaltig erleichtern wird. Die bekannten, klassisch-newtonisch nicht berechenbaren Gravitationserscheinungen haben in der WPT nämlich nichts mit Raumzeitkrümmungen zu tun, aber sehr viel mit der SRT-Messmethode von Längen und Zeiten, die durch Gravitationsfelder beeinflusst/gestört werden.

E WPT-Koordinatensysteme und Transformationen

Der Hauptunterschied zur ART, insbesondere zur ART-Kosmologie, besteht darin, dass es ein (SRT-)Ruheinertialsystem gibt, das einer SRT-Version von Newtons absolutem Raum entspricht. Dieses Bezugssystem kann man sich in einem idealisierten Weltmodell durch ein homogen isotropes Weltsubstrat mit der Dichte ρ_∞ realisiert denken mit lauter gleichwertigen Weltsubstratelementen, deren Rolle in der WPT ganze Galaxien oder gar Galaxienhaufen übernehmen, bzw. Punkten, auf die keine Kräfte wirken, da sie sich annahmegemäss in Ruhe zueinander befinden (siehe Anhang A.3). Neben den relativ zueinander ruhenden Substratelementen betrachten wir noch (kurze, monochromatische) Lichtstrahlen, die man auch als reisende Uhren ansehen kann und die zwischen den Substratelementen Informationen austauschen können und auf die eine universelle, dissipative, konstante Schwerebeschleunigung wirkt, die proportional zu $\sqrt{\rho_\infty}$ ist. Vom Absolutbezugssystem ausgehend behandeln wir nun die wichtigsten WPT-Bezugssysteme und Transformationen:

1. **Die absolute WPT-Raum-Zeit** ist ein absolutes, inertiales (SRT-)Weltruhebezugssystem, das gegenüber allen andern gleichförmig dazu bewegten Bezugssystemen dadurch ausgezeichnet ist, dass es gegenüber der Hintergrundstrahlung und den fernen Galaxien und Quasaren in Ruhe ist; wir ordnen ihm ein **r/t-Koordinatensystem** zu. Ruhe ist in der WPT-Kosmologie gegenüber Bewegung durch die dissipativ wirkende Weltbremsbeschleunigung A.3, die von der Geschwindigkeit im absoluten WPT-Raum abhängt, physikalisch ausgezeichnet; lokal und sogar „grosslokal“ bis zu etwa Mpc-Distanzen – in Kepler- und MOND-Zone der WPT – gilt dies aber nicht oder nur sehr eingeschränkt.

Um den Einfluss der Schwerebeschleunigung auf Lichtstrahlen in diesem Ruhesystem zu untersuchen, benützen wir Einsteins Äquivalenzrakete (siehe Anhang C, speziell die ersten zwei Seiten), die ein (virtuelles) Bezugssystem definiert:

2. **Im Äquivalenzraketenystem** erhält man so in einem ersten Schritt die Rindlermetrik samt Lichttrajektorien in ζ/τ -**Raketenkoordinaten** ((24)), wenn man „Einstein-SRT-gemäss“ den Gravitationseinfluss allein auf $d\tau$ abwälzt, wie man das schon aus der Lehrbuchphysik kennt. In Standardgeometrieinterpretation nach ART erhält man aus der Metrik einen orts- (und zeitabhängigen) Uhrgang, während in der WPT ruhende Uhren und Massstäbe durch Gravitation nicht beeinflusst werden, sondern nur bewegte Uhren, insbesondere Lichtstrahlen. D.h. die Rindlermetrik ist in der WPT nur eine formale Scheinmetrik, die „in Wahrheit“ nur eine Aussage über die gravitative Lichtermüdung durch Lichtdehnung im Sinne der Äquivalenzraketenbetrachtung macht, also eine Aussage über Rotverschiebung bzw. Zeitlupeneffekt und ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit. Im Falle eines lokalen, konstanten Gravitationsfeldes – simuliert mit einer idealisiert starren Rakete – sind wir damit schon fertig: Die Rindlermetrik beschreibt den Einfluss des (genähert konstanten) Erdfeldes auf einen Lichtstrahl, der in Richtung oder Gegenrichtung zum Erdfeld abgestrahlt wird, bei (nach Einstein) vorgegebenen, starren Massstäben bereits korrekt (Pound-Rebka). Bei moderner SRT-Längenmessung (nach Poincaré) ist in einer solchen Rakete allerdings nicht die Rindler-, sondern die SRT-Raketen-Metrik zuständig (siehe Anhang F.4, Punkt 3). Unter Allsymmetrie, also in der Kosmologie, muss aber c ortsunabhängig sein (siehe 5.2.3). Das führt dann auf die WPT-(Schein-)Metrik mit zugehörigen **R/T-Scheinkoordinaten**:

3. **Die WPT-Scheinsysteme** mit der WPT-Metrik (17) entsprechen den Fundamentalsystemen in der Friedmannkosmologie, mit dem Unterschied, dass die WPT-Systeme relativ zueinander in Ruhe sind und Rotverschiebung und Zeitlupe nur abstandsbedingt sind. Weil in WPT-(R/T)-Scheinkoordinatensystemen und dem WPT-(r/t)-Ruhesystem die Lichtgeschwindigkeit konstant ist, reicht für die Transformation zwischen diesen Systemen die Transformationsformel in (22) zwischen T der Referenzuhr eines Scheinsystems und t des inertiales Weltsystems, wenn man bei der Lichtemission $T = t = 0$ annimmt. Die R/T - und r/t -Koordinatensysteme unterscheiden sich in der WPT nur auf grossen Distanzen ab etwa einigen Mpc; d.h. selbst für ganze Haufen braucht man diese Systeme noch nicht zu unterscheiden. Bis zu diesen Distanzen – d.h. in der Kepler- und MOND-Zone – ist Ruhe auch

noch nicht absolut vor Bewegung ausgezeichnet. Wie schon ein Blick auf die Äquivalenzraketenbetrachtung zeigt, ist die Beziehung zwischen dem absoluten Ruhesystem und den WPT-Scheinsystemen aber komplizierter, als die Transformationsgleichung (22)a suggeriert:

4. **Die Transformation von WPT-Scheinsystemen ins absolute WPT-Weltssystem** gibt Gleichung (22)a nur für den Punkt R an, wo sich die Referenzuhr des jeweiligen Scheinsystems befindet. Andere Punkte im betrachteten Scheinsystem sind durch ihren Abstand zur Referenzuhrposition definiert, der seinerseits durch die Laufzeit eines Lichtstrahls von einem Sender bei so einem Punkt bis zum Beobachterskop mit Referenzuhr definiert wird. Einfachheitshalber und ohne Einschränkung der Allgemeinheit setzen wir oben bei der Lichtstrahlemission $T = t = 0$. Für einen Sender, der nicht beim Empfänger ist, erhält man T aus der von der Lichtstrahluhr aufsummierten Eigenzeit T_{eigen} von der Emission bis zur Ankunft beim Teleskop, und zwar erhält man diese Eigenzeitsumme $T_{\text{eigen}}(z)$ gemessen in Eigenzeiteinheiten der Referenzuhr aus der gemessenen Rotverschiebung z des Senders als $T_{\text{eigen}}(z) = \frac{\ln(1+z)}{H} = T_H \ln(1+z)$ (19); die Transformationsgleichung (22)a ist also nicht auf $T(z) = T_H \frac{z}{1+z}$ (18), sondern auf T_{eigen} anzuwenden, das unter den bisherigen Annahmen auch gerade der Zeit entspricht, die die Teleskopuhr anzeigt, wenn der Lichtstrahl beim Teleskop eintrifft, wie das die Äquivalenzraketenbetrachtung sofort zeigt. Man erhält also:

$$t = T_H \sinh \frac{\tau}{T_H} = T_H \sinh \frac{T_{\text{eigen}}(z)}{T_H} = T_H \sinh(\ln(1+z)) \underset{z \geq 0}{\approx} T_H \begin{cases} z & \text{für } \begin{cases} z \leq 1 \\ z \geq 1 \end{cases} \\ \frac{1+z}{2} \end{cases} \quad (33)$$

Folgende Näherungen für $z \geq 0$ erleichtern das quantitativ/anschauliche Verständnis sehr:

$$t \underset{z \ll 1}{\approx} \tau, \quad t \underset{z \leq 1}{\approx} \frac{z}{\ln(1+z)} \tau, \quad t \underset{z \geq 1}{\approx} \frac{1}{2} \frac{z+1}{\ln(1+z)} \tau \quad \text{und} \quad t \underset{z \gg 1}{\approx} \frac{1}{2} \frac{z}{\ln(1+z)} \tau \quad (34)$$

$$\text{Weiter gilt: } T_{\text{eigen}} = \frac{1+z}{z} \ln(1+z) T \quad \text{und damit} \quad t = T_H \sinh \left(\frac{1+z}{z} \ln(1+z) \frac{T}{T_H} \right)$$

$T_{\text{eigen}}(z)$ wird für $T = T_H \frac{z}{1+z} = T_H$, die Hubblezeit, unendlich, d.h. die Hubblezeit entspricht in der WPT im wahren Absolutbezugssystem einer unendlichen Zeit und die Hubbleldistanz $\frac{c}{H}$ dementsprechend einer unendlichen Distanz. Es kann also in der WPT keine Rede davon sein, dass das R/T-System nicht die ganze Raumzeit erfasse! Um dies deutlicher zu machen, ist es sinnvoll in den WPT-Scheinsystemen den Zeitnullpunkt der Referenz- bzw. Beobachterskopuhr auf $T = t = 0 = \text{heute}$ zu setzen; dann beginnt die T-Zeit bei $T = -T_H = -\frac{1}{H}$ und die zugehörige Absolutzeit bei $t = -\infty$. Mindestens in einem realen Raketenystem ist es dagegen sinnvoller und einfacher, den Zeitnullpunkt beim Raketenstart zur Zeit der Emission des betrachteten Lichtstrahls zu wählen, wie wir dies schon im Anhang C taten.

Mit Blick auf die „Übersetzung“ vom Raketen- ins kosmische WPT-Scheinsystem drängt sich zum besseren Verständnis allerdings noch ein Zwischenschritt auf, in dem man eine virtuelle Rakete betrachtet, die schon zum (Referenzuhr-)Zeitpunkt $T = -\infty$ gestartet wurde. Eine solche Rakete bewegt sich zum definitiv festgesetzten Zeitpunkt $T = t = 0 = \text{heute}$ und zu allen andern endlichen Zeitpunkten und überhaupt zu allen Zeitpunkten mit $T > 0$ mit Lichtgeschwindigkeit. Sie erklärt aus WPT-Sicht ganz zwanglos den Erfolg des alten SRT-Modells des Kosmos von Milne von 1932: Eine reale Expansion des Allsubstrats mit c ist zwar absurd, aber eine solche Expansion im Sinne eines Rechenricks mit Einsteins virtueller Äquivalenzrakete ist natürlich zulässig und muss innerhalb der Grenzen des Rechenricks auch zu richtigen Ergebnissen führen: Das ist in diesem Fall die korrekte, kosmische Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung. Ohne physikalische Grundlegung blieb $H(T = T_{\text{heute}}) = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{c}{cT} = \frac{1}{T_{\text{heute}}}$ aber ein freier Parameter, der fälschlicherweise mit der Hubblegeschwindigkeit HR statt mit der Hubblebeschleunigung Hc in Verbindung gebracht wurde. Erst die WPT fand nun die Physik hinter dem bisher unverständlichen Erfolg des Milne-Modells und damit auch den Zusammenhang von H mit der zeitunabhängigen, mittleren Dichte ρ_∞ des Alls $H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho_\infty$.

Nun fehlt nur noch die Beziehung zwischen lokalen, im Weltruhsystem ruhenden Inertialsystemen, die sich bis etwa Mpc-Distanzen mit dem WPT-Weltruhsystem decken, in kosmisch grossen Abständen voneinander:

5. **Die Welttransformationen** transformieren zwischen im Weltruhsystem ruhenden, kosmisch weit von einander entfernten, „lokalen“, inertialen Bezugssystemen. Sie haben eine gewisse Ähnlichkeit mit den Lorentztransformationen. Diese lokalen Laborsysteme können in praxi ganze Galaxien, gar Galaxienhaufen umfassen, eben lokale Strukturen, die von der kosmischen Rotverschiebung noch – ganz prinzipiell – nicht betroffen sind. Die Rolle von v^2 bei den Lorentztransformationen übernimmt der scheinbare Abstand $R = c T$ (T ist die Lichtlaufzeit) zwischen den lokalen Systemen, der h_S in der Figur am Anfange von Anhang C entspricht, und die Rolle von c übernimmt $R_H = \frac{c}{H} = c T_H$, während man die wahren Lichtlaufzeiten bzw. Distanzen im absoluten WPT-Weltsystem nur über $t = T_H \sinh \frac{T_{\text{eigen}}}{T_H}$ aus (22) mit $T_{\text{eigen}}(z) = \frac{\ln(1+z)}{H}$ aus (19) erhält, was einer Entzerrung der WPT-Scheinsysteme ins inertielle WPT-Weltsystem entspricht, aber auch durch die Messung von Standardkerzenhelligkeiten: Die scheinbaren Standardkerzenhelligkeiten sind ein direktes physikalisches Mass für kosmische Distanzen im absoluten WPT-Ruhsystem, dem darum nicht nur eine willkürliche, definitorische Bedeutung wie einem Hintergrundraum in der ART, sondern eine ganz reale, physikalische Bedeutung zukommt.

Nun zu den Transformationen für den denkbar einfachsten Fall von zueinander ruhenden Lokalsystemen im (scheinbaren) Abstände $R = c T$ voneinander; R sei sehr gross im Vergleich mit dem „Zuständigkeitsbereich“ für die lokalen Systeme – in der Regel zwei weit entfernte Galaxien – und insbesondere gross genug, damit man $\frac{R}{R_H} = \frac{z}{1+z}$ aus (18)a nicht mehr vernachlässigen darf und sein Rotverschiebungseffekt auch nicht in den durch Eigenbewegungen der Galaxien verursachten Dopplerverschiebungen untergeht. Um eine möglichst grosse Ähnlichkeit mit den speziellen Lorentztransformationen zu erhalten, nehmen wir lokale, zueinander parallele, kartesische Achsensysteme an, deren x-Achsen in Richtung der Verbindungslinie liegen sollen ($y = y'$ und $z = z'$):

$$\begin{aligned} x_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) x'_{\text{lokal}} + R & x'_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) x_{\text{lokal}} - R \\ t_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{T}{T_H}\right) t'_{\text{lokal}} + T & t'_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{T}{T_H}\right) t_{\text{lokal}} - T \end{aligned} \quad (35)$$

Mit x_{fern} bezeichnen wir die x-Koordinaten von Punkten in einem fernen System, z.B. einer fernen Galaxie, wie sie ein Beobachter im lokalen x-System in einem Observatorium in seiner Heimatgalaxie aufgrund von Zeitlupeneffekt und Rotverschiebung misst. x_{lokal} sind dagegen Koordinaten von Punkten, die zur lokalen Umgebung des Nullpunkts eines Systems gehören und die auch lokal vermessen werden; über den Nullpunkt wird die Zuordnung eines WPT-Scheinkoordinatensystems zu einer lokalen Struktur (Galaxie, Haufen) definiert. Für „kleine“ R – also in Kepler- und MOND-Zone – werden obige Beziehungen in der realen Welt trivial, weil man dann lokale und Fernmessungen nicht mehr zu unterscheiden braucht, denn dann geht $\frac{R}{R_H} = \frac{z}{1+z}$ nicht nur mit R gegen 0, sondern dann ist es 0, weil in Kepler- und MOND-Zone die kosmologische Rotverschiebung $z = 0$ ist (lokal wird es aber im Allgemeinen zu einer kleinen gravitativen Blauverschiebung kommen). Das ist anders als bei den sonst recht analogen Lorentztransformationen, die bis zu beliebig kleinen Geschwindigkeiten v richtig bleiben und wo man auch nicht Lokal- und Fernmessungen unterscheiden muss, sondern Messungen im Ruhesystem und in relativ dazu mit v bewegten „Fremdsystemen“. In einem idealisierten, völlig isotrop/homogenen Kosmos ohne jegliche Strukturen – also auch ohne Kepler- und MOND-Zonen – gelten obige Welttransformationen aber auch ohne Einschränkungen, also auch für $R \rightarrow 0$.

F Neuklassische Gravitation (NKG)

Eine Kosmologie ohne zugrundeliegende Gravitationstheorie ist unbefriedigend. Der Kern der WPT war aber schon immer eine neue kosmische Gravitationstheorie, die sowohl Basis der WPT-Kosmologie war, wie auch anstrebte, Basis einer auch auf lokalen Skalen neuen Gravitationstheorie zu werden. Dabei wurden bisher allerdings allgemein gravitationstheoretische Aspekte und die WPT-Kosmologie nicht klar auseinandergelassen; für die der WPT zugrundeliegende neue Gravitation gab es sogar noch nicht einmal einen eigenen Namen, auch wenn wohl schon fast alle Grundgedanken mindestens implizit in dieser und in anderen Arbeiten über die WPT enthalten sind. Dieser Anhang enthält den ersten NKG-Gesamtüberblick. Wiederholungen sind leider unvermeidlich, weil sich vieles ausdrücklich oder wenigstens implizit schon weiter oben findet und man neue und ungewohnte Gedankengänge ausführlicher begründen muss als schon allgemein Bekanntes und Akzeptiertes. Zudem mache ich einige Bemerkungen zu mir wichtig scheinenden und wenig bekannten historischen Abläufen, aber auch zu historisch unterschiedlichen und teilweise sogar inkompatiblen SRT-Erklärungsansätzen, deren Kenntnis den Zugang zur NKG erleichtert und vermutlich als Zugabe erstmals den Hauptunterschied zwischen Einsteins überholtem und Poincarés modernem SRT-Zugang deutlich macht (Abschnitt 3 in [20]).

F.1 NKG-Überblick

Die neuklassische Gravitation ist eine neue Gravitationstheorie, die aber noch nicht vollständig ausgearbeitet ist. Darin ist die WPT einerseits „nur“ der kosmische Teil der NKG, in dem die konforme, nur relativ definierte WPT-Metrik an die Stelle der Friedmannmetrik in der Standardkosmologie tritt, aber andererseits liefert die WPT – mit dem auf grössten Skalen isotrop/homogen materie/energieerfüllten und aktual unendlich angenommenen Weltall – der NKG die physikalische Begründung/Plausibilisierung für den ansonsten fast apriorischen euklidischen Einbettungsraum, der weitgehend Newtons absolutem Raum der klassischen Mechanik entspricht, was den Namen der neuen Gravitationstheorie nahelegte. Dieser absolute NKG/WPT-Raum legt in einem „mach-newtonischen“ Sinne ein kosmisches Ruhesystem fest, das zum Weltsubstrat bzw. messtechnisch zur Hintergrundstrahlung und zu den fernen Quasaren in Ruhe ist und gegenüber dem nicht nur rotatorische, sondern auf kosmischen Skalen auch translatorische Bewegungen von Ruhe physikalisch unterschieden werden können; das liegt an der universellen Weltbremsbeschleunigung der WPT, deren Quelle die aktual unendliche Massenschale ist und deren Grösse durch die mittlere Dichte ρ des Alls gegeben ist; die Weltbremsbeschleunigung entspricht einer naturgemäss überall gleichen Horizontkraft im Gegensatz zu den ortsabhängigen Gravitationskräften lokaler Massenverteilungen. Die aktual unendliche Massenschale ist nach NKG auch für die Trägheit verantwortlich. Uhren in diesem WPT-Absolutsystem kann man zudem dazu benutzen, eine Absolutzeit fast im Sinne Newtons zu definieren; man vergesse dabei aber nicht, dass schon die ART-Kosmologie mit der Friedmannzeit so etwas wie eine absolute Zeit kennt.

Die Gravitationserscheinungen bzw. die zugehörigen (Rechen-)Metriken leiten wir in der NKG sowohl auf kosmischen wie lokalen Skalen einerseits aus Einsteins originalem Äquivalenzprinzip von 1907 [14] im Sinne eines Rechenricks unter Benutzung einer sogenannten Äquivalenzrakete (Anhang C) ab und andererseits auf lokalen Skalen zusätzlich mittels einer dazu analogen Äquivalenzkarrussellbetrachtung, mit der sich der Thirring-Lense-Effekt auch im Rahmen der NKG physikalisch erklären, mindestens plausibel machen lässt. Schon die SRT- bzw. Poincaré-Minkowski-Metrik ist im Rahmen der NKG keine Metrik, die Raum und Zeit – anders als rein formal – neu definiert.

Der Äquivalenzraketenrick liefert ausgehend von der Poincaré/Minkowski-Metrik, mit der sich Testmassen- und Lichtbahnen als Geodäten in einem Inertialsystem beschreiben lassen, eine neue (Raketen-)Metrik, mit der sich Testmassen- und Lichtbahnen im Raketensystem und damit auch in einem System mit Gravitationsfeld, das ohne Feld inertial wäre, als Geodäten beschreiben lassen. Schon diese Formulierung lässt erkennen, dass in der NKG weder die SRT-Metrik, noch z.B. die Schwarzschild-Metrik als metrische Beschreibungen von Raum und Zeit, gar einer „ART-Raumzeit“, angesehen werden; sie sind „nur“ Rechen-Metriken, die Testmassen- und Lichtbahnen

als Geodäten in diesen Rechenräumen zu beschreiben gestatten. Die Bahnen verlaufen aber physikalisch im fast klassischen NKG-Raum. Was damit gemeint ist, versteht man am schnellsten im Falle der (lichtartigen) SRT-Metrik, wenn man deren gar nicht einfache/offensichtliche physikalische Interpretation ausser Acht lässt. Man erhält sie dann aus folgenden experimentellen Befunden:

- Licht kann nicht überholt werden.
- Es gibt mindestens ein Inertialsystem, in dem die Lichtgeschwindigkeit isotrop und konstant $= c$ ist, was sich aus der experimentell hervorragend bestätigten Elektrodynamik ergibt.
- Es ist weiter – ganz kontraintuitiv – möglich, die Lichtgeschwindigkeit in **allen** Inertialsystemen als isotrop und konstant $= c$ zu definieren, ohne mit den Beobachtungen in Widerspruch zu geraten. Dazu muss aber zwingend die Poincaré-Einstein- oder eine äquivalente Uhrensynchronisation auf nicht gleichortige, in Inertialsystemen ruhende Uhren angewandt werden, die man für Zeitablesungen bei Experimenten benützt. Wenig bekannt ist, dass andere Uhrensynchronisationen bzw. Zeitdefinitionen – auch beobachterunabhängige – möglich sind, die aber den theoretischen Formalismus im Allgemeinen viel schwieriger handhabbar machen.

Wenn sich Licht in allen Inertialsystemen mit der Geschwindigkeit c bewegt, heisst das, dass die Maximaldistanz z.B. in z -Richtung Δz , die Licht (oder Testmassen) in der Zeit Δt in einem Inertialsystem zurücklegen können, $c \Delta t$ ist, womit $\Delta z = c \Delta t$, aber auch $\Delta z^2 = c^2 \Delta t^2$ gilt. Erstere Beziehung ist die Lichtbahn, und letztere kann man infinitesimal als $ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - dz^2 = 0$ schreiben, was man leicht als das eindimensionale Linienelement in der inertialen SRT-Raumzeit erkennt, in der die Lichtbahn eine Geodäte ist; im mit dem Licht oder einer Testmasse mitbewegten Inertialsystem ist $\Delta z = 0$ und damit muss formal auch die oben für Licht oder eine c -schnelle Testmasse eingeführte Eigenzeit $d\tau = 0$ sein. Irgendwo – in einem weiteren Anhang oder einer eigenen Arbeit – werden wir darauf etwas näher eingehen müssen. Eine grundsätzliche Bemerkung machen wir aber schon hier: Während nach heutiger Ansicht die Allgemeingültigkeit der SRT auf der Modifikation des Raumzeitbegriffes beruht, beruht die Allgemeingültigkeit der SRT in NKG-Interpretation auf der SRT-Methode, Zeiten und Längen mittels inverser Lichtfrequenzen oder Lichtlaufzeiten zu messen; eine solche Interpretation hatte Poincaré 1905 in seiner grossen SRT-Arbeit bereits in Betracht gezogen, mindestens nahegelegt (Seite 131 ganz unten in [15]).

Während Zeit- bzw. Zeitdifferenzmessungen von zueinander ruhenden, nicht gleichortigen, inertialen Uhren über die Uhrensynchronisationsdefinition sozusagen die Basis der SRT bilden, spielen Längenmessungen bei der Formulierung der Theorie keine zentrale Rolle. Das ist auch ohne Poincarés alt-moderne Längendefinition so, die die Längenmessung auf eine Zeitmessung zurückführt. Allerdings gibt es seit Einstein zwei unterschiedliche Auffassungen über die SRT-Längenmessdefinition: Während die berühmte Zeitdefinition in Inertialsystemen, die auf Poincarés Uhrensynchronisation von 1900 beruht, auch von Einstein übernommen und nur didaktisch schöner formuliert wurde, übernahm Einstein Poincarés sehr moderne Längendefinition nicht, ja er wird sie nicht einmal gekannt haben. Aber nicht nur Einstein machte sich damals die Sache zu einfach, sondern auch Poincaré, der aber die SRT-Längendefinition schon 1905 als mögliches Problem erkannt hatte. Deswegen sehen wir im nächsten Abschnitt die SRT-Längenmessproblematik etwas genauer an:

F.2 Längenmessungen in der SRT

Die folgenden beiden Längendefinitionen stammen beide aus dem Jahre 1905, wobei Einstein seine Definition für Messungen im Eigensystem einfach aus der vorrelativistischen Mechanik übernahm.

1. **Poincarés Längendefinition** entspricht unserer modernen Definition, denn er erkannte schon 1905, dass in der SRT Längen durch Lichtlaufzeiten definiert werden, also im Allgemeinen nicht durch Massstäbe gemessen werden können (Seite 132 oben in [15]). Allerdings fragte er sich, ob es nicht vielleicht genüge, diese Definition zu ändern, um die SRT auf eine ganz neue Basis zu stellen. Mit Lichtlaufzeiten gemessene Längen nennen wir **Lichtlängen**.

2. **Einsteins Längendefinition bzw. Längenmessverfahren** entspricht noch ganz der klassischen Mechanik und beruht auf der Existenz von ideal starren Stäben. Mit solchen Stäben gemessene Längen nennen wir **Stablängen**.

Kritische Beurteilung aus heutiger Sicht: Auch Poincarés „alt-moderne“ Längendefinition über Lichtlaufzeiten ist implizit auf die Existenz starrer Massstäbe angewiesen, weil die Elektrodynamik als konforme Theorie für sich allein genommen nicht in der Lage ist, Längen absolut zu definieren. Allerdings genügen grundsätzlich zur „Eichung“ der Lichtlaufdistanz beliebig kurze starre Massstäbe, und dass sehr gute solche Massstäbe existieren, lehrt die Erfahrung.

Einsteins Längendefinition ist in der SRT kein praktikables, taugliches Konzept schon wegen der Problematik langer Starrstäbe; zudem „messen“ reale Stäbe Längen letztlich elektromagnetisch, ergeben also auch Lichtlängen. Diese eigentlich untaugliche Definition mit idealen Starrstäben machte aber Einsteins einfache Gleichzeitigkeitsdefinition – auch über beliebig grosse Distanzen – mit einem „mittigen“ Schiedsrichter möglich (§9 in [19]); bis heute ist nur wenigen klar, dass diese Definition – wenn sie nicht zirkulär sein soll – auf ein von Lichtlaufzeiten unabhängiges Längenmessverfahren – eben z.B. Einsteins Stäbe – angewiesen ist bzw. wäre. Ohne ein solches lichtunabhängiges, praktikables Messverfahren hat man eine grosse Wahlfreiheit bei der Definition von Gleichzeitigkeiten von der SRT-Definition mit konstantem c in allen Inertialsystemen bis zu einer universell gültigen Gleichzeitigkeit mit ausgezeichnetem, absolutem, inertialem Bezugssystem. Anders als bei einem klassischen Absolut- oder Äthersystem kann dieses System aber frei aus der unendlichen Menge aller Inertialsysteme ausgewählt werden, mindestens solange man die Gravitation – wie in der SRT – nicht beachtet.

F.3 Längenmessungen und Definitionen in der NKG

Im Gegensatz zur SRT ist die NKG – aufbauend auf dem SRT-Formalismus – eine Gravitationstheorie und damit eine Alternativtheorie zur ART, wobei man aber nicht vergessen darf, dass schon die SRT die gravitative Trägheit kennt, weswegen Poincaré schon im September 1904 in seinem berühmten Vortrag in Saint-Louis in Amerika [18], der Einstein offensichtlich als Vorlage für seine eigene berühmte Arbeit diente, darauf hinwies, dass es bei der neuen Mechanik (SRT) besonders darum ginge, eine Theorie der Elektrodynamik bewegter Körper (mit träger Masse) aufzustellen. Abraham und Lorentz hatten zu diesem Zwecke schon zuvor – um Kaufmanns Elektronenstrahlversuche erklären zu können – die longitudinale und transversale träge Masse eingeführt, und Lorentz war im April 1904 in einer Arbeit, die im folgenden Juli erschien – noch nicht ganz fehlerfrei – der entscheidende formale Durchbruch zur SRT gelungen, aber noch ohne die Konsequenzen voll zu überblicken, was Poincaré neben vielem anderem in seiner grossen SRT-Arbeit vom Juli 1905 und in der Kurzfassung von Anfang Juni 1905 nachholte; Im Vortrag in Saint-Louis vom 24. Sept. 1904 hatte Poincaré Lorentzens im Juli 1904 erschienene Arbeit offensichtlich noch nicht gekannt, was bis heute zu Fehlinterpretationen bei Wissenschaftshistorikern Anlass gibt, dies speziell im Zusammenhang mit dem Vorwurf Poincarés an Lorentzens Theorie wegen der „Anhäufung von Hypothesen“, der seit Lorentzens formalem Durchbruch zur SRT ja nicht mehr berechtigt war.

Der neue Zugang zur lokalen NKG-Gravitation stellt an den Anfang eine neue, von elektromagnetischen Phänomenen – insbesondere von Lichtlängen – gänzlich unabhängige Längendefinition, die von den lokalen, inhomogenen, statischen Schwerfeldern bestimmt wird statt von ideal starren Stäben wie bei Einstein, die nur im Rahmen von Gedankenexperimenten existieren. Nahegelegt wurde dies durch den zuvor unverstandenen Erfolg der Newtonschen Kosmologie (Abschnitt 4.2 in [12]). Wir definieren darum von lokalen bis zu „grosslokalen“, galaktischen oder gar Haufenskalen:

NKG-Gesetz 2 (Potentiallängendefinition) *Potentialdifferenzen ΔV sind das physikalische, gravitative Mass, das Längen – mindestens in statischen und quasistatischen, lokalen bis zu „grosslokalen“ Schwere- und Trägheitsfeldern – SRT- und lichtunabhängig absolut festlegt, und zwar über die „ganz klassische“ Poisson-Potentialdefinition im euklidischen Newtonraum.*

Das kosmische, r -proportionale, nicht klassische, „nur“ relativ definierte Weltpotential Hcr im euklidischen WPT-Weltruhesystem mit der für Licht konstanten Weltbremsbeschleunigung Hc legt Längen über das ortsunabhängige $\Delta V = Hc \Delta r$ nicht absolut, sondern nur relativ fest.

Weil „Gravitationsdistanzen“ – wir nennen sie auch **Potentiallängen** – nicht auf einfache Weise direkt gemessen werden können – schon gar nicht über grosse Distanzen – werden sie über Lichtlaufzeiten ermittelt, was im Allgemeinen zu einer scheinbaren Raumkrümmung führt, wenn die zur Messung verwendeten Lichtstrahlen von der durchlaufenen und gleichzeitig die Gravitationsdistanz bestimmenden Potentialdifferenz ΔV beeinflusst bzw. „verfälscht“ werden. Einen infinitesimalen, gravitativen Abstand dr erhält man messtechnisch aus der infinitesimalen (newtonschen) Potentialdifferenz $dV = a(r)dr$, wenn a die Schwerebeschleunigung ist; dV ist die Arbeit pro Masseneinheit, die nötig ist, um eine träge Masse in Feldlinienrichtung um die Distanz dr zu verschieben. Im Falle eines konstanten Schwerefeldes gilt $dV = a dr$ nicht nur für infinitesimale dV und dr , sondern auch für beliebig grosse ΔV und Δr , weswegen man das Rindler-Linienelement ds_{Rindler} der Äquivalenzrakete (24) als Funktion von Δr oder ΔV schreiben kann, was dann zur gleichen Frequenzverschiebung und Uhrangänderung aufgrund des Schwereinflusses auf das Messsignal führt wie die halbklassische „Lichtermüdungs-Betrachtung“ (32) im Anhang D.2.

Lichtlängen sind darum nur im gravitationsfreien, leeren Raum ein gutes, direktes Längenmass. Das ist ein ähnliches Problem, wie wenn Lichtstrahlen z.B. ein Gebiet mit einem von eins verschiedenen Brechungsindex durchlaufen, was sich aber schon im Rahmen der klassischen Lichttheorie berücksichtigen lässt. Auch bei Messungen mit idealisierten, masselosen, starren Stäben, wie sie Einstein im Sinne eines Gedankenexperimentes benutzte, gibt es dieses Problem nicht, auch wenn schon früh erkannt wurde, dass es im Rahmen der SRT solche Stäbe real nicht geben kann, schon gar nicht solche, die zur Messung grosser Distanzen geeignet wären. Für eine sinnvolle Definition der Länge über Lichtlaufzeiten kommt man allerdings ohne etwas Starrstabähnliches nicht aus, sei dies nun der Urmeter in Paris, oder eine gut definierte Kristallstruktur unter vorgegebenen Bedingungen. Die Berücksichtigung von Gravitationseinflüssen auf Lichtlaufzeitmessungen, um die richtigen, zugehörigen Gravitationsdistanzen zu erhalten, führte uns im Anhang C – ausgehend von der Rindlermetrik – im allsymmetrischen Fall zur WPT-Metrik und im zentralsymmetrischen Fall zur NKG-Schwarzschild-Metrik. Diesen Zugang bzw. Umweg über die Rindlermetrik, deren obige Herleitung ja keine eindeutige war, wollen wir hier verlassen. In unserer neuen Herleitung ist die Rindlermetrik nicht mehr Ausgangspunkt, spielt aber immer noch eine gewisse Sonderrolle im Sinne eines Gedankenexperimentes, in dem es ideal starre Stäbe gibt und mit dem man schon die richtige gravitative Rotverschiebung bzw. Zeitdehnung erhält. Eigentlicher NKG-Ausgangspunkt bleibt Einsteins originales Äquivalenzprinzip von 1907 in Form der idealisiert starren und masselosen Äquivalenzrakete, woraus man schon mit dem Formalismus der SRT die im Raketensystem zuständigen Metriken erhält. Von Metriken sprechen wir, weil wir die Rindlermetrik (24) im Abschnitt C.1 ja nicht auf formal eindeutige Weise erhielten. Um die Rindlermetrik eindeutig zu erhalten, sind Zusatzannahmen nötig, z.B. dass nur g_{00} beschleunigungs- bzw. gravitationsabhängig sein solle, was implizit wohl oft so gehandhabt wird. Neu gehen wir folgendermassen vor:

F.4 Der NKG-Zugang zu den wichtigsten statischen (Rechen-)Metriken

Zuerst formulieren wir vier Punkte, die uns als Leitfaden dienen:

1. Einflüsse statischer Schwerefelder „simulieren“ wir mit Hilfe von Einsteins Äquivalenzrakete.
2. Nach NKG gibt es einen „wahren“, absoluten, euklidischen WPT-Raum mit absoluter Zeit, die beide an die aktuell unendliche Massenschale der WPT gebunden sind. Längen und Zeiten dieser fast newtonschen Raumzeit können allerdings im Allgemeinen – ausser infinitesimal lokal – nicht direkt gemessen werden. Formal lässt sich dies vereinfachen, indem wir dem kosmischen WPT-Raumzeit-System ein SRT-Raumzeitsystem zuordnen, in dem das WPT-Weltsubstrat ruht. Auf lokalen bis „grosslokalen“, also bis zu galaktischen oder gar Haufen-skalen, darf man in der NKG sogar von der Existenz klassischer Inertialsysteme ausgehen.

3. Als physikalisch bestes „überall“ verfügbares Zeitmass benützen wir die inverse Frequenz von monochromatischen Lichtstrahlen.
4. Als Längenmasse benützen wir die oben eingeführten Licht-, Stab- und Potentiallängen; mehr oder weniger direkte Längenmessungen im euklidischen WPT-Raum sind aber auch über scheinbare Winkel von Standardmassstäben und Helligkeiten von Standardkerzen möglich.

Im Abschnitt C.1 hatten wir die Bahn eines Lichtstrahls im Äquivalenzraketenystem untersucht und daraus den „wahren“ Zeittakt dt im Inertialsystem, dem in dieser Rechnung die Rolle des WPT-Absolutsystems zukommt, durch den in der Rakete gemessenen, höhenabhängigen Zeittakt $d\tau$ ausgedrückt. Das war nur darum einfach und eindeutig möglich, weil wir implizit von Einsteins Stablängen-Definition ausgingen und Einsteins Stablängen ein direktes Mass der „wahren“ Längen sind, was bedeutet, dass $d\zeta$ in (24) nicht höhen- bzw. gravitationsabhängig ist. Deswegen nimmt die Rindlermetrik – sozusagen im Sinne eines Gedankenexperimentes – bei der Herleitung der verschiedenen Metriken immer noch eine Sonderstellung ein, indem sie es erlaubt, g_{00} und damit die gravitative Frequenzverschiebung $\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{g_{00}}$ ohne sonst nötige Berücksichtigung von „Längenmessfehlern“ eindeutig aus der Äquivalenzraketenrechnung zu bestimmen. Weil wir Zeiten in allen hier betrachteten Fällen über die inverse Frequenz von Lichtstrahlen messen, werden wir in allen diesen Fällen $g_{00} = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2 = \left(1 + \frac{\Delta\zeta}{R_H}\right)^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$ (genauer $\sqrt{g_{00}}$) aus (24) – als Umrechnungsfaktor vom Raketen- zum „wahren“ Zeittakt – beibehalten können; g_{00} ist nur im Weltruhsystem mit weggedachter Gravitation oder in einem leeren Inertialsystem eins. Analog kann man g_{11} als den Umrechnungsfaktor von der Raketen- ($d\zeta$) zur „wahren“ Längeneinheit (dz) ansehen; im Falle der betrachteten Rindlermetrik ist $g_{11} = 1$, da in diesem Falle annahmegemäss keine Umrechnung von Raketen- auf „wahre“ Längen nötig ist; im (Einstein-)Raketensystem werden Lichtlängen im Allgemeinen „verfälscht“, Stablängen annahmegemäss aber nicht.

Die g_{00} und g_{11} beziehen wir hier immer auf das Linienelement in Polarkoordinaten, bei dem wir die Winkelterme normalerweise weglassen, da wir hier nur zentralsymmetrische Fälle betrachten. Zur Erinnerung: Das SRT-Linienelement in Polarkoordinaten lautet:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad \text{bzw. mit } d\theta = d\phi = 0 \quad ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 \quad (36)$$

Verallgemeinert – um (NKG-)Korrekturfaktoren an den mit Licht durch Schwere- und/oder Beschleunigungseinflüsse verfälscht gemessenen Zeit- und Längeneinheiten, also an dt und dr , anbringen zu können – kann man schreiben:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = g_{00} c^2 dt^2 - g_{11} dr^2 \quad \text{und daraus} \quad \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{g_{00}} \quad \text{und} \quad v_{\text{Licht}} = \frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{g_{00}}{g_{11}}} c \quad (37)$$

Zur Verdeutlichung erinnern wir daran, dass im einbettenden Inertialsystem immer und überall $ds^2 = c^2 dt_I^2 - dr_I^2$ gilt; der Index I steht für inertial und der Index R für Rakete. Um die invariante Beziehung für das Linienelement ds^2 der SRT-Rechenmetrik in Raketenystemkoordinaten schreiben zu können, muss gelten:

$$\sqrt{g_{00}} c dt_R = c dt_I \quad \text{und} \quad \sqrt{g_{11}} dr_{R_L} = dr_I \quad \text{und gleichzeitig} \quad dr_{R_G} = dr_I$$

Die dr_{R_L} sind die durch Licht- bzw. Testmassenbahnen in der Rakete gemessenen Längen, die dr_{R_G} die gravitativ durch Potentialdifferenzen definierten wahren Längen.

dt_R wird in allen betrachteten Fällen durch inverse Lichtfrequenzdifferenzen bzw. $c dt_R$ durch Lichtwellenlängendifferenzen definiert, was zu $g_{00} = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)$ führt. Für dr_R ist die Situation komplizierter, nachdem wir drei verschiedene Längendefinitionen vorgestellt haben:

1. **Nach Lichtlängendefintion** mit Poincarés moderner SRT-Längendefinition gilt $g_{11} = g_{00}$. Dies gilt auch für Längenmessungen mit realen statt ideal starr angenommenen Stäben, da solche Messungen letztlich auch elektromagnetischer Natur sind.

2. **Nach Stablängendefinition** mit Einsteins überholter SRT-Längendefinition gilt $g_{11} = 1$.
3. **Nach Potentiallängendefinition** ist die Situation komplizierter, weil Potentiallängen nicht direkt gemessen werden können; könnte man sie direkt messen, gälte $g_{11} = 1$ wie bei der Stablängendefinition. Sie ist aber auch komplizierter, weil man zwei Fälle unterscheiden muss:
- **Relatives Weltpotential:** Es ist auf kosmischen Skalen zuständig und definiert Längen „nur“ relativ. Weltbremsbeschleunigung und Lichtausbreitung sind überall isotrop. Es gilt dann wie in der SRT und im obigen Punkt 1 $g_{11} = g_{00}$.
 - **Absolutes Poissonpotential:** Es ist auf „grosslokalen“ Skalen zuständig und definiert Längen absolut. Ersatzweise durch Lichtlängen gemessen, erhält man positions- und richtungsabhängig „verfälschte“ Längen, weil Lichtlängen vom durchlaufenen Gravitationsfeld abhängen. Das kann korrigiert werden, indem man $g_{11} = \frac{1}{g_{00}}$ setzt.

Für die infinitesimalen Zeit- und Längeneinheiten dt_R und dr_R im Raketensystem sei $dt_R = F_t dt_I$ und $dr_R = F_r dr_I$, wenn die „wahren“ oder Inertialeinheiten dt_I und dr_I sind und F_t und F_r Verzerrungsfaktoren, mit denen man die Raketen- aus den Inertialeinheiten erhält. Weil Zeiteinheiten immer mit inversen Lichtfrequenzen gemessen werden, gilt in Gravitationsfeldern oder dazu äquivalenten Raketen immer $F_t = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}}$ mit $g_{00} = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$, wie wir das schon in (25) erhielten. Das konstante Schwerfeld V entspricht einer kosmischen Raketenbeschleunigung Hc bzw. einer lokalen g mit den Potentialdifferenzen $\Delta V = Hc \Delta r$ bzw. $g \Delta \zeta$. Nun noch ein tabellarischer Überblick:

Fall	g_{00}	dr_R	F_r^2	Kommentar	$g_{11} = \frac{1}{F_r^2}$
In Inertialsystem ruhende Rakete mit Lichtlängen	1	$F_r dr_{I_L}$	1	Entspricht Weltruhesystem mit Mas sendichte $\rho \rightarrow 0$.	1
In Weltruhesystem konstant beschleunigte Rakete mit Lichtlängen in nur relativ definiertem Potential	$\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$	$F_r dr_{I_L}$	$\frac{1}{\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2}$	$\Delta V \propto \Delta r$ ist positiv: Lichtstrahlen und Längen werden immer gedehnt.	$\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$
In Weltruhesystem konstant ¹ beschleunigte Rakete mit Stab- oder Potentiallängen in lokalem, absolutem Potential	$\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$	$F_r dr_{I_L}$ oder $F_r dr_{I_S}$	1	$dr_{I_L} = dr_{I_S} = dr_{R_S}$ $= dr_{R_P} \neq dr_{R_L}$	1
In Weltruhesystem konstant ¹ beschleunigte Rakete mit wahren Potential- und falschen Lichtlängen in lokalem, absolutem Potential	$\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$	$F_r dr_{I_L}$ und dr_{R_G}	$\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2$	dr_{R_G} wird „fälschlich“ mit $\frac{1}{\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)}$ verzerrt \rightarrow Entzerrung mit inversem Faktor $F_r = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)$.	$\frac{1}{\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2}$

Tabelle 1: Die Korrektur des Schwereinflusses auf verschiedene Längenmessverfahren mittels g_{11}

Dies ist der Kern der NKG, der wieder zu einer fast absoluten newtonschen Raumzeit führt, die aber auf die Existenz eines homogen/isotropen Weltsubstrats mit der mittleren Dichte ρ im aktual unendlich angenommenen, euklidischen WPT-Weltall angewiesen ist; erst im Grenzfall $\rho \rightarrow 0$

¹Konstant meint hier nur in guter Näherung konstant; z.B. das Erdfeld ist in einem Turm genähert konstant.

erhielte man so wieder Newtons absolute Raumzeit. Nun wiederholen wir uns etwas und fassen fünf Fälle mit verschiedenen Äquivalenzraketenrechnungen, die zu den wichtigsten Schein- oder Rechenmetriken der NKG führen, in einer ähnlichen Tabelle wie oben zusammen:

Fall	Wahre Länge	Scheinlänge	g_{00}	g_{11}	Metrik
Inertial- oder Weltruhsystem	Lichtlänge	—	1	1	SRT-Metrik
Einsteins Äquivalenzrakete I	Stablänge	—	$(1 - \frac{\Delta V}{c^2})^2$	1	Rindler-Metrik
Einsteins Äquivalenzrakete II	Absolute ¹ Potentiallänge ($\Delta V \propto \Delta r$)	Absolute ² Lichtlänge	$(1 - \frac{\Delta V}{c^2})^2$	$\frac{1}{(1 - \frac{\Delta V}{c^2})^2}$	SRT-Raketen-Metrik
Zentralsymmetrisches Punktmassenfeld	Absolute ¹ Poissonpotential-Länge	Absolute ² Lichtlänge	$(1 - \frac{2\Delta V}{c^2})$	$\frac{1}{(1 - \frac{2\Delta V}{c^2})}$	NKG-Schwarzschild-Metrik ³
Allsymmetrisches Weltbremsfeld	Relative ¹ Weltpotential-Länge ($\Delta V \propto \Delta r$)	Relative ² Lichtlänge	$(1 - \frac{\Delta V}{c^2})^2$	$(1 - \frac{\Delta V}{c^2})^2$	Konforme WPT-Metrik ⁴

Tabelle 2: Wichtige in der NKG bisher behandelbare, zentral- und höhersymmetrische Metriken

Auf alle fünf hier aufgeführten Fälle mit den zugehörigen Metriken gehen wir etwas näher ein:

1. **Inertial- oder Weltruhsystem mit SRT-Metrik:** Dieser Fall mit in einem Inertialsystem ruhender Rakete ist so gut bekannt, dass man ihn nicht näher zu erläutern braucht. Eine historische Bemerkung ist aber angebracht: Einstein ging bei Längenmessungen noch von ideal starren Stäben aus, während Poincaré schon 1905 in seiner grossen SRT-Arbeit die moderne Definition von SRT-Längenmessungen einführte (Seite 132 oben in [15]) und ebenso die heute meist fälschlicherweise Minkowski zugeschriebene SRT-Raumzeit (Seite 168 unten in [15]), womit er Einsteins berühmte SRT-Arbeit von 1905 meilenweit hinter sich liess. Das ebenfalls genannte Weltruhsystem der NKG bzw. WPT – mit weggedachter Gravitation – entspricht fast Newtons absolutem Raum, ausser dass es sich um ein ausgezeichnetes Ruhesystem handelt, das gegenüber dem Weltsubstrat in Ruhe ist; schon Newton wusste, dass sein absoluter Raum etwas mit den Fixsternen (heute: fernen Quasaren) zu tun haben musste.
2. **Einsteins Äquivalenzrakete I mit Rindlermetrik:** Diesen Fall mit konstant beschleunigter Rakete haben wir schon weitgehend im Anhang C.1 behandelt, wobei wir bei der Herleitung der Rindlermetrik (24) oder in Potentialschreibweise (25) erkannten, dass sie formal ohne Zusatzannahmen nicht eindeutig aus der Bahnberechnung eines Lichtstrahls in der Äquivalenzrakete folgt. Einsteins veraltete Längendefinition mit ideal starren Stäben hilft aber weiter, weil dann g_{11} eins sein muss. Mit dieser implizit oder explizit gemachten Annahme erhält man einerseits die korrekte gravitative Rotverschiebung (Einstein 1907 in [14], §19, Seite 458) und andererseits die „klassische“, aber falsche Lichtablenkung an der Sonne, die nur dem halben gemessenen Wert entspricht und den Einstein 1911 erhielt und z.B. Johann Georg von Soldner schon 1801; schon 1907 hatte Einstein in [14] (§20, Seite 461) aufgrund seiner nicht SRT-kompatiblen Stablängendefinition die falsche lokale, potential- bzw. ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit der Rindlermetrik erhalten, die letztlich die Ursache seines falschen, 1911 erhaltenen Lichtablenkungswertes war.

¹Absolut definierte Schwerefelder sind Raumpunkten fest zugeordnet, relativ definierte Testmassenbahnpunkten.

²Absolut definierte Lichtlängen sind im Allgemeinen orts- und richtungsabhängig, relativ definierte nicht.

³In die NKG-Schwarzschildmetrik gehen nur Potentialdifferenzen ein, aber nicht die Potentiale selbst.

⁴Diese relativ definierte Metrik ist der NKG-Ersatz für die absolute Friedmannmetrik der Λ CDM-Kosmologie.

3. **Einsteins Äquivalenzrakete II mit SRT-Raketenmetrik:** Macht man bei der konstant beschleunigten Äquivalenzrakete von der modernen SRT-Längendefinition Poincarés mit Lichtlängen Gebrauch, erhält man die SRT-Raketen-Metrik. Während eine konstant beschleunigte Rakete durchaus vorstellbar, wenn auch für lange Betriebszeiten nicht machbar ist, ist ein grossräumig konstantes Schwerfeld auf lokalen, endlich und potential unendlichen Skalen nicht möglich. Erst auf kosmischen, aktual unendlichen Skalen ist ein solches relativ definiertes Schwerfeld als allsymmetrisches Bremsfeld möglich; diesen Fall behandeln wir zuletzt. Jetzt erklären wir den Kernpunkt, nämlich wie man g_{11} in einer konstant beschleunigten, realen Rakete oder in einem absolut definierten, genähert konstanten Schwerfeld erhält. Wenn man mit Licht als Messsignal in Schwerfeldern bei der Messung „Fehler“ macht, wirkt sich das hier – wie auch in allen noch folgenden Fällen – sowohl auf die gemessenen Zeiteinheiten dt wie auf die Längeneinheiten dr aus, wenn man annimmt, dass auch die Natur (alle realen Objekte von Licht bis Testmassen bis Himmelskörpern, denen man Bahnen zuordnen kann) Zeiten und Distanzen wie Licht bzw. elektrodynamisch misst. Diese Annahme wird durch den grossen Erfolg der SRT mehr als nur nahelegt. Um g_{11} zu quantifizieren, gibt es zwei anschauliche Zugänge:

- Gravitative, lokale physikalische Abweichungen von den klassisch zu erwartenden Resultaten, wie Perihelverschiebung oder Lichtablenkung an der Sonne, sind bei Messungen nicht nur von dt , sondern auch von dr mit Lichtlaufzeiten – sozusagen durch die Natur – gleichermassen auf gravitative Zeit- wie Längenmessungsverfälschungen zurückzuführen, wenn die betrachteten Erscheinungen von Zeit und Längenmessungen abhängen, wie das z.B. bei (Licht-)Geschwindigkeitsmessungen der Fall ist. Formal führt das dann lokal zu einer Metrik mit $g_{11} = \frac{1}{g_{00}}$ (siehe C.3).
- Da wir in der NKG - auf bis zu „grosslokalen“ Skalen – von der Existenz „wahrer“ Längen in einem euklidisch-newtonschen Raum, der im Äquivalenzraketenmodell dem dort angenommenen Inertialsystem entspricht, ausgehen, wäre die oben hergeleitete Rindlermetrik schon die korrekte Metrik, wenn man bzw. die Natur das „wahre“ $d\zeta$ in der Rakete direkt „messen“ könnte. $g_{00} d\tau$ entspricht nach unserer Herleitung von (24) im Anhang C.1 nämlich nur dem „wahren“ dt , wenn $d\zeta$ dem „wahren“ dz entspricht bzw. entspräche; $d\zeta$ darf also nicht auch mit g_{00} multipliziert werden wie $c d\tau$. „Misst“ man bzw. die Natur $d\zeta$ aber über die Lichtlänge, passiert letztlich genau das, und man muss diese „Fehlmessung“ mit $g_{11} = \frac{1}{g_{00}}$ wieder in Ordnung bringen.

4. **Zentralsymmetrisches Punktmassenfeld mit NKG-Schwarzschildmetrik:** In der realen „grosslokalen“ Welt gibt es keine konstanten Schwerfelder, weswegen Einsteins originales Äquivalenzprinzip von 1907 [14] – mit einer Äquivalenzrakete realisiert – nur infinitesimal lokal gilt. Die nötigen Anpassungen des Linienelementes in „Potentialformulierung“ findet man am Anfang von Anhang C.3. In einfachen Fällen wie hier, die alle zentral- oder noch höher symmetrisch sind, kann man aufgrund der Lichtermüdungsinterpretation der NKG und des WPT-Gesetzes 2 die infinitesimalen dV durch endliche ΔV ersetzen, nicht aber $d\zeta$ durch $\Delta\zeta$, da ΔV sowohl physikalisches Längenmass wie physikalische Ursache der „Lichtermüdung“ ist. Das führt dann zur NKG-Schwarzschildmetrik (30), die formal exakt der ART-Schwarzschildmetrik entspricht, weil für einen Beobachter mit Referenzuhr im Unendlichen, bei $V = 0$, $V = -\Delta V$ gilt. Der Weg zur Schwarzschildmetrik – insbesondere die Bestimmung von g_{11} – entspricht dem Fall mit Einsteins Äquivalenzrakete II. Während die (ferngemessene) Lichtgeschwindigkeit nach Rindlermetrik bzw. bei Benützung von Stab-längen $v_L = (1 - \frac{\Delta V}{c^2}) c$ beträgt (von Einstein erstmals 1907 auf Seite 461 in [14] angegeben), erhält man bei Zugrundelegung von Lichtlängen als naturgegebene – aber von Gravitationsfeldern verfälschte – Längenmessung aus der NKG-Schwarzschildmetrik $v_L = (1 - \frac{2\Delta V}{c^2}) c$. Diese durch den Schwereinfluss auf die Längenmessung mit Lichtlaufzeiten erhaltene Lichtgeschwindigkeit weicht doppelt so stark von c ab wie die – im Sinne eines Gedankenexperimentes – mit idealen Starrstäben aus der Rindlermetrik erhaltene Lichtgeschwindigkeit, was dann auch zur doppelten, klassisch erhaltenen Lichtablenkung am Sonnenrand führt, wie es sein muss. Mit einer „realen“ Raumkrümmung hat das nichts zu tun!

5. **Allsymmetrisches Weltbremsfeld mit konformer WPT-Metrik:** Kosmische Lichtlaufzeiten und Distanzen können ganz grundsätzlich nicht direkt gemessen werden, sondern nur Frequenzverschiebungen und die zugehörigen Uhrgangänderungen. Darum muss/darf die Lichtgeschwindigkeit definitorisch vorgegeben werden: Bei Annahme von Allsymmetrie, also insbesondere auch von Isotropie, bedeutet das wie in der SRT (und der konformen Kosmologie), dass c global konstant sein muss, was schon formal nur möglich ist, wenn man $g_{11} = g_{00}$ setzt, was zur konformen Welt- oder WPT-Metrik (26) im Anhang C.2 führt. Die WPT-Kosmologie – wenn sie experimentell bestätigt wird – falsifiziert die ART-Metrikinterpretation, weil sie nicht mit ihr verträglich ist; solche „nur“ testteilchen- bzw. lichtstrahlrelative V - bzw. Hcr -Felder wie in (26) und (27) gibt es meines Wissens nur in der WPT-Kosmologie; insbesondere in der ART gibt es keine so definierten (Horizont-)Felder. Für die Äquivalenzrakete bedeutet dies, dass man sie vor jedem zu betrachtenden/berechnenden Lichtstrahl Hc -beschleunigt fliehen lassen muss; diese Überlegung erlaubte es schon vor fast zehn Jahren erstmals die Supernova Ia-Messdaten ohne DE mit nur einem einzigen leicht freien Parameter, der mittleren Alldichte, zu berechnen [10, 11].

Im nächsten Abschnitt schauen wir, wie gut die NKG bisher zu den Beobachtungsdaten passt.

F.5 Bisherige Überprüfungen der NKG mit Messungen

Weil die NKG-Schwarzschildmetrik mit der ART-Schwarzschild-Metrik (fast) übereinstimmt, kann man ART und NKG – wenigstens auf den ersten Blick – bisher experimentell auf lokalen Skalen und bei starken Gravitationsfeldern in statischen, zentralsymmetrischen Fällen nicht unterscheiden. Das geht erst, wenn die „MOND-Effekte“ wesentlich werden, also bei sehr kleinen Schwerefeldern, wo es nicht nur zu kleinen, sondern zu allen dominierenden Abweichungen kommt. Deswegen sind schon die newtonsche Himmelsmechanik in ihrem ureigenen Definitionsbereich und damit auch die ART auf die geradezu absurde Ad-hoc-Annahme der DM angewiesen, wenn man sie bei schwachen Schwerefeldern nicht als falsifiziert aufgeben will, während die WPT die Größenordnung, unterhalb der es zwingend zu Abweichungen von Kepler und Newton kommen muss, schon ohne jede Rechnung angeben kann: Bei lokalen Feldstärken, die kleiner als etwa die Weltbremsbeschleunigung Hc sind, darf letztere natürlich nicht gegenüber den lokalen Schwerebeschleunigungen vernachlässigt werden, wie das seit über 30 Jahren auch beobachtet wird: Milgroms a_0 aus seinem MOND-Ansatz liegt nämlich tatsächlich grössenordnungsmässig bei etwa Hc . Die NKG kann mit etwas Heuristik auch die bekannten flachen Rotationskurven von Spiralgalaxien und die Tully-Fisher-Regel ohne DM erklären (Abschnitt 6.8 in [12]). Andererseits kann die NKG bisher die Überlagerung des Weltbremsfeldes mit den lokalen Feldern theoretisch nicht sauber bzw. streng und ohne Heuristik herleiten, weil ich noch kein einfaches Prinzip fand, mit dem man absolute und relative Potentiale überlagern kann, z.B. ein absolutes Punktmasspotential und das relative Weltpotential.

Auf den zweiten Blick gibt es grundsätzlich auch in starken Schwerefeldern eine Möglichkeit, NKG und ART zu unterscheiden, weil die NKG- und ART-Schwarzschild-Metrik nur formal gleich sind, und zwar weil sich Potential V und Potentialdifferenz ΔV für einen Beobachter im Unendlichen, wo $V = 0$ ist, bis auf ein Vorzeichen nicht unterscheiden. In die NKG-Schwarzschildmetrik gehen aber nur Potentialdifferenzen ein, während in die ART-Schwarzschild-Metrik die Potentiale eingehen. Darum hängt auch die gravitative Frequenzverschiebung in der NKG nur von der Potentialdifferenz zwischen zwei zu vergleichenden Punkten ab, während sie nach ART nicht nur von der Potentialdifferenz, sondern auch vom Potential selbst abhängt (siehe z.B. Abschnitt 27.4 in [3]). Dieser Effekt dürfte noch ausserhalb der erreichbaren Messgenauigkeit liegen.

In der Kosmologie ist die NKG mit der WPT mit ihrem einzigen nur leicht freien Parameter geradezu erstaunlich erfolgreich beim Beschreiben der wichtigsten kosmischen Beobachtungen: Eine ausführliche Darstellung der mit der ART nicht verträglichen, statischen WPT-Kosmologie findet man in [12] und einen plakativen Vergleich der WPT und von Λ CDM mit kosmischen Beobachtungsdaten in [13]. Gesamthaft gesehen ist die NKG bis hierher weit erfolgreicher bei der Beschreibung

der Natur als die ART, und anders als die Grundkonzepte der ART bleiben Newtons Grundlagen in der NKG weitgehend richtig, was den gewählten Namen der neuen Gravitationstheorie rechtfertigt.

Einige wichtige gravitative Erscheinungen bzw. Effekte bleiben bis hierher aber noch unerklärt; das sind primär der Thirring-Lense-Effekt und die Gravitationswellen. Wenn wir davon ausgehen, dass diese Effekte existieren, was nach heutigem Wissensstand ziemlich bis sehr wahrscheinlich ist, müssen sie von der NKG auch erklärt, mindestens physikalisch plausibilisiert werden können. Als besonders einfach erweist sich die physikalische Plausibilisierung des Thirring-Lense-Effektes, indem man in Analogie zu Einsteins Äquivalenzrakete von einem Äquivalenzkarussell ausgeht:

F.6 Der NKG-Zugang zur quasistatischen Karussell-Metrik

Wir gehen analog vor wie bei der konstant beschleunigten Äquivalenzrakete, nur dass wir diesmal ein Karussell mit konstanter Drehgeschwindigkeit ω betrachten. Unser Ausgangspunkt ist die SRT-Metrik mit dem Linienelement in kartesischen Koordinaten (der Index I steht für Inertialsystem):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt_I^2 - dx_I^2 - dy_I^2 - dz_I^2 \quad (38)$$

Die Transformationen aus Karussell- in kartesische IS-Koordinaten lauten (der Index K steht für Karussellsystem):

$$\begin{aligned} x_I &= x_K \cos(\omega t_K) - y_K \sin(\omega t_K) \\ y_I &= x_K \sin(\omega t_K) + y_K \cos(\omega t_K) \\ z_I &= z_K \\ t_I &= t_K \end{aligned} \quad (39)$$

Daraus folgen:

$$\begin{aligned} dx_I &= dx_K \cos(\omega t_K) - dy_K \sin(\omega t_K) + (-\omega x_K \sin(\omega t_K) - \omega y_K \cos(\omega t_K)) dt_K \\ dy_I &= dx_K \sin(\omega t_K) + dy_K \cos(\omega t_K) + (\omega x_K \cos(\omega t_K) - \omega y_K \sin(\omega t_K)) dt_K \\ dz_I &= dz_K \\ dt_I &= dt_K \end{aligned}$$

Daraus erhält man weiter:

$$\begin{aligned} dx_I^2 + dy_I^2 &= dx_K^2 + dy_K^2 \\ + 2 dx_K dt_K &(-\omega x_K \cos(\omega t_K) \sin(\omega t_K) - \omega y_K \cos^2(\omega t_K) + \omega x_K \cos(\omega t_K) \sin(\omega t_K) - \omega y_K \sin^2(\omega t_K)) \\ + 2 dy_K dt_K &(+\omega y_K \cos(\omega t_K) \sin(\omega t_K) + \omega x_K \sin^2(\omega t_K) - \omega y_K \cos(\omega t_K) \sin(\omega t_K) + \omega x_K \cos^2(\omega t_K)) \\ + dt_K^2 &(\omega^2 x_K^2 + \omega^2 y_K^2) \end{aligned}$$

Das kann man vereinfachen zu:

$$dx_I^2 + dy_I^2 = dx_K^2 + dy_K^2 - 2\omega y_K dx_K dt_K + 2\omega x_K dy_K dt_K + \omega^2 (x_K^2 + y_K^2) dt_K^2$$

Setzt man dies, $dz_I = dz_K$ und $dt_I = dt_K$ in (38) ein und lässt einfachheitshalber den Index K weg, erhält man das Linienelement der Karussell-Metrik in Karussell-Koordinaten:

$$ds_{rot}^2 = \left(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2\omega y dx dt - 2\omega x dy dt \quad \text{mit} \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad (40)$$

Darin erkennt man leicht die klassischen Zentrifugal- und Coriolisterme, und mit dem klassischen Zentrifugalpotential $V_{zent} = -\frac{\omega^2 r^2}{2}$ mit der Zentrifugalkraft $Z = -m \nabla V = m \omega^2 r \frac{\mathbf{r}}{r}$ erhält man:

$$ds_{rot}^2 = \left(1 + \frac{2V_{zent}}{c^2}\right) c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 + 2\omega y dx dt - 2\omega x dy dt \quad (41)$$

Dieses ds_{rot}^2 legt einen zweiten Zugang zur NKG-Schwarzschildmetrik nahe, indem man unter Beachtung des Äquivalenzprinzips das Zentrifugalpotential $V_{zent} = -\frac{\omega^2 r^2}{2}$ mit $r_z^2 = x^2 + y^2$ durch das newtonsche Punktmasspotential $V_{grav} = -\frac{GM}{r_K}$ mit $r_K^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ersetzt und $dr_K^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ mit dem gleichen Vorfaktor versieht wie bei der Herleitung aus der Rindlermetrik (24) bzw. (25):

$$ds_{grav}^2 = \left(1 + \frac{2V_{grav}}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr_K^2}{1 + \frac{2V_{grav}}{c^2}} + 2\omega y dxdt - 2\omega x dydt \quad \text{mit } dr_K^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

Mit $V(r_K) = -\frac{GM}{r_K}$ folgt $\Delta V(r) = -GM \left(\frac{1}{r_E} - \frac{1}{r_S}\right)$ und für $r_E \gg r_S$ folgt $\Delta V = \frac{GM}{r_S} = -V(r)$, wenn die Variable r den Abstand (von Sender S und Empfänger E) vom hier absolut definierten Gravitationszentrum meint; der besseren Lesbarkeit wegen haben wir in der Gleichung für ΔV den Index K bei r weggelassen. Damit kann man obiges Linienelement für einen Beobachter mit Referenzuhr beim Empfänger als Funktion von ΔV umschreiben:

$$ds_{grav}^2 = \left(1 - \frac{2\Delta V_{grav}}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr_K^2}{1 - \frac{2\Delta V_{grav}}{c^2}} + 2\omega y dxdt - 2\omega x dydt \quad (42)$$

ds_{grav}^2 entspricht mit $\omega = 0$ gerade dem NKG-Schwarzschildlinienelement (30). Ergänzend merken wir an: Für eine rotierende Kugelmasse, z.B. die Erde, muss V_{grav} durch $V_{Erde} = V_{grav} + V_{zent}$ ersetzt werden, um die Verhältnisse auf der Erdoberfläche beschreiben zu können:

$$ds_{Erde}^2 = \left(1 - \frac{2\Delta V_{Erde}}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr_K^2}{1 - \frac{2\Delta V_{Erde}}{c^2}} + 2\omega y dxdt - 2\omega x dydt \quad (43)$$

Die Metrik (42) entspricht, wenn man g_{11} bzw. g_{rr} linearisiert, formal bis auf einen konstanten Faktor vor den Coriolis-Termen der gravomagnetischen Metrik, die man in der ART aus den linearisierten hilbert-einsteinschen Feldgleichungen ableitet (Gleichung 30.14 in Kapitel 30 in [6]). Sie erlaubt es, rotierenden Massen in Analogie zur Magnetostatik ein gravomagnetisches Moment zuzuordnen, mit dem man den Thirring-Lense-Effekt erklären kann, was man z.B. auch im genannten Kapitel 30 in [6] nachlesen kann.

In der NKG argumentieren wir anders herum: In Analogie zur Äquivalenzrakete und zur Magneto-statik sollte man mit einem Karussell den Effekt eines gravomagnetischen Momentes – falls es ein solches gibt – bei geeigneter Wahl von ω simulieren können, genau wie man mit der Äquivalenzrakete den radialen Schwereeffekt z.B. einer Punktmasse bei geeigneter Wahl der Raketenbeschleunigung simulieren kann. Die Existenz eines gravomagnetischen Momentes kann man theoretisch aber nur aus der Analogie zur Magnetostatik folgern. Diese Annahme ist zwar gerade auch aufgrund obiger Äquivalenzkarussellbetrachtung – im Sinne eines „Umkehrschlusses“ – sehr wahrscheinlich, sie muss aber experimentell überprüft werden, was mit den LAGEOS-Satelliten gelungen zu sein scheint; eine völlig unabhängige Überprüfung wäre aber wünschbar.

Bis hierher haben wir nur statische und quasistatische Schwerefelder betrachtet, nun wollen wir uns den existierenden oder auch nicht existierenden Gravitationswellen zuwenden, den einzigen physikalischen Objekten, deren (makroskopische) Existenzgrundlage die Gravitation und nicht die Elektromagnetik ist.

F.7 Gravitationswellen in der NKG

Die NKG ist in ihrer heutigen Form nicht in der Lage vorherzusagen, ob es Gravitationswellen gibt oder nicht, da an die Stelle der ART-Feldgleichungen mindestens für die Behandlung nicht kosmischer statischer Probleme die Poissongleichung getreten ist, und das in den weiter oben behandelten (Rechen-)Metriken auftretende c meint die Lichtgeschwindigkeit und nicht die Gravitationsgeschwindigkeit. Bis hierher gibt es darum nach NKG keinen zwingenden Grund, die

Gravitationsausbreitungsgeschwindigkeit c_g mit der Lichtgeschwindigkeit c gleich zu setzen. Es gibt aber auch keinen zwingenden Grund c_g als unendlich gross anzusehen, wie man leicht meinen könnte, wenn man an den grossen Erfolg der Newtonschen Kosmologie denkt, denn alle bisher von uns betrachteten Fälle beruhen auf statischen oder quasistatischen Schwerfeldern, bei denen es nicht darauf ankommt, wie gross die Gravitationsgeschwindigkeit ist. Sehr klein kann sie zwar kaum sein, ohne dass man das schon gemerkt hätte, aber sie könnte durchaus verglichen mit c sehr gross sein, z.B. so gross, dass man mit heutigen und auch schon geplanten Messanlagen keine Gravitationswellen detektieren könnte. Weiter darf man in der NKG – anders als in der ART – davon ausgehen, dass die Gravitationswellenausbreitung von Schwerfeldern nicht beeinflusst wird, genau so wenig wie Lichtwellen von elektromagnetischen Feldern beeinflusst werden.

F.7.1 Quadrupolstrahlung in der NKG

Die an Pulsaren vermutlich nachgewiesene Quadrupolstrahlung lässt sich auch im Rahmen der NKG ganz analog wie in der ART, nämlich in Analogie zur Elektrodynamik, herleiten, weil:

- Eine strenge Herleitung aus den Feldgleichungen gibt es in der ART nicht. Man geht letztlich von einer oszillierenden Massenverteilung aus und nimmt nur das erste Moment mit, das einen Beitrag zur Strahlung liefern kann.
- In der Gravitation kann es keine Dipolstrahlung geben, weil im Schwerpunktsystem einer Massenverteilung das Dipolmoment verschwindet (Seite 190 in [6]). Das erste nicht verschwindende Moment ist im Allgemeinen das Quadrupolmoment.

Die Ausführungen in [6] über die Quadrupolstrahlung (Kapitel 35) bleiben im Wesentlichen auch in der NKG richtig. Allerdings müsste man in der NKG die Lichtgeschwindigkeit c von der Gravitationsgeschwindigkeit c_g unterscheiden; bei den Massenoszillationen ist nach NKG zwar auch c Grenzgeschwindigkeit, für die eigentliche Gravitationswellenausbreitung ist aber c_g zuständig. Nochmals in andern Worten: c ist in der momentanen Version der NKG Grenzgeschwindigkeit für alle physikalischen Objekte ausser für Gravitationswellen. Sollte sich herausstellen, dass $c_g = c$ ist, besteht in der NKG das Bedürfnis, dies zu „erklären“ und nicht nur als Zufall anzusehen. $c_g = c$ ist inzwischen recht wahrscheinlich geworden; mehr dazu findet man weiter unten in F.7.3 und F.7.4.

F.7.2 Zur Existenzfrage von Gravitationswellen

Die Frage nach der Existenz von Gravitationswellen mit Ausbreitungsgeschwindigkeit c kann heute nicht abschliessend beantwortet werden. Dafür spricht vor allem:

1. **Indirekte Messung der Quadrupolstrahlung an Binärpulsaren**
2. **Die Analogie zur Elektrodynamik**
3. **Gerüchte über einen direkten Nachweis mit LIGO¹**

Dagegen spricht vor allem:

1. **Fehlender Gravitationswellenhintergrund superschwerer Galaxienkernpaare² in Pulsarzeitsignalen**
2. **Die NKG „erwartet“ tendenziell $c_g > c$ oder sogar $c_g \gg c$.**
3. **Bisher misslungener direkter Nachweis**
4. **Bisher nicht gefundene gravitative Retardierungseffekte**

Die Gravitationsphysik bleibt spannend.

¹NZZ vom 6. Okt. 2015: Gravitationswellen aus der Gerüchteküche

²pro-physik.de vom 24. Sept. 2015: Wo sind die Gravitationswellen?

F.7.3 Zur Gravitationswellenfrage nach dem LIGO-Ereignis Teil I

Die Gravitationsphysik bleibt auch nach dem LIGO-Ereignis spannend:

1. Egal wie überzeugend eine Messung auch aussieht, bei einem (bisher) einzigen Ereignis – insbesondere ohne unabhängiges, eindeutig zuordenbares z.B. optisches Kontrollsignal – kann man von keiner zweifelsfreien Messung sprechen; weitere Ereignisse wird man aber schon recht bald erwarten dürfen.
2. Auch kann keine Rede davon sein, dass man damit einmal mehr die ART bestätigt habe: Schon Heaviside hatte 1893 in Analogie zur Elektrodynamik Gravitationswellen vorhergesagt. Ob er Vorgänger hatte, weiss ich nicht, ebenso wenig wer erstmals erkannt hatte, dass es sich bei Gravitationswellen im Allgemeinen um Quadrupolwellen handeln muss, weil es in der Gravitation keine Dipolsender wie in der Elektrodynamik geben kann; um das zu erkennen, braucht man die ART nicht.

Das LIGO-Ereignis hatte natürlich auch mich zum Nachdenken gebracht, wobei mir rasch – aus heutiger Sicht (Mitte Mai 2016) vielleicht zu rasch! – klar zu werden schien, dass die NKG zusammen mit meiner vor etwa 15 Jahren angedachten Spuretheorie, einer unüblichen SRT-Interpretation, eine interessante Prognose nahelege:

Falls sich das LIGO-Ereignis als im Wesentlichen richtig interpretiert/ausgewertet herausstellt, dann wird man auf elektromagnetische Signale von diesem LIGO-Binärkollaps noch über 50 Millionen Jahre warten müssen. Folgende Überlegungen führten mich zu dieser Prognose:

1. **Die Spuretheorie** geht im Wesentlichen davon aus, dass man direkte Messungen jeweils nur im Messsystem machen kann. Z.B. kann man danach keine Myonen messen, sondern nur ihre Spuren im Messsystem, und die Grenzgeschwindigkeit c gilt – so interpretiert – nicht für die Myonen, sondern nur für die Spurenausbreitung in jedem beliebigen, inertialen Messsystem im Sinne einer Beobachtungstatsache. So betrachtet ist es fast zwingend, mindestens sehr naheliegend anzunehmen, dass c für alle Objekte, die Spuren auslösen können, Grenzgeschwindigkeit sein wird, also insbesondere auch für Gravitationswellen, womit man $c_g = c$ erwarten darf, was natürlich nicht heisst, dass eine experimentelle Überprüfung unnötig ist. Das sonst übliche Argument, dass die Allgemeingültigkeit der SRT an der Raumzeitstruktur liege, wird von der NKG (und Spuretheorie) abgelehnt. Wenn sich die vorliegende LIGO-Auswertung/Interpretation der lokalen Gravitationsgeschwindigkeit im Wesentlichen aber als richtig erweisen wird, darf man $c_g = c$ als experimentell bestätigt ansehen.
2. **In der NKG** darf man – ganz anders als in der ART – davon ausgehen, dass die Gravitationswellenausbreitung von Schwerefeldern nicht beeinflusst wird, genau so wenig wie Lichtwellen von elektromagnetischen Feldern beeinflusst werden. Das bedeutet aber, dass es bei Gravitationswellen zu keiner Zeitverzögerung in Schwerefeldern kommen kann wie bei Licht (Shapiroeffekt), und bei $z \approx 0,1$ ist das ungefähr ein 10%-Effekt, also über 50 Millionen Jahre bei einer totalen Laufzeit von über einer Milliarde Jahren; in der WPT wird die kosmische Zeitdehnung – anders als in der Expansions-Kosmologie – ja durch die gravitative Weltbremsbeschleunigung Hc verursacht.

Sollte sich die obige Prognose bestätigen, dann könnte man in der NKG wenigstens grundsätzlich Längen neu durch Gravitationswellenlaufzeiten statt durch Lichtlaufzeiten wie in SRT und ART messen; in praxi würde man aber auch dann auf noch sehr, sehr lange Zeit weiterhin auf Lichtlaufzeitmessungen angewiesen bleiben.

Eine Falsifizierung obiger Prognose könnte schon bald möglich werden, während eine Verifizierung deutlich schwieriger sein dürfte.

Die Gravitationstheorie bleibt weiterhin spannend.

F.7.4 Zur Gravitationswellenfrage nach dem LIGO-Ereignis Teil II

Etwa zwei Monate nach dem LIGO-Ereignis erkannte ich, dass insbesondere die zweite Überlegung im Rahmen der NKG auf sehr schwachen Beinen steht, ja sogar wohl falsch ist, während ich die erste Überlegung ($c_g = c$) nach wie vor im Rahmen meiner „angedachten“ Spuretheorie für physikalisch sehr plausibel halte.

Die neuen Überlegungen, die gegen obige Prognose F.7.3 sprechen:

1. Als ich im letzten Herbst das Kapitel über Gravitationswellen in der NKG schrieb, meinte ich fälschlicherweise, dass man in der NKG – anders als in der ART – davon ausgehen dürfe, dass die Gravitationswellenausbreitung von Schwerefeldern nicht beeinflusst werde, genau so wenig wie Lichtwellen von elektromagnetischen Feldern (siehe Ende des ersten Abschnittes in F.7). Das ist im Rahmen der NKG aber keineswegs so, es ist nur so, dass Gravitationswellen im Rahmen der NKG keine Raumzeit-Wellen im Sinne der ART sein können. Die Annahme, dass Gravitationswellen nicht mit Schwerefeldern wechselwirken, ist aber nur ein verführerisch einfacher Ansatz, um die Gravitationsphysik mit der übrigen Physik kompatibel zu machen.
2. Da die WPT, die experimentell sehr gut abgestützt ist (siehe [13]), schon immer ganz wesentlich von der Äquivalenz zwischen träger Masse und Energie – mindestens bei Lichtwellen – Gebrauch machte (siehe Punkt 1. im Abschnitt 5.2.3), darf man dieses grundlegende Prinzip auch im Rahmen der NKG – mindestens in seinem Kerngehalt – nicht ohne Not aufgeben, obwohl wir schon immer vermuteten, dass die Energiedichte von Schwerefeldern (im Allgemeinen) nicht selber wieder Quelle solcher Felder sei, was nicht zuletzt der grosse Erfolg der WPT nahelegt. Folgende Neuformulierung des Äquivalenzprinzips zwischen Masse und Energie in WPT und NKG könnte einen Ausweg aus diesem Dilemma ermöglichen:
3. Das Äquivalenzprinzip zwischen Masse und Energie soll nur für „lokalisierbare“ Energiedichten gelten, was wohl nur bei den Gravitationsfeldern von Gravitationswellen möglich ist (siehe z.B. [21]); weil Gravitationswellen Energie transportieren können, ist ihre Energiedichte offensichtlich lokalisierbar. Dann ist aber im Rahmen dieser Überlegung bzw. dieses umformulierten Äquivalenzprinzips die Prognose aus Abschnitt F.7.3 für die Gravitationswellengeschwindigkeit in Schwerefeldern falsch, weil dann Gravitationswellen von Gravitationsfeldern – über ihre träge Masse – gleich beeinflusst werden wie Lichtwellen. Der nicht lokalisierbaren, gravitativen Bindungsenergie sollte aber andererseits im Rahmen dieser modifizierten Äquivalenzrelation keine träge Masse zugeordnet werden können, was hinreichend sein müsste, die fundamentalen Nichtlinearitätsprobleme der ART zu vermeiden, ohne z.B. das Äquivalenzprinzip zwischen träger und schwerer Masse mehr oder weniger ad hoc geeignet einzuschränken, womit ich früher liebäugelte.

Hier im Anhang F.7 habe ich die einzelnen Schritte der Weiterentwicklung der NKG in den letzten Monaten im Zusammenhang mit den Gravitationswellen bewusst deutlich sichtbar stehen gelassen, weil diese Schritte klar zeigen, dass WPT und NKG nun endlich ein zentrales Forschungsgebiet in Physik und Astronomie werden sollten: Gerade obige modifizierte Äquivalenzrelation zwischen Energie und träger Masse könnte ein äusserst fruchtbarer Ausgangspunkt sein, um aus der NKG nun definitiv eine neue Fundamentaltheorie zu machen ohne die offensichtlichen Mängel von ART und Standardkosmologie.