

# Kosmologie ohne Urknall und dunkle Kräfte

oder

## Urknall und beschleunigte Expansion: alles nur ein Trugbild müden Lichts

Peter Wolff

[www.wolff.ch](http://www.wolff.ch)

Die aktuellste, stark erweiterte Version findet man unter [www.wolff.ch/astro/q.pdf](http://www.wolff.ch/astro/q.pdf)

### Zusammenfassung

Zuerst betrachten wir ein endliches und ein potential – entsprechend einem üblichen Grenzwertprozess – unendliches, dynamisches Vollkugelmodell des Kosmos im Sinne von Newton und Friedmann, für das das kosmologische Prinzip gelten soll. Vor allem der letztlich halbklassische Zugang zur Standardkosmologie über die Newtonsche Kosmologie (NK) aus den Dreissigerjahren ist heute wenig bekannt, obwohl er physikalisch sehr instruktiv ist und formal die exakt gleichen Friedmanngleichungen für den Skalenfaktor  $R(t)$  im Wegelement der Friedmannkosmologie liefert wie die ART-Feldgleichungen. Halbklassisch ist dieser für  $R(t)$  (fast) newtonsche Zugang zur Kosmologie, weil Lichtbahnen als Nullgeodäten des ART-Friedmannkosmos bestimmt werden müssen, wodurch die SRT – wie bei Licht unabdingbar – automatisch lokal berücksichtigt wird. Dann zeigen wir im Rahmen der NK einen etwas ungewohnten Zugang zur – ihrer vielen Ad-hoc-Annahmen wegen – sehr problematischen Standardkosmologie, der den Zugang zu unserer neuen, stabil statischen Kosmologie vorbereiten soll.

Jetzt erst wird der gordische Knoten der Standardkosmologie mit Hilfe der **Weltpotentialtheorie (WPT)** zerschnitten, die die kosmische Gravitation, also die Gravitation auf sehr grossen Skalen, unter Aufgabe der Poisson- bzw. ART-Feldgleichungen auf eben solchen Skalen auf die ganz gewöhnliche, lokale Gravitation zurückführt: Die Gravitation muss sich auf grössten Skalen bzw. bei sehr kleinen, lokalen Feldstärken als reine, kosmische Bremskraft manifestieren; Quelle dieser dissipativen Weltbeschleunigung ist die aktual unendliche Massenschale mit Dichte  $\rho_\infty$ , die in einem homogenen, unendlichen All mit Dichte  $\rho = \rho_\infty$  jeden endlichen und im Prinzip beobachtbaren Weltbereich (mit  $\rho_0 = \rho$ ) isotrop umschliesst und die – anders als nach Newton und ART – in der WPT nicht vernachlässigt werden darf; endliche, isotrope Massenschalen sind auch in der WPT ohne Einfluss auf den umschlossenen Hohlraum.

Weil die gravitative Weltbeschleunigung für Licht konstant ist, kann die WPT-Kosmologie ohne jeden Rückgriff auf die ART-Feldgleichungen und die ART-Geometrieinterpretation allein im Rahmen der SRT und mittels Einsteins originalem Äquivalenzprinzip von 1907 behandelt werden, woraus sich sofort die kosmologische Rotverschiebung und Zeitdilatation als Gravitationseffekte ergeben, die die beschleunigte Expansion samt dunkler Energie nur vortäuschen. Die wichtige Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung kann so mit nur einem einzigen, leicht freien Parameter, der Hubblekonstante  $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho}$ , im Rahmen der Beobachtungsgenauigkeiten und systematischen Unsicherheiten korrekt beschrieben werden.

Zuletzt werden weitere Erfolge der WPT nur noch summarisch abgehandelt: die teilweise Ableitung und teilweise physikalische Plausibilisierung der MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik, die WPT-Erklärung der Pionieranomalie und die WPT-Erklärung der Hintergrundstrahlung als rotverschobenes und „nachthermalisiertes“ Sternen- bzw. Galaxienlicht.

**Kurz: Nicht das Weltall expandiert beschleunigt, sondern Licht wird auf seinen kosmischen Wegen gravitativ „gebremst“ bzw. „müde“.**

# 1 Einführung

Die dunklen Kräfte im Titel meinen einerseits die antigravitative, expansiv wirkende Inflation und dunkle Energie und andererseits die gravitative, antiexpansiv wirkende Dunkle Materie. Der Schlüssel zur neuen Kosmologie ist die **Weltpotentialtheorie (WPT)**, die fast ab initio die dunkle Energie eliminiert: Die dunkle Energie oder – in einfachster, aber bereits zweckdienlicher Form – die kosmologische Konstante  $\Lambda$  ist ein Artefakt des heutigen Standardmodelles der Kosmologie, in dem dieses  $\Lambda$  – wann immer es positiv ist und die anziehende Schwerkraft dominiert – eine beschleunigte Expansion des Alls bewirkt, wie sie seit etwas über 10 Jahren vor allem durch Modellparameteranpassungen an Messdaten von Supernovae des Typs Ia im Rahmen der Friedmann-Lemaître-Kosmologie verlangt wird. In „Wahrheit“ gibt es aber keine solche Expansionskraft, sondern nur die altbekannte, antiexpansiv wirkende Schwerkraft, die unter Allsymmetrie, d.h. auf ganz grossen Skalen, als dissipative Welt(brems)beschleunigung auftritt [1, 2], die banalerweise ein statisches All zur Folge hat, in dem Licht gravitativ gedehnt und damit gerötet bzw. müde wird, und zwar im Sinne von Einsteins Äquivalenzraketenbetrachtung genau so, als wenn man als Beobachter vor den das Teleskop erreichenden Lichtstrahlen mit konstanter Beschleunigung  $Hc$  flöhe, was auch den bekannten Zeitlupeneffekt bei fernen Ereignissen sehr anschaulich erklärt. So gesehen ist die beschleunigte (scheinbare) Expansion der stärkste, praktisch ganz direkte Beweis für eine gravitative Lichtermüdung auf kosmischen Distanzen: Das ist eine moderne Version des alten Weltmodellstreites zwischen Aristoteles/Ptolemäus und Aristarch/Kopernikus: Einst ging es darum, ob die Erde oder das Weltall (mit Sonne) ruhe, heute geht es darum, ob Licht im All gravitativ gebremst bzw. müde werde oder ob das Weltall beschleunigt expandiere.

Wenig bekannt ist auch, dass die kosmologische Konstante im Rahmen eines expandierenden „Vollkugelmodelles“ des Weltalls nur ein Ausdruck für die – mindestens in grober Näherung – strenge Gültigkeit des ursprünglichen, beobachtungsbasierten, eigentlichen Hubble-Gesetzes ist, in dem die Hubble-Konstante  $H$  echt konstant ist, was im Rahmen eines relativistischen Expansionsmodelles halt bedeutet, dass das All mit der konstanten Beschleunigung  $Hc$  expandiert. Aufgrund des Äquivalenzprinzips entspricht dies physikalisch aber genau der Situation in einem statischen All, in dem Lichtstrahlen gegen ein konstantes Gravitationsfeld anlaufen müssen, wie dies die **Weltpotentialtheorie (WPT)**, eine Kosmologie ohne Urknall, dunkle Materie und Energie, lehrt [1, 2].

In diesem Aufsatz sehen wir uns zuerst das einfache, newton/friedmannsche „Vollkugelmodell“ des Weltalls (mit und ohne  $\Lambda$ ) – die beste Veranschaulichung ist ein aufgehender Kuchen – im Rahmen der ART und der physikalisch instruktiveren Newtonschen Kosmologie (NK) an, die beide auf die Friedmanngleichungen führen, die die Grundlage der Standard-Urknall-Kosmologie bilden.

## 2 Das newton/friedmannsche Vollkugelmodell des Alls

Das Weltall kann man sich als eine endliche Vollkugel konstanter Dichte ohne für den Beobachter sichtbaren Rand vorstellen, innerhalb derer das Weltpostulat gelten soll, demgemäss das All auf grössten Skalen homogen und isotrop sein soll. Eine endliche, homogene Vollkugel – auch wenn man ihren Rand bzw. ihre Oberfläche nicht sieht – muss aber sowohl nach Newton wie nach ART unter der eigenen Schwerkraft in sich zusammenfallen, ausser sie expandiere mit einer Geschwindigkeit, die grösser oder gleich der jeweiligen Fluchtgeschwindigkeit der Weltsubstratteilchen ist. Das gilt auch noch für eine Vollkugel, deren Radius  $R$  man im Rahmen eines üblichen Grenzüberganges gegen  $\infty$  gehen lässt; eine solche Vollkugel nennen wir potential unendlich.

Wenn für eine solche expandierende oder implodierende Kugel im Innern das Weltpostulat gelten soll, dann muss in newtonscher Mechanik für die Expansions- oder Implisionsgeschwindigkeit  $v$  das Lemaître/Hubble-Gesetz  $v = HR$  gelten und in der ART muss man dann die Friedmannmetrik

mit dem Skalenfaktor  $R(t)$  benützen, der implizit auch gerade dem (schwachen) Lemaitre/Hubble-Gesetz mit  $H(t) = \dot{R}/R$  gehorcht, das für jeden beliebigen, lokal im Allsubstrat ruhenden Beobachter gilt, wenn es für einen gilt. Dieses durch Beobachtungen gut gesicherte Gesetz ist damit neben der sehr hohen Isotropie der Hintergrundstrahlung eine der stärksten Stützen für das Weltpostulat.  $R(t)$  kann man aus den ART-Feldgleichungen ableiten und erhält so homogen/isotrope Lösungen, wie sie vom Weltpostulat gefordert werden. Das ist auf den ersten Blick im Rahmen der newtonschen Mechanik zwar nicht möglich, aber schon vor bald 80 Jahren wurde erkannt, dass das mit kleinen Anpassungen nicht nur doch möglich, sondern sogar viel einfacher als in der ART ist, und zwar erstaunlicherweise mit dem formal exakt gleichen Ergebnis wie in der ART-Rechnung: Die bekannten Friedmangleichungen kann man nämlich nicht nur aus Friedmannmetrik und ART-Feldgleichungen, sondern auch aus der Newtonschen Kosmologie (NK) ableiten, was heute aber nur noch wenig bekannt ist, ausser bei Leuten, die Heckmanns „Theorien der Kosmologie“ [4] gelesen haben; bei neueren Büchern fällt mir nur Rebhans „Theoretische Physik“ [6] ein, die auf die NK näher eingeht, obwohl sie speziell fürs physikalische Verständnis sehr wichtig ist. Die nötigen Anpassungen in der NK betreffen Potentiale und Kräfte, die in der newtonschen Mechanik absolut definiert sind, was für Potentiale und Kräfte nur eine triviale homogen/isotrope Nulllösung zulässt; eine isotrope Lösung ist natürlich auch dann möglich, wenn sich der Beobachter zufällig gerade ungefähr im Weltzentrum befindet. Wenn aber alle Punkte im Kosmos nach Weltpostulat gleichwertig und damit ununterscheidbar sein sollen, dann müssen Potentiale relativ statt absolut definiert werden, was bedeutet, dass sie nur noch vom Abstand  $R(t)$  zwischen zwei beliebigen Punkten abhängen können, den man als den Radius einer virtuellen Kugel um einen der beiden Punkte ansehen kann. Entsprechend müssen und können dann auch die Kräfte relativ definiert werden, so dass sie sich wie Geschwindigkeiten transformieren. Dies Konzept bügelt die Nachteile des newtonschen Potential- und Kraftbegriffes bei kosmologischen Fragestellungen gegenüber dem ART-Metrikbegriff aus und lässt uns vor allem die physikalisch wesentlichen Unterschiede zwischen lokaler und kosmischer Gravitation besser verstehen. Zuerst rekapitulieren wir aber nochmals den ART-Zugang zur Kosmologie:

### 3 Die Grundlage des ART-Zuganges zur Kosmologie

Statt durch Schwerefelder bzw. Potentiale wie in der newtonschen Mechanik und in der NK werden in der ART die Schwereeffekte auf die Raumzeitmetrik zurückgeführt:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = g_{ij} dx^i dx^j \quad \text{mit} \quad d\tau_S = \text{Referenzuhreigenzeit} \quad (1)$$

Nach ART-Standardgeometrieinterpretation beschreibt dieses Wegelement  $ds^2$  mit symmetrischem  $g_{ij}$ , also mit vorerst 10 freien Feldern, die von den hilbert/einsteinschen Feldgleichungen auf 6 reduziert werden, beliebige lokale Gravitationserscheinungen in beliebigen Koordinatensystemen (siehe irgend ein ART-Lehrbuch, z.B. [6, 9, 10, 11]). Die Feldgleichungen zur Bestimmung der  $g_{ij}$  treten an die Stelle der aus der newtonschen Mechanik bekannten Poissongleichung, weswegen die  $g_{ij}$  in der ART manchmal auch Gravitationspotentiale genannt werden. Ausgangspunkt einer solchen metrischen Beschreibung der Gravitation war die inertielle, universelle Poincaré-Minkowski-Raumzeit der SRT mit dem (speziellen) Linienelement

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \eta_{ij} dx^i dx^j = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

Nach ART ist  $\eta_{ij} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$  nur für eine völlig leere Raumzeit ohne Massen und Energieinhalt global zuständig oder dann wieder für alle infinitesimal kleinen Raumzeitbereiche, weil solche Bereiche (schon klassisch nach Newton) immer inertial sind.  $\eta_{ij}$  ist auch gerade die Tangentialmetrik der ART-Raumzeit, womit die ART-Raumzeit schon ab initio viel Physik beinhaltet, insbesondere die SRT auf „genügend“ kleinen Raumzeitbereichen. Speziell weise ich darauf hin, dass die Poincaré-Minkowski-Raumzeit für ein leeres All sozusagen als der relativistische Ersatz

für die absolute newtonsche Raumzeit angesehen werden kann. Das wird noch deutlicher, wenn man die  $g_{ij}$  aus (1) etwas umschreibt:

$$g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij}, \quad \text{worin die } V_{ij} \text{ generalisierte Schwerepotentiale sind.} \quad (2)$$

Diese Schreibweise legt eine eher unübliche ART-Interpretation mit einem flachen Hintergrundraum nahe, die der Weltpotentialtheorie schon viel näher steht als die übliche rein geometrische Interpretation. Die  $V_{ij}$  entsprechen – anders als die  $g_{ij}$  – wenigstens in gewissen einfachen Fällen auch ganz direkt dem entsprechenden Newton- bzw. Poissonpotential (man denke an die Beziehung von  $g_{00}$  zu einem Newtonpotential  $V$ ), was das anschauliche, physikalische Verständnis sehr unterstützt. Ansonsten ist die Gleichung (1) mindestens aus Skeptikersicht nicht mehr als ein Ansatz für eine geometrische Gravitationstheorie, die ab initio mindestens lokal die Einhaltung der SRT garantiert und über die  $g_{ij}$  bzw.  $V_{ij}$  genügend Freiheiten liefert, um die Theorie an die Beobachtungsdaten anpassen zu können. Es kann aber gar nicht genug betont werden, dass es keine zwingenden, physikalischen Gründe gibt und geben kann, um die Gravitationstheorie (formal) zu geometrisieren; das wusste schon Poincaré vor über 100 Jahren! Ich gehe noch weiter und glaube, dass die geometrische Beschreibung das physikalische Verständnis aufs Schwerste behindert, und wäre es nur, weil Raum und Zeit (frei nach Kant) angeborene Denkstrukturen sind. Es ist sogar denkbar, dass manche der heute benutzten und überprüften Näherungen der ART-Feldgleichungen besser sind als die ART-Feldgleichungen selbst, in denen die eigentliche Gravitationsphysik steckt. D.h. aber, dass gewisse Näherungen vielleicht auch noch da gültig bleiben werden, wo sie nach ART bereits versagen sollten. Kurz: Wer glaubt, dass die ART heute experimentell hervorragend bestätigt sei, täuscht sich. Das war schon zu Zeiten von Einstein so, der das noch wusste, und es ist auch heute noch so. Heute hat allerdings selbst Newton zu wanken begonnen, wenn man an die Galaxien- und Zwerggalaxiendynamik denkt.

Wendet man nun die ART-Gravitationstheorie auf die Kosmologie an, dann macht man eine implizite und eine explizite Annahme: Implizit geht man davon aus, dass das All als Ganzes von der Schwerkraft der im Kosmos befindlichen Massen/Energie-Verteilungen beherrscht wird und deswegen durch die ART zu beschreiben ist, und explizit geht man vom Weltpostulat oder dem kosmologischen Prinzip aus, wonach das All auf grössten Skalen isotrop und homogen sein soll. Das schränkt das sehr allgemeine Linienelement aus (1) schon stark ein. Die  $g_{ij}$  bzw.  $V_{ij}$  dürfen dann nicht mehr vom Ort abhängen; sie können aber – wenigstens beim schwachen Weltpostulat – noch von der Zeit abhängen. Das entsprechende isotrope ( $d\phi = d\theta = 0$ ) Wegelement der Friedmann-Kosmologie in Robertson-Walker-Form, in dem mit  $R(t)$  bereits das (Pseudo-)Hubblegesetz  $v = \dot{R} = HR$  mit zeitlich variablem Hubblefaktor  $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$  enthalten ist, lautet dann:

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

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

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 dr^2 \quad R(t) \text{ beschreibt den Zeitverlauf der Expansion} \quad (3)$$

Im Rahmen dieses Modells rührt die kosmische Rotverschiebung von der Raumexpansion her, die im direkt überprüfbareren lokalen Limes der bekannten Dopplerverschiebung entspricht.  $R(t)$  erhält man aus den ART-Feldgleichungen, die zu den bekannten Friedmangleichungen für  $R(t)$  führen, 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 abhängen lassen kann, sondern auch noch von exotischer, nicht baryonischer, rein hypothetischer Materie abhängen lassen muss. Und damit nicht genug, muss man auch noch dunkle (Geister-)Energie postulieren,

damit man nur schon die Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung der Friedmannkosmologie mit den Beobachtungsdaten der Supernovae Ia in Übereinstimmung bringen kann; all das verdient den Namen Wissenschaft aber nicht mehr! Wie konnte es überhaupt so weit kommen? Dazu müssen wir uns die Friedmanngleichungen und ihre physikalische Herleitung etwas genauer ansehen:

Die Herleitung der Friedmanngleichungen im Rahmen der ART möge man sich in einem beliebigen Lehrbuch ansehen; ich empfehle das Kosmologiekapitel in „Theoretische Physik“ [6] oder in „Sterne und Weltraum“ [7]. Die Physik dahinter erkennt man so aber nicht leicht und vor allem nicht sofort. Seit etwa 75 Jahren gibt es aber einen physikalisch viel durchsichtigeren Zugang zu den Friedmanngleichungen für  $R(t)$ : die sogenannte Newtonsche Kosmologie (ich beziehe mich dabei besonders auf Heckmann [4] und Rebhan [6]). Statt dass man – wie in der ART – den Raum selber, was das physikalisch auch immer bedeute, expandieren (oder implodieren) lässt, lässt man in der NK das homogen/isotrope Weltsubstrat (Massen- und Energieverteilung im All), das für Modellierungszwecke idealisiert nur gravitativ wechselwirken möge, im Raum expandieren. Milne und McCrea waren die ersten, die gemerkt hatten, dass man auch mit der NK formal ganz exakt die ART-Friedmanngleichungen erhält [5]. Das hängt (auch) damit zusammen, dass man sich in der Kosmologie – unter Allsymmetrie – nur für radiale Dynamik interessiert, die von den „ART-Komplikationen“ nicht oder nur wenig betroffen ist. Der NK-Zugang zur Kosmologie ist nicht nur viel einfacher, sondern physikalisch auch viel instruktiver, weshalb wir im Folgenden die radiale, kosmische Dynamik, die durch  $R(t)$  beschrieben wird und das seinerseits das kosmische Linienelement in (1) festlegt, aus der NK herleiten. Dies entspricht im Wesentlichen einer grundsätzlich zwar nicht befriedigenden, aber trotzdem unter dem Strich sehr erfolgreichen halbklassischen Vorgehensweisen, bei der  $R(t)$  mit der NK (fast) klassisch berechnet wird, die Lichtbahnen im Kosmos aber im Rahmen der ART als Geodäten der Raumzeit mit einer  $R(t)$ -Friedmannmetrik. Weil dieses Vorgehen zu den genau gleichen Resultaten führt, wie wenn man die ganze Rechnung im Rahmen der ART machte, belegt dies, dass die ART in der Friedmannkosmologie letztlich „nur“ Newton mit der SRT kombiniert.

## 4 Verschiedene Zugänge zur $R(t)$ -Kosmologie über die NK

Wir betrachten hier physikalisch verschieden motivierte Zugänge über die Newtonsche Kosmologie (NK) zu Allmodellen bzw. zu einem durch  $R(t)$  definierten kosmischen Wegelement, die uns einerseits die grundsätzliche Problematik der Standardkosmologie näher bringen sollen und die uns andererseits den Zugang zur neuen Kosmologie der Weltpotentialtheorie (hoffentlich) erleichtern werden. Zuerst aber ein paar Worte zur Berechnung von  $R(t)$  im Rahmen der NK:

$R(t)$  meint in der NK einen nur **welpunktrelativ** definierten Radius einer virtuellen Kugeloberfläche, die einen beliebigen Allpunkt umschließt. Im Innern dieser Kugel befindet sich eine endliche Masse  $M = \frac{4\pi}{3}R^3\rho$ , die sich aus der Dichte  $\rho$  des Alls ergibt. Weil bei Gültigkeit des Weltpostulats das Hubblegesetz – aber eben nur im Sinne eines Postulates – gelten muss, können sich Massenteile beim Expandieren oder Implodieren nicht gegenseitig überholen, was dazu führt, dass  $M$  bei einer Expansion oder Implosion obiger virtueller Kugel konstant bleibt, während die Dichte  $\rho(t)$  ab- bzw. zunimmt. In der NK kann man nun eine infinitesimal kleine Weltsubstratmasse auf obiger virtueller Kugeloberfläche als Testmasse betrachten und ihre radiale Bahn im Rahmen der bekannten newtonschen Mechanik im Schwerfeld dieser virtuellen Kugel berechnen. Weil sich die Testmasse unter den gemachten Annahmen nur radial bewegen kann, ergibt dies gerade die Gleichung für  $R(t)$ , den Radius jeder beliebigen, virtuellen Kugel innerhalb des als homogene Vollkugel angenommenen Allmodells; damit entspricht dieses  $R(t)$  der NK bis auf eine geeignete Normierung gerade auch dem Skalenfaktor  $R(t)$  in der Friedmannmetrik. Einen allgemein gehaltenen, weniger elementaren Zugang zu den Friedmanngleichungen im Rahmen der NK findet man bei Rebhan [4] im Abschnitt 31.1 „Newton-Kosmologie“.

## 4.1 Theoretisches, nur auf Gravitation beruhendes Basismodell für $R(t)$

Die obige virtuelle Kugel verhält sich nicht anders als eine normale, endliche Gas- oder Staubkugel mit Masse  $M$  und Radius  $R(t)$  zur Zeit  $t$ . Für Weltsubstrat- bzw. Testteilchen auf der Kugeloberfläche gilt nun, wenn  $G$  die Gravitationskonstante ist und die Massendichte in der Kugel  $\rho$  beträgt ( $\rho$  ist im Gegensatz zu  $M$  expansionsbedingt zeitabhängig):

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

Diese radiale Bewegungsgleichung, die 1. Friedmangleichung, liefert nicht nur  $R(t)$  (und  $\dot{R}(t)$ ), sondern damit auch das (Pseudo-)Hubblegesetzes  $v(t) = \dot{R}(t) = H(t)R(t)$  bzw.  $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$ , wenn  $R(t)$  und  $\dot{R}(t)$  zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t$  bekannt sind.

Wegen  $\dot{R}\ddot{R} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{R}^2}{2} \right)$  und  $\frac{d}{dR} (V(R))\dot{R} = \frac{d}{dt} (V(R))$  erhält man mit einmal integrieren:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{G M}{R} + E_\infty \quad \text{bzw.} \quad \dot{R}^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho R^2 + 2 E_\infty \quad \text{mit der Integrationskonstante } E_\infty \quad (5)$$

Gleichung ((5)b) kann man mit  $\frac{c^2}{2|E_\infty|}$  multiplizieren. Wenn man danach  $\frac{R c}{\sqrt{2|E_\infty|}}$  neu  $R$  nennt und  $k$  mit  $k = -\text{sgn}(E_\infty)$  einführt, erhält man die 2. Friedmangleichung ohne Druck- und  $\Lambda$ -Term:

$$\text{H-Gleichung} \quad H(t)^2 = \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho(t) - \frac{k c^2}{R^2} = \frac{2 G M}{R^3} - \frac{k c^2}{R^2} \quad (R \rightarrow \infty : H \rightarrow 0) \quad (6)$$

Für grosse  $R$  ist  $E_\infty$  der dominante Term, wie man ((5)a) entnehmen kann, da  $M$  (anders als  $\rho$ ) konstant ist.  $E_\infty$  hat die Bedeutung der kinetischen Energie eines Testteilchens pro Masseneinheit auf der Kugeloberfläche mit  $R \rightarrow \infty$  (siehe (5)a), was die Interpretation sehr leicht macht:

1. für  $E_\infty > 0$  expandiert die Kugel bis in alle Ewigkeit mit abnehmendem  $v$ , aber  $v > 0$ .
2. für  $E_\infty = 0$  expandiert die Kugel bis in alle Ewigkeit, aber für  $t$  gegen  $\infty$  nur noch mit  $v = 0$
3. für  $E_\infty < 0$  expandiert die Kugel bis zu einem maximalen Radius  $R_{max}$ , um danach zu kollabieren. In diesem Fall kann man sich auch ein in alle Ewigkeit oszillierendes Kugelmodell der Welt vorstellen.

Die drei Fälle entsprechen in der Standardkosmologie dem hyperbolischen ( $k = -1$ ), euklidischen ( $k = 0$ ) und sphärischen ( $k = 1$ ) Fall. Physikalisch versteht man aber nur im Rahmen der Newtonschen Kosmologie, was wirklich passiert.

Der zweite Fall ist ein besonderer Fall, weil er für  $t \rightarrow \infty$  als einziger Fall einem statischen All beliebig nahe kommt; es ist auch der Fall, in dem die Testmasse genau Fluchtgeschwindigkeit hat. In diesem Fall folgt aus (6) wegen  $k = 0$ :

$$H(t)^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho(t) \quad \text{oder} \quad H(t) = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho(t)}$$

Letzteres ist die bekannte Beziehung für die kritische Dichte  $\rho_{krit.}$  der ART-Kosmologie, die für alle  $t$  gilt, also auch für  $t \rightarrow \infty$ , weswegen man annehmen darf, dass diese Beziehung auch im Limes eines statischen Alls mit  $H$  und  $\rho \rightarrow 0$  richtig bleiben wird, was weiter bedeutet, dass die WPT für  $\rho \rightarrow 0$  an diesem Fall der Newtonschen oder auch ART-Kosmologie abgeglichen werden kann.

Bevor wir dieses Modell mit den Beobachtungen vergleichen, leiten wir ein NK-Modell für  $R(t)$  aus dem durch Beobachtungen nahe gelegten (eigentlichen) Hubblegesetz mit einem konstanten

Hubblefaktor  $H$  ab. Ein solches Modell wäre im Rahmen des obigen gravitationsdominierten Basismodells allerdings unmöglich, da in diesem Modell  $H$  nicht konstant sein kann, weil die Gravitation zu einer Verlangsamung der Expansion führt und  $H$  deshalb im Laufe der Zeit kleiner werden muss. Darum wird unser neues Modell eine echte, allerdings nur auf Extrapolationsheuristik und physikalischer Intuition beruhende Alternative zum Basismodell sein:

## 4.2 Heuristisches, nur auf dem Hubblegesetz beruhendes Modell für $R(t)$

Das eigentliche Hubblegesetz  $v = H r$  mit konstantem  $H$  führt zur Hubblebeschleunigung

$$\vec{a}_H = \ddot{r} \frac{\vec{r}}{r} = \frac{dv}{dr} \dot{r} \frac{\vec{r}}{r} = H v \frac{\vec{r}}{r} = H^2 r \frac{\vec{r}}{r} \text{ mit „Hubble-Potential“ } V_H = -\frac{H^2}{2} r^2 \quad (7)$$

Setzt man nun diese antigravitativ wirkende Hubblebeschleunigung  $H^2 r$  bzw. nach unserer Schreibkonvention für dynamische Weltmodelle  $H^2 R$  an Stelle der Gravitationsbeschleunigung  $-\frac{GM}{R^2}$  in (4) ein, erhält man das De Sitter-Modell der Kosmologie, wenn man  $\Lambda c^2 = 3 H^2$  setzt:

$$\ddot{R} = H^2 R = \frac{\Lambda c^2}{3} R = -\frac{\partial}{\partial R} (V(R)) \quad \text{mit} \quad V(R) = -\frac{\Lambda c^2}{6} R^2 \quad (8)$$

Einmal integrieren wie bei (4) ergibt:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{\Lambda c^2}{6} R^2 + E_\infty \quad \text{oder} \quad \dot{R}^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} R^2 + 2 E_\infty \quad (9)$$

Gleichung ((9)b) kann man mit  $\frac{c^2}{2|E_\infty|}$  multiplizieren. Wenn man danach  $\frac{R c}{\sqrt{2|E_\infty|}}$  neu  $R$  nennt und  $k$  mit  $k = -\text{sgn}(E_\infty)$  einführt, erhält man die Friedmanngleichung ohne Druck- und Massenterm:

$$2. \text{ Friedmanngleichung ohne Druck- und Massenterm} \quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -\frac{k c^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

Verlangt man nun unter Annahme des eigentlichen Hubblegesetzes ein konstantes  $H$  für alle  $R$ , muss man die Integrationskonstante  $E_\infty = k = 0$  setzen:

$$\text{Friedmanngleichung (de Sitter)} \quad H^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} = \text{Konstant} \quad (10)$$

Das heisst aber, dass im De Sitter-Modell die kosmologische Konstante  $\Lambda$  auf  $H$  zurückgeführt werden kann, mindestens bei dem von uns gewählten Zugang zur De Sitter-Kosmologie über das eigentliche Hubble-Gesetz mit konstantem  $H$ . Der Zusammenhang zwischen  $H$  und  $\Lambda$  über (10) entspricht grössenordnungsmässig auch gerade dem von der Konkordanzkosmologie für  $H(t = \text{heute})$  und nicht nur für  $R \rightarrow \infty$  angenommenen Zusammenhang, der aber aus Sicht der Friedmannkosmologie auf einem Zufall beruht; wir werden aber noch sehen, dass dies aus WPT-Sicht zwingend so sein muss.

Im nächsten Abschnitt vergleichen wir die beiden bisher behandelten Zugänge zur Kosmologie:

## 4.3 Vergleich des Gravitations- mit dem Hubble-Antigravitationsmodell

Der Hauptunterschied zwischen obigem Gravitations- und Antigravitationsmodell besteht darin, dass  $H$  im ersten Fall durch die Anfangsbedingungen bestimmt wird und damit ein völlig freier

Parameter ist, während  $H$  bzw.  $\Lambda$  im zweiten Fall eine kosmische Antigravitationsbeschleunigung festlegt und damit seinerseits aus einer physikalischen Theorie dieser Antigravitation ableitbar sein müsste, wenn es denn eine solche Theorie gäbe ...

Oder anders rum: Der Gravitationsansatz beruht auf der mindestens vermeintlich gut bekannten Physik der antiexpansiv wirkenden kosmischen Gravitation, und der Antigravitationsansatz beruht auf dem Hubblegesetz, das einerseits das schwache oder gar starke Weltpostulat nahe legt und andererseits eine beschleunigte Expansion erwarten lässt, wie sie seit über zehn Jahren von den Beobachtungsdaten an Supernovae Ia im Rahmen von Standardauswertungen auch gefordert wird.

Wesentlich ist noch: Beide Modelle besitzen nur einen mehr oder weniger freien Parameter: die Hubblekonstante  $H(t = \text{heute})$ . Das reicht aber nicht, um die Beobachtungsdaten im Rahmen obiger beiden Modelle quantitativ hinreichend genau zu beschreiben, obwohl beide Modelle für eine grobe qualitative Beschreibung eines expandierenden Alls grundsätzlich geeignet sind.

Nun betrachten wir die obigen Modelle noch einzeln:

### 1. Das Basis- oder Gravitationsmodell

- Die im Gravitationsmodell benützte Schwerebeschleunigung  $\frac{GM}{R^2}$  (4) erfüllt die in der Kosmologie angenommene Allsymmetrie nur bei zusätzlicher Postulierung des Hubblegesetzes bzw. der Hubble-dynamik des Alls, ohne die physikalisch begründen zu können.
- Das Modell kann zudem weder die Supernovae 1a-Daten hinreichend gut beschreiben, noch erhält man die von der Standardkosmologie geforderte Euklidizität des Alls.

### 2. Das „antigravitative“ Hubblemodell

- Im Hubblemodell kann man die expansiv wirkende De Sitter-Beschleunigung  $H^2 R = \frac{\Lambda c^2}{3} R$  nicht auf wenigstens lokal bekannte und bewährte Physik zurückführen, was eine zwingende Forderung an alle ernst zu nehmenden physikalischen Modelle ist.
- Andererseits wurde aber die im Hubblemodell benutzte Hubble-Beschleunigung in den letzten gut 10 Jahren aufgrund vor allem von Supernovae Ia-Messungen – auch quantitativ – im Wesentlichen bestätigt.
- Die Energiedichte, die man  $\Lambda$  zuordnen kann, ist konstant, also unabhängig von  $R$ , was völlig unverständlich ist, wenn diese Dichte etwas mit der gravitativ wirkenden Energiedichte im All zu tun haben soll, die die kosmische Raumgeometrie (sphärisch, hyperbolisch oder euklisch) bestimmt. Eine konstante Energiedichte passt nur zu einem statischen All. Darum ist die kosmologische Konstante  $\Lambda$  bzw. die beschleunigte Expansion des Alls ein starker Hinweis darauf, dass alle Expansionsmodelle falsch sind.

Damit man die Kosmologie auf bewährte Physik zurückführen kann, wird man beide Modelle modifizieren müssen, worauf wir aber erst im übernächsten Abschnitt näher eingehen.

Im Rahmen der Standardkosmologie hat man es sich sehr einfach gemacht, indem man obige beiden Modelle mit der Gravitationsbeschleunigung  $-\frac{GM}{R^2}$  und der Hubblebeschleunigung  $\frac{\Lambda c^2}{3} R$  einfach kombiniert hat, indem man die Verknüpfung zwischen  $H^2$  und  $\Lambda$  über  $H^2 = \frac{\Lambda c^2}{3}$  im Antigravitationsmodell – wenigstens für kleine  $R$  – einfach aufgelöst hat. Aus Standardsicht hat es eine solche Verknüpfung ja auch gar nie gegeben, da Einstein 1917  $\Lambda$  nicht aus dem damals noch unbekanntem Hubblegesetz abgeleitet hatte. Er hatte es damals als eine Ad-hoc-Antigravitationsbeschleunigung eingeführt, die das Zusammenstürzen eines endlichen oder allenfalls sogar potential unendlichen Vollkugelmodells des Alls aufgrund der Schwerkraft verhindern sollte. So kann die Standardkosmologie die beschleunigte Expansion – sobald  $H^2 R = \frac{\Lambda c^2}{3} R$  betragsmässig  $-\frac{GM}{R^2}$  überwiegt – auch



„erklären“ und hat mit  $\Lambda$  gleich noch einen zusätzlichen freien Parameter gewonnen. Mit dem weiteren Ad-hoc-Parameter bzw. der Ad-hoc-Parameterfunktion dunkler, nicht baryonischer Materie kann die Standardkosmologie die Beobachtungsdaten, wenn schon nicht erklären, so doch beschreiben, was natürlich auch mit beliebig vielen andern Ad-hoc-Annahmen möglich wäre. Im nächsten Abschnitt behandeln wir vollständigkeithalber die radiale Dynamik dieses (leicht vereinfachten) heutigen Standardmodells der Kosmologie mit dem Friedmannwegelement (3), indem wir  $R(t)$  der Standardkosmologie im Rahmen der NK herleiten. Dieser Abschnitt kann aber übersprungen werden, wenn man sich vor allem für die neue Kosmologie der WPT interessiert.

#### 4.4 Das Standardmodell der Kosmologie für $R(t)$

Die totale kosmische Beschleunigung ist im Rahmen der Standardkosmologie in NK-Formulierung die Summe aus der bekannten newtonschen Gravitationsbeschleunigung  $-\frac{GM}{R^2}$ , die anziehend und antiexpansiv wirkt, und der Hubblebeschleunigung  $H v = H^2 R$  aus (7), die abstossend und expansiv wirkt. Weil  $H = \frac{\dot{R}}{R}$  erst für „genügend“ grosse  $R$  (fast) konstant wird und vor allem weil  $\Lambda$  in der Standardkosmologie ein von  $H$  völlig unabhängiger, freier Parameter ist, ersetzen wir  $H^2$  in  $H^2 R$  durch  $\frac{\Lambda c^2}{3}$  mit konstantem  $\Lambda$ . (4), die 1. Friedmanngleichung unseres obigen Basismodells, ist damit folgendermassen zu erweitern:

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} R = -\frac{\partial}{\partial R}(V(R)) \quad \text{mit} \quad V(R) = -\frac{GM}{R} - \frac{\Lambda c^2}{6} R^2 \quad (11)$$

Einmal integrieren wie bei (4) ergibt:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{GM}{R} + \frac{\Lambda c^2}{6} R^2 + E_\infty \quad \text{oder} \quad \dot{R}^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho R^2 + \frac{\Lambda c^2}{3} R^2 + 2 E_\infty \quad (12)$$

Gleichung ((12)b) kann man mit  $\frac{c^2}{2|E_\infty|}$  multiplizieren. Wenn man danach  $\frac{R c}{\sqrt{2|E_\infty|}}$  neu  $R$  nennt und  $k$  mit  $k = -\text{sgn}(E_\infty)$  einführt, erhält man die Friedmanngleichung mit  $\Lambda$ -, aber ohne Druckterm, den wir in dieser Arbeit einfachheits- und übersichtlichkeitshalber immer weglassen:

$$\text{Friedmanngleichung mit } \Lambda\text{-Term} \quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho - \frac{k c^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (13)$$

Gleichung ((12)b) kann man entnehmen, dass man der kosmologischen Konstante  $\Lambda$  eine positive Energiedichte zuordnen kann, wenn  $\Lambda$  positiv ist, was es aber sein muss, da wir schon bei seiner Einführung verlangt hatten, dass für „genügend“ grosse  $R$   $\Lambda = \frac{3H^2}{c^2}$  sein solle, wie dies Gleichung (13) auch zeigt. Gleichung ((11)a) kann man nun entnehmen, dass man  $\Lambda$  bzw. seiner Energiedichte einen negativen Druck  $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$  zuordnen muss, wenn man die antigravitativ wirkende Kraft von  $\Lambda$  durch eine Druckwirkung einer dunklen Energie erklären will.

Und Gleichung ((12)a) zeigt schliesslich, dass für grosse  $R$   $\Lambda$  dominiert und die Integrationskonstante  $E_\infty$  keine Rolle mehr spielt. D.h.  $k$  ist dann nicht mehr von 0 unterscheidbar; das ist gerade der bekannte „**Inflationstrick**“, der den Raum zwar nicht flach macht, aber der den Einfluss von  $E_\infty$  bzw. einer allfälligen Krümmung  $k$  beliebig klein macht; physikalisch verständlicher: Durch die Inflation werden die Anfangsbedingungen ( $E_\infty$ ) überdeckt bzw. versteckt.  $E_\infty$  entspricht der kinetischen Energie pro Masseneinheit eines Testteilchens auf der virtuellen Kugeloberfläche für  $R \rightarrow \infty$  ohne  $\Lambda$ -Term; für „genügend“ kleine  $R$  hat es darum immer noch die gleiche Bedeutung wie beim Fall ohne kosmologische Konstante, wo (noch)  $E_{\text{Pot. Grav.}}(R) + E_{\text{kin.}}(R) = E_\infty$  gilt.

Zusatzbemerkung (für Experten): Die (11) entsprechende Poissongleichung mit kosmologischer Konstante  $\Delta V + \Lambda c^2 = 4\pi G \rho$  ist nicht mit der „Neumann-Gleichung“  $\Delta V + \Lambda c^2 V = 4\pi G \rho$

zu verwechseln, die zu einem Exponential- oder Yukawa-Potential führt; Einstein selbst hatte – für den allgemeinen Fall fälschlicherweise – die Neumanngleichung als Motivation zur Einführung von  $\Lambda$  angegeben [13]. Treder hat aber gezeigt, dass unter gewissen – in der Kosmologie durchaus sinnvollen – Annahmen die beiden Ansätze äquivalent sind [14].

### Beurteilung des Standard-Friedmann-Modells der Kosmologie:

1. Die Freiheiten des Modells sind so gross, dass es kaum noch falsifizierbar ist; dies gilt insbesondere dann, wenn  $\Lambda$  eine freie Funktion der Zeit sein darf und die Massendichte nicht direkt beobachtbare, nicht baryonische bzw. exotische Anteile enthalten darf. Darum ist das heutige Standardmodell der Kosmologie nach üblichen Kriterien kein wissenschaftliches Modell, sondern nur noch eine mathematische Spielerei ohne jeden Erklärungswert für das Verständnis des real existierenden Alls.
2. Die Ad-hoc-Annahme der dunklen Energie bzw. von  $\Lambda$  kann im Rahmen der Standardkosmologie weder verstanden noch plausibel gemacht werden, da der Versuch sie auf die Vakuumenergie zurückzuführen bisher kläglich gescheitert ist.
3. Immer wenn das jeweilige Standardmodell bisher durch Beobachtungen falsifiziert wurde, wurden einfach neue Ad-hoc-Annahmen bzw. neue freie Parameter oder gar Parameterfunktionen eingeführt: So etwas verdient den Namen Wissenschaft aber nicht mehr.

Andererseits legen die längst vermuteten Beziehungen zwischen  $H$ ,  $\Lambda$ ,  $\rho$  und Milgroms  $a_0$  ein einfaches physikalisches Prinzip nahe, das alle bisher bekannten kosmologischen Fakten samt der MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik im Rahmen einer einheitlichen physikalischen Theorie erklären kann. Genau das leistet die neue Kosmologie, die auf der Weltpotentialtheorie (WPT) beruht, auch wenn sie in Bezug auf die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik leider noch nicht ganz ohne heuristische Rückgriffe auskommt, ausser bei der Begründung der universellen Bedeutung von Milgroms  $a_0 \sim Hc$ :

## 5 Die Weltpotentialtheorie (WPT)

Weiter oben haben wir gesehen, dass ein endliches oder auch potential unendliches Vollkugelmodell des Alls, wie es letztlich der Friedmannkosmologie zugrunde liegt unter halbwegs nahe liegenden und physikalisch plausiblen Annahmen nicht stabil statisch sein kann, weil der Mittelpunkt einer endlichen Kugel mit Radius  $R$  seine Mitteneigenschaften bei einem üblichen Grenzübergang von  $R \rightarrow \infty$  nicht verlieren kann. Erst für ein aktual unendliches Allmodell sieht das anders aus:

### 5.1 Das aktual unendliche „Vollkugelmodell“ des Alls in der WPT

Das Weltall kann man sich als eine aktual unendliche „Vollkugel“ konstanter Dichte vorstellen, für die das Weltpostulat gilt, demgemäss das All auf grössten Skalen homogen und isotrop sein soll. Diese Symmetrie nennen wir Allsymmetrie; unter Allsymmetrie sind alle Punkte vollkommen gleichwertig und damit physikalisch ununterscheidbar; ein (ausgezeichneter) Mittelpunkt kann in einem aktual unendlichen All im Gegensatz zu einem „nur“ potential unendlichen All nicht einmal im Prinzip existieren. Aber Testmassen oder Lichtstrahlen zeichnen die von ihnen durchlaufenen Punkte, die Testmassen- bzw. Lichttrajektorien, aus, insbesondere ihren momentanen Aufenthaltsort, der sich wie ein effektives Schwerezentrum verhält, in dem Testmassen zwar kräftefrei ruhen können, das sie aber nur mit Kraft- bzw. Energieaufwand verlassen können. Weil man jeden beliebigen momentanen Aufenthaltsort einer bewegten Testmasse als Startpunkt ansehen darf,

lässt sich die Bewegung einer Testmasse zwischen Start (z.B. Licht- oder Teilchenstrahlquelle) und Ziel (z.B. Teleskop oder Teilchendetektor) „integral“ formulieren, was vor allem bei der korrekten Behandlung von Lichtstrahlen wichtig ist ([1], Seite 3). Das in der WPT „nur“ testteilchen- bzw. lichtstrahlrelativ oder eben **startpunktrelativ** definierte Potential gibt über die Potentialdifferenz zwischen Start und Ziel an, wie viel Energie ein Testteilchen oder ein Lichtstrahl vom Start bis zum Ziel verliert. Aufgrund der angenommenen Allsymmetrie kann die Potentialdifferenz nur vom Abstand zwischen Start und Ziel abhängen, aber nicht von der absoluten Lage der Bahn im All; diese Bedingung erfüllen die r-proportionalen WPT-Potentiale mit beliebig wählbarem Startpunkt bzw. Schwerzentrum auf der schon durchlaufenen Testmassenbahn. Formal ist es vorteilhaft bei zentralsymmetrischen Situationen Polarkoordinaten zu benutzen. Dabei muss aber entsprechend obigen Ausführungen beachtet werden, dass der Radialabstand  $r$  zum Zentrum unter Allsymmetrie eine etwas andere Bedeutung hat als z.B. in einer idealisierten, zentralsymmetrischen, nicht homogenen Welt mit einer (einigen) schweren Masse im Zentrum: Im letzteren Fall ist  $r$  bzw. sein Nullpunkt **absolut** durch eine Zentralmasse definiert, die für alle Testmassen gleichermassen zuständig ist, wie man das aus der newtonschen Mechanik gewohnt ist, im ersteren ist  $r$  aber nur **relativ** zu Testmassen oder Lichtstrahlen definiert, weil im Allgemeinen jede Testmasse ihren eigenen Startpunkt und damit in der WPT-Kosmologie auch ihr eigenes, relativ zum Allsubstrat absolut definiertes Schwerzentrum hat. Im Vergleich mit der NK ist noch zu beachten, dass  $r(t)$  in der WPT Testteilchenbahnen ab ihren Startpunkten in einem stabil statischen All beschreibt, während in der NK  $R(t)$  die Expansion beliebiger, virtueller Vollkugeln im endlichen oder potential unendlichen Vollkugelmodell der NK beschreibt.

## 5.2 Die Lösung des gordischen Knotens der Standardkosmologie

Mit einem aktual statt nur potential unendlichen Vollkugelmodell des Alls kann die WPT den Gordischen Knoten der Standardkosmologie mit Gravitation und Antigravitation bzw. dunkler Energie auflösen, indem sie beide unter einen Hut bringt und in wenigen Schritten die Kosmologie auf die ganz gewöhnliche, lokal wohl bekannte Gravitation zurückführt:

### 5.2.1 Die Hauptresultate der WPT

1. Unter Allsymmetrie tritt die Gravitation als reine, kosmische Bremsbeschleunigung  $Hv$  auf, wobei  $v$  die Geschwindigkeit einer Testmasse gegenüber dem Weltsubstrat ist (siehe [1], Abschnitt 4.2.2., Seite 6 und Anhang A.3, Seite 14). Für Licht ist diese Bremsbeschleunigung darum konstant  $Hc$ . Eine solche Bremsbeschleunigung verletzt trivialerweise die verlangte Allsymmetrie nicht und erzwingt auf genügend grossen Skalen ein stabil statisches All; die (stabil statische) Dynamik des WPT-Alls ergibt sich darum aus den gemachten Annahmen und muss nicht – wie in der Standardtheorie die Hubbleexpansion – explizit oder implizit extra postuliert werden. Die für Licht konstante Weltbeschleunigung  $-Hc$  führt zudem sofort zur bekannten gravitativen Rotverschiebung und Zeitdilatation (Pound-Rebka).
2. Zur quantitativen Berechnung der gravitativen Rotverschiebung und Zeitdilatation, braucht man die geometrische ART-Gravitationstheorie nicht. Dafür genügen Einsteins ursprüngliches Äquivalenzprinzip von 1907 für konstante Schwerebeschleunigungen [12] und die SRT (siehe auch [1], Abschnitt 4.2.3.):
3. Eine konstante Schwerebeschleunigung kann man nämlich ganz einfach im Rahmen der SRT behandeln, denn nach Einsteins originalem Äquivalenzprinzip entspricht eine Lichtbahn in einem konstanten Feld mit Schwerebeschleunigung  $-Hc$  exakt einer Lichtbahn in einer mit  $+Hc$  konstant beschleunigten Rakete in einem globalen Inertialsystem. Die Lichtbahn in einer solchen Rakete kann mittels der bekannten hyperbolischen Raketengleichung der SRT einfach

berechnet werden (siehe Abschnitt (5.3)). Eine solche Rechnung entspricht im Wesentlichen dem oben behandelten, antigravitativen, beschleunigt expandierenden NK-Hubblemodell, ausser dass wir die nicht relativistische Hubblebeschleunigung  $Hv = H^2R$  aus (7) durch die für Licht relativistische, invariante Beschleunigung  $Hc$  ersetzen und die nicht relativistische NK-Bewegungsgleichung für  $R(t)$ , das man hier als (beschleunigt wachsenden) Abstand des Beobachters von der Lichtquelle ansehen darf, durch die hyperbolische Raketen-gleichung der SRT. Nach WPT tut man – im Sinne eines Rechen-tricks – aber nur so, als ob der Beobachter samt Labor und Heimatgalaxie vor fernen Lichtstrahlen beschleunigt flöhe, während er nach Standardtheorie von der Expansion des Alls real mitgerissen wird.

4. Auch die scheinbare Helligkeit einer Standardkerze kann mit obiger „Äquivalenzraketenrechnung“ leicht aus der Länge der Lichtbahn im globalen Inertialsystem erhalten werden und damit die theoretische Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung der WPT, die die Beobach-tungsdaten im Rahmen der Messgenauigkeiten korrekt beschreiben kann. Eine noch etwas saloppe Rechnung gab es schon in [3], und in [1] gibt es auch schon bald zwei Jahre eine (schein-)metrische Berechnung mit gleichem Resultat.
5. Weil man in der WPT annimmt, dass die Quelle der rein kosmischen Gravitation eine aktual unendliche Massenschale mit der Dichte  $\rho_\infty$  ist und dass die lokalen Massen/Energieverteilun-gen in Strenge keinen Einfluss auf die kosmische Gravitation haben, muss man für  $\rho_\infty \rightarrow 0$  wieder unser obiges rein gravitative NK-Basismodell für  $R(t)$  erhalten, was uns erlaubt die Hubblekonstante  $H$  auf die mittlere Dichte des Alls  $\rho = \rho_\infty$  zurückzuführen (siehe auch 4.1):

$$H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho \quad \text{oder} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} \quad (14)$$

Diese Punkte stellen den Kerninhalt der WPT-Kosmologie mit nur einem einzigen leicht freien Parameter, der Hubblekonstante, dar. Es gibt aber weitere erwähnenswerte Punkte:

### 5.2.2 Weitere Resultate der WPT-Kosmologie

1. Die antigravitative De Sitter-Beschleunigung in (8) im Hubblemodell entspricht im Wesent-lichen – mindestens bis auf einen Faktor der Grössenordnung 1 – gerade der von der dunklen Energie im Standardmodell in Konkurrenz zur Massenanziehung verursachten Expansions-beschleunigung zur Zeit  $t = \text{heute}$ . Das ergibt bei bekannter Hubblekonstante  $H$  aus (10) mit  $\Lambda = \frac{3H^2}{c^2}$  einen sehr guten Schätzwert für die kosmologische Konstante.
2. Die totale Beschleunigung im Konkordanzmodell für  $t = \text{heute}$  muss bei Richtigkeit der WPT und insbesondere des originalen Äquivalenzprinzips von Einstein gerade der Weltbeschleu-nigung  $Hc$  für Licht entsprechen. Und weil für Licht nach WPT  $r = ct$  bzw.  $c = r/t$  gilt, ist dazupassend in NK und Konkordanzkosmologie  $H = 1/t$  zu setzen, wenn man das All beschleunigt expandieren lässt, statt dass man ein lichtstrahlrelatives Gravitationsfeld wie in der WPT annimmt, gegen das das Licht anlaufen muss.  $t$  ist nach WPT die Zeit, seit der Lichtstrahl bei  $r = 0$  emittiert wurde, und nach Standardkosmologie ist es die Zeit seit dem Urknall, weswegen zu erwarten ist, dass in der Konkordanzkosmologie  $1/H$  gerade der Zeit seit dem Urknall entsprechen sollte, was auch tatsächlich so ist. Aus Sicht der Standardtheorie muss dieses Faktum als Zufall abgetan werden (siehe SuW [17], Seite 10).
3. Über das originale Äquivalenzprinzip und die Rindlermetrik lässt sich die WPT-Kosmologie auch (schein-)metrisch formulieren, was einerseits den Vergleich mit der von Haus aus metri-schen Standardkosmologie erleichtert und es andererseits auch erlaubt die wichtige Schwarz-schildmetrik der ART sozusagen ohne ART mindestens zu plausibilisieren (siehe [1], Anhang B.3, Seite 16 und 17 und Anhang C, Seite 18 bis 22).

Nun wollen wir die für die Kosmologie besonders wichtige Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung im Rahmen der WPT hier herleiten:

### 5.3 Die theoretische WPT-Leuchtkraft-Rotverschiebungsbeziehung

Weil die kosmische Rotverschiebung ein Effekt grosser Skalen ist, darf man zu ihrer Herleitung den Grenzfall vernachlässigbarer, lokaler Feldstärken benützen. In wenigen Rechenschritten kann man dann das Hubble-Gesetz für kleine  $r$  aus der gravitativen Rotverschiebung im Weltpotential für Licht  $V(r) = k r$  herleiten samt dem Proportionalitätsfaktor  $k$  und der kosmologischen Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung für grosse  $z$ :

**Die gravitative Frequenzverschiebung** in einem Schwerefeld wollen wir – weil instruktiv und sehr einfach – zuerst halbklassisch mittels des Äquivalenzprinzips zwischen Energie und träger Masse herleiten, bevor wir den fundamentalen Zugang über die Äquivalenzrakete skizzieren:

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  $dE$  von (monochromatischem) Licht mit Senderfrequenz  $\nu_S$  in einem Gravitationsfeld sofort angeben kann, wenn man die vom Licht durchlaufene Potentialdifferenz  $dV$  kennt (ein positives  $dV$  führt zu einem Energieverlust):

$$dE = h d\nu = -m_{\text{träg}} dV = -\frac{h\nu_S}{c^2} dV$$

Daraus folgt mit  $a(r) = -\frac{dV(r)}{dr}$  bzw.  $dV(r) = -a(r) dr$  :

$$\frac{d\nu}{\nu_S} = -\frac{d\lambda}{\lambda_S} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{a(r)}{c^2} dr \quad \text{bzw.} \quad dz = \frac{dV(r)}{c^2} = -\frac{a(r)}{c^2} dr$$

Ruhende Uhren laufen darum „in Wahrheit“ – wie das mindestens eine der einfachsten möglichen ART-Interpretationen anders sieht – überall gleich schnell, denn Lichtsignale bzw. kurze monochromatische Lichtstrahlen, die selber auch Uhren sind und überhaupt erst Vergleiche weit entfernter Uhren zulassen, verlieren beim Überwinden einer Potentialdifferenz Energie und werden darum „röter“. D.h. man misst so nicht die Frequenz des Senders, sondern die Frequenz des „müde“ gewordenen Lichtes; 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.

Für kleine  $r$  (im Turm- oder Raketensystem) folgt aus (15) – wegen  $V(r) = k r$  für Licht –  $a(r) = -k$  und daraus  $z = -\frac{k}{c^2} r$ . Weil im Rahmen der üblichen, alten Dopplerinterpretation weiter  $cz = v(r) = Hr$  gilt, haben wir das bekannte Hubble-Gesetz für kleine  $v$  und  $r$  mittels der gravitativen Rotverschiebung gefunden, wenn man  $k = Hc$  setzt; dabei muss man aber bei den Vorzeichen daran denken, dass das  $r$  in den Gleichungen für die Lichtermüdung ab Lichtsender (zum Emissionszeitpunkt) gemessen wird, das  $r$  im Hubblegesetz aber ab Beobacherteleoskop.

**Die gravitative Zeitdilatation** in einem Schwerefeld kann man nun auch sofort angeben, denn ein monochromatischer Lichtstrahl stellt über seine inverse Frequenz eine Uhr dar:

Dann ergibt sich aus dem Frequenzverhältnis von (scheinbarer) Senderfrequenz und Empfängerfrequenz die Zeitdehnung  $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$  von Ereignissen beim Sender, die man im Empfängerteleoskop sieht:

$$\frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} \quad \text{mit} \quad d\tau_S = \text{Sendereigenzeittakt} \quad \text{und} \quad d\tau_E = \text{Empfängerzeittakt} \quad (16)$$

Mit  $z = \frac{\lambda_E - \lambda_S}{\lambda_S} = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$  erhält man so sofort den an Supernovaexplosionen beobachteten,  $z$ -abhängigen Zeitlupeneffekt:

$$\frac{d\tau_E}{d\tau_S} = 1 + z \quad (17)$$

D.h. im Teleskop betrachtet, dauert eine Explosion  $(1+z)$  mal so lange wie am Orte der Supernova.

**Die Äquivalenzraketenherleitung** skizzieren wir hier nur: Frequenzverschiebung und Zeitdilatation können auch direkt aus Einsteins originalem Äquivalenzprinzip zwischen einem konstant beschleunigten Bezugssystem, z.B. einer Rakete, und einem Bezugssystem in einem konstanten Gravitationsfeld, z.B. einem Turm auf der Erdoberfläche, hergeleitet werden (siehe [1], Anhang C1, Gleichung 26). Darum gilt die Frequenzverschiebung für alle Uhren, also nicht nur für „Lichtuhren“ (in Astronomie und Kosmologie sind andere als Lichtsignale – mindestens für Präzisionsmessungen – aber nur schwer vorstellbar). Bei dieser fundamentalen, allein auf SRT und Äquivalenzprinzip beruhenden Herleitung, erscheint aber nicht die Rotverschiebung, sondern eher die gravitative Zeitdilatation  $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$  als der primäre Effekt, den man mit  $\frac{d\zeta}{d\tau_S} = 0$  sofort aus dem  $ds^2$  der Rindlermetrik erhält, die in einer konstant beschleunigten Rakete zuständig ist ( $\zeta$  ist die Vertikalkoordinate im Raketensystem mit Nullpunkt beim Empfänger an der Spitze, und für  $R_H$  gilt  $R_H = \frac{c}{H}$ ):

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = c^2 \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2 d\tau_E^2 - d\zeta^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = 1 + \frac{\zeta}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{d\zeta_L}{d\tau_E} = c \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) \quad (18)$$

Für kosmisch/allsymmetrische Belange ist die Lichtgeschwindigkeit definitionsgemäss  $\frac{d\zeta_L}{d\tau_E} = c$  (vollständigkeitshalber sei angemerkt: Andere Definitionen wären grundsätzlich möglich), was man – ohne  $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$  zu ändern – erreicht, indem man  $g_{\zeta\zeta} = g_{00}$  setzt. Damit erhält man das konform flache, kosmologische WPT-Wegelement, wenn man noch  $\zeta$  durch  $r = -\zeta$  mit  $r = 0$  beim Sender ersetzt:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = c^2 \left(1 - \frac{r}{R_H}\right)^2 (d\tau_E^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{r}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{dr_L}{d\tau_E} = c$$

Weil die lichtstrahlrelative Potentialdifferenz  $\Delta V(r) = V(r) - V(0) = Hc r$  ist, entspricht dies:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = c^2 \left(1 - \frac{\Delta V(r)}{c^2}\right)^2 (d\tau_E^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{\Delta V(r)}{c^2} \quad \text{und} \quad \frac{dr_L}{d\tau_E} = c \quad (19)$$

Damit folgt für  $d\nu = \nu_E - \nu_S$  bzw.  $\nu_E = \nu_S + d\nu$  und  $dz = -\frac{d\nu}{\nu_S}$  mit infinitesimalen  $dz$  und  $d\nu$ :

$$\frac{\nu_E}{\nu_S} = \frac{\nu_S + \Delta\nu}{\nu_S} = 1 + \frac{\Delta\nu}{\nu_S} = 1 - \frac{\Delta V(r)}{c^2} \quad \text{und daraus} \quad -\frac{d\nu}{\nu_S} = dz = \frac{dV(r)}{c^2}$$

Die letzte Beziehung entspricht gerade dem Ausdruck für  $dz$  in (15), den wir damit bestätigt haben.

**Die kosmische Lichtbahn**  $r(\tau_E)$  im Raketensystem kann nun im Rahmen der SRT und WPT berechnet werden. Weil man aber kosmische Abstände  $r$  nicht direkt messen kann, sondern nur die Rotverschiebung  $z$  (und Leuchtkraft  $L$ ), die aber ein Mass für  $r$  sowohl in der Standardkosmologie wie in der WPT darstellt, suchen wir nicht  $r(t)$ , sondern  $z(t)$ . Dazu gehen wir unter Verwendung von  $a(r) = -k = -Hc$  von der Gleichung für  $dz$  in (15) aus:

$$dz = -\frac{a(r)}{c^2} dr = H \frac{dr}{c} = H d\tau_E, \quad \text{denn für Licht gilt nach WPT} \quad \frac{dr}{d\tau_E} = c \quad (20)$$

Mit  $d\tau_S = d\tau_E/(1+z)$  aus (17) kann man  $\tau_S(z)$  unter Benützung von  $d\tau_E = dz/H$  aus (20) ausrechnen.  $d\tau_S$  und  $d\tau_E$  haben hier aber zwei unterschiedliche Bedeutungen: Einerseits meinen sie infinitesimale Zeitmasse und andererseits meinen sie einen infinitesimalen Zeitschritt des Lichtstrahls auf dem Wege vom Sender zum Empfänger oder umgekehrt; infinitesimal kleine Zeitmasse können aber auch als infinitesimale Zeitschritte dienen, wovon in (20) Gebrauch gemacht wird. In (20) entspricht  $dz$  nämlich der infinitesimalen  $z$ -Änderung, wenn das Licht während einer infinitesimal kurzen Zeitspanne  $d\tau_E$  (bzw.  $d\tau_S = dt$ ) die infinitesimal kleine Potentialdifferenz  $dV = Hc dr$

durchläuft. Damit erhält man durch Integration über  $\tau_S$  und  $z$  die mit einer Lichtstrahluhr gemessene (Eigen-)Lichtlaufzeit  $\tau_S$  vom Sender zum Empfänger, wenn die bekannte, totale Frequenzverschiebung zwischen Sender und Empfänger  $z$  beträgt (die Integration lässt man aber sinnvollerweise vom Empfänger zum Sender, von  $z = 0$  bis  $z$ , laufen):

$$d\tau_S = d\tau_E/(1+z) = 1/(1+z) dz/H \quad \text{und daraus} \quad \tau_S(z) = \ln(1+z)/H \quad (21)$$

Dummerweise kann man aber über kosmische Distanzen  $\tau_S$  (und  $\tau_E$ ) so wenig messen wie  $r$ . Darum bietet sich der Lichtabsorptionsmoment im Teleskop als natürlicher Orts- und Zeitnullpunkt an. Aus Symmetriegründen – es ist egal, ob man von 0 nach  $z$  oder umgekehrt integriert – entspricht damit  $\tau_S(z)$  gerade auch  $\tau_E(z)$ , das man für die Standardtransformation vom Raketenins inertielle Weltsystem braucht, wie wir noch sehen werden. Messen kann man neben  $z$  nur die mit dem Abstand abnehmende Leuchtkraft  $L$  einer Lichtquelle, die ein von  $z$  unabhängiges Mass für den Abstand der Quelle ist: Wenn man nämlich Rotverschiebung und Zeitdilatation, die für einen Teil der Leuchtkraftabnahme verantwortlich sind, herausrechnet, dann sollte die so korrigierte Leuchtkraftabnahme ein direktes Mass für den rein geometrischen Lichtlaufweg sein. Nach ART-Geometrieinterpretation ist dies der metrische Abstand (siehe [7], Seite 493), während es in der WPT der euklidische Abstand der Lichtbahn im inertialen Poincaré-Minkowski-Ruhsystem des Weltalls ist, in dem die Lichtquelle annahmegemäss ruhen soll. Dies ist in einem Inertialsystem gerade die Lichtlaufdistanz. D.h. aber, dass nach WPT Distanzen im inertialen Weltruhsystem über die Leuchtkraft von Standardkerzen praktisch direkt gemessen werden können, was der (dogmatischen) ART-Geometrieinterpretation ihre Basis nimmt. Um die Lichtlaufdistanz als Funktion von  $z$  angeben zu können, muss man nur noch wissen, wie lange ein Lichtstrahl ab Emission bis zur Absorption im Teleskopdetektor im inertialen Weltruhsystem unterwegs ist.

**Die hyperbolische Raketengleichung** hilft weiter, denn das Beobachtereleskop befindet sich annahmegemäss an der Spitze einer Rakete, die bei der Emission eines Lichtstrahls auf der im Weltsystem ruhend angenommenen Startrampe gleichzeitig mit dem Strahl die Startrampe mit der konstanten Beschleunigung  $Hc$  verlässt. Da man die Eigenzeitdauer  $\tau_S(z) = \tau_E(z)$  (siehe oben; bei Lichtemission und Raketenstart sei in dieser Rechnung aber  $t = \tau_E = \tau_S = 0$ ) aus (21) kennt, braucht man sie nur noch in die Raketenformel (siehe z.B. [1], Seite 841) für  $t(\tau_E)$  einzusetzen:

$$t(z) = \frac{1}{H} \sinh(H\tau_E) = \frac{1}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad \text{und daraus} \quad D_l = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (22)$$

$D_l$  ist die kosmische Lichtlaufdistanz, die formal genau der metrischen Distanz  $D_r$  für ein leeres, hyperbolisches All der Standardkosmologie mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$  entspricht (siehe z.B. [7], Seite 493), das seinerseits wieder Milnes altem SRT-Modell von 1932 entspricht; weiter gilt in der WPT – anders als in der Standardkosmologie –  $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho$  (14), wenn  $G$  die Gravitationskonstante und  $\rho$  die Dichte des Allsubstrats bzw. der als aktual unendlich angenommenen Massenschale ist. Leider ist  $\rho$  prinzipiell nicht direkt messbar. Aber aus physikalischer Plausibilität darf man erwarten/hoffen, dass die mittlere Alldichte  $\rho$  grössenordnungsmässig etwa der Dichte  $\rho_0$  auf den grössten der Beobachtung noch zugänglichen Skalen entspricht; genau dies ist tatsächlich auch der Fall, was natürlich schon lange auffiel, ohne dass man dies aber bisher hätte erklären können.

## 5.4 Supernovae und die WPT-Leuchtkraft Rotverschiebungsbeziehung

Um die theoretische Leuchtkraft/Rotverschiebungsbeziehung der WPT mit Beobachtungen vergleichen zu können, braucht man geeignete Standardkerzen, deren absolute Helligkeit mindestens im Prinzip bekannt ist. Die besten Standardkerzen, die man auf kosmischen Distanzen bis heute kennt, sind die Supernovae Ia. Seit einigen Jahren gibt es für solche Supernovae ziemlich zuverlässige Daten bis zu einem  $z$  von grösser als 1. Ich hatte die WPT-Theoriekurve erstmals im Dezember 2005 mit den Daten von solchen Supernovae verglichen und erhielt eine ähnlich gute Übereinstimmung wie

mit der Theoriekurve des Konkordanzmodells der Standardkosmologie. Grundlage des Vergleichs waren die Supernovae-Messdaten aus [15]. Die Vergleichsabbildungen 1 und 2 sind Figur 4 auf Seite 11 dieser Referenz nachempfunden. Die gestrichelte Kurve entspricht einem hyperbolischen Modell mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$  wie in der zitierten Arbeit; an diese Kurve können die Messdaten nicht befriedigend angepasst werden, weshalb  $\Omega_\Lambda$ , die kosmologische Konstante, im Rahmen des Konkordanzmodelles nicht 0 sein kann, wenn man die Beobachtungsdaten korrekt beschreiben will. D.h. aber in andern Worten, dass das Allmodell des Konkordanzmodells – mindestens seit einigen Milliarden Jahren – beschleunigt expandiert.

Die Theoriekurve der Weltpotentialtheorie (siehe letzter Abschnitt) entspricht gerade der Theoriekurve der Standardkosmologie für ein leeres, hyperbolisches All mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ , was ein physikalisch unzulässiges Modell ist, da man ja weiss, dass das Weltall nicht leer ist. Dieses Modell entspricht auch gerade Milnes SRT-Modell von 1932, von dem allgemein bekannt ist, dass es die Beobachtungsdaten innerhalb der Messgenauigkeiten und systematischen Unsicherheiten korrekt beschreiben kann, ohne dass man bisher verstehen konnte, warum das so ist. Während  $H$  in diesem Modell zudem ein völlig freier Parameter ist, ist  $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho_\infty}$  in der WPT durch die Dichte der aktual unendlichen Massenschale  $\rho_\infty$  gegeben (siehe auch 4).

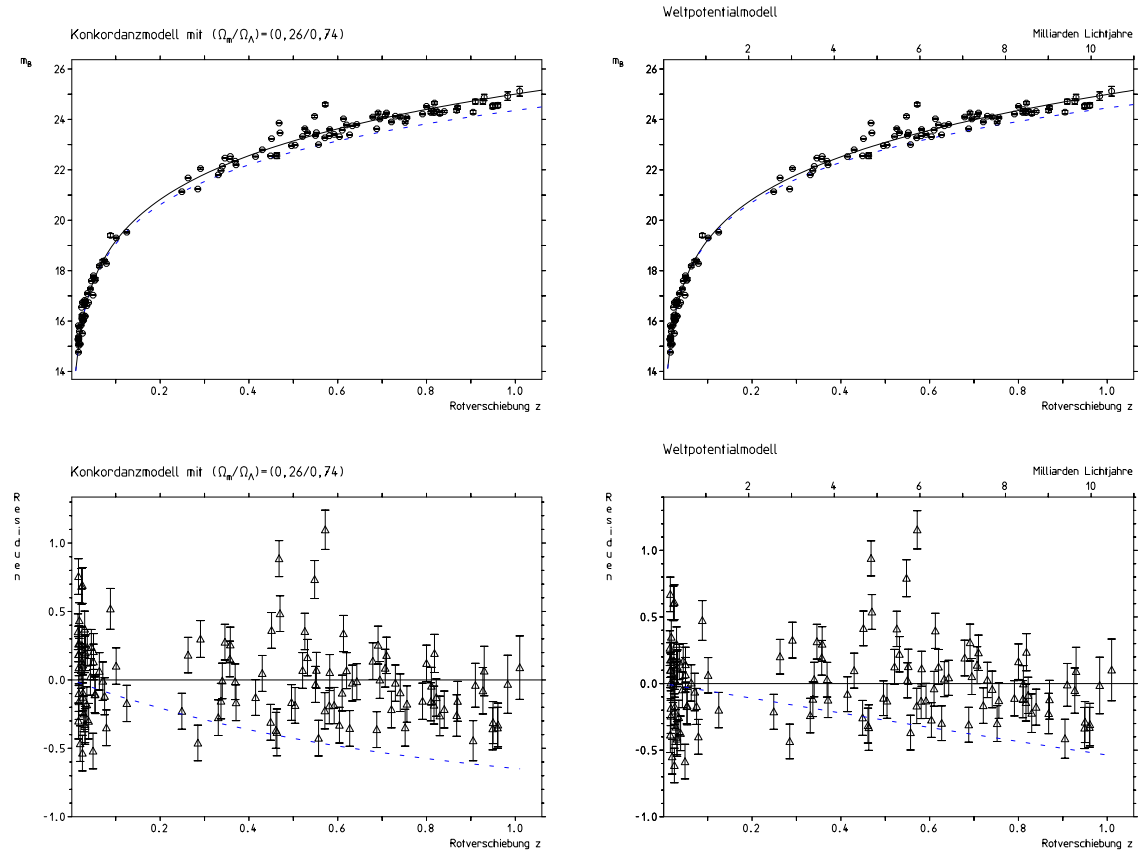


Abbildung 1: **Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten:** Nach dieser Auswertung ist das Weltpotentialmodell dem Standardmodell für ein flaches All völlig gleichwertig trotz des zusätzlichen Parameters des Konkordanzmodells.  $m_B$  ist im Wesentlichen die scheinbare Grösse.

Die Abbildungen 1 (Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten) und 2 (Vergleich mit heuristischer Korrektur der absoluten Helligkeiten) zeigen, dass man die Beobachtungsdaten mit dem Weltpotentialmodell korrekt beschreiben kann.

Die linken beiden Figuren der Abbildung 2 entsprechen bis auf die beiden „Ausreisser“ genau der



Figur 4 auf Seite 11 der am Anfang genannten Referenz [15], die eine sehr sorgfältige Messdatenauswertung erkennen lässt. Die Datentabellen 8 und 9 dieser Referenz habe ich hier benützt. Für die bezüglich des Streck- und Blaueffektes unkorrigierten Vergleichsdaten ging ich von  $m^*_B$  aus und für die korrigierten von  $\mu_B$ .  $m^*_B$  ist im Wesentlichen die scheinbare Grösse, und  $\mu_B$  der Distanzmodul.  $m^*_B$  und  $\mu_B$  werden auf den Seiten 9 und 10 der Referenz [4] ausführlich erklärt. Die unteren beiden Bilder der beiden Abbildungen zeigen die Abweichungen der Beobachtungspunkte von den beiden Theoriekurven.

Auch eine neuere Messdatenzusammenstellung von Adam G. Riess u.a. mit hohen  $z$  ist mit der WPT-Theoriekurve mit  $\chi^2 = 164$  bei 184 Datensätzen verträglich ([16], Tabelle 4, Seite 49).

**Zusammenfassend** ergibt sich, dass die WPT die Supernovae Ia-Beobachtungsdaten ähnlich gut beschreiben kann wie das Konkordanzmodell mit Dunkler Materie und Energie, obwohl sie über keinen einzigen völlig freien Parameter verfügt. Der leicht freie Parameter  $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho_\infty$  passt zudem auf etwa ein bis zwei Grössenordnungen zur einigermaßen bekannten Dichte  $\rho_0$  auf den grössten messtechnisch noch erfassbaren Skalen, was schon lange auffiel, ohne dass man dies aber bisher hätte erklären können.

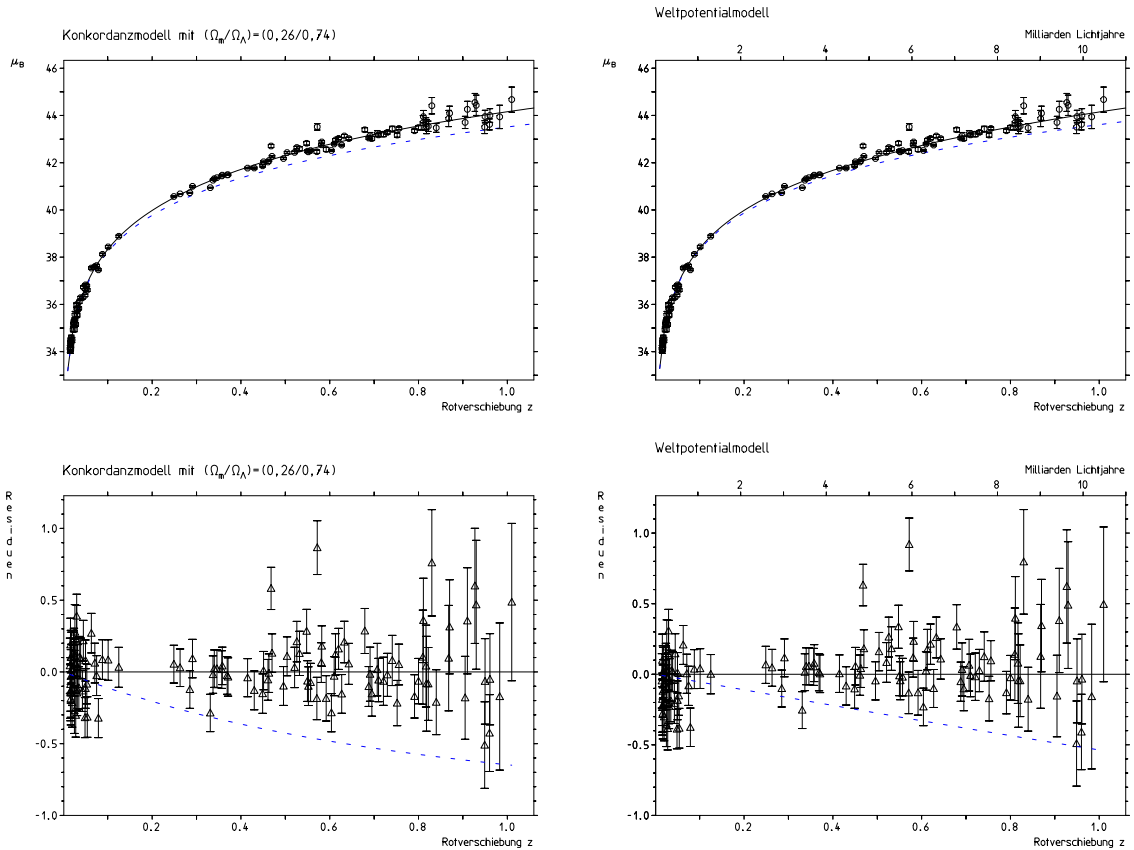


Abbildung 2: **Vergleich mit heuristischer Korrektur der absoluten Helligkeiten:** In dieser Auswertung, die heuristische Einflüsse der absoluten Helligkeit der Supernovae Ia auf die Explosionsgeschwindigkeit und auf die Farbe berücksichtigt, sieht die Situation – vor allem bei ganz kleinen  $z$  – für das Konkordanzmodell etwas besser aus als für die Vorhersage der WPT. Der Chiquadrat-Unterschied der zwei Kurven entspricht aber grob geschätzt weniger als 1,5 Standardabweichungen, und es muss darauf hingewiesen werden, dass solche heuristische Anpassungen, die man nicht wirklich voll versteht, leicht zu systematischen Fehlern führen können. Die beiden „Ausreisser“ habe ich im Gegensatz zur zitierten Arbeit vollständigshalber beibehalten, nicht zuletzt darum, weil sie ein Hinweis auf noch unverstandene systematische Effekte sein könnten.

## 5.5 Himmelsmechanik zwischen Zentral- und Allsymmetrie

Das All ist weder zentral- noch allsymmetrisch, wie man weiss. Um dem realen All näher zu kommen bzw. um den Übergang zwischen diesen unterschiedlichen Symmetrien besser beschreiben zu können, beschränken wir uns auf eine möglichst einfache, aber nicht zu einfache Situation:

1. Wir betrachten einen Körper mit Masse  $M$ , der den Nullpunkt eines globalen Bezugssystems definieren soll, der in seiner Umgebung zu einem zentralsymmetrischen Schwerfeld führt. In diesem Schwerfeld ist die Physik sehr gut bekannt: Im Wesentlichen gilt Kepler und Newton, und bei „genügend“ grossen Feldstärken ist im Rahmen einer metrischen Gravitationstheorie die äussere Schwarzschildmetrik zuständig; das Innere dieser Kugel interessiert uns hier nicht.
2. Wir betrachten eine aktual unendliche Massenschale konstanter Dichte  $\rho$ , die obigen Zentralkörper umschliesst. In genügend grossem Abstand vom Zentralkörper bzw. bei genügend kleinen Feldstärken der zentralen Masse erzwingt die Massenschale Allsymmetrie, wie wir oben gesehen haben. In diesem Gebiet ist im Wesentlichen die kosmische Gravitation der WPT zuständig.

Wir sehen also, dass es zwei Gebiete oder Zonen in diesem Modelluniversum gibt, die man sehr gut kennt und versteht. Es bleibt aber ein grosses Problem: Die Interpolation zwischen diesen beiden gut bekannten Zonen ist alles andere als trivial, da es sich in der Umgebung der Zentralmasse um konservative, orts- bzw.  $r$ -abhängige Kräfte handelt, während die unter Allsymmetrie herrschende Weltbeschleunigung geschwindigkeits- bzw.  $v$ -abhängig und dissipativ ist. In Anlehnung an Faraday nehmen wir darum in der WPT an, dass sich die Weltbeschleunigung an „genügend“ starken lokalen Feldlinien ausrichtet, so dass die Weltbeschleunigung teilweise zu klassisch/konservativen WPT-Zusatztermen und teilweise zu  $v$ -abhängigen WPT-Zusatztermen zur klassischen Himmelsmechanik führt, die die lokalen Schwerebeschleunigungen, die auf den lokalen Massen/Energieverteilungen beruhen, im Allgemeinen verstärken. In der WPT unterscheidet man darum vier Zonen mit verschieden grossem relativem WPT-Einfluss auf die Himmelsmechanik.

### 5.5.1 Die vier Approximationszonen im Überblick

1. In der **Keplerzone** mit lokalen Feldstärken  $\gtrsim Hc$  liefert die WPT nur kleine Korrekturterme.
2. Die **MOND-Zone** schliesst sich der Keplerzone bei lokalen Feldstärken  $\lesssim Hc$  an; in der MOND-Zone bleibt die in der Keplerzone vorhandene Zentralsymmetrie erhalten. In dieser Zone dominieren die konservativen WPT-Terme mit abnehmender Stärke der lokalen Schwerebeschleunigung die tangentialen Bewegungen von Testmassen, also insbesondere z.B. galaktische Kreisbahnen.
3. In der **Delokalisierungszone** findet der allmähliche Übergang von der Zentralsymmetrie zur kosmischen Allsymmetrie statt; wir betrachten hier entsprechend unserer Ausgangsannahme Einfachheitshalber nur Zentral- und Allsymmetrie.
4. In der **Ätherzone** darf man lokale Felder vernachlässigen; sie ist allein durch die kosmische Gravitation der aktual unendlichen Massenschale der WPT geprägt.

Die Hauptannahmen zur Quantifizierung der WPT- bzw. Kugelschalenkorrekturterme zur klassischen Himmelsmechanik:

1. Es gibt im Rahmen unseres einfachen zweikomponentigen Allmodells  $r$ - und  $v$ -abhängige Massenschalenterme. Bei genügend starken klassischen, lokalen Feldlinien werden beide (mehr oder weniger) an den lokalen Feldlinien ausgerichtet.

2. Für  $r \rightarrow 0$  und  $r \rightarrow \infty$  müssen die konservativen, r-abhängigen Korrekturterme verschwinden, einerseits weil im Gravitationszentrum keine Kräfte wirken und weil unter Allsymmetrie, also bei sehr grossen r, die kosmische Gravitation rein dissipativ wirkt.
3. Vollständigkeitshalber: Der v-abhängige WPT-Term muss natürlich weder bei  $r = 0$  noch bei  $r = \infty$  verschwinden.
4. Für  $\mathbf{a}_{Newton} = \frac{4\pi}{3} \frac{GM}{R_M^2} = F_M Hc$  mit  $F_M$  von der Grössenordnung 1 soll die Korrektur rein konservativ wirken, was einer Vollausrichtung der dissipativen Weltbeschleunigung an den lokalen Feldlinien entspricht, die aus physikalischer Plausibilität erst bei einer Feldstärke von grösser als  $Hc$  zu erwarten ist; das M in  $F_M$  und  $R_M$  steht für MOND. Für  $r < R_M$  und  $r > R_M$  soll die konservative Korrektur entsprechend der ersten Forderung jeweils bis zu  $r = 0$  und  $r = \infty$  auf 0 abnehmen.
5. Der einfachste Modellansatz für den konservativen Korrekturterm in Kepler- und MOND-Zone ist stetig, aber nicht eckenfrei mit dem Übergang von der Kepler- zur MOND-Zone bei  $r = R_M$ . Wir werden dabei – leider nicht ganz heuristikfrei – ganz ähnlich wie bei der Ableitung der Weltbeschleunigung aus dem Welpotential vorgehen.
6. Es ist physikalisch plausibel, dass von der Weltbeschleunigung nichts verloren gehen kann. D.h. wir nehmen darum an, dass die Summe des konservativen und des dissipativen WPT-Korrekturterms, die von der Ausrichtung der kosmischen Weltbeschleunigung herrühren, gerade wieder die totale Weltbeschleunigung  $Hv$  bzw. für Licht  $Hc$  ergeben.
7. Für die Dissipation ist nur die feldparallele Geschwindigkeit einer Testmasse oder eines Lichtstrahls relevant. Im Falle von Kreisbahnen gibt es darum keinen dissipativen WPT-Korrekturterm, was wesentlich ist für die Stabilität von Kreisbahnen.
8. In der MOND-Zone für  $r > R_M$  wirkt der WPT-Korrekturterm immer in Gegenrichtung zur Geschwindigkeit, ganz wie in der Ätherzone, in die die MOND-Zone schliesslich stetig übergehen muss. Anders in der Kepler-Zone: Hier sind die lokalen Feldlinien stark genug auch die geschwindigkeitsabhängige WPT-Beschleunigung in die Richtung der lokalen Feldlinien zu zwingen, so dass sie in der Keplerzone wie die konservativen Korrekturterme immer zu einer Verstärkung der lokalen Schwerebeschleunigung führen, was den anomalen Pioneereffekt erklärt.

### 5.5.2 Die konservative WPT-Zusatzbeschleunigung in Kepler- und MOND-Zone

Dieses Kapitel wartet noch auf seine Vollendung; es wird den letzten Teil der Plakatpräsentation näher ausführen.

## 6 Schlussfolgerungen

Der grösste Erfolg der WPT liegt nicht zuletzt darin, dass sie die seit langem bekannten Beziehungen zwischen  $H, \rho, \Lambda$  und Milgroms  $a_0$  auf einfachste Weise physikalisch erklären kann, indem sie die kosmische Gravitation auf die bekannte lokale Gravitation zurückführt. Auch  $k = 0$ , die Euklidizität des Alls, steckt bei der WPT ab initio drin, da sie nur die SRT, aber nicht die ART benützt, was die bekannten Probleme einer Quantisierung der Gravitation mindestens deutlich entschärfen sollte. Die Standardgeometrieinterpretation der ART, soweit es eine solche überhaupt gibt, dürfte sich mindestens im wichtigen Falle der Kosmologie als falsch erwiesen haben: Die  $g_{ij}$

sind vermutlich nur raffinierte „Fitparameter“ in einer Pseudoriemannmetrik, die die SRT infinitesimal lokal sozusagen automatisch garantiert. Diese Aspekte sind in Zukunft im Hinblick auf ihre Bedeutung für das grundsätzliche heutige Physikverständnis noch zu vertiefen.

Experimentell wird man auf einen definitiven Entscheid darüber, ob das All expandiert oder statisch ist, trotz der erdrückenden theoretischen Argumente für ein statisches All wohl noch länger warten müssen, bis man nämlich in der Lage sein wird den zeitlichen Verlauf der Rotverschiebung von geeigneten Standardkerzen genügend präzise zu messen [18, 19].

## Literatur

- [1] Peter Wolff, Kosmische Gravitation oder Gravitation unter Zentral- und Allsymmetrie, 4. Version, 22. Juni 2009
- [2] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie oder Das Unendliche und die Schwerkraft, 7. Okt. 2007
- [3] 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
- [4] Otto Heckmann, Theorien der Kosmologie, Springer Verlag, berichtigter Nachdruck 1942/1968, speziell der 1. Teil
- [5] A Newtonian expanding universe von E.A. Milne, Quart. J. Math., Oxford Ser. 5, 1934, Seiten 64-72
- [6] Eckhard Rebhan, Theoretische Physik, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie
- [7] Bergmann und Schaefer, Sterne und Weltraum, Band 8, de Gruyter, 2002, speziell Kapitel 6 Kosmologie
- [8] Einführung in die Kosmologie von Hubert Goenner, Spektrum Akademischer Verlag, 1994, speziell die Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2
- [9] Allgemeine Relativitätstheorie von Torsten Fließbach, Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage 1998, speziell Kapitel 44
- [10] H. Landau, Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik, Band II, Klassische Feldtheorie, Deutscher Akademie-Verlag, Berlin, 1971
- [11] H. Stephani, Allgemeine Relativitätstheorie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988
- [12] 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.
- [13] Albert Einstein, S.-B. d. preuss. Akad. d. Wiss., 1917, Seite 142
- [14] H.-J. Treder, Das Gravitationsparadoxon in der Kosmologie, 1973
- [15] P. Astier u.a., The Supernova Legacy Survey: Measurement of  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the First Year Data Set, 14. Okt. 2005, astro-ph/0510447
- [16] Adam G. Riess u.a., New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at  $z = 1$ : Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy, 17. Nov. 2006, astro-ph/0611572

- [17] Sterne und Weltraum, Heft 8, 2007, Seite 10
- [18] Abraham Loeb, Direct Measurement of Cosmological Parameters from the Cosmic Deceleration of Extragalactic Objects, 11. Feb. 1998, astro-ph/9802122
- [19] Sebastian Lopez, The Universe Measured with a Comb, Science, Band 321, 5. Sept. 2008, Seite 1301-1302