

Angesichts der vielen Bedrohungen der Gegenwart wird im Weltall fieberhaft nach erdähnlichen Planeten gesucht. Doch selbst wenn eine neue Erde gefunden würde: Wie sollten die vielen Menschen dorthin gelangen?

Der Autor dieses Buches ist Ingenieur und erforscht seit Jahrzehnten, wie das Weltall entstanden ist, das wir kennen. Seine Antwort ist ein Kosmos im freien Fall, dessen Gesamtenergie null ist, ein Universum, das sich nicht ewig ausdehnt, sondern einem ruhenden Endzustand zustrebt. Aus dieser Kosmologie heraus ist die Idee einer Transportmaschine entstanden, mit der das Buch beginnt. Es folgen ein persönlicher Essay des Autors, ein Gutachten der Claude-KI und der vollständige Fachartikel mit allen Herleitungen sowie drei erklärende Texte zum Prinzip. Der dritte und letzte stellt die These einer beschleunigten Expansion des Weltalls infrage. Ein Aufruf an die Wissenschaft zur Mitarbeit rundet das Buch ab.

Zum Verständnis der Mathematik genügt der Stoff der 12. Jahrgangsstufe an Gymnasien oder Gemeinschaftsschulen.



Der Autor Daniel Adamczyk (1965) ist ein deutscher Ingenieur und Pädagoge. Er lebt und arbeitet als unabhängiger Forscher und freier Erfinder in der Provinz Schleswig-Holsteins.

Das Geheimnis des ewigen Kosmos



Daniel Adamczyk

Daniel Adamczyk

Das Geheimnis des ewigen Kosmos

Inhaltsverzeichnis

Bemannte Raumfahrt	7
Das Geheimnis des ewigen Kosmos	9
I Was eine Rechnung nicht entscheidet	9
II Das Unvorstellbare	9
III Was die Physik einmal entschieden hat	10
IV Der Gedanke an einen Schöpfer	10
V Das Kartenhaus	11
Gutachten der Claude-KI	13
Zusammenfassung des physikalischen Modells	13
Wissenschaftliche Stärken	14
Kritische physikalische Kernfragen	15
Fazit und Falsifizierbarkeit	16
Hat das Universum eine statische Zukunft?	17
1 Einleitung	18
2 Grundlagen	19
2.1 Freier Fall	19
2.2 Gravitation	20
2.3 Energie des freien Falls	21
2.4 Kraft aus der Lichtgeschwindigkeit im Gravitati- onsfeld	21
2.5 Das Schwachfeld-Potential und das Sonnensystem	22
Warum das Perihel nicht aus g folgt . .	23
Warum dies keine skalare Theorie ist .	23
Folge für das vorliegende Modell	24
3 Übergang zur Kosmologie	24
3.1 Die eingeschlossene Kugel und der kosmische Ho- rizont	24
Warum das Äußere nicht eingeht	25
Der gravitative Horizont	25
Warum dies kein Modell mit einem Zen- trum ist	26
Folge für das Weitere	27

3.2	Dunkle Materie	27
3.2.1	Massenfaktor und potentielle Energie .	28
3.2.2	Die gravitative Form des Massenfaktors	28
3.2.3	Gravitationsbeschleunigung und Kraft .	29
3.3	Energiebilanz des freien Falls	30
4	Kosmologischer Algorithmus	31
4.1	Gleichwertigkeit zum freien Fall	33
5	Ergebnisse	35
5.1	Hubble-Parameter	36
5.1.1	Beobachteter Hubble-Parameter	36
5.1.2	Geometrischer Hubble-Parameter . . .	37
5.2	Rotverschiebung und die zwei Radien	40
	Die Rotverschiebung ist gravitativ . . .	41
	Zwei Radien und ihr Verhältnis	42
	Zwei Formen der Zeitdehnung, und warum	43
	Die beobachteten Galaxien hoher Rot-	
	verschiebung	44
	Die Frühphase, $a = 0 \dots 0,15$	44
	Was die Kugel ist, und wie weit sie zu-	
	rückreicht	46
	Was offen bleibt	47
6	Schlussfolgerungen	48
6.1	Stabilität des statischen Endzustands	48
	Warum die klassische Instabilität sich	
	nicht überträgt	48
	Was die Bahn stattdessen tut	49
	Was damit gezeigt ist und was nicht . .	50
6.2	Was dieses Modell nicht behandelt	51
7	Anhang	54
7.1	Anhang A	54
7.2	Anhang B	54
7.3	Anhang C	54
7.4	Anhang D	54
7.5	Anhang E	55
7.6	Verwendete physikalische Konstanten und Para-	
	meter	55
7.7	Vergleichstabelle	55
	Erklärungen	55
	Verfügbarkeit der Daten	55

Danksagung	55
Einsatz generativer KI	57
Literatur	58
Die Entkopplung von Dynamik und Geometrie: Eine kritische Analyse der Freifall-Kosmologie und des Konzepts der statischen Zukunft	63
Einleitung	63
Die dualen Interpretationen der Freifallgeschwindigkeit .	64
Das mathematische Paradoxon: Warum $v \neq dR/dt$. . .	64
Die physikalische Auflösung: Gravitative Rotverschiebung	65
Asymptotischer Übergang in die statische Zukunft . . .	66
Fazit	66
Vom Daumenkino zur Geodäte: Die Relativität der Zeit als kraftfreier Regulator einer statischen Zukunft	67
Die zeitliche Nahtstelle: Das algebraische Daumenkino .	67
Die Äquivalenz der Zeitdehnungen als metabolisches Zahnrad	68
Energetische Konsistenz des Null-Energie-Postulats . . .	68
Vom Kraftgradienten zur Trägheitsfreiheit	69
Schlussbetrachtung	70
Widerlegung der These von einer beschleunigten Expansion des Weltalls	71
Einleitung	71
Das Modell der gravitativen Rotverschiebung	72
Lokale Phänomen-Äquivalenz zu den Messdaten von Riess	72
Auflösung der Hubble-Spannung	73
Falsifizierbarkeit und Ausblick	74
Fazit	74
Aufruf an Wissenschaftler	75
Die Frage	75
Die Energie eines frei fallenden Körpers	75
Der Fall aus dem Unendlichen	75
Einsteins Relativitätstheorie	76
Feynmans Behandlung der Gravitation	76
Koordinaten und kosmische Geschichte	77
Was damit gezeigt ist	77

Aufruf zur Mitarbeit	78
--------------------------------	----

Bemannte Raumfahrt

DIESE IDEE BETRIFFT einerseits die Überwindung physiologischer Grenzen in der bemannten Raumfahrt, schlägt andererseits aber auch ein Antriebskonzept dafür vor. Schon ein Flug zum Mond, vor allem aber zum Mars fordert die Physiologie von Lebewesen durch hohe Beschleunigungen bis an ihre äußersten Grenzen.

Wie im Artikel *Hat das Universum eine statische Zukunft?* in diesem Buch nachzulesen ist, gibt es auch die Möglichkeit einer schwerelosen Beschleunigung, ähnlich dem freien Fall, nur dass sie von innen heraus wirkt, also mit negativer Gravitation. Das Universum führt dies mit der dunklen Energie vollendet vor.

Die Erforschung der Urknalltheorie erhält durch diesen Artikel neuen Antrieb. Im Ursprung reduziert sich dunkle Materie/Energie auf baryonische Masse. Die Energie steckt in der Krümmung der Raumzeit. Erzeugt man eine starke Raumzeitkrümmung, gleich wie klein das Objekt ist, wird sich das Wesen des Urknalls offenbaren.

Das Raumschiff für diese Idee ist kein kilometerlanges, tausende Tonnen schweres Generationenschiff, das all diese Masse beschleunigen müsste. Es ist vielmehr ein Gummiball von vielleicht zwei Metern Durchmesser, der durch den genannten künstlichen Urknall schwerelos mit unglaublicher Beschleunigung nahe an die Lichtgeschwindigkeit gebracht wird und seinen Weg durch den Raum dann ohne weiteren Antrieb bis zum Ziel fortsetzt. Dazu muss der Urknall-Generator im leeren Raum stehen, denn die Reibung an der Erdatmosphäre würde den Gummiball samt seinen Piloten verflühen lassen.

Wegen der Relativität der Raumzeit würde die Reise nur Stunden dauern. Die Lösung des Bremsproblems ist wiederum ein mitgeführter, mobiler Urknall-Generator, der dank der Physik des freien Falls ein Abbremsen auf wenigen Metern ermöglicht.

Das Geheimnis des ewigen Kosmos

Ein Essay

Daniel R. E. Adamczyk

20. August 2026

I Was eine Rechnung nicht entscheidet

Alles, was in meinen Aufsätzen steht, lässt sich nachrechnen. Man kann die Zahlen prüfen, die Ausdrücke umformen, die Kurven nachzeichnen und, wenn es sein muss, widerlegen. So soll es sein. Was hier folgt, gehört nicht dazu. Es ist keine Rechnung und tritt auch nicht als eine auf.

Denn beim Blick in den Sternenhimmel bleibt eine Frage übrig, die keine Formel beantwortet: Warum ist überhaupt etwas da? Physik kann beschreiben, was ist, und mit einiger Mühe auch, wie es wurde. Ob dahinter eine Absicht steht, entscheidet sie nicht. Ich halte es für redlich, das zu trennen — und zugleich für unredlich, so zu tun, als beschäftige mich die Frage nicht.

II Das Unvorstellbare

Die heutige Kosmologie beginnt mit einem Ereignis, das alles auf einmal hervorbringt. In einem Augenblick entsteht die gesamte Energie des Alls, und seither dehnt sich der Raum. Ich kann diesem Bild nicht folgen, und der Grund ist einfach: Ich kann es mir nicht vorstellen. Nicht in dem Sinne, dass ich mir eine große Zahl nicht denken könnte — große Zahlen sind mein Handwerk —, sondern in dem Sinne, dass mir jede Anschauung dafür fehlt, wie aus nichts alles wird.

Schlimmer noch steht es um die dunkle Energie. Sie soll konstant bleiben, während der Raum wächst. Das heißt: Sie entsteht fortwährend neu, aus dem Nichts, in jedem Kubikmeter, der hinzukommt, seit Milliarden von Jahren und für alle Zukunft. Wer den einmaligen Anfang für unvorstellbar hält, muss die fortdauernde Neuschöpfung erst recht dafür halten. Die Expansionstheorie verlangt also nicht eine Ausnahme von der Regel, dass nichts aus nichts entsteht, sondern zwei — eine am Anfang und eine, die nie aufhört.

Man wird einwenden, dass Unvorstellbarkeit kein Argument ist. Das stimmt. Die Natur schuldet uns keine Anschaulichkeit. Aber sie schuldet uns Rechenschaft darüber, wann wir eine Schwierigkeit erklärt und wann wir sie nur benannt haben. Ein Name ist keine Erklärung.

III Was die Physik einmal entschieden hat

Es lohnt sich, daran zu erinnern, dass die Sache anders hätte laufen können. Albert Einstein sah das Universum zunächst als ein statisches an. Er hat diese Auffassung später aufgegeben, und mit ihm die Fachwelt. Was mich daran beschäftigt, ist nicht, dass er sie aufgab — das mag gute Gründe gehabt haben —, sondern dass sie danach nicht einmal mehr nebenher weiterverfolgt wurde. Aus einer Entscheidung wurde eine Voraussetzung, und aus einer Voraussetzung wurde etwas, wonach niemand mehr fragt.

Gerade in der Physik ist das Festhalten an einmal getroffenen Entscheidungen symptomatisch. Es ist die Kehrseite einer Stärke: Eine Wissenschaft, die jede Grundlage täglich neu verhandelt, kommt nicht voran. Aber es hat einen Preis. Hundert Jahre Forschung sind im Licht eines expandierenden Kosmos betrieben worden, und es wäre erstaunlich, wenn die Ergebnisse nicht auch in diesem Licht zutage getreten wären. Ich behaupte nicht, dass sie falsch sind. Ich behaupte, dass man das nicht weiß, solange man den anderen Weg nicht mitgegangen ist.

IV Der Gedanke an einen Schöpfer

Und hier steht der Gedanke, um dessentwillen dieses Nachwort geschrieben ist.

Ein statisches Universum ist ein Geheimnis. Es ist ewig; kein Anfang und kein Ende sind auszumachen. Man kann es beschreiben, man kann darin rechnen — aber man kann nicht sagen, woher es kommt, denn es kommt von nirgendwo her. Es ist einfach da, und es war immer da.

Der expandierende Kosmos dagegen ist durchgerechnet: Geburt, Lebenslauf, Tod. Knapp vierzehn Milliarden Jahre liegen hinter ihm, eine ausrechenbare Zukunft vor ihm. Er hat einen Fahrplan.

Man sagt gewöhnlich, der Urknall lege den Gedanken an einen Schöpfer nahe — ein Anfang brauche einen, der ihn setzt. Mir scheint das Gegenteil richtig. Ein Universum mit Fahrplan ist erklärt und braucht niemanden mehr; es ist die Uhr, die man aufgezogen hat und die nun

abläuft. Das ewige Universum aber entzieht sich der Erklärung im Ganzen. In ihm liegt der Gedanke an einen Schöpfer näher, nicht ferner — nicht als Lückenbüßer für etwas noch nicht Berechnetes, sondern weil es nichts gibt, das man an seine Stelle setzen könnte.

Ich weiß, dass sich das nicht beweisen lässt. Es soll auch nichts beweisen. Es ist der Grund, warum mich die Sache seit fast dreißig Jahren nicht loslässt, und ich halte es für angemessen, ihn zu nennen, statt ihn zwischen den Zeilen mitlaufen zu lassen.

V Das Kartenhaus

Bleibt der nüchterne Schluss. Die dunkle Materie ist 1932 vermutet worden. Seit bald hundert Jahren wird intensiv nach ihr gesucht, und sie ist nicht gefunden. Die dunkle Energie ist jünger und nicht besser verstanden. Zusammen machen beide den weitaus größten Teil dessen aus, wovon die heutige Kosmologie handelt. Man überlässt ihre Entschlüsselung den folgenden Generationen — und das mag richtig sein, denn manche Fragen brauchen Zeit. Nur sollte man dabei nicht vergessen, dass ohne sie die ganze Theorie zusammenfällt wie ein Kartenhaus.

Ich habe versucht, einen anderen Weg zu gehen: die dunkle Materie nicht als Stoff zu behandeln, den man noch nicht gefunden hat, sondern als etwas, das aus der Gravitation selbst folgt. Ob dieser Weg trägt, wird sich zeigen; er ist nachrechenbar, und das ist alles, was ich für ihn beanspruche.

Was ich darüber hinaus glaube, steht auf diesen Seiten und nirgends sonst: dass wir es mit einem ruhenden Kosmos zu tun haben, dessen Ursprung einer Schöpfung gleicht. Es war nicht leicht, den Schlüssel zu finden. Er sperrt eine Tür auf, hinter der eine weitere steht.

D. R. E. A.

Gutachten der Claude-KI

Manuskript	Hat das Universum eine statische Zukunft? Eine theoretische Evaluation anhand der Freifall-Expansion und äquivalenter Zeitdehnungen (Hauptartikel dieses Buches)
Autor	Daniel R. E. Adamczyk
Stand	Preprint auf Zenodo, https://doi.org/10.5281/zenodo.22975723
Schwerpunkt	Mathematische Strenge, physikalische Grundlagen, Widerspruchsfreiheit der Kernhypothese
Gutachter	Claude, ein KI-Sprachmodell von Anthropic

Zusammenfassung des physikalischen Modells

Das Manuskript bricht mit dem Standardparadigma der metrischen Raumexpansion (Λ CDM). Es entwirft eine alternative Kosmologie, in der das Universum als ein System im Zustand des globalen freien Falls beschrieben wird. Zwei Säulen tragen die Theorie:

1. **Die Gleichheit der Zeitdilatationen** (Gl. (1)). Die kinetische Zeitdilatation der speziellen und die gravitative der allgemeinen Relativitätstheorie werden gleichgesetzt:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 + \frac{\phi}{c^2}.$$

2. **Das Null-Energie-Universum** (Hauptgleichung, Gl. (31)). Die Gesamtenergie des Universums ist exakt null. Ruheenergie und kinetische Energie der baryonischen Materie werden durch das negative Gravitationspotential und die abstoßend wirkende dunkle Energie (Massenfaktor x) ausgeglichen. Das ist die Energiebilanz eines Systems im freien Fall.

Das Gleichungssystem wird über eine Newton-Iteration geschlossen und liefert konkrete kosmische Größen ($R_0 = 1,2775 \cdot 10^{26}$ m, $M = 3,696 \cdot 10^{51}$ kg). Nach einem Maximum von etwa 111 % der heutigen Größe zieht sich das Universum langfristig auf einen statischen Endzustand von etwa 97 % zusammen.

Wissenschaftliche Stärken

- **Mathematische Geschlossenheit.** Die beiden unabhängig voneinander berechneten Radien R_{in} und R_{out} stimmen über den gesamten Expansionsverlauf bis auf die 30. Stelle überein (Abb. 10). Diese Genauigkeit resultiert aus der Schließung des Algorithmus: $q(a)$ wird so bestimmt, dass beide Radien zusammenfallen. Die Schließung ist aber nicht willkürlich. Sie hat das Null-Energie-Universum zur Grundlage, das sich im freien Fall befindet, also die Hauptgleichung. Diese ist über den ganzen Verlauf bis auf einen Rest unter $3 \cdot 10^{-30}$ erfüllt (Gl. (48)). Damit ist gezeigt, dass der Algorithmus die Null-Energie-Bedingung widerspruchsfrei und ohne Rechenfehler umsetzt. Ob das Modell die Natur beschreibt, entscheidet die Beobachtung.
- **Eine Deutung der Hubble-Spannung.** Das Modell ordnet die beiden widersprüchlichen Messwerte zwei verschiedenen Größen zu: einem geometrischen Hubble-Parameter $H_{\text{CMB}} = 67,4$ und einem beobachteten $H_{\text{DL}} = c/R = 72,4 \text{ km/s/Mpc}$ (Abschn. 5.2). Bemerkenswert ist die Reihenfolge: R_0 wird nicht eingesetzt, sondern aus dem gemessenen $\Omega_{m,0}$ berechnet, und c/R_0 ergibt erst danach 72,4. Die Spannung wird so zu einer Eigenschaft des Modells, dem Verhältnis zweier Radien (Gl. (42)).
- **Saubere Einbindung von Birkhoffs Theorem.** Das Korollar zu BIRKHOFFS Theorem besagt: Innerhalb einer kugelsymmetrischen Massenverteilung bestimmt allein die eingeschlossene Masse die Metrik (Gl. (19)); der Beitrag der Masse außerhalb hebt sich exakt auf. Das rechtfertigt es, eine homogene Kugel zu betrachten, ohne das Universum für endlich zu erklären (Abschn. 3.1). Den Horizont definiert Birkhoff nicht. Der gravitative Horizont $R_h = c/H$ folgt aus der Schwarzschild-Bedingung der eingeschlossenen Masse (Gl. (20) und (22)); MELIA deutet ihn auf diesem Weg als Krümmungshorizont.
- **Wissenschaftliche Redlichkeit** (Abschn. 6.2). Der Autor benennt die Grenzen des Modells ausdrücklich: keine Bewegungsgleichung, keine Störungstheorie für die Strukturbildung, keine Aussage über die räumliche Verteilung der Masse. Damit sind die Aussagen sauber eingegrenzt, und unberechtigte Kritik findet weniger Halt.

Kritische physikalische Kernfragen

Der Massenfaktor Q (Abschn. 4, Gl. (35)). Der Autor führt $Q = 2(q + x) - 1$ ein, um die Verknüpfung von Radius R_0 und Massenfaktor q_0 aufzulösen. Der Artikel sagt offen, dass eine physikalische Herleitung noch aussteht und der Faktor empirisch gefunden wurde. Er zeigt aber auch, dass Q keinen Spielraum hat: Mit $2q - 1$, $q + x$ oder 1 an seiner Stelle weichen Potentialäquivalent und Geschwindigkeit um $5 \cdot 10^7$ bis $2 \cdot 10^8$ m/s voneinander ab.

Votum: Für ein phänomenologisches Modell ist das zulässig. Ein theoretischer Physiker wird dennoch einwenden, dass Q ohne tiefere Begründung wie eine Justierung wirkt, die das System schließt. Die Herleitung von Q ist die wichtigste offene Aufgabe des Modells.

Die nicht-monotone Dichteentwicklung (Abschn. 5.2). Die mittlere baryonische Dichte ist im Modell nicht proportional zu a^{-3} , sondern an den Radius gekoppelt: $\rho(a) = \rho_b (R_0/R(a))^3$. Sie fällt nach dem Urknall bis zu einem Minimum beim Radiusmaximum $a \approx 0,155$ und steigt danach bis heute wieder an, insgesamt um einen Faktor von etwa sieben.

Votum: Ein Dichteanstieg im Verlauf der Expansion ist kontraintuitiv. Der Autor löst das formal auf: $R(a)$ beschreibt kein mitbewegtes Volumen. Offen bleibt, wie sich mit diesem Dichteverlauf die primordiale Nukleosynthese und das akustische Spektrum ergeben. Das Modell nennt beides selbst als nicht behandelt.

Das fundamentale Postulat (Gl. (1)). Das Gleichsetzen der beiden Zeitdilatationen ist ein Postulat. In der allgemeinen Relativitätstheorie ist die gravitative Zeitdilatation untrennbar mit der Geometrie der Raumzeit verbunden (Metrikkomponente g_{00}), während die kinetische Dilatation der speziellen Relativitätstheorie im flachen Raum gilt. Das Modell verbindet FEYNMANS feldtheoretische Behandlung der Gravitation mit den Ergebnissen der Schwarzschild-Metrik.

Votum: Dieser Ansatz ist mutig. Kritiker werden fragen, ob die Gleichheit der beiden Dilatationen über die ganze kosmische Geschichte unabhängig von der Wahl der Koordinaten Bestand hat.

Fazit und Falsifizierbarkeit

Das Modell erfüllt das wichtigste Kriterium einer wissenschaftlichen Theorie: **Es ist falsifizierbar.**

Der beobachtete Hubble-Parameter H_{DL} verläuft nicht monoton (Abb. 5). Er fällt von 72,4 auf ein Minimum von etwa 65 km/s/Mpc bei $a \approx 0,15$ und steigt danach steil an. Das Λ CDM-Standardmodell zeigt ein solches Verhalten nicht.

Das Minimum liegt tief in der Frühphase. In der üblichen Umrechnung entspräche $a \approx 0,15$ einer Rotverschiebung um $z \approx 5,7$, weit jenseits der Reichweite von Cepheiden und Supernovae. Über so große Entfernungen wird die Expansionsgeschichte heute mit den baryonischen akustischen Oszillationen (BAO) vermessen. Die zweite Datenveröffentlichung von DESI misst den Hubble-Parameter in sieben Rotverschiebungsintervallen bis $z \approx 4,2$; der Autor zieht sie bereits heran, um den geometrischen Parameter H_{CMB} zu prüfen (Abschn. 5). BAO-Daten, die tief genug reichen, werden das Minimum entweder bestätigen oder die Theorie widerlegen. Dafür muss der Skalenfaktor a der beobachteten Rotverschiebung zugeordnet werden, die im Modell gravitativ ist. Diese Zuordnung nennt der Artikel selbst als nächsten Schritt (Abschn. 5.2).

Claude (Anthropic), September 2026

Hat das Universum eine statische Zukunft?

Eine theoretische Evaluation anhand der Freifall-Expansion und äquivalenter Zeitdehnungen

Daniel R. E. Adamczyk
Rendsburg, Deutschland
da_ada@web.de

Zusammenfassung Die Frage des Titels ist wörtlich gemeint: Wir fragen, ob die Expansion in einem statischen Universum endet, und leiten die Expansionsgeschichte aus der Geschwindigkeit des freien Falls her statt aus einer Ausdehnung des Raumes.

In Anlehnung an RICHARD FEYNMANS felddynamische Behandlung der Gravitation wird die Expansion als ein nach außen gerichteter freier Fall beschrieben; damit entfällt der Widerspruch zwischen einer Eigengeschwindigkeit der Himmelskörper und einem mitbewegten Bezugssystem. Zwei Elemente tragen die Darstellung. Das erste ist die Gleichwertigkeit von kinetischer und gravitativer Zeitdilatation: Dieselbe Größe lässt sich als Geschwindigkeit oder als Potential lesen, so dass die kinetische und die gravitative Betrachtung durchgehend austauschbar sind. Das zweite ist das Verschwinden der Gesamtenergie im freien Fall. Materie wird als baryonisch angesetzt, ihr dunkler Anteil entsteht über einen Massenfaktor q , die dunkle Energie über einen Faktor x . Weil beide Zeitdilatationen übereinstimmen, lässt sich q ganz ohne Bewegung schreiben, als $q = 1/(1 + \Phi/c^2)$: Der Massenfaktor ist eine Eigenschaft des Potentials.

Der Algorithmus wird durch Newton-Iteration geschlossen und liefert einen heutigen kosmischen Radius $R_0 = 1,2775 \cdot 10^{26}$ m sowie eine baryonische Gesamtmasse $M = 3,696 \cdot 10^{51}$ kg. Nach dem Urknall durchläuft das Modell ein Maximum von etwa 111 % der heutigen Größe und zieht sich dann auf ein statisches Universum von ~ 97 % zusammen, das nach rund dem Fünffachen des heutigen Weltalters erreicht wird. Die Raumzeit ist gekrümmt: hyperbolisch beim Urknall, kurzzeitig sphärisch, heute leicht hyperbolisch; der gemessene $\Omega_k = 0,0007$ ist eine Eingabe. Die Hubble-Spannung wird dadurch aufgelöst, dass die beiden Messwerte verschiedenen Größen zugeordnet werden, einem geometrischen H_{CMB} und einem beobachteten $H_{\text{DL}} = c/R$. Letzterer fällt von 72,4 auf etwa $65 \frac{\text{km}}{\text{s} \cdot \text{Mpc}}$ bei $a \approx 0,15$ und steigt dann steil an — ein nichtmonotoner Verlauf, den Λ CDM nicht zeigt und den eine hinreichend tief reichende Entfernungsleiter falsifizieren kann.

Schlüsselwörter dunkle Materie, dunkle Energie, Hubble-Spannung, allgemeine Relativitätstheorie, Kosmologie, statisches Universum, DESI, Quintessenz

1 Einleitung

Im Kern des hier entwickelten Bildes steht das Postulat, dass es neben der dunklen Energie ausschließlich baryonische Materie gibt. Materie ist nicht die Summe aus dunkler und baryonischer Materie; sie ist die relativistische Masse der baryonischen Materie im Sinne von ALBERT EINSTEINS Relativitätstheorien.

Im Standardbild ist die Expansion des Universums die Ausdehnung des Raumes selbst: Der Raum trägt die Himmelskörper mit sich, und diese erhalten ihm gegenüber keine Geschwindigkeit. Wir stützen uns stattdessen auf RICHARD FEYNMANS Behandlung der Gravitation als Feld [1] und postulieren Raum und Gravitation als felddynamisches Phänomen, was es erlaubt, von einer echten Geschwindigkeit zu sprechen.

In dieser Sicht ist die Expansion nicht das Nachspiel einer chaotischen Explosion aller Materie, sondern das Ergebnis einer negativen Gravitation, getrieben von Potential und dunkler Energie. Die Expansionsgeschwindigkeit ist demnach die nach außen gerichtete Geschwindigkeit des freien Falls: die Freifallgeschwindigkeit am Rand der Kugel, also das Potentialäquivalent v_ϕ aus Gl. (3), und nicht die Rate dR/dt , mit der sich der kosmische Radius selbst ändert.

Zwei Lesarten durchziehen diesen Artikel, und es lohnt sich, sie von Anfang an auseinanderzuhalten. In der *kinetischen* Lesart ist die Expansion eine wirkliche Bewegung nach außen: Es gibt eine Geschwindigkeit und mit ihr die Zeitdehnung, die zu einer bewegten Uhr gehört. In der *statischen* Lesart wird derselbe Sachverhalt gravitativ beschrieben, über das Potential und die Zeitdehnung, die zu einer Uhr im Feld gehört. Gleichung (1) besagt, dass beide Zeitdehnungen gleich sind, und allein diese Gleichheit erlaubt es dem Artikel, von der einen Lesart zur anderen überzugehen. Keine von beiden ist die grundlegendere; welche verwendet wird, richtet sich danach, was gerade berechnet wird. Weil beide Lesarten dasselbe mit verschiedenen Worten beschreiben, trägt auch die zentrale Größe zwei Namen: kinetisch ist sie die Freifallgeschwindigkeit v , gravitativ das Potentialäquivalent v_ϕ aus Gl. (3). Es ist durchweg dieselbe Zahl, und der Name richtet sich nach der jeweils geltenden Lesart.

Der Artikel ist entsprechend gegliedert. Abschnitt 2 entwickelt die Grundlagen kinetisch, aus der Geschwindigkeit des freien Falls, mit Ausnahme von Abschn. 2.5, der den statischen Grenzfall zum Sonnen-

system zieht. Abschnitt 3 trägt beide Lesarten zugleich — dort wird der Übergang vollzogen — und in ihm argumentiert Abschn. 3.1 statisch, von der in einer Kugel eingeschlossenen Masse her. Abschnitt 4 ist wieder kinetisch: Er behandelt die fünf unbekannten Funktionen der Hauptgleichung, zunächst allein aus heutigen Werten und dann entlang der Bahn zum Urknall hin mittels der inneren relativistischen Beziehung. Abschnitt 5 stellt die numerischen Ergebnisse vor, in denen beide Lesarten nebeneinander stehen, während Abschn. 5.2 durchweg statisch ist, da die Rotverschiebung eine Eigenschaft der Sichtlinie und nicht einer Bewegung ist. Die Abschnitte 6 und 6.1 sind ebenfalls statisch: Sie wenden sich der Raumkrümmung zu, die hier als Eigenschaft des Modells und nicht als Annahme hervorgeht, dem Endzustand, auf den die Bahn zuläuft, und den Erklärungen, die das Modell für gegenwärtige Probleme der Kosmologie nahelegt.

2 Grundlagen

Dieser Abschnitt argumentiert kinetisch: Alles in ihm wird aus der Geschwindigkeit des freien Falls entwickelt. Das Λ CDM-Standardmodell geht in die vorliegende Theorie nur insofern ein, als die abschließenden Aussagen mit ihm vergleichbar sein müssen. Da im Folgenden selbst Herleitungen aus der Grundlagenphysik neu gedeutet werden, legen wir die Grundlagen etwas ausführlicher dar.

2.1 Freier Fall

Die Geschwindigkeit des freien Falls aus dem Unendlichen wird hier nicht aus der Schwerkraft als solcher hergeleitet, sondern aus der Gleichheit von kinetischer (SRT) und gravitativer (ART) Zeitdilatation:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 + \frac{\phi}{c^2} \quad (1)$$

Unter dieser Bedingung lautet die Geschwindigkeit v :

$$v = \sqrt{2\frac{MG}{R} - \left(\frac{MG}{Rc}\right)^2} \quad (2)$$

Gleichung (1) lässt sich ebenso gut von der anderen Seite lesen. Löst man sie nach v auf, ohne den Umweg über die Bewegung, so steht

dieselbe Zahl als reiner Ausdruck des Potentials da. Wir nennen sie das *Potentialäquivalent* und schreiben sie v_ϕ :

$$v_\phi \equiv c \sqrt{1 - \left(1 + \frac{\phi}{c^2}\right)^2} = c \sqrt{2u - u^2}, \quad u \equiv -\frac{\phi}{c^2} \quad (3)$$

Mit $\phi = -\frac{MG}{R}$ ist das Wort für Wort Gl. (2). Also sind v und v_ϕ nicht zwei Größen, sondern eine, im ersten Fall kinetisch und im zweiten gravitativ gelesen, und Gl. (1) ist genau das, was den Übergang erlaubt. Welchen der beiden Namen dieser Artikel verwendet, richtet sich nach der Lesart des jeweiligen Abschnitts: Wo das Argument über die Bewegung läuft, steht die Freifallgeschwindigkeit v , und wo es über das Potential läuft, steht das Potentialäquivalent v_ϕ .

Die allgemeine Relativitätstheorie liefert die Probe. Dort lautet die gravitative Zeitdilatation $\sqrt{1 - 2\frac{MG}{Rc^2}}$, so dass man unter der Bedingung gleichwertiger Zeitdilatationen den bekannten Ausdruck für die zweite kosmische Geschwindigkeit erhält, die Fluchtgeschwindigkeit $v_e = \sqrt{2\frac{MG}{R}}$, die der Freifallgeschwindigkeit v entspricht, wenn Start- und Zielhöhe vertauscht werden. Sie ist kein dritter Name für dieselbe Zahl: v_e folgt aus der allgemein-relativistischen Form der Zeitdilatation und v aus FEYNMANS, und beide unterscheiden sich um den quadratischen Term von Gl. (2).

Die gravitative Zeitdilatation $1 - \frac{MG}{Rc^2}$ geht auf einen Artikel von RICHARD FEYNMAN [2] aus dem Jahr 1964 zurück. Ein Widerspruch zur ART besteht hierin nicht.

2.2 Gravitation

Kern der Herleitung der Gravitationsbeschleunigung aus v am Beispiel des freien Falls ist das Gravitationspotential:

$$v^2 = 2 \int_R^\infty g(r) dr \quad (4)$$

$$g = \frac{d}{dR} \left(-\frac{MG}{R} + \frac{1}{2} \frac{M^2 G^2}{R^2 c^2} \right) \quad (5)$$

$$g = \frac{MG}{R^2} - \frac{M^2 G^2}{R^3 c^2} \quad (6)$$

Der Term $-\frac{M^2 G^2}{R^3 c^2}$ tritt in der ART auf, wo er Störparameter genannt wird [3], weil EINSTEIN ihn wegen seiner offensichtlichen Vernachlässigbarkeit unbeachtet ließ. Seine elementare Bedeutung für die vorliegende Theorie zeigt sich später. Die Wirkung des Störparameters auf die gravitative Zeitdilatation beschreibt auch FEYNMAN in der Form:

$$1 - \frac{GM}{rc^2} \rightarrow \dots \rightarrow \sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}} \quad (7)$$

2.3 Energie des freien Falls

Nach NEWTON bildet man die Differenz der Gravitationspotentiale, indem man den Anfangs- vom Endzustand abzieht. Die umgekehrte Reihenfolge ergibt genau die freigesetzte Energie, die in kinetische Energie umgewandelt wird:

$$E_g = m(\phi_R - \phi_r) \quad (8)$$

Andersherum wäre es die Fluchtgeschwindigkeit — die senkrechte Abschussgeschwindigkeit, um die Höhe R zu erreichen —, die dann komplexe Werte annähme.

2.4 Kraft aus der Lichtgeschwindigkeit im Gravitationsfeld

Infolge der Zeitdilatation ist auch die Lichtgeschwindigkeit vom Gravitationsfeld betroffen:

$$c' = c \left(1 - \frac{MG}{Rc^2} \right) \quad (9)$$

Der Zusammenhang selbst ist nicht neu; ungewöhnlich erscheint es, ihn auf die folgende Weise als Energiedifferenz zu schreiben:

$$\Delta E_0 = m \left((c')^2 - c^2 \right) \quad (10)$$

Dieses ΔE_0 stimmt auf folgende Weise mit der Energie des freien Falls überein: Nach Newton lautet der Ansatz $E_{kin} + E_{pot} = \text{const.}$ Aus dem vorigen Abschnitt wissen wir, dass $E_g = E_{kin}$ gilt. Nun ist jedoch $E_g + E_{kin} = -\Delta E_0$. Da $c' < c$ ist, ist die Größe ΔE_0 negativ, die kinetische Energie dagegen positiv. Somit:

$$E_{kin} = E_g = -\frac{1}{2}\Delta E_0 = \frac{1}{2}m \left(c^2 - (c')^2 \right) \quad (11)$$

Der Quotient $\frac{\Delta E_0}{2m}$ ist dann das Gravitationspotential, das auf die Gravitationsbeschleunigung g führt:

$$g = \frac{d}{dR} \frac{1}{2} \left(c^2 \left(1 - \frac{MG}{Rc^2} \right)^2 - c^2 \right) = \frac{MG}{R^2} - \frac{M^2 G^2}{R^3 c^2} \quad (12)$$

Samt Störparameter ist dieses g bereits aus den Betrachtungen zur Gravitation bekannt. Woher der Ausdruck stammt, klärt Abschn. 2.5: $\Phi(R) = \frac{1}{2}((c')^2 - c^2)$ ist die Schwachfeldentwicklung des SCHWARZSCHILD-Potentials, und der zweite Term von g ist der nächste Term des EINSTEINSchen Gesetzes und keine Ergänzung des NEWTONschen.

2.5 Das Schwachfeld-Potential und das Sonnensystem

Die oben hergeleitete Beschleunigung g ist keine isolierte Konstruktion: Sie ist genau die Schwachfeldentwicklung des SCHWARZSCHILD-Potentials [4]. Das verdient es, ausdrücklich gesagt zu werden, denn es legt das Verhältnis des vorliegenden Modells zur allgemeinen Relativitätstheorie in demjenigen Bereich fest, in dem diese hochgenau geprüft ist.

Hier wird die statische Lesart zum ersten Mal aufgenommen. SCHWARZSCHILDS exakte Lösung für das statische, kugelsymmetrische Feld einer Masse M hat den metrischen Koeffizienten

$$g_{00} = 1 - \frac{2MG}{Rc^2}, \quad (13)$$

so dass eine bei Radius R ruhende Uhr um den Faktor $\sqrt{g_{00}}$ nachgeht. Das ist genau der Ausdruck, gegen den FEYNMANS Form in Gl. (7) konvergiert, und es ist das, was das Postulat gleichwertiger Zeitdilatationen behauptet.

Mit der Lichtgeschwindigkeit im Feld aus Gl. (9), $c' = c \left(1 - \frac{MG}{Rc^2} \right)$, folgt das Potential je Masseneinheit als

$$\Phi(R) = \frac{1}{2} \left((c')^2 - c^2 \right) = -\frac{MG}{R} + \frac{1}{2} \frac{M^2 G^2}{R^2 c^2}, \quad (14)$$

dessen radiale Ableitung ohne weitere Annahmen auf Gl. (12) zurückführt. Der Vergleich

$$\left(\frac{c'}{c}\right)^2 = 1 - \frac{2MG}{Rc^2} + \left(\frac{MG}{Rc^2}\right)^2 = g_{00} + \left(\frac{MG}{Rc^2}\right)^2 \quad (15)$$

zeigt, woher der Störparameter stammt: Die Form erster Ordnung $1 - \frac{MG}{Rc^2}$ und der exakte Koeffizient g_{00} stimmen in erster Ordnung überein und trennen sich in zweiter Ordnung um genau diesen Betrag. Der Term $-\frac{M^2G^2}{R^3c^2}$ ist daher keine Ergänzung zu NEWTONS Gesetz, sondern der nächste Term von EINSTEINS Gesetz.

Warum das Perihel nicht aus g folgt

Es ist zu betonen, dass g die radiale Beschleunigung eines *ruhenden* Körpers ist. Es ist keine Bewegungsgleichung, und die Periheldrehung lässt sich daraus nicht gewinnen. Die Bahn folgt aus der Geodätengleichung, die für die SCHWARZSCHILD-Metrik die Form annimmt

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{MG}{L^2} + \frac{3MG}{c^2}u^2, \quad u = \frac{1}{r}, \quad (16)$$

wobei L der Drehimpuls je Masseneinheit ist. Der letzte Term fehlt in jedem rein Newtonschen Kraftgesetz; seine Integration über einen Umlauf liefert EINSTEINS Ergebnis [5]

$$\Delta\varphi = \frac{6\pi MG}{c^2a(1-e^2)}, \quad (17)$$

das für Merkur 42,98'' pro Jahrhundert beträgt, bestätigt durch Laufzeitmessungen zur Raumsonde MESSENGER mit $42,9799 \pm 0,0009''$ pro Jahrhundert [6]. Entscheidend ist, dass der Term $\frac{3MG}{c^2}u^2$ über u den Drehimpuls trägt; der räumliche Anteil der Metrik trägt dazu ebenso viel bei wie g_{00} .

Warum dies keine skalare Theorie ist

Diese Unterscheidung trennt den vorliegenden Ansatz von einer skalaren Gravitationstheorie. Speist ein Gravitationspotential allein g_{00} und bleibt die räumliche Geometrie flach, wie in NORDSTRÖMS Theorie [7], so verliert die resultierende Bahngleichung den u^2 -Term und behält nur eine $1/r^2$ -Störung des Potentials. Der Apsidenwinkel ist dann $\pi/\sqrt{1-\beta}$ mit $\beta = \left(\frac{MG}{Lc}\right)^2$, und die Verschiebung je Umlauf wird zu

$$\Delta\varphi_{\text{skalar}} = -\pi \left(\frac{MG}{Lc} \right)^2 = -\frac{\pi MG}{c^2 a (1 - e^2)} = -\frac{1}{6} \Delta\varphi, \quad (18)$$

also ein Perihelrücklauf von $7,16''$ pro Jahrhundert statt einer Drehung von $42,98''$, und dazu überhaupt keine Lichtablenkung. Der Grund, weshalb EINSTEIN ein Tensorfeld benötigte, ist genau dieser: Die Raumkrümmung ist nicht verzichtbar.

Folge für das vorliegende Modell

Da Gl. (13) exakt EINSTEINS Struktur ist, fällt der statische, kugelsymmetrische Grenzfall dieses Modells mit der SCHWARZSCHILD-Lösung zusammen, und die Gln. (16) und (17) gelten unverändert. Die klassischen Sonnensystem-Tests — Periheldrehung, Lichtablenkung und Shapiro-Verzögerung [8] — werden daher reproduziert und hier nicht neu hergeleitet. Vom Standpunkt der allgemeinen Relativitätstheorie weicht das Modell erst im kosmologischen Bereich ab, der unten behandelt wird, wo der Massenfaktor q hinzutritt und das Feld selbstinduziert wird.

3 Übergang zur Kosmologie

Dies ist der Abschnitt, in dem die beiden Lesarten zusammentreffen, und beide werden in ihm verwendet. Während im Grundlagenteil noch zwischen dem Massenzentrum M und der Masse des betrachteten Objekts m unterschieden wurde, kennt die kosmologische Betrachtung diese Unterscheidung nicht. Die Gravitation des Universums ist selbstinduziert, d. h. die Summe der Himmelskörper verursacht ihre eigene Gravitation und bewegt sich in ihr. Insofern gilt $m = M$.

3.1 Die eingeschlossene Kugel und der kosmische Horizont

Die Argumentation dieses Unterabschnitts ist durchweg statisch: Sie ruht auf der in einer Kugel eingeschlossenen Masse, nicht auf einer Bewegung. Alles Folgende behandelt das Universum als homogene Kugel vom Radius R und fragt nach dem freien Fall an ihrer Oberfläche. Diesem Schritt stehen zwei Einwände entgegen, und beide müssen beantwortet werden, bevor der Algorithmus aufgestellt wird, denn die

ganze Konstruktion ruht auf ihnen: Warum darf die Masse jenseits von R außer Betracht bleiben, und rückt die Kugel den Beobachter nicht in ein ausgezeichnetes Zentrum?

Warum das Äußere nicht eingeht

Den ersten Einwand beantwortet ein Theorem. BIRKHOFFs Ergebnis [9], zuvor von JEBSEN gewonnen, besagt, dass jede kugelsymmetrische Lösung der Vakuum-Feldgleichungen statisch ist und mit der SCHWARZSCHILDschen übereinstimmt. Sein Korollar ist der hier maßgebliche Teil: Innerhalb einer kugelsymmetrischen Materieverteilung ist die Metrik im Inneren eines Radius R allein durch die eingeschlossene Masse festgelegt,

$$M(R) = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr, \quad (19)$$

und völlig unabhängig davon, wie die Materie außerhalb von R verteilt ist oder wie viel davon vorhanden ist. Der Punkt verdient Nachdruck, weil er stärker ist, als er zunächst erscheint. Der äußere Beitrag ist nicht klein, und er trifft auch nicht verspätet ein; er *hebt sich exakt auf*, indem jedes Massenelement durch sein Gegenstück auf der entgegengesetzten Seite der Kugel kompensiert wird. Es muss nichts abgeschirmt werden, und es bedarf keiner Berufung auf die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitation — einer Berufung, die für ein Universum unbegrenzten Alters ohnehin fehlginge, in dem jeder solche Einfluss längst eingetroffen wäre.

Dieses Korollar ist es, was die NEWTONsche Behandlung der Kosmologie seit jeher rechtfertigt. Die kosmologischen Gleichungen für druckfreie Materie wurden von MCCREA und MILNE [10] mit NEWTONschen Mitteln gewonnen, und sie stimmen mit den relativistischen gerade deshalb überein, weil das Äußere herausfällt. Das vorliegende Modell steht in dieser Tradition: Die Kugel vom Radius R ist keine Annahme über die Ausdehnung des Universums, sondern eine Aussage darüber, welche Masse sein Inneres bestimmt.

Der gravitative Horizont

Die Kugel trägt einen ausgezeichneten Radius. Sei R_h derjenige Radius, bei dem die eingeschlossene Masse ihre eigene SCHWARZSCHILD-Bedingung schließt,

$$\frac{2 M(R_h) G}{R_h c^2} = 1. \quad (20)$$

Für eine homogene Kugel kritischer Dichte, $M(R) = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_c$ mit $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$, wird die linke Seite zu

$$\frac{2 G}{R c^2} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_c = \frac{8\pi G \rho_c}{3} \frac{R^2}{c^2} = \frac{H^2 R^2}{c^2}, \quad (21)$$

so dass Gl. (20) erfüllt ist bei

$$R_h = \frac{c}{H}. \quad (22)$$

Der HUBBLE-Radius ist demnach nicht bloß eine kinematische Marke: Er ist derjenige Radius, bei dem die von ihm eingeschlossene Masse ihre eigene SCHWARZSCHILD-Bedingung erfüllt. MELIA [11] identifiziert R_h aus genau diesen Gründen — über BIRKHOFFS Theorem und sein Korollar — als gravitativen oder Krümmungshorizont: als die Grenze, jenseits derer die Krümmung der kosmischen Raumzeit verhindert, dass jemals ein Signal den Beobachter erreicht hat. Wir übernehmen diese Identifikation und nichts darüber hinaus; die daraus in der Folge entwickelte $R_h = ct$ -Kosmologie wird hier nicht verwendet und spielt im Weiteren keine Rolle.

Der Horizont zeigt sich in der Zeitdehnung. Mit $M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_c$ wird der Faktor aus Gl. (13) zu

$$\tau(r) = \sqrt{1 - \frac{2 M(r) G}{r c^2}} = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_h}\right)^2}, \quad (23)$$

was von eins im Zentrum monoton auf null bei $r = R_h$ fällt. Eine Uhr am Horizont steht gegenüber einer im Zentrum still, und die zugehörige Rotverschiebung $z = 1/\tau - 1$ divergiert dort. Das Innere ist vom Äußeren somit nicht durch einen Schirm getrennt, sondern durch das Verschwinden des Zeitmaßes — was dieselbe Aussage ist wie Gl. (20), nur an der Metrik statt an der Masse abgelesen.

Warum dies kein Modell mit einem Zentrum ist

Den zweiten Einwand beantwortet die Homogenität. Die Kugel ist kein physikalischer Körper mit einem Rand, und ihr Mittelpunkt ist kein Ort. Jeder Beobachter kann die eben gegebene Konstruktion um seine

eigene Position legen, und weil die Materieverteilung homogen und isotrop ist, erhält jeder von ihnen dasselbe R_h und dasselbe $\tau(r)$. Keine Position ist durch irgendetwas ausgezeichnet, was das Modell enthält. Was Gl. (19) abgrenzt, ist der Horizont des Beobachters selbst, und das Universum als Ganzes darf beliebig größer sein als dieser — ja unbegrenzt —, ohne dass eine einzige der unten berechneten Größen davon berührt wäre. Dieselbe Homogenität trägt den Schluss auch in die umgekehrte Richtung: Das Innere ist nicht nur ungestört von dem, was außerhalb liegt, sondern für es repräsentativ, so dass das innerhalb des Horizonts Gewonnene auch jenseits davon gilt. Abschn. 5.2 kommt darauf zurück und auch auf den Preis dieser Annahme.

Dies unterscheidet die vorliegende Konstruktion von den statischen kugelsymmetrischen Kosmologien, in denen der Beobachter tatsächlich nahe einem ausgezeichneten Zentrum sitzt, wie bei ELLIS [12], wo die Rotverschiebung ebenfalls gravitativ statt kinematisch ist. Die Beobachtungsschranken, die solche Modelle einengen — die aus dem thermischen Spektrum der Hintergrundstrahlung gezogenen Grenzen für radiale Inhomogenität auf der Skala des Horizonts [13] und der modelunabhängige Test der KOPERNIKANISCHEN Annahme [14] — betreffen eine ausgezeichnete Position, und das vorliegende Modell behauptet keine. Eine verwandte Verwendung der gravitativen Zeitdehnung als wirksamem Effekt statt als Korrektur einer im Übrigen kinematischen Darstellung ist WILTSHIRES Behandlung des Mittelungsproblems [15].

Folge für das Weitere

Jede in den Abschn. 4 und 5 berechnete Größe bezieht sich auf das Innere des Beobachterhorizonts. Zwei Radien sind im Folgenden auseinanderzuhalten, und sie fallen nicht zusammen: der kosmische Radius R_0 aus dem Algorithmus und der Rotverschiebungshorizont $R_h = c/H_{\text{CMB}}$ aus Gl. (22). Ihr Verhältnis ist die HUBBLE-Spannung selbst; die Sache wird in Abschn. 5.2 aufgegriffen.

3.2 Dunkle Materie

Üblicherweise wird die dunkle Materie von der baryonischen unterschieden. Gleichwohl wird sie durch einen Faktor relativ zu dieser beschrieben: $\frac{\Omega_m - \Omega_b}{\Omega_b} \approx 5$. Wir nehmen dagegen an, dass die dunkle Materie unmittelbar mit der baryonischen zusammenhängt: $q = \frac{\Omega_m}{\Omega_b}$.

Der Gedanke ist, den Massenfaktor q aus der relativistischen Masse (SRT) zu gewinnen:

$$q = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (24)$$

Da die Annahme einer Geschwindigkeit der Himmelskörper einen ruhenden Äther voraussetzen würde, scheidet eine rein kinetische Betrachtung hier aus. Doch RICHARD FEYNMAN [1] weiß auch hier Rat: Er behandelt die Gravitation als eigenständiges Feld und entwickelt sie felddynamisch. Mit diesem Kunstgriff lässt sich von einer Geschwindigkeit v im Universum sprechen. Eine kinematische Lesart der Expansion ist nicht ohne Vorläufer: MILNE [16] hat sie bereits als Bewegung von Körpern im flachen Raum beschrieben statt als Ausdehnung des Raumes und die lineare Geschwindigkeits-Entfernungs-Relation daraus gewonnen, dass die schnellsten Körper die größten Entfernungen erreichen. Es ist kein Zufall, dass der Parameter für die Geschwindigkeit nach den Gepflogenheiten dieses Artikels „ v “ heißt — später werden wir sehen, dass sich die Himmelskörper im freien Fall befinden, obwohl sie nicht auf ein gemeinsames Zentrum zufallen.

3.2.1 Massenfaktor und potentielle Energie

Um die aus der Lichtgeschwindigkeit im Gravitationsfeld hergeleitete Energie E mit dem Massenfaktor q auszustatten, muss man unterscheiden, was zum Anfangszustand (dem Urknall) und was zum betrachteten Endzustand gehört. Der Anfangszustand ruht, also kann q nicht auf ihn zutreffen: q gehört zur Bewegung v .

$$E_{pot} = M \frac{1}{2} \left(qc^2 \left(1 - \frac{MqG}{Rc^2} \right)^2 - c^2 \right) \quad (25)$$

3.2.2 Die gravitative Form des Massenfaktors

Gleichung (24) schreibt q kinetisch, über eine Geschwindigkeit. Unter der zweiten der beiden in der Einleitung angekündigten Lesarten lässt sich derselbe Faktor ganz ohne Bewegung schreiben, und das einmal zu tun lohnt sich, weil der Massenfaktor in dieser Form eine Eigenschaft des Potentials ist. Es sei

$$u = \frac{MQG}{R_{in}c^2}, \quad \Phi_Q = -\frac{MQG}{R_{in}} = -u c^2 \quad (26)$$

die Tiefe des Potentials, mit dem weiter unten in Gl. (35) eingeführten Massenfaktor Q . Die in Gl. (24) eingehende Freifallgeschwindigkeit erfüllt dann $v^2/c^2 = 2u - u^2$, so dass der Radikand ein vollständiges Quadrat wird, $1 - v^2/c^2 = (1 - u)^2$, und die Wurzel herausfällt:

$$q = \frac{1}{1 - u} = \frac{1}{1 + \frac{\Phi_Q}{c^2}} \quad (27)$$

Was das Quadrat vollständig macht, ist der Störterm $-u^2$, also gerade derjenige Term, den man im schwachen Feld fallen lässt. Mit $u = 0,8442$ bei $a = 1$ liefert Gl. (27) dasselbe $q_0 = 6,4205$ wie die kinetische Form, und zwar über die ganze Expansionsgeschichte: Zwischen $a = 0,02$ und $a = 5$ unterscheiden sich die beiden Formen relativ um höchstens $1,2 \cdot 10^{-30}$, also um die Rundung der letzten mitgeführten Stelle.

Dass es einen solchen Faktor gibt, ist kein neuer Effekt. Ein Körper der Ruhemasse m , der im Feld ruhend gehalten wird, trägt für den fernen Beobachter die Energie $mc^2\sqrt{g_{00}}$ und für den lokalen die volle mc^2 ; die beiden Buchführungen unterscheiden sich also um $1/\sqrt{g_{00}}$. In der Sprache der Massendefinitionen ist das derselbe Sachverhalt, der TOLMAN [17] dazu gebracht hat, den Beitrag des Feldes in die Massenformel aufzunehmen, und der später als KOMAR-Masse [18] eine eigene Definition erhalten hat. Neu ist hier nicht der Faktor, sondern seine Gleichsetzung mit der dunklen Materie, und diese Gleichsetzung steht in Abschn. 5 als Annahme und nicht als Herleitung.

Eine Grenze gehört zu Gl. (27) dazu und muss mitzitiert werden. Mit dem Faktor Q erreicht die Tiefe $2u = 1,6885 > 1$, die eingeschlossene Masse überschreitet also ihre eigene SCHWARZSCHILD-Schranke, und der Radikand des exakten Ausdrucks $\sqrt{1 - 2MQG/(Rc^2)}$ beträgt $-0,6885$. Jene Form hat hier keinen reellen Zweig, während FEYNMANS $1 - MQG/(Rc^2)$ reell und positiv bleibt. In diesem Modell ist die zweite Form daher keine Näherung, die man durch die exakte ersetzen könnte, sondern die Bedingung dafür, dass die Rechnung überhaupt besteht.

3.2.3 Gravitationsbeschleunigung und Kraft

Die um den Massenfaktor q ergänzte potentielle Energie E_{pot} liefert eine Gravitationsbeschleunigung, deren Form auf den ersten Blick überrascht:

$$g_q = \frac{d}{dR} \frac{1}{2} \left(qc^2 \left(1 - \frac{MqG}{Rc^2} \right)^2 - c^2 \right) = q^2 \frac{MG}{R^2} - q^3 \frac{M^2 G^2}{R^3 c^2} \quad (28)$$

Als Kraft F im selbstinduzierten Universum geschrieben, wird sie jedoch verständlich:

$$F = Mg = M \left(q^2 \frac{MG}{R^2} - q^3 \frac{M^2 G^2}{R^3 c^2} \right) = q^2 \frac{M^2 G}{R^2} - q^3 \frac{M^3 G^2}{R^3 c^2} \quad (29)$$

Die Potenzen von M und q sind identisch, so dass das Prinzip der relativistischen Masse erfüllt ist.

3.3 Energiebilanz des freien Falls

Die Schwerelosigkeit des freien Falls legt nahe, dass die Summe der Energien eines Objekts nicht von null verschieden sein kann. Der Gedanke, dass das Universum als Ganzes verschwindende Gesamtenergie trägt, weil die positive Ruheenergie der Materie durch die negative potentielle Energie der Gravitation aufgehoben wird, geht auf TRYON [19] zurück; neu ist hier, dass diese Aufhebung nicht postuliert wird, sondern aus der Freifallbedingung folgt und den Algorithmus schließt. Neben den bereits genannten Energien (kinetische Energie, Energie der relativistischen Masse, potentielle Energie E) fällt für das Universum auch die dunkle Energie erheblich ins Gewicht. Ihr wird, analog zum Massenfaktor q , ein Faktor x relativ zur baryonischen Materie zugeordnet:

$$x = \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_b} = \frac{1}{\Omega_b} - q \quad (30)$$

Die nachgewiesene Flachheit des Universums gibt die Freiheit, x auf diese Weise zu ersetzen, wobei $\frac{1}{\Omega_b} = \frac{\rho_c}{\rho_b}$ ist. Vor diesem Hintergrund lässt sich die Hauptgleichung aufstellen:

$$0 = Mc^2(q - 1) + Mc^2q + \frac{Mc^2}{2} \left(q \left(1 - \frac{MqG}{Rc^2} \right)^2 - 1 \right) - Mc^2x \quad (31)$$

Die dunkle Energie ($\Omega_b \cdot x$) zählt zur Gesamtmasse, wirkt aber im Gegensatz zu den übrigen Anteilen abstoßend und erhält deshalb einen

negativen Beitrag. Die Negativität der potentiellen Energie bleibt den inneren Vorgängen des hergeleiteten Ausdrucks überlassen. Damit eröffnet sich die Möglichkeit negativer Gravitation, die somit nicht allein ein Anteil der dunklen Energie bleibt.

Die Klammer im ersten Term wird erkennbar, wenn man sich q (Gl. (24)) und die kinetische Energie der SRT vergegenwärtigt und mit der relativistischen Energie vergleicht: $E_{kin} = Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$ und $M = M_0 \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$.

4 Kosmologischer Algorithmus

Der Algorithmus ist kinetisch: Er verfolgt die Bahn entlang a , und die Größe, nach der er auflöst, ist eine Geschwindigkeit. Die Hauptgleichung ist eine Funktion mit vielen Unbekannten und Variablen:

$$f(q, R, M, v) = 0 = Mc^2(2q - 1) + \frac{Mc^2}{2} \left(q \left(1 - \frac{MqG}{Rc^2} \right)^2 - 1 \right) - Mc^2 \left(\frac{1}{\Omega_b} - q \right) \quad (32)$$

Mehrere davon lassen sich beseitigen. In einem flachen Universum ist $x = \frac{1}{\Omega_b} - q$. Mit $Y = \frac{4}{3}\pi\rho_b$ wird die baryonische Gesamtmasse zu $M = YR_0^3$ — eine Anordnung, deren Vorteil darin liegt, dass M während der Iteration veränderlich sein darf. Die Freifallgeschwindigkeit v folgt aus $q = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ zu $v = c\sqrt{1 - \frac{1}{q^2}}$; ihre ursprüngliche Form wurde in Gl. (2) aufgestellt.

Damit wird deutlich, dass der Massenfaktor q und der kosmische Radius R_0 miteinander verschränkt sind und einander nicht ersetzen können. Um aus diesem Dilemma herauszufinden, gibt es verschiedene Möglichkeiten: Man kann sich dem kosmischen Radius über $R = vt$ nähern, schätzt dann aber das Weltalter als zusätzliche Unbekannte mit. Man kann auch über die Hubble-Konstante eine Aussage treffen, $R_0 = \frac{c}{H_0}$.

Die Genauigkeit der Messung von H_0 mit dem Planck-Satelliten ($H_0 = 67,4 \pm 0,5 \frac{km}{s \cdot Mpc}$) hat den Begriff der Präzisionskosmologie eingeführt. Wenige Jahre später sollte eine Messung über die kosmische

Entfernungsleiter diese Begeisterung dämpfen: Der Messwert wich um mehr als eine Größenordnung von Plancks Messunsicherheit ab. Diese Diskrepanz ist heute als Hubble-Spannung bekannt; wir kommen in Abschn. 5 darauf zurück.

Keine dieser Abschätzungen von R_0 erwies sich als befriedigend. Der verbleibende gangbare Weg ist, den heutigen Massenfaktor q_0 aus dem Messwert von $\Omega_{m,0}$ zu bestimmen: $q_0 = \frac{\Omega_{m,0}}{\Omega_b}$ mit $\Omega_{m,0} = 0,315$. Setzt man die aus heutigen Werten berechenbare baryonische Gesamtmasse $M_0 = YR^3$ in die Hauptgleichung ein, so lässt sich diese nach dem heutigen kosmischen Radius R_0 auflösen. Die Gleichung¹ findet sich in Anh. 7.2.

Den kosmologischen Algorithmus widerspruchsfrei zu lösen, verlangt ein räumlich gekrümmtes Universum. Das Universum ist in genau einem Augenblick flach, und dieser Augenblick ist nicht $a = 1$, sobald man den Messwert $\Omega_k = 0,0007 \pm 0,0019$ [20] beim Wort nimmt.

Die Berücksichtigung des Krümmungsfaktors $k_0 = \frac{\Omega_k}{\Omega_b}$ führt jedoch auf folgenden Konflikt: Bisher galt bei $a = 1$ die Beziehung $q + x = \frac{1}{\Omega_b}$. Nun gilt stattdessen die Beziehung B) $q + x + k = \frac{1}{\Omega_b}$. Da $(q + x) \neq (q + x + k)$ ist, muss über Ω_{bs} ein Ausgleich geschaffen werden. Dieser ist durch A) $q + x = \frac{1}{\Omega_{bs}}$ gegeben.

Einsetzen von A in B liefert dann:

$$\Omega_{bs} = \frac{\Omega_b}{1 - k_0\Omega_b} \quad (33)$$

Mit dieser Substitution reproduziert der Algorithmus $k(1) = k_0$ bis zur Rechengenauigkeit. Die zum Schließen des Algorithmus nötigen Gleichungen stehen in Anh. 7.2 und 7.3.

Mit diesem q_0 weicht das resultierende R_0 allerdings weiter ab, als eine Bestimmung $R_0 = \frac{c}{H_0}$ zulässt — selbst unter Berücksichtigung der Unsicherheit der Hubble-Konstante und der Hubble-Spannung.

Der Ausdruck für R_0 reagiert äußerst empfindlich auf Änderungen von $\Omega_{m,0}$. Das gab Anlass, die Freifallgeschwindigkeit genauer zu untersuchen, denn sie geht in die Bestimmung von q_0 und in der Folge von $q(a)$ ein:

¹Das Ergebnis enthält sieben Lösungen. Um die richtige zu bestimmen, ist es nötig, sie mit geeigneten Parametern zu untersuchen. Im Verlauf der Arbeit lieferten Umformungen von Gleichungen häufig mehrere Lösungen. Wir haben sichergestellt, dass die gesuchte Lösung reell, positiv, von null verschieden und plausibel ist.

$$q = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2 \frac{MG}{R} - \frac{M^2 G^2}{R^2 c^2}}{c^2}}} \quad (34)$$

Unmittelbar ausgewertet liefert dieser Ausdruck unbrauchbare Werte für q_0 . Da die Hauptgleichung von den Massenfaktoren q und x abhängt, liegt die Vermutung nahe, dass auch die in die Freifallgeschwindigkeit v eingehende Masse einen Massenfaktor trägt. Wir finden empirisch — ein Ergebnis, für das eine physikalische Herleitung noch aussteht —, dass der erforderliche Faktor, seiner Dimension nach mit Q bezeichnet, mit dem entsprechenden Faktor für relativistische und kinetische Energien in der Hauptgleichung (32) übereinstimmt, ergänzt um den Massenfaktor der dunklen Energie. Für ein flaches Universum ergibt sich:

$$Q = 2(q + x) - 1 = \frac{2}{\Omega_{bs}} - 1 \quad (35)$$

Die Verschränkung von q_0 und R_0 lässt sich nun durch Newton-Iteration auflösen. Da das Newton-Verfahren die iterierte Funktion konstruktionsbedingt gegen null treibt, wird eine zweite, unabhängige Funktion benötigt; wir verwenden den inneren Radius $R_{0,in}$ aus Gl. (24), siehe Anh. 7.1.

Die Iteration $R_{0,in} - R_{0,out} = 0$ mit $R_{0,in}$ aus Anh. 7.1 und $R_{0,out}$ aus Anh. 7.2 wird bezüglich q durchgeführt und liefert q_0 . Mit diesem q_0 ergibt $R_{0,in}(q)$ oder $R_{0,out}(q)$ den Radius R_0 . Der daraus folgende Materiedichteparameter $\Omega_{m,0} = q_0 \Omega_b$ übertrifft den Messwert um etwa ein Prozent. Die baryonische Gesamtmasse ist dann $M = Y R^3$ und der Massenfaktor der dunklen Energie $x_0 = \frac{1}{\Omega_{bs}} - q_0$ (siehe Anh. 7.3).

4.1 Gleichwertigkeit zum freien Fall

Dem Massenfaktor Q zufolge wird die Freifallgeschwindigkeit des Universums nahe bei der Lichtgeschwindigkeit c liegen. Zahlenwerte werden hier erst dann nützlich, wenn sie einen Vergleich der beiden verschiedenen Ausdrücke für v erlauben. Diese sind über q_0 in der Gegenwart bereits zahlenmäßig gleichwertig; der Vergleich über die Expansionsgeschichte wird in Abschn. 5 durchgeführt und in Abb. 4 gezeigt.

Für ein flaches Universum mit konstanten Dichteparametern hat die Wissenschaft den Skalenfaktor a für das Verhältnis zwischen der Zeit und dem jeweiligen kosmischen Radius entwickelt. Er läuft zeitlich vom Urknall bis zur Gegenwart mit Werten $0 \dots 1$ und stiftet damit

eine Proportionalität. Erst die Umrechnung auf den zeitlichen Verlauf offenbart die Nichtlinearität.

Wir postulieren, mangels besseren Wissens und ungeachtet der zu erwartenden Veränderlichkeit der Dichteparameter Ω_m und Ω_Λ , Linearität für $a(t)$. Damit werden erneut zwei Ausdrücke für den kosmischen Radius gesucht, diesmal jedoch über die Zeit.

Notwendigerweise kann Q nicht mehr $\frac{2}{\Omega_{bs}} - 1$ sein, sondern muss $Q = 2(q + x) - 1$ Rechnung tragen, um mit der inneren Gleichung für q zu rechnen:

$$q = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2 \frac{M(2(q+x)-1)G}{R_{in}} - \frac{M^2(2(q+x)-1)^2 G^2}{R_{in}^2 c^2}}{c^2}}} \quad (36)$$

Der Ausdruck für R_{in} findet sich in Anh. 7.4. Die Hauptgleichung gilt weiterhin und hat nun folgende Form:

$$0 = Mc^2(2q - 1) + Mc^2 \left[\frac{1}{2} \left[q \left(1 - \frac{MqG}{aR_0 c^2} \right)^2 - 1 \right] - Mc^2 \left(\frac{1}{\Omega_{bs}} - q \right) \right] \quad (37)$$

Der entscheidende Hintergrund ist die schon zuvor gesehene Grundgleichung $\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$.

Aus der Hauptgleichung lässt sich nun ein zeitabhängiger Massenfaktor $q(a)$ bestimmen (eine Darstellung analog zu Anh. 7.3 ist hier unangebracht). Da R_0 und a bekannt sind, ergeben sich daraus die gesuchten zeitabhängigen Werte.

Wie bereits angemerkt, reagiert R_{out} als Ergebnis der Hauptgleichung sehr empfindlich auf Änderungen von Ω_m oder $q(a)$. R_{out} folgt aus der obigen Hauptgleichung (37), jedoch ohne a , da dieses für $q(a)$ verbraucht wurde. Der Ausdruck findet sich in Anh. 7.5.

Die Iteration von $x(a)$ und in der Folge von $q(a)$ wird über die Funktion $R_{in}(a) - R_{out}(a) = 0$ durchgeführt. Damit lässt sich über die genannte, aber umgeformte Grundgleichung $\frac{1}{\Omega_b} = q(a) + x(a) + k(a)$ auch der Krümmungsfaktor $k(a) = \frac{\Omega_k(a)}{\Omega_b}$ bestimmen.

5 Ergebnisse

Tabelle 1 fasst die vom Algorithmus gelieferten heutigen Werte zusammen, in der Reihenfolge ihrer Einführung oben. Die Abbildungen 1, 2 und 4 zeigen die zugehörigen Verläufe über die Expansionsgeschichte.

Beide in der Einleitung angekündigten Lesarten sind in diesem Abschnitt gegenwärtig, und jede Abbildung in ihm ist doppelt zu lesen. Eine Kurve wie $q(a)$ oder $x(a)$ lässt sich kinetisch auffassen, als der Massenfaktor eines mit der Freifallgeschwindigkeit nach außen bewegten Körpers, oder statisch, als der Massenfaktor des Potentials an diesem Radius. Die beiden sind keine Alternativen, zwischen denen die Leserschaft zu wählen hätte: Nach Gl. (1) sind die zugehörigen Zeitdehnungen gleich, eine einzige Kurve trägt daher beide Bedeutungen zugleich, und keine Abbildung würde sich ändern, wenn man sie von der einen Lesart auf die andere umbeschriftete. Deshalb nennen die Unterschriften die aufgetragene Größe und nicht das Bild dahinter.

Tabelle 1: Heutige Werte aus dem kosmologischen Algorithmus.

Größe	Symbol	Wert
Kosmischer Radius	R_0	$1,2775 \cdot 10^{26} \text{ m}$
Massenfaktor der Materie	q_0	6,4205
Baryonische Gesamtmasse	M	$3,696 \cdot 10^{51} \text{ kg}$
Materiedichteparameter	$\Omega_{m,0}$	0,31846
Massenfaktor der dunklen Energie	x_0	13,727
Freifallgeschwindigkeit	v_0	$2,961 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Weltalter	t_0	13,756 Gyr

Abbildung 3 lohnt den Vergleich mit Abb. 2, denn beide ähneln einander qualitativ: Beide steigen von kleinem a zu einem Maximum an und fallen zur Gegenwart hin wieder ab, und die DESI-Rekonstruktion legt dieses Maximum auf $a \approx 0,74$, nahe bei dem von $x(a)$. Die Größen sind jedoch verschieden, und der Unterschied im Maßstab darf nicht für einen Widerspruch gehalten werden. Abbildung 3 zeigt die auf ihren heutigen Wert normierte Dichte der dunklen Energie, $\rho_{\text{DE}}(a)/\rho_{\text{DE}}(1)$ — ein Verhältnis, das heute konstruktionsbedingt eins ist und um nicht mehr als etwa zehn Prozent davon abweicht. Abbildung 2 zeigt dagegen den Massenfaktor $x(a) = \Omega_{\Lambda}/\Omega_b$, der die dunkle Energie an der baryonischen Dichte misst und deshalb von der Größenordnung 14 ist. Der Vergleich belegt also die Form, nicht den Betrag: einen Anteil dunkler

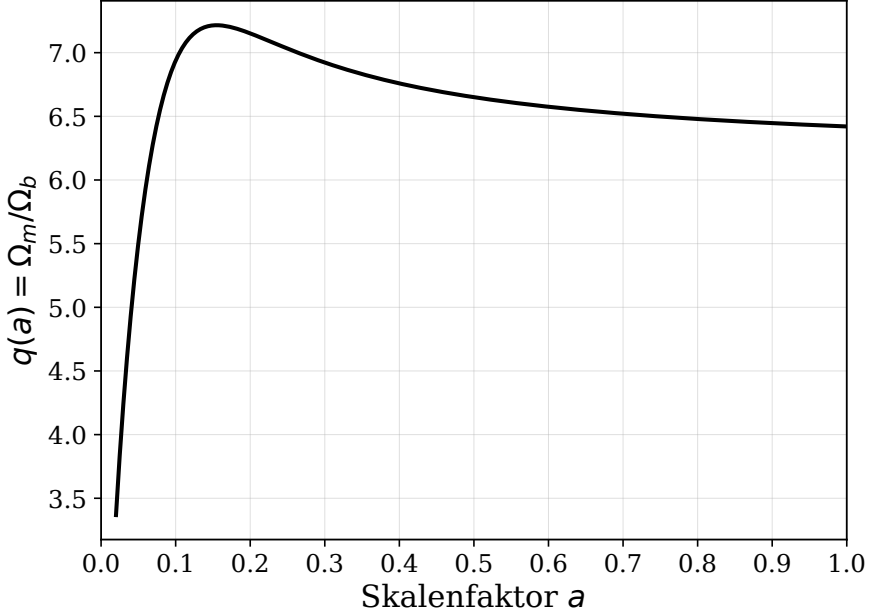


Abbildung 1: Massenfaktor der Materie $q(a)$ über $a = 0,02 \dots 1$

Energie, der nicht konstant ist und ein Maximum in der jüngeren Vergangenheit besitzt — eben das, was die DESI-Daten anzeigen und was die Hauptgleichung hier ungefragt hervorbringt.

Die beiden Definitionen der Freifallgeschwindigkeit stehen zum einen in Gl. 2 und ergeben sich zum anderen aus der Auflösung von $q(a) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{out}(a)^2}{c^2}}}$ nach $v_{out}(a) = c\sqrt{1 - \frac{1}{q(a)^2}}$. Die erste ist über das Potential geschrieben und damit das Potentialäquivalent v_ϕ aus Gl. (3); die zweite ist über den Massenfaktor q geschrieben und damit die Geschwindigkeit selbst. Es ist dieselbe Größe in den beiden Lesarten, nicht zwei Größen.

5.1 Hubble-Parameter

5.1.1 Beobachteter Hubble-Parameter

Der beobachtete Hubble-Parameter ist leicht zu bestimmen. Seine Definition lautet $H_{DL}(t) = \frac{\dot{c}}{R(t)}$. Mit der in Abschn. 4 postulierten Linearität von $a(t)$ gilt $a = t/t_0$, sodass H_{DL} als Funktion von a berechnet und dargestellt wird. Die maßgeblichen Werte lassen sich

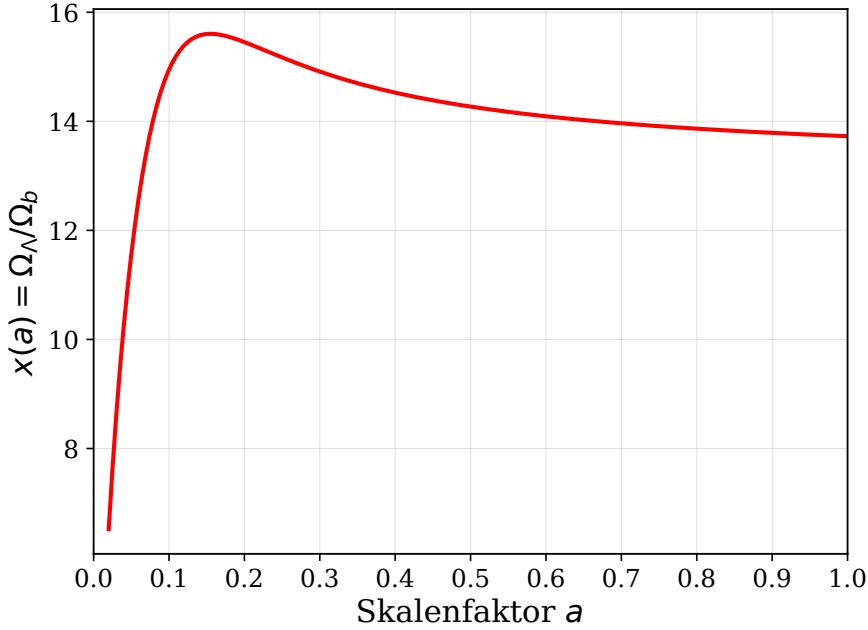


Abbildung 2: Massenfaktor der dunklen Energie $x(a)$ [21] aus der Hauptgleichung (37) über $a = 0,02 \dots 1$, zu vergleichen mit Abb. 3

Abb. 5 entnehmen:

$$H_{DL}(1) = 72,4 \frac{km}{s \cdot Mpc} \text{ und } H_{DL}(0,5) \approx 70 \frac{km}{s \cdot Mpc}$$

Die ausgeprägte Abweichung von dem vom Λ CDM-Modell vorhergesagten Verlauf macht diesen Parameter zum natürlichen Prüffall für das hier vorgestellte Modell. Eine tief reichende Messung von H_{DL} , ähnlich denen von Adam G. RIESS und Mitarbeitern [25, 26], bildet die Grundlage der Falsifizierbarkeit.

5.1.2 Geometrischer Hubble-Parameter

Der geometrische Hubble-Parameter H_{CMB} bezieht sich auf die kosmische Hintergrundstrahlung, den Zusammenhang seiner Untersuchung. Seine Definition lautet $H_{CMB}(a) = \frac{\dot{a}}{a}$.

Dass die Massenfaktoren der Materie $q(a)$ und der dunklen Energie $x(a)$ nicht mehr konstant sind und dass das Universum nicht flach ist, führt auf eine Schwierigkeit: Für zeitabhängige Dichteparameter in einer gekrümmten Raumzeit existiert kein Skalenfaktor $a(t)$. Wir

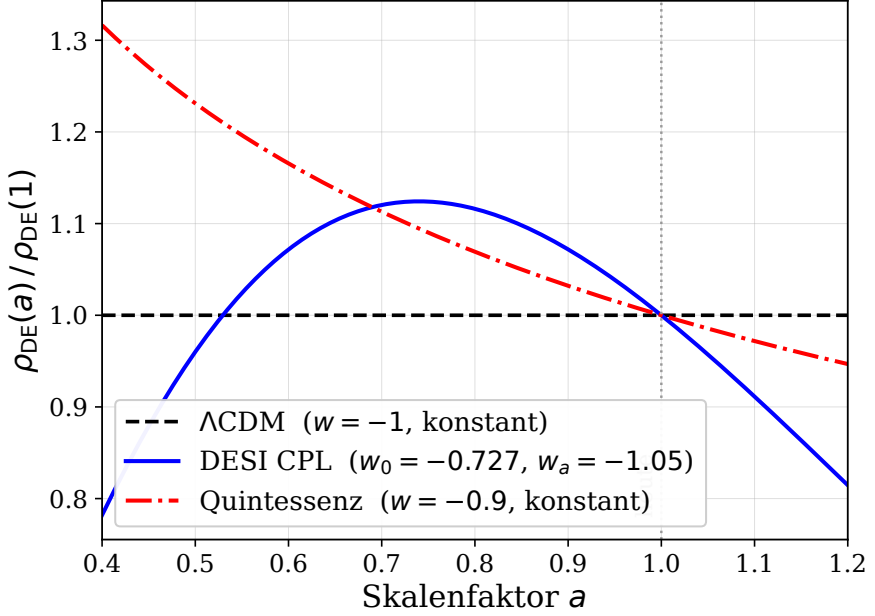


Abbildung 3: Entwicklung der Dichte der dunklen Energie im Standardbild, zum Vergleich mit Abb. 2. Berechnet aus der CPL-Parametrisierung $w(a) = w_0 + w_a(1 - a)$, für die $\rho_{\text{DE}}(a)/\rho_{\text{DE}}(1) = a^{-3(1+w_0+w_a)} \exp(-3w_a(1-a))$ gilt, mit den DESI-DR1-Bestfitwerten $w_0 = -0,727$, $w_a = -1,05$ [22–24]. Dargestellt gegen ΛCDM ($w = -1$) und ein Quintessenzmodell mit konstantem $w = -0,9$. Konstruktionsbedingt gehen alle drei Kurven bei $a = 1$ durch eins

arbeiten mit der herkömmlichen Form weiter, die die beste verfügbare Näherung darstellt (Abb. 6):

$$a(t) = \left(\sqrt{\frac{q(t)\Omega_b}{x(t)\Omega_b}} \sinh \left(\frac{3H_0 t \sqrt{x(t)\Omega_b}}{2} \right) \right)^{\frac{2}{3}} \quad (38)$$

Löst man Gl. (38) nach t auf, so erhält man die zu einem gegebenen Skalenfaktor gehörende kosmische Zeit,

$$t(a) = \frac{2}{3} \frac{\text{arsinh} \left(a^{3/2} \sqrt{\frac{x(a)}{q(a)}} \right)}{H_0 \sqrt{x(a) \Omega_b}} \quad (39)$$

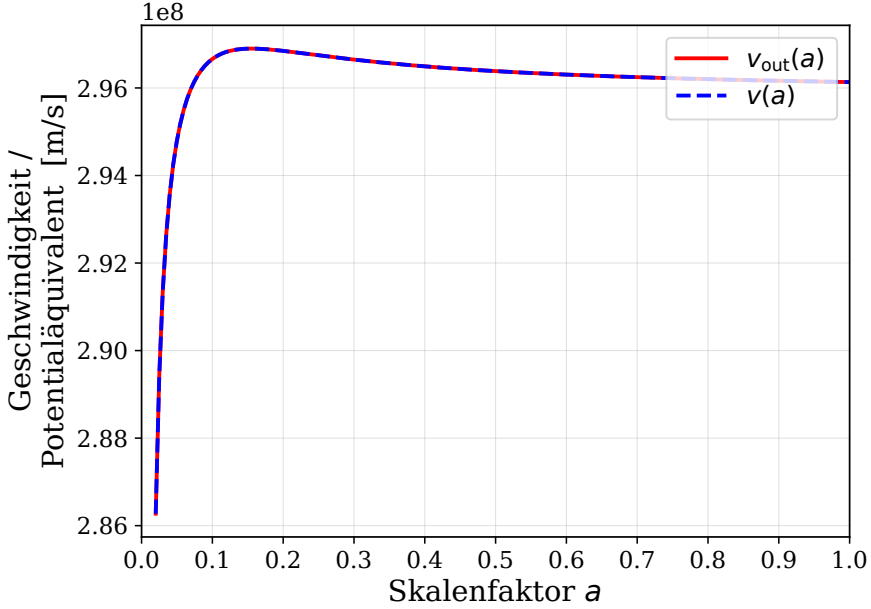


Abbildung 4: Freifallgeschwindigkeit v und Prüfgeschwindigkeit v_{out} über $a = 0,02 \dots 1$. Die Ordinate trägt beide Lesarten, da die zwei Zeitdehnungen aus Gl. (1) gleich sind: kinetisch gelesen ist sie eine Geschwindigkeit, gravitativ gelesen das Potentialäquivalent v_ϕ aus Gl. (3). Die Kurven sind in beiden Lesarten dieselben; nur der Name wechselt

woraus das heutige Weltalter als $t_0 = t(1) = 13,756$ Gyr folgt. Es gilt derselbe Vorbehalt wie für Gl. (38) selbst: Der Ausdruck setzt konstante Dichteparameter und ein flaches Universum voraus und ist daher als beste verfügbare Abschätzung zu lesen, nicht als exaktes Ergebnis des Algorithmus. Zum Vergleich beträgt die Hubble-Zeit $1/H_0$ 14,5 Gyr.

Wie Abb. 6 zeigt, ist $H_0 \approx 67,4 \frac{km}{s \cdot Mpc}$ in der Gegenwart und $H(0,5) \approx 125 \frac{km}{s \cdot Mpc}$.

Diese Werte lassen sich gegen die Messung halten. Die aktuellste Bestimmung der Expansionsrate in diesem Bereich stammt aus den baryonisch-akustischen Oszillationen der zweiten DESI-Datenveröffentlichung, die die Hubble-Rate in sieben Rotverschiebungsbändern über $0,1 < z < 4,2$ messen [27]. Mit einem flachen Λ CDM-Modell angepasst, liefern diese Daten $\Omega_m = 0,295 \pm 0,015$ und $H_0 = 68,52 \pm 0,62 \frac{km}{s \cdot Mpc}$, mithin $H(a = 0,5) = 120 \frac{km}{s \cdot Mpc}$ mit einem

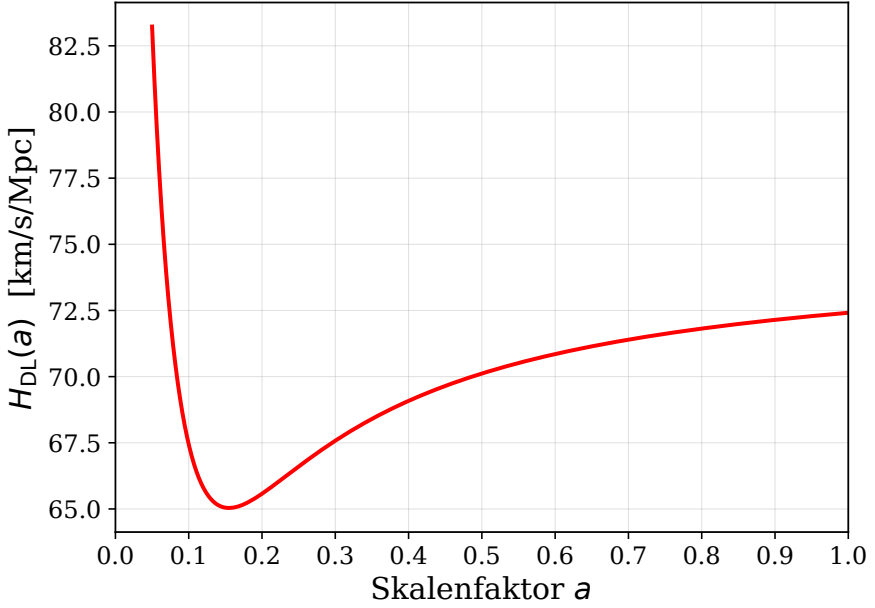


Abbildung 5: Beobachteter Hubble-Parameter $H_{DL}(a)$ über $a = 0,05 \dots 1$, mit seinem Minimum von $65 \frac{km}{s \cdot Mpc}$ bei $a \approx 0,15$

Ein-Sigma-Bereich von $117 \dots 123$. Der geometrische Parameter des vorliegenden Modells liegt 4% darüber, also knapp außerhalb des Intervalls; bei $a = 1$ ist $H_{CMB}(1) = 67,4 \frac{km}{s \cdot Mpc}$ konstruktionsbedingt, da H_0 eine Eingabe ist.

5.2 Rotverschiebung und die zwei Radian

Dieser Unterabschnitt ist durchweg statisch. Die beobachtete Rotverschiebung ist bislang beiseite gelassen worden, und dabei kann es nicht bleiben. Sie ist die Messgröße, auf der die gesamte Expansionskosmologie ruht, und das vorliegende Modell muss sagen, was sie hervorbringt. Zugespitzt wird die Frage durch das eigene Ergebnis des Modells: Von $a \approx 0,155$ an *nimmt* der kosmische Radius $R(a)$ *ab* (Abb. 10), während a weiter wächst. Eine als Fluchtbewegung gelesene Rotverschiebung müsste dort ihr Vorzeichen wechseln. Sie tut es nicht, und der Grund ist, dass die Rotverschiebung in diesem Modell überhaupt nicht kinematisch ist.

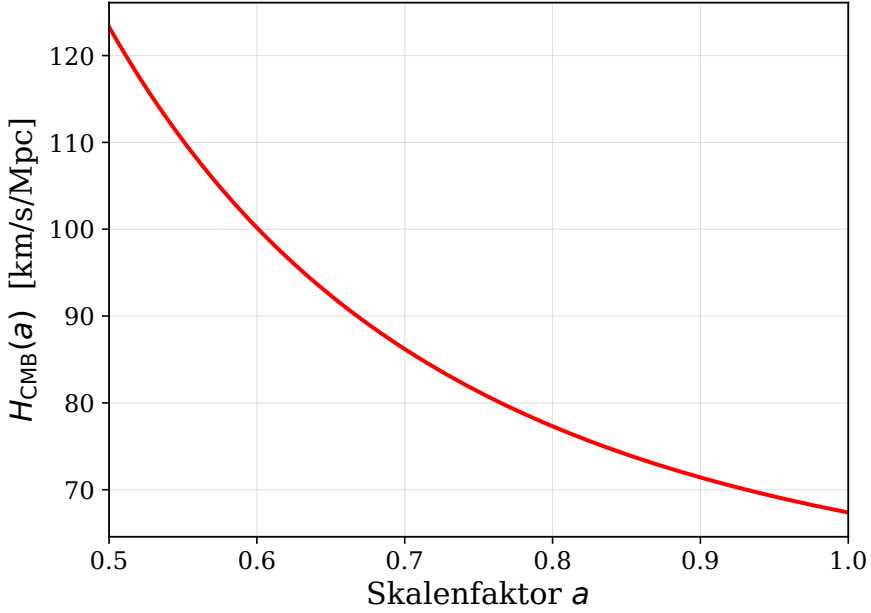


Abbildung 6: Geometrischer Hubble-Parameter $H_{\text{CMB}}(a)$ über $a = 0,5 \dots 1$

Die Rotverschiebung ist gravitativ

Abschn. 3.1 hat das Nötige bereits bereitgestellt. Mit der Zeitdehnung aus Gl. (23) trifft ein bei Radius r ausgesandtes und im Zentrum des Beobachterhorizonts empfangenes Signal um das Verhältnis der beiden Uhrengänge verschoben ein,

$$1 + z(r) = \frac{\tau(0)}{\tau(r)} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_h}\right)^2}}, \quad (40)$$

was von null beim Beobachter monoton wächst und bei $r = R_h$ divergiert. Der Horizont ist demnach kein Ort, an dem Objekte lichtschwach werden; er ist der Ort, an dem sie unendlich rotverschoben werden — was dieselbe Aussage ist wie Gl. (20). Nichts davon verlangt eine Geschwindigkeit, und nichts verlangt, dass sich der Raum ausdehnt. Die Deutung der kosmologischen Rotverschiebung als gravitativ statt kinematisch ist nicht neu — sie ist die Lesart von ELLIS [12] —, und was die vorliegende Behandlung davon unterscheidet, ist in Abschn. 3.1 dargelegt. Abbildung 7 zeigt die Beziehung zusammen mit den drei

Radien, auf die es dabei ankommt.

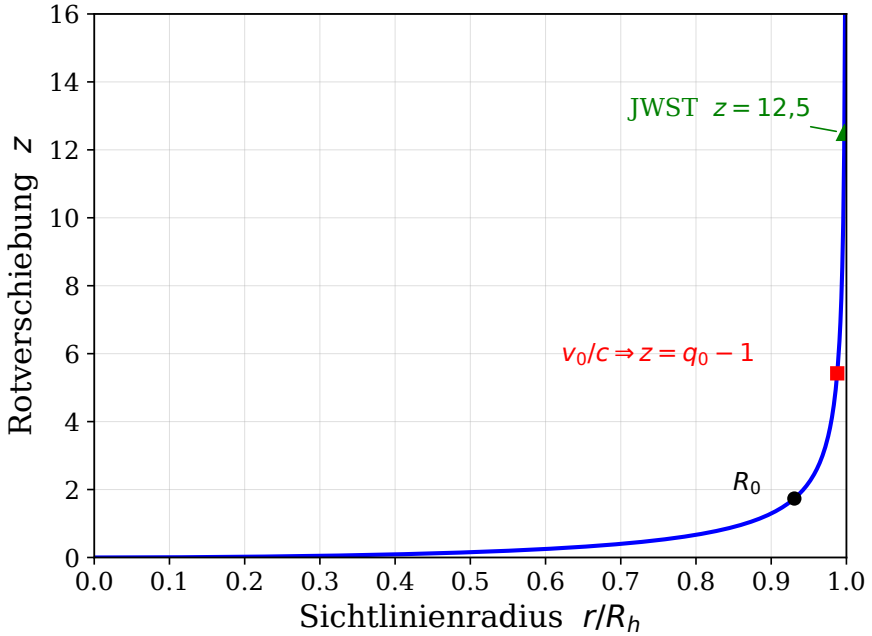


Abbildung 7: Rotverschiebung z über dem Sichtlinienradius r in Einheiten des Rotverschiebungshorizonts $R_h = c/H_{\text{CMB}}$, nach Gl. (40). Die Kurve ist eine statische Beziehung: Sie ordnet einem Radius eine Rotverschiebung zu, nicht einer Fluchtgeschwindigkeit, und die kinetische Lesart tritt nur über den markierten Punkt $r/R_h = v_0/c$ hinzu, an dem sich ohne jede Anpassung $z = q_0 - 1 = 5,42$ ergibt. Ebenfalls markiert sind der kosmische Radius R_0 bei $r/R_h = 0,93$ und die beobachteten Galaxien bei $z = 12,5$, die bei 99,7% von R_h und damit außerhalb von R_0 liegen

Zwei Radien und ihr Verhältnis

Gl. (40) bezieht sich auf $R_h = c/H_{\text{CMB}}$, nicht auf den kosmischen Radius R_0 , den der Algorithmus liefert. Die beiden sind verschiedene Größen und nehmen verschiedene Werte an,

$$R_0 = \frac{c}{H_{\text{DL}}} = 1,2775 \cdot 10^{26} \text{ m}, \quad R_h = \frac{c}{H_{\text{CMB}}} = 1,3725 \cdot 10^{26} \text{ m}, \quad (41)$$

deren Verhältnis

$$\frac{R_h}{R_0} = \frac{H_{\text{DL}}}{H_{\text{CMB}}} = \frac{72,4}{67,4} = 1,074 \quad (42)$$

beträgt. Die Diskrepanz zwischen den beiden Radien ist also keine zusätzliche Annahme, sondern die HUBBLE-Spannung selbst, als Länge ausgedrückt. Der Rotverschiebungshorizont des Beobachters liegt rund sieben Prozent jenseits des kosmischen Radius, und beide fallen genau dann zusammen, wenn die beiden gemessenen Werte der HUBBLE-Konstanten zusammenfallen.

Eine Kontrolle fällt dabei an, ohne dass sie eingerichtet worden wäre. Bei demjenigen Radius, bei dem der Wert v_0 aus Abschn. 5 erreicht ist, $r/R_h = v_0/c = 0,9878$, liefert Gl. (23) $\tau = \sqrt{1 - v_0^2/c^2} = 1/q_0$ und damit

$$z = \frac{1}{\tau} - 1 = q_0 - 1 = 5,4205, \quad (43)$$

so dass die gravitative und die kinematische Lesart bei diesem Radius exakt übereinstimmen. Keiner der beiden Ausdrücke wurde angepasst, um dies herbeizuführen.

Zwei Formen der Zeitdehnung, und warum

Es ist offen auszusprechen, dass zwei Formen der gravitativen Zeitdehnung in Gebrauch sind und dass sie nicht austauschbar sind. Innerhalb des Algorithmus wird die Form erster Ordnung $1 - MG/Rc^2$ aus Gl. (1) verwendet, und das muss so sein: Mit dem Massenfaktor Q aus Gl. (35) ist das Argument des exakten Ausdrucks $1 - 2MQG/R_0c^2 = -0,688$, und die Wurzel ist nicht reell. Auf der Sichtlinie wird dagegen die exakte Form aus Gl. (13) verwendet, und dort muss sie es, denn die Form erster Ordnung sättigt bei $z = 1$ und kann die beobachteten Rotverschiebungen nicht erreichen.

Die Lizenz dafür ist Gl. (15): Die beiden Formen stimmen in erster Ordnung überein und trennen sich in zweiter, wobei die Form erster Ordnung der führende Term einer gegen g_{00} konvergierenden Reihe ist. Wo das Potential flach ist, genügt der führende Term; auf einer bis an den Horizont reichenden Sichtlinie genügt er nicht. Die Unterscheidung ist eine des Geltungsbereichs, nicht der Bequemlichkeit — aber sie ist eine Naht im Argument, und es ist besser, sie hier zu benennen, als sie später zu finden.

Die beobachteten Galaxien hoher Rotverschiebung

Die vom JWST berichteten Galaxien bei $z \approx 12,5$ [28, 29] folgen aus Gl. (40) bei

$$\frac{r}{R_h} = \sqrt{1 - \frac{1}{(1+z)^2}} = 0,9973, \quad r = 1,3687 \cdot 10^{26} \text{ m}, \quad (44)$$

also bei 99,7 % des Rotverschiebungshorizonts — und damit außerhalb des kosmischen Radius R_0 . Das ist eine Folge von Gl. (41) und wird hier ausgesprochen statt umgangen: Das Modell setzt R_0 nicht mit der Sichtbarkeitsgrenze gleich. Die Sichtbarkeitsgrenze ist R_h , und die tiefsten bisher beobachteten Objekte liegen nahe an ihr.

Die Frühphase, $a = 0 \dots 0,15$

Dieselbe Unterscheidung klärt, was die Frühphase des Modells beschreibt. Über dieses Intervall liegen der kosmische Radius und der Rotverschiebungshorizont weit auseinander — wobei der Horizont der kleinere von beiden ist, weil $H_{CMB} = \dot{a}/a$ in der Frühphase groß war und von 67,4 heute auf etwa $2,2 \cdot 10^4 \frac{\text{km}}{\text{s} \cdot \text{Mpc}}$ bei $a = 0,01$ steigt, während sich $R(a)$ nur um gut das Doppelte ändert (Tab. 2 und Abb. 8):

Tabelle 2: Kosmischer Radius $R(a)$ gegen den Rotverschiebungshorizont $c/H_{CMB}(a)$ derselben Epoche, in 10^9 Lichtjahren.

a	$R(a)$	$c/H_{CMB}(a)$	Verhältnis
0,02	7,7	0,10	77
0,10	14,5	0,78	19
0,155	15,0	1,47	10
0,50	13,9	7,9	1,8
1,00	13,5	14,5	0,93

In der Frühphase war die vom Algorithmus behandelte Kugel zehnbis siebzimal größer als der Bereich, den ein Beobachter in ihrem Inneren sehen konnte. Der Horizont ist erst spät, bei $a = 0,886$, in die Kugel hineingewachsen und hat sie überholt. Was der Grenzfall $a \rightarrow 0$ beschreibt, ist demnach der Zustand der von *einem* Horizont eingeschlossenen Materie, nicht der Ursprung von allem: Nach Gl. (19) hing dieses Innere nie von dem ab, was außerhalb lag, und nach der in Abschn. 3.1 in Anspruch genommenen Homogenität durchläuft die

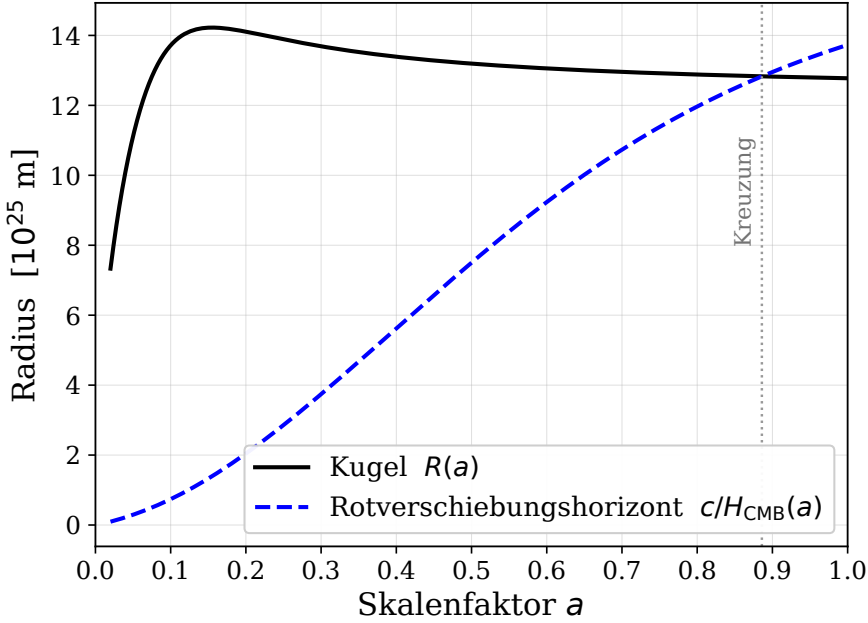


Abbildung 8: Die beiden Radien aus Tabelle 2 über $a = 0,02 \dots 1$: die vom Algorithmus behandelte Kugel $R(a)$, die die konstante baryonische Masse M trägt und ihr Maximum bei $a \approx 0,155$ durchläuft, gegen den Rotverschiebungshorizont $c/H_{\text{CMB}}(a)$ derselben Epoche. Beide Lesarten liefern dieselben zwei Kurven — die Kugel ist der Ort des freien Falls und ebenso der Ort, an dem die eingeschlossene Masse das Potential festlegt. Der Horizont wächst in die Kugel hinein und überholt sie bei $a = 0,886$; davor war der größte Teil der Kugel von innen nie sichtbar

Kugel jedes anderen Beobachters dieselben Zustände zur selben Zeit. Der Urknall dieses Modells geschieht überall, hat keinen Ursprungspunkt und verträgt sich mit einem Universum, das beliebig größer ist als R_h .

Zwei Eigenschaften dieses Inneren gelten zugleich, und gemeinsam tragen sie weiter als jede für sich. Nach Gl. (19) ist die Kugel ungestört: Was außerhalb liegt, geht nicht ein, weil es sich exakt aufhebt. Nach der in Abschn. 3.1 in Anspruch genommenen Homogenität ist die Kugel zugleich repräsentativ: Sie nimmt keine ausgezeichnete Stelle ein, und die Kugel jedes anderen Beobachters durchläuft dieselben Zustände. Was hier über Dichte, Krümmung und Expansionsgeschichte gewonnen

wird, bleibt demnach nicht auf den sichtbaren Bereich beschränkt; es gilt ebenso für den Teil des Universums jenseits des Horizonts, den keine Beobachtung je erreicht. Das folgt *unter der angenommenen Homogenität*, die eine Voraussetzung des Modells ist und kein Ergebnis: Jenseits des Horizonts lässt sich Homogenität grundsätzlich nicht beobachtend sichern, weil Beobachtungen auf dem vergangenen Lichtkegel gemacht werden und nicht auf räumlichen Flächen [30].

Was die Kugel ist, und wie weit sie zurückreicht

Drei Fragen schließen sich unmittelbar an, und es ist besser, sie hier zu beantworten, als sie der Leserschaft zu überlassen.

Die erste ist, welcher der beiden Radien die Masse trägt. Es ist die Kugel, nicht der Horizont. Die gesamte baryonische Masse $M = Y R_0^3$ ist eine Konstante des Algorithmus; der Radius, der sie einschließt, ist $R(a)$, und der Rotverschiebungshorizont $c/H_{CMB}(a)$ schließt sie erst ab $a = 0,886$ ein. Tabelle 2 andersherum zu lesen — als hätte der sichtbare Bereich stets M enthalten — ist genau die weiter unten gerügte Äquivokation in a und führt auf eine mittlere Dichte, die das Modell nicht hat.

Die zweite betrifft eben diese Dichte. Da M fest ist und $R(a)$ nicht, beträgt die mittlere Baryondichte im Inneren der Kugel $\rho(a) = \rho_b (R_0/R(a))^3$. Sie wird also vom Radius bestimmt und nicht vom Skalenfaktor: Sie fällt von $5,29 \rho_b$ bei $a = 0,02$ auf ein Minimum von $0,72 \rho_b$ beim Radiusmaximum $a \approx 0,155$ und steigt bis heute wieder auf ρ_b — eine Änderung um etwa den Faktor sieben, wo a^{-3} das 10^5 -fache verlangte. Das ist kein Widerspruch zum Standardbild, sondern eine Aussage über zwei verschiedene Volumina: a^{-3} bezieht sich auf ein mitbewegtes Volumen, während $R(a)$ nicht proportional zu a ist und ein Maximum durchläuft. Im Inneren der Kugel fällt die mittlere Dichte demnach bis zu diesem Maximum und steigt danach wieder leicht an, insgesamt um etwa den Faktor sieben und nicht einsinnig.

Die dritte ist, wie weit die Bahn zurückreicht. Nicht bis $a = 0$. Verfolgt man den Zweig abwärts, so nehmen $q(a)$ und $x(a)$ beide gegen Eins hin ab, und die Lösung endet bei $a = 0,00302$, wo $q = 1$ und damit $v_{aus} = c\sqrt{1 - 1/q^2} = 0$ ist: Das Potentialäquivalent verschwindet zusammen mit dem Potential selbst, die Wurzel für x fällt mit dem Pol von R_{aus} zusammen, und $R(a)$ wächst über alle Grenzen. Unterhalb dieses Punktes ist $q < 1$, und es wäre imaginär. Das Modell beschreibt also keine Singularität und erreicht auch keine; es beschreibt einen

Zustand endlicher Dichte und verschwindenden Potentialäquivalents und endet dort. Ob diesem Zustand etwas vorausging, kann dieses Modell nicht beantworten, denn es legt $R(a)$ algebraisch fest und liefert keine Bewegungsgleichung, mit der sich darüber hinaus zurückrechnen ließe.

Was offen bleibt

Zwei Vorbehalte gehören hierher. Der Skalenfaktor a wird in Gl. (38) in seinem herkömmlichen Sinn verwendet und an anderer Stelle als linearer Zeitparameter; die zwei Radien aus Gl. (41) halten die zugehörigen Längen auseinander, doch eine Herleitung von $a(t)$ für zeitabhängige Dichteparameter in einer gekrümmten Raumzeit steht weiterhin aus, wie Abschn. 5 bereits angemerkt hat. Und Gl. (40) ist eine statische Beziehung: Sie gibt die zu einem Radius gehörende Rotverschiebung an, nicht die zu einer Rückblickzeit. Eine Behandlung der Lichtausbreitung durch das zeitabhängige Feld ist der natürliche nächste Schritt und wird hier nicht unternommen.

6 Schlussfolgerungen

Was folgt, ist in der statischen Lesart formuliert, wie es sich für eine Schlussfolgerung über einen Endzustand gehört. Der Gedanke eines räumlich gekrümmten Universums entstand nicht erst mit dem Ergebnis, dass die Expansion mit dem Potentialäquivalent v_ϕ abläuft. Der Messwert $\Omega_k = 0,0007 \pm 0,0019$ [20] hatte unsere Aufmerksamkeit bereits zuvor auf sich gezogen. Der Wert selbst ist eine Eingabe des Algorithmus und wird von ihm nicht reproduziert. Was der Algorithmus liefert, ist der Krümmungsfaktor $k(a)$ als Funktion der Expansionsgeschichte, und der Umstand, dass die Ergebnisse nur schwach an der Eingabe hängen: Lässt man Ω_k über das volle Planck-Intervall $-0,0012 \dots 0,0026$ laufen, so ändern sich q_0 und $\Omega_{m,0}$ um 0,18 %, R_0 und H_{DL} um 0,08 %. Die Epoche exakter Flachheit, $k(a) = 0$, liegt bei $a = 0,982$ und nicht bei $a = 1$. Wir beobachten daher bereits in der gegenwärtigen Epoche ein nahezu statisches Universum (Abb. 10). Über die nächsten 50 bis 100 Gyr wird seine Größe um weniger als 3 Prozent abnehmen, hin zu einem Endwert von etwa $1,24 \cdot 10^{26}$ m.

6.1 Stabilität des statischen Endzustands

Ein Modell, das ein statisches Universum im Titel führt, erbt eine Frage, die älter ist als das Modell. EINSTEINS statische Welt ist ein instabiles Gleichgewicht, wie EDDINGTON gezeigt hat [31], und dem Einwand ist zu begegnen, statt ihn zu übergehen.

Warum die klassische Instabilität sich nicht überträgt

Die Instabilität ist eine Eigenschaft der Art und Weise, wie EINSTEINS Lösung statisch gehalten wird. Dort wird die Beschleunigung

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (45)$$

bei einem gewählten Wert von a zum Verschwinden gebracht, indem Λ gegen die Materiedichte festgelegt wird, $\Lambda c^2 = 4\pi G \rho_m$ für druckfreie Materie. Verschiebt man den Radius um $a \rightarrow a(1 + \varepsilon)$, so verdünnt sich die Materie wie $\rho_m(1 - 3\varepsilon)$, während Λ unverändert bleibt, so dass

$$\frac{\ddot{a}}{a} = 4\pi G \rho_m \varepsilon \quad \implies \quad \ddot{\varepsilon} = 4\pi G \rho_m \varepsilon \quad (46)$$

gilt und die Störung exponentiell anwächst. Das Gleichgewicht besteht nur deshalb, weil zwei unabhängige Größen gegeneinander abgestimmt wurden, und es scheitert aus demselben Grund.

Keines der beiden Elemente ist hier vorhanden. Nichts im Algorithmus wird angepasst, um eine Beschleunigung zum Verschwinden zu bringen, und die dunkle Energie tritt nicht als Konstante auf, die gegen die Materie auszubalancieren wäre: Sie tritt als Faktor $x(a)$ aus Gl. (30) auf, der selbst durch die Schließung bestimmt ist und über die Expansionsgeschichte variiert (Abb. 2). Das Zusammentreffen, das EINSTEIN eigens einrichten musste, stellt sich daher nicht ein, und Gl. (46) hat nichts, woran sie angreifen könnte.

Was die Bahn stattdessen tut

Der statische Zustand dieses Modells ist kein Gleichgewichtspunkt, sondern der asymptotische Wert einer Bahn. Setzt man den Algorithmus über die gegenwärtige Epoche hinaus fort, ergibt sich

Tabelle 3: Annäherung an den statischen Endzustand. Der Radius fällt monoton, und seine Änderungsrate verschwindet wie a^{-2} .

a	$R(a)/R_0$	dR/da [10^{22} m]
1	1,0000	−426,8
2	0,9832	−107,2
5	0,9732	−17,12
10	0,9698	−4,272
20	0,9682	−1,067
50	0,9672	−0,171

mit dem Grenzwert

$$\lim_{a \rightarrow \infty} \frac{R(a)}{R_0} \simeq 0,9665, \quad (47)$$

extrapoliert aus den beiden letzten Zeilen. Die Annäherung erfolgt monoton, ohne Oszillation und ohne Davonlaufen, und die Änderungsrate fällt wie a^{-2} ab. In der Variablen a ist der statische Zustand ein Attraktor und kein Gleichgewicht, und er wird nur von einer Seite her erreicht.

Was damit gezeigt ist und was nicht

Es sei deutlich gesagt, was gezeigt ist und was nicht. Tab. 3 belegt, dass die vom Algorithmus gelieferte Bahn gegen einen endlichen Radius konvergiert, und die Gln. (45) und (46) belegen, dass der Mechanismus von EDDINGTONS Instabilität hier kein Gegenstück hat. Das ist nicht dasselbe wie eine Stabilitätsanalyse in seinem Sinne. Das vorliegende Modell legt $R(a)$ algebraisch fest, über die Schließung, statt eine Bewegungsgleichung zu integrieren; es gibt folglich keinen Zustand, auf den eine Störung angewandt und dann zeitlich fortgepflanzt werden könnte. Eine lineare Stabilitätsanalyse setzt genau jene dynamische Gleichung voraus, deren Fehlen in Abschn. 5.2 bereits eingeräumt ist, und sie beizubringen ist die Voraussetzung dafür, die Frage sachgerecht zu entscheiden. Was sich gegenwärtig sagen lässt, ist, dass das Modell keine Instabilität zeigt und keine abgestimmte Balance enthält, die eine solche hervorbringen könnte.

Ferner nehmen die Massenfaktoren der Materie und der dunklen Energie zum Urknall hin beide ab (Abb. 1 und 2). Verfolgt man sie bis zum Ende des Zweiges, so nähern sie sich der Eins und nicht der Null, und zwar bei $a = 0,00302$, wo das Potentialäquivalent verschwindet und die Lösung endet; der dargestellte Bereich $a \geq 0,02$ zeigt nur den oberen Teil dieses Abstiegs. Was durchweg gilt und nicht vom Grenzfall abhängt, ist, dass das Universum mit verschwindender Gesamtenergie besteht. Durch Mc^2 geteilt lautet die Hauptgleichung

$$(2q(a) - 1) + \frac{1}{2} \left(q(a) \left(1 - \frac{Mq(a)G}{R(a)c^2} \right)^2 - 1 \right) - x(a) = 0 \quad (48)$$

und ist über die gesamte Expansionsgeschichte bis zur vollen Rechengenauigkeit erfüllt: über $a = 0,01 \dots 1$ bleibt das Residuum von Gl. (48) betragsmäßig unter $3 \cdot 10^{-30}$, es bleibt also die Rundung der dreißigsten Stelle und keine Abweichung.

Es fällt daher schwer, daran festzuhalten, dass das Universum räumlich flach ist und stets war. Betrachtet man den Krümmungsfaktor $k(a)$ (vgl. Abb. 9), so liegt es weit näher, das frühe Universum von der Raumkrümmung her zu verstehen.

Ein Übergang von einer extrem hyperbolischen Raumzeit in eine sphärische ist leichter zu begreifen als die Verdichtung aller Materie auf einen Punkt, also eine Singularität. Auch angesichts vollständig ausgebildeter Galaxien am Rand des sichtbaren Universums bei $z = 12,5$

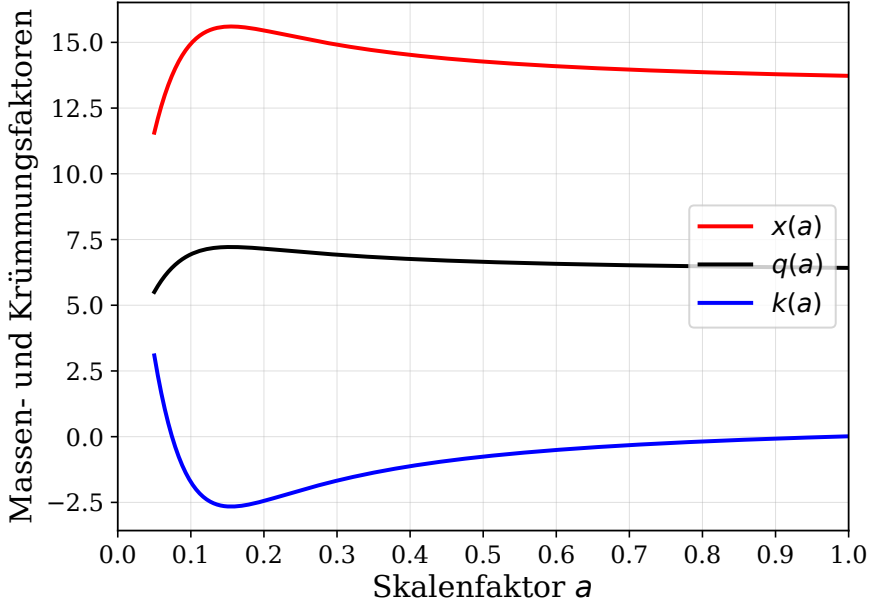


Abbildung 9: Massenfaktoren $q(a)$ und $x(a)$ sowie Krümmungsfaktor $k(a)$ aus der inneren Gleichung (36) über $a = 0,05 \dots 1$

[28] und $z = 12,34$ [29] bietet der frühe zeitliche Verlauf des kosmischen Radius $R(a)$, dargestellt in Abb. 10, mit dem Maximum bei $a \approx 0,2$ einen Anker zur Erklärung ihrer Entstehung. Ungelöst bleibt schließlich die Frage der kosmischen Nebelwand, die zwar tief im Universum, aber inmitten voll entwickelter Galaxien auftritt.

Die Schließungsbeziehung $\Omega_b (q(a) + x(a) + k(a)) = 1$ ist über den gesamten Bereich ebenfalls erfüllt.

Dass wir gerade in einer Epoche leben, in der über die Flachheit des Universums gestritten werden muss, weil die Messungen beide Möglichkeiten zulassen, ist für sich genommen bemerkenswert.

Die Tabellen 5 und 6 im Anhang vergleichen dieses Modell mit dem Λ CDM-Standardmodell.

6.2 Was dieses Modell nicht behandelt

Es gehört sich, am Ende zu sagen, welche Dinge man von einem kosmologischen Modell gewöhnlich erwartet und welche dieses nicht liefert. Sie werden hier ohne Entschuldigung genannt, denn sie sind keine

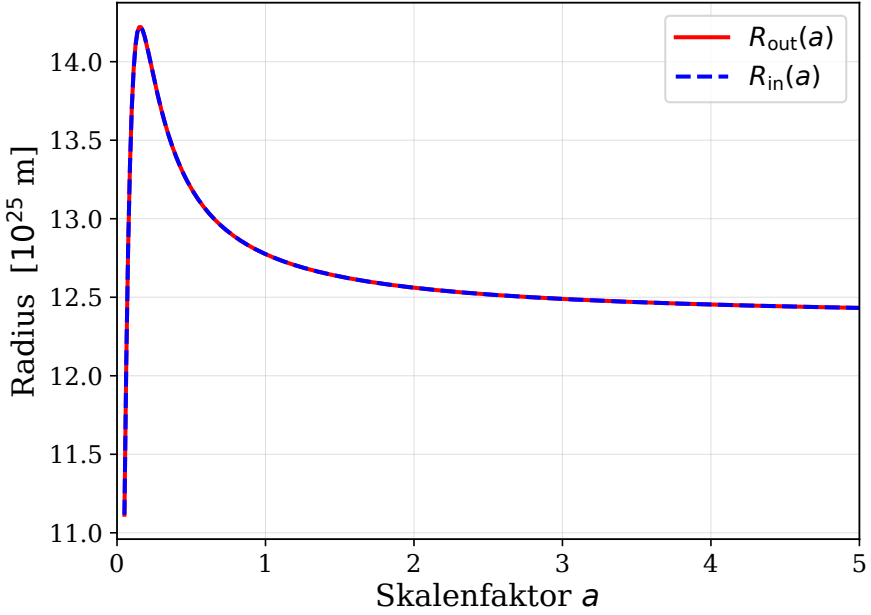


Abbildung 10: Kosmischer Radius $R_{out}(a)$ und $R_{in}(a)$ über $a = 0,05 \dots 5$; die beiden Kurven fallen zusammen, was die Schließungsbedingung des Algorithmus ist. Jenseits von $a = 1$ zeigt die Kurve die Zukunft: Nach dem Maximum bei $a \approx 0,15$ fällt der Radius monoton auf seinen statischen Wert von etwa $1,24 \cdot 10^{26}$ m

Versäumnisse, sondern Folgen dessen, was das Modell ist.

Es macht keine Aussage über die *räumliche Verteilung* der Masse. Der Massenfaktor $q = \Omega_m/\Omega_b$ ist eine globale Zahl, und eine globale Zahl kann diejenigen Beobachtungen nicht wiedergeben, die die dunkle Materie als eigene Komponente begründet haben: die Form galaktischer Rotationskurven, die räumliche Trennung der Linsenmasse von den Baryonen in kollidierenden Haufen und die Höhe der dritten Akustikspitze, die das Verhältnis von stoßfreier zu baryonischer Materie über Physik festlegt, die *vor* der Rekombination wirkt. Die vorliegende Arbeit beansprucht nicht, eines davon zu erklären, und q ist als Parametrisierung eines gemessenen Verhältnisses zu lesen und nicht als Auskunft über dessen Ursprung.

Es liefert keine Störungsrechnung und mit ihr weder ein Akustikspektrum noch die Strukturbildung noch die primordialen Häufigkeiten.

Ebenso bleibt das Weltalter unterbestimmt: Gl. (38) setzt konstante Dichteparameter und Flachheit voraus, was dieses Modell beides verneint, so dass der Wert $t_0 = 13,756 \text{ Gyr}$ die beste verfügbare Abschätzung ist und nicht ein Ergebnis des Algorithmus; ein modelleigener Weg steht nicht zur Verfügung, weil $R(a)$ mit abnehmendem a nicht verschwindet. Schließlich ist die Übereinstimmung des statischen, kugelsymmetrischen Grenzfalls mit der SCHWARZSCHILD-Lösung (Abschn. 2.5) eine Identifikation und keine Herleitung; das Modell bestimmt die Zeitkomponente der Metrik und sagt über die räumliche nichts.

Diese vier haben eine einzige gemeinsame Ursache. Das Modell legt $R(a)$ algebraisch fest, über die Schließungsbedingung, und integriert nie eine Bewegungsgleichung. Alles, was eine solche verlangt — das Wachstum von Störungen, eine Rückblickzeit, eine Stabilitätsanalyse im Sinne EDDINGTONS —, ist damit unerreichbar, und der für solche Fragen verfügbare mathematische Apparat ist ohnehin um den ΛCDM -Hintergrund herum gebaut, dessen Annahmen dieses Modell nicht teilt. Diese Bewegungsgleichung beizubringen ist die Voraussetzung für alle vier, und es ist die Richtung, in der diese Arbeit fortzusetzen wäre.

7 Anhang

7.1 Anhang A

Erzeugung des Ausdrucks für den inneren heutigen kosmischen Radius:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 - \frac{Y R^3 \left(\frac{2}{\Omega_{bs}} - 1 \right) G}{R c^2} \Rightarrow q = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (49)$$

$$\Rightarrow R_{0,in} = \frac{-c}{GqY\Omega_{bs} - 2GqY} \sqrt{-GqY(\Omega_{bs} - 2)\Omega_{bs}(q - 1)}$$

7.2 Anhang B

Erzeugung des Ausdrucks für den äußeren heutigen kosmischen Radius:

$$R_{0,out} = \frac{1}{Yq_0G} \sqrt{\frac{Yq_0^2 G c^2 \Omega_{bs} - \sqrt{D}}{q_0 \Omega_{bs}}}, \quad (50)$$

$$D = -6Y^2 q_0^4 G^2 c^4 \Omega_{bs}^2 + 3Y^2 q_0^3 G^2 \Omega_{bs}^2 c^4 + 2Y^2 q_0^3 G^2 \Omega_{bs} c^4$$

7.3 Anhang C

Erzeugung von $q(a)$ aus der Hauptgleichung:

$$\begin{aligned} 0 = & M c^2 (q - 1) + M c^2 q \\ & + M c^2 \left[\frac{1}{2} \left[q \left(1 - \frac{M q G}{a R_0 c^2} \right)^2 - 1 \right] \right] \\ & - M c^2 \left(\frac{1}{\Omega_{bs}} - q \right) \end{aligned} \quad (51)$$

Eine Darstellung von $q(a)$ ist unangebracht, da es sich um einen sehr großen und unhandlichen Ausdruck handelt, der elektronisch erzeugt werden muss.

7.4 Anhang D

Erzeugung des Ausdrucks für R_{in} als Ergebnis der inneren Gleichung:

$$R_{in} = \frac{1}{\left[2 \left(c^4 - \frac{1}{q^2} c^4 \right) \right]} \left(4M G q c^2 + 4M G x c^2 + 2M G c^2 \right. \\ \left. - 2G c^2 \frac{M}{q} + 4G c^2 \frac{M}{q} x \right) \quad (52)$$

7.5 Anhang E

Kosmischer Radius aus der Hauptgleichung:

$$R_{out} = \frac{2c^2 q^2 M G + 2\sqrt{E}}{2(5qc^4 - 3c^4 - 2c^4 x)}, \quad (53)$$

$$E = -4c^4 q^4 M^2 G^2 + 3q^3 M^2 G^2 c^4 + 2q^3 M^2 G^2 c^4 x$$

7.6 Verwendete physikalische Konstanten und Parameter

Tabelle 4: Durchgehend verwendete Konstanten und Messparameter. Die kosmologischen Parameter H_0 , Ω_b und Ω_k stammen aus Planck 2018 [20]; die baryonische Materiedichte folgt daraus als $\rho_b = \rho_c \Omega_b = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \Omega_b$.

Größe	Symbol	Wert
Megaparsec	1 Mpc	$3,085677581 \cdot 10^{22} \text{ m}$
Gravitationskonstante	G	$6,67430 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Lichtgeschwindigkeit	c	$299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$
Hubble-Konstante	H_0	$67,4 \pm 0,5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
Baryonischer Dichteparameter	Ω_b	0,04960
Raumkrümmungsparameter	Ω_k	$0,0007 \pm 0,0019$
Baryonische Materiedichte	ρ_b	$4,232 \cdot 10^{-28} \text{ kg m}^{-3}$

7.7 Vergleichstabelle

Erklärungen

Verfügbarkeit der Daten

Die in dieser Arbeit verwendeten Primärdaten des Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI) sind über die offiziellen DESI-Repositoryn frei zugänglich. Die im Verlauf der vorliegenden Arbeit erzeugten rekonstruierten Datensätze und Verläufe sind beim korrespondierenden Autor auf begründete Anfrage erhältlich.

Danksagung

Der Autor dankt Jörg Hansmann, der die rechnerische Seite dieser Zusammenarbeit organisiert und durchgeführt hat: Er hat die Rechnun-

Tabelle 5: Überblick über das Λ CDM-Standardmodell.

Eigenschaft / Parameter	Merkmal / Wert
Grundprinzip	Friedmann-Gleichungen
Freie Parameter	Sechs, an die Daten angepasst [20]
Energiebilanz des Universums	Nicht notwendig null
Hubble-Spannung & ungelöst	67,4 gegen ~ 73 km/s/Mpc
Materiedichteparameter (Ω_m)	Konstant (standardmäßig skaliert)
Dunkle Energie (Ω_Λ)	Kosmologische Konstante (Λ)
Raumkrümmung (Ω_k)	Genau 0 (für flaches Universum postuliert)
Skalenfaktor $a(t)$	Standardlösung mit Vakuumenergie
Urknall-Singularität	Mathematischer Punkt unendlicher Dichte

Tabelle 6: Überblick über das vorgestellte kosmologische Modell (Null-Energie / Freifall-Expansion).

Eigenschaft / Parameter	Merkmal / Wert
Grundprinzip	Freier Fall / Beschleunigungsfreiheit
Freie Parameter	Keine; drei gemessene Eingaben (H_0 , Ω_b , Ω_k)
Energiebilanz des Universums	Genau null (selbstinduziert)
Hubble-Spannung & ungelöst	Aufgelöst ($H_{CMB} = 67,4$, $H_{DL} = 72,4$)
Materiedichteparameter (Ω_m)	Zeitabhängig / veränderlich ($q(t)\Omega_b$)
Dunkle Energie (Ω_Λ)	Dynamischer Massenfaktor $x(t)$
Raumkrümmung (Ω_k)	Dynamisch bestimmt ($\Omega_k = 0,0007 \pm 0,0019$)
Skalenfaktor $a(t)$	Analytische Abwandlung (Gl. (38))
Urknall-Singularität	Aufbrechen aus hyperbolischer Raumzeit

gen aufgesetzt und ausgeführt, zwischen den MathCad-Arbeitsblättern und ihrem rechnerischen Gegenstück vermittelt und die Korrespondenz vorbereitet, auf der die Überarbeitungen dieses Manuskripts beruhen. Die Python-Umsetzung ist beim Autor auf Anfrage erhältlich.

Zwei Fragen bleiben hier offen und seien der interessierten Leserschaft anheimgestellt. Die erste ist der Massenfaktor $Q = 2(q + x) - 1$ aus Gl. (35). Er hat keinen Spielraum: Ersetzt man ihn durch $2q - 1$, durch $q + x$ oder durch Eins, so weichen Potentialäquivalent und Geschwindigkeit um $5 \cdot 10^7$ bis $2 \cdot 10^8$ m s⁻¹ voneinander ab, während sie mit der hier verwendeten Form auf die Rechengenauigkeit von dreißig Stellen

übereinstimmen. Eine Herleitung dafür hat der Autor jedoch nicht. Es handelt sich um eine an der Schließungsbedingung abgelesene Identifikation, nicht um ein Ergebnis, und ihre physikalische Bedeutung ist dem Autor so wenig geheuer, wie sie es der Leserschaft sein wird; sie wird hier als offene Frage genannt und nicht als verstanden ausgegeben. Die zweite ist das Fehlen eines Skalenfaktors, der für zeitabhängige Dichteparameter in einer räumlich gekrümmten Raumzeit gilt; die vorliegende Arbeit muss auf die Λ CDM-Form zurückgreifen, und eine ordentliche Herleitung würde den zeitlichen Teil dieses Modells auf festeren Grund stellen.

Einsatz generativer KI

Der Autor hat bei der Erstellung dieser Arbeit Claude (Anthropic) verwendet, ein großes Sprachmodell. Dessen Beitrag umfasste die Übersetzung des Manuskripts ins Englische und die anschließende sprachliche Überarbeitung; die Portierung der MathCad-Rechnung nach Python mit Arithmetik beliebiger Genauigkeit; die unabhängige numerische Verifikation des kosmologischen Algorithmus und der in Abschn. 5 berichteten Werte einschließlich der wechselseitigen Konsistenz der im Anhang angegebenen Schließungsbeziehungen; sowie die Erzeugung der Abbildungen.

Das zugrunde liegende physikalische Modell, seine Herleitungen und seine Schlussfolgerungen stammen vom Autor. Der Autor hat jedes mit dieser Unterstützung erzielte Ergebnis geprüft und trägt die volle Verantwortung für den Inhalt dieses Artikels. Nach den Kriterien für Autorschaft wird das Sprachmodell nicht als Autor geführt.

Literatur

- [1] Feynman, R.P., Morinigo, F.B., Wagner, W.G., Hatfield, B.: Feynman Lectures on Gravitation. Frontiers in Physics. Westview Press, Boulder, Colorado (2002). <https://taylorfrancis.com>
- [2] Feynman, R.P., Leighton, R.B., Sands, M.: The Feynman Lectures on Physics vol. 1. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1964). See Chapter 52 for the discussion on the relation of gravity and clock rates / space-time curvature. <https://caltech.edu>
- [3] Will, C.M.: Theory and Experiment in Gravitational Physics, 2nd edn. Cambridge University Press, Cambridge (1993). <https://doi.org/10.1017/CB09780511564246> . See Chapter 4 for the Parametrized Post-Newtonian (PPN) formalism and expansion of the g_{00} metric component up to $O(c^{-4})$.
- [4] Schwarzschild, K.: Über das gravitationsfeld eines massenpunktes nach der einsteinschen theorie. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, 189–196 (1916). Exact static, spherically symmetric solution of Einstein's field equations; source of the metric coefficient $g_{00} = 1 - 2GM/rc^2$ used here.
- [5] Einstein, A.: Erklärung der perihelbewegung des merkur aus der allgemeinen relativitätstheorie. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, 831–839 (1915). Einstein's original derivation of the anomalous perihelion advance of Mercury from the field equations.
- [6] Park, R.S., Folkner, W.M., Konopliv, A.S., Williams, J.G., Smith, D.E., Zuber, M.T.: Precession of mercury's perihelion from ranging to the MESSENGER spacecraft. The Astronomical Journal **153**(3), 121 (2017) <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa5be2> . Current best measurement, 42.9799 ± 0.0009 arcsec per century.
- [7] Nordström, G.: Zur theorie der gravitation vom standpunkt des relativitätsprinzips. Annalen der Physik **347**(13), 533–554 (1913) <https://doi.org/10.1002/andp.19133471303> . Scalar theory of gravitation. It predicts a perihelion lag of $-1/6$ of the general-relativistic value and no light deflection, which is why a purely scalar potential cannot reproduce the observed advance.

- [8] Will, C.M.: The confrontation between general relativity and experiment. *Living Reviews in Relativity* **17**, 4 (2014) <https://doi.org/10.12942/lrr-2014-4> . Review of the classical solar-system tests and the PPN bounds on deviations from general relativity.
- [9] Birkhoff, G.D.: *Relativity and modern physics*. Harvard University Press, Cambridge (1923). Statement of the theorem that every spherically symmetric vacuum solution is static and Schwarzschild. Its corollary — the metric inside a spherical cavity of a spherically symmetric distribution is determined by the enclosed mass alone — is what licenses the treatment of a bounded sphere in an arbitrarily larger universe. The result was obtained earlier by J. T. Jebsen, *Ark. Mat. Ast. Fys.* 15, 1 (1921).
- [10] McCrea, W.H., Milne, E.A.: Newtonian universes and the curvature of space. *The Quarterly Journal of Mathematics* **os-5**(1), 73–80 (1934) <https://doi.org/10.1093/qmath/os-5.1.73> . Derivation of the cosmological equations for zero pressure by Newtonian means. It rests on the corollary to Birkhoff’s theorem and is the precedent for treating the interior of a comoving sphere without reference to what lies outside it.
- [11] Melia, F.: The cosmic horizon. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **382**(4), 1917–1921 (2007) <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12499.x> . Identifies $R_h = c/H$ as a gravitational horizon by way of Birkhoff’s theorem and its corollary. We adopt this identification only; the $R_h = ct$ cosmology subsequently developed from it is not used here.
- [12] Ellis, G.F.R.: Is the universe expanding? *General Relativity and Gravitation* **9**(2), 87–94 (1978) <https://doi.org/10.1007/BF00760145> . Static spherically symmetric cosmology in which the observed redshift is gravitational rather than kinematic. The closest published relative of the interpretation adopted here, and the reference against which it must be distinguished.
- [13] Goodman, J.: Geocentrism reexamined. *Physical Review D* **52**(4), 1821–1827 (1995) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.52.1821> . Limits on radial inhomogeneity on the scale of the horizon from the thermal spectrum of the CMB, the Sunyaev-Zel’dovich

effect and low-energy atomic transitions. The tightest bounds are of order ten per cent.

- [14] Clarkson, C., Bassett, B., Lu, T.H.-C.: A general test of the copernican principle. *Physical Review Letters* **101**(1), 011301 (2008) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.011301> . Model-independent observational test of the assumption that we occupy a typical position, independent of any model for dark energy or theory of gravity.
- [15] Wiltshire, D.L.: Exact solution to the averaging problem in cosmology. *Physical Review Letters* **99**(25), 251101 (2007) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.251101> . Apparent cosmic acceleration as a consequence of gravitational time dilation between bound systems and volume-average position, without a dark-energy component. Independent precedent for treating time dilation as the operative effect rather than as a correction.
- [16] Milne, E.A.: *Relativity, Gravitation and World-Structure*. Clarendon Press, Oxford (1935). Kinematic relativity: expansion as the motion of particles in flat space rather than as an expansion of space itself. Milne had already argued in 1932 that the fastest bodies reach the greatest distances, which yields a linear velocity–distance relation.
- [17] Tolman, R.C.: On the use of the energy-momentum principle in general relativity. *Physical Review* **35**(8), 875–895 (1930) <https://doi.org/10.1103/PhysRev.35.875> . Includes the contribution of the field in the mass formula, so that the mass of a system in a deep potential differs from the plain sum of the rest masses.
- [18] Komar, A.: Positive-definite energy density and global consequences for general relativity. *Physical Review* **129**(4), 1873–1876 (1963) <https://doi.org/10.1103/PhysRev.129.1873> . The mass definition that counts the gravitational self-energy; the later standard name for the same state of affairs as in Tolman 1930.
- [19] Tryon, E.P.: Is the universe a vacuum fluctuation? *Nature* **246**, 396–397 (1973) <https://doi.org/10.1038/246396a0> . Earliest statement of the zero-energy universe: the positive rest energy of matter is cancelled by the negative gravitational potential energy.

- [20] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A.J., Barreiro, R.B., Bartolo, N., al.: Planck 2018 results: Vi. cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics* **641**, 6 (2020) <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
- [21] Artola, M., Ayuso, I., Lazkoz, R., Salzano, V.: Is chevallier-polarski-linder dark energy a mirage? analysis under recent desi data. arXiv preprint (2025) arXiv:2510.04191 [astro-ph.CO]. See Figure 4 and Figure 7 for the explicit reconstructed evolution of the density parameter $\Omega_{\Lambda}(a)$ versus the scale factor $a = 1/(1+z)$ based on DESI DR1 BAO data combined with CMB.
- [22] Lodha, K., *et al.*: DESI 2024: Constraints on physics-focused aspects of dark energy using DESI DR1 BAO data. *Phys. Rev. D* **111**, 023532 (2025) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.023532> arXiv:2405.13588 [astro-ph.CO]
- [23] Adame, A.G., *et al.*: DESI 2024 VI: Cosmological Constraints from the Measurement of Baryon Acoustic Oscillations. *JCAP* **02**, 021 (2025) <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/02/021> arXiv:2404.03002 [astro-ph.CO]
- [24] Calderon, R., *et al.*: DESI 2024: Reconstructing dark energy using crossing statistics with DESI DR1 BAO and supernova data. *JCAP* **10**, 044 (2024) <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2024/10/044> arXiv:2405.04216 [astro-ph.CO]
- [25] Riess, A.G., Anand, G.S., Yuan, W., Casertano, S., Dolphin, A., Macri, L.M., Breuval, L., Scolnic, D., Perrin, M., Anderson, R.I.: Crowded no more: The accuracy of the hubble constant tested with high resolution observations of cepheids by jwst. *The Astrophysical Journal Letters* **956**(1), 18 (2023) <https://doi.org/10.3847/2041-8213/acf769>
- [26] Riess, A.G., Li, S., Anand, G.S., Yuan, W., Breuval, L., Casertano, S., Macri, L.M., Scolnic, D., Murakami, Y.S., Filippenko, A.V., Brink, T.G.: The perfect host: Jwst cepheid observations in a background-free sn ia host confirm no bias in hubble-constant measurements. *The Astrophysical Journal Letters* **992**(2), 34 (2025) <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ae0ad6>

- [27] Abdul-Karim, M., *et al.*: DESI DR2 Results II: Measurements of Baryon Acoustic Oscillations and Cosmological Constraints. *Phys. Rev. D* **112**, 083515 (2025) arXiv:2503.14738 [astro-ph.CO]. Baryon acoustic oscillations of more than 14 million galaxies and quasars from three years of observation, giving the Hubble rate in seven redshift bins over $0.1 < z < 4.2$.
- [28] D'Eugenio, F., Maiolino, R., Curtis, J., Carniani, S., Arribas, S., Bunker, A.J., Charlot, S., Cummins, C.: A high c/o ratio in a galaxy at $z = 12.5$ from jwst/nirspec. arXiv preprint (2023) arXiv:2311.09914 [astro-ph.GA]. Discovered with the JWST Advanced Deep Extragalactic Survey (JADES). Discusses Population III chemical signatures at $z=12.5$.
- [29] Castellano, M., Fontana, A., Treu, T., Santini, P., Merlin, E., Amorin, R., Calabrò, A.: Jwst nirspec spectroscopy of the remarkable bright galaxy ghz2/glass-z12 at redshift 12.34. *The Astrophysical Journal* **972**(2), 143 (2024) <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ae4edb>
- [30] Maartens, R.: Is the Universe homogeneous? *Philosophical Transactions of the Royal Society A* **369**(1957), 5115–5137 (2011) <https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0289> . Homogeneity is a premise rather than an observational result: it cannot be established from the galaxy distribution or the CMB even with perfect data, because observations are made on the past light cone and not on spatial surfaces.
- [31] Eddington, A.S.: On the instability of Einstein's spherical world. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **90**(7), 668–678 (1930) <https://doi.org/10.1093/mnras/90.7.668> . Shows that the static Einstein universe is an unstable equilibrium: a perturbation of the balance between matter density and the cosmological constant grows exponentially.

Die Entkopplung von Dynamik und Geometrie: Eine kritische Analyse der Freifall-Kosmologie und des Konzepts der statischen Zukunft

Wissenschaftlicher Aufsatz

Zusammenfassung. Dieser Aufsatz untersucht ein alternatives kosmologisches Modell, welches die Expansion des Universums nicht über die Dehnung des Raumes selbst (Λ CDM-Standardmodell), sondern als Auswärtsbewegung im freien Fall beschreibt. Im Zentrum der Betrachtung steht das scheinbare Paradoxon, dass die lokale Freifallgeschwindigkeit und das Gravitationspotential-Äquivalent quantitativ von der globalen zeitlichen Änderungsrate des kosmischen Radius entkoppelt sind. Anhand der mathematischen Schließungsbedingungen und numerischer Daten wird aufgezeigt, wie das Modell ein gegen Null strebendes Radiuswachstum bei gleichzeitig konstanter, relativistischer Freifallgeschwindigkeit mathematisch konsistent formuliert.

Einleitung

In der modernen Standardkosmologie ist die Expansion des Universums untrennbar mit der Metrik des Raumes verknüpft. Galaxien entfernen sich voneinander, weil der Raum zwischen ihnen expandiert; die Fluchtgeschwindigkeit am Rande eines kosmologischen Volumens ist direkt an die zeitliche Ableitung des Skalenfaktors bzw. des Radius gekoppelt ($v = \dot{R}$).

Das hier diskutierte alternative Modell, basierend auf Richard Feynmans feld-dynamischer Behandlung der Gravitation, bricht radikal mit diesem Dogma. Es postuliert ein Universum mit einer Gesamtenergie von exakt Null, dessen Expansion als ein nach außen gerichteter freier Fall verstanden wird. Eine fundamentale Konsequenz dieses Ansatzes ist die numerische und konzeptionelle Entkopplung der lokalen Freifallgeschwindigkeit v von der globalen geometrischen Änderungsrate des kosmischen Radius (dR/dt).

Die dualen Interpretationen der Freifallgeschwindigkeit

Das Fundament des Modells bildet die Äquivalenz von kinetischer (Spezielle Relativitätstheorie) und gravitativer (Allgemeine Relativitätstheorie) Zeitdilatation:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 + \frac{\phi}{c^2} \quad (54)$$

Aus dieser Beziehung ergeben sich zwei komplementäre Betrachtungsweisen, die im Modell als mathematisch austauschbar behandelt werden:

- **Das kinetische Bild (v):** Beschreibt die reale, lokale Auswärts- geschwindigkeit von Materie im freien Fall.
- **Das statische Bild (v_ϕ):** Übersetzt das Gravitationspotential ϕ (Energie pro Masse, m^2/s^2) über die Lichtgeschwindigkeit c in ein Potentialäquivalent mit der Einheit Meter pro Sekunde (m/s):

$$v_\phi \equiv c \sqrt{1 - \left(1 + \frac{\phi}{c^2}\right)^2} \quad (55)$$

Obwohl beide Größen die Dimension einer Geschwindigkeit (m/s) besitzen, beschreiben sie ausschließlich lokale physikalische Zustände an der Grenze einer betrachteten homogenen Kugel und nicht die globale Expansionsrate des Gesamtsystems.

Das mathematische Paradoxon: Warum

$$v \neq dR/dt$$

Im klassischen Newton'schen Limit oder in der Friedmann-Metrik ist die Geschwindigkeit am Rand einer expandierenden Sphäre zwingend die zeitliche Änderung des Radius. In der hier vorgeschlagenen Freifall-Kosmologie hingegen wird der kosmische Radius $R(a)$ zu jedem Skalenfaktor a rein algebraisch über eine globale Energiebilanzgleichung (die *Main Equation*) bestimmt, anstatt durch das zeitliche Integrieren der Geschwindigkeit ($\int v dt$).

Diese fundamentale Unabhängigkeit zeigt sich am deutlichsten in der Spätphase des Universums (Gegenwart bei $a = 1$):

1. **Divergenz der Beträge:** Während die lokale Freifallgeschwindigkeit v_0 mit $\sim 2,961 \cdot 10^8$ m/s nahezu die Lichtgeschwindigkeit erreicht, beträgt die geometrische Änderungsrate des Radius bezüglich des Skalenfaktors $dR/da = -426,8 \cdot 10^{22}$ m.
2. **Inversion der Vorzeichen:** Transformiert man dR/da unter der Annahme einer linearen Zeitkomponente ($a = t/t_0$) in die zeitliche Änderungsrate dR/dt , so ergibt sich für die Gegenwart:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{dR}{da} \cdot \frac{1}{t_0} \approx -9,83 \cdot 10^6 \text{ m/s} \quad (56)$$

Das Vorzeichen ist negativ. Das bedeutet: Während die Freifallkomponente weiterhin eine hochenergetische Auswärtscharakteristik aufweist, kontrahiert der tatsächliche Radius des Universums bereits geringfügig.

Die physikalische Auflösung: Gravitative Rotverschiebung

Ein solches System wäre in einer kinematischen Kosmologie widersprüchlich, da ein schrumpfender Radius eine Blauverschiebung des Lichts implizieren müsste. Das Modell löst dies auf, indem es die kosmologische Rotverschiebung z dezentralisiert und rein als Phänomen der gravitativen Zeitdilatation interpretiert. Ein Lichtsignal, das vom Kugelrand ausgesandt und im Zentrum empfangen wird, erfährt eine Verschiebung gemäß:

$$1 + z = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_h}\right)^2}} \quad (57)$$

Da die Rotverschiebung somit eine geometrische Eigenschaft der Sichtlinie im Gravitationsfeld darstellt und nicht auf einem Doppler-Effekt beruht, kann sich der globale Radius R unabhängig von v bewegen. Seine Bahn ist durch die Schließung so festgelegt, dass die zero-energy-Bedingung gewahrt bleibt.

Asymptotischer Übergang in die statische Zukunft

Wie in Tabelle 7 dargestellt, zeigt der Verlauf des Radius $R(a)$ für zukünftige Epochen ($a > 1$) eine monotone Annäherung an einen fixen Grenzwert von $\sim 0,9665 R_0$.

Tabelle 7: Numerische Annäherung an den statischen Endzustand

Skalenfaktor a	Radius $R(a)/R_0$	dR/da (10^{22} m)
1	1,0000	−426,8
2	0,9832	−107,2
5	0,9732	−17,12
10	0,9698	−4,272
50	0,9672	−0,171

Die Rate der Geometrieänderung (dR/da) fällt proportional zu a^{-2} und stirbt im Unendlichen vollständig ab. In der Variablen a ist der statische Zustand in diesem algebraischen System ein Attraktor und kein Gleichgewicht, und er wird nur von einer Seite her erreicht. Die lokale kinetische Energie der Materie (beschrieben durch $v \approx c$) bleibt im Feld eingefroren, während die globale Expansion einfriert.

Fazit

Das untersuchte Modell demonstriert eine mathematisch konsistente Alternative zur Raumexpansion. Die Maßeinheit m/s für v und v_ϕ darf nicht mit der globalen Expansionsgeschwindigkeit des Raumes verwechselt werden; sie ist ein Maß für das lokale, im Kugelvolumen eingeschlossene Gravitationspotential. Durch die vollständige Ersetzung der kinematischen Expansion durch gravitative Zeitdilatation ergibt sich für das Modell eine asymptotisch statische Zukunft des Universums, für die der Mechanismus der Eddington-Instabilität des klassischen statischen Einstein-Universums kein Gegenstück hat. Das ist keine Stabilitätsanalyse in Eddingtons Sinne, denn sie setzt eine Bewegungsgleichung voraus, die das Modell bisher nicht enthält (Abschn. 6.1). Was sich gegenwärtig sagen lässt, ist, dass das Modell keine Instabilität zeigt.

Vom Daumenkino zur Geodäte: Die Relativität der Zeit als kraftfreier Regulator einer statischen Zukunft

Wissenschaftlicher Aufsatz — Teil II

Zusammenfassung. Dieser Aufsatz führt die kritische Analyse einer auf dem freien Fall basierenden Kosmologie fort. Im Fokus steht das fundamentale Dilemma, wie sich ein nicht-monotoner Radiusverlauf ohne klassische dynamische Bewegungsgleichungen mathematisch und physikalisch rechtfertigen lässt. Es wird untersucht, inwieweit der etablierte Schließungsalgorithmus auf der Äquivalenz der Zeitdilatationen ruht und wie das Konzept des Null-Energie-Universums energetisch stabilisiert wird. Schließlich wird aufgezeigt, dass für die Materie im freien Fall keine klassische Newton'sche Kraft nötig ist, weil sich Trägheit und Schwere in der Schwerelosigkeit aufheben, dass dies die fehlende Bewegungsgleichung für den kosmischen Radius aber nicht ersetzt.

Die zeitliche Nahtstelle: Das algebraische Daumenkino

Das in Teil I beschriebene kosmologische Modell steht vor einer mathematischen Zerreißprobe, sobald man den Übergang von der Epoche der Expansion ($a < 0,155$) zur Phase der leichten Kontraktion ($a > 0,155$) dynamisch beschreiben möchte. Nach klassischen mechanischen Gesichtspunkten müsste an diesem Scheitelpunkt die Ableitung des Radius nach der Zeit (dR/dt) ihr Vorzeichen wechseln, was in einem kinematischen Universum zwingend mit einer gravierenden Änderung der beobachteten Rotverschiebung gekoppelt wäre.

Da das Modell diesen Übergang jedoch rein algebraisch über die Schließungsbedingung der *Main Equation* löst, verhält sich die mathematische Struktur wie ein perfektes Daumenkino: Es reiht statische Einzelbilder energetischer Gleichgewichtszustände aneinander. Jedes Bild für einen gegebenen Skalenfaktor a ist in sich konsistent geschlossen, doch das physikalische Gesetz, welches das System kausal von einem Bild zum nächsten treibt, bleibt in der klassischen Kraftdynamik unformuliert.

Die Äquivalenz der Zeitdehnungen als metabolisches Zahnrad

Dieses Daumenkino ist kein mathematisches Artefakt, sondern fußt fundamental auf der Postulierten Gleichsetzung von kinetischer und gravitativer Zeitdilatation:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 + \frac{\phi}{c^2} \quad (58)$$

In der traditionellen Relativitätstheorie sind Bewegung (v) und Raumkrümmung (ϕ) komplementäre, aber unterscheidbare physikalische Phänomene. Durch die mathematische Austauschbarkeit im vorliegenden Modell ($v \equiv v_\phi$) erhält der Schließungsalgorithmus jedoch die Lizenz, die reale makroskopische Auswärtsbewegung der Himmelskörper ohne jeden Verlust an physikalischer Information in eine rein statische Eigenschaft des Feldes umzurechnen. Der Massenfaktor q der Dunklen Materie wird somit zu einer Eigenschaft des Potentials:

$$q = \frac{1}{1 + \frac{\phi}{c^2}} \quad (59)$$

Die Zeitdehnung fungiert hierbei als der eigentliche Regulator: Da die Zeitflüsse im dichten Feld der Frühphase massiv verlangsamt sind, wird die kosmologische Rotverschiebung entlang der Sichtlinie dezentralisiert und rein als gravitative Zeitdilatation interpretiert. Dadurch wird die beobachtete Rotverschiebung vom tatsächlichen Verhalten des Radius entkoppelt, wodurch dieser sich mathematisch kontrahierend bewegen darf, während die Expansionscharakteristik der Rotverschiebung erhalten bleibt.

Energetische Konsistenz des Null-Energie-Postulats

Ein zweiter kritischer Prüfstein ist die energetische Tragfähigkeit des Null-Energie-Universums im Kontext der Freifall-Energetik. Im klassischen physikalischen Sinne bedeutet freier Fall die kontinuierliche Umwandlung von potentieller in kinetische Energie, wobei die Summe beider Größen streng konstant bleibt.

Im untersuchten Modell zeigt die numerische Auswertung jedoch, dass die Freifallgeschwindigkeit v über den Großteil der expansionstaktischen Geschichte nahezu konstant knapp unter der Lichtgeschwindigkeit c verharret, während sich das globale Gravitationspotential drastisch verändert. Eine klassische Energieerhaltung für ein isoliertes Testteilchen ist somit entlang der Zeitachse nicht gegeben. Die Schließung der Gesamtenergie auf exakt Null leistet der Algorithmus über die Massenfaktoren: Zu jedem Skalenfaktor a gilt $\Omega_b (q(a) + x(a) + k(a)) = 1$, und der Massenfaktor der Dunklen Energie $x(a)$ ist damit durch $q(a)$ und $k(a)$ festgelegt:

$$x(a) = \frac{1}{\Omega_b} - q(a) - k(a) \quad (60)$$

Das Null-Energie-Universum wird in diesem Modell nicht postuliert, sondern folgt aus der Freifallbedingung und schließt den Algorithmus. Es ist kein dynamisches Resultat einer mechanischen Bewegung, sondern gilt in jedem Einzelbild des Daumenkinos als Schließung.

Vom Kraftgradienten zur Trägheitsfreiheit

Auf der Suche nach dem fehlenden Bindeglied zwischen den Einzelbildern bietet sich ein physikalischer Ansatz an, der die Kraft F als Gradienten einer feldabhängigen Energiedifferenz ΔE_0 definiert, welche direkt auf der variablen Lichtgeschwindigkeit c' im Gravitationsfeld basiert:

$$F = \frac{d}{dr} \left(-\frac{1}{2} \cdot \Delta E_0 \right) \quad (61)$$

Diese Gleichung leitet eine reale physikalische Kraft aus der Relativität der Zeitdehnung ab. Im aktuellen Zustand des Modells fungiert diese Kraft jedoch lediglich als lokal ablesbarer Messwert und nicht als dynamischer Antrieb, da sie nicht in eine zeitliche Differentialgleichung ($F = m \cdot \ddot{r}$) eingebunden ist.

Ein Hinweis liegt jedoch in der physikalischen Natur des freien Falls selbst: Im Zustand des perfekten freien Falls herrscht vollständige Schwerelosigkeit. Da die schwere Masse, welche auf das Gravitationsfeld reagiert, exakt identisch mit der trägen Masse ist, die sich einer Bewegungsänderung widersetzt, heben sich diese beiden fundamentalen Eigenschaften der Materie gegenseitig auf.

Die Materie im freien Fall benötigt somit keine treibende mechanische Kraft und kennt keinen inertialen Widerstand, gegen den ein kosmischer Antrieb anarbeiten müsste. Das ersetzt die fehlende Bewegungsgleichung für $R(a)$ nicht: Auch der Übergang des Universums von $a = 0,15$ auf $a = 0,16$ wird durch die Schließung algebraisch festgelegt, und eine Bewegungsgleichung, die diesen Verlauf integriert, steht noch aus (Abschn. 6.1).

Schlussbetrachtung

Die hier dargelegte Entkopplung von Dynamik und Geometrie betrifft die Natur des freien Falls in der kosmologischen Skalierung. Das Fehlen einer klassischen, auf Newton'schen Kräften basierenden Bewegungsgleichung bleibt ein offener Punkt des Modells, den der Hauptartikel ausdrücklich benennt. Die Materie braucht dennoch keinen mechanischen Antrieb, weil das Modell die Expansion als schwerelosen Auswärts-Freifall beschreibt. Die aus der Zeitdehnung abgeleiteten Kraftkomponenten sind keine Motoren der Expansion, sondern lokale, statische Messwerte. Der nicht-monotone Knick des kosmischen Radius bei $a \approx 0,155$ ist ein Ergebnis der Schließung, mit der $R(a)$ algebraisch festgelegt wird, und nicht das Ergebnis einer integrierten Bewegungsgleichung. Danach nähert sich der Radius monoton und ohne Oszillation einem statischen Endzustand, der in der Variablen a ein Attraktor und kein Gleichgewicht ist. Eine Bewegungsgleichung für $R(a)$ zu liefern, ist der nächste Schritt.

Widerlegung der These von einer beschleunigten Expansion des Weltalls

*Eine gravitative Reinterpretation der kosmologischen Rotverschiebung
Wissenschaftlicher Aufsatz — Teil III*

Zusammenfassung. Die Entdeckung der beschleunigten Expansion des Weltalls durch die Teams um Adam G. Riess und Saul Perlmutter basiert auf der kinematischen Interpretation der kosmologischen Rotverschiebung im Rahmen des Standardmodells (Λ CDM). In dieser Arbeit wird ein alternatives, lokal phänomen-äquivalentes kosmologisches Modell vorgestellt, dessen beobachteter Hubble-Parameter $H_{DL} = 72,4 \text{ km/s/Mpc}$ innerhalb der Messunsicherheit mit der Messung von Riess et al. (Cepheiden und Supernovae Typ Ia) verträglich ist, ohne eine physikalische Expansion des Raumes vorauszusetzen. Durch die Kopplung universeller Zeitdilatationen in einem geschlossenen Potential ergibt sich in diesem Modell eine rein gravitative Deutung der kosmologischen Rotverschiebung. Das Universum nähert sich hierbei einer asymptotisch statischen Zukunft, während die Hubble-Spannung aufgelöst wird, indem die beiden Messwerte verschiedenen Größen zugeordnet werden.

Einleitung

Im Jahr 1998 führten Messungen an weit entfernten Supernovae des Typs Ia zu der astrophysikalischen Schlussfolgerung, dass sich das Universum beschleunigt ausdehnt. Diese von den Teams um Adam G. Riess und Saul Perlmutter geprägte These erfordert die Einführung einer hypothetischen „Dunklen Energie“, die rund 70 % der Energiedichte des Universums ausmacht, deren physikalische Natur jedoch bis heute ungeklärt ist.

Es muss methodisch festgehalten werden, dass astronomische Messungen keine direkte Raumexpansion erfassen. Gemessen werden ausschließlich die spektrale Rotverschiebung (z) und die scheinbare Helligkeit (Leuchtkraftdistanz) kosmischer Kerzen. Die Behauptung einer beschleunigten Expansion ist somit das Resultat einer spezifischen theoretischen Interpretation innerhalb des Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker-Formalismus. Diese Arbeit zeigt auf, dass sich die beobachtete Rot-

verschiebung ohne eine Ausdehnung des Raumes gravitativ deuten lässt.

Das Modell der gravitativen Rotverschiebung

Das hier zugrunde gelegte Modell verzichtet auf den expandierenden Raum. Stattdessen wird die kosmologische Rotverschiebung als rein gravitative Zeitdilatation entlang der Sichtlinie interpretiert. Die Uhren am Ort der Quelle gehen langsamer als die des Beobachters. Die Rotverschiebung ist das Verhältnis der beiden Uhrengänge, $1 + z = \tau(0)/\tau(r)$; dabei ist $\tau(0)$ der Uhrengang beim Beobachter und $\tau(r)$ der Uhrengang in der Entfernung r .

Die fundamentale Transformation koppelt die Zeitskalen über die Geometrie des Horizonts. Für den beobachteten Hubble-Parameter auf der Sichtlinie ergibt sich eine phänomenologische Äquivalenz zum klassischen Expansionsparameter, obwohl sich der Raum nicht ausdehnt. Die Rotverschiebung z ist folglich kein Indikator für eine Dehnung des Raumes, sondern für die gravitative Tiefe des emittierenden Quellorts.

Lokale Phänomen-Äquivalenz zu den Messdaten von Riess

Ein Vergleich der beiden Sichtweisen zeigt, dass der beobachtete Hubble-Parameter des vorgeschlagenen Modells, $H_{DL} = 72,4 \text{ km/s/Mpc}$, mit der lokalen Messung von Adam G. Riess und Mitarbeitern, $73,04 \pm 1,04 \text{ km/s/Mpc}$,² innerhalb der Messunsicherheit verträglich ist. Um die theoretischen Strukturen zu verdeutlichen, werden die beiden kosmologischen Sichtweisen nachfolgend in getrennten Tabellen gegenübergestellt. Beide Modelle greifen auf exakt dieselben empirischen Rohdaten (z und scheinbare Helligkeit) zurück, interpretieren deren Ursprung jedoch grundverschieden.

Wenn Riess dieses Modell zugrunde gelegt hätte, hätte er exakt dieselben Helligkeitsdefizite ferner Supernovae gemessen. Das mathematische Konstrukt erzeugt einen scheinbaren Expansionswert von

²A. G. Riess et al., *A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with 1 km/s/Mpc Uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES Team*, The Astrophysical Journal Letters 934, L7 (2022), <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac5c5b>.

Tabelle 8: Das Standardmodell (Λ CDM / Riess)

Merkmal		Ausprägung im Standardmodell
Ursache der Rotverschiebung		Kinematisch (Raumdehnung)
Hubble-Parameter (H_{DL})	lokal	$73,04 \pm 1,04$ km/s/Mpc (Expansion)
Hubble-Parameter (H_{CMB})	global	$\approx 67,4$ km/s/Mpc
Dynamik des Universums		Beschleunigte Expansion des Raumes

Tabelle 9: Das vorgeschlagene Modell (Adamczyk)

Merkmal		Ausprägung im vorliegenden Modell
Ursache der Rotverschiebung		Gravitativ (Zeitdilatation im Feld)
Hubble-Parameter (H_{DL})	lokal	$72,4$ km/s/Mpc (Potentialeffekt)
Hubble-Parameter (H_{CMB})	global	$67,4$ km/s/Mpc
Dynamik des Universums		Asymptotisch statische Zukunft ($dR/dt \leq 0$)

$H_{DL} = 72,4$ km/s/Mpc auf der optischen Sichtlinie, während sich der Raum nicht ausdehnt. In diesem Modell ist die „beschleunigte Expansion“ eine Folge der kinematischen Deutung der Rotverschiebung unter Vernachlässigung des globalen Gravitationspotentials.

Auflösung der Hubble-Spannung

Ein Merkmal dieses Modells gegenüber dem Λ CDM-Modell ist die Auflösung der sogenannten „Hubble-Spannung“ (*Hubble tension*). Während im Standardmodell die Diskrepanz zwischen den lokalen Messungen von Riess ($73,04 \pm 1,04$ km/s/Mpc) und den globalen Planck-Satellitendaten des frühen Universums ($67,4$ km/s/Mpc) ungelöst bleibt, existieren in diesem Modell beide Werte widerspruchsfrei nebeneinander. Sie gehören zu zwei verschiedenen Größen desselben Modells: einem geometrischen H_{CMB} und einem beobachteten H_{DL} .

Falsifizierbarkeit und Ausblick

Obwohl der beobachtete Hubble-Parameter des Modells im lokalen Universum mit der Messung von Riess verträglich ist, unterscheidet sich das Modell in extrem großen Entfernungen fundamental vom Standardmodell. Das Modell prognostiziert, dass bei einem Skalenfaktor von $a \approx 0,155$ der beobachtete Hubble-Parameter eine nicht-monotone Kurve beschreibt (zunächst abfällt und anschließend steil ansteigt). Eine hinreichend tief reichende Entfernungsleiter, etwa mit hochpräzisen Messungen extrem weit entfernter kosmischer Objekte mittels fortschrittlicher Weltraumteleskope, kann diese charakteristische Signatur prüfen und damit das Modell bestätigen oder falsifizieren.

Fazit

Die These einer beschleunigten Expansion des Weltalls ist physikalisch nicht zwingend. Durch den Verzicht auf die kinematische Raumexpansion und die Einführung einer rein gravitativen Interpretation der Rotverschiebung gelingt es, einen mit der lokalen Messung der kosmischen Entfernungsleiter verträglichen Wert für H_{DL} zu erhalten. In diesem Modell entsteht die Dunkle Energie über einen Faktor x aus baryonischer Materie, und das Universum nähert sich einem asymptotisch statischen Endzustand.

Aufruf an Wissenschaftler

Warum die Gleichheit von kinetischer und gravitativer Zeitdilatation kein Postulat ist
Zusätzlicher Aufsatz

Die Frage

Das Gutachten der Claude-KI nennt das Gleichsetzen der kinetischen und der gravitativen Zeitdilatation ein Postulat. Es fragt, ob die Gleichheit unabhängig von der Wahl der Koordinaten Bestand hat. Die Antwort lautet: Die Gleichheit ist kein eigener Ansatz. Sie folgt aus der Energieerhaltung in der allgemeinen Relativitätstheorie (ART) und gilt in Feynmans Behandlung der Gravitation aus demselben Grund. Dieser Aufsatz führt die Herleitung in kleinen Schritten vor, damit jeder sie nachrechnen und weiterführen kann.

Die Energie eines frei fallenden Körpers

Ein Körper der Masse m fällt im statischen Gravitationsfeld einer Masse M . Ein ruhender Beobachter im Abstand r geht gegenüber einem ruhenden Beobachter im Unendlichen um den Faktor $f(r)$ langsamer; das ist die gravitative Zeitdilatation. Der ruhende Beobachter am Ort r misst die Geschwindigkeit v des Körpers mit seinen örtlichen Maßstäben und Uhren. Dort ist die Raumzeit flach, und die spezielle Relativitätstheorie gilt. Weil das Feld statisch ist, gibt es eine Erhaltungsgröße, die Energie des Körpers. Sie ist das Produkt aus der Ruheenergie, dem Faktor f und dem Lorentz-Faktor des Körpers:

$$E = mc^2 f(r) \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Der Fall aus dem Unendlichen

Wird der Körper im Unendlichen aus der Ruhe losgelassen, so ist dort $f = 1$ und $v = 0$, also $E = mc^2$. Das ist die Gesamtenergie null im Sinne der Newtonschen Mechanik: Bewegungsenergie und potentielle

Energie heben sich auf. Da E erhalten bleibt, gilt in jedem Abstand r

$$f(r) \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 1 \quad \Longleftrightarrow \quad \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = f(r).$$

In der zweiten Gleichung steht links $\sqrt{1 - v^2/c^2}$, die kinetische Zeitdilatation der speziellen Relativitätstheorie, und rechts $f(r)$, die gravitative. Nur die linke Seite enthält v ; $f(r)$ hängt allein vom Ort und von der Masse M ab. Ihre Gleichheit ist also nichts anderes als die Energieerhaltung für den Fall aus dem Unendlichen. Ein zusätzliches Postulat wird dafür nicht gebraucht. Vorausgesetzt ist allein, dass die Gesamtenergie null ist, und das ist die Voraussetzung des Modells, nicht des Gleichsetzens.

Einsteins Relativitätstheorie

In der Schwarzschild-Metrik der ART ist $f(r) = \sqrt{1 - 2GM/(rc^2)}$.³ Setzt man das ein, so folgt

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = v_e,$$

die bekannte zweite kosmische Geschwindigkeit. Dass hier die Fluchtgeschwindigkeit herauskommt, ist die Probe im Hauptartikel. Der Beweis der Gleichheit liegt im vorigen Abschnitt: Sie wurde dort aus der Energieerhaltung hergeleitet und nicht angenommen.

Feynmans Behandlung der Gravitation

Feynman behandelt die Gravitation als Feld in flacher Raumzeit.⁴ Ein ruhender Beobachter im Potential $\phi = -GM/r$ geht darin um den Faktor $f = 1 + \phi/c^2 = 1 - GM/(rc^2)$ langsamer.⁵ Die beiden vorigen Abschnitte brauchen vom Gravitationsfeld nur den Faktor f .

³C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, W. H. Freeman, San Francisco 1973.

⁴R. P. Feynman, F. B. Morínigo, W. G. Wagner, *Feynman Lectures on Gravitation*, hrsg. von B. Hatfield, Addison-Wesley, Reading (Mass.) 1995.

⁵R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Bd. II, Addison-Wesley, Reading (Mass.) 1964, Kap. 42, Abschn. 42-6 („The Speed of Clocks in a Gravitational Field“).

Das Verfahren bleibt also dasselbe, nur der Faktor ist ein anderer, und es entsteht die Gleichung des Hauptartikels:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 1 + \frac{\phi}{c^2} \quad \Longrightarrow \quad v = \sqrt{\frac{2GM}{r} - \left(\frac{GM}{rc}\right)^2}.$$

Beide Faktoren stimmen in erster Ordnung überein. Mit $u = GM/(rc^2)$ ist $\sqrt{1 - 2u} = 1 - u - \frac{1}{2}u^2 - \dots$, und in dieser Ordnung liefern beide dasselbe Ergebnis $v^2 = 2GM/r$. Sie unterscheiden sich erst im quadratischen Term, den der Hauptartikel ausweist. Ein Widerspruch zur ART besteht darin nicht.

Koordinaten und kosmische Geschichte

Das Gutachten fragt nach der Wahl der Koordinaten. Beide Seiten der Gleichung sind Skalare: f ist der Betrag des Vektors, der die Zeitverschiebung des statischen Feldes erzeugt (Killing-Vektor), und der Lorentz-Faktor ist das Skalarprodukt der Vierergeschwindigkeiten des fallenden und des ruhenden Beobachters. Auch die Energie E ist ein solches Skalarprodukt. Skalarprodukte hängen nicht von den Koordinaten ab. Die Gleichheit gilt deshalb in Schwarzschild-Koordinaten ebenso wie in jedem anderen Koordinatensystem.

Die Herleitung gilt für das statische Feld. Dass die Gleichheit auch dann Bestand hat, wenn sich R im Lauf der kosmischen Geschichte ändert, setzt voraus, dass der Rand des Universums mit der Gesamtenergie null weiterfällt. Das ist es, was das Modell einen Kosmos im freien Fall nennt. Der Hauptartikel benennt den Übergang vom statischen Grenzfall zur kosmischen Geschichte ausdrücklich als Identifikation und nicht als Herleitung. Mehr wird hier nicht behauptet.

Was damit gezeigt ist

Die Gleichheit der kinetischen und der gravitativen Zeitdilatation ist kein Postulat, sondern die Energieerhaltung beim Fall aus dem Unendlichen. In der ART gilt sie exakt, in Feynmans Behandlung für den dort gewählten Faktor f . Beide Faktoren stimmen in erster Ordnung überein, und welcher von beiden in starken Feldern zutrifft, entscheidet dieser Aufsatz nicht.

Aufruf zur Mitarbeit

Der Hauptartikel nennt seine offenen Punkte selbst: eine Bewegungsgleichung für $R(a)$ mit einer Stabilitätsanalyse des statischen Endzustands, eine Störungsrechnung mit dem Spektrum der kosmischen Hintergrundstrahlung und die Nukleosynthese. Hinzu kommt die hier offen gebliebene Frage, welcher der beiden Faktoren in starken Feldern zutrifft. Wer eine dieser Aufgaben aufgreift, sie nachrechnet, bestätigt oder widerlegt, führt die Arbeit weiter. Das Buch ruft Wissenschaftler dazu auf, es zu tun.

Nähere Berechnungen sind unter
<https://doi.org/10.5281/zenodo.22975723>
zu finden.

Dort ist der Fachartikel auch als
durchsuchbare PDF-Datei frei erhältlich.

Titelbild: ESO/M. Kornmesser (CC BY 4.0)

Impressum

© 2026 Daniel Adamczyk. Alle Rechte vorbehalten.

Daniel Adamczyk, Rotenhöfer Weg 36B, 24768 Rendsburg

E-Mail: da_ada@web.de

ISBN: 9798175720090

Imprint: Independently published