

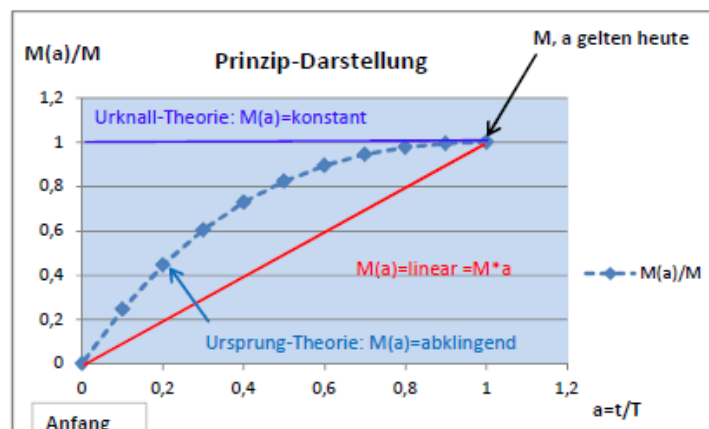
Mathematische Struktur der zeitlichen Änderung der Gravitations“konstanten“ $G(t) \neq konst$

von Martin Bock

Der Urknall bezeichnet keine „[Explosion](#)“ in einem bestehenden Raum, sondern die gemeinsame Entstehung von [Materie](#), [Raum](#) und [Zeit](#) aus einer ursprünglichen, physikalisch nicht fassbaren kosmischen [Singularität](#), als quasi unendlichen Punkt in Einzigkeit jenseits von allem kosmisch Existierenden. Er postuliert, alle Weltmasse sei mit anfänglich unbegrenzter Dichte und Temperatur von diesem Singularitätspunkt her expandierend. Im Abnehmen der Dichte und Temperatur mit der expansiven Weitung des Weltraumes habe das All feststellbare und berechenbare Phasen durchlaufen, deren Rückdenkung eben zur Singularität führt. Die Gravitation der Massen aufeinander habe die Expansion bis auf die heutigen Werte der Nebelflucht abfallen lassen. Da die bekannten physikalischen Theorien unter den Bedingungen, die zum Zeitpunkt des Urknalls herrschten, nicht gültig sind, gibt es für den Urknall selbst bislang keine akzeptierte Theorie.

Im Vergleich dazu ist der Nullwert der Totalenergie des Alls Grundlage der Philberth'schen Ursprung-Theorie. Es wird ein Anfang angenommen, in dem als Weltmasse M ein Nukeon $1m_{ps}$ spontan existent wurde, die Weltmasse im Verlaufe der Zeit einer bestimmten Gesetzmäßigkeit folgend (natürlich unter Einhaltung des Energieerhaltungssatzes) ins Dasein tritt und sich der Raum mit konstant c - Geschwindigkeit ausbreitet. N.g. Diagramm zeigt einen prinzipiellen Vergleich zwischen Urknall und Ursprung-Theorie.

Diagramm_0.1



In der Ursprung-Theorie, auf die hier näher eingegangen wird, erfolgt die Massenzunahme nicht linear, sondern einer exponentiellen Gesetzmäßigkeit (abklingend), so dass die Weltmaterie mit der Zeit gegen einen festen Grenzwert strebt. Im Folgenden wird die von Philberth in dessen Weltmodell hergeleitete Gesetzmäßigkeit des zeitlichen Verlaufs der Weltmasse mit einem einfachen mathematischen Ansatz beschrieben. Die daraus gewonnenen Ergebnisse sollen dazu dienen, die Grundlagen der Ursprung-Theorie besser zu verstehen, um die verallgemeinerte Feldgleichung und deren Ergebnisse auf einer breiteren Basis wissenschaftlich zu diskutieren.

Vorwort

Kompetente Ratgeber

„Mein Sohn, solange du lebst, erforsche deine Neigung und siehst du, dass dir etwas schädlich ist, so gestatte es dir nicht; denn nicht alles ist allen Menschen nützlich.“ [Sir. 37, 30f]. „Vielmehr muss, während der äußere Mensch aufgegeben wird, der Innere von Tag zu Tag erneuert werden“ [2, Kor 4, 16].

Man bemüht sich aber umsonst, wenn man gegen den Leib mit äußeren Kasteiungen wütet, in der Seele aber die unordentlichen Neigungen zurücklässt (Hl. Blasius). Bei der **Abtötung** muss man sehr darauf achten, dass man nicht den Leib ertöte, sondern nur die Laster des Leibes (Hl. Gregor der Große). Sein Herz im Zaume halten, die Leidenschaften beherrschen, die Anfälle des Stolzes wie ein wildes Tier bändigen, täglich gegen seine Laster streiten, seine Fehlritte mit richterlichem Ernst ahnden und mit dem Feinde im eigenen Herzen im Kampf liegen, dies ist ein kostbares, ein erhabenes Kreuztragen. Wer das tut, der durchbricht die Mauer seiner Leidenschaften und steigt mit Gewalt zum Himmel empor (Eusebius von Emisa). Solange wir in dieser Welt leben, haben wir Kriegszeit; kommen wir in die andere, so werden wir Friedenszeit haben (Hl. Hieronimus).

„Ein Kriegsdienst ist das Leben des Menschen auf der Erde“ [Job 7, 1]. „Deine Begierde soll unter dir sein, und du sollst sie beherrschen“ [1 Mos. 4, 7]. „Selig der Mann, der die Anfechtung aushält; denn wenn er ist bewährt worden, wird er die Krone des Lebens empfangen, welche Gott denen, die ihn lieben, verheißen hat“ [Jak 1, 12]. „Euer Widersacher, der Teufel, geht umher wie ein brüllender Löwe und sucht, wen er verschlingen könne“ [1 Petri 5, 8]. Wir haben nicht bloß zu kämpfen wider Fleisch und Blut, sondern wider die Oberherrschaften und Mächte, wider die Beherrscher der Welt in der Finsternis, wider die Geister der Bosheit in der Luft“ [Paulus an die Epheser 6, 12].

Luzifer schickt die bösen Geister aus, die einen in diese Stadt, die anderen in jene, und so in die ganze Welt, und er verschont keine Gegend, keinen Ort, keinen Stand und auch keine einzelne Person (Hl. Ignatius von Loyola).

„Der Teufel ist da und siebt die Menschen“ [Luk 22, 31]. „Der Teufel ist da und legt seine Schlingen, so dass wir auf Erden mitten unter Schlingen wandeln“ [Sir. 9, 20]. „Was weiß der, der nicht versucht wurde? Ein Mann, der große Erfahrung hat, wird viel bedenken, und wer viel gelernt hat, wird Weisheit vollbringen“ [Sir 34, 9]. „Der Herr, euer Gott, stellt euch auf die Probe, damit es offenbar werde, ob ihr ihn aus ganzem Herzen und aus ganzer Seele liebt oder nicht“ [5 Mos. 13, 3].

Gott sieht uns, wenn wir streiten; es sehen uns die Engel zu, es sieht uns Christus zu (Hl. Cyprian).

Wachen die schwächste Stelle unserer Seele kennen und den Eindringling dort erwarten.

Beten die Mittel so sorgfältig gebrauchen, als wenn kein Gott wäre oder als wenn wir uns allein helfen könnten und müssten; zugleich aber Gott so inständig anrufen, als wenn wir gar kein Mittel hätten, uns zu helfen.

Gefahr fliehen so wird, wenn der Versucher dir naht, aus einem Winkel deiner Seele dein Gewissen dir zurufen: „Fliehe, ehe du verführt wirst.“

Kämpfen von Anfang an; keiner vertraue viel auf seine geringe Kraft. Manchmal ist es am geratesten, die Versuchungen einfach **unbeachtet** zu lassen.

Zum Autor

Kontakt Daten zu finden unter <http://www.physik-theologie.de/>.

Diefflen, 12.09.2010

Der Ursprung

Entsprechend der Ursprung-Theorie ist nach Ablauf der ersten Elementardauer 1τ das Weltall $t = 1\tau = 4,4082805076 \cdot 10^{-24} \cdot s$ alt. Nach Ablauf dieser ersten Elementardauer tritt spontan ein Nukleon ins Dasein. Wegen $R = 1\lambda = 1c \cdot 1\tau$ (konstante Expansion mit c -Geschwindigkeit) wurde allseits

radial ein Volumenelement $V_1 = A \cdot (1\lambda)^3$ mit Radius $R = 1\lambda$ erschlossen, wobei $A = \frac{4}{3}\pi$ ist

(kugelförmig, da alle Ausbreitungsrichtungen gleichrangig sind). Das Weltall existiert nach Ablauf der ersten Elementardauer 1τ als Innenraum des Nukleons. Es existiert ein Außerhalb dieses Weltalls und zwar ein Außerhalb des Raumes und ein Vor der Zeit (beides ist physikalisch undenkbares „Nichts“). Die

gravitative Nukleonmasse m_{ps} (statische Protonmasse) $m_{ps} = \frac{m_p}{1 + \frac{2}{9}\alpha \cdot \frac{\varphi}{4\pi}}$ mit Protonmasse m_p hat

nach Ablauf der ersten Elementardauer 1τ die Planck'sche Wirkung $1h = 1m_{ps} \cdot 1c \cdot 1\lambda$.

Hinweis: Die v. g. Schreibweise $\frac{2}{9}\alpha$ ergibt sich aus der Sommerfeld-Formel $\epsilon_0 = \frac{e^2}{\alpha 2hc}$, die umgestellt

zu $\alpha = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\epsilon_0 hc}$ führt bzw. zu $\frac{\frac{s.o.}{2}\alpha}{9} = \frac{\overbrace{\frac{1}{3}e \cdot \frac{1}{3}e}^{Quark-Theorie?!}}{\epsilon_0} \cdot \frac{1}{1h \cdot 1c}$ [1, Ergänzung elementare Strukturen].

Das Innere des Nukleons ist also Folge der Raumzeit-Erschließung durch Wirkung der Nukleonmasse und ist nicht von vorneherein als Raum gegeben. Der Raum wurde durch die Wirkung erschlossen. Wirkung ist also nicht als eine irgendwie zusätzlich dem Raum erteilte Aufprägung zu verstehen (wie z. B. das Magnetfeld). In diesem Sinne ruft Wirkung die Existenz von Raum und Zeit hervor. Kennzeichen der Nukleonen-Entstehung der Anfangsepoche $t \leq T_i$ ist,

dass zu jedem Zeitpunkt die **konstante Wirkungsichte** $p_w = \frac{1h}{V_1}$ herrscht. Nach Ablauf der

ersten Elementardauer ist also $p_w = \frac{1^3 \cdot h}{A \cdot (1\lambda)^3}$. Nach Ablauf der zweiten Elementardauer beträgt

der Radius des Weltalls $R = 2\tau \cdot c = 2\lambda$ und es existieren zwei Kugelschalen mit je Dicke von 1λ . Der Raum der ersten Kugelschale wird durch die Wirkung von $1^3 \cdot h$ gebildet, der Raum bis zur zweiten Kugelschale wird durch die Wirkung von $2^3 \cdot h$. Es beträgt also im Raum bis zur zweiten

Kugelschale die Wirkungsichte $p_w = \frac{2^3 \cdot h}{A \cdot (2\lambda)^3}$. Es existieren $2^3 A \cdot (1\lambda)^3$ Elementarvolumina.

Dem entsprechend ist das Weltall nach Ablauf der Weltzeit $t = Z \cdot \tau$ mit Zeitzahl Z und dem

Weltraum $V = A \cdot (Z\lambda)^3$ existent, und es ergibt sich $p_w = \frac{Z^3 \cdot h}{A \cdot (Z\lambda)^3}$. Es existieren $Z^3 A \cdot (1\lambda)^3$

Elementarvolumina. Nur auf diese Weise sind alle Kugelschalen ununterscheidbar gleich, eben der Raum als solcher. Auch die Nukleonen entstehen ununterscheidbar gleich, absolut vertauschbar, nicht einzeln objektivierbar, nicht lokalisierbar (wie Leitungselektronen im Kupferdraht). Jedes neu entstehende Nukleon tritt daher mit voller Wirkung $Z \cdot h$ ins Dasein, wie das erstentstandene

Nukleon und fähig, als dieses zu erscheinen. Die Erhaltung der Energie gegenüber jedem beliebigen Bezugspunkt erfordert für diese Nukleonen-Entstehung die vollkommene Homogenität (wie ideales Fermigas), Entstehung als „Einzelnukleon“ in einem Entstehungsfeld mit über den ganzen Kosmos ausgedehnter Auftretens-Unbestimmtheit, in einem Kosmos mit wesenhafter Vertauschbarkeit der Nukleonen ohne jede Individualität. Somit beträgt die Anzahl N der bei

$t = Z \cdot \tau$ im Weltraum mit $R = Z \cdot \tau \cdot c$ vorhandenen Nukleonen $N = \frac{Z^3 \cdot h}{Z \cdot h} = Z^2$. Dem

entsprechend entsteht Materie in der 1. Epoche quadratisch mit dem Weltalter $t = Z \cdot \tau$. Wegen

der Fundamental-Gleichung $h = m_{ps} \cdot c \cdot \lambda$ ist in der ersten Kugelschale der Dicke 1λ durch die 1.

Masse $1m_{ps}$ die Wirkung $1h$ gegeben, ist in der zweiten Kugelschale der Dicke 1λ durch die 2.

Masse $1m_{ps}$ die Wirkung $2h$ gegeben, ist in der in der dritten Kugelschale der Dicke 1λ durch

die 3. Masse $1m_{ps}$ die Wirkung $3h$ gegeben usw.. Wegen der konstanten Wirkungsdichte p_w als

normative Entstehungsursache der Nukleonen ist nach Ablauf der ersten Elementardauer 1τ aber

insgesamt die Masse $1^2 m_{ps} = 1m_{ps}$ gegeben, nach Ablauf der zweiten Elementardauer 1τ

insgesamt die Masse $2^2 m_{ps} = 4m_{ps}$, nach Ablauf der dritten Elementardauer 1τ insgesamt die

Masse $3^2 m_{ps} = 9m_{ps}$ usw.. Somit beträgt die Gesamtzahl der Wirkungen nach Ablauf der ersten

Elementardauer $\frac{1h}{m_{ps}} \cdot 1^2 m_{ps} = 1^3 \cdot h$, nach Ablauf der zweiten Elementardauer

$\frac{2h}{m_{ps}} \cdot 2^2 m_{ps} = 2^3 \cdot h$, nach Ablauf der dritten Elementardauer $\frac{3h}{m_{ps}} \cdot 3^2 m_{ps} = 3^3 \cdot h$ usw..

Bei $Z = 10^{24}$ ist das Weltall einige Sekunden alt und ist million Kilometer tief (wie der Sonnendurchmesser) mit einer Masse von trillion Tonnen (wie alles Meerwasser) bei ein zehnmilliardstel der Dichte des Wasser (wie technisches Hochvakuum), eine absolut kalte, dünne Neutronenwolke.

Es gilt (0.1)... $M = 1 \cdot m_{ps} \cdot Z^2 = 1 \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^2$...gültig für die Anfangszeit [2, DAS ALL, Seite 71]

Entsprechend Formel (0.1) entsteht Materie in der 1. Epoche quadratisch mit dem Weltalter t . Mit

jeder neuen Elementardauer erscheint eine neue λ - dicke Kugelschale, wobei die neue

Kugelschale im Innern als neue erste hinzutritt und die außen liegenden weiterrückt. Mit jeder

neuen Elementardauer werden alle schon existierenden Raumschalen durch Wirkung gegeben:

Nach 1τ mit $1^3 h$, nach 2τ mit $2^3 h$, nach 3τ mit $3^3 h$ usw.. Raum, Zeit und Materie entstehen

aus dem „Nichts“, in einer Art fortlaufendem mit c - Geschwindigkeit erfolgendem Versinken.

Dadurch erscheint vom einem im Zentrum stehenden Beobachter aus gesehen der Rand des

Raumes wie mit c - Geschwindigkeit fliehend. Seit Anbeginn expandiert der Rand des Weltall

in dieser Weise unverändert mit c - Geschwindigkeit. Die Entstehungsbedingungen herrschen von

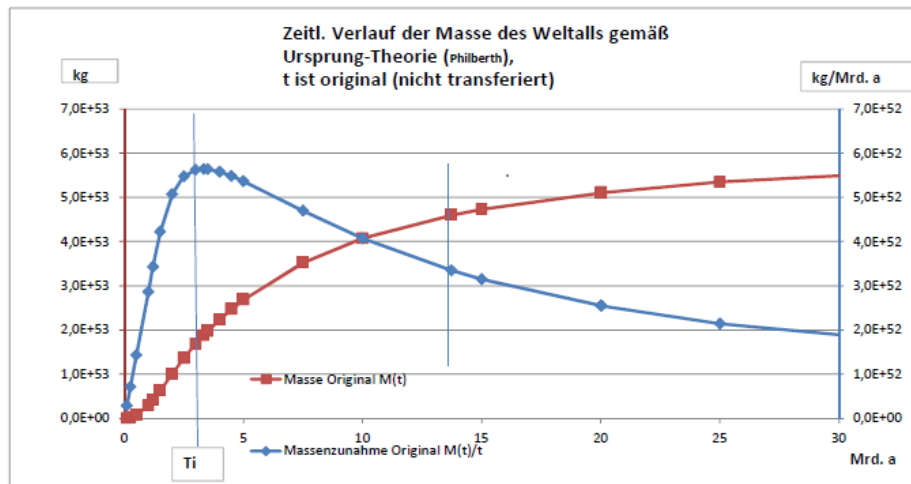
der Anfangszeit $t = 1\tau$ bis zu Inhomogenisierung bei $t \leq T_i$. Es ist dies die 1. Epoche der

Entstehung der Materie. Ab diesem Zeitpunkt klingt die Materieentstehung ab. Ursache hierfür ist

der Nukleonzerfall in Protonen und Elektronen.

An den Anfang dieser Ausarbeitung gestellt ist ein Diagramm, das den Verlauf der absoluten Weltmasse $M(t)$ zeigt, wie er sich aus dem Philberth'schen Weltmodell ergibt (s. n.g. [Erstes Diagramm, braune Linie](#)). Hieraus abgeleitet ist der Verlauf der Massenänderung, jedoch nicht als mathematische Ableitung nach der Weltzeit gemäß $M'(t) = dM(t)/dt$ sondern dargestellt ist der Verlauf der Massenänderung gemäß $M(t)/t$ (s. n.g. [Erstes Diagramm, blaue Linie](#)).

Diagramm_0.2



Die blaue Linie ist $\frac{M(t)}{t}$ und ist nicht die mathematische Ableitung $M'(t)$ gemäß $\frac{dM(t)}{dt}$.

Es ist dem Diagramm sofort zu entnehmen, dass der zeitliche Verlauf der Massenzunahme $M(t)/t$ (s. blaue Linie) exponentiell ist. Die zu diesem Diagramm gehörigen Zahlenwerte sind bereits veröffentlicht [[3, Schwerkraft, Ergänzung Stand 16.05.2009](#)]. Aus dem Philberth'schen Weltmodell ergibt sich ein heutiges Weltalter von rd. 20 Mrd. a . Auf dieses ist in allen hier vorgestellten Diagrammen Bezug genommen. Zudem berechnet sich die heutige Weltmasse gemäß $M_{\text{heute}} = 2 \cdot T_{\text{heute}} \cdot c^3 / G$ (mit dem „strittigen“ Faktor 2, der aber, wie bereits mehrfach dargelegt, aus prinzipiellen Gründen des Philberth'schen Weltmodells nicht entfallen kann, s. [Anhang_2](#)). Es wird also nicht auf ein heutiges Weltalter von rd. 14 Mrd. a (Hubble) Bezug genommen. Die Transformation von T_{20} auf das Hubble-Weltalter T_{14} ist jedoch möglich, ohne dass dadurch das Weltmodell in Frage zu stellen ist. Dies ist ebenfalls bereits dargelegt [[4, Dimensionen und Naturkonstanten, Anhang 6](#)]. Für die Transformation gilt $M_{14} = M_{20} / (1 + 4/9)$, um im Weltmodell zu bleiben. Allerdings ist in diesem Modell M_{14} wg. des „strittigen“ Faktors 2 genau doppelt so groß, wie allgemein angenommen. Damit ist es möglich, die in den Diagrammen dargestellten Verläufe von M_{14} auf M_{20} zu transformieren, wiederum ohne dass dadurch das Weltmodell und in Folge davon auch die hier vorgestellte Ausarbeitung in Frage zu stellen ist.

Es werden in den folgenden drei Rechengängen die Philberth'schen Ergebnisse, die sich aus deren Weltmodell ergeben, als Datengrundlage verwendet. Ziel ist es, mit einem möglichst einfachen mathematischen Ausdruck diese Ergebnisse exakt nachzuvollziehen, um dann das Philberth'sche Weltmodell auch von diesem Standpunkt aus zu diskutieren.

Erster Rechengang

Herleitung einer Strukturformel aus den Philbert'schen Ergebnissen

Entsprechend der Philberth'schen Entstehungsbedingung [5, Der DREIEINE, Seite 203] gilt in der 1. Epoche, das ist die Weltzeit t von $\tau < t \leq T_i$, mit τ als Elementardauer und T_i als Zeitpunkt der Inhomogenisierung (das ist der Zeitpunkt, ab dem die Massenentstehung abklingt) die Formel

$$(1.1)... \quad M_{eff}(t) = \eta_{eff-0} \cdot m_{ps} \cdot \frac{t^2}{Z^2} \quad \text{mit } t \text{ in siderischen Sekunden und } \tau = \frac{h}{c^2 \cdot m_{ps}}.$$

Für η_{eff} wird von Philberth $\eta_{eff} = 1/3$ genannt [5, Der DREIEINE, Seite 203] und in einer späteren Veröffentlichung $\eta_{eff} = 1/2$ [2, DAS ALL, s. Seite 203]. Im Zuge der hier vorgestellten Ausarbeitung wird zahlenmäßig mit $\eta_{eff} = 1/3$ gerechnet (allein aus Gründen der Kontinuität zu meinen bisherigen Veröffentlichungen zu diesem Thema). Es hat dieses Vorgehen allerdings keinen Einfluss auf die hier vorgestellten mathematischen Strukturen. Es könnte also ohne weiteres auch $\eta_{eff} = 1/2$ angesetzt werden (Rechnung mit $\eta_{eff} = 1$ ist nicht zulässig, weil dieser Wert vom Weltmodell nicht abgedeckt ist).

Der Zahlenwert $\eta_{eff} = 1/3$ ist auf meiner Homepage hergeleitet [4, Ergänzung Schwerkraft, Stand

16.09.2009, s. dort Seite 6, Formel 8] gemäß $A = \eta_{eff-0} = 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot z^2 \Big|_0^{z_i} - 2 \cdot \frac{1}{3} \cdot z^3 \Big|_0^{z_i}$. Einsetzen von

$Z_i = T_i/T_0$ ergibt mit $T_i = 1,19982 \cdot \text{Mrd.a}$ und $T_0 = T_i$ als frei wählbarem Parameter für das gerade betrachtete Weltalter T_0 den Integralwert $\eta_{eff-0} = 1/3$. Allerdings gilt $\eta_{eff-0} = 1/3$ nicht nur an der Stelle $t = T_0 = T_i$, sondern für den ganzen Zeitbereich $\tau \leq t \leq T_i$. Sofern nämlich $T_0 < 1,19982 \cdot \text{Mrd.a}$ angenommen wird, muss formal $T_i = T_0$ angesetzt werden, weil die Integration auf $T_i = 1,19982 \cdot \text{Mrd.a}$ nicht erlaubt ist, da noch nicht existent.

Die mit η_{eff-0} errechnete Effektivmasse ist diejenige Masse, die im Abstand R den gleichen Gravitationseffekt hätte wie alle Massen des Weltalls mit ihren realen Abständen zum Bezugspunkt. Diese Effektiv-Weltmasse M_{eff} ist das Integral über alle am Bezugspunkt präsenten Ruhmassenelemente pro Abstandsfaktor [5, Der DREIEINE, Seite 201]. Daher gilt Formel (1.1). Die effektive Weltmasse M_{eff} steigt in der 1. Epoche quadratisch mit der Weltzeit t bzw. mit der Zeitzahl $Z = t/\tau$ an. Entsprechend der Darstellung im v.g. Diagramm_0.2 wird für den zeitlichen Verlauf der Massenänderung in der 1. Epoche mit folgendem Ansatz gerechnet:

$$(1.2)... \quad f(t) = \frac{M_{eff}(t)}{t} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{t}{\tau^2} \quad \text{gültig für } t \leq T_i$$

Dabei stellt der Ansatz M_{eff}/t den Bezug auf den kosmischen Ursprung dar. Zudem resultiert er aus der Verallgemeinerung von $M_{heute}/T_{heute} = 2 \cdot c^3/G$ zu $M(t)/t = 2 \cdot c^3/G(t)$.

Nunmehr werden die Rechnungen ausgeführt.

Formel (1.2) nach der Weltzeit t abgeleitet ergibt

$$(1.3)... \quad f'(t) = \frac{d(f)}{dt} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{1}{\tau^2}$$

Für die Zeit nach Inhomogenisierung, also für $t > T_i$, ist im Diagramm_0.2 der von Philberth berechnete Verlauf der Massenänderung gemäß dem Ansatz $M(t)/t$ dargestellt.

Für den exponentiellen Verlauf von $M(t)$ selbst wird der einfachste mögliche Zusammenhang unterstellt gemäß:

$$(1.4)... \quad M(t) = b \cdot e^{-\frac{a}{t}}, \text{ mit } b \text{ und } a \text{ als Konstanten, die noch zu bestimmen sind und hieraus}$$

$$(1.5)... \quad f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{b}{t} \cdot e^{-\frac{a}{t}}$$

Ableitung von Formel (1.5) nach der Weltzeit t ergibt $f'(t) = \frac{df(t)}{dt} = \left[-\frac{b}{t^2} + \frac{b}{t} \cdot \frac{a}{t^2} \right] \cdot e^{-\frac{a}{t}}$ bzw.

$$(1.6)... \quad f'(t) = \frac{b}{t^2} \cdot \left[\frac{a}{t} - 1 \right] \cdot e^{-\frac{a}{t}}$$

Bestimmung der Konstante a

An der Stelle $t = T_i \cdot 10^9 \cdot \text{Jahre} \cdot 31,558 \cdot 10^6 \cdot \frac{\text{Siderische Sekunden}}{\text{Jahr}}$ sind Funktionswert und Steigung der Formeln (1.5) und (1.2) gleich. Über die Gleichheit der Funktionswerte ergibt sich

$$\frac{b}{T_i} \cdot e^{-\frac{a}{T_i}} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i}{\tau^2} \text{ bzw. } (1.7)... \quad b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{\tau^2} \cdot e^{+\frac{a}{T_i}} \text{ aus 1. Epoche}$$

Über die Gleichheit der Ableitungswerte an der Stelle $t = T_i$ ergibt sich

$$\frac{b}{T_i^2} \cdot \left[\frac{a}{T_i} - 1 \right] \cdot e^{-\frac{a}{T_i}} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{1}{\tau^2} \text{ bzw. } (1.8)... \quad b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{a}{T_i} - 1 \right]} \cdot e^{+\frac{a}{T_i}}$$

Durch Gleichsetzen der Ausdrücke für b lässt sich a bestimmen und man erhält

$$\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{\tau^2} \cdot e^{+\frac{a}{T_i}} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{a}{T_i} - 1 \right]} \cdot e^{+\frac{a}{T_i}} \text{ und hieraus } \frac{a}{T_i} - 1 = 1 \text{ bzw.}$$

$$(1.9a)... \quad a = 2 \cdot T_i$$

Bestimmung der Konstante b

Einsetzen von Formel (1.9a) in Formel (1.8) ergibt für die Zeit nach der 1. Epoche, denn diese gilt es zu untersuchen

$$b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{2T_i}{T_i} - 1 \right]} \cdot e^{+\frac{2T_i}{T_i}} \quad \text{bzw.} \quad (1.9b) \dots \quad b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2 \cdot e^2$$

Bestimmung der Funktion für den Verlauf der Massenänderung

Damit liegt die Funktion $f(t) = \frac{M(t)}{t}$ für $t > T_i$ fest. Durch Einsetzen der Formeln (9a) und (9b)

in Formel (1.5) gemäß $f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{b}{t} \cdot e^{-\frac{a}{t}}$ erhält man den Ausdruck

$$f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \cdot e \right)^2}{t} \cdot e^{-\frac{2T_i}{t}} \quad \text{bzw.} \quad f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2}{t} \cdot e^{\frac{2t - 2T_i}{t}} \quad \text{bzw.}$$

$$(1.10) \dots \quad f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2}{t} \cdot e^{+\frac{2}{t}(t-T_i)} \quad \text{gültig für } t \geq T_i.$$

Probe: Für $t = T_i$ ergibt sich $M(T_i) = \frac{1}{3} \cdot \frac{m_{ps}}{\tau^2} \cdot T_i^2$, was mit Formel (1.1) übereinstimmt.

Somit gilt für den Verlauf der Weltmasse $M(t)$ über der Weltzeit $t > T_i$ die Formel

$$(1.11) \dots \quad M(t) = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2 \cdot e^{+\frac{2}{t}(t-T_i)}$$

Bestimmung des Zeitpunkts der Inhomogenisierung $t = T_i$

Für $t = T_{heute} = T_h$ ergibt sich die heutige Weltmasse $M(t = T_h) = M_h = \frac{T_h \cdot 2c^3}{G}$ also die

Gleichung $M_h = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2 \cdot e^{+\frac{2}{T_h}(T_h - T_i)} = \frac{T_h \cdot 2c^3}{G}$. Damit lässt sich der Zeitpunkt der

Inhomogenisierung $t = T_i$ berechnen. Dieser ergibt sich zu $e^{+\frac{2}{T_h}(T_h - T_i)} = \frac{T_h \cdot 2c^3}{G} \cdot \frac{3}{m_{ps}} \cdot \frac{\tau^2}{T_i^2}$ bzw.

$$\frac{2}{T_h} \cdot (T_h - T_i) = \ln \left(\frac{T_h \cdot 2c^3}{G} \cdot \frac{3}{m_{ps}} \cdot \frac{\tau^2}{T_i^2} \right) \quad \text{bzw.} \quad 1 - \frac{T_i}{T_h} = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{T_h \cdot 2c^3}{G} \cdot \frac{3}{m_{ps}} \cdot \frac{\tau^2}{T_i^2} \right) \quad \text{bzw.}$$

$$(1.12a) \dots \frac{T_i}{T_h} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\overbrace{T_h \cdot 2c^3}^{M_h}}{G} \cdot \frac{1}{\underbrace{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{\tau^2}}_{M_{T_i}}} \right) \quad \text{bzw.} \quad (1.12b) \dots \frac{T_i}{T_h} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{M_{heute}}{M_{T_i}}$$

Mit Formel (1.12a) lässt sich T_i im Wege der Iteration eindeutig bestimmen, womit der Verlauf der Weltmasse über der Weltzeit gemäß Formel (1.11) eindeutig festgelegt ist. Einsetzen der Zahlenwerte führt zu folgendem Resultat für T_i :

$$T_i = 20,037 \text{ Mrd.}a \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\overbrace{20,037 \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31,558 \cdot 10^6 \cdot \frac{s}{a} \cdot 2 \cdot 299.792.458^3 \cdot \frac{m^3}{s^3}}^{M_h}}{6,67428 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{m^3}{s^2 \cdot kg}} \cdot \frac{\frac{1}{3} \cdot 1,672419890 \cdot 10^{-27} \cdot kg \cdot \left(\frac{T_i \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31,558 \cdot 10^6 \cdot \frac{s}{a} \right)^2}{\underbrace{4,4082805076 \cdot 10^{-24} \cdot s}_{M_{T_i}}}} \right) \right]$$

$$(1.12c) \dots \boxed{T_i = 1,692 \text{ Mrd.}a} \quad (\text{aus dem Philberth'schen Weltmodell ergibt sich } T_i \cong 1,2 \text{ Mrd.}a)$$

$$\text{Somit beträgt nach Formel (1.9a)} \quad \boxed{a = 2 \cdot T_i} \quad \text{bzw.} \quad \boxed{a = 3,384 \text{ Mrd.}a}$$

$$\text{Und es ergibt sich nach Formel (1.9b)} \quad \boxed{b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2 \cdot e^2} \quad \text{bzw.}$$

$$b = \frac{1}{3} \cdot 1,672419890 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \left(\frac{1,692 \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31,558 \cdot 10^6 \cdot \frac{s}{a}}{4,4082805076 \cdot 10^{-24} \cdot s} \right)^2 \cdot e^2 \quad \text{bzw.} \quad \boxed{b = 6,045 \cdot 10^{53}}$$

$$\text{Somit gilt nach Formel (1.4)} \dots \boxed{M(t) = b \cdot e^{-\frac{a}{t}}} \quad \text{bzw.} \quad \boxed{M(t) = 6,045 \cdot 10^{53} \cdot e^{-\frac{3,384 \text{ Mrd.}a}{t}}}$$

Zusammenfassung der Ergebnisse des ersten Rechengangs

Allein die Unterstellung eines einfachsten möglichen exponentiellen Verlaufs der Weltmasse über der Weltzeit $t \geq T_i$ gemäß $M(t) = b \cdot e^{-\frac{a}{t}}$ mit Konstanten a und b , die sich aus den trivialen mathematischen Randbedingungen zum Zeitpunkt der Inhomogenisierung bestimmen (Gleichsetzen von Funktionswert und Steigung der Funktion im Zeitpunkt $t = T_i$) und sich $t = T_i$ aus der trivialen Bedingung ergibt, dass sich zum Zeitpunkt $t = \text{heute}$ auch die heutige Weltmasse $M = M_{heute} = 2 \cdot T_{heute} \cdot c^3 / G$ ergeben muss, die allerdings aus der in Hinblick auf Faktor 2

„strittigen“ Philberth'schen Formel $R = \frac{GM}{2c^2} = t \cdot c$ hergeleitet wurde, ist der funktionale

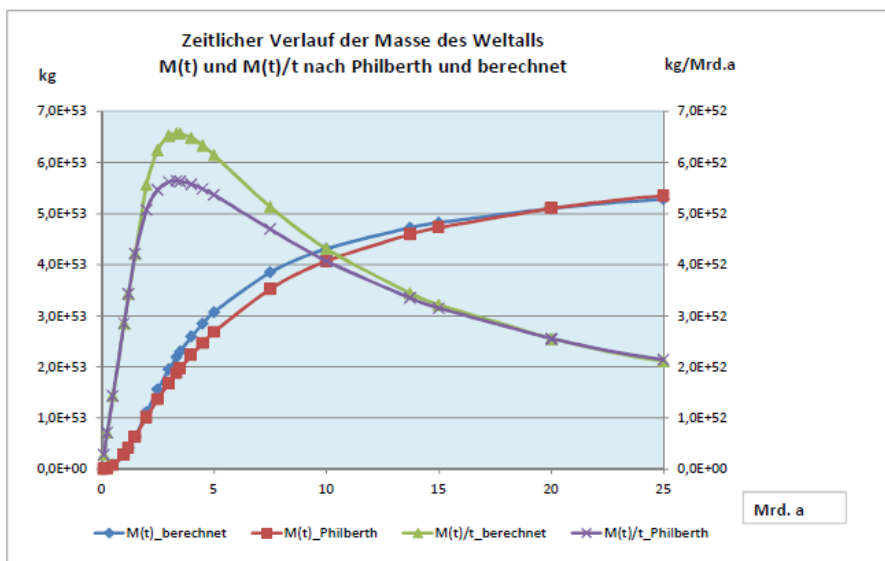
Verlauf der Weltmasse über der Weltzeit eindeutig festgelegt. Es ergibt sich $M(t)$ nach Formel

(1.11) gemäß
$$M(t) = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau}\right)^2 \cdot e^{+\frac{2}{\tau}(t-T_i)}$$
 mit $m_{ps} = \frac{m_p}{1 + 2/9}$ und Protonmasse m_p .

Sowie mit T_i aus Formel (1.12a) gemäß
$$\frac{T_i}{T_h} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{M_h}{T_h \cdot 2c^3}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i^2}{M_{T_i}}} \right)$$
.

Das Ergebnis der Berechnung mit v.g. Formeln ist n.g. beiden Diagrammen zu entnehmen.

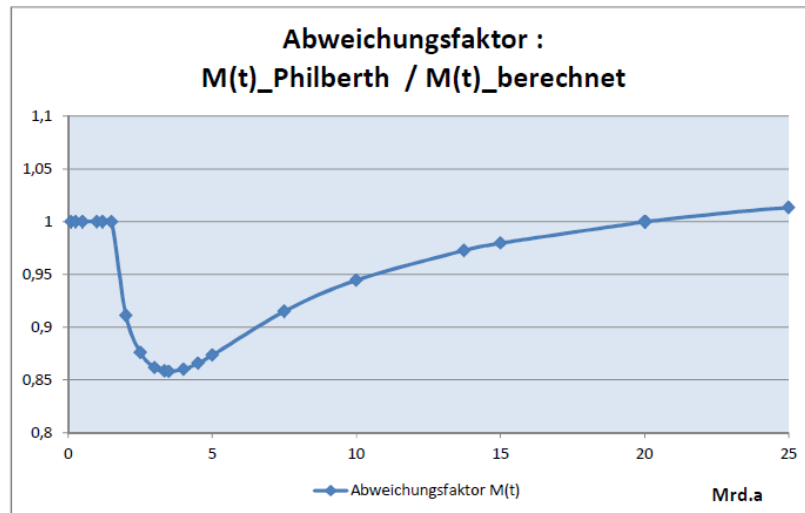
Diagramm_1.1



Dem entsprechend besteht eine gute Übereinstimmung. Im Zeitbereich $4 \text{ Mrd. a} \leq t \leq 10 \text{ Mrd. a}$ ist die mit v.g. Formeln berechnete Massenzunahme $M(t)/t$ (s. grüne Linie) bei gleicher Weltzeit t und gleicher Maximum-Stelle etwas höher als bei Philberth.

Das folgende Diagramm zeigt den Verlauf der Abweichung zwischen $M(t)_{\text{Philberth}}$ und $M(t)_{\text{berechnet}}$ als Faktor gemäß $M(t)/t_{\text{Philberth}}/M(t)/t_{\text{berechnet}}$.

Diagramm_1.2



Der sich ergebende Verlauf des Abweichungsfaktors kann im Philberth'schen Weltmodell durch Ansatz entsprechend modifizierter Werte für den Wirkungsdichte-Exponenten ε der 3. Epoche und/oder eines früheren Zeitpunkts $t = T_s$ des Beginns der 3.Epoche nicht eliminiert werden, ohne dass dadurch das Weltmodell in Frage gestellt wird [3, [Schwerkraft, Ergänzung Stand 16.05.2009](#)]. Der Verlauf der Abweichung erscheint systematisch. Es wird daher notwendig, den v.g. einfachen Ansatz für einen exponentiellen Verlauf der Weltmasse über der Weltzeit t zu modifizieren.

Zweiter Rechengang

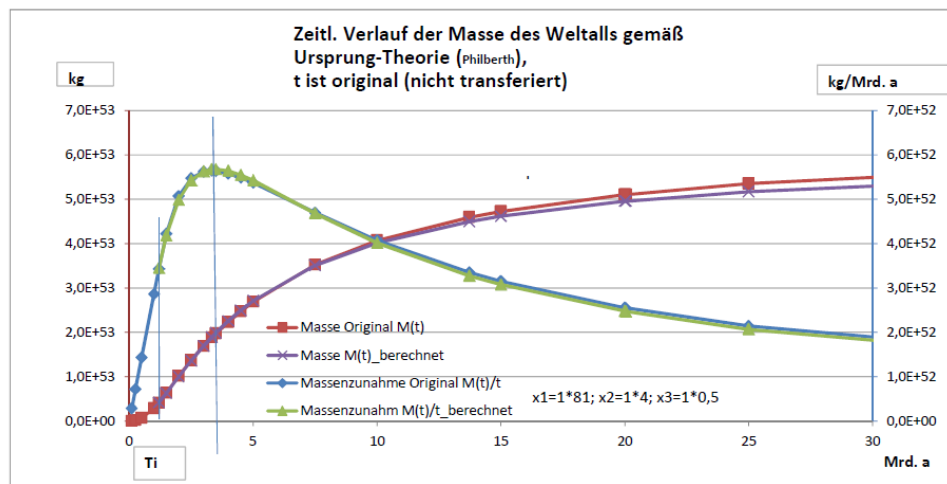
Zahlenwert-Gleichung

Bevor die Überlegungen zur Findung eines modifizierten Ansatz für einen exponentiellen Verlauf der Weltmasse über der Weltzeit t beginnen, ist es hilfreich, sich mit n.g. Zahlenwert-Gleichung zu beschäftigen, die eine gute Übereinstimmung mit $M(t)/t_{Philberth}$ aufweist.

$$(2.1)... \frac{M(t)}{t} = \left[x_1 \cdot \frac{7}{9} \cdot \sqrt{3} \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31.558.149,54 \cdot \frac{s}{a} \right] \cdot \left\{ \frac{c}{m_{ps}} \right\} \cdot \frac{1}{t + x_3} \cdot e^{-\frac{x_2}{t + x_3}}$$

Hierbei ist $x_1 = 81 \cdot \frac{kg^2 \cdot s}{m}$, $x_2 = 4 \cdot Mrd.a$ und $x_3 = \frac{1}{2} \cdot Mrd.a$. Es ergibt sich folgender Verlauf:

Diagramm_2.1



Wie zu sehen, überdeckt die grüne Linie die blaue Linie fast vollständig. Die bestehende geringfügige Abweichung zeigt sich etwas deutlicher bei $M(t)$ ab $t > 10 \text{ Mrd. a}$. Da strukturiert weitergearbeitet werden soll, mag uns diese kleine Unstimmigkeit vorerst nicht stören. Jedenfalls zeigt die gute Übereinstimmung, dass es gelingen wird, den gleichen Verlauf über einen geeigneten modifizierten mathematischen Ansatz herzuleiten. Zunächst wollen wir unser Verständnis für die Wirkungsweise der v. g. Konstanten x_1 , x_2 und x_3 erhöhen. Dazu ist es

erforderlich, die Dimensionen $\frac{\text{kg}^2 \cdot \text{s}}{m}$ und $10^9 \cdot a$ der Zahlenwert-Gleichung zu analysieren.

$$1. \frac{\text{kg}^2 \cdot \text{s}}{m} = \frac{3,57527417841 \cdot 10^{53} m_{ps}^2}{7,566762020295 \cdot 10^{14} \cdot \lambda} = 4,72497241069 \cdot 10^{38} \cdot \frac{m_{ps}^2}{\lambda} \text{ und}$$

$$1 \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31.558.149,54 \cdot \frac{\text{s}}{a} = 7,158834263269 \cdot 10^{39} \cdot \tau. \text{ Es ist also}$$

$$1. \frac{\text{kg}^2 \cdot \text{s}}{m} \cdot 1 \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31.558.149,54 \cdot \frac{\text{s}}{a} = 1 \cdot 4,72497241069 \cdot 10^{38} \cdot \frac{m_{ps}^2}{\lambda} \cdot 7,158834263269 \cdot 10^{39} \cdot \tau$$

$$(2.2) \dots \boxed{1 \cdot \frac{\text{kg}^2 \cdot \text{s}}{m} \cdot 1 \cdot 10^9 \cdot a \cdot 31.558.149,54 \cdot \frac{\text{s}}{a} = 1 \cdot 3,382529438662 \cdot 10^{78} \cdot \frac{m_{ps}^2}{\lambda} \cdot \tau}$$

Einsetzen in die eckige Klammer der v. g. Zahlenwert-Gleichung ergibt

$$\frac{M(t)}{t} = \left[81 \cdot \frac{7}{9} \cdot \sqrt{3} \cdot 3,382529438662 \cdot 10^{78} \cdot \frac{m_{ps}^2}{\lambda} \cdot \tau \right] \cdot \left\{ \frac{\overset{=\lambda/\tau}{c}}{m_{ps}} \right\} \cdot \frac{1}{t + 0,5} \cdot e^{-\frac{4}{t+x_3}} \text{ bzw.}$$

$$\frac{M(t)}{t} = \left[\underbrace{81 \cdot \frac{7}{9} \cdot \sqrt{3} \cdot 3,382529438662 \cdot 10^{78} \cdot m_{ps}^2}_{= \text{dimensionslose Zahl}} \right] \cdot \frac{1}{t + 0,5} \cdot e^{-\frac{4}{t+0,5}}$$

Mit $N_{heute} = \frac{M_{heute}}{m_{ps}} = \frac{2T_{heute} \cdot c^3}{G \cdot m_{ps}} = 3,052734794045 \cdot 10^{80}$ identifiziert sich die v g. große Zahl.

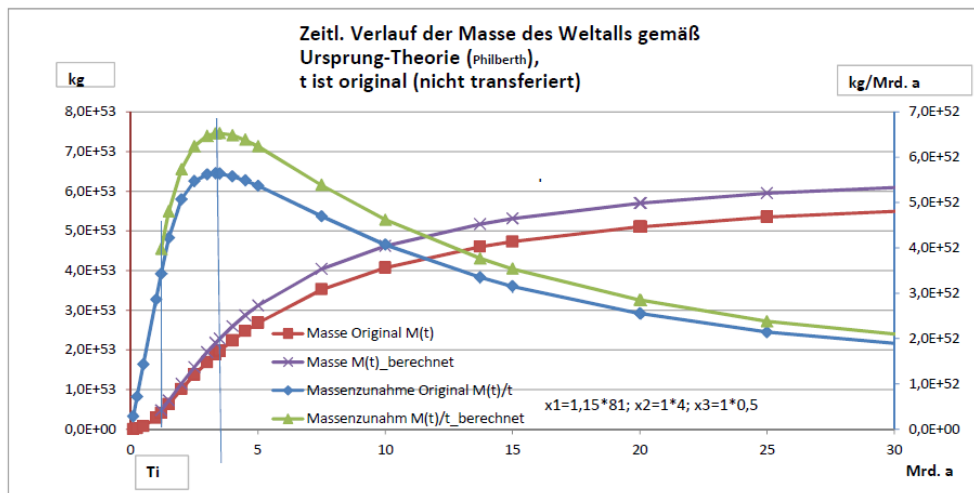
$$(2.3) \dots \frac{M(t)}{t} = \underbrace{M_{heute}}_{=x_1^*} \cdot \underbrace{1,209076236}_{=f} \cdot \frac{1}{t + \underbrace{0,5}_{=x_3}} \cdot e^{-\frac{x_2}{t + \underbrace{0,5}_{=x_3}}} \quad \text{mit } M_{heute} = M_{T_{20}} \text{ gem. Philberth.}$$

Hierbei ist $x_1^* = M_{heute} \cdot 1,209076236 \cdot \text{kg}$ und $x_2 = 4 \cdot \text{Mrd. a}$ sowie $x_3 = 1/2 \cdot \text{Mrd. a}$. Der Index * bei x_1^* soll anzeigen, dass $x_1^* \neq x_1$ ist, um Verwechslungen zu vermeiden. Der Zahlenwert $f = 1,209076236$ ist noch aufzuklären. Formel (2.3) zeigt eine mögliche Struktur, mit der sich $M(t)/t$ *Philberth* praktisch exakt einstellen lässt.

Nun können wir die Auswirkung einer Änderung der Konstanten x_1^* , x_2 und x_3 auf die Funktion $M(t)/t$ *Zahlenwert - Gleichung* untersuchen. Dazu dienen n g. Diagramme.

Variation $x_1 = 1,15 \cdot 81$

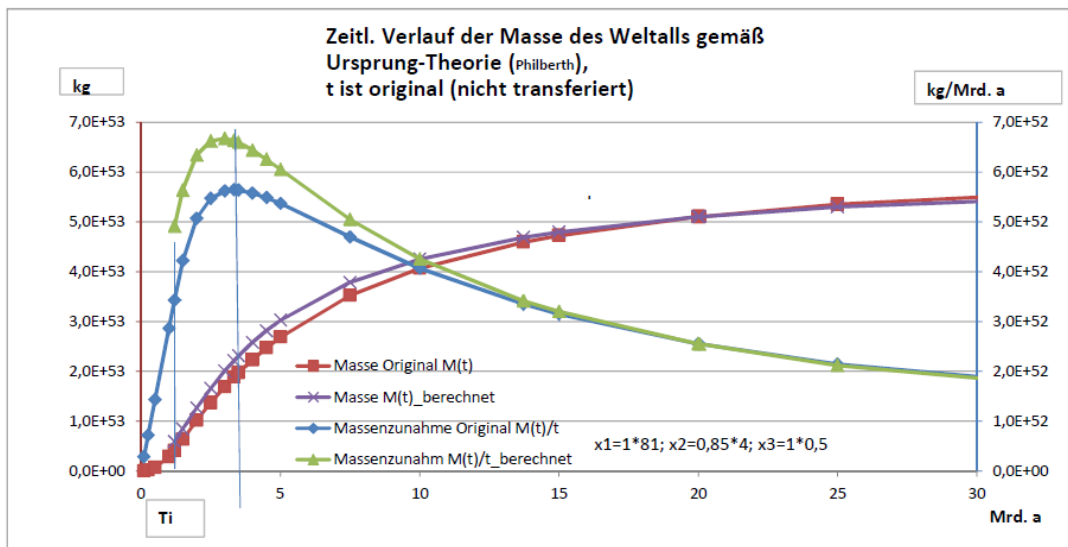
Diagramm_2.2



Eine Steigerung von x_1 liefert für $M(t)/t$ für jedes t höhere Funktionswerte. Die Stelle des Maximums ist unverändert. Der Verlauf von $M(t)$ ist durchgängig zu höheren Funktionswerten hin versetzt.

Variation $x_2 = 0,85 \cdot 4$

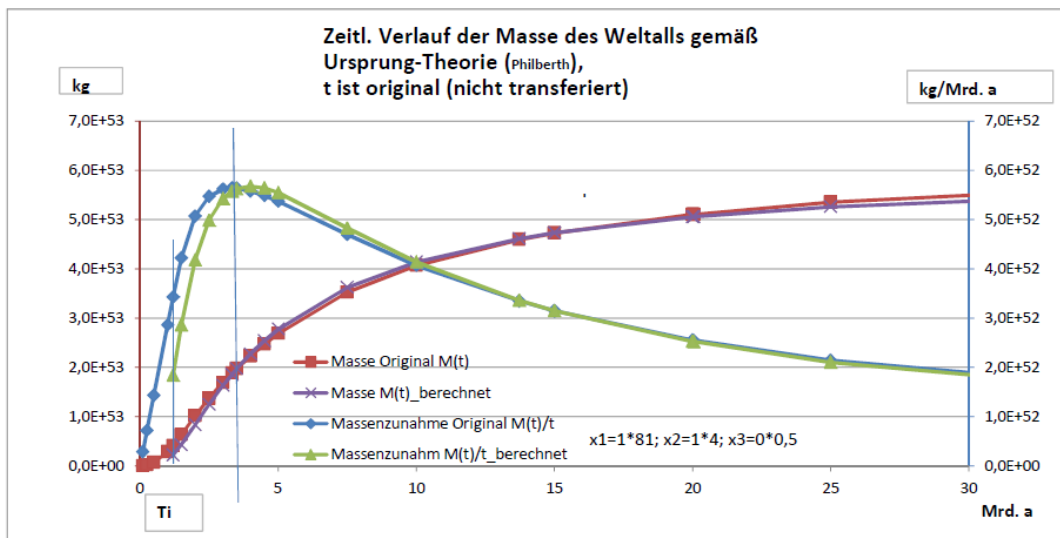
Diagramm_2.3



Eine Reduzierung von x_2 liefert für $M(t)/t$ ein höheres Maximum. Die Stelle des Maximum verschiebt sich hin zu kleineren Werten für t . Der Verlauf von $M(t)$ ist bauchiger.

Variation $x_3 = 0$

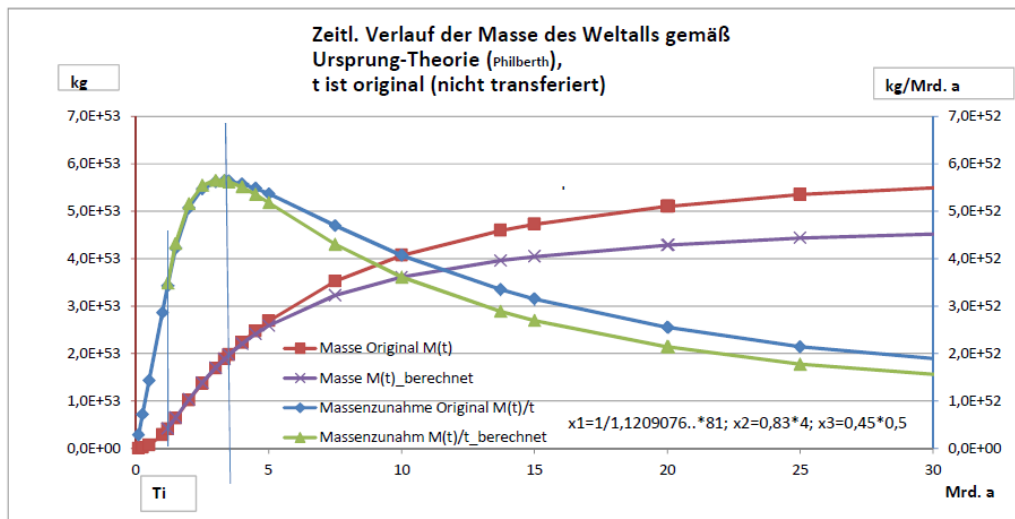
Diagramm_2.4



Eine Reduzierung von x_3 reduziert den Funktionswert von $M(t)/t$ im Start-Zeitpunkt. Die Höhe des Maximums bleibt unverändert. Die Stelle des Maximums verschiebt sich hin zu größeren Werten für t . Der Verlauf von $M(t)$ kreuzt Originalverlauf zweimal. Selbstverständlich stellt die v.g. Zahlenwert-Gleichung nur eine mögliche Lösung dar. Es geht aber hier nicht um die Zahlenwerte als solche, sondern um die Struktur, auf denen die Zahlenwerte aufsetzen.

Variation $f = 1$

Diagram_2.5



Mit einer Reduzierung von $f = 1,209076236$ auf $f = 1$ lässt sich $M(t)/t_{Philberth}$ nicht exakt einstellen und ist daher keine Lösung. V.g. Diagramm zeigt die größte erreichbare Annäherung.

Es ist nun zu fragen, welche Struktur sich aus der Zahlenwert-Gleichung nach Formel (2.15)

gemäß
$$\frac{M(t)}{t} = M_{heute} \cdot \overbrace{1,209076236}^{=f} \cdot \frac{1}{t + \underbrace{0,5}_{=x_3}} \cdot e^{-\frac{x_2}{t+0,5}} \quad \text{ergibt.}$$

$= x_1 = b \cdot m_{ps}$

Es ist unschwer zu erkennen, dass folgender mathematischer Ansatz möglich ist:

(2.4)...
$$\frac{M(t)}{t} = b \cdot \frac{1}{t + \Delta t} \cdot e^{-\frac{a}{t + \Delta t}}$$
 gültig für $t \geq T_i$

Wie im ersten Rechengang sind auch hier b und a Konstanten, die noch zu bestimmen sind. Im Vergleich zum ersten Rechengang ist Δt als weitere Konstante neu hinzugekommen. Anstelle eines separaten Auftretens von m_{ps} , wird angesetzt, dass m_{ps} in der Konstante b enthalten ist, was an sich nichts Neues bedeutet, sondern im Nachhinein gesehen, wie selbstverständlich erscheint. Dies war auch schon so bei Formel (1.7) und (1.8).

Dritter Rechengang

Die aus der Zahlenwert-Gleichung sich ergebende Modifikation gemäß Formel (2.4) wird dem folgenden dritten Rechengang zugrunde gelegt. Wiederum ist Ziel, eine möglichst exakte Übereinstimmung mit dem Verlauf, der sich aus dem Philberth'schen Weltmodell ergibt, zu erreichen. Es wird auch hier die Anfangsbedingung angesetzt gemäß

$$(3.1)... \quad M_{eff}(t) = \eta_{eff_0} \cdot m_{ps} \cdot \underbrace{\frac{t^2}{Z^2}} \quad \text{mit } \eta_{eff_0} = \frac{1}{3} \quad (\text{neuerdings wird } \eta_{eff_0} = \frac{1}{2} \text{ genannt}) \quad \text{und} \quad \tau = \frac{h}{c^2 \cdot m_{ps}}$$

sowie t in siderischen Sekunden und mit $m_{ps} = \frac{m_p}{1 + \frac{2}{9} \alpha \cdot \frac{\phi}{4\pi}}$, wobei m_p die Protonenmasse ist.

$$(3.2)... \quad f(t) = \frac{M_{eff}(t)}{t} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{t}{\tau^2} \quad \text{gültig für } t \leq T_i$$

Formel (3.2) nach der Weltzeit t abgeleitet ergibt

$$(3.3)... \quad f'(t) = \frac{d(f)}{dt} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{1}{\tau^2}$$

Für den exponentiellen Verlauf von $M(t)$ für die Zeit nach Inhomogenisierung, also für $t > T_i$, wird nunmehr ein mit Δt **modifizierter** Zusammenhang unterstellt. Es ist:

$$(3.4)... \quad M(t) = b \cdot e^{-\frac{a}{t+\Delta t}}, \quad \text{gültig für } t \geq T_i$$

Da Δt nur für diese Exponentialfunktion gilt, wird weitergerechnet mit

$$(3.5)... \quad \frac{M(t)}{t} = b \cdot \frac{1}{t + \Delta t} \cdot e^{-\frac{a}{t+\Delta t}}$$

Auf der linken Gleichungsseite muss $\frac{M(t)}{t}$ stehen und nicht $\frac{M(t)}{t + \Delta t}$, denn an der Stelle $t = T_i$ müssen Funktionswerte und Steigung der Formel (3.5) identisch gleich sein mit den entsprechenden Formeln Formel (3.1) bzw. (3.2).

Die Ableitung von Formel (3.5) nach der Weltzeit t ergibt

$$f'(t) = \frac{df(t)}{dt} = \left[-\frac{b}{(t + \Delta t)^2} + \frac{b}{(t + \Delta t)} \cdot \frac{a}{(t + \Delta t)^2} \right] \cdot e^{-\frac{a}{t+\Delta t}} \quad \text{bzw.}$$

$$(3.6)... \quad f'(t) = \frac{b}{(t + \Delta t)^2} \cdot \left[\frac{a}{t + \Delta t} - 1 \right] \cdot e^{-\frac{a}{t+\Delta t}}$$

Bestimmung der Konstante a

An der Stelle $t = T_i \cdot 10^9 \cdot \text{Jahre} \cdot 31,558 \cdot 10^6 \cdot \frac{\text{Siderische Sekunden}}{\text{Jahr}}$ sind –wie bereits erwähnt– Funktionswert und Steigung der Formeln (3.5) und (3.2) gleich.

Über die Gleichheit der Funktionswerte ergibt sich $\frac{b}{T_i + \Delta t} \cdot e^{-\frac{a}{T_i + \Delta t}} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{T_i}{\tau^2}$ bzw.

$$(3.7) \dots b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot e^{+\frac{a}{T_i + \Delta t}}$$

Über die Gleichheit der Ableitungswerte an der Stelle $t = T_i$ ergibt sich

$$\frac{b}{(T_i + \Delta t)^2} \cdot \left[\frac{a}{T_i + \Delta t} - 1 \right] \cdot e^{-\frac{a}{T_i + \Delta t}} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{1}{\tau^2} \quad \text{bzw.}$$

$$(3.8) \dots b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t)^2}{\tau^2} \cdot \left[\frac{a}{T_i + \Delta t} - 1 \right] \cdot e^{+\frac{a}{T_i + \Delta t}}$$

Durch Gleichsetzen der Ausdrücke für b lässt sich a bestimmen und man erhält

$$\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot e^{+\frac{a}{T_i + \Delta t}} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t)^2}{\tau^2} \cdot \left[\frac{a}{T_i + \Delta t} - 1 \right] \cdot e^{+\frac{a}{T_i + \Delta t}} \quad \text{und hieraus}$$

$$\frac{a}{T_i + \Delta t} - 1 = \frac{(T_i + \Delta t)}{T_i} \quad \text{bzw.} \quad (3.9a) \dots a = \left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (T_i + \Delta t)$$

Probe: Für $\Delta t = 0$ ergibt sich wieder Formel (1.9a) gemäß $a = 2 \cdot T_i$.

Aus Formel (3.9a) lässt sich $\Delta t = f(T_i, a)$ ermitteln. Es ergibt sich durch Ausmultiplizieren:

$$a \cdot T_i = (2T_i + \Delta t) \cdot (T_i + \Delta t) \quad \text{bzw.} \quad a \cdot T_i = 2T_i^2 + \Delta t \cdot T_i + 2T_i \cdot \Delta t + \Delta t^2 \quad \text{bzw.}$$

$$\Delta t^2 + \underbrace{3T_i}_{=p} \cdot \Delta t + \underbrace{(2T_i^2 - a \cdot T_i)}_{=q} = 0 \quad \text{bzw. mit} \quad \Delta t_{1/2} = -\frac{p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q} \quad \text{ergibt sich}$$

$$\Delta t_{1/2} = -\frac{3}{2}T_i \pm \sqrt{\left(\frac{3}{2}T_i\right)^2 - (2T_i^2 - a \cdot T_i)} \quad \text{bzw.} \quad \Delta t_{1/2} = -\frac{3}{2}T_i \pm \sqrt{\frac{9}{4}T_i^2 - \frac{8}{4}T_i^2 + a \cdot T_i} \quad \text{bzw.}$$

$$(3.9b) \dots \Delta t_{1/2} = -\frac{3}{2}T_i \pm \sqrt{\frac{1}{4}T_i^2 + a \cdot T_i} \quad \text{bzw.} \quad \Delta t_1 = -\frac{3}{2}T_i + \sqrt{\frac{1}{4}T_i^2 + a \cdot T_i}$$

Bestimmung der Konstante b

Einsetzen von Formel (3.9a) in Formel (3.8) ergibt für die Zeit nach der 1. Epoche, denn diese gilt es zu untersuchen, der Ausdruck

$$b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t)^2}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{\left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (T_i + \Delta t)}{T_i + \Delta t} - 1 \right]} \cdot e^{+\frac{\left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (T_i + \Delta t)}{T_i + \Delta t}} \quad \text{bzw.}$$

$$b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t)^2}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{\Delta t}{T_i} \right]} \cdot e^{2 + \frac{\Delta t}{T_i}} \quad \text{bzw.} \quad b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t)^2}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{T_i + \Delta t}{T_i} \right]} \cdot e^{2 + \frac{\Delta t}{T_i}} \quad \text{bzw.}$$

$$(3.9c) \dots \quad b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot e^{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}$$

Probe: Für $\Delta t = 0$ ergibt sich wieder Formel (1.9b) gemäß $b = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2 \cdot e^2$

Bestimmung der Funktion für den Verlauf der Massenänderung

Damit liegt die Funktion $f(t) = \frac{M(t)}{t}$ für $t \geq T_i$ fest. Durch Einsetzen der Formeln (3.9a) und

(3.9c) in Formel (3.5) gemäß $f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{b}{t + \Delta t} \cdot e^{-\frac{a}{t + \Delta t}}$ erhält man den Ausdruck

$$f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot e^{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}}{t + \Delta t} \cdot e^{-\frac{\left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (T_i + \Delta t)}{t + \Delta t}} \quad \text{bzw.}$$

$$f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2}}{t + \Delta t} \cdot e^{\left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (t + \Delta t) - \frac{\left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (T_i + \Delta t)}{t + \Delta t}} \quad \text{bzw.}$$

$$(3.10) \dots \quad f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{\overbrace{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2}}^{=c_1}}{t + \Delta t} \cdot e^{\overbrace{\left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}^{=c_2}} \quad \text{gültig für } t \geq T_i.$$

Probe: Für $\Delta t = 0$ ergibt sich wieder Formel (1.10) gemäß $f(t) = \frac{M(t)}{t} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2 \cdot e^{+\frac{2}{t} \cdot (t - T_i)}$

Probe: Für $t = T_i$ und $\Delta t = 0$ ergibt sich $M(T_i) = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau}\right)^2$, was mit Formel (3.1)

übereinstimmt. Somit gilt für den Verlauf der Weltmasse $M(t)$ über der Weltzeit $t \geq T_i$

$$(3.11) \dots M(t) = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{\left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}$$

Probe: Für $\Delta t = 0$ ergibt sich wieder Formel (1.11) gemäß $M(t) = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau}\right)^2 \cdot e^{+\frac{2}{t}(t - T_i)}$

Bestimmung des Zeitpunkts der Inhomogenisierung $t = T_i$

Für $t = T_{heute} = T_h$ ergibt sich die heutige Weltmasse $M(t = T_h) = M_h = \frac{T_h \cdot 2c^3}{G}$ also nach Formel

$$(3.11) \text{ die Gleichung } M_h = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t} \cdot e^{\frac{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}{T_h + \Delta t} \cdot (T_h - T_i)} = \frac{T_h \cdot 2c^3}{G}$$

Damit lässt sich der Zeitpunkt der Inhomogenisierung $t = T_i$ berechnen. Er ergibt sich zu

$$e^{\frac{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}{T_h + \Delta t} \cdot (T_h - T_i)} = \frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$\frac{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}{T_h + \Delta t} \cdot (T_h - T_i) = \ln \left(\frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \right) \text{ bzw.}$$

$$1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}{T_h + \Delta t} \cdot (T_h - T_i) = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \right) \text{ bzw.}$$

$$\frac{2 \cdot (T_h + \Delta t)}{2 \cdot (T_h + \Delta t)} - \frac{1}{2} \cdot \frac{2 + \frac{\Delta t}{T_i}}{T_h + \Delta t} \cdot (T_h - T_i) = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \right) \text{ bzw.}$$

$$\frac{2 \cdot (T_h + \Delta t) - \left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \cdot (T_h - T_i)}{2 \cdot (T_h + \Delta t)} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \right) \text{ bzw.}$$

$$\frac{2T_h + 2\Delta t - \left[2T_h + \frac{\Delta t}{T_i} T_h - 2T_i - \frac{\Delta t}{T_i} T_i \right]}{2 \cdot (T_h + \Delta t)} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \right) \text{ bzw.}$$

$$\frac{2T_h + 2\Delta t - 2T_h - \frac{\Delta t}{T_i} T_h + 2T_i + \Delta t}{2 \cdot (T_h + \Delta t)} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\frac{T_h \cdot 2c^3}{G}}{\frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{T_h}{T_h + \Delta t}} \right) \text{ bzw.}$$

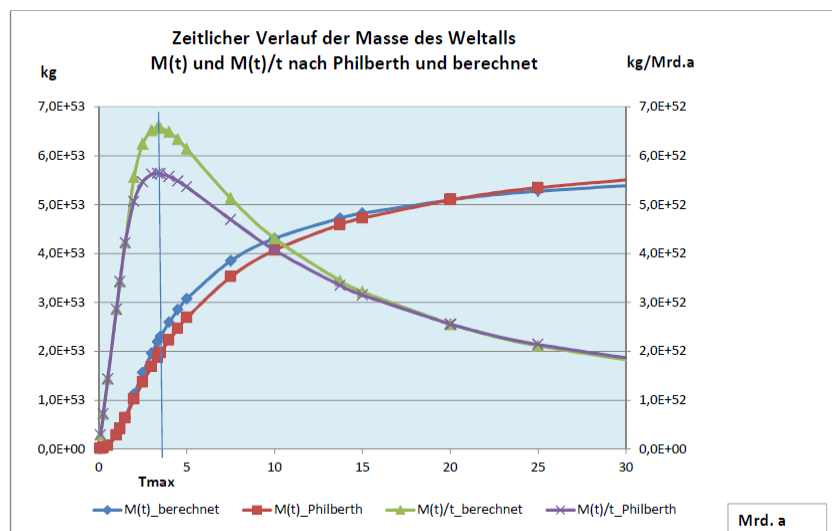
$$(3.12a) \dots \frac{T_i + \frac{3}{2} \Delta t - \frac{1}{2} \frac{T_h}{T_i} \Delta t}{T_h + \Delta t} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left[\frac{\frac{M_{heute}}{T_h \cdot 2c^3}}{G} \cdot \frac{T_i}{T_i + \Delta t} \cdot \frac{T_h + \Delta t}{T_h} \right] \text{ bzw.}$$

$$(3.12b) \dots \frac{T_i + \frac{3}{2} \Delta t - \frac{1}{2} \frac{T_h}{T_i} \Delta t}{T_h + \Delta t} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left[\frac{M_{heute}}{M_{T_i}} \cdot \frac{T_i}{T_i + \Delta t} \cdot \frac{T_h + \Delta t}{T_h} \right]$$

Probe: Für $\Delta t = 0$ ergibt sich wieder Formel (1.12b) gemäß $\frac{T_i}{T_h} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{M_{heute}}{M_{T_i}}$

In Formel (3.12b) ist $T_i = f(\Delta t)$ und nach Formel (3.9b) ist $\Delta t = f(a, T_i)$. Damit existieren mit $T_i, \Delta t, a$ drei Unbekannte aber bislang nur diese beiden Lösungsgleichungen. Wie kommt man zu fehlenden dritten Gleichung. Dazu betrachten wir das v g erste Diagramm näher.

Diagramm_3.1



Bei etwas genauem Hinschauen ist zu erkennen, dass die Stelle des Maximums der berechneten Funktion $f(t) = M(t)/t$ und der Philberth'schen Funktion an der gleichen Zeitstelle $t = T_{\max}$

vorliegen. Folglich lässt sich $t = T_{\max}$ bestimmen aus $f'(t = T_{\max}) = 0$. Da an dieser Zeitstelle $t = T_{\max}$ sich Wendepunkt der Funktion $M(t)$ befindet, gilt auch $M''(t = T_{\max}) = 0$. Letzteres ist jedoch aufgrund der sich dann ergebenden etwas länglichen Ableitungsformeln wenig hilfreich.

Zur Ableitung $f'(t)$ wird Formel (3.10) herangezogen. Es gilt $f(t) = c_1 \cdot \frac{1}{(t + \Delta t)} \cdot e^{c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}$ mit t

als Variable und es ist $c_1 = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} = M_{T_i} \cdot \left(1 + \frac{\Delta t}{T_i}\right)$ und $c_2 = 2 + \frac{\Delta t}{T_i}$. Man erhält

$$f'(t) = \frac{df(t)}{dt} = \left[-\frac{c_1}{(t + \Delta t)^2} + \frac{c_1}{(t + \Delta t)} \cdot \left(-\frac{c_2}{(t + \Delta t)^2} \cdot (t - T_i) + \frac{c_2}{(t + \Delta t)} \cdot 1 \right) \right] \cdot e^{c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$f'(t) = \left[-\frac{c_1}{(t + \Delta t)^2} - \frac{c_1}{(t + \Delta t)} \cdot \frac{c_2}{(t + \Delta t)^2} \cdot (t - T_i) + \frac{c_1}{(t + \Delta t)} \cdot \frac{c_2}{(t + \Delta t)} \right] \cdot e^{c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$(3.13) \dots f'(t) = -\frac{c_1}{(t + \Delta t)^2} \cdot \left[1 + \frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{(t + \Delta t)} - c_2 \right] \cdot e^{c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}$$

Mit $f'(t = T_{\max}) = 0$ ergibt sich

$$f'(t = T_{\max}) = -\frac{c_1}{\underbrace{(T_{\max} + \Delta t)^2}_{\neq 0}} \cdot \left[1 + \frac{c_2 \cdot (T_{\max} - T_i)}{(T_{\max} + \Delta t)} - c_2 \right] \cdot \underbrace{e^{c_2 \cdot \frac{T_{\max} - T_i}{T_{\max} + \Delta t}}}_{\neq 0} = 0, \text{ womit}$$

$$1 + \frac{c_2 \cdot (T_{\max} - T_i)}{(T_{\max} + \Delta t)} - c_2 = 0 \text{ bzw. } \frac{(T_{\max} - T_i)}{(T_{\max} + \Delta t)} = \frac{c_2 - 1}{c_2} \text{ bzw. } (3.14) \dots \frac{(T_{\max} - T_i)}{(T_{\max} + \Delta t)} = 1 - \frac{1}{c_2}$$

Wie zu sehen, ergibt sich aus Formel (3.14) keine neue Erkenntnis, um Δt bzw. T_i definitiv zu bestimmen zu können. Zwar hat man mit Formel (3.14) eine neue Gleichung aber mit T_{\max} auch eine neue Unbekannte. Das gleiche gilt für den Rechengang über $M''(t)$, weil $M(t)$ im Vergleich zu $f(t)$ nichts Neues bringt, weil $M(t) = f(t) \cdot t$ gilt.

Es bleibt also nur übrig, Δt und T_i als Zahlenpaar so zu wählen, dass die Gleichung Formel

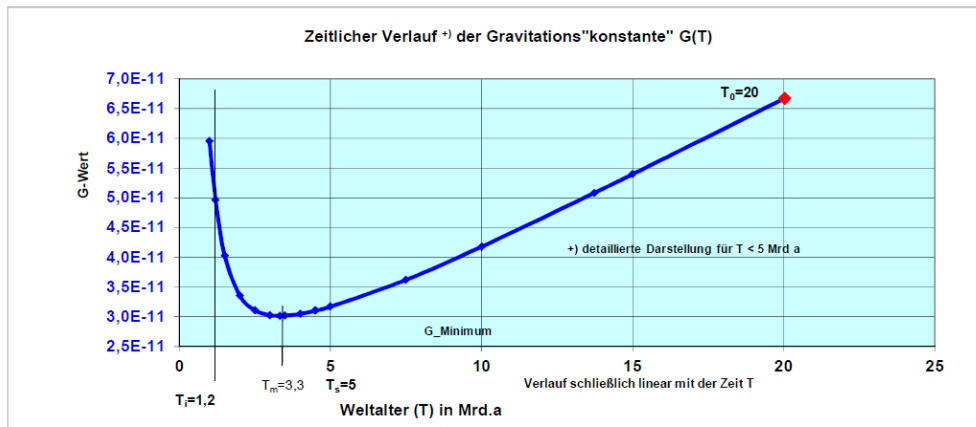
$$(3.12b) \text{ gemäß } \frac{T_i + \frac{3}{2} \Delta t - \frac{1}{2} \frac{T_h}{T_i} \Delta t}{T_h + \Delta t} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left[\frac{M_h}{M_{T_i}} \cdot \frac{T_i}{T_i + \Delta t} \cdot \frac{T_h + \Delta t}{T_h} \right] \text{ erfüllt ist. Hierbei ist}$$

$$M_h = M_{heute} = \frac{2T_{heute} \cdot c^3}{G} \text{ und } M_{T_i} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2. \text{ Zu beachten ist, dass } M_{T_i} = \frac{2T_i \cdot c^3}{G} \text{ im}$$

$$\text{Philberth'schen Weltmodell nicht gilt, weil } G = f(t) \neq \text{const. ist, sondern } M_{T_i} = \frac{1}{3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau} \right)^2.$$

Der Verlauf der Zeitabhängigkeit $G = f(t)$ ist in n.g. Diagramm dargestellt.

Diagramm_3.2



Dieses Bild und die Erläuterungen dazu sind bereits veröffentlicht [[6. Massendichte und Massenzunahme des Weltalls](#)].

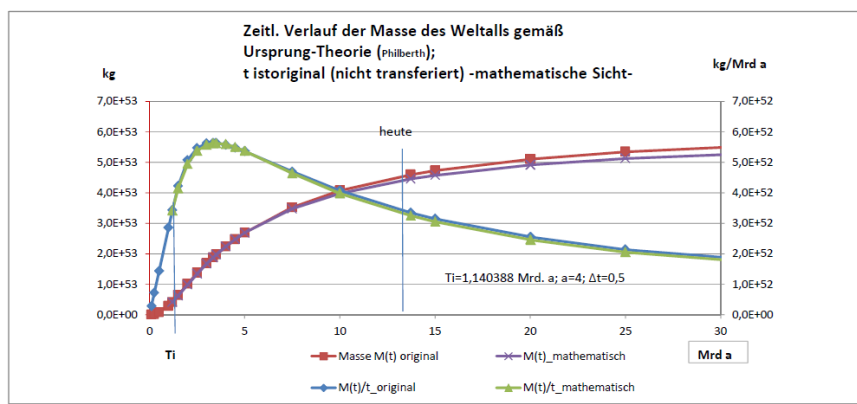
Beachte: Wie Eingangs schon erwähnt gilt im Philbert'schen Weltmodell $T_{heute} = T_{20}$ und $M_{heute} = M_{20}$. Sofern auf $T_{heute} = T_{14}$ und $M_{heute} = M_{14}$ transferiert werden soll, geht dies mit

(3.15)...
$$M_{heute_{14}} = \frac{1T_{heute_{14}} \cdot c^3}{G} = \frac{M_{heute_{20}}}{1 \cdot (1 + 4/9)}$$
 wobei $G = 6,67428 \cdot \frac{m^3}{s^2 \cdot kg}$.

Der Nachweis der Zulässigkeit dieses Ansatzes ist bereits erbracht [[4. Dimensionen und Naturkonstanten, August 2009, s. Anhang 6](#)]. Wird in Formel (3.15) jedoch die Masse halbiert, dann ist dies nicht mehr vom Philberth'schen Weltmodell abgedeckt. Mit diesem Ansatz von Δt und T_i als Zahlenpaar und Justierung auf $M_{heute} = M_{20}$ zur Lösung von Gleichung (3.12b) kann a aus

Formel (3.9a) gemäß
$$a(\Delta t, T_i) = \left[2 + \frac{\Delta t}{T_i} \right] \cdot (T_i + \Delta t)$$
 berechnet werden. Bei gleichem Ansatz von $a = 4$ und $\Delta t = 0,5$ wie in der Zahlenwert-Gleichung ergibt sich $T_i = 1,140388 \dots Mrd.a$. Dieser Wert ist in v.g. Zahlenwert-Formel latent enthalten. Man erhält:

Diagramm_3.3

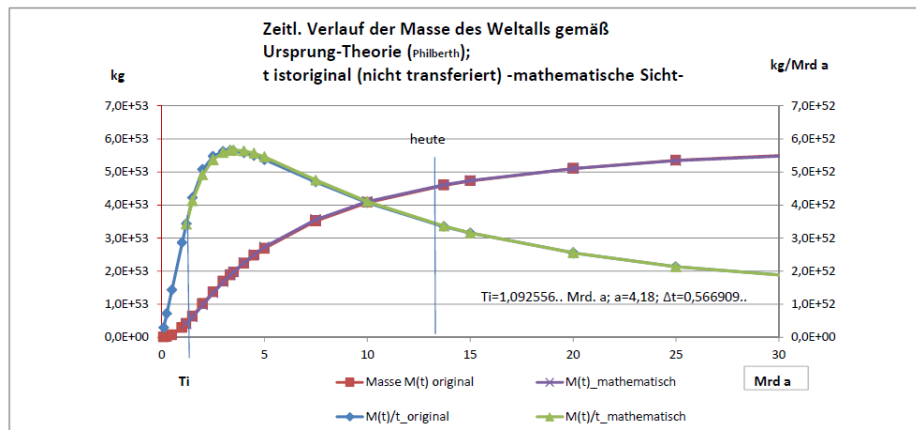


Wie man sofort sieht, führt die Berechnung mit dem modifizierten Ansatz des dritten Rechengangs exakt zum gleichen Ergebnis wie v.g. Zahlenwert-Gleichung. Damit führen Zahlenwert-Gleichung und mathematische Formeln zum gleichen Ergebnis (Mathematik passt). Um Seite 22

die noch immer bestehende geringfügige Abweichung zu $M(t)/t_{Philberth}$ gänzlich zu eliminieren kann jedoch nunmehr, wie beabsichtigt, strukturiert vorgegangen werden, was bei der Zahlenwert-Gleichung nicht möglich war.

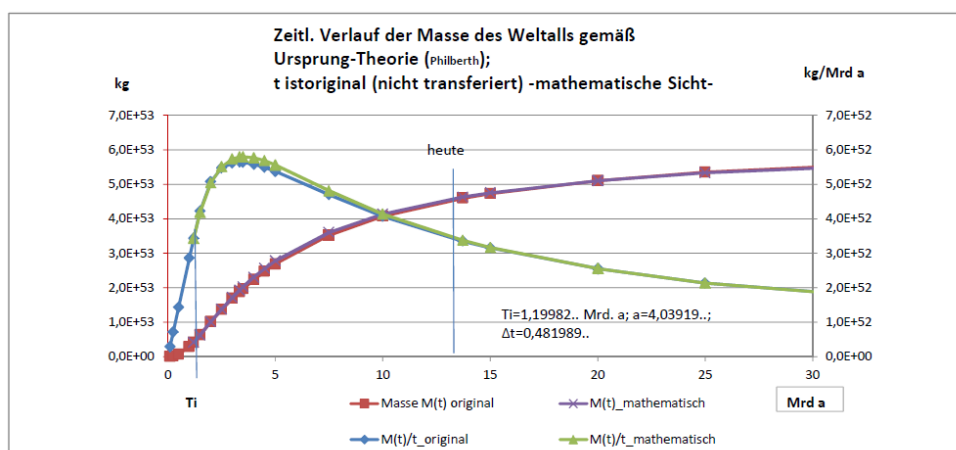
So kann z. B. mit $T_i = 1,092556 \cdot Mrd.a$ und $a = 4,18 \cdot Mrd.a$ und hieraus folgend wg. Formel (2.9a) $\Delta t = 0,566909 \cdot Mrd.a$ der n.g. Verlauf erreicht werden, der bei $t = T_{heute} = T_{heute_20}$ die Weltmasse $M(t = T_{h_20}) = 2c^3 \cdot T_{h_20} / G = 5,105454387 \cdot 10^{+53} \cdot kg$ ergibt.

Diagramm_3.4



Mit der Justierung auf $M(t = T_{h_20})$ zeigt sich augenscheinlich praktisch exakte Übereinstimmung des Verlaufs von $M(t)$ und des Verlaufs von $M(t)/t$ mit den Philberth'schen Ergebnissen. Verwendet man jedoch $T_i = 1,199821423 \cdot Mrd.a$, das ist der Wert, der sich aus dem Philberth'schen Weltmodell ergibt, dann erfordert die Justierung auf $M(t = T_{h_20})$, dass $a = 4,039 \cdot Mrd.a$ ist und hieraus folgend wg. Formel (3.9a) $\Delta t = 0,482 \cdot Mrd.a$. Man erhält

Diagramm_3.5



Während der Verlauf der Weltmasse $M(t)$ praktisch exakte Übereinstimmung zeigt, sind bei Verlauf von $M(t)/t$ im Bereich des Maximums kleinere jedoch als unerheblich einzustufende Abweichungen zu erkennen.

Zusammenfassung der Ergebnisse des zweiten Rechengangs

Die Unterstellung eines einfachsten möglichen exponentiellen Verlaufs der Weltmasse über der

Weltzeit gemäß $M(t) = c_1 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{+c_2 \cdot \frac{t-T_i}{t+\Delta t}}$ mit den Konstanten $c_1 = \underbrace{\eta_{eff_0}}_{=1/3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2}$

bzw. $c_1 = M_{T_i} \cdot \left(1 + \frac{\Delta t}{T_i}\right)$ und $c_2 = 2 + \frac{\Delta t}{T_i}$ sowie Δt und T_i aus Formel (3.12b) führt, wie v.g.

Diagramme zeigen, zur augenscheinlich praktischen Übereinstimmung mit den Werten aus dem Philberth'schen Weltmodell.

Dabei bestimmen sich die Konstanten aus trivialen mathematischen Randbedingungen zum Zeitpunkt der Inhomogenisierung (Gleichsetzen von Funktionswert und Steigung der Funktion im Zeitpunkt $t = T_i$) und aus der ebenfalls trivialen Bedingung, dass sich zum Zeitpunkt $t = \text{heute}$ auch die

heutige Weltmasse $M_{heute} = \frac{2 \cdot T_{heute_20} \cdot c^3}{G}$ und $G = 6,67428 \cdot \frac{m^3}{s^2 \cdot kg}$ ergeben muss.

Allerdings basiert diese Formel für die heutige Weltmasse auf Faktor 2 und $T_{heute} = 20 \cdot \text{Mrd. a}$

also auf der in diesem Sinne „doppelt strittigen“ philberth'schen Formel $R = \frac{GM}{2c^2} = T_{heute_20} \cdot c$.

Damit ist der funktionale Verlauf der Weltmasse $M(t)$ über der Weltzeit festgelegt.

Es ergibt sich lt. Formel (3.11) $M(t) = \underbrace{\eta_{eff_0}}_{=1/3} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{\left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \frac{t-T_i}{t+\Delta t}}$, wobei

$m_{ps} = \frac{m_p}{1 + 2/9} = \frac{h}{c \cdot \lambda}$ ist, mit Protonenmasse m_p , Plank'schen, Wirkungsquantum h , wobei

$\lambda = \frac{h}{m_{ps} \cdot c}$ ist und weil $c = \frac{\lambda}{\tau}$ gilt, ergibt sich $\tau = \frac{h}{m_{ps} \cdot c^2}$.

T_i berechnet sich aus $\frac{T_i + \frac{3}{2} \Delta t - \frac{1}{2} \frac{T_h}{T_i} \Delta t}{T_h + \Delta t} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left[\frac{M_h}{M_{T_i}} \cdot \frac{T_i}{T_i + \Delta t} \cdot \frac{T_h + \Delta t}{T_h} \right]$,

wobei $M_{T_i} = \underbrace{\eta_{eff_0}}_{=1/3} \cdot m_{ps} \cdot \left(\frac{T_i}{\tau}\right)^2$ ist.

Wie bereits erwähnt, ist es für die in diesem dritten Rechengang erarbeitete mathematische Struktur unerheblich, ob mit den Konstanten $\eta_{eff_0} = 1/3$ oder $\eta_{eff_0} = 1/2$ gerechnet wird.

Um die früheren Philberth'schen Ergebnisse für $M(t)/t$ bzw. $M(t)$, die mit $\eta_{eff_0} = 1/3$ berechnet sind, zu erhalten, ist mit folgenden Integralen zu rechnen:

$$\eta_{eff} = \underbrace{\int_0^{z_i} 2z \cdot (1-z) \cdot dz}_{1.Epoche..(A)} + \underbrace{\int_{z_i}^{z_s} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-2} 2z \cdot (1-z) \cdot dz}_{2.Epoche..(B)} + \underbrace{\int_{z_s}^1 \left(\frac{z_s}{z_i}\right)^{-2} \cdot \left(\frac{z}{z_s}\right)^\epsilon \cdot 2z \cdot (1-z) \cdot dz}_{3.Epoche..(C)}$$

[3, [Schwerkraft, Ergänzung, Seite 6, Formel \(6\); Der DREIEINE, Seite 203](#)]

Um die neueren Philberth'schen Ergebnisse für $M(t)/t$ bzw. $M(t)$, die mit $\eta_{eff} = 1/2$ berechnet sind, zu erhalten, ist zu rechnen mit:

$$\eta_{eff} = \underbrace{\int_{z_i}^0 2z \cdot \ln z \cdot dz}_{1.Epoche..(A)} + \underbrace{\int_{z_s}^{z_i} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-2} 2z \cdot \ln z \cdot dz}_{2.Epoche..(B)} + \underbrace{\int_1^{z_s} \left(\frac{z_s}{z_i}\right)^{-2} \cdot \left(\frac{z}{z_s}\right)^\epsilon \cdot 2z \cdot \ln z \cdot dz}_{3.Epoche..(C)} \quad [2, \text{DAS ALL, Seite 203}].$$

Es sind dann die Zahlenwerte für T_i und Δt mit den Ergebnis-Formeln des zweiten Rechengangs neu zu bestimmen, um die neueren Philberth'schen Ergebnisse einzustellen. Lt. Philberth ändert sich T_i von $T_i = 1,119 \cdot Mrd.a$ auf $T_i = 0,630 \cdot Mrd.a$ und es bleibt $T_s = 5 \cdot Mrd.a$ unverändert [2, [DAS ALL, Seite 204](#)].

Die Kompatibilität des Philbert'schen Modells mit einem System, das sich auf ein heutiges Weltalter von rd. $14 Mrd.a$ (Hubbel) bezieht, ist bereits dargelegt [[Dimensionen und Naturkonstanten, Anhang 6](#)] und auch für die neuen Philbert'schen Werte gegeben. Die Transformation vom Philberth-Weltalter T_{20} auf Hubbel-Weltalter T_{14} ist möglich, ohne dass dadurch das Philberth'sche Weltmodell in Frage zu stellen ist. Dies ist ebenfalls bereits dargelegt [[Dimensionen und Naturkonstanten, Anhang 6](#)]. Für die Transformation gilt $M_{14} = M_{20} / (1 + 4/9)$, um im Weltmodell zu bleiben. Rechnet man aber mit $M_{14} = (1/2) \cdot M_{20} / (1 + 4/9)$, so ergibt sich, wie

bereits erwähnt, zwar die Weltmasse gemäß $M_{heute_{14}} = \frac{1 \cdot T_{heute_{14}} \cdot c^3}{G}$, jedoch ist dies vom

Philberth'schen Weltmodell nicht abgedeckt (und auch nicht vom energieerhaltenden Gravitationsgesetz, **S. Anhang 2**). Es ändern also diese Transformation-Regeln nichts an der im dritten Rechengang erarbeiteten mathematischen Struktur und setzen das Weltmodell, solange mit Faktor 2 gerechnet wird, auch nicht außer Kraft. Die hier vorgestellten mathematischen Formeln für $M(t)$ und $M(t)/t$ basieren auf den obigen Integralen, wie sie sich aus dem Weltmodell ergeben. Die physikalischen Ursachen, die zu diesen Integralen führen, sind ein Resultat des Weltmodells. Insoweit handelt es sich bei den hier vorgestellten mathematischen Formeln lediglich um eine „Rückwärtsrechnung“, die für jeden beliebigen Zeitpunkt t die zugehörige Philberth'sche Weltmasse $M(t)$ mit hoher Genauigkeit liefert. Aber, es ergibt sich damit die vorteilhafte Situation, die Ergebnisse des Philberth'schen Weltmodells unmittelbar anwenden zu können.

Anwendungen der mathematischen Formeln für $M(t)$

Verlauf des Gradienten der Massenzunahme $\frac{d}{dt}M(t) = M'(t)$

Um etwas an Rechenarbeit zu sparen, wird der Zusammenhang $M(t) = f(t) \cdot t$ ausgenutzt. Es ergibt sich dann

$$(4.1)... \quad M'(t) = f(t) + f'(t) \cdot t \quad \text{wobei} \quad f'(t) = -\frac{c_1}{(t + \Delta t)^2} \cdot \left[1 + \frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{(t + \Delta t)} - c_2 \right] \cdot e^{\frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{t + \Delta t}}$$

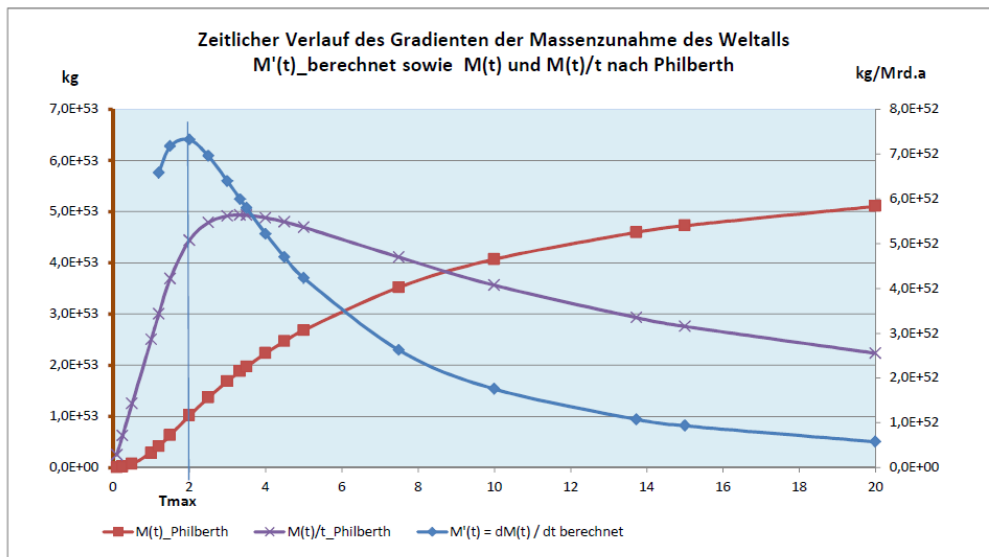
aus Formel (3.13) und aus Formel (3.10) $f(t) = \frac{c_1}{t + \Delta t} \cdot e^{\frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{t + \Delta t}}$ gültig für $t \geq T_i$ gilt. Somit erhält

$$\text{man } M'(t) = \frac{c_1}{t + \Delta t} \cdot e^{\frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{t + \Delta t}} - \frac{c_1 \cdot t}{(t + \Delta t)^2} \cdot \left[1 + \frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{(t + \Delta t)} - c_2 \right] \cdot e^{\frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$(4.2)... \quad M'(t) = c_1 \cdot \frac{1}{t + \Delta t} \cdot \left[1 - \frac{t}{(t + \Delta t)} \cdot \left(1 + c_2 \cdot \frac{(t - T_i)}{(t + \Delta t)} - c_2 \right) \right] \cdot e^{\frac{c_2 \cdot (t - T_i)}{t + \Delta t}}$$

Der Verlauf der Zeitabhängigkeit von $M'(t)$ (hellblaue Linie) ist in n.g. Diagramm dargestellt.

Diagramm_4.1



Diagramm_4.1 zeigt den mathematischen zeitlichen Verlauf des Gradienten der Massenzunahme gemäß $\frac{d}{dt}M(t) = M'(t)$ (s. hellblaue Linie). Es ist $T_{max} \cong 2 \text{ Mrd.a.}$

Zeitlicher Verlauf der Massendichte $\rho(t)$

Als nächste Anwendung soll der zeitliche Verlauf der Massendichte für die Zeit $t \geq T_i$ bestimmt

werden. Es gilt $\rho(t) = \frac{M(t)}{V(t)}$ und hieraus

$$\rho(t) = \frac{c_1 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{+c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}{A \cdot (t \cdot c)^3} \quad \text{mit } A = \frac{4}{3}\pi \quad \text{für ein kugelförmiges Weltall und hieraus}$$

$$\rho(t) = \frac{\eta_{\text{eff}_0} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{\left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}{A \cdot t^3 \cdot c^3} \quad \text{bzw.}$$

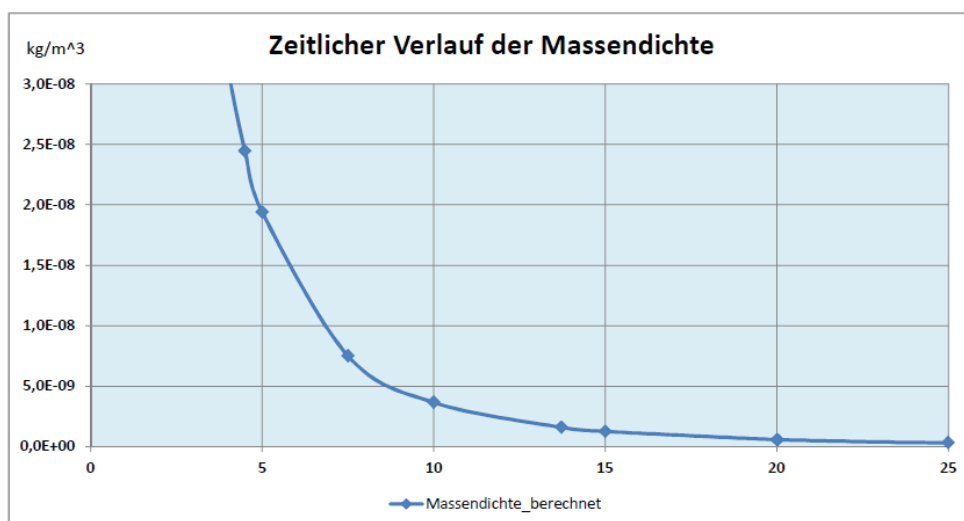
$$\rho(t) = \frac{\eta_{\text{eff}_0} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \tau^3 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{\left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}{A \cdot t^3 \cdot \lambda^3} \quad \text{bzw.}$$

$$\rho(t) = \eta_{\text{eff}_0} \cdot m_{ps} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau^2} \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{\left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \cdot \frac{\tau^3}{A \cdot t^3 \cdot \lambda^3} \quad \text{bzw.}$$

$$(4.3) \dots \quad \rho(t) = \eta_{\text{eff}_0} \cdot \underbrace{\left[\frac{m_{ps}}{A \cdot \lambda^3} \right]}_{\text{Elementardichte}} \cdot \frac{(T_i + \Delta t) \cdot T_i}{\tau \cdot (t + \Delta t)} \cdot \left(\frac{\tau}{t} \right)^2 \cdot e^{\left(2 + \frac{\Delta t}{T_i}\right) \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}$$

Entsprechend dieser Formel ergibt sich folgender zeitliche Verlauf für die Massendichte des Weltalls:

Diagramm_4.2



Zeitlicher Verlauf der Gravitations"faktors" $G(t)$

Dieses Thema ist umstritten, denn Einstein's Feldgleichung erfordert zwingend, dass die Gravitationskonstante eine Konstante ist. Philberth ist es gelungen, die Einstein'sche Feldgleichung zu verallgemeinern. Die n g. Gleichung ist **1984** erschienen [7, [A gravitation theory with G determined by retarded cosmic potential](#)] sowie [2, [DAS ALL, Seite 16-47](#)]. Die Philberth'sche Feldgleichung lautet $\gamma G_i^k + C_i^k = 8\pi \cdot c^{-4} \cdot (T_i^k + P_i^k)$, wobei $T_{ik}^k = 0$ und $P_n^n = 0$ mit

$$C_i^k \equiv -2\gamma_{;i}^k + 2\delta_i^k \square \gamma + 4\gamma_{;i} \gamma^{;k} / \gamma - \delta_i^k \gamma_{;n} \gamma^{;n} / \gamma \quad \text{mit } \square \text{ als d'Alembert-Operator } \equiv \gamma_{;n}^n \quad (\mathbf{s. Anhang_1})$$

Hierbei ist

$\gamma \equiv G^{-1}$, wobei	δ_i^k Kronecker-Tensor
G Gravitationsfaktor	T_i^k Energie-Impuls-Tensor
(\equiv Gravitationskonstante)	C_i^k kosmischer Tensor
$G_i^k = R_i^k - (1/2) \cdot \delta_i^k R_n^n$ Einstein-Tensor	P_i^k Potenzial-Tensor
R_i^k Ricci-Tensor, R_n^n seine Spur	P_n^n seine Spur

Die Idee der Zeitabhängigkeit von G geht auf Dirac zurück, jedoch gelang es während Jahrzehnten nicht, Feldgleichungen für variables G überhaupt erst zu finden. Dies sollte begreifen lassen, dass man Feldgleichungen nicht einfach ad hoc immer gerade so hinfornulieren kann, dass sie ein irgendwie gewünschtes Weltmodell beschreiben. Das Philberth'sche Weltmodell anzuzweifeln bedeutet, die mathematisch korrekt verallgemeinerte Feldgleichung aus physikalischer Sicht als unzutreffend anzusehen. Letzteres wiederum setzt voraus, dass man sich damit entsprechend intensiv auseinander gesetzt hat und wissenschaftliche Gendarstellungen publiziert. Dies ist aber bis heute nicht geschehen, denn solche Zweifel dürften aufgrund der genialen Intuition und der fundierten physikalischen Ansätze, die den kosmischen Tensor und den Potenzial Tensor begründen, kaum Bestand haben. **Vielmehr sind diese Ansätze geeignet, in wesentlichen Punkten die Fachmeinung zu korrigieren.** Bekanntermaßen sind die Philberth's auf dem Gebiete der Physik und Mathematik ausgewiesene Experten. Da das seit 1984 vorherrschende Schweigen der Fachwelt wohl kaum weiter hilft, soll meine vergleichsweise triviale Ausarbeitung Anstoß zu einer wissenschaftlichen Diskussion sein.

Die Einstein'sche Feldgleichung lautet in der üblichen Form, das heißt ohne die sogenannte kosmologische Konstante: $\gamma G_i^k = 8\pi \cdot c^{-4} \cdot T_i^k$

Die Anwendung der Philberth'schen Feldgleichung auf einen Kosmos mit immer konstanter c - Expansion (durch astronomische Beobachtung nahe gelegt) führt auf variables, zeitabhängiges G und schließlich zu den Eingangs aufgeführten Ergebnissen (der im Modell ebenfalls mögliche Ansatz von konstantem G erfordert ein abweichendes Expansionsverhalten des Universums). Nunmehr kommen wir zur Zeitabhängigkeit der Gravitations"konstanten". Zunächst wird die Richtigkeit und Einfachheit einiger Philberth'schen Substitutionen gezeigt. Es gilt

$$G = \frac{2hc}{m_{ps}^2} \cdot \frac{1}{Y} \quad \text{mit} \quad Y = Z \cdot \eta_{eff} \quad \text{und} \quad \eta_{eff} = \frac{M_{eff}}{m_{ps}} \cdot \left(\frac{\tau}{t} \right)^2 \quad \text{aus [3, [Schwerkraft Ergänzungen](#)]. Man erhält$$

$$G = \frac{2hc}{m_{ps}^2} \cdot \frac{1}{Z \cdot \eta_{eff}} = \frac{2hc}{m_{ps}^2} \cdot \frac{1}{\frac{t}{\tau} \cdot \frac{M_{eff}}{m_{ps}} \cdot \left(\frac{\tau}{t} \right)^2}, \quad \text{womit } M_{eff} \text{ eingeführt ist. Es ergibt sich hieraus}$$

$$G = \frac{2 \cdot \overbrace{m_{ps} \cdot c \cdot \lambda \cdot c}^=h}{m_{ps}} \cdot \frac{1}{M_{eff}} \cdot \frac{t}{\tau} \text{ bzw. mit } c = \frac{\lambda}{\tau} \text{ der Ausdruck } G = \frac{2 \cdot m_{ps} \cdot \lambda^2 \cdot \lambda}{m_{ps} \cdot \tau^2} \cdot \frac{1}{M_{eff}} \cdot \frac{t}{\tau} \text{ bzw.}$$

$$G = \frac{2 \cdot \lambda^3}{\tau^3} \cdot \frac{t}{M_{eff}} \text{ bzw. } \boxed{G = \frac{2 \cdot c^3 \cdot t}{M_{eff}}} \text{ qed.. Diese Formel ist hinlänglich diskutiert.}$$

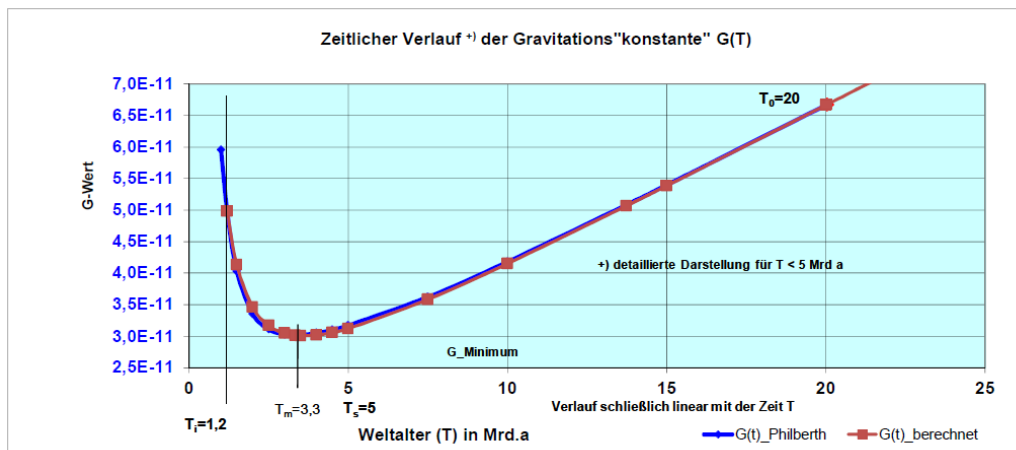
Davon ausgehend und mit dem weiter oben ermittelten Ausdruck für den zeitlichen

Verlauf der Weltmasse gemäß $\boxed{M_{eff}(t) = c_1 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{+c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}$ erhält man $G = \frac{2 \cdot c^3 \cdot t}{c_1 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot e^{+c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}$

(4.4)... $\boxed{G(t) = \frac{2 \cdot c^3}{c_1} \cdot (t + \Delta t) \cdot e^{-c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}$ gültig für $\eta_{eff-0} = 1/3$ und $t \geq T_i$.

Damit liegt eine Strukturformel vor, welche die aus dem Philberth'schen Weltmodell resultierende zeitliche Veränderung der Gravitations"konstante" mathematisch nachvollzieht. Entsprechend dieser Formel ergibt sich folgender Verlauf:

Diagramm_4.3



Wie zu sehen, stimmt der berechnete Verlauf augenscheinlich exakt mit dem Philberth'schen Verlauf überein, der sich bei Berechnung mit $\eta_{eff-0} = 1/3$ ergibt (die Mathematik passt).

Formel (4.2) abgeleitet nach der Zeit ergibt

$$G'(t) = \left[\frac{2 \cdot c^3}{c_1} + \frac{2 \cdot c^3}{c_1} \cdot t \cdot \left(+ c_2 \cdot \frac{t - T_i}{(t + \Delta t)^2} - c_2 \cdot \frac{1}{t + \Delta t} \right) \right] \cdot e^{-c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$G'(t) = \frac{2 \cdot c^3}{c_1} \left[1 + c_2 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot \left(\frac{t - T_i}{t + \Delta t} - 1 \right) \right] \cdot e^{-c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

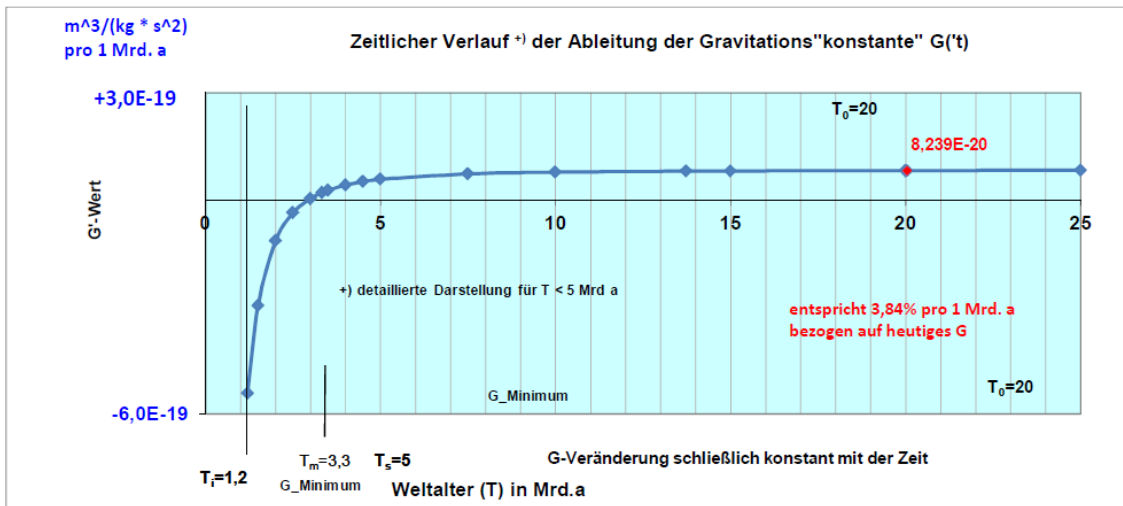
$$G'(t) = \frac{2 \cdot c^3}{c_1} \left[1 + c_2 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot \left(\frac{t - T_i}{t + \Delta t} - \frac{t + \Delta t}{t + \Delta t} \right) \right] \cdot e^{-c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$G'(t) = \frac{2 \cdot c^3}{c_1} \left[1 + c_2 \cdot \frac{t}{t + \Delta t} \cdot \left(\frac{t - T_i - t - \Delta t}{t + \Delta t} \right) \right] \cdot e^{-c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}} \text{ bzw.}$$

$$(4.5) \dots \boxed{G'(t) = \frac{2 \cdot c^3}{c_1} \left[1 - c_2 \cdot \frac{t}{(t + \Delta t)^2} \cdot (T_i + \Delta t) \right] \cdot e^{-c_2 \cdot \frac{t - T_i}{t + \Delta t}}}$$

Entsprechend dieser Formel ergibt sich folgender Verlauf:

Diagramm_4.4



Wie zu sehen, ist die heutige und zukünftige G-Veränderung konstant. Sie beträgt pro 1 Mrd. a rd. 3,8% des heutigen G-Wertes. Die Veränderung ist zu klein, um messbar zu sein.

Schluss

Mit den hier vorgestellten Anwendungen der mathematischen Formel für $M(t)$ wird der aus dem Philberth'schen Weltmodell sich ergebende zeitlich Verlauf der Weltmasse augenscheinlich exakt eingestellt. Die mathematischen Formeln für $M(t)$ und $G(t)$ weisen beide eine erfreulicherweise recht einfache Struktur auf. Die Formeln sollen –wie bereits erwähnt– dazu dienen, die Ergebnisse des Weltmodells bzw. die zugrundeliegende Ursprung-Theorie besser zu verstehen und auf einer breiteren Basis wissenschaftlich zu diskutieren. Der Einwand, das Weltmodell ginge von einem falschen heutigen Weltalter aus, ist durch die v.g. Transferformel nachweislich widerlegt und der Einwand, das Weltmodell lehne die moderne Quark-Theorie ab, geht ins Leere, denn es lassen sich die Quarkmassen mit der neuen Systematik der Philberth'schen Existenzphysik sowohl exakt als auch mit anschaulich einfacher Struktur beschreiben [8, Das Pion], [9, Das Myon]. Beispielhaft sei hier erwähnt:

Berechnete Masse des Strange-Quark:

$$\boxed{\frac{1}{9} m_{ps} - \frac{3}{8} m_e = 104,0482467 \cdot \frac{\text{MeV}}{c^2}}$$

Messwert des Strange-Quark:

$$m_{s-Q} = 104_{-34}^{+26} \text{ MeV} / c^2$$

Damit verbleibt die Aufgabe, sich in seriöser Weise wissenschaftlich mit der von Karl Philberth verallgemeinerten Einstein'schen Feldgleichung auseinander zu setzen (**s. Anhang_1**).

A Gravitation Theory with G Determined by Retarded Cosmic Potential

KARL PHILBERTH^a

*Department of Theoretical Physics
University of New South Wales
Kensington, NSW 2033, Australia*

The application of Einstein's contracted equation $-R_n^a G^{-1} = 8\pi c^{-4} T_n^a$ to the spheric Friedmann-Robertson-Walker metric with the "arc parameter" radial coordinate χ and the cosmic radius A , results in

$$G \int dm_r / r = 3 c^2 \tag{1}$$

where G is the Newtonian gravitation factor, $dm_r = 4\pi\rho_r A^3 \sin^2 \chi d\chi$ is the "retarded" rest mass increment contained in the spherical shell of rest mass density ρ_r and of thickness $A d\chi$ at the time when the now arriving information left the shell, and where the radius r is identical to $\sin \chi$ times A_0 , i.e., the "now-value" of A . The integration is extended from 0 ("here") to χ_h ("horizon"). With $dm_r = 4\pi\rho_r A^3 \sin^2 \chi d\chi$ and $r = A_0 \sin \chi$, Equation 1 applies to the hyperbolic cosmos.

Since $G dm_r / r$ means the "retarded gravitational potential" increment, Equation 1 represents a fundamental "Machian" cosmic relation. Therefore I postulate that the cosmic application of a realistic gravitation theory has to keep Equation 1, even if G varies.¹⁻³ This postulate is violated by the Brans-Dicke theory. But it is not violated by an integrable-Weyl-space two-metrics theory,⁴ if its gauge function β is proportional to G^{-1} . A reasonable scalar equation that satisfies this postulate is

$$-R_n^a G^{-1} + 6 \square(G^{-1}) = 8\pi c^{-4} T_n^a \quad \text{with } \square(\) \equiv (\)_{;n}^n \tag{2}$$

Gravitation theories with covariant equations, the contraction of which is Equation 2, deserve special interest. I propose the equations

$$\begin{aligned} (R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R_n^n) G^{-1} - 2(G^{-1})_{;i}^k + 2\delta_i^k \square(G^{-1}) + 4 G(G^{-1})_{;i} (G^{-1})^{;k} \\ - \delta_i^k G(G^{-1})_{;n} (G^{-1})^{;n} = 8\pi c^{-4} (T_i^k + P_i^k) \quad \text{with } T_{i;k}^k = 0 \end{aligned}$$

where P_i^k is a gravitational energy-momentum-density tensor with zero-trace.^{1,2}

^aAddress correspondence to Peter-Rosegger-Str. 6, D-8039 Puchheim, Federal Republic of Germany.

REFERENCES

1. PHILBERTH, K. 1982. *Speculations Sci. Technol.* **5**(2): 189-212.
2. PHILBERTH, B. & K. PHILBERTH. 1982. *Das All*. Christiana-Verlag. CH-8260 Stein/Rhein, Federal Republic of Germany. (ISBN No. 3-7171-0821-2.)
3. PHILBERTH, K. 1977. *In Cosmology, History, and Theology*. W. Yourgrau & A. D. Breck, Eds.: 113-129. Plenum Press. New York, N.Y.
4. CANUTO, V., P. J. ADAMS, S.-H. HSIEH & E. TSIANG. 1977. *Phys. Rev.* **D16**(6): 1643-1663.

Anhang_2

Im Anhang_2 wird das sogen. energieerhaltende Gravitationsgesetz betrachtet [10, s. Kiesslinger's Buch]. Es wird ein System bestehend aus zwei Massen betrachtet, in dem die beiden Massen M_1 und M_2 immer den Mittelpunktabstand $1R$ voneinander haben. In Konsequenz dieser Definition ergibt sich für den Abstand des Massenmittelpunktes zum gemeinsamen Gravitations-Schwerpunkt $R_1 + R_2 = 1R$. Diese Abstandsdefinition wird durchgängig angewandt. Für die Gravitationskraft gilt allgemein [10, s. Kiesslinger's Buch S.23].

$$(1a) \dots K(R_1) = G \cdot \frac{M_2}{(R_1)^2} \cdot M_1 \cdot e^{-\frac{G \cdot (M_2)}{c^2} \cdot \frac{1}{R_1}} \quad (1b) \dots K(R_2) = G \cdot \frac{M_1}{(R_2)^2} \cdot M_2 \cdot e^{-\frac{G \cdot (M_1)}{c^2} \cdot \frac{1}{R_2}}$$

Aufgrund der v.g. Prämisse und aus der Gleichgewichtsbedingung der beteiligten Massen ist

(1c) ... $M_1 / R_2 = M_2 / R_1 = M / R$. In Formel (1a) bezieht sich der Exponent auf den Abstand R_1 vom Schwerpunkt, also auf die zu diesem Abstand gehörende Masse M_1 . Es bezieht sich die e -Funktion auf die andere Masse M_2 . In Formel (1b) bezieht sich der Exponent auf den Abstand R_2 also auf die Masse M_2 . Es bezieht sich die e - Funktion auf die andere Masse M_1 . Somit kann für

den Exponenten der e - Funktion geschrieben werden $\frac{GM_1}{R_1} = \frac{GM_2}{R_2} = \frac{G \cdot (M_1 + M_2)}{R}$.

Damit erhält man aus (1a) bzw. (1b)

$$(1d) \dots K(R) = G \cdot \frac{M_1 \cdot M_2}{R^2} \cdot e^{-\frac{G \cdot (M_1 + M_2)}{c^2} \cdot \frac{1}{R}} \quad (1e) \dots K(R) = G \cdot \frac{M_1 \cdot M_2}{R^2} \cdot e^{-\frac{G \cdot (M_1 + M_2)}{c^2} \cdot \frac{1}{R}}$$

Beide Formeln sind also identisch gleich. Sie sind die Grundlage der weiterer Überlegungen. Dazu wird die Gravitation körperlicher Massen (**nicht deren masseäquivalente Energien**) in Fallrichtung R (**nicht quer dazu**) betrachtet, die ein Zwei-Massen-System auf sich selbst ausübt (**Selbstgravitation**). Es wird $M_1 = M_2 = M$ angesetzt. Der jeweilige Schwerpunktabstand ist dann $R_1 = R_2 = R/2$. Damit beträgt der Abstand dieser beiden Massen $R_1 + R_2 = 1R$. Für die maximale Gravitationskraft

ergibt sich durch Einsetzen in obige Formel (1d) der Ausdruck (1.2) ... $K(R) = G \cdot \frac{M^2}{R^2} \cdot e^{-\frac{a}{R}}$

[10, identisch mit Gl. 3.55, s. Kiesslinger Buch S. 37, gilt für das Weltall], mit $a = GM / c^2$ für das Weltall.

Formel (1.2) liefert die Gravitationskraft $K(R)$ die im Abstand R vom Raum-Mittelpunkt herrscht und durch die innerhalb des Radius R befindliche Masse M verursacht wird. Analog zu der Tatsache, dass die auf einen Beobachter wirkende Gravitationskraft maximal ist, wenn dieser auf der Oberfläche des Planeten steht, ist die Gravitationskraft am größten auf der „Oberfläche des Weltalls“. Ausgehend von Formel (1.2) soll anhand der Methodik zur Berechnung des Abstandes R vom Zentrum, an der max. Gravitation herrscht, gezeigt werden, welchen Einfluss es hat, wenn die Massendichte des Weltalls ρ als Konstante oder als Variable $\rho(R)$ angesetzt wird. Natürlich kann man das Weltall nicht wirklich als Zwei-Massen-System auffassen, denn im Weltall liegen alle Massen innerhalb des einen vorhandenen Raumes und es existiert keine zweite Masse außerhalb dieses Raumes. Es bezieht sich die Dichte also nur auf den Raum bzw. das Volumen, das die Masse enthält.

Methode_1

Zunächst wird die Massendichte ρ eingeführt. Sie errechnet sich aus $p = (M_1 + M_2)/V$ mit $V = AR^3$ und $A = \frac{4}{3}\pi$. Somit ergibt sich für $\rho = \frac{1M}{AR^3}$ bzw. $1M = A\rho R^3$ und man kann anstelle

Formel (I.2) gemäß $K(R) = \frac{GM^2}{R^2} \cdot e^{-\frac{a}{R}}$ schreiben (II.2)... $K(R) = GA^2 \rho^2 R^4 \cdot e^{-\frac{G}{c^2} \frac{1}{R} A \rho R^3}$.

Nunmehr wird zur Berechnung des Gravitationsmaximums bei der Differentiation $db(R)/dR$ die Dichte $p = M/(AR^3) = \text{const}$ gehalten. Dies bedeutet, dass man die Abweichung zu der Gravitation berechnet, die ein gleich dichtes, aber um dR kleineres Universum hätte. Daher zeigt der Vergleich mit Formel (I.3), dass in Formel (II.3) im Exponenten der e -Funktion R^2 anstelle von R^{-1} auftaucht und im Faktor vor der e -Funktion R^{+1} anstelle von R^{-2} . Daher liefert eine solche Substitutionsrechnung ein Ergebnis, das um das Vierfache vom Ergebnis der Berechnung mit Formel (I.3) abweicht. Die Ableitung $b(R)$ nach R mit $p = \text{const}$ bezieht sich bei Division von (II.2) durch $M = A\rho R^3$ auf

(II.3)... $\frac{K(R)}{M} = GA\rho R \cdot e^{-\frac{G}{c^2} A \rho R^2} = b(R)$ (max. Gravitationsbeschleunigung des Weltalls auf seine Masse).

Die Ableitung von z. B. (II.3) ist $\frac{db(R)}{dR} = \left(GA\rho - GA\rho R \cdot \frac{G}{c^2} A \rho 2R \right) \cdot e^{-\frac{G}{c^2} A \rho R^2}$

Maximale Beschleunigung herrscht bei $db(R)/dR = 0$.

Ausmultiplizieren ergibt $\left(1 - R^2 \cdot 2 \frac{G}{c^2} A \rho \right) = 0$ bzw. (II.3c)... $R^2 \cdot \frac{2G}{c^2} A \rho = 1$.

Mit $A\rho = \frac{1M}{R^3}$ erhält man $R^2 \cdot \frac{2G}{c^2} \frac{1M}{R^3} = 1$ bzw. (II.4)... $R = 2 \cdot \frac{GM}{c^2} = 2a$.

Formel (II.4) zeigt als Folge des Ansatzes konstanter Massendichte den Radius des Weltalls lt. Kiesslinger [10, [Kiesslinger Buch, Bild 3.1, S. 21](#) sowie [Bild 3.14, S. 49](#) und [Bild 14.2, S. 83](#) sowie [Kapitel 4.1, S. 59](#)] und [2, [DAS ALL, Kapitel Massendefekt und Defektmasse, S. 307](#)]. Diese Berechnung ist nur gültig für konstante Massendichte. Dies entspricht dem Kiesslinger'schen Weltmodell und steht daher folgerichtig nicht in Einklang mit der Urknall-Theorie.

Methode_2

Hier spielt die Massendichte ρ keine Rolle. Mit $G = ac^2 / M$ erhält man aus Formel (I.2) den Ausdruck (III.2)... $K(R) = ac^2 M / R^2 \cdot e^{-\frac{a}{R}}$. Es wird nun die gleiche Rechnung wie bei Methode_1

ausgeführt, jedoch wird die Ableitung $b(R)$ nach R mit $p = f(R) \neq const$ gebildet. Die Ableitung bezieht sich bei Division von (III.2) durch M auf

$$(III.3)... \quad b(R) = \frac{K(R)}{M} = \frac{ac^2}{R^2} \cdot e^{-\frac{a}{R}}$$

Die Ableitung von z. B. (III.3) ist

$$\frac{db(R)}{dR} = \left(-2 \frac{ac^2}{R^3} + \frac{ac^2}{R^2} \frac{a}{R^2} \right) \cdot e^{-\frac{a}{R}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{db(R)}{dR} = - \left(2 \frac{ac^2}{R^3} - \frac{ac^2}{R^2} \frac{a}{R^2} \right) \cdot e^{-\frac{a}{R}}.$$

Für $-2 \frac{ac^2}{R^3} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a}{R} \right) \cdot e^{-\frac{a}{R}} = 0$ ergibt sich $\left(1 - \frac{1}{2} \frac{a}{R} \right) = 0$ bzw. (III.4)... $R = \frac{1}{2} \cdot a = \frac{GM}{2c^2}$

Formel (III.4) zeigt als Folge des Ansatzes variabler Massendichte $p = f(R) \neq const$ den Radius des Weltalls lt. Philberth.

Trotz Anwendung der mit Formel (I.2) gemäß $K(R) = GM^2 / R^2 \cdot e^{-\frac{a}{R}}$ gleichen Ausgangsbasis ergibt sich ein vierfach kleiner Radius, weil die Ableitung der Gravitationsbeschleunigung $b(R)$ nach R mit $p = f(R) \neq const$ durchgeführt wurde, was ja auch dem Philberth'schen Weltmodell entspricht. Die Berechnung mit variabler Massendichte $\rho(R)$ steht daher in Einklang mit der Urknall- bzw. Ursprung-Theorie.

Methode_3

In der modernen Kosmologie werden die Einstein'schen Feldgleichungen wie folgt geschrieben:

$$(IV.1)... \quad R_{ik} - \frac{1}{2} \delta_{ik} R^n_n - \Lambda \delta_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} \cdot T_i^k \quad \text{bzw. wie Einstein 1917 (ohne kosmologische Konstante } \Lambda \text{)}$$

$$(IV.2)... \quad R_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} \cdot T_i^k \quad [11, \text{http://de.wikipedia.org/wiki/Einsteinsche_Feldgleichungen}].$$

Einstein erhielt damals mit Annahme eines druckfreien Weltalls $p_{\text{Druck}} = 0$ folgende Lösungen

$$(IV.2)... \quad \frac{1}{R^2} = 0 \quad (\text{wird erst relevant, wenn kein druckfreies Weltall unterstellt wird}) \text{ und}$$

$$(IV.3)... \quad \frac{1}{R^2} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{\rho c^2}{F_p} \quad \text{mit Planckkraft } F_p = \frac{c^4}{G} \text{ und mit Massendichte } \rho_{\text{Dichte}} = \frac{M}{V}.$$

Dann erhält man mit $\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ den Ausdruck $\frac{1}{R^2} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{c^2 G}{c^4} \cdot \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ und hieraus

$$(IV.4)... \quad R_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad \text{Schwarzschildradius Weltall} \quad [12, \text{http://de.wikipedia.org/wiki/Ereignishorizont}].$$

[13, Kosmologie und Gravitation, Kapitel „Schwarze Löcher“, S. 106]

Formel (IV.4) findet man regelmäßig in den Manuskripten der heutigen Vorlesungen über höhere Physik.

Auf Formel (IV.4) kommt man auch, wenn die potenzielle Gravitationsenergie GMm/R mit der kinetischen Energie einer mit c bewegten Masse m gemäß $mc^2/2$ gleichgesetzt wird.

Auch v.g. Methode_1 kommt mit Gravitationskraft-Formel (I.2) $K(R) = GM^2/R^2 \cdot e^{-\frac{a}{R}}$ zu diesem Ergebnis, wenn $p = \text{const}$ angesetzt wird. Offenbar verbirgt sich im Einstein'schen Rechenweg ein derartiger Ansatz (der dann gültig ist, wenn die Vakuumenergie dominiert). Denn wird in Formel (I.2) mit $p = f(R) \neq \text{const}$ gerechnet so erhält man $R = R_s/4$. Aber dieses Ergebnis liefert die Rechnung mit den Einstein'schen Feldgleichungen nicht.

$$(IV.5)... \quad R_G = \frac{GM}{c^2} = \underbrace{\frac{1}{2} \cdot R_s}_{\text{per Definition}} \quad \text{bezeichnet man heute als } \mathbf{Gravitationsradius}.$$

Der Gravitationsradius ergibt sich, wenn mit $\Lambda = 0$ und Geometriefaktor $k = 0$ (flaches Universum) gerechnet wird. (Er heißt dann ebenfalls Schwarzschildradius.) Weil aber die Annahme eines flachen Weltalls heute als eine bloße theoretische Möglichkeit angesehen wird, dient R_G lediglich noch als eine nützliche astrophysikalische Längeneinheit in der Gravitationsforschung und insbesondere in der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) sowie in der Theorie Schwarzer Löcher. Er ist per Definition halb so groß wie obiger Schwarzschildradius (damit sich die Astro-Theoretiker die Arbeit etwas erleichtern). Er hat in diesem Sinne keine reale physikalische Bedeutung mehr. Lt. v.g. energieerhaltendem Gravitationsgesetz ist dieser Radius folgerichtig eine Stelle ohne besondere Relevanz. Trivial erhält man dieses Ergebnis, wenn potentielle Gravitationsenergie GMm/R und totale Massenenergie $1mc^2$ gleichgesetzt werden.

Literaturangaben

- [1] *Ergänzung elementare Strukturen*, on the web at: <http://www.physik-theologie.de/download.html>
- [2] *DAS ALL*, 2. Auflage, Februar 1994, ISBN 3-7171-0821-2.
- [3] *Schwerkraft, Ergänzungen*, on the web at: <http://www.physik-theologie.de/download.html>
- [4] *Dimensionen und Naturkonstanten*, on the web at: <http://www.physik-theologie.de/download.html>
- [5] *Der DREIEINE*, 4. Auflage, September 1976, ISBN 3-7171-0183-8.
- [6] *Massendichte und Massenzunahme des Weltalls*, on the web at: <http://www.physik-theologie.de/download.html>
- [7] Philberth, K., 1984. A gravitation theory with G determined by retarded cosmic potential. 11. Texas Symposium, Annals of the New York Acad. Of Sciences, Vol. 422, p. 375-376
(s. Anhang_1)
- [8] *Das Pion*, on the web at: <http://www.physik-theologie.de/download.html>
- [9] *Das Myon*, on the web at: <http://www.physik-theologie.de/download.html>
- [10] *Gravitation und Licht*, Ausgabe Oktober 2009, ISBN 978-3-00-026841-0
- [11] *Einstein'sche Feldgleichung*, on the web at http://de.wikipedia.org/wiki/Einsteinsche_Feldgleichungen
- [12] *Definition Schwarzschildradius*, on the web at: <http://de.wikipedia.org/wiki/Ereignishorizont>
- [13] *Kosmologie und Gravitation*, M. Berry, Teubener 1990, ISBN 3-519-03069-1,