

# The Shape of the Universe Corrigendum

Gerd Pommerenke

Email: [gerdpommerenke@arcor.de](mailto:gerdpommerenke@arcor.de)

## Abstract

This article corrects a fatal miscalculation in viXra:1310.0189, section 4.3.2. "Figure function" concerning the frequency response, as well as the phase- and group response for overlaid signals. Unfortunately, I could realize it but now, since I was unable to perform the inverse Laplace-transformation of (140) until now in order to compare the result with (103). Fortunately I used a different way for the rest with correct calculation. Unfortunately again I cannot correct the original article in situ, since the maximum allowed number of replacements is already exhausted. But the document is designed in such a manner, that you can replace the corresponding pages in the PDF. Further affected is section 4.3.4.4.5. "The cut-off frequency" and the annex "Is the Course of the Planck's Radiation-Function the Result of the Existence of an Upper Cut-Off Frequency of the Vacuum?". Latter one already has been corrected and can be downloaded at viXra:2008.0140. Furthermore minor changes in section 4.6.4.2.6. "Temperature of the cosmologic background-radiation" have been conducted, arising from the latest findings, mainly an updated value of  $H_0$ , resulting from the new article in viXra:2201.0122 "The Electron and Weak Points of the Metric System". In this regard also section 7.5.4. "The supernova-cosmology-project" has been reworked. Finally, a typo in (932) is corrected and two new references are added.

Please find the corrigendum for the German version (viXra:1906.0321) in the 2nd part of this document.

in form of the modified Bessel function  $I_0(\sqrt{x})$ . This one manifests a course similar to cosh going towards infinite. In contrast,  $J_1(\sqrt{-x})$  and the charge  $q_0 = -j I_1(\sqrt{x})$  becomes imaginary and shows a course like  $j \sinh(\sqrt{x})$ .

For  $t < 0$  don't arise any physically meaningful solutions therefore. A charge is not defined. The point of time  $t=0$  is just the beginning of the expansion of the universe. What was before, cannot be said, probably »NOTHING«. In such a case, the application of the LAPLACE-transformation offers itself in order to get more information.

#### 4.3.2. Figure function

LAPLACE-transformation: This is suitable even to the solution of differential equation (78), provided, the re-transformation is possible. We just go out from (78):

$$\ddot{\phi}_0 t + \dot{\phi}_0 + \frac{1}{2} \frac{\kappa_0}{\varepsilon_0} \phi_0 = 0 \quad \text{or} \quad (130)$$

$$y''x + y' + ay = 0 \quad (131)$$

According to the differentiation-rule [22] applies:

$$\{y'\} = p y(p) - f_0^{(0)} \quad \text{with} \quad f_0^{(v)} = \lim_{t \rightarrow +0} \frac{d^v f(t)}{dt^v} \quad (132)$$

Fortunately we have already solved the differential equation and know the initial values for  $t=0$ . Therefore it applies:

$$\{y'\} = p y(p) - 1 \quad (133)$$

We get for the second derivative:

$$\{y''\} = p^2 y(p) - p f_0^{(0)} - f_0^{(1)} \quad \text{with the initial values 1 and 0} \quad (134)$$

$$\{y''\} = p^2 y(p) - p \quad (135)$$

We require the LAPLACE transform for the product of  $y''$  and  $t$  however. According to the multiplication-rule and (133) applies:

$$\{t^n f(t)\} = (-1)^n F^{(n)}(p) \quad (136)$$

$$\frac{dy''(p)}{dp} = 2p y(p) + p^2 y'(p) - 2p y(p) \quad (137)$$

$$\{y''t\} = 1 - p^2 y'(p) - 2p y(p) \quad (138)$$

Substitution in (131) results in:

$$y'(p) - \frac{a-p}{p^2} y(p) = 0 \quad \text{with the solution} \quad (139)$$

$$y(p) = e^{\int \frac{a-p}{p^2} dp} = \frac{C_1}{p} e^{-\frac{a}{p}} = \frac{a}{p} e^{-\frac{a}{p}+c} = \frac{1}{2pt_1} e^{-\frac{1}{2pt_1}+c} \quad (140)$$

This solution has been specified wrong until now. Unfortunately, I could realize the error but now, since the function is not listed in any correspondence table and the inverse transformation proved to be difficult. The function `InverseLaplaceTransform[phi_1 E^(-(a/p))/p, p, t]` 40  $y$  turns out expression (103) now. That also takes effect to the following calculations.

$C_1$  is in the form of a time-constant. The source-function is a differential equation of second order with a time-constant:  $\tau_1 = 1/(2a) = \varepsilon_0/\kappa_0 = 1/\omega_1 = 2t_1$ . It appears twice and with it, we

does not come into the embarrassment, to examine which time-constant to be substitute at which position. The value arising from  $H_0$  [49] has a magnitude of  $6.46396 \cdot 10^{-105}$  s. In the figure domain with  $C=-1$  applies for the magnetic flux then:

$$\varphi_0(p) = \frac{\hat{\varphi}_i}{p\tau_1} e^{-\frac{1}{p\tau_1}+C} \quad (141)$$

For signals with a duration of  $t \gg \tau_1$  it's about an ideal I-gate (Integrating circuit) with a kind of inverse T-gate (Dead time circuit). It would be interesting too in that sense, to find the type of function, the model was activated with at the point of time  $t=0$ . Comparative contemplations lead to the conclusion that it could have been a DIRAC-impulse  $\sigma(t)$  with the LAPLACE transform  $\{\sigma(t)\} = 1$ , which even agrees with the model of big bang in the best manner. To the multiplication in the figure domain, the convolution corresponds in the time domain:

$$\varphi_0 = \hat{\varphi}_i \sigma(t) * J_0 \left( \sqrt{\frac{2\kappa_0 t}{\varepsilon_0}} \right) \quad (142)$$

At the beginning, there was the »NOTHING« with the physical qualities  $\mu_0$ ,  $\varepsilon_0$  and  $\kappa_0$ . Then, something was there suddenly (magnetic DIRAC-impulse). The DIRAC-impulse is an impulse with infinite amplitude and a duration of  $t \rightarrow 0$ . The integral below this impulse is equal to 1. This would speak in behalf of a finite initial value (Bessel-J). The response of the model (overshoot with a mean value of 0) can also be observed on electronic systems of second order using a DIRAC-like agitation (needle-impulse) but not using a jump- or ramp-function. The DIRAC-impulse is already known for a long time. Using technical methods however it won't be to realize whether at present nor in future. So far, there were even no parallels in nature, only in form of an approximation as needle-impulse. This way, another mathematical function would have found its exact correspondence in reality. In any case, it's about a forced process.

On the assumption, that it was actually a DIRAC-impulse, we get promptly for the transfer-function  $G(p)$ :

$$G(p) = \frac{1}{p\tau_1} e^{-\frac{1}{p\tau_1}+C} \quad (143)$$

Btw. the figure-function of the simplest I-gate, the generic RC-low-pass-filter, reads  $G(p)=K/(1+p\tau_1)$ . The course of the transfer-function for the magnetic flux and of the charge  $q_0$  (first derivative) is depicted in figure 15, at first by setting  $C=0$ , since it has only an influence on the scale of the y-axis. Both functions point out a null at  $p=+0$ , a pole at  $p=-0$  and a maximum at the point of time  $\tau_1$  resp.  $\tau_1/2$ . For longer impulses, the function changes into the one of an ideal I-gate. The contradiction in the earlier editions (D-gate, high pass) rather should have pointed out the error in (140) to me.

The PN-diagram doesn't need to be figured separately, null at  $p=+0$ , pole at  $p=-0$ . The number of poles is equal to the number of the nulls (realizability-condition). There are no pole in the left half-plane  $p<0$  (stability-condition). Since the pole is located at the point 0, the system is loss-free anyway but still a „passive component“. That state is also named marginally stable.

With pole in the left half-plane, the system could come into an oscillation by itself. With pole in the right half-plane at  $p>0$ , losses appear, so that the oscillation grinds to a halt after a certain time, contrary to reality, where oscillation whether hasn't yet faded away even today nor probably in the future. The null in the origin (+0) points to a blocking of higher frequencies.

Physically seen it's about a low pass. Since the null is in the right half-plane ( $p \geq 0$ ), it's just about a minimum-phase-system. Systems of this category have, according to [26], the quality of attenuation and phase being associated by the HILBERT-transformation. Since there are no conjugate complex pole available, even no resonance-effects appear.

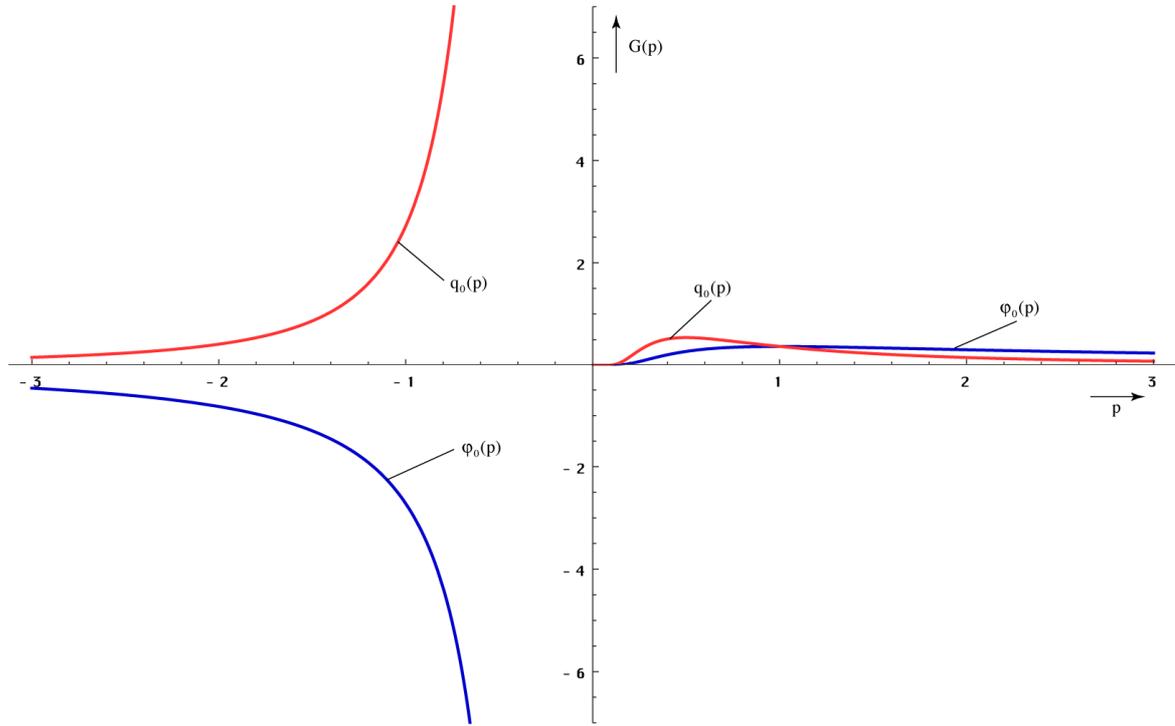


Figure 15  
Transfer-functions (figure domain)  
for magnetic flux and charge ( $C=0$ )

From the figure-function we have read that it deals with a high pass of 2nd order. In general, such a system has a frequency-dependent attenuation. However, this stands in contradiction to the observations, resulting in a constant frequency response across all (technically observable) frequencies.

To the calculation of the complex frequency response of our model we start with equation (143), in that we replace:  $p = \sigma + j\omega$ . A substitution  $p = j\omega$  doesn't emerge any useful result, since the system is still oscillating so that the associated Fourier integral doesn't converge at all. The convergence is forced by the term  $\sigma$ . The frequency response of the magnetic flux gives also information about the vacuum wave propagation, since the separate dipoles (MLE) are interconnected via the magnetic field (resonant coupling). The value of  $\sigma$  arises from the half inverse of the right-hand time constant of (77). The free parameter can be determined to  $C=1$  with the help of the initial condition  $G(j0)=1$ .

With  $\sigma = \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{2t_1} = \frac{\kappa_0}{\epsilon_0} = \omega_1$  as well as  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_1}$  and  $\theta = \frac{\Omega}{1+\Omega^2}$  applies:

$$G(\sigma + j\omega) = \frac{1}{(\sigma + j\omega)\tau_1} e^{1 - \frac{1}{(\sigma + j\omega)\tau_1}} \quad (144)$$

$$G(j\omega) = \frac{\omega_1}{\omega_1 + j\omega} e^{1 - \frac{\omega_1}{\omega_1 + j\omega}} = \frac{1}{1 + j\Omega} e^{\frac{j\Omega}{1 + j\Omega}} = \frac{1 - j\Omega}{1 + \Omega^2} e^{\frac{j\Omega(1 - j\Omega)}{1 + \Omega^2}} \quad (145)$$

That yields the following expression (complex frequency response):

$$G(j\omega) = [(\cos \theta + \Omega \sin \theta) + j(\sin \theta - \Omega \cos \theta)] \frac{e^{\frac{\Omega^2}{1 + \Omega^2}}}{1 + \Omega^2} \quad (146)$$

The locus curve of frequency response in comparison with the one of a generic low pass is shown in figure 16. Since both don't cut the y-axis, there is no aperiodic borderline case in this system.

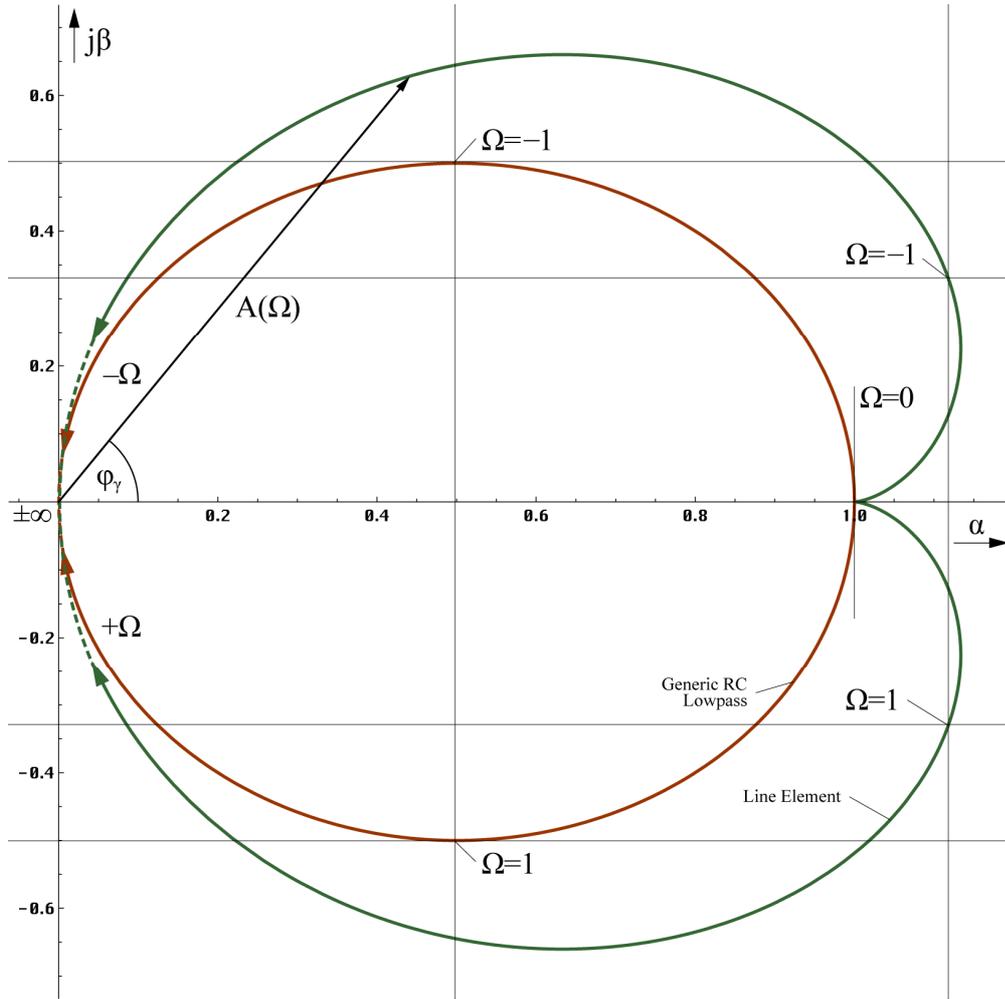


Figure 16  
Frequency response locus curve

For frequency and phase response we get further

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1+\Omega^2}} e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2}} \quad (147)$$

$$B(\omega) = \arctan \frac{\sin \theta - \Omega \cos \theta}{\cos \theta + \Omega \sin \theta} = -\arctan \Omega + \frac{\Omega}{1+\Omega^2} = \varphi_\gamma \quad (148)$$

We have got the right-hand expression of (148) by means of subtle application of the corresponding addition theorems and substitution. In this connection  $-\arctan \Omega$  relates to the I-share,  $\theta$  to the inverse T-share. Both functions (BODE-diagram) are depicted in figure 17. The damping course ( $-6$  dB/decade) points to a system of 2<sup>nd</sup> order.

Interesting is the cosine of the phase response  $\cos \cos B(\omega) = \cos \varphi_\gamma$  as well. This value is used e.g. in the electrotechnics for the calculation of efficiency (power). It figures the size of the mutual coupling factor of the separate MLE's. Interestingly enough, because of  $\cos \varphi = \cos(-\varphi)$ , this value is not affected by the miscalculation.

$$\cos \varphi_\gamma = \cos \left( -\arctan \Omega + \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right) = \cos \left( \arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right) \quad (149)$$

Then equation (146) also can be written in the following manner:

$$G(j\omega) = (\cos \varphi_\gamma + j \sin \varphi_\gamma) \frac{1}{\sqrt{1+\Omega^2}} e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2}} = e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2} - \frac{1}{2} \ln(1+\Omega^2) + j\varphi_\gamma} \quad (150)$$

Figure 17, the BODE-diagram shows frequency- and phase-response up to  $\omega_1/10$ , after expansion up to  $\omega_0/10$ , that's at least  $1.855 \cdot 10^{42} \text{s}^{-1}$  resp.  $2.952 \cdot 10^{41} \text{Hz}$ , to be equal to 1 (0dB) constantly, exactly as observed. Technically speaking we are light-years away from the upper limit. There is also a lower cut-off frequency given by the requirement, that the wave length  $\lambda_{\min} = 2cT$  must fit the universe's extension. The value  $\omega_{\min}$  is equal to the HUBBLE-parameter  $H_0$ , as can easily be proved.

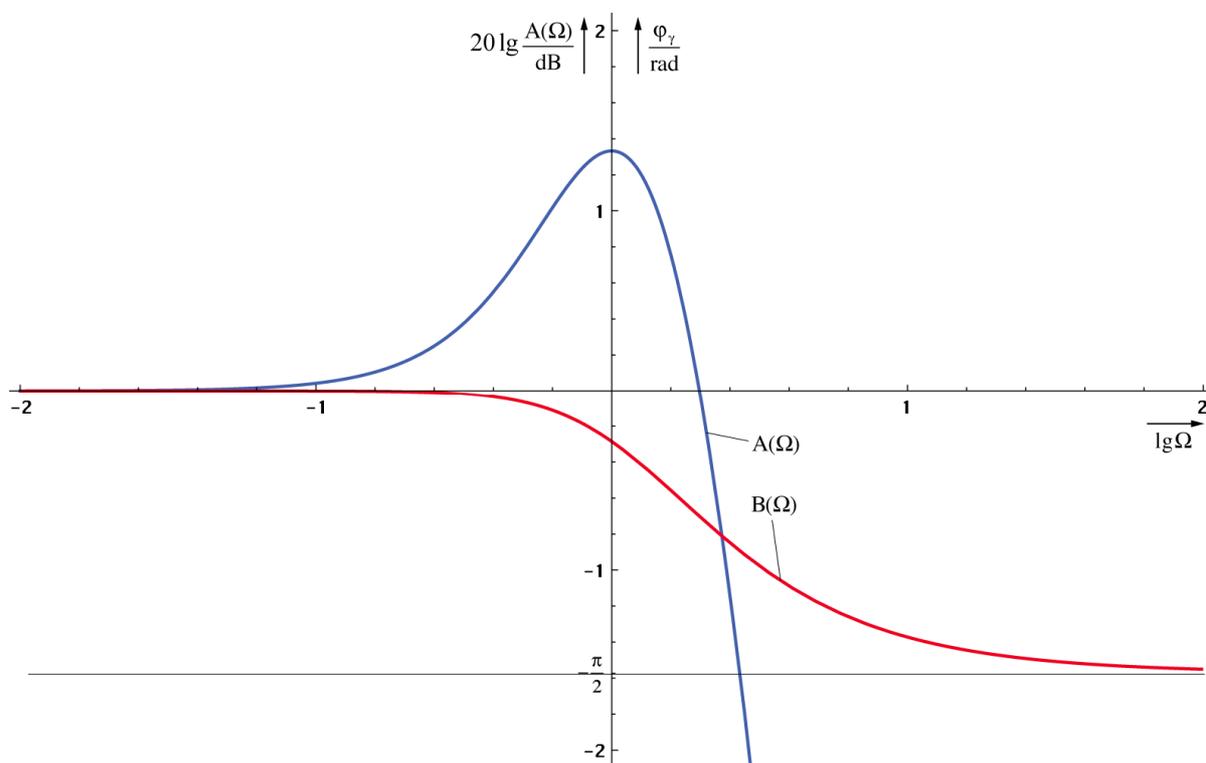


Figure 17  
BODE-diagram: Frequency response  $A(\omega)$   
and phase response  $B(\omega)$  of the system

The course of  $\cos \varphi_\gamma$  is shown in figure 18. Furthermore the course of the second term in  $\varphi_\gamma$  is depicted. You can see that it only takes effect from frequencies near  $\omega_1$  onwards.

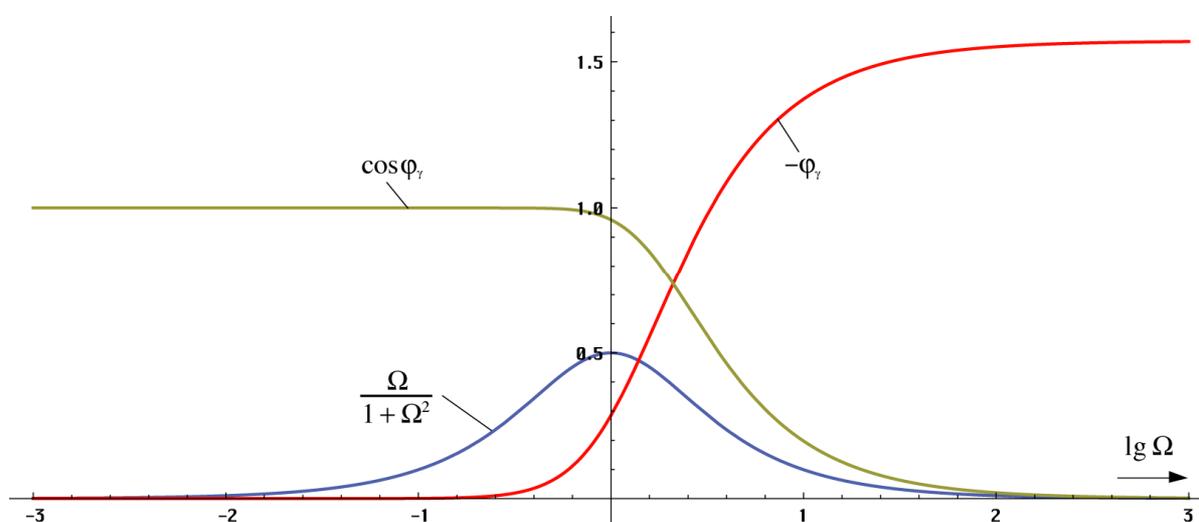


Figure 18  
Course of phase angle,  
 $\cos \varphi$  and of the expression  $\theta$

Finally, the phase- and group delay in dependence on the frequency should be examined. Both functions are depicted in figure 19. The phase delay is defined as:

$$T_{Ph} = \frac{B(\omega)}{\omega} = -\frac{1}{\omega} \left( \arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right) \quad (151)$$

For the group delay we get:

$$T_{Gr} = \frac{d}{d\omega} B(\omega) = -\frac{2}{\omega_1} \left( \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right)^2 = -2 \frac{\theta^2}{\omega_1} \quad (152)$$

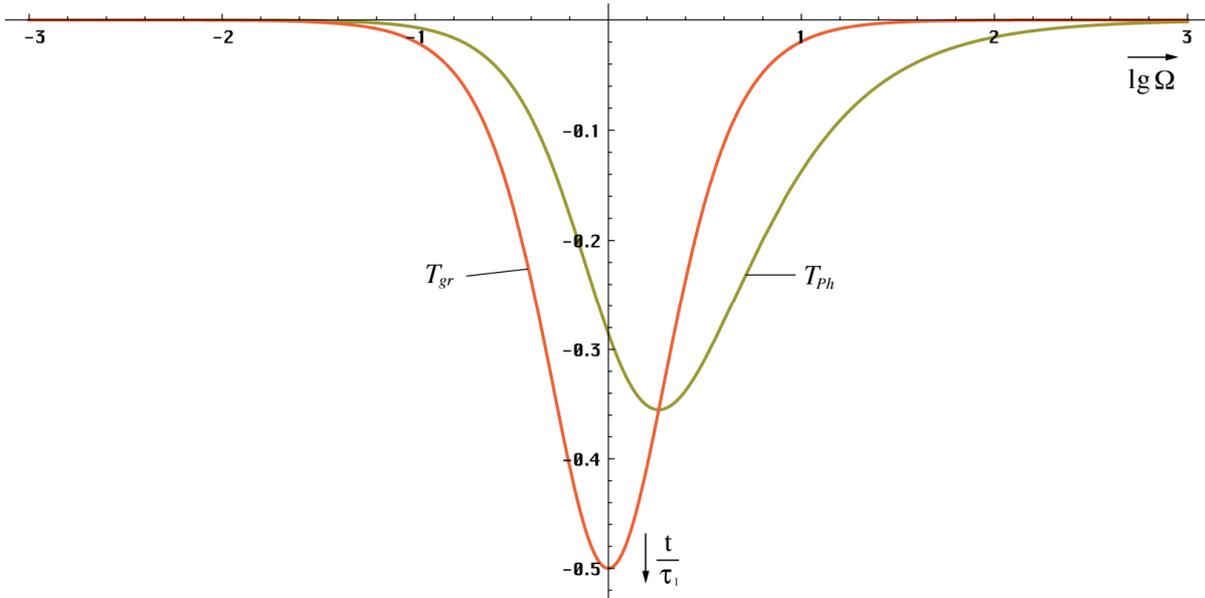


Figure 19  
Group- and phase delay

It are the same functions as with the wrong solution, but just negative. Are negative delay times physically possible? The answer is – Yes. That comes about very frequently in technology and is not a breach of causality. See [50] for details.

### 4.3.3. Properties of the model

The following statements are applied to one single MLE only. More exact statements for wave-propagation as such are worked out later. You can see here quite clearly that frequency- and phase-response proceed approximately exact straight-line (0 dB) until one third of the frequency  $\omega_1$  and that phase-true. A noticeable attenuation and phase-shift does not occur until approximate one tenth of  $\omega_1$ . Since the amount of  $\omega_1$  is so extremely high (the supreme measured frequency, cosmic radiation is about  $10^{42}$ Hz), this effect does not have been observed so far however.

The amplitude ascends around  $\omega_1$ , only to descend again irrevocably (figure 17). There actually turns out a slight high-pass-behaviour within a low-pass. However, since the value  $\cos \varphi_\gamma$  strongly declines above  $\omega_1/2$  (figure 18), and with it the mutual coupling coefficient of the MLEs, both influences cancel each other, a mere hillock remains (figure 20).

The frequency response across two MLE's with the coupling coefficient  $k=\cos \varphi_\gamma$  is shown in figure 20. The damping course (–12dB/decade) points to the fact, that it's about a group-delay-corrected low pass of 2nd order. The expression  $1+\Omega^2$  even occurs in the filter-theory and corresponds to the form-factor of a calibrated equally-tuned dual-circuit filter with identical attenuation-course [26].

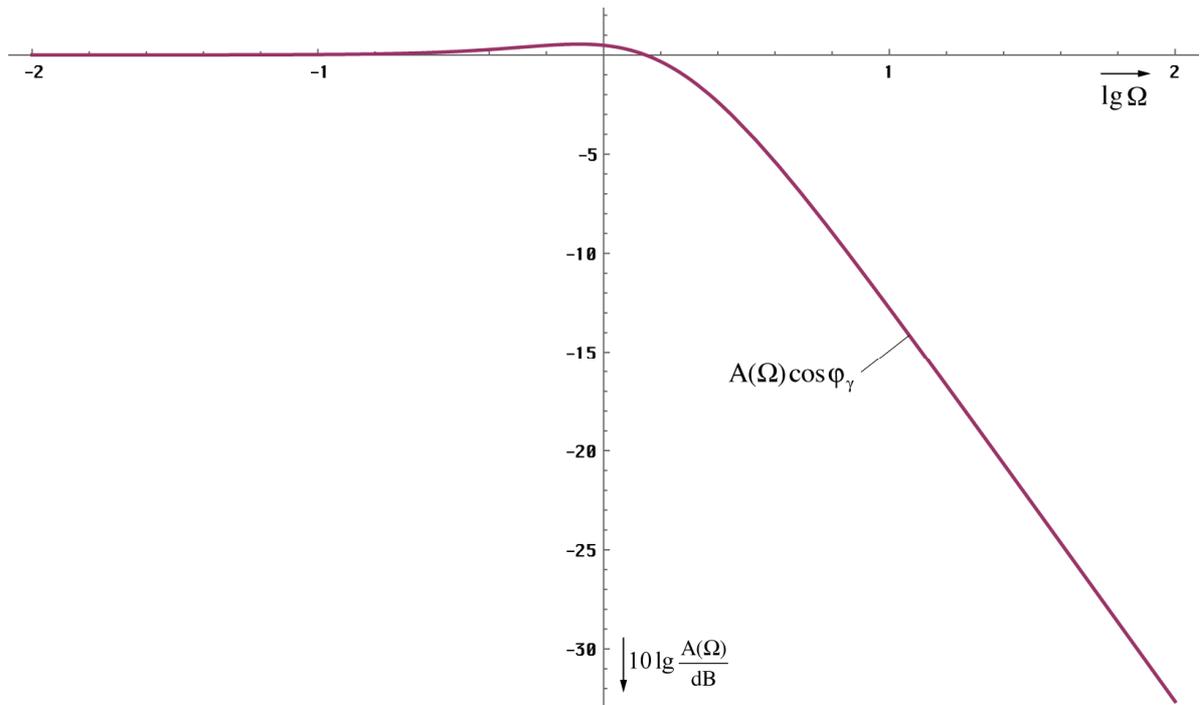


Figure 20  
Frequency response for the transfer  
to the adjacent MLE

In reference to the sampling-theorem we expect, that only frequencies below  $\omega_0/2$  are transferred. Strictly speaking, the previous statements apply to the universal wave-field only in accordance with [1]. The propagation of radio waves or photons, as we understand, in reality takes place as propagation of interferences of this wave-field. Since the MLE's figure non-linear systems, several side frequencies occur. But only the sum- and difference-frequency  $\omega_0 \pm \omega$  are important. With the other frequencies, no power-conversion is achieved (property of a non-linear circuit). But for the cut-off frequency of overlaid signals only the sum frequency is relevant. Since overlaid signals are being more red-shifted than the universal wave-field, the „relative cut-off frequency“, i.e. the spacing between the overlaid frequency  $\omega$  and the cut-off frequency  $\omega_0/2$ , ascends continuously with rising age.

The course of group delay shows that the „processing“ of changes in the magnetic induction of lower frequencies actually takes place „instantaneously“. The transfer to the adjacent MLE takes place on the basis of a resonance-coupling with a phase-shift of  $\pi/2 = \omega_0 t_v$ . For the delay time  $t_v$  we get the following expression then:  $t_v = \pi / (2\omega_0) = \pi r_0 / (2c)$ . For the transfer rate of  $\underline{c}$  (the half circumference of the field-line of the vector  $\mathbf{H}_0$  proceeding through the centre of the track graphs of both MLE's is equal to  $\pi r_0/2$ ), we receive an amount of:

$$c = \frac{\pi r_0}{2 t_v} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \quad (153)$$

With it, the vacuum-wave-propagation-velocity directly arises from the phase-shift  $\pi/2$ , which comes about with magnetic resonance-coupling of two oscillatory circuits. This effect even can be observed in technology with discrete components, which is figured in [26] extensively. With frequencies near  $\omega_1$ , the phase delay  $T_{ph}$ , multiplied with  $2\pi$ , has to be added to  $t_v$ . However, an accurate formula for  $\underline{c}$  for this case (critical photons) cannot be stated at this point, because we consider the single MLE only. We will work out an exact expression for the wave-propagation-velocity in section 4.3.4.4.5. being valid near  $t=0$  as well.

Further we can say, that the propagation-velocity  $c$  decreases the more approaching to  $\omega_1$ . However, this value exactly corresponds exactly to that value, at which the track-curve (figure 8) is no longer defined. A phase-transition occurs, the rotation ends. There is only the straight-line-expansion then.

Responsible for the insertion of the right relationships (substitution  $r=ct$ ) is the reader himself. But the function is explicitly calculable yet. (287) and (290) are applied. This is the complete transfer-function without consideration of the cut-off frequency. It is valid even in strong gravitational fields and at the „edge“ of the universe.

#### 4.3.4.4.5. The cut-off frequency

In section 4.3.2. we have worked out the transfer-function of a single MLE of the size  $r_0$ . The solution has been applied to the metric wave-field itself. But it's valid even for overlaid waves however, if we understand the overlaid wave as an interference of the differential equation (76). In this case, we have to use  $\omega_0$  for  $\sigma$  in (144) instead of  $\omega_1$ , it applies  $\Omega=\omega/\omega_0$ . First, let's have a look at the part of the total attenuation factor  $\alpha$ , caused by  $\omega_g$ , which can be calculated from the amplitude response  $A(\omega)$ . Only the real part is being transferred. In connection with the phase-angle  $\varphi_\gamma$  in reference to the length  $r_0=c/\omega_0$  applies:

$$\Psi(\omega) = \ln|A(j\omega)| = \ln(A(\omega) \cos \varphi_\gamma) \quad (300)$$

$$\Psi(\omega) = \ln\left(\frac{1}{\sqrt{1+\Omega^2}} e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2}} \cos\left(\arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2}\right)\right) \quad \text{with } \Omega = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \left(1 + \frac{2r}{\tilde{R}}\right)^{\frac{1}{2}} \Xi(r) \quad (301)$$

$$\Psi(\omega) = -\frac{1}{2} \ln(1+\Omega^2) + \frac{\Omega^2}{1+\Omega^2} + \ln \cos\left(\arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2}\right) \quad (302)$$

$$\alpha = \frac{\tilde{H}}{c} - \frac{\tilde{\omega}_0}{c} \Psi(\omega) \quad \Psi(\omega) = 0 \quad \text{for } \omega \ll \omega_0 \quad (303)$$

The part  $\Psi(\omega)$  depends on space and time indeed, since it depends on  $\Omega$  too, on the ratio of two frequencies, changing according to different functions ( $\omega \sim t^{-3/4}$ ,  $\omega_0 \sim t^{-1/2}$ ). The negative sign arises from the reexchange of the integration limits. With it the change doesn't cancel out. In the approximation  $\Omega \sim t^{-1/4}$  applies.

But the cut-off frequency affects the phase rate  $\beta$ . The more approaching the cut-off frequency, all the more the phase-shift  $\varphi_\gamma$  (149) is making noticeable, caused by the ascending phase delay  $T_{ph}$  (151) during the transfer from one MLE to the other ( $t_1 \rightarrow t_0$ ). Since the phase-defects add up, there's going to be a retardation of the overall phase-shift  $\Phi(\omega)$ . This causes a ramp down of the propagation-velocity onto values smaller than  $c$  (permitted), so that  $\omega$  remains unchanged and  $\lambda$  declines on the other hand. The smaller value of  $|c|$  affects  $\alpha$  and  $\beta$  in the same manner. With the nowadays manageable frequencies however, the phase-defect is practically equal to zero. Before we can calculate on, we already have to convert the phase-shift  $\Phi(\omega)$  into units of wavelength however. It applies  $\Phi(\omega) = 1 + T_{ph}/T_\omega$ , at which point  $T_\omega$  is the period of  $\omega$ :

$$\Phi(\omega) = \left(1 - \frac{1}{2\pi} \left(\arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2}\right)\right) \quad \Phi(\omega) = 1 \quad \text{for } \omega \ll \omega_0 \quad (304)$$

With it, we can declare the following universal propagation-function for the vacuum:

$$\underline{\mathbf{E}}_2 = \underline{\mathbf{E}}_1 e^{j\omega t - \underline{\gamma} r} \quad \underline{\mathbf{H}}_2 = \underline{\mathbf{H}}_1 e^{j\omega t - \underline{\gamma} r} \quad \omega = \tilde{\omega} \Xi(t) \quad (305)$$

$$\underline{\gamma} = \left( \left( \frac{\tilde{H}}{c} + \frac{\tilde{\omega}_0}{c} \Psi(\omega) \right) + j \frac{\tilde{\omega}}{c} \Xi(r) \right) \Phi(\omega) \quad |c| \leq c \quad |\underline{Z}_L| \leq Z_0 \quad (306)$$

The complete solution with frequency response is not required in most cases. With later contemplations we will still work with (306) however. In cases, the cut-off frequency plays no role, applies  $\Phi(\omega) = 1$ .

$$T_k = \frac{\hbar\omega_k}{\tilde{x}k} = \frac{\varepsilon_v}{\tilde{x}} \frac{\hbar_1\omega_1}{6k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = 0.055693 \frac{\hbar_1\omega_1}{k} Q_0^{-\frac{5}{2}} \quad \tilde{x} = \begin{cases} 2.821439372 & \text{Exactly} \\ 2\sqrt{2} & \text{Approx.} \end{cases} \quad (405a)$$

$$T_k = \frac{\hbar\omega_k}{\tilde{x}k} \approx \frac{1}{3} \frac{\hbar_1\omega_1}{6k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = \frac{\hbar_1\omega_1}{18k} Q_0^{-\frac{5}{2}} \quad \varepsilon_v = \frac{\tilde{x}}{3} = 0.94048 \quad \text{Exactly} \quad (405b)$$

That's the temperature of the CMBR in consideration of the frequency response (see figure 75). Expression (405b) lends itself as approximation, because the value  $\tilde{x} = 3 + \text{ix}(-3e^{-3})$  is only 0.25% below the magic  $2\sqrt{2}$ .  $\text{ix}$  ist LAMBERTS W-function (ProductLog[#]). With the updated value from [49] in the amount of  $Q_0 = 8.340471132242850 \cdot 10^{60}$  expression (405b) even gives a correct result. The calculated value is within the accuracy limits of the  $2.72548\text{K} \pm 0.00057\text{K}$ , measured by the COBE-satellite. More in [49].

$$T_k = \frac{\hbar\omega_0}{18k} Q_0^{-\frac{1}{2}} = \frac{\hbar_1\omega_1}{18k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = 2.725436049\text{K} \quad \Delta = -1.61258 \cdot 10^{-5} \quad (405c)$$

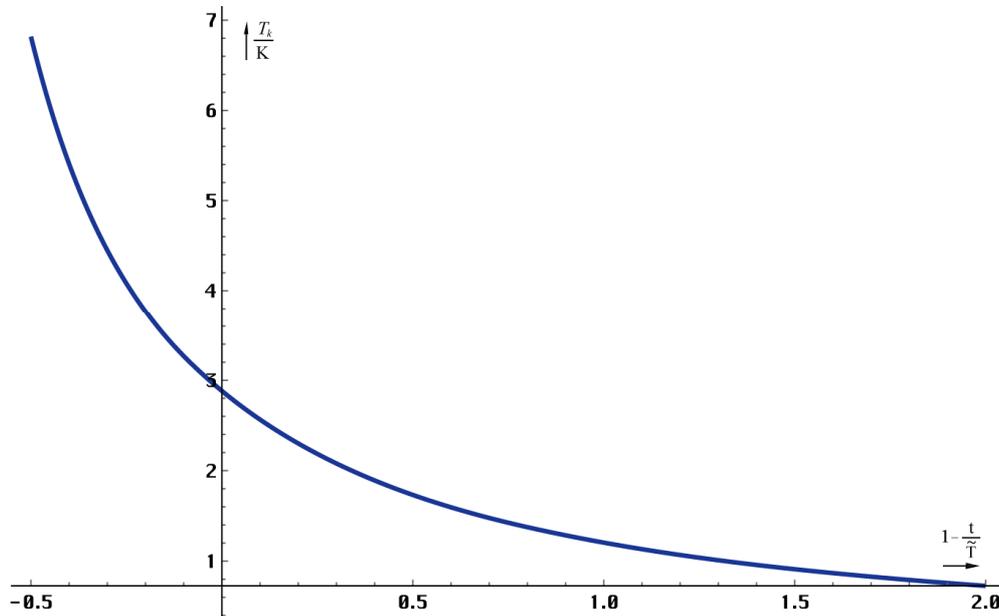


Figure 75  
Temporal dependence of the radiation-temperature of the CMBR (linearly)

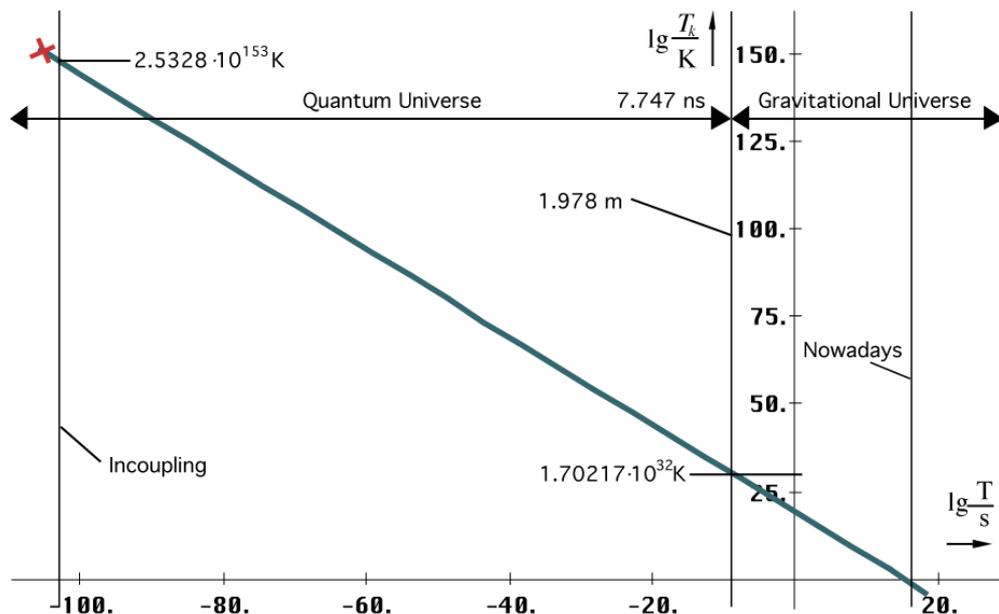


Figure 76  
Temporal dependence of the radiation-temperature of the CMBR considered from the point of time of input coupling on

too small. Therefore, an observer, who doesn't move in reference to the metrics (free fall), always measures the time-like vector. Under regular conditions ( $Q_0$ ) however, the difference is not measurable at all, because it's too small.

At the SCHWARZSCHILD-radius the time-like distance shortens locally on  $-0.264589R$  and falls to  $-0.25R$  in the point of the maximum propagation-velocity of the metrics, the wave-front. This point is an inflexion point at the same time. Finally,  $r_T$  achieves a minimum of  $-0.2071071R$ , reascends and tends toward a value of  $-0.2578068R$ . Even in accordance with the SRT, at a singularity a shortening should occur, however boundless with the exception of the value zero. Although, at that time EINSTEIN did not reckon with the possibility, that the right angle  $\alpha$  could vary. The same behaviour as in the distance  $R/2$  would be to observe also at the SCHWARZSCHILD-radius of a black hole, if we could take up measurements there.

### 7.5.3. Determination of the HUBBLE-parameter with the help of the CMBR-temperature

In section 4.6.4.2.6. with (405c) we already formulated a relation between the phase-angle/ $Q$ -factor of the metrics  $Q_0$  and the resulting temperature of the cosmologic background-radiation. With the astronomically specified value of the HUBBLE-parameter from section 4.3.5.4.6. ( $75.9 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ) and the value  $Q_0=7.5419 \cdot 10^{60}$  resulting from it, a temperature of  $2.86632\text{K}$  turns out for the cosmologic background-radiation. The updated value  $68.6241 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  resp.  $Q_0=8.340471 \cdot 10^{60}$  from [49] even yields a temperature of  $2.725436\text{K}$ . The average radiation temperature, determined with the help of the COBE-satellite, is around  $2.72548 \pm 0.00057\text{K}$  (Wikipedia).

Interestingly enough, all these values are close to the value of  $3.18\text{K}$  ( $=82.63 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ) predicted as early as 1896 by GUILLAUME and EDDINGTON. At the time, both assumed, that there were the equivalent of 2000 stars on average in the  $10 \text{ pc}$ -surroundings of a star with the magnitude  $1^m$ . The energy emitted by these stars leads to an energy-density, which corresponds to a radiation-temperature of  $3.18\text{K}$ . See [39] for details.

Although, the calculation contained an essential error. It was assumed at the time, that the supposed average star-density should be available throughout the whole universe, because the existence of external galaxies neither has been commonly accepted nor has been known until 1924.

Now fortunately, we are in a better situation. So, we don't need to calculate the radiation-temperature but we can measure it absolutely accurate. Of course, it's not a problem, to determine the related values  $Q_0$  and  $H_0$  by rearrangement of (405c). Indeed, it is to be pointed out, that neither  $\omega_1$  nor  $\hbar_1$  are exactly defined by locally measurable quantities. Rather, they themselves depend on  $Q_0$  and  $H_0$ , on the values, we actually want to determine. But we know the values of  $\hbar$  and  $\omega_0$ . It applies  $\omega_1=Q_0\omega_0$  and  $\hbar_1=Q_0\hbar$ :

$$T_k = \frac{\hbar_1\omega_1}{18k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = \frac{\hbar\omega_0}{18k} Q_0^{-\frac{1}{2}} \quad \omega_1 = \frac{\kappa_0}{\varepsilon_0} \quad (902)$$

$$Q_0 = \left( \frac{\hbar\omega_0}{18kT_k} \right)^2 \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{c^5}{G\hbar}} \quad (903)$$

$$Q_0 = 0.0030864198 \left( \frac{\hbar\omega_0}{kT_k} \right)^2 = \frac{1}{324} \left( \frac{\hbar\omega_0}{kT_k} \right)^2 \quad H_0 = \frac{\omega_0}{Q_0} \quad (904)$$

$$H_0 = \omega_0 \left( \frac{\hbar\omega_0}{18kT_k} \right)^{-2} \quad H_0 = 324 \omega_0 \left( \frac{\hbar\omega_0}{kT_k} \right)^{-2} \quad (905)$$

All equations are based on the approximation  $2\sqrt{2}$  for the proportionality-factor of WIEN's displacement law. Applying the above-mentioned measured value 2.72548K, we get a value of von  $8.3415 \cdot 10^{60}$  for  $Q_0$  (405c). This corresponds to a value of  $H_0 = 68.6215 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . The tabular value of  $H_0$  has been corrected using the updated  $Q_0$ . It most likely matches our solution (890). However, the new value according to (405c) is closer, but is not considered in the entire work because it is more recent. For a better overview, all values are summarized again in table 8.

Value	$Q_0$	$H_0$	$H_0$	Temperature CMBR	Absolute offset	Relative offset
	[1]	[ $\text{s}^{-1}$ ]	[ $\text{kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ]	[K]	[K]	[%]
(884)	$7.2222 \cdot 10^{60}$	$2.569 \cdot 10^{-18}$	79.2562	2.92907	+0.20359	+7.46988
(892)	$7.4576 \cdot 10^{60}$	$2.487 \cdot 10^{-18}$	76.7545	2.88247	+0.15699	+5.76009
(TAB1)	$7.5419 \cdot 10^{60}$	$2.460 \cdot 10^{-18}$	75.8966	2.86632	+0.14084	+5.16753
(890)	$7.9518 \cdot 10^{60}$	$2.333 \cdot 10^{-18}$	71.9843	2.79146	+0.06598	+2.42086
(405c)	$8.3405 \cdot 10^{60}$	$2.224 \cdot 10^{-18}$	68.6241	2.72544	$-4.3951 \cdot 10^{-5}$	-0.0001626
(COBE)	$8.3415 \cdot 10^{60}$	$2.223 \cdot 10^{-18}$	68.6071	2.72548	$\pm 0.00000$	$\pm 0.00000$

Table 8  
Calculated and measured CMBR-temperature in comparison with the values of the HUBBLE-parameter determined in section 7.5.1.

To the conclusion, we want to determine the real difference to our calculated temperature (890). Inserting (890) into (902) we get a nominal temperature of 2.79146K. With it, the measured temperature is about 0.06598K lower than the calculated one. For solution (892) a temperature of 2.88247K would be necessary, for (884) even 2,92907K, which shows up both as less realistic. In the following we will assume solution (890) with  $71.985 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  to be the most probable one.

For the fact, that the measured CMBR-temperature is about 0.06598K smaller than the calculated one, we may blame the *grey body*. Indeed we considered the coefficient of absorption  $\epsilon_\nu$ , at the *grey body*, but it depends on the frequency however. You can find the exact calculation in [47] resp. here in the annex. However, the annex is outdated, please download the latest version [46]. In any case, the measured value is smaller than the calculation (890). If it had been larger, the model would have been refuted. Indeed, the value according to (405c) is less than the COBE-value, but it's inside the measuring tolerance. A delta of only  $+2.42086 \cdot 10^{-2}$  with a time span of 13.5839 billion years, an in-coupling temperature of  $2.6864 \cdot 10^{153} \text{ K}$ , as well as of a redshift  $z_{II}$  of  $1.42701 \cdot 10^{92}$ , overall, this can be seen as a complete success. I would say, the model predicts the temperature quite (now very) precisely. To the verification of the favoured value we will make a comparison with astronomical observations in the next section.

#### 7.5.4. The supernova-cosmology-project

Another option to choose the correct one from the three solutions, is the comparison with the latest astronomic observations. The most important project of late has been the supernova-cosmology-project. One observed a lot of type Ia supernovae, which all own the particular property, to have the same luminosity approximately, so that they can be used as a standard-candle. Aim of the research [45] was the determination of the HUBBLE-parameter and of course, to determine, which of the world-models stated until today, comes closest to reality. Indeed, the examination has caused more confusion, than that it has led to rational

results, as we will see yet. The reason however, is not the research itself but the missing of a correct world-model, as I intended to make it with this work.

Before we go on into detail, at first yet another section, which deals with the fundamental values of observation, being focused to physicists, astronomers and technicians, which as known, work with different units of measurement. So it's difficult to understand one another.

#### 7.5.4.1. Measurands and conversions

Since we want to deal with one concrete project, only the quantities, which are specifically relevant for the supernova-cosmology-project, should be exemplified. In reality, in physics, astronomy and radio-astronomy there is yet a large number of further quantities. I recommend [44] to any interested person, which the information given here, is also based on.

Initially with the project, astronomic objects, supernovae of the type Ia, which appear to the observer as punctual objects with a certain luminosity, have been observed. The measured luminosities have been compared with the red-shift  $z$  (307) and have been collated with the luminosities predicted by the various world-models. What do we mean by luminosity however?

In astronomy there are four types thereof at all, once the apparent brightness, the bolometric brightness, the absolute and the absolute bolometric brightness. It is given in magnitudes  $[m, m_b, M, M_b]$ . It is about a logarithmic unit of measurement, which is defined historically. With the bolometric brightness, the entire frequency domain in accordance with the STEFAN-BOLTZMANN radiation-rule is considered, it's about the logarithm of the quotient of the two values power and surface  $[Wm^{-2}]$ , which the physicist marks as POYNTING-vector  $S$ . In the astronomy, this value is called flux  $F$ , in the technical department field-strength  $S$ . With the non-bolometric values the unit of measurement  $[Wm^{-2}Hz^{-1}]$  is used. The measurements are dependent on frequency and bandwidth then. But for us only the bolometric values are of note. Another important value is the (bolometric) luminosity  $L$ . In the physics and in the technical domain it is marked as power  $P$  as well as level  $p$ . Unit of measurement is the Watt  $[W]$  as well as the decibel  $[dB]$ . Thus, we can define:

$$M_b = -2.5 \lg \frac{F}{F_0} = -2.5 \lg \frac{L/4\pi r^2}{L_0/4\pi r^2} = -2.5 \lg \frac{L}{L_0} \quad \text{Brightness} \quad (906)$$

As usual with logarithmic units of measurement, always a reference-quantity  $F_0$  as well as  $L_0$  is needed. The values has been taken from [42] and [44] and read as follows:

$$F_0 = 2.51 \cdot 10^{-8} Wm^{-2} \quad L_0 = 3.09 \cdot 10^{28} W \quad (907)$$

A star with the luminosity  $L_0$  has exactly 0 magnitudes (written  $0^M$ ). The absolute brightness (flux) is defined in a distance of 10pc of the source, but it has no meaning for us. Even in the technical domain there is such a logarithmic dimension, the dB (decibel):

$$S = P = 10 \lg \frac{S}{S_0} \text{ dB} = 10 \lg \frac{P/4\pi r^2}{P_0/4\pi r^2} \text{ dB} = 10 \lg \frac{P}{P_0} \text{ dB} \quad \text{Field-strength/level} \quad (908)$$

Another, more rarely used logarithmic unit of measurement is the Neper  $p[Np]=\ln(P/P_0)$ . The original definition of  $P_0$  comes from the telecommunication and is defined as a power  $P=1mW$  on  $600\Omega$ . But in the radio-technology and with it even in the radio-astronomy this value is not used, since we are concerned there with much smaller quantities in general. Therefore, the following relative values are used:

$$S_0 = 1 \text{ pWm}^{-2} = 10^{-12} Wm^{-2} \quad P_0 = 1 \text{ pW} = 10^{-12} W \quad (909)$$

In order to avoid a mix-up with the historic definition, instead of dB mostly the unit  $\text{dBpWm}^{-2}$  or  $\text{dBpW}$  as well as  $\text{dBpWm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$  or  $\text{dBpWHz}^{-1}$ , when there is not the entire spectrum included. The power  $P$  at the input of a receiver with adaptation simply results from the POYNTING-vector  $S$ , the effective surface  $A$  of the antenna used and the gain  $G$  of the antenna:

$$P[\text{dBpW}] = S[\text{dBpWm}^{-2}] + 10 \lg A[\text{m}^2] + G[\text{dB}] \quad (910)$$

Since the decibel is also a logarithmic unit, a simple conversion is possible into the astronomic units. For  $P[\text{dBpW}]$ ,  $M_b[M]$ ,  $S[\text{dBpWm}^{-2}]$ ,  $m_b[m]$ ,  $L[W]$ ,  $F[\text{Wm}^{-2}]$  applies:

$$P = 404.9 - 4M_b \quad M_b = 101.225 - 0.25P \quad \begin{array}{l} \text{Power} \\ \text{Absolute bolom. brightness} \end{array} \quad (911)$$

$$S = 44 - 4m_b \quad m_b = 11 - 0.25S \quad \begin{array}{l} \text{Poynting-vector} \\ \text{Apparent bolom. brightness} \end{array} \quad (912)$$

$$P = 120 + 10 \lg L \quad L = 10^{0.1P-12} \quad \begin{array}{l} \text{Power} \\ \text{Luminosity} \end{array} \quad (913)$$

$$S = 120 + 10 \lg F \quad F = 10^{0.1S-12} \quad \begin{array}{l} \text{Poynting-vector} \\ \text{Flux} \end{array} \quad (914)$$

$$L = 10^{28.5-0.4M_b} \quad M_b = 71.225 - 2.5 \lg L \quad \begin{array}{l} \text{Luminosity} \\ \text{Absolute bolom. brightness} \end{array} \quad (915)$$

$$F = 10^{-7.6-0.4m_b} \quad m_b = 19 - 2.5 \lg F \quad \begin{array}{l} \text{Flux} \\ \text{Apparent bolom. brightness} \end{array} \quad (916)$$

All obscurities should be removed with it, so that we can turn to the results of the supernova-cosmology-project.

#### 7.5.4.2. Results of the supernova-cosmology-project

The results of the project have been published by PERLMUTTER in [45] in detail. For a better understanding of what a type Ia supernova actually is, I recommend the work of HERRMANN [42]. Most important is, a SN Ia has a maximum absolute brightness, which results from its structure. If the star is greater, a supernova of different type develops, which can be distinguished by its characteristic. Therefore it's possible to use a SN Ia as a standard-candle, at which point the brightness is mostly something smaller than the maximum, because not all SN Ia achieve the maximum brightness.

The apparent bolometric brightness at the observer has been compared by PERLMUTTER in a diagram with the associated red-shift  $z$ . Even HERRMANN [42] and HEBBEKER [43] are using the same diagram, at which point in [43] is deferred in detail to the common standard-big-bang-model once again, being based on the classic EINSTEIN evolution-equation with and without cosmologic constant.

The observations now submitted, that further (older) SN Ia appear somewhat darker, as they actually should be according to the standard-model without cosmologic constant ( $\Lambda=0$ ). The case  $\Lambda=0$  just doesn't fits the observations. The possibility that SN Ia could have had other properties earlier is ruled out by all the authors, including myself.

Rather, the deviation is interpreted in such a way that  $\Lambda$  should have a value other than zero, which means that the expansion rate of the universe, i.e. the HUBBLE-parameter, is not decreasing at the present time, as has always been assumed, but increasing on the contrary. Thus, the observed SNae would be farther away, than it would arise from the measured red-shift  $z$ . The lower brightness would be explained with it. However this leads to incongruities with other observations. In order to avoid them, a complicated construct is used, which demands extremely exact synchronizations to the point of time  $T=0$  and even afterwards, which appears to be pretty implausible, because nobody can exactly say, on which physical phenomenon this effect should be based on.

While PERLMUTTER contents himself with the hint on the option  $\Lambda \neq 0$ , HERRMANN and HEBBEKER even demand the existence of „dark matter“ with hitherto yet unknown qualities and of an effect with the name „quintessence“ which should be the cause for the increasing expansion-rate, quasi a sort of anti-gravity. For my part, however, I consider this hypothesis to be erroneous, since the discrepancy can be explained even more simply, only with the help of known physical rules (Ockham's razor). Only then, one must have the courage to use an alternative model. The standard-big-bang-model has flopped for a long time, even in respect of other points. Unfortunately, the common view latterly seems to tend more and more into the direction „dark matter“ and „quintessence“, which can be regarded as criterion, that the proponents of the standard-model are at their wit's end.

But if the HUBBLE parameter continues to decrease and the observed objects are being located in the correct distance, the only possible explanation is, that the photons are subject to an additional attenuation during their propagation, not known until now. And exactly this is an essential quality of the model on hand<sup>1</sup>.

In section 4.3.4.4. we had worked out the propagation-function for a loss-affected medium with expansion and overlaid wave. Different from the propagation-function for a loss-free medium the attenuation rate  $\alpha$  is different from zero there. It has the value  $1/R$ . Therefore we want to forecast the observed brightnesses of SNae Ia with the help of this function. For the graphic representation, we need the function  $m_b(z)$ . Starting from (906) we obtain for the apparent magnitude  $m_b$ :

$$m_b = -2.5 \lg \frac{F}{F_0} = -2.5 \lg \left( \frac{1}{4\pi r^2} \frac{L_{Ia}}{L_0} \right) = -2.5 \lg \frac{L_{Ia}}{4\pi r^2 \cdot 2.51 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}} \quad (917)$$

In doing so we notice, that the value  $L_{Ia}$ , the luminosity (power) of the standard-candle supernova Ia is missing. And indeed, neither in [42], [43], [44] nor in [45] such a one is specified. Fortunately, the colleague Wolfgang Hillebrandt from the Max-Planck-Institute for Astrophysics (MPA) Garching could help me with this problem. According to his information, the maximum luminosity of a SN Ia has a value of  $10^{36} \text{ W}$  approximately. That's the upper limit. If we put it into (917) still the distance  $r$  is missing. Since we look at the matter starting from the source toward the observer, we obtain it with the help of (309a) without correction-term. It applies:

$$m_b = -2.5 \lg \frac{10^{36} \text{ m}^2}{4\pi r^2 \cdot 2.51 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}} = -2.5 \lg \left( \frac{1}{\tilde{R}^2} \frac{10^{44} \text{ m}^2}{2.51 \pi} \frac{1}{((z+1)^{4/3}-1)^2} \right) \quad (918)$$

$$m_b = -2.5 \lg \left( \frac{\tilde{H}_0^2}{c^2} \frac{10^{44} \text{ m}^2}{2.51 \pi} \frac{1}{((z+1)^{4/3}-1)^2} \right) = -2.5 \lg \left( 1.41103 \cdot 10^{26} \text{ s}^2 \frac{\tilde{H}_0^2}{((z+1)^{4/3}-1)^2} \right) \quad (919)$$

This is the function  $m_b(z)$  without consideration of the additional attenuation. Since also the  $z$ -axis needs to have a logarithmic scale, we apply the value  $10^w$  with  $-2 \leq w \leq 0$  instead of  $z$ . Now indeed, PERLMUTTER has published all measurements in [45], but since I do not dispose of any procedure, to present it so nice, including the tolerance-limits, I decided, to take up the comparison with (919) by overlay of both charts.

Figure 146 presents the relative brightnesses, calculated with the help of (919), in comparison with the observations of the supernova-cosmology-project. Also to be seen are the curves of the standard-big-bang-model for various adjustments calculated by PERLMUTTER. The overlay-markers (+) are located at all corners except for top left.

In the presentation meets the eye that the three brightness-functions (according to this model without consideration of the parametric attenuation) are below the observed values, just they

<sup>1</sup> Of course, already previously models existed (e.g. tired light) which work with an additional attenuation. All they have failed however, since they wanted to attribute the attenuation to the particle properties of the photons only. But the wave properties are the cause in reality. Nevertheless, the tired-light-hypothesis appears essentially more plausible, than the assumption of the existence of dark matter and quintessence..

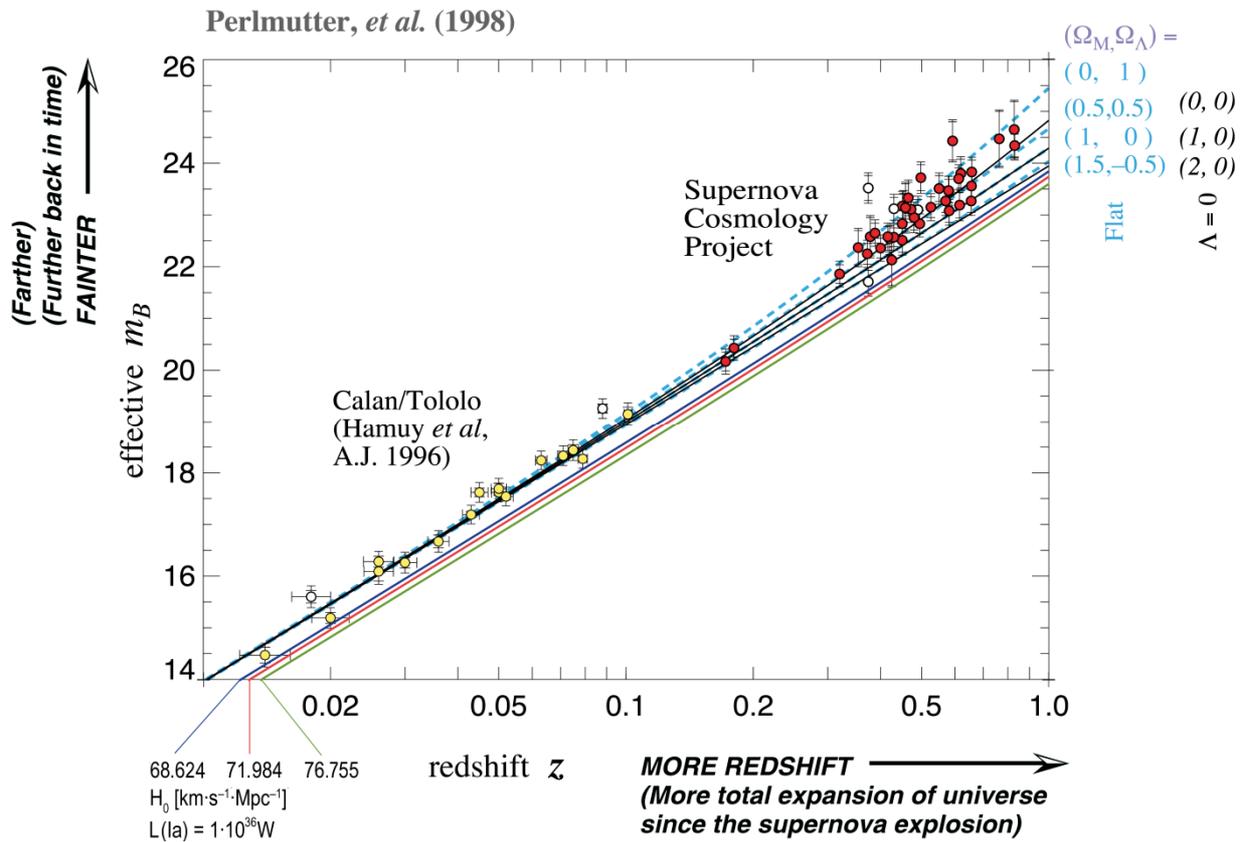


Figure 146

Calculated apparent bolometric brightness for the three values of the HUBBLE-parameter in comparison with the observations of the supernova-cosmology-project (standard-candle = maximum)

have been computed too bright. This is even no miracle, since we used the maximum-value as standard-candle. Figure 146 also shows, that solution (890) with  $71.985 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  for the HUBBLE-parameter (red) comes quite very close to reality, since it's located at the outer margin of the error-tolerance-corridor. Using the updated value (405c) in the amount of  $68.6241 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  we are already within. The same applies to the value derived from the COBE-measurements, which would follow the same curve (blue) in the graphics. Now, in contrast to the previous editions we'll use value (405c) for the following contemplations. We determine the updated value of the standard-candle, which is the statistical average of all observed SNaE Ia, numerically with the help of (405c) for a value at the lower end of the z-axis to  $L_{Ia} = 6.40949 \cdot 10^{35} \text{ W}$ . Applied to (917) using the example of  $\tilde{H}_0(405c)$  we obtain :

$$m_b = -2.5 \lg \left( \frac{\tilde{H}_0^2}{c^2} \frac{6.41 \cdot 10^{35} \text{ m}^2}{2.51 \cdot 10^{-8} \pi} \frac{1}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) = -2.5 \lg \frac{4.4734 \cdot 10^{-10}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \quad (920)$$

$$m_b = -2.5 \lg 4.4734 \cdot 10^{-10} + 2 \cdot 2.5 \lg ((z+1)^{4/3} - 1) = 23.3734 + 5 \lg ((z+1)^{4/3} - 1) \quad (921)$$

We need the function  $m_b(z)$  with parametric attenuation as well. On this occasion we have to consider the factor  $e^{-r/R} = 10^{-r/R \cdot \lg e}$  from the propagation-function (305). It applies:

$$m_b = -2.5 \lg \left( \tilde{H}_0^2 9.0447 \cdot 10^{25} \text{ s}^2 \frac{e^{-r/\tilde{R}}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) = -2.5 \lg \frac{4.4734 \cdot 10^{-10}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} e^{-\frac{1}{2}((z+1)^{4/3} - 1)} \quad (922)$$

$$m_b = -2.5 \lg \frac{4.4734 \cdot 10^{-10}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} 10^{-\frac{1}{2}((z+1)^{4/3} - 1) \lg e} \quad (923)$$

$$m_b = 23.3734 + 5 \lg ((z+1)^{4/3} - 1) + 0.5429 ((z+1)^{4/3} - 1) \quad \text{With param. attenuation} \quad (924)$$

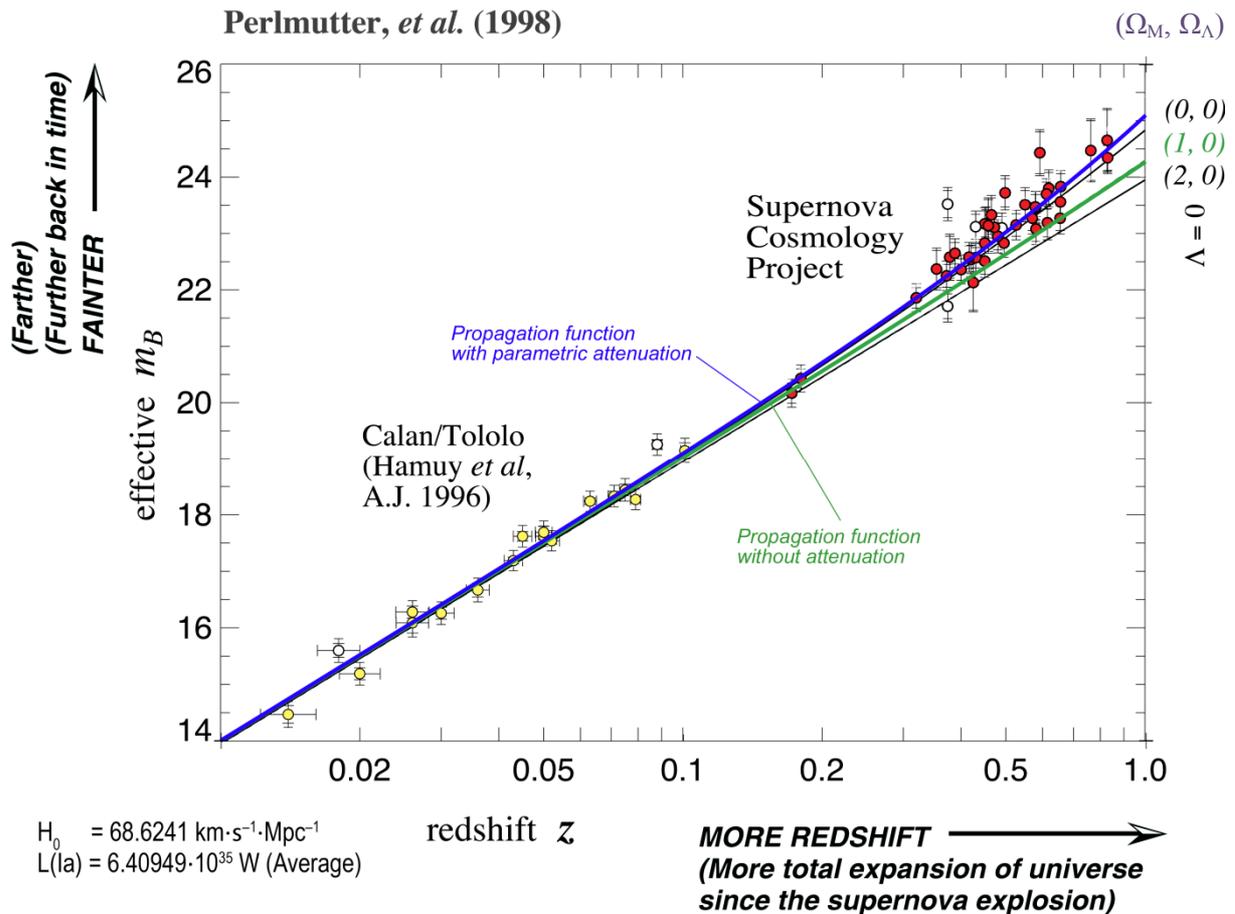


Figure 147  
Calculated apparent bolometric brightness for solution (890) of the HUBBLE-parameters in comparison with the observations of the supernova-cosmology-project (standard-candle = average)

Figure 147 shows the graphs of expression (921) and (924) in comparison with the measurements of the supernova-cosmology-project for solution (405c) of the HUBBLE-parameter. The thin black lines show the expectation-values of the standard-model for  $\Lambda=0$  with a mass-energy-density  $\Omega_M=0, 1$  and  $2$ . For one time, it is an empty universe (0), for the other time a universe with „normal“ energy-density (1) and at last a universe with double energy-density (2). In this connection, the standard-BB-solution for the „normal“ universe covers the propagation-function for a loss-free medium (921). That is also no miracle, because both have the same exponent  $4/3$  in (309a). This case however is not confirmed by the observations, neither an empty universe. For  $\Lambda=0$  even an universe with negative mass-energy-density (filled with antimatter) would be necessary. For an optimal match we'd have to successfully ignore EINSTEIN's conclusion "The introduction of the cosmological constant was the biggest folly I've done". Then, according to [45] the best match is with  $\Omega_M=0.28$  and  $\Omega_\Lambda=0.72$ . Thereat, all along, the sum of both values must always be equal to one. The value  $\Omega_\Lambda$  is the so-called „dark energy-density“ which indeed could be identical to our metric wave-field (0K = absolutely dark).

*XIV. The observed values of the supernova-cosmology-project are exactly described by the propagation-function (305) under consideration of the geometric and parametric attenuation (284). The assumption of the existence of any new exotic kind of matter or unknown physical effects is not necessary.*

***There is neither dark matter, quintessence nor increasing expansion!!***

As I said, the whole thing sounds rather improbable, especially since this optimal course is “coincidentally” exactly described by our function (924). (blue graph in figure 147), and the whole issue only with the help of known physical objects and relations. It fits!

The only dark matter is in the mind, that has to be said. But since science needs always new, even more unique evidence, I computed the expectation-values of the apparent brightness for SNae Ia, which are even farther away, than the ones, observed within the framework of the supernova-cosmology-project, with the help of (921) and (924). They are presented in figure 148. Surely, the opportunity arises to observe such an object in the closer or farther future.

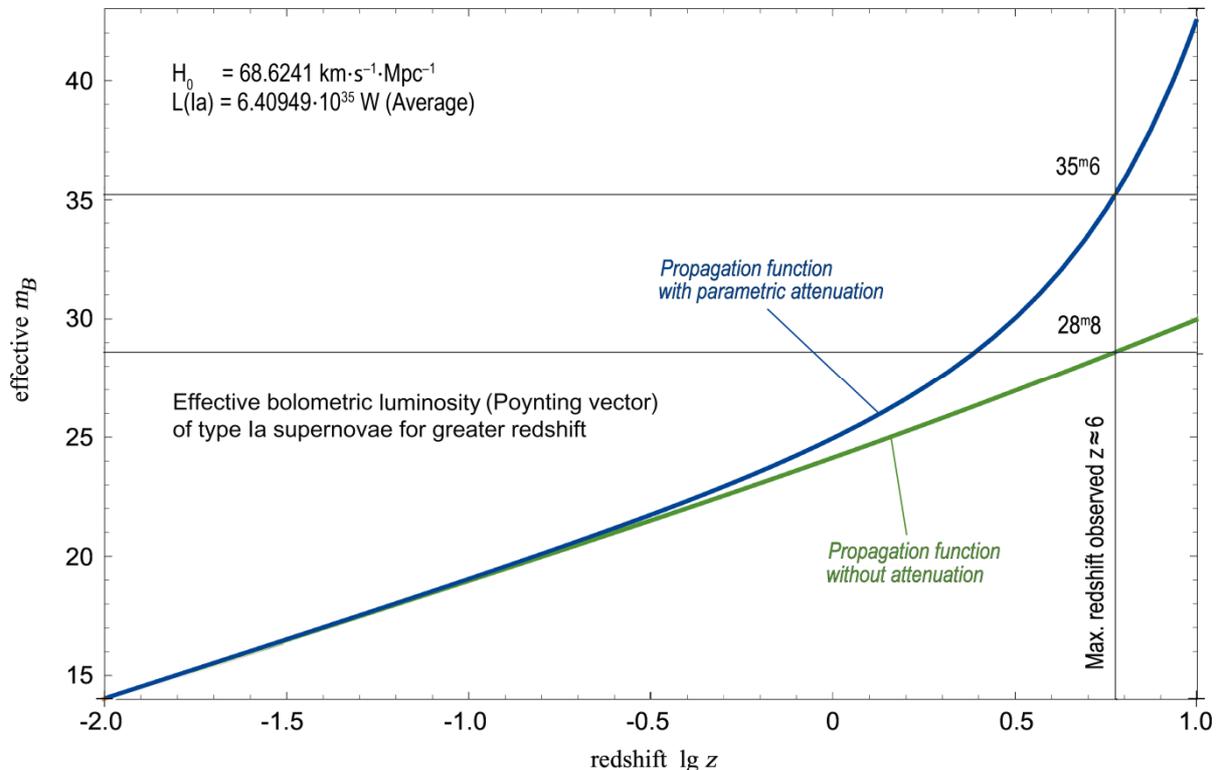


Figure 148  
Calculated apparent bolometric brightness for  
solution (890) of the HUBBLE-parameter for farther SNae Ia

The only true quintessence is, that the present model has been confirmed by the observations of the supernova-cosmology-project. Thus, the current value of the HUBBLE-parameter amounts to  $68.6241 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  exactly. That corresponds to solution (405c).

### 7.5.5. The meaning of the second and third solution

After we had tried to calculate the HUBBLE-parameter with the help of locally measurable universal constants in section 7.5.1. we found with (884), (890) and (892) not only one but even three solutions with different values. In the preceded sections, we verified expression (890) as the best corresponding with the observations. Solution (405c) is not considered here now. Assuming (890) as the proper value for  $H_0$ , the question arises for the meaning of the second and third solution. Also there is properly speaking only one metric wave-field with only one metric wave-function and this has even only maximally one actual phase-angle, i.e. there is only one value  $Q_0$ .

Since the difference between solution (884) and (890) amounts to only 10.102%, which approximately corresponds to the effect of the various correction-factors of the fine-structure-constant in the QED, one could assume, that it is about another QED-phenomenon. This however would disagree with the above-mentioned assumption, because the precision of the value  $H_0$  calculated with (890) wouldn't be guaranteed then. In the QED namely we never get an exact result at all. Now however, it may be possible that even the second two results are of a certain physical meaning, that a still unknown inherent law is assigned to the

Solution	$\dot{r}/r$	Applies to
	[s <sup>-1</sup> ]	Kind of particle
$H_1(890) \cdot \xi^3$	$3.853 \cdot 10^{-18}$	Space-like photons, hadrons, anti-leptons
$H_1(890) \cdot \xi^2$	$3.731 \cdot 10^{-18}$	Macroscopic bodies of matter, atoms
$H_1(890) \cdot \xi^1$	$3.613 \cdot 10^{-18}$	Macroscopic bodies of antimatter, anti-atoms
$H_1(890) \cdot \xi^0$	$3.499 \cdot 10^{-18}$	Time-like photons, anti-hadrons, leptons

Table 9  
Expansion rates of particles

Now however attracts attention, that the expansion rates of the particles/antiparticles with the leptons are swapped with that of the hadrons. The reason is, that these interact directly with the metrics and not by means of space-like respectively time-like photons, like the hadrons. Table 9 is also just a suggestion on my part and by no means a dogma.

The value  $\xi$  appears in the form of  $\delta = \xi^{-2}$  also as correction-factor in the QED, namely always then, if there is at least one proton in the proximity of an interaction. If we e.g. look at the interaction of a photon with an electron in the electron shell of an atom, the fine-structure-constant is applied. Let's have a look, what happens, if we multiply the fine-structure-constant  $\alpha$  with  $\delta$ :

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2}{q_0^2} \quad \text{without correction factor} \quad \alpha\delta = \frac{\xi^{-2}}{4\pi} \frac{e^2}{q_0^2} \quad \text{with correction factor } \delta \quad (929)$$

Inserting (925) in (929) shows, that the charges cancel out. Only the ratio between electron- and proton-mass remains, multiplied with a geometrical factor  $4\pi$ :

$$\alpha\delta = 4\pi \frac{m_e}{m_p} = 6,84386 \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{146} \quad \frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{1836} \quad (930)$$

This ratio of two masses is evident for energetic contemplations, with which the impulse  $p=mv$  is used. Expression (930) is also the starting point for contemplations about the electromagnetic interaction between a photon and the electron in a hydrogen-atom. With it, the term  $\delta^{-1}$  is applied to the hydrogen-atom  $^1\text{H}$  only and represents, taken for itself, the correction between a raw, thought system of a proton and an electron and the real conditions in the hydrogen-atom. In all other cases, with heavier nucleuses and higher energy-conditions, even more correction-terms come into addition. More on this topic and about  $\alpha$  und  $\delta$  can be found in [49].

## 7.6. Conclusion

I would like to finish this work at this point, because I have filled the task put by myself at the start, to determine the exact value of the HUBBLE-parameter. On the side, a new model of the universe arose, without contradiction to the knowledge already saved, which dispenses with such fuss as e.g. dark matter and new, yet unknown and not saved effects. The model exactly could be verified on the basis of 8 of 10 tests, at which point 5 of them are filled automatically indeed, because of the large similarity with EINSTEIN's model. The value of the HUBBLE-parameter, determined in the previous editions ( $\zeta=1$ ), as well as the updated one [49] amounts to:

$$H_0 = \frac{2}{3} \frac{64\pi^3 \varepsilon_0 G \hbar m_e^3}{\zeta^3 \mu_0^2 e^6} = \begin{cases} 2.447866340049170 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1} & \text{for } \zeta = 1 \quad \text{previously } 2,33283 \cdot 10^{-18} \\ 2.223925234581364 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1} & \text{for } \zeta = 1.016119033115 \end{cases} \quad (931)$$

The factor  $\zeta$  corrects the curvature of the electron radius [49], which is three times contained in (931). It is defined as follows:

$$\zeta = \frac{1}{9\pi^2} \frac{1}{\sqrt[3]{3\sqrt{2}\alpha\delta}} = \frac{1}{36\pi^3} \frac{1}{\sqrt[3]{3\sqrt{2}}} \frac{m_p}{m_e} = 1.016119033114739' = \text{const} \quad (141 [49])$$

$$H_0 = 68.6241 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$$

Previously 71.9845

The calculation of the temperature of the cosmologic background radiation with the new value turns out an extremely small deviation of  $-4.3951 \cdot 10^{-5} \text{K}$  to the measured value, so that this point can be regarded as fulfilled too. The problem will be examined in [46] more detailed.

The technical determination of the value of the specific conductivity of subspace  $\kappa_0$  still remains open, which probably will remain unfeasible even in the remote future, due to its excessively high value. At least, this value can be determined exactly on the basis of other relations. In this way, a typo in (932) is also corrected here:

$$\kappa_0 = \frac{3}{8} \frac{\zeta^3 e^6 c}{16\pi^3 \varepsilon_0^2 G^2 \hbar^2 m_e^3} = \begin{cases} 1.305618577757470 \cdot 10^{93} \text{Sm}^{-1} & \text{for } \zeta = 1 \quad \text{previously } 1,30605 \cdot 10^{93} \\ 1.369777663190222 \cdot 10^{93} \text{Sm}^{-1} & \text{for } \zeta = 1.016119033115 \end{cases} \quad (932)$$

The both legacy values marginally differ from the ones, listed in table 10, since they have been calculated using the CODATA<sub>2018</sub>-value of G and the new  $\kappa_0$ , while the BRUKER-value was used in the rest of the work. The updated values are based on the CODATA<sub>2018</sub>-value as well. In order to ensure a flawless verification, there is also a »Mathematica«-program in the annex, in which these quantities and their relations to each other are defined. However, this is no longer up to date and it only computes the values of table 10. You will find a better program in [49], which provides all values of the CODATA<sub>2018</sub>-table up to the proton with an accuracy of  $\leq \pm 10^{-10}$ , i.e. it computes them. The measurement problem with  $\kappa_0$  is also corrected there. Because it's about a subspace value similar to c,  $\mu_0$ ,  $\hbar_1$  and k, which doesn't change, being reference-frame-independent, it can be specified fixedly and there is no need to measure it. The article [49] represents a direct continuation of this work.

I hope, that some new thoughts were contained in the work on hand. Thus I ask for an active discussion. Furthermore, I ask for understanding that I didn't extend the contemplation to all domains, e.g. black holes, formation of the stars/planets etc. as usual. In the case of doubt, I follow the classic doctrine. This work may contain sections, which you will disagree. Nevertheless, I ask you to do not discard everything because of that.

THE END

- [43] **Thomas Hebbeker**  
RWTH Aachen  
Die Entwicklung des Universums  
[www.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/Sternwarte.pdf](http://www.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/Sternwarte.pdf)
- [44] **Huette**  
Ruhr-Uni Bochum  
(3) Meßgrößen: Helligkeiten, Farben, Temperaturen  
Abstract: Wir blicken zum Himmel und sehen Sterne:. Was unterscheidet sie? Helligkeit und Farbe ...  
[www.astro.ruhr-uni-bochum.de/huette/astronomie1\\_v2/kap3.pdf](http://www.astro.ruhr-uni-bochum.de/huette/astronomie1_v2/kap3.pdf)
- [45] **Saul Perlmutter et. al.**  
Lawrence Berkeley Laboratory 50-232, University of California, Berkeley, CA 94720  
High Redshift Supernova Search, Home Page of the Supernova Cosmology Project  
Abstract:... the high-redshift supernovae discovered by the Supernova Cosmology Project... Supernovae: First Cosmology Results and Bounds on  $q_0$  (Perlmutter et al.)  
[www.supernova.lbl.gov/public/](http://www.supernova.lbl.gov/public/)
- [46] **Gerd Pommerenke**  
E-Mail-Adress: GerdPommerenke@arcor.de  
Is the course of Planck's radiation function the result of the existence of an upper cut-off-frequency of the vacuum?  
The version in the annex is outdated. Update see *viXra:2008.0140*
- [47] **Page „Grauer Körper“.** In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie.  
Editing status: 19th April 2018, 09:53 UTC. URL:  
[https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Grauer\\_K%C3%B6rper&oldid=176666036](https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Grauer_K%C3%B6rper&oldid=176666036)  
(Accessed: 9th July 2020, 07:35 UTC)
- [48] **Tobias Wegener**  
Symmetry, Crystal Systems and Bravais Lattices  
Editing status: 15th May 2021, 17:53 UTC. URL:  
<https://www.physics-in-a-nutshell.com/article/6/symmetry-crystal-systems-and-bravais-lattices>  
The contents on physics-in-a-nutshell.com, created by Tobias Wegener, are licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International License. If you want to reuse content of this website for non-commercial educational purposes, you can gladly do so in case the source will be stated properly. However, it is not allowed to reuse content for commercial purposes without his agreement. If you are unsure about that, please contact him!
- [49] **Dipl. Ing. Gerd Pommerenke**  
E-Mail-Adress: GerdPommerenke@arcor.de  
The Electron and Weak Points of the Metric System, Augsburg 2022  
*viXra:2201.0122*
- [50] **Manfred Zollner**  
www.gitec-forum.de  
Negative Laufzeit – Gibt's die wirklich?, © 2017  
[https://cdn.website-editor.net/80f045601f964fd4933c7d1f5e98a4ad/files/uploaded/Z22\\_Gruppenlaufzeit.pdf](https://cdn.website-editor.net/80f045601f964fd4933c7d1f5e98a4ad/files/uploaded/Z22_Gruppenlaufzeit.pdf)  
(Zuletzt abgerufen: 22. Februar 2022, 18:03 UTC)

# Struktur des Universums Fehlerkorrektur

Gerd Pommerenke

Email: [gerdpommerenke@arcor.de](mailto:gerdpommerenke@arcor.de)

## Abstract

Dieser Artikel berichtigt einen fatalen Rechenfehler in viXra:1906.0321, Abschnitt 4.3.2. "Bildfunktion" der die Übertragungsfunktion, sowie die Phasen- und Gruppenlaufzeit für überlagerte Signale betrifft. Den Fehler konnte ich leider erst jetzt feststellen, da es mir erst heute möglich war, die inverse Laplace-Transformation für (140) durchzuführen und das Ergebnis mit (103) zu vergleichen. Zum Glück hatte ich für den Rest einen anderen Rechenweg gewählt, ohne Fehler. Leider kann ich den Originalartikel nicht direkt korrigieren, da ich die maximal erlaubte Anzahl Replacement bereits ausgeschöpft habe. Die Korrektur ist aber so gestaltet, daß Sie nur die entsprechenden Seiten im PDF austauschen müssen. Weiter betroffen ist Abschnitt 4.3.4.4.5. "Grenzfrequenz" und der Anhang "Ist der Verlauf der Planckschen Strahlungsfunktion das Resultat der Existenz einer oberen Grenzfrequenz des Vakuums?". Letzterer wurde bereits korrigiert und kann komplett unter viXra:2008.0139 heruntergeladen werden. Weiterhin wurden noch geringfügige Änderungen im Abschnitt 4.6.4.2.6. "Temperatur der kosmologischen Hintergrundstrahlung" vorgenommen, die sich aus neuen Erkenntnissen, vor allem einem aktualisierten Wert von  $H_0$  ergeben, resultierend aus dem neuen Artikel in viXra:2201.0121 "Das Elektron und Schwachpunkte des Metrischen Systems". In dieser Hinsicht wurde auch Abschnitt 7.5.4. "Das Supernova-Kosmologie-Projekt" überarbeitet. Am Ende wird noch ein Tippfehler in (932) korrigiert und zwei neue Literaturquellen hinzugefügt.

reelle Lösung in Form der modifizierten Besselfunktion  $I_0(\sqrt{x})$ . Diese zeigt einen Verlauf ähnlich  $\cosh$  und geht gegen unendlich. Im Gegensatz dazu wird  $J_1(\sqrt{-x})$ , die Ladung  $q_0 = -j I_1(\sqrt{x})$  imaginär und zeigt einen Verlauf wie  $j \sinh(\sqrt{x})$ .

Für  $t < 0$  ergeben sich somit keine physikalisch sinnvollen Lösungen. Eine Ladung ist nicht definiert. Der Zeitpunkt  $t=0$  ist also der Beginn der Entwicklung des Universums. Was davor war, läßt sich nicht sagen, wahrscheinlich »NICHTS«. In einem solchen Fall bietet sich die Anwendung der LAPLACE-Transformation an, um weitere Informationen zu erhalten.

#### 4.3.2. Bildfunktion

LAPLACE-Transformation: Diese eignet sich auch zur Lösung der Differentialgleichung (78), vorausgesetzt, die Rücktransformation ist möglich. Wir gehen also von (78) aus:

$$\ddot{\varphi}_0 t + \dot{\varphi}_0 + \frac{1}{2} \frac{\kappa_0}{\varepsilon_0} \varphi_0 = 0 \quad \text{oder} \quad (130)$$

$$y''x + y' + ay = 0 \quad (131)$$

Nach dem Differentiationsatz [22] gilt:

$$\{y'\} = p y(p) - f_0^{(0)} \quad \text{mit} \quad f_0^{(v)} = \lim_{t \rightarrow +0} \frac{d^v f(t)}{dt^v} \quad (132)$$

Glücklicherweise haben wir die Differentialgleichung schon gelöst und kennen daher die Anfangswerte für  $t=0$ . Es gilt daher:

$$\{y'\} = p y(p) - 1 \quad (133)$$

Für die zweite Ableitung erhalten wir:

$$\{y''\} = p^2 y(p) - p f_0^{(0)} - f_0^{(1)} \quad \text{mit den Anfangswerten 1 und 0} \quad (134)$$

$$\{y''\} = p^2 y(p) - p \quad (135)$$

Wir benötigen aber die LAPLACE-Transformierte für das Produkt aus  $y''$  und  $t$ . Nach dem Multiplikationssatz und (133) gilt:

$$\{t^n f(t)\} = (-1)^n F^{(n)}(p) \quad (136)$$

$$\frac{dy''(p)}{dp} = 2p y(p) + p^2 y'(p) - 2p y(p) \quad (137)$$

$$\{y''t\} = 1 - p^2 y'(p) - 2p y(p) \quad (138)$$

Einsetzen in (131) ergibt:

$$y'(p) - \frac{a-p}{p^2} y(p) = 0 \quad \text{mit der Lösung} \quad (139)$$

$$y(p) = e^{\int \frac{a-p}{p^2} dp} = \frac{C_1}{p} e^{-\frac{a}{p}} = \frac{a}{p} e^{-\frac{a}{p}+C} = \frac{1}{2pt_1} e^{-\frac{1}{2pt_1}+C} \quad (140)$$

Die Lösung war bisher falsch angegeben. Leider konnte ich den Fehler erst jetzt feststellen, da die Funktion in keiner Korrespondenztabelle steht und sich die Rücktransformation schwierig gestaltete. Die Funktion  $\text{InverseLaplaceTransform}[\varphi_1 E^{-(a/p)}/p, p, t]$  ergibt jetzt tatsächlich Ausdruck (103). Das hat auch Auswirkungen auf die nachfolgenden Berechnungen.

$C_1$  hat die Form einer Zeitkonstante. Bei der Ausgangsfunktion handelt es sich um eine Differentialgleichung zweiter Ordnung mit einer Zeitkonstante:  $\tau_1 = 1/(2a) = \varepsilon_0/\kappa_0 = 1/\omega_1 = 2t_1$ .

Diese tritt damit zweimal auf und wir kommen nicht in die Verlegenheit, zu untersuchen, welche Zeitkonstante an welcher Stelle einzusetzen ist. Der sich aus  $H_0$  [49] ergebende Wert hat eine Größenordnung von  $6,46396 \cdot 10^{-105}$  s. Im Bildbereich mit  $C=-1$  gilt dann für den magnetischen Fluß:

$$\varphi_0(p) = \frac{\hat{\varphi}_i}{p\tau_1} e^{-\frac{1}{p\tau_1}+C} \quad (141)$$

Für Signale mit einer Dauer von  $t \gg \tau_1$  handelt sich um ein I-Glied (Integrierglied) mit einer Art inversem T-Glied (Totzeitglied). Es wäre auch interessant, wenn sich auf diesem Weg die Art der Funktion herausfinden ließe, mit welcher das Modell zum Zeitpunkt  $t=0$  angeregt wurde. Vergleichende Betrachtungen führen zu dem Schluß, daß es sich um einen DIRAC-Impuls  $\sigma(t)$  mit der LAPLACE-Transformierten  $\{\sigma(t)\} = 1$  gehandelt haben müßte. Dies entspricht am besten dem Modell des Urknalls. Die Multiplikation im Bildbereich entspricht im Zeitbereich der Faltung:

$$\varphi_0 = \hat{\varphi}_i \sigma(t) * J_0 \left( \sqrt{\frac{2\kappa_0 t}{\varepsilon_0}} \right) \quad (142)$$

Am Anfang war also das »NICHTS« mit den physikalischen Eigenschaften  $\mu_0$ ,  $\varepsilon_0$  und  $\kappa_0$ . Dann war plötzlich etwas da (magnetischer DIRAC-Impuls). Der DIRAC-Impuls ist ein Impuls mit unendlicher Amplitude und einer Dauer von  $t \rightarrow 0$ . Das Integral unterhalb dieses Impulses ist gleich 1. Dies würde für einen endlichen Anfangswert sprechen (Bessel-J). Die Antwort des Modells (Überschwingen mit Mittelwert 0) kann auch bei elektronischen Systemen zweiter Ordnung mit DIRAC-ähnlicher Anregung (Nadelimpuls) beobachtet werden, nicht jedoch bei Anregung mit Sprung- oder Rampenfunktion. Der DIRAC-Impuls ist schon seit längerem bekannt. Er ist jedoch mit technischen Mitteln derzeit, als wohl auch in Zukunft nicht zu realisieren. Bis jetzt gab es auch keine Parallelen in der Natur, nur in der Näherung des Nadelimpulses. Auf diesem Weg hätte eine weitere mathematische Funktion ihre exakte Entsprechung in der Realität gefunden. Auf jeden Fall handelt es sich um einen erzwungenen Prozeß.

Unter der Annahme, daß es tatsächlich ein DIRAC-Impuls war, erhalten wir sofort für die Übertragungsfunktion  $G(p)$ :

$$G(p) = \frac{1}{p\tau_1} e^{-\frac{1}{p\tau_1}+C} \quad (143)$$

Die Bildfunktion des einfachsten I-Glieds, eines gewöhnlichen RC-Tiefpasses lautet übrigens  $G(p)=K/(1+p\tau_1)$ . Der Verlauf der Übertragungsfunktionen für den magnetischen Fluß und für die Ladung  $q_0$  (erste Ableitung) ist in Bild 15 dargestellt, zunächst für  $C=0$ , da hierdurch nur der Maßstab der y-Achse beeinflusst wird. Beide Funktionen weisen eine Nullstelle an der Stelle  $p=+0$ , eine Polstelle bei  $p=-0$  und ein Maximum zum Zeitpunkt  $\tau_1$  bzw.  $\tau_1/2$  auf. Für längere Impulse geht die Funktion in die eines idealen I-Glieds über. Der Widerspruch in der vorherigen Ausgabe (D-Glied, Hochpaß) hätte mich eigentlich auf den Fehler in (140) hinweisen müssen.

Das PN-Diagramm muß nicht extra dargestellt werden, Nullstelle bei  $p=+0$ , Pol bei  $p=-0$ . Die Anzahl der Pole ist gleich der Anzahl Nullstellen (Realisierbarkeitsbedingung). Es gibt keine Pole in der linken Halbebene  $p<0$  (Stabilitätsbedingung). Da sich der Pol im Punkt 0 befindet, ist das System verlustfrei, ist aber noch ein „passives Bauelement“. Dieser Zustand wird auch als grenzstabil bezeichnet.

Bei Polen in der linken Halbebene, könnte das System von sich aus in Schwingung geraten. Befinden sich Pole in der rechten Halbebene bei  $p>0$ , so treten Verluste auf, so daß die Schwingung nach einer gewissen Zeit zum Erliegen kommt, im Gegensatz zur Realität, wo die Schwingung auch heute noch nicht abgeklungen ist und dies wohl auch nicht wird. Die Nullstelle im Ursprung ( $+0$ ) deutet auf eine Sperrung der hohen Frequenzen hin.

Es handelt sich physikalisch gesehen um einen Tiefpaß. Da die Nullstelle in der rechten Halbebene ( $p \geq 0$ ) liegt, ist es gerade noch ein Minimalphasensystem. Systeme dieser Klasse haben nach [26] die Eigenschaft, daß Dämpfung und Phase über die HILBERT-Transformation miteinander verknüpft sind. Da keine konjugiert komplexen Pole vorhanden sind, treten auch keine Resonanzeffekte auf.

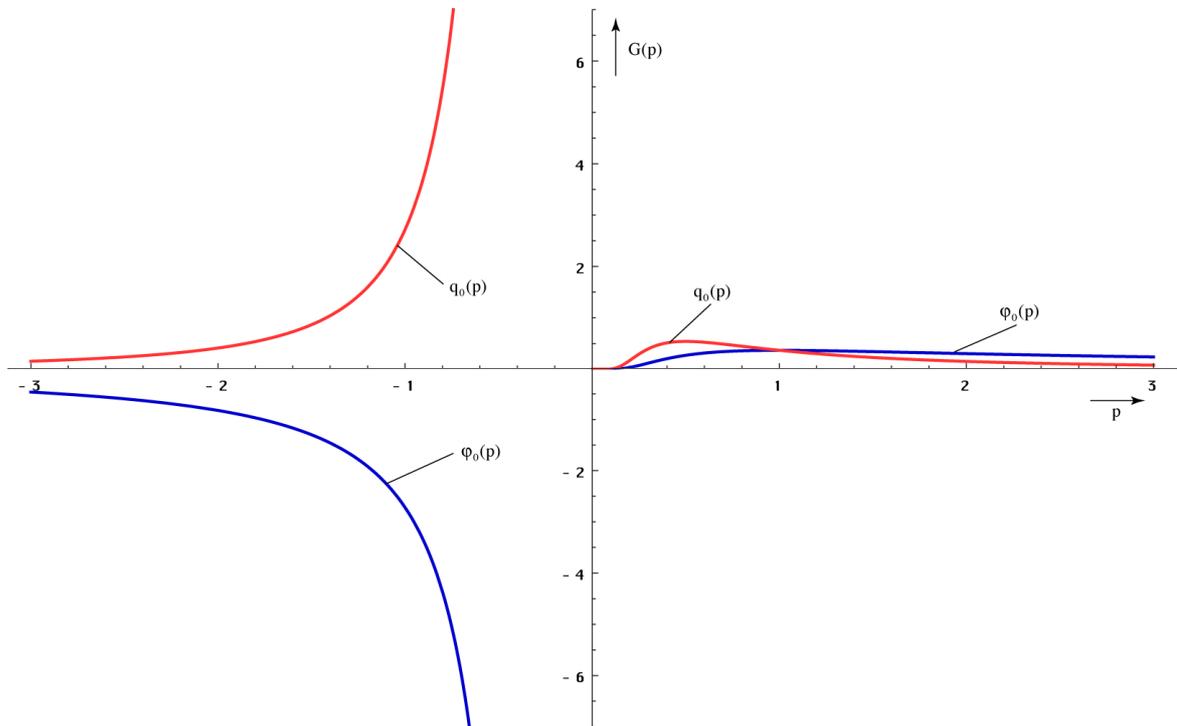


Bild 15  
Übertragungsfunktionen (Zeitbereich)  
für magnetischen Fluß und Ladung ( $C=0$ )

Aus der Bildfunktion haben wir entnommen, daß es sich um einen Tiefpaß 2. Ordnung handelt. Im allgemeinen hat ein solches System eine frequenzabhängige Dämpfung. Dies steht aber im Widerspruch zu den Beobachtungen, die einen konstanten Frequenzgang über alle (technisch beobachtbaren) Frequenzen ergeben.

Zur Berechnung des komplexen Frequenzganges unseres Modells gehen wir von Gleichung (143) aus, indem wir substituieren:  $p = \sigma + j\omega$ . Eine Substitution  $p = j\omega$  ergibt kein sinnvolles Ergebnis, da das System immer noch schwingt und damit das zugehörige Fourierintegral nicht konvergiert. Mit dem Term  $\sigma$  wird die Konvergenz erzwungen. Der Frequenzgang des magnetischen Flusses gibt auch Auskunft über die Wellenausbreitung im Vakuum, da die einzelnen Dipole (MLE) über das Magnetfeld gekoppelt sind (Resonanzkopplung). Der Wert  $\sigma$  ergibt sich aus der Hälfte der inversen rechten Zeitkonstante von (77). Mit Hilfe der Anfangsbedingung  $G(j0)=1$  bestimmen wir den freien Parameter  $C=1$ .

Mit  $\sigma = \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{2t_1} = \frac{\kappa_0}{\varepsilon_0} = \omega_1$  sowie  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_1}$  und  $\theta = \frac{\Omega}{1+\Omega^2}$  gilt:

$$G(\sigma + j\omega) = \frac{1}{(\sigma + j\omega)\tau_1} e^{1 - \frac{1}{(\sigma + j\omega)\tau_1}} \quad (144)$$

$$G(j\omega) = \frac{\omega_1}{\omega_1 + j\omega} e^{1 - \frac{\omega_1}{\omega_1 + j\omega}} = \frac{1}{1 + j\Omega} e^{\frac{j\Omega}{1 + j\Omega}} = \frac{1 - j\Omega}{1 + \Omega^2} e^{\frac{j\Omega(1 - j\Omega)}{1 + \Omega^2}} \quad (145)$$

Dies ergibt folgenden Ausdruck (komplexer Frequenzgang):

$$G(j\omega) = [(\cos \theta + \Omega \sin \theta) + j(\sin \theta - \Omega \cos \theta)] \frac{e^{\frac{\Omega^2}{1 + \Omega^2}}}{1 + \Omega^2} \quad (146)$$

Die Frequenzgangsortskurve im Vergleich mit der eines normalen RC-Tiefpasses ist im Bild 16 dargestellt. Da beide die y-Achse nicht schneiden, gibt es in diesen Systemen keinen aperiodischen Grenzfall.

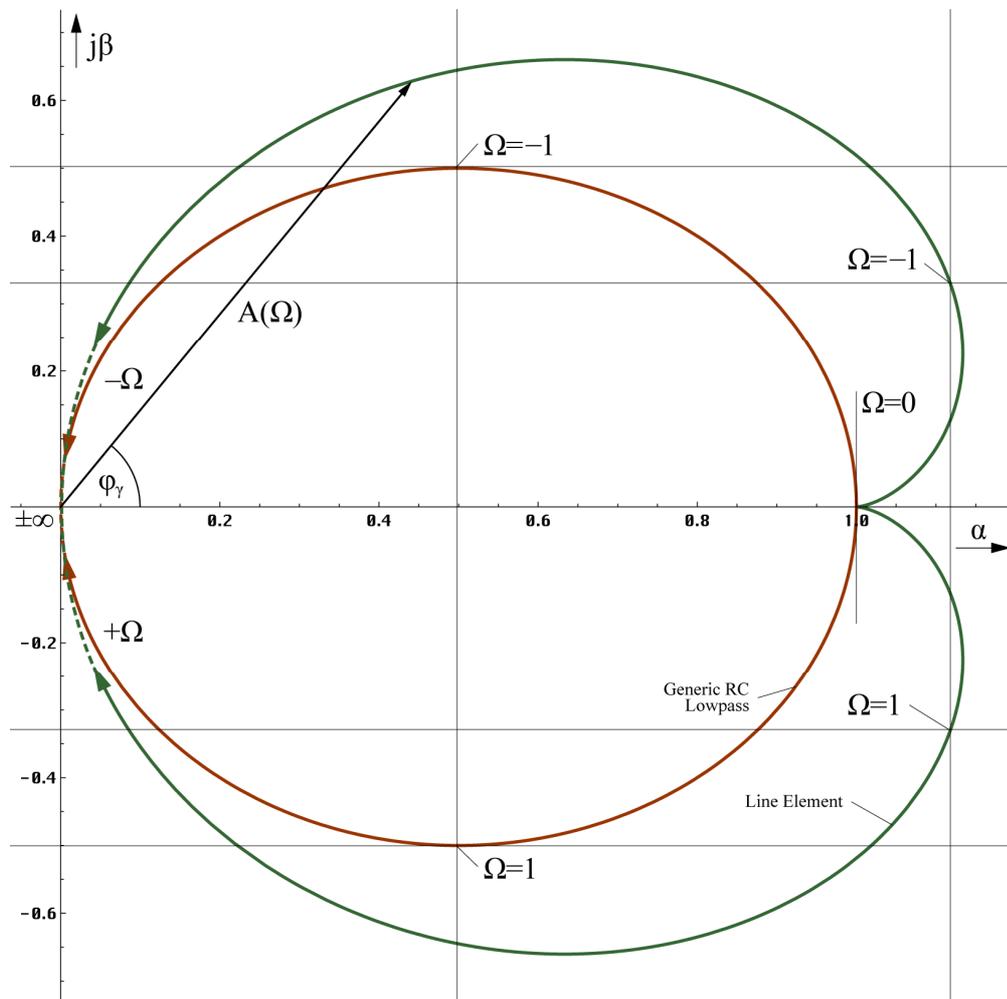


Bild 16  
Frequenzgangsortskurve

Für Frequenz- und Phasengang erhalten wir weiter

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1+\Omega^2}} e^{-\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2}} \quad (147)$$

$$B(\omega) = \arctan \frac{\sin \theta - \Omega \cos \theta}{\cos \theta + \Omega \sin \theta} = -\arctan \Omega + \frac{\Omega}{1+\Omega^2} = \varphi_\gamma \quad (148)$$

Den rechten Ausdruck von (148) erhält man durch geschickte Anwendung der entsprechenden Additionstheoreme und Substitution. Dabei entspricht  $-\arctan \Omega$  dem I-Anteil,  $\theta$  dem inversen T-Anteil. Beide Funktionen (BODE-Diagramm) sind in Bild 17 dargestellt. Der Dämpfungsverlauf ( $-6$  dB/Dekade) zeigt an, daß es sich um ein System 2. Ordnung handelt.

Interessant ist auch der Cosinus des Phasenganges  $\cos B(\omega) = \cos \varphi_\gamma$ . Dieser Wert wird z.B. in der Elektrotechnik zur Berechnung des Wirkungsgrades (Leistung) benutzt. Er stellt das Maß des Kopplungsfaktors der einzelnen MLE untereinander dar. Interessanterweise ist dieser Wert wegen  $\cos \varphi = \cos(-\varphi)$  nicht von dem Rechenfehler betroffen:

$$\cos \varphi_\gamma = \cos \left( -\arctan \Omega + \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right) = \cos \left( \arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right) \quad (149)$$

Gleichung (146) kann damit auch folgendermaßen dargestellt werden.

$$G(j\omega) = (\cos \varphi_\gamma + j \sin \varphi_\gamma) \frac{1}{\sqrt{1+\Omega^2}} e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2}} = e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2} - \frac{1}{2} \ln(1+\Omega^2) + j\varphi_\gamma} \quad (150)$$

Bild 17, das BODE-Diagramm zeigt, daß Frequenz- und Phasengang bis hin zu  $\omega_1/10$ , nach Expansion bis  $\omega_0/10$ , das sind immerhin  $1,855 \cdot 10^{42} \text{s}^{-1}$  bzw.  $2,952 \cdot 10^{41} \text{Hz}$ , konstant gleich 1 sind (0dB), genau wie beobachtet. Technisch gesehen sind wir meilenweit von der oberen Grenze entfernt. Es gibt auch eine untere Grenzfrequenz, gegeben durch die Bedingung, daß die Wellenlänge  $\lambda_{\min} = 2cT$  in unser Universum passen muß. Der Wert  $\omega_{\min}$  ist identisch mit dem HUBBLE-Parameter  $H_0$ , wie sich leicht nachweisen läßt.

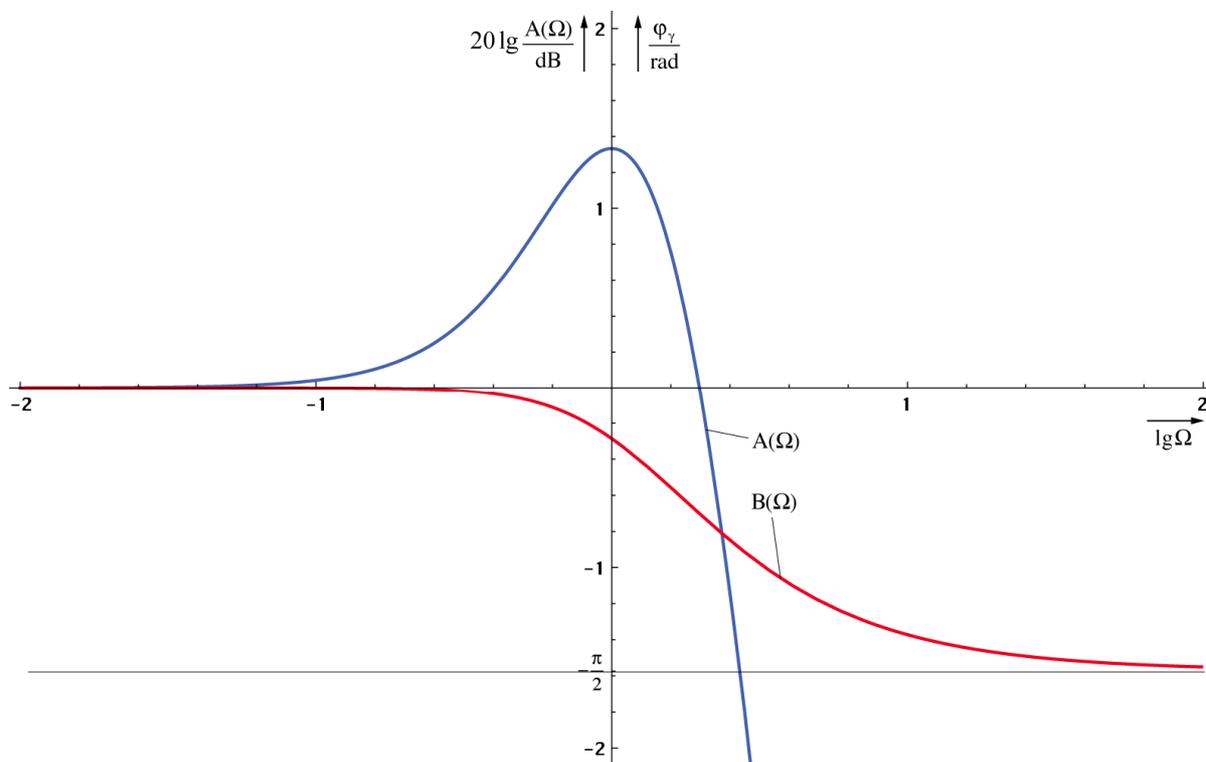


Bild 17  
BODE-Diagramm: Frequenzgang  $A(\omega)$   
und Phasengang  $B(\omega)$  des Systems

Den Verlauf von  $\cos \varphi_\gamma$  zeigt Bild 18. Weiterhin ist auch der Verlauf des zweiten Terms in  $\varphi_\gamma$  zu sehen. Man sieht, daß er erst bei Frequenzen in der Nähe von  $\omega_1$  zur Geltung kommt.

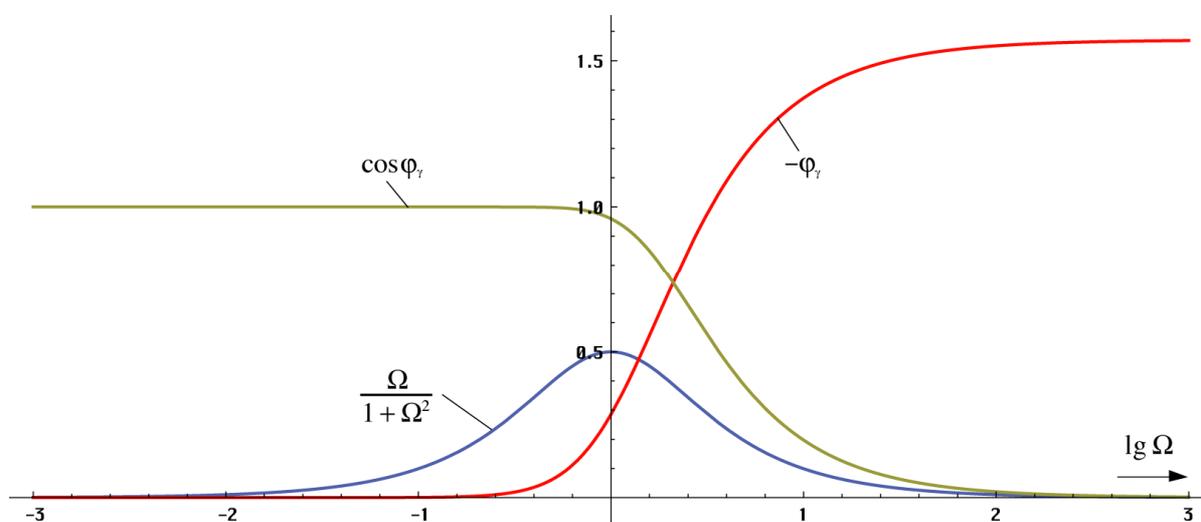


Bild 18  
Verlauf von Phasenwinkel,  
 $\cos \varphi$  und des Ausdrucks  $\theta$

Als letztes soll die Phasen- und Gruppenlaufzeit in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht werden. Beide Funktionen sind in Bild 19 dargestellt. Die Phasenlaufzeit ist definiert als:

$$T_{\text{Ph}} = \frac{B(\omega)}{\omega} = -\frac{1}{\omega} \left( \arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right) \quad (151)$$

Für die Gruppenlaufzeit erhalten wir:

$$T_{\text{Gr}} = \frac{d}{d\omega} B(\omega) = -\frac{2}{\omega_1} \left( \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right)^2 = -2 \frac{\theta^2}{\omega_1} \quad (152)$$

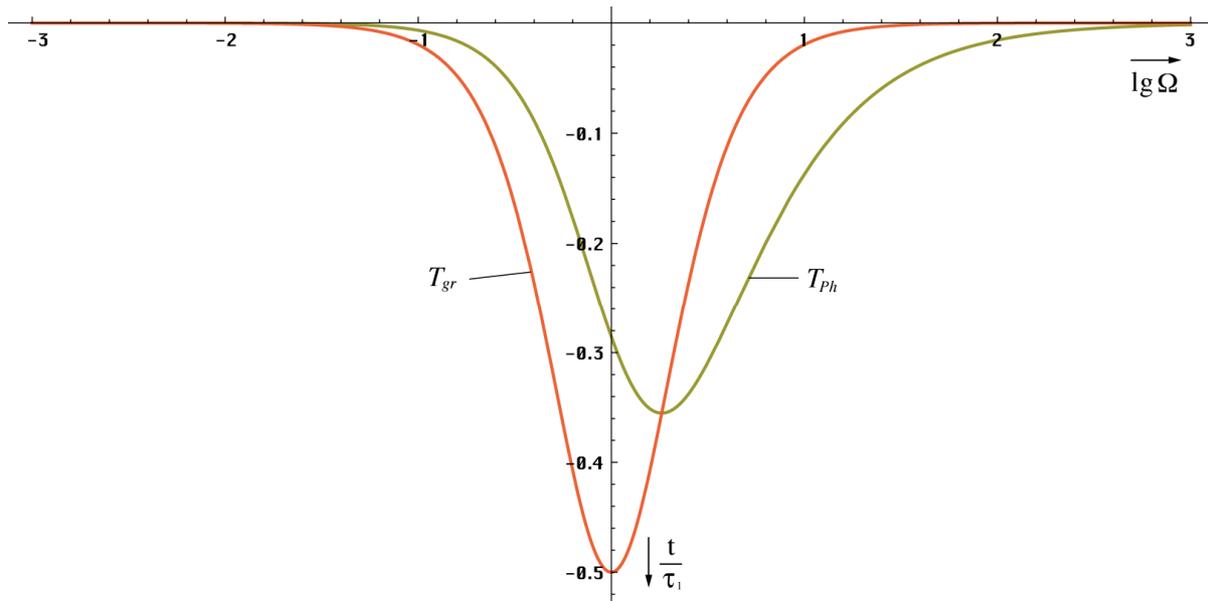


Bild 19  
Gruppen- und Phasenlaufzeit

Das sind die gleichen Funktionen wie bei der falschen Lösung, nur negativ. Sind negative Laufzeiten physikalisch möglich? Die Antwort lautet – Ja. Dies kommt auch in der Technik häufig vor und ist kein Verstoß gegen die Kausalität. Mehr darüber in [50].

### 4.3.3. Eigenschaften des Modells

Die folgenden Aussagen gelten nur für ein einzelnes MLE. Genauere Aussagen für die Wellenausbreitung an sich werden später herausgearbeitet. Man sieht hier ganz deutlich, daß Frequenz- und Phasengang bis etwa zu einem Drittel der Frequenz  $\omega_1$  exakt linear (0dB) verläuft und zwar phasentreu. Erst bei etwa einem Zehntel von  $\omega_1$  kommt es zu einer merklichen Dämpfung und Phasenverschiebung. Da  $\omega_1$  so hoch ist, die höchste gemessene Frequenz (kosmische Höhenstrahlung) liegt bei ca.  $10^{42}$  Hz, ist dieser Effekt jedoch bis jetzt nicht beobachtet worden.

Um den Punkt  $\omega_1$  herum steigt die Amplitude an, um dann endgültig abzufallen (Bild 17). Hier zeigt sich ein Hochpaßverhalten im Tiefpaß. Da der Wert  $\cos \varphi_\gamma$  jedoch gleichzeitig stark abfällt (Bild 18) und damit der Kopplungsfaktor der einzelnen MLE untereinander, heben sich beide Einflüsse gegeneinander auf. Es bleibt nur ein kleiner Hügel (Bild 20).

Der Frequenzgang über zwei MLE mit dem Kopplungsfaktor  $k = \cos \varphi_\gamma$  ist in Bild 20 dargestellt. Der Dämpfungsverlauf (–12dB/Dekade) zeigt an, es handelt sich um einen gruppenlaufzeitkorrigierten Tiefpaß 2. Ordnung. Der Ausdruck  $1+\Omega^2$  kommt auch in der Filtertheorie vor und entspricht dem Formfaktor bei einem normierten gleichabgestimmten zweikreisigen Filter mit identischem Dämpfungsverlauf [26].

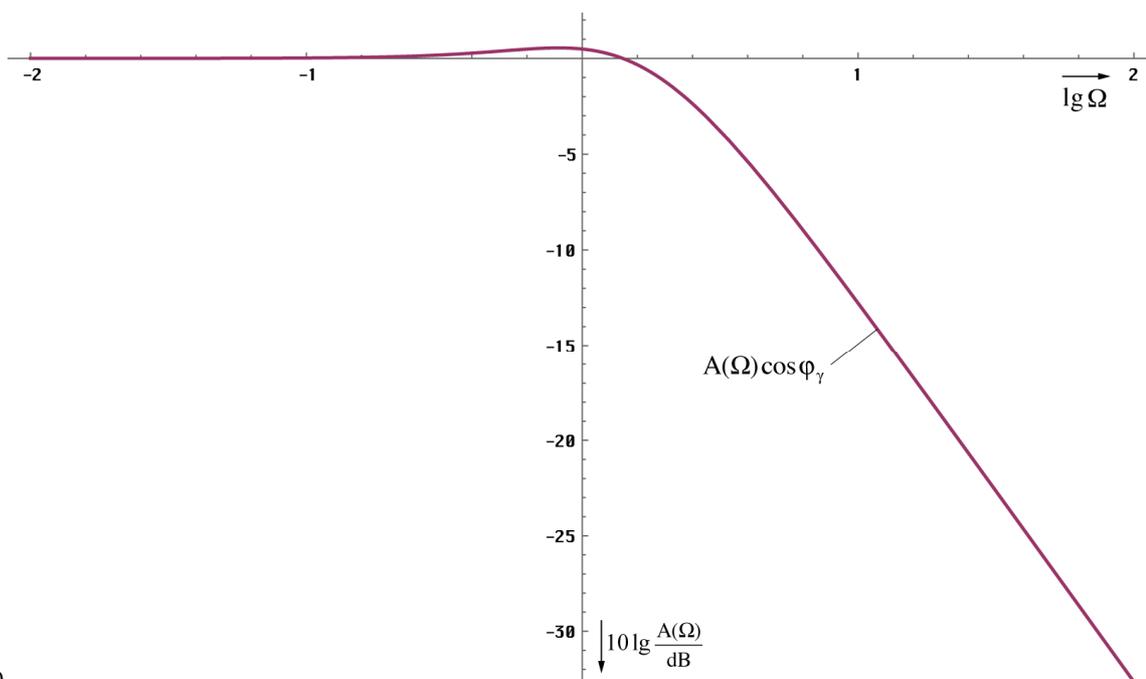


Bild 20  
Frequenzgang für die Übertragung  
zum benachbarten MLE

Unter Bezug auf das Abtasttheorem erwartet man, daß nur Frequenzen bis maximal  $\omega_0/2$  übertragen werden. Die bisherigen Aussagen treffen genau genommen nur für das allgemeine Wellenfeld gemäß [1] zu. Die Ausbreitung von Radiowellen oder Photonen, wie wir sie verstehen geschieht als Ausbreitung von Störungen dieses Wellenfeldes. Da die MLE nichtlineare Systeme darstellen, treten mehrere Nebenfrequenzen auf. Wichtig sind nur die Summen- und Differenzfrequenz  $\omega_0 \pm \omega$ . Bei den anderen Frequenzen wird kein Leistungsumsatz erzielt (Eigenschaft eines nichtlinearen Gliedes). Für die Grenzfrequenz von überlagerten Signalen ist gar nur die Summenfrequenz relevant. Da die überlagerten Signale stärker rotverschoben werden, als die Frequenz des metrischen Wellenfeldes, steigt die „relative Grenzfrequenz“, das ist der Abstand von der überlagerten Frequenz  $\omega$  zur Grenzfrequenz  $\omega_0/2$  mit steigendem Weltalter kontinuierlich an.

Der Verlauf der Gruppenlaufzeit zeigt, daß die „Abarbeitung“ von Änderungen der magnetischen Induktion bei niedrigen Frequenzen faktisch „instantan“ erfolgt. Die Weiterleitung an das benachbarte MLE erfolgt aufgrund der Resonanzkopplung mit einer Phasenverschiebung von  $\pi/2 = \omega_0 t_v$ . Für die Verzögerungszeit  $t_v$  erhält man dann folgenden Ausdruck  $t_v = \pi/(2\omega_0) = \pi r_0/(2c)$ . Für die Übertragungsgeschwindigkeit  $\underline{c}$  ergibt sich aus Bild 2 (der halbe Umfang der durch den Mittelpunkt der Bahnkurven beider MLE verlaufenden Feldlinie des Vektors  $\mathbf{H}_0$  ist gleich  $\pi r_0/2$ ) ein Betrag von

$$c = \frac{\pi r_0}{2 t_v} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = c \quad (153)$$

Die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum ergibt sich damit direkt aus der Phasenverschiebung  $\pi/2$ , die bei magnetischer Resonanzkopplung zweier Schwingkreise auftritt. Dieser Effekt kann auch in der Technik bei diskreten Bauelementen beobachtet werden und ist in [26] ausführlich dargestellt. Bei Frequenzen in der Nähe von  $\omega_1$  addiert sich zu  $t_v$  die Phasenlaufzeit  $T_{Ph}$  multipliziert mit  $2\pi$ . Eine genaue Formel für  $\underline{c}$  in diesen Fall (kritische Photonen) kann allerdings an dieser Stelle nicht angegeben werden, da wir hier nur das einzelne MLE betrachten. Im Abschnitt 4.3.4.4.5. werden wir jedoch einen genauen Ausdruck für die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit herausarbeiten, der auch in der Nähe von  $t=0$  gültig ist.

Weiter kann man sagen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  bei Annäherung an  $\omega_1$  kleiner wird. Dieser Wert entspricht aber genau dem Wert, bei dem die Bahnkurve (Bild 8) nicht mehr definiert ist. Es kommt zum Phasenübergang, die Rotation endet. Es gibt nur noch die geradlinige Expansion.

Für das Einsetzen der richtigen Beziehungen (Substitution  $r=ct$ ) ist der Leser selbst verantwortlich. Die Funktion ist aber explizit berechenbar. Es gelten (287) und (290). Dies ist die vollständige Übertragungsfunktion ohne Berücksichtigung der Grenzfrequenz. Sie gilt auch in starken Gravitationsfeldern und am „Rand“ des Universums.

#### 4.3.4.4.5. Grenzfrequenz

Im Abschnitt 4.3.2. haben wir die Übertragungsfunktion eines einzelnen MLE der Größe  $r_0$  herausgearbeitet. Die Lösung galt für das metrische Wellenfeld selbst, kann aber auch für überlagerte Wellen angewandt werden, wenn man die überlagerte Welle als Störung der Differentialgleichung (76) auffaßt. Dann müssen wir für  $\sigma$  in (144) aber nicht  $\omega_1$ , sondern  $\omega_0$  einsetzen, es gilt  $\Omega=\omega/\omega_0$ . Betrachten wir zuerst den durch  $\omega_g$  bedingten Anteil am Gesamtdämpfungsfaktor  $\alpha$ , der sich aus dem Amplitudengang  $A(\omega)$  berechnen läßt. Übertragen wird nur der Realteil. In Verbindung mit dem Phasenwinkel  $\varphi_\gamma$  gilt bezogen auf die Länge  $r_0=c/\omega_0$ :

$$\Psi(\omega) = \ln|A(j\omega)| = \ln(A(\omega) \cos \varphi_\gamma) \quad (300)$$

$$\Psi(\omega) = \ln\left(\frac{1}{\sqrt{1+\Omega^2}} e^{\frac{\Omega^2}{1+\Omega^2}} \cos\left(\arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2}\right)\right) \quad \text{mit } \Omega = \frac{1}{2} \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}_0} \left(1 + \frac{2r}{\tilde{R}}\right)^{\frac{1}{2}} \Xi(r) \quad (301)$$

$$\Psi(\omega) = -\frac{1}{2} \ln(1+\Omega^2) + \frac{\Omega^2}{1+\Omega^2} + \ln \cos\left(\arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2}\right) \quad (302)$$

$$\alpha = \frac{\tilde{H}}{c} - \frac{\tilde{\omega}_0}{c} \Psi(\omega) \quad \Psi(\omega) = 0 \quad \text{für } \omega \ll \omega_0 \quad (303)$$

Der Anteil  $\Psi(\omega)$  ist hier allerdings abhängig von Raum und Zeit, da er von  $\Omega$ , dem Verhältnis zweier Frequenzen, abhängt, die sich beide nach unterschiedlichen Funktionen ändern ( $\omega \sim t^{-3/4}$ ,  $\omega_0 \sim t^{-1/2}$ ). Das negative Vorzeichen ergibt sich aus der Vertauschung der Integrationsgrenzen. Die Änderung kürzt sich damit nicht heraus. In der Näherung gilt  $\Omega \sim t^{-1/4}$ .

Die Grenzfrequenz hat aber auch Auswirkungen auf das Phasenmaß  $\beta$ . Je mehr man sich der Grenzfrequenz nähert, umso mehr macht sich die Phasenverschiebung  $\varphi_\gamma$  (149) bemerkbar, die durch die ansteigende Phasenlaufzeit  $T_{ph}$  (151) bei der Übertragung von einem MLE auf das nächste verursacht wird ( $t_1 \rightarrow t_0$ ). Da sich die Phasenfehler summieren, kommt es zu einer Verzögerung der Phase insgesamt (Phasenverschiebung  $\Phi(\omega)$ ). Diese verursacht ein Absinken der Ausbreitungsgeschwindigkeit auf Werte kleiner  $c$  (erlaubt), so daß  $\omega$  unverändert bleibt,  $\lambda$  dagegen absinkt. Der kleinere Wert von  $|c|$  wirkt sich auf  $\alpha$  und  $\beta$  gleichermaßen aus. Bei den derzeit handhabbaren Frequenzen ist der Phasenfehler allerdings praktisch gleich Null. Bevor wir weiterrechnen können, müssen wir die Phasenverschiebung  $\Phi(\omega)$  jedoch noch in Einheiten der Wellenlänge umrechnen. Es gilt  $\Phi(\omega) = 1 + T_{ph}/T_\omega$ , hierbei ist  $T_\omega$  die Periodendauer von  $\omega$ :

$$\Phi(\omega) = \left(1 - \frac{1}{2\pi} \left(\arctan \Omega - \frac{\Omega}{1+\Omega^2}\right)\right) \quad \Phi(\omega) = 1 \quad \text{für } \omega \ll \omega_0 \quad (304)$$

Damit können wir folgende allgemeine Ausbreitungsfunktion für das Vakuum angeben:

$$\underline{\mathbf{E}}_2 = \underline{\mathbf{E}}_1 e^{j\omega t - \underline{\gamma} r} \quad \underline{\mathbf{H}}_2 = \underline{\mathbf{H}}_1 e^{j\omega t - \underline{\gamma} r} \quad \omega = \tilde{\omega} \Xi(t) \quad (305)$$

$$\underline{\gamma} = \left( \left( \frac{\tilde{H}}{c} + \frac{\tilde{\omega}_0}{c} \Psi(\omega) \right) + j \frac{\tilde{\omega}}{c} \Xi(r) \right) \Phi(\omega) \quad |c| \leq c \quad |\underline{Z}_L| \leq Z_0 \quad (306)$$

Die vollständige Lösung mit Frequenzgang wird in den meisten Fällen nicht benötigt. Bei späteren Betrachtungen werden wir aber weiter mit (306) arbeiten. In den Fällen, in denen die Grenzfrequenz keine Rolle spielt, gilt  $\Phi(\omega)=1$ .

$$T_k = \frac{\hbar\omega_k}{\tilde{x}k} = \frac{\varepsilon_v}{\tilde{x}} \frac{\hbar_1\omega_1}{6k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = 0,055693 \frac{\hbar_1\omega_1}{k} Q_0^{-\frac{5}{2}} \quad \tilde{x} = \begin{cases} 2,821439372 & \text{Exakt} \\ 2\sqrt{2} & \text{Näherung} \end{cases} \quad (405a)$$

$$T_k = \frac{\hbar\omega_k}{\tilde{x}k} \approx \frac{1}{3} \frac{\hbar_1\omega_1}{6k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = \frac{\hbar_1\omega_1}{18k} Q_0^{-\frac{5}{2}} \quad \varepsilon_v = \frac{\tilde{x}}{3} = 0,94048 \quad \text{Exakt} \quad (405b)$$

Dies ist die Temperatur der kosmologischen Hintergrundstrahlung unter Beruckichtigung des Frequenzganges (siehe Bild 75). Ausdruck (405b) bietet sich als Näherung an, da der Wert  $\tilde{x} = 3 + \text{lx}(-3e^{-3})$  nur 0,25% unterhalb  $2\sqrt{2}$  liegt. lx ist LAMBERTS W-Funktion (ProductLog[#]). Mit dem in [49] aktualisierten Wert von  $Q_0 = 8,340471132242850 \cdot 10^{60}$  ergibt Ausdruck (405b) sogar ein korrektes Ergebnis. Der berechnete Wert liegt innerhalb der Genauigkeitsgrenzen des vom COBE-Satelliten gemessenen Wertes von  $2,72548\text{K} \pm 0,00057\text{K}$ . Mehr in [49].

$$T_k = \frac{\hbar\omega_0}{18k} Q_0^{-\frac{1}{2}} = \frac{\hbar_1\omega_1}{18k} Q_0^{-\frac{5}{2}} = 2,725436049\text{K} \quad \Delta = -1,61258 \cdot 10^{-5} \quad (405c)$$

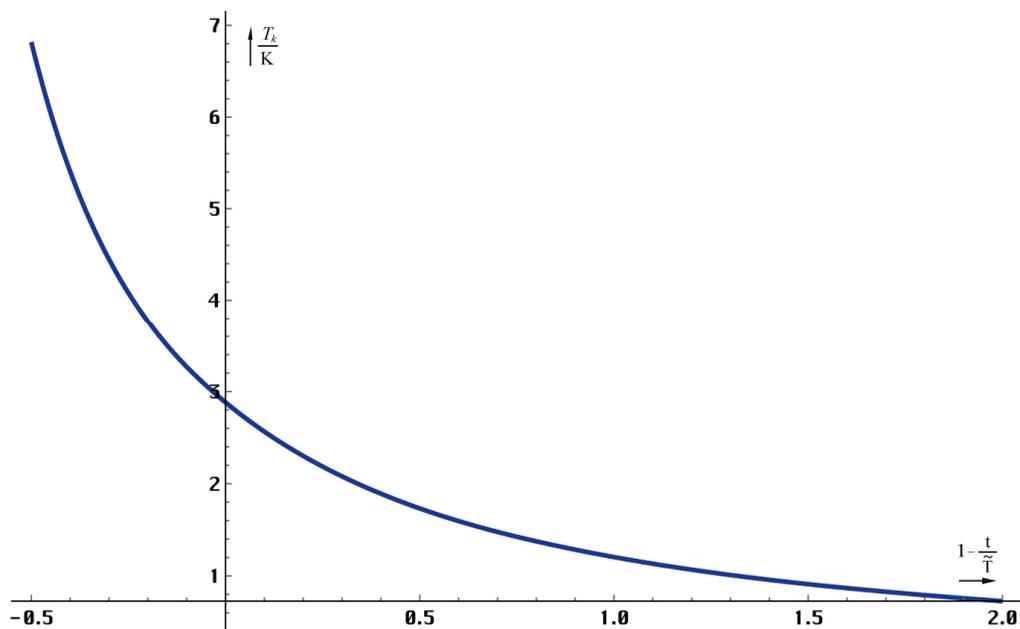


Bild 75  
Zeitliche Abhängigkeit der Strahlungstemperatur der CMBR (linear)

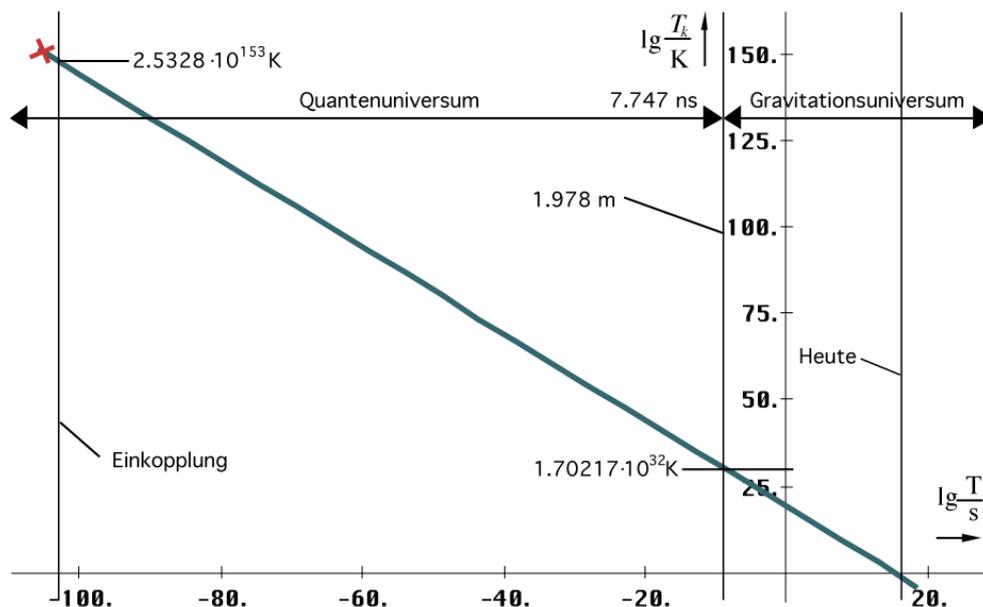


Bild 76  
Zeitliche Abhängigkeit der Strahlungstemperatur der CMBR vom Zeitpunkt der Einkopplung an betrachtet

Beobachter, der sich nicht gegenüber der Metrik bewegt (freier Fall), immer den zeitartigen Vektor. Die Differenz ist jedoch unter Normalbedingungen ( $Q_0$ ) gar nicht meßbar, da sie viel zu gering ist.

Am SCHWARZSCHILD-Radius verkürzt sich die zeitartige Entfernung lokal auf  $-0,264589R$  und sinkt auf  $-0,25R$  im Punkt der maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Metrik, der Wellenfront. Dieser Punkt ist gleichzeitig ein Wendepunkt. Schließlich erreicht  $r_T$  ein Minimum von  $-0,2071071R$ , steigt dann wieder an und strebt gegen einen Wert von  $-0,2578068R$ . Auch nach der SRT müßte es an einer Singularität zu einer Verkürzung kommen, jedoch unbegrenzt bis auf einen Wert von Null. Allerdings hatte EINSTEIN seinerzeit nicht damit gerechnet, daß sich der rechte Winkel  $\alpha$  ändern könnte. Das gleiche Verhalten wie im Abstand  $R/2$  wäre auch am SCHWARZSCHILD-Radius eines schwarzen Lochs zu beobachten, wenn man dort Messungen vornehmen könnte.

### 7.5.3. Bestimmung des Hubble-Parameters mit Hilfe der Temperatur der CMBR

Im Abschnitt 4.6.4.2.6. hatten wir ja mit (405c) bereits eine Beziehung zwischen dem Phasenwinkel/Güte der Metrik  $Q_0$  und der daraus resultierenden Temperatur der kosmischen Hintergrundstrahlung aufgestellt. Mit dem im Abschnitt 4.3.5.4.6. astronomisch bestimmten Wert des HUBBLE-Parameters von  $75,9 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  und dem daraus resultierenden Wert  $Q_0=7,5419 \cdot 10^{60}$  ergibt sich eine Temperatur von  $2,86632\text{K}$  für die kosmologische Hintergrundstrahlung. Der in [49] aktualisierte Wert  $68,6241 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  bzw.  $Q_0=8,340471 \cdot 10^{60}$  ergibt gar eine Temperatur von  $2,725436\text{K}$ . Die mit Hilfe des COBE-Satelliten bestimmte mittlere Strahlungstemperatur liegt bei  $2,72548 \pm 0,00057\text{K}$  (Wikipedia).

Interessanterweise liegen alle diese Werte sehr nahe bei dem bereits 1896 von GUILLAUME und EDDINGTON vorhergesagten Wert von  $3,18\text{K}$  ( $=82,63 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ). Beide gingen damals davon aus, daß sich (umgerechnet) im Durchschnitt in der  $10\text{pc}$ -Umgebung eines Sterns 2000 Sterne mit der Magnitude  $1^m$  befinden. Die von diesen Sternen emittierte Energie führt im Endergebnis zu einer Energiedichte, die einer Strahlungstemperatur von  $3,18\text{K}$  entspricht. Einzelheiten können in [39] nachgelesen werden.

Allerdings enthielt die Berechnung einen wesentlichen Fehler. Man ging seinerzeit davon aus, daß die angenommene mittlere Sterndichte überall im ganzen Universum vorhanden sein sollte, da die Existenz externer Galaxien erst 1924 allgemein akzeptiert bzw. bekannt war.

Glücklicherweise sind wir heute in einer besseren Lage. So müssen wir die Strahlungstemperatur nicht mehr berechnen, sondern können sie ganz genau messen. Nun ist es natürlich kein Problem, durch Umstellen von (405c) die dazugehörigen Werte  $Q_0$  und  $H_0$  zu bestimmen. Dabei ist allerdings zu beachten, daß weder  $\omega_1$  noch  $\hbar_1$  durch lokal meßbare Größen genau definiert sind. Vielmehr hängen sie selbst von  $Q_0$  bzw.  $H_0$  ab, den Werten, die wir eigentlich bestimmen wollen. Wir kennen jedoch die Werte  $\hbar$  und  $\omega_0$ . Es gilt  $\omega_1=Q_0\omega_0$  und  $\hbar_1=Q_0\hbar$ :

$$T_k = \frac{\hbar_1\omega_1}{18\text{k}} Q_0^{-\frac{5}{2}} = \frac{\hbar\omega_0}{18\text{k}} Q_0^{-\frac{1}{2}} \quad \omega_1 = \frac{\kappa_0}{\varepsilon_0} \quad (902)$$

$$Q_0 = \left( \frac{\hbar\omega_0}{18\text{k}T_k} \right)^2 \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{c^5}{G\hbar}} \quad (903)$$

$$Q_0 = 0,0030864198 \left( \frac{\hbar\omega_0}{\text{k}T_k} \right)^2 = \frac{1}{324} \left( \frac{\hbar\omega_0}{\text{k}T_k} \right)^2 \quad H_0 = \frac{\omega_0}{Q_0} \quad (904)$$

$$H_0 = \omega_0 \left( \frac{\hbar\omega_0}{18\text{k}T_k} \right)^{-2} \quad H_0 = 324\omega_0 \left( \frac{\hbar\omega_0}{\text{k}T_k} \right)^{-2} \quad (905)$$

Die Ausdrücke basieren alle auf der Näherung  $2\sqrt{2}$  für den Proportionalitätsfaktor des WIENSchen Verschiebungsgesetzes. Setzen wir nun obengenannten gemessenen Wert 2,72548K ein, so erhalten wir für  $Q_0$  (405c) einen Wert von  $8,3415 \cdot 10^{60}$ , dies entspricht einem Wert  $H_0 = 68,6071 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Der Tabellenwert von  $H_0$  wurde unter Verwendung des aktualisierten  $Q_0$  korrigiert und entspricht am ehesten der ursprünglichen Lösung (890). Der neue Wert nach (405c) liegt allerdings näher, wird aber nicht in der gesamten Arbeit berücksichtigt, da er jüngerem Datums ist. Zur besseren Übersicht sind noch einmal alle Werte in Tabelle 8 zusammengefaßt.

Wert	$Q_0$	$H_0$	$H_0$	Temperatur CMBR	Absolute Abweichung	Relative Abweichung
	[1]	[ $\text{s}^{-1}$ ]	[ $\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ]			
(884)	$7,2222 \cdot 10^{60}$	$2,569 \cdot 10^{-18}$	79,2562	2,92907	+0,20359	+7,46988
(892)	$7,4576 \cdot 10^{60}$	$2,487 \cdot 10^{-18}$	76,7545	2,88247	+0,15699	+5,76009
(TAB1)	$7,5419 \cdot 10^{60}$	$2,460 \cdot 10^{-18}$	75,8966	2,86632	+0,14084	+5,16753
(890)	$7,9518 \cdot 10^{60}$	$2,333 \cdot 10^{-18}$	71,9843	2,79146	+0,06598	+2,42086
(405c)	$8,3405 \cdot 10^{60}$	$2,224 \cdot 10^{-18}$	68,6241	2,72544	$-4,3951 \cdot 10^{-5}$	-0,0001626
(COBE)	$8,3415 \cdot 10^{60}$	$2,223 \cdot 10^{-18}$	68,6071	2,72548	$\pm 0,00000$	$\pm 0,00000$

Tabelle 8  
Berechnete und gemessene CMBR-Temperatur im Vergleich mit den im Abschnitt 7.5.1. bestimmten Werten des HUBBLE-Parameters

Zum Schluß wollen wir feststellen, wie groß denn die Abweichung von unserer berechneten Temperatur (890) tatsächlich ist. Wenn wir (890) in (902) einsetzen, erhalten wir eine Solltemperatur von 2,79146K. Die gemessene Temperatur ist damit um 0,06598K niedriger als die berechnete. Für die Lösung (892) wäre eine Temperatur von 2,88247K erforderlich, für (884) gar 2,92907K, was beide als weniger real erscheinen läßt. Im folgenden werden wir weiter davon ausgehen, daß Lösung (890) mit  $71,985 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  am wahrscheinlichsten ist.

Für die Tatsache, daß die gemessene Temperatur der CMBR um 0,06598K kleiner ist als berechnet, kann man den *Grauen Körper* verantwortlich machen. Zwar haben wir den Absorptionskoeffizienten  $\epsilon_\nu$  berücksichtigt, beim *Grauen Körper* ist dieser jedoch frequenzabhängig. Die genauen Berechnungen finden Sie in [49] und im Anhang. Der Anhang ist allerdings veraltet, bitte neueste Version [46] herunterladen. Auf jeden Fall ist der Meßwert kleiner, als die Berechnung (890). Hätte er darüber gelegen, wäre das Modell widerlegt. Der Wert nach (405c) ist zwar niedriger, als der COBE-Wert, liegt aber innerhalb der Meßtoleranz. Ein Delta von nur  $+2,42086 \cdot 10^{-2}$  bei einer Zeitspanne von 13,5839 Mrd Jahren, einer Einkopplungstemperatur von  $2,6864 \cdot 10^{153} \text{ K}$ , sowie einer Rotverschiebung  $z_{II}$  von  $1,42701 \cdot 10^{92}$ , kann insgesamt als voller Erfolg gewertet werden. Ich würde sagen, das Modell sagt die Temperatur ziemlich (jetzt sehr) genau voraus. Zur Bestätigung des favorisierten Wertes werden wir im nächsten Abschnitt einen Vergleich mit astronomischen Beobachtungen vornehmen.

#### 7.5.4. Das Supernova-Kosmologie-Projekt

Eine weitere Möglichkeit, zu bestimmen, welche der drei Lösungen die richtige ist, ist der Vergleich mit neuesten astronomischen Beobachtungen. Das wichtigste Projekt in letzter Zeit war das Supernova-Kosmologie-Projekt. Beobachtet wurde eine Reihe von Typ Ia Supernovae, die über die besondere Eigenschaft verfügen, alle in etwa die gleiche Helligkeit zu haben, so daß sie als Standardkerze benutzt werden können. Ziel der Untersuchungen [45] war die Bestimmung des HUBBLE-Parameters und natürlich, festzustellen, welches der bis heute aufgestellten Weltmodelle der Wirklichkeit am nächsten kommt. Die Untersuchung hat allerdings mehr Verwirrung gestiftet, als daß sie zu vernünftigen Ergebnissen geführt hat, wie

wir noch sehen werden. Grund ist jedoch nicht die Untersuchung selbst, sondern das Fehlen eines korrekten Weltmodells, wie ich es mit dieser Arbeit zu schaffen beabsichtige.

Bevor wir weiter in die Einzelheiten gehen, zuerst noch ein Abschnitt, der sich mit den Grundgrößen der Beobachtung befaßt und an Physiker, Astronomen und Techniker gerichtet ist, die bekanntermaßen mit unterschiedlichen Maßeinheiten arbeiten und daher einander schwer verstehen können.

#### 7.5.4.1. Meßgrößen und Umrechnungen

Da wir uns nur mit einem konkreten Projekt befassen wollen, sollen nur die Größen erläutert werden, die speziell für das Supernova-Kosmologie-Projekt relevant sind. In Wirklichkeit gibt es in Physik, Astronomie und Radioastronomie noch eine große Anzahl weiterer Größen. Wen es interessiert, dem empfehle ich [44], auf dem auch die hier gemachten Angaben basieren.

Zuerst einmal wurden bei dem Projekt astronomische Objekte, Supernovae des Typs Ia beobachtet, die dem Beobachter als punktförmige Objekte erscheinen und eine gewisse Helligkeit haben. Die gemessenen Helligkeiten wurden der Rotverschiebung  $z$  (307) gegenübergestellt und mit den von den verschiedensten Weltmodellen vorhergesagten Helligkeiten verglichen. Was verstehen wir nun aber unter Helligkeit?

In der Astronomie gibt es gleich vier Arten davon, einmal die scheinbare Helligkeit, die bolometrische Helligkeit, die absolute und die absolute bolometrische Helligkeit. Angegeben wird sie in Größenklassen  $[m, m_b, M, M_b]$ . Es handelt sich um eine logarithmische Maßeinheit, die historisch definiert ist. Bei den bolometrischen Helligkeiten wird der gesamte Frequenzbereich entsprechend dem STEFAN-BOLTZMANNschen Strahlungsgesetz berücksichtigt, es handelt sich um den Logarithmus des Quotienten zweier Werte Leistung durch Fläche  $[Wm^{-2}]$ , die der Physiker als POYNTING-Vektor  $S$  bezeichnet. In der Astronomie heißt dieser Wert Fluß  $F$ , in der Technik Feldstärke  $S$ . Bei den nicht-bolometrischen Werten ist die Maßeinheit  $[Wm^{-2}Hz^{-1}]$  üblich. Die Meßwerte sind dann von Frequenz und Bandbreite abhängig. Für uns sind aber nur die bolometrischen Werte von Interesse. Ein weiterer wichtiger Wert ist die (bolometrische) Leuchtkraft  $L$ . In der Physik und in der Technik wird sie als Leistung  $P$  bzw. Pegel  $p$  bezeichnet. Maßeinheit ist das Watt  $[W]$  bzw. das Dezibel  $[dB]$ . Somit können wir definieren:

$$M_b = -2,5 \lg \frac{F}{F_0} = -2,5 \lg \frac{L/4\pi r^2}{L_0/4\pi r^2} = -2,5 \lg \frac{L}{L_0} \quad \text{Helligkeit} \quad (906)$$

Wie bei logarithmischen Maßeinheiten üblich, benötigt man immer eine Bezugsgröße  $F_0$  bzw.  $L_0$ . Die Werte wurden [42] und [44] entnommen und lauten folgendermaßen:

$$F_0 = 2,51 \cdot 10^{-8} Wm^{-2} \quad L_0 = 3,09 \cdot 10^{28} W \quad (907)$$

Ein Stern mit der Leuchtkraft  $L_0$  hat genau 0 Größenklassen (geschrieben  $0^M$ ). Die absolute Helligkeit (Fluß) ist in einer Entfernung von 10pc von der Quelle definiert, hat für uns aber keine Bedeutung. Aber auch in der Technik gibt es so ein logarithmisches Maß, das dB (Dezibel):

$$S = P = 10 \lg \frac{S}{S_0} \text{ dB} = 10 \lg \frac{P/4\pi r^2}{P_0/4\pi r^2} \text{ dB} = 10 \lg \frac{P}{P_0} \text{ dB} \quad \text{Feldstärke/Pegel} \quad (908)$$

Eine weitere, seltener verwendete logarithmische Maßeinheit ist das Neper  $p[Np]=\ln(P/P_0)$ . Die ursprüngliche Definition von  $P_0$  stammt aus der Fernmeldetechnik und war definiert als eine Leistung  $P=1mW$  an  $600\Omega$ . Dieser Wert wird aber in der Funktechnik und damit auch in der Radioastronomie nicht verwendet, da man es dort im allgemeinen mit viel kleineren Größen zu tun hat. Daher verwendet man folgende Bezugswerte:

$$S_0 = 1 pWm^{-2} = 10^{-12} Wm^{-2} \quad P_0 = 1 pW = 10^{-12} W \quad (909)$$

Um eine Verwechslung mit der historischen Definition zu vermeiden, schreibt man statt dB meist die Maßeinheit  $\text{dBpWm}^{-2}$  oder  $\text{dBpW}$  bzw.  $\text{dBpWm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$  oder  $\text{dBpWHZ}^{-1}$ , wenn nicht das gesamte Spektrum erfaßt wird. Die Leistung  $P$  am Eingang eines Empfängers bei Anpassung ergibt sich einfach aus dem POYNTING-Vektor  $S$ , der wirksamen Fläche  $A$  der verwendeten Antenne und dem Antennengewinn  $G$ :

$$P[\text{dBpW}] = S[\text{dBpWm}^{-2}] + 10 \lg A[\text{m}^2] + G[\text{dB}] \quad (910)$$

Da es sich beim Dezibel ebenfalls um ein logarithmisches Maß handelt, ist eine einfache Umrechnung in die astronomischen Einheiten möglich. Für  $P[\text{dBpW}]$ ,  $M_b[M]$ ,  $S[\text{dBpWm}^{-2}]$ ,  $m_b[m]$ ,  $L[W]$ ,  $F[\text{Wm}^{-2}]$  gilt:

$$P = 404,9 - 4M_b \quad M_b = 101,225 - 0,25P \quad \begin{array}{l} \text{Leistung} \\ \text{Absolute bolom. Helligkeit} \end{array} \quad (911)$$

$$S = 44 - 4m_b \quad m_b = 11 - 0,25S \quad \begin{array}{l} \text{Poynting-Vektor} \\ \text{Scheinbare bolom. Helligkeit} \end{array} \quad (912)$$

$$P = 120 + 10 \lg L \quad L = 10^{0,1P-12} \quad \begin{array}{l} \text{Leistung} \\ \text{Leuchtkraft} \end{array} \quad (913)$$

$$S = 120 + 10 \lg F \quad F = 10^{0,1S-12} \quad \begin{array}{l} \text{Poynting-Vektor} \\ \text{Fluß} \end{array} \quad (914)$$

$$L = 10^{28,5-0,4M_b} \quad M_b = 71,225 - 2,5 \lg L \quad \begin{array}{l} \text{Leuchtkraft} \\ \text{Absolute bolom. Helligkeit} \end{array} \quad (915)$$

$$F = 10^{-7,6-0,4m_b} \quad m_b = 19 - 2,5 \lg F \quad \begin{array}{l} \text{Fluß} \\ \text{Scheinbare bolom. Helligkeit} \end{array} \quad (916)$$

Alle Unklarheiten sollten damit beseitigt sein, so daß wir uns den Ergebnissen des Supernova-Kosmologie-Projekts zuwenden können.

#### 7.5.4.2. Ergebnisse des Supernova-Kosmologie-Projekts

Die Ergebnisse des Projekts wurden von PERLMUTTER ausführlich in [45] veröffentlicht. Zum besseren Verständnis, was eine Supernova des Typs Ia denn eigentlich ist, empfehle ich die Arbeit von HERRMANN [42]. Das wichtigste ist, eine SN Ia hat eine maximale absolute Helligkeit, die sich aus ihrem Aufbau ergibt. Ist der Stern größer, so entwickelt sich eine Supernova anderen Typs, den man an seinen Charakteristika erkennen kann. Daher kann man eine SN Ia als Standardkerze verwenden, wobei die Helligkeit allerdings etwas kleiner als die maximale ist, denn nicht alle SN Ia erreichen die maximale Helligkeit.

Die scheinbare bolometrische Helligkeit beim Beobachter wurde von PERLMUTTER in einem Diagramm den zugehörigen Rotverschiebungen  $z$  gegenübergestellt. Auch HERRMANN [42] und HEBBEKER [43] verwenden die gleiche Grafik, wobei in [43] noch einmal ausführlich auf das von allen verwendete Standard-Big-Bang-Modell, das auf der klassischen EINSTEINSchen Evolutionsgleichung mit und ohne kosmologischer Konstante basiert, eingegangen wird.

Die Beobachtungen ergaben nun, daß weiter entfernte (ältere) SN Ia etwas dunkler erscheinen, als sie beim Standardmodell ohne kosmologische Konstante ( $\Lambda=0$ ) eigentlich sein sollten, der Fall  $\Lambda=0$  paßt also nicht zu den Beobachtungen. Die Möglichkeit, daß SN Ia früher andere Eigenschaften gehabt haben könnten, wird von allen Autoren und auch von mir ausgeschlossen.

Vielmehr wird die Abweichung so interpretiert, daß  $\Lambda$  einen von Null abweichenden Wert haben müßte, was bedeutet, daß die Expansionsrate des Universums, also der HUBBLE-Parameter, zum heutigen Zeitpunkt nicht abnimmt, wie bisher immer angenommen, sondern im Gegenteil zunimmt. Die beobachteten SNe wären damit weiter entfernt, als sich aus der gemessenen Rotverschiebung  $z$  ergibt. Damit wäre die geringere Helligkeit erklärt. Dies führt allerdings zu Unstimmigkeiten mit anderen Beobachtungen. Um diese zu vermeiden, wird ein kompliziertes Konstrukt verwendet, das extrem genaue Abstimmungen zum Zeitpunkt  $T=0$  und auch danach erfordert und ziemlich unwahrscheinlich zu sein scheint, da niemand genau sagen kann, auf welchem physikalischen Phänomen dieser Effekt denn basieren soll.

Während sich PERLMUTTER mit dem Hinweis auf die Möglichkeit  $\Lambda \neq 0$  begnügt, fordern HERRMANN und HEBBEKER gar die Existenz „dunkler Materie“ mit bisher noch nicht bekannten Eigenschaften und eines Effekts mit dem Namen „Quintessenz“, die Ursache für die zunehmende Expansionsrate sein sollen, quasi eine Art Antigravitation. Ich für meinen Teil halte diese Hypothese allerdings für abwegig, da sich die Abweichung auch einfacher erklären läßt, nur unter Zuhilfenahme bekannter physikalischer Gesetze (Ockham's Rasiermesser). Nur muß man dann eben den Mut haben, ein alternatives Modell zu verwenden. Das Standard-Big-Bang-Modell hat ja schon lange versagt, auch in anderen Punkten. Leider scheint die allgemeine Meinung in letzter Zeit immer mehr in Richtung „dunkler Materie“ und „Quintessenz“ zu tendieren, was als Kriterium dafür angesehen werden kann, daß die Verfechter des Standardmodells mit der Theorie am Ende sind.

Wenn aber der HUBBLE-Parameter weiterhin abnehmen und sich die beobachteten Objekte in der korrekten Entfernung befinden sollen, bleibt als einzige Erklärung nur die Möglichkeit, daß die Photonen bei ihrer Ausbreitung einer zusätzlichen Dämpfung unterliegen, die bisher nicht bekannt war. Und genau dies ist eine wesentliche Eigenschaft des hier vorliegenden Modells<sup>1</sup>.

Im Abschnitt 4.3.4.4. hatten wir die Ausbreitungsfunktion für ein verlustbehaftetes Medium mit Expansion und überlagerter Welle aufgestellt. Abweichend von der Ausbreitungsfunktion für ein verlustfreies Medium ist dort das Dämpfungsmaß  $\alpha$  von Null verschieden und hat den Wert  $1/R$ . Wir werden daher versuchen, die beobachteten Helligkeiten von SN Ia mit Hilfe dieser Funktion vorherzusagen. Für die grafische Darstellung benötigen wir die Funktion  $m_b(z)$ . Ausgehend von (906) erhalten wir dann für die scheinbare Helligkeit  $m_b$ :

$$m_b = -2,5 \lg \frac{F}{F_0} = -2,5 \lg \left( \frac{1}{4\pi r^2} \frac{L_{Ia}}{L_0} \right) = -2,5 \lg \frac{L_{Ia}}{4\pi r^2 \cdot 2,51 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}} \quad (917)$$

Dabei stellen wir fest, daß uns der Wert  $L_{Ia}$ , die Leuchtkraft (Leistung) der Standardkerze Supernova Ia fehlt. Und in der Tat, weder in [42], [43], [44] oder [45] ist ein solcher angegeben. Glücklicherweise war mir der Kollege Wolfgang Hillebrandt vom Max-Planck-Institut für Astrophysik (MPA) Garching hierbei behilflich. Nach seinen Angaben hat die maximale Leuchtkraft einer SN Ia einen Wert von etwa  $10^{36} \text{ W}$ . Das ist die Obergrenze. Wenn wir diese in (917) einsetzen, fehlt immer noch die Entfernung  $r$ . Da wir die Angelegenheit ausgehend von der Quelle zum Beobachter hin betrachten, erhalten wir diese mit Hilfe von (309a) ohne Korrekturterm. Es gilt:

$$m_b = -2,5 \lg \frac{10^{36} \text{ m}^2}{4\pi r^2 \cdot 2,51 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}} = -2,5 \lg \left( \frac{1}{\tilde{R}^2} \frac{10^{44} \text{ m}^2}{2,51\pi} \frac{1}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) \quad (918)$$

$$m_b = -2,5 \lg \left( \frac{\tilde{H}_0^2}{c^2} \frac{10^{44} \text{ m}^2}{2,51\pi} \frac{1}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) = -2,5 \lg \left( 1,41103 \cdot 10^{26} \text{ s}^2 \frac{\tilde{H}_0^2}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) \quad (919)$$

Das ist die Funktion  $m_b(z)$  ohne Berücksichtigung der zusätzlichen Dämpfung. Da auch die  $z$ -Achse einen logarithmischen Maßstab haben muß, setzen wir anstelle von  $z$  den Wert  $10^w$  mit  $-2 \leq w \leq 0$  ein. Nun hat PERLMUTTER in [45] zwar alle Meßwerte veröffentlicht, da ich aber über kein Verfahren verfüge, diese so schön, einschließlich der Toleranzgrenzen, darzustellen, habe ich mich entschieden, den Vergleich mit (919) durch Überlagerung beider Grafiken vorzunehmen.

In Bild 146 sind die mit Hilfe von (919) berechneten relativen Helligkeiten im Vergleich mit den Beobachtungen des Supernova-Kosmologie-Projekts dargestellt. Ebenfalls zu sehen sind die von PERLMUTTER für verschiedene Einstellungen des Standard-Big-Bang-Modells berechneten Verläufe. Die Überlagerungsmarken (+) befinden sich an allen Ecken außer links oben.

In der Darstellung fällt auf, daß die drei Helligkeitsfunktionen (ohne Berücksichtigung der parametrischen Dämpfung) nach diesem Modell unterhalb der beobachteten Werte liegen, also

<sup>1</sup> Natürlich gab es auch schon vorher Modelle (z.B. Tired Light), die mit einer zusätzlichen Dämpfung arbeiten. Sie sind aber alle gescheitert, da sie die Dämpfung allein auf die Teilcheneigenschaften der Photonen zurückführen wollten. Ursache sind aber die Welleneigenschaften. Dennoch erscheint die Tired-Light-Hypothese wesentlich plausibler, als die Annahme der Existenz von dunkler Materie und Quintessenz.

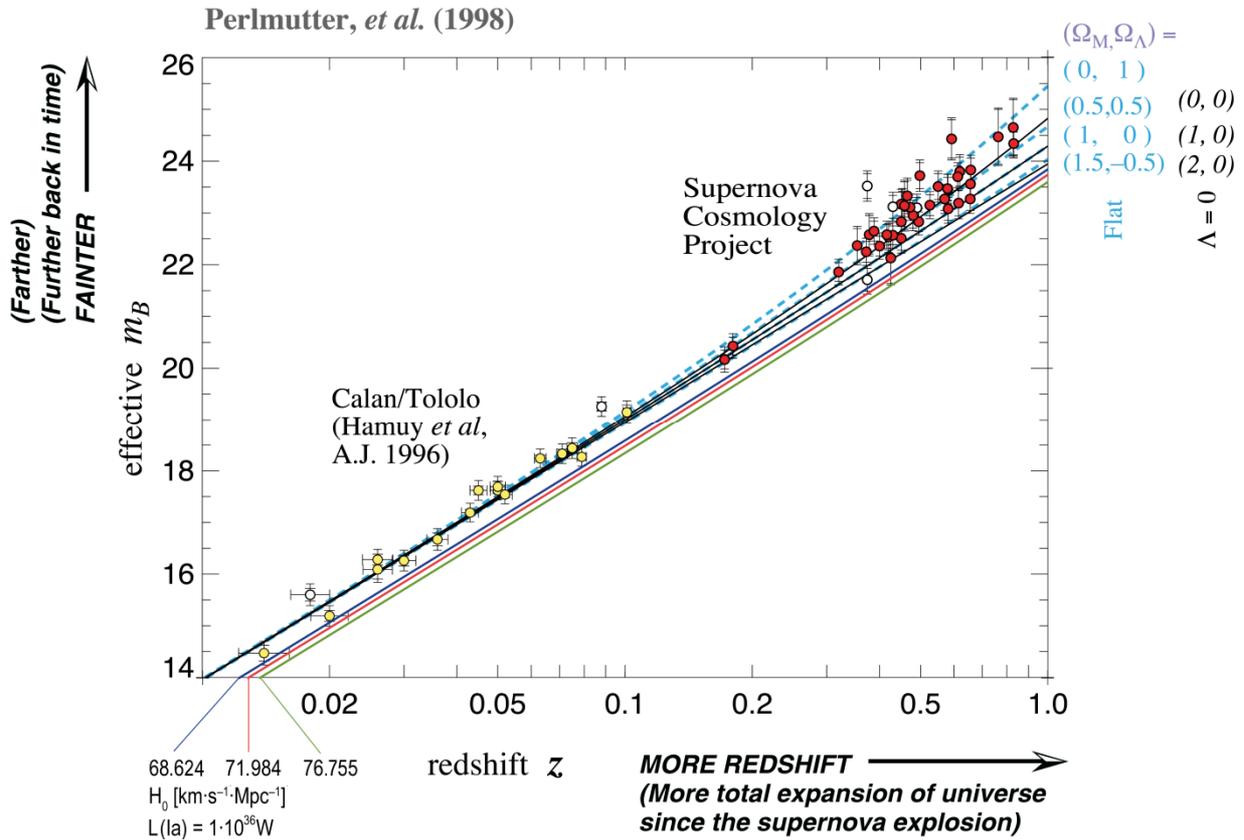


Bild 146  
Berechnete scheinbare bolometrische Helligkeit für die drei Werte des HUBBLE-Parameters im Vergleich mit den Beobachtungen des Supernova-Kosmologie-Projekts (Standardkerze = Maximum)

zu hell berechnet werden. Dies ist auch kein Wunder, haben wir doch den Maximalwert als Standardkerze angenommen. Bild 146 zeigt, daß unsere bisher beste Lösung (890) mit  $71,985 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  für den HUBBLE-Parameter der Realität schon sehr nahe kommt (rot), da sie sich am äußersten Rand des Fehlertoleranzkorridors befindet. Mit dem aktualisierten Wert (405c) von  $68,624 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  liegen wir bereits innerhalb des Korridors. Dasselbe gilt für den aus den COBE-Messungen abgeleiteten Wert, der in der Grafik auf derselben Kurve (blau) liegen würde. Im Gegensatz zur vorherigen Ausgabe verwenden wir jetzt (405c) für die weiteren Betrachtungen. Den tatsächlichen Wert der Standardkerze, bei dem es sich um den statistischen Mittelwert aller beobachteten SN Ia handelt, bestimmen wir numerisch mit Hilfe von (405c) für einen Wert am unteren Ende der  $z$ -Achse zu  $L_{Ia} = 6,40949 \cdot 10^{35} W$ . Eingesetzt in (917) erhalten wir am Beispiel  $\tilde{H}_0(405c)$ :

$$m_b = -2,5 \lg \left( \frac{\tilde{H}_0^2}{c^2} \frac{6,41 \cdot 10^{35} \text{ m}^2}{2,51 \cdot 10^{-8} \pi} \frac{1}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) = -2,5 \lg \frac{4,4734 \cdot 10^{-10}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \quad (920)$$

$$m_b = -2,5 \lg 4,4734 \cdot 10^{-10} + 2 \cdot 2,5 \lg ((z+1)^{4/3} - 1) = 23,3734 + 5 \lg ((z+1)^{4/3} - 1) \quad (921)$$

Wir benötigen auch noch die Funktion  $m_b(z)$  mit parametrischer Dämpfung. Hierbei müssen wir den Faktor  $e^{-r/R} = 10^{-r/R \cdot \lg e}$  aus der Ausbreitungsfunktion (305) berücksichtigen. Es gilt:

$$m_b = -2,5 \lg \left( \tilde{H}_0^2 \frac{9,0447 \cdot 10^{25} \text{ s}^2}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \frac{e^{-r/\tilde{R}}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} \right) = -2,5 \lg \frac{4,4734 \cdot 10^{-10}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} e^{-\frac{1}{2}((z+1)^{4/3} - 1)} \quad (922)$$

$$m_b = -2,5 \lg \frac{4,4734 \cdot 10^{-10}}{((z+1)^{4/3} - 1)^2} 10^{-\frac{1}{2}((z+1)^{4/3} - 1) \lg e} \quad (923)$$

$$m_b = 23,3734 + 5 \lg ((z+1)^{4/3} - 1) + 0,5429 ((z+1)^{4/3} - 1) \quad \text{Mit param. Dämpfung} \quad (924)$$

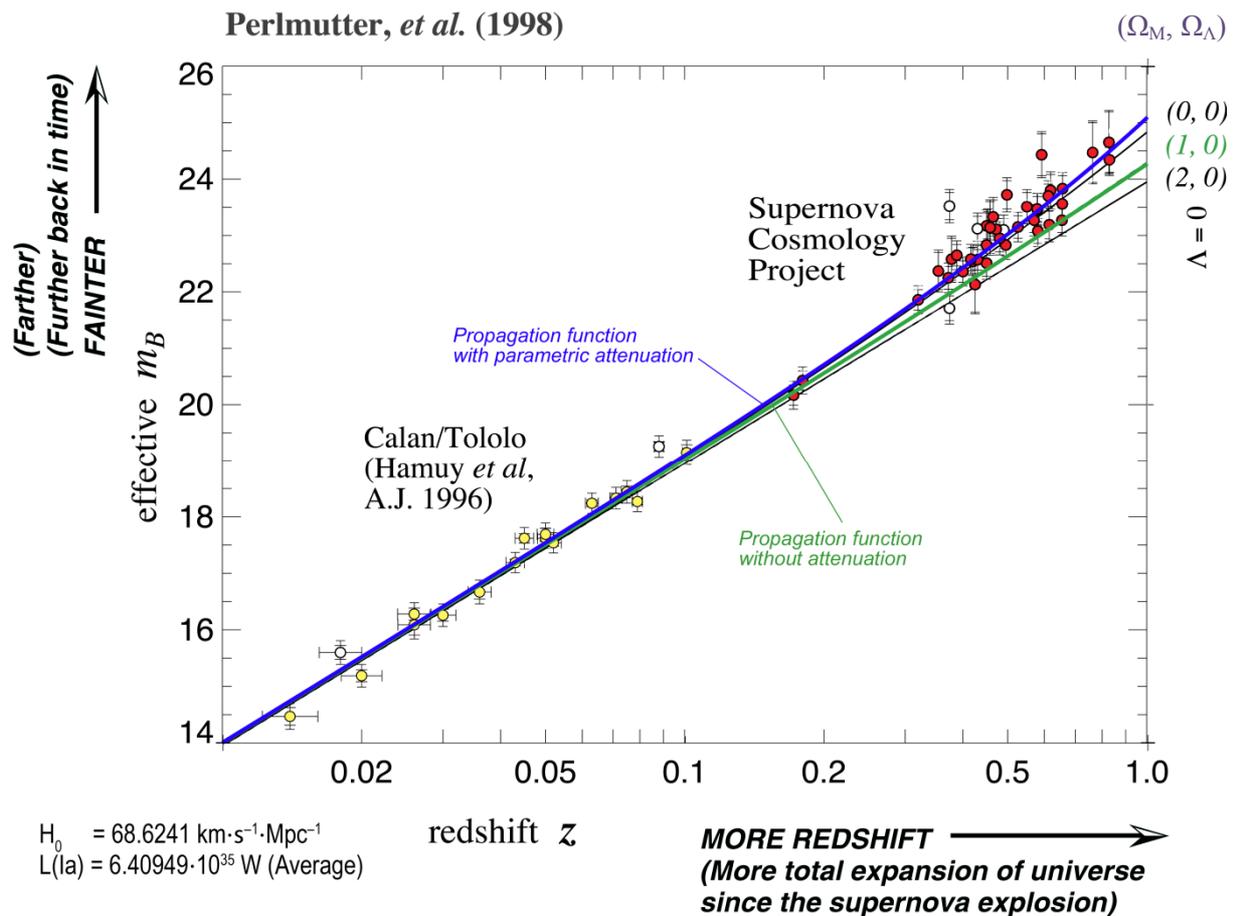


Bild 147

Berechnete scheinbare bolometrische Helligkeit für Lösung (890) des HUBBLE-Parameters im Vergleich mit den Beobachtungen des Supernova-Kosmologie-Projekts (Standardkerze = Mittelwert)

Bild 147 zeigt die Graphen der Ausdrücke (921) und (924) im Vergleich mit den Meßwerten des Supernova-Kosmologie-Projekts für Lösung (405c) des HUBBLE-Parameters. Die dünnen schwarzen Linien zeigen die Erwartungswerte des Standardmodells für  $\Lambda=0$  bei einer Massenenergiedichte  $\Omega_M=0, 1$  und  $2$ . Das ist einmal ein leeres Universum (0), ein Universum mit „normaler“ Energiedichte (1) und ein Universum mit doppelter Energiedichte (2). Hierbei deckt sich die Standard-BB-Lösung für das „normale“ Universum mit der Ausbreitungsfunktion für ein verlustfreies Medium (921). Das ist ebenfalls kein Wunder, denn beide haben den Exponenten  $4/3$  in (309a) gemeinsam. Dieser Fall wird aber durch die Beobachtungen nicht bestätigt, ebensowenig ein leeres Universum. Für  $\Lambda=0$  wäre sogar ein Universum mit negativer Massenenergiedichte (gefüllt mit Antimaterie) erforderlich. Für die optimale Übereinstimmung muß man schon EINSTEINS Fazit „Die Einführung der kosmologischen Konstante war die größte Eiselei, die ich je gemacht habe“ erfolgreich ignorieren. Nach [45] liegt die beste Übereinstimmung dann bei  $\Omega_M=0,28$  und  $\Omega_\Lambda=0,72$ . Dabei muß die Summe beider Werte über die Zeit gesehen immer Eins ergeben. Der Wert  $\Omega_\Lambda$  ist die sogenannte „Dunkle Energiedichte“, die allerdings mit unserem metrischen Wellenfeld identisch sein könnte (0K = absolut dunkel).

*XIV. Die Beobachtungswerte des Supernova-Kosmologie-Projekts werden exakt durch die Ausbreitungsfunktion (305) unter Berücksichtigung der geometrischen und parametrischen Dämpfung (284) beschrieben. Die Annahme der Existenz irgendwelcher neuer exotischer Materiearten oder unbekannter physikalischer Effekte ist dafür nicht erforderlich.*

***Es gibt weder dunkle Materie, Quintessenz noch zunehmende Expansion!***

Wie gesagt, das ganze klingt doch eher unwahrscheinlich, zumal dieser optimale Verlauf „zufälligerweise“ exakt durch unsere Funktion (924) beschrieben wird (blaue Kurve in Bild 147), und das ganze nur mit Hilfe bekannter physikalischer Objekte und Beziehungen. Es paßt!

Die einzige dunkle Materie gibt es in den Köpfen, das muß mal gesagt werden. Da in der Wissenschaft aber immer neue, noch eindeutigerer Beweise benötigt werden, habe ich mit Hilfe von (921) und (924) die Erwartungswerte der scheinbaren Helligkeiten für SNe Ia, die noch weiter entfernt sind als die im Rahmen des Supernova-Kosmologie-Projekts beobachteten, berechnet und im Bild 148 dargestellt. Bestimmt ergibt sich ja in der näheren oder fernerer Zukunft die Möglichkeit, ein solches Objekt zu beobachten.

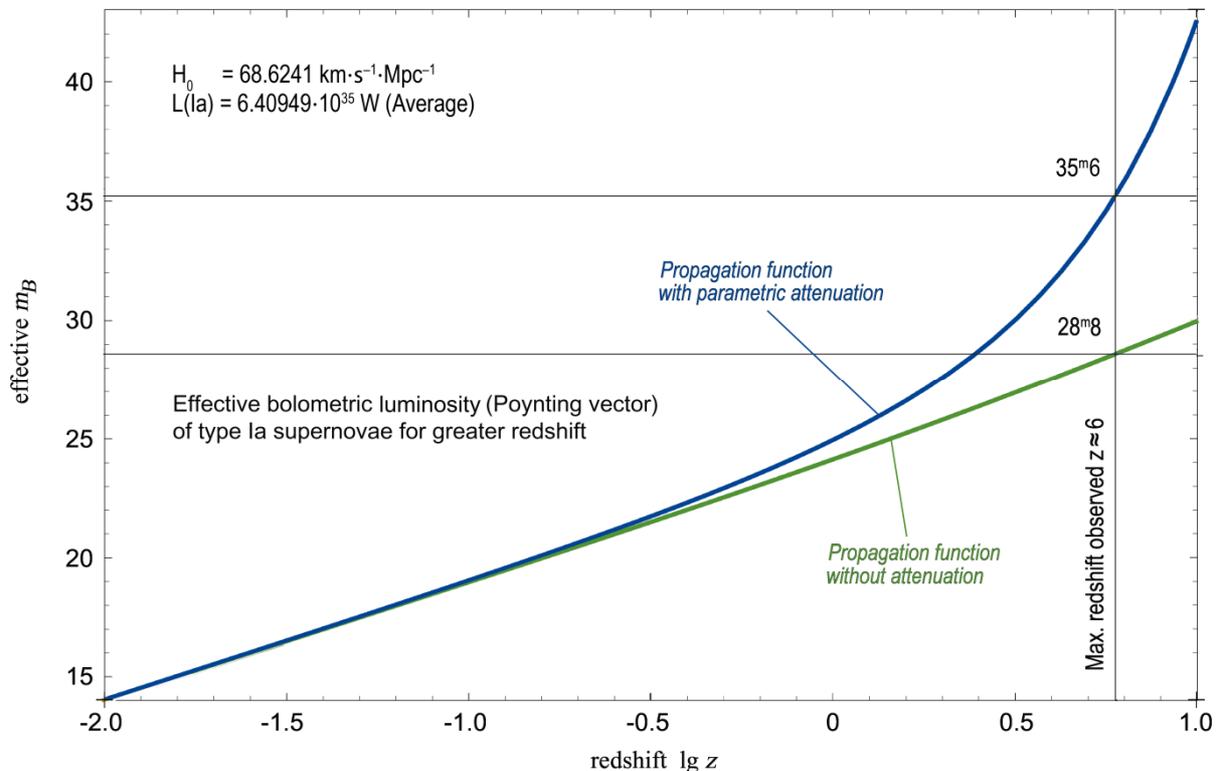


Bild 148  
 Berechnete scheinbare bolometrische Helligkeit für  
 Lösung (890) des HUBBLE-Parameters für weiter entfernte SNe Ia

Die einzig wahre Quintessenz ist die, daß das vorliegende Modell durch die Beobachtungen des Supernova-Kosmologie-Projekts bestätigt wird. Damit beträgt der aktuelle Wert des HUBBLE-Parameters nach Aktualisierung gemäß [49] exakt  $68,6241 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Dies entspricht Lösung (405c).

### 7.5.5. Die Bedeutung der zweiten und dritten Lösung

Nachdem wir im Abschnitt 7.5.1. versucht hatten, den HUBBLE-Parameter mit Hilfe lokal meßbarer Naturkonstanten zu berechnen, haben wir mit (884), (890) und (892) nicht nur eine, sondern gleich drei Lösungen mit voneinander abweichenden Werten erhalten. In den vorangegangenen Abschnitten konnten wir Ausdruck (890) als den am besten mit den Beobachtungen übereinstimmenden verifizieren. Lösung (405c) wird hier jetzt nicht berücksichtigt. Wenn man (890) als den exakten Wert für  $H_0$  annimmt, stellt sich die Frage nach der Bedeutung der zweiten und dritten Lösung. Auch gibt es ja eigentlich nur ein metrisches Wellenfeld mit nur einer metrischen Wellenfunktion und diese hat auch nur maximal einen aktuellen Phasenwinkel, d.h. es gibt nur einen Wert  $Q_0$ .

Da der Unterschied zwischen Lösung (884) und (890) nur 10,102% beträgt, was in etwa der Wirkung der verschiedenen Korrekturfaktoren der Feinstrukturkonstante in der QED entspricht, könnte man annehmen, daß es sich dabei um ein weiteres QED-Phänomen handelt. Dies würde aber der obengenannten Annahme widersprechen, denn dann wäre die Genauigkeit des mit (890) berechneten Wertes  $H_0$  nicht mehr garantiert; in der QED erhält man nämlich nie ein exaktes Ergebnis. Nun wäre es aber möglich, daß auch den anderen beiden Ergebnissen eine bestimmte physikalische Bedeutung zukommt, daß dabei dem Unterschied zwischen den drei Ergebnissen eine noch unbekannte Gesetzmäßigkeit innewohnt. Diese wiederum wäre

Lösung	$\dot{r}/r$	Gültig für
	[s <sup>-1</sup> ]	Teilchenart
$H_1(890) \cdot \xi^3$	$3,853 \cdot 10^{-18}$	Raumartige Photonen, Hadronen, Anti-Leptonen
$H_1(890) \cdot \xi^2$	$3,731 \cdot 10^{-18}$	Makroskopische Körper aus Materie, Atome
$H_1(890) \cdot \xi^1$	$3,613 \cdot 10^{-18}$	Makroskopische Körper aus Antimaterie, Antiatome
$H_1(890) \cdot \xi^0$	$3,499 \cdot 10^{-18}$	Zeitartige Photonen, Antihadronen, Leptonen

Tabelle 9  
Expansionsraten der Teilchen

Nun fällt allerdings auf, daß die Expansionsraten der Teilchen/Antiteilchen bei den Leptonen gegenüber den Hadronen vertauscht sind. Das liegt daran, daß diese direkt mit der Metrik interagieren und nicht mittels raumartiger bzw. zeitartiger Photonen, wie die Hadronen. Auch ist Tabelle 9 nur ein Vorschlag meinerseits und keinesfalls ein Dogma.

Der Wert  $\xi$  tritt in Form von  $\delta = \xi^{-2}$  auch als Korrekturfaktor in der QED auf und zwar immer dann, wenn bei einer Wechselwirkung mindestens ein Proton in der Nähe ist. Wenn wir z.B. die Wechselwirkung eines Photons mit einem Elektron in der Elektronenhülle eines Atoms betrachten, kommt die Feinstrukturkonstante zur Anwendung. Sehen wir doch einmal, was passiert, wenn wir die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  mit  $\delta$  multiplizieren:

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2}{q_0^2} \quad \text{ohne Korrekturfaktor} \quad \alpha\delta = \frac{\xi^{-2}}{4\pi} \frac{e^2}{q_0^2} \quad \text{mit Korrekturfaktor } \delta \quad (929)$$

Setzt man (925) in (929) ein, so sieht man, daß sich die Ladungen herauskürzen. Übrig bleibt nur das Verhältnis zwischen Elektronen- und Protonenmasse multipliziert mit einem geometrischen Faktor  $4\pi$ :

$$\alpha\delta = 4\pi \frac{m_e}{m_p} = 6,84386 \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{146} \quad \frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{1836} \quad (930)$$

Dieses Verhältnis zweier Massen ist wichtig bei energetischen Betrachtungen, bei denen der Impuls  $p=mv$  verwendet wird. Ausdruck (930) ist auch der Ausgangspunkt der Betrachtung einer elektromagnetischen Wechselwirkung eines Photons mit dem Elektron im Wasserstoffatom. Der Term  $\delta^{-1}$  gilt damit nur für das Wasserstoffatom  $^1\text{H}$  und stellt für sich genommen die Korrektur zwischen einem reinen, gedachten System aus Proton und Elektron und den tatsächlichen Verhältnissen im Wasserstoffatom dar. In allen anderen Fällen, bei schwereren Kernen und in höheren Energiezuständen kommen noch zusätzliche Korrekturterme hinzu. Mehr zu diesem Thema und über  $\alpha$  und  $\delta$  finden Sie in [49].

## 7.6. Schlußbetrachtung

Ich möchte diese Arbeit an diesem Punkt beenden, da ich die mir am Anfang gestellte Aufgabe, den genauen Wert des HUBBLE-Parameters zu bestimmen, erfüllt habe. Nebenbei ist ein neuartiges Modell des Universums entstanden, das nicht im Widerspruch zu bereits gesicherten Erkenntnissen steht und ohne „Brimborium“ wie etwa dunkle Materie und neuartige, bisher unbekannte und nicht gesicherte Effekte auskommt. Das Modell konnte anhand 8 von 10 Tests genau verifiziert werden, wobei allerdings 5 davon automatisch erfüllt sind, aufgrund der großen Ähnlichkeit mit dem Modell EINSTEINS. Der in den bisherigen Ausgaben bestimmte ( $\zeta=1$ ) sowie der aktualisierte Wert [49] des HUBBLE-Parameters beträgt:

$$H_0 = \frac{2}{3} \frac{64\pi^3 \varepsilon_0 G \hbar m_e^3}{\zeta^3 \mu_0^2 e^6} = \begin{cases} 2,447866340049170 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1} & \text{für } \zeta = 1 \quad \text{bisher } 2,33283 \cdot 10^{-18} \\ 2,223925234581364 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1} & \text{für } \zeta = 1,016119033115 \end{cases} \quad (931)$$

Der Faktor  $\zeta$  korrigiert die Krümmung des Elektronenradius [49], der in (931) dreimal enthalten ist. Er ist folgendermaßen definiert:

$$\zeta = \frac{1}{9\pi^2} \frac{1}{\sqrt[3]{3\sqrt{2}\alpha\delta}} = \frac{1}{36\pi^3} \frac{1}{\sqrt[3]{3\sqrt{2}}} \frac{m_p}{m_e} = 1,016119033114739' = \text{const} \quad (141 [49])$$

$$H_0 = 68,6241 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$$

Bisher 71,9845

Die Berechnung der Temperatur der kosmischen Hintergrundstrahlung mit dem neuen Wert ergibt eine äußerst geringe Abweichung von  $-4,3951 \cdot 10^{-5} \text{K}$  zum gemessenen Wert, so daß man auch diesen Punkt als erfüllt ansehen kann. Das Thema wird in [46] ausführlich behandelt.

Offen ist noch die technische Bestimmung des Werts der spezifischen Leitfähigkeit des Subraums  $\kappa_0$ , die sich aufgrund des extrem hohen Werts wohl auch in näherer Zukunft nicht wird durchführen lassen. Immerhin kann dieser Wert mit Hilfe anderer Beziehungen genau bestimmt werden. Auf diesem Weg wird hier auch gleich ein Tippfehler [\[9\]](#) in (932) berichtigt:

$$\kappa_0 = \frac{3}{8} \frac{\zeta^3 e^6 c}{16\pi^3 \varepsilon_0^2 G^2 \hbar^2 m_e^3} = \begin{cases} 1,305618577757470 \cdot 10^{93} \text{Sm}^{-1} & \text{für } \zeta = 1 \quad \text{bisher } 1,30605 \cdot 10^{93} \\ 1,369777663190222 \cdot 10^{93} \text{Sm}^{-1} & \text{für } \zeta = 1,016119033115 \end{cases} \quad (932)$$

Die beiden historischen Werte unterscheiden sich geringfügig von den in Tabelle 10 angegebenen, da sie mit dem CODATA<sub>2018</sub>-Wert von  $G$  und dem neuen  $\kappa_0$  berechnet wurden, während im Rest der Arbeit der BRUKER-Wert zur Anwendung kam. Die aktualisierten Werte basieren ebenfalls auf dem CODATA<sub>2018</sub>-Wert. Um eine fehlerlose Überprüfung zu gewährleisten, befindet sich im Anhang auch noch ein »Mathematica«-Programm, in dem diese Größen und ihre Beziehungen zueinander definiert sind. Allerdings ist dieses nicht mehr ganz aktuell und es berechnet nur die Werte von Tabelle 10. Ein besseres Programm finden Sie in [49], das alle Werte aus der CODATA<sub>2018</sub>-Tabelle bis hin zum Proton mit einer Genauigkeit von  $\leq \pm 10^{-10}$  zur Verfügung stellt, d.h. berechnet. Dort wird auch das Meßproblem von  $\kappa_0$  bereinigt. Da es sich um einen Subraumwert ähnlich  $c$ ,  $\mu_0$ ,  $\hbar_1$  und  $k$  handelt, der sich nicht ändert und bezugssystemunabhängig ist, kann er fest definiert werden und man muß ihn nicht messen. Der Artikel [49] stellt eine direkte Fortführung dieser Arbeit dar.

Ich hoffe, daß in der vorliegenden Arbeit doch einige neue Gedanken enthalten waren und bitte daher um eine rege Diskussion. Weiterhin bitte ich um Verständnis, daß ich die Betrachtung nicht auf alle Gebiete, z.B. schwarze Löcher, Entstehung der Sterne/Planeten etc. ausgedehnt habe, wie es sonst üblich ist. Im Zweifelsfall schließe ich mich hier der klassischen Lehrmeinung an. Diese Arbeit enthält auch Abschnitte, mit denen Sie vielleicht nicht einverstanden sein werden. Dennoch bitte ich den Leser, deswegen nicht alles zu verwerfen.

ENDE

- [43] **Thomas Hebbeker**  
RWTH Aachen  
Die Entwicklung des Universums  
[www.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/Sternwarte.pdf](http://www.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/Sternwarte.pdf)
- [44] **Huette**  
Ruhr-Uni Bochum  
(3) Meßgrößen: Helligkeiten, Farben, Temperaturen  
Abstract: Wir blicken zum Himmel und sehen Sterne:.. Was unterscheidet sie? Helligkeit und Farbe ...  
[www.astro.ruhr-uni-bochum.de/huette/astronomie1\\_v2/kap3.pdf](http://www.astro.ruhr-uni-bochum.de/huette/astronomie1_v2/kap3.pdf)
- [45] **Saul Perlmutter et. al.**  
Lawrence Berkeley Laboratory 50-232, University of California, Berkeley, CA 94720  
High Redshift Supernova Search, Home Page of the Supernova Cosmology Project  
Abstract:... the high-redshift supernovae discovered by the Supernova Cosmology Project... Supernovae: First Cosmology Results and Bounds on  $q_0$  (Perlmutter et al.)  
[www-supernova.lbl.gov/public/](http://www-supernova.lbl.gov/public/)
- [46] **Gerd Pommerenke**  
E-Mail-Adresse: GerdPommerenke@arcor.de  
Ist der Verlauf der Planckschen Strahlungsfunktion das Resultat der Existenz einer oberen Grenzfrequenz des Vakuums? , Augsburg 2022  
Die Version im Anhang ist veraltet. Update siehe *viXra:2008.0139*
- [47] **Seite „Grauer Körper“.** In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie.  
Bearbeitungsstand: 19. April 2018, 09:53 UTC. URL:  
[https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Grauer\\_K%C3%B6rper&oldid=176666036](https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Grauer_K%C3%B6rper&oldid=176666036)  
(Abgerufen: 9. Juli 2020, 07:35 UTC)
- [48] **Tobias Wegener**  
Symmetry, Crystal Systems and Bravais Lattices  
Bearbeitungsstand: 15. Mai 2021, 17:53 UTC. URL:  
<https://www.physics-in-a-nutshell.com/article/6/symmetry-crystal-systems-and-bravais-lattices>  
The contents on physics-in-a-nutshell.com, created by Tobias Wegener, are licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International License. If you want to reuse content of this website for non-commercial educational purposes, you can gladly do so in case the source will be stated properly. However, it is not allowed to reuse content for commercial purposes without his agreement. If you are unsure about that, please contact him!
- [49] **Dipl. Ing. Gerd Pommerenke**  
E-Mail-Adresse: GerdPommerenke@arcor.de  
Das Elektron und Schwachpunkte des metrischen Systems, Augsburg 2022  
*viXra:2201.0121*
- [50] **Manfred Zollner**  
www.gitec-forum.de  
Negative Laufzeit – Gibt's die wirklich?, © 2017  
[https://cdn.website-editor.net/80f045601f964fd4933c7d1f5e98a4ad/files/uploaded/Z22\\_Gruppenlaufzeit.pdf](https://cdn.website-editor.net/80f045601f964fd4933c7d1f5e98a4ad/files/uploaded/Z22_Gruppenlaufzeit.pdf)  
(Zuletzt abgerufen: 22. Februar 2022, 18:03 UTC)