

Entwicklung eines hochauflösenden Thermometers zur Untersuchung der Temperaturstabilität seismischer Sensoren

Development of a High Resolution Thermometer for the
Study of the Temperature Stability of Seismic Sensors

Masterarbeit
von

Johannes Käufl

an der Fakultät für Physik
Geophysikalisches Institut (GPI)

Referent: PD Dr. Joachim Ritter
Korreferent: Prof. Dr. Thomas Bohlen
Betreuer: Dr. Thomas Forbriger

Abgabedatum: 20.01.2015

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 19.1.2015

.....

(Johannes Käufel)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Zielsetzung und Überblick	2
1.2.1. Entwicklung und Test des Thermometers	2
1.2.2. Temperaturmessungen am Seismometerstandort und am STS-1	3
2. Grundlagen	5
2.1. Widerstandsthermometrie	5
2.2. Thermistoren	6
2.2.1. Leitfähigkeit in Halbleitern	6
2.2.2. Temperatur-Widerstands-Zusammenhang	7
2.2.3. Selbstheizung	7
2.3. Wheatstone'sche Messbrücke	9
2.4. Kalibrierung	11
2.5. Korrelationsanalyse	11
3. Messungen	15
3.1. Messaufbau im Teststollen	16
3.2. Messaufbau in der Seismometerkammer	19
3.3. Messstart	20
3.4. Rohdaten	20
4. Kalibrierung	23
4.1. Implementierung der Least-Squares-Inversion	23
4.2. Auswertung	24
4.2.1. Überprüfung der Kalibrierung und Ursachen des Restresiduums	26
4.2.2. Drift der Thermistoren	27
4.2.3. Konditionierung der Least-Squares-Inversion	28
5. Korrelationsanalyse	31
5.1. Datenbearbeitung	31
5.2. Einflüsse statistischer Schwankungen	32
5.3. Fazit	35
6. Die Entwicklung des Thermometers	37
6.1. Dimensionierung und Auswahl der Sensoren	38
6.2. Selbstheizung	39
6.3. Dimensionierung und Auswahl der Brückenwiderstände	40
6.4. Messbrücken	41
6.5. Bewertung der ersten Testmessungen	42
6.6. Messwertverstärkung	43
6.6.1. Der Instrumentenverstärker	44

6.6.2. Vergleich	45
6.7. Restrauschen	46
6.8. Temperaturauflösung	48
7. Temperaturmessungen	51
7.1. Datenbearbeitung der Messungen in der Seismometerkammer	51
7.2. Teststollen	52
7.3. Seismometerkammer	54
7.4. Baseplate des STS-1V	56
8. Interpretation der Temperaturmessungen	59
9. Zusammenfassung	61
9.1. Entwicklung und Test des Thermometers	61
9.2. Temperaturmessungen am Seismometerstandort des BFO	62
Literaturverzeichnis	63
Anhang	65
A. Übersicht der Messungen im Teststollen	65
B. Übersicht der Messungen in der Seismometerkammer	108
C. Abbildungen	116
D. CD	120
Danksagung	121

1. Einleitung

1.1. Motivation

Das New Low Noise Model (NLNM) von PETERSON (1993) ist ein Modell des minimalen Rauschniveaus, das unter optimalen Bedingungen an ruhigen seismologischen Stationen erreicht werden kann. Der langperiodische Frequenzbereich (unter 0,1 Hz) wird dabei durch Signale definiert, die mit STS-1 Seismometern gemessen wurden. Während zwischen Frequenzen von 2-7 mHz das seismische Hintergrundrauschen (Hum) aufgelöst werden kann (SUDA et al., 1998), wird das NLNM bei Frequenzen unterhalb von 1 mHz durch das Eigenrauschen der STS-1 begrenzt.

Hinweise auf die Beschränkung durch das Eigenrauschen gibt bereits ein mit der Schwingungsperiode wachsendes inkohärentes Signal, welches PETERSON bei Frequenzen kleiner 1 mHz an zwei STS-1 Seismometern gemessen hat, die dem gleichen Anregungssignal ausgesetzt waren. Als mögliche Ursache werden Temperaturschwankungen genannt. ZÜRN und WIDMER (1995) zeigen, dass für Frequenzen kleiner 1 mHz Signalpegel unter dem NLNM erreicht werden können. Dazu werden Gravimeterregistrierungen mit dem Luftdrucksignal korrigiert, um den gravitativen Einfluss der Luftmassen auf die Gravimetermasse auszugleichen. Da diese Luftdruckkorrektur beim STS-1 nicht erfolgreich ist, deutet dies auf andere Ursachen für dessen Eigenrauschen hin.

Das Geowissenschaftlichen Gemeinschaftsobservatorium Schiltach (**Black Forest Observatory**) ist eine der rauschärmsten seismologischen Stationen global. Die Messinstrumente befinden sich in einem Bergwerksstollen und sind durch zwei Druckschleusen und eine über 150 m mächtige Gesteinsabdeckung von äußeren Einflüssen wie Luftdruck- und Temperaturschwankungen abgeschirmt. Dies, sowie der große Abstand von über 5 km zu zivilisatorischen Rauschquellen ermöglichen Messungen auf NLNM-Niveau.

Abb. 1.1 zeigt die spektralen Leistungsdichten des STS-1 und des supraleitenden Gravimeters SG-056 am BFO in einem Zeitraum von zehn Tagen ohne größere Beben. Die Spektren der Vertikalkomponente des STS-1 und des unkorrigierten SG-056 Signals folgen dem Verlauf des NLNM. Die Luftdruckkorrektur senkt den Signalpegel der schwereren Kugel (UG1) bei Frequenzen kleiner 1 mHz unter das NLNM.

Die Größenordnung der für das Eigenrauschen in Betracht kommenden Temperaturschwankungen kann über den Temperaturkoeffizient der Seismometertragfeder abgeschätzt werden. Bei Temperaturschwankungen ändert sich die Federkonstante Tragfeder und damit deren Tragkraft, was ein scheinbares Beschleunigungssignal hervorruft. Die Tragfeder des

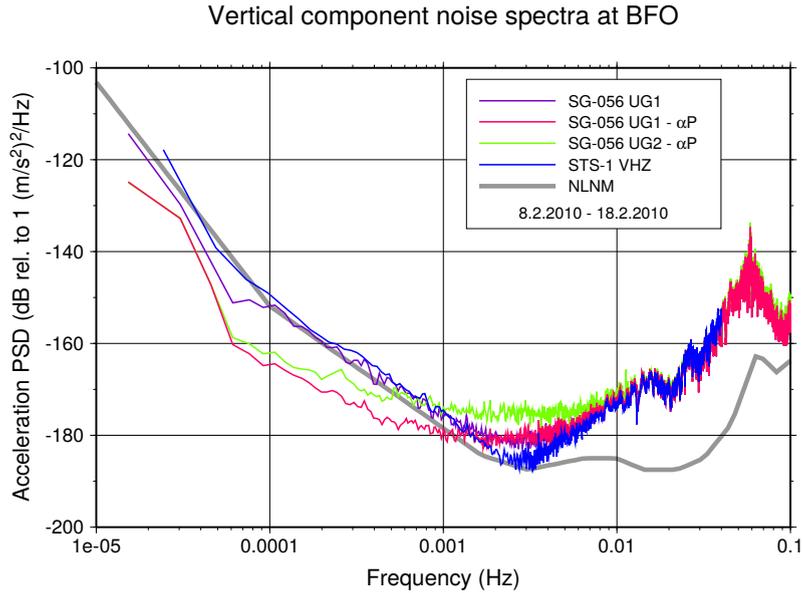


Abbildung 1.1.: Das NLNM und Leistungsdichtespektren (PSD) der Beschleunigung der Vertikalkomponente des STS-1 und der zwei Sensorkugeln UG1 und UG2 des supraleitenden Gravimeters SG-056 am BFO. Die Korrektur wurde mit dem Luftdruck P bei einer Admittanz von $\alpha = 3 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ durchgeführt. (WIDMER-SCHNIDRIG et al., 2010)

STS-1 besteht aus einer Elinvar-Legierung, deren Elastizitätsmodul einen Temperaturkoeffizient von kleiner als 10^{-5} K^{-1} hat. Die kleinsten mit STS-1 Seismometern detektierbaren Signale im Frequenzbereich um 1 mHz betragen 10^{-12} der absoluten Schwerebeschleunigung. Bei Temperaturschwankungen von $1 \mu\text{K}$ und einem Temperaturkoeffizient von 10^{-6} K^{-1} würde sich die Federtragkraft um 10^{-12} der absoluten Schwerebeschleunigung ändern und ein scheinbares Beschleunigungssignal erzeugen, das auf dem Niveau der Rauschsignale des STS-1 liegt.

1.2. Zielsetzung und Überblick

1.2.1. Entwicklung und Test des Thermometers

Da bisher noch keine Temperaturmessungen auf μK -Niveau an Seismometern und Seismometerstandorten gemacht wurden, musste zuerst überprüft werden, ob entsprechende Temperaturschwankungen überhaupt auftreten. Dazu wurde ein Messaufbau konzipiert, der eine Temporaufösung wenigen μK bei Frequenzen von 0,1 mHz bis 1 mHz erreicht. Dabei sollten kontinuierliche Messungen über einen längeren Zeitraum von mindestens einer bis mehreren Wochen am Seismometerstandort möglich sein. Die absolute Genauigkeit der Temperaturmessungen ist dabei weniger von Bedeutung, da Änderungen der Federtragkraft nur durch Temperaturschwankungen hervorgerufen werden.

Thermometer die die geforderte Auflösung besitzen, sind auf dem Markt verfügbar, sprengen aber den finanziellen Rahmen der Masterarbeit. Günstigere Messgeräte erreichen Auflösungen im mK-Bereich und sind üblicherweise auf eine absolute Genauigkeit bei der Temperaturmessung optimiert. Da die Eigenentwicklung eines Thermometer mit deutlich geringeren Kosten und im Zeitrahmen der Masterarbeit möglich schien, wurde dieser Weg gewählt. Der Hauptteil dieser Arbeit wird sich mit der Entwicklung befassen, da diese den zeitlich größten Anteil ausmachte.

HANSEN und HART (2004) erläutern, als Teil einer Bauanleitung für Kalorimeter, den Bau einer Temperaturmessbrücke auf Basis einer Wheatstone'schen Brückenschaltung und Halbleitersensoren (Thermistoren), mit der ein Rauschniveau unter $1 \mu\text{K}$ erreicht werden kann. Die Temperaturmessbrücken und deren Entwicklung wird in Kapitel 6 dieser Arbeit beschrieben, wobei die Grundlagen dazu in den Abschnitten 2.2 und 2.3 zu finden sind.

Während der Entwicklung wurden ausführliche Testmessungen der Temperaturmessbrücken im Teststollen des BFO durchgeführt. Der verwendete Messaufbau wird in Abschnitt 3.1 beschrieben.

Zur Kalibrierung der Thermistoren wird die Methode von (STEINHART und HART, 1968) verwendet, wobei Kalibrierkoeffizienten mit einer Least-Squares-Regression bestimmt werden. Die Theorie dazu findet sich in Abschnitt 2.4, eine Auswertung und abschließende Bewertung der Kalibrierung in Kapitel 4.

Das Rauschniveau und damit das Auflösungsvermögen der Messbrücken wurde mit der Korrelationsanalyse nach SLEEMAN et al. (2006) bestimmt. Die theoretischen Grundlagen werden in Abschnitt 2.5 beschrieben und in Kapitel 5 werden die Einflüsse statistischer Schwankungen auf die Korrelationsanalyse untersucht.

1.2.2. Temperaturmessungen am Seismometerstandort und am STS-1

Mit dem entwickelten Thermometer soll untersucht werden, welche Temperaturschwankungen noch an einem gut abgeschirmten Seismometerstandort und an den Seismometern selbst auftreten.

Dazu wurden zwei Messungen in der Seismometerkammer des BFO durchgeführt. Weitere ausführlichere Messungen waren aufgrund zeitlicher Beschränkungen und technischer Probleme nicht möglich. Bei der ersten Messung wurde die Temperatur unter einer thermischen Isolierung, wie sie bei Seismometern verwendet wird, gemessen. Bei der zweiten Messungen wurde die Temperatur an zwei Stellen der Baseplate des STS-1 Vertikalseismometer gemessen. Der dabei verwendete Messaufbau wird in Abschnitt 3.2 beschrieben.

Die Messergebnisse werden in Kapitel 7 vergleichend mit der Temperatur im Teststollen dargestellt. Die Ergebnisse werden in Bezug auf die hier gestellte Frage in Kapitel 8 diskutiert. Außerdem werden offene Fragen und mögliche an diese Arbeit anknüpfende Messungen vorgestellt.

2. Grundlagen

2.1. Widerstandsthermometrie

Der elektrische Widerstand in Metallen und Halbleitern ist temperaturabhängig. Somit können Widerstandsmessung zur Temperaturbestimmungen genutzt werden. Die Empfindlichkeit und die maximal erreichbare Auflösung hängen dabei einerseits von der Empfindlichkeit und Auflösung der Widerstandsmessung und andererseits vom Temperaturkoeffizient des verwendeten Sensor ab. Für Präzisionstemperaturmessungen werden in dem hier betrachteten Temperaturbereich entweder Platinsensoren oder Metalloxid-Halbleitersensoren eingesetzt.

Platinsensoren

Mit Platinsensoren lassen sich absolute Genauigkeiten von wenigen mK über einen großen Temperaturbereich von ca. -200°C bis 800°C erreichen (KOHLRAUSCH, 1996). Der Temperaturkoeffizient des Widerstands ist linear und hat bei den weit verbreiteten Pt-100 Sensoren ($R(0^{\circ}\text{C}) = 100\ \Omega$) einen genormten Wert von $0,00385\ \text{K}^{-1}$ für Temperaturen von 0 bis 100°C . Der Temperaturkoeffizient ist im Vergleich zu Halbleitersensoren zu klein, um Temperaturentscheidungen im μK Bereich zu erreichen. Aufgrund der Langzeitstabilität und hohen absoluten Genauigkeit wird ein Platinsensor zu Kalibrierung der eingesetzten Halbleitersensoren verwendet.

Thermistoren

Halbleiter mit einem großen Temperaturkoeffizient werden Thermistoren genannt und bestehen aus Metalloxiden (Eisen-, Mangan-, Kupfer-, Zink-, Kobalt-, oder Nickeloxide, Epcos (2009)). Thermistoren haben einen nichtlinearen Temperatur-Widerstandszusammenhang, wobei, anders als bei Platinsensoren, der Widerstand mit der steigender Temperatur sinkt. Der Temperaturkoeffizient ist größer als der von Platinsensoren und liegt im Temperaturbereich von ca. -50°C bis 100°C bei $-0,03\ \text{K}^{-1}$ bis $-0,07\ \text{K}^{-1}$. Aufgrund des großen Temperaturkoeffizienten werden Thermistoren als Sensoren für hochauflösende Temperaturmessungen verwendet, zeigen jedoch einen, für Temperaturmessungen nachteiligen, Selbstheizungseffekt und sind driftnfällig.

2.2. Thermistoren

2.2.1. Leitfähigkeit in Halbleitern

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.1)$$

wird durch die Dichten der positiven Ladungsträger p und der negativen Ladungsträger n , sowie deren Beweglichkeiten μ_n bzw. μ_p bestimmt. e ist die Elementarladung (RUDDEN und WILSON, 1995). Bei intrinsischen (nicht dotierten) Halbleitern ist $p = n$, da zu jedem negativen Ladungsträger (Elektron) im Leitungsband ein positiver Ladungsträger (Loch) im Valenzband gehört.

Das Leitungsband hat ein höheres Energieniveau als das Valenzband. Bei steigender Temperatur erhöht sich die Ladungsträgerdichte in Valenz und Leitungsband, da mehr Elektronen aufgrund ihrer höheren thermischen Energie aus dem Valenz- in das Leitungsband springen. Dabei hinterlassen sie ein positives Loch, also einen positiven Ladungsträger im Valenzband. Die Ladungsträgerdichte lässt sich durch die Fermi-Dirac-Verteilung,

$$n = p = C \cdot T^{3/2} \cdot e^{-E_g/2k_B T}, \quad (2.2)$$

beschreiben. Dabei ist T die Temperatur in K, k_B die Boltzmann-Konstante, C eine weitere Konstante und E_g die Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband, auch Bandlücke genannt.

Gleichung 2.2 lässt sich in Gleichung 2.1 einsetzen, um die intrinsische Leitfähigkeit

$$\sigma_i = \sigma_{i\infty} \cdot e^{-E_g/2k_B T} \quad (2.3)$$

zu erhalten. Da sich die Beweglichkeiten μ näherungsweise proportional zu $T^{-3/2}$ verhalten (RUDDEN und WILSON, 1995), ergibt sich die Konstante

$$\sigma_{i\infty} = C \cdot T^{3/2} \cdot (\mu_n + \mu_p), \quad (2.4)$$

die die maximale Leitfähigkeit für $T \rightarrow \infty$ darstellt.

Analog dazu kann die extrinsische Leitfähigkeit

$$\sigma_e = \sigma_{e\infty} \cdot e^{-E_d/2k_B T} \quad (2.5)$$

für dotierte Halbleiter angegeben werden. E_d ist dabei die Energiedifferenz zwischen Valenzband und Akzeptorniveau bei p-dotierten Halbleitern oder zwischen Donatorniveau und Leitungsband bei n-dotierten Halbleitern.

Die gesamte Leitfähigkeit eines Halbleiters,

$$\sigma = \sigma_i + \sigma_e \quad (2.6)$$

$$= \sigma_{i\infty} \cdot e^{-E_g/2k_B T} + \sigma_{e\infty} \cdot e^{-E_d/2k_B T}, \quad (2.7)$$

setzt sich dann aus den extrinsischen und intrinsischen Anteilen zusammen, und zeigt eine exponentielle Temperaturabhängigkeit.

Durch die richtige Wahl des Halbleitermaterials und eine geeignete Dotierung lassen sich die für Thermistoren gewünschten großen Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit erzeugen.

2.2.2. Temperatur-Widerstands-Zusammenhang

Das Leitfähigkeitsverhalten in einem realen Halbleiter ist kompliziert, weshalb bei Thermistoren der Temperatur-Widerstandszusammenhang mit empirisch bestimmten Gleichungen beschrieben wird. Basierend auf dem exponentiellen Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Temperatur (s. Gl. 2.7) lässt sich der Zusammenhang zwischen Thermistorwiderstand R_{Th} und Temperatur T wie folgt formulieren (KOHLRAUSCH, 1996):

$$R_{Th}(T) = R_{Th,0} \cdot e^{b\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}. \quad (2.8)$$

$R_{Th,0}$ ist dabei der Thermistorwiderstand bei einer Referenztemperatur T_0 (üblicherweise $T_0=298,15\text{ K}$) und b oder b -Wert eine Konstante mit der Einheit K.

Der Temperaturkoeffizient α des Thermistors lässt sich durch die Ableitung des Widerstand nach T bilden,

$$\alpha = \frac{\partial R_{Th}}{\partial T} \cdot R_{Th}^{-1} = -\frac{b}{T^2}, \quad (2.9)$$

und ist temperaturabhängig.

2.2.3. Selbstheizung

Thermistoren zeigen einen Selbstheizungseffekt. Das Halbleitermaterial heizt sich abhängig von der elektrischen Leistung P_{el} , mit der der Thermistor betrieben wird, auf. Die erhöhte Thermistortemperatur senkt wiederum dessen Widerstand. Bei zu großen Leistungen kann dies zu einem unkontrollierten Leistungsanstieg führen.

Die vom Thermistor aufgenommene elektrische Energie wird vollständig in Wärmeenergie umgewandelt, d.h. die elektrische Leistung P_{el} ist gleich der Wärmeleistung P_W ,

$$P_{el} = P_W, \quad (2.10)$$

die den Thermistor und dessen Umgebung aufwärmt. Dementsprechend kann die Wärmeleistung des Thermistors

$$P_W = \delta_{Th}\Delta T + C_{Th} \frac{dT}{dt} \quad (2.11)$$

durch zwei Anteile beschrieben werden (Epcos, 2009). Ein Anteil ist die Dissipation der Wärme an die Umgebung, abhängig vom Dissipationsfaktor δ_{Th} (in W/K) des Thermistors und der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Thermistor und Umgebung. δ_{Th} ist abhängig von der Größe und Geometrie des Sensors, sowie vom umgebenden Medium. Der zweite Anteil ist die Temperaturänderung des Thermistors mit der Zeit dT/dt , wobei C_{Th} dessen Wärmekapazität in J/K ist.

Im Gleichgewichtszustand, bei konstanter Thermistortemperatur (d.h. $dT/dt=0$), wird die gesamte elektrische Leistung an die Umgebung dissipiert. Die Gleichungen (2.10) und (2.11) lassen sich somit zusammenfassen,

$$P_{el} = \delta_{Th}\Delta T = \delta_{Th}(T - T_U), \quad (2.12)$$

und zu einer leistungsabhängigen Darstellung für die Thermistortemperatur

$$T(P_{el}) = \frac{P_{el}}{\delta_{Th}} + T_U \quad (2.13)$$

umformen, wobei T_U die Umgebungstemperatur ist. Eingesetzt in Gleichung 2.8 ergibt sich eine leistungsabhängige Darstellung des Thermistorwiderstands $R_{Th}(P_{el})$. Mit $R_{Th}(P_{el})$,

sowie $P_{el} = UI$ und $U = RI$ lassen sich Wertepaare für Strom I und Spannung U für verschiedene Leistungen am Thermistor errechnen. Es gilt

$$I = \sqrt{\frac{P_{el}}{R_{Th}(P_{el})}} \quad \text{und} \quad (2.14)$$

$$U = \sqrt{P_{el} \cdot R_{Th}(P_{el})}. \quad (2.15)$$

Dies ist in Abb. 2.1 für einen Thermistor mit $R_{Th}(T_U) = R_{Th}(P_{el} = 0) = 10 \text{ k}\Omega$ für zwei verschiedene δ_{th} (in Wasser und Luft) gezeigt.

Für einen ohmschen Widerstand R gilt $\frac{\partial U}{\partial I} = R$ über den gesamten Leistungsbereich. Bei Thermistoren ändert sich die Steigung $\frac{\partial U}{\partial I}$ mit der elektrischen Leistung. Die Steigung bei einer bestimmten Leistung zeigt an wie stark sich die Strom-Spannungscharakteristik des Thermistors bei dieser Leistung von der eines ohmschen Widerstandes unterscheidet. Der Ausdruck

$$\frac{\partial U}{\partial I} \cdot R_{Th}(P_{el})^{-1} \quad (2.16)$$

ist somit ein Maß für den Selbstheizungseffekt des Thermistors.

Der in Abb. 2.1 dargestellte Thermistor verhält sich bei Leistungen kleiner ca. 1 mW (in Luft etwas niedriger als in Wasser) wie ein ohmscher Widerstand und die Steigung entspricht dem Thermistorwiderstand:

$$\frac{\partial U}{\partial I} \cdot R_{Th}(P_{el})^{-1} = 1. \quad (2.17)$$

Dies ist der Leistungsbereich in dem ein Thermistor als Temperatursensor betrieben werden sollte. Bei größerer Leistung sinkt der Thermistorwiderstand aufgrund von Selbstheizung und die I - U -Kurve weicht von der Linie konstanten Widerstands ab:

$$\frac{\partial U}{\partial I} \cdot R_{Th}(P_{el})^{-1} < 1. \quad (2.18)$$

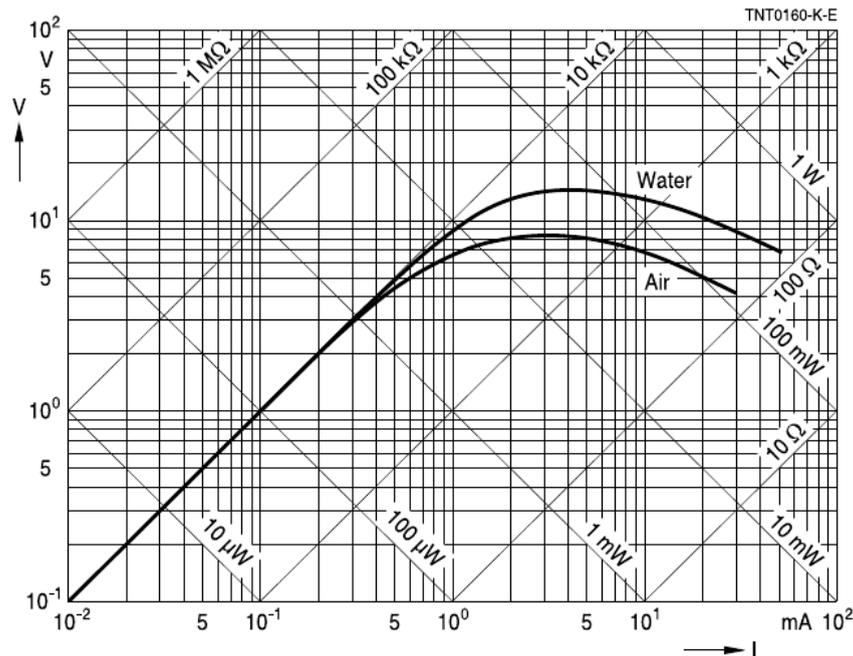


Abbildung 2.1.: Strom-Spannungscharakteristik eines Thermistors ($R_{Th}(T_U) = 10 \text{ k}\Omega$) an der Luft und in Wasser. Zusätzlich sind Linien konstanten Widerstands und konstanter Leistung eingetragen. (Epcos, 2009)

Der Thermistor verhält sich nicht mehr wie ein ohmscher Widerstand, bis bei größeren Leistungen die Steigung negativ wird:

$$\frac{\partial U}{\partial I} \cdot R_{Th}(P_{el})^{-1} < 0. \quad (2.19)$$

In diesem Leistungsbereich würde bei konstanter Spannung, der Strom und damit die Leistung am Thermistor unkontrolliert bis zu dessen Zerstörung ansteigen.

2.3. Wheatstone'sche Messbrücke

Der Sensorwiderstand wird mit einer Wheatstone'sche Brückenschaltung gemessen. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung mit den im folgenden verwendeten Symbolen. Die Brückenschaltung besteht aus insgesamt 4 Widerständen, wobei einer dieser Widerstände, R_{Th} der zu messende Widerstand des Temperatursensors ist. Die weiteren Widerstände sind der Referenzwiderstand R_r und die Widerstände R_3 und R_4 im Parallelzweig der Brückenschaltung. R_3 und R_4 können dabei die Teilwiderstände eines Potentiometers sein, um den Brückenabgleich zu ermöglichen. U_V ist die Versorgungsspannung der Brücke und U_A die zu messende Brückenausgangsspannung.

Bei einer abgeglichenen Brücke ist $U_A = 0$ und das Widerstandsverhältnis an beiden Brückenzeigen gleich:

$$\frac{R_{Th}}{R_r} = \frac{R_3}{R_4}. \quad (2.20)$$

Ändert sich einer der Widerstandswerte, so ändert sich auch U_A . Nach der Maschenregel gilt

$$U_A = U_{Th} - U_3 \quad (2.21)$$

$$= R_{Th}I_{Th} - R_3I_3 \quad (2.22)$$

$$= U_V \left(\frac{R_{Th}}{R_{Th} + R_r} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right), \quad (2.23)$$

wobei U_{Th} und U_3 die Spannungsabfälle und I_{Th} und I_3 der Strom an den jeweiligen Widerständen sind.

Bei kleinen Änderungen eines Widerstands ist U_A linear. Um das zu zeigen wird R_{Th} in $R_{Th} = R_{Th,0} + \delta R_{Th}$ aufgeteilt. Dabei ist die Brücke bei $R_{Th,0}$ abgeglichen ($U_A = 0$) und

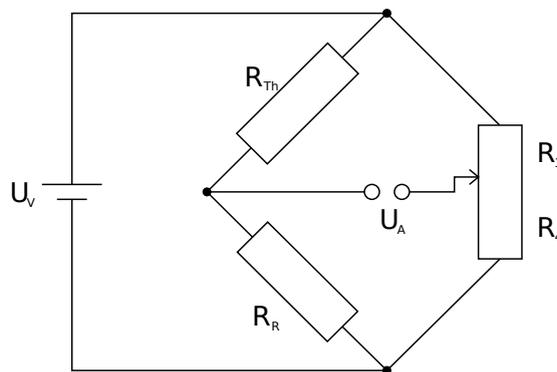


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Wheatstone'schen Messbrücke. R_{Th} kennzeichnet den Thermistor, R_r ist der Referenzwiderstand und R_3 und R_4 die Widerstände am Parallelzweig. U_V ist die Versorgungsspannung und U_A die Brückenausgangsspannung.

δR_{Th} sind kleine Widerstandsänderungen ($\delta R_{Th} \ll R_{Th,0}$). Für U_A gilt:

$$U_A = U_V \left(\frac{R_{Th,0} + \delta R_{Th}}{R_{Th,0} + \delta R_{Th} + R_r} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right) \quad (2.24)$$

$$= U_V \left(\frac{\delta R_{Th} R_4 + R_{Th,0} R_4 - R_r R_3}{(R_3 + R_4)(R_{Th,0} + \delta R_{Th} + R_r)} \right) \quad (2.25)$$

$$\stackrel{\text{(Gl. 2.20)}}{=} U_V \left(\frac{\delta R_{Th} R_4}{(R_3 + R_4)(R_{Th,0} + \delta R_{Th} + R_r)} \right) \quad (2.26)$$

$$= U_V \left(\frac{\frac{\delta R_{Th}}{R_{Th,0}}}{\left(\frac{R_3}{R_4} + 1\right) \left(1 - \frac{\delta R_{Th}}{R_{Th,0}} + \frac{R_r}{R_{Th,0}}\right)} \right) \quad (2.27)$$

$$\stackrel{\text{für } \frac{\delta R_{Th}}{R_{Th,0}} \ll 1}{\approx} U_V \left(\frac{\frac{\delta R_{Th}}{R_{Th,0}}}{\left(\frac{R_3}{R_4} + 1\right) \left(1 + \frac{R_r}{R_{Th,0}}\right)} \right). \quad (2.28)$$

Somit ist die Ausgangsspannung bei kleinen Widerstandsänderungen proportional zur Widerstandsänderung.

Gleichung 2.23 gilt für kleine Widerstandsänderungen und kann nach der Temperatur abgeleitet werden, um die Sensitivität

$$S = \frac{\partial U_A}{\partial T} = U_V \left(\frac{\partial R_{Th}}{\partial T} \frac{1}{R_{Th} + R_r} - \frac{\partial R_{Th}}{\partial T} \frac{R_{Th}}{(R_{Th} + R_r)^2} \right) \quad (2.29)$$

$$\stackrel{\text{(Gl. 2.9)}}{=} U_V \alpha \frac{R_{Th}}{R_{Th} + R_r} \left(1 - \frac{R_{Th}}{R_{Th} + R_r} \right) \quad (2.30)$$

in V/K zu erhalten (HANSEN und HART, 2004). Die Sensitivität ist proportional zur Versorgungsspannung der Brücke und zum Temperaturkoeffizient des Thermistors. Das Maximum von S liegt bei $R_{Th}(R_{Th} + R_r)^{-1} = 0,5$.

Wird die Brückenausgangsspannung mit einem Spannungsmessgerät mit endlichem Innenwiderstand R_I gemessen, so ist die gemessene Spannung U'_A kleiner als die tatsächliche Ausgangsspannung U_A (gemessen mit einem idealen Spannungsmessgerät mit $R_I \rightarrow \infty$). Nach SCHMUSCH (2005) gilt:

$$U'_A = U_A \frac{R_I}{\left(\frac{R_{Th} R_r}{R_{Th} + R_r} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4}\right) + R_I} \quad (2.31)$$

$$= U_A \frac{1}{r_R + 1}. \quad (2.32)$$

Dabei ist

$$r_R = R_I^{-1} \left(\frac{R_{Th} R_r}{R_{Th} + R_r} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} \right) = \frac{R_B}{R_I} \quad (2.33)$$

das Widerstandsverhältnis zwischen dem Innenwiderstand des Spannungsmessgeräts R_I und dem der Messbrücke

$$R_B = \frac{R_{Th} R_r}{R_{Th} + R_r} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4}. \quad (2.34)$$

Für ein kleines Verhältnis ($r_R \rightarrow 0$) geht der Korrekturfaktor $(r_R + 1)^{-1}$ gegen 1, und damit die gemessene Brückenausgangsspannung U'_A in die tatsächliche Brückenausgangsspannung U_A über.

Die elektrische Leistung P_{el} am Brückenwiderstand R_{Th} beträgt

$$P_{el} = U_{Th} I_{Th} = \frac{U_{Th}^2}{R_{Th}} = \frac{U_V^2 R_{Th}}{(R_r + R_{Th})^2}, \quad (2.35)$$

wobei U_{Th} und I_{Th} Strom und Spannung an R_{Th} sind.

2.4. Kalibrierung

STEINHART und HART (1968) versuchten das Problem der Thermistorkalibrierung mit einer Regressionsanalyse zu lösen und suchten dazu eine Kalibrierkurve, die für ein Least-Squares-Inversionsverfahren geeignet ist. Weitere Kriterien, die von der Kalibrierkurve erfüllt werden sollten, waren:

- Gültigkeit über einen großen Temperaturbereich
- eine explizite Abhängigkeit der Temperatur in K vom Thermistorwiderstand
- Stabilität und eine möglichst einfache mathematische Form

Aufgrund des exponentiellen Zusammenhangs zwischen Leitfähigkeit und Temperatur eines Halbleiters (s. Gl. 2.3 und 2.5) wurde ein logarithmischer Ansatz gewählt. Durch Ausprobieren ermittelten STEINHART und HART aus einer Reihe von Testfunktionen folgende Kalibrierkurve:

$$T^{-1} = A + B \cdot \ln R_{Th} + C \cdot (\ln R_{Th})^3. \quad (2.36)$$

Diese konnte die zur Kalibrierung verwendeten Temperatur-Widerstands-Wertepaare nach der Regressionsanalyse mit dem geringsten Residuum beschreiben. Dabei ist T die Thermistortemperatur in K und R_{Th} dessen Widerstand in Ω . A , B und C sind Kalibrierkoeffizienten mit der Einheit K^{-1} , im folgenden als Steinhart-Hart-Koeffizienten (SH-Koeffizienten) bezeichnet, die über eine Least-Squares-Inversion bestimmt werden.

Unter den Testfunktionen waren verschiedene Potenzreihen der Form

$$T^{-1} = A + C_1(\ln R_{Th})^{n_1} + C_2(\ln R_{Th})^{n_2} + \dots + C_i(\ln R_{Th})^{n_i} \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}, \quad (2.37)$$

bestehend aus Potenzen von $\ln R_{Th}$ und den zugehörigen Kalibrierkoeffizienten C . Potenzreihen bestehend aus ausschließlich ungeraden n konnten dabei die von STEINHART und HART verwendeten Temperatur-Widerstandswertepaare mit dem geringsten Residuum beschreiben.

Der einfache Fall

$$T^{-1} = A + B \cdot \ln R_{Th} \quad (2.38)$$

kann mit

$$B = b^{-1} \quad \text{und} \quad (2.39)$$

$$A = T_0^{-1} - \frac{\ln R_{Th,0}}{b} \quad (2.40)$$

zu Gleichung 2.8 umgeformt werden.

2.5. Korrelationsanalyse

SLEEMAN et al. (2006) haben eine Korrelationsanalyse zur Bestimmung des frequenzabhängigen Eigenrauschens drei-kanaliger linearer Systeme vorgestellt. Grundlage dafür bilden drei unabhängige lineare Übertragungssysteme, in die das gleiche Eingangssignal

eingespeist wird. Ein lineares System kann dabei ein Digitalisierer, ein Sensoren oder eine Kombination der beiden sein.

Das Ausgangssignal des lin. Systems i ($i = 1, 2, 3$)

$$y_i = x * h_i + n_i \quad (2.41)$$

(Gleichung 9 von SLEEMAN et al.) setzt sich zusammen aus dem Eingangssignal x gefaltet mit der Übertragungsfunktion h_i , und dem internen Rauschen n_i . Mit den Fouriertransformierten, Y_i , X , H_i und N_i , dieser Größen, kann Gleichung 2.41 im Frequenzbereich ausgedrückt werden:

$$Y_i = X \cdot H_i + N_i. \quad (2.42)$$

Damit lassen sich die Leistungsdichtespektren (LDS)

$$P_{ij} = Y_i \cdot Y_j^* = X X^* \cdot H_i H_j^* + N_i N_j + X \cdot H_i \cdot N_j^* + X^* \cdot H_j^* \cdot N_i \quad (2.43)$$

berechnen, wobei $i, j = 1, 2, 3$. Für die Auto-LDS gilt $i = j$ und für die Kreuz-LDS gilt $i \neq j$.

Unter den Annahmen,

1. dass das Eigenrauschen der linearen Systeme unkorreliert ist: $N_i \cdot N_j^* = 0$ für $i \neq j$
2. und dass Eigenrauschen und Eingangssignal unkorreliert sind: $X \cdot N_i = 0$,

vereinfacht sich Gleichung 2.43 zu:

$$P_{ii} = P_{XX} \cdot H_i \cdot H_i^* + N_{ii} \quad \text{für die Auto-LDS und} \quad (2.44)$$

$$P_{ij} = P_{XX} \cdot H_i \cdot H_j^* \quad \text{für die Kreuz-LDS mit } i \neq j. \quad (2.45)$$

Dabei sind P_{XX} und N_{ii} die Auto-LDS des Anregungssignals, bzw. des Eigenrauschens und H_{ii} bzw. H_{ij} das Auto- bzw. Kreuz-LDS der Übertragungsfunktionen.

Damit lassen sich die Verhältnisse

$$\frac{P_{ii}}{P_{ji}} = \frac{H_i}{H_j} + \frac{N_{ii}}{P_{ji}} \quad \text{und} \quad (2.46)$$

$$\frac{P_{ik}}{P_{jk}} = \frac{H_i}{H_j} \quad (2.47)$$

bilden, wobei $i, j, k = 1, 2, 3$. Wird nun Gleichung 2.47 in Gleichung 2.46 eingesetzt und nach N_{ii} aufgelöst, ergibt sich Gleichung 14 von SLEEMAN et al.:

$$N_{ii} = P_{ii} - \left| \frac{P_{ji} P_{ik}}{P_{jk}} \right|. \quad (2.48)$$

Die Gleichung kann so verstanden werden, dass sich das gesamte Messsignal P_{ii} des linearen Systems i aus den zwei Anteilen N_{ii} und $C_{ii} = \left| \frac{P_{ji} P_{ik}}{P_{jk}} \right|$ zusammensetzt. C_{ii} ist der am linearen System i gemessene, zu den Systemen j und k kohärente Signalanteil. N_{ii} ist der inkohärente Signalanteil. Unter den oben gemachten Annahmen, dass das Eigenrauschen untereinander unkorreliert ist, sowie nicht mit dem Anregungssignal korreliert, stellt N_{ii} das Eigenrauschen des linearen Systems i dar. Außerdem muss sichergestellt werden, dass in alle drei linearen Systeme das gleiche Eingangssignal eingespeist wird. Unterschiede im eingespeisten Signal werden dem inkohärenten Signalanteil und damit dem Eigenrauschen zugeschlagen und können nicht mehr vom echten Eigenrauschen des linearen Systems unterschieden werden.

Diese Trennung in kohärente und inkohärente Anteile wird durch eine statistische Auswertung der Spektren ermöglicht. Dafür wurden alle Auto- und Kreuz-LDS nach der Methode von WELCH (1967) berechnet. Dazu werden die Zeitreihen in mehrere überlappende Fenster eingeteilt und jedes Fenster wird mit einem Taper versehen. Nun werden die Auto- und Kreuz-LDS in jedem Fenster errechnet und anschließend über alle Fenster einer Zeitreihe gemittelt.

Hierbei muss auf eine ausreichend große Fensteranzahl geachtet werden, damit die statistische Sicherheit gewährleistet ist. Eine zu geringe Fensteranzahl kann in gehäuften Auftreten von negativen Werten für N_{ii} resultieren. Ausführlichere Untersuchungen dazu werden in Kapitel 5 vorgestellt.

3. Messungen

Dieses Kapitel beschreibt zuerst den Messaufbau im Teststollen, indem die Testmessungen durchgeführt wurden und gibt einen Überblick über die einzelnen Komponenten des Thermometers. In Abschnitt 3.2 wird der Messaufbau der beiden Messungen in der Seismometerkammer beschrieben. Ein Lageplan des Stollensystems am BFO, in dem der Teststollen und die Seismometerkammer eingezeichnet sind, ist in Abb. 3.1 gezeigt.

Mit dem beschriebenen Messaufbau sind kontinuierliche Messungen ohne äußere Eingriffe über einen Zeitraum von bis zu mehreren Wochen möglich. Die langen Zeitreihen ermöglichen es, das Rauschniveau der Temperaturmessungen auch bei tiefen Frequenzen zu bestimmen.

In Abschnitt 3.3 wird der Messstart beschrieben und in Abschnitt 3.4 die Datenbearbeitung, um aus den Rohdaten die Brückenausgangsspannung zu ermitteln.

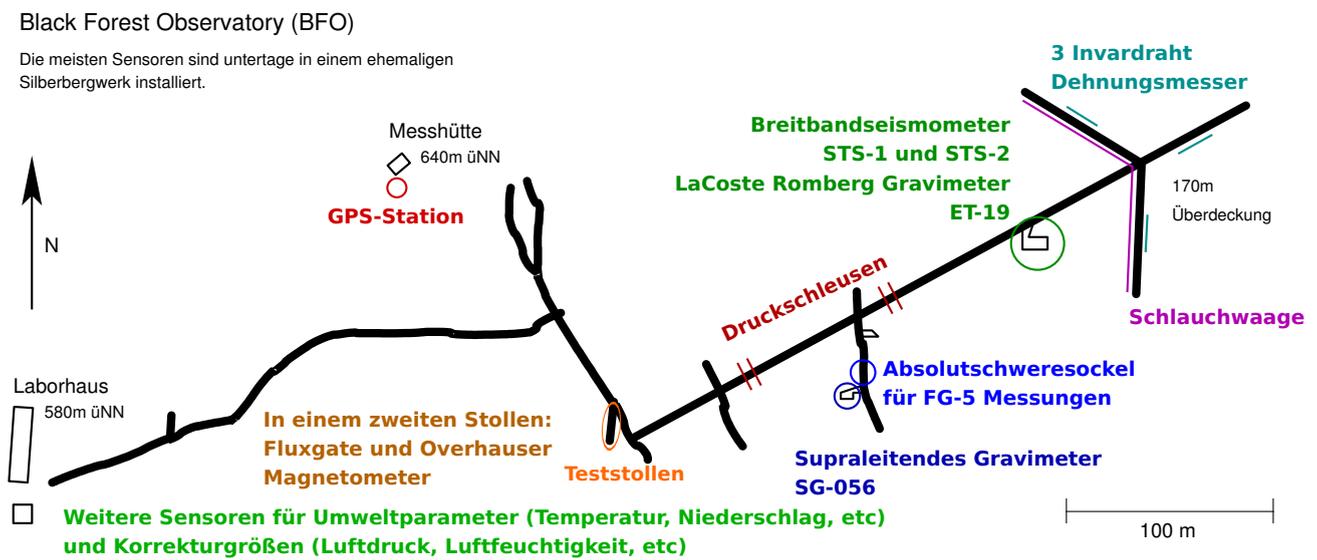


Abbildung 3.1.: Stollensystem des BFO, in dem der Teststollen und die Seismometerkammer (Standort der Breitbandseismometer STS-1 und STS-2) eingezeichnet sind. (Abb. zur Verfügung gestellt von T. Forbriger, BFO)

3.1. Messaufbau im Teststollen

Der Messaufbau zur Entwicklung des Thermometers befindet sich im Teststollen des BFO und wird in zwei Bereiche gegliedert: die eigentliche Temperaturmessung und die Messinfrastruktur. Die Temperaturmessung ist dabei in einem, durch eine Stahltür abgeschlossenen und von der Messinfrastruktur getrennten Bereich, untergebracht. Diese Trennung minimiert äußere Einflüsse aufgrund von Abwärme und elektromagnetischem Rauschen der Messelektronik, sowie durch Luftströmungen im Stollen. Sämtliche Elektronik wurde zum Schutz vor Feuchtigkeit in Plastikbeutel verpackt und mit Trockenmittel versehen.

Der abgeschlossene Bereich des Teststollen, hinter der Stahltür ist in Abb. 3.2(a) gezeigt. Hier befindet sich das Sensorpaket, bestehend aus den drei Thermistoren und dem Kelvinsensor, sowie die drei Messbrücken und deren Spannungsversorgung. Eine Datenerfassung zur Messung und Speicherung der Brückenausgangs- und Versorgungsspannungen ist ebenfalls hier untergebracht.

Messbrücken

Die Messbrücken bestehen aus einem Kunststoffgehäuse und einem ca. 1 m langen Sensor-kabel. An der Außenseite befinden sich Anschlüsse für die Versorgungsspannung und die Messspannungen sowie ein Potentiometer, mit dem das Widerstandsverhältnis am Parallelzweig ($\frac{R_4}{R_3+R_4}$) eingestellt und abgelesen werden kann. Die Messbrücken und Sensoren werden in Kapitel 6 genauer beschrieben.

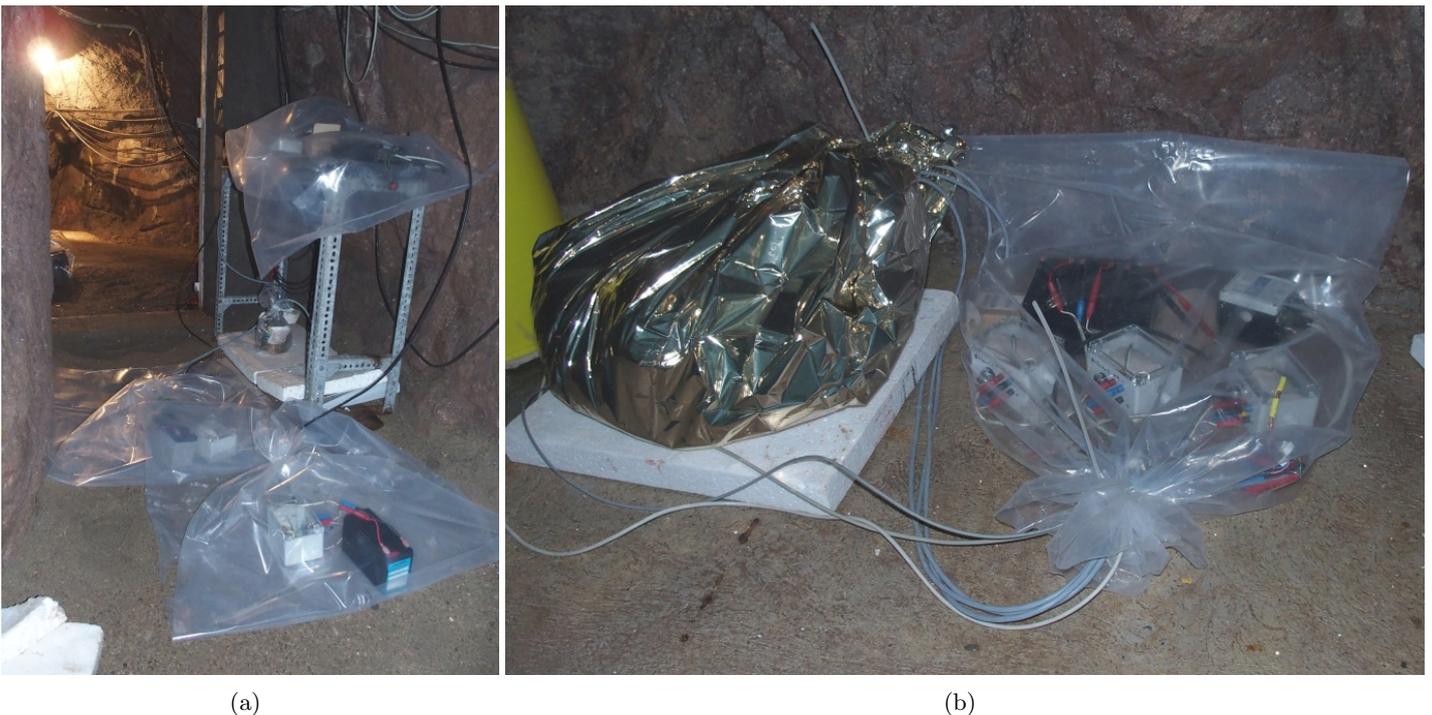


Abbildung 3.2.: (a) Messaufbau im Teststollen, rechts der Bildmitte befindet sich das Sensorpaket, darüber auf dem Regal ist eine der Messbrücken und die Datenerfassung, zwei weitere Messbrücken befinden sich in jeweils einem Plastikbeutel am Boden. Die gesamte Elektronik ist zum Schutz vor Feuchtigkeit in Plastikbeutel verpackt und mit Trockenmittel versehen. (b) Messaufbau in der Seismometerkammer. Die Thermistoren befinden sich unter der thermischen Isolierung links im Bild, rechts sind die Messbrücken und die Datenerfassung.

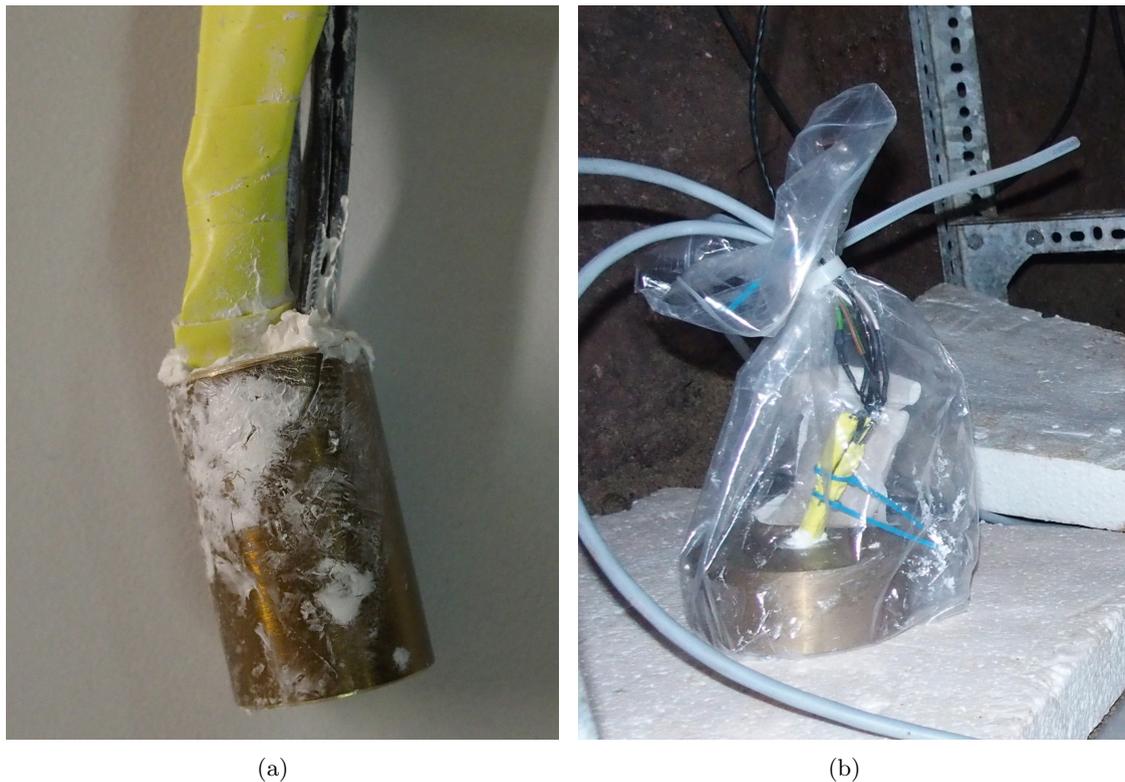


Abbildung 3.3.: Die verwendeten thermischen Massen, das Sensorpaket ist mit Wärmeleitpaste in einer Bohrung in den Messingkörpern eingebettet. (a) kleine Messinghülse (b) größerer Messingzylinder

Das Sensorpaket

Für die Korrelationsanalyse und die Kalibrierung muss sichergestellt werden, dass alle Sensoren thermisch gekoppelt sind und das gleiche Temperatursignal messen. Dazu wurden die Thermistorsensoren sowie der Kelvinsensoren zu einem Bündel zusammengefasst und in einer Bohrung in einem Messingkörper eingebettet. Der Messingkörper wirkt als träge thermische Masse und dient zur thermischen Stabilisierung der Sensoren. Die Leitfähigkeit zwischen den Sensoren und dem Messingkörper wurde durch Wärmeleitpaste hergestellt.

In Abb. 3.3 sind die Messingkörper gezeigt, in die das Sensorpaket eingebettet war. Vom 27.3.2014 bis zum 22.5.2014 wurde ein Messingzylinder mit einem Durchmesser von ca. 15 cm und einer Höhe von 4 cm als thermische Masse benutzt. Ab dem 23.5.2014 wurde eine Messinghülse mit einer Wandstärke von wenigen Millimetern und einer Länge von ca. 3 cm eingesetzt.

Spannungsversorgung der Messbrücken

Die Messbrücken werden durch 12 V Akkus mit Spannung versorgt. Dabei hat jede Messbrücke einen eigenen 12 V Akku, und damit eine von den anderen Messbrücken unabhängige Spannungsversorgung. Die Akkus liefern eine rauscharme und stabile Versorgungsspannung (s. Abb. 6.7 in Abschnitt 6.7) und werden ohne Ladegerät verwendet, um äußere Einflüsse auf die Versorgungsspannung, wie etwa Netzbrummen oder Masseschleifen, auszuschließen.

Die verwendeten Akkus mit einer nominellen Kapazität von 7,5 Ah haben eine Laufzeit von ca. acht Wochen, abhängig von den Brückenwiderständen und zusätzlichen Verbrauchern (Messwertverstärker und Spannungsteiler zur Überwachung der Versorgungsspannung).

Während der Laufzeit fällt die Akkuspannung von ca. 13 V (geladener Zustand) auf unter 12 V ab.

Die Versorgungsspannung jeder Brücke kann parallel zur Ausgangsspannung aufgezeichnet und bei der Auswertung verwendet werden.

Datenerfassungen

Es wurden zwei verschiedene seismologische Datenerfassungen verwendet, ein Earth-Data-Digitizer und ein Data-Cube3.

- Earth-Data-Digitizer (EDD)

Der EDD ist eine 6-kanalige Datenerfassung, die hauptsächlich bei der Entwicklung und dem Test der Messbrücken im Teststollen verwendet wurde. Die technischen Daten sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die sechs Kanäle ermöglichen es, gleichzeitig Brückenausgangs- und Versorgungsspannung von drei Messbrücken aufzuzeichnen.

Die Messdaten werden mit Seiscomp über das Seedlink-Protokoll im mseed-Format gespeichert. Der EDD verfügt über eine ständige Datenverbindung zu einem PC zur Messdatenspeicherung, was eine Datenverfügbarkeit in Echtzeit ermöglicht.

Der EDD erhält sein Zeitsignal, bestehend aus Sekundenpuls und Zeitlegramm, normalerweise über eine externe GPS-Antenne. Im Stollen wird der Sekundenpuls von den PPS-Verteilern des BFO bereitgestellt und das Zeitlegramm wird auf dem PC erstellt und über eine RS-232 Schnittstelle an den EDD übermittelt. Der PC wird über NTP (Network-Time-Protocol) synchronisiert. NTP und Sekundenpuls werden zentral durch die Stationsuhr des BFO gesteuert, die wiederum über das GPS-Zeitsignal synchronisiert ist.

Der PC und dessen Stromversorgung, ein 12 V Akku mit Netzgerät, sind bei der restlichen Messinfrastruktur, vor der Stahltür untergebracht.

- Data-Cube3 (Cube)

Für die Messungen in der Seismometerkammer sowie bei Testmessungen im Teststollen wurde ein ein Data-Cube3 verwendet.

Der Cube ist eine 3-kanalige autarke Datenerfassung mit einem variabel einstellbaren rauscharmen Vorverstärker. Bei allen Messungen wurde ein Wert von $g = 16$ verwendet. Die technischen Daten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Die Messdaten werden intern auf einem Flash-Speicher gespeichert und sind erst nach Abschluss der Messung verfügbar. Die Zeitsynchronisation geschieht vor Beginn der Messung über eine integrierte GPS-Antenne. Während der Messung im Stollen kann keine GPS-Synchronisation durchgeführt werden. Als Spannungsversorgung dienen zwei Batterien (D-Zellen) mit einer Laufzeit von 10 Tagen. Die interne Stromversorgung und Datenspeicherung schließen dabei Rauschen durch Datenverbindungen oder Verbindungen zum Stromnetz aus.

	EDD	Cube
Auflösung /V count ⁻¹	10 ⁻⁶	2,44·10 ⁻⁷
max. Eingangsamplitude /V	±8	± 2,048
Innenwiderstand /Ω	10 ⁶	10 ⁵
Vorverstärkungsfaktor g	1; 10	16

Tabelle 3.1.: Technische Daten der Datenerfassungen.

Kelvimat Typ-4323

Parallel zu den drei selbst entwickelten Messbrücken wird die Temperatur mit einem kalibrierten Thermometer, ein Kelvimat Typ-4323, gemessen, und zur Kalibrierung der Thermistoren verwendet. Der Kelvimat misst die Temperatur über einen (austauschbaren) Pt-100 Platinsensor und erreicht eine Auflösung von 0,001 K bei einer absoluten Genauigkeit von 0,01 K.

Der Kelvimat ist über eine RS-232 Schnittstelle mit dem PC zur Datenerfassung verbunden und wird mit einem PERL-Skript gesteuert. Dies ermöglicht eine kontinuierliche Messung, wobei alle 10 Sekunden ein Temperaturmesswert aufgezeichnet wird.

Messinfrastruktur

Die Messinfrastruktur, bestehend aus dem Kelvimat, dem PC und der Stromversorgung des EDD ist außerhalb des Teststollens vor der Stahltür aufgebaut.

3.2. Messaufbau in der Seismometerkammer

In der Seismometerkammer wurden zwei Temperaturmessungen durchgeführt, eine zur Bestimmung der Temperaturschwankungen unter der thermischen Isolierung und eine an der Baseplate der Vertikalkomponente des STS-1.

Die Seismometerkammer des BFO liegt im hinteren Bereich des Stollensystems und ist durch zwei Druckschleusen und eine Felsüberdeckung von mehr als 150 m von äußeren Luftdruck- und Temperaturschwankungen abgeschirmt (s. Abb. 3.1) Die Seismometer befinden sich in einer, durch eine massive Stahltür abgeschlossene Kammer. Ähnlich wie bei dem Temperaturmessaufbau im Teststollen ist die für die Seismometer benötigte Infrastruktur (Datenerfassung und Stromversorgung) außerhalb des Messbereichs vor der Stahltür aufgebaut.

Um die Temperaturschwankungen unter der thermischen Isolierung zu messen, wurden die Messbrücken auf einem Sockel gegenüber der Seismometer aufgebaut. Das Sensorpaket, bestehend aus drei Thermistoren in der kleinen Messinghülse ohne den Kelvimatsensor, wird in einer thermischen Isolierung eingepackt. Diese besteht aus einer ca. 5 cm dicken Schicht aus synthetischer Dämmwolle, die von einer Reflektionsfolie umwickelt wird. Die Isolierung entspricht somit der thermischen Isolierung wie sie von FORBRIGER (2012) für die Installation von Breitbandseismometern empfohlen wird. Abb. 3.2(b) zeigt den Messaufbau.

Um die Temperatur an der Baseplate des STS-1V zu messen, wurden die Thermistoren mit Wärmeleitpaste in zwei Löchern der Fusschrauben untergebracht. Der Messaufbau ist in Abb. 3.4(a) zu sehen. Zwei Thermistoren (Vishay 100 k Ω und Epcos 10 k Ω , siehe Tabelle 6.1) wurden zu einem Paket zusammengefasst und befanden sich in einem Loch. Ein dritter Thermistor (Vishay 47 k Ω) wurde in einem zweiten Loch untergebracht. Die Installation dieses Thermistors ist in in Abb. 3.4(b) zu sehen. Die thermische Isolierung des STS-1V deckt die Baseplate und damit auch die Thermistoren komplett bis auf den Sockel ab.

Da, um die Auswirkungen des Eingriffs am Seismometer so gering wie möglich zu halten, die thermische Isolierung nicht komplett entfernt werden konnte, gestaltete sich die Installation der Sensoren schwierig. In die Löcher der Fußschrauben konnte nicht hineingesehen werden, sodass der korrekte Sitz der Thermistoren und die thermische Kopplung nur erfüllt werden konnte.

Zur Datenerfassung in der Seismometerkammer wird der Cube verwendet. Da dieser nur über drei Kanäle verfügt, wurde die Brückenversorgungsspannung nicht aufgezeichnet.

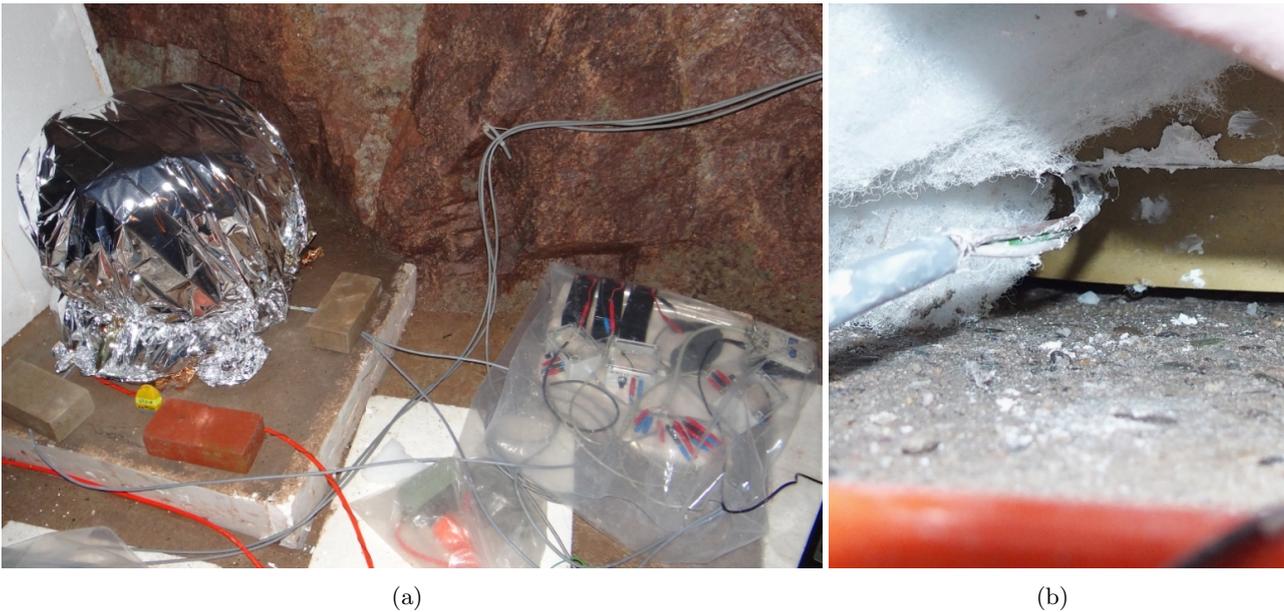


Abbildung 3.4.: (a) Messaufbau an der Baseplate der Vertikalkomponente des STS-1, an den grauen Sensorkabeln ist die Position die Sensoren unter der thermischen Isolierung zu erkennen. (b) Installation des Vishay 47 k Ω Thermistors an der Baseplate.

Eine Messung mit dem EDD war nicht möglich. Dessen elektrischen Verbindungen nach Außen (Sekundenpuls und Datenkabel zum Datenerfassungs-PC) erzeugten ein starkes Rauschen in den Messdaten, das bei den Messungen im Teststollen nicht vorhanden war.

3.3. Messstart

Zu Beginn der Messung muss ein Brückenabgleich durchgeführt werden, sodass die Brückenausgangsspannung bei einer Umgebungstemperatur im Stollen von 9,7 °C bis 9,9 °C möglichst nahe bei Null liegt. Halten sich jedoch Personen im Teststollen auf, so erwärmt sich dieser um einige Hundertstel bis wenige Zehntel Grad, abhängig von der Dauer des Aufenthalts. Anschließend sinkt die Temperatur innerhalb von einem halben bis einem Tag auf Umgebungstemperatur. Diese Einlaufkurve muss beim Brückenabgleich berücksichtigt und abgeschätzt werden. In Abb. 3.3 ist eine solche Einlaufkurve abgebildet, sowie der Effekt auf die Temperatur wenn Arbeiten am Messaufbau durchgeführt werden.

3.4. Rohdaten

Das Verfahren, um aus den Rohdaten die Werte für die Brückenausgangsspannung zu ermitteln, unterscheidet sich je nach Datenerfassung. Die Messdaten des EDD haben eine Abtastfrequenz von 1 Hz und sind tageweise im mseed-Format gespeichert. Für die weitere Bearbeitung wird ein Zeitausschnitt extrahiert und in das ascii-Format konvertiert. Die Cubedaten haben eine Abtastfrequenz von 50 Hz und sind tageweise in einem eigenen Binärformat gespeichert. Die Daten werden zuerst nach mseed konvertiert. Anschließend wird auch hier ein Zeitausschnitt extrahiert und im ascii-Format gespeichert. Zur Dezimierung werden die Daten mit einem Tiefpass (Butterworth 8. Ordnung) bei 4 s gefiltert und überschüssige Abtastwerte verworfen, um eine Abtastfrequenz von 1 Hz zu erhalten.

Um die Brückenausgangsspannung zu erhalten, werden die Daten mit der Auflösung und dem Korrekturfaktor (s. Gl. 2.32) für den Innenwiderstand der jeweiligen Datenerfassung,

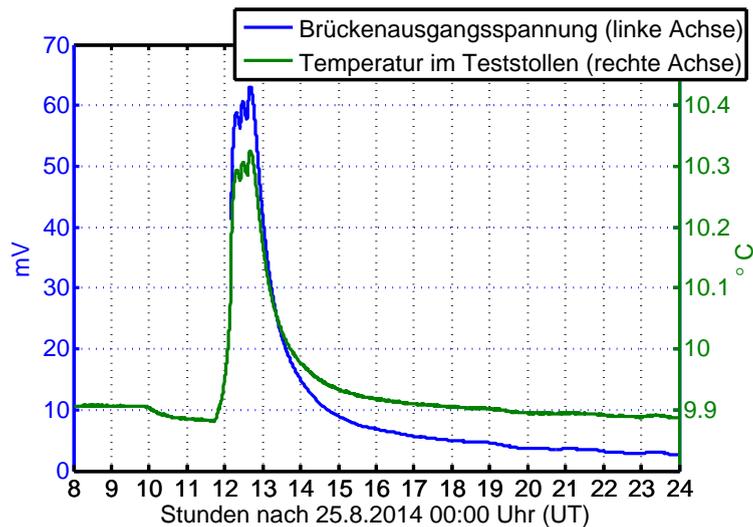


Abbildung 3.5.: Temperaturverlauf während Arbeiten am Messaufbau (von 10 bis 13 Uhr) und die darauffolgende Einlaufkurve der Brückenausgangsspannung. Der Temperaturabfall um 10 Uhr lässt sich vermutlich auf einen Luftzug zurückführen, der entsteht, wenn die Stollentür geöffnet wird. Der Messbereich wurde um kurz vor 12 betreten, erkennbar an dem starken Temperaturanstieg.

sowie mit dem bei der Messung verwendeten Vorverstärkungsfaktor in Werte für U_A umgerechnet. Die Auflösung und der Innenwiderstand sind in Tabelle 3.1 angegeben.

Die Rohdaten des Kelvimat werden in °C in einer Textdatei gespeichert und für die weitere Verwendung in Kelvin umgerechnet.

Die Start- und Endzeiten der einzelnen Messungen, sowie der Zeitausschnitte, die zur Kalibrierung und zur Korrelationsanalyse verwendet werden sind in den Anhängen A und B aufgelistet.

4. Kalibrierung

Bei der Kalibrierung werden die Koeffizienten der Steinhart-Hart-Gleichung (s. Absch. 2.36) über eine Least-Squares-Inversion bestimmt. Im diesem Kapitel wird zuerst die Implementierung der Least-Squares-Inversion und das Kalibrierverfahren dargestellt. Anschließend wird die Kalibrierung beispielhaft mit den Messdaten vom 6.6.2014 bis zum 16.6.2014 durchgeführt und ausgewertet. Die Kalibrierergebnisse der restlichen Messungen sind in Anhang A angegeben.

4.1. Implementierung der Least-Squares-Inversion

Es werden die Zeitreihen einer Kelvimatmessung (Temperatur T_{Kelv} in K , Abtastintervall: 10 s) und einer Thermistormessung (Brückenausgangsspannung in V , Abtastintervall: 1 s) benötigt, bei der beide Sensoren das gleiche Temperatursignal gemessen haben. Da die Kelvimatmessungen ein größeres Abtastintervall und eine grobe Temperaturauflösung von 1 mK aufweisen muss diese geglättet werden. Dazu werden beide Zeitreihen mit einem Tiefpassfilter (Butterworth 2. Ord.) bei einer Grenzperiode von 1000 s gefiltert. Anschließend wird die Abtastintervall der Thermistorzeitreihe von 1 s auf 10 s erhöht indem 9 von 10 Abtastwerten verworfen werden. Beide Zeitreihen haben nun die gleiche Anzahl an Abtastwerten.

Parallel zur Messung der Brückenausgangsspannung wurde die Versorgungsspannung aufgezeichnet und ebenfalls tiefpassgefiltert.

Wird Gleichung 2.23 nach R_{Th} aufgelöst kann der Thermistorwiderstand errechnet werden. Es gilt:

$$R_{Th} = R_r \left(\frac{U_A}{U_V} + \frac{R_4}{R_3 + R_4} \right)^{-1} - R_r. \quad (4.1)$$

Die SH-Koeffizienten können nun mit einer Least-Squares Inversion bestimmt. Die allgemeine Formulierung für das Vorwärtsproblem lautet:

$$\vec{d} = \mathbf{G}\vec{m}. \quad (4.2)$$

Dabei ist $\vec{d} = T_{Kelv}^{-1}$ der Datenvektor mit $N \times 1$ Elementen, wobei N die Anzahl der Abtastwerte ist. \vec{m} ist der Modellvektor und enthält die SH-Koeffizienten, er hat die Dimension $M \times 1$, wobei M die Anzahl der SH-Koeffizienten ist. Die Koeffizientenmatrix \mathbf{G} der Dimension $N \times M$ ergibt sich aus der (vereinfachten) Steinhart-Hart-Gleichung (Gl. 2.36

oder Gl. 2.38) und den Widerstandswerten $R_{Th,n}$ ($n = 1, 2, \dots, N$). Es gilt:

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} 1 & \ln R_{Th,1} & (\ln R_{Th,1})^3 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \ln R_{Th,N} & (\ln R_{Th,N})^3 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

$$\text{oder } \mathbf{G} = \begin{bmatrix} 1 & \ln R_{Th,1} \\ \vdots & \vdots \\ 1 & \ln R_{Th,N} \end{bmatrix}. \quad (4.4)$$

Einen Ausdruck für

$$\vec{m} = [\mathbf{G}^T \mathbf{G}]^{-1} \mathbf{G}^T \vec{d} \quad (4.5)$$

erhält man nun nach der Least-Squares-Inversion von Gleichung 4.2 (RITTER, 2013).

Mit den so bestimmten SH-Koeffizienten und unter Anwendung von Gleichung 2.36 kann die Thermistortemperatur T_{Th} aus dem Thermistorwiderstand errechnet werden.

Um die Güte der Inversion zu beurteilen werden der Residuenvektor $\Delta \vec{d}$, dessen Varianz Δd^2 und die Standardabweichung der Modellparameter $\vec{\sigma}_{M \times 1}$ errechnet. Es gilt:

$$\Delta \vec{d} = \frac{1}{T_{kelv}} - \frac{1}{T_{Th}} \quad (4.6)$$

$$\Delta d^2 = \frac{1}{N - M} \cdot \Delta \vec{d}^T \Delta \vec{d} \quad (4.7)$$

$$\vec{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{N - M} \cdot \Delta \vec{d}^T \Delta \vec{d} \cdot \text{diag}([\mathbf{G}^T \mathbf{G}]^{-1})}. \quad (4.8)$$

Der Residuenvektor $\Delta \vec{d}$ ist der reziproke Temperaturfehler mit der Einheit K^{-1} . Stattdessen wird im Folgenden jedoch der Residuenvektor

$$\vec{e} = T_{kelv} - T_{Th} \quad (4.9)$$

und das RMS-Temperaturresiduum

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N - M} \vec{e}^T \vec{e}} \quad (4.10)$$

mit der Einheit K verwendet. Da drei Thermistoren gleichzeitig kalibriert werden, können neben dem Residuenvektor jedes einzelnen Thermistors auch die Residuendifferenzen

$$\delta \vec{e}_{jk} = \vec{e}_j - \vec{e}_k \quad (j, k = 1, 2, 3 \text{ und } j \neq k) \quad (4.11)$$

zwischen zwei Thermistoren j und k berechnet werden.

4.2. Auswertung

In Abb. 4.1 ist die Brückenausgangsspannung U_A von 3 Messbrücken mit unterschiedlichen Thermistoren (technische Daten s. Tab. 6.1), sowie die Brückenversorgungsspannung U_V zu sehen. Die Zeitreihen haben eine Dauer von 10 Tagen und zeigen, aufgrund der in Abschnitt 3 beschriebenen thermischen Kopplung, einen annähernd gleichen Verlauf. Der abklingende Spannungsabfall zu Beginn der Zeitreihe ist ein Rest der Temperatureinlaufkurve nach dem Messstart.

Die Einlaufkurve wird nun zur Kalibrierung der Thermistoren verwendet. Dazu wird ein 10 Stunden langer Zeitausschnitt während der Temperatureinlaufkurve ausgeschnitten und

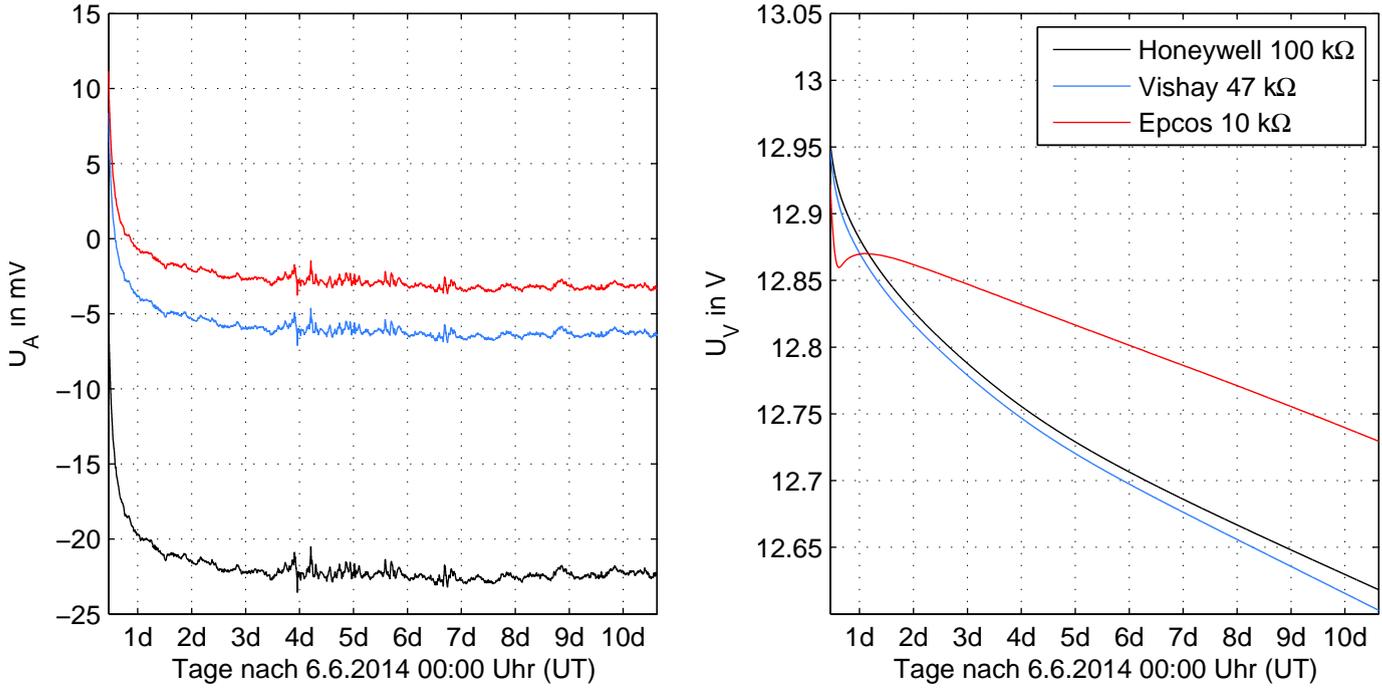


Abbildung 4.1.: Rohdaten der Messung von 6.6.2014 bis zum 16.6.2014, links: Brückenausgangsspannung U_A , rechts: Brückenversorgungsspannung U_V

zusammen mit der Kelvimattemperatur und der Versorgungsspannung verwendet, um die Thermistoren zu kalibrieren. Die Auswahl des Zeitausschnitts hat dabei Auswirkungen auf das Ergebnis der Kalibrierung und wurde durch Ausprobieren bestimmt. Eine Erläuterung hierfür wird weiter unten in Abschnitt 4.2.2 aufgeführt.

Die Kalibrierung wird wie in Abschnitt 4.1 beschrieben durchgeführt. Da die zu invertierende Matrix $[\mathbf{G}^T \mathbf{G}]^{-1}$ für die Steinhartgleichung 2.36 bei den verwendeten Zeitreihen schlecht konditioniert ist, wird die vereinfachte Steinhart-Hart-Gleichung 2.38 verwendet. Dies wird in Abschnitt 4.2.3 genauer erläutert.

Die so erhaltenen SH-Koeffizienten, deren 2σ -Standardabweichung und das RMS-Residuum der Kalibrierung (RMS_{cal}) sind in Tabelle 4.1 zu finden. Die daraus errechnete Thermistortemperatur (Abb. 4.2 links) kann mit der Kelvimattemperatur verglichen und der Residuenvektor, sowie die Residuendifferenzen (Abb. 4.2 rechts) berechnet werden.

Die RMS-Residuum der drei Thermistoren liegt bei ca. 0,1 mK, was ein typischer Wert für

	Honeywell 100 kΩ	Vishay 47 kΩ	Epcos 10 kΩ
$A \pm 2\sigma_A / K^{-1}$	$5,18 \cdot 10^{-4} \pm 4,07 \cdot 10^{-6}$	$3,81 \cdot 10^{-4} \pm 4,25 \cdot 10^{-6}$	$8,68 \cdot 10^{-4} \pm 4,16 \cdot 10^{-6}$
$B \pm 2\sigma_B / K^{-1}$	$2,46 \cdot 10^{-4} \pm 3,32 \cdot 10^{-7}$	$2,75 \cdot 10^{-4} \pm 3,71 \cdot 10^{-7}$	$2,69 \cdot 10^{-4} \pm 4,21 \cdot 10^{-7}$
$2\sigma_A/A$	$7,86 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	$4,80 \cdot 10^{-3}$
$2\sigma_B/B$	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$1,56 \cdot 10^{-3}$
RMS_{cal} / mK	0,0897	0,0896	0,104
RMS_{ges} / mK	0,0926	0,105	0,112

Tabelle 4.1.: Durch Kalibrierung mit der vereinfachten Steinhart-Hart-Gleichung bestimmte SH-Koeffizienten und deren 2σ -Standardabweichung. RMS_{cal} ist das RMS-Residuum des Zeitausschnitts, der zur Kalibrierung verwendet wurde und RMS_{ges} der gesamten Zeitreihe.

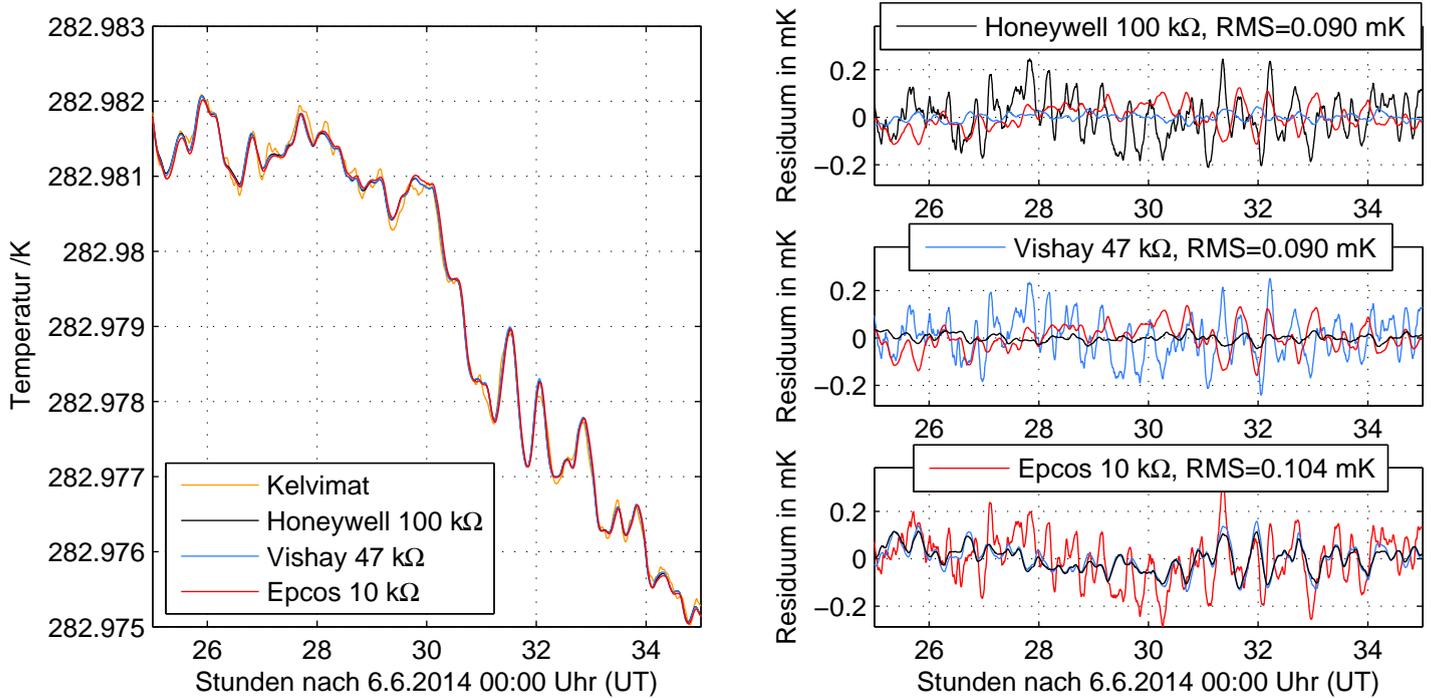


Abbildung 4.2.: Temperaturverlauf (links) und Residuen (rechts) nach der Kalibrierung mit einem 10-stündigen Zeitausschnitt aus der Einlaufkurve. Die Legende über den Residuenplots kennzeichnet dabei den Thermistor und dessen Residuenvektor \vec{e} , die Residuendifferenzen $\delta\vec{e}$ sind dann in den Farben der jeweils anderen Thermistoren eingezeichnet. In dem Plot rechts oben ist der Residuenvektor des Honeywell 100 k Ω Thermistors schwarz eingezeichnet, die blaue Kurve ist die Residuendifferenz zwischen dem Honeywell 100 k Ω und dem Vishay 47 k Ω Thermistor, die rote zwischen dem Honeywell 100 k Ω und dem Epcos 10 k Ω Thermistor. Für Kurven in den darunter liegenden Plots gilt dies entsprechend.

eine gute Kalibrierung ist. Der Großteil des RMS-Residuums und der zeitliche Verlauf des Residuenvektors lassen sich dabei auf die Auflösung von 1 mK des Kelvimat zurückführen. Dieser Anteil ist in den Residuen aller drei Thermistoren kohärent und ist deshalb nicht in den Residuendifferenzen vorhanden. Diese haben somit deutlich kleinere Amplituden als der Residuenvektor.

Die Residuendifferenzen zwischen dem Honeywell 100 k Ω und Vishay 47 k Ω Thermistor sind deutlich kleiner als die zum Epcos 10 k Ω Thermistor. Dementsprechend hat der Epcos 10 k Ω Thermistor auch das größte RMS-Residuum.

4.2.1. Überprüfung der Kalibrierung und Ursachen des Restresiduums

Zur Überprüfung der Kalibrierung werden die gesamten 10-tägigen Zeitreihen mit den in Tabelle 4.1 gelisteten SH-Koeffizienten in eine Temperatur umgerechnet und driftkorrigiert (s. Abschn. 4.2.2). Der Temperaturverlauf und die Residuen sind in Abb. 4.3 dargestellt.

Das RMS-Residuum der gesamten Zeitreihe (RMS_{ges} in Tabelle 4.1) ist nur geringfügig größer als das der Kalibrierung. Auch hier lässt sich der Großteil des Residuums auf die Auflösung des Kelvimat zurückführen. Die Residuenvektoren in Abb. 4.3 zeigen jedoch Anteile, für die das nicht gilt. Das Residuum des Epcos 10 k Ω Thermistors zeichnet die

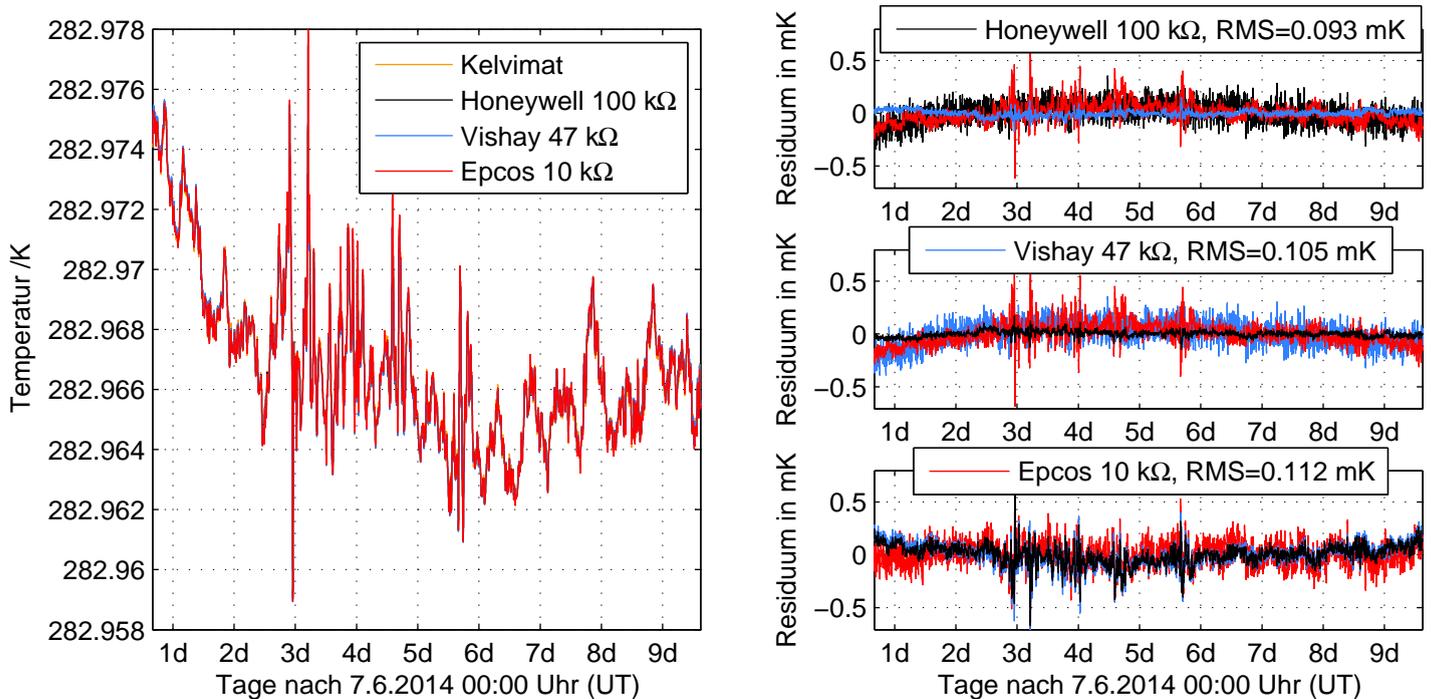


Abbildung 4.3.: Temperaturverlauf (links) und Residuum nach der Trendkorrektur (rechts, s. dazu die Bildunterschrift von Abb. 4.2) der gesamten Zeitreihe.

großen Amplituden im Temperaturverlauf nach, was auf Nichtlinearitäten hindeutet, und bei den Honeywell und Vishay Thermistoren zeigt sich ein gewölbter Verlauf über die gesamte Dauer der Zeitreihe. Diese Signale erzeugen das etwas größere RMS-Residuum der gesamten Zeitreihen gegenüber der Kalibrierung.

Die möglichen Ursachen für das zusätzliche Residuum sind vielfältig. Dazu gehören Eigenrauschen der Sensoren und der restlichen Messelektronik, tatsächliche Unterschiede in der gemessenen Temperatur und Unzulänglichkeiten des Modells für den Temperatur-Widerstandszusammenhang. Eine lineare Drift wurde bereits korrigiert, was im folgenden Abschnitt erläutert wird, allerdings bleiben eventuell vorhandene nichtlineare Driftanteile übrig. Große Unterschiede zwischen dem RMS-Residuum der gesamten Zeitreihe und dem RMS-Residuum der Kalibrierung deuten jedoch auf eine unzulängliche Kalibrierung sowie auf Rauschsignale während der Messung hin.

4.2.2. Drift der Thermistoren

Abb. 4.4 zeigt den Temperaturverlauf und die Residuen vor der Driftkorrektur. Es ist ein linearer Trend im Temperatursignal und den Residuen der Thermistoren zu erkennen. Der Grund dafür ist eine Drift der Thermistorparameter. Dieser Trend wurde mit einer linearen Regression modelliert und aus den Daten entfernt. Die Parameter der Trendkorrektur sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Die Drift ist der Grund warum ein 10-stündiger Zeitausschnitt und nicht die gesamte Zeitreihe zur Kalibrierung verwendet wird. Bei der Bestimmung der SH-Koeffizienten wird ein Trade-Off zwischen der Anpassung des Trends und des Temperaturverlaufs gemacht. Ein kurzer Zeitausschnitt für die Kalibrierung minimiert den Trade-Off. Andererseits sollte die Kalibrierkurve einen möglichst großen Temperaturbereich abdecken, was bei der gegebenen Zeitkonstante der Einlaufkurve mit einem längeren Zeitausschnitt einhergeht.

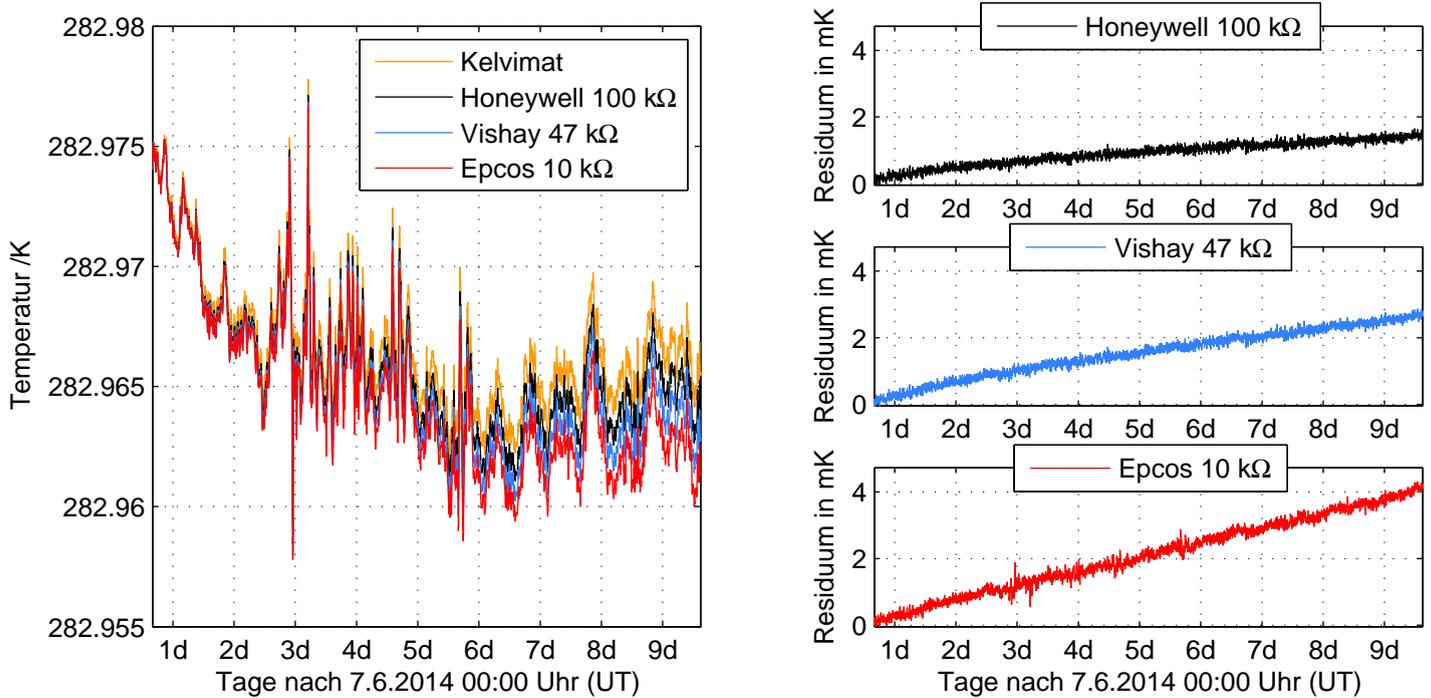


Abbildung 4.4.: Temperatur (links) und Residuenvektor (rechts) vor der Trendkorrektur

	Offset /mK	Steigung /mK d ⁻¹
Honeywell 100 kΩ	0,22	0,13
Vishay 47 kΩ	0,14	0,27
Epcos 10 kΩ	-0,14	0,44

Tabelle 4.2.: Parameter der Trendkorrektur

Um ein minimales Residuum zu erhalten, können beide Effekte durch die Wahl eines optimalen Zeitausschnitts für die Kalibrierung ausbalanciert werden. Startzeit und Dauer des hier gewählten Zeitausschnitts wurde durch Ausprobieren ermittelt. Ein 10-stündiger Zeitausschnitt gegen Ende der Temperatureinlaufkurve ergab bei dieser, sowie bei fast allen anderen Messungen, ein minimales RMS-Residuum, da ein relativ großer Temperaturbereich nahe der Umgebungstemperatur zur Kalibrierung verwendet wird.

4.2.3. Konditionierung der Least-Squares-Inversion

Wie bereits erwähnt zeigt die Inversion der Steinhart-Hart-Gleichung (Gl. 2.36) zur Bestimmung von drei SH-Koeffizienten eine schlechte Konditionierung. Die Ergebnisse einer solchen Kalibrierung sind in Tabelle 4.3 angegeben.

Es fallen die großen Standardabweichungen der Modellparameter auf, die in den meisten Fällen ein Vielfaches der SH-Koeffizienten betragen, und die daraus folgende große Variation im Wertebereich der SH-Koeffizienten. Dies deutet auf eine schlechte Konditionierung des Inversionsproblems hin.

Ein Maß für die Konditionierung der Inversion ist die Konditionierungszahl (PARKER, 1994)

$$\kappa = \|\mathbf{G}\| \cdot \|\mathbf{G}^{-1}\|. \quad (4.12)$$

Dabei ist

$$\|\mathbf{G}\| = \sqrt{\lambda_{max}} \quad (4.13)$$

	Honeywell 100 k Ω	Vishay 47 k Ω	Epcos 10 k Ω
$A \pm 2\sigma_A / K^{-1}$	$-1,20 \cdot 10^{-3} \pm 7,88 \cdot 10^{-3}$	$2,50 \cdot 10^{-3} \pm 1,72 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-3} \pm 1,35 \cdot 10^{-3}$
$B \pm 2\sigma_B / K^{-1}$	$4,57 \cdot 10^{-4} \pm 9,66 \cdot 10^{-4}$	$-1,87 \cdot 10^{-6} \pm 2,26 \cdot 10^{-4}$	$1,75 \cdot 10^{-4} \pm 2,04 \cdot 10^{-4}$
$C \pm 2\sigma_C / K^{-1}$	$-4,69 \cdot 10^{-7} \pm 2,15 \cdot 10^{-6}$	$7,03 \cdot 10^{-7} \pm 5,73 \cdot 10^{-7}$	$3,21 \cdot 10^{-7} \pm 6,95 \cdot 10^{-7}$
$2\sigma_A/A$	6,56	0,691	0,905
$2\sigma_B/B$	2,11	121	1,17
$2\sigma_C/C$	4,58	0,815	2,17
RMS_{cal} / mK	0,0897	0,0897	0,104
RMS_{ges} / mK	0,0925	0,105	0,112

Tabelle 4.3.: Durch Kalibrierung mit der Steinhart-Hart-Gleichung bestimmte SH-Koeffizienten, deren 2σ -Standardabweichung, das RMS-Residuum der Kalibrierung und der gesamten Zeitreihe.

die Norm der Matrix \mathbf{G} , die mit dem größten Eigenwert λ_{max} von $\mathbf{G}^T \mathbf{G}$ berechnet wird. Je größer der Wert für κ desto schlechter ist die Konditionierung.

Die Konditionierungszahlen für die Inversion mit der Steinhart-Hart-Gleichung κ_{SH3} und für die Inversion mit der vereinfachten Steinhart-Hart-Gleichung κ_{SH1} sind zusammen mit den RMS-Residuen (RMS_{SH1} und RMS_{SH3}) in Tabelle 4.4 gegeben.

Es zeigt sich, dass die Konditionierung der Inversion mit der vereinfachten Steinhart-Hart-Gleichung deutlich besser ist. Die RMS-Residuen aller drei Sensoren sind sowohl bei der Kalibrierung als auch bei der gesamten Zeitreihe (fast) identisch.

STEINHART und HART (1968) führten die Kalibrierung über eine Temperaturspanne von bis zu 200 K durch und erreichten mit der Steinhart-Hart-Gleichung ein geringeres Residuum als mit der vereinfachten Steinhart-Hart-Gleichung. Im Gegensatz dazu wird hier eine sehr schmale Temperaturspanne von wenigen hundertstel Kelvin zur Kalibrierung verwendet. Die vereinfachte Steinhart-Hart-Gleichung kann den Temperatur-Widerstands-Zusammenhang genauso gut wie die Steinhart-Hart-Gleichung beschreiben. An den identischen RMS-Residuen zeigt sich, dass der $C \cdot (\ln R_{Th})^3$ -Term nicht benötigt wird. Aufgrund der besseren Konditionierung eignet sie sich deutlich besser für die Least-Squares-Inversion in einem schmalen Temperaturbereich und wird deshalb in dieser Arbeit zur Kalibrierung verwendet.

	Honeywell 100 k Ω	Vishay 47 k Ω	Epcos 10 k Ω
κ_{SH1}	$1,34 \cdot 10^6$	$1,32 \cdot 10^6$	$9,64 \cdot 10^5$
κ_{SH3}	$3,91 \cdot 10^{11}$	$7,01 \cdot 10^{10}$	$3,06 \cdot 10^{11}$
$RMS_{cal,SH1} / \text{mK}$	0,0897	0,0896	0,104
$RMS_{cal,SH3} / \text{mK}$	0,0897	0,0897	0,104
$RMS_{ges,SH1} / \text{mK}$	0,0926	0,105	0,112
$RMS_{ges,SH3} / \text{mK}$	0,0925	0,105	0,112

Tabelle 4.4.: Konditionierungszahl und RMS-Residuen der gesamten Zeitreihe und der Kalibrierung für eine Inversion mit der Steinhart-Hart-Gleichung (SH3) und der vereinfachten Steinhart-Hart-Gleichung (SH1).

5. Korrelationsanalyse

Die Korrelationsanalyse nach SLEEMAN et al. (2006) wird verwendet um das frequenzabhängige Eigenrauschen der Temperaturmessbrücken und Sensoren zu bestimmen. Das Eigenrauschen ist ein Maß für die Temperaturauflösung, da Temperaturschwankungen mit einer Amplitude die kleiner als das Eigenrauschen ist, nicht von diesem unterschieden werden können.

Es wird zuerst die Datenbearbeitung beschrieben und anschließend der Einfluss statistischer Schwankungen bei Berechnung der Spektren untersucht.

5.1. Datenbearbeitung

Es werden die synchronen Messungen dreier Temperaturmessbrücken und Sensoren benötigt. Durch den Messaufbau muss sichergestellt werden, dass die Sensoren thermisch gekoppelt sind und das gleiche Temperatursignal messen.

Die gemessene Brückenausgangsspannung kann entweder direkt einer Korrelationsanalyse unterzogen werden oder mit Gleichung 4.1 und der parallel gemessenen Brückenversorgungsspannung in den Thermistorwiderstand umgerechnet werden. Dieser wird anschließend mit Gleichung 2.36 und den SH-Koeffizienten in ein Temperatursignal umgerechnet und der Korrelationsanalyse unterzogen.

Vorbereitend für die Berechnung der LDS werden die Zeitreihen mit einem Butterworth-Hochpassfilter 4. Ordnung versehen. Die Filtergrenzperiode entspricht dabei der halben Fensterlänge bei der Berechnung der LDS. Dabei muss das Filter nach der Umrechnung der Messspannung in eine Temperatur angewandt werden, da diese Umrechnung nichtlinear und somit nicht mit der Filterung kommutativ ist. Zu Beginn der gefilterten Zeitreihe wird ein Zeitabschnitt mit der Länge der Filtergrenzperiode abgeschnitten um die Filterantwort zu entfernen.

Um die LDS zu berechnen wird jede Zeitreihe in gleichlange Fenster unterteilt, welche sich um 50% überlappen und mit einem Hanningtaper versehen werden. Die Fensterlänge beträgt standardmäßig 6 h, sodass die Spektren, bei einer Abtastfrequenz von 1 Hz, einen Frequenzbereich von $46 \mu\text{Hz}$ bis 0,5 Hz umfassen. In Kapitel 7 werden stellenweise auch abweichende Fensterlängen verwendet. Anschließend werden die Auto-LDS der Messbrücken und die Kreuz-LDS zwischen den Messbrücken nach der Methode von WELCH (1967) berechnet. Anschließend kann das Rausch-LDS der einzelnen Messbrücken mit Gleichung 2.48 bestimmt werden.

Zur Darstellung in den Abbildungen werden alle LDS P , N und C in Spektren der RMS-Amplituden umgerechnet. Für P_{RMS} gilt (BORMANN und WIELANDT, 2013):

$$P_{RMS}(f) = \sqrt{2 \cdot r_{BW} \cdot f \cdot P(f)}. \quad (5.1)$$

N_{RMS} und C_{RMS} werden analog dazu berechnet. Dabei ist f die Frequenz und r_{BW} die relative Bandbreite. Für relative Bandbreite einer Oktave gilt:

$$r_{BW} = \frac{2f - f}{\sqrt{2} \cdot f^2} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (5.2)$$

Alle in dieser Arbeit genannten Werte für RMS-Amplituden, sowie alle Abbildungen mit Spektren von RMS-Amplituden gelten für die relative Bandbreite einer Oktave.

5.2. Einflüsse statistischer Schwankungen

Die in Abschnitt 2.5 beschriebene Trennung des Gesamtsignals P in einen kohärenten Signalanteil C und einen inkohärenten Signalanteil N basiert auf der Mittelwertbildung der Spektren. Zufällige Schwankungen bei der Berechnung der Spektren können das Ergebnis verfälschen, sodass N negative Werte annimmt.

Dieser Effekt wird anhand der in Abb. 5.1 dargestellten Messzeitreihen gezeigt. Die Daten stammen von der Messung vom 6.6.2014 bis zum 7.3.2014 und sind wie im vorherigen Abschnitt erklärt bearbeitet worden. Die 630 h langen Zeitreihen wurden in 209 Fenster à 6 h unterteilt und einer Korrelationsanalyse unterzogen. Die resultierenden Spektren für die RMS-Amplitude des Gesamtsignals und der kohärenten, sowie inkohärenten Anteile sind in Abb. 5.2 zu sehen.

Das Spektrum kann in zwei Bereiche oberhalb und unterhalb von 20 mHz unterteilt werden. Bei tiefen Frequenzen unterhalb von 20 mHz ist $P > N$, alle Sensoren messen das

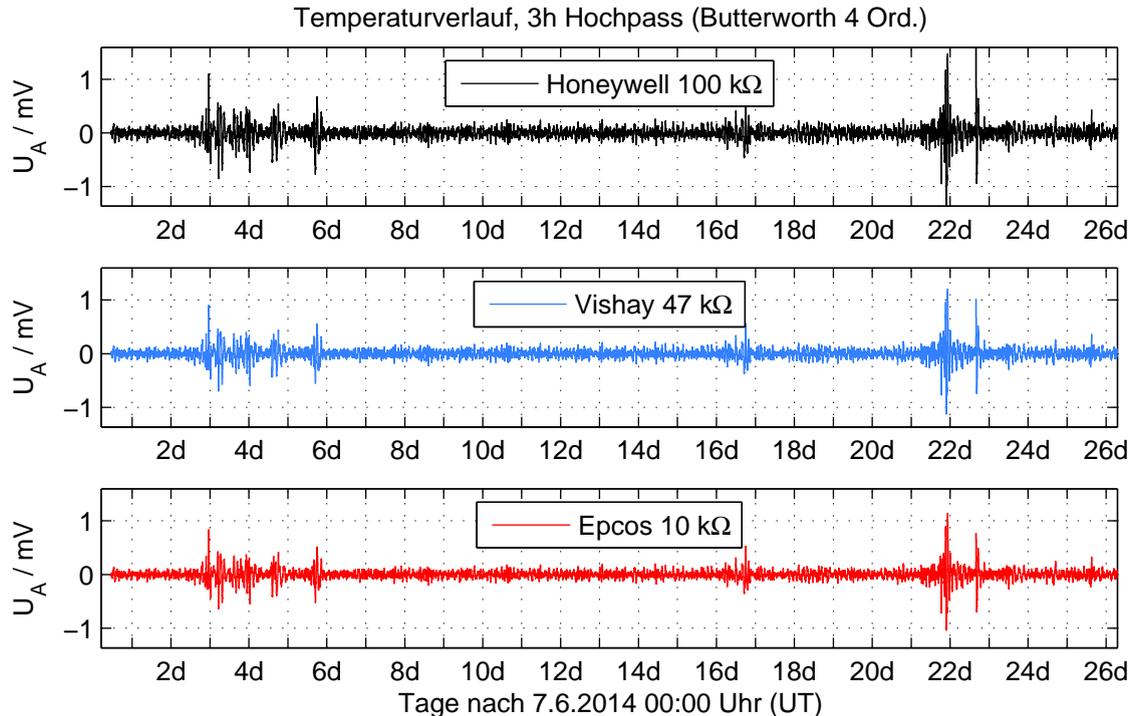


Abbildung 5.1.: Ausgangsspannung dreier Thermistormessbrücken, die das gleiche Temperatursignal gemessen haben.

gemeinsame Anregungssignal. Oberhalb von 20 mHz ist $P \approx N$, hier besteht das gesamte Signal fast ausschließlich aus Eigenrauschen.

Bei einigen Datenpunkten ist der kohärente Anteil größer als das Gesamtsignal, was in negativen Werten für N , bzw. komplexen Werten für N_{RMS} resultiert. Die entsprechenden Datenpunkte werden in den Spektren nicht eingezeichnet, was zu Lücken im Spektrum des inkohärenten Signalanteils in Abb. 5.2 führt.

Negative N treten gehäuft bei den Sensoren mit dem größten Signal-Rausch-Verhältnis (C_{RMS}/N_{RMS}) in einem Frequenzband auf (s. Abb. 5.3). Bei Frequenzen zwischen 0,1 mHz und 0,6 mHz ist das der Honeywell Thermistor, oberhalb von 20 mHz sind das die Vishay und Epcos Thermistoren, wobei auch bei auch bei dem Honeywell Thermistor wenige negative N auftreten.

Eine Ursache für das Auftreten des scheinbar negativen Eigenrauschens können zufällige

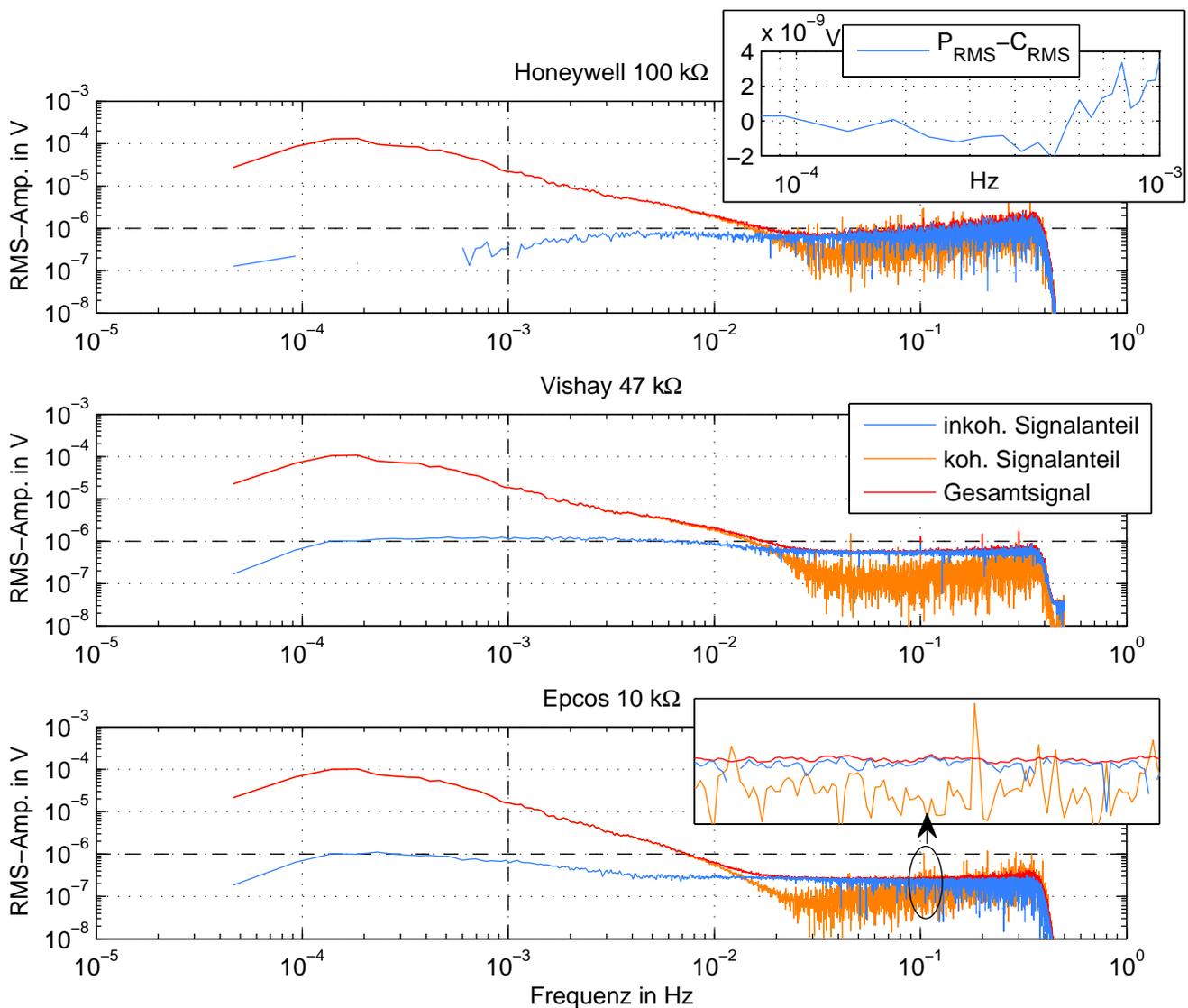


Abbildung 5.2.: Spektren der RMS-Amplituden in der rel. Bandbreite einer Oktave für das Gesamtsignal, sowie den kohärenten und den inkohärenten Anteil der Messdaten aus Abb. 5.1. Komplexe N_{RMS} werden nicht eingezeichnet, was zu Lücken im Spektrum des inkohärenten Signalanteils führt.

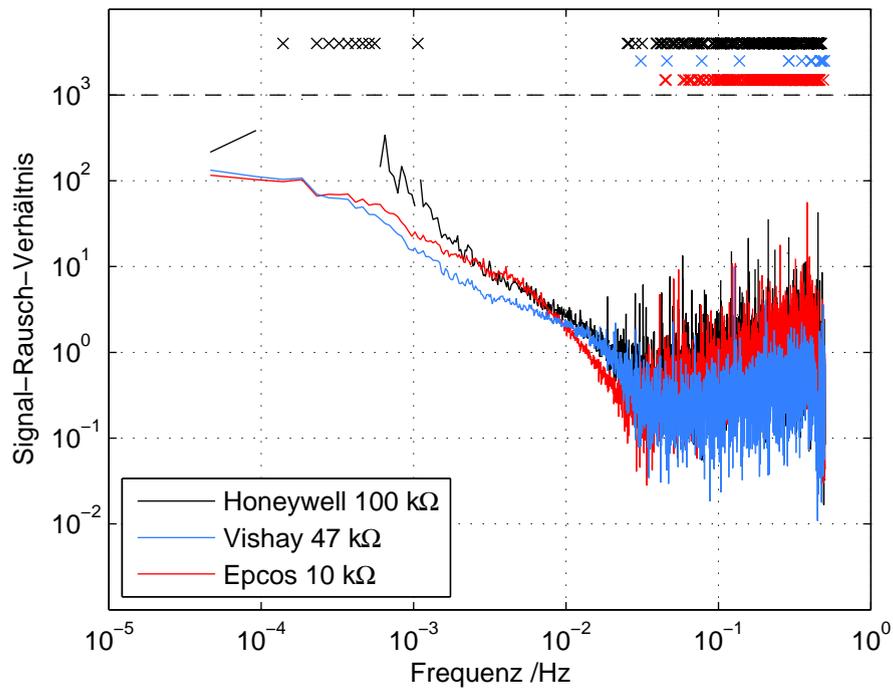


Abbildung 5.3.: Frequenzabhängiges Signal-Rausch-Verhältnis, C_{RMS}/N_{RMS} (unten) und Markierungen für negative N oben

Schwankungen bei der Berechnung der Auto- und Kreuz-LDS sein. Bei großen Signal-Rausch-Verhältnissen ($P \gg N$) ist C nur wenig kleiner als P . Schon geringe Abweichungen bei einzelnen Datenpunkten in den LDS können C und P soweit verfälschen, dass P geringfügig kleiner als C ist. Dies tritt bei dem Honeywell Thermistor bei Frequenzen zwischen 0,1 mHz und 1 mHz auf und wird in Abb. 5.2 oben rechts dargestellt.

Im hochfrequenten Bereich kommt ein weiterer Effekt hinzu, hier wird ein sehr schwaches, inkohärentes Signal gemessen. Das resultiert in kleinen Kreuz-LDS. Aufgrund der Division kann dies zu verhältnismäßig großen Werten bei der Berechnung von C führen.

Das große Signal-Rausch-Verhältnis im hochfrequenten Bereich des Epcos und Vishay Thermistors lässt sich durch schwache, bei Spannungsmessungen auf μV -Niveau nicht vermeidbare, kohärente Rauschquellen erklären. Sprechen diese beiden Thermistoren stärker als der Honeywell Thermistor auf das Rauschen an, gaukelt dies ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis vor, was wiederum in vermehrtem Auftreten von negativen N resultiert. Dies wird in Abb. 5.2 in dem vergrößerten Ausschnitt des Epcos Spektrums gezeigt.

Die statistische Sicherheit kann durch Erhöhen der Fensteranzahl, über die gemittelt wird,

Fenster	Honeywell 100 k Ω	Vishay 47 k Ω	Epcos 10 k Ω
32	4776 (7,4%)	731 (1,1%)	4780 (7,4%)
204	321 (3,0%)	17 (0,2%)	417 (3,9%)
1239	19 (1,1%)	0 (0,0%)	34 (1,9%)

Tabelle 5.1.: Anzahl der Datenpunkte mit $N < 0$ bei Variation der Anzahl der Fenster. Die Prozentangaben stellen das Verhältnis zur Gesamtzahl der Datenpunkte im Spektrum dar.

verbessert werden. Bei einer Zeitreihe mit gegebener Länge kann dies nur durch kürzere Fenster erreicht werden, was wiederum die Bandbreite und spektrale Auflösung des Eigenrauschspektrums verringert. Tabelle 5.1 zeigt, dass sich die Anzahl der negativen N reduziert, wenn über mehr Fenster gemittelt wird. Die Fensteranzahl wurde variiert, indem die Fensterlänge bei gleichbleibender Länge der gesamten Zeitreihe variiert wurde.

5.3. Fazit

Die Korrelationsanalyse nach SLEEMAN et al. (2006) ermöglicht es die Eigenrauschspektren drei-kanaliger Systeme zu bestimmen. Um die statistische Sicherheit bei der Trennung zwischen kohärentem und inkohärentem Anteil sicherzustellen müssen die Kreuz- und Autoleistungsspektren mit einer ausreichend großen Anzahl an Zeitfenstern errechnet werden. Eine zu geringe Fensteranzahl zeigt sich durch gehäuftes Auftreten negativer Werte von N .

Bei ungünstigen Bedingungen (tieffrequente Signale und kurze Zeitreihen) muss, um ein belastbares Ergebnis zu erhalten, ein Kompromiss bei der Bandbreite und Auflösung der Spektren eingegangen werden. Das Auftreten einzelner negativer N wird toleriert. Alle Abbildungen von Spektren des inkohärenten Signalanteils in dieser Arbeit zeigen an den entsprechenden Stellen Lücken. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass das lineare System mit den negativen N das größte Signal-Rausch-Verhältnis im Frequenzbereich der negativen N zeigt.

6. Die Entwicklung des Thermometers

Um eine Temperaturauflösung des Thermometers im μK Bereich zu erreichen müssen zwei grundlegende Bedingungen erfüllt sein. Diese sind einerseits eine große Sensitivität und andererseits ein kleines Rauschniveau des Messgeräts.

Die Sensitivität muss groß genug sein, dass Änderungen der Brückenausgangsspannung bei Temperaturschwankungen mit der Amplitude von $1\ \mu\text{K}$ größer sind als die minimale Auflösung, im folgenden als Detektionslimit bezeichnet, der verwendeten Datenerfassung. Bei einer nominellen Auflösung des EDD von $1\ \mu\text{V}/\text{count}$, muss die Sensitivität der Messbrücken also mindestens $S = 1\ \text{V}/\text{K}$ betragen. Die Sensitivität ist abhängig von der Brückenschaltung und den Bauteilparametern der Thermistoren (s. Gl. 2.30). Brückenschaltung und Thermistoren müssen entsprechend der Sensitivitätsvorgabe dimensioniert werden.

Das Eigenrauschen des Messgeräts besteht aus sämtlichen Ausgangssignalen (hier: Änderungen von U_A), die nicht durch die zu messende Größe (hier: Temperaturschwankungen am Sensor) erzeugt werden. Zu den Rauschquellen zählen:

- (thermisches) Rauschen der Elektronik
- elektromagnetische Einstreuung
- Temperatursensitivität elektronischer Bauteile
- Feuchtigkeit (Kriechströme, Elektrochemie)
- Instabilität der Spannungsversorgung.

Um das Messsignal vom Rauschen unterscheiden zu können, müssen die Anteile des Ausgangssignal aufgrund der Überlagerung aller Rauschquellen kleiner sein als die Anteile des Ausgangssignal aufgrund der Temperaturschwankungen am Sensor. Das Niveau des Eigenrauschens ist somit ein Maß für die erreichbare Auflösung und kann mit der Korrelationsanalyse bestimmt werden.

Außerdem müssen die Umgebungsbedingungen im Stollen berücksichtigt werden. Die Geräte müssen feuchtigkeitsresistent sein und die Messbrücke muss für eine Umgebungstemperatur von ca. 10°C abgestimmt werden.

6.1. Dimensionierung und Auswahl der Sensoren

In Tabelle 6.1 werden die technischen Daten und Parameter der verwendeten Thermistoren aufgelistet. Die Entscheidungskriterien bei der Auswahl sollen im folgenden erläutert werden.

In Gleichung 2.30 ist zu sehen, dass S proportional zum Temperaturkoeffizient und damit zum b -Wert (s. Gl. 2.9) der Thermistoren ist. Typische Werte für b liegen bei 3500 K bis 4200 K. Die der hier verwendeten Thermistoren liegen im oberen Teil des Bereichs bei ca. 3800 K bis 4100 K.

Der Selbstheizungseffekt begrenzt die elektrische Leistung, mit der die Thermistoren betrieben werden können. Bei einer Versorgungsspannung von 12 V wird so der nominelle Widerstandsbereich der verwendeten Thermistoren von 10 k Ω bis 100 k Ω festgelegt, was im folgenden Abschnitt 6.2 erklärt wird.

Aufgrund der hohen Luftfeuchtigkeit im Stollen und da die Sensoren mit Wärmeleitpaste zu einem Sensorpaket zusammengefasst wurden, wurde auf eine Versiegelung der Sensoren und der Anschlussdrähte geachtet. Die Sensoren sind entweder in thermisch leitfähiges Epoxidharz eingegossen (Vishay, Epcos, Betaterm) oder in einer Edelstahlhülse eingebettet (Honeywell). Die Anschlussdrähte sind mit PTFE oder PVC isoliert. Die Anschlussdrähte der Betaterm-Thermistoren sind nicht isoliert.

Eine weitere große Einschränkung bei der Auswahl der Thermistoren war die Verfügbarkeit in kleinen Stückzahlen. Die Epcos, Betaterm und Honeywell Thermistoren konnten

	Betaterm 100 k Ω	Vishay 100 k Ω	Honeywell 100 k Ω	Betaterm 30 k Ω
$R_{Th,0}$ in k Ω	100	100	100	30
R_{Th} in k Ω	207,8	204,4	207,8	62,34
b in K	4081	3984	4089	4081
α in %/K	5,1	5,0	5,1	5,1
R_r in k Ω	200	200	200	50
S in V/K	0,153 (0,153)	0,149 (0,149)	0,153 (0,153)	0,151 (0,153)
P_{el} in mW	0,180 (0,173)	0,180 (0,176)	0,180 (0,173)	0,711 (0,577)
	Epcos 10 k Ω	Vishay 47 k Ω	Epcos 30 k Ω	
$R_{Th,0}$ in k Ω	10	47	30	
R_{Th} in k Ω	19,90	94,53	58,89	
b in K	3848	3897	3768	
α in %/K	4,8	4,9	4,7	
R_r in k Ω	50	50	50	
S in V/K	0,117 (0,144)	0,132 (0,146)	0,140 (0,141)	
P_{el} in mW	0,586 (1,81)	0,652 (0,381)	0,715 (0,611)	

Tabelle 6.1.: Parameter der verwendeten Thermistoren, alle Angaben gelten für die Umgebungstemperatur im Stollen von $T_U = 283,15$ K, mit Ausnahme des Referenzwiderstands $R_{Th,0}$ bei $T_0 = 25^\circ\text{C}$. Die Widerstandswerte R_{Th} sind Herstellerangaben (s. Datenblätter in Anh. D). Der Wert für b bei Umgebungstemperatur wurde mit Gleichung 2.8 und den Widerstands-Temperatur-Tabellen aus den Datenblättern errechnet und α mit Gleichung 2.9. R_r ist der Referenzwiderstand der Brücken mit der der jeweilige Thermistor verwendet wird. P_{el} ist die elektrische Leistung am Thermistor nach Gleichung 2.35 und S ist die Sensitivität nach Gleichung 2.30 bei einer abgeglichenen Brücke ($\frac{R_r}{R_{Th}+R_r} = \frac{R_4}{R_3+R_4}$) und einer Versorgungsspannung von $U_V = 12$ V. In Klammern ist die maximale Sensitivität und Leistung für $R_r = R_{Th}$ angegeben.

über Internetversandhändler und die Vishay Thermistoren als Probeexemplare bei dem Hersteller bezogen werden.

Es wurde bei der Auswahl der Thermistoren auf kleine Toleranzen für $R_{Th,0}$ und b geachtet. Diese liegen im Bereich von kleiner 3%. Da die Herstellerangaben für $R_{Th,0}$ und b nur bei der Dimensionierung der Bauteile verwendet werden, hat die Bauteilstreuung jedoch keinen weiteren relevanten Einfluss auf die Messgenauigkeit. Bei der Auswertung der Messungen werden für jeden Thermistor die mit der Kalibrierung bestimmten Thermistorparameter verwendet.

6.2. Selbstheizung

Der Widerstandsbereich von 10 k Ω bis 100 k Ω der Thermistoren wurde so gewählt, dass die Thermistorleistung bei der gegebenen Versorgungsspannung von 12 V nicht zu groß wird, und die Sensoren somit nicht im Selbstheizungsbereich arbeiten.

Eine Abschätzung der Selbstheizung wurde mit den Herstellerangaben des Dissipationsfaktors für Luft bei der ersten Auswahl an Thermistoren (Betaterm und Epcos) durchgeführt.

Dazu wurde der Temperaturunterschied $\Delta T = T_{Th} - T_U$ zwischen Thermistor und Umgebung, sowie die Messleistung iterativ berechnet. Mit einer Spannung von $U_{Th} = 6$ V (d.h. einer Brückenschaltung mit $R_{Th} = R_r$) und einer Starttemperatur $T_{Th} = T_U = 283,15$ K wurden zuerst R_{Th} (mit Gl. 2.8) und P_{el} berechnet. Damit und mit Gleichung 2.12 kann T_{Th} für den nächsten Iterationsschritt berechnet werden. Nach maximal sechs Iterationsschritten ändert sich T_{Th} um weniger als 10^{-6} K und die Iteration wird abgebrochen.

Die Iterationsergebnisse, sowie die verwendeten Dissipationsfaktoren für Luft sind in Tabelle 6.2 angegeben. Diese Werte stellen den Temperaturunterschied der Thermistoren zur Umgebung und die elektrische Leistung bei Messbetrieb in Luft dar.

Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben ist der Ausdruck $\frac{\partial U}{\partial I} R_{Th}(P_{el})^{-1}$ ein Maß für die Selbstheizung der Thermistoren. Mit den Gleichungen 2.14 und 2.15 wurden bei einer kleinen Variation der Messleistung P_{el} zwei U - I Wertepaare für jeden Thermistor bestimmt. Der Differenzenquotient dieser Wertepaare

$$\frac{\partial U}{\partial I} \approx \frac{U(1,1 \cdot P_{el}) - U(0,9 \cdot P_{el})}{I(1,1 \cdot P_{el}) - I(0,9 \cdot P_{el})} \quad (6.1)$$

	Betaterm 100 k Ω	Betaterm 30 k Ω	Epcos 30 k Ω	Epcos 10 k Ω
δ_{Th} in mWK $^{-1}$	0,75	0,75	1,5	1,5
$R_{Th}(P_{el} = 0)$ in k Ω	207,8	62,34	58,89	19,90
P_{el} in mW	0,175	0,601	0,623	1,9
$R_{Th}(P_{el})$ in k Ω	205,4	59,86	57,75	18,72
ΔR_{Th} in k Ω	2,456	2,487	1,137	1,183
ΔT in K	0,234	0,802	0,416	1,282
Iterationen	4	6	5	6
$\frac{\partial U}{\partial I} \cdot R_{Th}(P_{el})^{-1}$	0,977	0,922	0,962	0,885

Tabelle 6.2.: Selbstheizung bei der ersten Auswahl an Thermistoren. Dissipationsfaktoren δ_{Th} aus den Datenblättern (s. Anh. D), Thermistorwiderstand bei $P_{el} = 0$, iterativ bestimmte Messleistung P_{el} bei $U_{Th} = 6$ V, Thermistorwiderstand $R_{Th}(P_{el})$ und Widerstandsdifferenz $\Delta R_{Th} = R_{Th}(P_{el} = 0) - R_{Th}(P_{el})$, Temperaturdifferenz zur Umgebung $\Delta T = T_{Th} - T_U$ und Maß für die Selbstheizung $\frac{\partial U}{\partial I} \cdot R_{Th}(P_{el})^{-1}$.

ergibt die Steigung $\frac{\partial U}{\partial I}$ mit der der Selbstheizungseffekt abgeschätzt werden kann. Die Ergebnisse für jeden Thermistor sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Bei den Betatorm 30 k Ω und Epcos 10 k Ω zeigt sich aufgrund des geringen Widerstand bzw. kleinen Dissipationsfaktors ein gewisser Selbstheizungseffekt. Dabei ist zu beachten, dass diese Thermistoren einen Extremfall bei Widerstand, bzw. Dissipationsfaktor darstellen. Außerdem dürfte der Dissipationsfaktor im Sensorpaket aufgrund der Wärmeleitpaste deutlich größer sein als der hier verwendete Wert für Luft, was den Selbstheizungseffekt weiter verringert. Die verbleibende Temperaturdifferenz ΔT wird bei der Kalibrierung vom konstanten Anteil (SH-Koeffizient A) der Steinhart-Hart-Gleichung aufgefangen und ist nicht weiter von Bedeutung, da bei den Messungen die absolute Temperatur nicht ausgewertet wird.

6.3. Dimensionierung und Auswahl der Brückenwiderstände

Anhand von Gleichung 2.23 ist ersichtlich, dass alle Brückenwiderstände und damit auch Widerstandsänderungen aufgrund von Temperaturschwankungen einen Einfluss auf die Brückenausgangsspannung haben. Unterschiedliche Temperaturkoeffizienten der Bauteile, sowie Temperaturdifferenzen aufgrund einer inhomogenen Temperaturverteilung erzeugen Störungen. Um diese Störungen zu minimieren und sicherzustellen, dass die Temperatur am Thermistor und nicht an den übrigen Brückenwiderständen gemessen wird, muss deren Einfluss auf die Ausgangsspannung minimiert werden.

Die Widerstände R_3 und R_4 im Parallelzweig der Brücke gehen als Verhältnis zueinander in U_A ein. Eine thermische Kopplung, sodass beide Widerstände die gleichen Temperaturschwankungen erfahren, kann den Einfluss auf die Ausgangsspannung aufgrund von Temperaturschwankungen ausschließen. Der Parallelzweig besteht aus einem 10-Gang-Potentiometer mit einem Gesamtwiderstand von 100 k Ω , dessen Teilwiderstände R_3 und R_4 ergeben. Dadurch wird einerseits der Feinabgleich der Brücke ermöglicht, und andererseits kann von thermischer Kopplung ausgegangen werden, da beide Widerstände in einem Bauteil integriert sind.

Der Referenzwiderstand ist ein Präzisionswiderstand mit einem kleinen Temperaturkoeffizient von $3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (s. Datenblatt in Anhang D). Die Thermistoren haben mit $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ (vgl. Tab. 6.1) einen um vier Größenordnungen größeren Temperaturkoeffizient und damit einen entsprechend größeren Einfluss auf U_A . Zur zusätzlichen thermischen Stabilisierung ist der Referenzwiderstand in einer Bohrung in einem Metallkörper untergebracht und mit Wärmeleitpaste an diesen gekoppelt.

Es wurden drei Brücken mit unterschiedlichen Referenzwiderständen gebaut, eine Brücke mit $R_r = 200 \text{ k}\Omega$ (bestehend aus zwei seriellen 100 k Ω Widerständen) und zwei Brücken mit $R_r = 50 \text{ k}\Omega$.

Mit den Werten für R_r und den Thermistorparametern kann mit Gleichung 2.30 die Sensitivität der einzelnen Thermistoren im eingebauten Zustand berechnet werden. Die Sensitivitätswerte, sowie die zur Berechnung verwendeten Parameter für die einzelnen Thermistoren sind in Tabelle 6.1 angegeben. Zusätzlich ist die maximale Sensitivität für den Thermistor und eine ideales Widerstandsverhältnis ($R_{Th} = R_r$) angegeben.

Die Werte für S liegen dabei im Bereich von 0,117 V/K bis 0,153 V/K. Bei den 100 k Ω und 30 k Ω Thermistoren unterscheidet sich S in eingebautem Zustand nur kaum bis gar nicht von den maximalen Werten, da sich R_{Th} bei Umgebungstemperatur nur wenig von R_r unterscheidet. Bei den 10 k Ω und 47 k Ω Thermistoren ist der Unterschied größer, da sich hier R_{Th} deutlich von R_r unterscheidet.

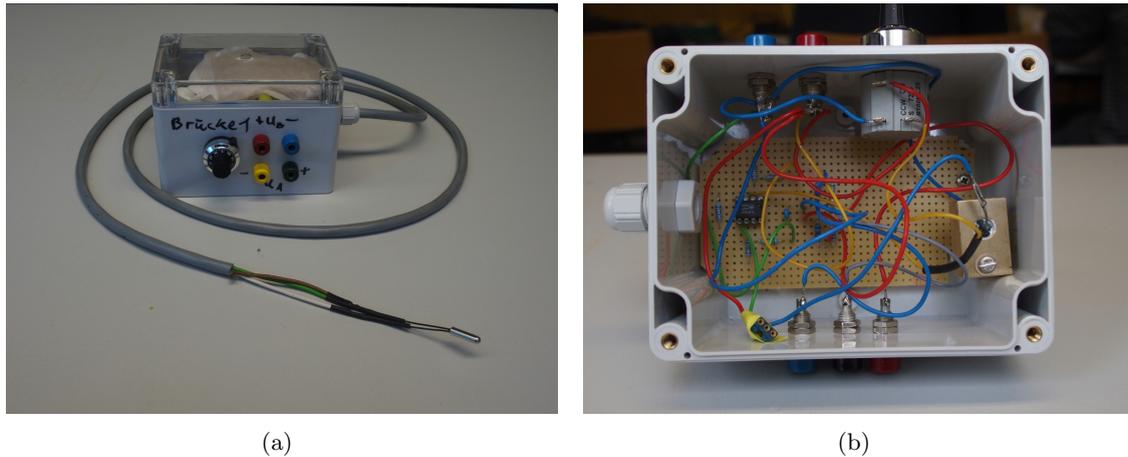


Abbildung 6.1.: (a) Messbrücke und Thermistorsensor. Zu sehen ist die Vorderseite des Gehäuses mit dem Einstellknopf des Potentiometers und den Anschlüssen für Versorgungsspannung und Messspannung. Die Anschlüsse zur Messung der Versorgungsspannung befinden sich auf der Rückseite. Im Inneren ist ein Beutel mit Trockenmittel zu erkennen. (b) Das Innere der Messbrücke. Rechts ist der Messingkörper mit dem Referenzwiderstand zu sehen, und am Boden des Gehäuses befindet sich die Platine mit Spannungsteiler und Messwertverstärker.

6.4. Messbrücken

Abbildung 6.1(a) zeigt eine einsatzbereite Messbrücke mit angeschlossenem Thermistor und Abbildung 6.1(b) deren Inneres. Die Brückenschaltung ist in einem Kunststoffgehäuse verbaut. An dessen Außenseite befinden sich Anschlüsse für die Versorgungsspannung, sowie zur Messung der Brückenausgangs- und Versorgungsspannung.

Die Thermistoren sind mit einem ca. 1 m langen Sensorkabel verlötet, welches aus dem Gehäuse herausgeführt wird. Es ist in einer Dreileiterschaltung ausgeführt, um den Einfluss der Leitungswiderstände zu minimieren. Eine Steckverbindung im Gehäuse zwischen Brückenschaltung und Sensorkabel ermöglicht einen Austausch der Thermistoren.

Eine schematische Darstellung der Messbrücken, sowie der Spannungsversorgung und der Datenerfassung ist in Abb. 6.2 gezeigt. Hier ist ebenfalls eine Messwertverstärkung (s. Abschn. 6.6) und ein Spannungsteiler eingezeichnet. Beides wurde nach den ersten Testmessungen in das Gehäuse integriert.

Der Spannungsteiler besteht aus vier Widerständen mit $R_A = 10 \text{ k}\Omega$ und $R_B = 100 \Omega$. Dies ermöglicht einerseits einen symmetrischen Abgriff zur Messung der Versorgungsspannung mit dem Faktor $R_B/R_A = 100$. Andererseits kann über den dritten Anschluss zwischen den beiden Widerständen R_A ein zur Versorgungsspannung symmetrischer Potentialnullpunkt definiert werden. Somit haben, bei einer abgeglichenen Brücke mit $R_r = R_{Th}$, beide Anschlüsse für U_A ebenfalls ein Potential von Null.

Die Versorgungsspannung wurde mit dem EDD gemessen, wobei der Masseanschluss aller drei Messbrücken mit dem Masseanschluss des EDD verbunden wurde, sodass die Messbrücken einen gemeinsamen Potentialnullpunkt besitzen. Jenachdem ob die integrierte Messwertverstärkung oder die Vorverstärker der Datenerfassungen genutzt wurden, kann die Brücken- oder Verstärkerausgangsspannung herausgeführt und von der Datenerfassung gemessen werden.

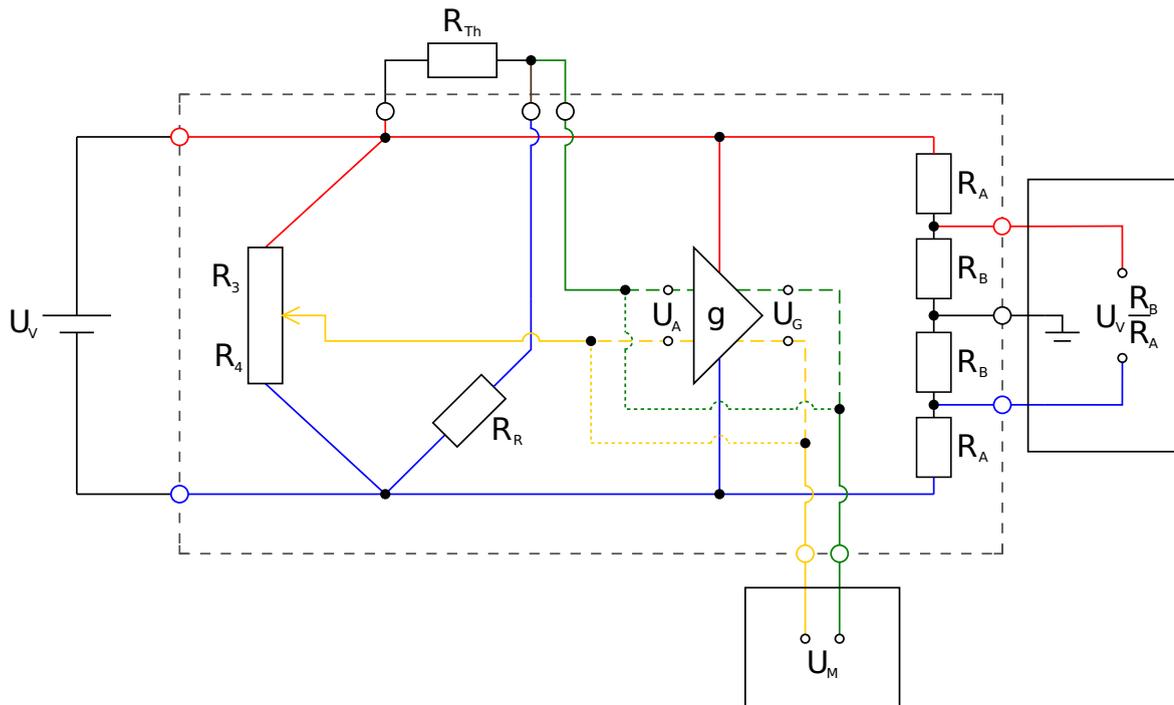


Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung der Messbrücken mit Spannungsversorgung und Datenerfassung. Die gestrichelte Linie stellt das Gehäuse dar, große offene Kreise sind Steckverbindungen. Die von der Datenerfassung gemessene Spannung U_M kann entweder die Verstärkerausgangsspannung U_G sein (gestrichelte Verbindung) oder die Brückenausgangsspannung U_A (gepunktete Verbindung).

6.5. Bewertung der ersten Testmessungen

Mit den Messbrücken wurden drei Testmessungen mit einer Dauer von 7 bis 22 Tagen durchgeführt, die Details dazu sind in den Anhängen A.1 bis A.3 zu finden. Das Rauschniveau wurde mit der Korrelationsanalyse der Brückenausgangsspannung, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, bestimmt.

In Abb. 6.3 sind die Spektren des Gesamtsignals und des inkohärenten Signalanteils, sowie die zugrundeliegende Zeitreihe der Messung vom 25.4.2014 bis zum 5.5.2014 dargestellt. Da die Sensoren wie in Abschnitt 3.1 beschrieben thermisch gekoppelt sind, und somit das gleiche Anregungssignal messen, kann der inkohärente Signalanteil als Eigenrauschniveau der Messbrücken angesehen werden. Die RMS-Rauschamplituden der Epcos und Betaterm $30\text{ k}\Omega$ Thermistoren liegt im gesamten Frequenzbereich auf einem Niveau von $0,8\text{--}1\ \mu\text{V}$. Bei einer Sensitivität von $0,15\text{ V/K}$ läge das Rauschniveau der Temperatur bei $6,7\ \mu\text{K}$. Eine Korrelationsanalyse mit kalibrierten Thermistoren bestätigt dieses Rauschniveau der Temperatur (s. Anh. A.3).

Da das Detektionslimit des EDD ($g = 1$) bei $1\ \mu\text{V}$ liegt, handelt es sich bei dem inkohärenten Signalanteil um das Quantisierungsrauschen der Datenerfassung.

Die Rauschamplitude der Messbrücke mit dem Betaterm $100\text{ k}\Omega$ Thermistor liegt auf einem Niveau von $1,5\text{--}2\ \mu\text{V}$. Hier scheint das Eigenrauschen der Messbrücke und des Thermistors größer zu sein. Bei späteren Messungen mit anderen Thermistoren zeigt diese Messbrücke ein ähnliches Rauschniveau wie die anderen beiden Brücken, was auf den Thermistor als Rauschquelle bei dieser Messung hindeutet.

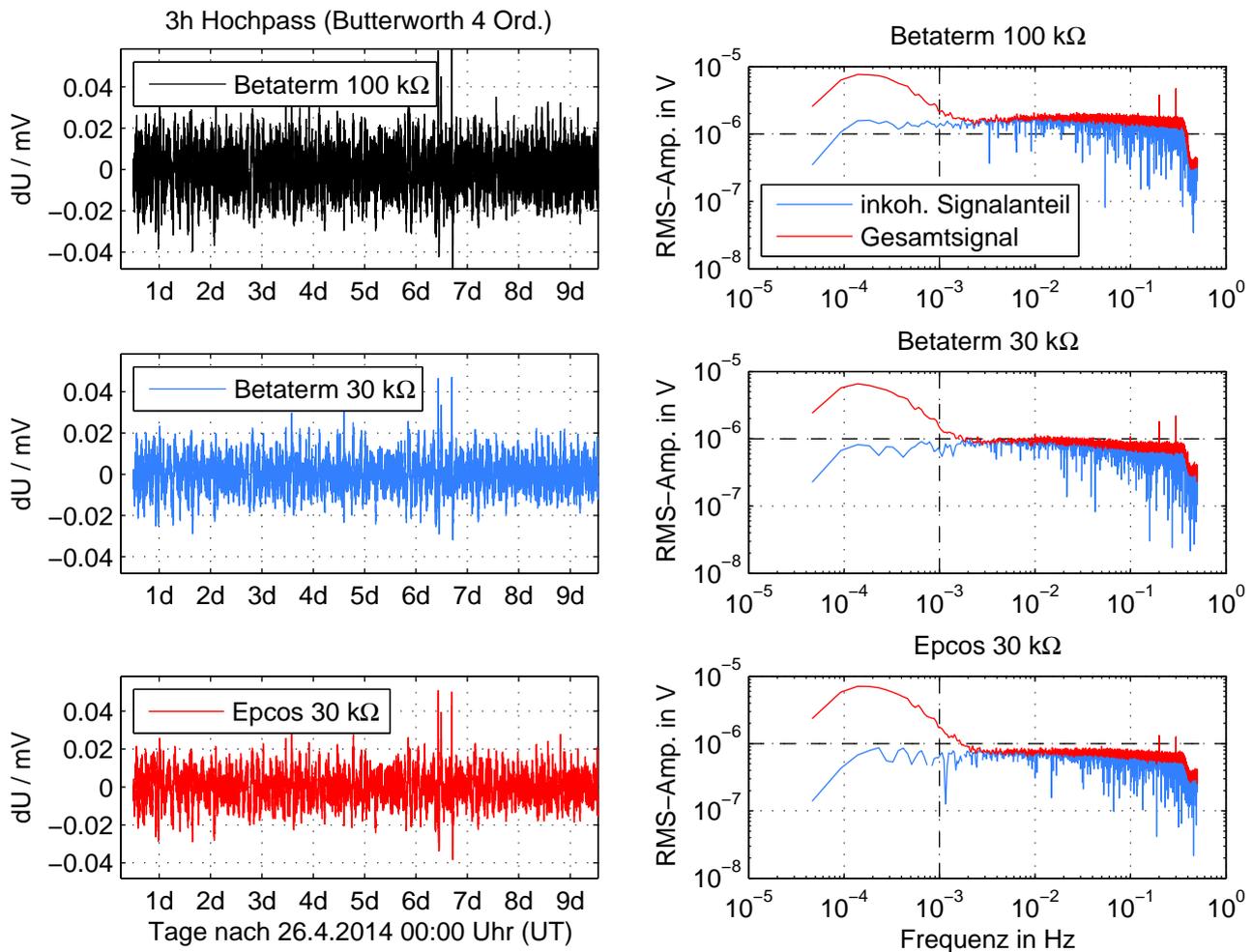


Abbildung 6.3.: Gefilterte Brückenausgangsspannung (links) und RMS-Amplituden in der rel. Bandbreite einer Oktave von Gesamt- und Rauschsignal (rechts) für die Messung vom 25.4.2014 bis 5.5.2014.

6.6. Messwertverstärkung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Auflösung der Messbrücken durch das Detektionslimit des EDD begrenzt ist. Bei einer Sensitivität von $S = 0,15 \text{ V/K}$ muss das Detektionslimit bei $0,15 \mu\text{V}$ liegen um eine Temperaturänderung von $1 \mu\text{K}$ auflösen zu können. Um das zu erreichen kann die Brückenausgangsspannung verstärkt werden.

Tabelle 6.3 gibt einen Überblick über die drei verwendeten Verstärker-Datenerfassungs-konfigurationen EDD HG, IV und Cube, sowie die bisher verwendete unverstärkte Konfiguration EDD LG. Die Vorverstärker sind in die Datenerfassungen integriert und bei dem

Kürzel	EDD LG	EDD HG	IV	Cube
Datenerfassung	EDD	EDD	EDD	Cube
Verstärker	-	EDD Vorverst.	Instrumentenverst.	Cube Vorverst.
g	1	10	101	16

Tabelle 6.3.: Übersicht über die Verstärker-Datenerfassungskonfigurationen und deren Verstärkungsfaktoren g .

Instrumentenverstärker handelt es sich um eine Verstärkerschaltung, die in das Brückengehäuse integriert wurde.

6.6.1. Der Instrumentenverstärker

Bei der in Abb. 6.4 gezeigten Schaltung handelt es sich um die Verstärkerstufe eines Instrumentenverstärkers, bestehend aus zwei Operationsverstärkern. Der Instrumentenverstärker würde durch einen Subtrahierverstärker vervollständigt, der die Spannung $U_G = V_{G+} - V_{G-}$ auf einen Potentialnullpunkt bezieht. Da die verwendeten Datenerfassungen über einen differentiellen Eingang für die Messspannung verfügen ist ein Subtrahierverstärker unnötig und wird weggelassen.

g ist der Verstärkungsfaktor für differentielle Signalanteile $U_A = V_{A+} - V_{A-}$, wobei $V_{A\pm}$ die Potentiale an den Verstärkereingängen sind. g wird Gegentaktverstärkung genannt und kann mit den Widerständen R_1 und R_2 eingestellt werden (TIETZE und SCHENK, 1983):

$$g = \frac{V_{G+} - V_{G-}}{V_{A+} - V_{A-}} = \frac{U_G}{U_A} = \left(1 + \frac{2R_1}{R_2}\right). \quad (6.2)$$

Es wurden Widerstandswerte von $R_1 = 100 \text{ k}\Omega$ und $R_2 = 2 \text{ k}\Omega$ verwendeten, sodass sich eine Gegentaktverstärkung von $g = 101$ ergibt.

Gleichtaktsignale $V_{A,Gl}$, also Potentialänderungen, die an beiden Eingängen identisch sind und somit keine Spannungsänderung zwischen den Eingängen erzeugen, werden nicht verstärkt. Somit sind die Gleichtaktsignale an Verstärkereingang und Verstärkerausgang gleich, und für die Gleichtaktverstärkung gilt

$$g_{Gl} = \frac{V_{G,Gl}}{V_{A,Gl}} = 1. \quad (6.3)$$

Bei großen g_{Gl} und einer unsymmetrischen Brücke ($R_{Th} \neq R_r$) bestünde die Gefahr, dass die Datenerfassung übersteuert, wenn $V_{G,Gl}$ größer wird als die max. Eingangsamplitude.

Die Widerstände $R_0 = 100 \Omega$ an den Verstärkerausgängen dienen zum Schutz vor versehentlichen Kurzschlüssen.

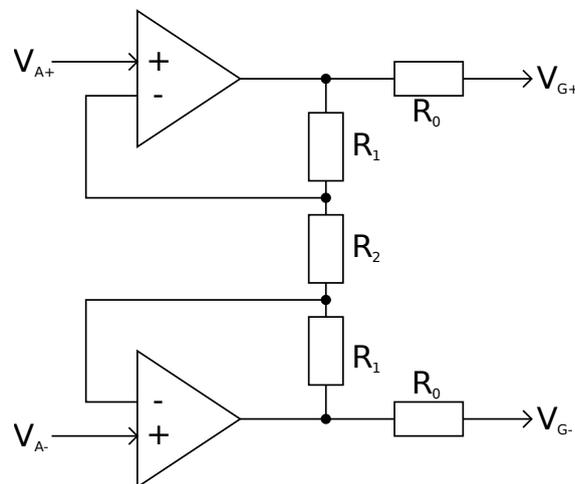


Abbildung 6.4.: Verstärkerstufe eines Instrumentenverstärkers, bestehend aus 2 Operationsverstärkern und den Widerständen $R_1 = 100 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 2 \text{ k}\Omega$ und $R_0 = 100 \Omega$. $V_{A\pm}$ sind die Potentiale am Eingang und $V_{G\pm}$ die am Ausgang.

Es werden Operationsverstärker mit Sperrschicht-Feldeffekttransistoren (JFET) an den Eingängen verwendet. Deren Innenwiderstand ist sehr groß ($R_I = 10^{12} \Omega$), sodass der Korrekturfaktor r_R für den Innenwiderstand des Spannungsmessgeräts (Gl. 2.33) annähernd 0 beträgt. Die Korrektur der Brückenausgangsspannung kann somit bei Messungen mit dem Instrumentenverstärker auch weggelassen werden.

Ein Schaltplan der in die Messbrücken integrierten Platinen mit Instrumentenverstärker und Spannungsteiler ist in Anhang C.1 zu finden.

6.6.2. Vergleich

Abb. 6.5(a) zeigt die RMS-Amplitude des Eigenrauschens der Verstärker-Datenerfassungs-konfigurationen, bezogen auf die Eingangsspannung. Dazu wurde die gemessene Spannung durch den Vorverstärkungsfaktor geteilt, was einen direkten Vergleich der RMS-Amplituden ermöglicht. Die gezeigten Spektren stammen von einer Messung über ca. 10 h bei der die Eingänge der Verstärker bzw. Datenerfassungen kurzgeschlossen wurden. Die Zeitreihen dazu sind in Anhang C.2 zu finden.

Das Eigenrauschen ist bei allen Konfigurationen kleiner als 30 nV und damit ausreichend klein um eine Spannungsauflösung von $0,15 \mu V$ zu erreichen.

Das Rauschniveau der Thermometer mit verschiedenen Verstärkerkonfigurationen wurde anhand der RMS-Amplitude des inkohärenten Signalanteils verglichen. Diese sind in Abb. 6.5(b) dargestellt. Die Spannungswerte beziehen sich ebenfalls auf den Verstärkereingang. Zum Vergleich wurde das Rauschniveau der unverstärkten Brücke mit dem Epcos

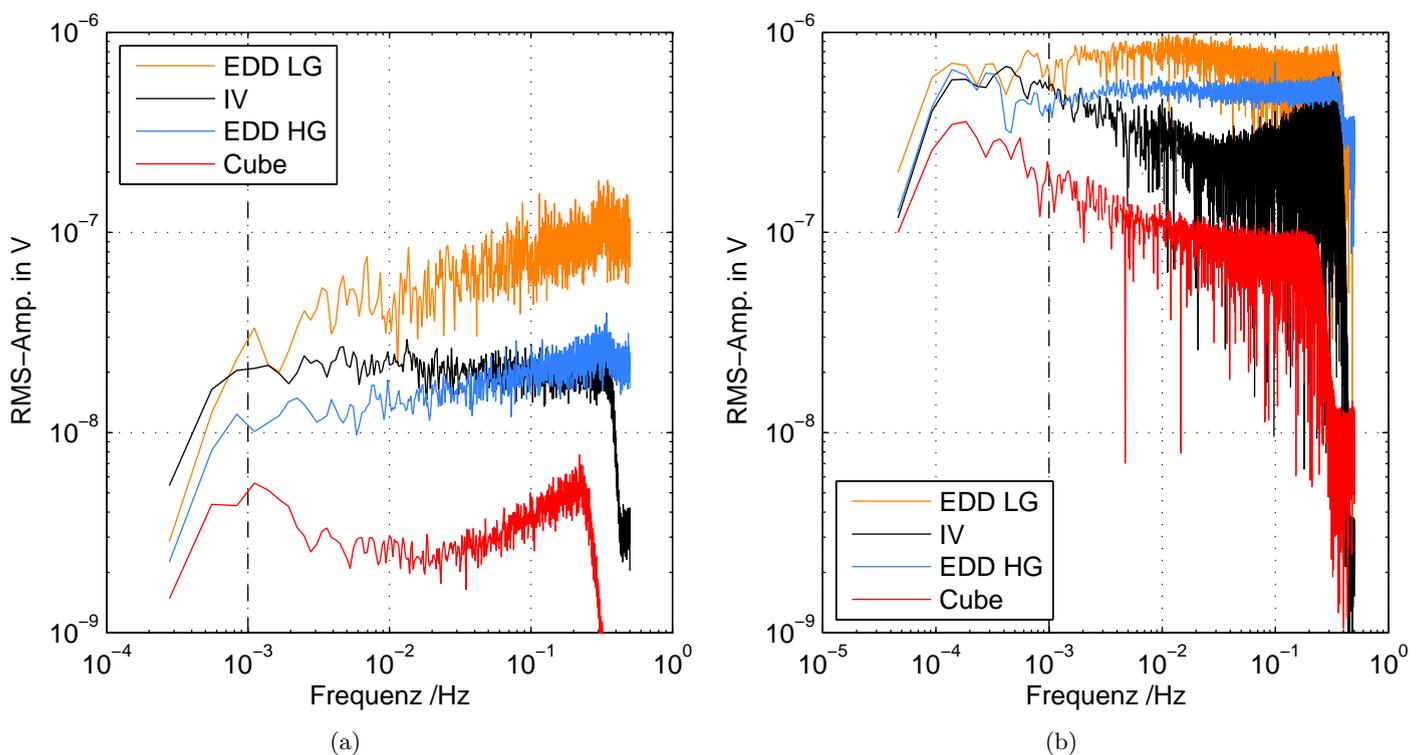


Abbildung 6.5.: RMS-Amplituden in der rel. Bandbreite einer Oktave des Eigenrauschens der Verstärker-Datenerfassungs-konfigurationen (a) und der Messbrücken bei verschiedenen Verstärker-Datenerfassungs-konfigurationen (b)

30 k Ω -Thermistor von der Messung vom 26.4.2014 bis zum 5.5.2014 (s. Abb. 6.3) ebenfalls dargestellt.

Das Rauschniveau für den Instrumentenverstärker und den EDD Vorverstärker basiert auf der Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014 im Teststollen. Eine vollständige Abbildung der Korrelationsanalyse ist in Anhang C.3 zu finden. Die Messbrücke mit dem Epcos 10 k Ω -Thermistor wurde mit dem EDD Vorverstärker betrieben, die Brücke mit dem Vishay 47 k Ω -Thermistor mit dem Instrumentenverstärker. Diese Messung wurde einerseits aufgrund des geringen Rauschniveaus ausgesucht, andererseits gibt es keine negativen Werte für N im tieffrequenten Bereich.

Es werden in Abb. 6.5(b) verschiedene Thermistoren miteinander verglichen. Die Unterschiede zwischen den Messungen und Thermistoren sind aber deutlich kleiner, sodass die in der Abbildung gezeigten Unterschiede tatsächlich auf die Verstärker-Datenerfassungs-konfigurationen zurückzuführen sind.

Die RMS-Amplitude des Brückenrauschens und deren Frequenzabhängigkeit unterscheiden sich je nach eingesetztem Messwertverstärker. Das Rauschniveau der Messbrücken mit Instrumentenverstärker und EDD Vorverstärker ist im tieffrequenten Bereich (unter 1 mHz) nur wenig kleiner als das der unverstärkten Brücken. Oberhalb von 1 mHz verringert sich das Rauschniveau etwa um den Faktor 2 bis 3. Bei dem EDD Vorverstärker zeigt sich eine ähnliche Frequenzabhängigkeit wie bei der unverstärkten Brücke. Der Instrumentenverstärker zeigt ein Minimum bei 30 mHz.

EDD Vorverstärker und Instrumentenverstärker bringen also nicht die gewünschte Verbesserung der Spannungsauflösung auf $0,15 \mu\text{V}$, insbesondere der relevante Frequenzbereich unter 1 mHz zeigt kaum Verbesserung. Die Rauschniveaus sind deutlich größer als das Eigenrauschen der Verstärker. Die dafür verantwortlichen Rauschquellen werden in Abschnitt 6.7 beschrieben.

Anders sieht dies bei der Messungen in der Seismometerkammer vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014 mit dem Cubevorverstärker aus (s. Anh. C.4 für eine vollständige Abbildung der Korrelationsanalyse). Die RMS-Rauschamplitude der Messbrücke mit dem Vishay 100 k Ω -Thermistor ist auch im tieffrequenten Bereich deutlich kleiner. Das Maximum liegt dort bei $0,32 \mu\text{V}$. Das Rauschniveau ist somit näher an der angestrebten Spannungsauflösung von $0,15 \mu\text{V}$. Der Vishay 47 k Ω Thermistor zeigt bei dieser Messung ein noch niedrigeres Rauschniveau (s. Abb. 6.8 auf S. 49), wird aber aufgrund auftretender negativer N bei kleinen Frequenzen nicht zum Vergleich herangezogen.

Dabei ist zu beachten, dass die Messung vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014 in der Seismometerkammer (s. Absch. 3.2) und die Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014 im Teststollen durchgeführt wurde. Bei beiden Messaufbauten haben die Sensoren aufgrund der thermischen Kopplung aber das gleiche Anregungssignal gemessen, sodass auch hier der inkohärente Signalanteil als Rauschniveau angesehen werden kann.

6.7. Restrauschen

Der inkohärente Signalanteil ist bei Verwendung des EDD als Datenerfassung deutlich größer als beim Cube. Die Ursache dafür sind höchstwahrscheinlich Einkopplungen von Störsignalen durch die elektrischen Verbindungen des EDD (Datenkabel zum Datenerfassungs-PC, Stromversorgung und Sekundenpuls, s. Absch. 3.1). In der Seismometerkammer waren diese Störsignale so stark, dass eine Temperaturmessung mit dem EDD nicht möglich war (s. Anh. B.1). Im Teststollen waren diese Störsignale schwächer und erzeugten vermutlich die in Abb. 6.5(b) gezeigten Rauschniveaus für die Konfigurationen EDD HG und IV. Der genaue Prozess der Einkopplung ist unbekannt und wurde nicht weiter untersucht.

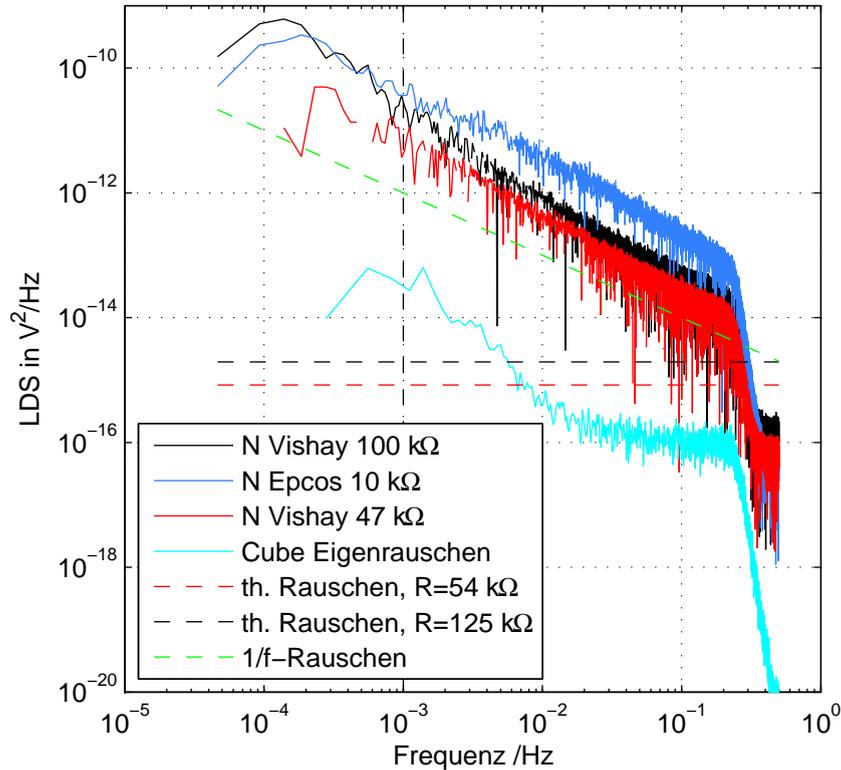


Abbildung 6.6.: Eigenrauschen des Thermometers bei Verwendung des Cube

Die in Abb. 6.5(b) gezeigte RMS-Amplitude des inkohärenten Signalanteils mit dem Cube stellt das verbleibende Restrauschen des Thermometers dar. Die Leistungsdichtespektren aller drei Messbrücken der Messung vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014 werden in Abb. 6.7 gezeigt. Die Spektren sind geringfügig steiler als ein $1/f$ -Rauschen.

Am hochfrequenten Ende des Spektrums ist das Eigenrauschen wenig über dem thermischen Widerstandsrauschen der Messbrücken. Dabei handelt es sich um ein fundamentales Rauschen der Spannung an einem Widerstand aufgrund der thermischen Energie der Ladungsträger. Die Leistungsdichte dieser Rauschspannung

$$P_{th} = 4k_B T_U R \quad (6.4)$$

ist frequenzunabhängig und wird vom Widerstandswert R und der Umgebungstemperatur von $T_U = 283,15$ K bestimmt (LERCH, 2007). k_B ist die Boltzmannkonstante. In der Abbildung ist die Leistungsdichte für zwei verschiedene Widerstandswerte von $R = 54$ k Ω und $R = 125$ k Ω eingezeichnet, was dem Innenwiderstand R_B (s. Gl. 2.34) der Messbrücken mit den Vishay Thermistoren entspricht.

Mögliche Ursachen für das höhere Rauschniveau des Epcos 10 k Ω Thermistors kann die bei diesem Thermistor auftretende Selbstheizung sein, oder der sich andeutende Defekt (s. Abschn. 7.4).

Die Spannungsversorgung der Messbrücken kann bis zum Quantisierungsintervall der Datenerfassung als rauschfrei angesehen werden. Abbildung 6.7 zeigt U_V der Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014. In dem stark vergrößerten Ausschnitt der Versorgungsspannung des Vishay 47 k Ω Thermistors ist der stufenartige Abfall aufgrund des Quantisierungsintervalls zu sehen. Die Stufen entsprechen einer Spannung von 10 μ V.

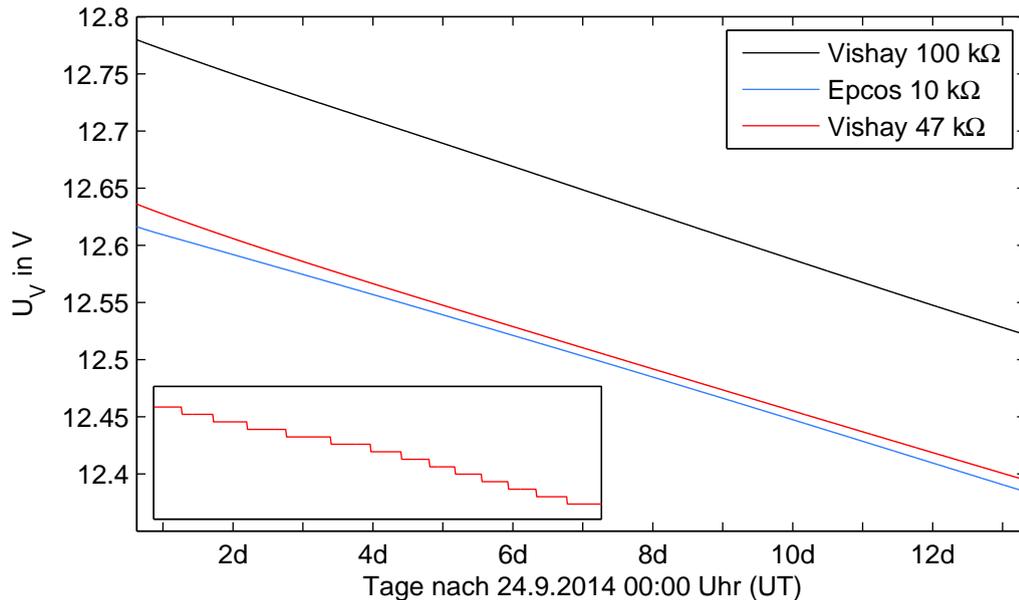


Abbildung 6.7.: Versorgungsspannung während der Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014. Unten links: stark vergrößerter Ausschnitt der Versorgungsspannung des Vishay 47 kΩ Thermistors.

Zu den Ursachen des Rauschens bei kleineren Frequenzen können verschiedene Effekte beitragen, die im Folgenden kurz erläutert werden.

- Nichtlinearitäten: Der lineare Zusammenhang zwischen U_A und der Widerstandsänderung am Thermistor (s. Gl. 2.28) gilt für kleine Widerstandsänderungen an einer abgeglichenen Brücke. Aufgrund der Temperatureinlaufkurve bei Messstart liegt die mittlere Brückenausgangsspannung nicht bei exakt 0, was in Nichtlinearitäten resultiert.
- Unterschiede in der von den Sensoren gemessenen Temperatur, aufgrund kleinster Temperaturgradienten im Sensorpaket, da jeder Sensor einen kleinen Wärmeeintrag erzeugt.
- Thermisches Rauschen des Mediums in das die Sensoren eingebettet sind (HANSEN und HART, 2004). Hier ist das die Wärmeleitpaste, der Messingkörper und die umgebende Luft.
- Rauschen der Messbrücken. Dazu gehört die Temperatursensitivität der übrigen Brückenwiderstände und elektromagnetische Einstreuungen in den Signalkabeln.
- Feuchtigkeit kann Kriechströme und Elektrochemie durch Korrosion an Steckkontakten hervorrufen.
- Thermistorrauschen: nicht temperaturbedingte Widerstandsschwankungen im Halbleitermaterial und Spannungsrauschen, das über das thermische Widerstandsrauschen hinausgeht, z.B. aufgrund von Elektrochemie an der Verbindung zwischen den Anschlussdrähten und dem Halbleitermaterial.

6.8. Temperatureauflösung

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, dass die Messbrücken mit dem Cubevorverstärker das kleinste Rauschniveau aufweisen.

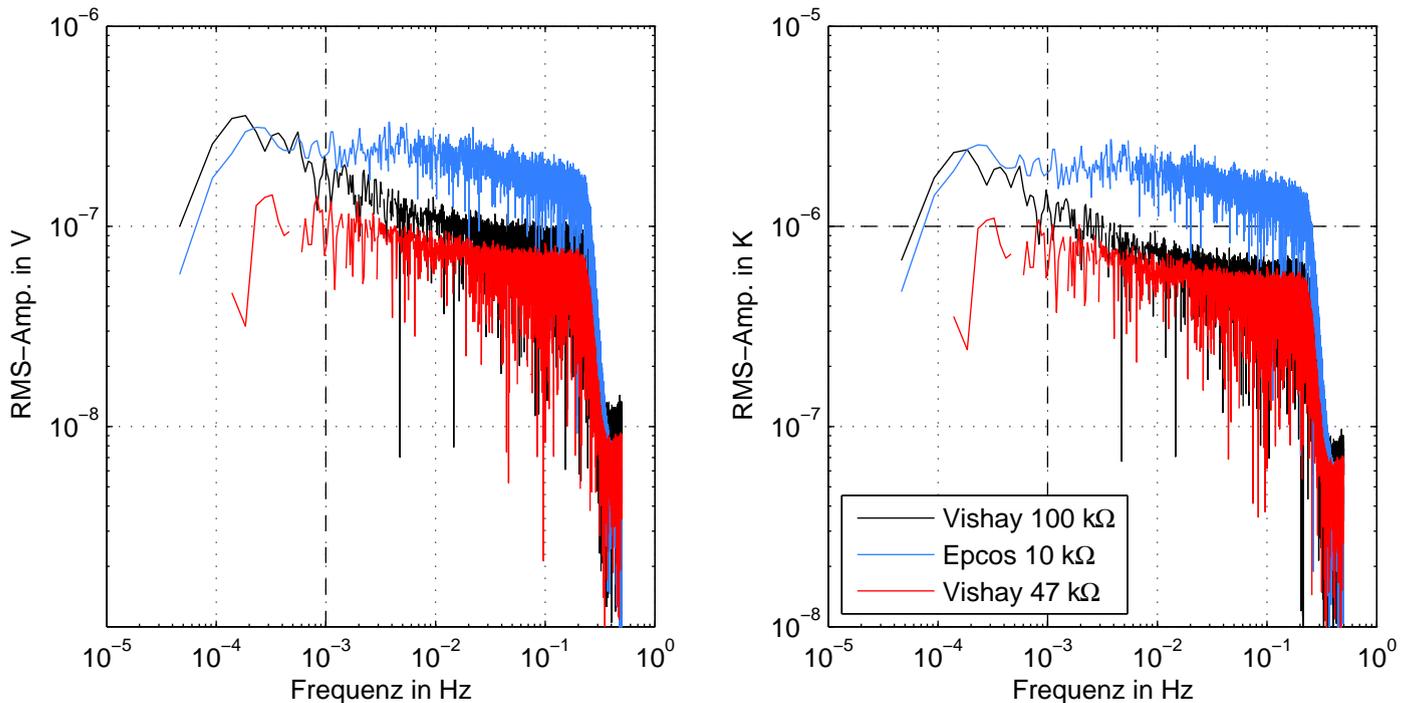


Abbildung 6.8.: RMS-Rauschamplituden in der rel. Bandbreite einer Oktave der Brückenausgangsspannung (links) und der Temperatur (rechts) der Messung in der Seismometerkammer vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014.

Um die Temporauflösung zu bestimmen, wurde die Korrelationsanalyse der Messung vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014 in der Seismometerkammer mit kalibrierten Thermistoren wiederholt. Die zur Umrechnung verwendeten SH-Koeffizienten stammen von der Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014, die wie in Kapitel 4 beschrieben kalibriert worden ist. Die SH-Koeffizienten, sowie alle weiteren Kalibrierergebnisse dieser Messung sind in Anhang A.14 zu finden.

Abb. 6.8 vergleicht die RMS-Rauschamplituden der Brückenausgangsspannung und der Temperatur (s. Anh. B.2 und C.4 für die vollständigen Korrelationsanalysen). Das Verhältnis zwischen den Spannungsamplituden und den kalibrierten Temperaturamplituden entspricht dabei sehr gut den in Tabelle 6.1 gegebenen Sensitivitätswerten der Thermistoren von $0,12 \text{ V/K}$ bis $0,15 \text{ V/K}$. Der inkohärente Signalanteil wird hauptsächlich vom Eigenrauschen der Messbrücken und Thermistoren bestimmt.

Die Messbrücken mit Epcos $10 \text{ k}\Omega$ und Vishay $100 \text{ k}\Omega$ -Thermistor haben im tieffrequenten Bereich ein Rauschniveau von ca. $3 \mu\text{K}$, die Brücke mit Vishay $47 \text{ k}\Omega$ -Thermistor liegt mit ca. $1 \mu\text{K}$ deutlich darunter. Aufgrund einzelner negativer N lässt sich kein genauer Wert ablesen. Zu höheren Frequenzen fällt das Rauschniveau der Vishay-Thermistoren bis hin zu Werten von $0,6 \mu\text{K}$ ab, das des Epcos $10 \text{ k}\Omega$ Thermistors nur auf ca. $2 \mu\text{K}$.

7. Temperaturmessungen

In diesem Kapitel werden die Temperaturmessungen im Teststollen, sowie in der Seismometerkammer anhand einiger ausgewählter Messungen ausgewertet. Eine Übersicht über alle Messungen mit den Ergebnissen der Kalibrierung und der Korrelationsanalyse bei einer Fensterlänge von 6 h sind in den Anhängen A und B gegeben. Dort sind auch die ungefilterten Temperaturverläufe der hier ausgewerteten Messungen zu finden.

7.1. Datenbearbeitung der Messungen in der Seismometerkammer

Da bei den Temperaturmessungen in der Seismometerkammer der Kelvimat nicht benutzt wurde, kann die Kalibrierung nicht wie in Abschnitt 4.1 beschrieben durchgeführt werden. Stattdessen wurden die bei der Kalibrierung der Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014 bestimmten SH-Koeffizienten (s. Anh. A.14) verwendet um die Messspannung in eine Temperatur umzurechnen. Da außerdem keine Driftkorrektur durchgeführt werden konnte, zeigen die Thermistormessungen deutliche Unterschiede in der absoluten Temperatur.

Da der Cube nur drei Kanäle hat, konnte die Brückenversorgungsspannung nicht parallel zur Brückenausgangsspannung gemessen werden. Der Entladevorgang der Akkus wurde mit einer linearen Interpolation berücksichtigt. Dazu wurden die Steigungen der Versorgungsspannung der Messung vom 17.10.2014 bis zum 20.10.2014 (s. Anh. B.1) bestimmt. Zusammen mit einem Messwert der Akkuspannung nach Ende der Messung kann die Versorgungsspannung jeder Brücke über den Messzeitraum berechnet und zur Umrechnung der Brückenausgangsspannung in eine Temperatur verwendet werden. Die Werte für die Steigung der Versorgungsspannung sind:

- Vishay 100 k Ω : -16,1 mV/d
- Epcos 10 k Ω : -20,6 mV/d
- Vishay 47 k Ω : -16,9 mV/d.

In Anhang B sind die, damit errechneten Werte für die Versorgungsspannung zu Beginn jeder Messung aufgeführt.

Das hier beschriebene Verfahren zur Interpolation der Akkuspannung wurde gewählt, da die Entladekurve der Akkus zu Messbeginn nichtlinear ist (insbesondere bei frisch geladenen Akkus) und erst nach ungefähr einem Tag einen linearen Verlauf zeigt. Ein Messwert

für die Akkuspannung vor Beginn der Messung würde die Interpolation verfälschen. Insbesondere, da die Temperatureinlaufkurve nach Messbeginn eine ähnliche Dauer hat und dieser Zeitausschnitt bei der Korrelationsanalyse nicht verwendet wird.

7.2. Teststollen

Im relevanten Frequenzbereich unter 1 mHz zeigt sich bei allen Messungen im Teststollen an allen drei Sensoren ein kohärentes Temperatursignal, das sich deutlich vom Rauschniveau abhebt. Die Temperaturspektren zeigen dabei eine Abhängigkeit von der thermischen Masse, an die das Sensorpaket gekoppelt ist. Die Signalspektren aller Messungen mit der gleichen thermischen Masse sind dabei sehr ähnlich, und zeigen nur kleinere Unterschiede bei der Signalamplitude und der Frequenzabhängigkeit.

Um den Unterschied zwischen den thermischen Massen darzustellen, wurde ein Korrelationsanalyse für die Messungen vom 3.4.2014 bis zum 25.4.2014 (Messingzylinder) und vom 6.6.2014 bis zum 3.7.2014 (Messinghülse) berechnet. Es wurden die zwei längsten kontinuierlichen Messungen ausgewählt, um zusätzlich den sehr langperiodischen Frequenzbereich darstellen zu können.

Es wurden Temperaturspektren mit einer Fensterlänge von 96 h berechnet, die in Abb. 7.1 dargestellt sind. Es ist ersichtlich, dass die große thermische Masse des Zylinders wie ein Tiefpassfilter auf die gemessene Temperatur wirkt. Beide Messungen zeigen bei der Periode eines Tages ($11,6 \mu\text{Hz}$) ein Temperatursignal von 2 mK. Der Zylinder dämpft das Temperatursignal mit steigender Frequenz stark ab, sodass das Messsignal bei 2 mHz in Rauschen übergeht. Bei der Messung mit der Hülse bleibt das Temperatursignal bis zu einer Frequenz von 0,2 mHz auf mK Niveau, um dann abzufallen und bei 20 mHz bis 30 mHz in Rauschen überzugehen.

Diese Grenzfrequenz, bei der sich das Gesamtsignal vom inkohärenten Signalanteil (dem Brückenrauschen) abhebt, ist in allen Messungen zu erkennen. Unterhalb der Grenzfrequenz fällt das Gesamtsignal mit steigender Frequenz stark ab, hier wird ein kohärentes Temperatursignal gemessen. Oberhalb der Grenzfrequenz folgt das Gesamtsignal dem inkohärenten Signalanteil, hier wird kein kohärentes Temperatursignal gemessen und das gesamte Messsignal besteht aus Brückenrauschen. Bei der Grenzfrequenz ändert sich die Steigung des Gesamtsignals abrupt, während der inkohärente Signalanteil einen stetigeren Verlauf zeigt.

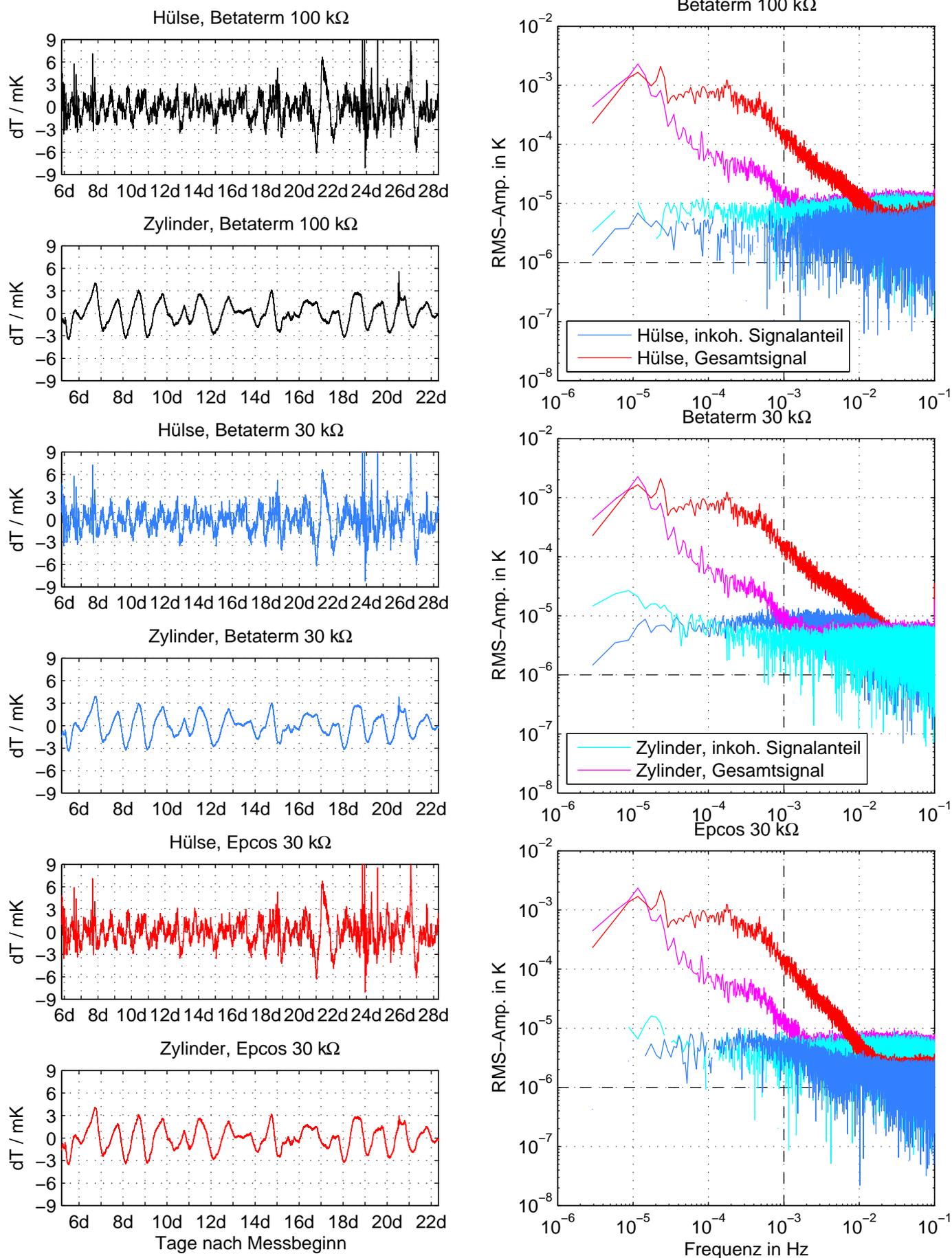


Abbildung 7.1.: Linke Spalte: Temperaturverlauf mit 48 h Hochpass. Rechte Spalte: Spektren der RMS-Amplitude in der rel. Bandbreite einer Oktave bei einer Fensterlänge von 96 h. Vergleich der Messungen im Teststollen vom 3.4.2014 bis zum 25.4.2014 mit Messingzylinder und vom 6.6.2014 bis zum 3.7.2014 mit Messinghülse. Die Frequenzachse ist zur besseren Darstellung bei 0,1 Hz abgeschnitten.

7.3. Seismometerkammer

Die Zeitreihen und Temperaturspektren der Messung vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014 unter der thermischen Isolierung sind in Abb. 7.2 zu sehen. Hier zeigt sich ein deutliches, kohärentes Temperatursignal im Frequenzbereich unter 1 mHz. Bei größeren Frequenzen fallen das Gesamtsignal und der inkohärente Signalanteil zusammen. Das Rauschniveau zeigt eine Abhängigkeit von den verwendeten Thermistoren. Der Vishay 47 k Ω Thermistor hat dabei im tieffrequenten Bereich das niedrigste Rauschniveau, im hochfrequenten Bereich haben beide Vishay Thermistoren ein sehr ähnliches Rauschniveau. Der Epcos 10 k Ω Thermistor zeigt im hochfrequenten Bereich ein großes Rauschniveau, was entweder mit der Selbstheizung zu tun haben könnte oder bereits auf einen bei der nächsten Messung auftretenden Defekt hindeutet.

Der Temperaturverlauf zeigt ab dem 6. Tag nach Messbeginn (13.11.2014) Temperaturschwankungen mit großer Amplitude, deren Ursache nicht ermittelt werden konnte. Die Auswirkungen dieser Temperaturschwankungen beschränken sich jedoch nur auf den Frequenzbereich unter 0,1 mHz. Die RMS-Amplituden des Gesamtsignals für den Zeitausschnitt vom 7.11.2014 bis zum 13.11.2014 (SK2 in Abb. 7.2) sind etwas geringer als die der gesamten Zeitreihe. Das Rauschniveau zeigt keine Änderungen. Bei größeren Frequenzen ist kein signifikanter Unterschied zwischen den Signalamplituden der gesamten Zeitreihe und des vorderen Zeitausschnitts ohne das große Temperatursignal erkennbar.

Im Vergleich zur Messung im Teststollen, ebenfalls in Abb. 7.2, zeigt sich, dass die Temperaturschwankungen bei einer Frequenz von 0,035 mHz (entspricht einer Periode von 8 h) sehr ähnlich sind. Die Signalamplituden der Messung in der Seismometerkammer fallen aber zu höheren Frequenzen deutlich schneller ab als die der Messung im Teststollen. Das deutlich größere Rauschniveau der Messungen im Teststollen lässt sich höchstwahrscheinlich auf ein Störsignal zurückführen, das durch den EDD eingekoppelt wurde (s. Absch. 6.6).

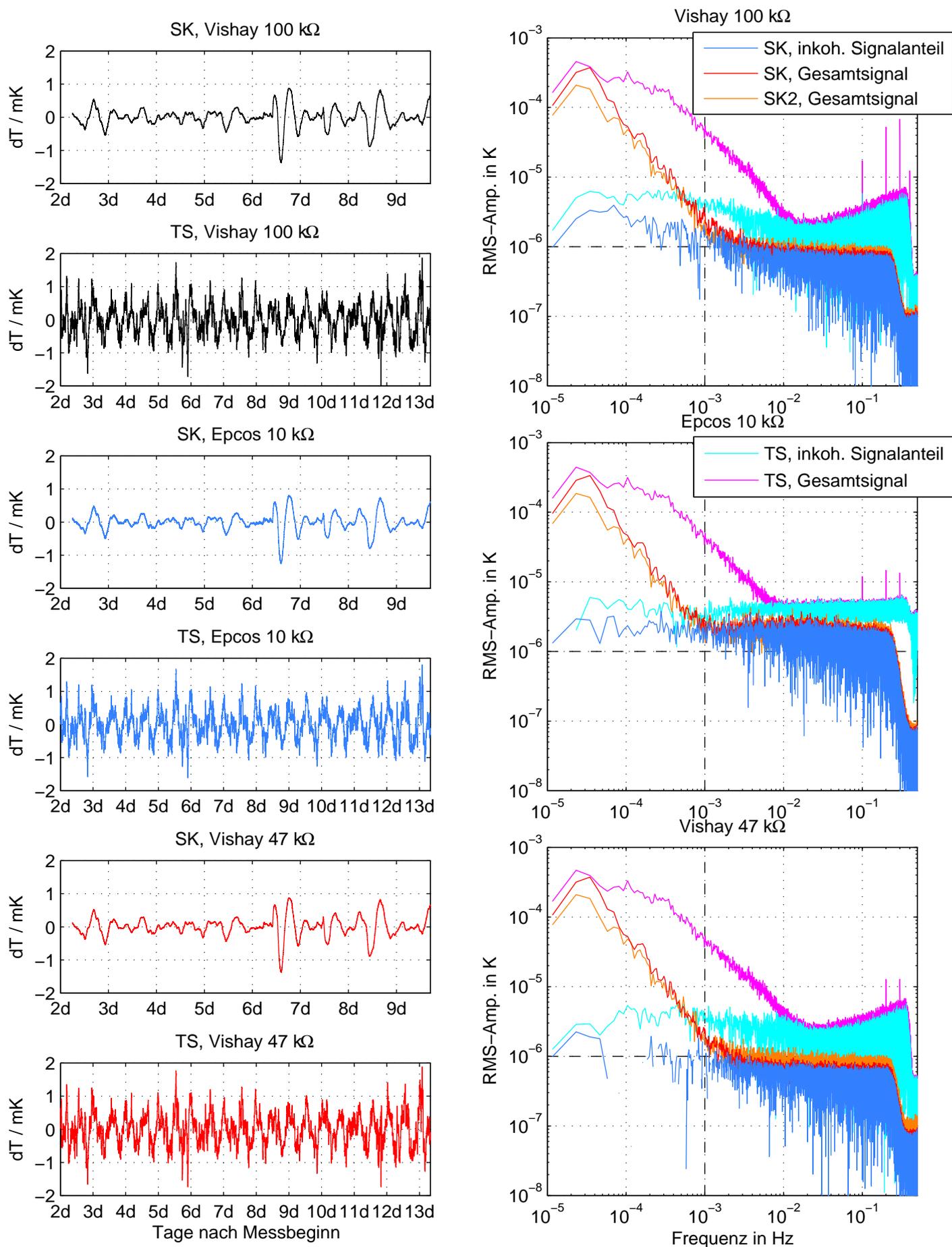


Abbildung 7.2.: Linke Spalte: Temperaturverlauf mit 12 h Hochpass. Rechte Spalte: Spektren der RMS-Amplitude in der rel. Bandbreite einer Oktave bei einer Fensterlänge von 24 h. Vergleich der Messungen im Teststollen (TS) vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014 mit der in der Seismometerkammer (SK) vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014. SK2 kennzeichnet eine Korrelationsanalyse vom 7.11.2014 bis zum 13.11.2014.

7.4. Baseplate des STS-1V

Um die Temperatur an der Vertikalkomponente des STS-1 zu messen, wurden die Sensoren wie in Abschnitt 3.2 beschrieben an der Baseplate angebracht. Während der Messung vom 25.11.2014 bis zum 5.12.2014 traten allerdings zwei Probleme auf. Der Epcos 10 k Ω Thermistor zeigte aufgrund eines Defekts starke Störsignale, sodass die Messdaten unbrauchbar waren. Außerdem trat am 1.12.2014 ein starkes Störsignal auf allen drei Kanälen auf, das die Zeitreihe in zwei Zeitausschnitte unterteilte. Der Zeitausschnitt vom 25.11.2014 bis zum 1.12.2014 enthält die Einlaufkurve und während dem Zeitausschnitt vom 1.12.2014 bis zum 5.12.2014 befinden sich die Sensoren annähernd in einem thermischen Gleichgewicht mit der Baseplate.

Die Messspannung wird zuerst wie in Abschnitt 7.1 beschrieben in ein Temperatursignal umgerechnet und anschließend einer Korrelationsanalyse unterzogen. In Abb. 7.3 werden die gemessenen Temperaturen für beide Zeitausschnitte und die zugehörigen Spektren mit einer Fensterlänge von 6 h gezeigt. Die Daten des Epcos 10 k Ω Thermistors werden hier aufgrund des Defekts nicht gezeigt, sind aber in Anhang B.3 und B.4 zu finden.

Beide Vishay Thermistoren messen bei Frequenzen über 0,1 mHz kein kohärentes Temperatursignal. Der inkohärente Signalanteil kann hier jedoch nicht als Brückenrauschen angesehen werden, da die Sensoren nicht das gleiche Anregungssignal messen. Bei den Vishay Thermistoren ist ein Unterschied im gemessenen Temperatursignal aufgrund der räumlichen Distanz eine plausible Erklärung für das inkohärente Signal. Der Epcos 10 k Ω Thermistor liefert aufgrund des Defekts kein kohärentes Signal.

Wird die Fensterlänge auf 24 h erhöht, zeigen die Thermistoren ein kohärentes Temperatursignal mit gleicher RMS-Amplitude von ca. 14 μ K bei einer Periode von 12 h (23,1 μ Hz), was in Abb. 7.4 sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich zu sehen ist. Das Gesamtsignal fällt dann ab um bei ca. 0,08 mHz mit dem inkohärenten Signalanteil zusammenzufallen. Dabei unterscheiden sich die RMS-Amplituden im Frequenzbereich zwischen 0,1 mHz und 1 mHz. Die des Vishay 47 k Ω Thermistors sind um wenige μ K größer als die des 100 k Ω Thermistors.

Die Zeitreihe der Einlaufkurve zeigt ein Abklingen des Temperatursignals innerhalb der ersten 3 Tage, was mit der Einlaufkurve der ungefilterten Temperatur (s. Anh. B.3 und B.4) übereinstimmt. Der Vishay 47 k Ω Thermistor zeigt mit 10 μ K im Frequenzbereich von 0,1 mHz bis 1 mHz deutlich größere RMS-Amplituden als der Vishay 100 k Ω Thermistor mit 4 μ K. Mit größeren Frequenzen fallen die RMS-Amplituden des Gesamtsignals ab, um bei einer Grenzfrequenz von 15–20 mHz in ein frequenzunabhängiges Niveau von 0,5 bzw. 1 μ K überzugehen. Bei dem Vishay 47 k Ω Thermistor entspricht dies der RMS-Amplitude des Rauschniveaus aus den vorherigen Messungen, bei dem Vishay 100 k Ω Thermistor ist dies kleiner.

Der zweite Zeitausschnitt zeigt ein ähnliches Spektrum, die maximalen RMS-Amplituden liegen ebenfalls im Frequenzbereich zwischen 0,1 mHz und 1 mHz. Mit ca. 1,4 μ K beim Vishay 100 k Ω und ca. 5 μ K beim Vishay 47 k Ω sind diese jedoch kleiner als während der Einlaufkurve. Die Grenzfrequenz, bei der das Gesamtsignal in das frequenzunabhängige Niveau von 0,5 μ K bzw. 1 μ K übergeht, liegt bei ca. 5 mHz.

Dieser Verlauf des Gesamtsignals (Abfall mit steigender Frequenz und Übergang in ein frequenzunabhängiges Niveau) ähnelt stark dem Verhalten des Gesamtsignals bei der vorherigen Messung vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014 unter der thermischen Abschirmung. Dort wurde für Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz ein kohärentes Temperatursignal gemessen, da sich das Gesamtsignal vom Brückenrauschen abhebt. Abb. 7.2 zeigt, dass sich der frequenzabhängige Verlauf des Gesamtsignals aller drei Thermistoren bei

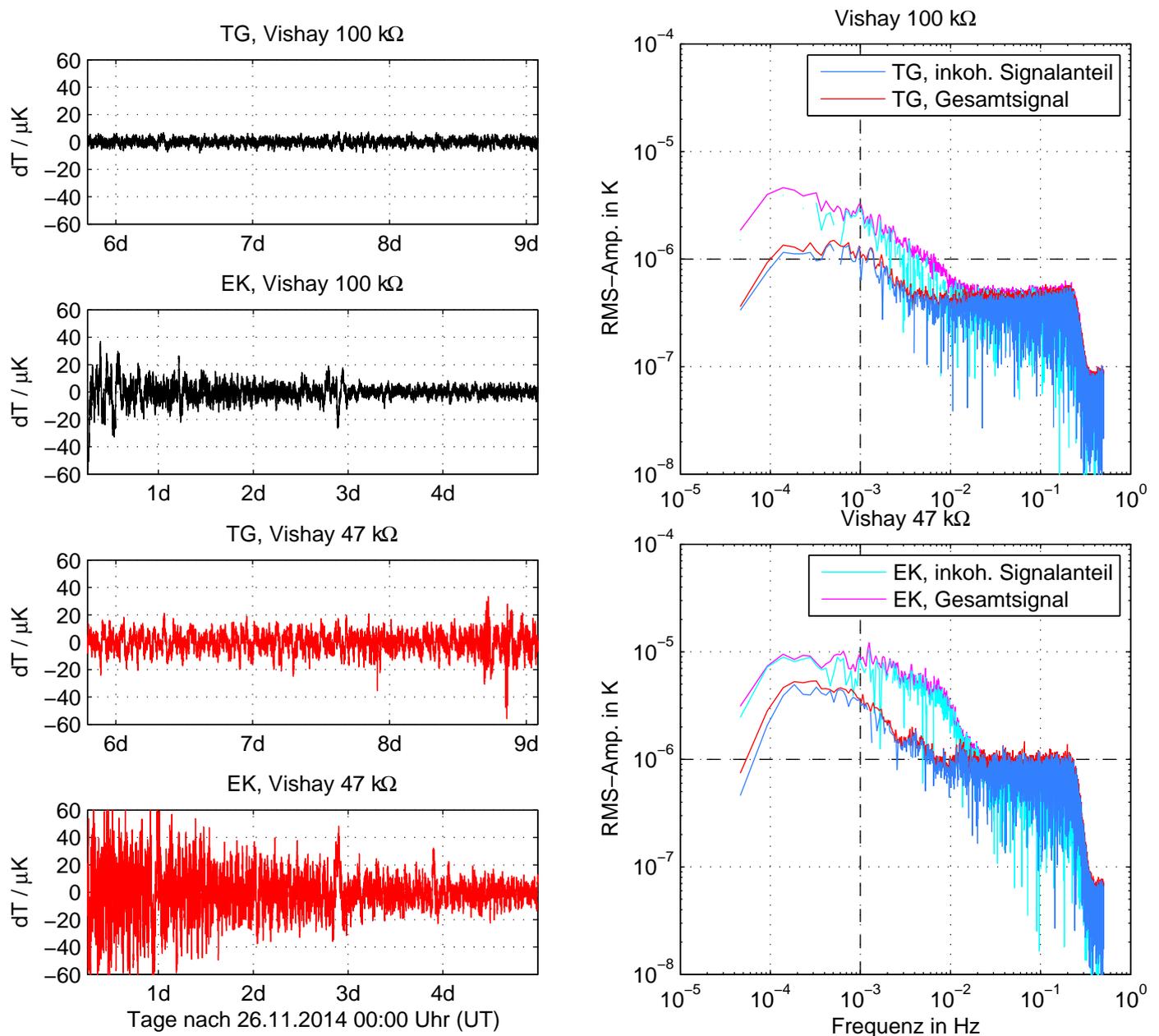


Abbildung 7.3.: Temperaturverlauf (3 h Hochpass, linke Spalte) und die zugehörigen Spektren (Fensterlänge von 6 h, rechte Spalte) der Messung an der Baseplate des STS-1V. Der Zeitausschnitt der Einlaufkurve vom 25.11.2014 bis zum 1.12.2014 ist mit EK gekennzeichnet, TG kennzeichnet den Zeitausschnitt vom 1.12.2014 bis zum 5.12.2014 währenddessen sich ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat.

der Grenzfrequenz ändert, der Verlauf des Brückenrauschens jedoch nicht. Da Gesamtsignal und Brückenrauschen oberhalb der Grenzfrequenz zusammenfallen, kann der Verlauf des Brückenrauschens unterhalb der Grenzfrequenz aus dem Verlauf des Gesamtsignals oberhalb der Grenzfrequenz abgeschätzt werden.

Wird dieses Verhalten auch bei der Messung an der Baseplate zugrunde gelegt, kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem Messsignal beider Thermistoren unterhalb der Grenzfrequenz von 5 mHz um ein echtes Temperatursignal und nicht um Brückenrauschen handelt. Die sehr ähnliche Frequenzabhängigkeit beider Gesamtsignale im thermischen

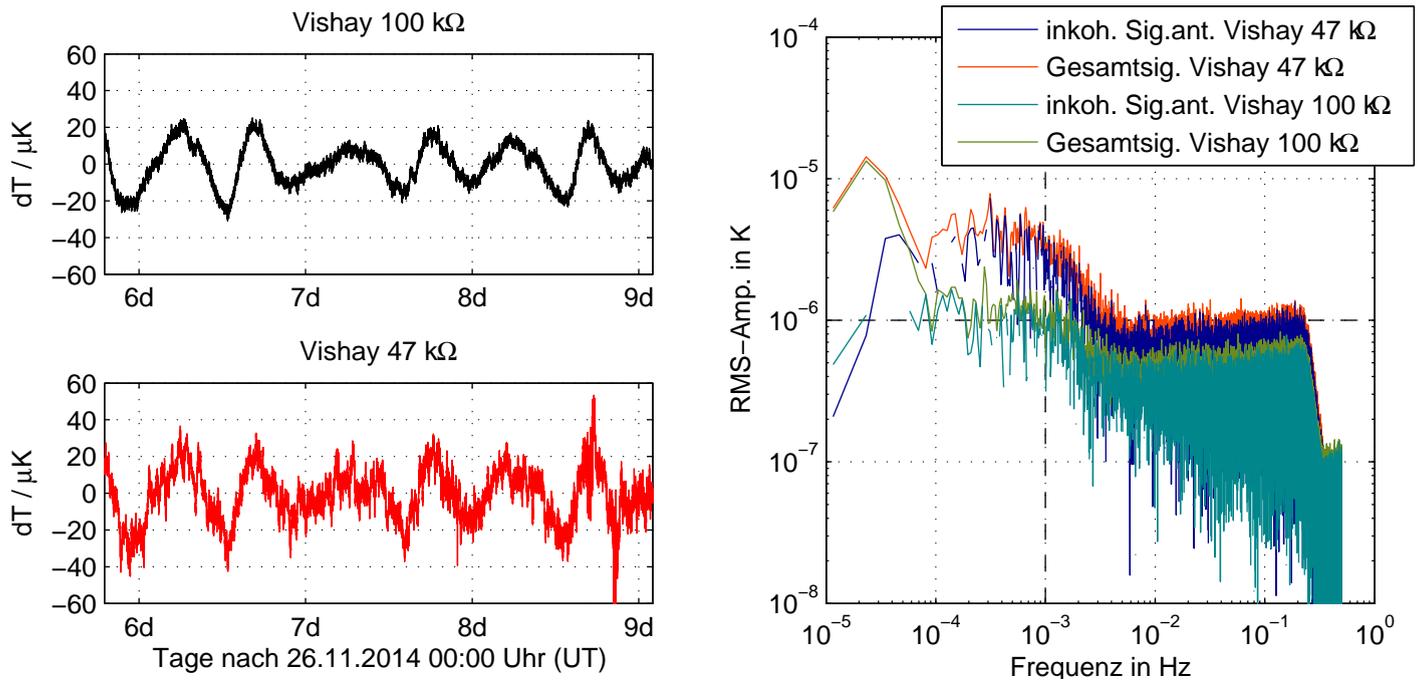


Abbildung 7.4.: Temperaturverlauf (12 h Hochpass, linke Spalte) und die zugehörigen Spektren (Fensterlänge von 24 h, rechte Spalte) des Zeitausschnitts vom 1.12.2014 bis zum 5.12.2014.

Gleichgewicht bestätigt dies. Weiterhin bedeutet dies, dass sich das Brückenrauschen des Vishay 100 k Ω Thermistors um ca. $0,3-0,4 \mu\text{K}$ gegenüber der Messung unter der thermischen Abschirmung verringert hat, während sich das des Vishay 47 k Ω Thermistors um ca. $0,4 \mu\text{K}$ erhöht hat (vgl. dazu die orangenen und blauen Kurven in Abb. 8.1).

Über die Ursachen des Amplitudenunterschieds der Vishay Thermistoren kann ohne weitere Messungen nur spekuliert werden. Eine Erklärung wären kleine lokale Unterschiede der thermischen Isolierung des Seismometers. So könnte die Isolierung den Vishay 47 k Ω Thermistor weniger gut abdecken, sodass dieser Temperaturschwankungen und eventuell Konvektionsströmungen stärker ausgesetzt wäre. Eine weitere Ursache könnten Unterschiede bei der thermischen Kopplung an die Baseplate sein, da wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, die Installation der Thermistoren problematisch war.

8. Interpretation der Temperaturmessungen

Die Temperaturmessungen in der Seismometerkammer des BFO (s. Absch. 7.3) zeigen, dass deutliche Temperaturschwankungen im Frequenzband von 0,1 mHz bis 1 mHz unter der thermischen Isolierung auftreten. Die Temperaturschwankungen haben eine mit der Frequenz abfallende RMS-Amplitude von $40 \mu\text{K}$ bei 0,1 mHz zu $2 \mu\text{K}$ bei 1 mHz (rote Kurve in Abb. 8.1). Die RMS-Amplitude des Brückenrauschens ist mit 1 bis $2 \mu\text{K}$ (blaue Kurve) in diesem Frequenzbereich deutlich kleiner als das Temperatursignal. Die Sensoren waren bei dieser Messung ähnlich wie die Seismometer mit Dämmwatte und Reflektionsfolie thermisch isoliert (s. Absch. 3.2). Somit sind Temperaturschwankungen auf μK -Niveau, eine mögliche Ursache für das tieffrequente Rauschen auf NLNM-Niveau der STS-1 Seismometer, am Seismometerstandort vorhanden und messbar. Es ist wahrscheinlich, dass diese Temperaturvariationen neben der Abwärme elektronischer Bauteile im Seismometer in die Wärmebilanz des Seismometers einfließen.

Die daran anknüpfende Messung an der Baseplate der Vertikalkomponente des STS-1 (s. Absch. 7.4) war aufgrund eines defekten Sensors nur bedingt erfolgreich. Das Messsignal (orangene Kurve in Abb. 8.1) zeigt ebenfalls ein Maximum der RMS-Amplitude zwischen 0,1 mHz und 1 mHz, wobei nur das des Vishay $47 \text{ k}\Omega$ Thermistors größer ist als das Brückenrauschen der vorherigen Messung. Der Verlauf der Spektren beider Sensoren deutet aber darauf hin, dass es sich bei dem Messsignal unter 5 mHz um ein Temperatursignal handelt, und das Signal oberhalb 5 mHz das Niveau des Brückenrauschens andeutet. Diese Datengrundlage lässt nur eine spekulative Interpretation der Messdaten zu. Weitere Messungen waren aufgrund des Zeitrahmens der Masterarbeit jedoch nicht möglich.

Die kleinen Amplituden lassen sich vermutlich auf die große thermische Masse der Baseplate zurückführen, an die die Sensoren gekoppelt waren. Die Tiefpasswirkung zweier verschieden großer thermischer Massen wurde bei einer Messung im Teststollen (s. Absch. 7.1) untersucht, und zeigt bei großen thermischen Massen eine deutliche Reduktion der Amplituden im mHz Bereich. Beide Sensoren messen in dem dargestellten Frequenzbereich ein inkohärentes Signal, was sich vermutlich auf die räumliche Distanz zurückführen lässt.

Die gemessenen Temperaturschwankungen zeigen, dass eine weitergehende Untersuchung der Temperaturstabilität seismischer Sensoren sinnvoll ist. Es kann untersucht werden, ob bzw. welche Einflüsse Temperaturschwankungen auf das Eigenrauschen haben und ob eine Korrelation zwischen gemessenen Temperaturschwankungen und Seismometersignal

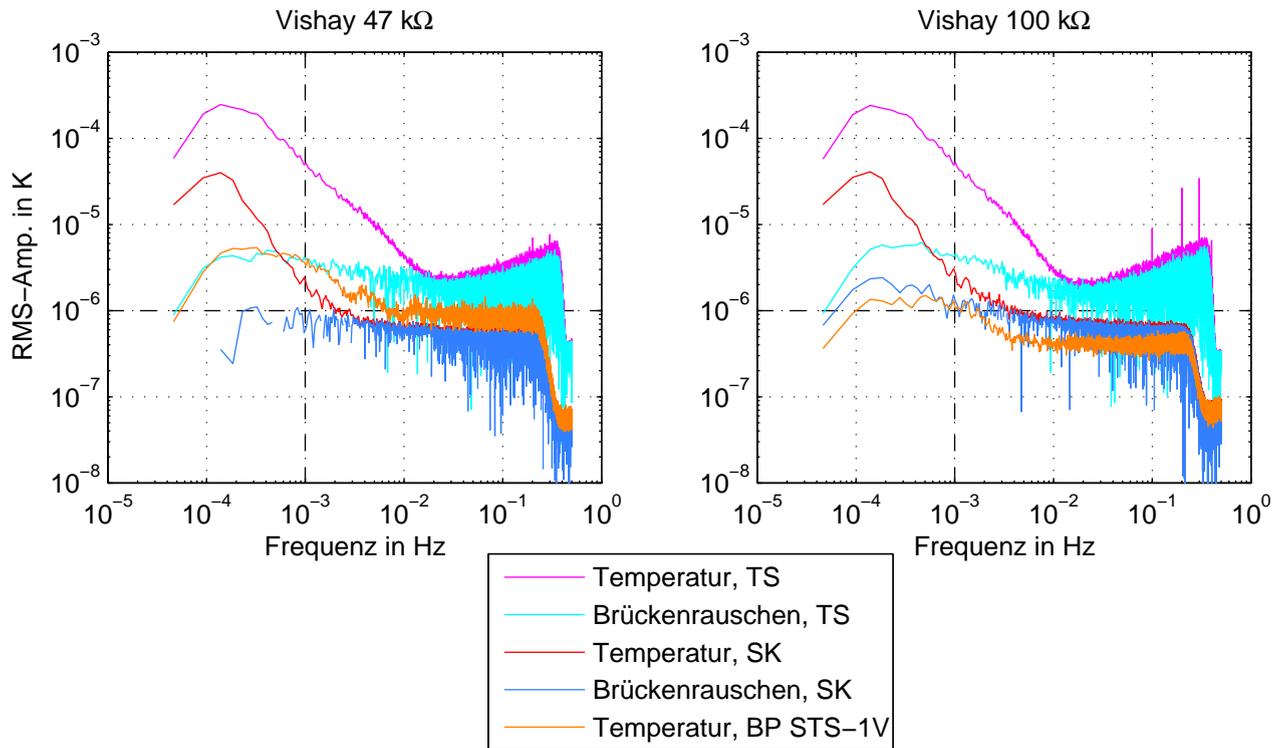


Abbildung 8.1.: Temperaturspektren und Brückenrauschen, bei einer Fensterlänge von 6 h, der Vishay 47 kΩ und 100 kΩ Thermistoren von den Messungen im Teststollen (TS), in der Seismometerkammer unter der thermischen Isolierung (SK) und an der Baseplate (BP) des STS-1V.

feststellbar ist. Das Temperaturverhalten eines realen Seismometers dürfte dabei deutlich komplizierter sein, als es bei der Abschätzung mit dem Temperaturkoeffizienten des Tragfedermaterials in Abschnitt 1.1 angenommen wurde. Messungen mit mehreren Sensoren an verschiedenen Stellen eines aktiven Seismometers könnten hierüber Aufschluss geben.

Die im Teststollen gemessenen Temperaturschwankungen (magentafarbene Kurve in Abbildung 8.1) sind über den gesamten dargestellten Frequenzbereich um das 6 bis 20-fache größer. Dies zeigt die Effektivität der thermischen Abschirmung, bestehend aus den zwei Druckschleusen und der thermischen Isolierung. Das im Teststollen deutlich größere Brückenrauschen lässt sich höchstwahrscheinlich auf ein, durch die dort verwendete Datenerfassung, eingekoppeltes Störsignal zurückführen (s. Absch. 6.6). Weitere Messungen zur getrennten Untersuchung der Abschirmungseffekte der Druckschleusen und der thermischen Isolierung wären sinnvoll und könnten letztendlich zu einer Verbesserung der thermischen Abschirmung führen.

9. Zusammenfassung

9.1. Entwicklung und Test des Thermometers

Zur Untersuchung der Temperaturstabilität seismischer Sensoren wurde ein hochauflösendes Thermometer entwickelt. Kleinste Temperaturschwankungen werden mit Thermistor-Halbleitersensoren gemessen, deren elektrischer Widerstand sich mit der Temperatur ändert und mit einer Wheatstone'schen Messbrücke gemessen wird. Bei einer abgeglichenen Messbrücke und kleinen Widerstandsänderungen des Thermistorsensors sind die Änderungen der Brückenausgangsspannung linear zu den Widerstandsänderungen des Thermistorsensors. Ein Messaufbau, bei dem die Brückenausgangsspannung mit seismologischen Datenerfassungen gemessen wird, ermöglicht kontinuierliche Temperaturmessungen über einen Zeitraum von bis zu mehreren Wochen am Seismometerstandort.

Zur Kalibrierung der Thermistoren wird der von STEINHART und HART (1968) formulierte Temperatur-Widerstandszusammenhang verwendet. Bei der Kalibrierung werden Kalibrierkoeffizienten mit einer Least-Squares-Inversion bestimmt. Die zur Kalibrierung benötigte absolute Temperatur wird von einem Platin-Temperatursensor gemessen, der thermisch mit den Thermistorsensoren gekoppelt ist.

Die erreichbare Temperaturauflösung des Thermometers wird durch dessen Eigenrauschen begrenzt. Das frequenzabhängige Eigenrauschen der Thermometer wurde mit einer Korrelationsanalyse nach SLEEMAN et al. (2006) bestimmt. Dazu wurden die Sensoren dreier Messbrücken thermisch gekoppelt, sodass diese die gleichen Temperaturschwankungen messen. Mit der Korrelationsanalyse kann das Leistungsdichtespektrum des inkohärenten Signalanteils jeder Messbrücke aus den Auto- und Kreuz-Leistungsdichtespektren der Gesamtsignale der Messbrücken bestimmt werden. Da die Sensoren aufgrund der thermischen Kopplung ein kohärentes Anregungssignal gemessen haben, stellt der inkohärente Signalanteil das inkohärente Eigenrauschen der Messbrücken und Sensoren dar. Das Eigenrauschen der Brückenausgangsspannung hat, abhängig von den verwendeten Sensoren und Datenerfassungen, im Frequenzbereich von 0,1–1 mHz eine RMS-Amplitude von 0,15–0,6 μV in der relativen Bandbreite einer Oktave. Damit wird eine RMS-Amplitude der Temperaturauflösung von 1–5 μK erreicht.

9.2. Temperaturmessungen am Seismometerstandort des BFO

Mit dem Thermometer wurden Temperaturmessungen in der Seismometerkammer des Geowissenschaftlichen Gemeinschaftsobservatoriums Schiltach (BFO) durchgeführt, um die Temperaturschwankungen an einem rauscharmen und gut abgeschirmten Seismometerstandort zu untersuchen. Die Seismometer des BFO sind in einem Bergwerksstollen installiert und durch eine über 150 m mächtige Gesteinsabdeckung und 2 Druckschleusen von äußeren Einflüssen wie Luftdruck- und Temperaturschwankungen abgeschirmt.

Eine Messung unter einer thermischen Isolierung, wie sie auch bei Seismometern verwendet wird, zeigt Temperaturschwankungen mit einer RMS-Amplitude von $40 \mu\text{K}$ in der relativen Bandbreite einer Oktave bei einer Frequenz von $0,1 \text{ mHz}$. Mit wachsender Frequenz fallen die Temperaturschwankungen auf eine RMS-Amplitude von $2 \mu\text{K}$ bei 1 mHz ab. Bei einer weiteren Messung an der Baseplate des STS-1 Vertikalseismometers wurden Temperaturschwankungen im gleichen Frequenzbereich gemessen. Die Sensoren waren an zwei räumlich getrennten Stellen der Baseplate thermisch leitend befestigt, und zeigten eine RMS-Amplitude von $1,3 \mu\text{K}$ bzw. $5 \mu\text{K}$.

Die Messergebnisse zeigen, dass Temperaturschwankungen in dem Frequenzbereich, in dem das New Low Noise Model (PETERSON, 1993) durch das Eigenrauschen der STS-1 Seismometer beschränkt ist, auftreten und mit dem entwickelten Thermometer messbar sind. Weitere, an diese Arbeit anknüpfende Messungen zur Untersuchung der Temperaturstabilität seismischer Sensoren können möglicherweise zu einem besseren Verständnis des Eigenrauschens der STS-1 und anderer Seismometer bei Frequenzen unterhalb von 1 mHz beitragen.

Literaturverzeichnis

- BORMANN, P. und E. WIELANDT (2013). *Chapter 4: Seismic Signals and Noise*. In: BORMANN, P., Hrsg.: *New Manual of Seismological Observatory Practice (NMSOP-2)*, IASPEI. GFZ German Research Centre for Geosciences, Potsdam.
- EPCOS (2009). *NTC Thermistors, General Technical Information*. EPCOS AG: <http://www.epcos.com/epcos-en/530384/products/product-catalog/sensors-and-sensor-systems/ntc-temperature-measurement-sensors>.
- FORBRIGER, T. (2012). *Recommendations for seismometer deployment and shielding*. In: BORMANN, P., Hrsg.: *New Manual of Seismological Observatory Practice (NMSOP-2)*, IASPEI. GFZ German Research Centre for Geosciences, Potsdam.
- HANSEN, L.D. und R. HART (2004). *The art of calorimetry*. *Thermochim. acta*, 417(2):257–273.
- KOHLRAUSCH, F. (1996). *3.1: Temperatur*. In: *Praktische Physik*, Bd. 1. B. G. Teubner, Stuttgart, 24 Aufl.
- LERCH, R. (2007). *Elektrische Messtechnik*. Springer-Lehrbuch, 4 Aufl.
- PARKER, R.L. (1994). *Geophysical Inverse Theory*. Princeton University Press.
- PETERSON, J. (1993). *Observations and modeling of seismic background noise*. US Geological Survey.
- RITTER, J. (2013). *Inversion und Tomographie, Vorlesungsscript zur Vorlesung im SS 2013*. Geophysikalisches Institut, Karlsruher Institut für Technologie.
- RUDDEN, M.N. und J. WILSON (1995). *Elementare Festkörperphysik und Halbleiterelektronik*. Spektrum Akademischer Verlag.
- SCHMUSCH, W. (2005). *Elektronische Messtechnik*. Vogel Fachbuch, 6 Aufl.
- SLEEMAN, R., A. VAN WETTUM und J. TRAMPERT (2006). *Three-channel correlation analysis: a new technique to measure instrumental noise of digitizers and seismic sensors*. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96(1):258–271.
- STEINHART, J.S. und S. HART (1968). *Calibration curves for thermistors*. *Deep-Sea Res. Oceanogr. Abstr.*, 15(4):497–503.
- SUDA, N., K. NAWA und Y. FUKAO (1998). *Earth's background free oscillations*. *Science*, 279(5359):2089–2091.
- TIETZE, U. und C. SCHENK (1983). *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, 6 Aufl.
- WELCH, P.D. (1967). *The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms*. *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, 15(2):70–73.

WIDMER-SCHNIDRIG, R., P. DUFFNER, T. FORBRIGER und W. ZÜRN (2010). *Das neu installierte Supraleitende Gravimeter am BFO*. In: *70. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*. DGG.

ZÜRN, W. und R. WIDMER (1995). *On noise reduction in vertical seismic records below 2 mHz using barometric pressure*. *Geophys. Res. Lett.*, 22(24):3537–3540.

Anhang

A. Übersicht der Messungen im Teststollen

Anhang A listet alle im Teststollen durchgeführten Messungen auf. Der Eintrag jeder Messung enthält die Start- und Endzeit, Zeitausschnitte der Kalibrierung und der Korrelationsanalyse. Angaben zur Messung, zur Korrelationsanalyse und die Ergebnisse der Kalibrierung sind ebenfalls aufgeführt.

Tabelle Messung:

- ch U_M : Kanal mit dem die Brücken- bzw. Verstärkerausgangsspannung aufgezeichnet wurde. LX1-6 kennzeichnet den EDD, p0-2 den Cube.
- ch U_V oder UV : vor dem 6.5.2014 Messwert für die Versorgungsspannung vor Messbeginn. Ab dem 6.5.2014 Kanal mit dem die Versorgungsspannung aufgezeichnet wurde.
- Poti: Potentiometereinstellung am Parallelzweig $\hat{=} \frac{R_4}{R_3+R_4} \cdot 1000$
- g : Vorverstärkungsfaktor

Tabelle Kalibrierung:

- A, B : Steinhart-Hart-Koeffizienten
- σ_A, σ_B : Standardabweichung der Steinhart-Hart-Koeffizienten
- RMS_{cal} : RMS-Residuum der Kalibrierung

Tabelle Korrelationsanalyse:

- RMS_{ges} : RMS-Residuum des Zeitausschnitts der Korrelationsanalyse
- Offs. & Steig.: Offset und Steigung der Driftkorrektur
- Dauer, wl, Fenster: Dauer, Fensterlänge und Fensterzahl der Korrelationsanalyse

Die jeweils erste Abbildung enthält die Brückenausgangsspannung, die Temperatur, den Residuenvektor und die Residuendifferenzen während der Kalibrierung und der Korrelationsanalyse. Siehe Abb. 4.2 für eine Erläuterung der Darstellung der Residuen.

Die zweite Abbildung enthält die ungefilterte und die gefilterte Temperatur, sowie die Spektren der RMS-Amplituden des Gesamtsignals und des inkohärenten Signalanteils jedes Thermistors.

A.1.

Messung: 27.3.2014 17:00 UT bis 03.04.2014 10:00 UT

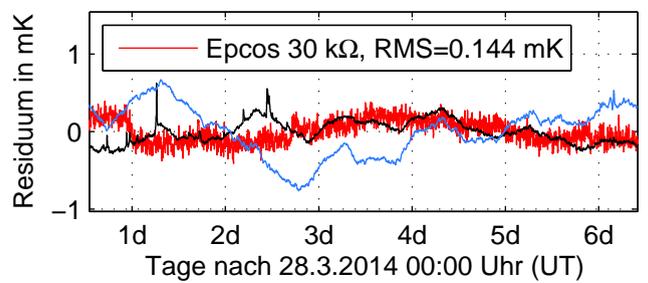
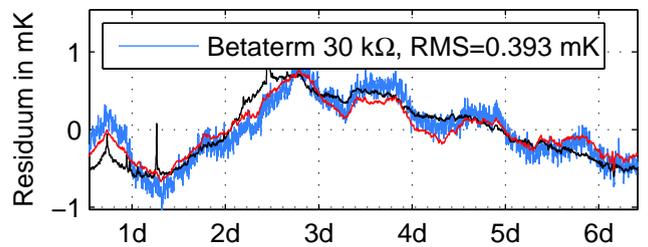
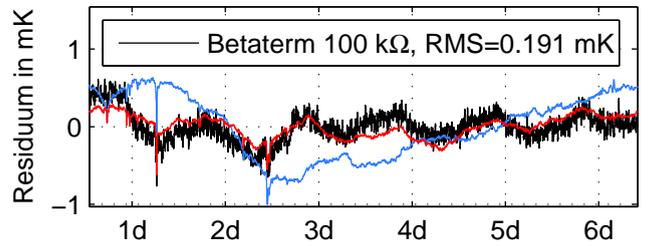
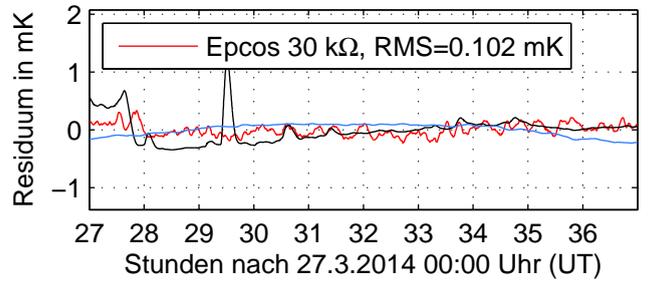
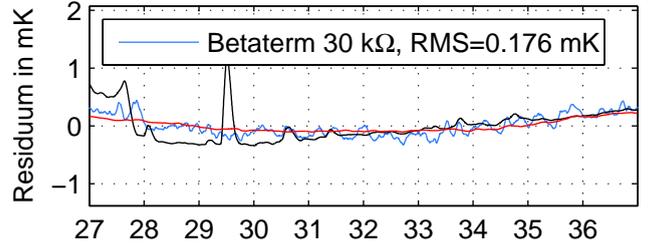
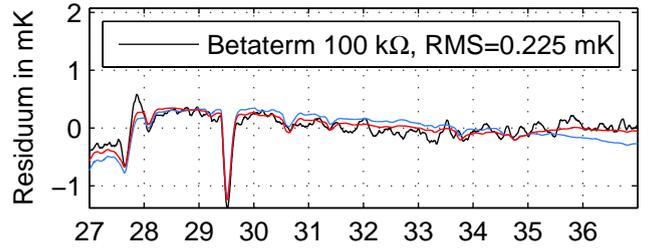
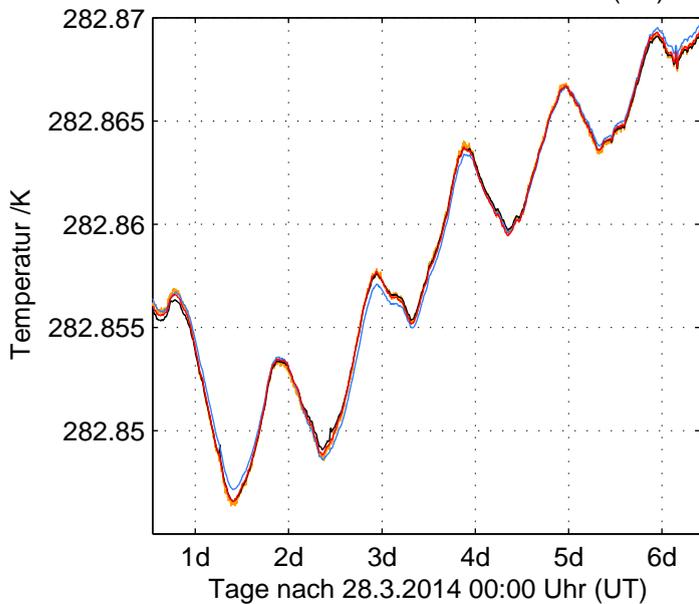
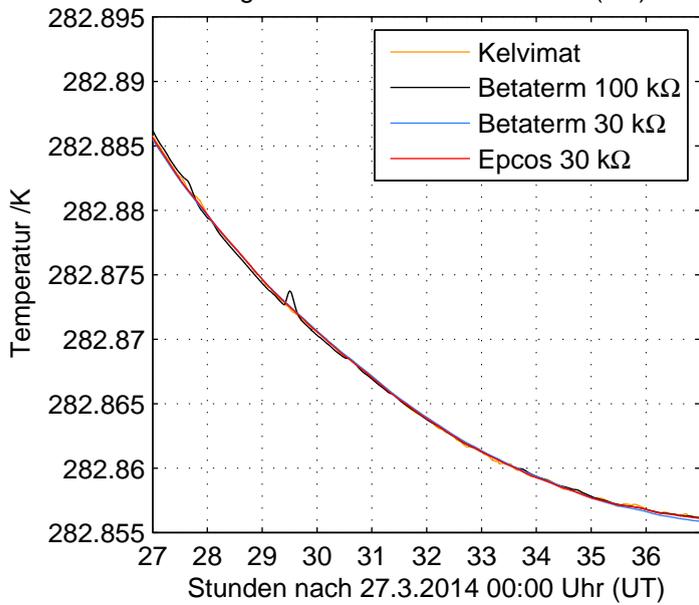
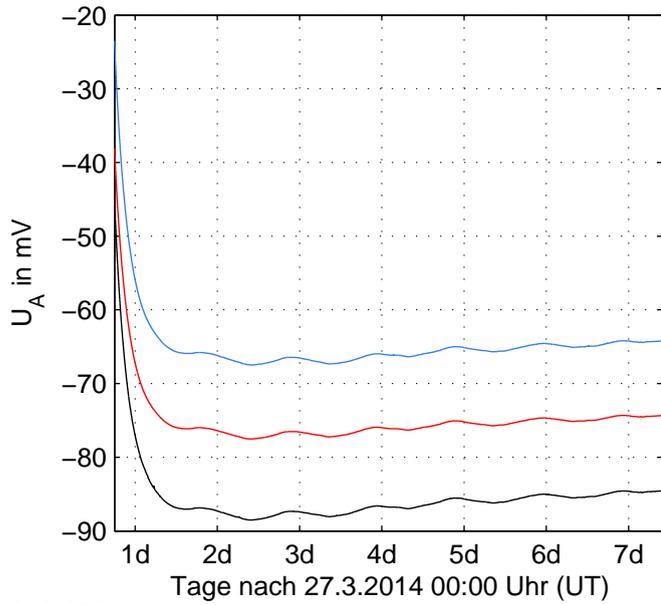
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Betaterm 100 k Ω	LX1	12.9	494	1
Betaterm 30 k Ω	LX2	13.06	450	1
Epcos 30 k Ω	LX3	12.92	462	1

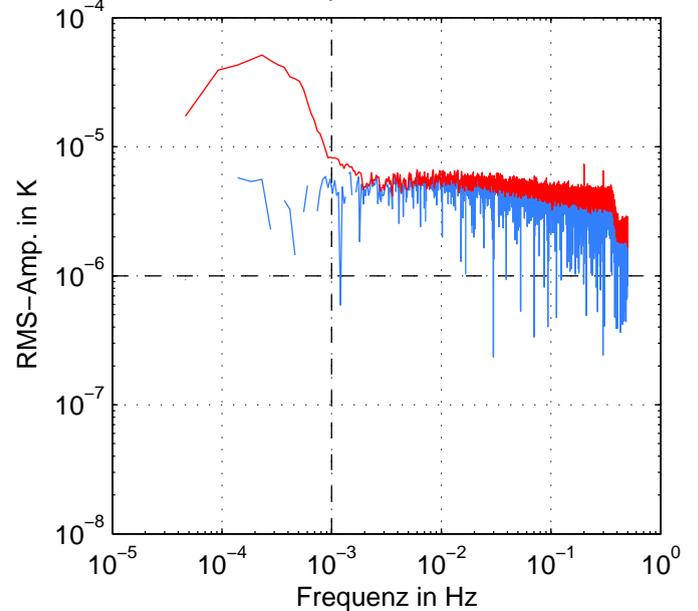
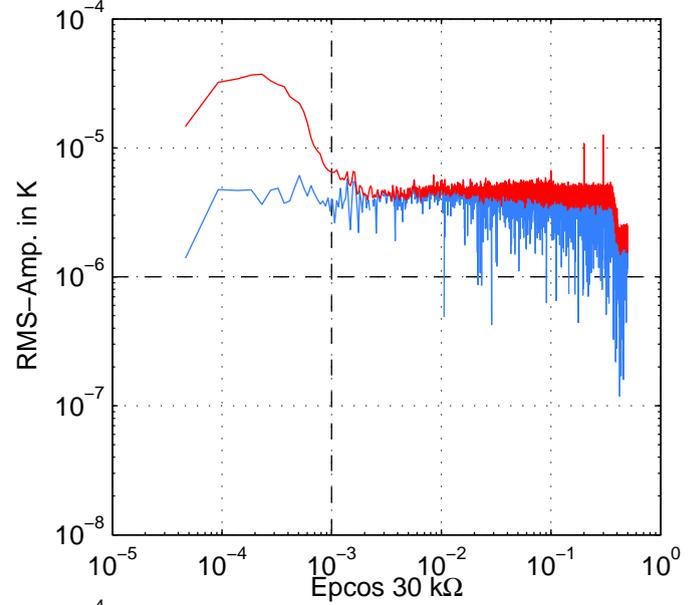
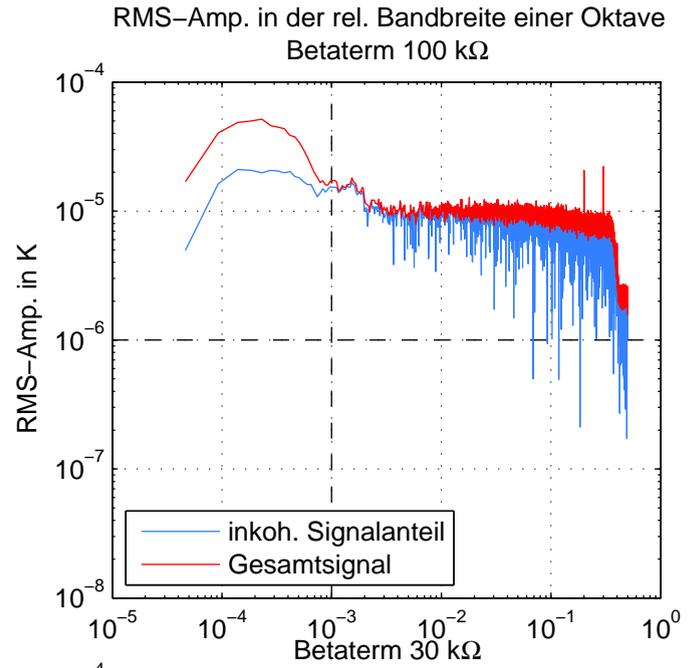
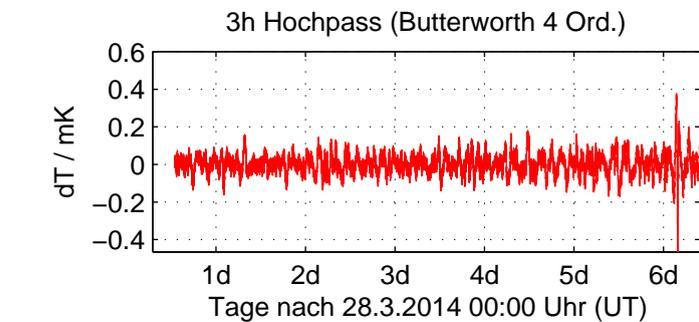
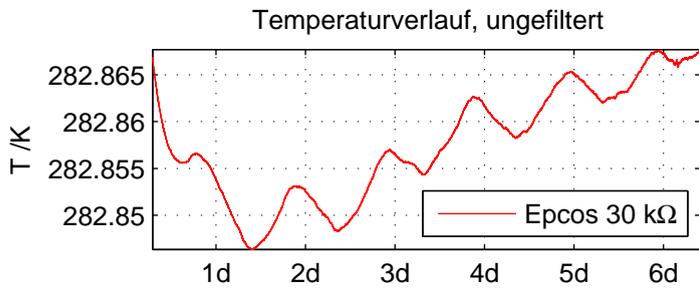
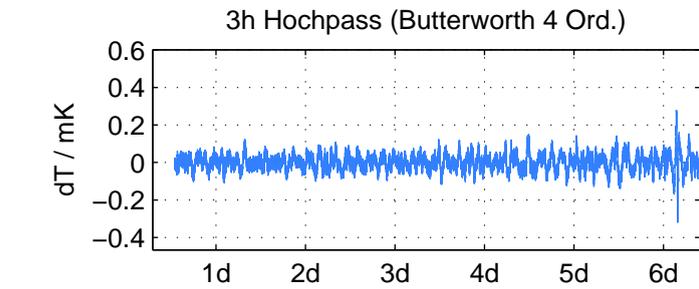
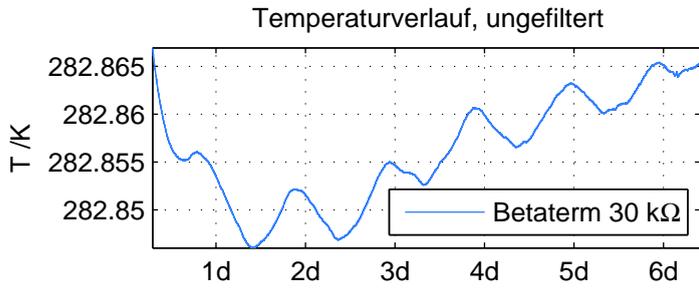
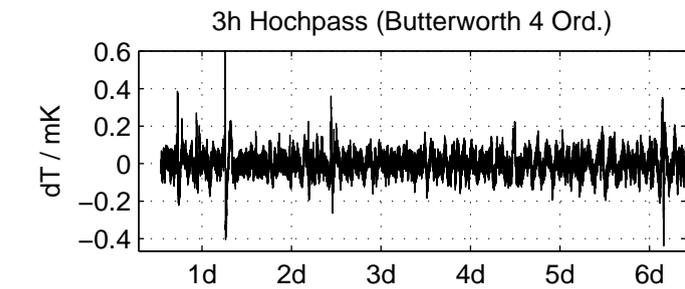
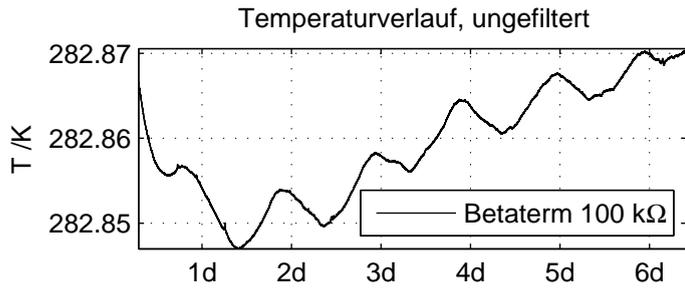
Kalibrierung: 28.3.2014 03:00 UT bis 28.3.2014 13:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Betaterm 100 k Ω	6.4303	2.5456	2.3597	2.077	0.22535
Betaterm 30 k Ω	9.1441	1.8036	2.3739	1.6337	0.17621
Epcos 30 k Ω	6.2256	1.1654	2.649	1.0599	0.10247

Korrelationsanalyse: 28.3.2014 13:00 UT bis 03.04.2014 10:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Betaterm 100 k Ω	0.19057	-0.23803	-0.13979	141	6	46
Betaterm 30 k Ω	0.39273	0.14674	0.66341	141	6	46
Epcos 30 k Ω	0.14449	-0.23427	0.32705	141	6	46





A.2.

Messung: 3.4.2014 14:00 UT bis 25.04.2014 8:00 UT

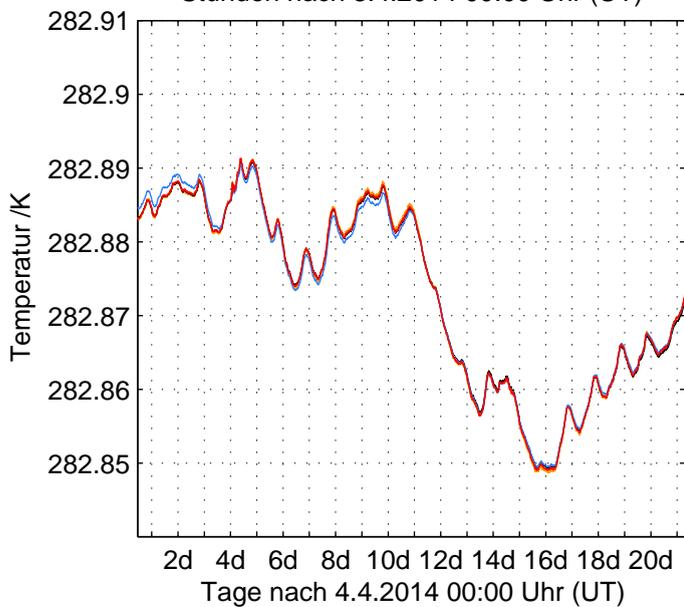
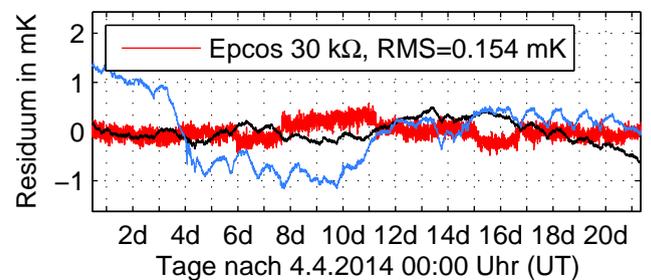
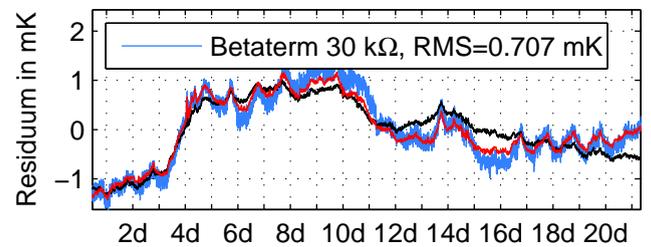
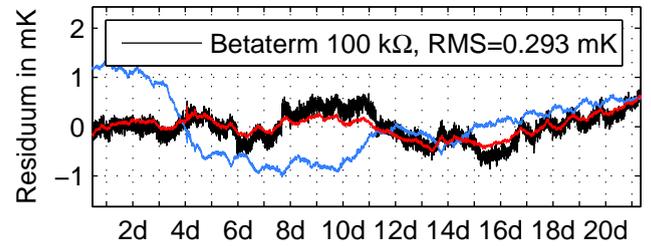
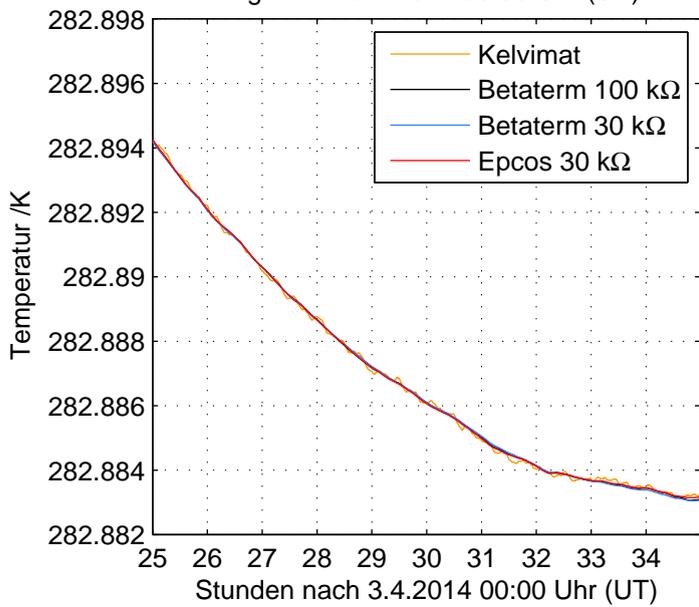
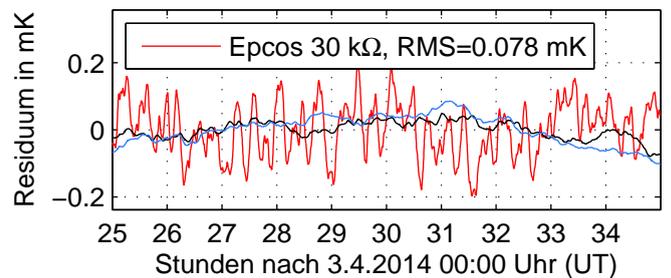
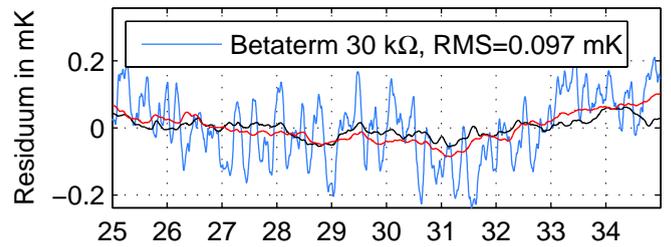
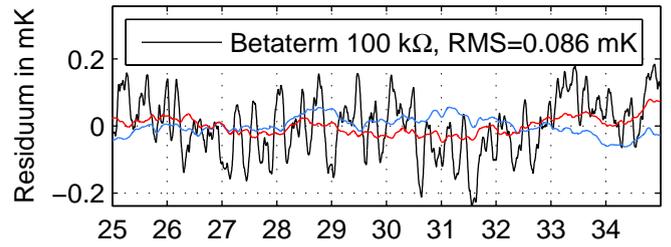
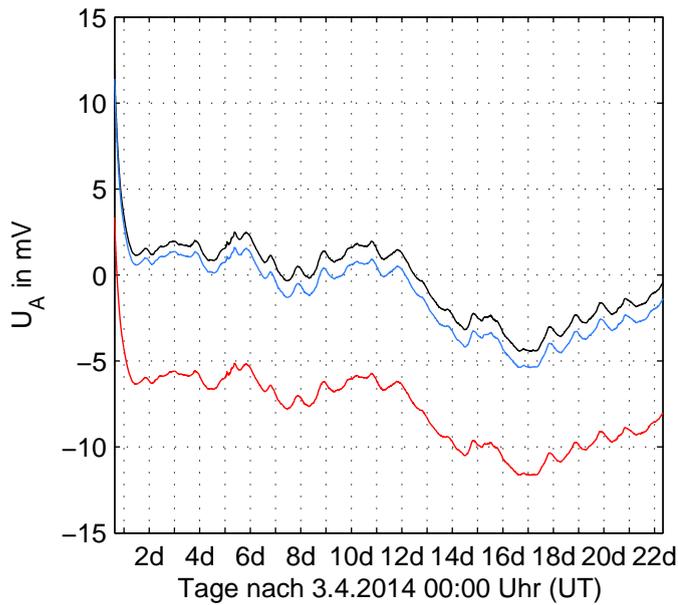
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Betaterm 100 k Ω	LX1	12.85	488	1
Betaterm 30 k Ω	LX2	13.03	446	1
Epcos 30 k Ω	LX3	12.85	457	1

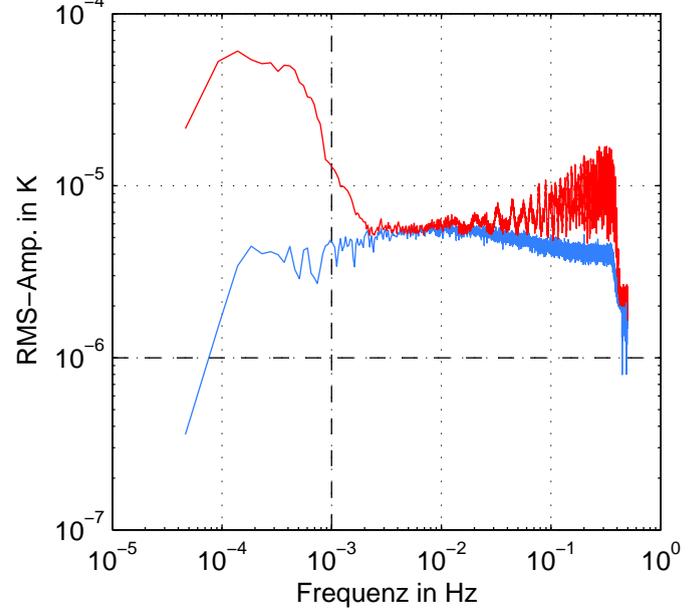
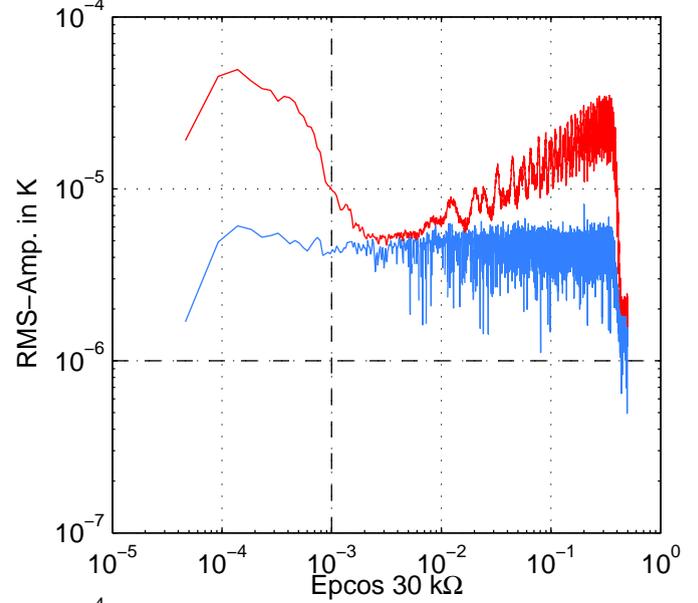
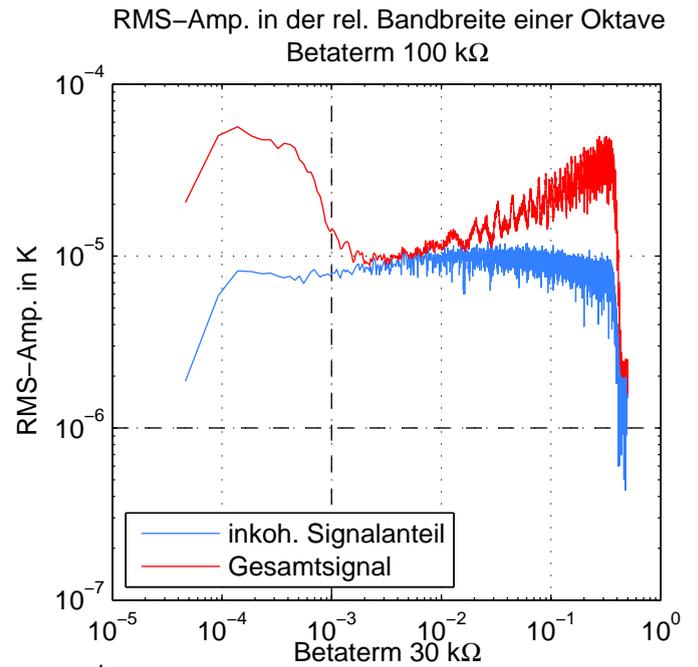
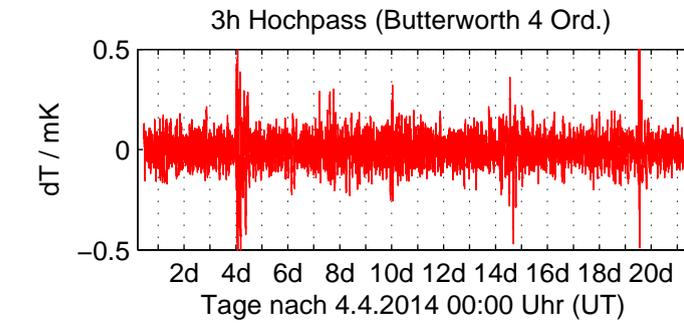
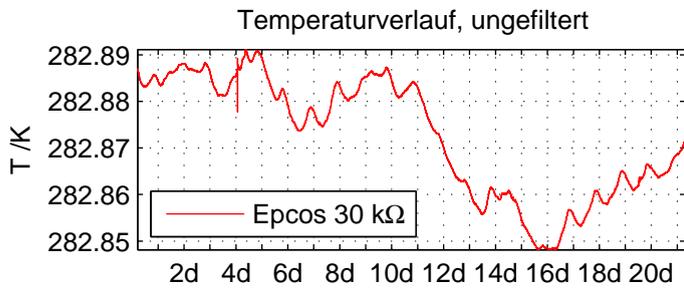
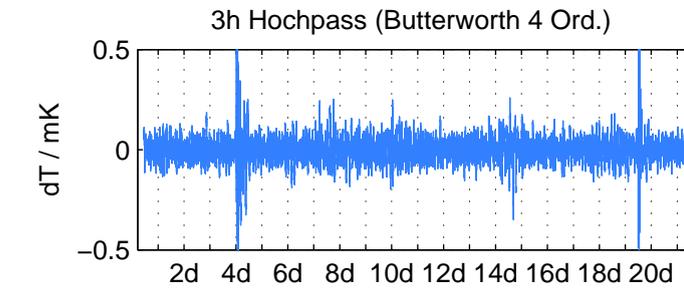
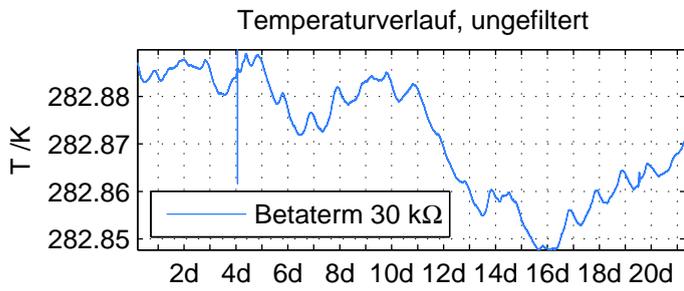
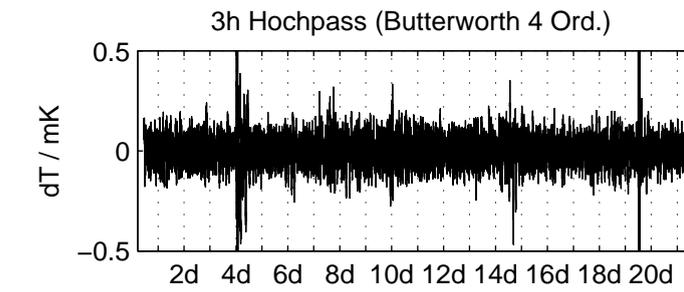
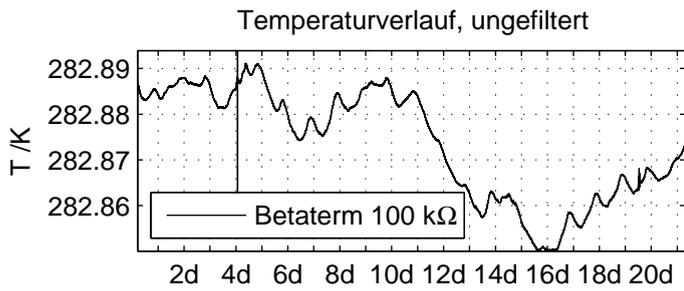
Kalibrierung: 4.4.2014 01:00 UT bis 4.4.2014 11:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Betaterm 100 k Ω	6.2452	2.5513	2.3752	2.0821	0.086229
Betaterm 30 k Ω	9.0659	2.5948	2.3816	2.3511	0.0971
Epcos 30 k Ω	6.4625	2.2988	2.6276	2.0909	0.078284

Korrelationsanalyse: 4.4.2014 11:00 UT bis 25.04.2014 8:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Betaterm 100 k Ω	0.29256	0.24264	-0.06312	501	6	166
Betaterm 30 k Ω	0.70673	1.4505	0.018613	501	6	166
Epcos 30 k Ω	0.15432	-0.040085	0.054771	501	6	166





A.3.

Messung: 25.4.2014 11:00 UT bis 05.05.2014 13:00 UT

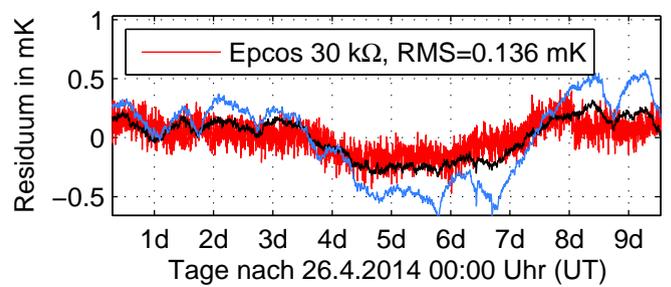
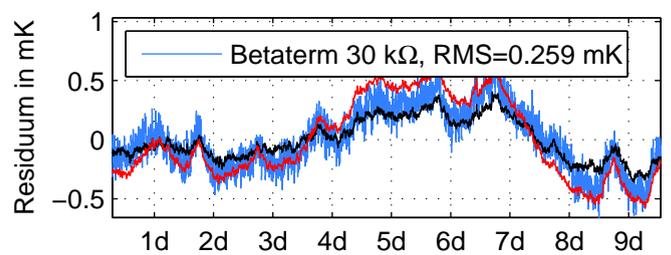
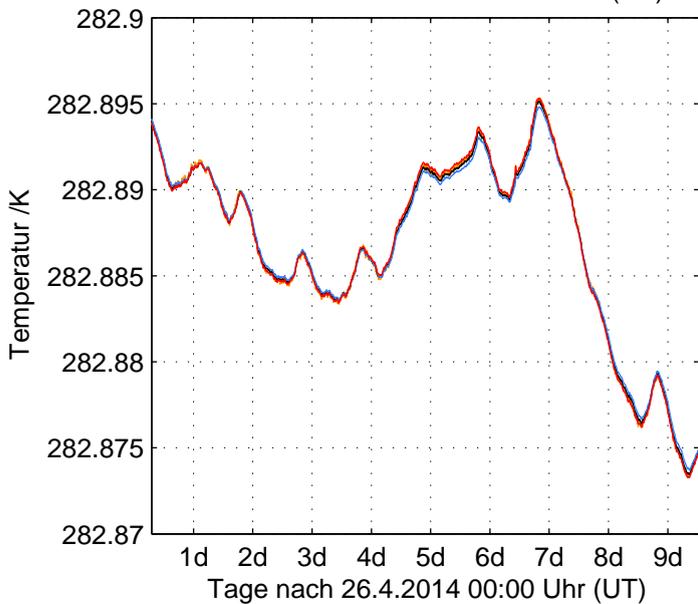
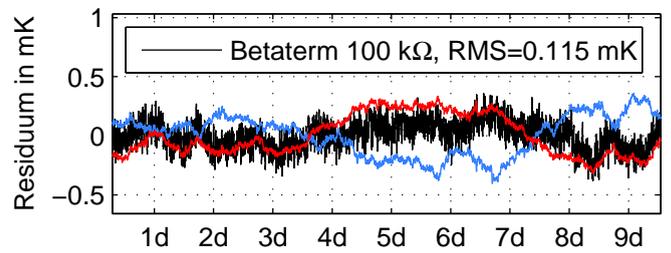
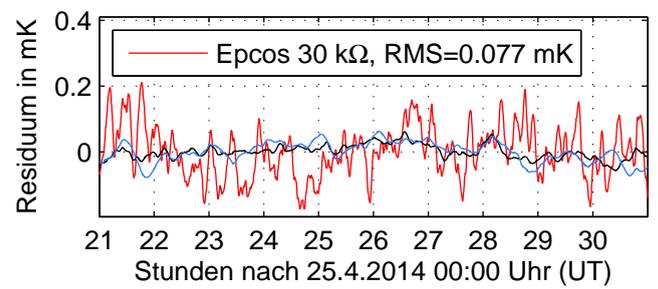
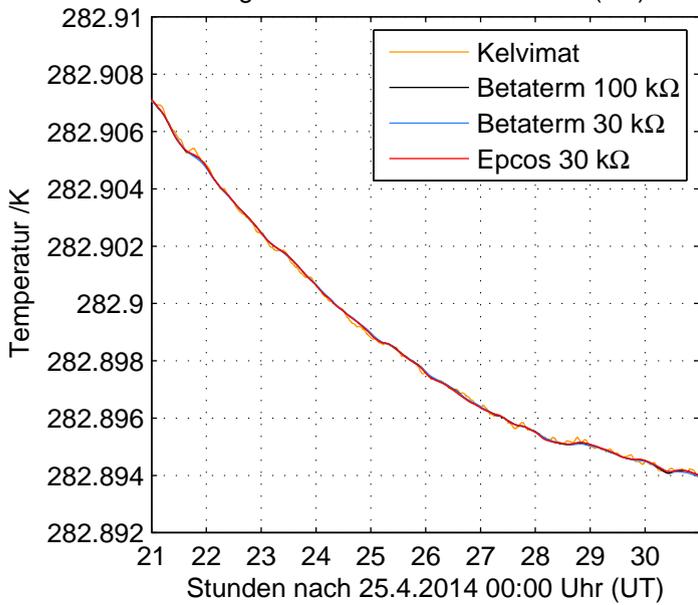
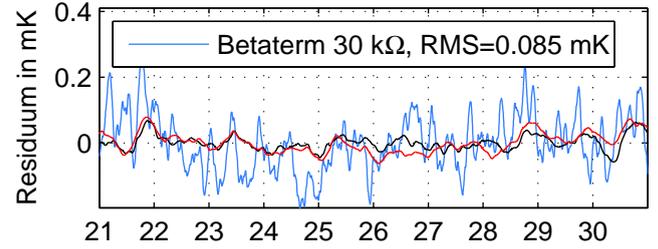
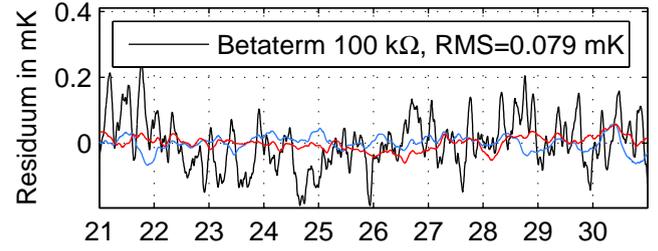
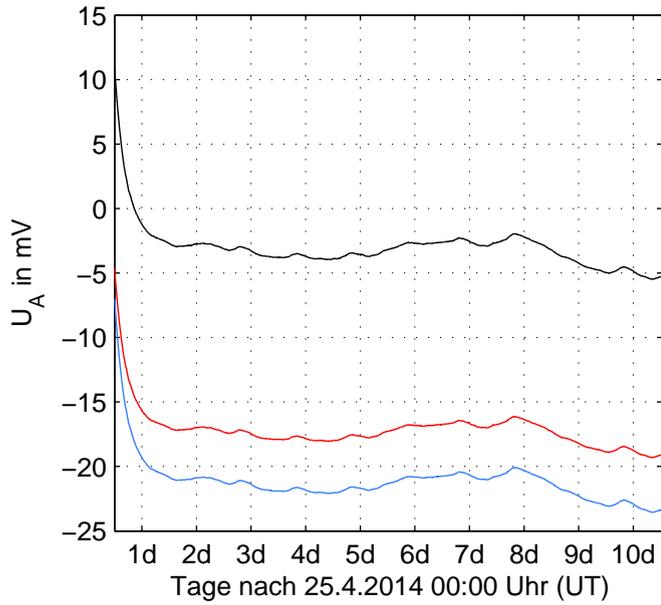
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Betaterm 100 k Ω	LX2	12.82	488	1
Betaterm 30 k Ω	LX3	13.01	446	1
Epcos 30 k Ω	LX1	12.81	457	1

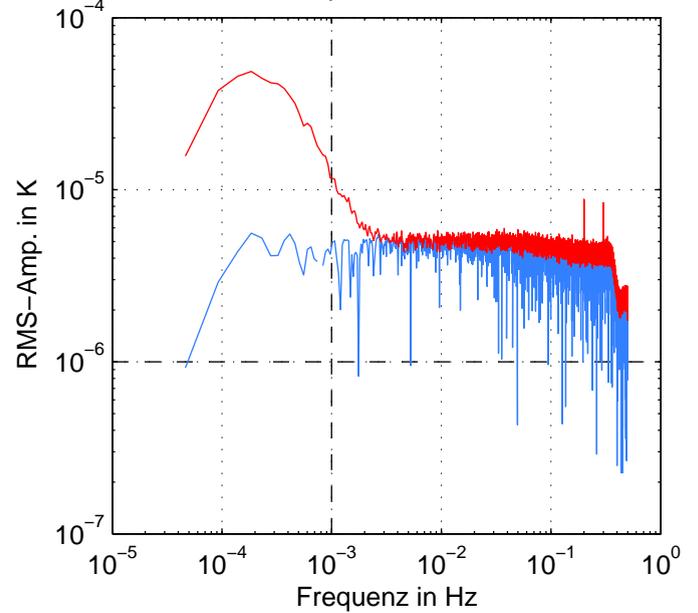
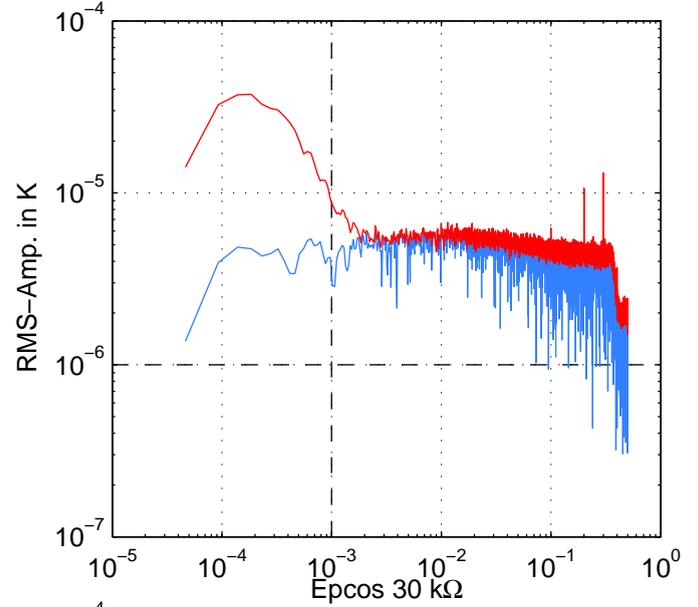
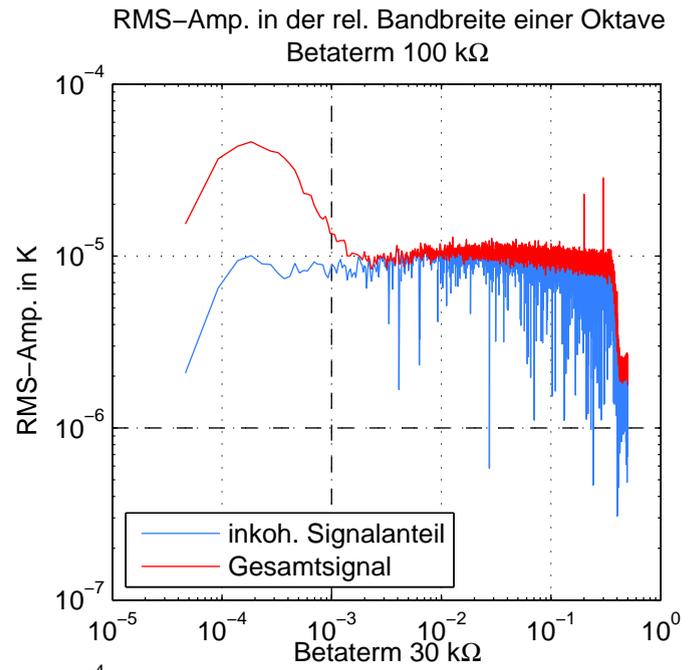
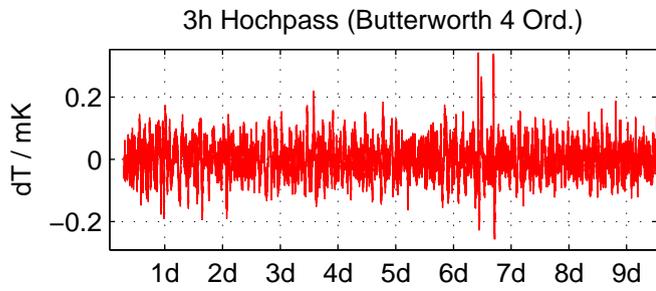
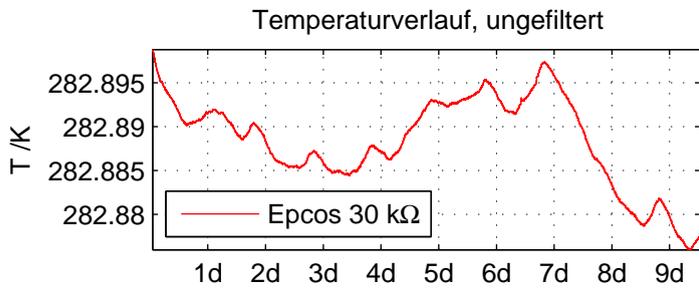
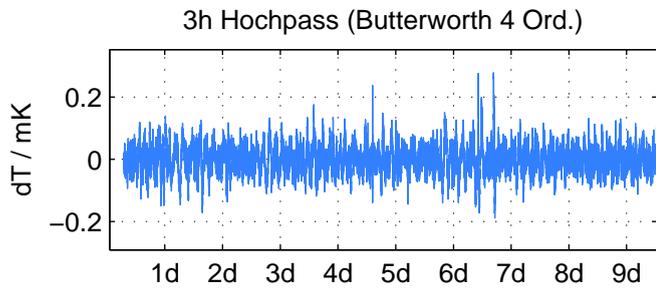
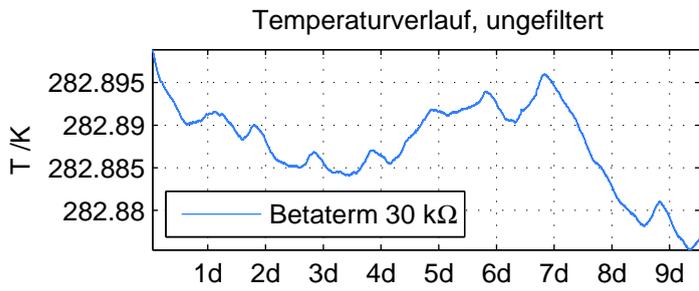
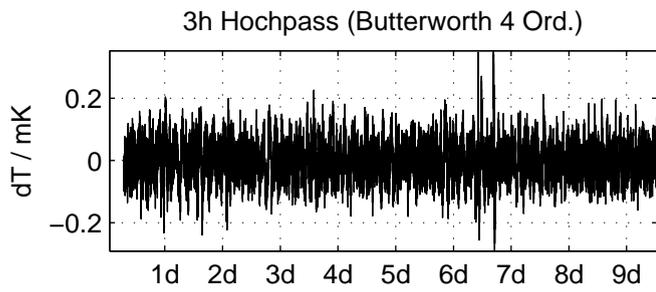
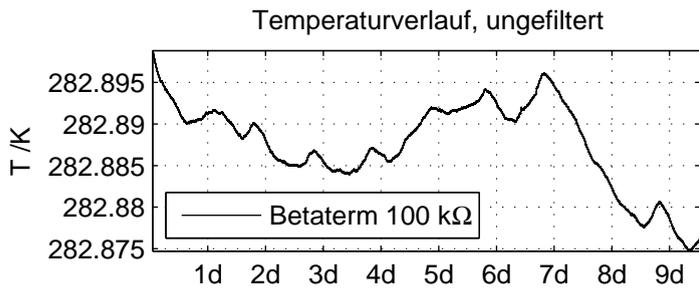
Kalibrierung: 25.4.2014 21:00 UT bis 26.4.2014 07:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Betaterm 100 k Ω	5.6515	2.0506	2.4233	1.6733	0.078729
Betaterm 30 k Ω	9.0045	1.957	2.3856	1.7722	0.084695
Epcos 30 k Ω	5.9822	1.9779	2.6703	1.7985	0.076794

Korrelationsanalyse: 26.4.2014 07:00 UT bis 05.05.2014 13:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Betaterm 100 k Ω	0.11547	0.097419	-0.15053	222	6	73
Betaterm 30 k Ω	0.25932	0.24366	-0.20335	222	6	73
Epcos 30 k Ω	0.1364	-0.044352	-0.28648	222	6	73





A.4.

Messung: 6.5.2014 16:00 UT bis 11.05.2014 24:00 UT

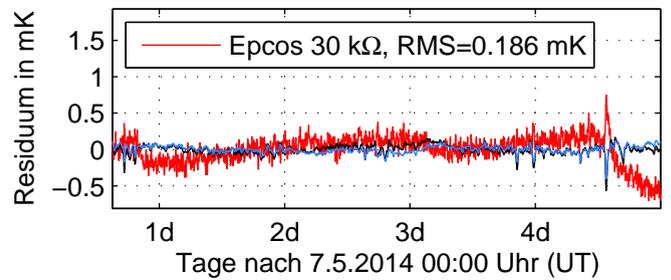
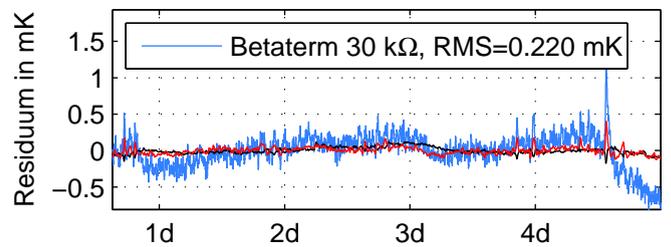
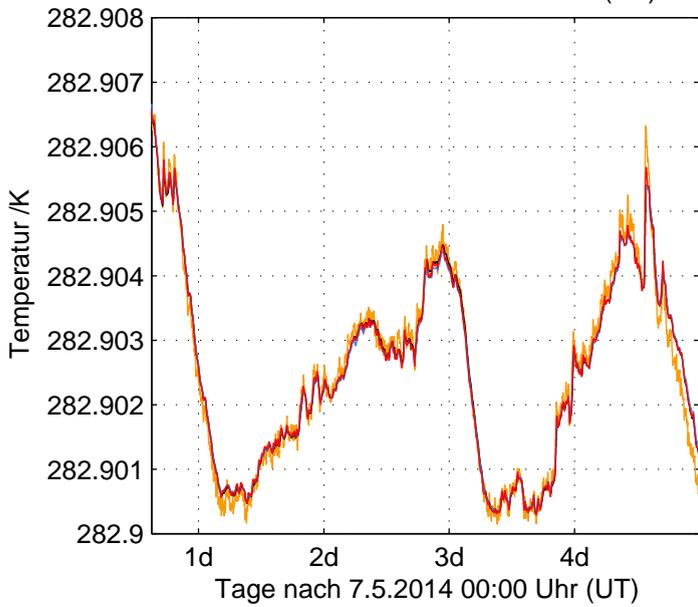
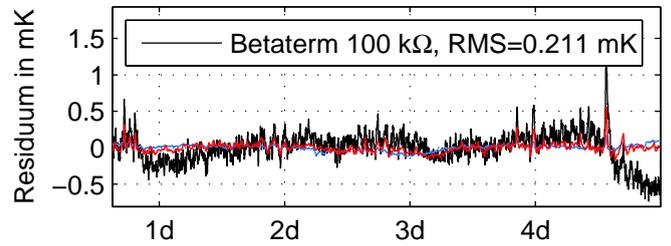
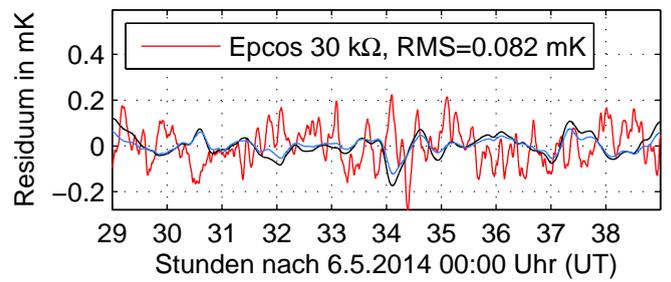
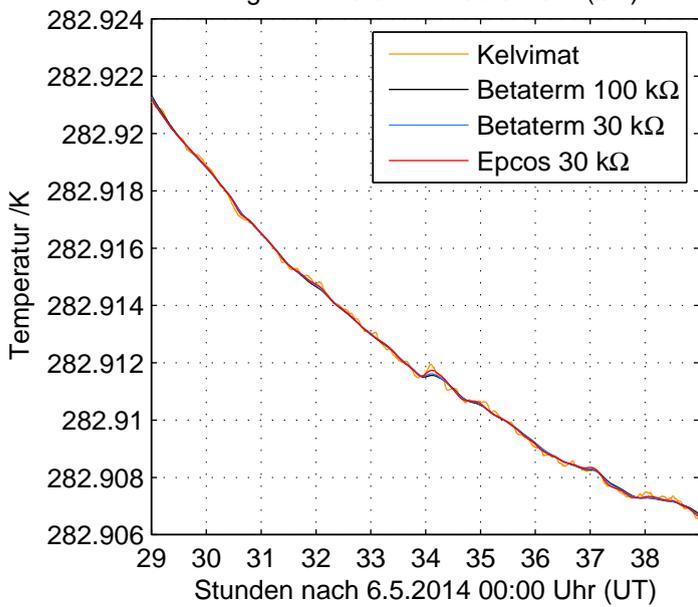
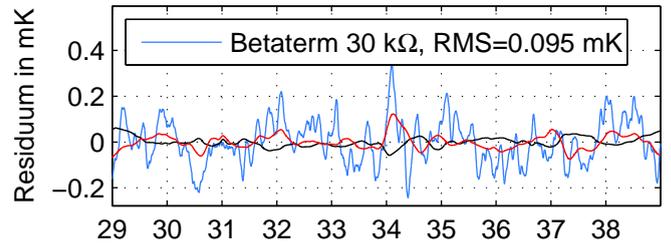
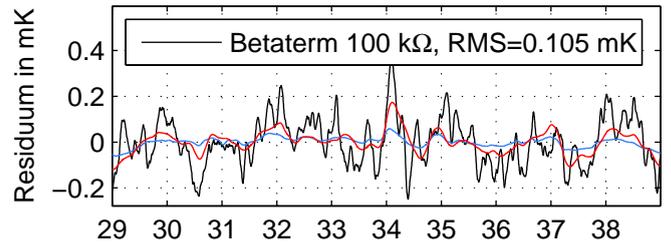
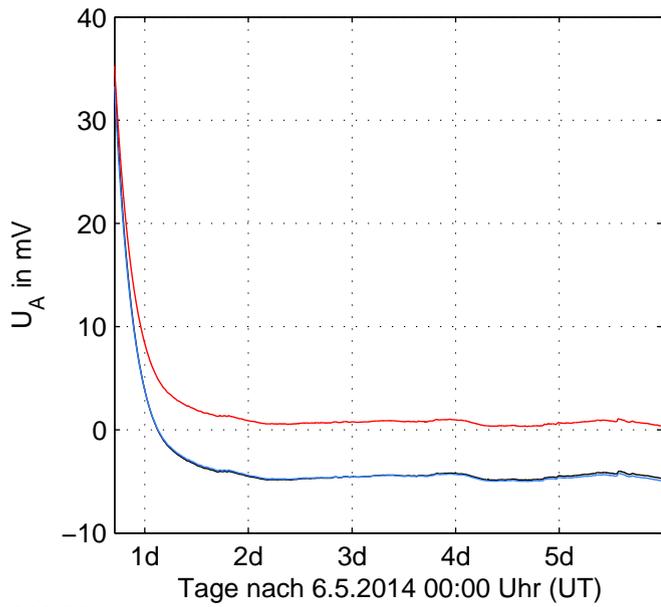
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Betaterm 100 k Ω	LX3	LX6	488	102
Betaterm 30 k Ω	LX1	LX4	446	102
Epcos 30 k Ω	LX2	LX5	457	102

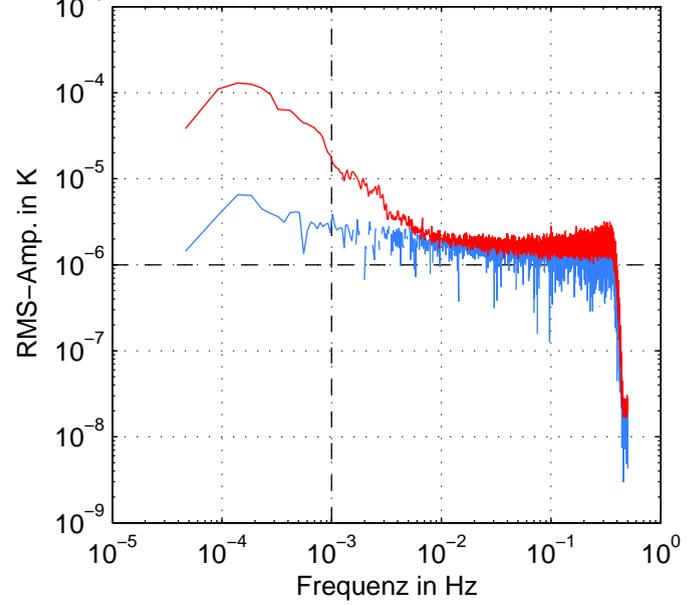
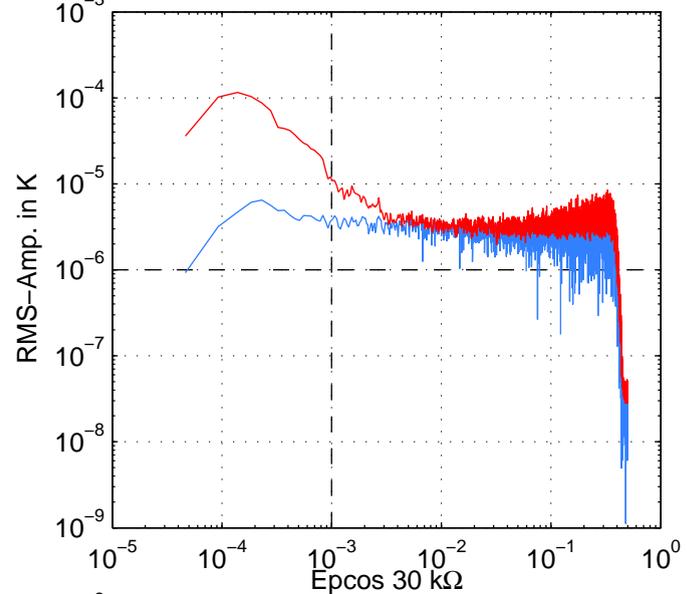
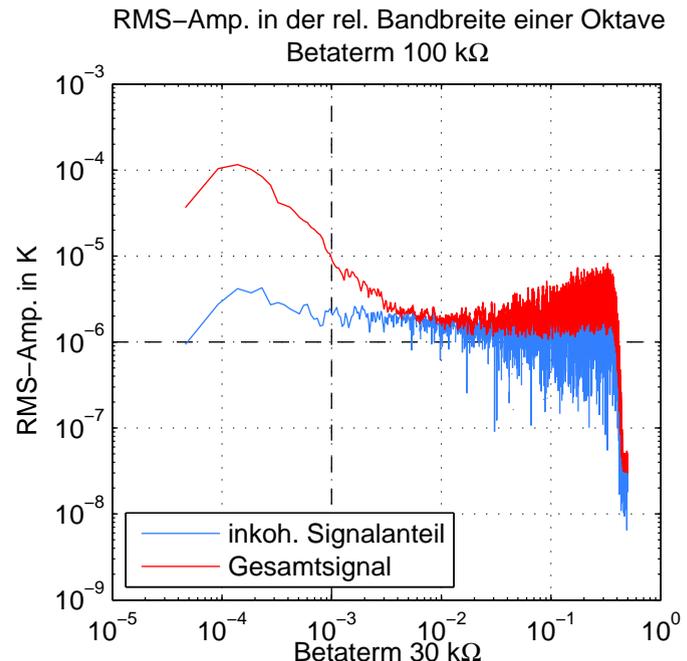
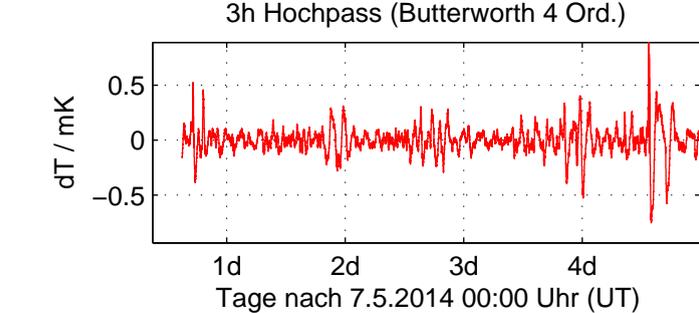
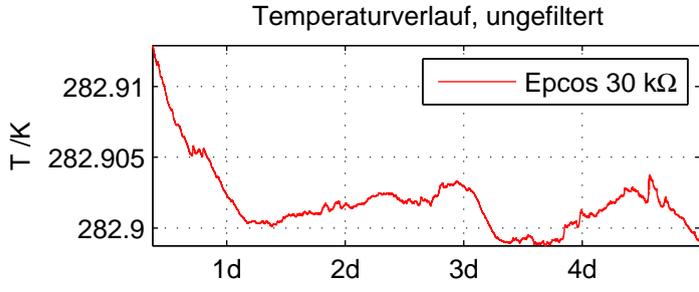
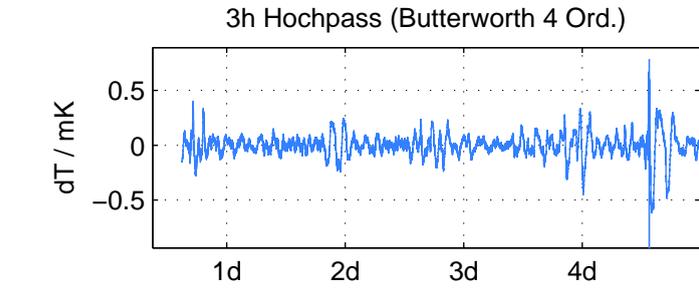
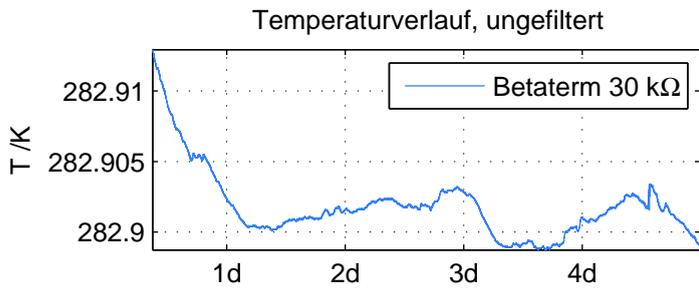
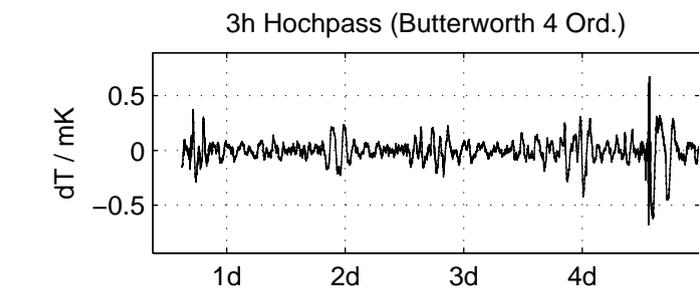
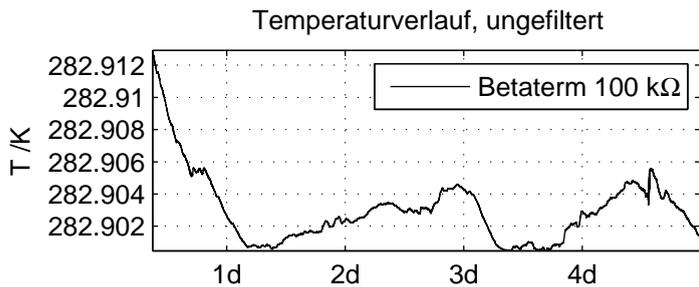
Kalibrierung: 7.5.2014 05:00 UT bis 7.5.2014 15:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Betaterm 100 k Ω	6.0335	2.4786	2.3919	2.0225	0.10485
Betaterm 30 k Ω	9.391	1.9914	2.3516	1.8042	0.09514
Epcos 30 k Ω	7.0517	1.8607	2.5743	1.6928	0.081551

Korrelationsanalyse: 7.5.2014 15:00 UT bis 11.05.2014 24:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Betaterm 100 k Ω	0.21098	-0.088774	-0.014607	105	6	34
Betaterm 30 k Ω	0.22036	-0.33201	0.51952	105	6	34
Epcos 30 k Ω	0.1863	-0.36574	0.5124	105	6	34





A.5.

Messung: 12.5.2014 17:00 UT bis 22.05.2014 12:00 UT

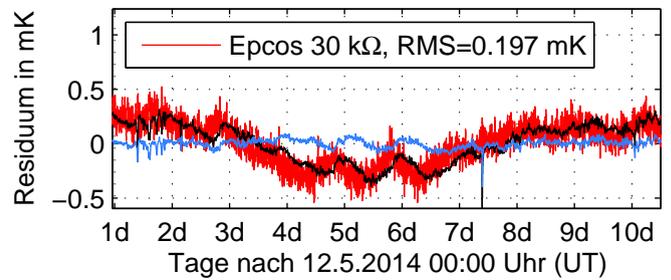
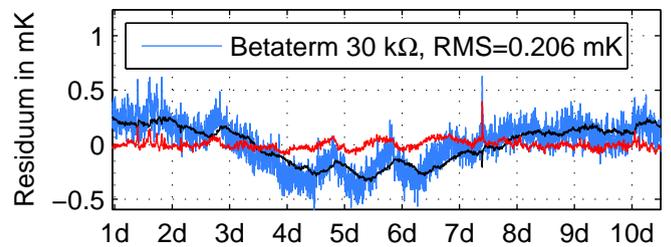
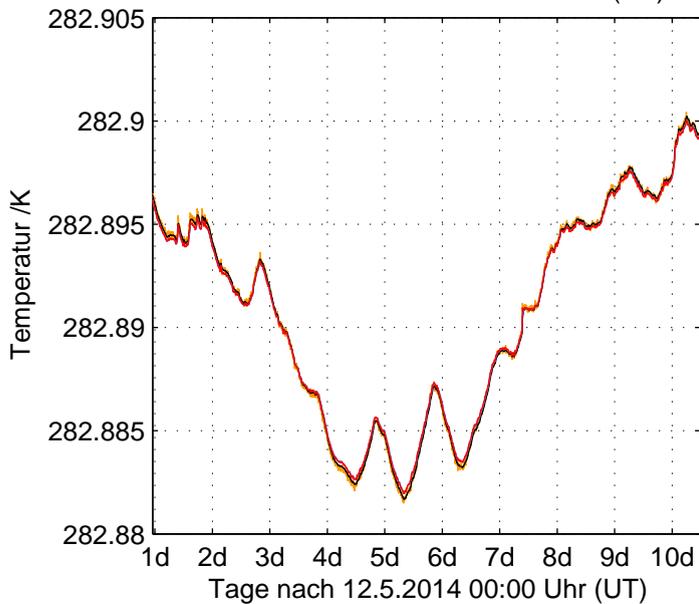
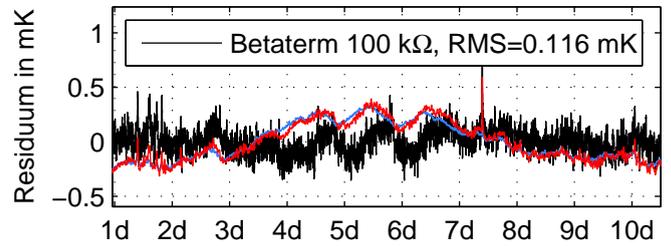
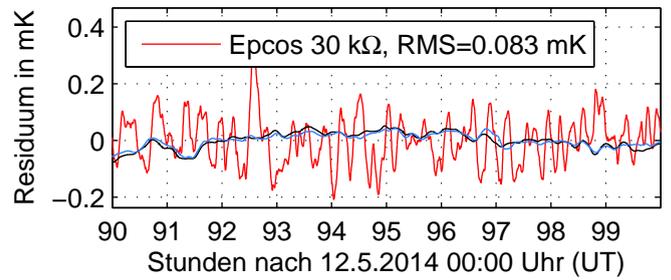
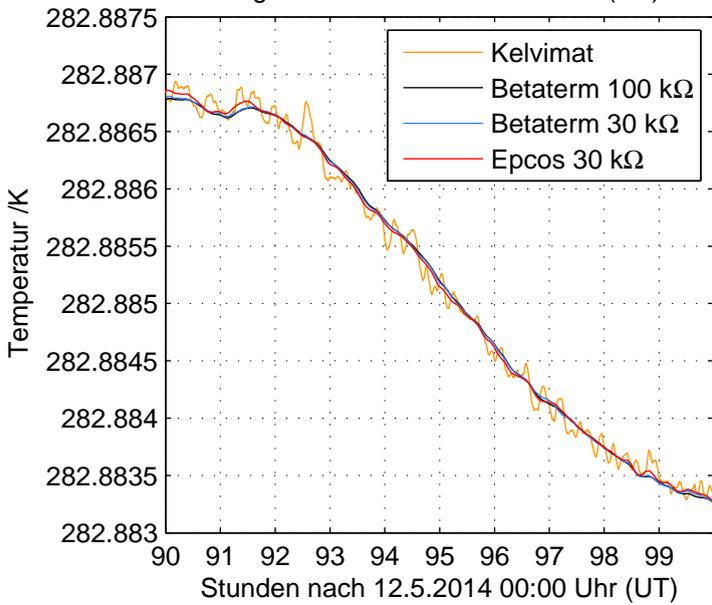
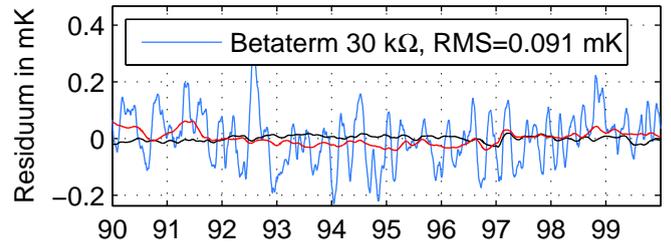
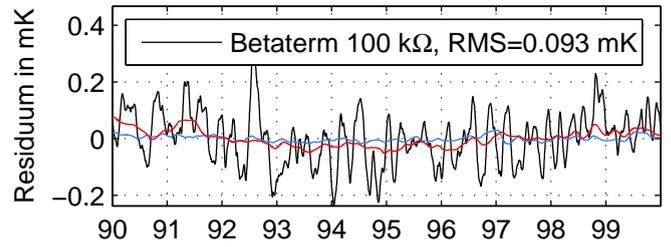
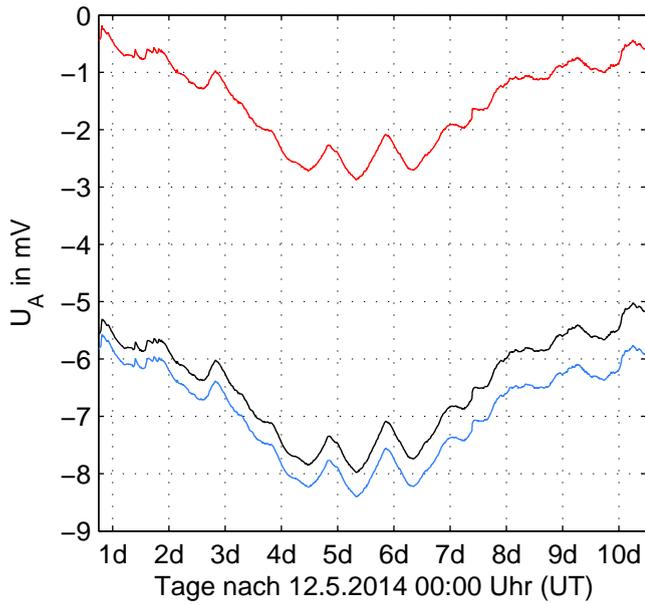
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Betaterm 100 k Ω	LX3	LX6	488	102
Betaterm 30 k Ω	LX1	LX4	446	102
Epcos 30 k Ω	LX2	LX5	457	102

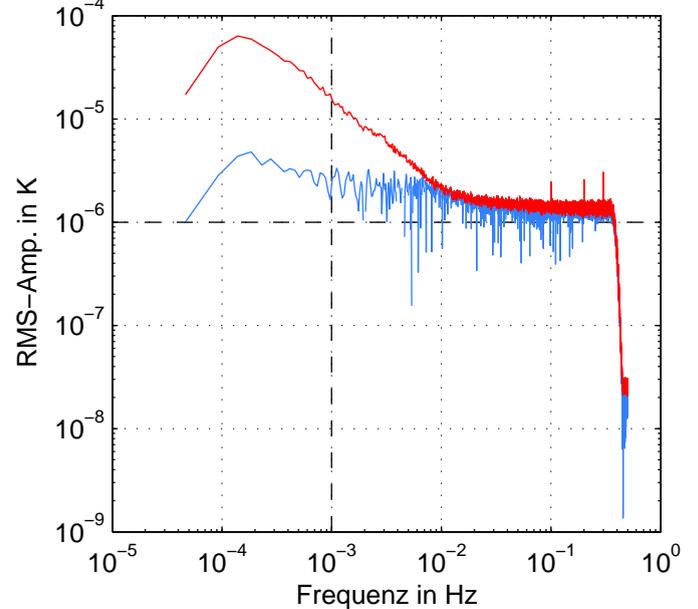
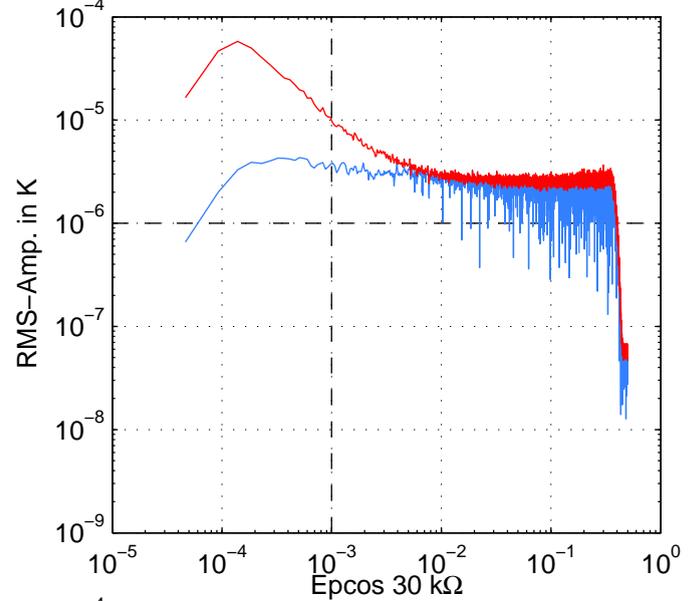
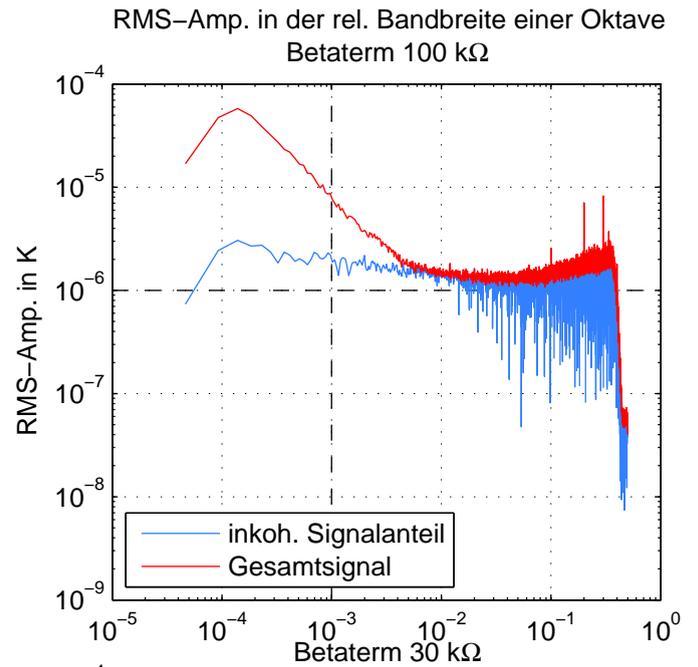
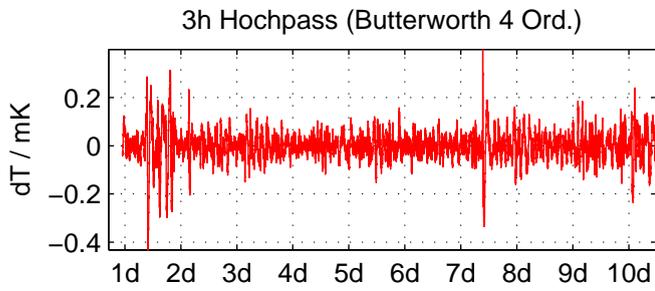
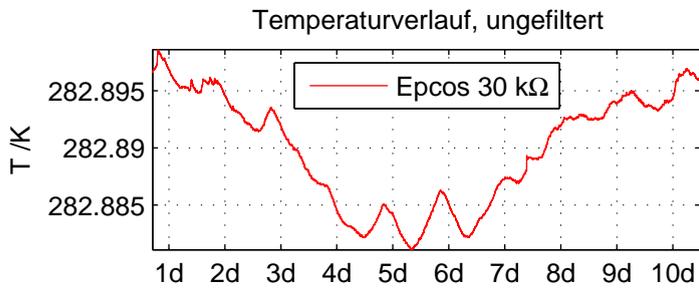
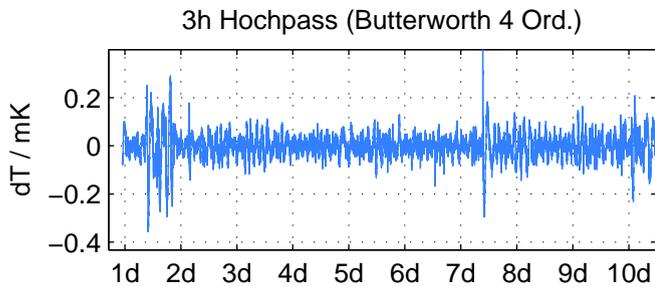
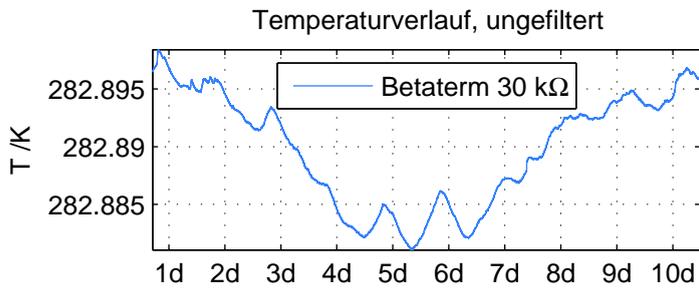
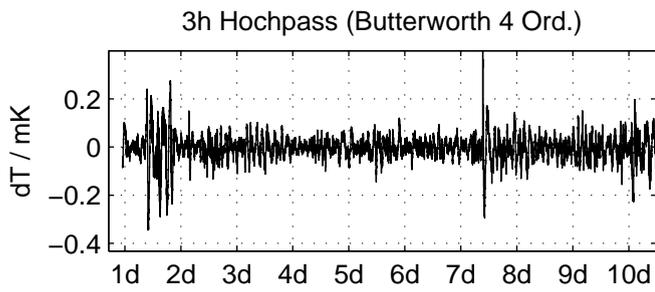
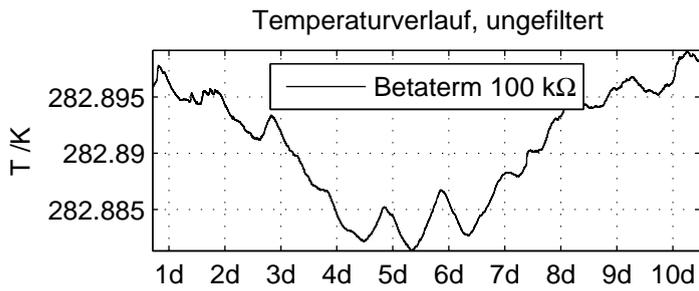
Kalibrierung: 15.5.2014 18:00 UT bis 16.5.2014 04:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Betaterm 100 k Ω	5.7175	7.4171	2.4177	6.0517	0.093209
Betaterm 30 k Ω	9.459	6.3072	2.3454	5.7135	0.09073
Epcos 30 k Ω	7.5215	6.2232	2.5315	5.6611	0.083323

Korrelationsanalyse: 12.5.2014 23:00 UT bis 22.05.2014 12:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Betaterm 100 k Ω	0.11624	-0.52372	0.1614	229	6	75
Betaterm 30 k Ω	0.2056	-1.5995	0.46773	229	6	75
Epcos 30 k Ω	0.19703	-1.6058	0.45682	229	6	75





A.6.

Messung: 28.5.2014 11:00 UT bis 05.06.2014 9:00 UT

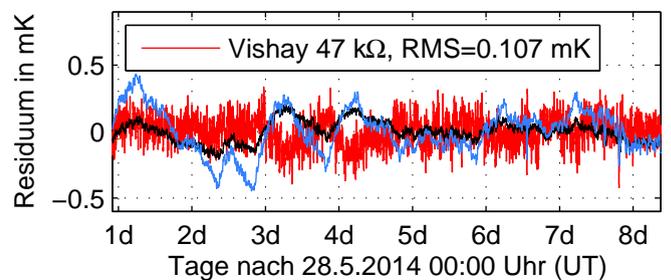
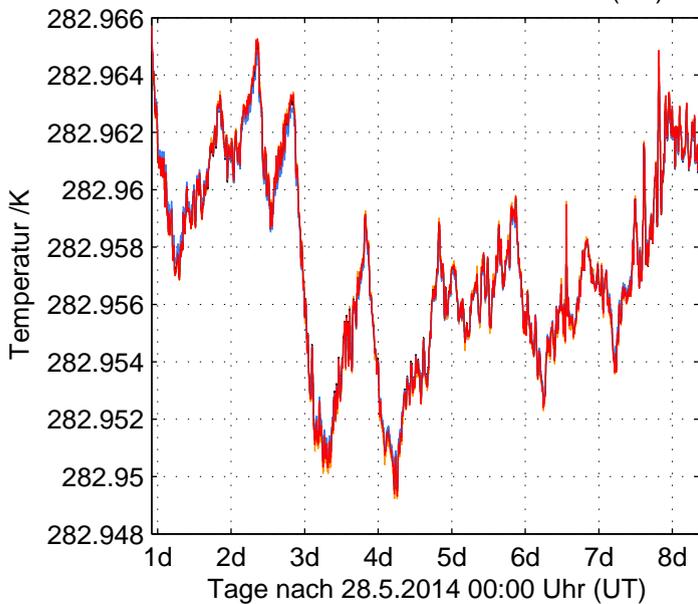
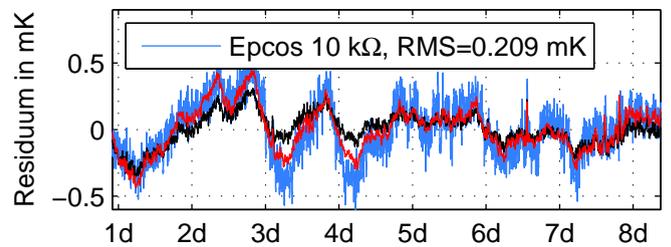
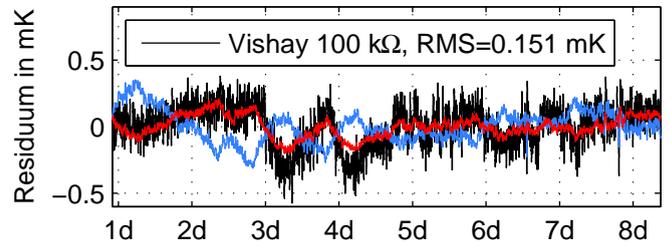
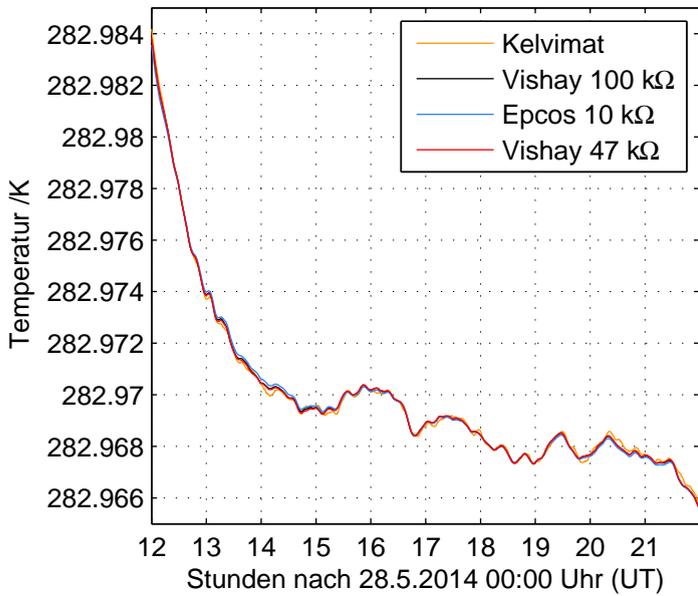
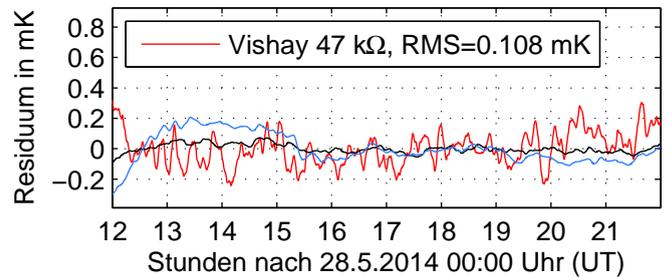
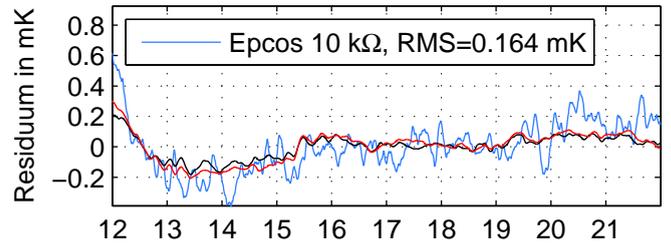
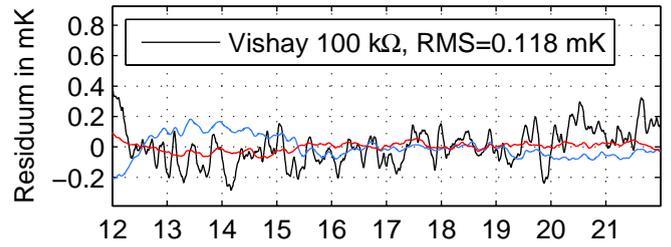
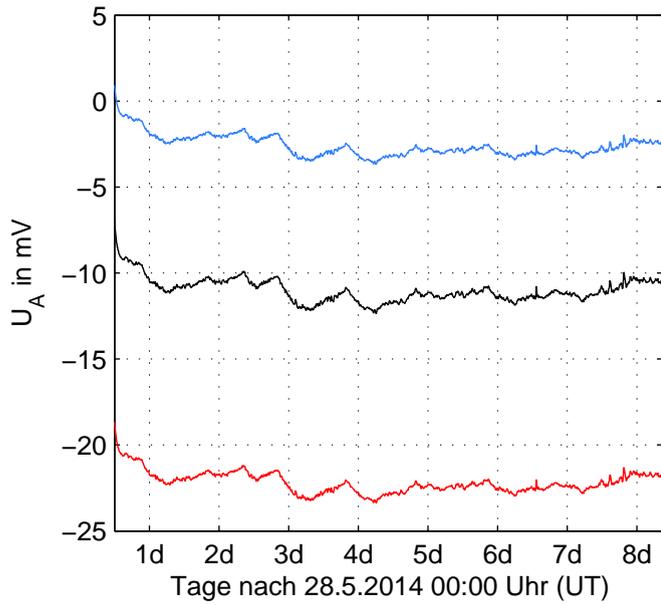
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	488	102
Epcos 10 k Ω	LX5	LX2	714	102
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	346	102

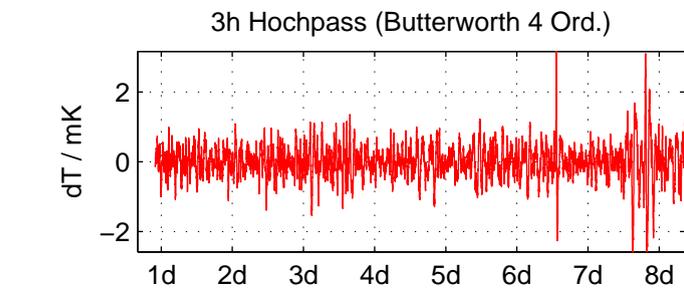
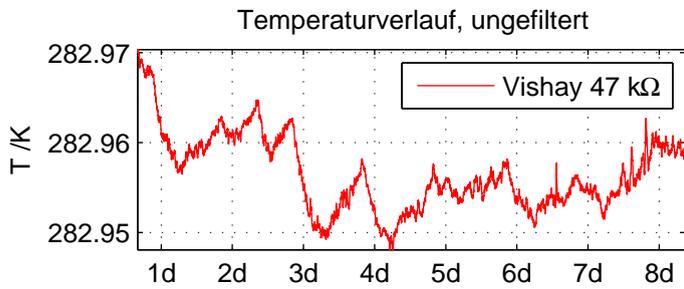
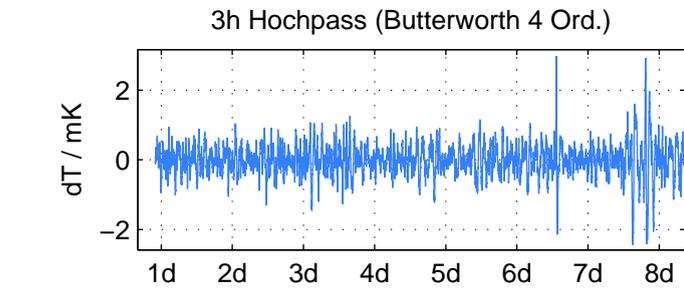
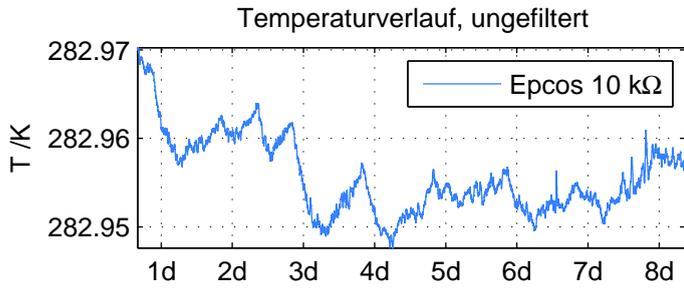
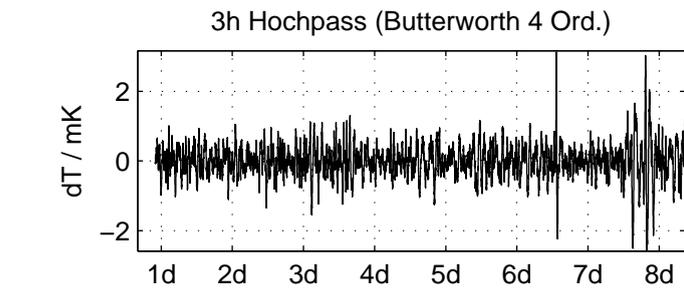
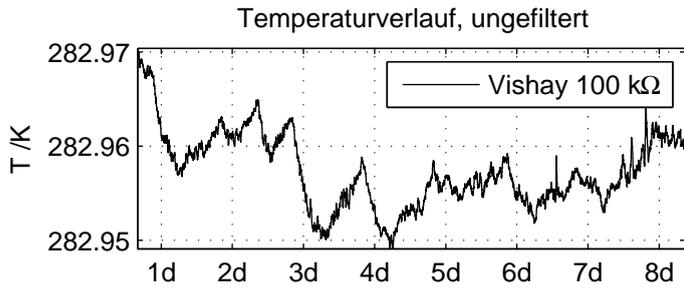
Kalibrierung: 28.5.2014 12:00 UT bis 28.5.2014 22:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	6.1382	3.5202	2.3824	2.872	0.11813
Epcos 10 k Ω	10.6595	4.1342	2.4916	4.1738	0.16406
Vishay 47 k Ω	5.7629	3.2556	2.58	2.8399	0.10788

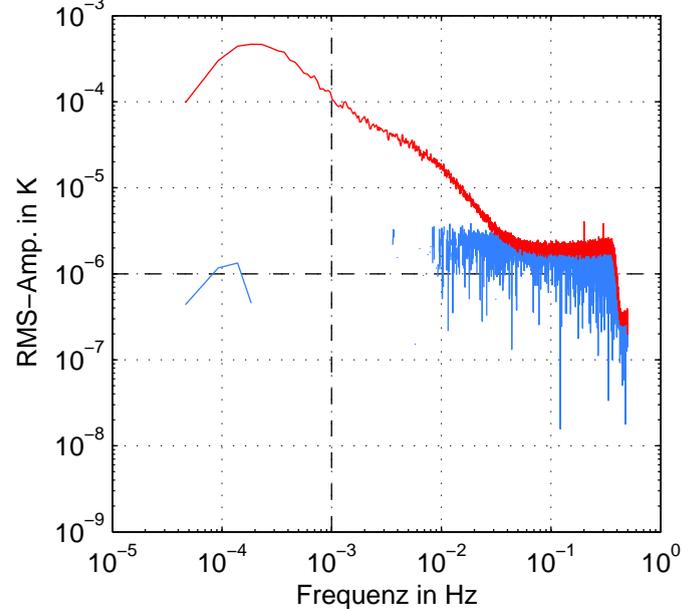
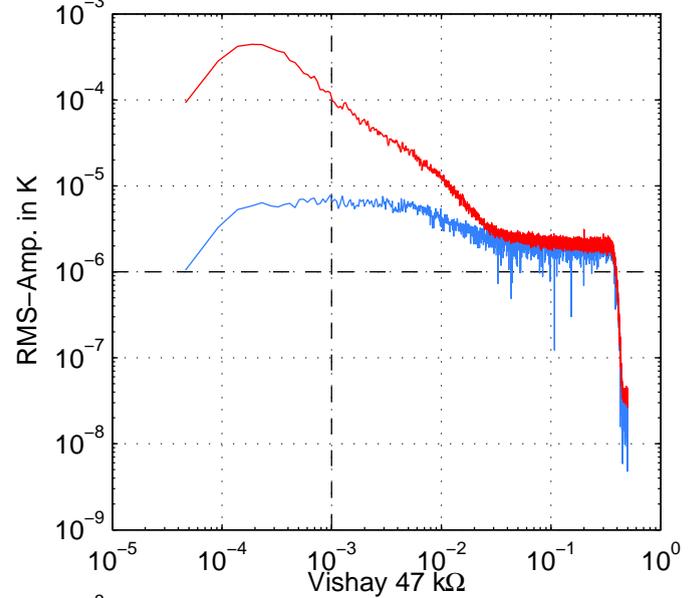
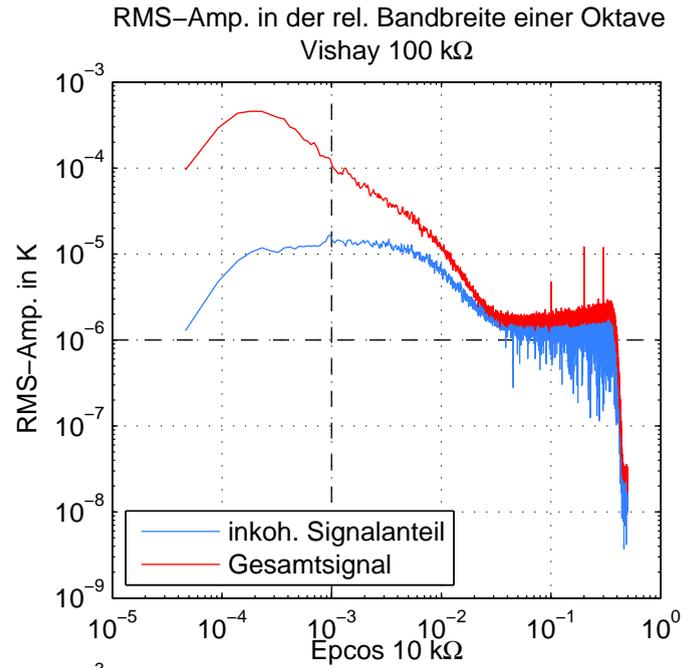
Korrelationsanalyse: 28.5.2014 22:00 UT bis 05.06.2014 9:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.15139	-0.045999	0.10207	179	6	59
Epcos 10 k Ω	0.20927	-0.31791	0.5297	179	6	59
Vishay 47 k Ω	0.10692	-0.11677	0.29924	179	6	59





Tage nach 28.5.2014 00:00 Uhr (UT)



A.7.

Messung: 6.6.2014 10:00 UT bis 03.07.2014 7:00 UT

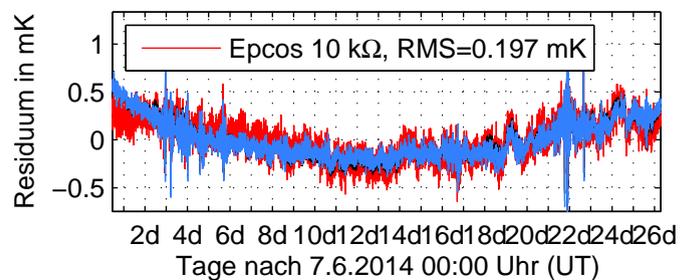
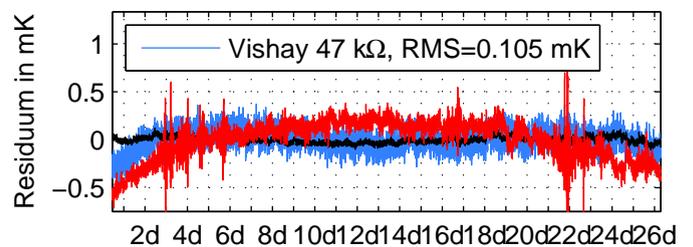
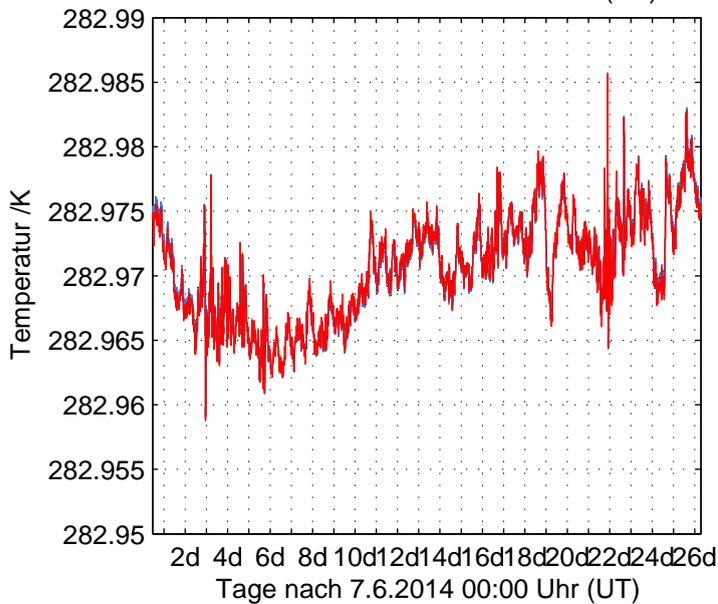
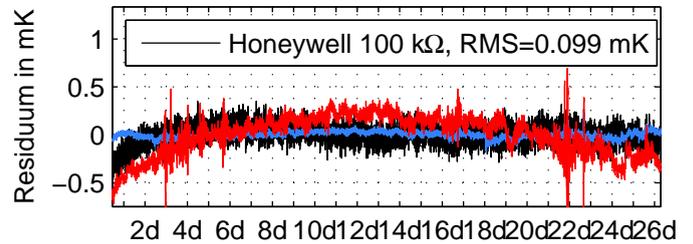
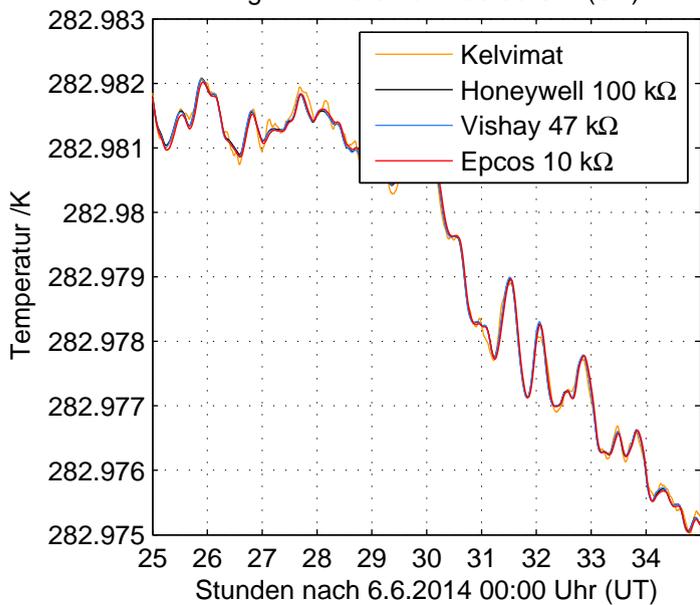
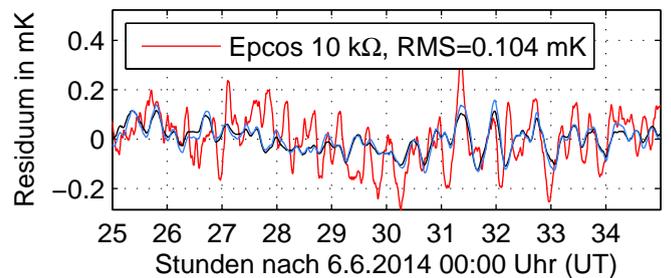
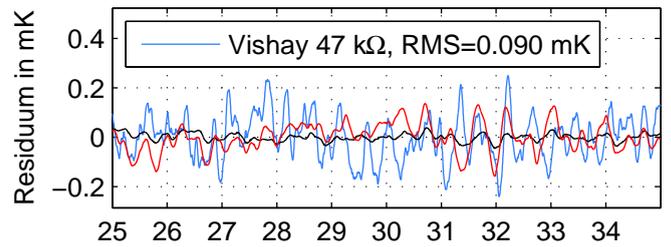
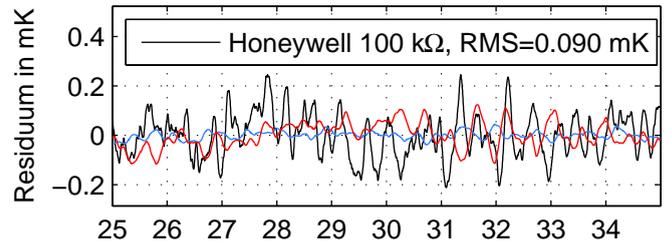
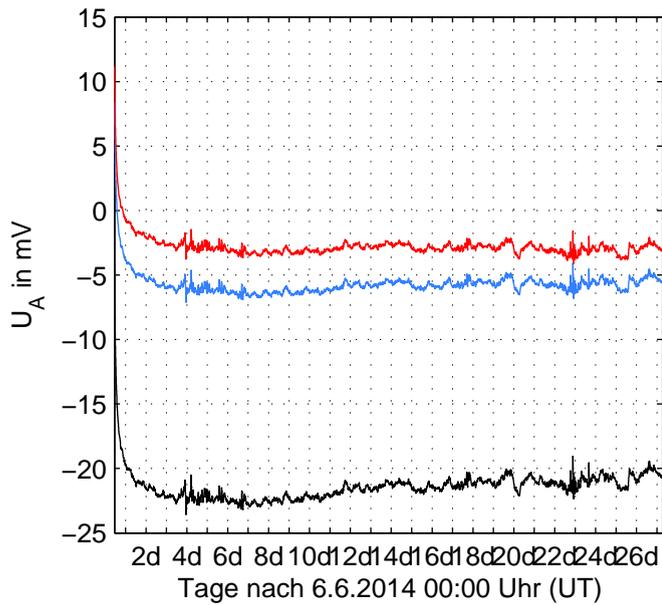
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Honeywell 100 k Ω	LX4	LX1	492	102
Vishay 47 k Ω	LX5	LX2	346	10
Epcos 10 k Ω	LX6	LX3	715	102

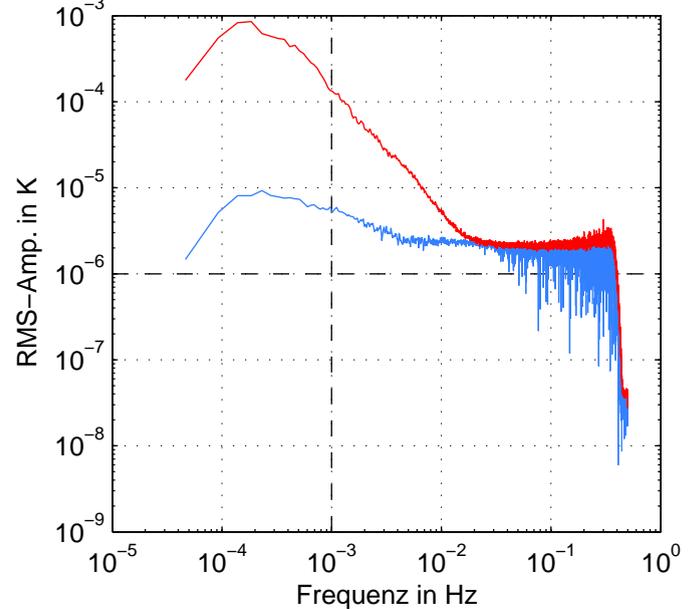
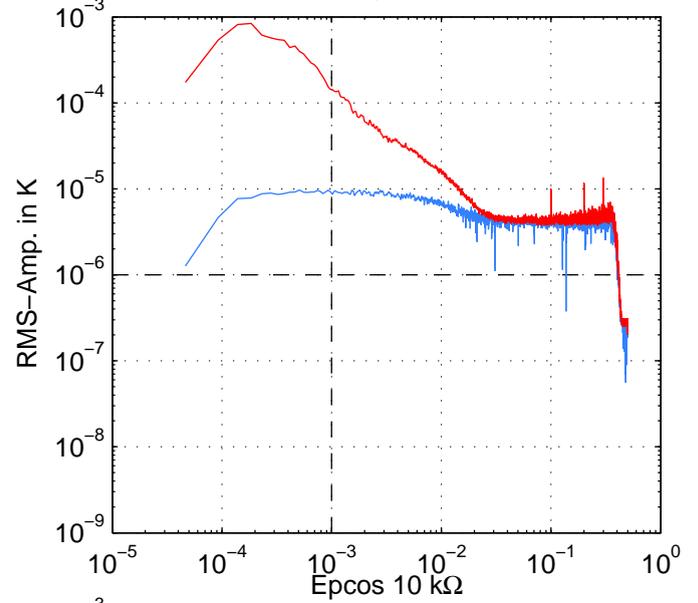
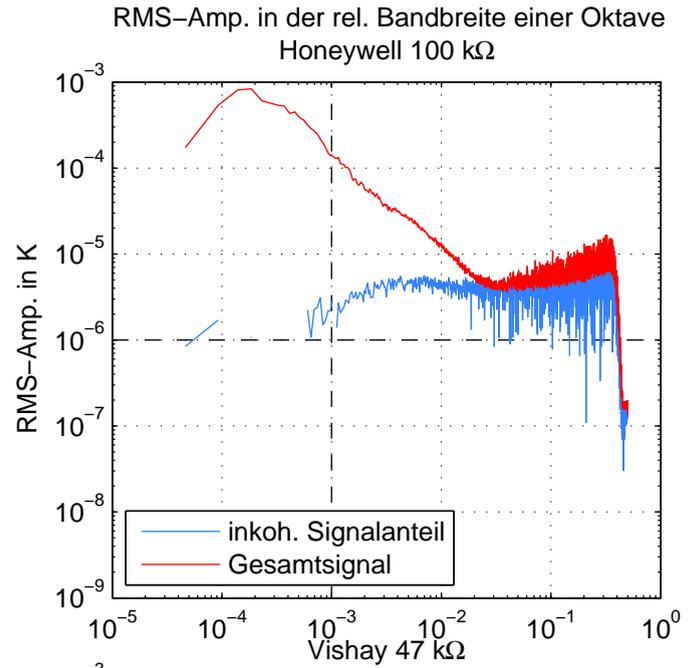
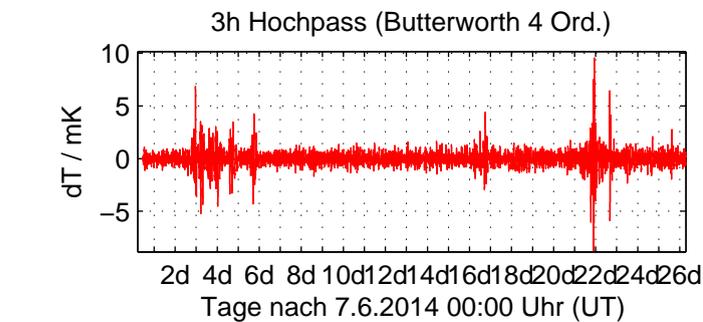
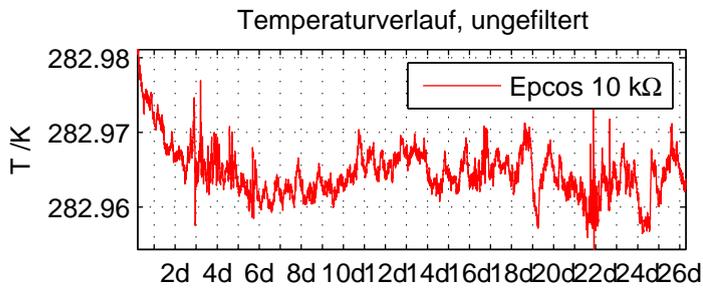
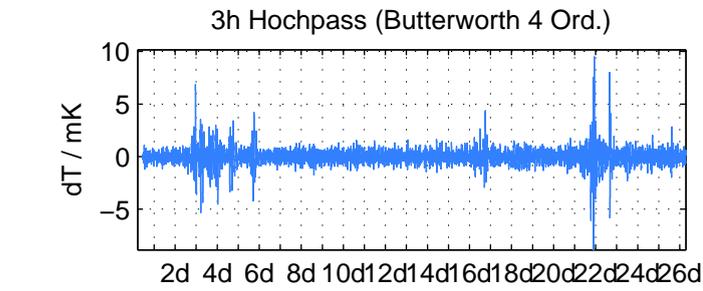
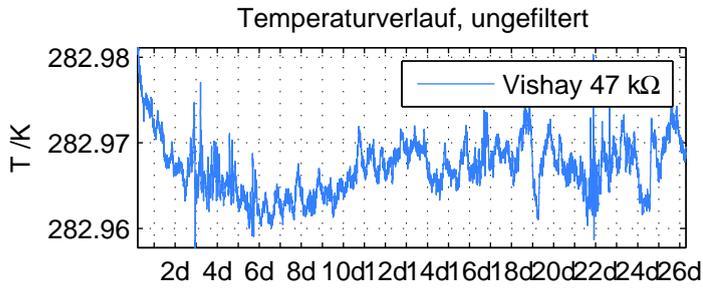
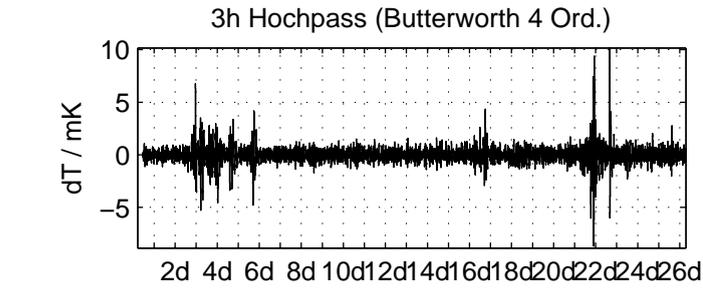
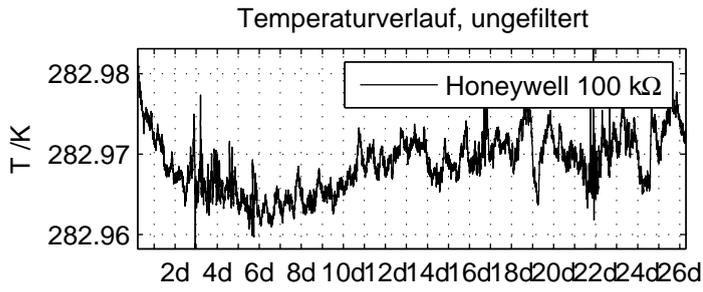
Kalibrierung: 7.6.2014 01:00 UT bis 7.6.2014 11:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	$RM S_{cal}/\text{mK}$
Honeywell 100 k Ω	5.1781	4.0688	2.4632	3.323	0.089678
Vishay 47 k Ω	3.8066	4.2517	2.7519	3.7107	0.089634
Epcos 10 k Ω	8.6755	4.1646	2.6931	4.2065	0.1038

Korrelationsanalyse: 7.6.2014 11:00 UT bis 03.07.2014 7:00 UT

Thermistor	$RM S_{ges}/\text{mK}$	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Honeywell 100 k Ω	0.099444	0.33725	0.10818	620	6	206
Vishay 47 k Ω	0.10539	0.23058	0.25025	620	6	206
Epcos 10 k Ω	0.19668	-0.43129	0.47925	620	6	206





A.8.

Messung: 3.7.2014 10:00 UT bis 09.07.2014 12:00 UT

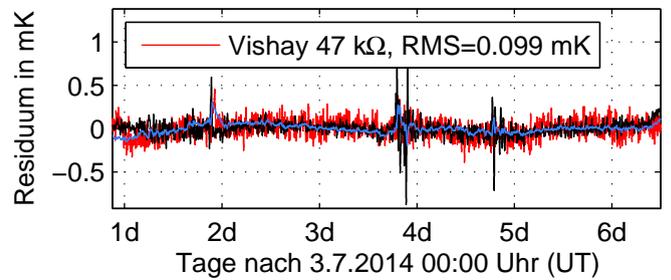
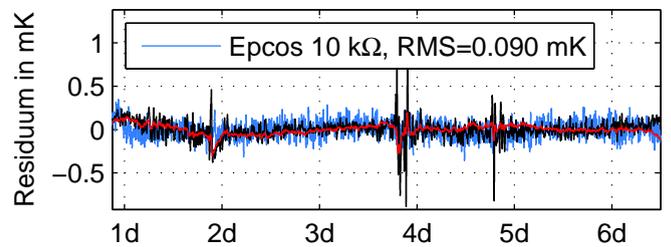
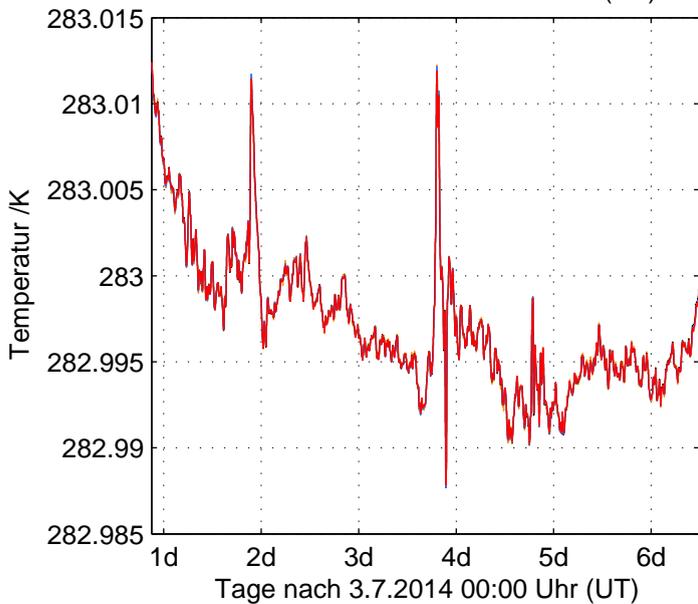
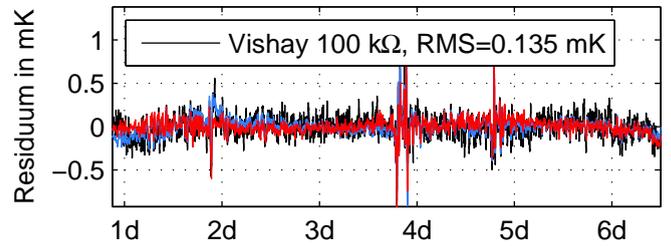
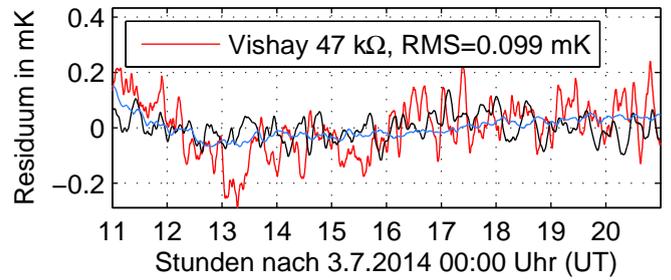
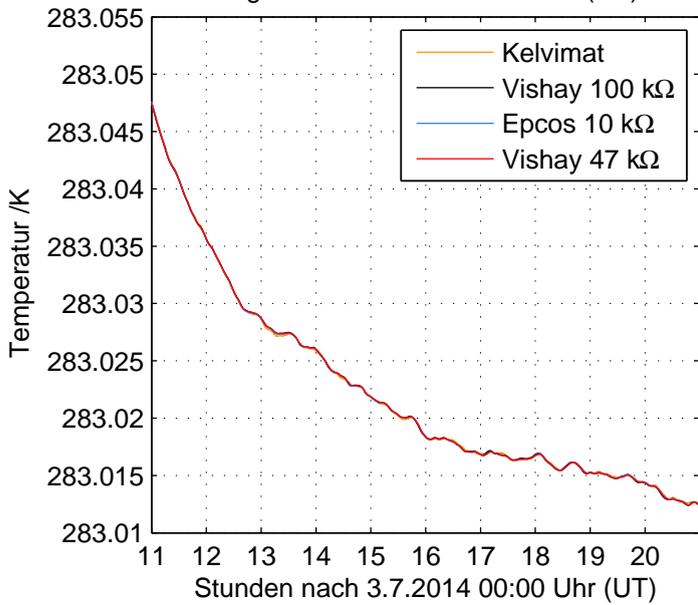
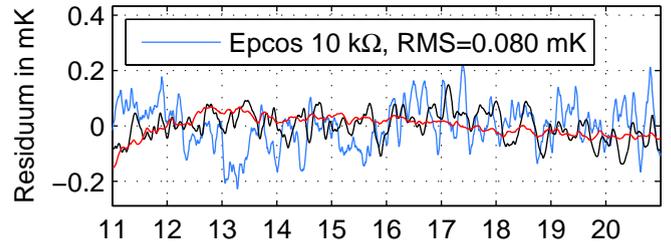
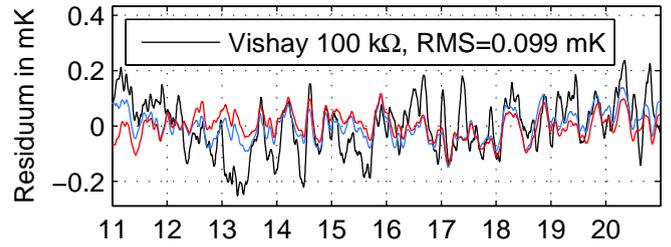
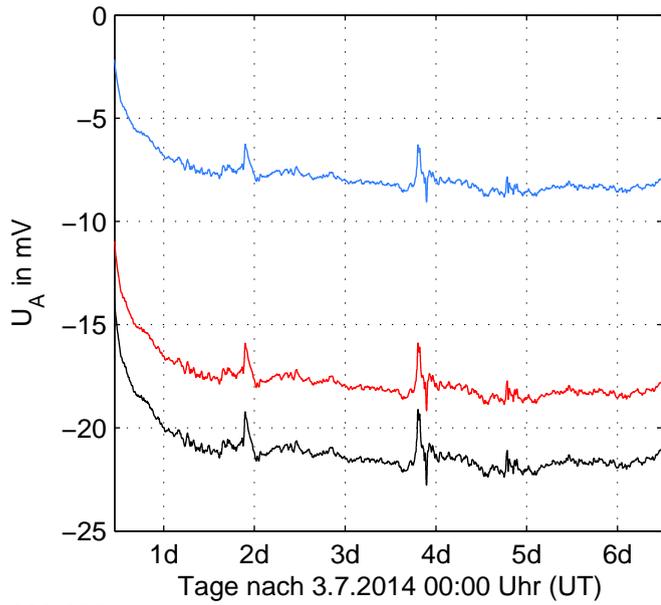
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	489	102
Epcos 10 k Ω	LX5	LX2	716	10
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	346	102

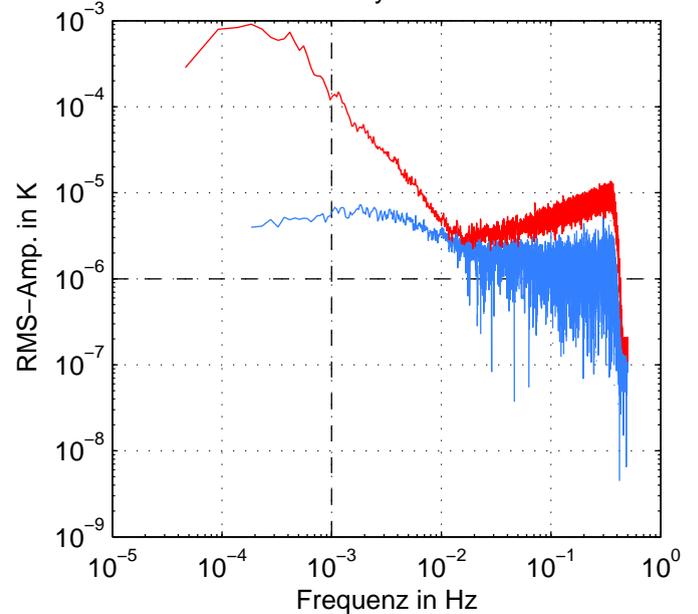
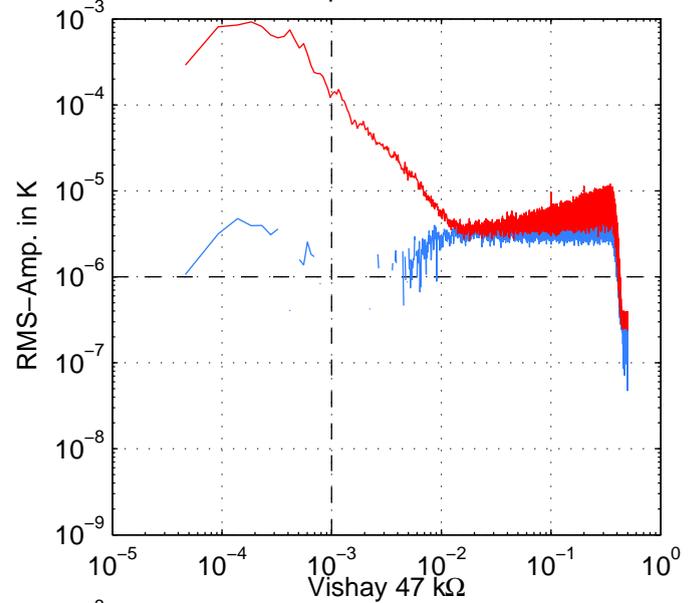
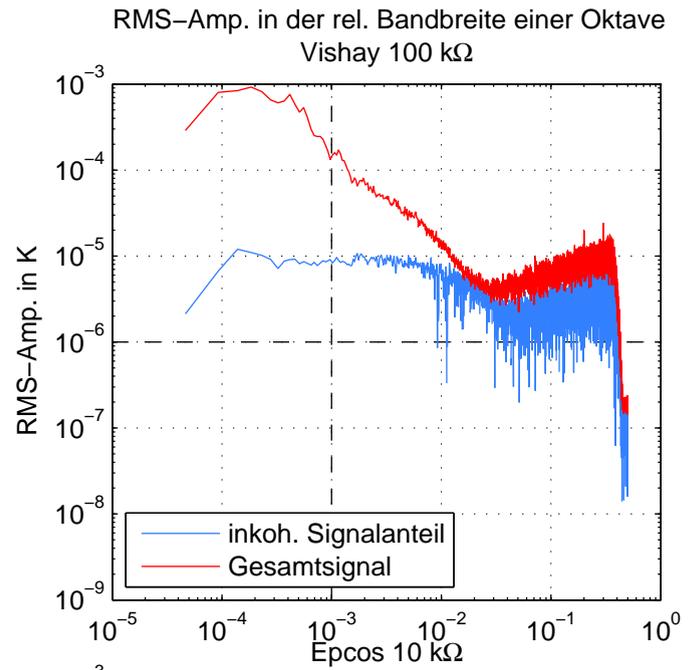
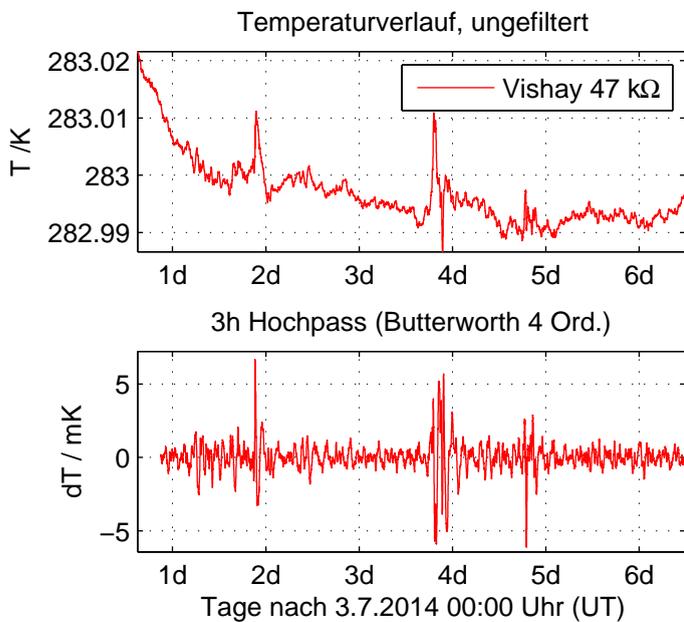
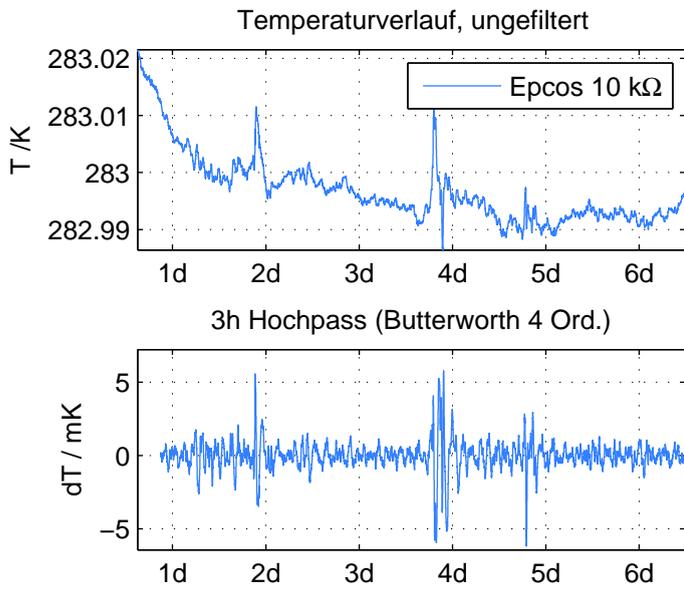
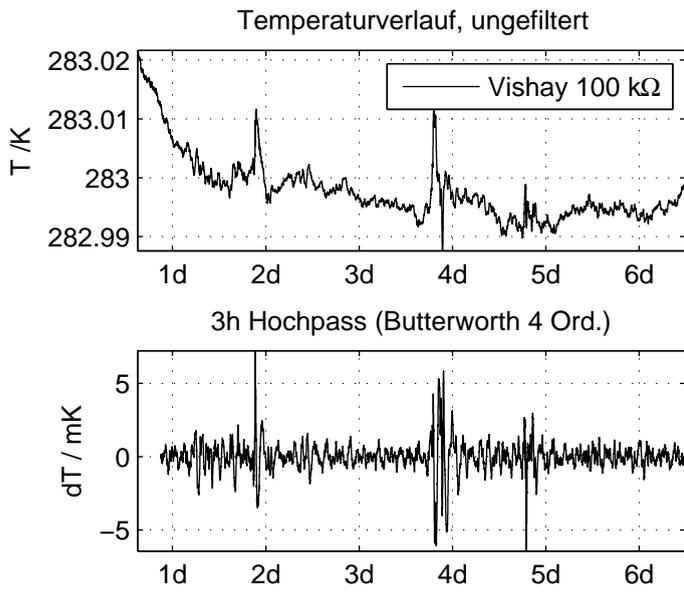
Kalibrierung: 3.7.2014 11:00 UT bis 3.7.2014 21:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	4.2303	1.2168	2.5378	0.99283	0.098951
Epcos 10 k Ω	8.2411	0.85453	2.7374	0.86342	0.07978
Vishay 47 k Ω	5.898	1.152	2.5681	1.0051	0.098989

Korrelationsanalyse: 3.7.2014 21:00 UT bis 09.07.2014 12:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.13507	0.048386	0.014416	135	6	44
Epcos 10 k Ω	0.089813	-0.55608	0.46884	135	6	44
Vishay 47 k Ω	0.098566	-0.36225	0.39071	135	6	44





A.9.

Messung: 11.7.2014 12:00 UT bis 22.07.2014 12:00 UT

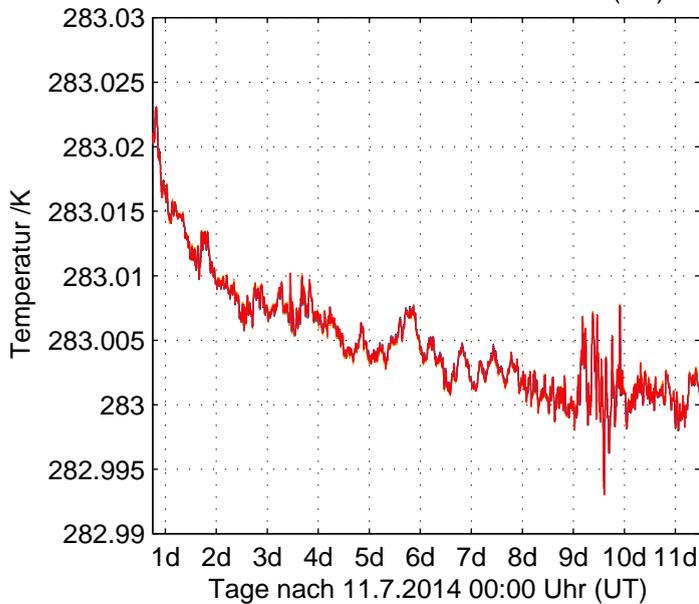
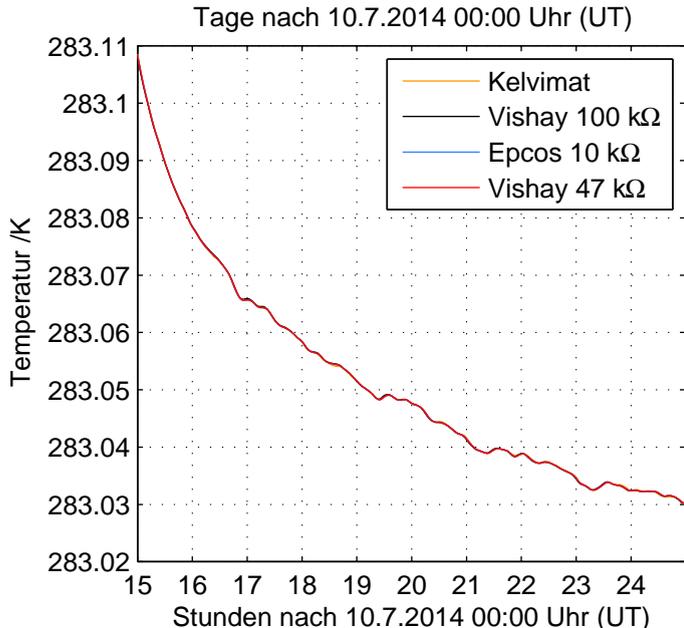
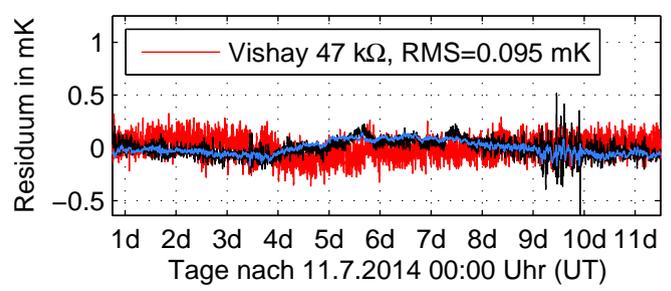
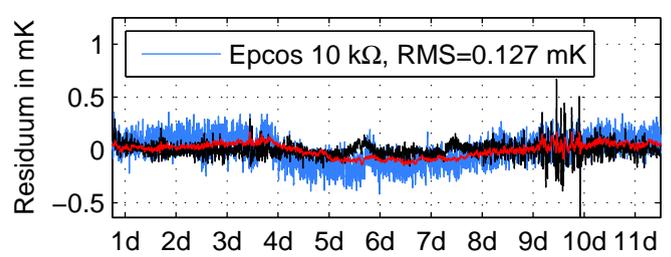
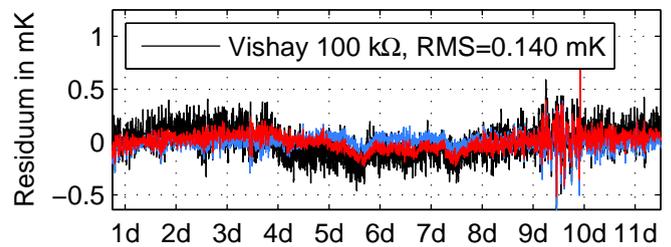
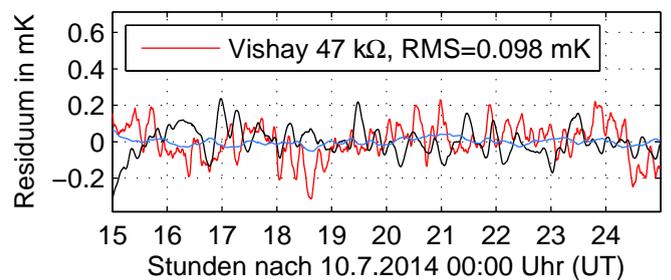
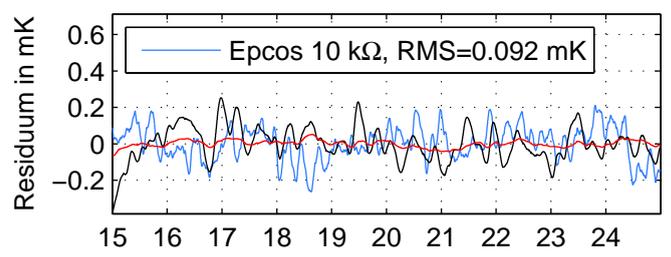
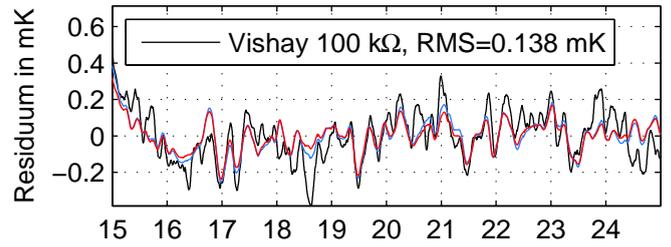
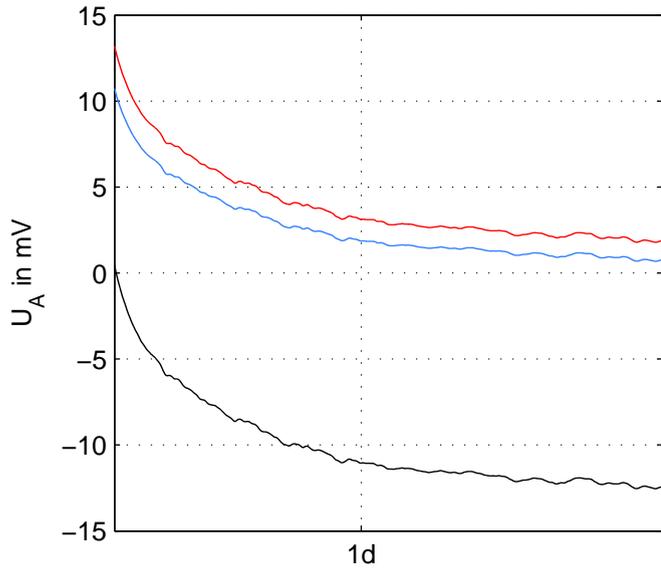
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	488	102
Epcos 10 k Ω	LX5	LX2	716	10
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	345	102

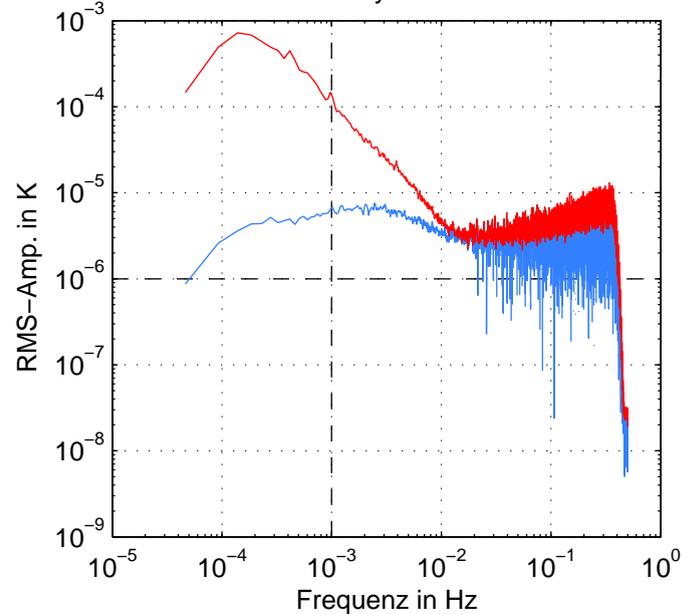
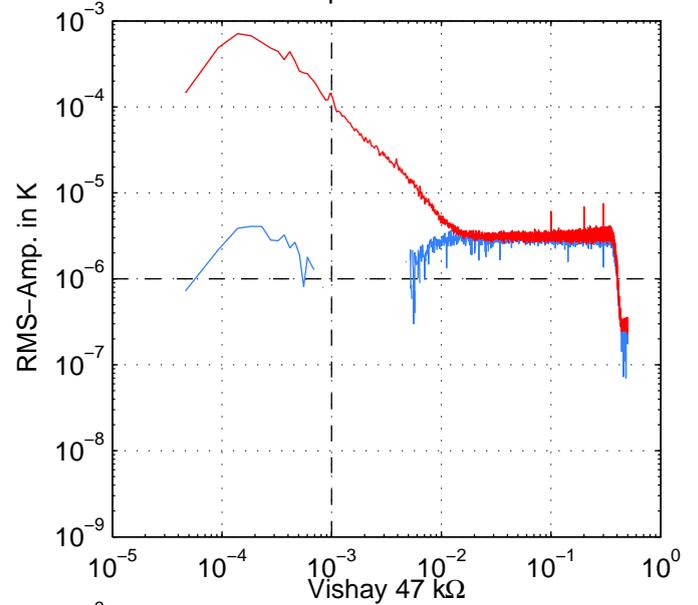
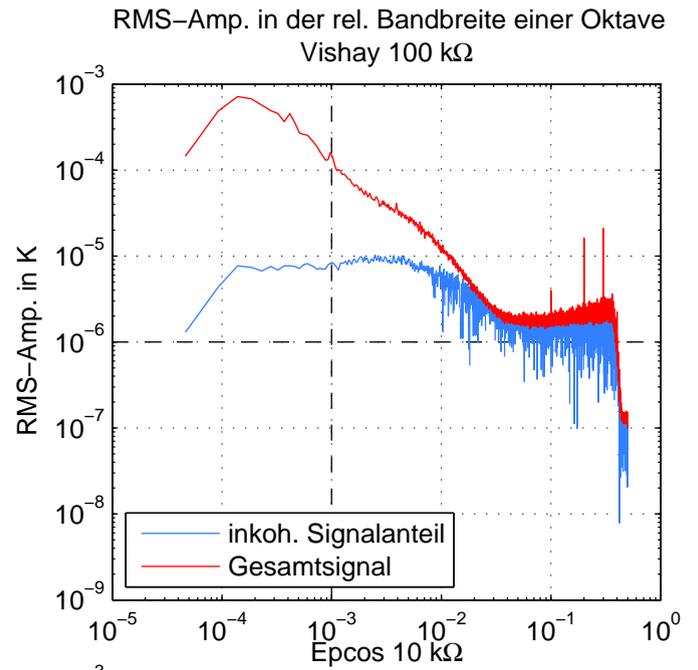
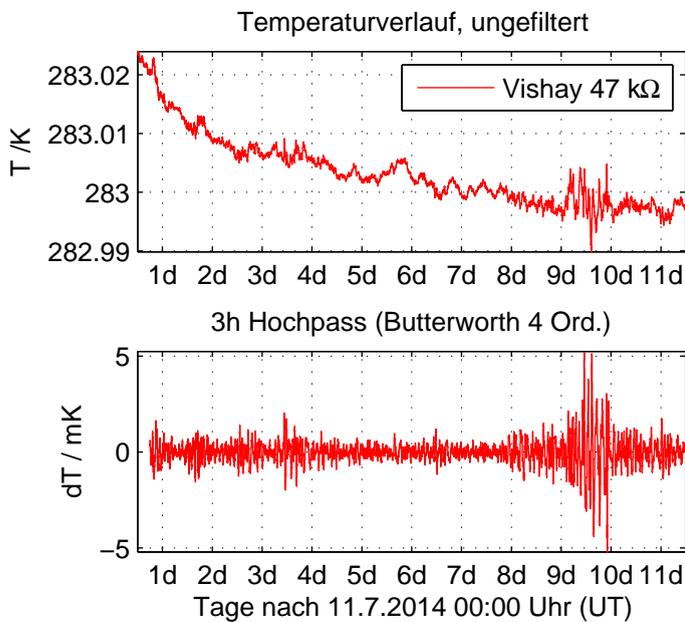
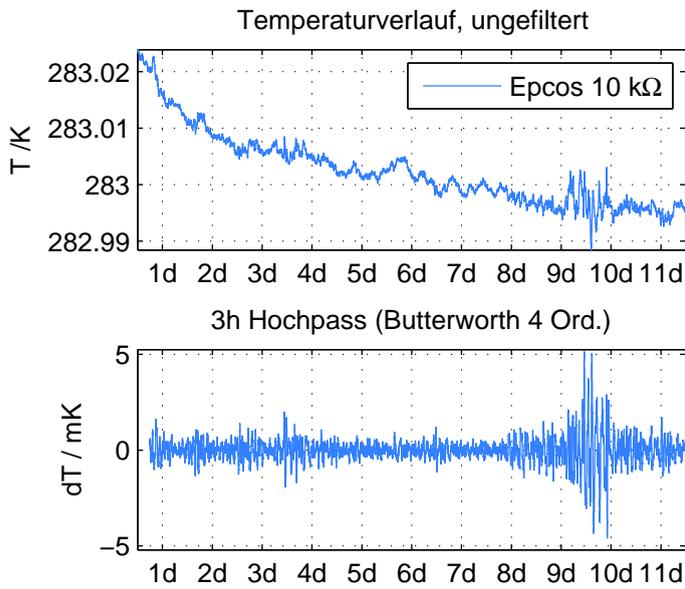
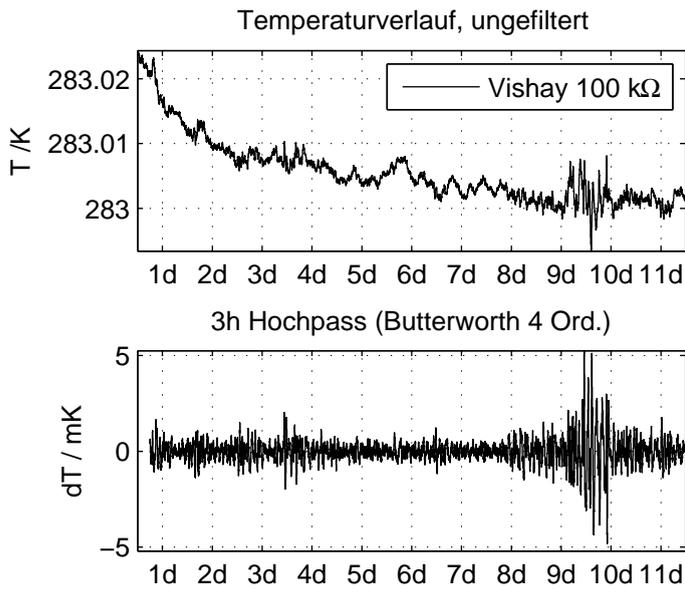
Kalibrierung: 10.7.2014 15:00 UT bis 11.7.2014 01:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	4.6888	0.77436	2.4999	0.63178	0.13847
Epcos 10 k Ω	8.8749	0.44574	2.6739	0.45054	0.092317
Vishay 47 k Ω	5.6711	0.53039	2.5882	0.46287	0.097984

Korrelationsanalyse: 11.7.2014 18:00 UT bis 22.07.2014 12:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.13985	0.003169	-0.045921	258	6	85
Epcos 10 k Ω	0.12738	-0.09268	0.48876	258	6	85
Vishay 47 k Ω	0.095092	-0.075816	0.32961	258	6	85





A.10.

Messung: 22.7.2014 15:00 UT bis 24.07.2014 12:00 UT

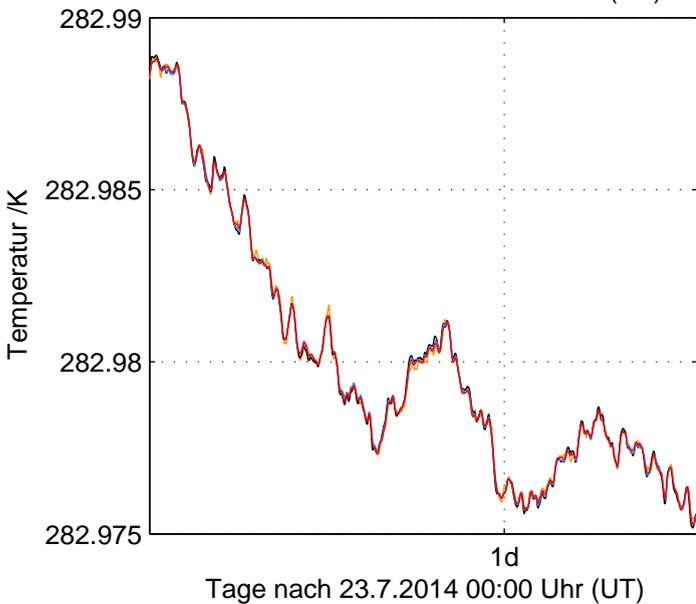
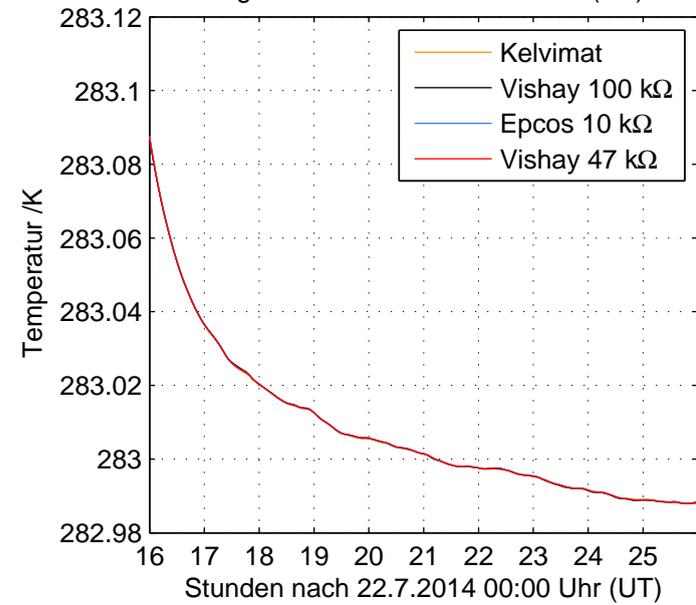
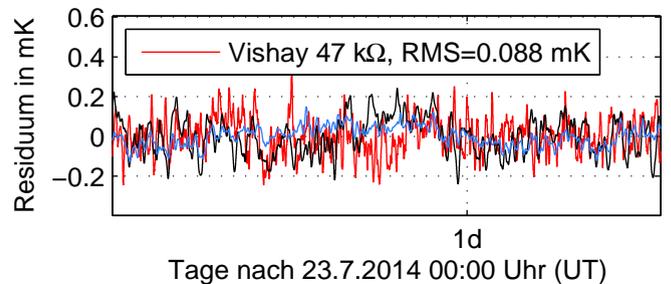
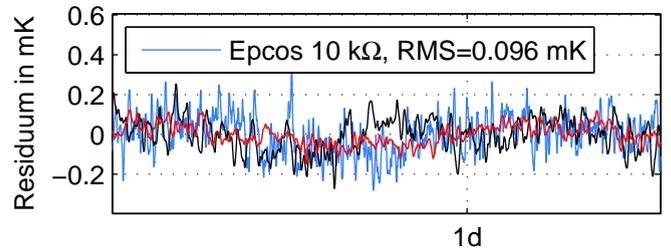
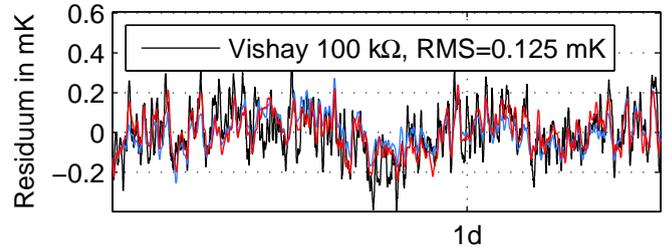
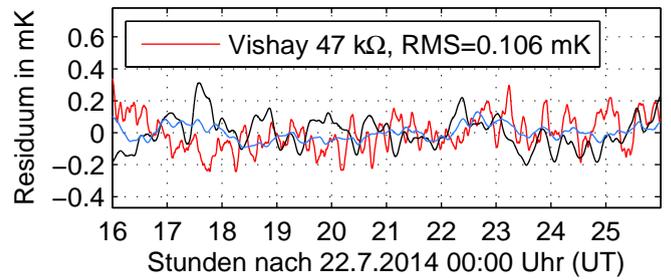
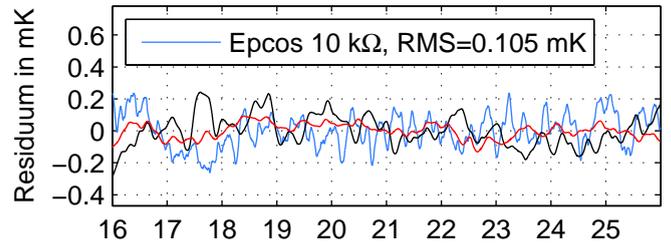
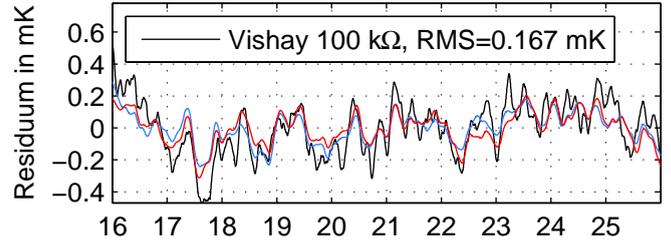
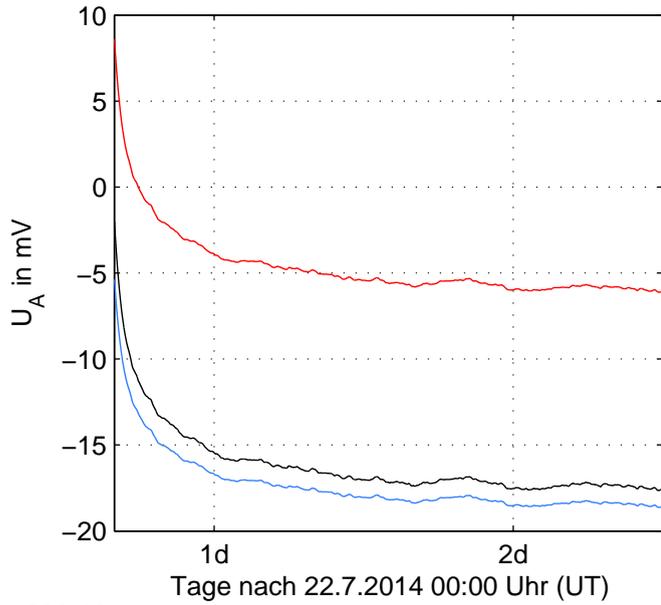
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	488	102
Epcos 10 k Ω	p1	LX2	716	1
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	345	102

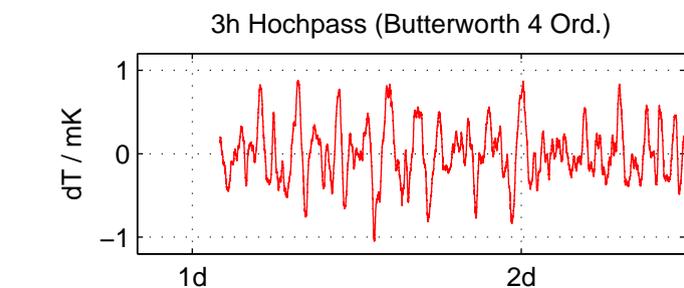
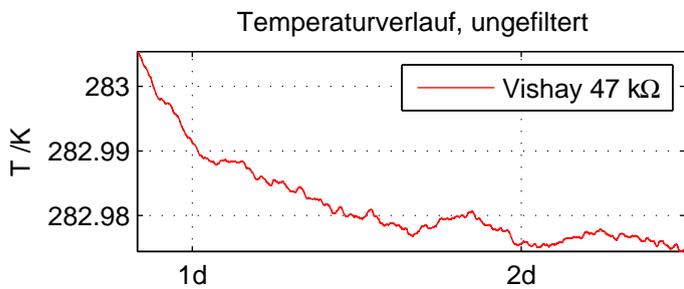
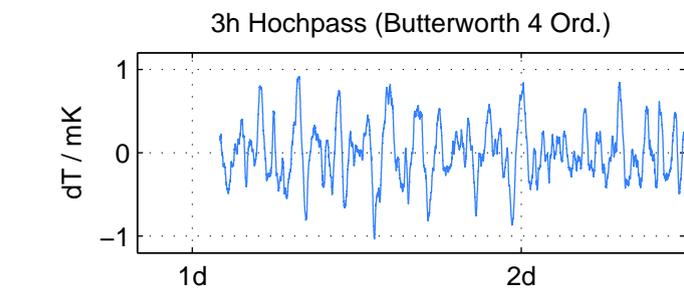
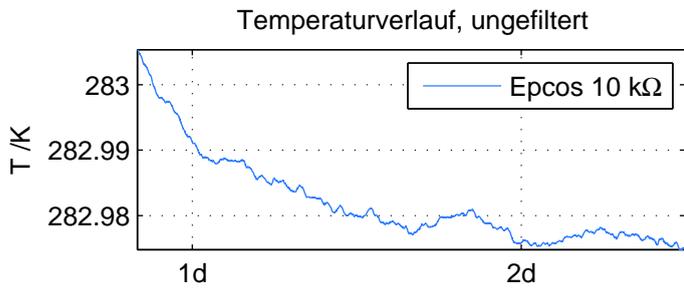
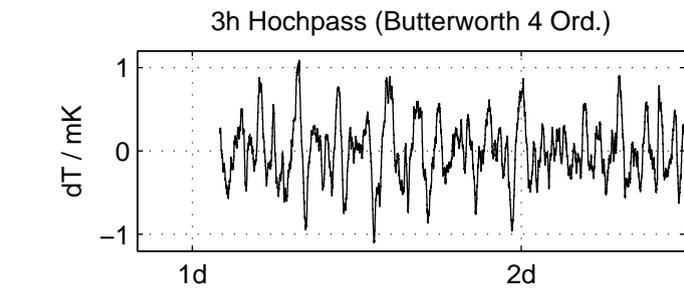
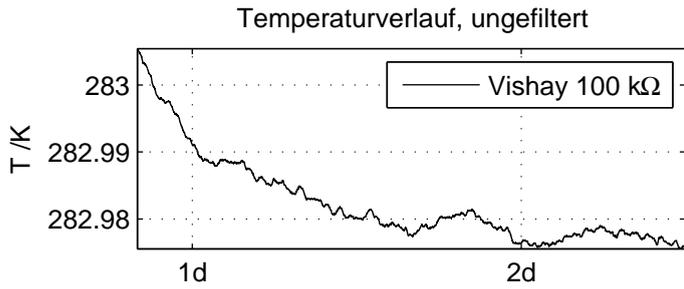
Kalibrierung: 22.7.2014 16:00 UT bis 23.7.2014 02:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	2.6052	0.89161	2.67	0.72734	0.1673
Epcos 10 k Ω	9.6717	0.43983	2.5919	0.44422	0.10525
Vishay 47 k Ω	5.663	0.51127	2.5888	0.44607	0.10582

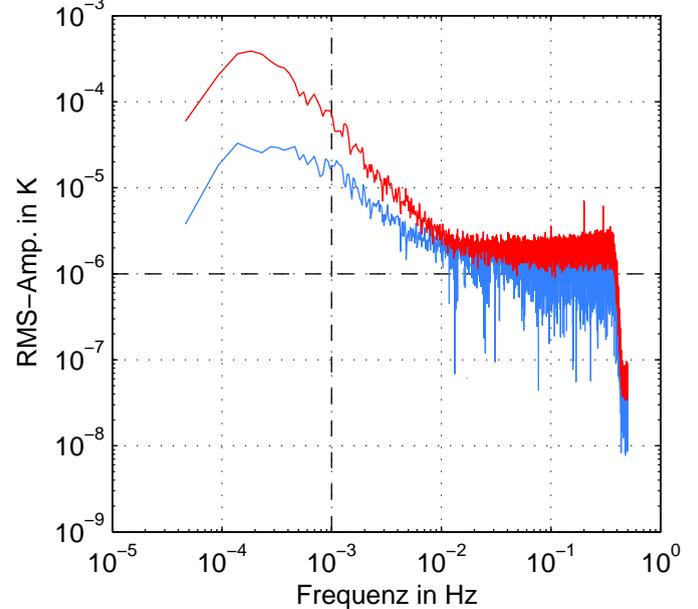
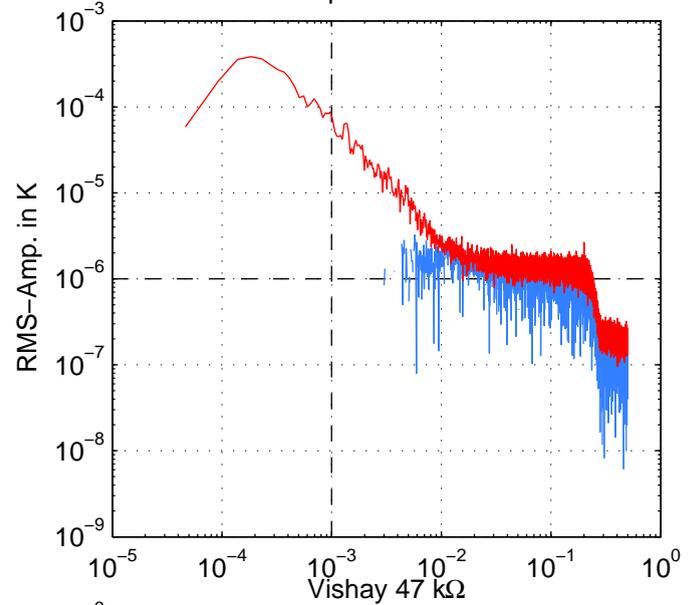
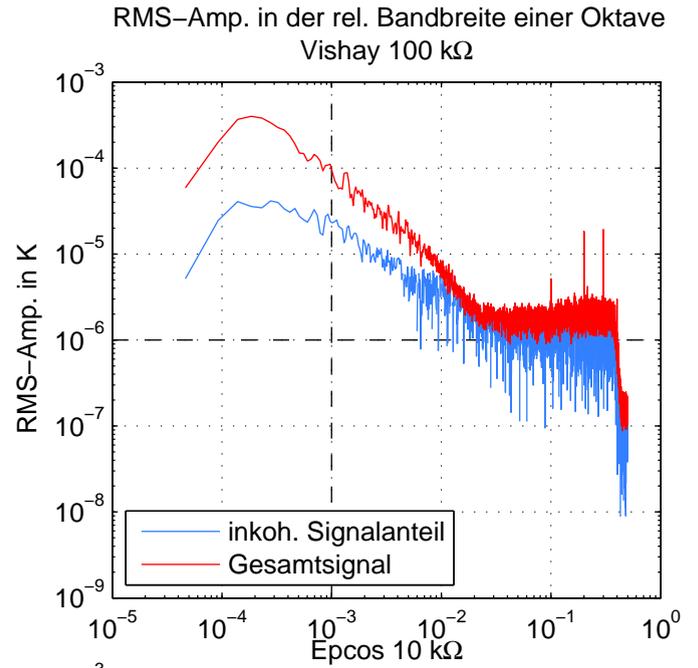
Korrelationsanalyse: 23.7.2014 02:00 UT bis 24.07.2014 12:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.1246	0.10294	-0.31907	34	6	10
Epcos 10 k Ω	0.09556	0.083642	0.27541	34	6	10
Vishay 47 k Ω	0.08764	0.15389	0.46992	34	6	10





Tage nach 22.7.2014 00:00 Uhr (UT)



A.11.

Messung: 14.8.2014 16:00 UT bis 24.08.2014 17:00 UT

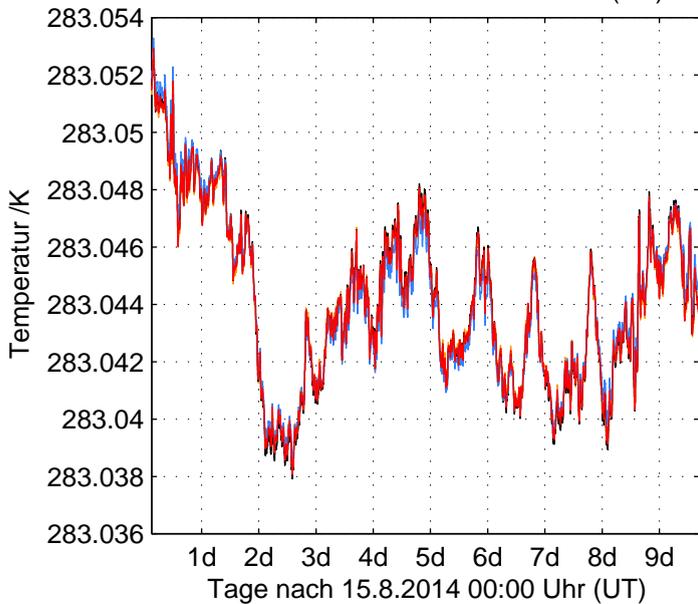
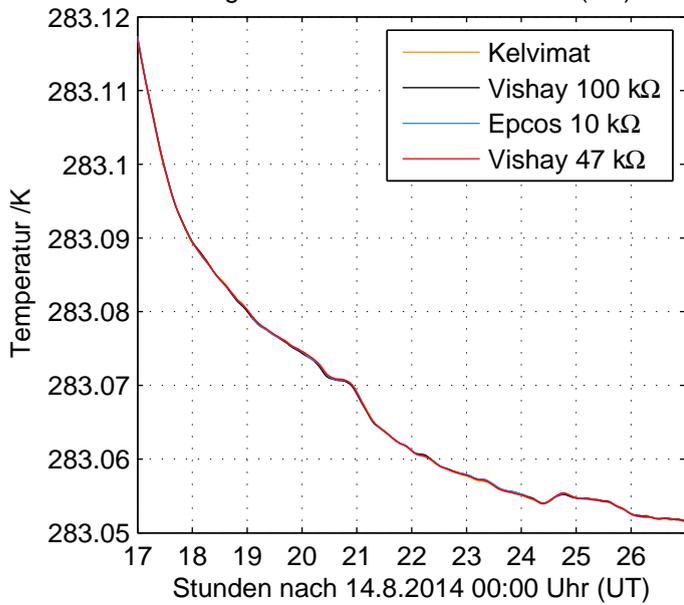
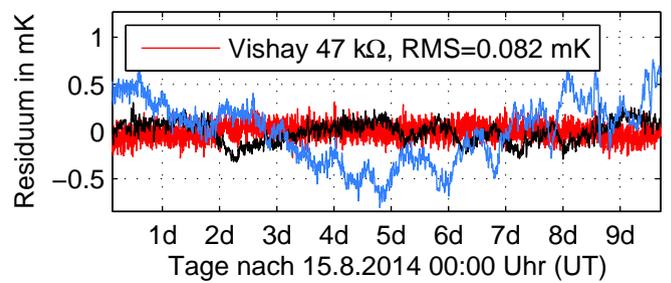
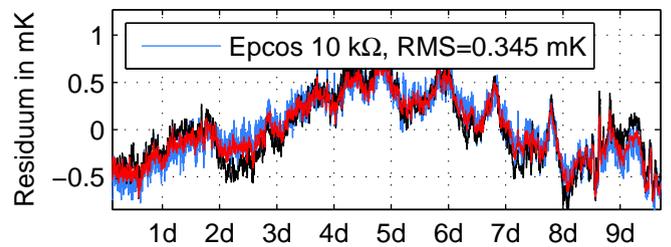
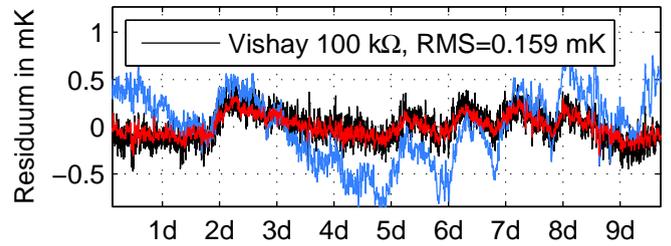
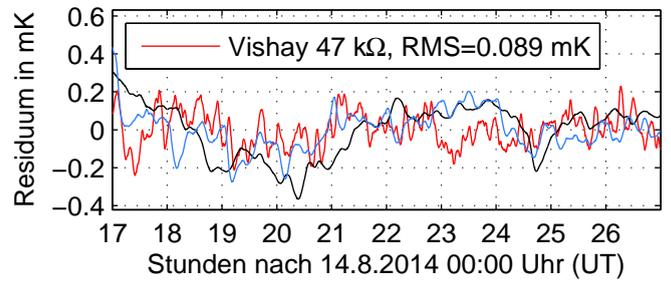
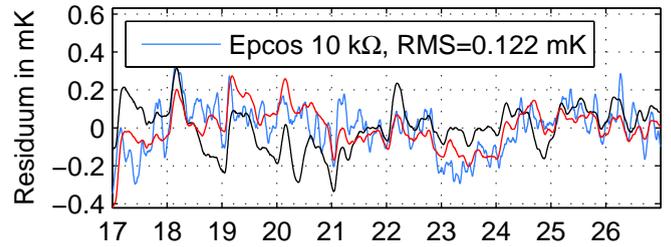
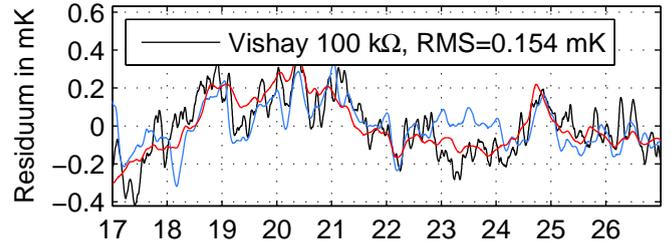
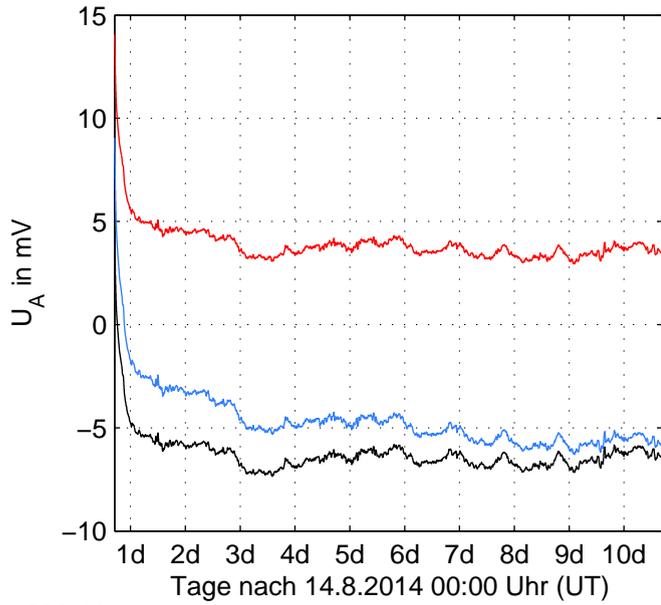
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	488	102
Epcos 10 k Ω	p1	LX2	732	1
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	345	102

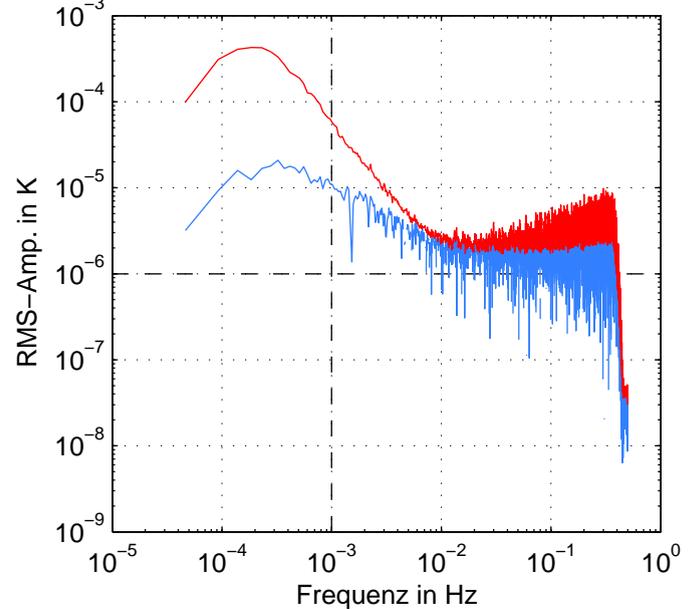
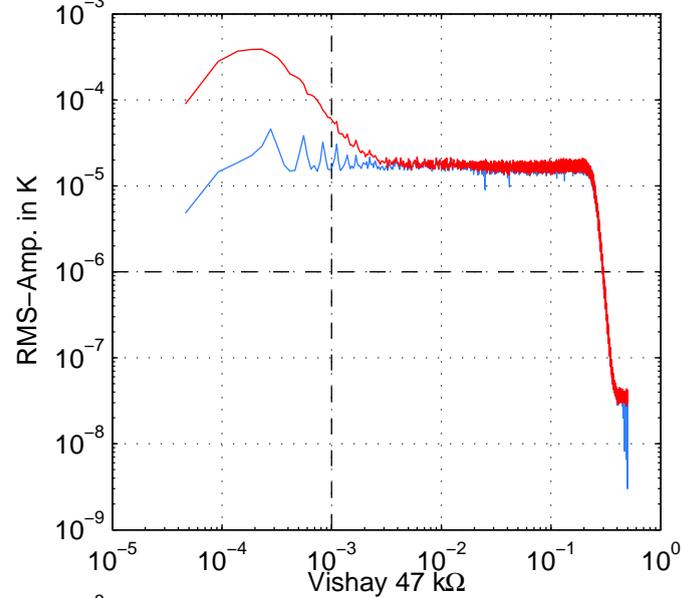
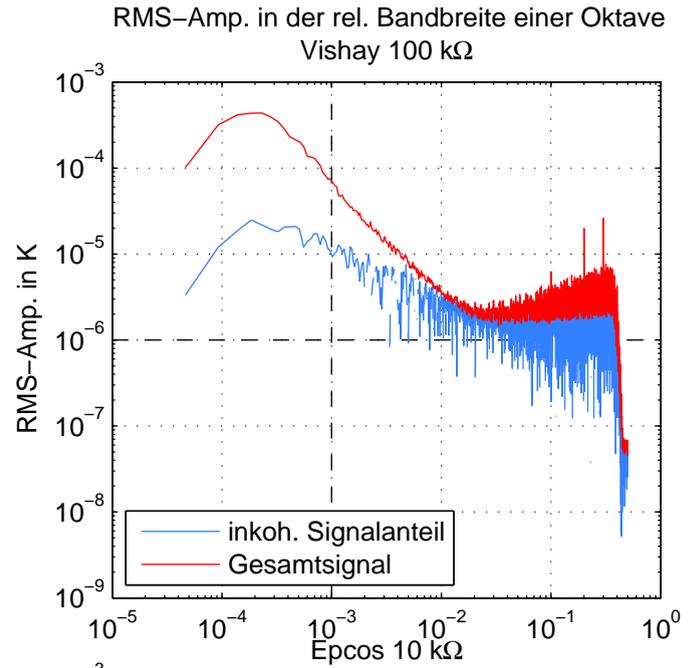
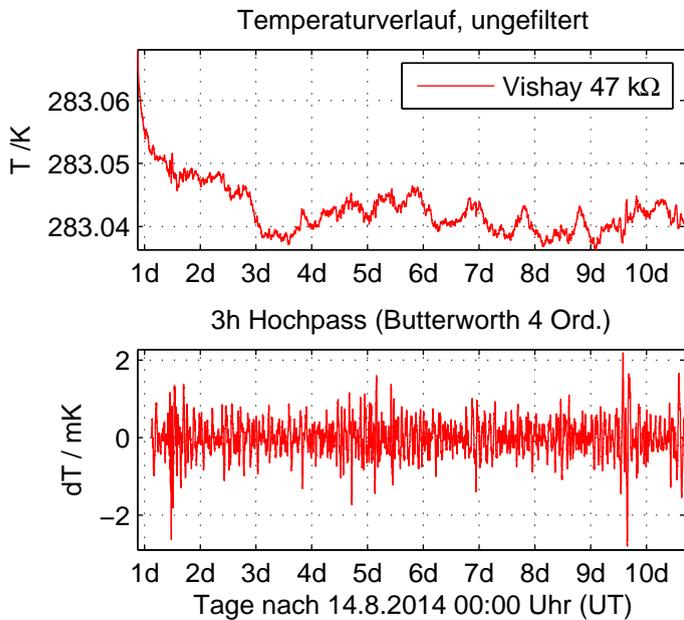
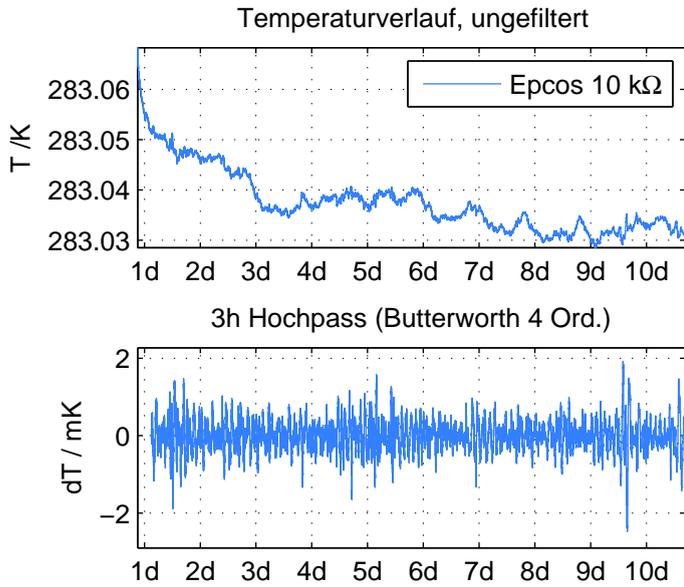
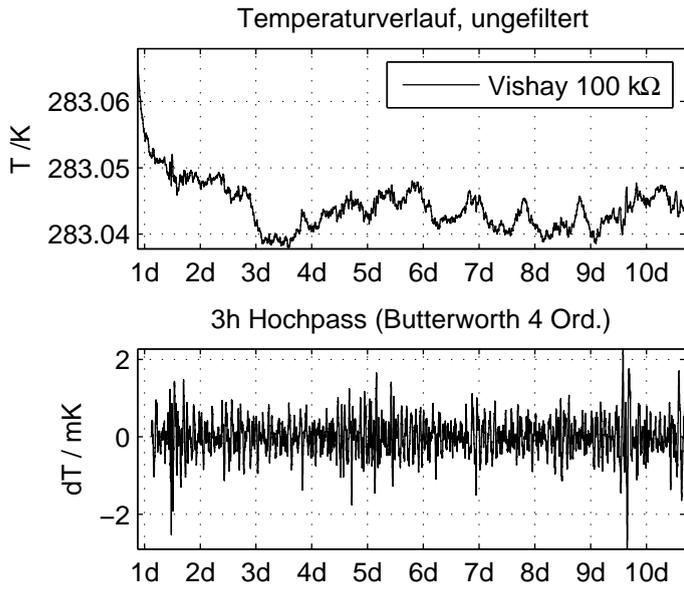
Kalibrierung: 14.8.2014 17:00 UT bis 15.8.2014 03:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	3.4793	1.0607	2.5988	0.86549	0.15405
Epcos 10 k Ω	18.1398	0.45297	1.7512	0.46151	0.12191
Vishay 47 k Ω	5.6059	0.57482	2.5939	0.50166	0.089464

Korrelationsanalyse: 15.8.2014 03:00 UT bis 24.08.2014 17:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.15941	0.047324	0.028138	230	6	76
Epcos 10 k Ω	0.34479	0.46823	1.3277	230	6	76
Vishay 47 k Ω	0.081997	0.073993	0.33265	230	6	76





A.12.

Messung: 25.8.2014 13:00 UT bis 03.09.2014 21:00 UT

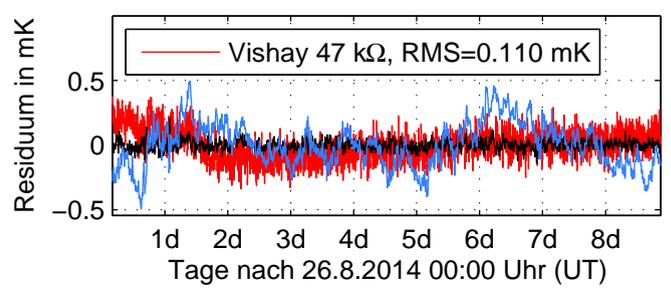
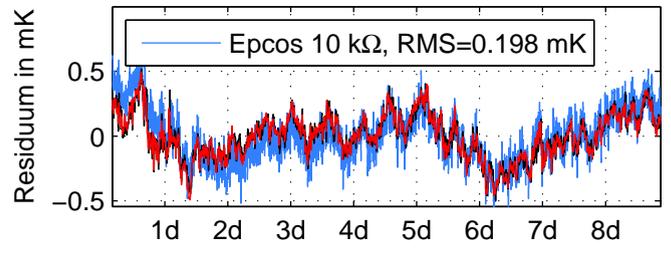
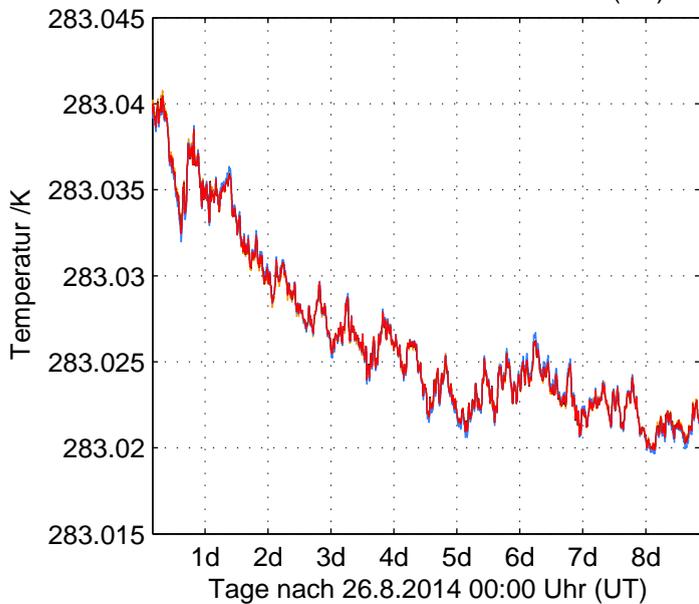
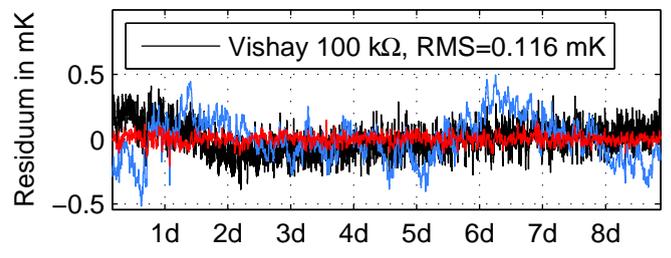
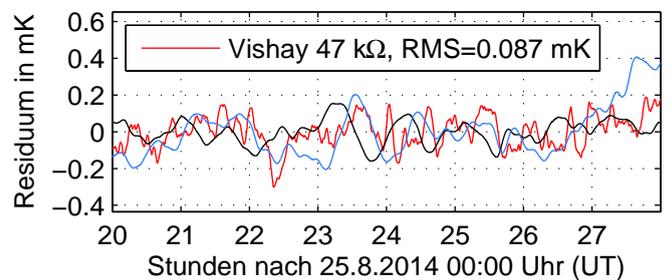
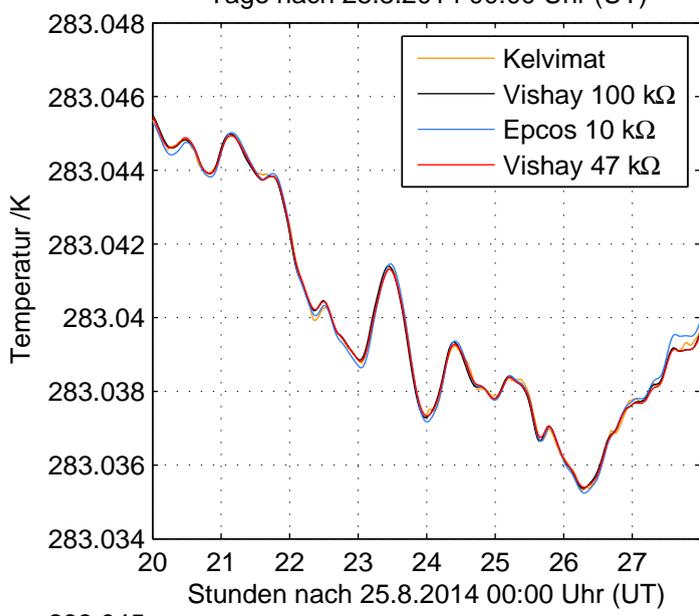
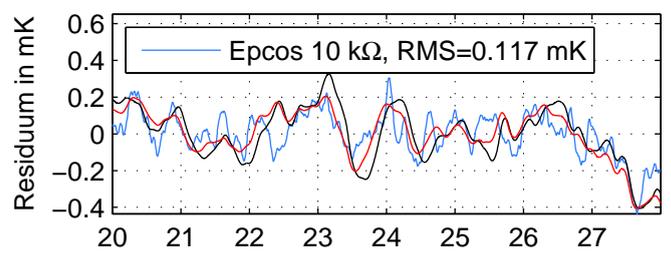
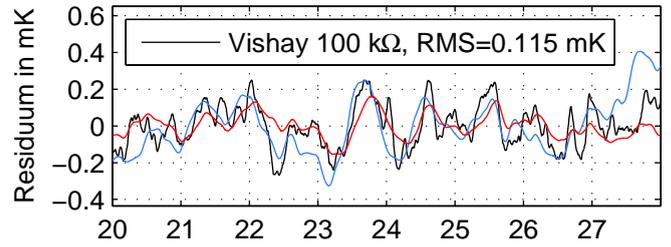
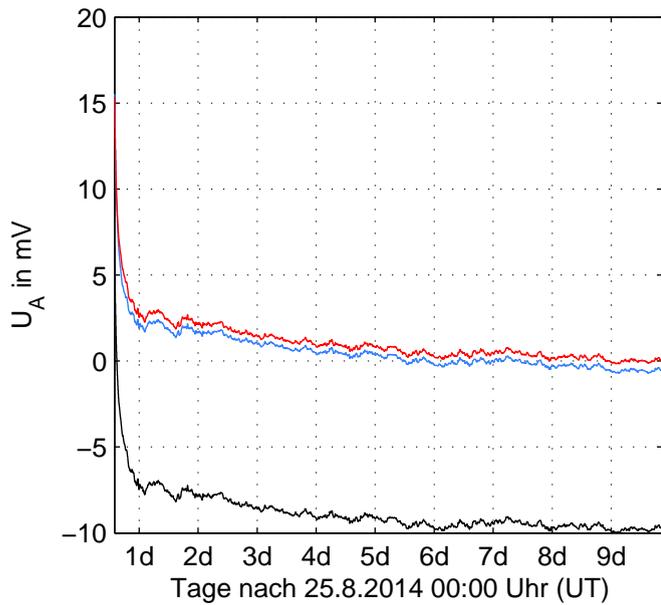
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	488	102
Epcos 10 k Ω	p0	LX2	715	1
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	345	102

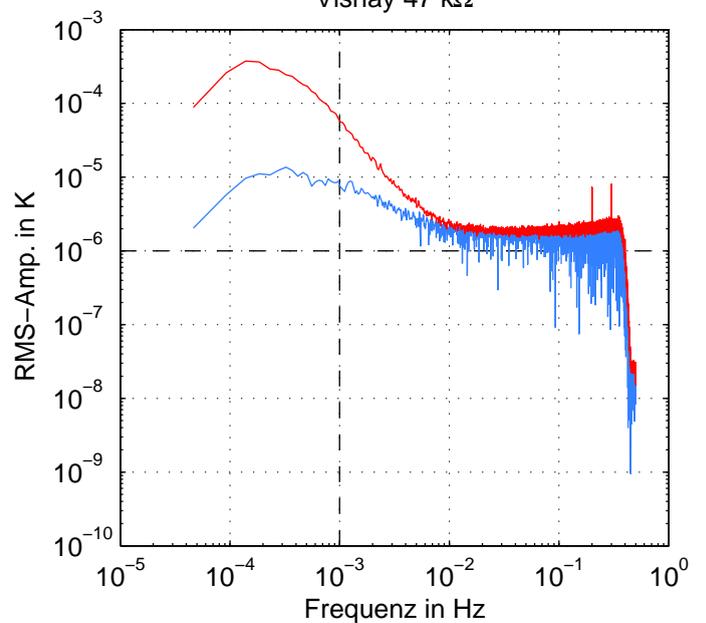
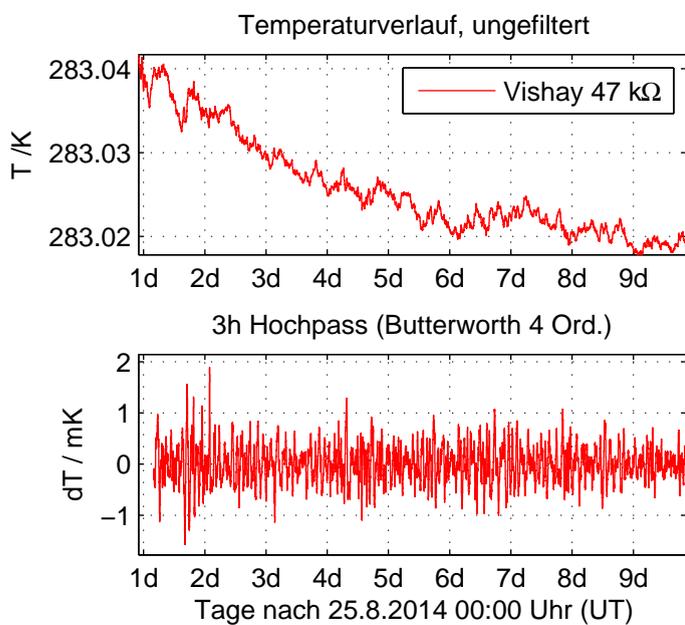
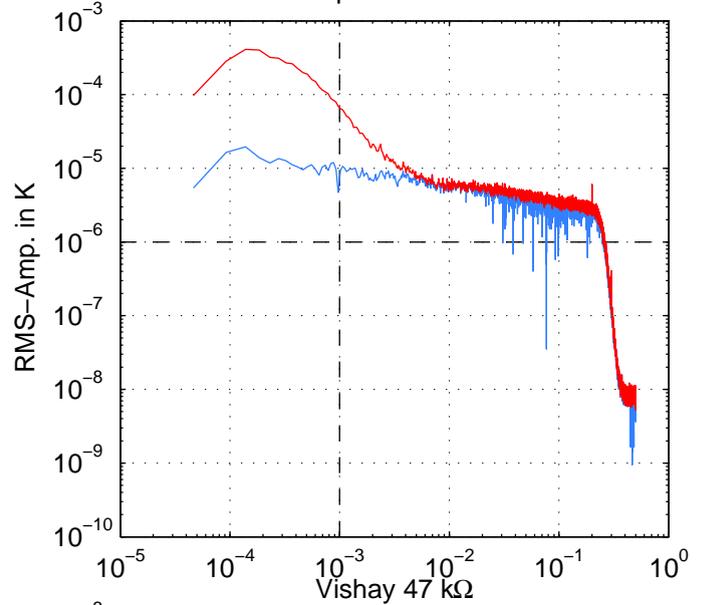
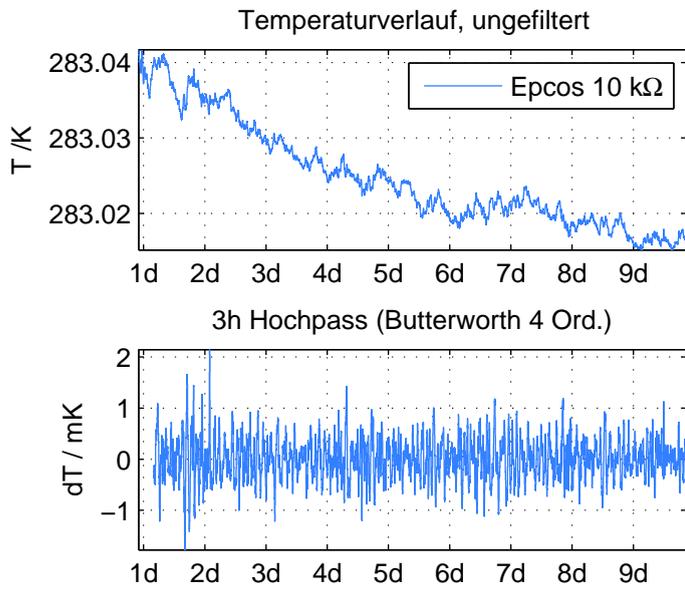
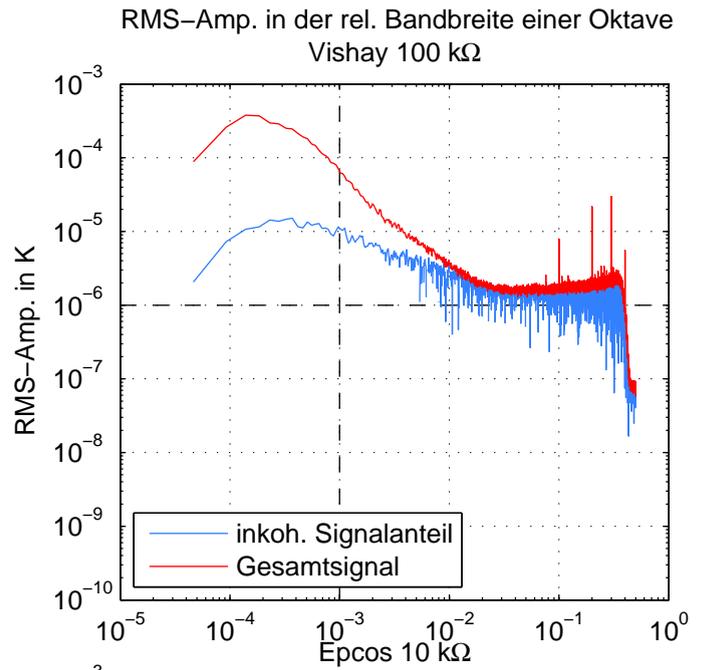
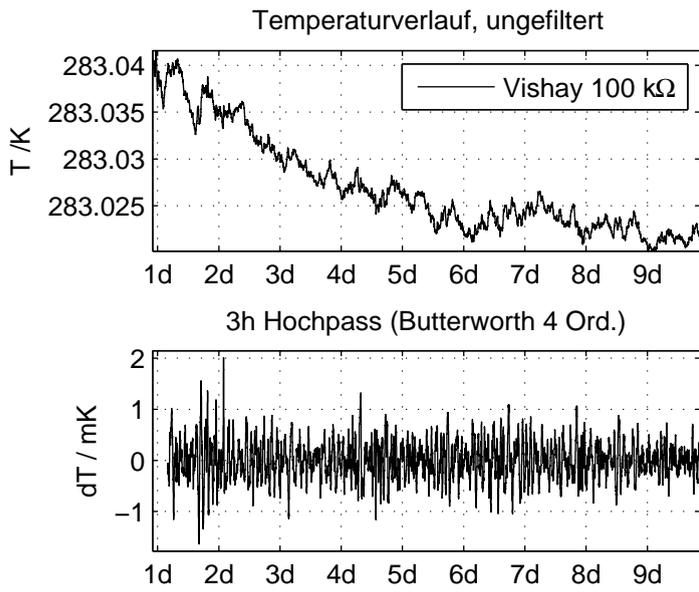
Kalibrierung: 25.8.2014 20:00 UT bis 26.8.2014 04:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	4.578	4.5637	2.5091	3.7235	0.11534
Epcos 10 k Ω	7.9243	4.1145	2.7686	4.1564	0.11668
Vishay 47 k Ω	6.2051	3.2649	2.5415	2.849	0.087152

Korrelationsanalyse: 26.8.2014 04:00 UT bis 03.09.2014 21:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.11622	-0.17343	-0.018478	209	6	69
Epcos 10 k Ω	0.19763	-0.90448	0.65286	209	6	69
Vishay 47 k Ω	0.10973	-0.18226	0.27119	209	6	69





A.13.

Messung: 18.9.2014 15:00 UT bis 24.09.2014 13:00 UT

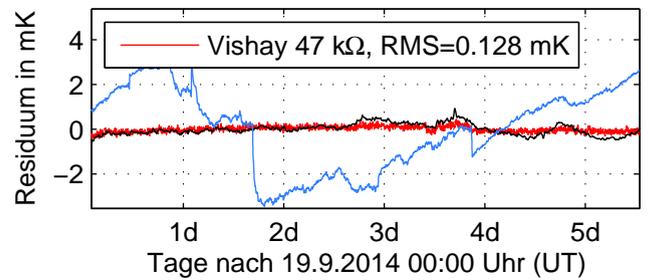
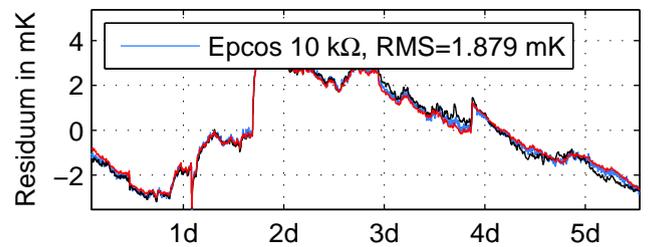
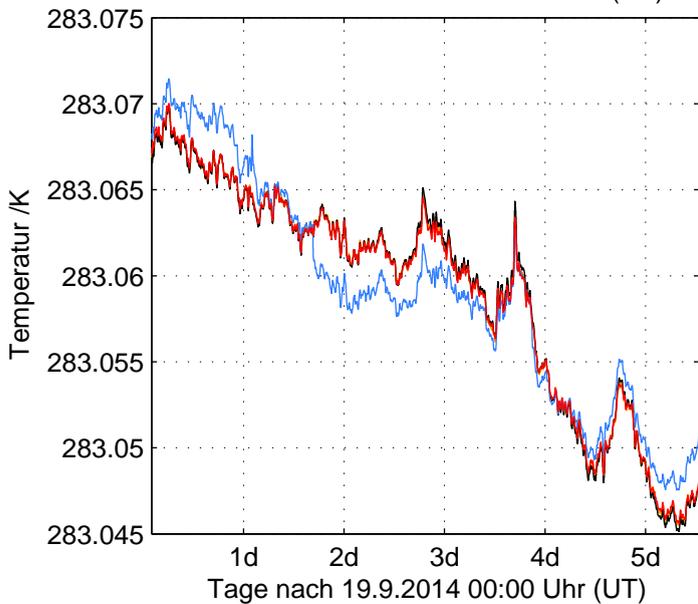
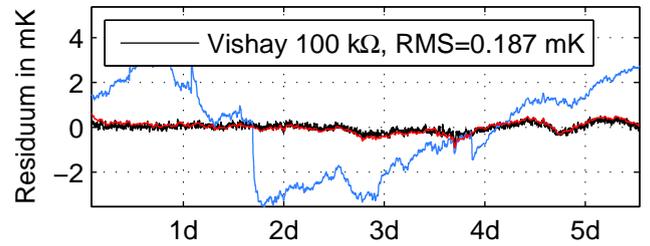
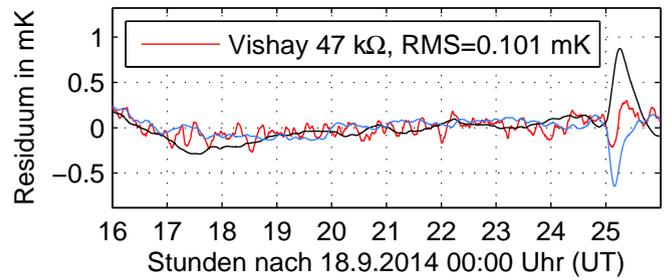
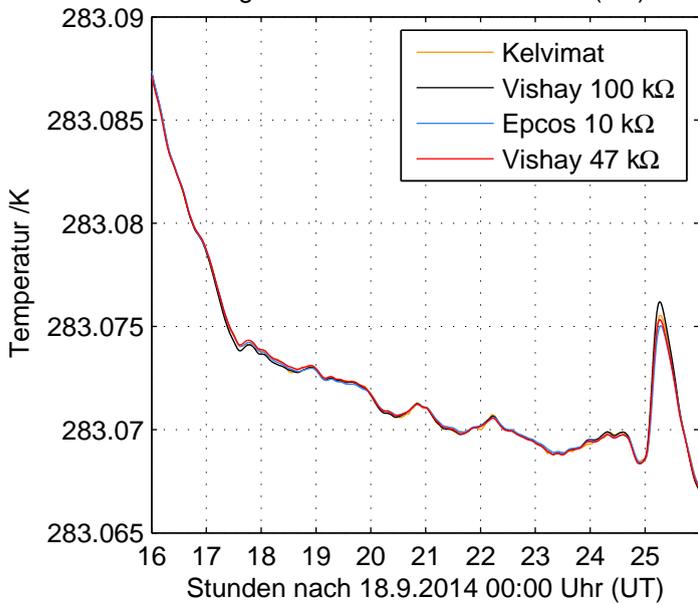
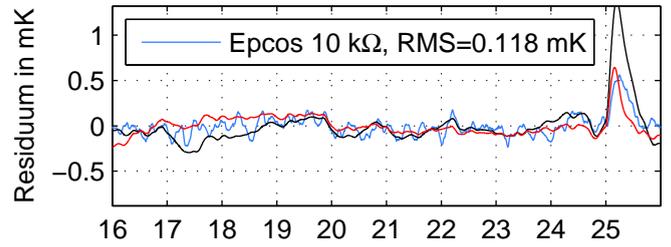
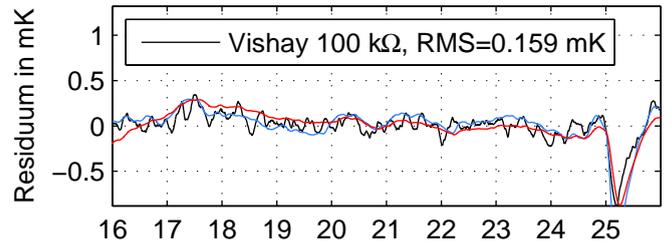
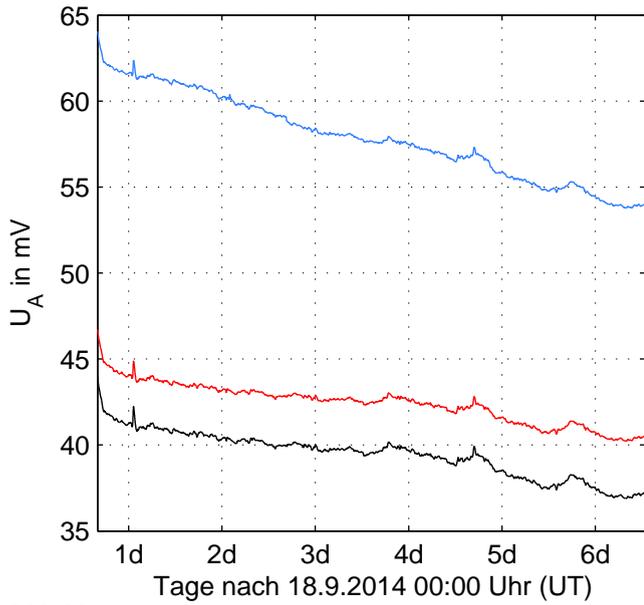
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	485	102
Epcos 10 k Ω	p0	LX2	711	1
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	342	102

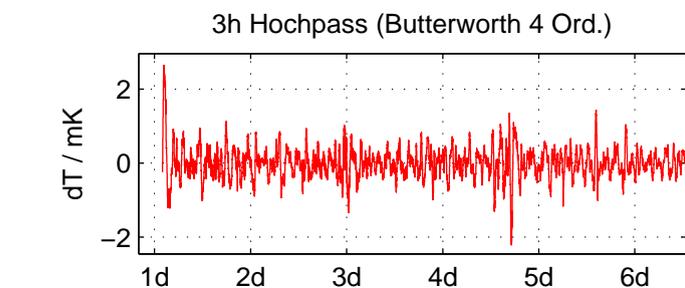
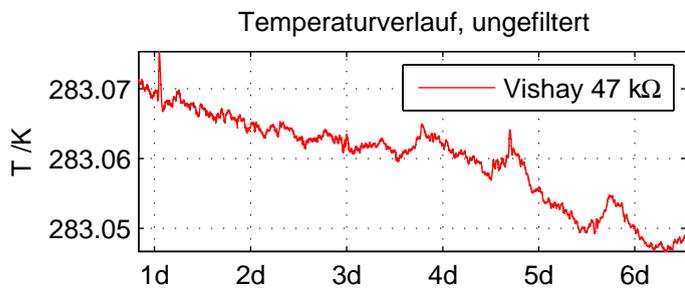
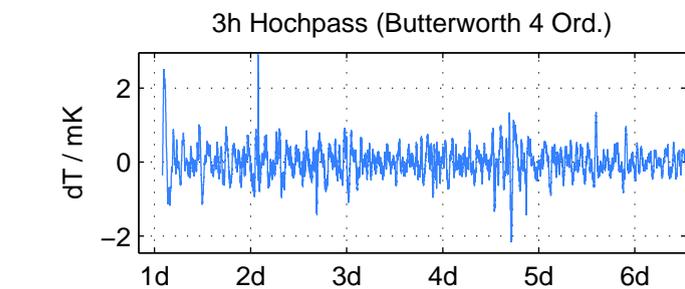
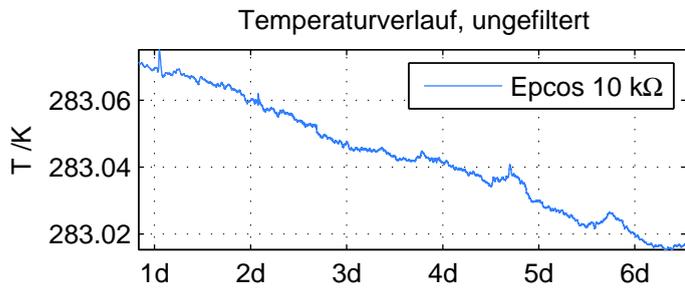
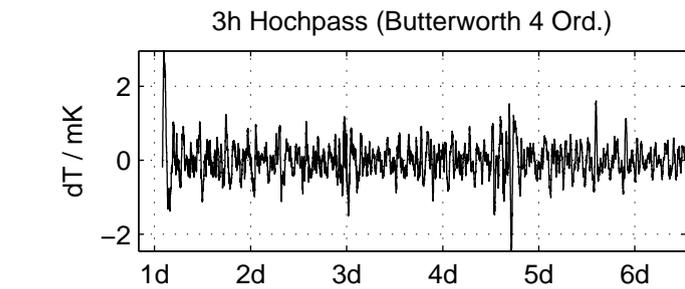
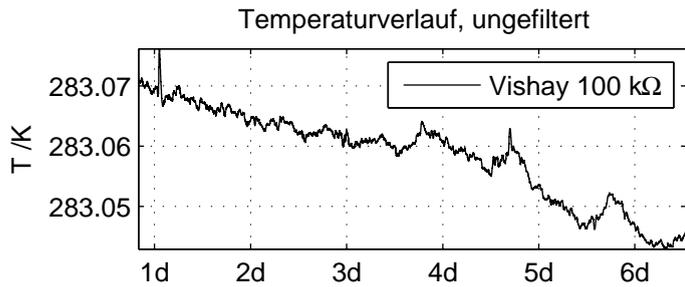
Kalibrierung: 18.9.2014 16:00 UT bis 19.9.2014 02:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	1.9912	4.445	2.7206	3.6277	0.15921
Epcos 10 k Ω	11.6487	2.3466	2.3927	2.3713	0.11837
Vishay 47 k Ω	6.4119	2.45	2.5234	2.1381	0.10122

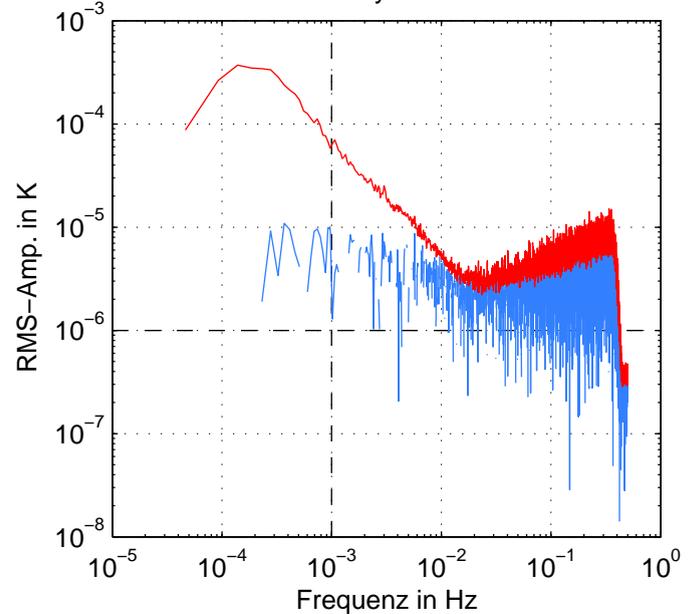
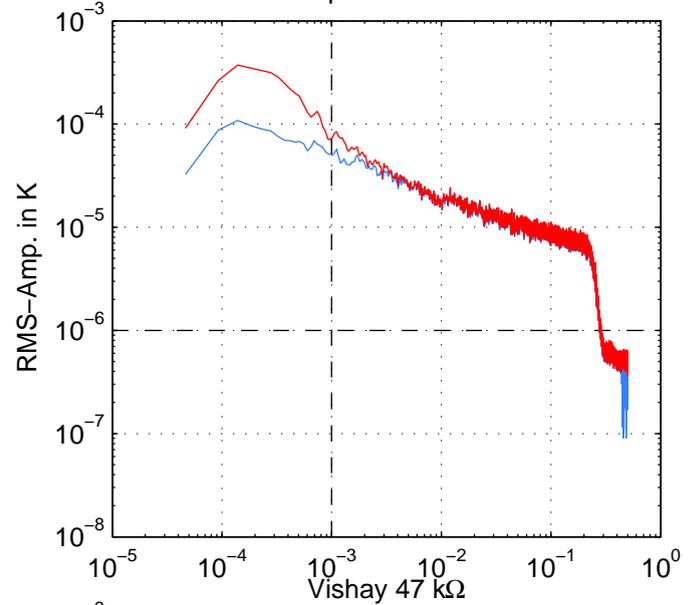
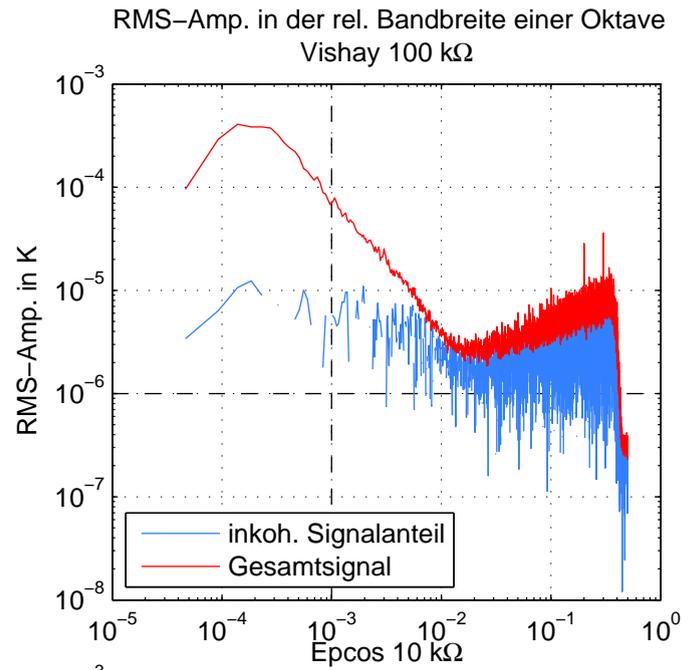
Korrelationsanalyse: 19.9.2014 02:00 UT bis 24.09.2014 13:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.18663	-0.18491	0.44187	131	6	43
Epcos 10 k Ω	1.8788	0.59746	5.9235	131	6	43
Vishay 47 k Ω	0.12843	0.36862	-0.27793	131	6	43





Tage nach 18.9.2014 00:00 Uhr (UT)



A.14.

Messung: 24.9.2014 14:00 UT bis 07.10.2014 8:00 UT

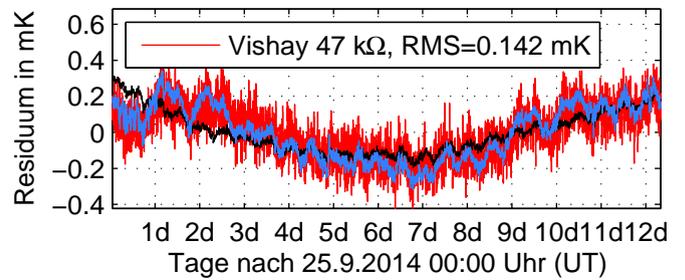
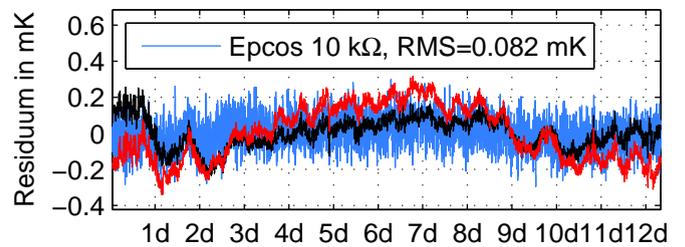
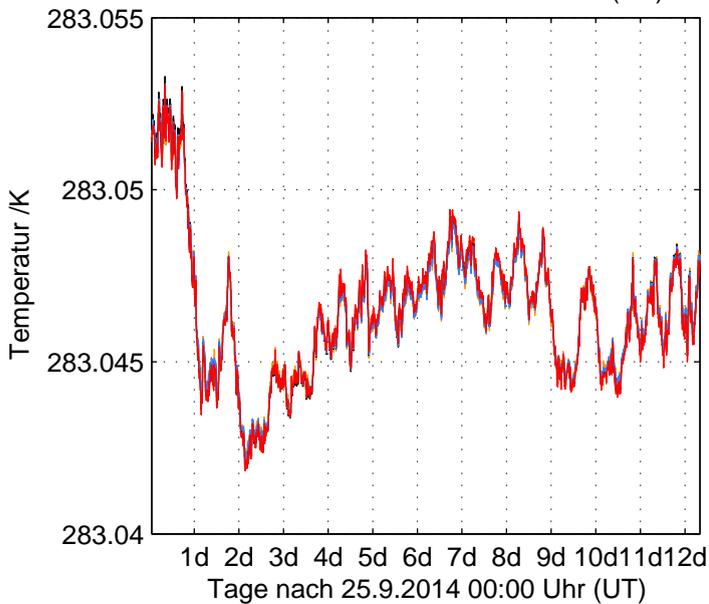
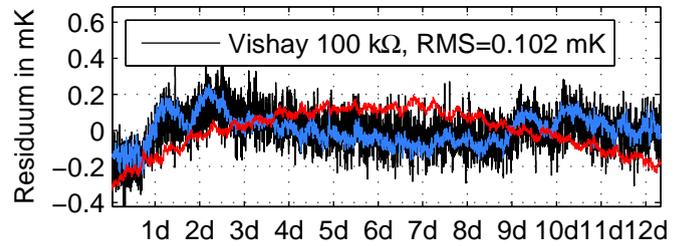
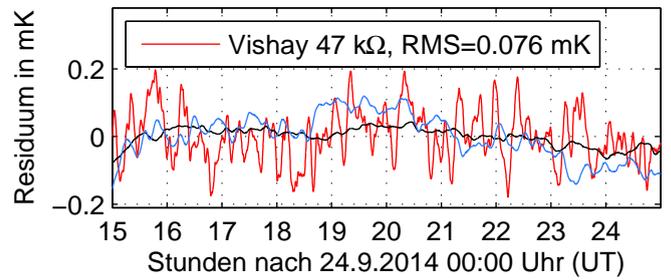
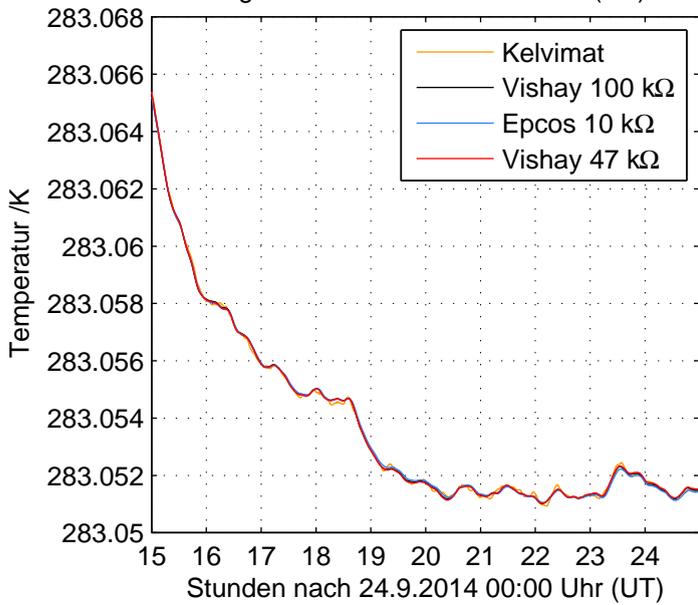
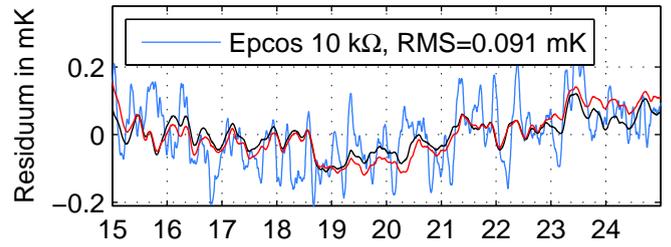
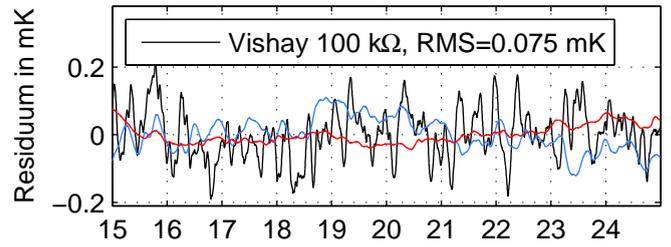
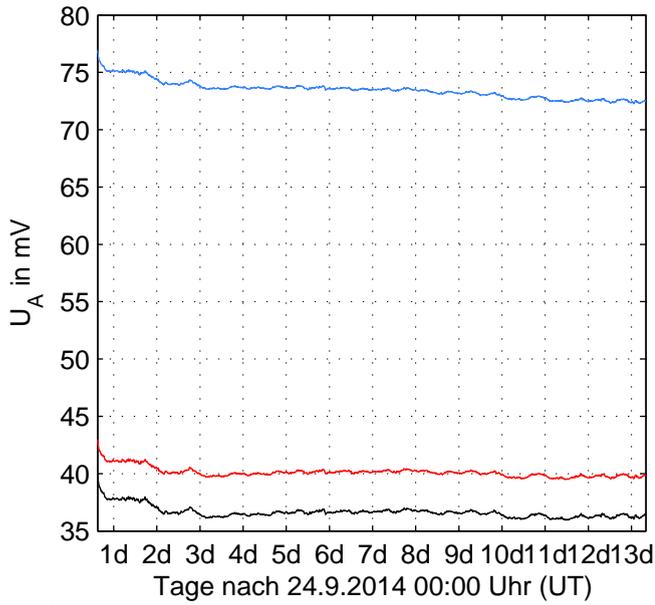
Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	485	102
Epcos 10 k Ω	LX5	LX2	711	1
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	342	102

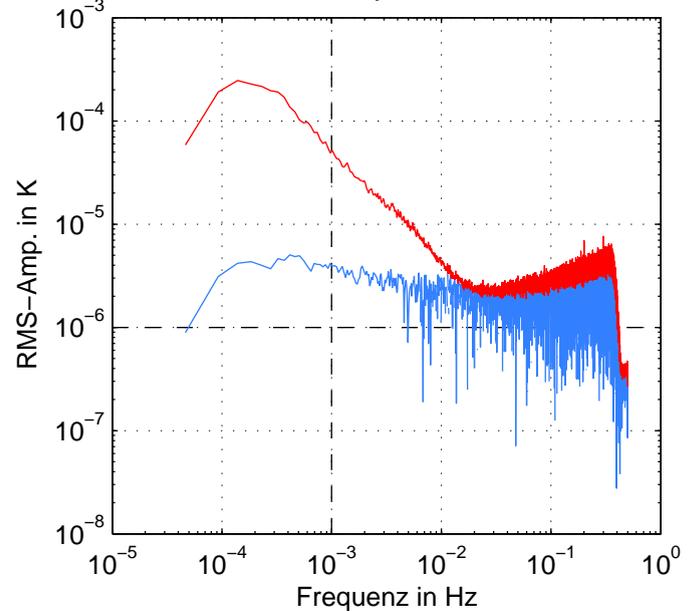
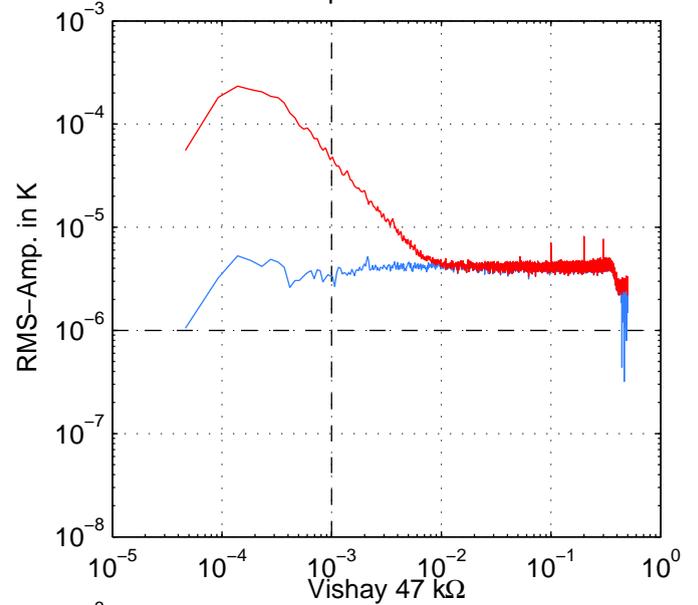
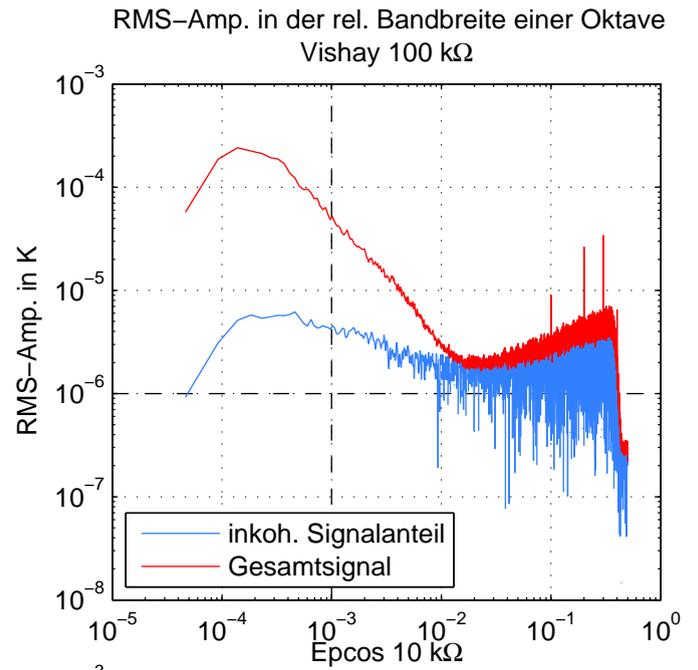
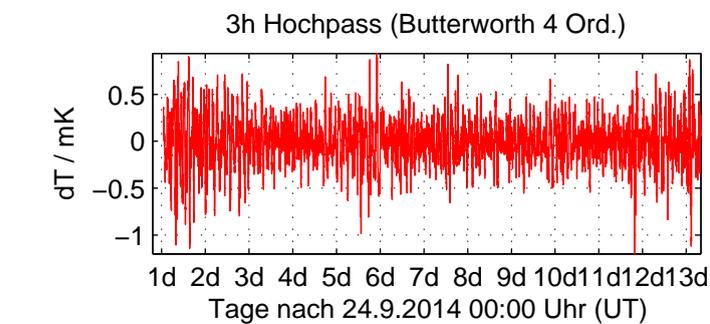
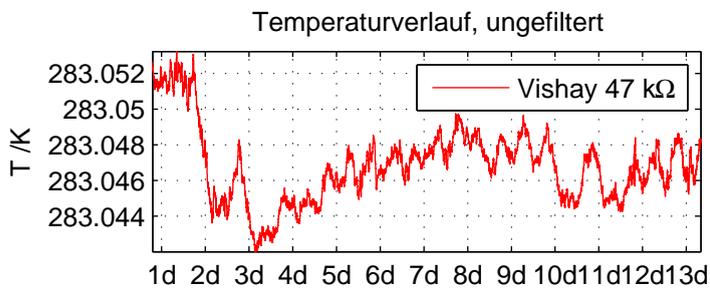
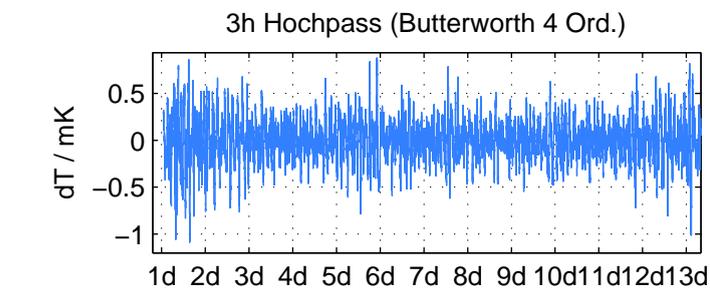
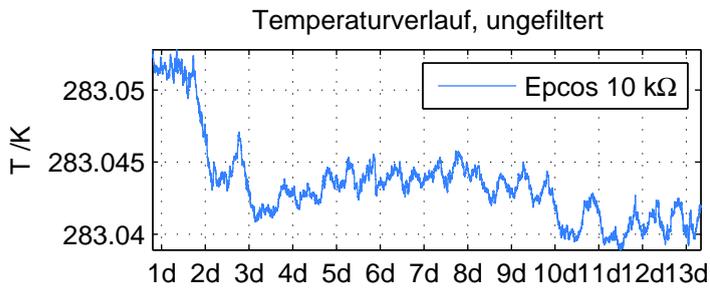
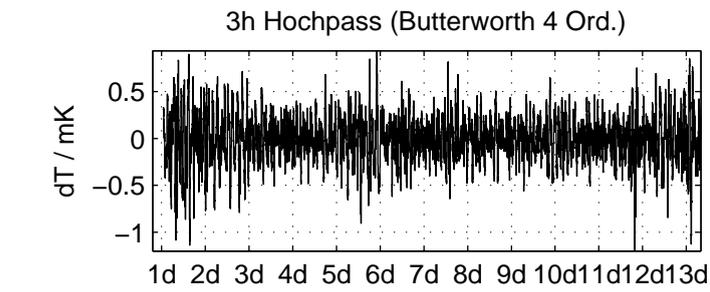
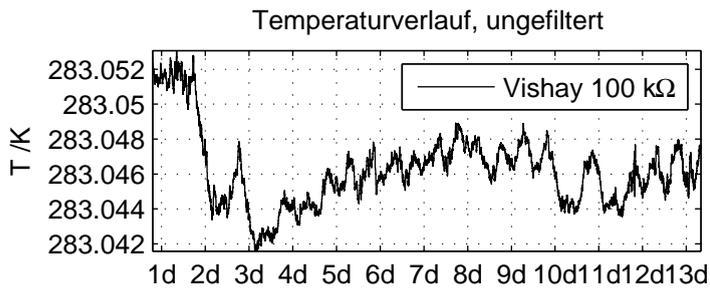
Kalibrierung: 24.9.2014 15:00 UT bis 25.9.2014 01:00 UT

Thermistor	$A/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_A/10^{-6}\text{K}^{-1}$	$B/10^{-4}\text{K}^{-1}$	$2\sigma_B/10^{-6}\text{K}^{-7}$	RMS_{cal}/mK
Vishay 100 k Ω	4.0152	2.465	2.5554	2.0115	0.075483
Epcos 10 k Ω	10.8615	2.318	2.4739	2.3438	0.090835
Vishay 47 k Ω	4.8317	2.4244	2.6613	2.1156	0.076228

Korrelationsanalyse: 25.9.2014 01:00 UT bis 07.10.2014 8:00 UT

Thermistor	RMS_{ges}/mK	Offs. /mK	Steig. /mKd $^{-1}$	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	0.10199	0.2215	0.021161	295	6	97
Epcos 10 k Ω	0.0825	0.13619	0.48642	295	6	97
Vishay 47 k Ω	0.14156	-0.15434	-0.015773	295	6	97





B. Übersicht der Messungen in der Seismometerkammer

Anhang B listet die in der Seismometerkammer durchgeführten Messungen auf. Die Angaben in den Tabellen entsprechen, abgesehen von U_V , denen aus Anhang A. U_V ist die Versorgungsspannung zu Beginn der Messung.

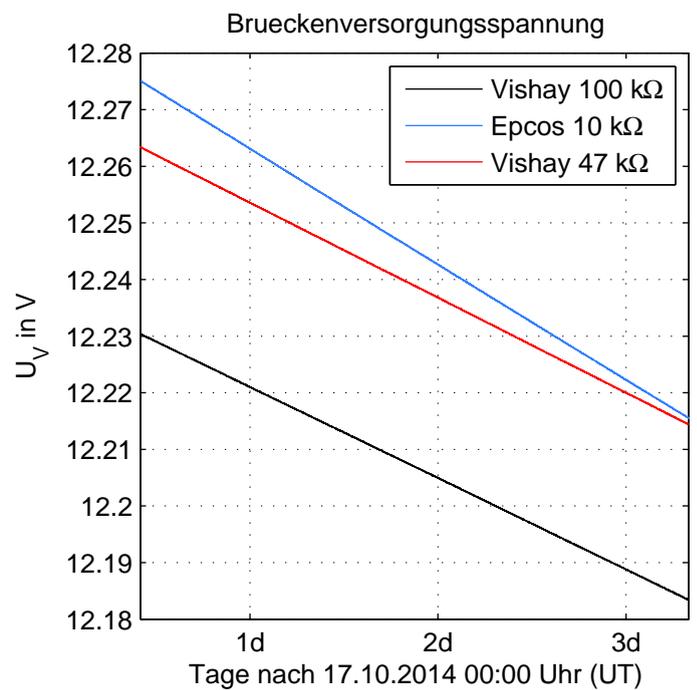
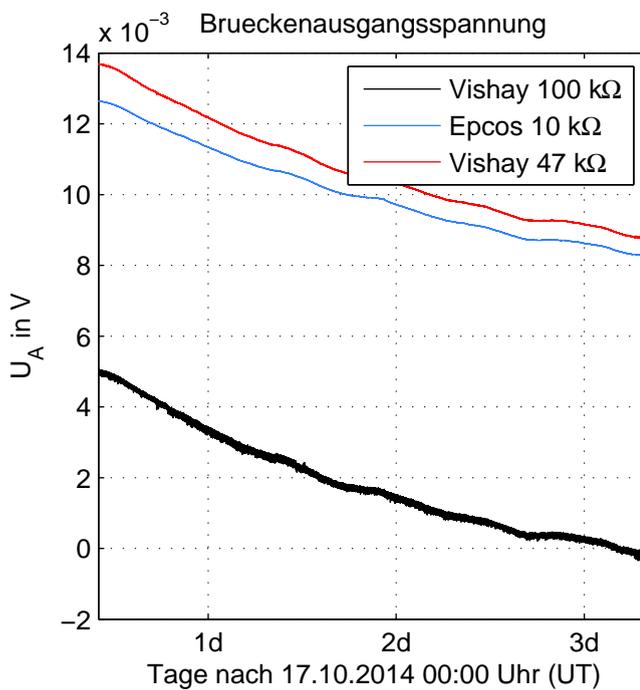
B.1.

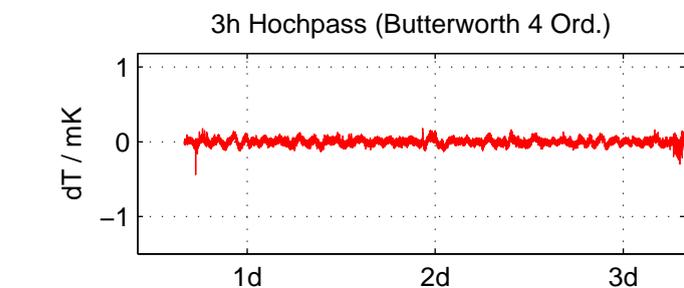
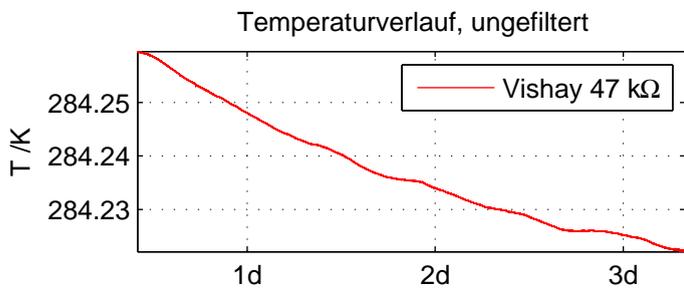
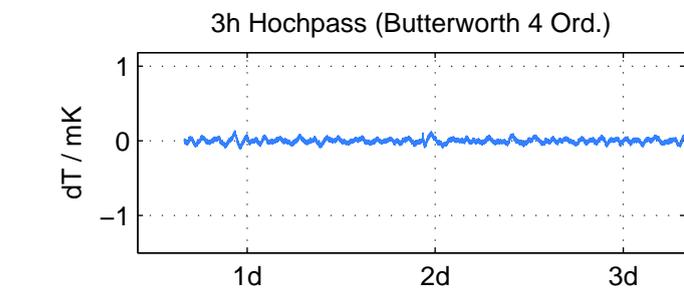
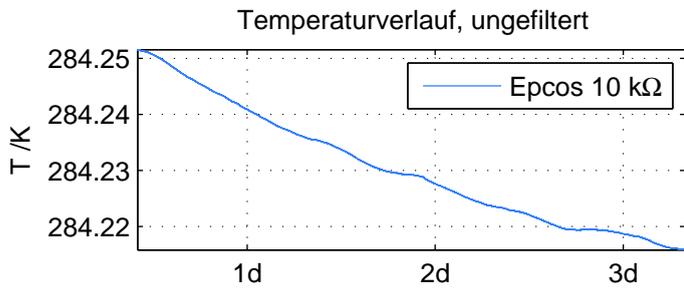
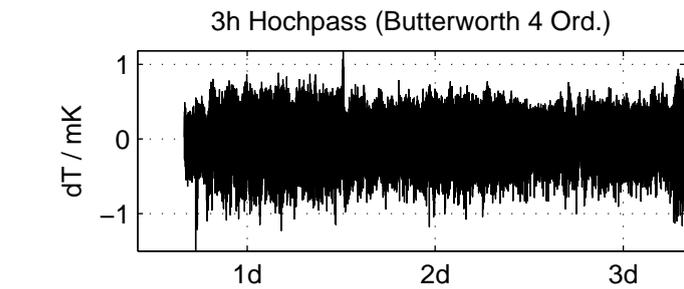
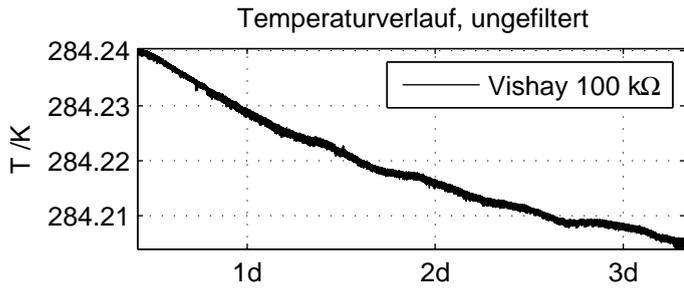
Messung: 17.10.2014 00:00 UT bis 20.10.2014 8:00 UT

Thermistor	ch U_M	ch U_V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	LX4	LX1	502	101
Epcos 10 k Ω	LX5	LX2	728	101
Vishay 47 k Ω	LX6	LX3	357	101

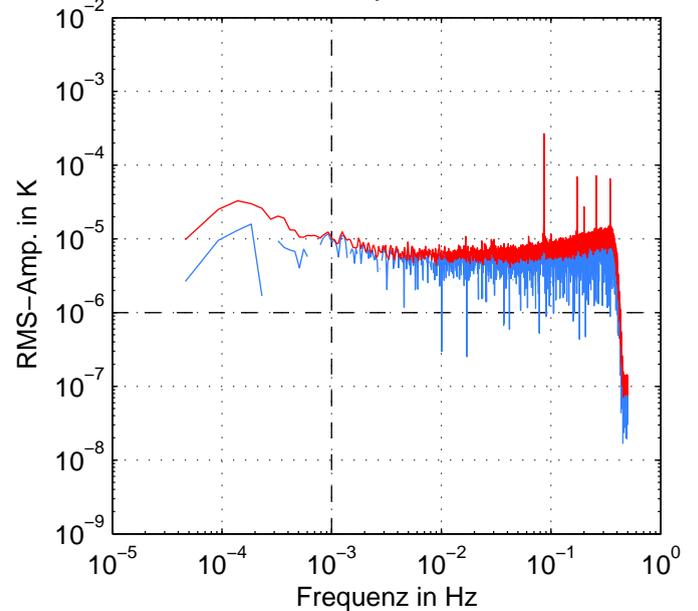
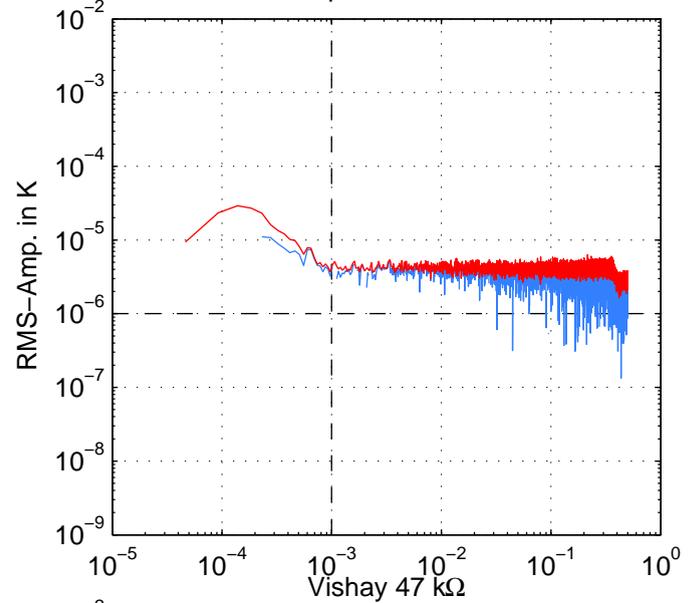
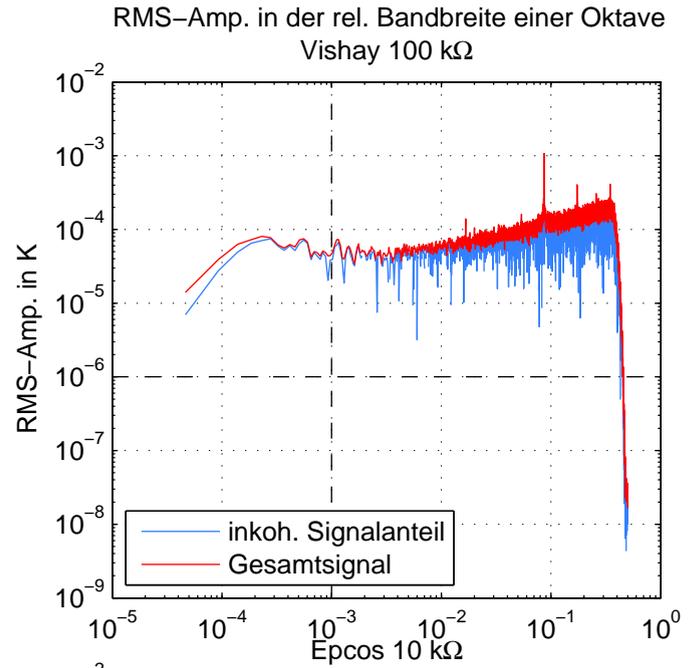
Korrelationsanalyse: 17.10.2014 16:00 UT bis 20.10.2014 8:00 UT

Thermistor	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	64	6	20
Epcos 10 k Ω	64	6	20
Vishay 47 k Ω	64	6	20





Tage nach 17.10.2014 00:00 Uhr (UT)



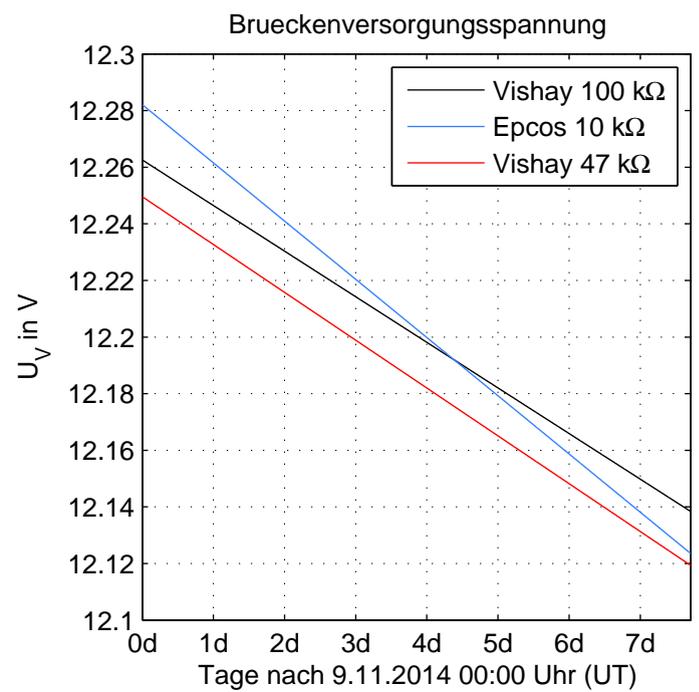
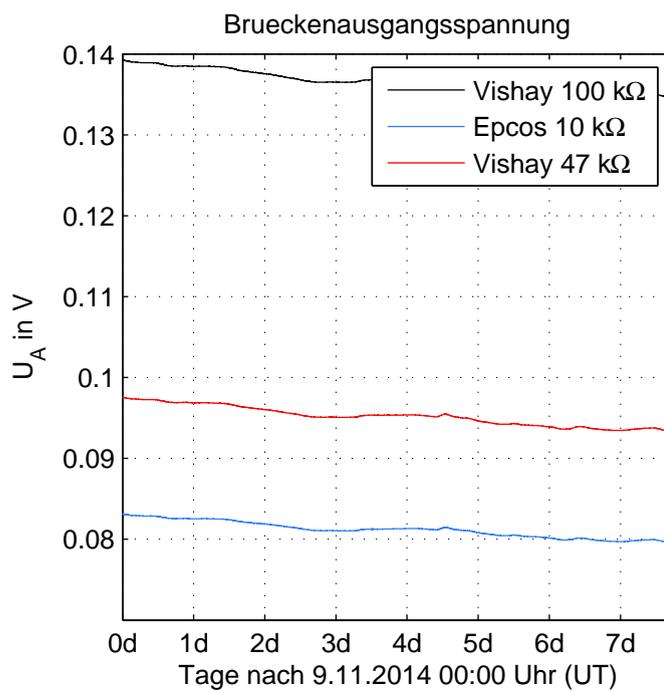
B.2.

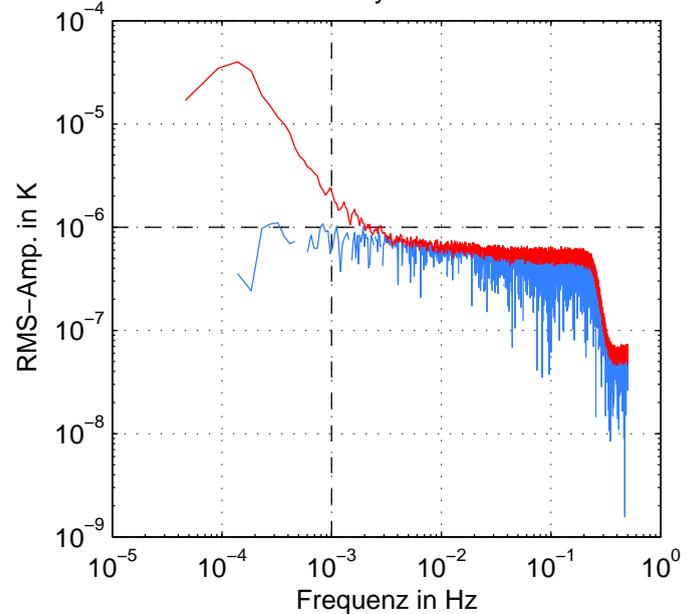
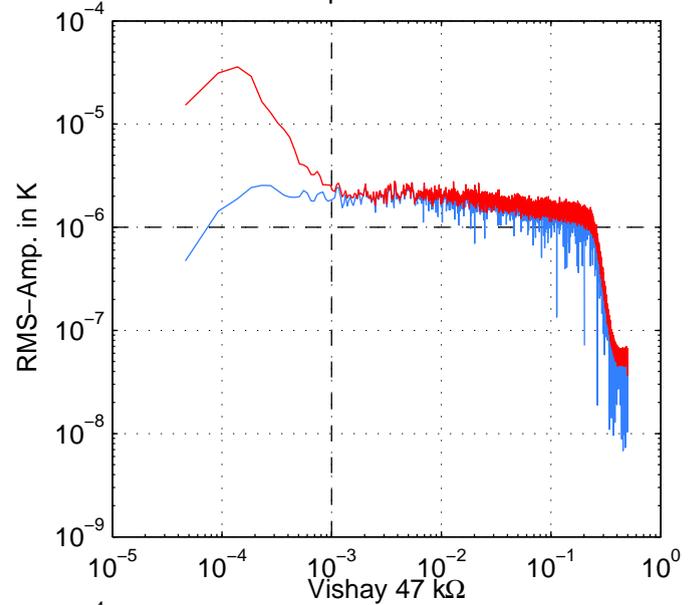
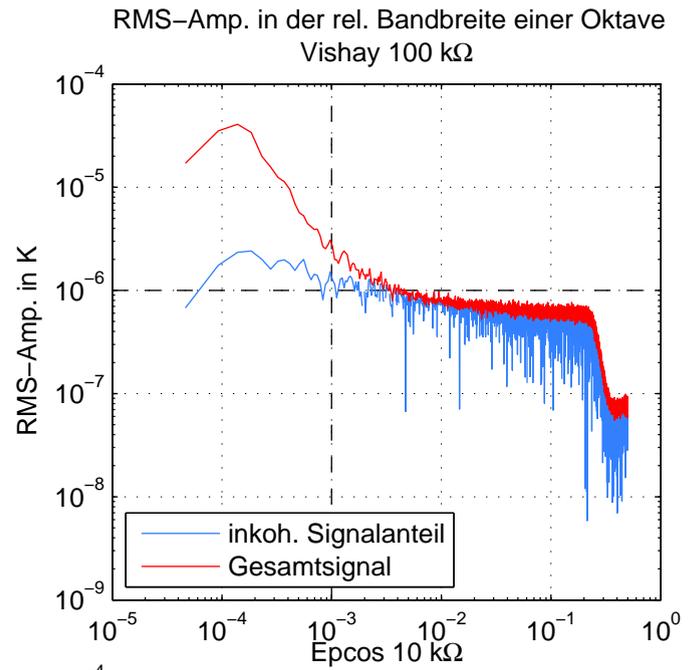
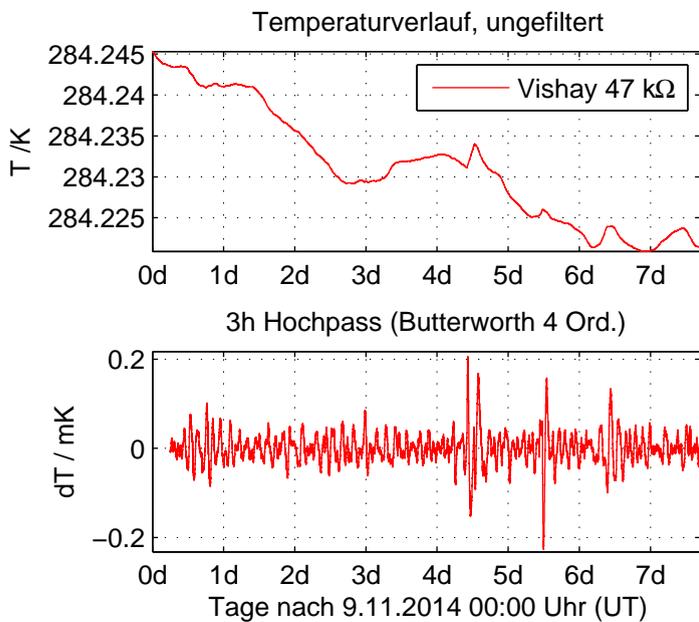
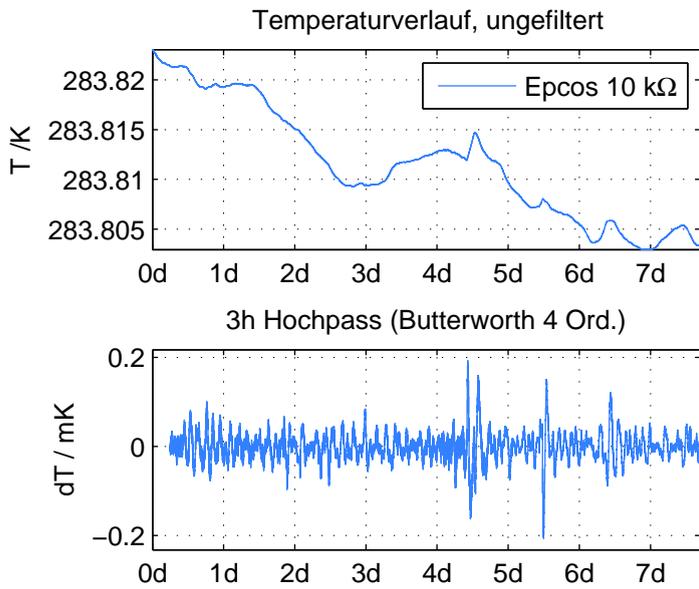
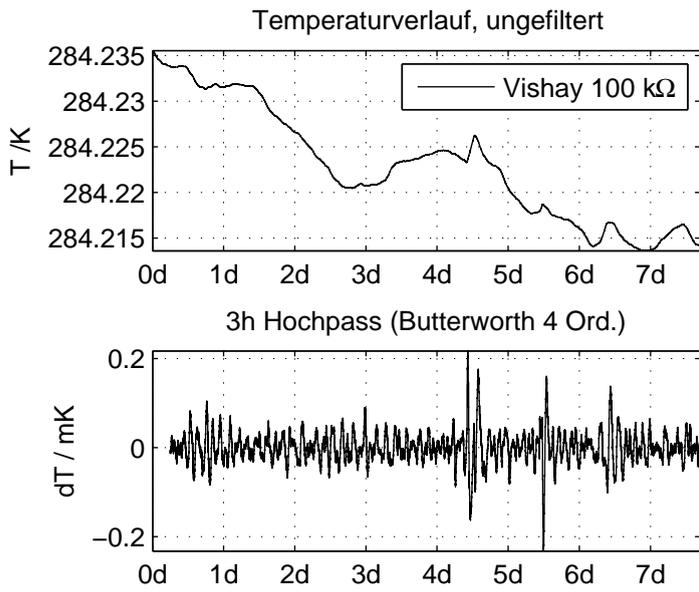
Messung: 7.11.2014 16:00 UT bis 16.11.2014 17:00 UT

Thermistor	ch U_M	U_V /V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	p0	12.2787	491	16
Epcos 10 k Ω	p1	12.3027	718	16
Vishay 47 k Ω	p2	12.2665	350	16

Korrelationsanalyse: 9.11.2014 06:00 UT bis 16.11.2014 17:00 UT

Thermistor	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	179	6	59
Epcos 10 k Ω	179	6	59
Vishay 47 k Ω	179	6	59





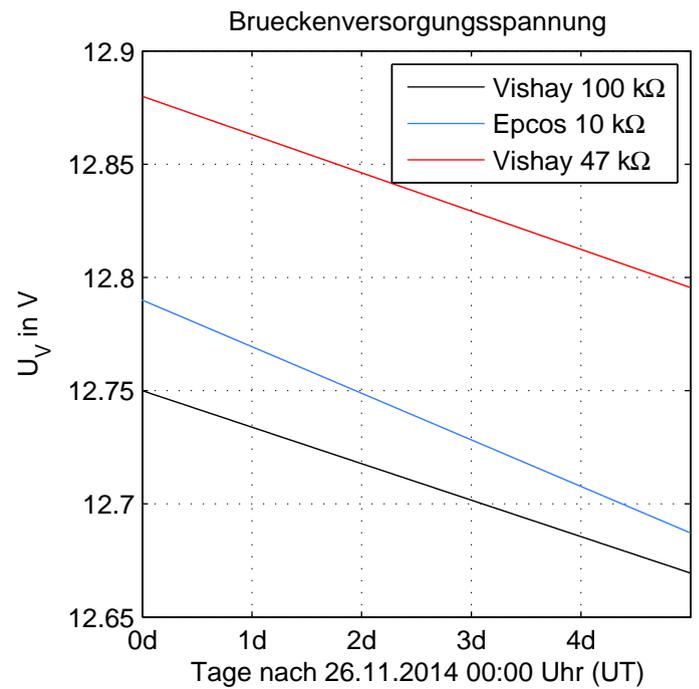
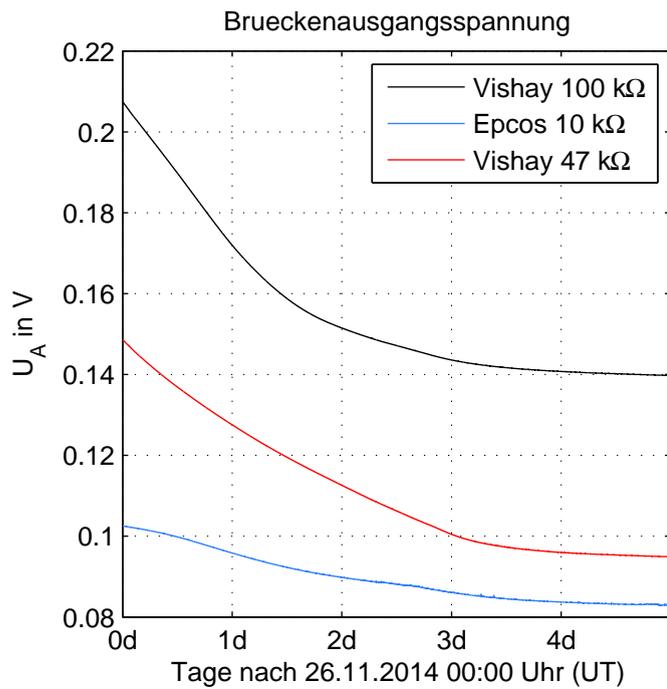
B.3.

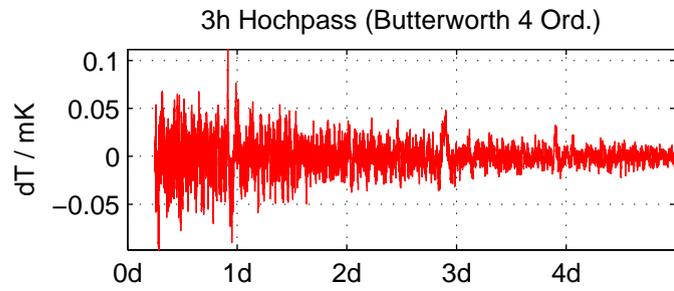
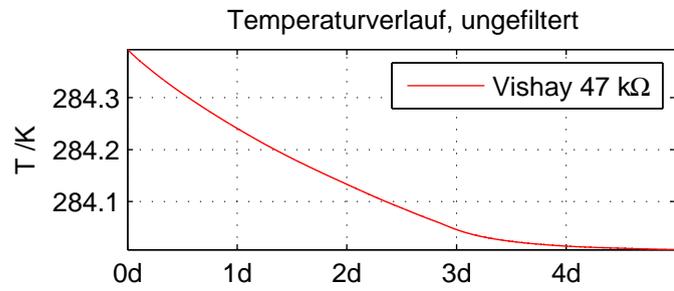
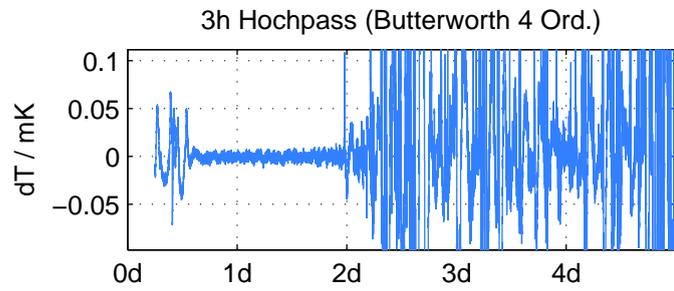
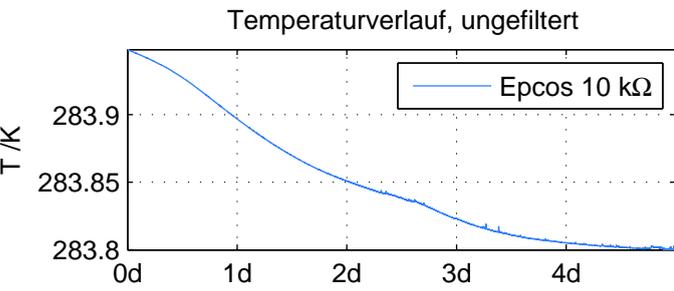
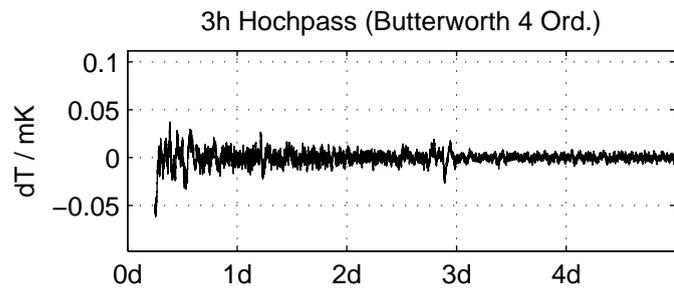
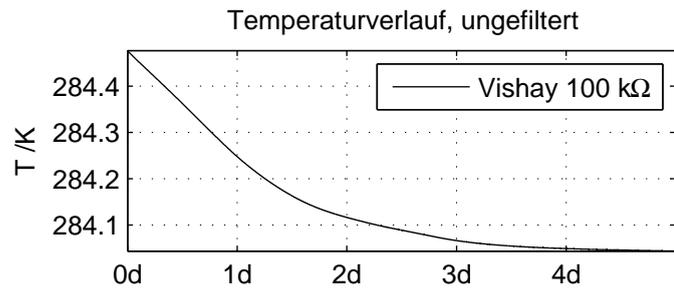
Messung: 25.11.2014 16:00 UT bis 30.11.2014 24:00 UT

Thermistor	ch U_M	U_V /V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	p0	12.75	489	16
Epcos 10 k Ω	p1	12.79	718	16
Vishay 47 k Ω	p2	12.88	348	16

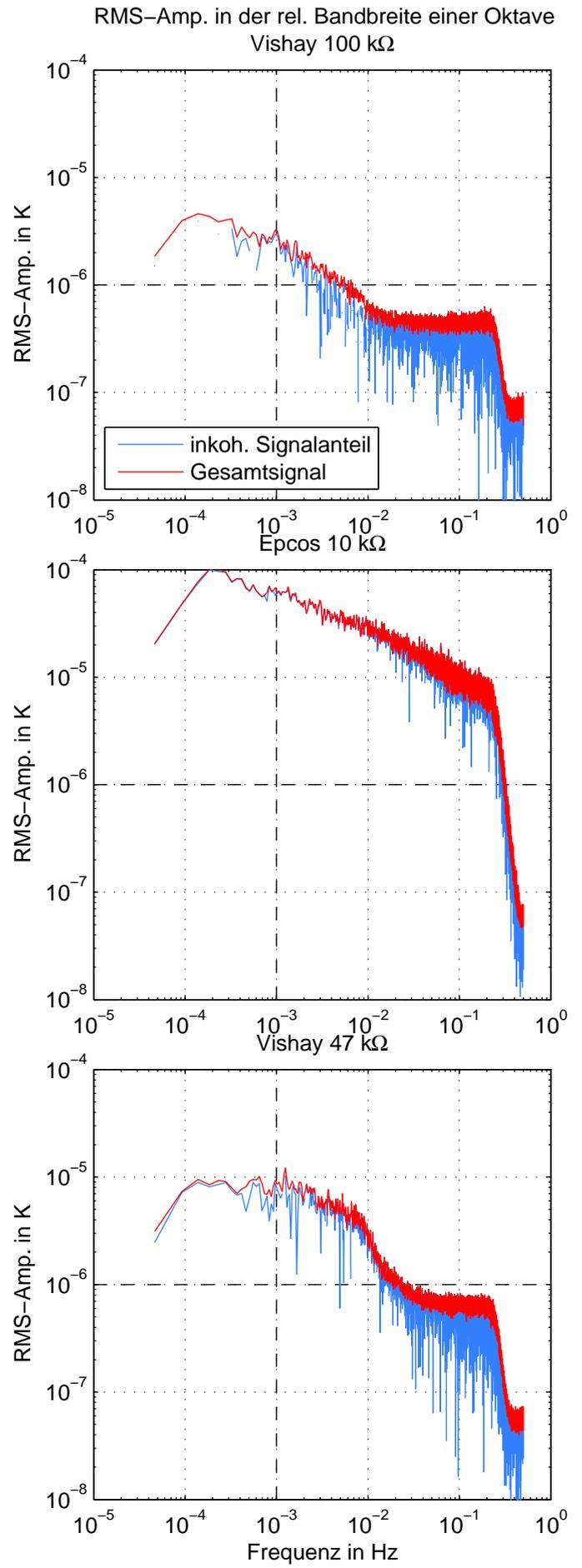
Korrelationsanalyse: 26.11.2014 06:00 UT bis 30.11.2014 24:00 UT

Thermistor	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	114	6	37
Epcos 10 k Ω	114	6	37
Vishay 47 k Ω	114	6	37





Tage nach 26.11.2014 00:00 Uhr (UT)



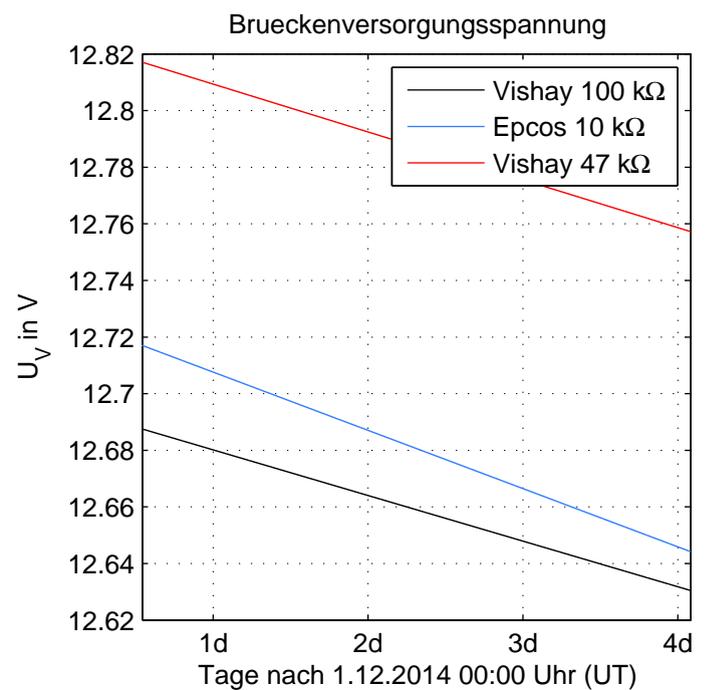
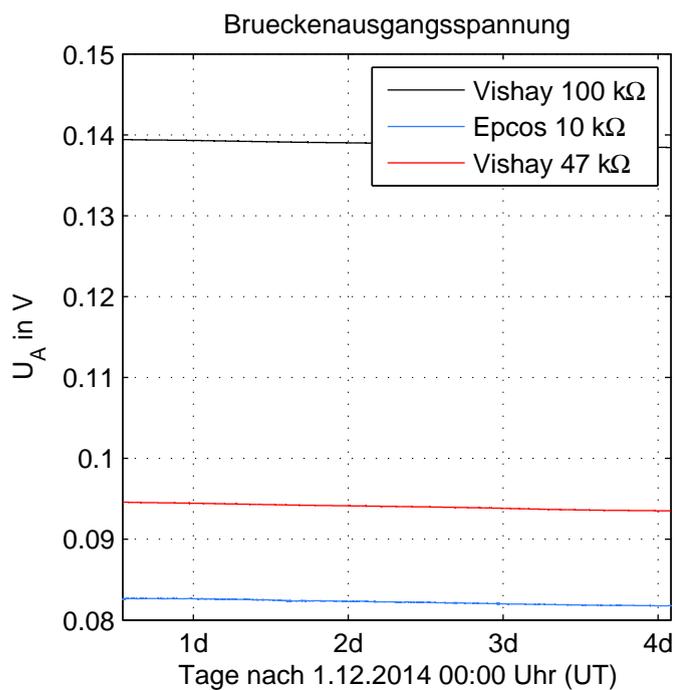
B.4.

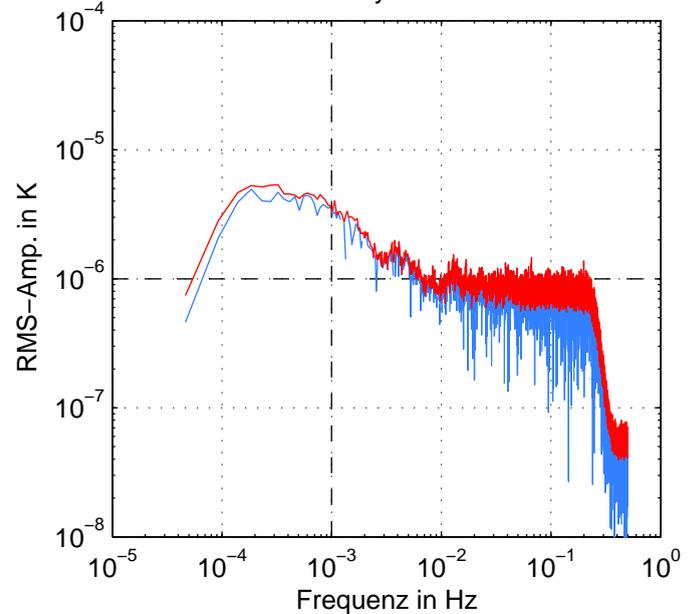
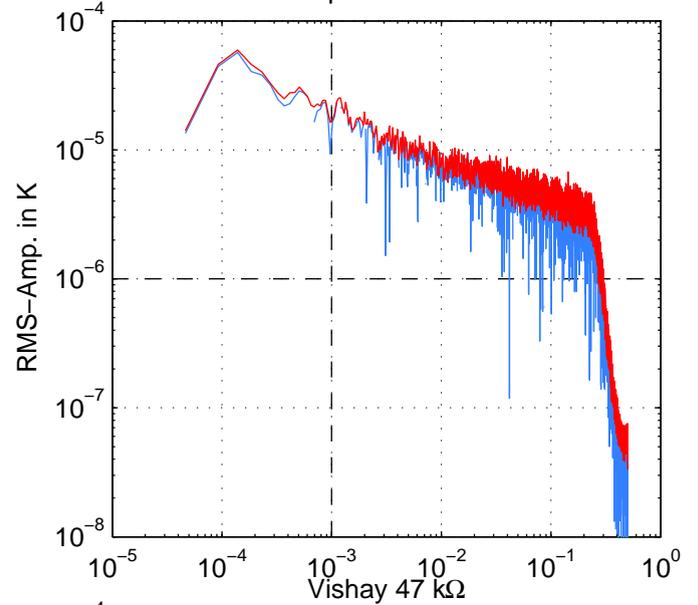
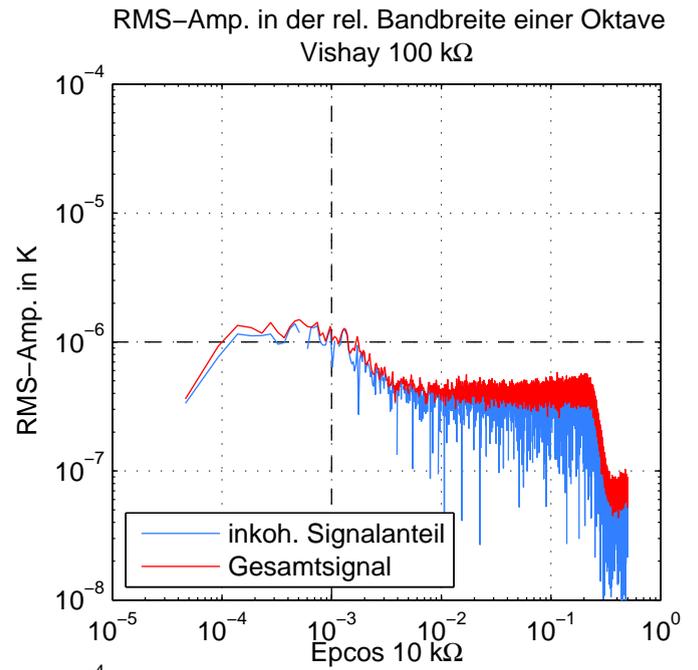
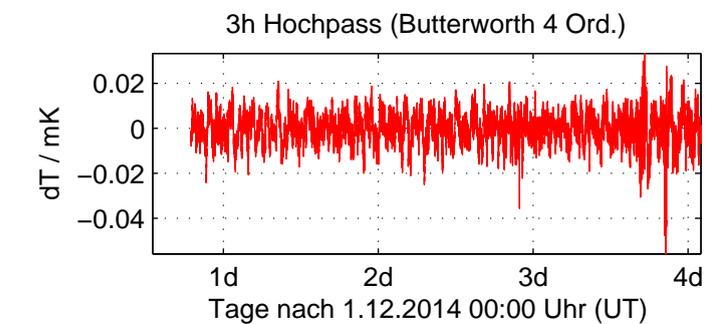
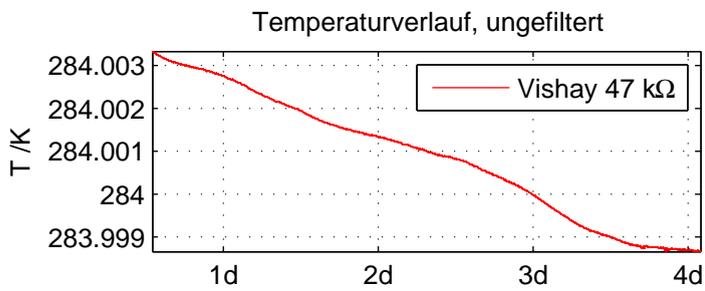
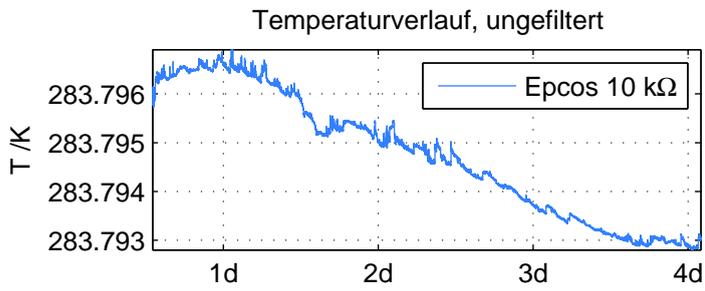
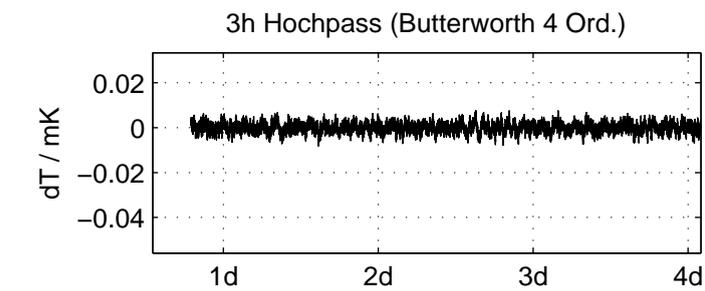
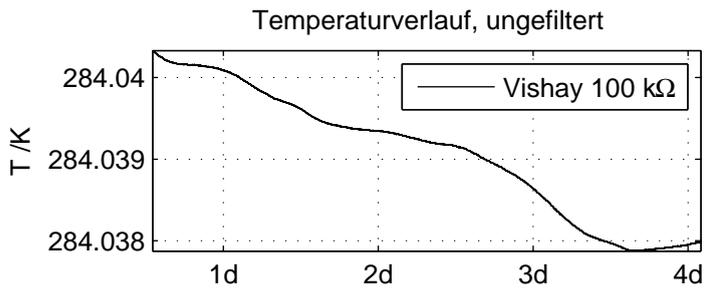
Messung: 1.12.2014 12:00 UT bis 05.12.2014 2:00 UT

Thermistor	ch U_M	U_V /V	Poti	g
Vishay 100 k Ω	p0	12.6962	489	16
Epcos 10 k Ω	p1	12.7282	718	16
Vishay 47 k Ω	p2	12.8262	348	16

Korrelationsanalyse: 1.12.2014 19:00 UT bis 05.12.2014 2:00 UT

Thermistor	Dauer /h	wl /h	Fenster
Vishay 100 k Ω	79	6	25
Epcos 10 k Ω	79	6	25
Vishay 47 k Ω	79	6	25





C. Abbildungen

C.1.

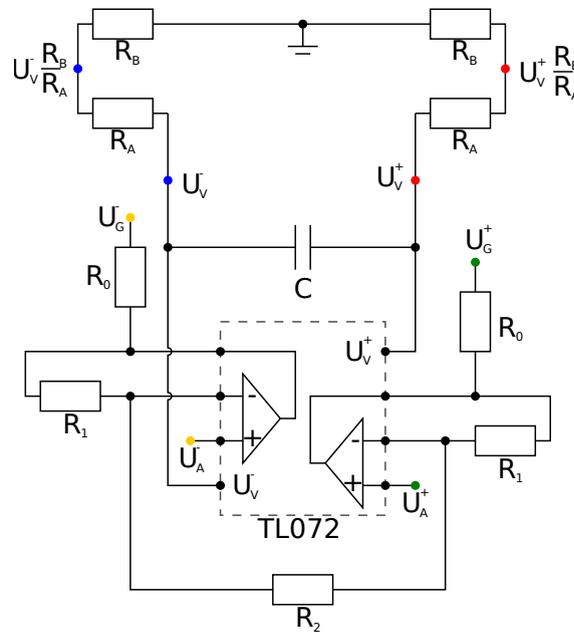


Abbildung C.1.: Platinenlayout der Messwertverstärker und Spannungsteiler in den Messbrücken, U^\pm kennzeichnet die Polarität der Spannungsabgriffe, TL072 ist die Bauteilkennzeichnung des Verstärker-ICs, der die zwei Operationsverstärker enthält. $R_A = 10 \text{ k}\Omega$, $R_B = 100 \Omega$, $R_0 = 100 \Omega$, $R_1 = 100 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 2 \text{ k}\Omega$, $C = 220 \text{ nF}$

C.2.

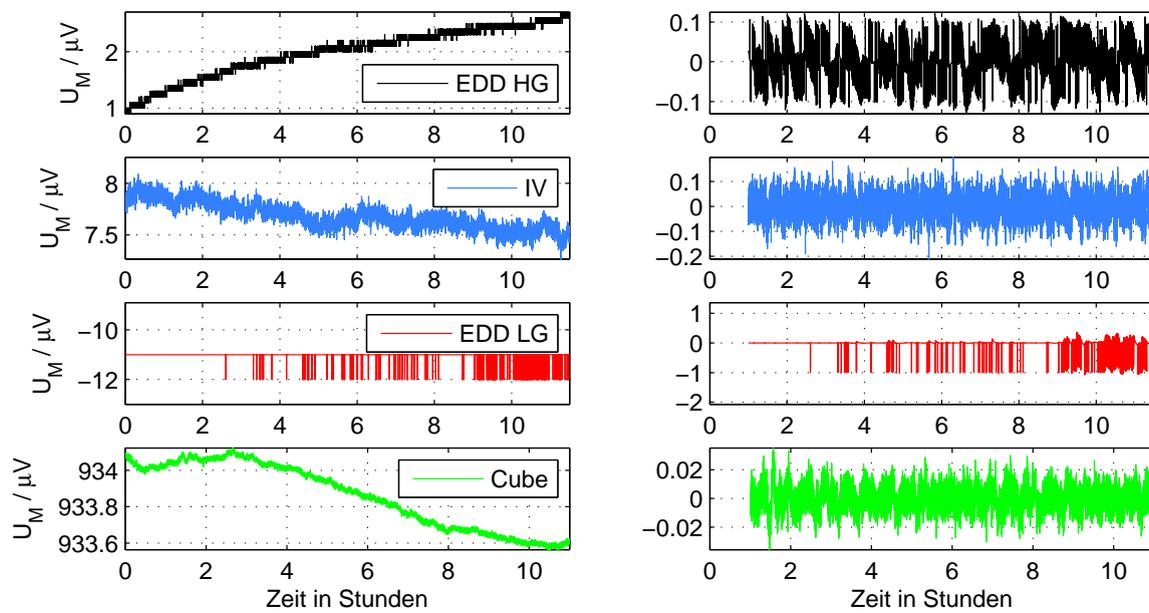


Abbildung C.2.: Eigenrauschen der Verstärker-Datenerfassungs-konfigurationen, links: ungefiltert, rechts: 0.5 h Hochpass (Butterworth 4. Ord)

C.3.

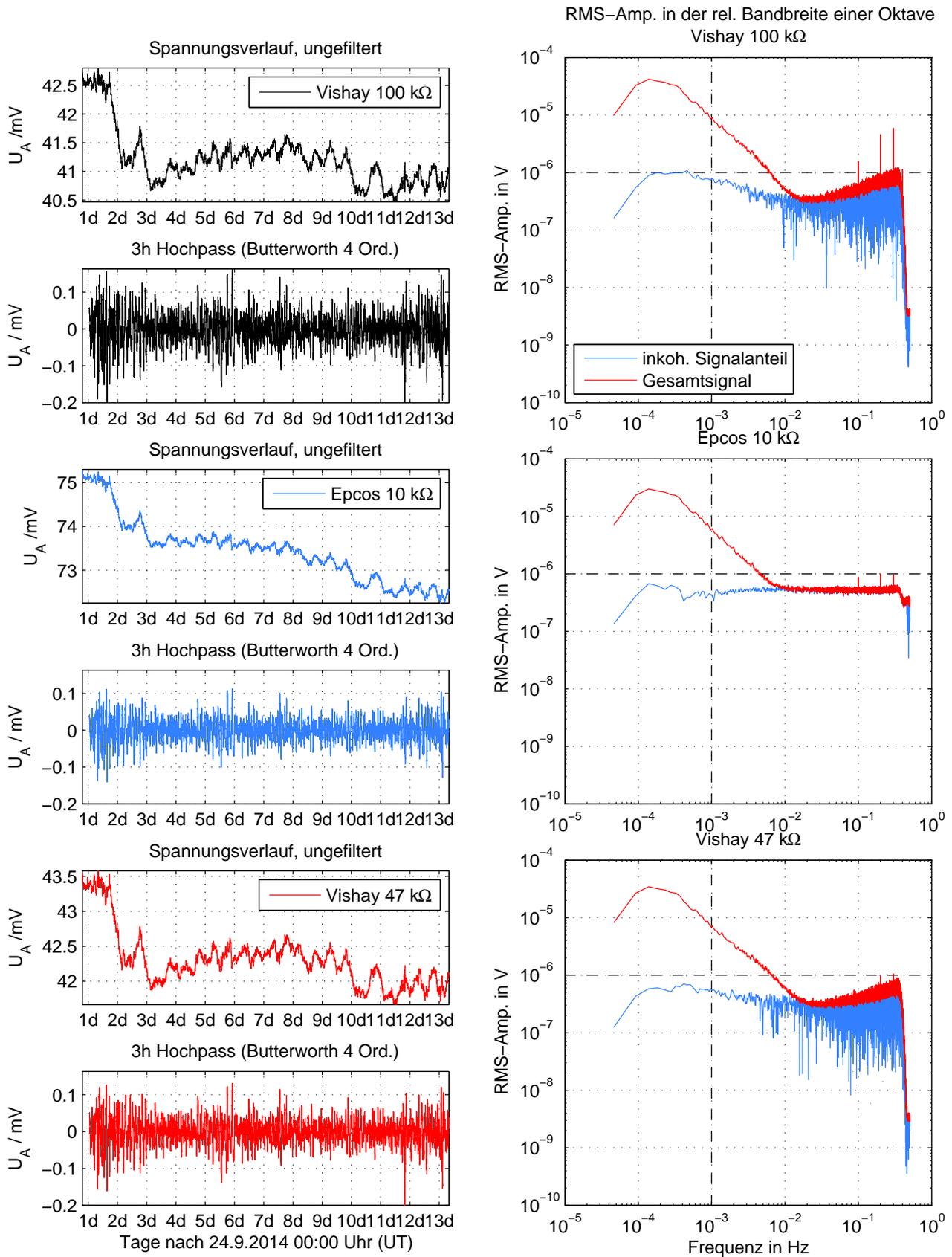


Abbildung C.3.: Korrelationsanalyse mit der Brückenausgangsspannung U_A der Messung vom 24.9.2014 bis zum 7.10.2014

C.4.

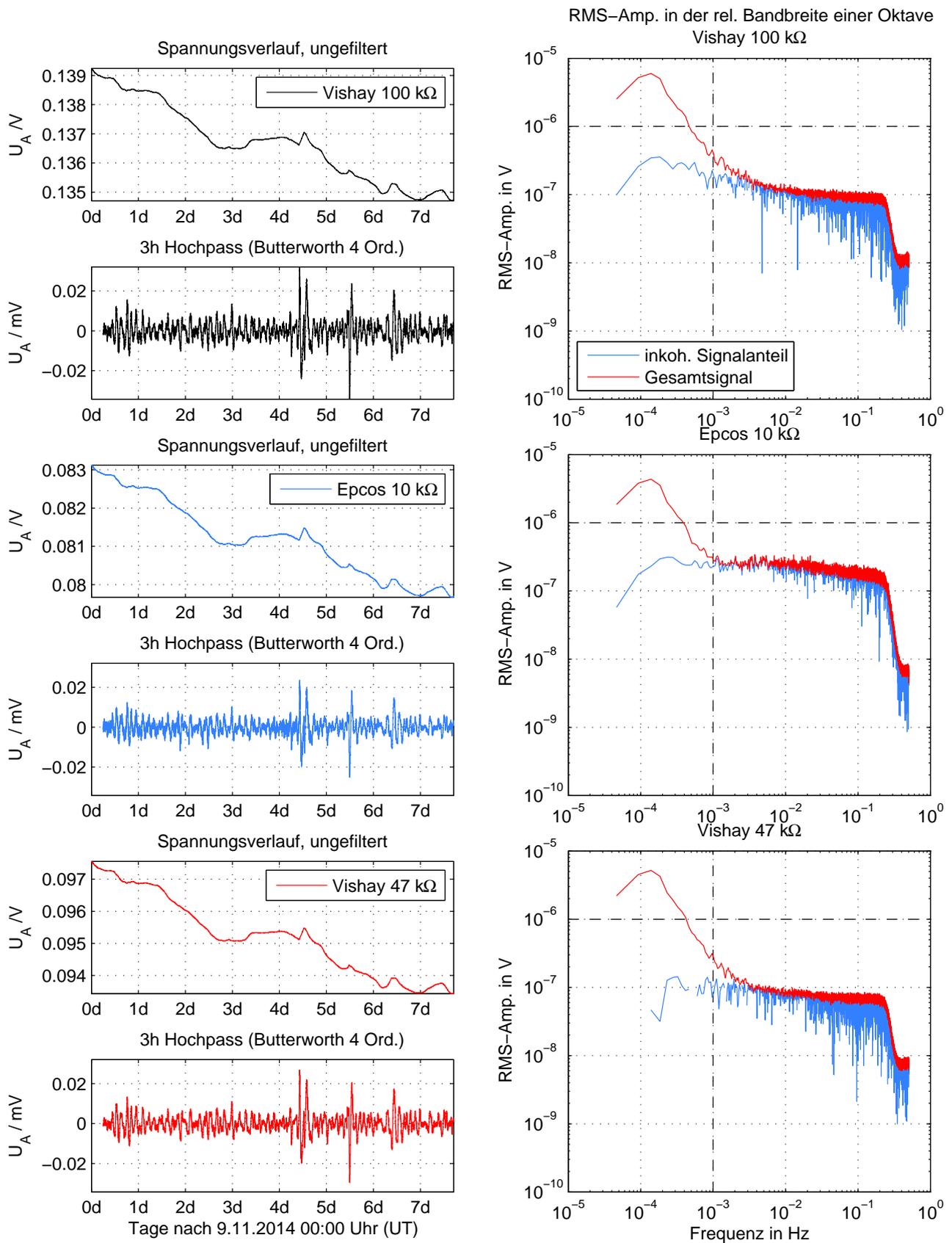


Abbildung C.4.: Korrelationsanalyse mit der Brückenausgangsspannung U_A der Messung vom 7.11.2014 bis zum 16.11.2014

D. CD

Die beigefügte CD enthält:

- Datenblätter der Thermistoren und elektronischen Bauteile
- Rohdaten der Messungen
- die zur Auswertung verwendeten Programme

Danksagung

Ich möchte zuerst Thomas Forbriger danken. Ohne seine vorbereitenden Überlegungen und Recherchen wäre diese Masterarbeit nicht entstanden und die fachlich sowie menschlich gute Betreuung trugen maßgeblich zum Erfolg bei.

Er und alle Mitarbeiter des BFO, Peter Duffner, Ruedi Widmer-Schnidrig und Walter Zürn haben mir tatkräftig bei den Messungen geholfen und so zu deren Erfolg beigetragen.

Karl-Heinz Jäckel gebührt Dank, da er uns den Data-Cube3 für die Messungen leihweise zur Verfügung stellte.

Joachim Ritter möchte ich als Organisator des Seismo-Seminars danken, die dortigen Vorträge und Diskussionen über Seismologie waren immer bereichernd und oft auch hilfreich für diese Arbeit.

Zuletzt und ganz besonders möchte ich meinen Eltern Eva Barth und Thomas Käuff danken. Ihr habt nicht nur meine Masterarbeit Korrektur gelesen, sondern mir das Studium überhaupt erst ermöglicht und mich durchgehend unterstützt.