

Protokoll zum FP-Versuch A149
Rauschen und Operationsverstärkerschaltungen

Michael Nirschl, Moritz Ringle

17./18. Januar 2000

Inhaltsverzeichnis

1 Thema	3
2 Theorie	3
2.1 Thermisches Rauschen	3
2.1.1 Rauschbandbreite	4
2.1.2 Addition von Rauschspannungen	4
2.2 $1/f$ -Rauschen	4
2.3 Schrotrauschen	4
2.4 Rauschen bei Operationsverstärkern	5
2.5 Filter	5
3 Versuchsbeschreibung	6
3.1 Filter	6
3.2 Strom- und Spannungsrauschen des Verstärkers	6
3.2.1 Spannungsrauschen	7
3.2.2 Stromrauschen	7
3.3 Externe Störungen	7
3.4 Schrotrauschen einer Zenerdiode	8
4 Ergebnisse und Fehler	8
4.1 Filter	8
4.2 Strom- und Spannungsrauschen des Verstärkers	9
4.3 Externe Störungen	11
5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	12

1 Thema

In diesem Versuch wird das Rauschen in elektronischen Bauteilen, insbesondere in Operationsverstärkern untersucht.

2 Theorie

Unter Rauschen versteht man zunächst jegliche ungewollte Störung, die ein gewünschtes Signal verändert oder verdeckt.

Zu einem guten Teil stammen solche Störungen aus Quellen außerhalb des studierten Systems; Einflüsse dieser Art werden in Versuchsteil 3.3 untersucht. Die meisten solchen Störungen werden durch elektromagnetische Wellen bewirkt und ihre Auswirkungen können durch adäquate Abschirmung minimiert werden.

Im engeren Sinn bezeichnet man mit Rauschen die spontanen, zufälligen Fluktuationen, die aus den physikalischen Eigenschaften des untersuchten Systems resultieren. Die momentane Amplitude von Rauschen dieser Art ist zufällig und folgt für gewöhnlich einer Normalverteilung um die Signalamplitude. Betrachtet man wie in diesem Versuch Spannungen, so wird die Verteilung durch die folgende Wahrscheinlichkeitsdichte $f(V)$ beschrieben

$$f(V) = \frac{1}{V_{rms}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(V - \bar{V})^2}{2V_{rms}^2}\right) \quad (2.1)$$

wobei V_{rms} die Standardabweichung der Spannungsverteilung

$$V_{rms} = \sqrt{t^{-1} \int_0^t (V(\tilde{t})^2 - \bar{V}^2) d\tilde{t}} \quad (2.2)$$

und \bar{V} den Spannungsmittelwert

$$\bar{V} = t^{-1} \int_0^t V(\tilde{t}) d\tilde{t} \quad (2.3)$$

bezeichnen. Die Wahrscheinlichkeit eine Spannung in einem bestimmten Intervall zu messen, entspricht dem Integral dieser Dichtefunktion über das Intervall.

Dieses zufällige Rauschen lässt sich auf Beiträge aus verschiedenen Quellen zurückführen. Besonders wichtig sind dabei thermisches Rauschen, $1/f$ -Rauschen und Schrotrauschen.

2.1 Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen stellt (für hohe Frequenzen) die Hauptkomponente des Rauschens, insbesondere für den Fall, dass kein Gleichstrom fließt. Es wird verursacht durch die thermische Zufallsbewegung der Elektronen in einem Widerstand. Der Mittelwert dieser Bewegung verschwindet, so dass auch der Mittelwert von Rauschstrom und -spannung verschwindet. Der Effekt des Rauschens an einem Widerstand R kann beschrieben werden durch eine Stromquelle die parallel zum (rauschlosen) Widerstand liegt und einen Rauschstrom I_n liefert gemäß

$$I_n = \sqrt{4kTR^{-1}B_n} \quad (2.4)$$

wobei k die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur, B_n die Frequenzbandbreite (Rauschbandbreite, s. 2.1.1) bezeichnet, oder er kann beschrieben werden durch eine Spannungsquelle in Serie mit dem idealen Widerstand, die die Rauschspannung V_n erzeugt gemäß

$$V_n = RI_n = \sqrt{4kTRB_n} \quad (2.5)$$

Die angegebenen Größen sind natürlich nicht Momentangrößen sondern die rms-Werte einer Gaußverteilung der Momentanwerte (s. o.).

Die Rauschleistung geht hier linear mit der Frequenzbandbreite, so dass also die spektrale Energiedichte über das ganze Spektrum konstant ist. Dieses Frequenzverhalten wird als weißes Rauschen charakterisiert.

2.1.1 Rauschbandbreite

Die Rauschbandbreite B_n errechnet sich aus dem Frequenzgang einer Verstärker- oder Filterschaltung nach

$$\begin{aligned} B_n &= G_0^{-1} \int_0^{\infty} G(f) df \\ &= v_0^{-2} \int_0^{\infty} |v(f)|^2 df \end{aligned} \quad (2.6)$$

mit: G_0 maximale Leistungsverstärkung, $G(f)$ Leistungsverstärkung, v_0 maximale Spannungsverstärkung, $v(f)$ Spannungsverstärkung

De facto ist die Rauschbandbreite auch ohne Filter begrenzt durch die Dauer der Messung auf der einen Seite und durch den Einfluss der endlichen Kapazität des Widerstandes auf der anderen Seite. Die Rauschbandbreite des von uns verwendeten Bandpasses wird in Abschnitt 2.5 berechnet.

2.1.2 Addition von Rauschspannungen

Rauschspannungen und Ströme addieren sich allgemein wie folgt:

$$V_{12} = \sqrt{V_1^2 + V_2^2 + 2\gamma V_1 V_2} \quad (2.7)$$

wobei $\gamma \in [-1, 1]$ für den Korrelationskoeffizienten steht. Bei voneinander unabhängigen Rauschquellen, wie etwa zwei Widerständen gilt $\gamma = 0$.

2.2 1/f-Rauschen

1/f-Rauschen hat, wie der Name schon sagt, eine 1/f-proportionale Rauschleistung. Genauer gesagt werden in verschiedenen Geräten Proportionalitäten $f^{-\alpha}$ mit α zwischen 0,8 und 1,3 gemessen. Bei Halbleitern ist 1/f-Rauschen hauptsächlich auf Oberflächen- und Grenzflächeneffekte zurückzuführen und kann durch gezielte Oberflächenbehandlung verringert werden. Aufgrund ihres Frequenzverhaltens nennt man diese Art von Rauschen auch *pink noise*.

2.3 Schrotrauschen

Schrotrauschen entsteht durch die Tatsache, dass Strom nicht kontinuierlich sondern in Einheiten der Elementarladung e fließt. Dieser Granulationseffekt des Gleichstroms I_- erzeugt an einer Potentialbarriere einen Rauschstrom

$$I_{schrot} = \sqrt{2eI_-B_n} \quad (2.8)$$

Die Proportionalität des rms-Stromwertes zu $\sqrt{I_-}$ ist die bekannte \sqrt{N} -Proportionalität der Standardabweichung einer Gaußverteilung. Schrotrauschen ist, wie man sieht, weißes Rauschen.

2.4 Rauschen bei Operationsverstärkern

Beim Operationsverstärker werden die Rauscheigenschaften durch eine Rauschstromquelle i_n zwischen den beiden Eingängen des Verstärkers *und* eine Rauschspannungsquelle e_n an einem der Eingänge modelliert. In invertierender Konfiguration errechnet sich daraus das Quadrat der Gesamteingangsrauschspannung e_i pro Bandbreite (V^2/Hz) zu

$$e_i^2 = e_n^2 + R_S^2 (i_n^2 + 4kT (R_S^{-1} + R_G^{-1})) \quad (2.9)$$

Hierbei bezeichnet R_S den Quellwiderstand und R_G den Realteil der Gegenkopplungsimpedanz. Zusätzlich ist das thermische Rauschen von Gegenkopplungs- und Eingangswiderstand berücksichtigt. Das Ausgangsrauschen e errechnet sich aus (2.4) durch Multiplikation mit der *closed-loop*-Verstärkung.

2.5 Filter

In diesem Versuch werden aktive Hochpass- und Tiefpassfilter des Butterworth-Typs benutzt. Der Vorteil von aktiven Filtern, also Filtern die ein aktives Bauelement wie einen Operationsverstärker enthalten, gegenüber passiven Filtern besteht in erster Linie darin, dass durch das Zwischenschalten von Operationsverstärkern aufeinanderfolgende Filterglieder entkoppelt werden und der Frequenzgang des Filters nicht mehr von der Belastung abhängt.

Die Amplitudenantwort $\left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right|$ eines Butterworth Filters wird durch die Gleichung

$$\left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right| = v_0 \left(1 + \left(\frac{f}{f_g} \right)^{2n} \right)^{-1/2} \quad (2.10)$$

beschrieben. n ist dabei eine ganze Zahl, $|n|$ heißt die Ordnung des Filters, für $n < 0$ ist der Filter ein Hochpass für $n > 0$ ein Tiefpass. f_g ist die Grenzfrequenz des Filters, bei der die Verstärkung auf -3dB oder $2^{-1/2}$ der Maximalverstärkung v_0 gesunken ist. Bei Realisierung durch eine Schaltung wie in Abb. 1 des Skriptes gilt

$$2\pi f_g = (RC)^{-1} \quad (2.11)$$

Neben der Amplitudenantwort ist auch das Phasenverhalten von Interesse, da es Aufschluss über die mögliche Verzerrung eines Signals durch den Filter gibt.

Die Rauschbandbreite eines Butterworthfilters ergibt sich durch Ausführung der Integration in (2.6) wie folgt:

Tiefpass	$n_T = 1$	$\frac{\pi}{2} f_g$
Tiefpass	$n_T = 2$	$\frac{\pi}{\sqrt{8}} f_g$
Tiefpass	$n_T = 3$	$\frac{\pi}{3} f_g$

Für einen Bandpass aus Butterworth-Tiefpass zweiter und -Hochpass erster Ordnung mit Grenzfrequenz f_T resp. f_H ergibt sich aus der Verstärkungsfunktion

$$\left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right| = v_{0H} v_{0T} \left(\left(1 + \left(\frac{f}{f_T} \right)^4 \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{f_H}{f} \right)^2 \right) \right)^{-1/2} \quad (2.12)$$

die Rauschbandbreite

$$B_n = \frac{v_{0H}^2 v_{0T}^2}{v_{0B}^2} \frac{\pi}{\sqrt{8}} f_T^3 \frac{f_T^2 + f_H^2 - \sqrt{2} f_T f_H}{f_T^4 + f_H^4} \quad (2.13)$$

3 Versuchsbeschreibung

3.1 Filter

Im ersten Versuchsteil werden die Filter gebaut und vermessen, die in den folgenden Versuchsteilen die Rauschbandbreite definieren sollen.

Zwei Butterworth-Tiefpassfilter mit 3dB-Grenzfrequenzen 10 Hz und 1 kHz stehen bereits fertig zur Verfügung und müssen nur noch vermessen werden. Die beiden Hochpassfilter werden nun nach Abb. 1 des Skripts auf einer Platine zusammengelötet. Die RC-Glieder werden dabei wie folgt dimensioniert:

3dB-Grenzfrequenz in Hz	R in Ω	C in F
$0,099 \pm 0,010$	$(1,5 \text{ M} \pm 1\%) + (0,1 \text{ M} \pm 1\%)$	$1\mu \pm 10\%$
$4,82 \text{ k} \pm 1,08 \text{ k}$	$3,3 \text{ k} \pm 10\%$	$0,01\mu$

Die nach (2.5) berechneten Grenzfrequenzen kommen den angestrebten Werten von 0,1 Hz resp. 5 kHz recht nahe. Die Fehler wurden per Gauß-Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern von R und C berechnet, wobei für den unbekanntem Fehler der Kapazität wie im Skript angegeben ein Wert von 20% verwendet wurde. Andere Fehler wie der Frequenzgang von (gegengekoppeltem!) Verstärker und Kabeln sind dagegen vernachlässigbar gering.

Die Filter werden dann vermessen: Die Gleichstrom-Spannungsversorgung (Akkus) wird angeschaltet, das Ausgangssignal eines Sinusgenerators mit verstellbarer Frequenz wird geteilt und einerseits auf den Eingang des Filters andererseits auf den ersten Kanal eines Oszilloskops gegeben. Der Ausgang des Filters wird nun auf den zweiten Kanal gegeben. Um *slew rate*-Effekte bei hohen Frequenzen zu minimieren, wird die Ausgangsspannung des Frequenzgenerators auf einen kleinen Wert eingestellt ($V_{in} = 140 \text{ mV}$) und während der Messung durch Nachreglung konstant gehalten. Bei der Messung werden für die eingestellten Frequenzen am Oszilloskop die Ausgangsspannung V_{out} des Filters und die Phasenverschiebung gegenüber der Eingangsspannung gemessen. Bei 5 kHz-Hochpass und 10 kHz-Tiefpass wird je eine ganze Messreihe aufgenommen, für das andere Filterpaar werden nur die Werte von Sättigungsverstärkung und Grenzfrequenz ermittelt.

3.2 Strom- und Spannungsrauschen des Verstärkers

Im zweiten Versuchsteil werden mit der Schaltung aus Abbildung 2 des Skriptes Strom und Spannungsrauschen der drei Operationsverstärker AD711JM, F218AR-UA741CP und UA741CDP gemessen. Dazu wird an den Ausgang der Verstärkerschaltung einer der beiden Bandpassfilter zur Auswahl des Frequenzbandes angeschlossen. Von den Filtern geht das Signal auf ein Speicheroszilloskop dessen Bild mit dem Computer ausgelesen wird. Am Computer werden aus diesen Daten die Fouriertransformation, die V_{rms} -Werte und für die niedrigen Frequenzen die Peak-to-Peak-Werte berechnet. Aus diesen lassen sich Rauschstrom und -spannung des Verstärkers in den beiden Frequenzbändern bestimmen.

Werte der Widerstände in Abb. 2 des Skriptes:

R_S	10Ω
R_+	$1 \text{ M}\Omega$
R_-	$1 \text{ M}\Omega$
R_N	$10 \text{ k}\Omega$

3.2.1 Spannungsrauschen

Um das Spannungsrauschen zu messen, werden die Widerstände R_+ und R_- überbrückt. Das Quadrat der Eingangsrauschspannung pro Bandbreite (V^2/Hz) ist dann

$$\begin{aligned} e_i^2 &= 2e_s^2 + e_n^2 + 4kT/R_N \cdot R_S^2 + 2i_n^2 R_S^2 \\ &= 4kTR_S \left(2 + \frac{R_S}{R_N} \right) + 2i_n^2 R_S^2 + e_n^2 \\ &\approx 8kTR_S + 2i_n^2 R_S^2 + e_n^2 \end{aligned} \quad (3.1)$$

da $R_S/R_N = 10^{-3}$.

Ferner gilt

$$8kTR_S \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ V}^2/\text{Hz}$$

und

$$\begin{aligned} 2i_n^2 R_S^2 &\leq (1 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}})^2 \cdot 100\Omega^2 \\ &= 2 \cdot 10^{-22} \text{ V}^2/\text{Hz} \end{aligned}$$

Daher begeht man selbst bei einer vergleichsweise kleinen Eingangsrauschspannung von $e_n \approx 3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ nur einen Fehler von ungefähr 3,3% für e_n^2 und von 1,7% für e_n , wenn man $e_n \approx e_i$ setzt, sollte e_i noch deutlich unter diesem Wert liegen, so muss der thermische Beitrag berücksichtigt werden. Dies ist allerdings bei unseren Messwerten nicht der Fall (s. Tab. 2).

e_i wird aus dem verstärkten Rauschen am Ausgang des Verstärkers e mittels Division durch die *closed-loop*-Verstärkung $R_N/R_S = 1000$ berechnet. e selber wird wiederum aus der am Oszilloskop abgelesenen Spannung V_{rms} mittels Division durch die Sättigungsverstärkung der Filter und die Wurzel der Bandbreite erhalten.

3.2.2 Stromrauschen

Zur Messung des Stromrauschens werden die Jumper über R_{\pm} geöffnet. Hier ergibt sich nach [1]

$$i_n^2 = (e^2 - 8kTR_{\pm} A_{VCL}^2)(4R_{\pm}^2 A_{VCL}^2)^{-1} \quad (3.2)$$

wobei die *closed loop*-Verstärkung A_{VCL} hier wieder den Wert $R_N/R_S = 1000$ hat; in Zahlen also

$$i_n = 5 \cdot 10^{-10} \sqrt{e^2 - 3,235 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{Hz}} \quad (3.3)$$

e wird wie in Versuchsteil 3.2.1 bestimmt.

3.3 Externe Störungen

In diesem Versuchsteil werden mit dem OP 711 im Frequenzband 5kHz-10kHz die gleichen Messungen wie in 3.2.1 und 3.2.2 durchgeführt. Jedoch wird der Verstärkerkreis externen Störungen ausgesetzt, nämlich durch

- Annähern des unabgeschirmten Verstärkers an den Computermonitor
- Annähern des unabgeschirmten Verstärkers an das Netzteil des Lötkolbens
- Erhitzen von Verstärker und R_S mit dem Lötkolben
- Versorgung der Verstärkerschaltung mit gleichgerichtetem Wechselstrom

3.4 Schrotrauschen einer Zenerdiode

Entfällt, da Versuchsaapparatur nicht funktionsfähig.

4 Ergebnisse und Fehler

4.1 Filter

Beim Vermessen des 5kHz-Hochpass- und des 10kHz-Tiefpassfilters wurden die Datenreihen in Tabelle 1 aufgenommen. Die Fehler werden hier überwiegend durch das Ablesen der

Hochpass 5 kHz					
f/Hz	V_{out}/mV	$\Delta V_{out}/\text{mV}$	ϕ/π	v	Δv
45	1,9	0,5	0,50	0,014	0,004
472	29,5	1,5	0,47	0,211	0,013
901	56	2	0,44	0,400	0,020
1789	104	4	0,37	0,743	0,039
3640	175	5	0,32	1,250	0,057
5030	200	5	0,25	1,429	0,062
7370	230	5	0,15	1,643	0,069
14870	265	5	0,09	1,893	0,076
30000	265	5	0,00	1,893	0,076
90800	260	5	-0,07	1,857	0,075
296000	250	5	-0,41	1,786	0,073
601000	115	4	-0,80	0,821	0,041

Tiefpass 10 kHz					
f/Hz	V_{out}/mV	$\Delta V_{out}/\text{mV}$	ϕ/π	v	Δv
11	210	5	1,06	1,500	0,064
107	235	5	0,99	1,679	0,070
1010	235	5	1,04	1,679	0,070
2150	235	5	1,11	1,679	0,070
3970	227,5	5	1,22	1,625	0,068
8000	185	5	1,43	1,321	0,059
9950	153	4	1,5	1,093	0,048
15860	79	4	1,7	0,564	0,035
30900	24,25	3	1,88	0,173	0,022
111500	3	1	2	0,021	0,0072
1000000	0,5	0,3	-	0,004	0,0021

Tabelle 1: Phasenverschiebung (modulo 2π) und Verstärkung der Filter in Abhängigkeit von der Frequenz

Oszillogramme mit dem Auge bestimmt. Bei der Phasenverschiebung betragen sie konstant etwa $0,05\pi$, bei der Spannungsverstärkung wurde ihre Größe wie in der Tabelle angegeben abgeschätzt.

Für die Frequenz von 1 MHz konnte beim Tiefpass aufgrund der nur noch sehr geringen Amplitude des Ausgangssignals die Phasenverschiebung nicht eindeutig bestimmt werden.

An die Messpunkte für die Spannungsverstärkung v wird fehlergewichtet eine Butterworth-Filterfunktion nach Abs. 2.5 gefittet (log-log-Bodeplots in Abbildungen A und C). Dabei werden jeweils nur die Frequenzen unter 120 kHz berücksichtigt, da beim Hochpass ab etwa dieser Frequenz die maximale Anstiegsrate des Verstärkerausgangs (*slew rate*) die

Ausgangsamplitude begrenzt und da beim Tiefpassfilter die für 1 MHz gemessene Spannung bereits so klein ist, dass sich auch hier Fehler des Verstärkers bemerkbar machen. Die Fits haben eine recht hohe Güte, wie sich an den niedrigen χ^2 -Werten (Summe der Abweichungsquadrate) von $7 \cdot 10^{-5}$ für den Hochpass und $2,3 \cdot 10^{-4}$ für den Tiefpass zeigt.

Ergebnisse der Fits

Hochpass $f_g = (4,26 \pm 0,18)$ kHz $v_0 = 1,906 \pm 0,021$ $n = -1 \pm 0,058$

Tiefpass $f_g = (9,41 \pm 0,43)$ kHz $v_0 = 1,640 \pm 0,027$ $n = 2 \pm 0,28$

Parameternamen: siehe Abs. 2.5

Insbesondere wird bestätigt, dass es sich bei den Tiefpassfiltern um Butterworth-Filter zweiter bei den Hochpassfiltern um solche erster Ordnung handelt. Die Grenzfrequenz des Hochpassfilters liegt innerhalb der Fehlergrenzen des in Abschnitt 3.1 berechneten Wertes von $4,8 \pm 1,1$ kHz.

Für die beiden anderen Filter ergaben sich experimentell folgende Daten:

Hochpass $f_g = (0,11 \pm 0,005)$ Hz $v_0 = 2,0 \pm 0,2$

Tiefpass $f_g = (10 \pm 0,5)$ Hz $v_0 = 1,7 \pm 0,2$

Auch die Grenzfrequenz des 0,1Hz-Hochpasses ist also innerhalb der Fehlergrenzen konform mit dem berechneten Wert.

Aus den experimentellen Filterdaten ergibt sich für das hohe Frequenzband nach Formel (2.5) eine Rauschbandbreite von $B_n = 9,91$ kHz, wobei der gegenüber der Differenz der 3dB-Grenzfrequenzen hoch erscheinende Wert darauf zurückzuführen ist, dass die Produktfilterfunktion also der Bandpass nur noch eine Maximalverstärkung von $v_{0B}^2 = 0,572 \cdot v_{0H}^2 v_{0T}^2$ aufweist. Ein Fehler dieser Bandbreite kann exakt praktisch nicht berechnet werden, da die zugrundeliegende Formel über v_{0B} auf äußerst komplexe Weise von den fehlerbehafteten Fitparametern abhängt. Als Schätzwert für den Fehler der Rauschbandbreite soll daher der Fehler dienen, der bei einfacher Differenzbildung auftreten würde, also

$$\frac{\Delta B_n}{B_n} = \sqrt{\left(\frac{0,18}{4,26}\right)^2 + \left(\frac{0,43}{9,41}\right)^2} = 6,2\%$$

Aus analogen Überlegungen für den zweiten Bandpass ergibt sich bei diesem eine Rauschbandbreite von $B_n = 11,0$ Hz $\pm 6,8\%$.

Die Phasenverschiebung ist in den Abbildungen B für den Tiefpass und D für den Hochpass bei linearer Achsenskalierung aufgetragen. Die Graphen wurden dabei mittels eines Splines bzw. eines b-Splines interpoliert. Theoretisch würde hier ein Verlauf wie $\arctan(f^2/f_g)$ für den Tiefpass bzw. $\arctan(f_g/f)$ für den Hochpass erwartet, da diese Größen das Argument der komplexen Verstärkungsfunktion beschreiben. Qualitativ sehen die gemessenen Kurven diesen theoretischen auch recht ähnlich, jedoch verläuft die Kurve des Tiefpasses bei uns von π bis 2π statt von Null bis $\pi/2$ bei der Grenzfrequenz messen wir dementsprechend etwa $3/2\pi$ statt $\pi/4$. Die Hochpasskurve zeigt zunächst annähernd den theoretischen Verlauf, nimmt bei der Grenzfrequenz auch in etwa den Wert $\pi/4$ an, geht dann aber nicht gegen Null, sondern verläuft fast linear in den negativen Bereich. Diese Abweichungen vom theoretischen Verhalten sind vermutlich dadurch bedingt, dass auch die anderen Bauteile der aktiven Filter Einfluss auf die Phasenverschiebung haben.

4.2 Strom- und Spannungsrauschen des Verstärkers

Aus den aufgenommenen Oszillogrammen (Abbildungen 17, 19, ... 37, 39) wurden die Werte in Tabelle 2 bestimmt. Dabei wurden zur Korrektur der V_{rms} -Werte die Sättigungsverstärkungen der Bandpässe von $v_{0B} = 2,36$ (5-10 kHz) und $v_{0B} = 3,39$ (0,1-10 Hz) verwendet, ansonsten wurde verfahren wie unter 3.2 angegeben.

Spannung	5kHz-10kHz		
	AD711JM	UA741CDP	F218AR-UA741CP
V_{pp} in Volt	[6,16E-02]	7,04E-03	8,88E-03
V_{rms} in Volt (uk)	[9,53E-03]	1,12E-03	1,39E-03
crest factor	6,46	6,27	6,41
V_{rms} in Volt (k)	[4,04E-03]	4,76E-04	5,87E-04
e in $V/\sqrt{\text{Hz}}$	[4,06E-05]	4,78E-06	5,90E-06
e_n in $V/\sqrt{\text{Hz}}$	[4,06E-08]	4,78E-09	5,90E-09

Spannung	0,1Hz-10Hz		
	AD711JM	UA741CDP	F218AR-UA741CP
V_{pp} in Volt	2,72E-03	7,52E-03	4,32E-03
V_{rms} in Volt (uk)	3,93E-04	1,17E-03	5,71E-04
crest factor	6,92	6,45	7,57
V_{rms} in Volt (k)	1,16E-04	3,44E-04	1,68E-04
e in $V/\sqrt{\text{Hz}}$	3,50E-05	1,04E-04	5,08E-05
e_n in $V/\sqrt{\text{Hz}}$	3,50E-08	1,04E-07	5,08E-08

Strom	5kHz-10kHz		
	AD711JM	UA741CDP	F218AR-UA741CP
V_{pp} in Volt	2,34E-01	4,28E-02	3,48E-02
V_{rms} in Volt (uk)	3,60E-02	7,17E-03	5,64E-03
crest factor	6,49	5,97	6,17
V_{rms} in Volt (k)	1,53E-02	3,04E-03	2,39E-03
e in $V/\sqrt{\text{Hz}}$	1,53E-04	3,05E-05	2,40E-05
i_n in $A/\sqrt{\text{Hz}}$	(7,67E-14)	(1,53E-14)	(1,69E-14)

Strom	0,1Hz-10Hz		
	AD711JM	UA741CDP	F218AR-UA741CP
V_{pp} in Volt	3,32E-02	4,84E-02	1,92E-01
V_{rms} in Volt (uk)	3,73E-03	7,73E-03	2,73E-02
crest factor	8,91	6,26	7,04
V_{rms} in Volt (k)	1,10E-03	2,28E-03	8,05E-03
e in $V/\sqrt{\text{Hz}}$	3,31E-04	6,88E-04	2,43E-03
i_n in $A/\sqrt{\text{Hz}}$	1,39E-13	3,32E-13	1,21E-12

Tabelle 2: Rauschspannung und Strom bei verschiedenen OPV

Die Werte in eckigen Klammern sind vermutlich um den Faktor fünf zu hoch, siehe dazu Abschnitt 4.3. Die Bezeichnung V_{pp} in der Tabelle steht für peak-to-peak-Werte der aufgenommenen Oszillogramme. Der *crest factor* ist der Quotient aus V_{pp} und V_{rms} . Diese Größe ist charakteristisch für die zugrundeliegende Momentanwertverteilung. Der *crest factor* von 6 bis 8 bestätigt hier ebenso wie die exemplarisch erstellten Histogramme (Abbildungen 22b und 24b) die Gaussverteilung der Momentanspannungen.

Weiterhin ist an den Messdaten für V_{rms} und den Fourierplots deutlich der Einfluss des $1/f$ -Rauschens zu erkennen: entsprechende Messwerte sind für das hohe Frequenzband regelmäßig deutlich kleiner als für das niedrige Frequenzband. Interessant sind auch die Abweichungen zwischen den beiden 741. Obwohl beide Verstärker der gleichen Familie angehören, zeigen sie Unterschiede in den Rauschspannungen von bis zu einer Größenordnung. Da verwundert es dann auch nicht sehr, dass unsere Messwerte von den für den 741 in [1] angegebenen ($e_n = 15 \text{ nV}$, $i_n = 0,5 \text{ pA}$) um etwa den gleichen Faktor abweichen. Literaturdaten für den 711 habe ich nicht gefunden.

Leider sieht man an unseren Ergebnissen auch, dass es eine sehr heikles Unterfangen ist, eine Messgröße aus der sehr kleinen Differenz zweier Zahlen zu bestimmen, da diese Methode bei einer gewissen Größe der Fehler zum völligen Misserfolg führen kann. In diesem Fall liegt es daran, dass das thermische Rauschen der Widerstände in die gleiche Größenordnung kommt wie das Stromrauschen des Operationsverstärkers. Nehmen wir einmal als Beispiel an, wir hätten einen Rauschstrom i_n von $0,01 \text{ pA}$, was nicht einmal extrem gering ist. Dann hätte man als Differenz unter der Wurzel in (3.3) einen Wert der um den Faktor zehn kleiner ist als das thermische Rauschen. Das heißt, sobald z. B. durch die Toleranzen der Widerstände ein Fehler von 10% entsteht, kann der Radikand negativ werden und die Bestimmung des gesuchten Wertes scheitern. Hier ist dies offensichtlich bei der Messung des Stromrauschens im hohen Frequenzband der Fall. Die Werte in runden Klammern sind daher ohne die Korrektur auf das thermische Rauschen in $R \pm$ berechnet.

Bei der Berechnung der Fouriertransformationen (18, 20, . . . , 38, 40) wurde die Möglichkeit genutzt, nur positive Frequenzen zu ermitteln, so dass der Einfluss der Abtastfrequenz schon bei der FFT eliminiert wird. Hier wird der Einfluss der Filter relativ gut sichtbar. Zum Beispiel sieht man in Abbildung 20 deutlich die Unterdrückung niedriger Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz des Hochpasses und in Abbildung 26 die Unterdrückung der Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz des Tiefpasses. Zu beachten ist auch, dass während der ca. 1-minütigen Messzeit im niedrigen Frequenzbereich noch ein hoher Gleichstromanteil gemessen wird, dies konnte selbst dann nicht ganz eliminiert werden, wenn man die Aufladekurve des Filterkondensators auf dem Oszilloskop beobachtet und abgewartet hat.

4.3 Externe Störungen

Hier wurden die Messwerte in Tabelle 3 aufgenommen. Zunächst fällt auf, dass offensichtlich unsere Messung des ungestörten Messwertes für das Spannungsrauschen um mindestens einen Faktor 5 zu hoch lag, da es eigentlich keinen Grund gibt, warum der gestörte Verstärker weniger Rauschen sollte. Ich vermute daher stark, dass wir hier fälschlicherweise die 5x-Checkbox des Oszilloskop-Ausleseprogramms aktiviert hatten.

Die Fourierspektren und die V_{rms} -Verhältnisse zeigen in erster Linie eine unspezifische Erhöhung der Rauschamplitude über das ganze Spektrum. Beim Computermonitor treten aber einige charakteristische Veränderungen auf. Erstens zeigt das Oszillogramm des Stromrauschens (Abb. 13) ein Amplitudenband, das nur von einigen wenigen Peaks von diesen aber sehr weit übertroffen wird. Und zweitens sind in der FFT (14, 6a) einige scharfe Peaks in dem Bereich zu erkennen, der durch den Tiefpass eigentlich schon stark unterdrückt ist. Die Peaks sind annähernd äquidistant im Abstand von $5,3\text{-}5,5 \text{ kHz}$; den bei weitem größten Teil der Intensität vereint der Peak bei $32,3 \text{ kHz}$ auf sich. Möglicherweise handelt es sich bei dieser Frequenz genau um die horizontale Ablenkfrequenz des Monitors: je nachdem, ob das Display 480 oder 600 Zeilen anzeigt entspräche dies einer Bildrate zwischen 50 und 67 Hz , was durchaus im Bereich des üblichen ist. Zur Illustration des

Einfluss dieses Signals auf das Rauschsignal ist in Abb. 6b ein Teil des Oszillogrammes mit der von den Peaks erzeugten Welle noch einmal vergrößert abgebildet.

Spannung	V_{pp} in Volt	V_{rms} in Volt	$V_{rms}/(V_{rms})_0$
Monitor	1,66E-02	2,53E-03	[0,266]
Erhitzen	1,52E-02	2,37E-03	[0,249]
Netzgerät	1,80E-02	2,43E-03	[0,255]
Wechselspannung	1,48E-02	2,36E-03	[0,247]
Strom	V_{pp} in Volt	V_{rms} in Volt	$V_{rms}/(V_{rms})_0$
Monitor	6,56E-01	6,53E-02	1,812
Erhitzen	3,62E-01	5,51E-02	1,528
Wechselspannung	2,36E-01	3,57E-02	0,992

Tabelle 3: Veränderung des Rauschens unter externen Störungen

5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Im ersten Versuchsteil wurden durch geeignete Dimensionierung der RC -Glieder für die Hochpassfilter mit zufriedenstellender Genauigkeit die gewünschten Grenzfrequenzen erreicht, die gemessenen Bode-Plots entsprachen gut dem Modell. Der Einfluss der *slew rate* auf die Verstärkung bei hohen Frequenzen wurde beobachtet. Im zweiten Versuchsteil wurden Messergebnisse für Rauschspannung und Rauschstrom der drei Operationsverstärker ermittelt, die im plausiblen Bereich liegen; eine genaue Überprüfung konnte leider nicht erfolgen, da in den Datasheets der Hersteller, die im Internet verfügbar sind, keine Rauschdaten angegeben sind. Im dritten Versuchsteil konnte der Einfluss externer Störungen insbesondere in Form elektromagnetischer Signale auf eine ungeschirmte Verstärkerschaltung nachgewiesen werden.

Literatur

- [1] MESCHÉDE, D.: *Operationsverstärker in rauscharmen Schaltungen*. Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 1993.