

Bachelorarbeit

Qualifizierung und Charakterisierung von Silizium Photomultipliern im Temperaturbereich von -45 bis +65 Grad Celsius für den Einsatz in der radiometrischen Prozessmesstechnik.

Qualification and characterisation of silicon photomultipliers within range of temperature from -45 to +65 degree Celsius for use in radiometric process measurement.

Johannes Berthold

Juni 2014

Karlsruher Institut für Technologie

Referent: Prof. Dr. Thomas Müller, Institut für Experimentelle Kernphysik

Korreferent: Dr. Steffen Müller, Berthold Technologies

Abstract

In dieser Arbeit wird untersucht, ob Silizium Photomultiplier der Hersteller SensL (MicroFB-60035- SMT), KETEK (PM3350 Trench) und Hamamatsu (S11828-3344M (Array)) in der radiometrischen Prozessmesstechnik zur Lichtdetektion in Gammadetektoren eingesetzt werden können. Dazu werden mit einem praxisnahen Aufbau mit Strahlungsquelle, Szintillator, Silizium Photomultiplier und Auswerteelektronik im laufenden Betrieb bei -45 bis +65 Grad Celsius Spektren aufgenommen und funktionsrelevante Parameter ausgelesen. Der mit Abstand beste SiPM ist das Modell von Hamamatsu. Der SiPM von SensL weist ein deutlich höheres Rauschen auf, zeigt aber sonst keine grundlegenden Schwächen. Der Hersteller KETEK überzeugt nicht, da die Messungen zwischen +60 und +65 Grad Celsius abbrechen.

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und weder ganz oder in Teilen als Prüfungsleistung vorgelegt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Sämtliche Stellen der Arbeit, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, habe ich durch Quellenangaben kenntlich gemacht. Dies gilt auch für Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen und dergleichen sowie für Quellen aus dem Internet.

Ort, Datum

Johannes Berthold

Diese Bachelorarbeit wurde in Zusammenarbeit mit Berthold Technologies erstellt:

BERTHOLD TECHNOLOGIES GmbH & Co. KG
Calmbacher Str. 22
75323 Bad Wildbad

Referent:

Professor Dr. Thomas Müller

Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Experimentelle Kernphysik

Korreferent:

Doktor Steffen Müller

Berthold Technologies, Entwicklungsabteilung Prozessmesstechnik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Messprinzip der radiometrischen Prozessmesstechnik	2
2.1	Strahlungsquellen	2
2.1.1	Schnelle Elektronen (Beta-Zerfall)	2
2.1.2	Elektromagnetische Strahlung (Gammastrahlung aufgrund eines Betazerfalls)	3
2.1.3	Caesium-137	3
2.1.4	Cobalt-60	3
2.2	Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie	5
2.2.1	Photoelektrischer Effekt	5
2.2.2	Charakteristische Röntgenstrahlung	5
2.2.3	Compton-Effekt	7
2.2.4	Paarbildung	7
2.2.5	Rayleigh-Streuung	8
2.3	Szintillation (Umwandlung von Gammastrahlung zu Licht)	8
2.3.1	Organische Szintillatoren	12
2.3.2	Anorganische Szintillatoren	14
2.4	Lichtdetektion	15
2.4.1	Photomultiplier Tube	16
2.4.2	Grundlagen Halbleitertechnik	16
2.4.3	Photodioden, Avalanche-Dioden und Silizium Photomultiplier	19
2.4.4	Vergleich von photomultiplier tube und Silizium Photomul- tiplier	30
2.5	Elektronische Aufbereitung und Auswertung des Signals	32
2.5.1	Vorverstärkung	32
2.5.2	Pulsformung	33
2.5.3	Totzeit	33
2.5.4	Komparator, Ereigniszähler und Prozesswertgenerierung	33
3	Praxis	34
3.1	Pulshöhenanalyse	34
3.1.1	Photoelektrischer Effekt	35
3.1.2	Compton-Effekt	36
3.1.3	Röntgenlinien	37
3.1.4	Rückstreupeak	37
3.1.5	Rauschkante	37
3.2	Versuchsaufbau	38
3.2.1	Strahlungsquelle	38
3.2.2	Szintillator	38
3.2.3	Silizium Photomultiplier	40

3.2.4	Spannungsversorgung des Silizium Photomultipliers	40
3.2.5	Pulsformung und Vorverstärker	40
3.2.6	Sonde	41
3.2.7	Oszilloskop	42
3.2.8	Mehrkanalanalysator (Multichannel Analyzer)	43
3.2.9	Spannungsmessgerät	44
3.2.10	Steuerung und Auslese	44
4	Hauptteil	45
4.1	Flächenbestimmung	45
4.2	Arbeitspunktbestimmung	46
4.3	Temperaturmessungen	47
4.3.1	SensL Natriumiodid Caesium-137	51
4.3.2	SensL Natriumiodid Cobalt-60	54
4.3.3	SensL Caesiumiodid Caesium-137	56
4.3.4	SensL Caesiumiodid Cobalt-60	59
4.3.5	KETEK Natriumiodid Caesium-137	61
4.3.6	KETEK Natriumiodid Cobalt-60	64
4.3.7	KETEK Caesiumiodid Caesium-137	67
4.3.8	KETEK Caesiumiodid Cobalt-60	70
4.3.9	Hamamatsu Natriumiodid Caesium-137	72
4.3.10	Hamamatsu Natriumiodid Cobalt-60	75
4.3.11	Hamamatsu Caesiumiodid Caesium-137	77
4.3.12	Hamamatsu Caesiumiodid Cobalt-60	80
4.4	Vergleich zwischen SensL, KETEK und Hamamatsu	82
5	Fazit und Ausblick	83
	Danksagung	85
	Literatur	86
	Anhang	88
A	Messprotokoll: Hamamatsu S11828-3344M	89
B	Arbeitspunktbestimmung	90
C	SensL NaI Caesium-137	93
D	SensL NaI Cobalt-60	97
E	SensL CsI Caesium-137	101
F	SensL CsI Cobalt-60	105

G	KETEK NaI Caesium-137	109
H	KETEK NaI Cobalt-60	113
I	KETEK CsI Caesium-137	117
J	KETEK CsI Cobalt-60	121
K	Hamamatsu NaI Caesium-137	125
L	Hamamatsu NaI Cobalt-60	129
M	Hamamatsu CsI Caesium-137	133
N	Hamamatsu CsI Cobalt-60	137
O	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius	141

Abbildungsverzeichnis

1	Prozessmesstechnik	1
2	Füllstandsmessung	2
3	Zerfallsschema von Cobalt-60 und Caesium-137	4
4	Massenschwächungskoeffizient für Photonen in Natriumiodid	6
5	Compton-Effekt	8
6	Emissionsspektren NaI(Tl), CsI(Na) und CsI(Tl)	10
7	Zerfallszeit eines NaI(Tl)-Kristalls als Funktion der Temperatur	10
8	Relative Lichtausbeute einiger alkalihalogenider Szintillatoren	11
9	Energieniveaus anorganischer Szintillatoren	13
10	Optisches Absorptions- und Emissionsspektrum anorganischer Szintillatoren	14
12	photomultiplier tube	17
13	Negative Dotierung	18
14	Positive Dotierung	18
15	p-n-Übergang	19
16	Photodiode	20
17	Avalanche-Photodiode	21
18	Lawineneffekt am p-n-Übergang	22
19	Funktionszyklus einer einzelnen SiPM-Zelle	22
20	Ausgangssignal einer Diode im Geiger-Modus	23
21	SiPM-Schaltbild	23
22	Detailansicht SiPM KETEK	24
23	SiPM des Herstellers KETEK	24
24	I-V-Kurve SiPM	25
25	Oszilloskopbild des SiPM-Ausgangssignals bei kurzen Lichtpulsen	26

26	SiPM-Spektrum bei kurzen Lichtpulsen niedriger Intensität	26
27	SiPM-Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Überspannung	27
28	Verhältnis R aus Photostrom durch optische Leistung	28
29	Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit eines SiPM in Abhängigkeit der Wellenlänge	28
30	Dunkelstrom in Abhängigkeit der Überspannung	29
31	Dunkelstrom in Abhängigkeit des Schwellwerts	30
32	Durchbruchspannung eines SiPM in Abhängigkeit der Temperatur .	31
33	Dunkelstrom eines SiPM in Abhängigkeit der Temperatur	31
34	Pulsformung	32
35	Pile-up	33
36	Beispiel eines Spektrums	34
37	Photopeak im Spektrum	35
38	Spektrum bei Auftreten des Compton-Effekts	36
39	Differentielle Energieverteilung bei Auftreten des Photoelektrischen Effekts und des Compton-Effekts	36
40	Überhöhungen im Spektrum aufgrund von den Detektor umgebenden Materialien	37
41	Versuchsaufbau	38
42	Szintillator und SiPM	39
43	SiPM des Herstellers SensL	39
44	Schwellen der Verhaeltnisregelung	42
45	MCA Blockdiagramm	44
46	Spektren in Abhängigkeit der Diodenfläche	45
47	Beschriftung Abbildungsverzeichnis	46
48	Arbeitspunktbestimmung - Übersicht	48
49	Temperaturschritte eines Temperaturzyklus	49
50	Übersicht Temperaturmessungen - SensL - NaI - Caesium-137	51
51	Übersicht Temperaturmessungen - SensL - NaI - Cobalt-60	54
52	Übersicht Temperaturmessungen - SensL - CsI - Caesium-137	56
53	Übersicht Temperaturmessungen - SensL - CsI - Cobalt-60	59
54	Übersicht Temperaturmessungen - KETEK - NaI - Cobalt-60	61
55	Übersicht Temperaturmessungen - KETEK - CsI - Cobalt-60	64
56	Übersicht Temperaturmessungen - KETEK - CsI - Cobalt-60	67
57	Übersicht Temperaturmessungen - KETEK - CsI - Cobalt-60	70
58	Übersicht Temperaturmessungen - Hamamatsu - NaI - Caesium-137	72
59	Übersicht Temperaturmessungen - Hamamatsu - CsI - Cobalt-60	75
60	Übersicht Temperaturmessungen - Hamamatsu - CsI - Caesium-137	77
61	Übersicht Temperaturmessungen - Hamamatsu - CsI - Cobalt-60	80
62	Arbeitspunktbestimmung - SensL	90
63	Arbeitspunktbestimmung - SensL - Detail Rauschkante	90
64	Arbeitspunktbestimmung - KETEK	91
65	Arbeitspunktbestimmung - KETEK - Detail Rauschkante	91
66	Arbeitspunktbestimmung - Hamamatsu	92

67	Arbeitspunktbestimmung - Hamamatsu - Detail Rauschkante	92
68	SensL NaI Caesium-137 - Spektren	93
69	SensL NaI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	94
70	SensL NaI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	94
71	SensL NaI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur	95
72	SensL NaI Caesium-137 - Impulsform	95
73	SensL NaI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur	96
74	SensL NaI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur	96
75	SensL NaI Cobalt-60 - Spektren	97
76	SensL NaI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	98
77	SensL NaI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	98
78	SensL NaI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur	99
79	SensL NaI Cobalt-60 - Impulsform	99
80	SensL NaI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur	100
81	SensL CsI Caesium-137 - Spektren	101
82	SensL CsI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	102
83	SensL CsI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	102
84	SensL CsI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur	103
85	SensL CsI Caesium-137 - Impulsform	103
86	SensL CsI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur	104
87	SensL CsI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur	104
88	SensL CsI Cobalt-60 - Spektren	105
89	SensL CsI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	106
90	SensL CsI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	106
91	SensL CsI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur	107
92	SensL CsI Cobalt-60 - Impulsform	107
93	SensL CsI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur	108
94	KETEK NaI Caesium-137 - Spektren	109
95	KETEK NaI Cs137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	110
96	KETEK NaI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	110
97	KETEK NaI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur	111
98	KETEK NaI Caesium-137 - Impulsform	111
99	KETEK NaI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur	112
100	KETEK NaI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur	112
101	KETEK NaI Cobalt-60 - Spektren	113
102	KETEK NaI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	114
103	KETEK NaI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	114
104	KETEK NaI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur	115

105	KETEK NaI Cobalt-60 - Impulsform	115
106	KETEK NaI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur	116
107	KETEK CsI Caesium-137 - Spektren	117
108	KETEK CsI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	118
109	KETEK CsI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	118
110	KETEK CsI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur	119
111	KETEK CsI Caesium-137 - Impulsform	119
112	KETEK CsI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur	120
113	KETEK CsI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur	120
114	KETEK CsI Cobalt-60 - Spektren	121
115	KETEK CsI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	122
116	KETEK CsI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	122
117	KETEK CsI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur	123
118	KETEK CsI Cobalt-60 - Impulsform	123
119	KETEK CsI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur	124
120	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Spektren	125
121	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	126
122	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	126
123	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur	127
124	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Impulsform	127
125	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur	128
126	Hamamatsu NaI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur	128
127	Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Spektren	129
128	Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	130
129	Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	130
130	Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur	131
131	Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Impulsform	131
132	Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur	132
133	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Spektren	133
134	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	134
135	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	134
136	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur	135
137	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Impulsform	135
138	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur	136
139	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur	136
140	Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Spektren	137
141	Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur	138

142	Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	138
143	Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur	139
144	Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Impulsform	139
145	Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur	140
146	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Spektren	141
147	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Kanal der Rauschkante über Temperatur	142
148	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf	142
149	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Arbeitspunkt über Temperatur	143
150	Hamamatsu CsI Caesium-137 - Impulsform	143
151	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Strom logarithmisch über Temperatur	144
152	Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Energieauflösung R über Temperatur	144

Tabellenverzeichnis

1	Eigenschaften diverser Szintillatoren	11
2	SiPM der Hersteller SensL, KETEK und Hamamatsu	40
3	Temperaturschritte eines Temperaturzyklus	47

Abkürzungsverzeichnis

PMT	photomultiplier tube, deutsch: Photoelektronenvervielfacher
SiPM	Silizium Photomultiplier
SNR	Signal-to-noise ratio, deutsch: Signal-Rausch-Verhältnis
MCA	Multichannel Analyzer, deutsch: Vielkanalanalysator
CsI(Na)	Caesiumiodid (Natrium)
NaI(Tl)	Natriumiodid (Thallium)
PDE	Photon Detection Efficiency, deutsch: Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit
QE	quantum efficiency, deutsch: Quantenausbeute

1 Einleitung

In dieser Arbeit wird untersucht, ob Silizium Photomultiplier (SiPM) in der radiometrischen Prozessmesstechnik eingesetzt werden können. Dazu werden Messungen mit SiPM der Hersteller SensL, KETEK und Hamamatsu im Temperaturbereich von -45 °C bis $+65\text{ °C}$ durchgeführt und charakteristische Parameter analysiert. Wichtigstes Kriterium ist dabei das Rauschen. Standard zur Lichtdetektion sind derzeit *photomultiplier tubes* (kurz PMT). Daher muss geprüft werden, ob die auf Halbleitertechnologie basierenden SiPM für die Anforderungen der Prozessmesstechnik ähnlich gut oder sogar besser geeignet sind. Dazu wird zunächst ein Überblick über das *Messprinzip der radiometrischen Prozessmesstechnik* gegeben, auf dessen theoretische Grundlagen in Abschnitt 2 genauer eingegangen wird. Im Praxisteil (Abschnitt 3) wird neben einer Einführung in die Pulshöhenanalyse der Versuchsaufbau erklärt. Im Hauptteil (Abschnitt 4) folgen die Ergebnisse der Messungen, ihre Analyse und ein Vergleich zwischen den drei Herstellern. Abschließend wird in Abschnitt 5 ein Fazit gezogen.

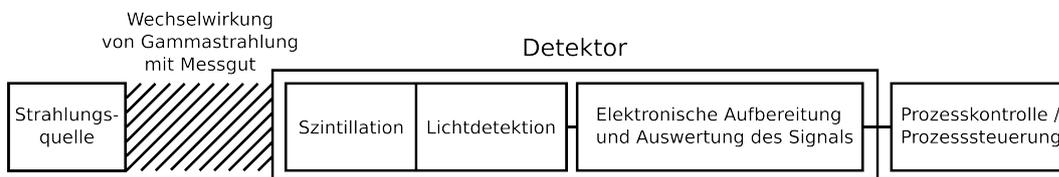


Abbildung 1: Blockdiagramm des Messprinzips der radiometrischen Prozessmesstechnik

Die radiometrische Prozessmesstechnik ermöglicht das berührungslose Messen von Füllstand, Dichte oder Durchsatz. Dies ist besonders bei extremen Bedingungen wie hohem Druck, hohen Temperaturen oder kritischen chemischen Eigenschaften von Vorteil. Das Messprinzip ist für die drei genannten Messaufgaben gleich und in Abbildung 1 als Blockdiagramm dargestellt: als Quelle für Gammastrahlung dient ein radioaktives Isotop. Die emittierte Strahlung wechselwirkt mit dem Messgut und wird dadurch teilweise absorbiert. Ein Szintillator wandelt den nicht absorbierten Teil der Strahlung in Licht um. Dieses wird in ein elektrisches Signal umgewandelt und ausgewertet. So kann ein Prozesswert, wie beispielsweise der Füllstand eines Tanks, generiert werden. Je mehr Gammaquanten absorbiert werden, desto höher ist der Füllstand im Tank. Eine typische Umsetzung zeigt Abbildung 2: Ein als Stab ausgeführter radioaktiver Strahler emittiert Gammastrahlung. Da der Tank nahezu gefüllt ist, wird ein Großteil der Strahlung absorbiert. Im Detektor findet, über die genannten Zwischenschritte, die Umwandlung der Strahlung in einen Prozesswert statt. Dieser wird zur Überwachung oder der Steuerung des Prozesses genutzt. Dass sich Gammastrahlung besonders für dieses Messverfahren eignet, liegt an der passenden Absorption durch die Wechselwirkungsprozesse mit Materie, welche in Unterabschnitt 2.2 genauer besprochen werden. Außerdem kann mit einer Isotopen-Strahlungsquelle die Ausfallsicherheit gegenüber einer Messapparatur, wie beispielsweise einer Röntgenröhre, verbessert werden.

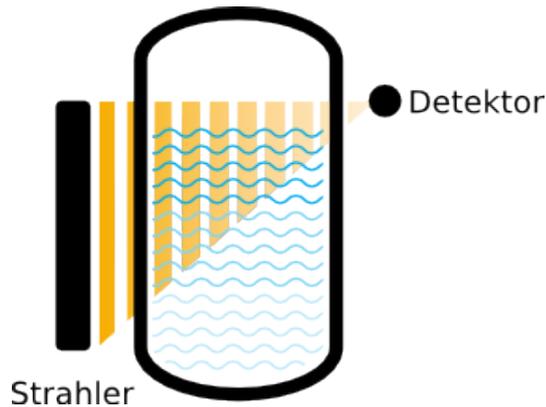


Abbildung 2: Füllstandsmessung

Ein Stabstrahler emittiert Gammastrahlung. Diese durchdringt den Tank und wird dabei teilweise absorbiert. Die nicht absorbierte Strahlung erreicht den Detektor. Dieser berechnet über die detektierte Strahlung einen Füllstand. [1].

2 Messprinzip der radiometrischen Prozessmesstechnik

In diesem Kapitel wird näher auf die einzelnen Elemente des in Abbildung 1 dargestellten Messprinzips der radiometrischen Prozessmesstechnik eingegangen.

2.1 Strahlungsquellen

Ionisierende Strahlung lässt sich in vier Kategorien unterteilen. Zu den geladenen Teilchen gehören *schnelle Elektronen* (bzw. *Positronen*) und *schwere geladene Teilchen*, zu den ungeladenen zählen *elektromagnetische Strahlung* und *Neutronen*. Schnelle Elektronen (bzw. Positronen) sind Betateilchen, welche negativ (bzw. positiv) geladen sind und beim radioaktiven Zerfall entstehen. Als schwere geladene Teilchen werden alle Ionen mit Masse mindestens einer atomaren Einheit bezeichnet. Dazu gehören Alphateilchen, Protonen, Spaltprodukte und die Reaktionsprodukte vieler Kernreaktionen. Zur elektromagnetischen Strahlung gehört Röntgenstrahlung, welche bei einer Änderung der Elektronenkonfiguration eines Atoms emittiert wird und Gammastrahlung, welche bei Übergängen zwischen den Anregungszuständen von Atomkernen emittiert wird. Neutronen werden typischerweise anhand ihrer kinetischen Energie den langsamen oder den schnellen Neutronen zugeordnet. Im Folgenden wird lediglich auf die Strahlungsquellen eingegangen, welche für die Messungen relevant sind. [2]

2.1.1 Schnelle Elektronen (Beta-Zerfall)

Die häufigste Quelle von schnellen Elektronen in der Strahlungsmessung sind Nuklide, welche aufgrund des Beta-Minus-Zerfalls Strahlung emittieren. Der Prozess

lässt sich wie folgt schreiben:



Dabei ist X das ursprüngliche Element (Mutternuklid), Y das Element nach dem Zerfall (Tochternuklid) und $\bar{\nu}$ das Antineutrino. Beim Zerfall wird ein Neutron in ein Proton umgewandelt, sodass die Massenzahl A (gleich der Summe von Protonen und Neutronen) unverändert bleibt, die Kernladungszahl Z jedoch um eins zunimmt. Da Neutrino und Antineutrino extrem geringe Wechselwirkungsquerschnitte haben, sind sie mit klassischen Detektoren nicht nachweisbar. Das Kernprodukt Y hat eine so geringe kinetische Energie, welche unterhalb der Ionisationsschwelle liegt, sodass diese mit üblichen Messmethoden nicht detektierbar ist. Somit ist die einzige signifikante ionisierende Strahlung des Zerfalls das β -Teilchen also das schnelle Elektron.

Die meisten Betastrahler zerfallen so, dass sich das Tochternuklid in einem angeregten Zustand befindet. Dieses geht unter Aussendung eines Gammaquants in den Grundzustand über, sodass mit der Betastrahlung immer auch Gammastrahlung ausgesendet wird. Daher werden Betastrahler, welche direkt in den Grundzustand übergehen, auch *reine Betastrahler* genannt. [2]

2.1.2 Elektromagnetische Strahlung (Gammastrahlung aufgrund eines Betazerfalls)

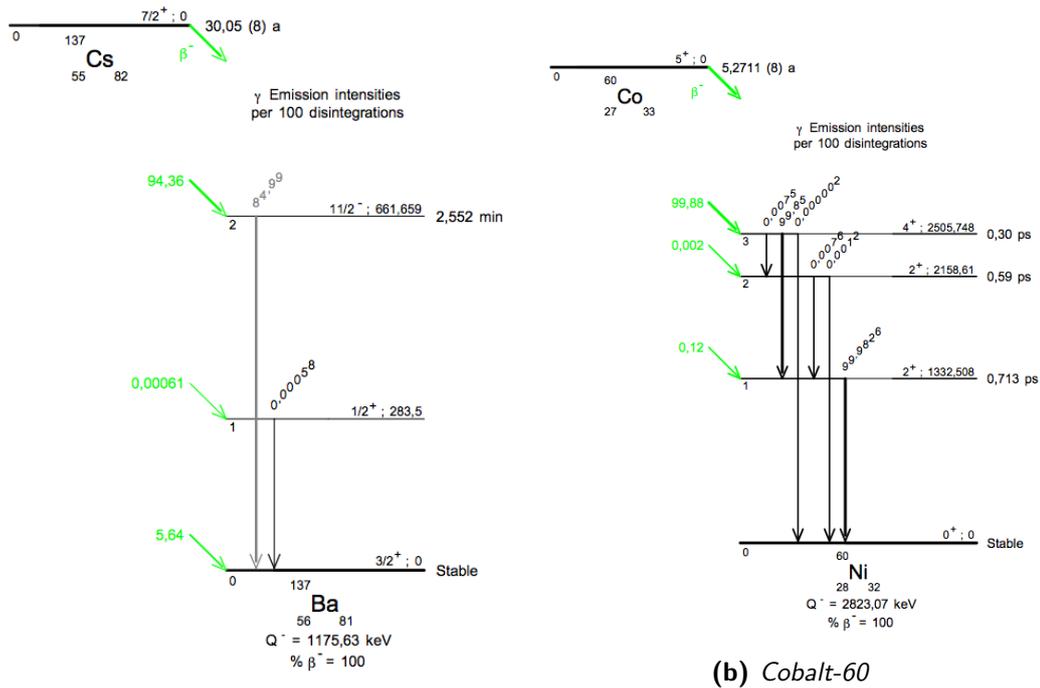
Wie in Unterunterabschnitt 2.1.1 beschrieben, zerfallen Nuklide häufig so, dass sich der Kern des Tochternuklids in einem angeregten Zustand befindet. Wenn dieser in den Grundzustand übergeht, wird Gammastrahlung emittiert.

2.1.3 Caesium-137

In Abbildung 3a ist das Zerfallsschema von Caesium-137 aufgeführt. Die Halbwertszeit von Caesium-137 beträgt etwa 30 Jahre. Es zerfällt über einen Beta-Minus-Zerfall zu 94,36 % in einen Anregungszustand mit einer Energie von etwa 662 keV über dem Grundzustand von Barium-137. Die mittlere Lebensdauer des Anregungszustandes beträgt etwa 2,55 Minuten. Vernachlässigbar ist der Übergang in den Anregungszustand mit 283,5 keV. Weitere 5,64 % gehen direkt zu Barium-137 über. Beim Übergang der Anregungszustände in den Grundzustand wird die Energie in Form eines Gammaquants ausgesandt. Somit hat Caesium-137 eine Photoenergie von knapp 662 keV. Es wird bei den Temperaturmessungen in Unterabschnitt 4.3 verwendet.

2.1.4 Cobalt-60

In Abbildung 3b ist das Zerfallsschema von Cobalt-60 aufgeführt. Auch dieses Isotop wird bei den Temperaturmessungen in Unterabschnitt 4.3 verwendet. Die



(a) Caesium-137

(b) Cobalt-60

Abbildung 3: Zerfallsschemata

Das Nuklid zerfällt mittels Betazerfall (grün) mit den angegebenen Wahrscheinlichkeiten (in %) in die Anregungszustände des Tochternuklids. Diese gehen unter Emission eines Gammaquants in einen energetisch günstigeren Zustand über. Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind als Anteil von 100 Gammaemissionen angegeben. Ganz rechts ist die Halbwertszeit der Zustände aufgeführt. Der Grundzustand ist bei beiden Nukliden stabil. Links neben der Halbwertszeit ist die Anregungsenergie gegenüber dem Grundzustand in keV angegeben. [3]

Halbwertszeit von Cobalt-60 beträgt etwa 5 Jahre. Es zerfällt über einen Beta-Minus-Zerfall, wobei im Gegensatz zu Caesium kein Übergang in den Grundzustand des Tochternuklids Nickel-60 möglich ist. Es zerfällt zu 99,88 % in einen Anregungszustand mit etwa 2506 keV. Die Beta-Minus-Zerfälle zu den Anregungszuständen mit etwa 2159 und 1333 keV sind vernachlässigbar. Der Anregungszustand mit 2506 keV hat eine mittlere Lebensdauer von 0,30 Pikosekunden. Er zerfällt zu 99,85 % unter Aussendung eines Gammaquants mit einer Energie von etwa 1173 keV in den Anregungszustand von 1333 keV. Dieser Zustand zerfällt wiederum zu 99,85 % in den Grundzustand von Nickel-60. Die übrigen Übergänge sind vernachlässigbar. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem Betazerfall von Cobalt-60 erst ein Gammaquant mit 1173 keV und danach ein Gammaquant mit 1332 keV emittiert wird bei 99,71 %. [2]

2.2 Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

In diesem Abschnitt wird auf die verschiedenen Wechselwirkungen von Gammastrahlung mit Materie eingegangen. Dazu zählen der Photoelektrische Effekt, als Folge die charakteristische Röntgenstrahlung, der Compton-Effekt, die Paarbildung und die Rayleigh-Streuung. Die Summe dieser Effekte führt in der Mittelung zu einer exponentiellen Dämpfung der Gammastrahlung in einem Absorbermedium. Sie lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu\rho x} \quad (2)$$

Dabei stellt I die Intensität am Ort x , I_0 die ursprüngliche Intensität, μ den Massenschwächungskoeffizient, ρ die Dichte des Absorbermaterials und x die Eindringtiefe im Material dar. Der Massenschwächungskoeffizient ist dabei abhängig von der Energie der einfallenden Photonen und für Blei in Abbildung 4 dargestellt. Die Energieabhängigkeit beruht auf den unterschiedlichen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten der im Folgenden besprochenen Effekte.

2.2.1 Photoelektrischer Effekt

Beim äußeren Photoelektrischen Effekt wechselwirkt ein Photon mit Energie $h\nu$ mit einem Atom, wobei das Photon absorbiert wird. An dessen Stelle wird ein Elektron ausgesandt. Diese Wechselwirkung kann nicht mit freien Elektronen stattfinden. Für Gammastrahlen mit ausreichender Energie entstammt das ausgesandte Elektron höchstwahrscheinlich der K-Schale, also der innersten Schale. Das Elektron hat dabei folgende Energie:

$$E_{e^-} = h\nu - E_B \quad (3)$$

E_B entspricht der Bindungsenergie des Elektrons in seiner ursprünglichen Schale.

In Halbleitern dagegen tritt durch Bestrahlung mit Photonen der innere Photoelektrische Effekt auf. Dabei wird durch die Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren die Leitfähigkeit des Halbleiters erhöht. [2]

2.2.2 Charakteristische Röntgenstrahlung

Um charakteristische Röntgenstrahlung zu emittieren, muss die Elektronenkonfiguration eines Atoms durch Energiezufuhr verändert werden, sodass ein Elektronenloch vorhanden ist. Dies geschieht durch Aussenden eines Elektrons beim Photoelektrischen Effekt. Das Atom wird ionisiert und hat damit ein Elektronenloch in einer der Schalen. In Festkörpern füllt typischerweise innerhalb von Nanosekunden ein Elektron einer höheren Schale das Loch. Somit befindet sich das Atom wieder im niedrigsten Energiezustand. Die Energiedifferenz, welche zwischen dem angeregtem Zustand und dem Zustand des Elektronenlochs bestand, wird als charakteristische Röntgenstrahlung ausgesandt. Die Schalen entsprechen den Haupt-

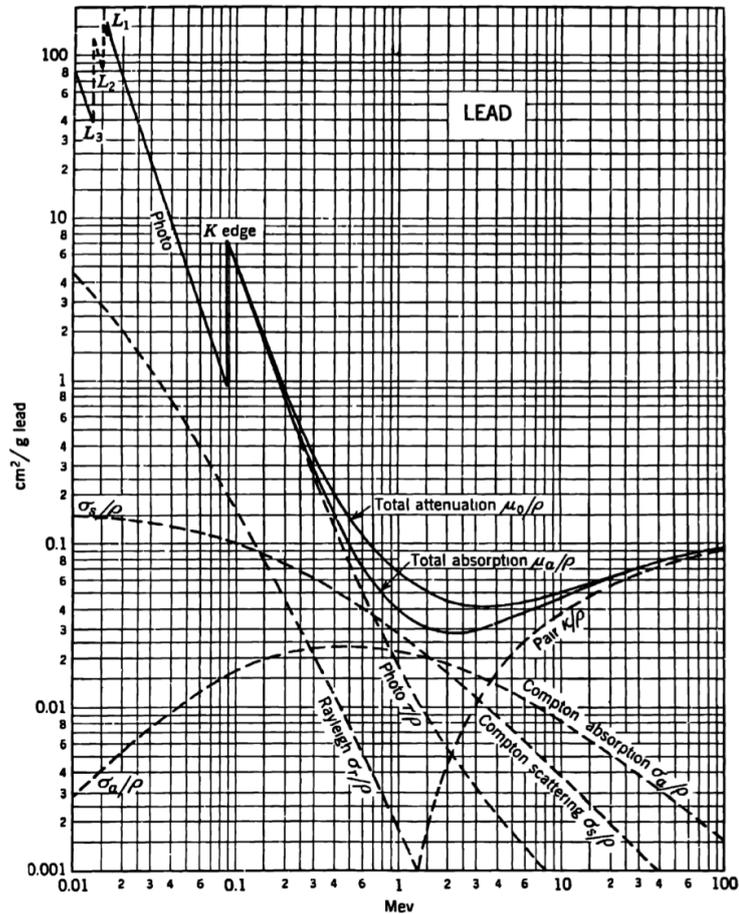


Abbildung 4: Massenschwächungskoeffizient (Quotient aus linearem Schwächungskoeffizient und Materialdichte) **für Photonen** in Blei: die Gesamtabsorption (Total absorption) ist $(\mu_a/\rho) = (\sigma_a/\rho) + (\tau/\rho) + (\kappa/\rho)$, wobei σ_a , τ und κ die linearen Schwächungskoeffizienten für Compton-Absorption (Compton absorption), Photoelektrischen Effekt (Photo), und Paarproduktion (Pair) sind. Wird die Compton-Streuung (Compton scattering) addiert, ergibt sich die Gesamtdämpfung (Total attenuation). Da die Rayleigh-Streuung elastisch und auf kleine Winkel beschränkt ist, wurde diese nicht zu μ_a addiert. [4]

quantenzahlen n . Diesen werden historisch bedingt die Buchstaben K, L, M, N, O und P ($n=1, 2, \dots, 6$) zugeordnet. Daher werden die Übergänge auch K-, L-, M-Serien genannt. Die Energieniveaus spalten sich außerdem zusätzlich auf, wenn Bahndrehimpuls und Spin der Elektronen beachtet werden. Daher treten pro Serie mehrere Röntgenlinien auf. Es ist zu beachten, dass Auswahlregeln für die Übergänge gelten und somit nicht alle Emissionslinien auftreten. In den meisten Fällen werden die Röntgenquanten nahe des Entstehungsortes wieder absorbiert. Jedoch kann charakteristische Röntgenstrahlung den Detektor erreichen und elementspezifische Peaks im Spektrum erzeugen. Für Blei, welches in den Messungen unter Abschnitt 4 Verwendung findet und durch Gammastrahler angeregt wird, betragen die Energien der zwei ausgeprägtesten Linien ($K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$) 74,969 eV und 72,804 eV. Eine ausführliche Auflistung der Emissionslinien ist unter Quelle [5] zu finden. Für in der Praxis relevante Emissionslinien und Bindungsenergien sei Quelle [6] empfohlen. [2] [7]

2.2.3 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt ist eine Wechselwirkung zwischen einem einfallendem Photon und einem Elektron eines Absorbermaterials. Bei dieser Compton-Streuung wird das einfallende Photon um einen Winkel θ bezüglich seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Die folgende Erklärung wird in Abbildung 5 veranschaulicht. Das Photon überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Da Streuwinkel von 0° bis 180° möglich sind, kann der Energieübertrag von null bis zu einem Großteil der Energie des Photons betragen. Die Abhängigkeit des Energieübertrags kann leicht über die Erhaltungssätze von Energie und Impuls hergeleitet werden:

$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (4)$$

Die Extremfälle von θ werden in Unterunterabschnitt 3.1.2 genauer betrachtet. Die Wahrscheinlichkeit für Compton-Streuung steigt linear mit der Anzahl der Elektronen des Targets und somit mit Z . [2]

2.2.4 Paarbildung

Wenn die Photonenenergie die doppelte Ruhemasse eines Elektrons ($2 \times 0,511$ MeV) überschreitet, ist Paarbildung möglich. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess steigt erst ab einigen MeV, sodass Paarbildung der dominierende Effekt bei hohen Energien ist. Paarbildung findet lediglich in der Nähe eines Atomkerns statt. Dabei verschwindet das Photon und ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Die über die Ruhemasse von 1,02 MeV hinausgehende Energie tragen Elektron und Positron zu gleichen Teilen als kinetische Energie. Nach Abbremsen des Positrons im Absorbermedium annihiliert das Positron und erzeugt normalerweise zwei Photonen. Da die Paarbildung erst bei höheren Energien relevant wird (siehe Abbildung 4), kann diese im Folgenden vernachlässigt werden. [2]

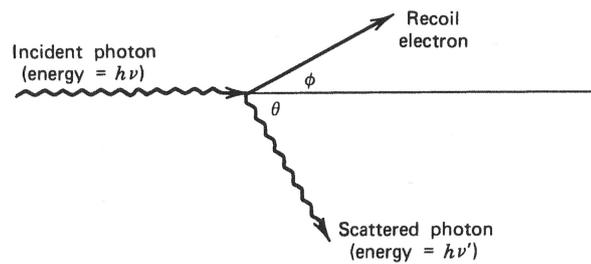


Abbildung 5: Compton-Effekt

Ein einfallendes Photon (Incident photon) wird an einem Elektron (Recoil electron) gestreut. Das Photon (Scattered photon) wird um den Winkel θ von der ursprünglichen Richtung des Gammaquants abgelenkt. Das Elektron wird um den Winkel ϕ gestreut. [2]

2.2.5 Rayleigh-Streuung

Neben der Compton-Streuung kann auch Rayleigh-Streuung auftreten. Bei dieser wechselwirkt das Photon kohärent mit allen Elektronen eines Absorberatoms. Dieses wird dabei weder energetisch angeregt noch ionisiert und auch das Photon behält seine Energie. Lediglich die Richtung ändert sich, sodass man die Rayleigh-Streuung bei dieser Betrachtung ebenfalls vernachlässigen kann.

2.3 Szintillation (Umwandlung von Gammastrahlung zu Licht)

Ein Szintillator dient der Umwandlung von Gammastrahlung zu Licht, wie in Abbildung 1 dargestellt. Es existieren Festkörper, Flüssigkeiten und Gase mit Szintillationseigenschaften. An dieser Stelle wird lediglich auf Festkörper eingegangen. Sie werden in organische und anorganische Szintillatoren unterteilt. Allgemein lassen sich folgende Anforderungen an Szintillatoren stellen:

- effektive Umwandlung kinetischer Energie geladener Teilchen in detektierbares Licht
- lineare Umwandlung über große Energiebereiche
- transparent im Wellenlängenbereich der Lichtemission
- geringer Preis
- kurze Abklingzeit der induzierten Lumineszenz für kurze Signale
- herstellbar in ausreichender Größe und mit ausreichender mechanischer Robustheit
- ähnlicher Brechungsindex wie Glas, um effizient an Lichtdetektoren (siehe Unterabschnitt 2.4) koppeln zu können
- hohe Dichte für große Nachweiswahrscheinlichkeit

- geringe Änderung der physikalischen Eigenschaften während der Nutzungsdauer

Alle Anforderungen in einem Material zu erfüllen ist nicht möglich, sodass Kompromisse eingegangen werden müssen. In den meisten Fällen werden anorganische alkalihalogenide Kristalle oder organische Flüssigkeiten und Kunststoffe genutzt. Organische Szintillatoren haben typischerweise kurze Abklingzeiten der induzierten Lumineszenz, niedrige Dichten und eine geringe Lichtausbeute (z.B. Anthracen). Anorganische Szintillatoren haben eine hohe Dichte, hohe Lichtausbeute, aber deutlich längere Abklingzeiten. Typische Szintillatoren in der Prozessmesstechnik, wie sie auch im Versuchsaufbau (siehe Unterabschnitt 3.2) verwendet werden, sind mit Thallium dotiertes Natriumiodid (NaI(Tl)) und mit Natrium dotiertes Caesiumiodid (CsI(Na)), da mit anorganischen Szintillatoren aufgrund der geringen Strahlungslänge und der hohen Lichtausbeute bereits mit kleinen Geometrien gute Detektoreigenschaften erreicht werden können. Dabei hat CsI eine noch höhere Dichte als NaI, sodass damit die kleinsten Abmessungen möglich sind. Im Gegensatz zu NaI sind Polymere großvolumig herstellbar. Außerdem sind kompliziertere Geometrien realisierbar, da kein Kristall gezüchtet werden muss. Ein weiterer Vorteil liegt in der Temperaturunabhängigkeit der Zerfallskonstante. Außerdem sind Polymere günstig herzustellen, sodass besonders bei großen Geometrien die deutlich geringere Lichtausbeute pro MeV Energiedeposition in Kauf genommen wird [8]. Abhängig von Element und Dotierung emittieren kristalline Szintillatoren in verschiedenen Wellenlängenbereichen. Dies ist in Abbildung 6 dargestellt. Daher müssen das Emissionsspektrum des Szintillators und das Absorptionsspektrum des Detektors aufeinander abgestimmt sein, um eine hohe Detektoreffizienz zu erreichen. Die Szintillationsmechanismen für organische und anorganische Szintillatoren werden in den nächsten zwei Abschnitten erklärt.

Für die Interpretation der Messergebnisse ist außerdem die Zerfallszeit zu beachten, welche in Abbildung 7 (für NaI) dargestellt ist. Dabei fällt der starke Anstieg der Zerfallszeit bei Temperaturen unter 20°C auf. Außerdem ist die Lichtausbeute einiger Szintillatoren in Abbildung 8 dargestellt. Dies wird jedoch in den Messergebnissen keine tragende Rolle spielen, da sie über eine automatische Regelung kompensiert wird. Dabei wird jedoch lediglich der Verstärkungsfaktor erhöht, sodass sich die Statistik der Auswertung verschlechtert. Dies hat Einfluss auf die Energieauflösung R des Detektors, da weniger Photonen detektiert werden. Sie ist wie folgt definiert:

$$R = \frac{\text{Halbwertsbreite}}{\text{Kanal des Maximums des Photopeaks}}$$

Zusätzlich sind die Eigenschaften verschiedener Szintillatoren in Tabelle 1 aufgeführt. [2]

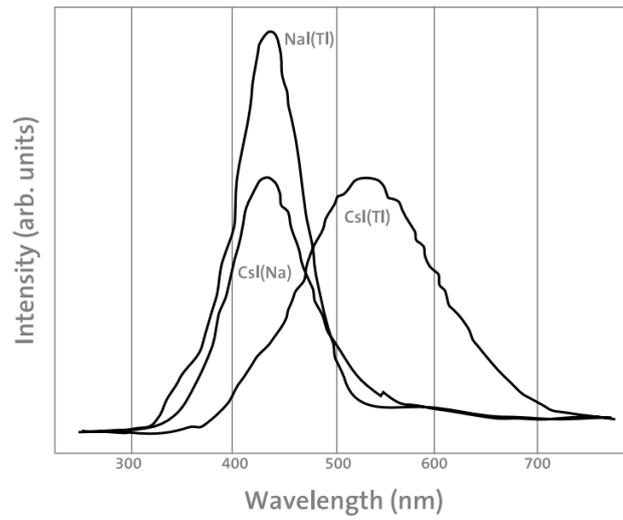


Abbildung 6: Emissionsspektren von NaI(Tl), CsI(Na) und CsI(Tl)
 Intensitäten in unskalierten Einheiten (Intensity / arb. units) über Wellenlänge in nm (Wavelength / nm) [10].

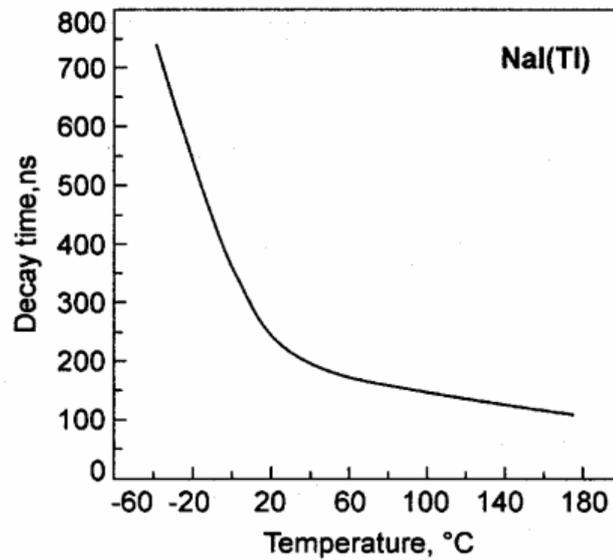


Abbildung 7: Zerfallszeit (Decay time) eines NaI(Tl)-Kristalls in Abhängigkeit der Temperatur [9]

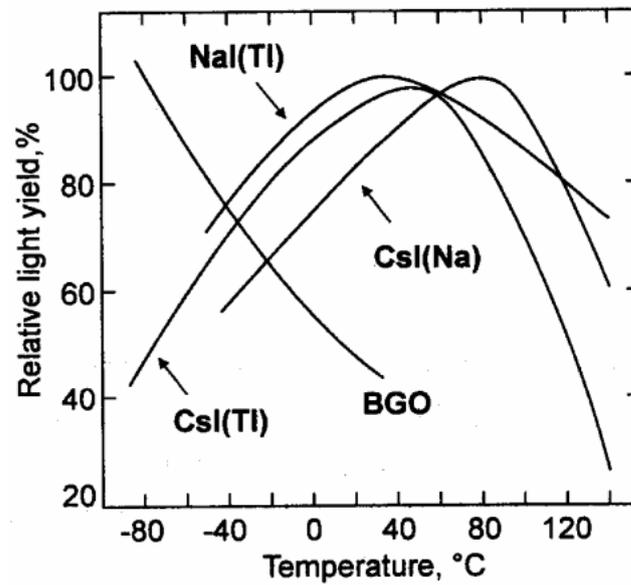


Abbildung 8: *Relative Lichtausbeute (Relative light yield) einiger alkalihalogener Szintillatoren in Abhängigkeit der Temperatur [9]*

Tabelle 1: *Eigenschaften von NaI(Tl) (anorganisch), CsI(Na) (anorganisch) und NA102A (organisch, Polymer)) [2].*

Parameter:	Dichte ρ	Brechungs- index	Wellenlänge höchster Emission	Zerfallskonstante τ	Photonen / MeV *
Einheit:	g/cm^3	-	cm	μs	
NaI(Tl)	3,67	1,85	415	0,23	38000
CsI(Na)	4,51	1,84	420	0,46 / 4,18	65000
NE102A	1,03	1,58	423	0,002	10000

*Abschätzung der Anzahl der Photonen, welche durch Energiedeposition eines Elektrons mit 1 MeV entstehen

2.3.1 Organische Szintillatoren

Die Fluoreszenz ist in organischen Materialien (im Gegensatz zu anorganischen Materialien) von der Molekülstruktur abhängig, sodass der Aggregatzustand hierfür keine Rolle spielt. Die Energieniveaus sind in Abbildung 9 dargestellt. Durch Absorption von Energie wird die Elektronenstruktur in einen der Anregungszustände angehoben. Links sind die Singulettzustände S_0, S_1, S_2, \dots (Spin 0) und rechts die Triplettzustände T_1, T_2, T_3, \dots (Spin 1) dargestellt. Der Energieunterschied zwischen S_0 und S_1 beträgt bei Molekülen eines organischen Szintillators etwa 3 oder 4 eV, wobei dieser Abstand bei höheren Anregungszuständen abnimmt. Innerhalb der Anregungszustände S_0, S_1, \dots sind die Energieniveaus des Moleküls zusätzlich über Vibrationsanregung zu unterteilen. Diese Energieunterschiede liegen bei etwa 0,15 eV und werden mit $S_{00}, S_{01}, S_{02}, \dots$ bezeichnet. Da der Energieunterschied durch thermische Anregung von 0,025 eV deutlich kleiner ist als die der Vibrationsanregungen, befinden sich bei Raumtemperatur fast alle Moleküle im S_{00} -Zustand. Die Absorption der Energie eines geladenen Teilchens, welches sich in der Nähe des Moleküls bewegt, wird in Abbildung 9 durch Pfeile nach oben dargestellt. Die Anregungszustände höher als S_1 fallen innerhalb von Pikosekunden strahlungslos unter Abgabe von Energie an benachbarte Moleküle (Interne Konversion) in den ersten Anregungszustand zurück. Außerdem sind die Vibrationsanregungszustände nicht im thermischen Gleichgewicht und geben diese Energie ab. Daher sind innerhalb kürzester Zeit nach einem Anregungsprozess in einem organischem Kristall eine Gruppe von Molekülen im S_{10} Zustand. Das beim Übergang in einen der S_0 -Zustände ausgesendete Licht wird als prompte Fluoreszenz bezeichnet. Für die Intensität der Fluoreszenz gilt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5)$$

Die Zerfallskonstante τ beträgt in den meisten organischen Szintillatoren einige Nanosekunden. Der erste Triplettzustand T_1 dagegen hat eine deutlich längere Halbwertszeit. Mit 10^{-3} s ist die Lichtemission deutlich verzögert und wird als Phosphoreszenz bezeichnet. Der Übergang vom Singulett in den Triplettzustand wird als Intersystem Crossing (ITC) bezeichnet. Sich im T_1 -Zustand befindende Moleküle können auch durch thermische Anregung zurück in den energetisch höher liegenden S_1 -Zustand gehoben werden und über Fluoreszenz in den Grundzustand übergehen. Somit kann ein organischer Szintillator eine schnelle und eine langsame Zerfallskomponente besitzen. In Abbildung 9 kann man außerdem erkennen, wie die Anforderung der Transparenz im Wellenlängenbereich der Emission bei einem organischen Szintillator möglich ist: Die Absorption findet in einem Wellenlängenbereich statt, der sich nur minimal mit dem Emissionsbereich überschneidet, wodurch der Szintillator eine geringe Selbstabsorption hat. Diese sogenannte Stokes-Verschiebung ist in Abbildung 10 dargestellt.

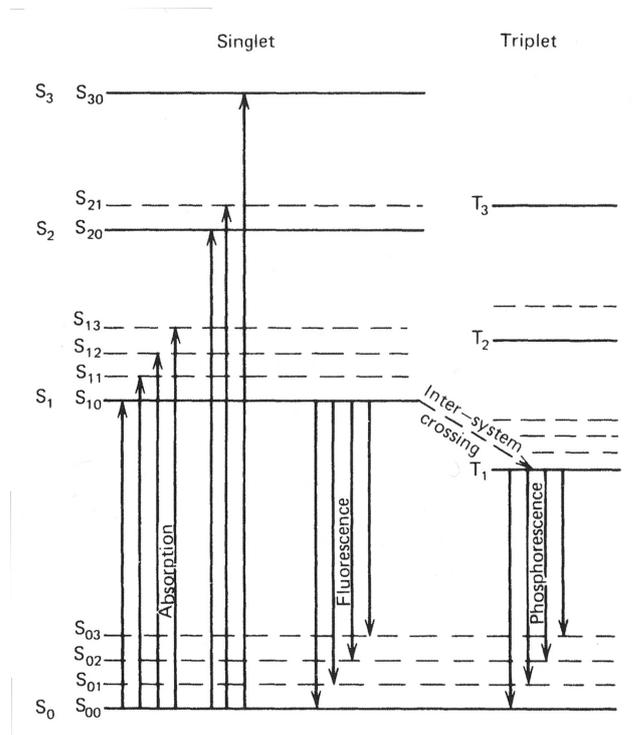


Abbildung 9: Energieniveauschema eines organischen Moleküls mit π -Elektronenstruktur. Links die Singulett- (Singlet), rechts die Triplettzustände (Triplet). Durch Absorption (Absorption) erfolgt Anregung in höhere Zustände. Der erste Index gibt die Elektronenanregung an, der zweite Index die Schwingungsanregung. Über Intersystem Crossing ist der Übergang vom Singulett- in den Triplettzustand möglich. Abregung aus den Singulettzuständen wird als Fluoreszenz (Fluorescence), Abregung aus den Triplettzuständen wird als Phosphoreszenz (Phosphorescence) bezeichnet. [2]

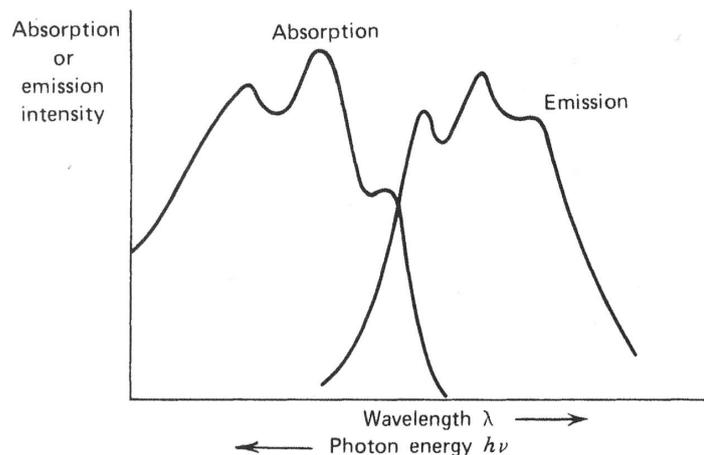


Abbildung 10: Optisches Absorptions- und Emissionsspektrum eines typischen organischen Szintillators mit Energieniveauschema nach Abbildung 9. Auf der x -Achse ist die Wellenlänge λ und auf der y -Achse die Absorptions- bzw. Emissionsintensität aufgetragen. [2]

2.3.2 Anorganische Szintillatoren

Der Szintillationsmechanismus in anorganischen Materialien hängt von den Energiezuständen des Kristallgitters ab und wird in Abbildung 11 dargestellt. Isolatoren und Halbleiter haben ein Valenzband und ein Leitungsband. Das energetisch niedrigere Valenzband stellt die im Gitter gebundenen Elektronen dar und ist durch die Bandlücke vom Leitungsband getrennt. Dieses stellt die quasi freien Elektronen dar, die genug Energie besitzen, um sich frei im Medium zu bewegen. Im Energiebereich der Bandlücke sind im reinen Kristall keine Elektronen vorhanden. Durch Energieabsorption kann ein Elektron die Bandlücke vom Valenzband zum Leitungsband überwinden. Der umgekehrte Prozess unter Aussendung eines Photons ist ein ineffizienter Prozess. Außerdem haben typische Bandlücken Energiedifferenzen, welche zu groß für die Emission eines Photons im sichtbaren Bereich wären. Um die Wahrscheinlichkeit einer Emission im sichtbaren Bereich zu erhöhen, wird eine kleine Menge Fremdatome ins Gitter eingebracht - die sogenannte Dotierung. An diesen Stellen im Gitter, an welchen die Bandlücke nun kleiner ist als die des Materials, werden bei Abregung Photonen im sichtbaren Bereich emittiert. Sie werden Rekombinationszentren genannt. Wenn ein geladenes Teilchen den Szintillator durchquert, wird eine große Anzahl an Elektron-Loch-Paaren erzeugt. Die Defektelektronen driften schnell zu den Rekombinationszentren und ionisieren diese, da die Ionisationsenergie niedriger ist als an undotierten Gitterstellen. Währenddessen wandert das Elektron durch das Medium, bis es auf eine Dotierung trifft. Dort rekombinieren Elektron und Defektelektron und führen zu angeregten Zuständen der Fremdatome. Diese fallen unter Aussendung eines Photons sehr schnell in den Grundzustand zurück. Da die Ionisation der Fremdatome sehr schnell geschieht, werden diese quasi gleichzeitig angeregt. Danach

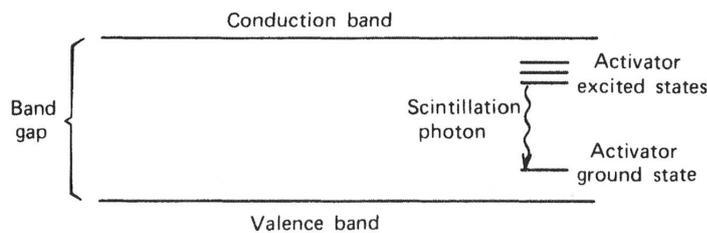


Abbildung 11: *Bandstruktur eines dotierten anorganischen Szintillationskristalls. Dargestellt sind das Valenzband (Valence band), welches durch die Bandlücke vom Leitungsband (Conduction band) getrennt ist, die Anregungszustände der Fremdatome (Activator excited states) und der Grundzustand der Fremdatome (Activator ground state). Beim Übergang zwischen Anregungs- und Grundzustand wird ein Photon ausgesandt (Scintillation photon).* [2]

fallen sie, abhängig von der Halbwertszeit der angeregten Zustände und nach dem Zerfallsgesetz, in den Grundzustand zurück. [2]

2.4 Lichtdetektion

In der Prozessmesstechnik, wie auch in der Hochenergie-, Kern- und Astrophysik, wird in den meisten Detektoren sichtbares Licht oder diesem nahe liegende Frequenzen detektiert. Die Wellenlängen betragen etwa 100 bis 1000 nm oder in Energie ausgedrückt einige Elektronenvolt. Diese Bandbreite enthält Szintillationslicht, Tscherenkow-Strahlung und Licht, welches häufig bei astronomischen Beobachtungen detektiert wird. Verallgemeinert ist es Aufgabe der Lichtdetektoren, die (teilweise sehr geringe) Anzahl von einfallenden Photonen proportional in ein detektierbares elektrisches Signal umzuwandeln. In der Prozessmesstechnik werden derzeit vor allem photomultiplier tubes (kurz PMT) eingesetzt. Diese erzeugen mittels Photoelektrischen Effekts Elektronen, welche über ein elektrisches Hochspannungsfeld beschleunigt und über einen Kaskadeneffekt vervielfacht werden. In den letzten Jahren fand allerdings auch ein großer Fortschritt im Feld der Lichtdetektoren auf Halbleiterbasis statt. Ein Prinzip fand dabei besondere Aufmerksamkeit: der Silizium Photomultiplier (kurz SiPM). Dieser besteht aus vielen Hundert Lawinenphotodioden, welche im *Geiger-Modus* nahe der Durchbruchspannung betrieben werden. Einfallendes Licht erzeugt Elektronen-Loch-Paare, welche einen Lawineneffekt auslösen und wegen des Diodendurchbruchs einen Spannungsabfall hervorrufen. Somit kann aufgrund des Spannungsabfalls der parallel geschalteten Lawinenphotodioden auf die einfallende Lichtmenge geschlossen werden. Im Folgenden werden die PMT und Lichtdetektoren auf Halbleiterbasis genauer betrachtet. Zu letzteren gehören die Photodiode, die Lawinenphotodiode und der genannte Silizium Photomultiplier.

2.4.1 Photomultiplier Tube

In einer *photomultiplier tube* (kurz PMT) werden über den äußeren Photoelektrischen Effekt Elektronen aus einer Kathode herausgelöst. Diese werden dann über ein Hochspannungsfeld beschleunigt und durch einen Kaskadeneffekt vervielfacht. Eine vereinfachte *photomultiplier tube* (kurz PMT) ist in Abbildung 12 dargestellt. Der Aufbau kann unterteilt werden in die Kathode und den Elektronenvervielfacher. Die Photokathode emittiert bei einfallenden Photonen aufgrund des äußeren Photoelektrischen Effekts Elektronen. Wenn es sich um Photonen eines Pulses aus einem Szintillationskristall handelt, ist deren Ladungsmenge zur elektrischen Signalverarbeitung zu klein. Daher wird im Elektronenvervielfacher an den Dynoden ein positives Potential angelegt, um die Elektronen zu beschleunigen. Diese treffen dann auf die Oberfläche der Dynoden und emittieren aufgrund von Sekundäremission ungefähr 5 Elektronen. Dieser Prozess wird je nach Anzahl der Anoden n -fach wiederholt. Die Spannung steigt dabei typischerweise ab der 2. Dynode linear bis zur Anode. Um die Linearität (Elektrisches Signal \sim Photon) bei hohen Intensitäten zu verbessern, wird bei manchen PMT die Spannung in Richtung Anode überproportional erhöht [11]. Das Glasgehäuse des PMT ist evakuiert, sodass auch niederenergetische Elektronen effizient durch das innere elektrische Feld beschleunigt werden können. Für die Verstärkung G gilt nach [12]:

$$G = AV^{kn} \quad (6)$$

Dabei ist n die Anzahl der Dynoden, A eine von n abhängige Konstante, $k \approx 0,7 - 0,8$ (abhängig vom Dynodenmaterial) und V die angelegte Hochspannung. Normalerweise liegt G im Bereich von $10^5 - 10^6$. [2]

2.4.2 Grundlagen Halbleitertechnik

Ein Halbleiter verfügt über ein Valenz- und ein Leitungsband, welche durch die Bandlücke voneinander getrennt sind (siehe Unterunterabschnitt 2.3.2). In absolut reinen Halbleitern können nur durch thermische Anregung Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband übergehen. Dies wird als Eigenleitung bezeichnet, kann aber nur in der Theorie erreicht werden, da selbst Germanium oder Silizium Verunreinigungen aufweisen, welche derzeit die höchsten Reinheiten aufweisen können. Um die Leitfähigkeit gezielt zu beeinflussen, werden diese dotiert, was im folgenden Abschnitt genauer erklärt wird.

Dotierung

Bei einer Dotierung werden flache Störstellen in ein Halbleitermaterial eingebracht, welche die Leitfähigkeit des Materials ändern. Halbleiter werden positiv (p) bzw. negativ (n) dotiert. Bei negativer Dotierung (vgl. Abbildung 13) wird das Material als n-leitend bezeichnet. Dazu wird beispielsweise ein Siliziumatom (Si, 4 Valenzelektronen) durch ein Phosphoratom (P, 5 Valenzelektronen) ersetzt. Damit ist ein überschüssiges Elektron im Kristallgitter, weswegen Phosphor als Do-

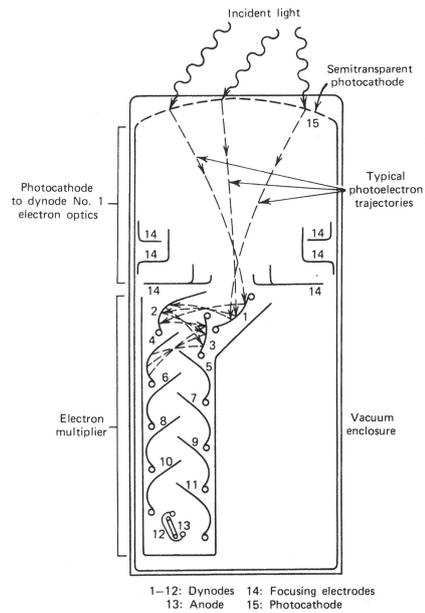


Abbildung 12: PMT

Zur Funktionsweise siehe Unterunterabschnitt 2.4.1. 1-12: Dynoden (Dynodes), 13: Anode (Anode), 14: Bündelungselektroden (Focusing electrodes), 15: Photokathode (Photocathode), Einfallendes Licht (Incident light), Halbtransparente Photokathode (Semitransparent photocathode), Typische Elektronenbahnen (Typical photoelectron trajectories), Evakuiertes Gehäuse (Vacuum enclosure), Elektronenvervielfacher (Electron multiplier) und Photokathode bis 1. Dynode mit Elektronenoptik (Photocathode to dynode No. 1 electron optics). [2]

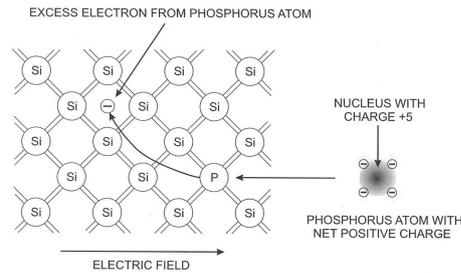


Abbildung 13: Negative Dotierung
 Erklärung siehe Absatz 2.4.2. [14]

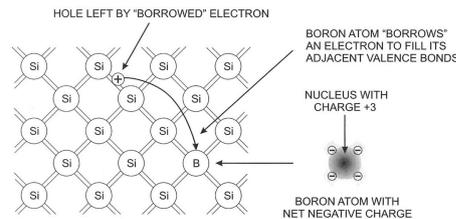


Abbildung 14: Positive Dotierung
 Erklärung siehe Absatz 2.4.2. [14]

nator bezeichnet wird. Die Bindungsenergie des Elektrons zum Donator ist durch die umliegenden Atome reduziert und damit energetisch nur geringfügig höher als Elektronen des Valenzbandes. Daher besteht bereits bei Raumtemperatur eine hohe Wahrscheinlichkeit für Ionisation von Elektronen des Siliziums, wodurch es vom Valenzband in das Leitungsband übergeht. Bei einer positiven Dotierung (p-leitend, vgl. Abbildung 14) wird das Siliziumatom z.B. mit einem Boratom (B, 3 Valenzelektronen) ersetzt. Somit werden die 3 der 4 Valenzelektronen des Siliziums gebunden. Ähnlich zum Donator ist bereits bei Raumtemperatur die Wahrscheinlichkeit hoch, dass ein Valenzelektron des Gitters die Schale des Boratoms abschließt und somit in den energetisch geringfügig höher liegenden gebundenen Zustand übergeht. Bor wird daher als Akzeptor bezeichnet. Die fehlenden Elektronen im Valenzband werden als Defektelektronen bezeichnet und verhalten sich ähnlich wie Elektronen im Leitungsband, das heißt sie können sich frei im Kristall bewegen. Man unterscheidet starke Dotierung ($n+$; $p+$), mittlere Dotierung (n ; p) und schwache Dotierung ($n-$, $p-$) [13]. [14]

p-n-Übergang

Der Übergang zwischen positiv und negativ dotierten Bereichen eines Halbleiters wird p-n-Übergang genannt. Anfangs sind beide Bereiche elektrisch neutral. Erst durch thermische Diffusion wandern die Defektelektronen des positiv dotierten Bereichs und die Elektronen des negativ dotierten Bereichs über den Übergang hinaus. Dabei hinterlassen die Elektronen im negativ dotierten Bereich eine positive Ladung. Die Diffusionstiefe ist erreicht, wenn das Potential der po-

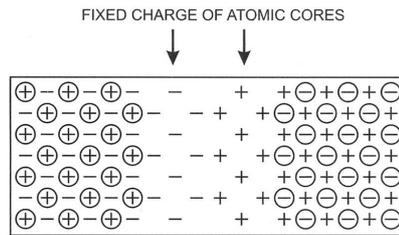


Abbildung 15: p-n-Übergang

Der linke (rechte) Bereich ist positiv (negativ) dotiert und elektrisch neutral. In der Mitte die Verarmungszone mit der gebundenen Ladung der Atomkerne (fixed charge of atomic cores). [14]

sitiven Raumladung die verfügbare Energie für thermische Diffusion überschreitet. Der entgegengesetzte Vorgang begrenzt die Diffusion der Defektelektronen in den negativ dotierten Bereich. Somit ergibt sich eine Verarmungszone (auch Raumladungszone genannt), in welcher keine beweglichen Ladungsträger vorhanden sind (siehe Abbildung 15). Die durch die Potentialdifferenz entstandene Spannung wird als Diffusionsspannung bezeichnet. Wird nun eine Spannung angelegt, sodass Elektronen zum positiv dotierten Bereich fließen können, vergrößert sich die Raumladungszone und es fließt kein Strom. Man spricht von der Sperrichtung. Wird in umgekehrter Weise Strom angelegt, verkleinert sich die Raumladungszone, bis Strom fließen kann. Man spricht von der Durchlassrichtung. [14]

2.4.3 Photodioden, Avalanche-Dioden und Silizium Photomultiplier

Im Folgenden werden drei verschiedene Bauformen von Lichtdetektoren auf Halbleiterbasis besprochen: *Photodioden* (auch PIN-Dioden genannt) haben keine interne Verstärkung und erzeugen aufgrund einfallender Photonen vom Szintillator Elektronen-Loch-Paare, welche danach über das anliegende elektrische Feld gesammelt werden. *Avalanche-Dioden* (APD) haben eine interne Verstärkung, da höhere elektrische Feldstärken die Anzahl der gesammelten Ladungsträger erhöhen. Die dritte Bauform sind Anordnungen von vielen Avalanche-Dioden, welche im *Geiger-Modus* betrieben werden. Sie werden als *Silizium Photomultiplier* oder auch als *Multi Pixel Photon Counter* (MPPC) bezeichnet. [2]

PIN-Diode

Die Quanteneffizienz einer Photodiode liegt bei etwa 60-80 % und damit um ein vielfaches höher als bei einer PMT. Diese hohe Quanteneffizienz wird, im Gegensatz zu PMT, über einen weiten Frequenzbereich erreicht. Damit werden deutlich mehr primäre Ladungsträger durch das Szintillationslicht erzeugt. Allerdings folgt keine interne Verstärkung wie in PMT, sodass das Ausgangssignal um Größenordnungen niedriger ist. Eine typische Konfiguration einer Silizium Photodiode ist in Abbildung 16 abgebildet. Das Licht fällt durch eine positiv dotierte Schicht ein. Diese muss so dünn wie möglich gehalten sein, um die Transmission des Lichtes

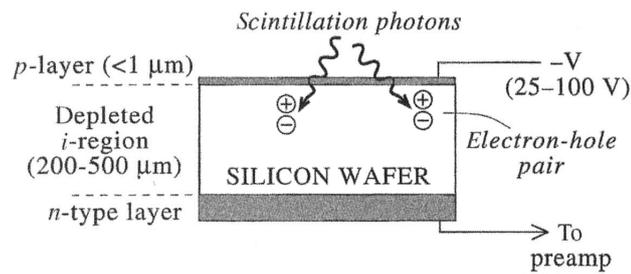


Abbildung 16: Photodiode

Die Szintillationsphotonen (Scintillation light) durchdringen die positiv dotierte Schichte (*p-layer*) eines Silizium Wafers (Silicon Wafer) und erzeugen in der Verarmungszone (Depleted *i-region*) Elektronen-Loch-Paare (Electron-hole pair). Die Elektronen driften zur negativ dotierten Schicht (*n-type layer*).

in die Verarmungsschicht zu maximieren. Dort werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Die Defektelektronen driften aufgrund der Diffusionsspannung und der in Sperrichtung angelegten Spannung zur positiv dotierten Schicht, die Elektronen Richtung negativ dotierter Schicht. [2]

Lawinenphotodiode

Die geringe Ladungsmenge, welche in Photodioden erzeugt wird, kann erhöht werden durch einen sogenannten Lawineneffekt, der in Halbleitern bei hoher angelegter Spannung auftritt. Dabei werden die Ladungsträger durch das elektrische Feld so beschleunigt, dass sie durch Stoßionisation mehrfach weitere Elektronen-Loch-Paare erzeugen. Da der Verstärkungsfaktor stark temperatur- und spannungsabhängig ist, benötigen Lawinenphotodioden eine sehr stabile Spannungsversorgung. Um die Temperaturabhängigkeit auszugleichen, wird häufig mit Hilfe eines Temperatursensors der Verstärkungsfaktor durch Änderung der Arbeitsspannung angepasst. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur kann dabei Werte von etwa 2 % pro °C erreichen.

Eine häufig verwendete Bauform von Lawinenphotodioden ist die sogenannte *reach-through configuration*, wie in Abbildung 17 dargestellt. Licht tritt durch die *p+* Schicht ein und wechselwirkt in der π -Region. Die entstandenen Elektronen der Elektronen-Loch-Paare driften in den Multiplikationsbereich. Dort werden durch das hohe E-Feld zusätzliche Elektronen-Loch-Paare erzeugt und verstärken damit das Messsignal. Der Verstärkungsfaktor liegt dabei im niedrigen dreistelligen Bereich. Dies ermöglicht die Detektion bzw. Messung deutlich niedrigerer Intensitäten und Energien. [2]

Silizium Photomultiplier

Im Folgenden wird zunächst auf die Funktionsweise von SiPM und danach auf einige Arbeitsparameter eingegangen.

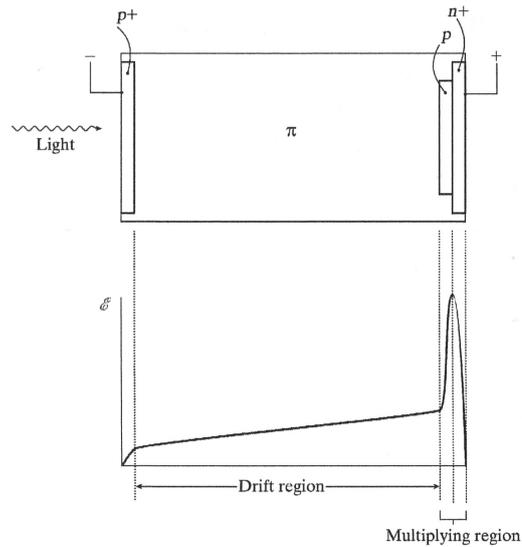


Abbildung 17: Skizze einer reach-through Avalanche-Photodiode (oben) und deren elektrisches Feld bei angelegter BIAS Spannung (unten). Markiert ist einfallendes Licht (light), welches im Driftgebiet (Drift region) wechselwirkt. Die dabei entstandenen Elektronen driften in den Multiplikationsbereich (Multiplying region) und erzeugen dort weitere Elektronen-Loch-Paare. [2]

Lawinophotodiode im Geiger-Modus Wird an eine Lawinophotodiode ein ausreichend hohes elektrisches Feld ($> 5 \times 10^5$ V/cm) angelegt, erzeugt ein einzelnes Photon einen selbsterhaltenden Lawineneffekt. Damit wird das Silizium leitend und verstärkt das einzelne Photon zu einem makroskopischen Stromfluss. Dies ist schematisch in Abbildung 18 dargestellt. Dieser Arbeitsmodus nennt sich in Anlehnung an das Geiger-Müller-Zählrohr *Geiger-Modus* und bietet eine sehr hohe Verstärkung.

Der Bereich des p-n-Übergangs ist so konstruiert, dass Spannungen in Sperrrichtung oberhalb der Durchbruchsspannung möglich sind. Sobald ein Lawineneffekt ausgelöst wurde und der Strom fließt, muss dieser gestoppt werden. Dieser Vorgang nennt sich *Löschen*. Zum passiven Löschen wird daher ein in Reihe geschalteter Widerstand, der *Löschwiderstand*, verwendet, welcher den Strom in der Diode während des Durchbruchs begrenzt. Ein Zyklus besteht also aus Lawineneffekt, Löschen und Wiederherstellung der Arbeitsspannung zu einem Wert leicht oberhalb der Durchbruchsspannung. Dies ist in Abbildung 19 dargestellt.

Wird eine Lawinophotodiode auf diese Art betrieben, fungiert sie als Einzelphotonendetektor, da sobald ein Photon auftritt, der Lawineneffekt auslöst wird. Damit kann jedoch keine Information über die Höhe des Photonenflusses geliefert, auch wenn mehrere Photonen zur gleichen Zeit auf die Diode treffen. Das Ausgangssignal einer Diode im Geiger-Modus ist in Abbildung 20 dargestellt. [16]

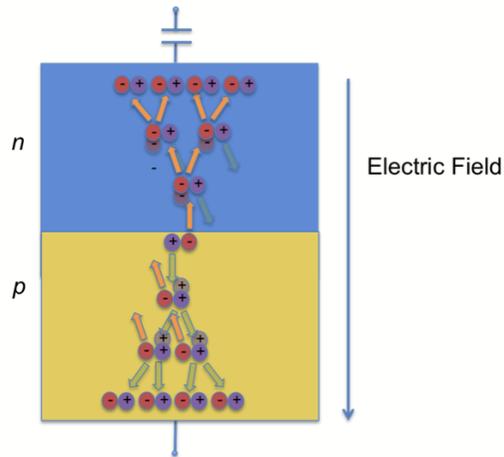


Abbildung 18: Lawineneffekt am p-n-Übergang Am p-n-Übergang erzeugte Elektron-Lochpaare werden durch das elektrische Feld getrennt und beschleunigt. Durch Stoßionisation werden weitere Elektronen-Loch-Paare erzeugt und so eine Verstärkung erzielt. [16]

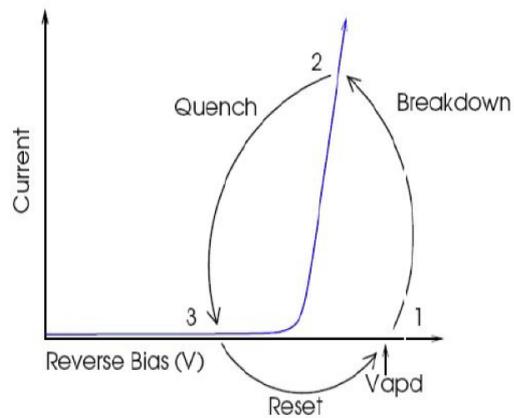


Abbildung 19: Funktionszyklus einer einzelnen SiPM-Zelle: Auf der x-Achse ist die Sperrspannung (Reverse Bias) aufgetragen. Auf der y-Achse der Strom, welcher durch die Diode fließt. Durch den Lawineneffekt steigt der Strom, der durch die Diode fließt (1, Breakdown). Danach wird der Stromfluss gelöscht (2, Quench). Zuletzt wird die Diode wieder auf den Arbeitspunkt zurückgesetzt. (2. Reset). [16]

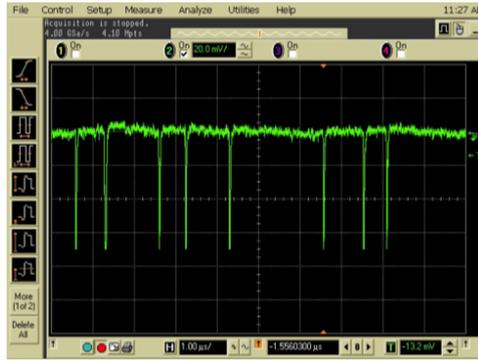


Abbildung 20: Ausgangssignal einer Diode im Geiger-Modus [16]

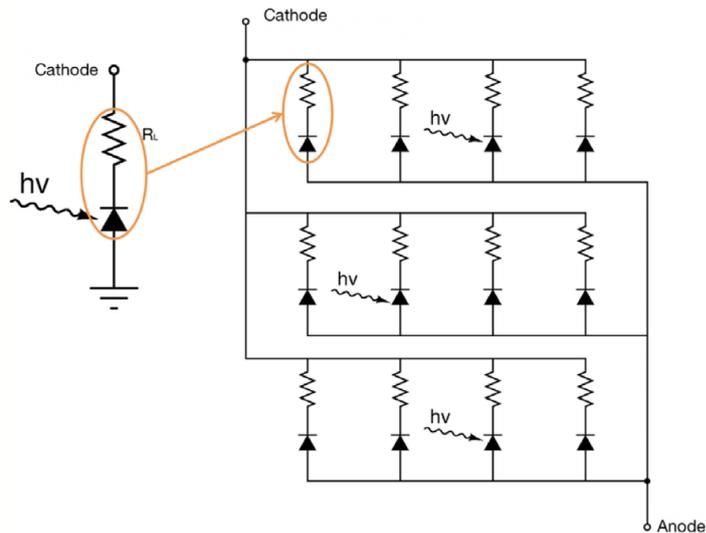


Abbildung 21: SiPM-Schaltbild einzelne Dioden mit in Reihe geschalteten Löschwiderständen [16]

SiPM Um den Nachteil, dass die Lawinenphotodiode im Geiger-Modus lediglich eine binäre Information liefert, zu lösen, wird beim SiPM ein Array aus vielen hundert kleinen elektrisch und optisch isolierten Lawinenphotodioden im Geiger-Modus genutzt. Jede einzelne verfügt über einen Löschwiderstand. Die Summe der binären Entladungsströme erzeugt das Ausgangssignal des SiPM, welches eine proportionale Informationen über den einfallenden Photonenfluss liefert. Das Schaltbild eines SiPM ist in Abbildung 21 dargestellt. Die Skizze eines SiPM von Hersteller KETEK ist in Abbildung 22 dargestellt. Für eine zugehörige Umsetzung siehe Abbildung 23. [16]

Versorgungsspannung Ein Lawineneffekt im Geiger-Modus kann erst oberhalb der *Durchbruchsspannung* erzeugt werden. Dieser Punkt ist anhand einer I-V-Kurve sehr gut zu erkennen, welche in Abbildung 24 dargestellt ist. Der tatsächliche Ar-

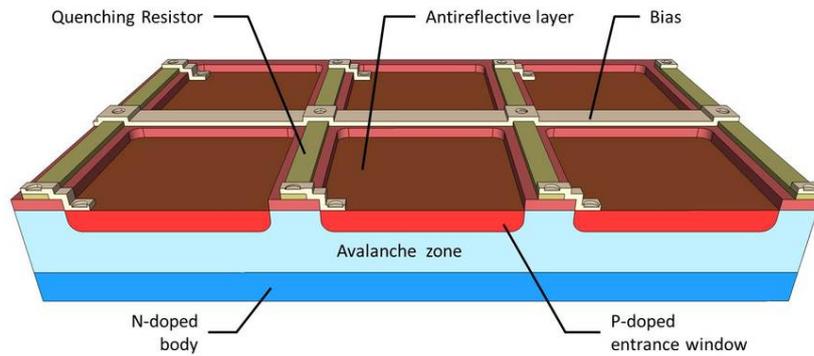


Abbildung 22: Detailansicht eines SiPM des Herstellers KETEK. Zu sehen sind die Löschwiderstände (Quenching Resistor), eine Antireflexionsschicht (Antireflective layer), die Versorgungsspannung (BIAS), das p-dotierte Eintrittsfenster (P-doped entrance window), die Verstärkungszone (Avalanche zone) und die n-dotierte Grundschrift (N-doped body) [17].



Abbildung 23: SiPM des Herstellers KETEK [15]

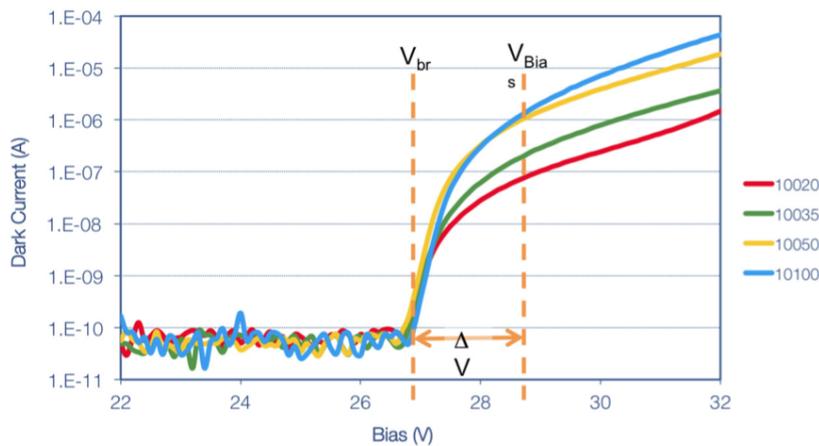


Abbildung 24: *I-V-Kurve eines SiPM* Dargestellt sind auf der x-Achse die Versorgungsspannung in Volt und auf der y-Achse der Dunkelstrom in A. Die vier Kurven (rot, grün, gelb und blau) entsprechen der Größe der einzelnen Zellen mit 20, 35, 50 und 100 μm . [16]

beitspunkt liegt etwas oberhalb der Durchbruchspannung. Diese Differenz wird als *Überspannung* bezeichnet. [16]

Verstärkungsfaktor Jede einzelne Zelle eines SiPM liefert eine spezifische Ladungsmenge, wenn der Lawineneffekt ausgelöst wird. Daher kann der Verstärkungsfaktor als Verhältnis zwischen der Gesamtladung und der Ladung eines einzelnen Elektrons q_e angegeben werden. Die Gesamtladung ist das Produkt aus Überspannung ΔV und Zellkapazität C .

$$G = \frac{C \cdot \Delta V}{q_e} \quad (7)$$

Aufgrund der Konzipierung eines SiPM liefert jedes Photon ein quantisiertes Ausgangssignal (siehe Abbildung 25). Integriert man dieses Signal und bildet ein Spektrum, werden die ansteigende Anzahl der delektierten Photon sichtbar. Ein solches Spektrum ist in Abbildung 26 dargestellt. Der Unterschied zwischen den Peaks ist konstant und entspricht der Ladung einer Lawinenentladung. Somit kann der Verstärkungsfaktors über die genannte Formel berechnet werden und bei verschiedenen Überspannungen wiederholt werden. Damit ergibt sich die Darstellung des Verstärkungsfaktors in Abhängigkeit der Überspannung in Abbildung 27. [16]

Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit Die Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit wird englisch als *photon detection efficiency* bezeichnet und daher als PDE abgekürzt. Sie gibt die statistische Wahrscheinlichkeit an, mit welcher ein einfallendes Photon die Entladung einer Zelle hervorruft. Sie unterscheidet sich von der Quantenausbeute (englisch *quantum efficiency* und daher als QE abgekürzt). Diese gibt die

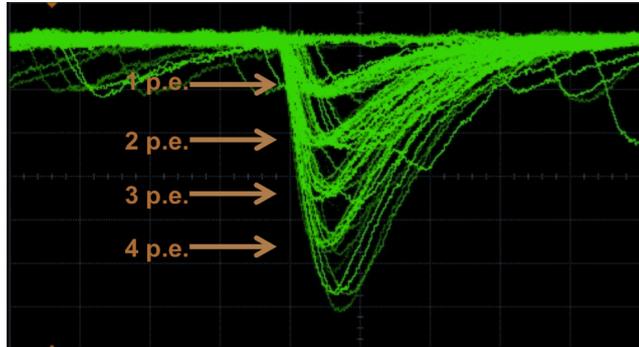


Abbildung 25: Oszilloskopbild zeigt das SiPM-Ausgangssignal bei kurzen Lichtpulsen niedriger Intensität: die Überlagerung von bis zu 4 Photoelektronen (p.e.) sind markiert [16]

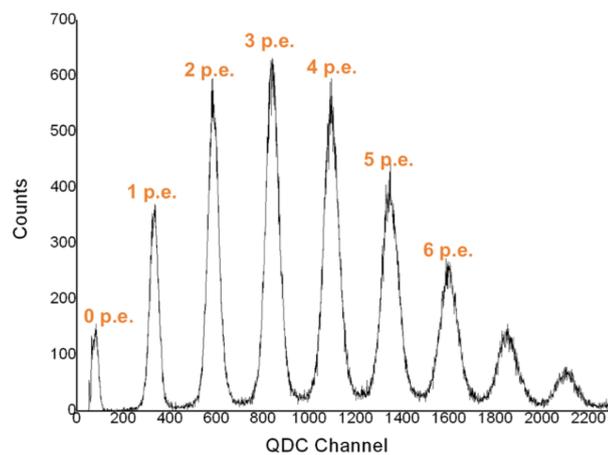


Abbildung 26: SiPM-Spektrum bei kurzen Lichtpulsen niedriger Intensität. Auf der x-Achse sind Kanäle proportional zur digitalisierten Ladung aufgetragen. Auf der y-Achse sind die Ereignisse pro Kanal aufgetragen. Markiert sind die Peaks mit Vielfachen der Ladung eines Photoelektrons (p.e.). [16]

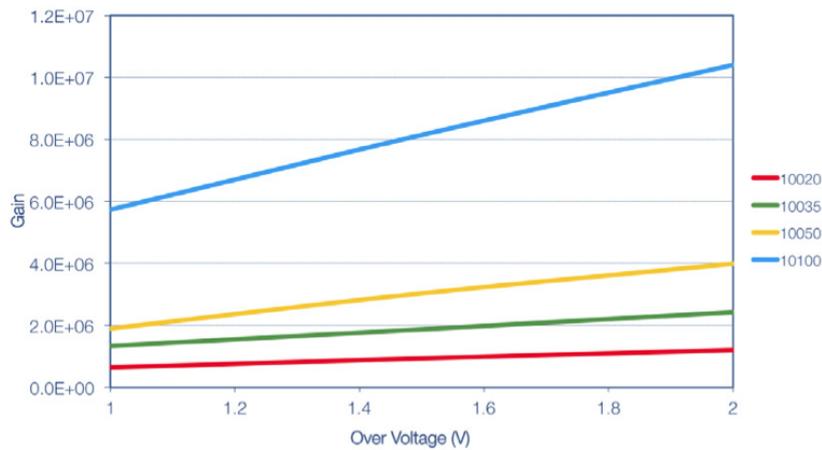


Abbildung 27: SiPM-Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Überspannung Auf der x-Achse ist die Überspannung (Over Voltage) in V aufgetragen. Auf der y-Achse ist der einheitenlose Verstärkungsfaktor angegeben. Die vier Farben (rot, grün, gelb und blau) entsprechen der Größe der einzelnen Zellen mit 20, 35, 50 und 100 μm . [16]

Wahrscheinlichkeit an mit welcher ein Photon in einer einzelnen Zelle wechselwirkt. Die PDE hängt von der Wellenlänge des einfallenden Lichts und der Arbeitsspannung ab:

$$PDE(\lambda, V) = \eta(\lambda) \cdot \epsilon(V) \cdot F \quad (8)$$

Dabei ist $\eta(\lambda)$ die QE von Silizium und $\epsilon(V)$ die Wahrscheinlichkeit, dass eine Lawine ausgelöst wird, was nicht bei allen Photoelektronen der Fall ist. F ist der Füllfaktor des SiPM und stellt das Verhältnis von aktiver Fläche zur Gesamtfläche dar. Dies wird in Abbildung 22 deutlich. Die PDE wird üblicher Weise über das Verhältnis R aus erzeugtem Photostrom zu optischer Leistung berechnet, welches wie folgt definiert ist:

$$R = \frac{I_p}{P_{op}} \quad (9)$$

Beispielhaft ist in Abbildung 28 eine Messung von R in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgeführt.

I_p ist der gemessene Strom und P_{op} die auf den Detektor einfallende optische Leistung bei einer bestimmten Wellenlänge. Dieser Wert wird typischer Weise in Ampere pro Watt (A/W) angegeben. Beispielhaft ist die gemessene PDE eines SiPM in Abbildung 29 dargestellt. Daraus kann nun die PDE über folgende Formel berechnet werden:

$$PDE = \frac{R \cdot h \cdot c}{G \cdot \lambda \cdot q_e} \quad (10)$$

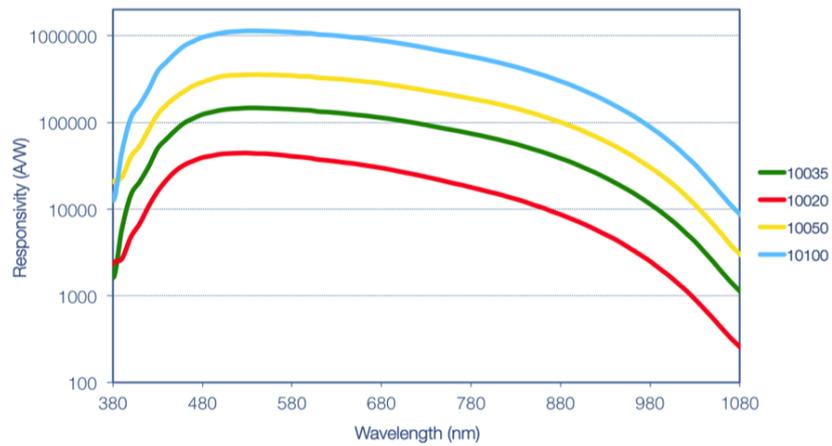


Abbildung 28: $R = \text{erzeugtem Photostrom} / \text{optische Leistung in Ampere pro Watt in Abhängigkeit der Wellenlänge in nm}$ Die vier Farben (rot, grün, gelb und blau) entsprechen der Größe der einzelnen Zellen mit 20, 35, 50 und 100 μm . [16]

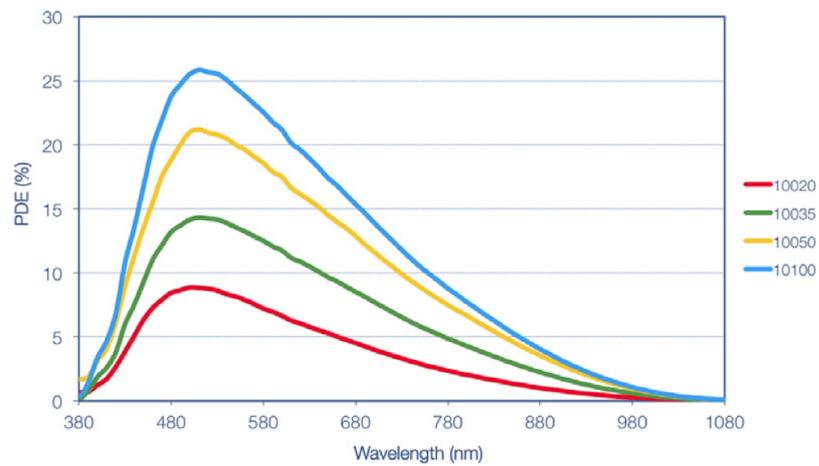


Abbildung 29: $\text{Photonnachweiswahrscheinlichkeit in \% als Funktion der Wellenlänge in nm}$ Die vier Farben (rot, grün, gelb und blau) entsprechen der Größe der einzelnen Zellen mit 20, 35, 50 und 100 μm . [16]

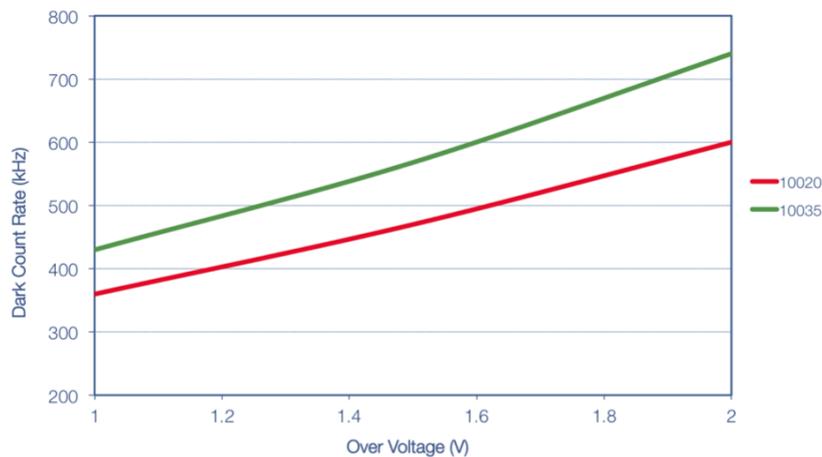


Abbildung 30: Dunkelstrom in Abhängigkeit der Überspannung Auf der x-Achse ist die Überspannung in V aufgetragen. Auf der y-Achse der Dunkelstrom in MHz. Die grüne Kurve stellt die Messung einer 20 μm Zelle dar. Die rote Kurve stellt die Messung einer 35 μm Zelle dar. [16]

Dabei ist G der Verstärkungsfaktor des SiPM, h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes und q_e die Elektronenladung. Die PDE wird in dieser Formel leicht überschätzt, da in der Realität weitere Effekte berücksichtigt werden müssen. In Abbildung 29 ist beispielhaft die PDE von vier SiPM von SensL mit verschiedener Zellgröße dargestellt. [16]

Rauschen Als Rauschen werden alle Quellen unbeabsichtigten Signals im System bezeichnet, welche das Messsignal überlagern. Das Rauschen begrenzt daher das kleinste nachweisbare Signal. Die Hauptursache von Rauschen in einem SiPM ist der *Dunkelstrom*, welcher aufgrund von thermisch erzeugten Elektronen auftritt, welche einen Lawineneffekt auslösen. Ob das Auslösen einer Zelle aufgrund eines Elektrons durch den Photoelektrischen Effekt oder thermisch erzeugt wurde, ist nicht unterscheidbar. Allerdings erzeugen thermisch erzeugt Elektronen ein Rauschen von einzelnen Photonen, sodass eine Schwelle oberhalb dieses Rauschens gesetzt werden kann. Das Auftreten von Dunkelpulsen ist allerdings poissonverteilt, sodass es im Gegensatz zu einem konstanten Wert nicht einfach von der Messung abgezogen werden kann. Da das Rauschen eine Folge von Pulsen ist, kann es auch als Rate in kHz oder in MHz angegeben werden. Dies ist in Abbildung 30 der Fall. Um den Dunkelstrom zu messen, kann eine Schwelle von beispielsweise 0,5 Photoelektronen gesetzt werden. Diese Schwelle kann erhöht werden, um den Dunkelstrom zu reduzieren, sodass 1, 2 oder 3 Photoelektronen darunter liegen. Dies ist in Abbildung 31 dargestellt. [16]

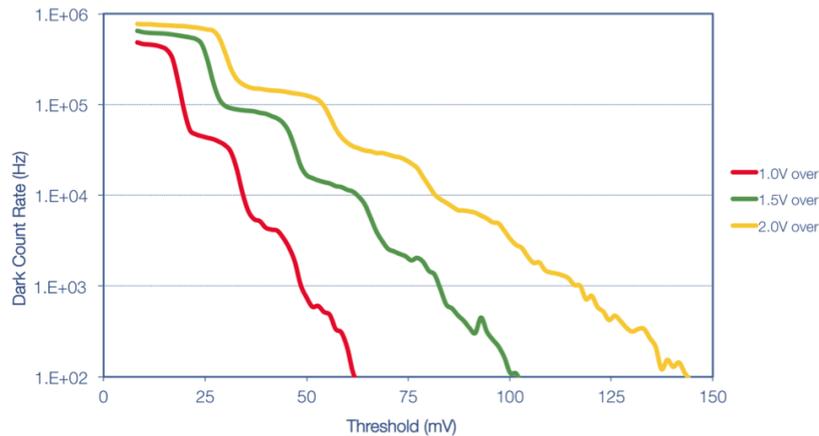


Abbildung 31: Dunkelstrom in Abhängigkeit des Schwellenwerts. Auf der x-Achse ist der Schwellenwert in mV aufgetragen. Auf der y-Achse der Dunkelstrom in Hz. Die Kurven in rot, grün und gelb stellen die Messungen bei Überspannungen von 1,0, 1,5 und 2,0 V dar. [16]

Temperaturabhängigkeiten Die Durchbruchspannung von SiPM ist temperaturabhängig. Dies ist in Abbildung 32 dargestellt. Auch der Dunkelstrom ist abhängig von der Temperatur. Dies ist in Abbildung 33 dargestellt. Besonders diese exponentielle Abhängigkeit sorgt bei hohen Temperaturen für Einbusen beim Signal-Rausch-Verhältnis. [16]

2.4.4 Vergleich von photomultiplier tube und Silizium Photomultiplier

Zur Detektion von Szintillationslicht werden am häufigsten PMT eingesetzt. Der Fortschritt in der Halbleitertechnik hat jedoch zur Ablösung von PMT in einigen Anwendungen geführt. Allgemein liefern SiPM den Vorteil einer höheren Quanteneffizienz von etwa 40 % gegenüber 20 % bei PMTs (und somit einer höheren Energieauflösung). Außerdem bieten sie einen niedrigeren Energieverbrauch, eine kompaktere Bauform und eine höhere Robustheit gegenüber PMTs. Außerdem arbeiten sie im Gegensatz zu PMTs magnetfeldunabhängig. Dies ist besonders in Stahlwerken von Vorteil, in welchen häufig *magnetische Bremsen* zur Verbesserung der Stahlqualität eingesetzt werden. Die Zeitauflösung von Photodioden ist vergleichbar mit konventionellen PMTs, sodass sie bei Koinzidenzmessungen oder anderen zeitkritischen Applikationen eingesetzt werden können. Nachteil der SiPM-Technologie liegt im deutlich höheren Rauschen. Dieses ist jedoch unkorreliert und damit niederenergetisch, wie durch die Abhängigkeit des Dunkelstroms vom Schwellenwert in Abbildung 31 gezeigt wurde. So kann eine Erhöhung des Schwellenwerts von 20 auf 30 mV, wie von 30 auf 40 mV, den Dunkelstrom jeweils etwa um den Faktor zehn reduzieren. Außerdem bestehen die Signale bei Szintillationslicht aus mehreren Tausend Photonen, sodass das Nutzsinal leicht vom Signal getrennt werden kann. Kritisch wird das Rauschen erst bei höheren Temperaturen,

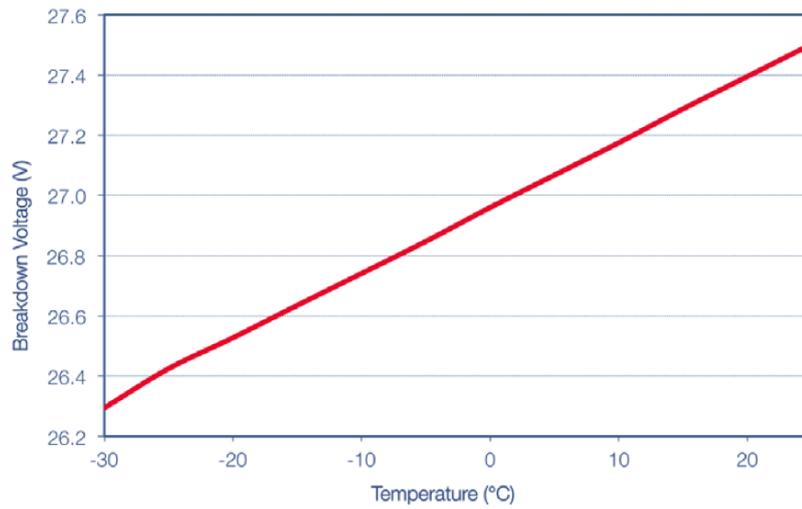


Abbildung 32: Durchbruchspannung eines SiPM in Abhängigkeit der Temperatur. Auf der x-Achse ist die Temperatur in °C aufgetragen. Auf der y-Achse wird die Durchbruchspannung in V angegeben. [16]

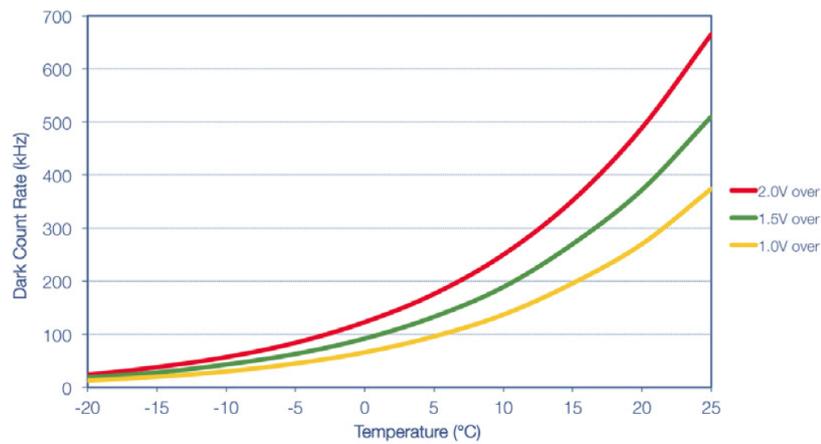


Abbildung 33: Dunkelstrom eines SiPM in Abhängigkeit der Temperatur Auf der x-Achse ist die Temperatur in °C aufgetragen. Auf der y-Achse ist der Dunkelstrom in kHz aufgetragen. Die Kurven in rot, grün und gelb stellen die Messungen bei Überspannungen von 2,0, 1,5 und 1,0 V dar. [16]

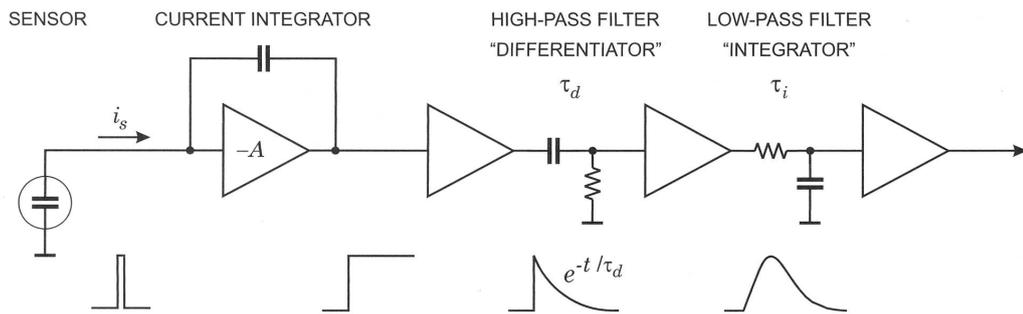


Abbildung 34: Pulsformung

Das Stromsignal des Detektors (sensor) wird integriert (current integrator), um einen stufenförmigen Impuls mit langer Abfallzeit zu erzeugen. Der folgende Hochpass (high-pass filter), auch Differenzierer (differentiator) genannt, begrenzt die Pulsbreite und der nachgeschaltete Tiefpass (low-pass filter), auch Integrierer (integrator) genannt, erhöht die Anstiegszeit des Pulses, um ein gleichmäßiges Maximum zu erzeugen. [14]

was bei den Temperaturmessungen in Abschnitt 4 beobachtet werden kann.

2.5 Elektronische Aufbereitung und Auswertung des Signals

Nach der Lichtdetektion müssen die Pulse so aufbereitet werden, dass diese ausgewertet oder digitalisiert werden können. Dies geschieht in mehreren Schritten und dient der Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses.

Das Signal-Rausch-Verhältnis (englisch: signal-to-noise ratio, kurz SNR) gibt das Verhältnis von Nutzsignal zum Rauschsignal an. Das Nutzsignal ist in diesem Fall ein kurzer Puls des Lichtdetektors. Das Rauschsignal ist primär ein gleichmäßiges thermisches Rauschen der PMT oder des SiPM. Außerdem kann die Elektronik ein Rauschen verursachen. Obwohl wir Signale betrachten, d.h. zeitlich veränderliche Signale, kann die Signalleistung mittels Fouriertransformation auch im Frequenzraum betrachtet werden. Dabei unterscheiden sich die Frequenzspektren von Signal und Rauschen, sodass die SNR durch Anwendung von Filtern verbessert werden kann, welche das Frequenzband des Signals hervorheben, während das Rauschen gedämpft wird. Diese Filter ändern jedoch auch das zeitliche Verhalten des Signals und damit die Pulsform. Daher wird auch von Pulsformung gesprochen. Typischerweise wird die Bandbreite des Signals reduziert und die Länge der Pulse erhöht, um die SNR zu verbessern. Die einzelnen Schritte sind in Abbildung 34 aufgeführt und werden im Folgenden erläutert. [14]

2.5.1 Vorverstärkung

Da die detektierte Ladung des Lichtdetektors sehr klein sein kann, muss diese vorverstärkt werden. Das Detektorsignal ist dabei statistischen Schwankungen unterworfen und wird zusätzlich durch elektronisches Rauschen verunreinigt. Daher muss darauf geachtet werden, dass das zusätzliche Rauschen durch den Vorver-

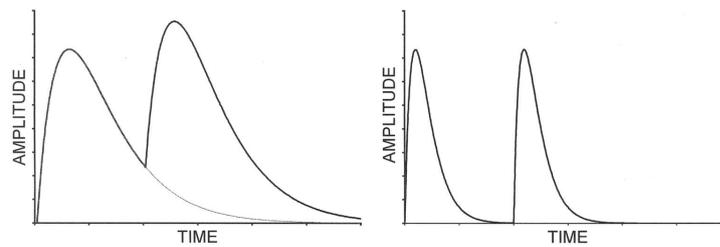


Abbildung 35: *Pile-up* tritt auf, wenn sich zwei Pulse überlagern. Die Reduzierung der *shaping-time* ermöglicht ein Abklingen der Amplitude bevor der zweite Puls beginnt. [14]

stärker so gering wie möglich gehalten wird. Ein kritischer Parameter ist die Gesamtkapazität parallel zum Eingang, das heißt die Detektorkapazität und die Eingangskapazität des Verstärkers. Dabei nimmt das Signal-Rausch-Verhältnis, auch SNR (signal to noise ratio), mit abnehmender Kapazität zu. [14]

2.5.2 Pulsformung

Abbildung 34 zeigt das Schema einer möglichen Pulsformung. Der Vorverstärker integriert den kurzen Spannungspuls des Detektors zu einem stufenförmigen Puls mit langer Abfallzeit. Der folgende Hochpass erzeugt die gewünschte Abfallzeit und der abschließende Tiefpass begrenzt die Bandbreite und bestimmt die Anstiegszeit. Im Allgemeinen muss ein Kompromiss zwischen reduziertem Rauschen und erhöhter Auswertungsgeschwindigkeit gefunden werden. Warum die Auswertungsgeschwindigkeit bei zu hoher Abfallzeit der Pulse abnimmt, wird im nächsten Abschnitt erklärt. [14]

2.5.3 Totzeit

Die Hauptaufgabe der Pulsformung ist, die SNR zu verbessern. Da jedoch selten einzelne Pulse gemessen werden sollen, sondern viele und damit in sehr geringem zeitlichen Abstand, muss die *Totzeit* beachtet werden. Sie stellt die Zeit zwischen zwei Pulsen dar, welche nötig ist, dass diese voneinander unterschieden werden können. Da der radioaktive Zerfall ein stochastischer Prozess ist, besteht immer eine gewissen Wahrscheinlichkeit, dass zwei Ereignisse innerhalb kurzer Zeit auftreten. Dieser Fall wird als *Pile-up* bezeichnet und in Abbildung 35 dargestellt. Daher sollte die Abfallzeit des Pulses durch die Pulsformung lang genug sein, dass er weiterverarbeitet werden kann und gleichzeitig so kurz wie möglich sein, sodass die Totzeit so gering wie möglich ist. [2] [14]

2.5.4 Komparator, Ereigniszähler und Prozesswertgenerierung

In der Prozessmesstechnik wird typischerweise ein *Komparator* verwendet, welche die Impulshöhe des vorverstärkten und geformten Pulses überprüft. Übersteigt er

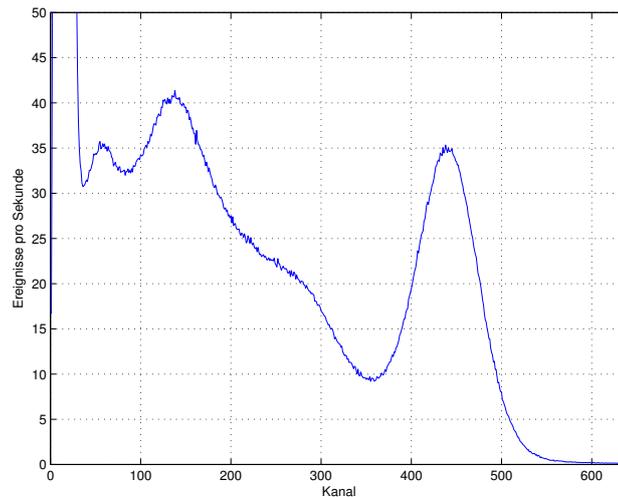


Abbildung 36: Spektrum

Auf der x -Achse sind der in Kanäle aufgeteilte Energiebereich dargestellt, auf der y -Achse die Anzahl der Ereignisse, die gemittelt über die Messzeit, pro Sekunde detektiert wurden. [2].

einen festgelegten Schwellwert, wird ein Impuls an den *Ereigniszähler* weitergegeben, welcher seinen Zählerstand um ein Ereignis erhöht. Dieser Zähler wird in regelmäßigen Zeitabständen ausgelesen und auf null zurückgesetzt. Das Zeitintervall hängt von der Messaufgabe ab und variiert von Millisekunden bis zu mehreren Minuten. Besonders zeitkritisch ist beispielsweise die Füllstandsmessung des Kokillen-Giesspiegels bei der Stahlproduktion, welche entscheidenden Einfluss auf die Qualität des Stahls hat. Hierbei liegen die Zykluszeiten im Bereich weniger Millisekunden [18]. Wenn der Zähler ausgemessen wurde, muss der Wert lediglich über eine Kalibrierfunktion in einen Füllstand o.ä. umgerechnet werden und an die Prozesskontrolle oder die Prozesssteuerung weitergegeben werden.

3 Praxis

3.1 Pulshöhenanalyse

Zur Darstellung der Ergebnisse einer Pulshöhenanalyse wird typischerweise ein *Spektrum* verwendet. Auf der x -Achse wird dazu der beobachtete Energiebereich in Kanäle unterteilt. Auf der y -Achse wird die Anzahl der Pulse aufgetragen, welche innerhalb der Messzeit im jeweiligen Kanal detektiert wurden. Ein Beispiel für ein solches Spektrum findet sich in Abbildung 36. Im Folgenden wird auf die physikalischen Effekte eingegangen, welche die Verteilung der Ereignisse eines solchen Spektrums erklären.

Ein Gammaquant ist ungeladen und erzeugt keine direkte Ionisation oder An-

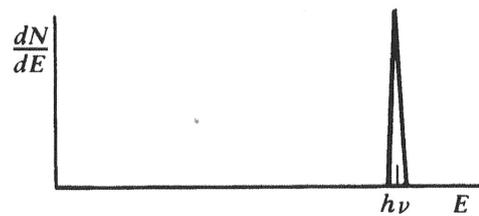


Abbildung 37: Photopeak

Wenn lediglich der Photoelektrische Effekt betrachtet wird, erzeugt ein Detektor einen einzelnen Peak mit der Energie des einfallenden Gammaquants. [2].

regung des Materials, welches es durchdringt. Daher ist zur Detektion von Gammastrahlung die Wechselwirkung, bei welcher das Quant die ganze oder einen Teil seiner Energie an ein Elektron im Absorbermaterial abgibt, entscheidend. Die signifikanten Prozesse sind dabei der Photoelektrische Effekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung. Sie werden in Unterabschnitt 2.2 detailliert erläutert. Da die Gammaenergien der verwendeten Strahlungsquellen maximal 1,3 MeV betragen, ist die Paarbildung vernachlässigbar. Für Blei ist dies in Form des Massenschwächungskoeffizienten in Abbildung 4 veranschaulicht. Die erzeugten Elektronen können dabei maximal die Energie des einfallenden Quantes haben und verlieren Geschwindigkeit und Energie im Absorbermaterial. Dies ist auf Ionisation und Anregung von Atomen und Bremsstrahlung zurückzuführen.

Ein Detektor muss also die beiden folgenden Eigenschaften besitzen, um Gammaquanten feststellen und deren Energien bestimmen zu können. Zunächst muss er über ein Medium verfügen, welches ausreichend hohe Wechselwirkungseigenschaften besitzt, sodass ein Gammaquant ein oder mehrere Elektronen erzeugt. Zweitens muss er Elektronen detektieren können. [2]

3.1.1 Photoelektrischer Effekt

Wenn wir nun zunächst lediglich den Photoelektrischen Effekt betrachten, so würde ein Gammaquant in der Wechselwirkung absorbiert werden und ein Elektron von einer der Elektronenschalen des Absorberatoms emittiert werden. Die Energie des Elektrons entspricht der Energie des Gammaquants abzüglich der Bindungsenergie. Die Impulsübertragung ist bei den betrachteten Energien vernachlässigbar. Das Elektronenloch wird innerhalb kürzester Zeit von einem Elektron einer höheren Schale gefüllt und emittiert ein Photon, dessen Energie der Energiedifferenz der Schalen entspricht. Aufgrund der niedrigen Energie kann dieses typischerweise lediglich Distanzen von weniger als einem Millimeter überwinden, bevor es wechselwirkt. Daher nehmen wir zunächst an, dass auch dessen Energie vollständig absorbiert wird. Somit gibt das Gammaquant seine gesamte Energie ab und es ergibt sich die in Abbildung 37 dargestellte differentielle Verteilung, deren einzelner Peak der Energie des Gammaquantes entspricht und als *Photopeak* bezeichnet wird. [2]

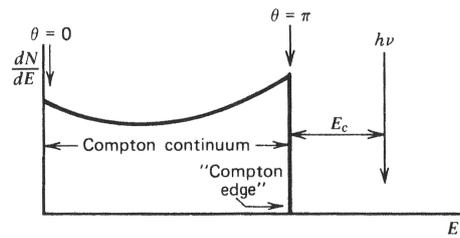


Abbildung 38: Spektrum bei Auftreten des Compton-Effekts]

Die Streuung des Gammaquants von $\theta = 0$ bis $\theta = \pi$ erzeugt ein Comptonkontinuum mit der Comptonkante für $\theta = \pi$. [2].

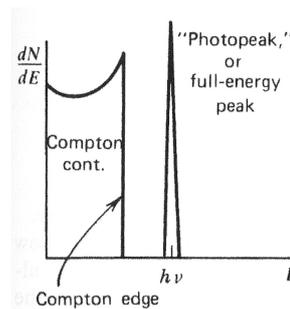


Abbildung 39: Spektrum bei Auftreten des Photoelektrischen und des Compton-Effekts]

Enthalten sind das Comptonkontinuum mit Comptonkante und der Photopeak. [2].

3.1.2 Compton-Effekt

Beim Compton-Effekt (Streuung eines Photons an einem Elektron) ist die Energie des gestreuten Elektrons abhängig vom Streuwinkel des Gammaquants. Ausgehend von Gleichung 4 führt dies zu folgender Gleichung für das gestreute Elektron, wobei h für das Plancksche Wirkungsquantum steht, ν die Frequenz des Gammaquants bzw. ν' die Frequenz des gestreuten Gammaquants und m_0c^2 die Ruhemasse des Elektrons von 0,511 MeV:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \right) \quad (11)$$

Es existieren zwei Extremfälle: Für den ersten Fall ist der Streuwinkel etwa null. Damit reduziert sich die Energie des Gammaquants unwesentlich und das Elektron hat nahezu keine Energie. Im zweiten Fall - einem frontalen Stoß - ist der Winkel $\theta = \pi$. Dabei wird das Gammaquant in die Ursprungsrichtung rückgestreut und das Elektron bewegt sich in die Ursprungsrichtung des Gammaquants. Dabei wird die maximal mögliche Energie übertragen. In Abbildung 38 wird das *Compton-Kontinuum* dargestellt. Es endet mit der *Comptonkante* für den Fall $\theta = \pi$. Damit ergibt sich für den Fall, dass in einem Detektor der Photoelektrische Effekt und der Compton-Effekt auftreten das in Abbildung 39 abgebildete Spektrum. [2]

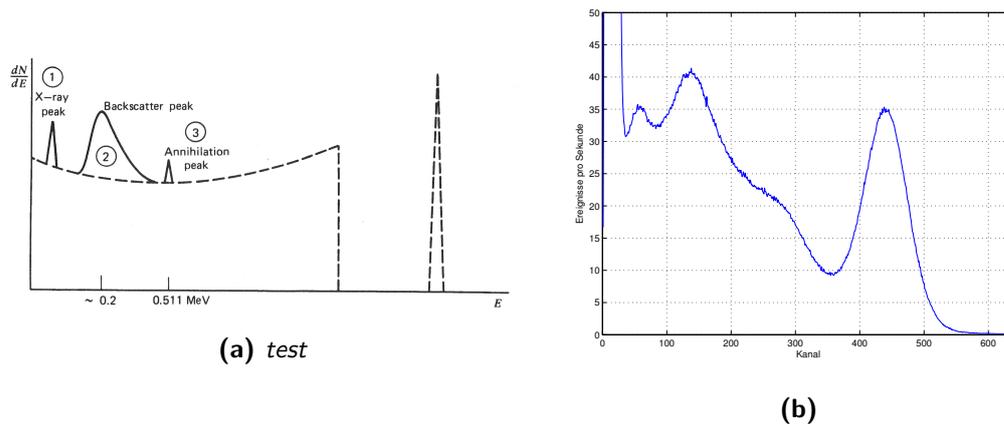


Abbildung 40: (a) *Überhöhungen im Spektrum aufgrund von den Detektor umgebenden Materialien* 1: Charakteristische Röntgenstrahlung, 2: Rückstreupeak und 3: Annihilationspeak (vernachlässigbar, siehe Einleitung Unterabschnitt 3.1) überlagern das zu erwartende Spektrum (gestrichelte Linie). (b) *Spektrum mit besprochenen Effekten:* Rauschkante, geringe Überhöhung durch charakteristischer Röntgenstrahlung von Blei, deutlicher Rückstreupeak, stark abfallendes Comptonkontinuum und Photopeak [2].

3.1.3 Röntgenlinien

Wird nun ein Detektor unter realistischen Bedingungen betrachtet, ist dieser häufig von anderen Materialien umgeben. Auch diese wechselwirken mit der Gammastrahlung und erzeugen charakteristische Röntgenstrahlung. Diese kann den Detektor erreichen und Überhöhungen im Spektrum erzeugen. Dies ist in Abbildung 40 unter Nummerierung 1 dargestellt. Da sie monoenergetisch ist, werden die elementspezifischen Überhöhungen auch als Röntgenlinien bezeichnet. [2]

3.1.4 Rückstreupeak

Der Peak, welcher in Abbildung 40a unter Nummer 2 aufgeführt ist, ist der *Rückstreupeak*. Dieser ist auf ein rückgestreutes Gammaquant zurückzuführen, welches hinter dem Detektor aufgrund des Compton-Effekts gestreut wurde. Für seine Energie gilt Gleichung 4. [2]

3.1.5 Rauschkante

Sowohl bei der PMT als auch beim SiPM entstehen durch thermisches Rauschen und Schrotrauschen niederfrequente Signalanteile im Spektrum. Dabei überwiegt das thermische Rauschen. In der Gesamtheit ist die Anzahl der Ereignisse des Rauschens deutlich höher als die Anzahl der gammainduzierten Ereignisse. Der Kanal, in welchem die Spektrumsinformation nicht mehr vom Rauschen überlagert wird, wird als Rauschkante bezeichnet.

3.2 Versuchsaufbau

An dieser Stelle wird der Versuchsaufbau mittels Blockdiagramm visualisiert und die einzelnen Komponenten kurz beschrieben. Besondere Eigenschaften einzelner Komponenten und die Wechselwirkungen, welche vom Strahler bis zum SiPM auftreten, sind in Abschnitt 2 beschrieben.

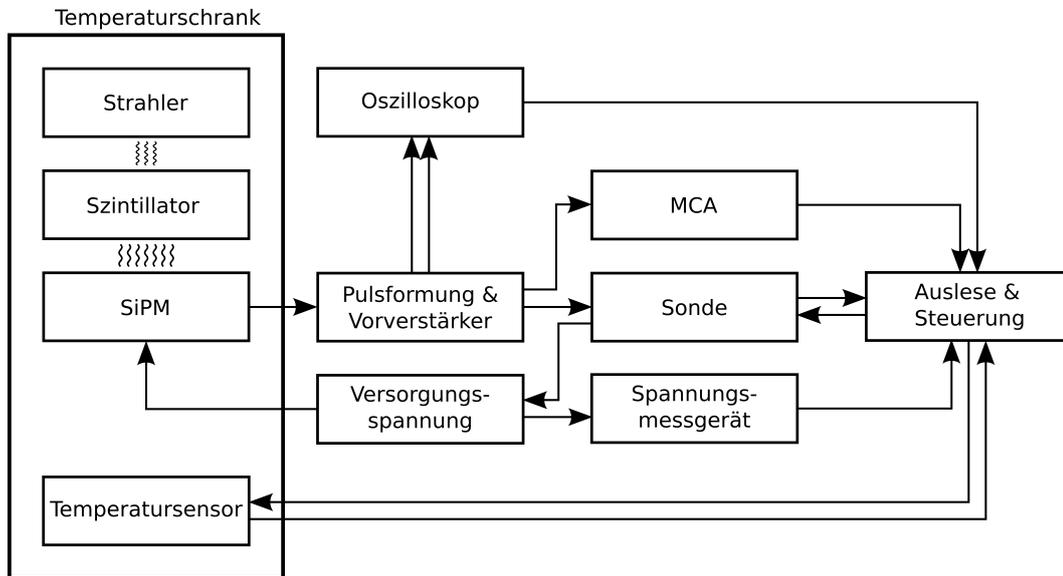


Abbildung 41: Blockdiagramm Versuchsaufbau

3.2.1 Strahlungsquelle

Als Strahlungsquellen werden Cobalt-60 und Caesium-137 verwendet. Cobalt-60 emittiert primär Gammaquanten der Energien 1173 und 1332 keV und Caesium-137 Quanten mit einer Energie von 662 keV. Genauere Informationen können den Zerfallsschemata aus Abbildung 3 entnommen werden. Es werden Strahler mit Aktivitäten von 37 bis 370 kBq für die Messungen verwendet.

3.2.2 Szintillator

Als Szintillationskristalle werden mit Thallium dotiertes Natriumiodid (NaI(Tl)) und mit Natrium dotiertes Caesiumiodid (CsI(Na)) verwendet (siehe Unterabschnitt 2.3). Der NaI-Kristall hat einen Durchmesser von 40mm und eine Länge von 35mm. Der CsI-Kristall hat einen Durchmesser von 40mm und eine Länge von 50mm. Abbildung 42 zeigt einen gekapselten Szintillator mit einem aufliegenden SiPM des Herstellers SensL. Dieser ist zusätzlich einzeln in Abbildung 43 dargestellt.



Abbildung 42: Gekapselter Szintillator mit aufliegendem SiPM

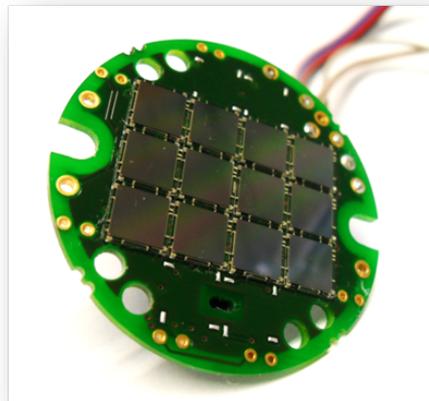


Abbildung 43: SiPM des Herstellers SensL

Tabelle 2: Zu qualifizierende SiPM der Hersteller SensL, KETEK und Hamamatsu

Hersteller:	SensL [19]	KETEK [20]	Hamamatsu [21]
Version:	MicroFB-60035-SMT	PM3350 Trench	S11828-3344M (Array)
Fläche:	6 x 6 mm ²	3 x 3 mm ²	16 x (3 x 3 mm ²)
Pixelanzahl:	18980	3600	3600
Durchbruchspannung:	24,5 V ± 0,5 V	23 V	72,4 V (vgl. Anhang A)
Quanteneffizienz (PDE)	bei 27,0 V: 31 % bei 29,5 V: 41 % bei 420 nm	≥ 40 % bei 420 nm	50 % bei 440 nm
Füllfaktor:	64 %	60 %	61,5 %
verwendet:	2 x (6 x 6 mm ²)	8 x (3 x 3 mm ²)	8 x (3 x 3 mm ²)

3.2.3 Silizium Photomultiplier

Es werden SiPM von drei Herstellern untersucht: SensL, KETEK und Hamamatsu. Eigenschaften der SiPM und Quellen für ausführlichere Daten sind in Tabelle 2 aufgeführt. Die SiPM werden für die Messungen mit der lichtempfindlichen Fläche optisch an den Szintillator gekoppelt. Um die Lichtverluste zu minimieren, wird zusätzlich Silikonöl am Übergang aufgebracht, damit keine Luftschicht zwischen SiPM und Szintillator auftritt. Diese würde aufgrund des niedrigen Brechungsindex zu einer höheren Reflexion an den Grenzschichten führen.

3.2.4 Spannungsversorgung des Silizium Photomultipliers

Über eine Hilfsspannung von 0 bis 2,5 V der Sonde wird die Spannungsversorgung des SiPM eingestellt. Da der Hamamatsu SiPM im Gegensatz zu SensL und KETEK einen deutlich höheren Arbeitspunkt hat, stehen zwei Platinen mit unterschiedlichen Arbeitsbereichen zur Verfügung.

3.2.5 Pulsformung und Vorverstärker

Das Signal des SiPM wird an an dieser Stelle vergleichbar wie in Unterabschnitt 2.5 beschrieben geformt. Dabei findet bereits eine gleichbleibende Vorverstärkung statt. Danach bietet ein *Timing Filter Amplifier* des Herstellers ORTEC eine weitere regelbare Vorverstärkung, um den Arbeitspunkt der SiPM einstellen zu können. Dies ist nötig, da die Verstärkung der Dioden der verschiedenen Hersteller variiert. Das Ein- und Ausgangssignal des ORTECs wird zum Oszilloskop (Unterabschnitt 3.2.7) geführt, um den regelbaren Verstärkungsfaktor zu bestimmen. Spezifikationen des ORTEC Geräts sind unter Quelle [22] zu finden.

3.2.6 Sonde

Die Sonde verarbeitet die geformten und vorverstärkten analogen Pulse des SiPM und gibt im Messkanal eine Zählrate (Ereignisse pro Sekunde) aus, die bei einer typischen Füllstandsmessung alle 0,5 Sekunden neu berechnet wird. Zur Pulsverarbeitung verfügt die Sonde über einen Komparator. Dieser prüft bei jedem Puls, ob die Messkanalschwelle (siehe Abbildung 44) überschritten wird. Wenn ja, geht der Puls in die Berechnung der Zählrate ein. Da viele Pulse verarbeitet werden, kann dies als Integration der Spektrens oberhalb der Schwelle verstanden werden. Die Schwelle wird dabei ausreichend hoch gesetzt, dass die vielen niederenergetischen Pulse des Rauschens die Zählrate nicht verfälschen. Außerdem steuert die Sonde die Versorgungsspannung des SiPM. Im manuellen Modus ist dies ein selbst festgelegter Spannungswert. Da jedoch durch Temperaturschwankungen oder Alterungseffekte die Ausbeute des Szintillators variiert, wird im laufenden Betrieb die automatische *Verhältnisregelung* genutzt, damit die Zählrate von der Intensität der Gammastrahlung und nicht von den Detektoreigenschaften abhängt. Die Verhältnisregelung wird im Folgenden erklärt, wobei Abbildung 44 der Veranschaulichung dient: zusätzlich zum Messkanal wird ein Kontrollkanal verwendet, welcher analog zum Messkanal alle Ereignisse über der Kontrollkanalschwelle addiert. Die Versorgungsspannung wird nun kontinuierlich an ein konstantes Regelverhältnis angepasst:

$$\frac{\text{Zählrate}_{\text{Kontrollkanal}}}{\text{Zählrate}_{\text{Messkanal}}} = \text{const.}$$

Dazu kann durch Änderungen der Versorgungsspannung das Spektrum entlang der x-Achse gestreckt bzw. gestaucht werden. Wird das Regelverhältnis überschritten, wird die Spannung reduziert. Damit wird das Spektrum gestaucht und die Anzahl der Ereignisse überhalb der Schwelle des Kontrollkanals reduzieren sich. Wird das Regelverhältnis unterschritten, wird die Spannung erhöht. Damit wird das Spektrum gestreckt und es werden mehr Ereignisse im Kontrollkanal registriert. Aufgrund der steilen Flanke des Photopeaks ist so eine sehr stabile Regelung der Zählrate möglich. Wichtig ist, dass die Messkanalschwelle oberhalb der Rauschkante liegt. Sonst steigt die Zählrate im Messkanal so stark an, dass ein Nachregeln über den Kontrollkanal das Regelverhältnis nicht mehr herstellen kann. Dies liegt daran, dass eine Reduzierung der Versorgungsspannung (um die Anzahl der Ereignisse im Kontrollkanal zu erhöhen) die Zählrate im Messkanal noch stärker erhöhen würde. Eine ausführlichere Erklärung zur Verhältnisregelung findet sich in der Europäischen Patentanmeldung unter [23].

Ein Effekt, welcher lediglich durch die Regelung auftritt, ist die Verschiebung des Photopeaks zu niedrigeren Energien, wenn der Photopeak breiter wird. Dies geschieht, da die Flanke eines breiteren Photopeaks flacher ist und bei gleicher Photopeakposition im Kontrollkanal mehr Ereignisse aufaddiert werden. Die Regelung fährt dann die Spannung bis zum Regelverhältnis zurück und verschiebt damit den Photopeak zu niedrigeren Energien.

Um bei automatischer Steuerung der Versorgungsspannung den Arbeitspunkt

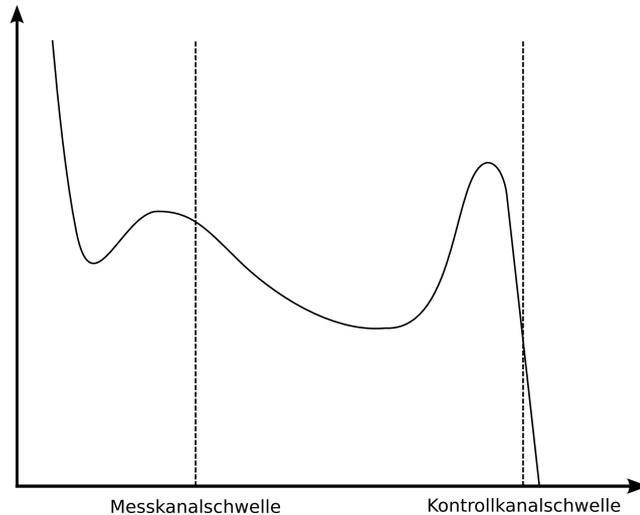


Abbildung 44: Verhältnisregelung
 Mess- und Kontrollkanalschwelle der Verhältnisregelung.

des SiPM einzustellen, kann mit dem Vorverstärker das SiPM-Signal skaliert werden. Wird das Spektrum gestreckt, indem der Verstärkungsfaktor erhöht wird, regelt die Sonde die Versorgungsspannung herunter, um das Regelverhältnis wiederherzustellen. Danach ist das Verhältnis wiederhergestellt, aber der Arbeitspunkt des SiPM niedriger als vorher. So kann die Versorgungsspannung des SiPM eingestellt werden.

Die beschriebene Methode zur Steuerung der Versorgungsspannung ist nicht perfekt, da die SiPM abhängig von der Temperatur nicht mehr mit der optimalen Spannung versorgt sein können. Dies liegt an den temperaturabhängigen Szintillatoreffekten wie beispielsweise der Lichtausbeute. Allerdings können so Vergleiche zwischen den SiPM unter sehr realistischen Bedingungen angestellt werden. In der Praxis hat die Verhältnisregelung einen weiteren Vorteil. Sie kann Alterungseffekte an den Szintillatoren ausgleichen und so auch über Jahre eine stabile Messung garantieren.

Die Sonde wird über ein zwischengeschaltetes Gerät zur USB-Kommunikation mit einem Computer verbunden. Dieser liest die Daten aus und gibt Parameter wie beispielsweise die Messschwelle vor.

3.2.7 Oszilloskop

Verwendet wird ein Oszilloskop von *Tektronix*. Die Modellbezeichnung lautet *TDS 3044B*. Es liegen sowohl das Ein- als auch das Ausgangssignal des Vorverstärkers an. Somit kann der Verstärkungsfaktor gemessen werden und zusätzlich die Pulsform überwacht werden.

3.2.8 Mehrkanalanalysator (Multichannel Analyzer)

Ein Mehrkanalanalysator (engl. Multichannel Analyzer, kurz MCA) dient der Pulshöhenanalyse wie in Unterabschnitt 3.1 beschrieben. Dazu wird das Signal des Detektors mittels Analog-Digital-Wandler (kurz ADC) digitalisiert, analysiert und einem Kanal bzw. einer Energie zugeordnet, sodass nach ausreichend vielen Pulsen ein Spektrum zur Verfügung steht. Für die Verarbeitung der Analogpulse hat ein MCA genauer betrachtet den in Abbildung 45 gezeigten Aufbau. Es werden dafür sogenannte Spektroskopie-ADCs verwendet, welche pro Puls lediglich das Maximum der Amplitude ausgeben. Eigentlich müsste die Ladung jedes Pulses bestimmt werden. Da diese jedoch die gleiche Form haben, enthält die Impulshöhe bereits die nötige Information. Die Eingangsschaltung vor dem ADC muss eine Kapazität enthalten, um den Beginn eines Pulses detektieren zu können. Dann muss das Maximum der Amplitude durch Abtastung bestimmt und für eine gewisse Zeit gehalten werden, damit der ADC diesen Wert digitalisieren kann. Die Ausgabe des ADCs wird dann an ein Register weitergegeben, welches einen digitalen Speicher adressiert und erhöht. Somit entsteht ein Histogramm mit der Energieverteilung der Pulse. Ein *input gate* sorgt dafür, dass während der Digitalisierung des vorherigen Pulses keine neuen Pulse den ADC erreichen. Die Zeit, während der das gate geschlossen ist, nennt man *Totzeit* (englisch *dead time*). Zur Bestimmung der Gesamtzählrate muss die Berechnung um die Totzeit korrigiert werden. Zur Lösung dieses Problems enthalten die meisten MCAs eine interne Uhr (englisch *live time clock*), deren Pulse auch durch das *input gate* geleitet und in einem eigenen Speicher abgelegt werden. Die Zeit, in welcher das *input gate* offen ist und Pulse der Uhr weitergibt, nennt man *effektive Messzeit* (englisch *live time*). Da bei hohen Zählraten die Totzeit der limitierende Faktor ist, wird versucht, diese zu reduzieren. Dazu wird ein zusätzliches *lineares Gate* (englisch *linear gate*) verwendet, um Pulse zu verwerfen, die entweder ober- oder unterhalb des zu betrachtenden Energiebereichs liegen. Das gate wird über einen *Single Channel Analyzer* (kurz SCA) angesteuert. Dieser verarbeitet parallel das Eingangssignal, welches über ein *Delay* leicht verzögert wird. Somit kann verhindert werden, dass niederenergetische Rauschpulse oder besonders hochenergetische Pulse den ADC erreichen und die Totzeit erhöhen, da keine Zeit für deren Wandlung benötigt wird. Allgemein sollte darauf geachtet werden, dass die Totzeit nicht über 30 bis 40 % steigt, da sonst die Wahrscheinlichkeit steigt, dass Pulse während des Öffnen oder Schließens des Gates eintreffen und Verzerrungen im Spektrum auftreten. Außerdem verfügen viele MCA über ein *externes Gate* (englisch *external gate*), welches die Verarbeitung von Pulsen, die bereits in der analogen Signalverarbeitung verzerrt wurden, verhindert. Somit werden keine falschen Pulshöhen detektiert. Das *external gate* kann dabei ein logisches ODER für mehrere Signale darstellen, wie beispielsweise sich überlagernde Pulse (englisch *pile-up*) oder das Zurücksetzen eines aktiv zurücksetzenden Vorverstärkers. Somit verringert das externe Gate nicht nur die Belastung des ADC, sondern verbessert auch die Bestimmung der effektiven Messzeit, da externe Pulsverluste eingerechnet werden. [2]

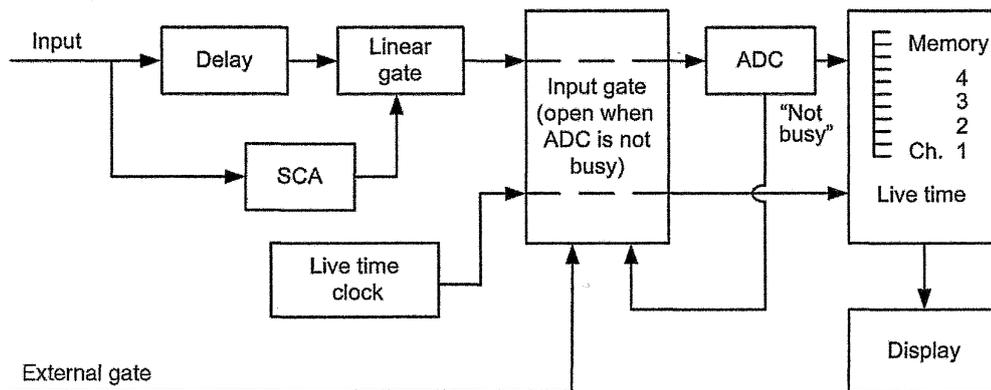


Abbildung 45: *Typisches MCA Blockdiagramm* für Analogpulsverarbeitung. Zur Erklärung siehe Unterunterabschnitt 3.2.8. [2]

In der Messanordnung wird ein MCA der Firma Amptek mit der Bezeichnung MCA-8000A verwendet und über RS-232 verbunden. Er wird über ein Computerskript gesteuert und erstellt durchgehend Spektren mit einer Aufnahmezeit von 8 Minuten.

3.2.9 Spannungsmessgerät

Zur Messung der Spannung, welche am SiPM anliegt, wird ein HM8012 des Herstellers Hameg verwendet. Es wird über RS-232 mit der Auslese verbunden.

3.2.10 Steuerung und Auslese

Zur Steuerung und Auslese der Messungen wird ein Computer mit der Software Matlab verwendet.

Matlabsteuerung

Die Messungen werden über ein Matlab-Skript gesteuert. Dieses regelt den Temperaturverlauf im Temperaturschrank, liest dessen Temperatur aus, steuert die Kommunikation mit der Sonde und legt die übertragenen Messdaten ab.

Temperaturschrank

Der Temperaturschrank VT 7021 stammt vom Hersteller Vötsch Industrietechnik und wird mittels Matlabskript auf dem Computer zur Steuerung und Auslese gesteuert. Die Anbindung zur Auslese erfolgt über RS-232.

4 Hauptteil

4.1 Flächenbestimmung

Zur Bestimmung einer optimalen SiPM-Fläche wird eine Messung mit variierender Anzahl von SensL-SiPM (MicroFB-60035-SMT) durchgeführt. Ein Element hat dabei eine Fläche von 36 mm^2 . Die Spektren der Messung sind in Abbildung 46 dargestellt. Beurteilt wird dabei nach der Rauschkante der Spektren, welche manuell bestimmt wird. Der Kanal der Rauschkante ist in Abbildung 47 über die Anzahl der Elemente aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Reduzierung der Rauschkante von einem zu zwei Elementen sehr stark ausfällt: 85 zu 44. Die Verbesserung von zwei zu drei Elementen ist deutlich geringer (44 zu 35). Die Rauschkante verringert sich geringfügig bis zur Anzahl von fünf Elementen. Dann steigt sie leicht bis zu einer Anzahl von neun Elementen. Danach ist kein eindeutiger Trend erkennbar. Damit stellt eine Fläche von 72 mm^2 ein Optimum dar, wenn eine möglichst niedrige Rauschkante und gleichzeitig eine möglichst geringe Anzahl an Dioden gewünscht wird. Die folgenden Messungen werden daher mit einer Fläche von 72 mm^2 durchgeführt.

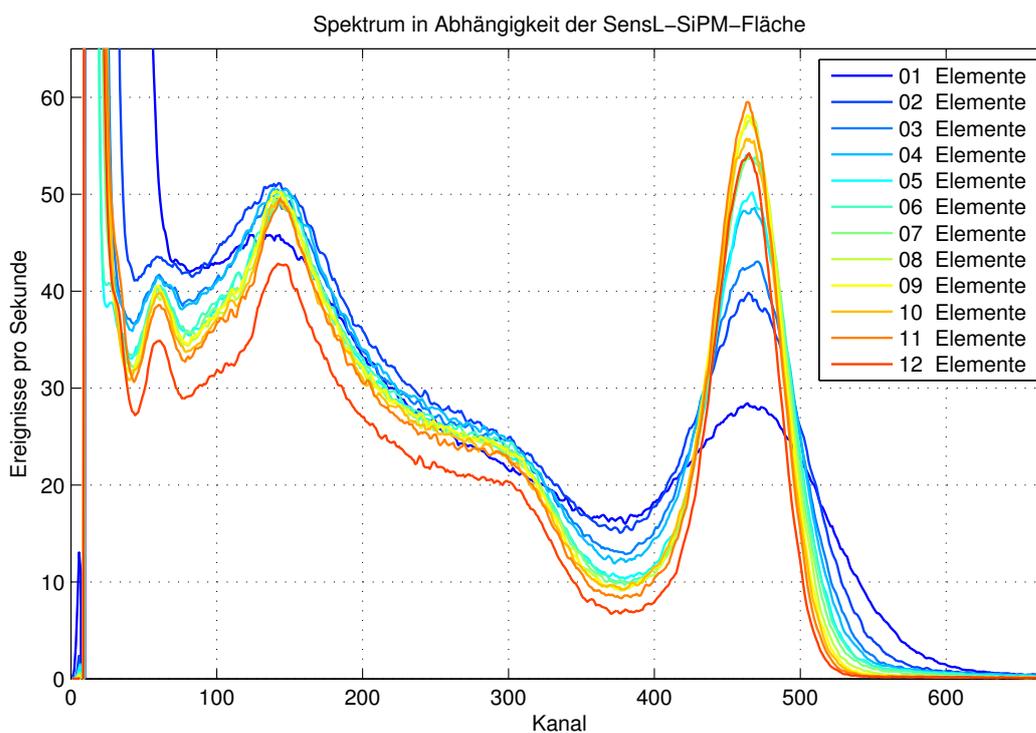


Abbildung 46: Spektren in Abhängigkeit der SiPM-Fläche

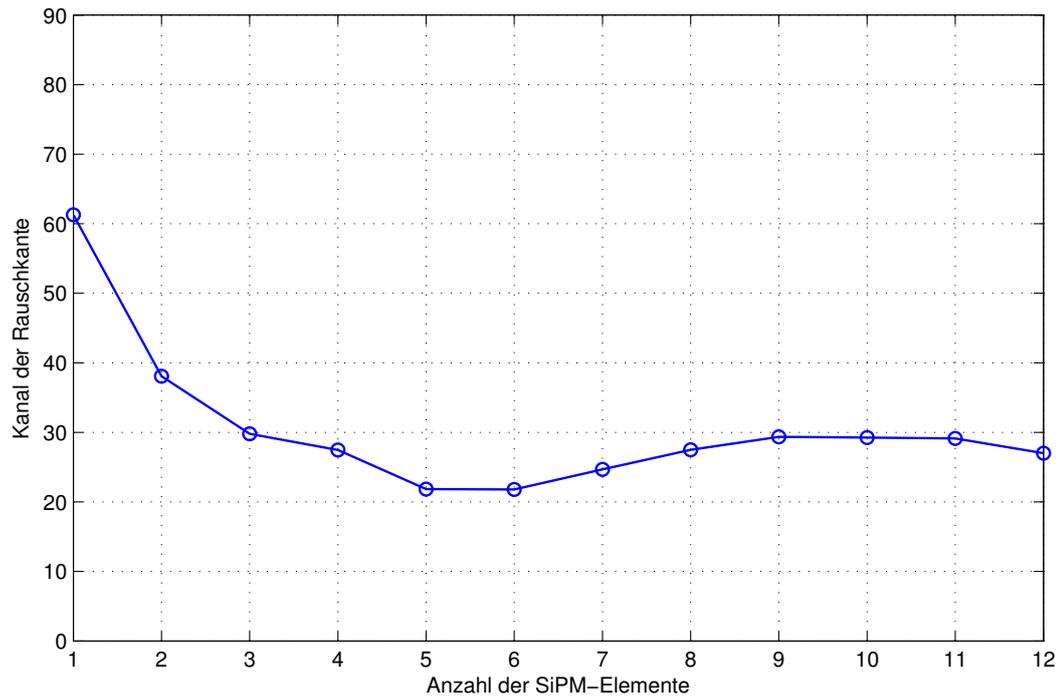


Abbildung 47: Rauschkante in Abhängigkeit der SiPM-Fläche Die Linien dienen der Orientierung

4.2 Arbeitspunktbestimmung

Zur Bestimmung des optimalen Arbeitspunktes wird, ausgehend von der Herstellerempfehlung, die Arbeitsspannung variiert und Spektren aufgenommen. Kriterien für den optimalen Arbeitspunkt sind eine niedrige Rauschkante und eine niedrige Arbeitsspannung. Die geringe Rauschkante ist wichtig, damit der Schwellwert des Messkanals der Verhältnisregelung auch bei einer temperaturbedingten Steigerung des Kanals der Rauschkante erst möglichst spät überschritten wird. Eine niedrige Arbeitsspannung ist sinnvoll, um bei steigenden Temperaturen die reduzierte Lichtausbeute des Szintillators (siehe Unterabschnitt 2.3) auszugleichen. Dazu wird die Arbeitsspannung erhöht und der Verstärkungsfaktor des SiPM steigt. Abbildung 48 zeigt den Vergleich zwischen den drei Herstellern. Dabei zeigt sich, dass bei Hamamatsu im Vergleich zu SensL und KETEK ein kleinerer Spannungsbereich als Arbeitsbereich zur Verfügung steht. In Abbildung 48 wird zusätzlich der Verstärkungsfaktor der Diode aufgenommen, um darzustellen, mit welcher Spannungsdifferenz welche Änderung der Verstärkung erreicht werden kann. Wie in Unterabsatz 2.4.3 erklärt, ist ein linearer Anstieg des Verstärkungsfaktors zu erwarten. Jedoch steigt bei höheren Spannungen der Crosstalk, also das Übersprechen von Zellen. Die Messungen bestätigen die Erwartungen und zeigen einen annähernd linearen Anstieg mit Tendenz zu höherer Steigung bei höheren Spannungen. Hamamatsu erreicht dabei relativ die größte Steigung bzw. Änderung des Verstärkungsfaktors pro Spannungsänderung. Somit kann trotz eines kleinen Arbeitsbe-

Tabelle 3: Temperaturschritte eines Temperaturzyklus

+25 °C	-25 °C	-45 °C	-25 °C	+25 °C	+40 °C	+50 °C
+55 °C	+60 °C	+65 °C	+60 °C	+55 °C	+50 °C	+25 °C

reichs der Verstärkungsfaktor stark variiert werden. Der Messwert von Hamamatsu bei 0,6 V über gewähltem Arbeitspunkt mit Verstärkungsfaktor 0,47 scheint ein Messfehler zu sein. Ein eindeutiger Grund für diesen Messfehler konnte trotz eingehender Prüfung der Daten nicht gefunden werden, sodass er an dieser Stelle aufgeführt wird, obwohl er nicht plausibel erscheint. Die einzelnen Spektren sind im Anhang B aufgeführt.

4.3 Temperaturmessungen

Die folgenden Messungen im Temperaturbereich von -45 °C bis $+65\text{ °C}$ werden durchgeführt, um die Temperaturabhängigkeit wichtiger Kenngrößen wie beispielsweise die Rauschkante der verwendeten SiPM zu untersuchen. Zum Einsatz kommen dabei die drei Hersteller SensL, KETEK und Hamamatsu. Genutzt wird dazu der in Abbildung 41 dargestellte Versuchsaufbau. Als Strahler kommen Caesium-137 und Cobalt-60 zum Einsatz. Außerdem wird sowohl NaI(Tl) als auch CsI(Tl) als Szintillator verwendet.

Zu Beginn der Temperaturmessungen wird der unter Unterabschnitt 4.2 bestimmte Arbeitspunkt bei eingeschalteter Verhältnisregelung über den Vorverstärker eingestellt (siehe Unterunterabschnitt 3.2.6). Dann wird die Messung gestartet und der Temperaturschrank fährt die in Tabelle 3 aufgeführten und in Abbildung 49 dargestellten Temperaturschritte innerhalb von knapp elf Stunden ab. Bei Erreichen eines Temperaturschritts setzt eine Wartezeit von 40 Minuten ein. So wird sichergestellt, dass alle Komponenten im Temperaturschrank die vorgegebene Temperatur erreichen. Die Temperaturänderungen werden mit 3 °C pro Minute durchgeführt. Da die zusätzlichen Temperatursensoren, welche am SiPM selbst angebracht sind, wiederholt ausgefallen sind, wird für die Abbildung des Temperaturverlaufs eine Mittelung der Temperaturschritte durchgeführt, um die Verzögerung durch die Wärmekapazitäten von Szintillator und Gehäuse abbilden zu können. So kann stets eine vollständige Temperaturkurve dargestellt werden, welche den realen Messwerte sehr genau entspricht.

Während der Messung wird die Versorgungsspannung von der Sonde über die Verhältnisregelung gesteuert. Zusätzlich werden vom MCA durchgehend Spektren mit einer life time von acht Minuten erstellt. Das Oszilloskop nimmt regelmäßig die Pulsform am Vorverstärker auf. Die Sonde nimmt während des Betriebs unter anderem die Stromstärke am SiPM auf. Das Spannungsmessgerät misst die am SiPM anliegende Spannung. Wie die Daten für die einzelnen Schaubilder gewonnen werden und was sie genau darstellen wird im Folgenden erläutert. Als Beispiel sind die Messungen vom Hersteller SensL mit NaI(Tl) als Szintillator und Caesium-137 als

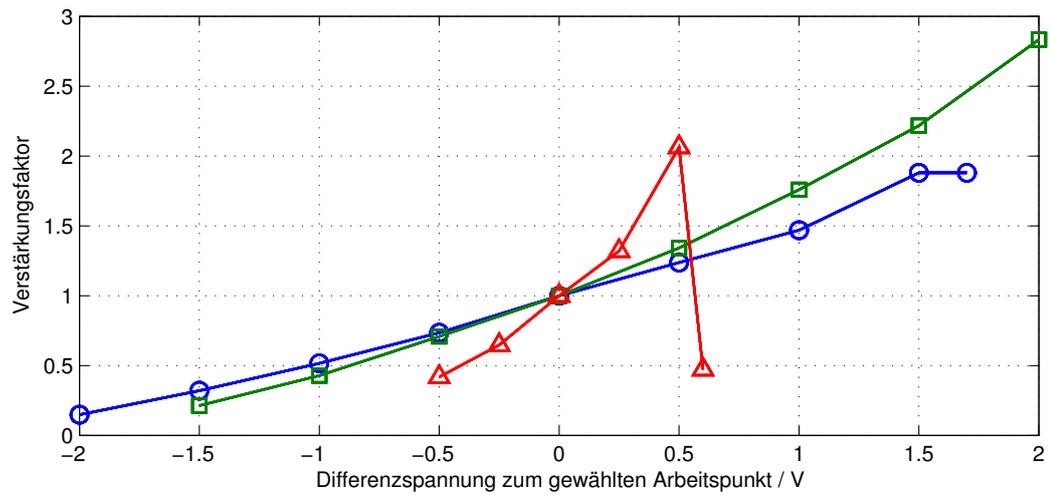
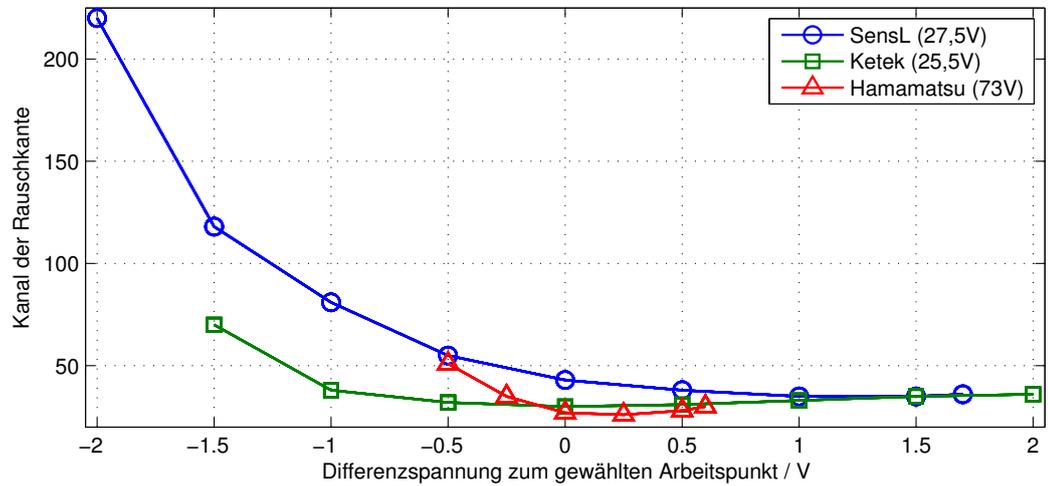


Abbildung 48: Herstellervergleich

Kanal der Rauschkante (oben) und Verstärkungsfaktor (unten) in Abhängigkeit der Differenzspannung zum gewählten Arbeitspunkt

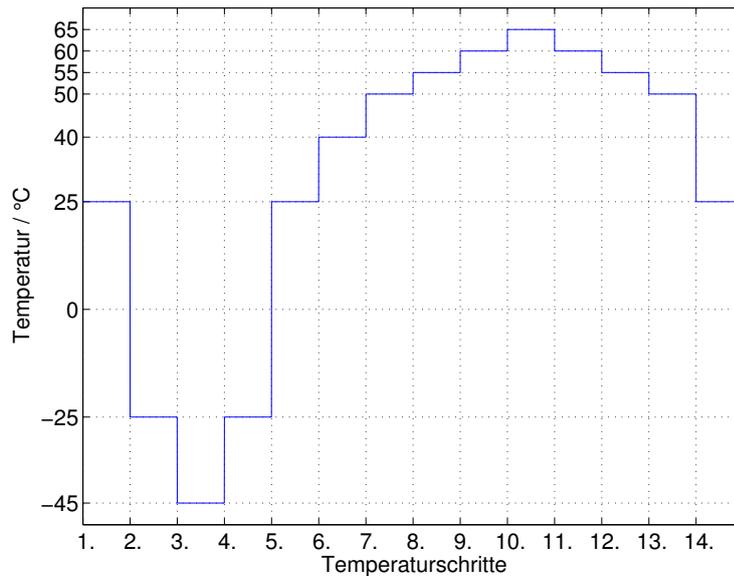


Abbildung 49: *Temperaturschritte eines Temperaturzyklus*

Strahler als Referenz angegeben. Im Anschluss werden die einzelnen Ergebnisse der drei Hersteller in ihren Kombinationen mit den zwei Szintillatoren und den zwei Strahlungsquellen im Detail analysiert.

Spektren

Abbildung 50a zeigt zu jedem Temperaturschritt ein Spektrum. Es wird kurz vor Änderung der Temperatur aufgenommen, sodass alle Komponenten die angesteuerte Temperatur erreicht haben. Dabei sind die einzelnen Spektren farblich der Temperatur zugeordnet. Die Zuordnung ist auf der rechten Seite der Graphik dargestellt. Auf der x-Achse sind die einzelnen Kanäle des MCA dargestellt. Die y-Achse stellt die Anzahl der Ereignisse pro Sekunde innerhalb der Messzeit im jeweiligen Kanal dar.

Rauschkante über Temperatur

Anhand der Spektren wird manuell die Rauschkante bestimmt. Die Rauschkante wird in Abbildung 50d genauer ausgewertet. Hier wird auf der x-Achse der Temperaturbereich der Messung in °C aufgetragen. Auf der y-Achse ist der Kanal der Rauschkante aufgetragen. Die Messpunkte entsprechen dem Aufnahmezeitpunkt des Spektrums. Die Linien dienen der Orientierung.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

Eine Übersicht verschiedener Messgrößen im zeitlichen Verlauf zeigt Abbildung 50c. Dazu wird in allen drei Graphiken auf der x-Achse in h die vergangene Messzeit angegeben. In der obersten Graphik wird der Temperaturverlauf dargestellt. Dazu ist auf der y-Achse die Temperatur in °C aufgeführt. Die mittlere Graphik stellt den zeitlichen Verlauf der Stromstärke am SiPM dar und wird von der Sonde ge-

messen. Dazu ist auf der y -Achse der Strom in mA aufgetragen. Die Skalierung der Achse ist im Gegensatz zu einer späteren Darstellung der Stromstärke linear. In der unteren Abbildung ist auf der y -Achse der Kanal der Rauschkante aufgetragen. Hierbei handelt es sich nicht um einen kontinuierlichen Messwert, sondern um den Kanal der Rauschkante, welcher jeweils bei der Aufnahme der Spektren (siehe Abbildung 50a) bestimmt wurde.

Arbeitspunkt über Temperatur

Um die Abhängigkeit des Arbeitspunktes von der Temperatur darzustellen wird in Abbildung 50d auf der x -Achse die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ aufgetragen. Die y -Achse gibt den Arbeitspunkt des SiPM in V an. Dieser Messwert wird vom Spannungsmessgerät geliefert. Der Zeitpunkt der Messung entspricht der Aufnahme des Spektrums. Die Linien dienen der Orientierung.

Impulsform

In Abbildung 50e werden die vom Oszilloskop aufgenommenen Pulsformen dargestellt. Signal ist das bereits die Pulsformung durchlaufene SiPM-Signal, welches am Eingang (blau) bzw. Ausgang (grün) des Vorverstärkers anliegt. Unterschied ist lediglich der Faktor der Skalierung, welche am Vorverstärker eingestellt wird. Um mehrere Pulse darstellen zu können, wird eine relativ große Nachleuchtzeit eingestellt. Zusätzlich wird eine Spannungsschwelle gesetzt. Erst wenn das Signal diese überschreitet, wird es dargestellt. So kann der Rauschanteil am Signal reduziert werden. Außerdem kann links des Pulses, also zeitlich vor dem Anstieg des Signals, das Grundrauschen verglichen werden.

Strom über Temperatur

Eine weitere Darstellung der Stromstärke am SiPM findet sich in Abbildung 50f. Hier wird auf der x -Achse die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ und auf der y -Achse logarithmisch die Stromstärke in mA aufgetragen. Diese logarithmische Darstellung wird gewählt, da ein exponentieller Zuwachs des Stroms in Abhängigkeit der Temperatur erwartet wird, was einem linearen Anstieg entsprechen würde.

Energieauflösung über Temperatur

Die letzte Graphik stellt die Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung R dar, welche in Unterabschnitt 2.3 eingeführt wird. Auf der x -Achse ist die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ aufgetragen, auf der y -Achse die Energieauflösung R . Die Analyse der Energieauflösung wird nur bei Caesium-137 durchgeführt, da bei einem einzelnen Photopeak die Sigtabreite zuverlässiger zu bestimmen ist. Die Messpunkte entsprechen den Zeitpunkten, zu welchen die Spektren im jeweiligen Temperaturschritt aufgenommen werden. Die Linien dienen der Orientierung.

4.3.1 SensL Natriumiodid Caesium-137

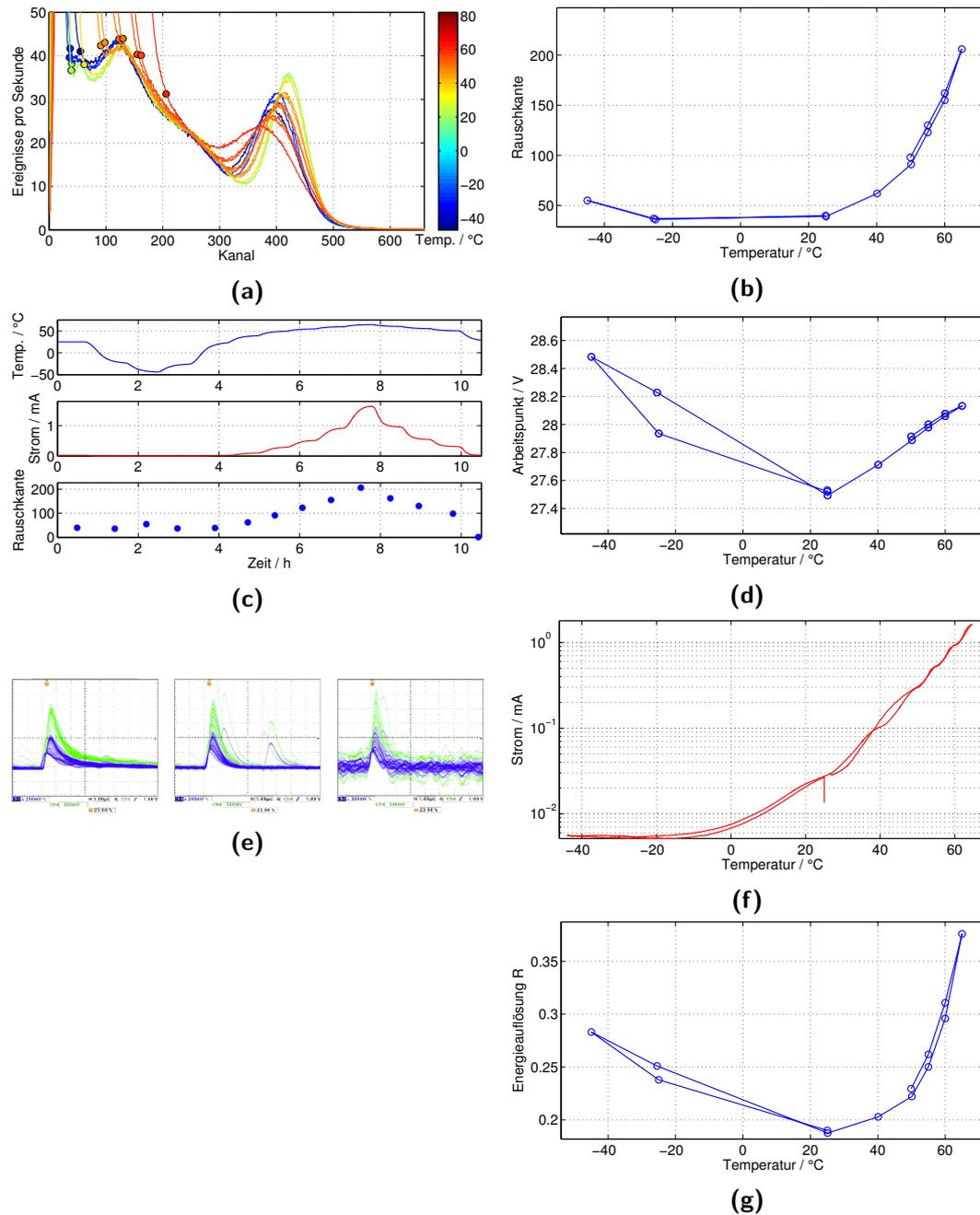


Abbildung 50: SensL NaI Cs137 (einzelne Graphiken im Anhang C):
 a.) Spektren zu Temperaturschritten b.) Kanal der Rauschkante über Temperatur c.) Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit d.) Arbeitspunkt über Temperatur e.) Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) f.) Strom über Temperatur g.) Energieauflösung über Temperatur

Spektren

In Abbildung 50a ist der Kanal des Photopeaks bei Raumtemperatur maximal. Bei niedrigeren und höheren Temperaturen liegt der Photopeak niedriger, wobei dies bei $+65\text{ °C}$ besonders deutlich wird. Dies ist eine Folge der Verhältnisregelung, die auf die flachere Flanke des Photopeaks anspricht und die Spannungsversorgung reduziert. Damit verschiebt sich der Photopeak zu niedrigeren Energien. Eine Erklärung der Verhältnisregelung findet sich unter Unterunterabschnitt 3.2.6. Die Halbwertsbreite des Photopeaks ist bei Raumtemperatur am niedrigsten und steigt zu niedrigeren und höheren Temperaturen. Sie dient der Bestimmung der Energieauflösung in Abbildung 50g. Die Rauschkante wird im nächste Absatz analysiert.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 50b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 50a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 55. Beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C befindet sich das Minimum bei Kanal 36. Leicht darüber befindet sich der Messpunkt von $+25\text{ °C}$. Ab diesem steigt der Kanal der Rauschkante sehr stark bis zum Maximum von 211 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 50c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Bei $+65\text{ °C}$ erreicht sie das Maximum von 1,63 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 50b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich oberhalb von $+25\text{ °C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 50d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei wird bei -45 °C der maximale Arbeitspunkt von 28,48 V erreicht. Danach sinkt der Arbeitspunkt bis zum Minimum von 27,49 V bei $+25\text{ °C}$. Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf 28,13 V bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 50e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangss- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 72. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Zu $+65\text{ °C}$ sind jedoch keine deutlichen Änderungen zu erkennen. Dies deckt sich mit der Erwartung aus Abbildung 7. Gut sichtbar ist die Zunahme des Rauschens von $+25\text{ °C}$ zu $+65\text{ °C}$.

Strom über Temperatur

In Abbildung 50g ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von 0°C die Stromstärke unter $0,01\text{ mA}$ liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25^{\circ}\text{C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

Energieauflösung über Temperatur

In Abbildung 50g wird die Energieauflösung R in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Sie liegt bei -45°C bei $0,28$ und verringert sich bis zur Raumtemperatur auf $0,19$. Oberhalb der Raumtemperatur steigt sie zunächst leicht und danach immer stärker bis auf das Maximum von $0,38$ bei $+65^{\circ}\text{C}$.

4.3.2 SensL Natriumiodid Cobalt-60

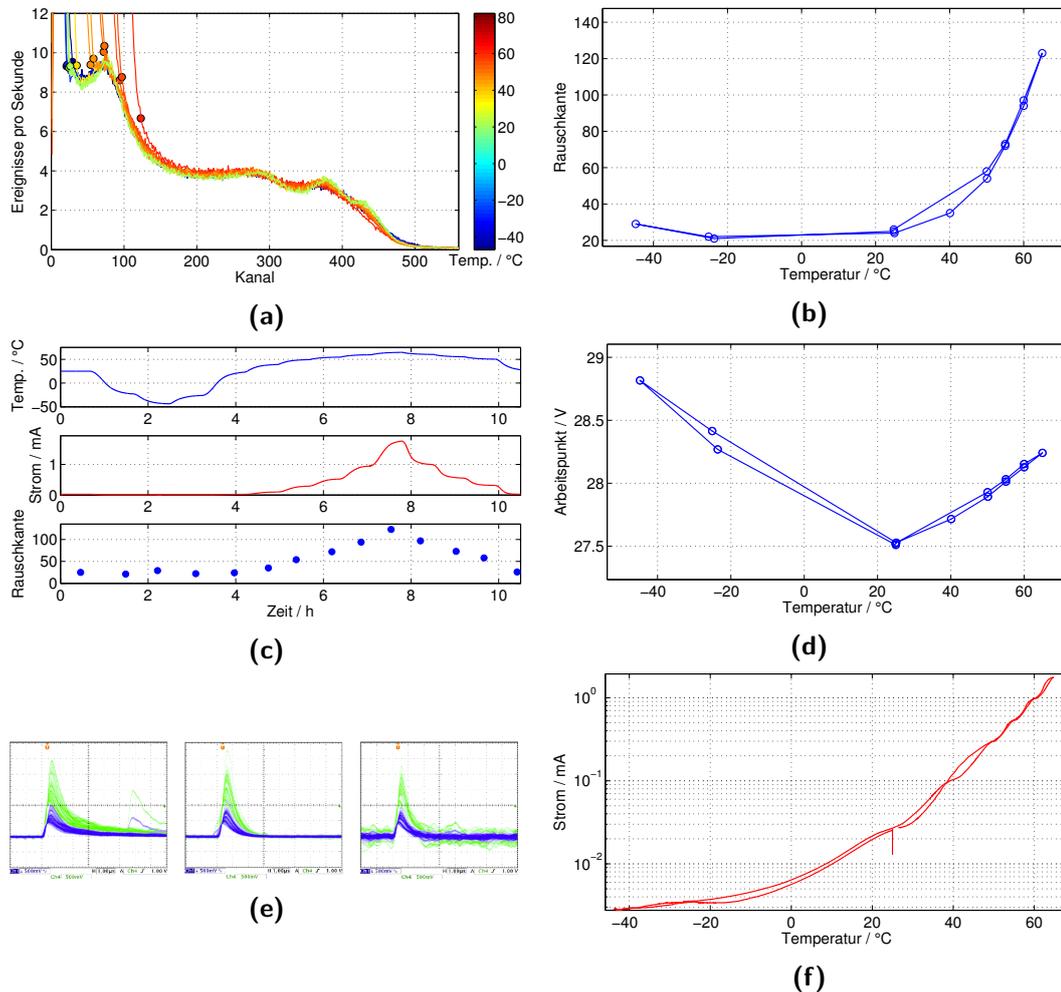


Abbildung 51: SensL NaI Co60 (einzelne Graphiken im Anhang D):
 a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts)

Spektren

In Abbildung 51a zeigt sich eine deutlich veränderte Struktur der Spektren im Vergleich zum Strahler Caesium-137. Die zwei Emissionslinien von Cobalt-60 lassen sich erst in der Detailabbildung erkennen, da sie nur minimale Peaks im Spektrum erzeugen (siehe Unterunterabschnitt 2.1.4). Über den Temperaturverlauf lassen sich nur minimale Veränderungen im Spektrum selbst erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 51b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 51a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 29, beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C befindet sich das Minimum bei Kanal 21. Leicht darüber befindet sich der Messpunkt von $+25\text{ °C}$. Ab diesem steigt der Kanal der Rauschkante sehr stark bis zum Maximum von 123 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 51c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von 1,76 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 51b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich, dass beim Temperaturschritt -45 °C ein leichter Anstieg der Rauschkante zu erkennen ist, wobei der Strom keinen Anstieg zeigt. Sie könnte ein Effekt der stark ansteigenden Zerfallszeit des Natriumiodidkristalls bei tiefen Temperaturen sein, welche zu sich überlagernden Pulsen führen kann. Oberhalb von $+25\text{ °C}$ ist eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen zu erkennen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 51d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei wird bei -45 °C der maximale Arbeitspunkt von 28,8 V erreicht. Danach sinkt der Arbeitspunkt bis zum Minimum von 27,5 V bei $+25\text{ °C}$. Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf 28,2 V bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 51e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 79. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C etwas höher ist als bei Raumtemperatur. Von dieser zu $+65\text{ °C}$ ist keine deutliche Änderung der Abfallzeit zu erkennen. Gut sichtbar dagegen ist die Zunahme des Rauschen von $+25\text{ °C}$ zu $+65\text{ °C}$. Dies kann auch anhand des Signals vor der Spannungsschwelle, also links des Pulses, beobachtet werden.

Strom über Temperatur

In Abbildung 51f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von etwa 10 °C die Stromstärke unter 0,01 mA liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

4.3.3 SensL Caesiumiodid Caesium-137

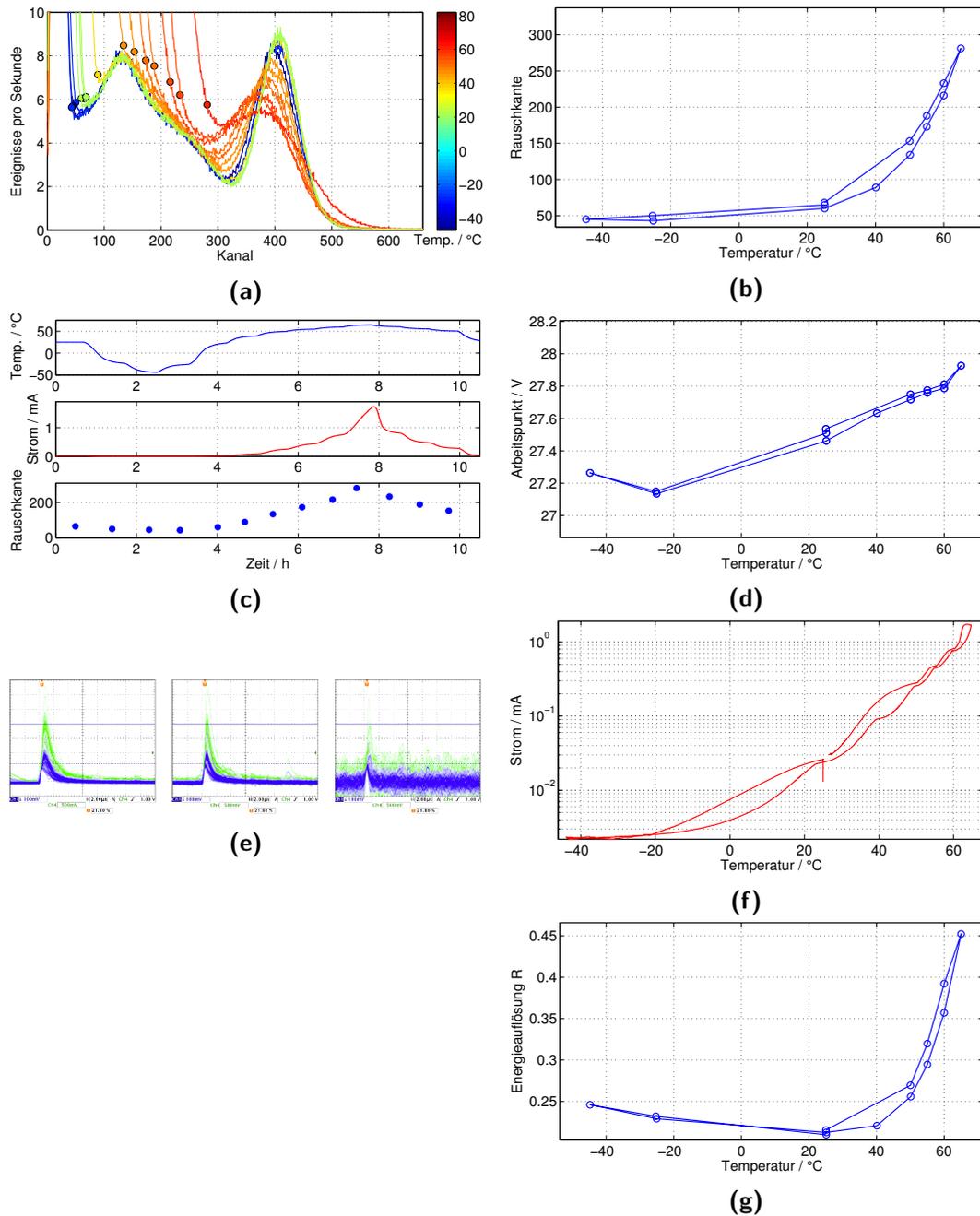


Abbildung 52: SensL CsI Cs137 (einzelne Graphiken im Anhang E):

- a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei -45 °C (links), +25 °C (Mitte) und +65 °C (rechts) g.) Energieauflösung über Temperatur

Spektren

In Abbildung 52a ist bei Raumtemperatur der Kanal des Photopeaks maximal. Bei niedrigeren und höheren Temperaturen liegt der Photopeak in etwas niedrigeren Kanälen. Dies ist eine Folge der Verhältnisregelung, die auf die flachere Flanke des Photopeaks anspricht und die Spannungsversorgung reduziert. Damit verschiebt sich der Photopeak zu niedrigeren Energien. Eine Erklärung der Verhältnisregelung findet sich unter Unterunterabschnitt 3.2.6. Außerdem reduziert sich die Amplitude von $+25\text{ °C}$ zu $+65\text{ °C}$ fast 50%. Dies ist Folge der Verbreiterung des Photopeaks, da die gleiche Anzahl an Pulsen nun auf mehr Kanäle verteilt ist. Die Halbwertsbreite des Photopeaks ist bei Raumtemperatur am niedrigsten. Sie steigt leicht zu niedrigeren und deutlich zu höheren Temperaturen. Sie dient der Bestimmung der Energieauflösung in Abbildung 52g. Die Rauschkante wird im nächste Absatz analysiert.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 52b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 52a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 45, beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C ändert sich das Rauschen nur unwesentlich, auch wenn sich dort das Minimum bei Kanal 43 befindet. Etwas darüber befindet sich der Messpunkt von $+25\text{ °C}$. Ab diesem steigt der Kanal der Rauschkante stark bis zum Maximum von 281 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 52c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Bei $+65\text{ °C}$ erreicht sie das Maximum von 1,73 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 52b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich oberhalb von $+25\text{ °C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 52d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dieser liegt bei -45 °C bei 27,3 V. Danach sinkt der Arbeitspunkt bis zum Minimum von 27,1 V bei -25 °C . Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf 27,9 V bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 52e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 85. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Zu $+65\text{ °C}$ sind jedoch keine deutlichen Änderun-

gen zu erkennen. Dies deckt sich mit der Erwartung, dass bei niedrigen Temperaturen die Zerfallszeit des Kristalls stark ansteigt (siehe Abbildung 7). Gut sichtbar ist die Zunahme des Rauschen von $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Strom über Temperatur

In Abbildung 52g ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Die Stromstärke liegt bei Temperaturen von knapp $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ und darunter stets unterhalb von $0,01\text{ mA}$. Danach steigt sie etwa linear in der logarithmischen Darstellung bis zum Maximum von $1,73\text{ mA}$ bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

Energieauflösung über Temperatur

In Abbildung 52g wird die Energieauflösung R in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Sie liegt bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei $0,25$ und verringert sich bis zur Raumtemperatur auf $0,21$. Ab der Raumtemperatur steigt sie zunächst leicht und dann sehr stark bis auf das Maximum von $0,45$ bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$.

4.3.4 SensL Caesiumiodid Cobalt-60

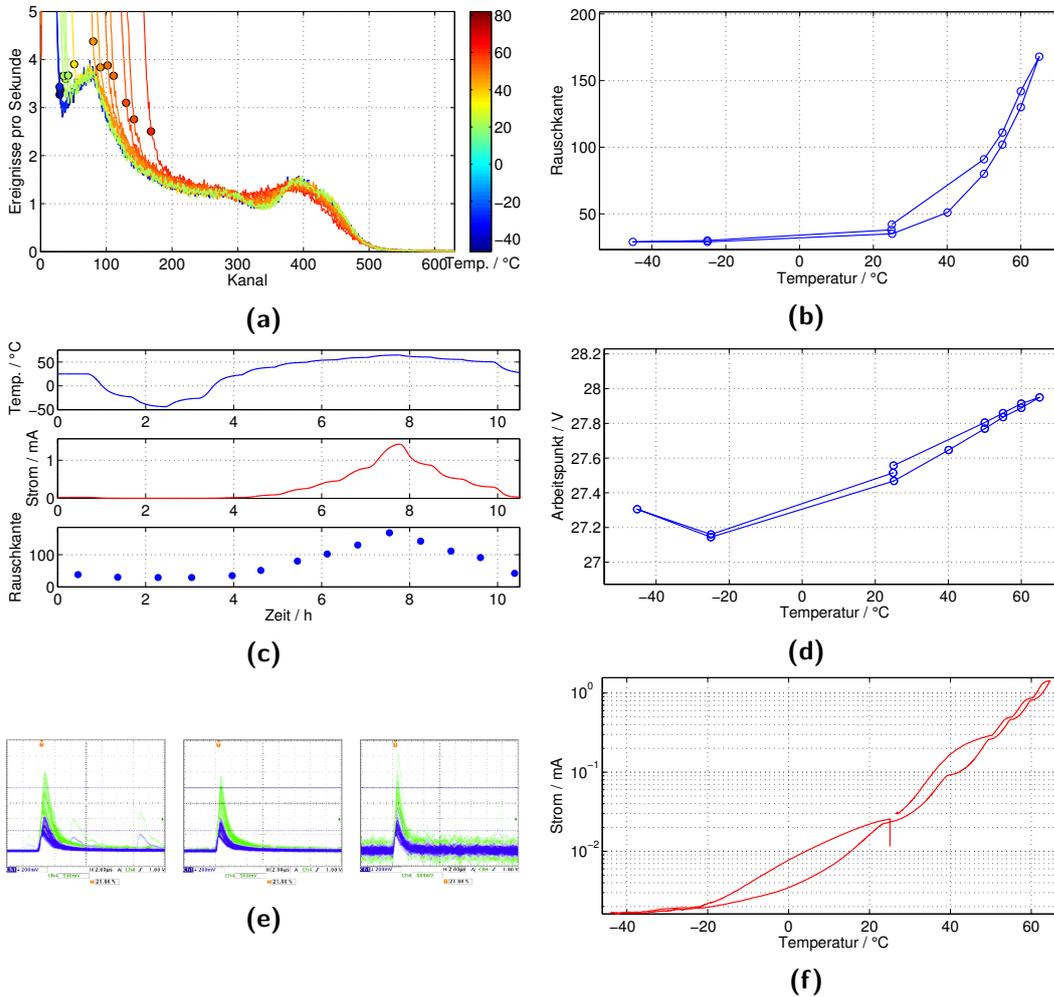


Abbildung 53: SensL CsI Co60 (einzelne Graphiken im Anhang F):
 a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts)

Spektren

In Abbildung 53a zeigt sich lediglich eine leichte Überhöhung, wo die Photopeaks erwartet werden. Erst in der Detailabbildung zeigen sich die beiden zu erwartenden Peaks aufgrund der Emissionslinien von Cobalt-60 (siehe Unterunterabschnitt 2.1.4). Über den Temperaturverlauf lassen sich nur minimale Veränderungen im Spektrum selbst erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 53b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 51a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 29. Dies stellt mit dem Wert von -25 °C das Minimum dar. Bis zur Temperatur von $+25\text{ °C}$ steigt die Rauschkante nur sehr schwach. Ab $+50\text{ °C}$ steigt der Kanal der Rauschkante sehr stark bis zum Maximum von 168 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 53c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von 1,42 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 51b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Oberhalb von $+25\text{ °C}$ ist eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen zu erkennen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 53d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei wird bei -45 °C der maximale Arbeitspunkt von 27,3 V erreicht. Danach sinkt der Arbeitspunkt bis zum Minimum von 27,1 V bei -25 °C . Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf 28 V bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 53e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 79. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C etwas höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Zu $+65\text{ °C}$ ist keine deutliche Änderung der Abfallzeit zu erkennen. Gut sichtbar dagegen ist die Zunahme des Rauschens von $+25\text{ °C}$ zu $+65\text{ °C}$.

Strom über Temperatur

In Abbildung 53f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von etwa $+5\text{ °C}$ die Stromstärke unter 0,01 mA liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

4.3.5 KETEK Natriumiodid Caesium-137

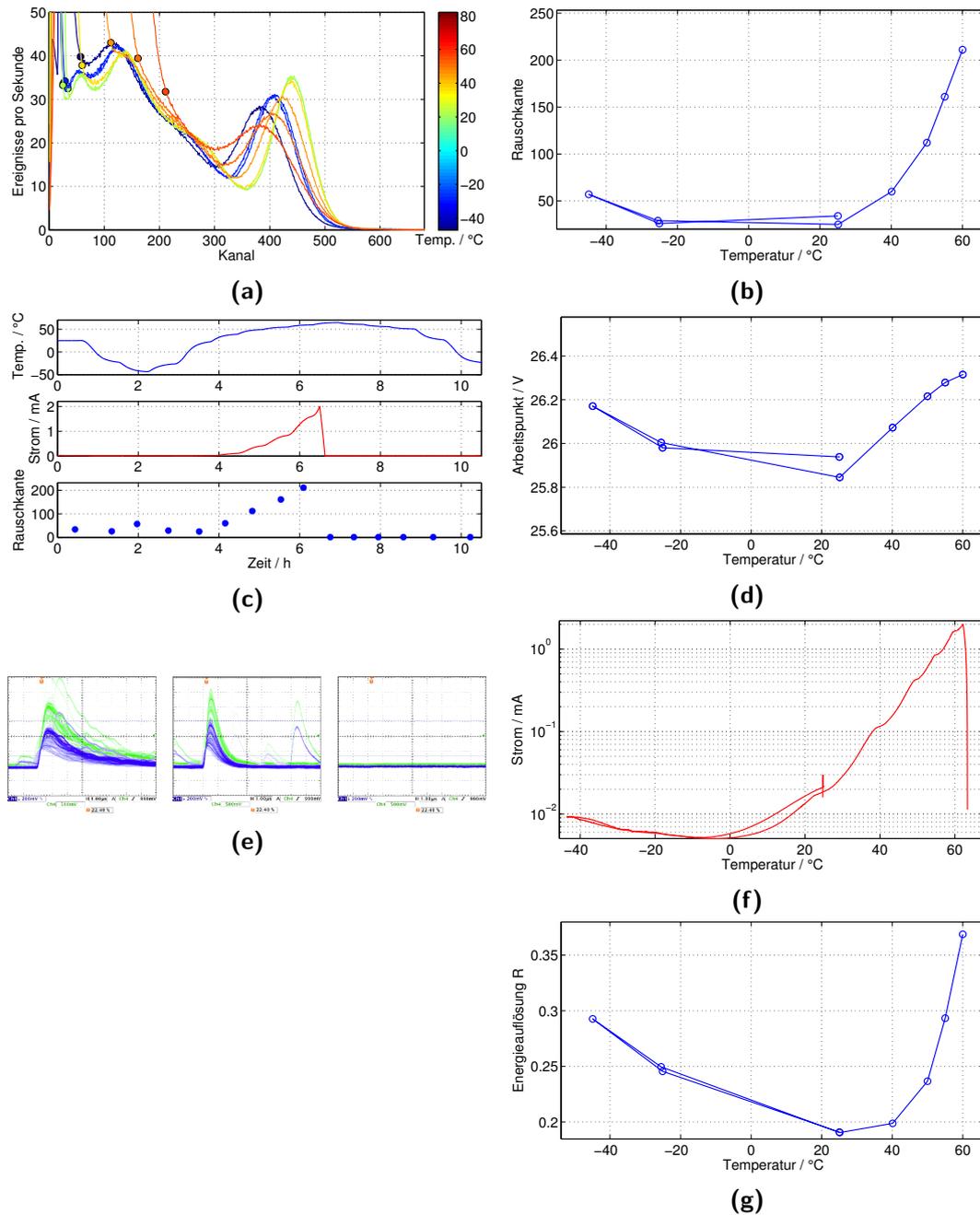


Abbildung 54: KETEK NaI Cs137 (einzelne Graphiken im Anhang G):

- a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts) g.) Energieauflösung über Temperatur

Spektren

In Abbildung 54a ist bei Raumtemperatur der Kanal des Photopeaks maximal. Bei niedrigeren und höheren Temperaturen liegt der Photopeak in etwas niedrigeren Kanälen. Dies ist eine Folge der Verhältnisregelung, die auf die flachere Flanke des Photopeaks anspricht und die Spannungsversorgung reduziert. Damit verschiebt sich der Photopeak zu niedrigeren Energien. Eine Erklärung der Verhältnisregelung findet sich unter Unterunterabschnitt 3.2.6. Außerdem reduziert sich oberhalb und unterhalb der Raumtemperatur nicht nur der Kanal des Photopeaks, sondern auch die Amplitude. Die Halbwertsbreite des Photopeaks ist bei Raumtemperatur am niedrigsten. Sie steigt leicht zu niedrigeren und deutlich zu höheren Temperaturen. Sie dient der Bestimmung der Energieauflösung in Abbildung 54g. Die Rauschkante wird im nächsten Absatz analysiert. Bereits in dieser Abbildung ist erkennbar, dass die Messung abbricht und nicht die vollständige Anzahl der Spektren aufgenommen werden kann. Die Rauschkante steigt im Bereich hoher Temperaturen sehr stark an und liegt recht nahe am Photopeak. Beim Versuch die Maximaltemperatur von $+65\text{ °C}$ zu erreichen, ist es der Verhältnisregelung nicht mehr möglich durch Erhöhen der Arbeitsspannung das festgelegte Regelverhältnis aus den Zählraten von Kontroll- und Messkanal herzustellen. Dies liegt daran, dass bereits Rauschpulse oberhalb der Messschwelle liegen und führt zum Abbruch der Messung.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 54b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 54a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 57, beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C sinkt der Kanal der Rauschkante. Nur etwas niedriger findet sich bei $+25\text{ °C}$ das Minimum mit einer Rauschkante in Kanal 25. Ab $+40\text{ °C}$ steigt der Kanal der Rauschkante stark bis zum Maximum von 211 bei $+60\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 54c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+60\text{ °C}$ das Maximum von 2,00 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 52b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Hier ist erkennbar, dass der Abbruch der Messungen nach etwa 6,5 h stattfindet. Der Temperaturschrank fährt wie vorgegebenen die Temperaturschritte ab. Unabhängig vom Abbruch zeigt sich oberhalb von $+25\text{ °C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 54d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei liegt der Arbeitspunkt bei -45 °C bei 26,17 V. Danach sinkt der Arbeitspunkt bis zum Minimum von 28,85 V bei $+25\text{ °C}$. Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf 28,32 V bei $+60\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 54e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärker in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 98. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C deutlich höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Dies deckt sich mit der Erwartung aus Abbildung 7. Eine Impulsform bei $+65\text{ °C}$ ist nicht dargestellt, da die Messung bereits vorher abbricht.

Strom über Temperatur

In Abbildung 54g ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von etwa 40 °C die Stromstärke unter 0,1 mA liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht. Der Abbruch der Messungen ist nach dem Maximum von 2,00 mA ist deutlich zu erkennen.

Energieauflösung über Temperatur

In Abbildung 54g wird die Energieauflösung R in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Sie liegt bei -45 °C bei 0,29 und verringert sich bis zur Raumtemperatur auf 0,19. Oberhalb der Raumtemperatur steigt sie zunächst leicht und danach immer stärker bis auf das Maximum von 0,37 bei $+60\text{ °C}$.

4.3.6 KETEK Natriumiodid Cobalt-60

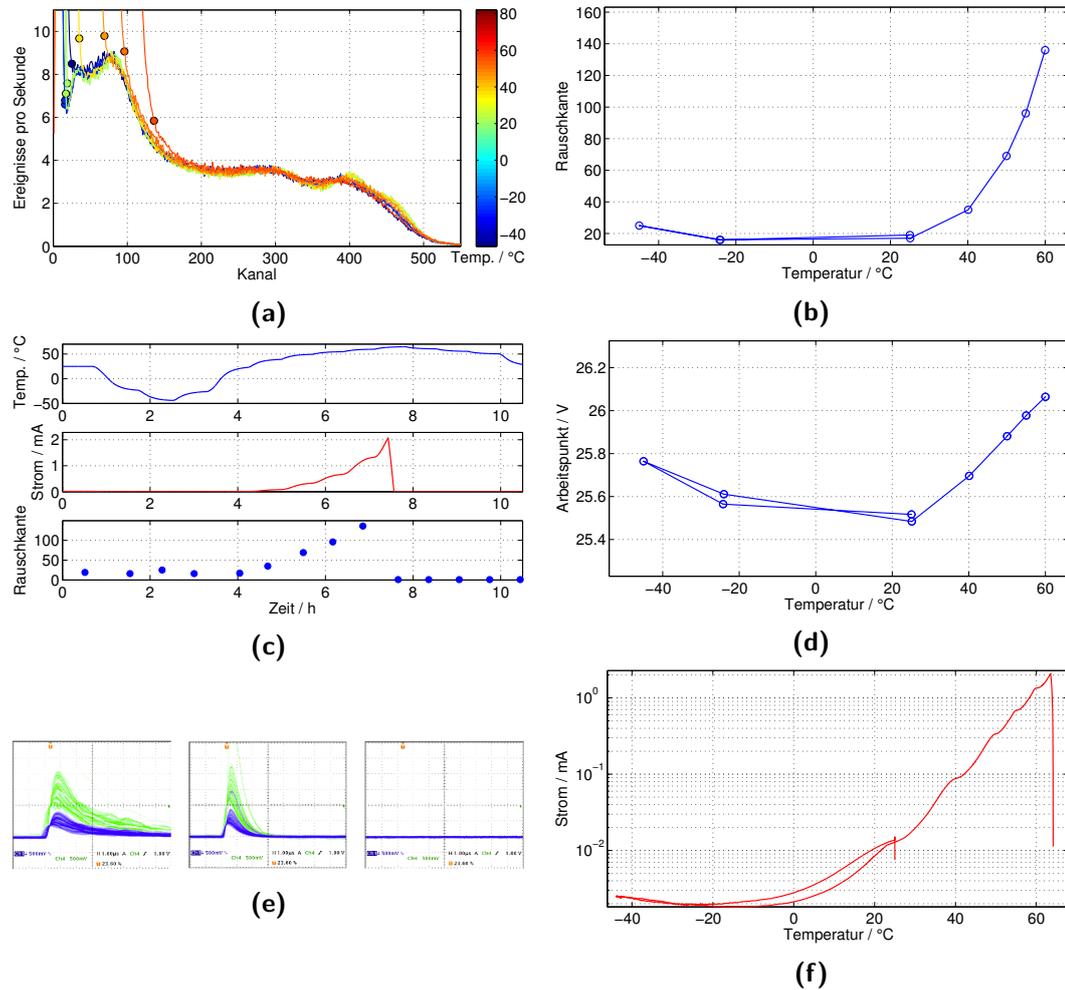


Abbildung 55: KETEK NaI Co60 (einzelne Graphiken im Anhang H):

a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts)

Spektren

In Abbildung 55a zeigt sich eine deutlich veränderte Struktur der Spektren im Vergleich zum Strahler Caesium-137. Die zwei Emissionslinien von Cobalt-60 lassen sich erst in der Detailabbildung erkennen, da sie nur minimale Peaks im Spektrum erzeugen (siehe Unterunterabschnitt 2.1.4). Über den Temperaturverlauf lassen sich nur minimale Veränderungen im Spektrum selbst erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet. Bereits in dieser Abbildung ist erkennbar, dass die Messung abbricht und nicht die vollständige Anzahl an Spektren aufgenommen werden kann. Grund ist vermutlich, ana-

log zur Messung mit Caesium-137, die Verhältnisregelung. Ein weiterer möglicher Grund, dass nicht weiter geregelt wird, ist der maximale Strom von 2,08 mA, da das Modul zur Stromversorgung auf 2 mA ausgelegt ist. Da die Stromwerte bei den übrigen drei Messungen von KETEK niedriger liegen, ist vermutlich nur bei dieser Messung die Strombegrenzung ein möglicher Grund für den Abbruch der Messung.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 55b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 55a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 25, beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C befindet sich das Minimum bei Kanal 16. Leicht darüber befindet sich der Messpunkt von $+25\text{ °C}$. Ab diesem steigt der Kanal der Rauschkante sehr stark bis zum Maximum von 136 bei $+60\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 55c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+60\text{ °C}$ das Maximum von 2,08 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 55b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei steigen Strom und Rauschkante erst oberhalb der Raumtemperatur deutlich an. Deutlich erkennbar ist auch der Abbruch nach knapp 7,5 h. Dabei zeigt sich unabhängig vom Abbruch nach 7,5 h oberhalb von $+25\text{ °C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 55d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei liegt der Arbeitspunkt bei -45 °C bei 25,76 V. Danach sinkt der Arbeitspunkt bis zum Minimum von 25,48 V bei $+25\text{ °C}$. Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf 26,06 V bei $+60\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 55e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+60\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärker in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 105. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C deutlich höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Eine Impulsform bei $+65\text{ °C}$ ist nicht dargestellt, da die Messung bereits vorher abbricht.

Strom über Temperatur

In Abbildung 55f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von etwa $+40\text{ °C}$ die Stromstärke unter 0,1 mA liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear

zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht. Der Abbruch bei etwa $+63,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist deutlich erkennbar.

4.3.7 KETEK Caesiumiodid Caesium-137

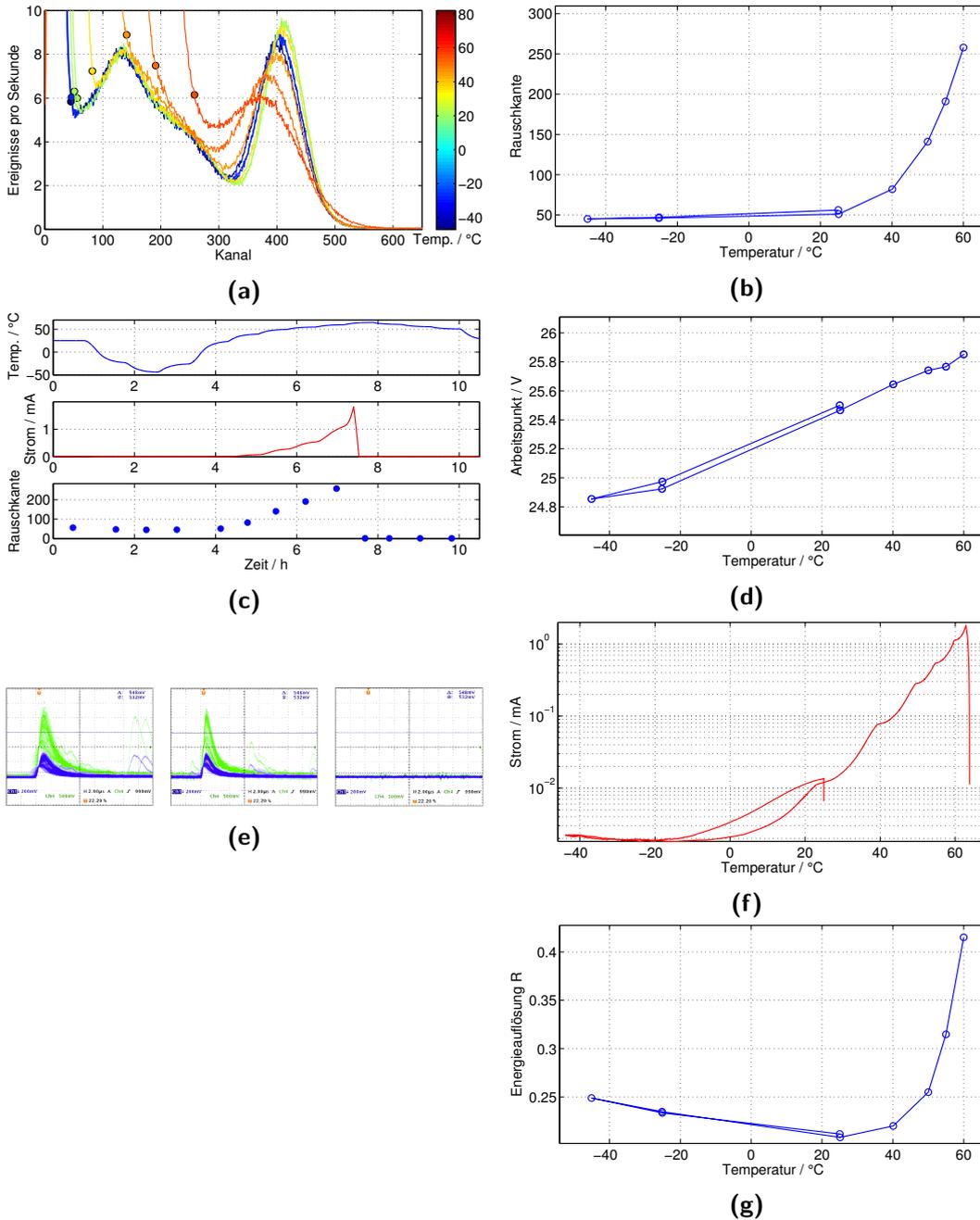


Abbildung 56: KETEK CsI Cs137 (einzelne Graphiken im Anhang I):
 a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei -45 °C (links), +25 °C (Mitte) und +65 °C (rechts) g.) Energieauflösung über Temperatur

Spektren

In Abbildung 56a ist bei Raumtemperatur der Kanal des Photopeaks maximal. Bei niedrigeren und höheren Temperaturen liegt der Photopeak in etwas niedrigeren Kanälen. Dies ist eine Folge der Verhältnisregelung, die auf die flachere Flanke des Photopeaks anspricht und die Spannungsversorgung reduziert. Damit verschiebt sich der Photopeak zu niedrigeren Energien. Eine Erklärung der Verhältnisregelung findet sich unter Unterunterabschnitt 3.2.6. Außerdem reduziert sich die Amplitude über- und unterhalb der Raumtemperatur. Die Halbwertsbreite des Photopeaks ist bei Raumtemperatur am niedrigsten. Sie steigt leicht zu niedrigeren und deutlich zu höheren Temperaturen. Sie dient der Bestimmung der Energieauflösung in Abbildung 56g. Die Rauschkante wird im nächste Absatz analysiert. Bereits in dieser Abbildung ist erkennbar, dass die Messung abbricht und nicht die vollständige Anzahl der Spektren aufgenommen werden kann. Grund ist vermutlich, analog zur Messung mit Caesium-137, die Verhältnisregelung.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 56b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 56a. Bei -45 °C befindet sich das Minimum mit einer Rauschkante in Kanal 45. Bis zur Raumtemperatur steigt das Rauschen nur unwesentlich. Ab $+25\text{ °C}$ steigt das Rauschen zu nächst leicht und ab $+40\text{ °C}$ stark an, bis es bei 60 °C das Maximum von 258 erreicht. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 56c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke und das Rauschen erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ ansteigen. Die Stromstärke erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von 1,81 mA, bevor die Messung abbricht. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 56b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich oberhalb von $+25\text{ °C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 56d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei wird bei -45 °C der minimale Arbeitspunkt von 24,85 V erreicht. Danach steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis zum Maximum von 25,85 V bei $+60\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 56e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangss- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 111. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Bei $+65\text{ °C}$ konnte keine Impulsform mehr

aufgezeichnet werden, da die Messung bereits vorher abgebrochen ist.

Strom über Temperatur

In Abbildung 56f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von circa 40°C die Stromstärke unter $0,1\text{ mA}$ liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25^{\circ}\text{C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

Energieauflösung über Temperatur

In Abbildung 56g wird die Energieauflösung R in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Sie liegt bei -45°C bei $0,25$ und verringert sich bis zur Raumtemperatur auf $0,21$. Oberhalb der Raumtemperatur steigt sie zunächst leicht und danach immer stärker bis auf das Maximum von $0,42$ bei $+65^{\circ}\text{C}$.

4.3.8 KETEK Caesiumiodid Cobalt-60

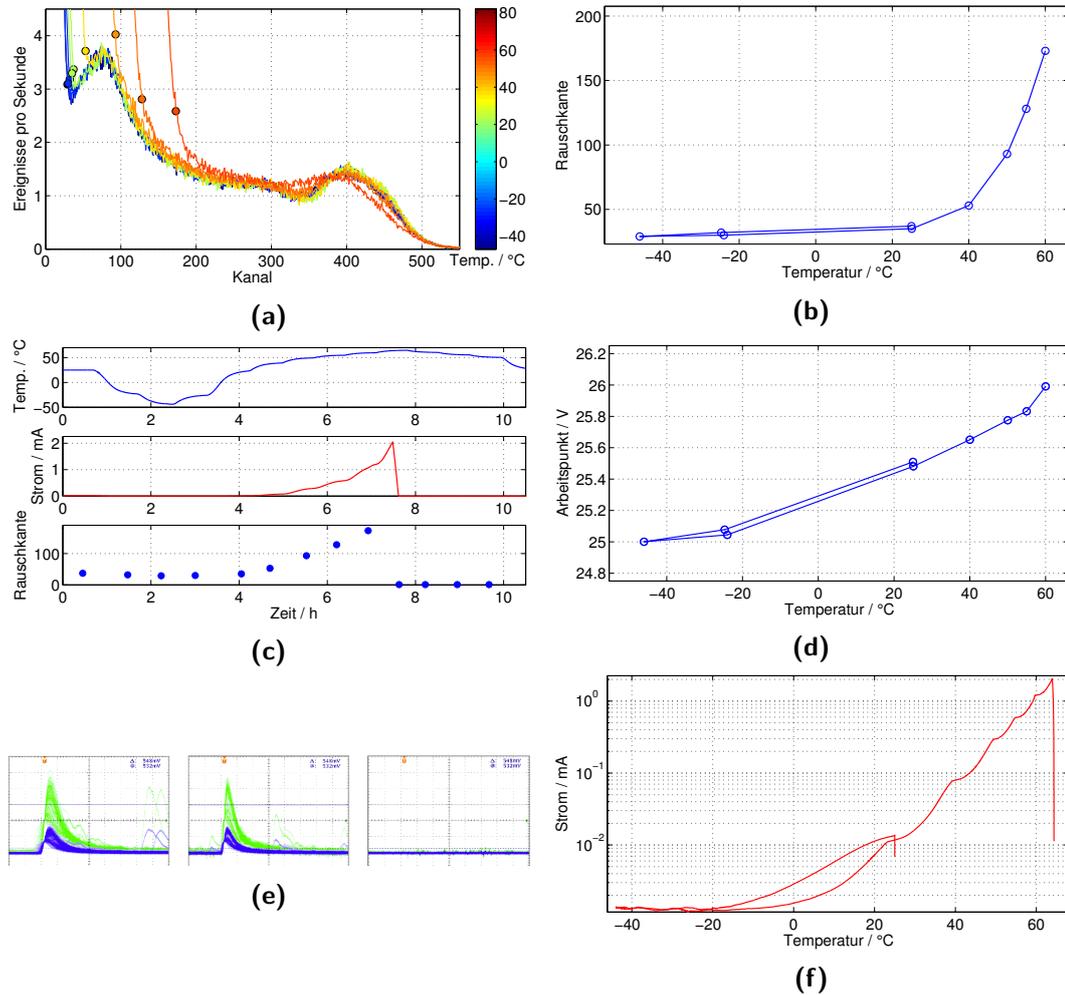


Abbildung 57: KETEK CsI Co60 (einzelne Graphiken im Anhang J):

- a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts)

Spektren

In Abbildung 57a lässt sich nur durch die Breite der sich überlagernden Photopeaks darauf schließen, dass zwei Photopeaks vorhanden sind. Diese zwei Photopeaks sind auf den Strahler Cobalt-60 mit zwei Emissionslinien zurückzuführen und decken sich mit den Erwartungen aus Unterunterabschnitt 2.1.4. Über den Temperaturverlauf lassen sich nur leichte Veränderungen im Spektrum selbst erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet. Auch ist zu erkennen, dass aufgrund des Abbruchs der Messung nicht alle Spektren vorhanden sind. Grund ist vermutlich, analog zur Messung mit Caesium-137,

die Verhältnisregelung.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 57b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 57a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 29, was gleichzeitig das Minimum darstellt. Darüber steigt der Kanal der Rauschkante leicht bis zur Raumtemperatur. Über Raumtemperatur steigt der Kanal der Rauschkante sehr stark bis zum Maximum von 173 bei $+60\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 57c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von 2,05 mA. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 51b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Oberhalb von $+25\text{ °C}$ ist eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen zu erkennen. Außerdem ist der Abbruch der Messungen nach etwa 7,5 h deutlich zu erkennen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 57d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei liegt der minimale Arbeitspunkt bei -45 °C . Danach steigt der Arbeitspunkt bis zum Maximum von 25,99 V bei $+60\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 57e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 118. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C etwas höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Bei $+65\text{ °C}$ wurde keine Pulsform aufgenommen, da die Messung bereits vorher abbricht.

Strom über Temperatur

In Abbildung 57f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von etwa 45 °C die Stromstärke unter 0,01 mA liegt. Darüber nimmt sie annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

4.3.9 Hamamatsu Natriumiodid Caesium-137

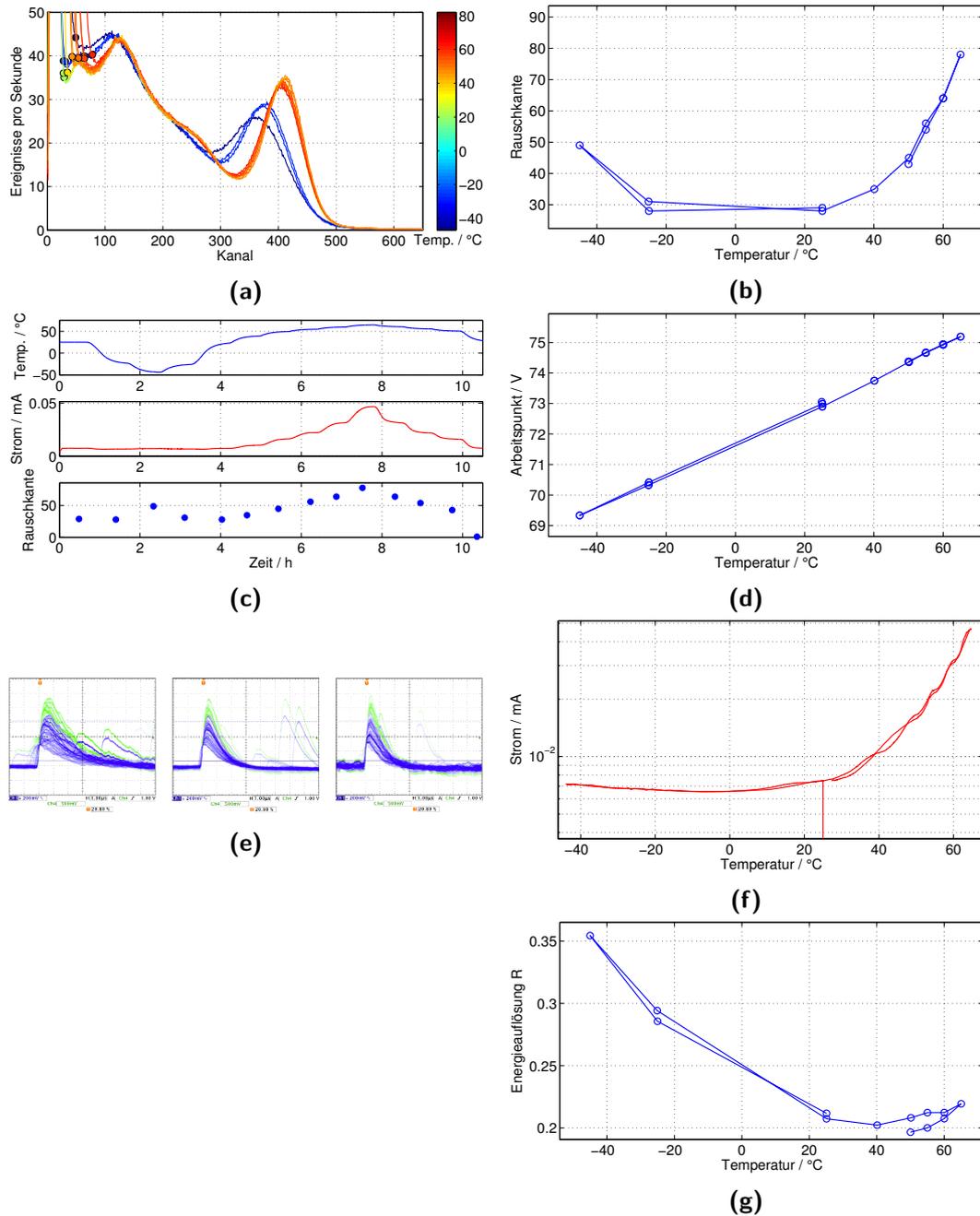


Abbildung 58: Hamamatsu NaI Cs137 (einzelne Graphiken im Anhang K):

- a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte), $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts) g.) Energieauflösung über Temperatur

Spektren

In Abbildung 58a liegen die Kanäle des Photopeaks bei den Temperaturen über $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ sehr nahe beieinander. Bei niedrigeren Temperaturen liegt der Photopeak in etwas niedrigeren Kanälen. Dies ist eine Folge der Verhältnisregelung, die auf die flachere Flanke des Photopeaks anspricht und die Spannungsversorgung reduziert. Damit verschiebt sich der Photopeak zu niedrigeren Energien. Eine Erklärung der Verhältnisregelung findet sich unter Unterunterabschnitt 3.2.6. Außerdem reduziert sich die Amplitude bei den Temperaturen unterhalb der Raumtemperatur. Die Halbwertsbreite des Photopeaks ist bei den Spektren unterhalb der Raumtemperatur größer als oberhalb der Raumtemperatur. Sie dient der Bestimmung der Energieauflösung in Abbildung 58g. Die Rauschkante wird im nächste Absatz analysiert.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 58b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 58a. Bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ liegt die Rauschkante in Kanal 49. Danach fällt der Kanal der Rauschkante deutlich ab. Zum nächst höheren Temperaturschritt von $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ nimmt das Rauschen nur minimal ab, wobei es hier das Minimum erreicht. Danach steigt die Rauschkante zunächst leicht und ab $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ stark bis zum Maximum von 78 bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 58c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ erkennbar ansetzt. Sie erreicht bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ das Maximum von $0,05\text{ mA}$. Zu beachten ist, dass bei Hamamatsu die maximale Stromstärke so gering ist, dass bei Temperaturen unter $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ein Stromfluss erkennbar ist, welcher bei SensL und KETEK nur aufgrund der Skalierung null zu sein scheint. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 58b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich oberhalb von $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 58d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei wird bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ der minimale Arbeitspunkt von $69,35\text{ V}$ erreicht. Danach steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf $75,19\text{ V}$ bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Impulsform

In Abbildung 58e wird die Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 124. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit

bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ höher ist als bei $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$, zu $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ jedoch keine deutlichen Änderungen zu erkennen sind. Dies deckt sich mit der Erwartung aus Abbildung 7. Gut sichtbar ist eine erhöhtes Rauschen bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Strom über Temperatur

In Abbildung 58g ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von knapp $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ die Stromstärke unter $0,01\text{ mA}$ liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ etwas stärker als linear zu, was in etwa einem exponentiellen Anstieg entspricht.

Energieauflösung über Temperatur

In Abbildung 58g wird die Energieauflösung R in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Sie liegt bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei $0,36$ und verringert sich bis zur einer Temperatur von $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $0,20$. Darüber steigt sie bis auf das Maximum von $0,22$ bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$.

4.3.10 Hamamatsu Natriumiodid Cobalt-60

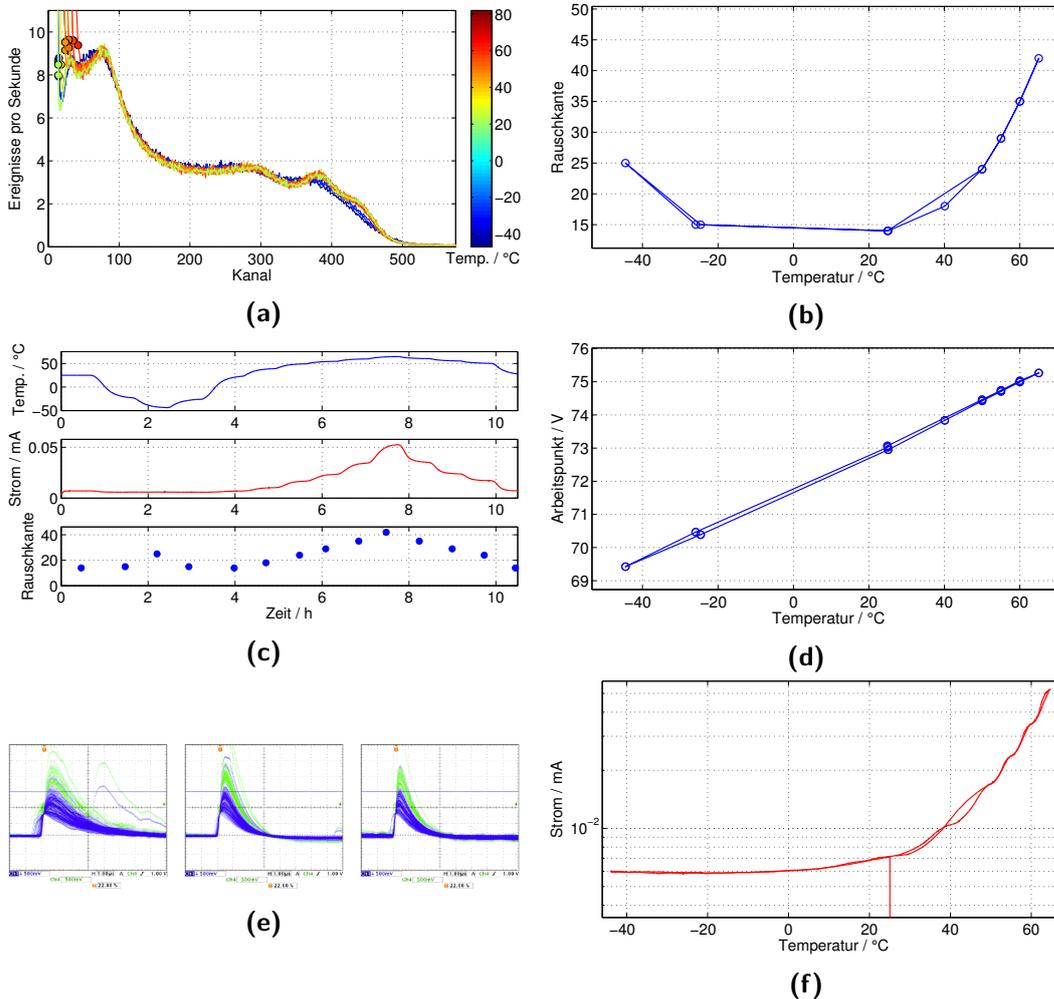


Abbildung 59: Hamamatsu NaI Co60 (einzelne Graphiken im Anhang L):
 a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts)

Spektren

In Abbildung 59a lässt sich erkennen, dass zwei Photopeaks auftreten. Dies ist auf den Strahler Cobalt-60 mit zwei Emissionslinien zurückzuführen und deckt sich mit den Erwartungen aus Unterunterabschnitt 2.1.4. Über den Temperaturverlauf lassen sich nur leichte Veränderungen zu niedrigen Temperaturen im Spektrum erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 59b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 59a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 25, beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C sinkt der Kanal der Rauschkante stark. Danach nimmt er noch etwas ab und erreicht das Minimum von 14 bei einer Temperatur von $+25\text{ °C}$. Danach steigt der Kanal der Rauschkante stark bis zum Maximum von 42 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 59c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von $0,05\text{ mA}$. Zu beachten ist, dass bei Hamamatsu die maximale Stromstärke so gering ist, dass bei Temperaturen unter $+25\text{ °C}$ ein Stromfluss erkennbar ist, welcher bei SensL und KETEK nur aufgrund der Skalierung null zu sein scheint. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 59b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich, dass beim Temperaturschritt -45 °C ein leichter Anstieg der Rauschkante zu erkennen ist, wobei der Strom keinen Anstieg zeigt. Oberhalb von $+25\text{ °C}$ ist eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen zu erkennen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 59d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Dabei wird bei -45 °C der minimale Arbeitspunkt von $69,42\text{ V}$ erreicht. Danach steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf $75,27\text{ V}$ bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 59e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 131. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C etwas höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Zu $+65\text{ °C}$ ist keine deutliche Änderung der Abfallzeit zu erkennen. Sichtbar dagegen ist eine leichte Zunahme des Rauschens von $+25\text{ °C}$ zu $+65\text{ °C}$. In etwa gleich stark, aber deutlicher sichtbar durch Zunahme der Abfallzeit, nimmt das Rauschen von der Raumtemperatur zu -45 °C zu.

Strom über Temperatur

In Abbildung 59f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von knapp 40 °C die Stromstärke unter $0,1\text{ mA}$ liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

4.3.11 Hamamatsu Caesiumiodid Caesium-137

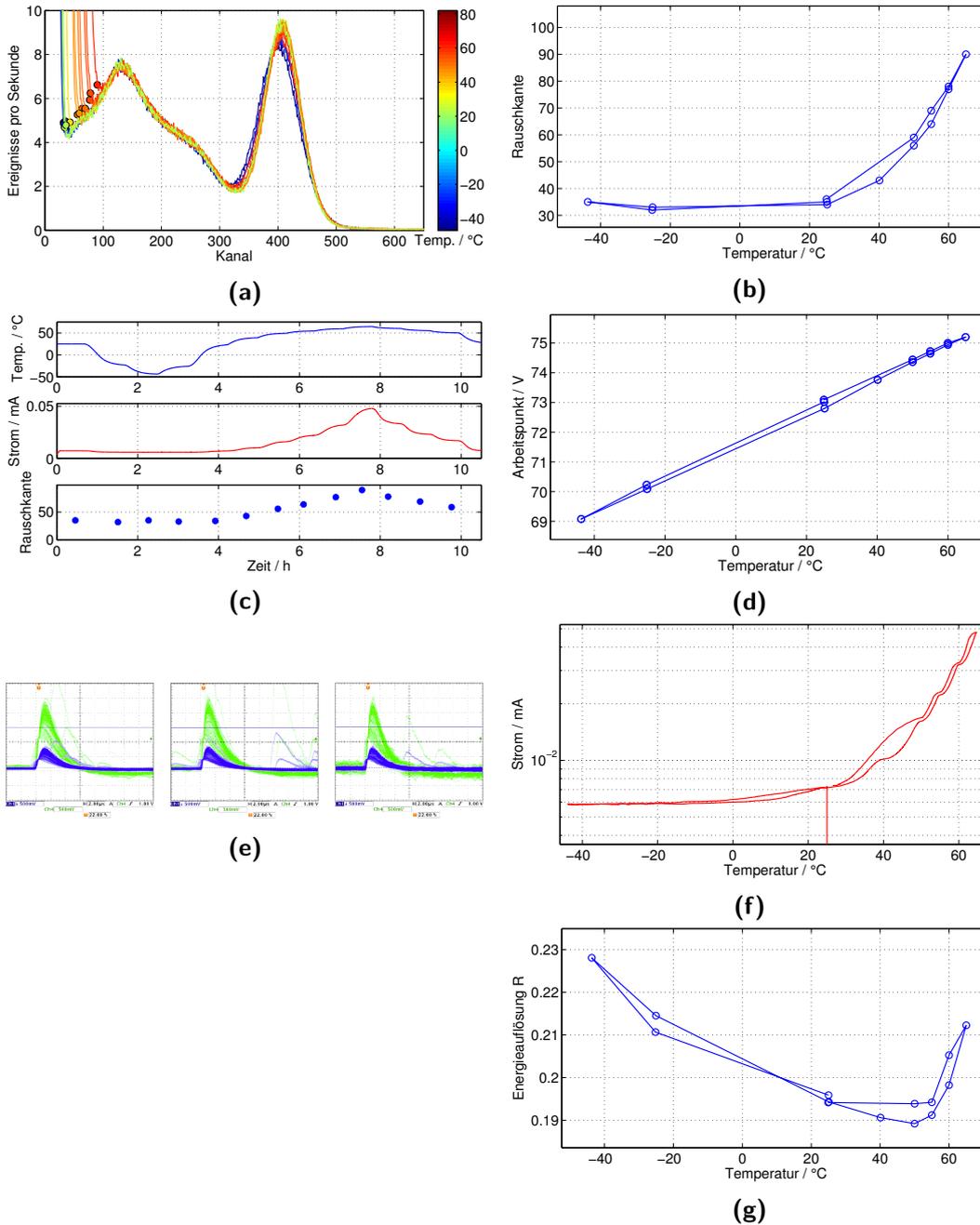


Abbildung 60: Hamamatsu CsI Cs137 (einzelne Graphiken im Anhang M):
 a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ (links), $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Mitte) und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ (rechts) g.) Energieauflösung über Temperatur

Spektren

In Abbildung 60a liegen alle Spektren sehr nahe beieinander. Über den Temperaturverlauf lassen sich nur minimale Veränderungen zu niedrigen Temperaturen im Spektrum selbst erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet. Die Halbwertsbreite zeigt eine leichte Veränderung zu niedrigen Temperaturen und dient später der Bestimmung der Energieauflösung in Abbildung 60g.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 60b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 60a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 35. Danach nimmt die Rauschkante bis zum Minimum bei -25 °C in Kanal 32 ab. Ab etwa $+40\text{ °C}$ steigt der Kanal der Rauschkante stark bis zum Maximum von 90 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 60c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von $0,05\text{ mA}$. Zu beachten ist, dass bei Hamamatsu die maximale Stromstärke so gering ist, dass bei Temperaturen unter $+25\text{ °C}$ ein Stromfluss erkennbar ist, welcher bei SensL und KETEK nur aufgrund der Skalierung null zu sein scheint. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 52b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich oberhalb von $+25\text{ °C}$ eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 60d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Der minimale Arbeitspunkt ist $69,08\text{ V}$ bei -45 °C . Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf $75,20\text{ V}$ bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 60e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangss- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 150. Die Abfallzeit ist bei allen drei gezeigten Temperaturen in etwa gleichlang. Lediglich das Rauschen nimmt von $+25\text{ °C}$, zu $+65\text{ °C}$ leicht zu.

Strom über Temperatur

In Abbildung 60g ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von knapp $+40\text{ °C}$ die Stromstärke unter $0,1\text{ mA}$ liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

Energieauflösung über Temperatur

In Abbildung 60g wird die Energieauflösung R in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Sie liegt bei -45 °C bei $0,23$ und verringert sich auf $0,19$ bei einer Temperatur von $+40\text{ °C}$. Oberhalb der Raumtemperatur steigt sie stark bis zu einem Wert von $0,21$ bei $+65\text{ °C}$.

4.3.12 Hamamatsu Caesiumiodid Cobalt-60

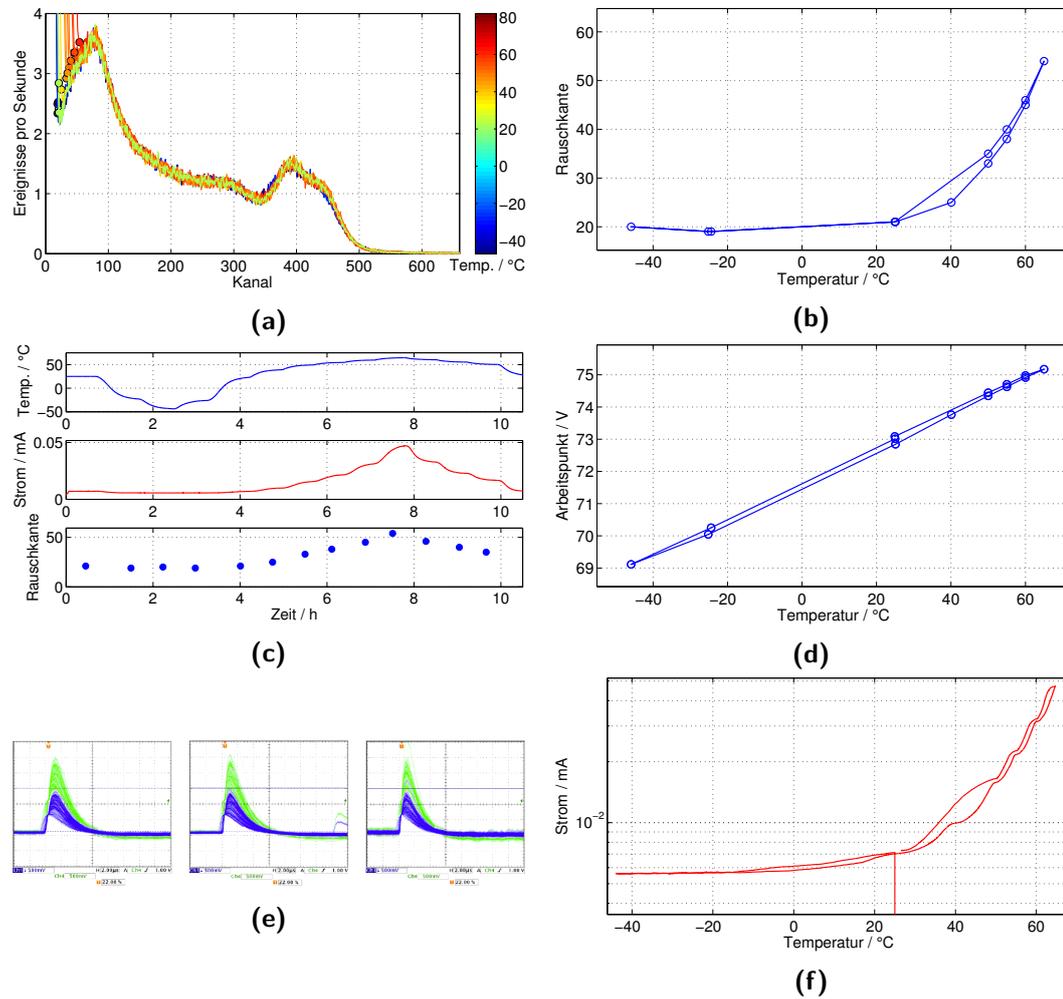


Abbildung 61: Hamamatsu CsI Co60 (einzelne Graphiken im Anhang N):
 a.) Kanal der Rauschkante über Temperatur b.) Spektren c.) Arbeitspunkt über Temperatur d.) Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante über Zeit e.) Strom über Temperatur f.) Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts)

Spektren

In Abbildung 61a lässt sich erkennen, dass zwei sich überlagernde Photopeaks auftreten. Dies ist auf den Strahler Cobalt-60 mit zwei Emissionslinien zurückzuführen und deckt sich mit den Erwartungen aus Unterunterabschnitt 2.1.4. Über den Temperaturverlauf lassen sich nur minimale Veränderungen im Spektrum selbst erkennen. Lediglich die Rauschkante ändert sich und wird im folgenden Abschnitt betrachtet.

Rauschkante über Temperatur

In Abbildung 61b wird der Kanal der Rauschkante des Spektrums dargestellt. Die Werte entsprechen den markierten Punkten in Abbildung 61a. Bei -45 °C liegt die Rauschkante in Kanal 20, beim nächst höheren Temperaturschritt von -25 °C befindet sich das Minimum bei Kanal 19. Leicht darüber befindet sich der Messpunkt von $+25\text{ °C}$. Ab diesem steigt der Kanal der Rauschkante sehr stark bis zum Maximum von 54 bei $+65\text{ °C}$. Dies deckt sich mit Abbildung 33, welche einen starken Anstieg des Rauschens mit steigender Temperatur des SiPM erwarten lässt.

Kanal der Rauschkante, Strom und Temperatur über Zeit

In Abbildung 61c sind der Temperaturverlauf, der Strom und die Rauschkante im zeitlichen Verlauf dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke erst bei Temperaturen über $+25\text{ °C}$ erkennbar ansteigt. Sie erreicht bei $+65\text{ °C}$ das Maximum von $0,05\text{ mA}$. Zu beachten ist, dass bei Hamamatsu die maximale Stromstärke so gering ist, dass bei Temperaturen unter $+25\text{ °C}$ ein Stromfluss erkennbar ist, welcher bei SensL und KETEK nur aufgrund der Skalierung null zu sein scheint. Zusätzlich wird die bereits in Abbildung 51b aufgeführte Rauschkante zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren dargestellt, um diese mit Temperatur- und Stromverlauf vergleichen zu können. Dabei zeigt sich, dass die Stromstärke und die Rauschkante erst bei Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur signifikant ansteigen und eine hohe Korrelation zwischen Temperatur, Strom und Rauschen besteht.

Arbeitspunkt über Temperatur

In Abbildung 61d wird der Arbeitspunkt über die Temperatur dargestellt. Der minimale Arbeitspunkt liegt bei -45 °C bei $69,12\text{ V}$. Darüber steigt der Arbeitspunkt nahezu linear bis auf $75,18\text{ V}$ bei $+65\text{ °C}$.

Impulsform

In Abbildung 61e wird die Impulsform bei -45 °C (links), $+25\text{ °C}$ (Mitte) und $+65\text{ °C}$ (rechts) dargestellt. Die Oszilloskopbilder stellen Eingangs- und Ausgangssignal am Vorverstärkers in den Farben blau und grün dar, Details zur Skalierung und Zeitauflösung finden sich in Abbildung 144. Es zeigt sich, dass die Abfallzeit bei -45 °C höher ist als bei $+25\text{ °C}$. Zu $+65\text{ °C}$ ist keine deutliche Änderung der Abfallzeit zu erkennen. Erkennbar dagegen ist ein leicht erhöhtes Rauschen bei -45 °C und $+65\text{ °C}$ gegenüber der Pulsform bei Raumtemperatur.

Strom über Temperatur

In Abbildung 61f ist der Strom logarithmisch über die Temperatur aufgetragen. Dabei zeigt sich, dass bis zu einer Temperatur von knapp $+40\text{ °C}$ die Stromstärke unter $0,1\text{ mA}$ liegt. Darüber steigt sie an und nimmt ab $+25\text{ °C}$ annähernd linear zu, was einem exponentiellen Anstieg entspricht.

4.4 Vergleich zwischen SensL, KETEK und Hamamatsu

Tabelle 4: Vergleich des Kanals der Rauschkante der drei Hersteller bei +60 °C und +65 °C

			SensL	KETEK	Hamamatsu
NaI	Cs137	+65°C	206	*	78
		+60°C	162	211	64
NaI	Co60	+65°C	123	*	42
		+60°C	97	136	35
CsI	Cs137	+65°C	281	*	90
		+60°C	233	258	78
CsI	Co60	+65°C	168	*	54
		+60°C	142	137	46

*Kein Wert, da Messung zwischen +60 ° und +65 °C abgebrochen.

Tabelle 5: Maximale Stromstärke der drei Hersteller in mA bei +65 °C (bzw. +60 °C bei KETEK)

		SensL	KETEK	Hamamatsu
NaI	Cs137	1,63	2,00*	0,05
NaI	Co60	1,76	2,08*	0,05
CsI	Cs137	1,73	1,81*	0,05
CsI	Co60	1,42	2,05*	0,05

*Wert bei +60 °C, da Messung zwischen +60 °C und +65 °C abgebrochen.

Um eine Aussage treffen zu können, ob SiPM im Temperaturbereich von -45 °C bis $+65\text{ °C}$ für den Einsatz in der radiometrischen Prozessmesstechnik geeignet sind, muss festgestellt werden, welche Parameter Einfluss auf die Eignung haben. Als der mit Abstand wichtigste Parameter ist dabei der Kanal der Rauschkante zu nennen. Denn nur wenn das Signal-Rausch-Verhältnis ausreichend gut ist, um eine störungsfreie Regelung der Versorgungsspannung zu ermöglichen, kann ein verlässlicher Prozesswert aus der Anzahl der Ereignisse im Messkanal generiert werden. Ein weiterer Parameter, welcher jedoch nicht so wichtig wie die Rauschkante ist, ist die Stromstärke. Dies muss besonders in den, in der Einleitung angesprochenen, Explosionsgeschützten Bereichen betrachtet werden. Je niedriger der Strom, desto niedriger ist die im System vorhandene Energie, um beispielsweise einen Funken zu entzünden. Der Arbeitspunkt muss an dieser Stelle nicht genauer betrachtet werden, da er bereits über den Verstärkungsfaktor Eingang in die Rauschkante findet. Auch die bestimmte Energieauflösung ist für die hier angewendete Verhältnisregelung nicht entscheidend. Erst wenn Spektrumsinformationen verarbeitet werden, ist eine hohe Energieauflösung von Vorteil, um beispielsweise eine

Energiekalibrierung durchführen zu können.

Um nun die entscheidenden Ergebnisse der Messungen des Hauptteils vergleichen zu können, werden die Ergebnisse in zwei Tabellen dargestellt: Tabelle 4 zeigt den Kanal der Rauschkante der drei Hersteller in den vier möglichen Kombinationen der zwei Szintillatoren (Natriumiodid und Caesiumiodid) und der zwei Strahlungsquellen (Caesium-137 und Cobalt-60) bei 60 °C und der Maximaltemperatur von +65 °C. Die Ergebnisse des zweithöchsten Temperaturschritts wurden hinzugenommen, um eine Vergleichbarkeit mit dem Hersteller KETEK zu ermöglichen, bei welchem alle vier Messung zwischen +60 °C und +65 °C abbrachen. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass das korrekte Regelverhältnis (siehe Unterabschnitt 3.2.6), trotz einer Erhöhung der Versorgungsspannung, nicht mehr hergestellt werden konnte. Möglich ist auch, dass die Stromaufnahme, die auf 2 mA ausgelegte Stromversorgung, zu hoch war. Da jedoch Ströme bis 2,08 mA gemessen wurden, kann dies nicht bei allen Messungen von KETEK Grund für den Abbruch sein. Tabelle 5 zeigt die Stromstärke für die möglichen Kombinationen aus Szintillator und Strahlungsquelle für die drei Hersteller bei +65 °C, wobei für KETEK die Werte bei +60 °C aufgeführt sind.

Im Vergleich der Rauschkanten zeigt sich, dass KETEK bereits bei +60 °C nur in etwa die Werte von SensL bei +65 °C erreicht. Damit bietet SensL (bei gleicher Photoppeakposition) ein deutlich besseres Singal-Rausch-Verhältnis. Besonders hervortritt jedoch Hamamatsu. Bei diesem Hersteller liegt die Rauschkante stets unterhalb von Kanal 100 und zeigt zwischen +60 °C und +65 °C eine maximale Differenz der Rauschkante von 14 Kanälen. Die Stromstärke ist bei KETEK am größten. Sie liegt bei drei von vier Messungen oberhalb von 2 mA. Die Werte des SiPM von SensL liegen im Bereich von 1,42 bis 1,76 mA und damit etwas unterhalb von KETEK. Besonders niedrig ist die maximale Stromstärke bei Hamamatsu. Sie liegt in allen vier Messungen genau bei 0,05 mA und damit um ein vielfaches niedriger als die gemessenen Stromstärken der beiden anderen Hersteller.

5 Fazit und Ausblick

Zu Beginn der Messungen mit den verschiedenen SiPM (Übersicht siehe Tabelle 2) wurde bestimmt, welche Fläche das Optimum aus einer niedrigen Rauschkante und einer möglichst geringen Anzahl an SiPM-Elementen darstellt (siehe (Unterabschnitt 4.1)). Dazu wurde der Hersteller SensL verwendet, da dessen SiPM eine flexible Änderung der Elemente zuließ und keine grundlegend abweichenden Ergebnisse für die anderen Hersteller zu erwarten sind. Es ergab sich eine Fläche von 72mm², was sich durch die Variation der Anzahl der SiPM bei allen Herstellern erreichen lies. Anschließend wurde in Unterabschnitt 4.2 der optimale Arbeitspunkt bestimmt. Kriterien hierfür sind eine niedrige Rauschkante und eine niedrige Arbeitsspannung. Dabei ergaben sich folgende Werte: 27,5 V für die SensL-SiPM, 25,5 V für die KETEK-SiPM und ein deutlich höhere Wert von 73,0 V für die Hamamatsu-SiPM. Danach wurden die ausführlichen Temperaturmessun-

gen im Bereich von $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ durchgeführt. Für jeden Hersteller wurden zwei Szintillatoren (Natriumiodid und Caesiumiodid), sowie zwei Strahlungsquellen (Caesium-137 und Cobalt-60) verwendet. Somit ergaben sich vier Messungen pro Hersteller, welche im vorherigen Kapitel ausgewertet wurden. Dabei fiel der Hersteller KETEK bereits vor der eigentlichen Analyse der Messdaten negativ auf. Bei allen vier Messreihen brach die Messung vor Erreichen der Höchsttemperatur zwischen $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ ab. Dies ist vermutlich Folge der Verhältnisregelung, welche die Versorgungsspannung nicht mehr so steuern konnte, dass das korrekte Regelverhältnis erreicht wurde. Ein weiterer möglicher Grund ist der hohe Strom von bis zu $2,08\text{ mA}$. So könnte aufgrund der auf 2 mA ausgelegten Stromversorgung kein weiteres Erhöhen der Versorgungsspannung möglich gewesen sein. Wirft man einen genaueren Blick auf die maximale Stromstärke der verschiedenen Hersteller, so hat Hamamatsu einen großen Vorsprung gegenüber der Konkurrenz. Hamamatsu liefert bei allen vier Messungen einen maximalen Stromwert von $0,05\text{ mA}$ und liegt damit weit unterhalb des Ergebnisses von SensL (zwischen $1,42$ und $1,76\text{ mA}$) und KETEK ($1,81$ und $2,08$), wobei die Werte von KETEK vom Temperaturschritt $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$ stammen, da keine Werte für $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$ aufgenommen werden konnten. Wird als zweiter und wichtigster Parameter nun die Rauschkante als Kriterium zur Bewertung der drei Hersteller herangezogen, bestätigt sich das Bild, welches die Strommessung ergab. KETEK erreicht bei $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$ in etwa die Werte von SensL bei $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$. Dabei zeigt SensL bei den vier Messungen im Schnitt eine Abnahme der Rauschkante um 36 Kanäle zum Temperaturschritt von $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$ und schneidet damit deutlich besser als KETEK ab. Doch auch hier ist der SiPM von Hamamatsu der mit Abstand Beste. Die Rauschkanten liegen im Vergleich zu SensL bei den acht Messungen im Schnitt 35% niedriger und steigen im Schnitt nur um 10 Kanäle von $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $+65\text{ }^{\circ}\text{C}$. Unter den dem Autor bekannten Bedingungen können somit die SiPM des Herstellers Hamamatsu für den Einsatz in der radiometrischen Prozessmesstechnik im gesamten Temperaturbereich empfohlen werden. Diese wird durch eine zusätzliche Messung bestätigt, welche über den in der Fragestellung definierten Temperaturbereich hinausgeht. Dabei durchlief der SiPM von Hamamatsu mit Caesium-137 als Isotop und Caesiumiodid als Szintillator einen vollen Temperaturzyklus bis $+80\text{ }^{\circ}\text{C}$ und bestätigt damit eindrucksvoll seine Qualitäten bei hohen Temperaturen. Die Messergebnisse sind in Anhang O aufgeführt. SensL erreicht zwar innerhalb des Temperaturbereiches eine durchgehende Messung, allerdings ist die Rauschkante in den Temperaturextremen im Vergleich sehr hoch. Daher sollte bei einer Verwendung in der radiometrischen Prozessmesstechnik der Temperaturbereich nach oben eingegrenzt werden, um die hohen Anforderungen an die Zuverlässigkeit in der Prozessmesstechnik erfüllen zu können. Die SiPM von KETEK genügen nicht den Kriterien für einen Einsatz in der radiometrischen Prozessmesstechnik. Sie könnten nur in einem deutlich reduzierten Temperaturbereich die in der Einleitung angesprochenen Anforderungen für den Einsatz in einem Gammadetektor erfüllen.

Danksagung

Ich danke Herrn Professor Dr. Müller für die Betreuung dieser externen Bachelorarbeit und die unkomplizierte Kommunikation. Mein Dank gilt an dieser Stelle auch Herrn Professor Dr. Husemann für die einfache Genehmigung der externen Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Betreuer Dr. Steffen Müller für eine spannende und praxisrelevante Fragestellung, viel Unterstützung bei der Umsetzung und Auswertung der Messungen, sowie für viele Diskussionen und Korrekturvorschläge bei der schriftlichen Ausarbeitung bedanken.

Danken möchte ich außerdem allen Mitarbeitern bei Berthold Technologies für die angenehme Zusammenarbeit. Dies gilt speziell der Entwicklungsabteilung für Prozessmesstechnik für die Beantwortung vieler Fragen und die vielfältige Unterstützung. Ein besonderer Dank gilt Ewald Freiburger für die vielen Korrekturvorschläge bei der schriftlichen Ausarbeitung.

Zuletzt danke ich all denen, die sich sehr erfolgreich auf die Suche nach grammatikalischem Unfug und kuriosen Tippfehlern wie Kompottenten statt Komponenten gemacht haben.

Literatur

- [1] Berthold Technologies. Füllstandmessung, 2012.
- [2] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, Hoboken, NJ, 4th ed. edition, c2010.
- [3] Marie-Martine Bé et al. http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm.
- [4] Robley Dunglison Evans. *The atomic nucleus*. International series in pure and applied physics. McGraw-Hill, New York [u.a.], 1955.
- [5] Kaye & Laby Online. Tables of physical & chemical constants (16th edition 1995). www.kayelaby.npl.co.uk, Version 1.0 (2005).
- [6] X-ray data booklet. http://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/X-ray_Elements.html, 2009.
- [7] Hermann Haken and Hans Christoph Wolf. *Atom- und Quantenphysik : Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer, Berlin, 8., aktualisierte und erw. aufl. edition, 2004.
- [8] Dr. Steffen Müller. Persönliche Kommunikation.
- [9] Amcrys. Scintillation material data sheet (alkali halide scintillation crystals). <http://www.amcrys.com/products/scintillators/csina>, 2014.
- [10] [http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/NaI\(Tl\)%20Data%20Sheet.pdf](http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/NaI(Tl)%20Data%20Sheet.pdf), 2014.
- [11] Tobias Daibenzeiher. Persönliche Kommunikation.
- [12] Juerg Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, Jul 2012.
- [13] http://hzdr-innovation.de/index.php?id=175&no_cache=1&sword_list%5B0%5D=dotiert, 2014.
- [14] Helmuth Spieler. *Semiconductor detector systems*. Series on semiconductor science and technology ; 12. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.], repr. edition, 2008.
- [15] <http://www.ketek.net/products/sipm-technology/>, 2011.
- [16] Introduction to spm technologie whitepaper. <http://sensl.com/documentation/>, 2011.
- [17] <http://www.ketek.net/products/sipm-technology/microcell-construction/>, 05 2014.

- [18] Ewald Freiburger. Persönliche Kommunikation.
- [19] <http://www.sensl.com/downloads/ds/DS-MicroBseries.pdf>, 2013.
- [20] <http://www.ketek.net/products/sipm/pm3350>, 2014.
- [21] <http://www.hamamatsu.com/sp/hpe/HamamatsuNews/HEN111.pdf>, 2011.
- [22] <http://www.ortec-online.com/download/474.pdf>, 2014.
- [23] E. Freiburger et al. Verfahren zum Betreiben eines Szintillationszählers und Szintillationszähler, April 24 2013. EP Patent App. EP20,110,186,043.

A Messprotokoll: Hamamatsu S11828-3344M

S11828-3344M(X1) data sheet

2012/3/9

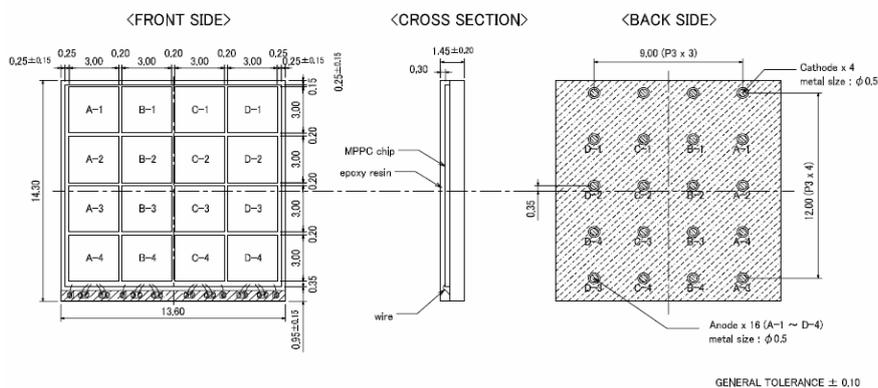
TEST DATA

Ta = 25°C

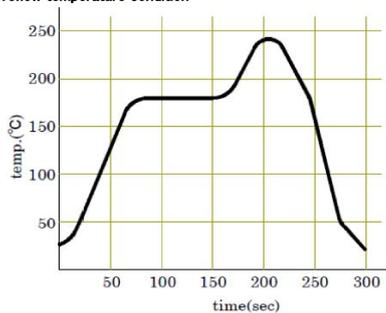
Serial No.	596	
Element No.	Vop (V)	dark @Vop (uA)
D1	72.34	0.06
D2	72.30	0.06
D3	72.28	0.06
D4	72.24	0.06
C1	72.42	0.06
C2	72.37	0.05
C3	72.32	0.05
C4	72.31	0.06
B4	72.38	0.05
B3	72.39	0.05
B2	72.46	0.05
B1	72.50	0.06
A4	72.45	0.05
A3	72.47	0.05
A2	72.54	0.05
A1	72.61	0.05

Vop : Recommended operation bias voltage for each elements.
 We estimated the gain at Vop as $M = 6.5 - 8.5 \times 10^5$.

Dimensional outline (unit: mm)



Recommended reflow temperature condition



HAMAMATSU

B Arbeitspunktbestimmung

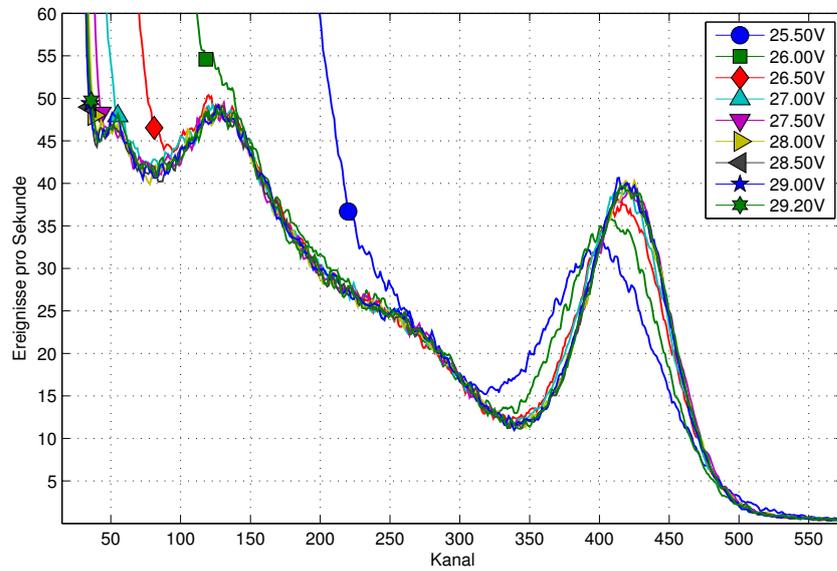


Abbildung 62: SensL-Spektren mit variierender Versorgungsspannung (Caesium-137, NaI(Tl)).

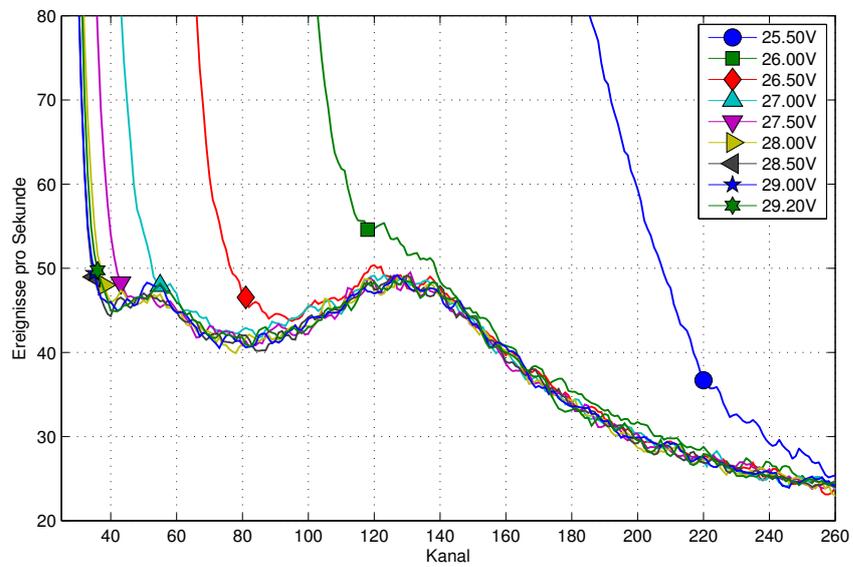


Abbildung 63: Detail aus Abbildung 62 Rauschkanten der SensL-Spektren (Caesium-137, NaI(Tl)).

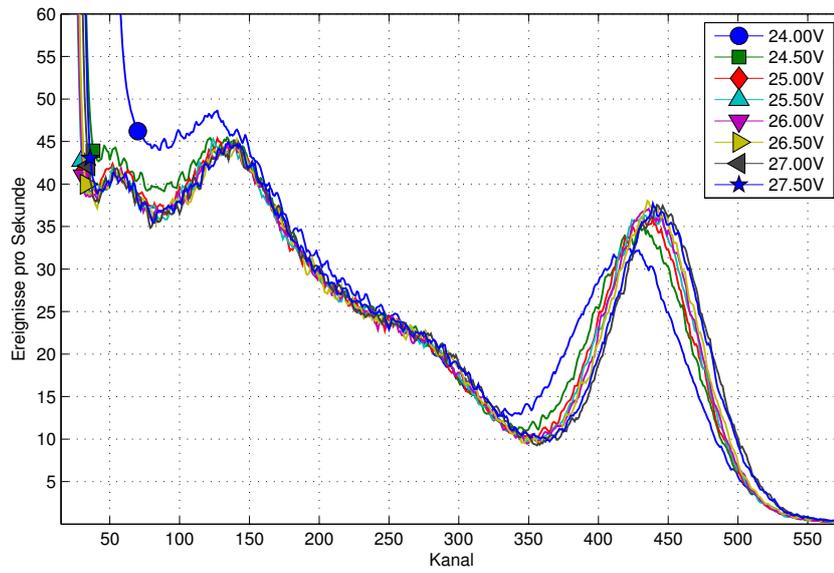


Abbildung 64: KETEK-Spektren mit variierender Versorgungsspannung (Caesium-137, NaI(Tl)).

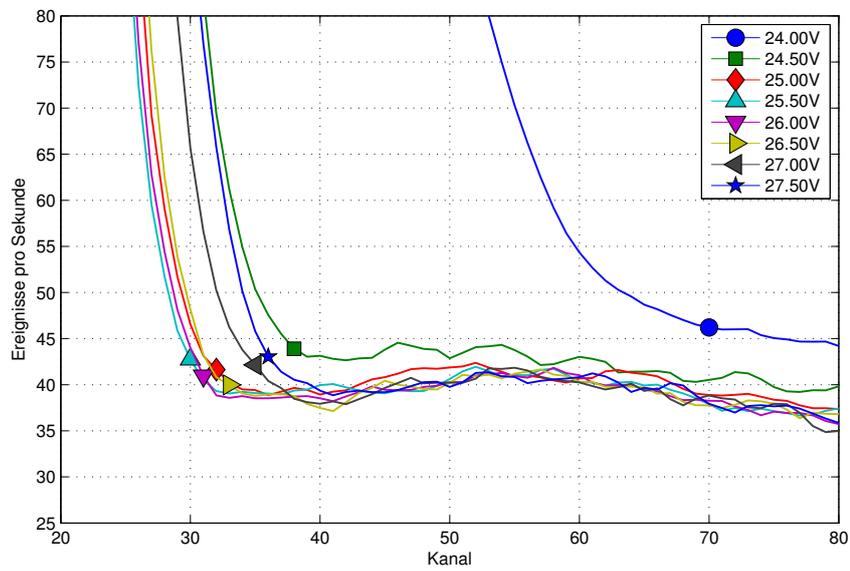


Abbildung 65: Detail aus Abbildung 64 Rauschkanten der KETEK-Spektren (Caesium-137, NaI(Tl)).

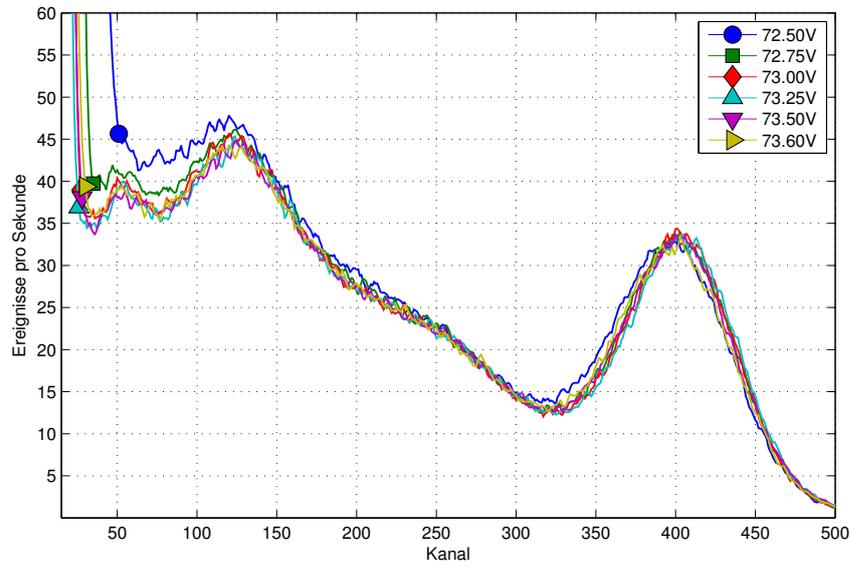


Abbildung 66: Hamamatsu-Spektren mit variierender Versorgungsspannung (Caesium-137, NaI(Tl)).

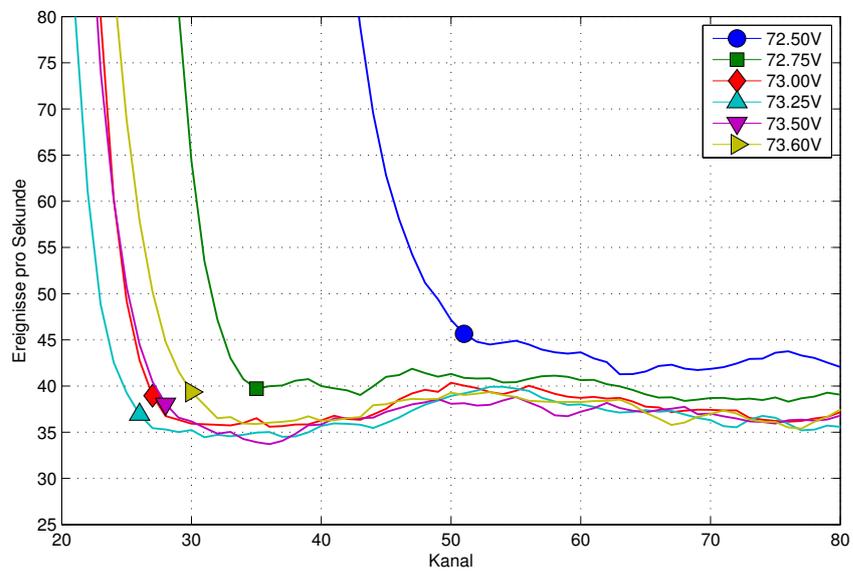


Abbildung 67: Detail aus Abbildung 66 Rauschkanten der Hamamatsu-Spektren (Caesium-137, NaI(Tl)).

C SensL NaI Caesium-137

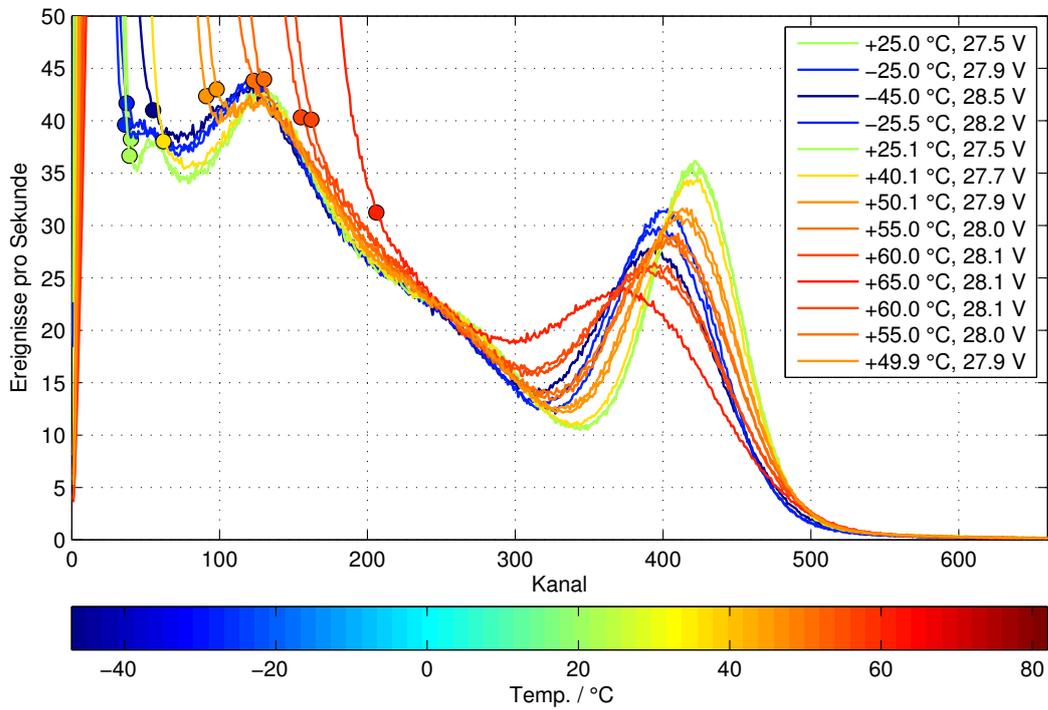


Abbildung 68: SensL NaI Caesium-137 - Spektren nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

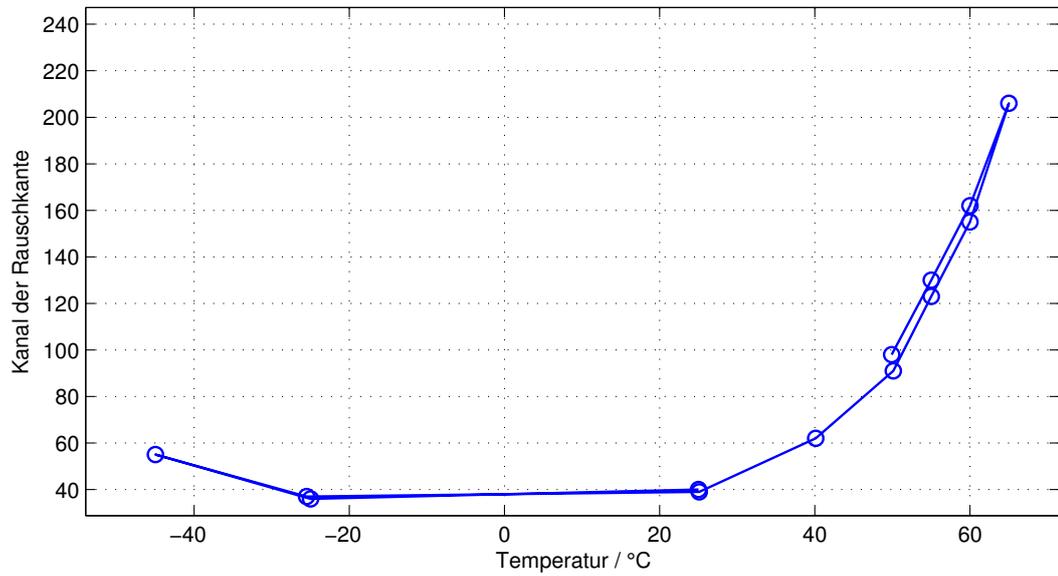


Abbildung 69: SensL NaI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

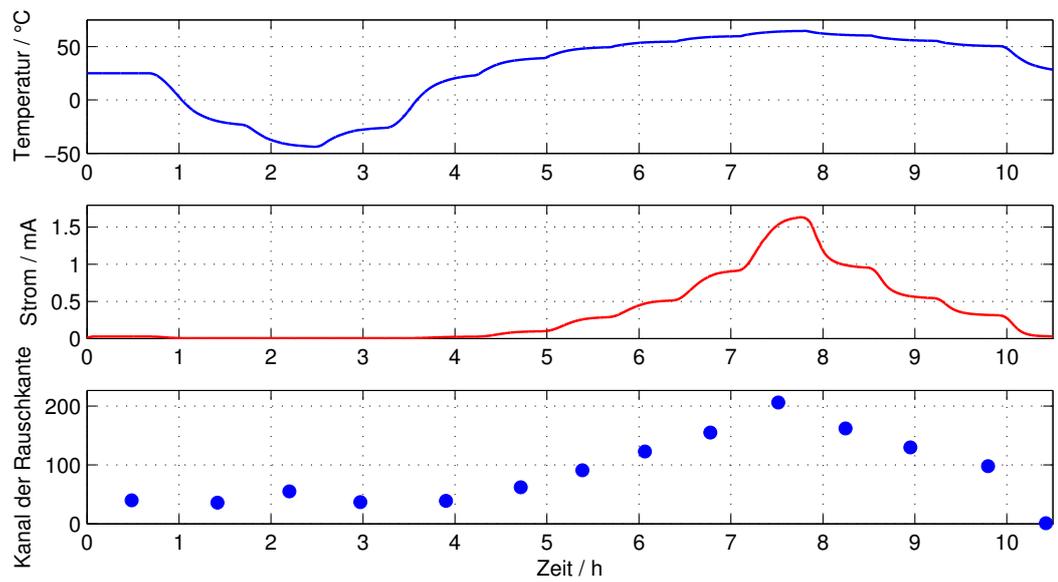


Abbildung 70: SensL NaI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

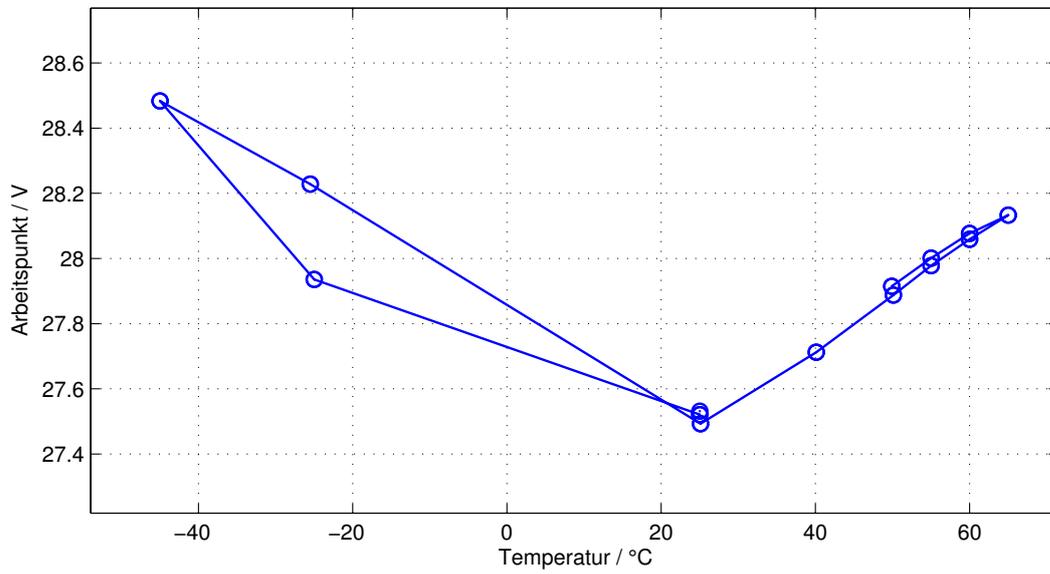
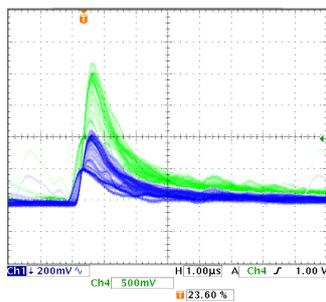
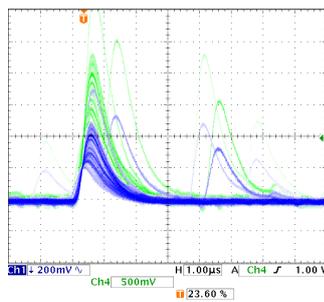


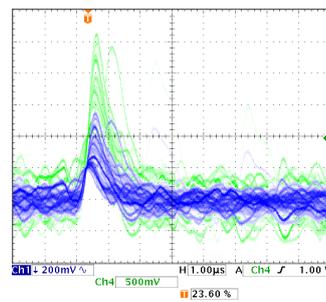
Abbildung 71: SensL NaI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur



(a) -45°C



(b) +25°C



(c) +65°C

Abbildung 72: SensL NaI Cs137 - Impulsform

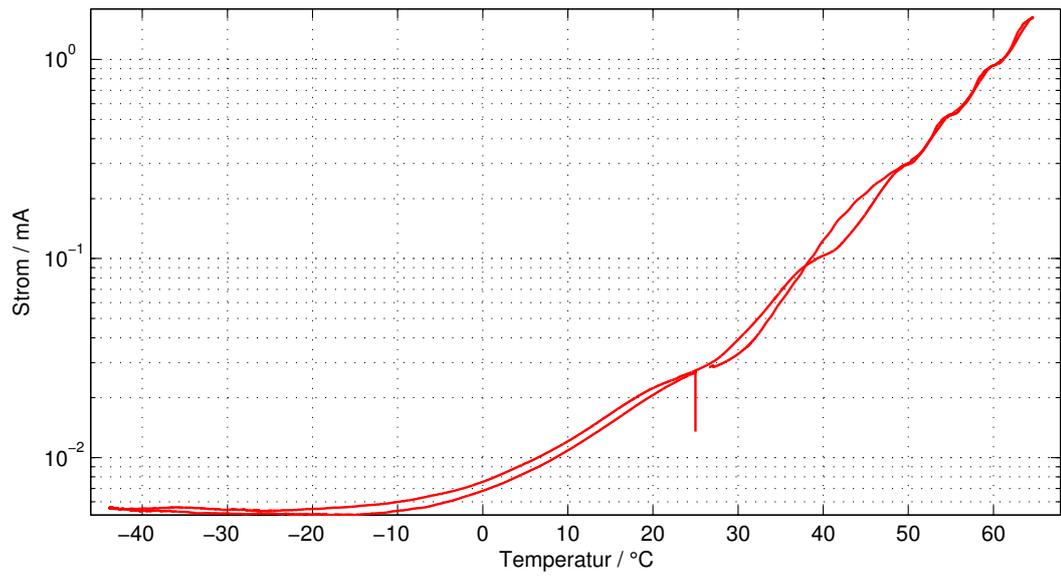


Abbildung 73: SensL NaI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur

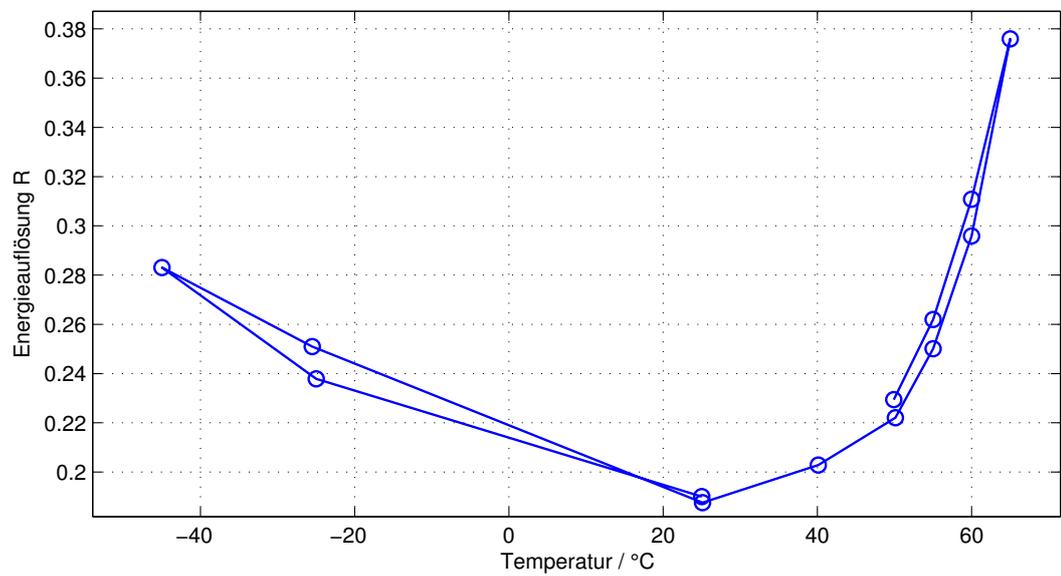


Abbildung 74: SensL NaI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur
 $R = \text{Halbwertsbreite} / \text{Kanal des Maximums des Photopeaks}$.

D SensL NaI Cobalt-60

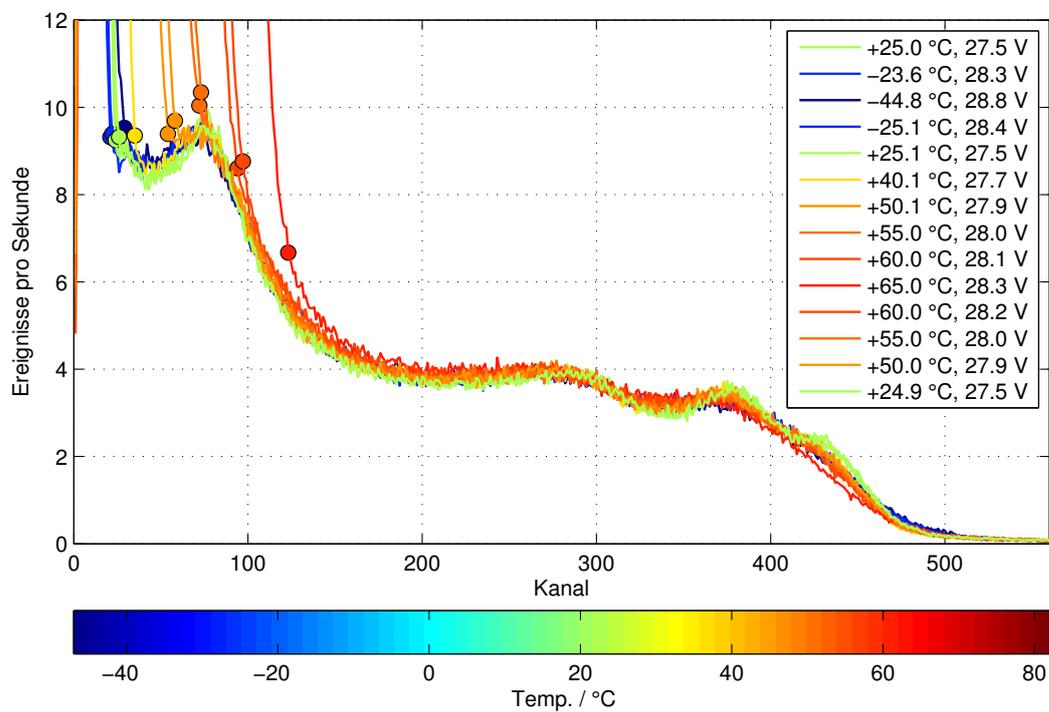


Abbildung 75: SensL NaI Cobalt-60 - Spektren nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

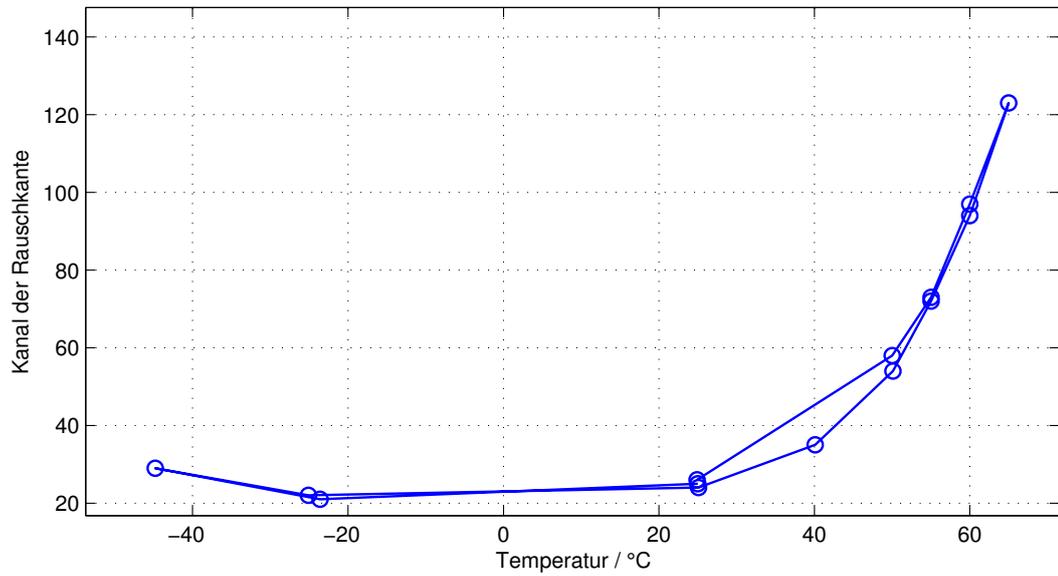


Abbildung 76: SensL NaI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

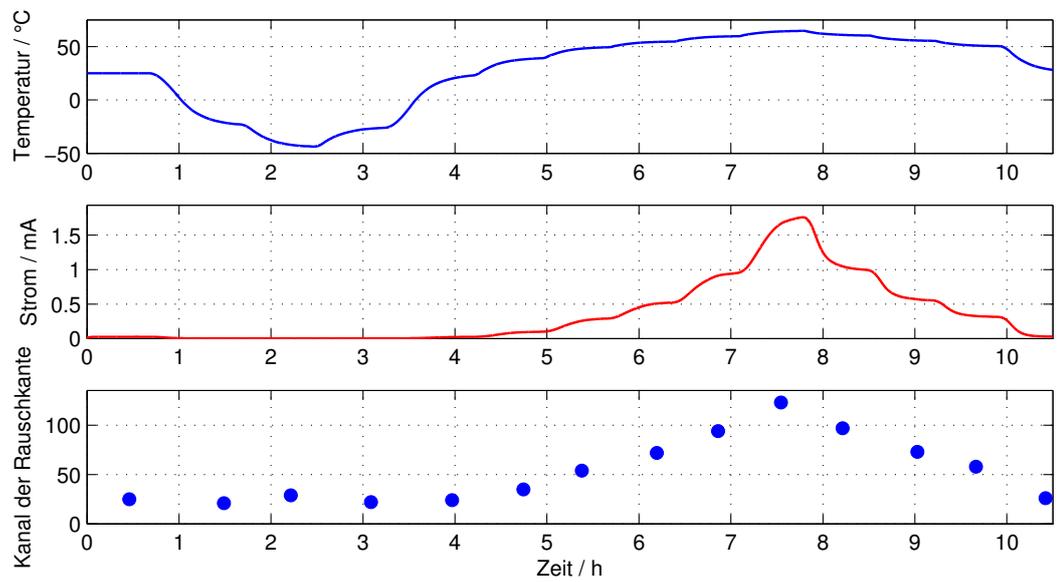


Abbildung 77: SensL NaI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

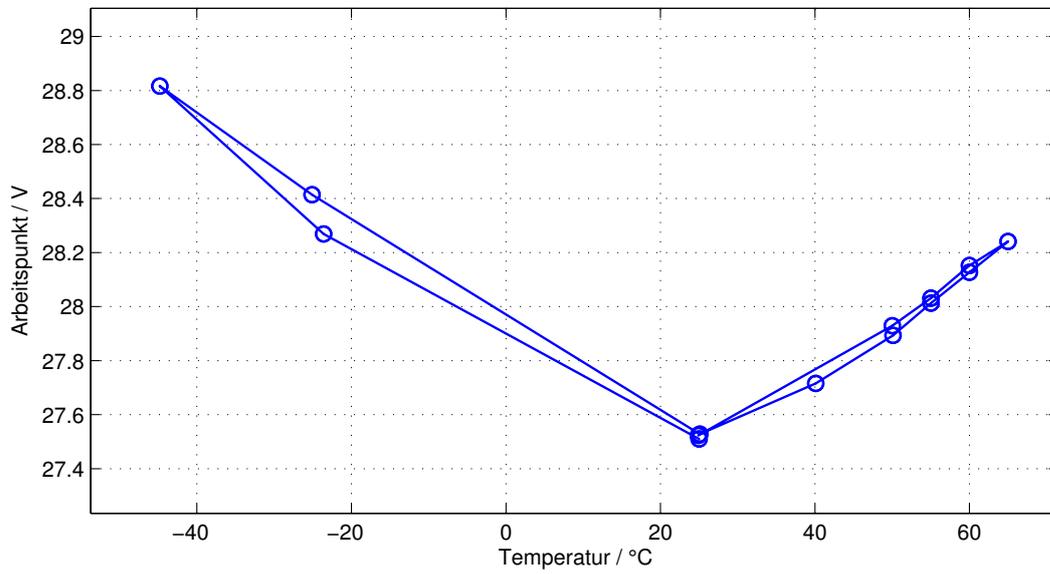
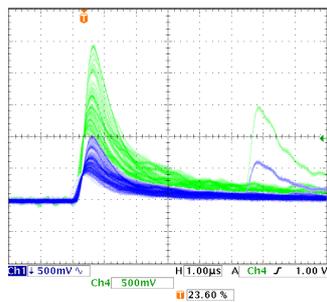
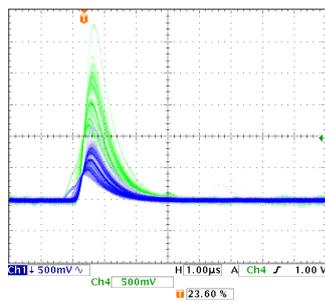


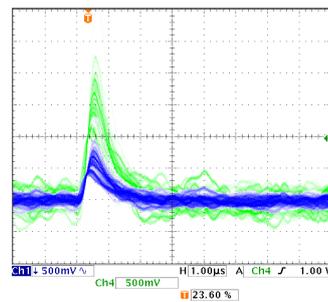
Abbildung 78: SensL NaI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur



(a) -45°C



(b) +25°C



(c) +65°C

Abbildung 79: SensL NaI Cobalt-60 - Impulsform

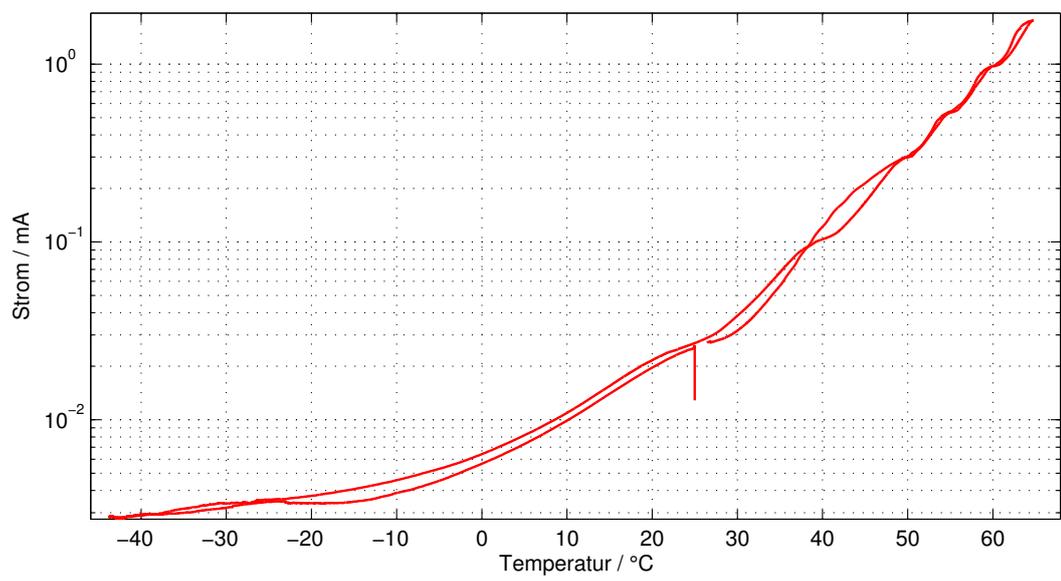


Abbildung 80: SensL NaI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur

E SensL Csl Caesium-137

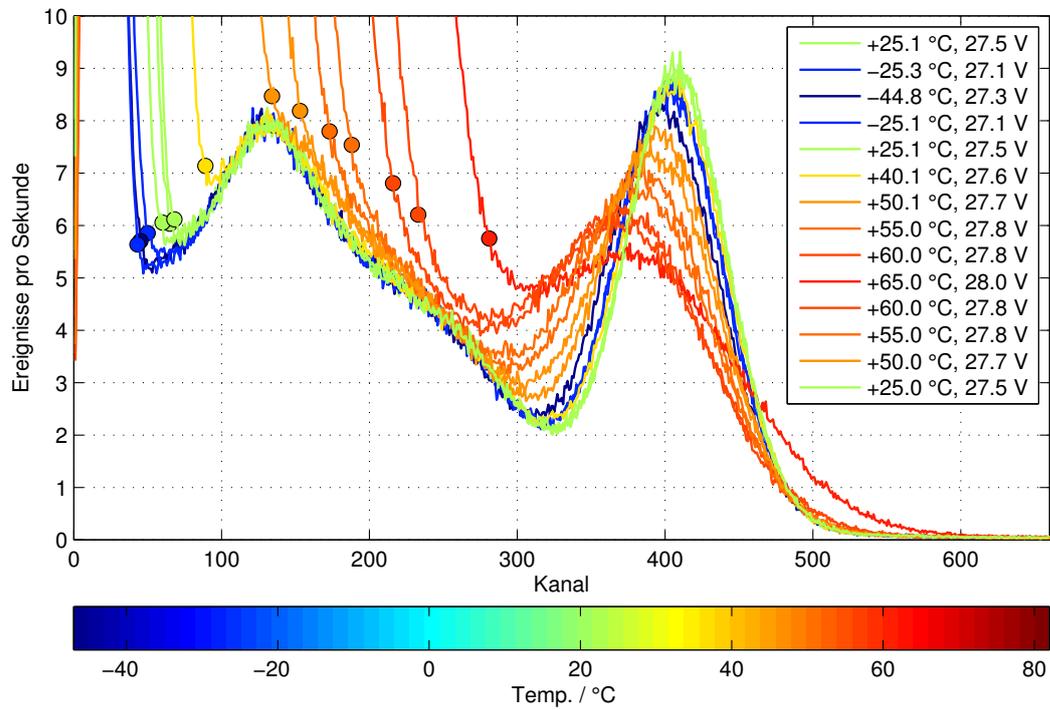


Abbildung 81: SensL Csl Caesium-137 - Spektren nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

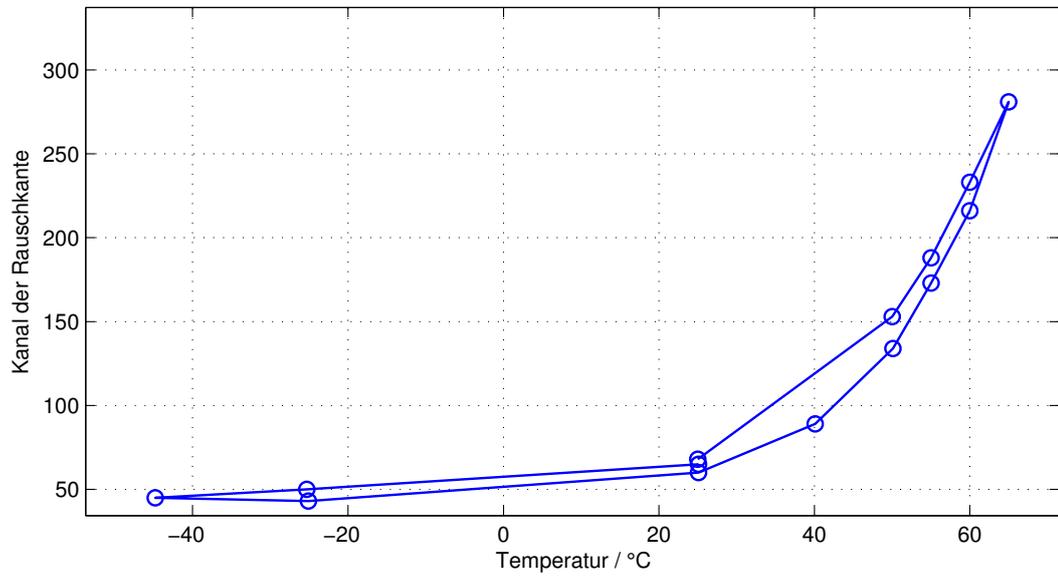


Abbildung 82: SensL CsI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

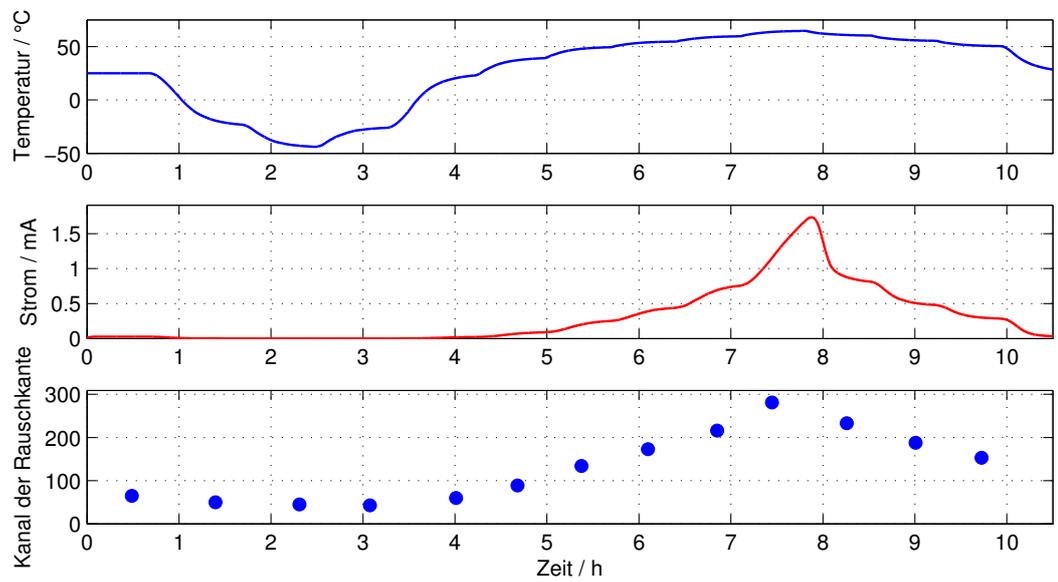


Abbildung 83: SensL CsI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

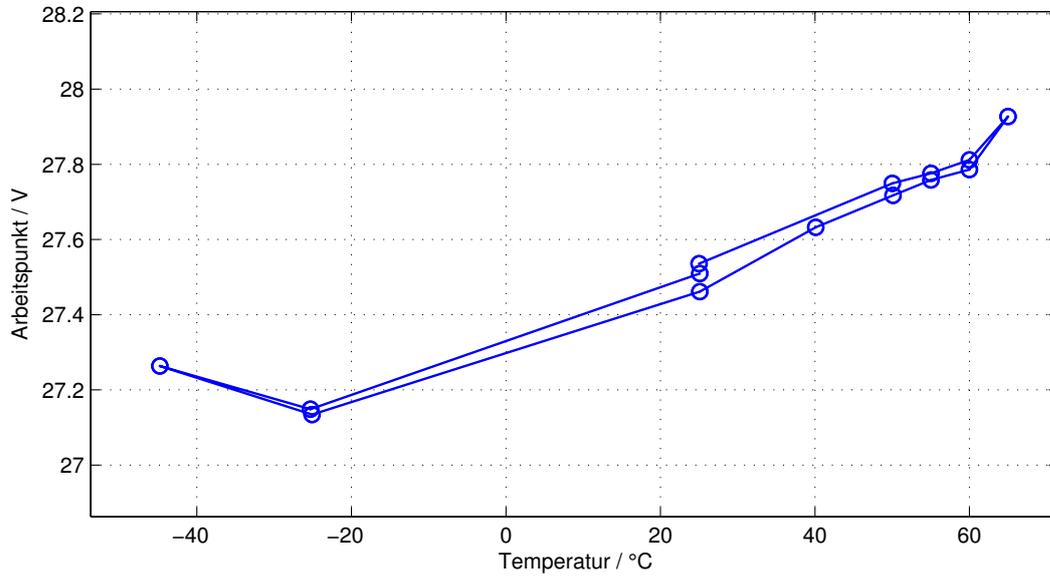


Abbildung 84: SensL Csl Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur

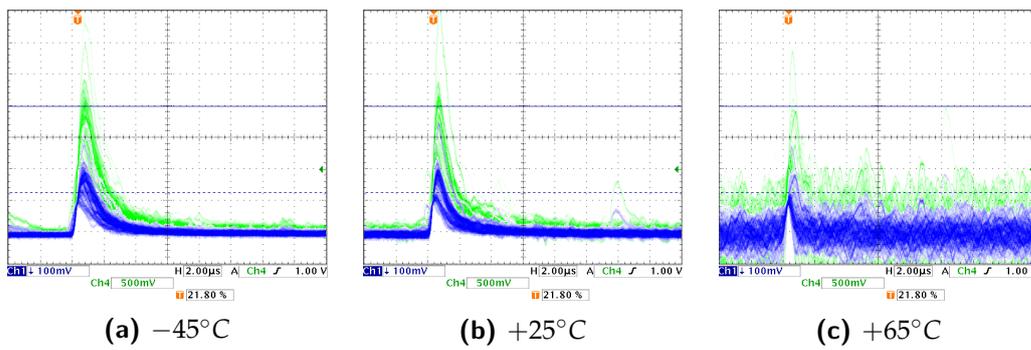


Abbildung 85: SensL Csl Caesium-137 - Impulsform

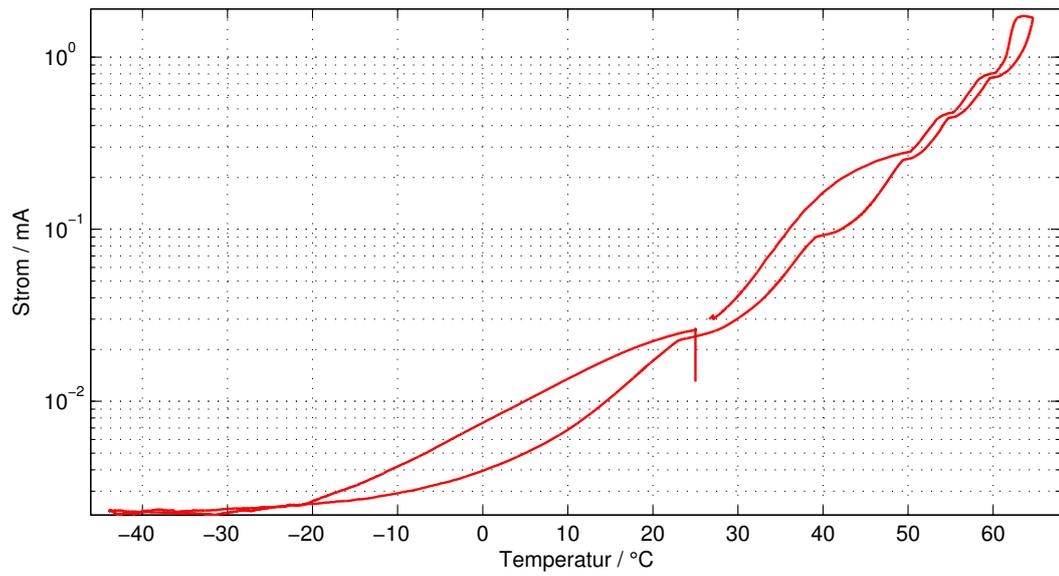


Abbildung 86: *SensL CsI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur*

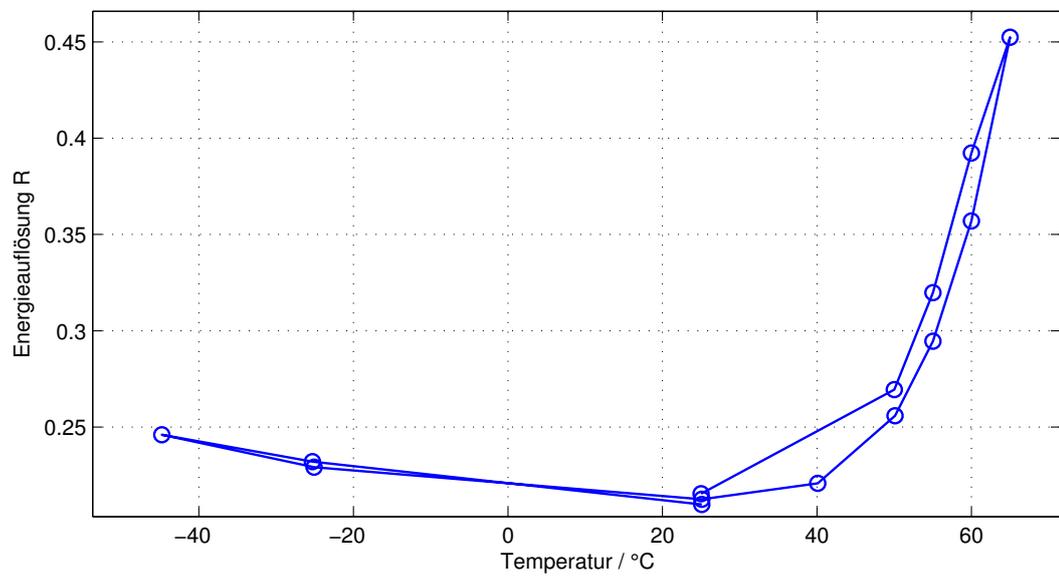


Abbildung 87: *SensL CsI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur*
 $R = \text{Halbwertsbreite} / \text{Kanal des Maximums des Photopeaks}$.

F SensL Csl Cobalt-60

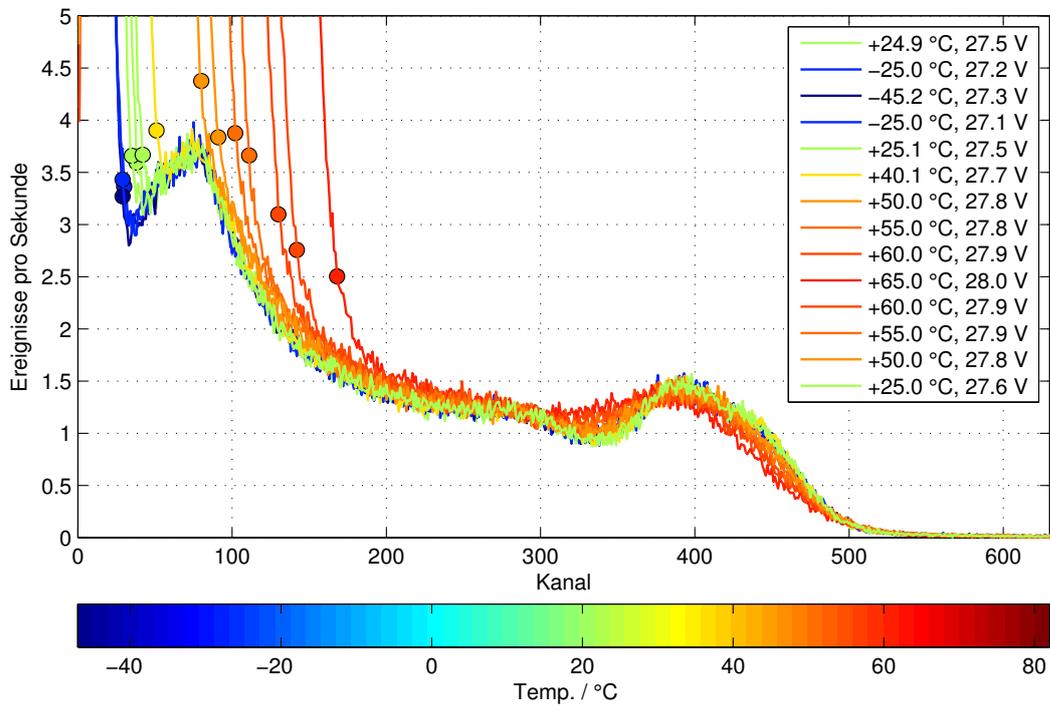


Abbildung 88: SensL Csl Cobalt-60 - Spektren
nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

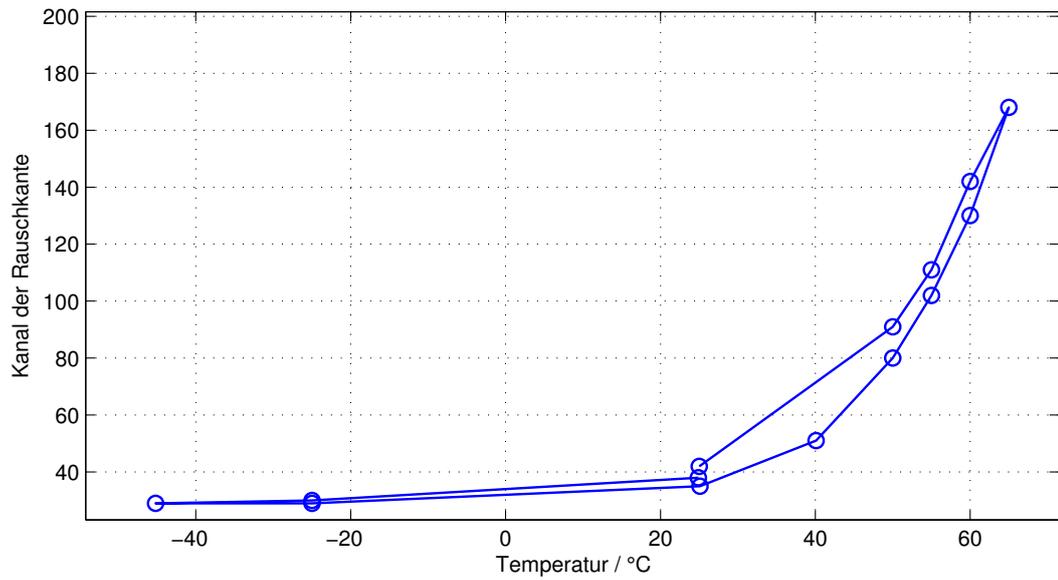


Abbildung 89: SensL CsI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

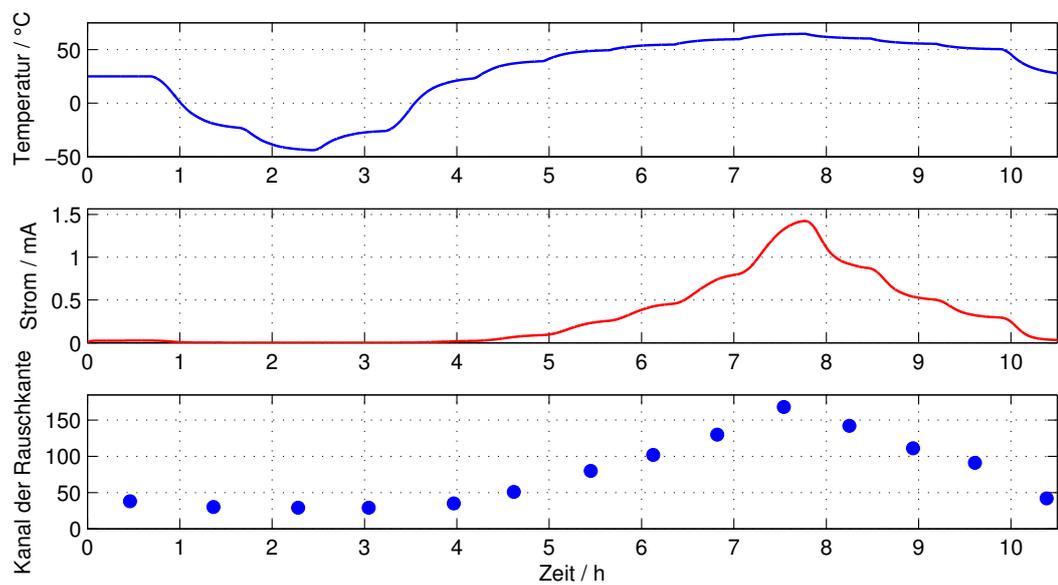


Abbildung 90: SensL CsI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

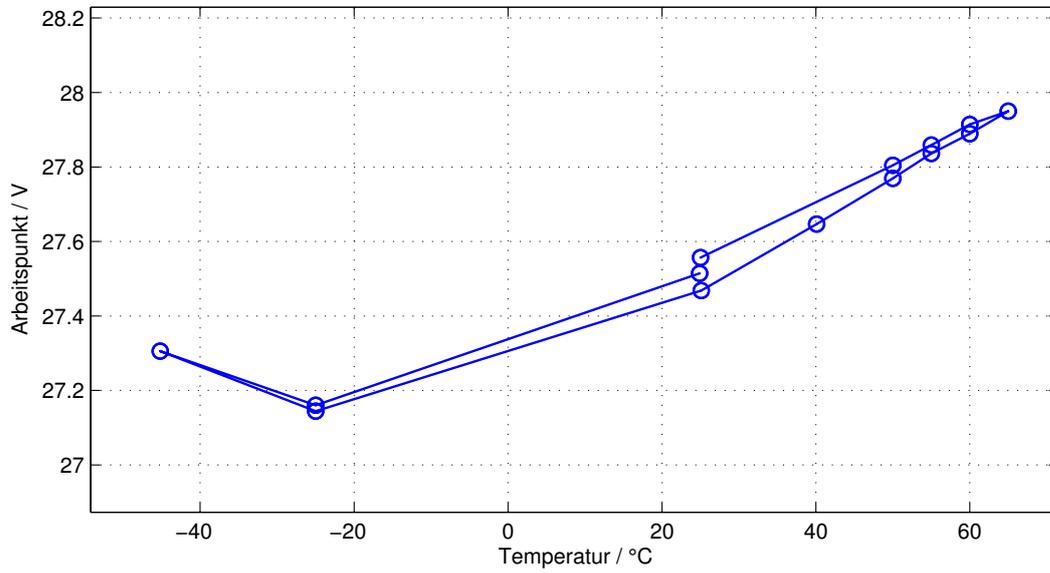


Abbildung 91: SensL Csl Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur

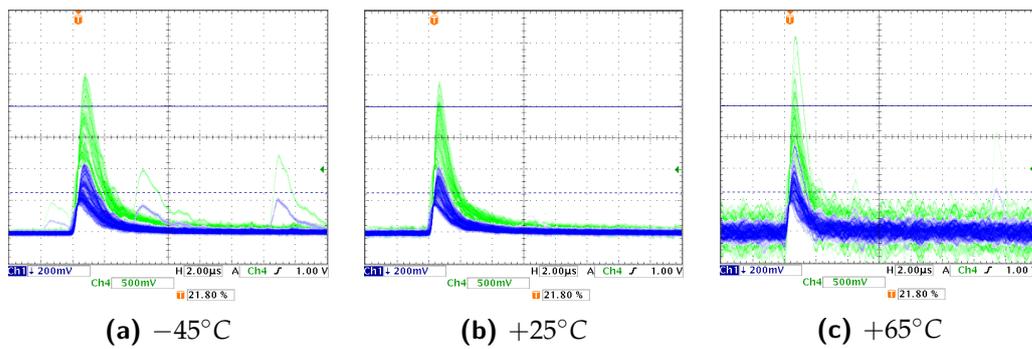


Abbildung 92: SensL Csl Cobalt-60 - Impulsform

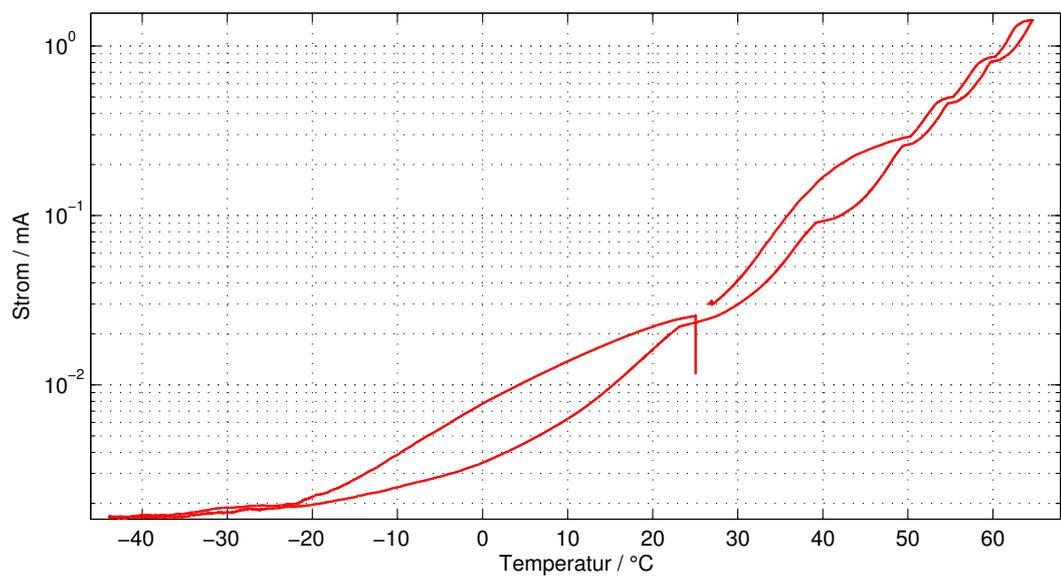


Abbildung 93: SensL Csl Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur

G KETEK NaI Caesium-137

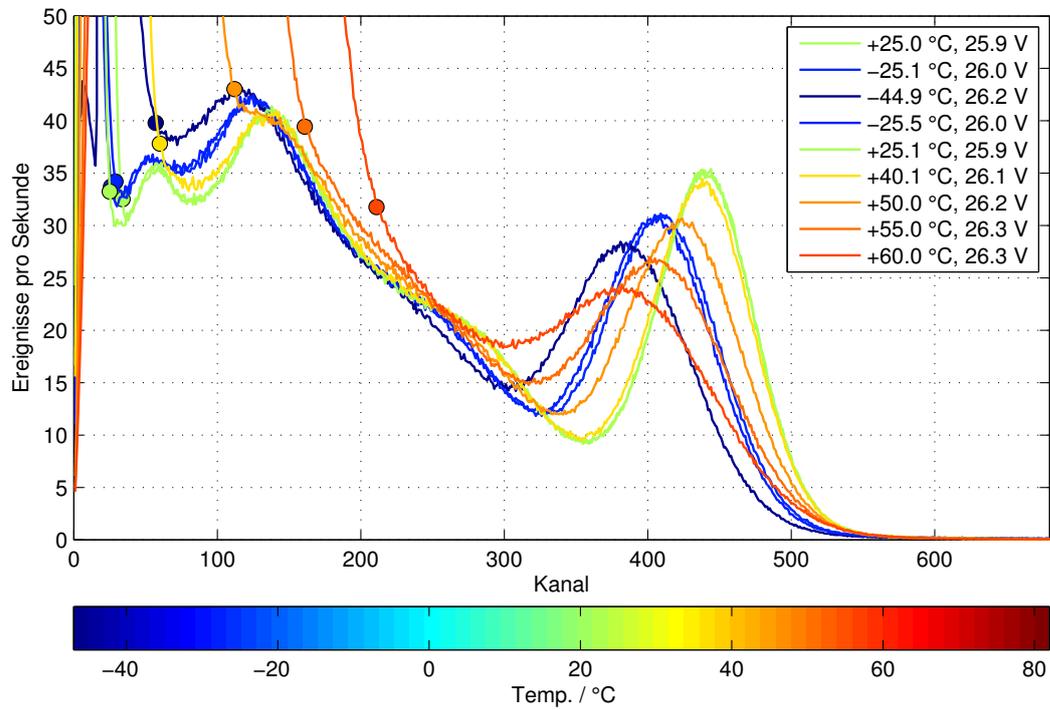


Abbildung 94: KETEK NaI Caesium-137 - Spektren
nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

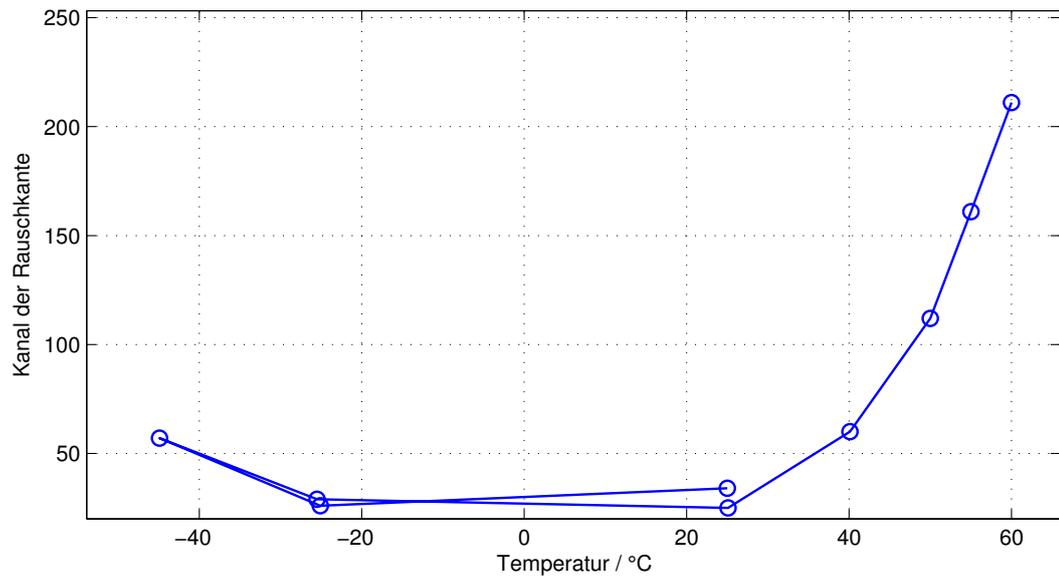


Abbildung 95: KETEK NaI Cs137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

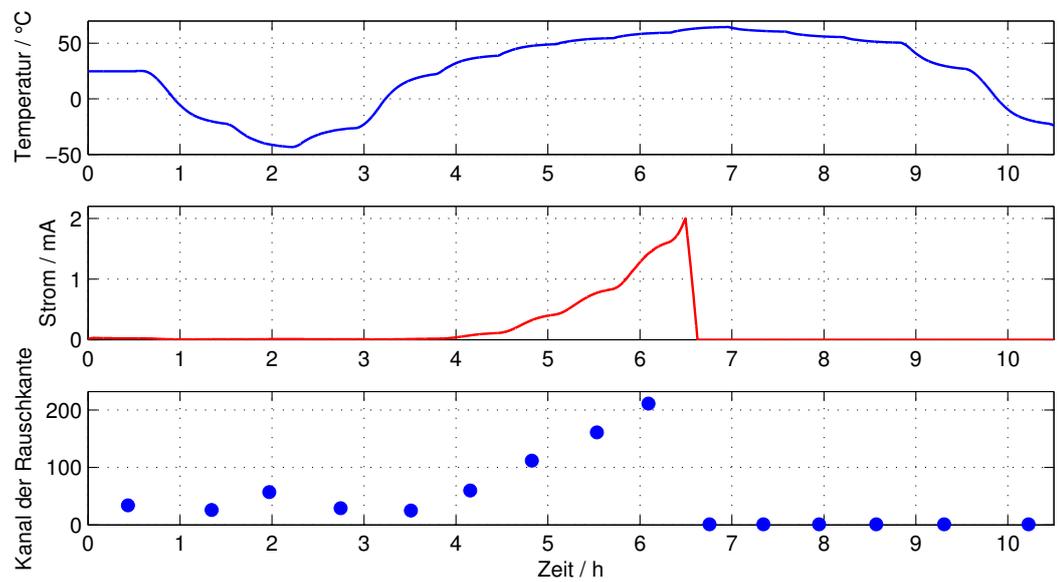


Abbildung 96: KETEK NaI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

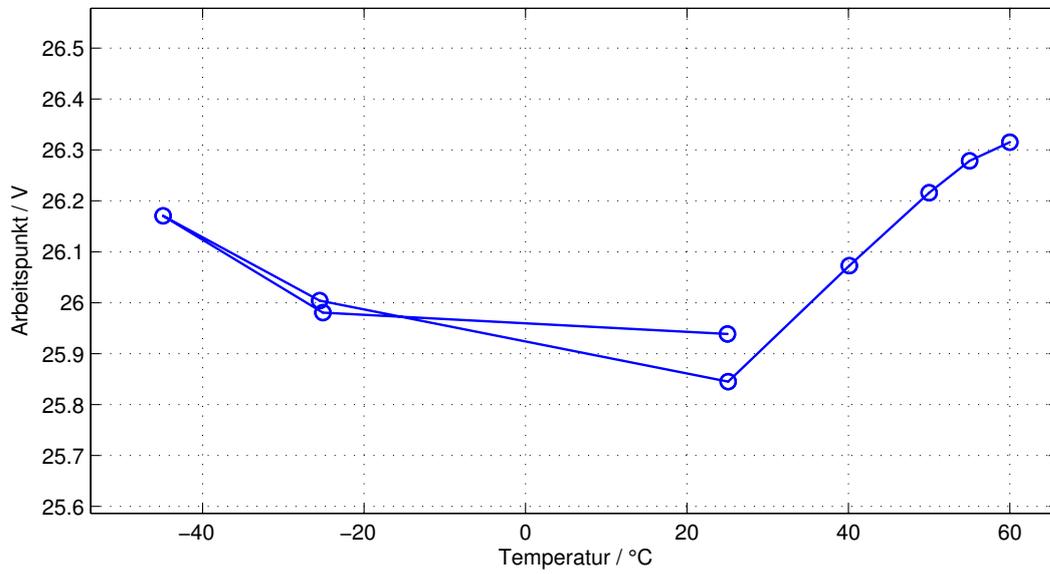
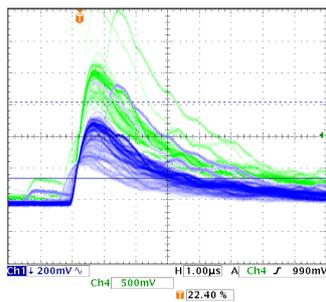
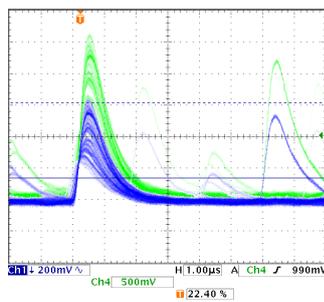


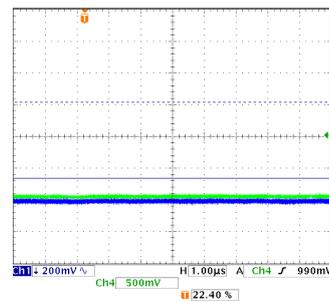
Abbildung 97: KETEK NaI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur



(a) -45°C



(b) +25°C



(c) +65°C

Abbildung 98: KETEK NaI Cs137 - Impulsform

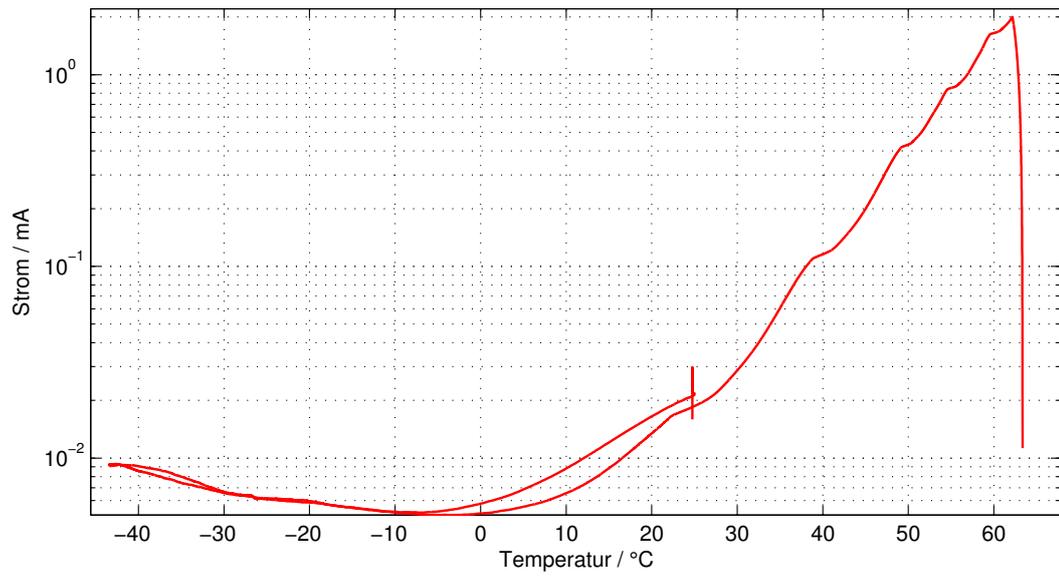


Abbildung 99: KETEK NaI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur

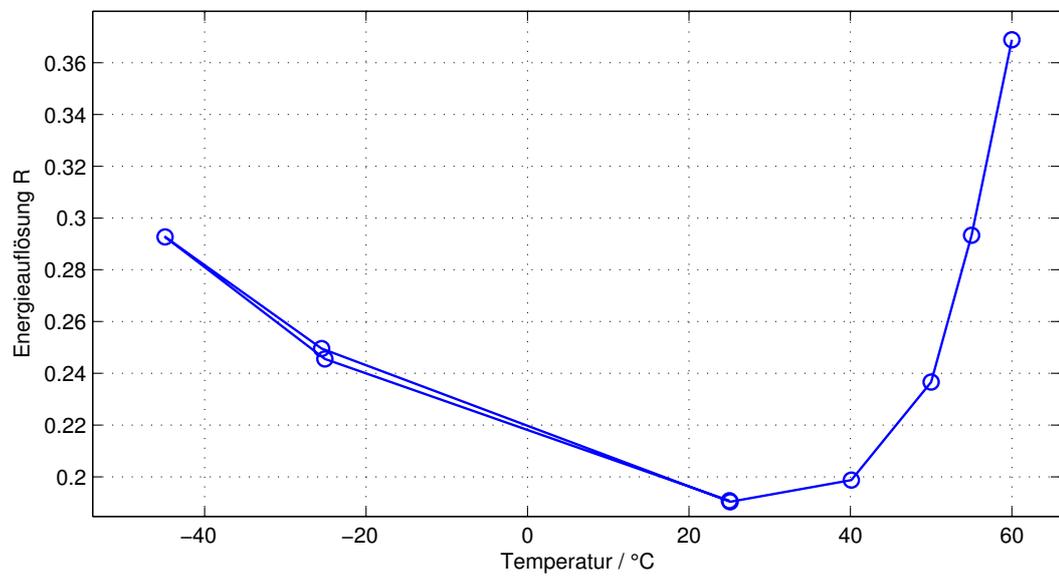


Abbildung 100: KETEK NaI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur
 $R = \text{Halbwertsbreite} / \text{Kanal des Maximums des Photopeaks}$.

H KETEK NaI Cobalt-60

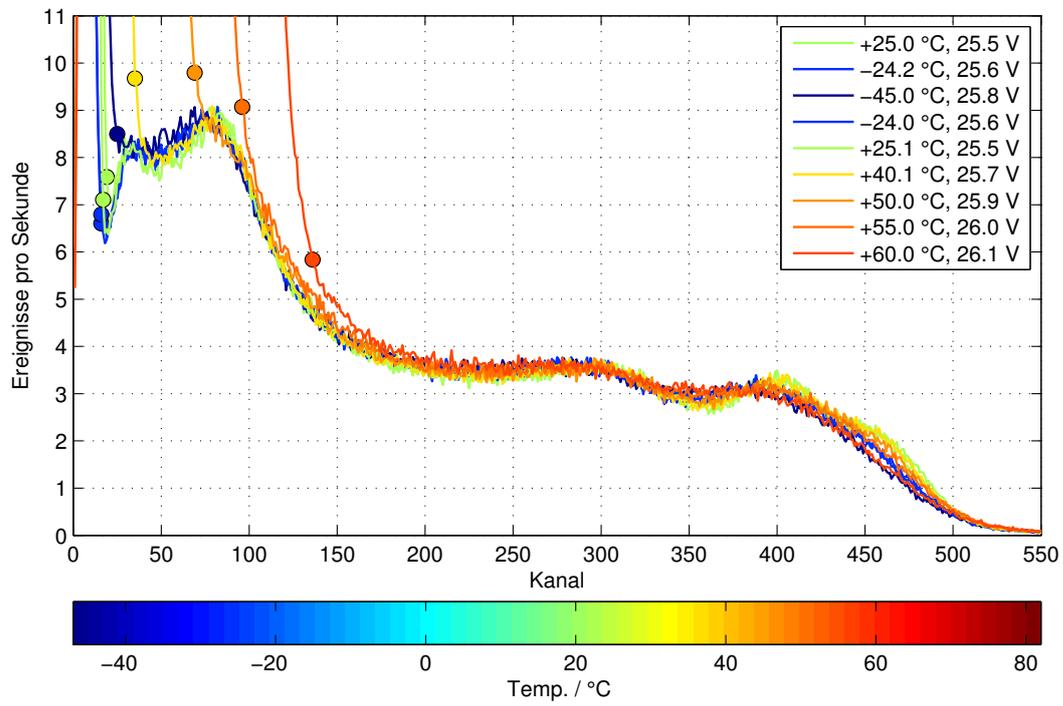


Abbildung 101: KETEK NaI Cobalt-60 - Spektren
nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

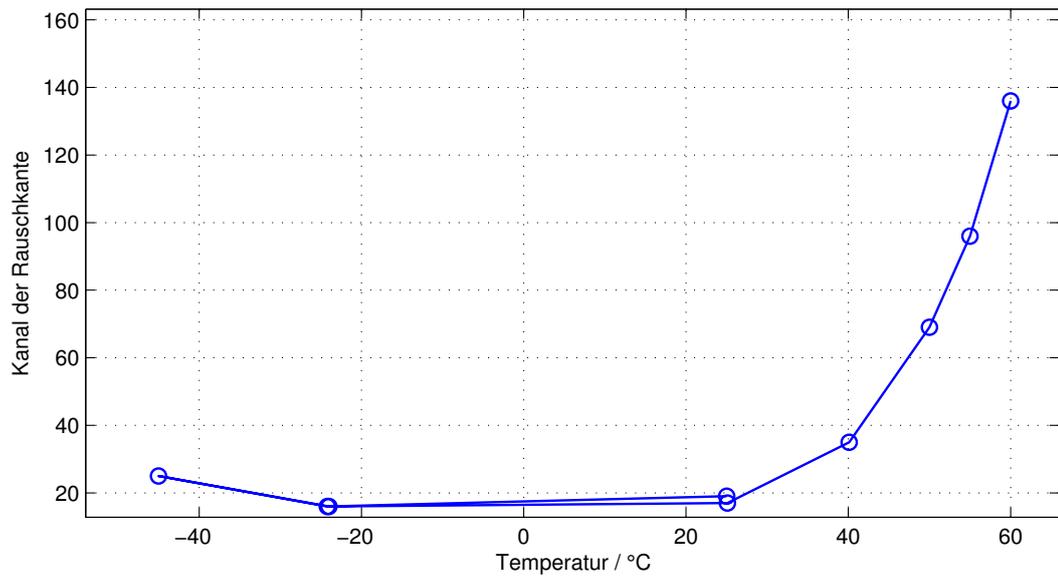


Abbildung 102: KETEK NaI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

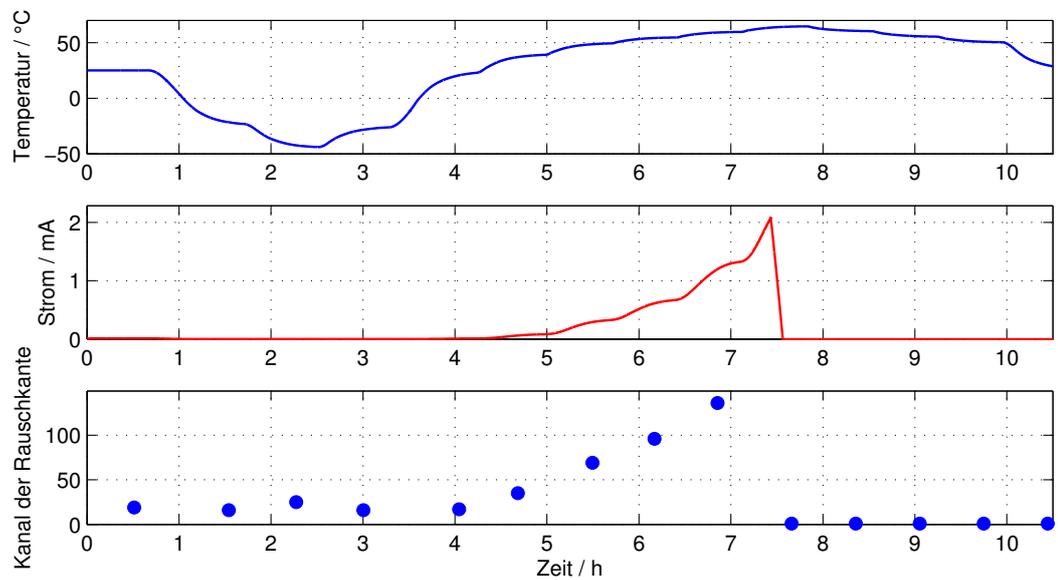


Abbildung 103: KETEK NaI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

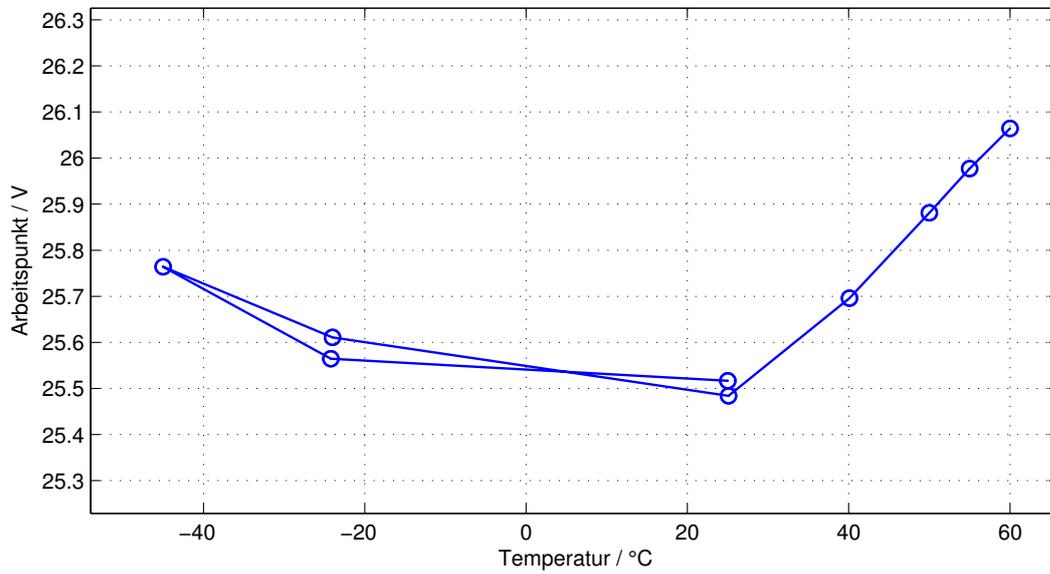
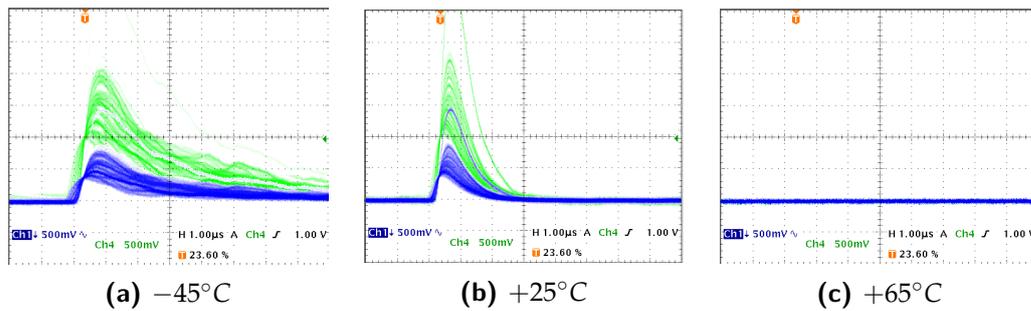


Abbildung 104: KETEK NaI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur



(a) -45°C

(b) +25°C

(c) +65°C

Abbildung 105: KETEK NaI Cobalt-60 - Impulsform

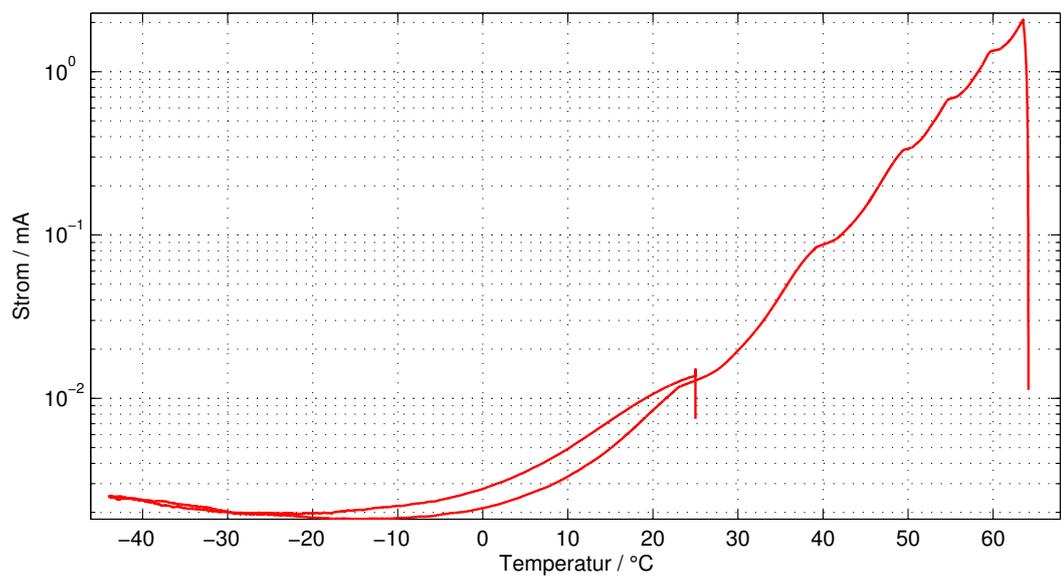


Abbildung 106: KETEK NaI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur

I KETEK CsI Caesium-137

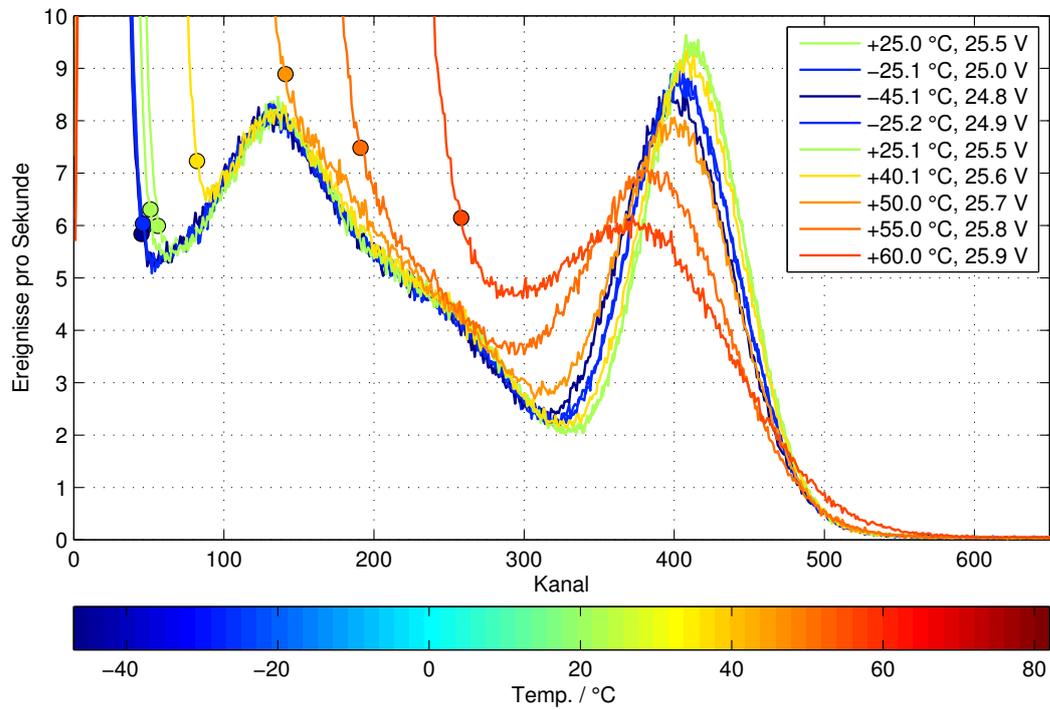


Abbildung 107: KETEK CsI Caesium-137 - Spektren
nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

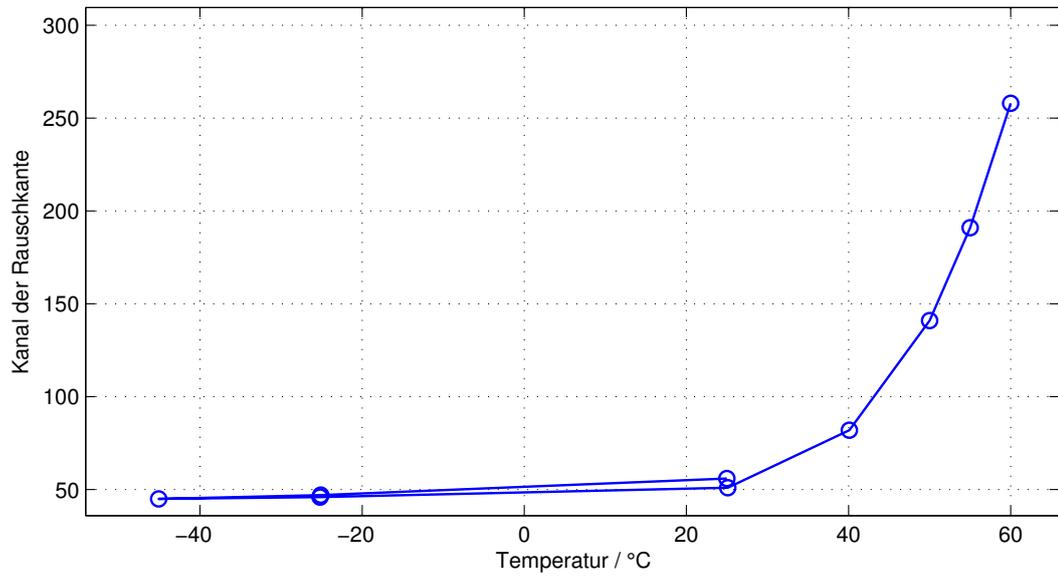


Abbildung 108: KETEK CsI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

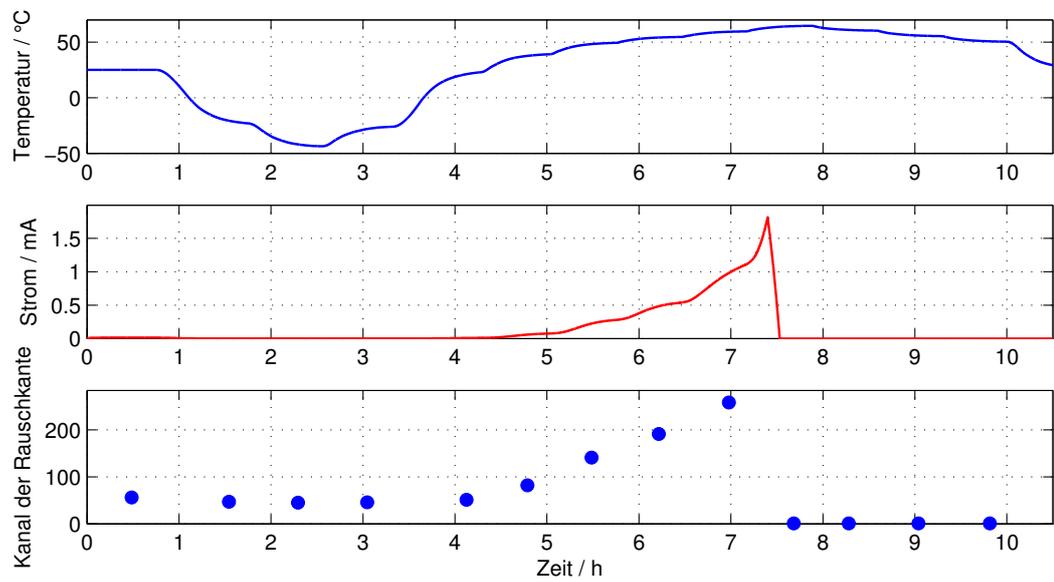


Abbildung 109: KETEK CsI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

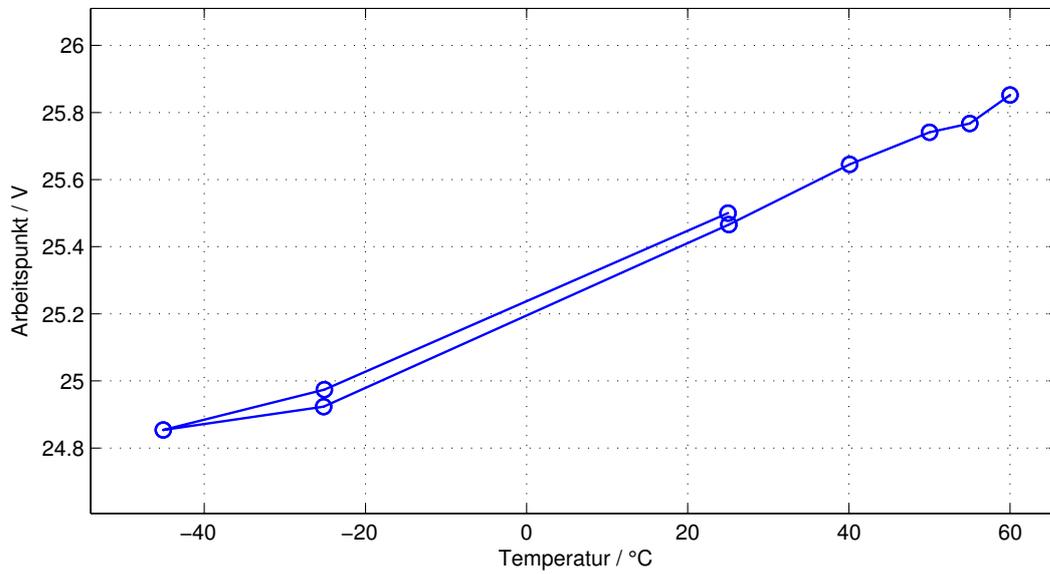


Abbildung 110: KETEK CsI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur

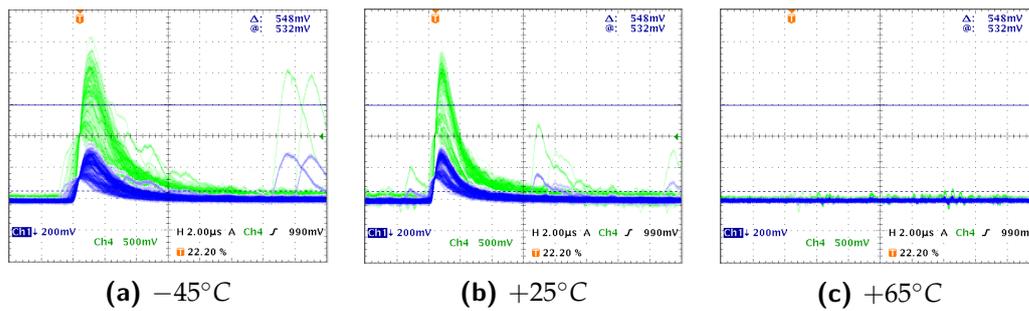


Abbildung 111: KETEK CsI Caesium-137 - Impulsform

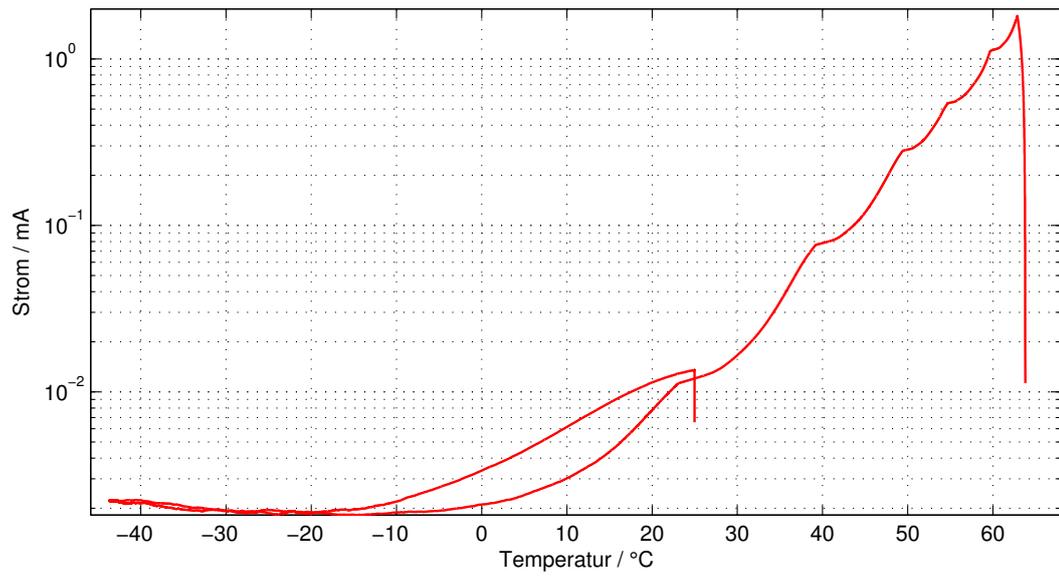


Abbildung 112: KETEK CsI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur

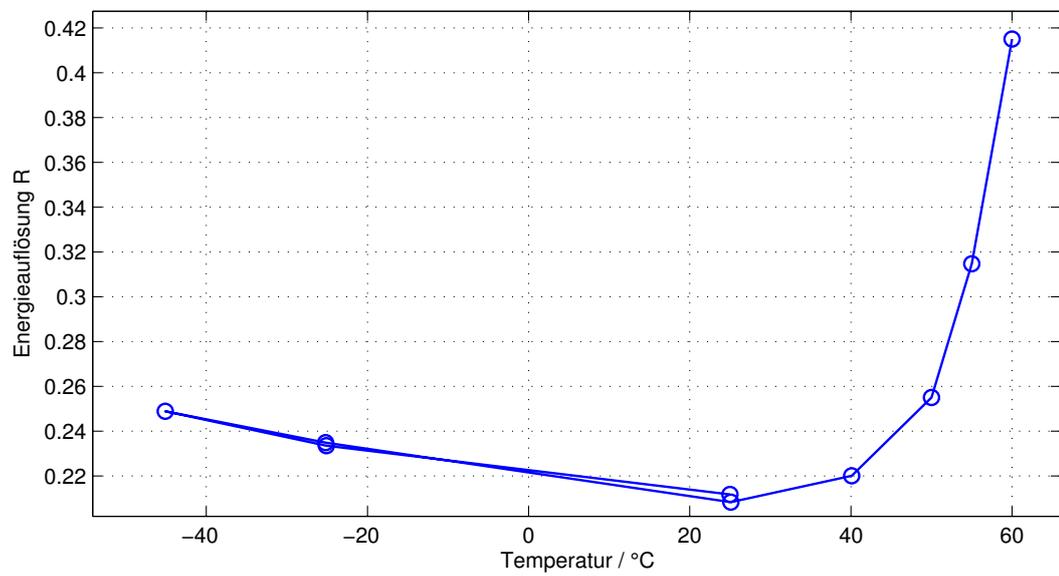


Abbildung 113: KETEK CsI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur
 $R = \text{Halbwertsbreite} / \text{Kanal des Maximums des Photopeaks}$.

J KETEK CsI Cobalt-60

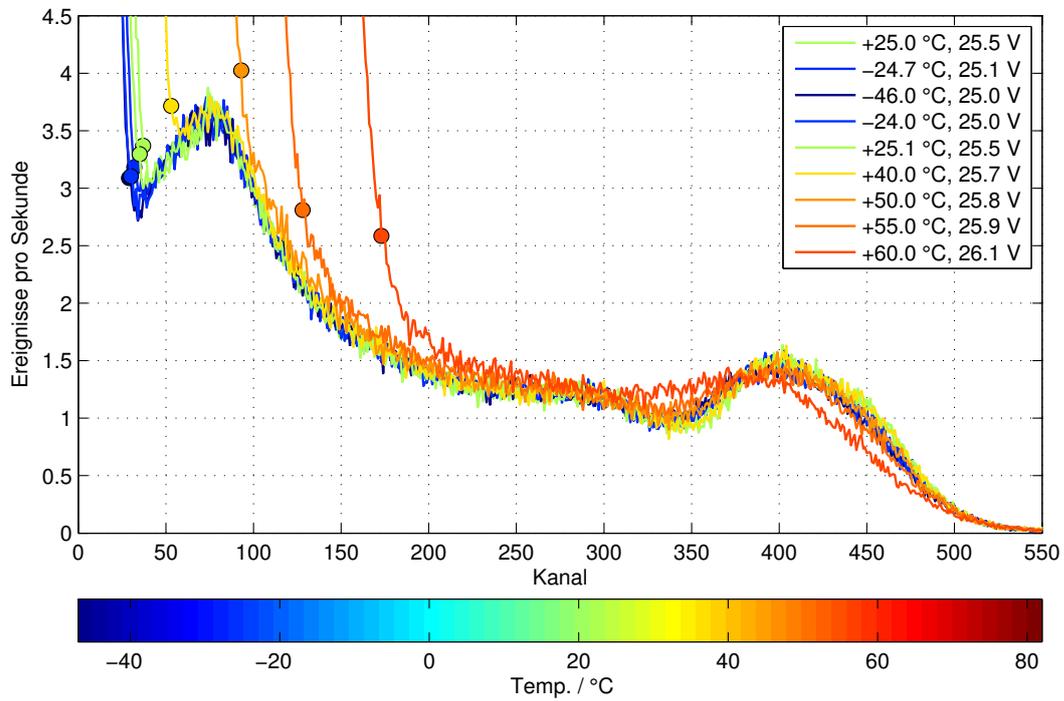


Abbildung 114: *KETEK CsI Cobalt-60* - Spektren nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

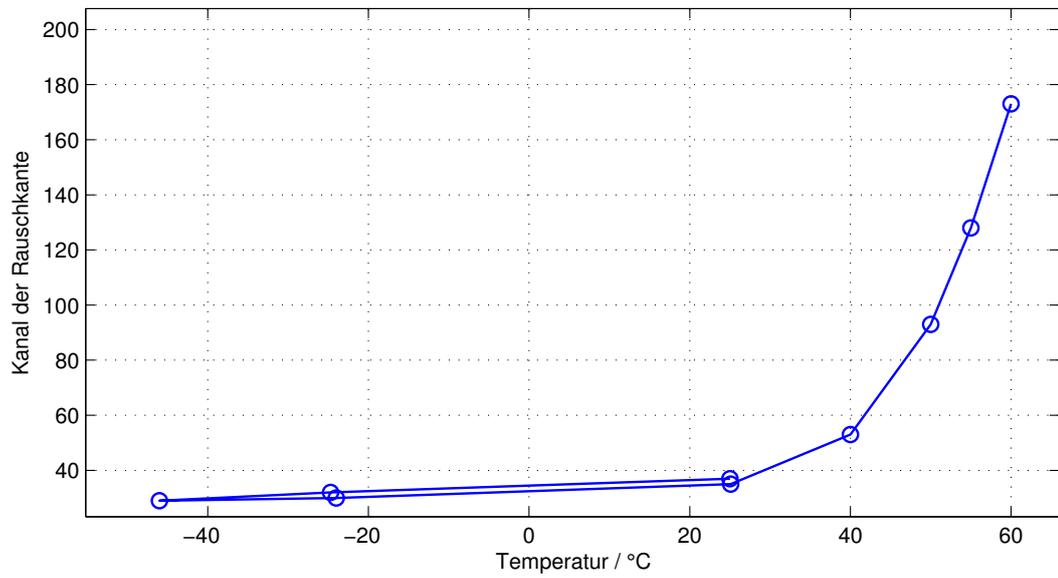


Abbildung 115: KETEK Csl Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

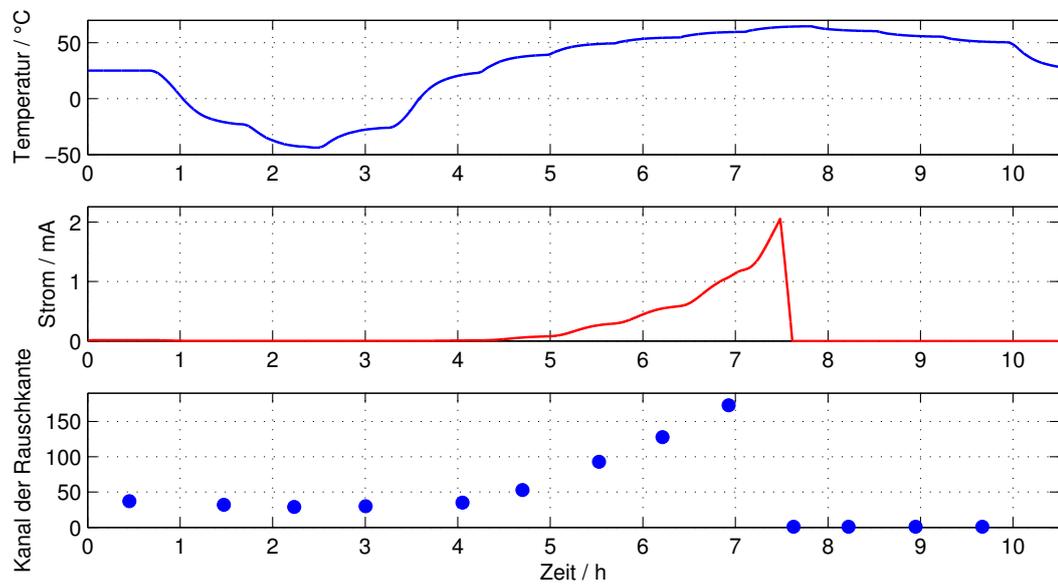


Abbildung 116: KETEK Csl Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

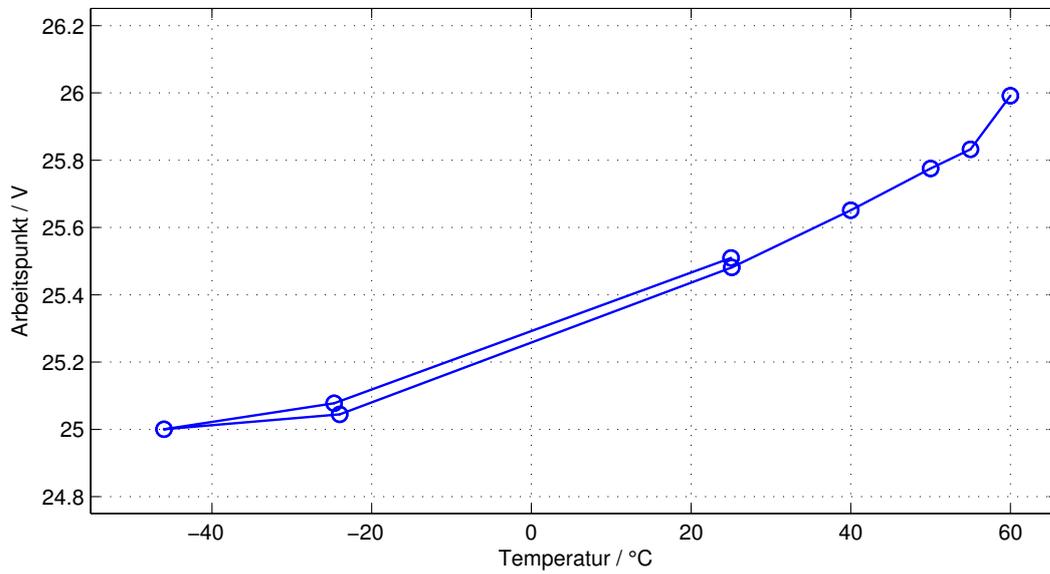
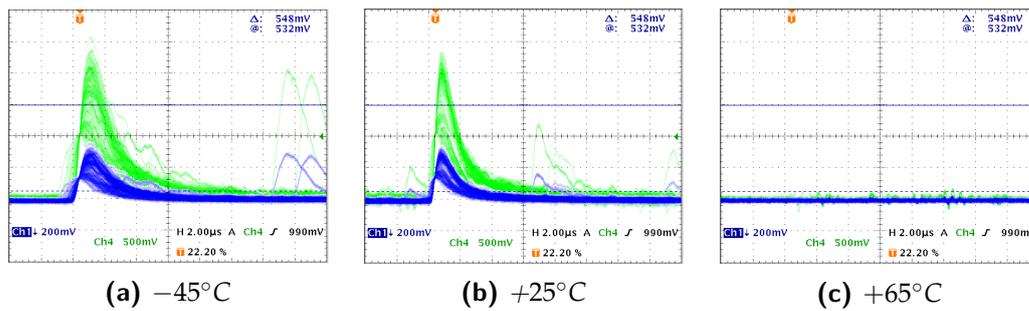


Abbildung 117: KETEK CsI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur



(a) -45°C

(b) +25°C

(c) +65°C

Abbildung 118: KETEK CsI Cobalt-60 - Impulsform

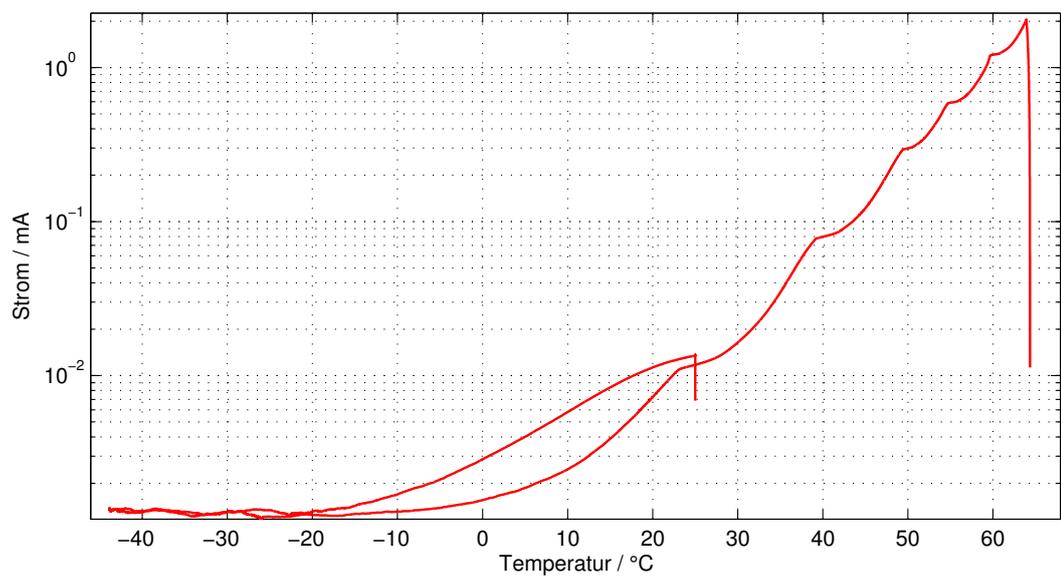


Abbildung 119: KETEK CsI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur

K Hamamatsu NaI Caesium-137

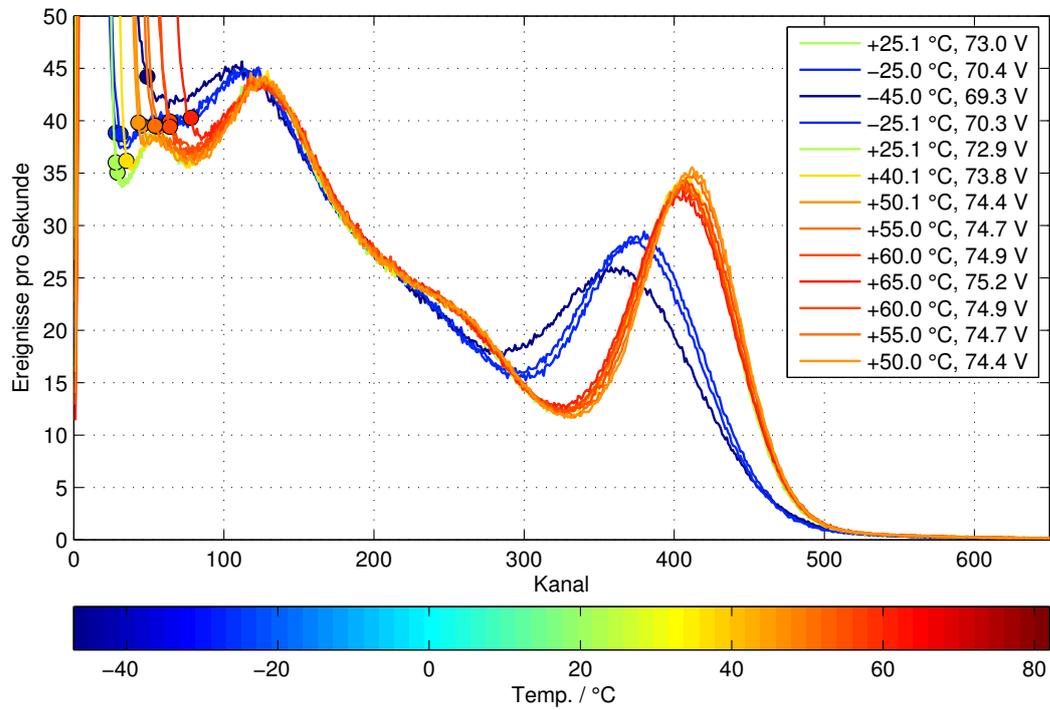


Abbildung 120: Hamamatsu NaI Caesium-137 - Spektren
nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

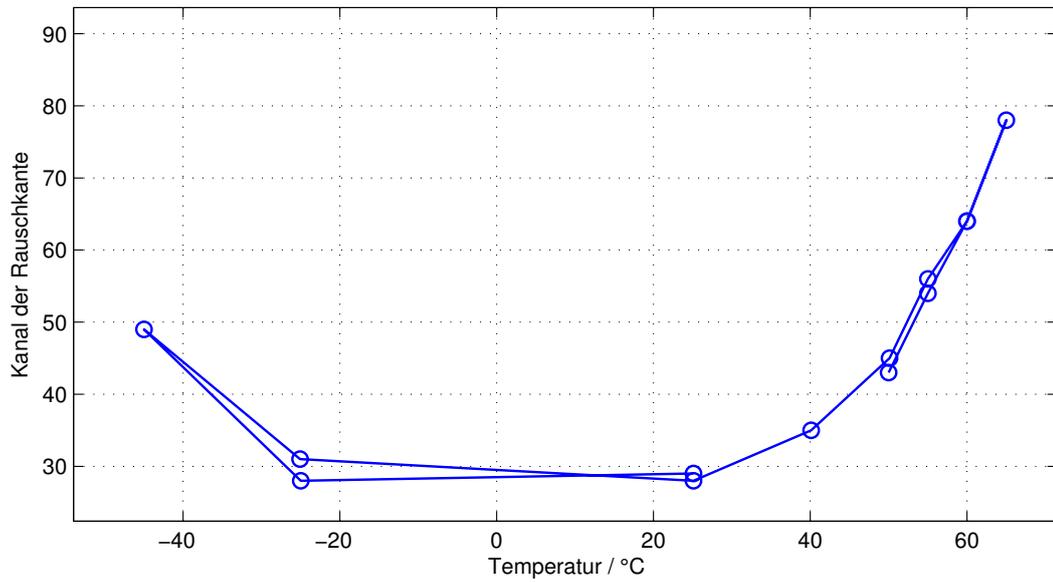


Abbildung 121: Hamamatsu NaI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

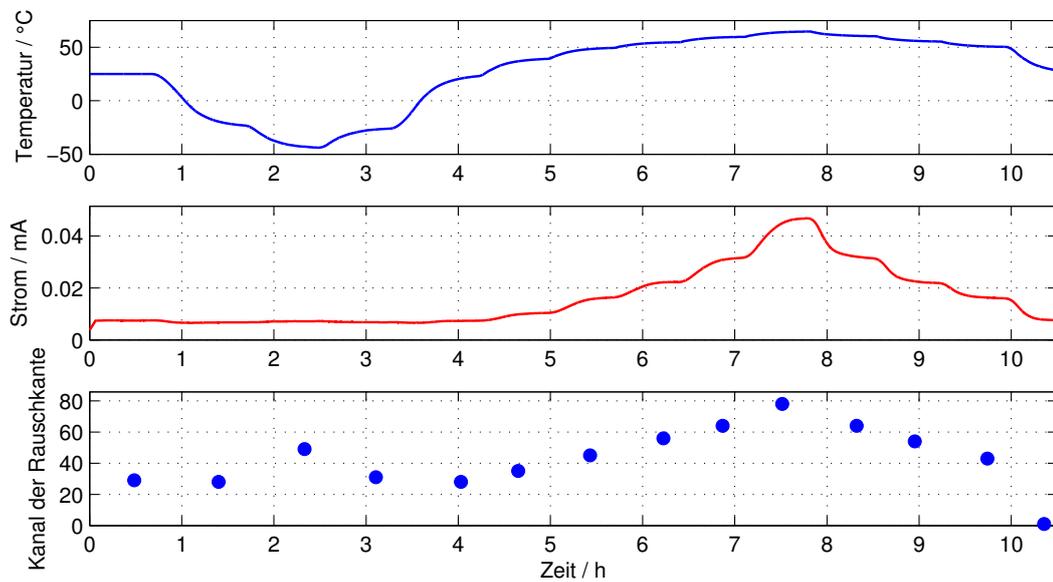


Abbildung 122: Hamamatsu NaI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

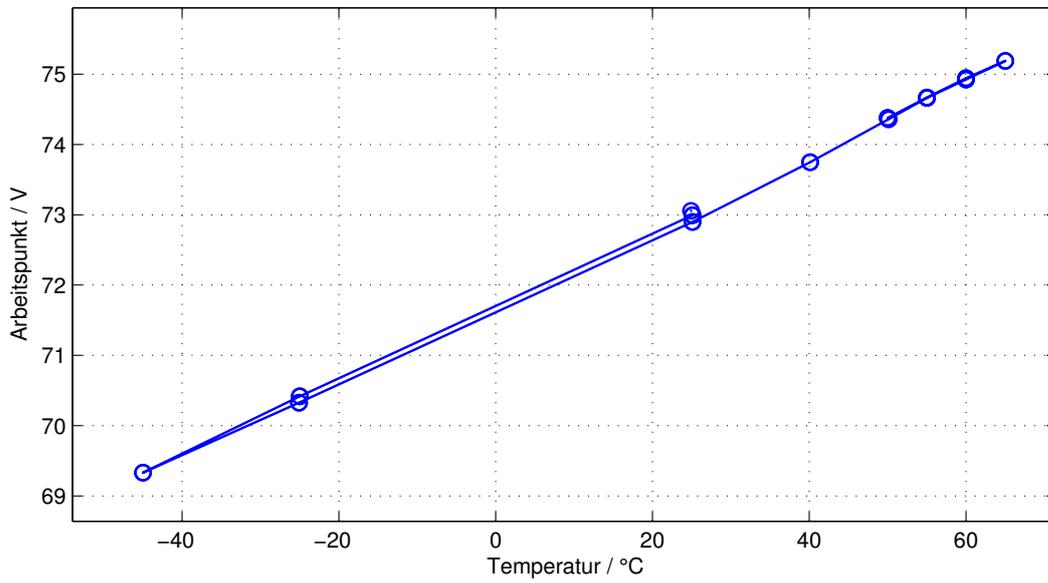


Abbildung 123: Hamamatsu NaI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur

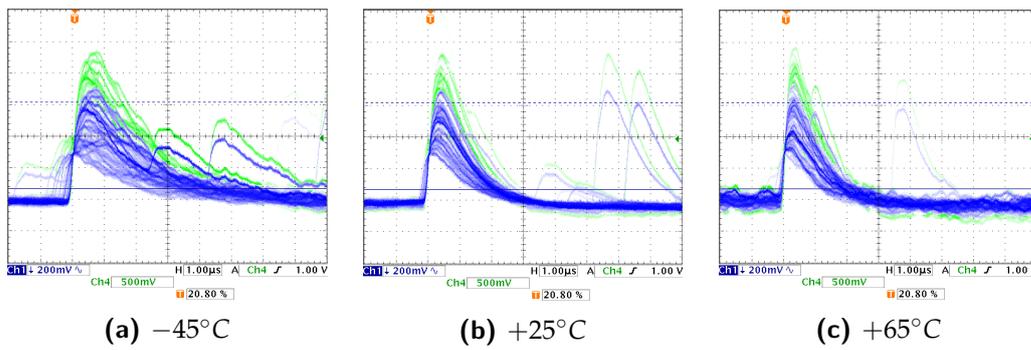


Abbildung 124: Hamamatsu NaI Cs137 - Impulsform

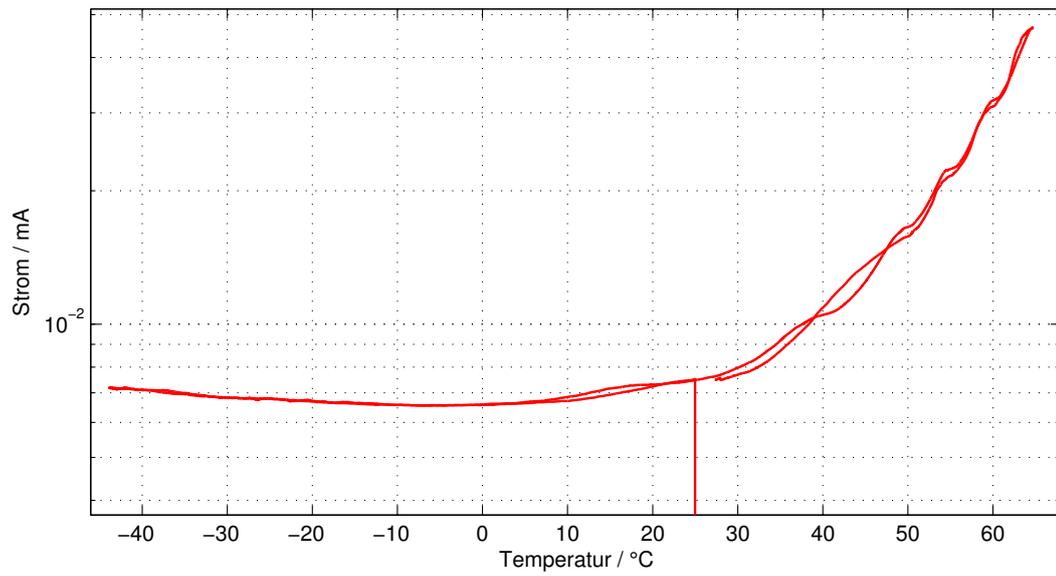


Abbildung 125: Hamamatsu NaI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur

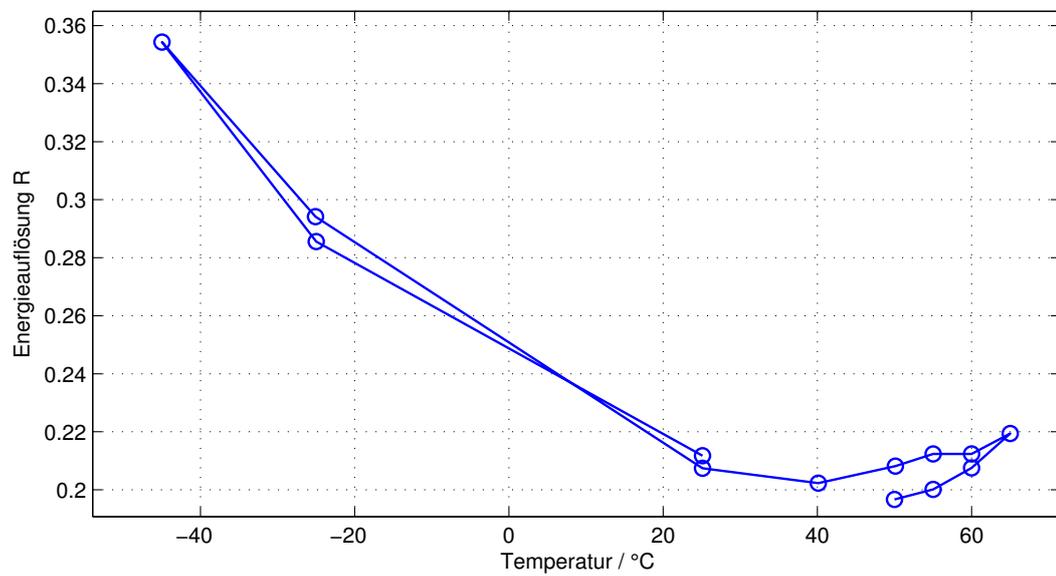


Abbildung 126: Hamamatsu NaI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur
 $R = \text{Halbwertsbreite} / \text{Kanal des Maximums des Photopeaks}$.

L Hamamatsu NaI Cobalt-60

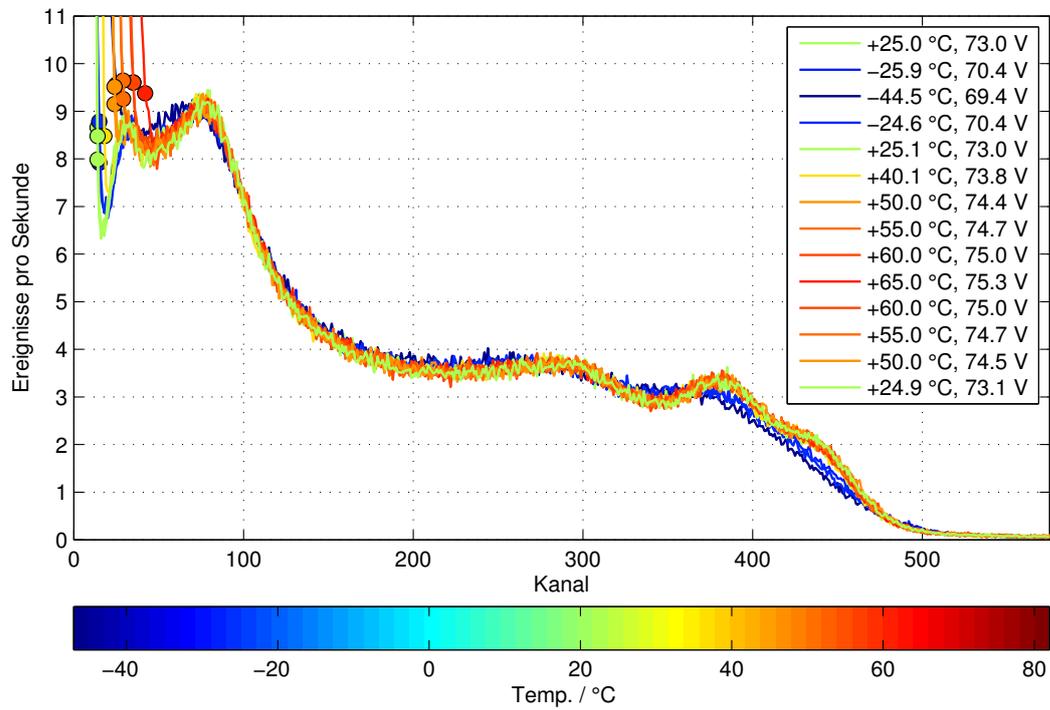


Abbildung 127: Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Spektren nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

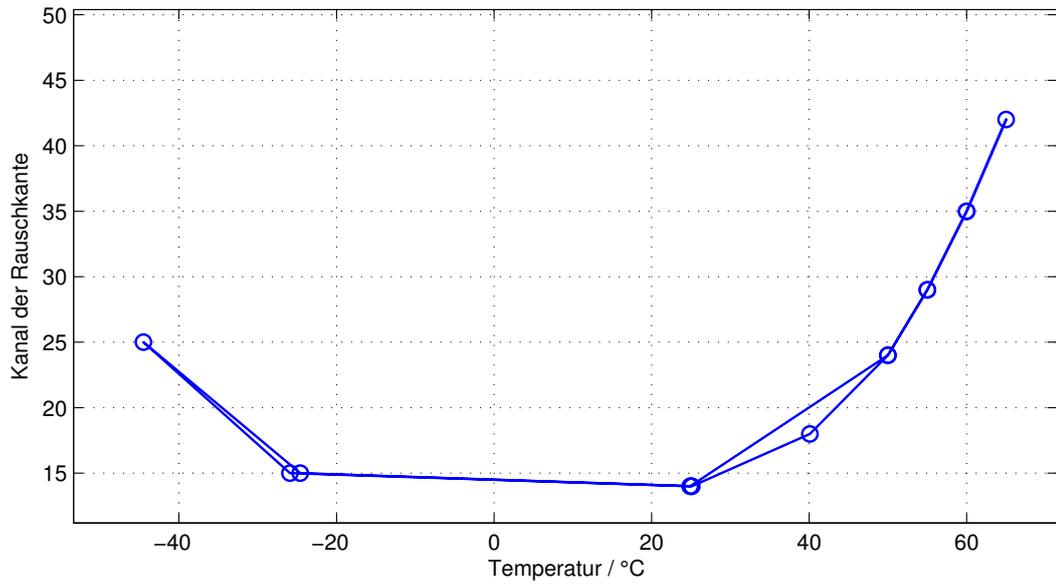


Abbildung 128: Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

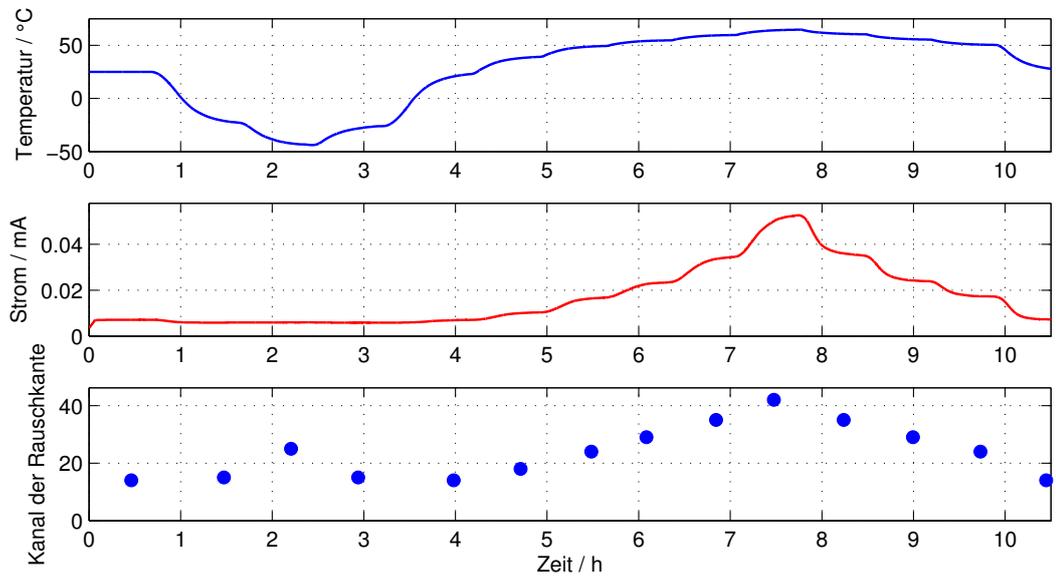


Abbildung 129: Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

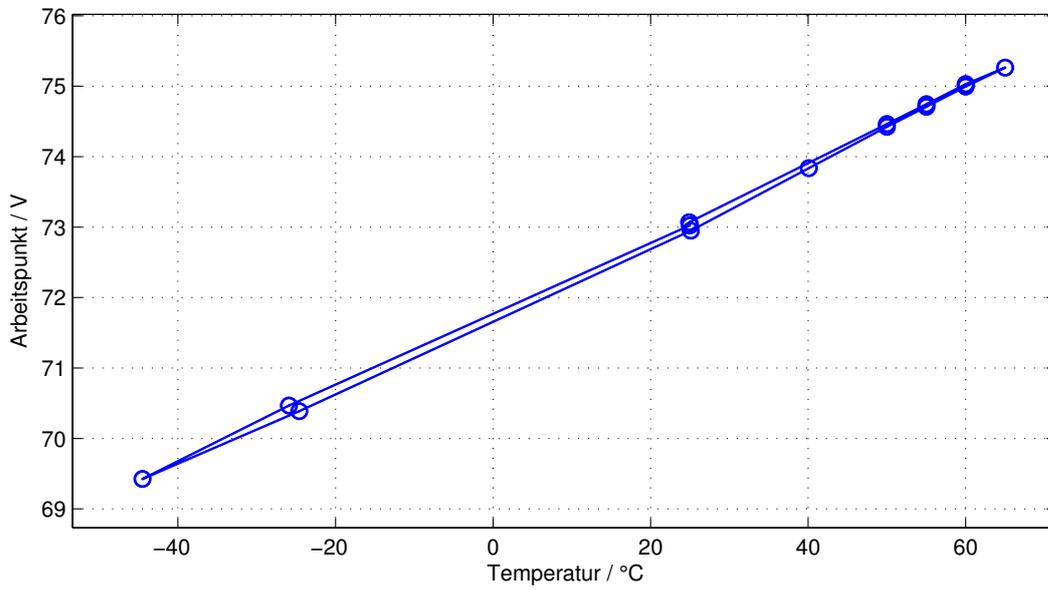
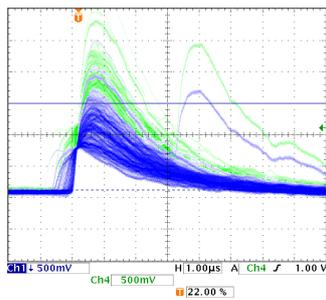
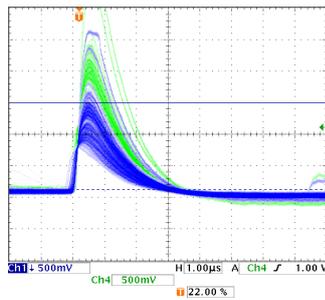


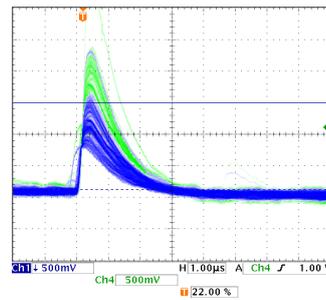
Abbildung 130: Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur



(a) -45°C



(b) +25°C



(c) +65°C

Abbildung 131: Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Impulsform

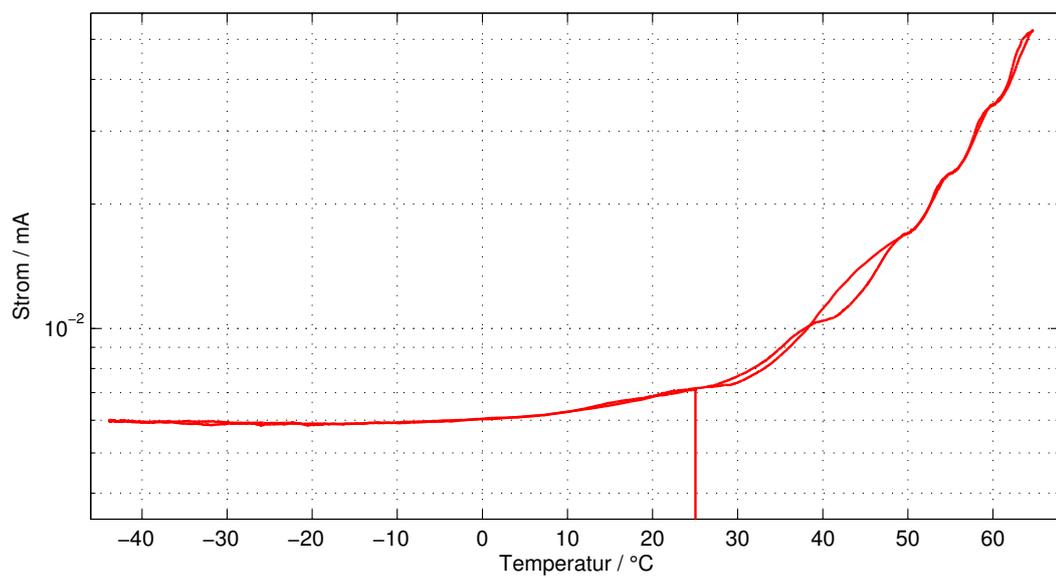


Abbildung 132: Hamamatsu NaI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur

M Hamamatsu CsI Caesium-137

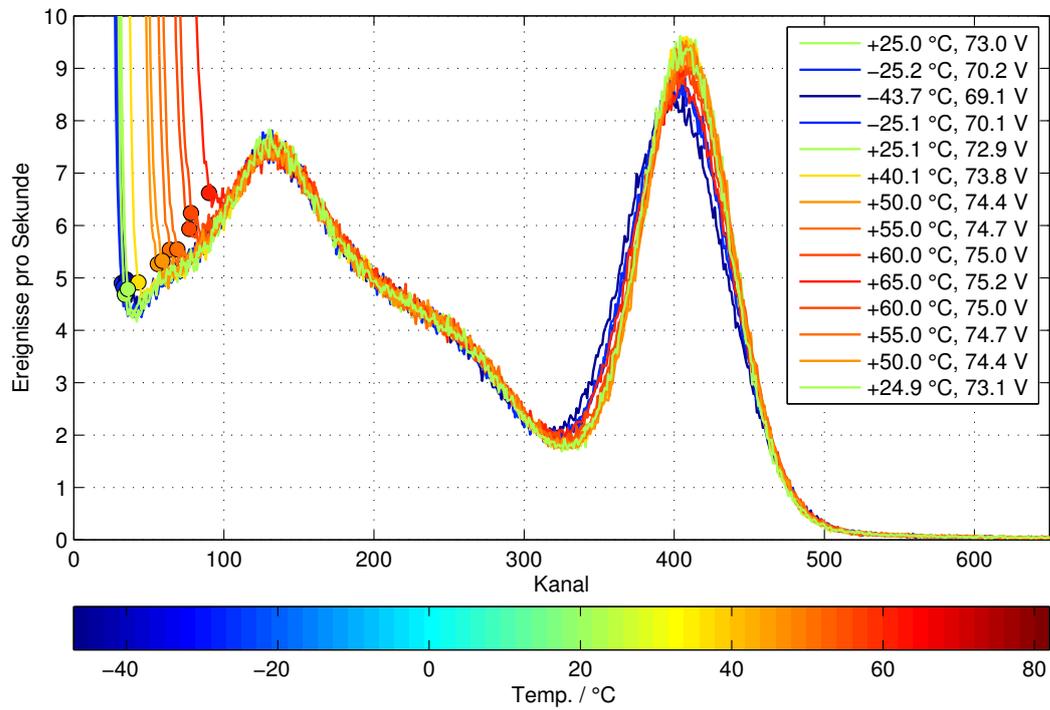


Abbildung 133: Hamamatsu CsI Caesium-137 - Spektren
nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

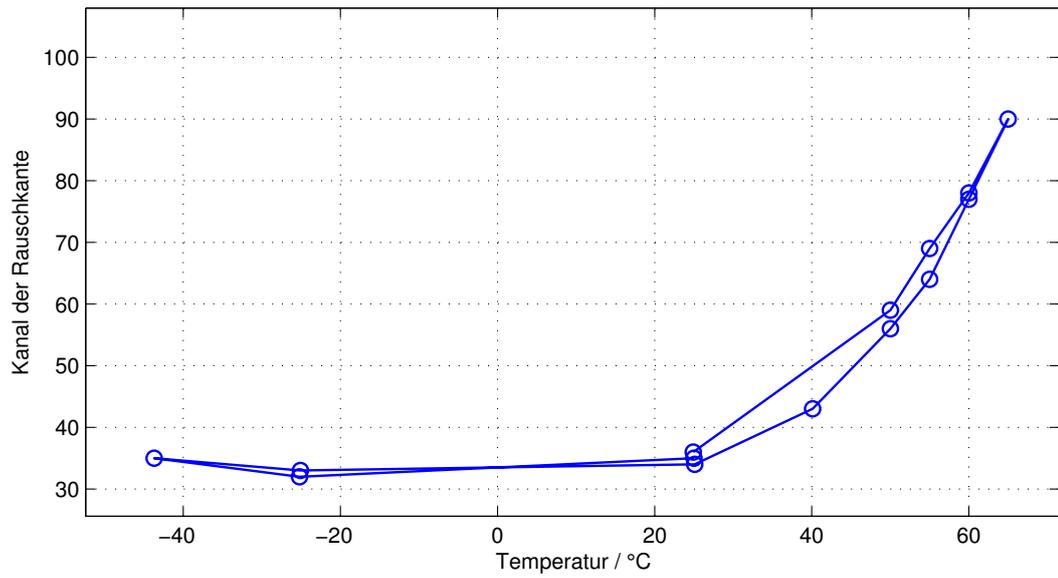


Abbildung 134: *Hamamatsu CsI Caesium-137 - Kanal der Rauschkante über Temperatur*

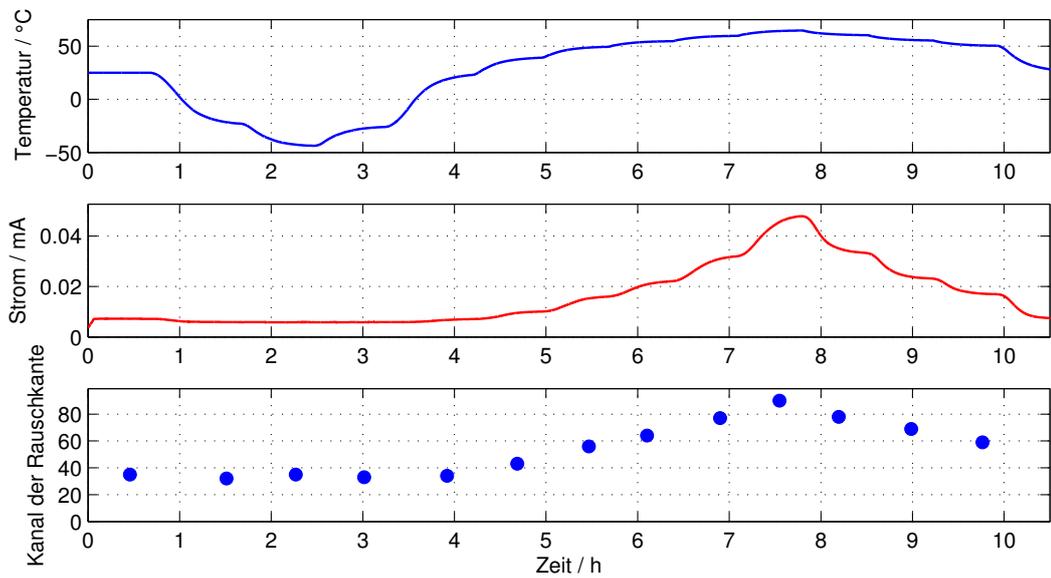


Abbildung 135: *Hamamatsu CsI Caesium-137 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf*

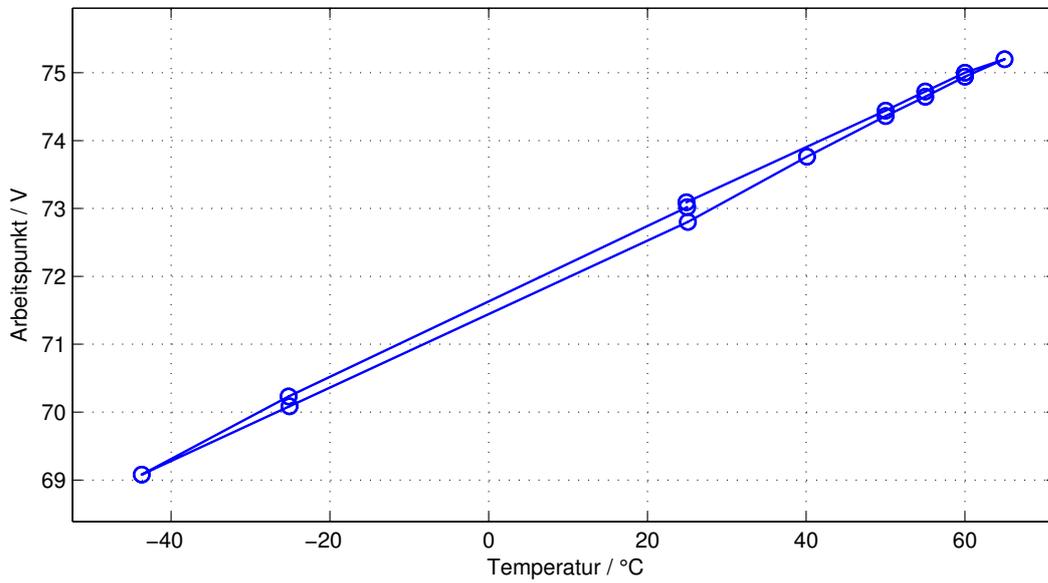


Abbildung 136: Hamamatsu CsI Caesium-137 - Arbeitspunkt über Temperatur

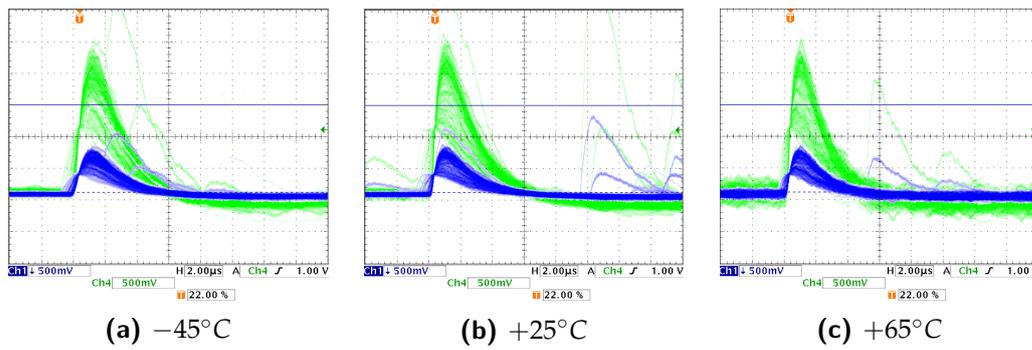


Abbildung 137: Hamamatsu CsI Caesium-137 - Impulsform

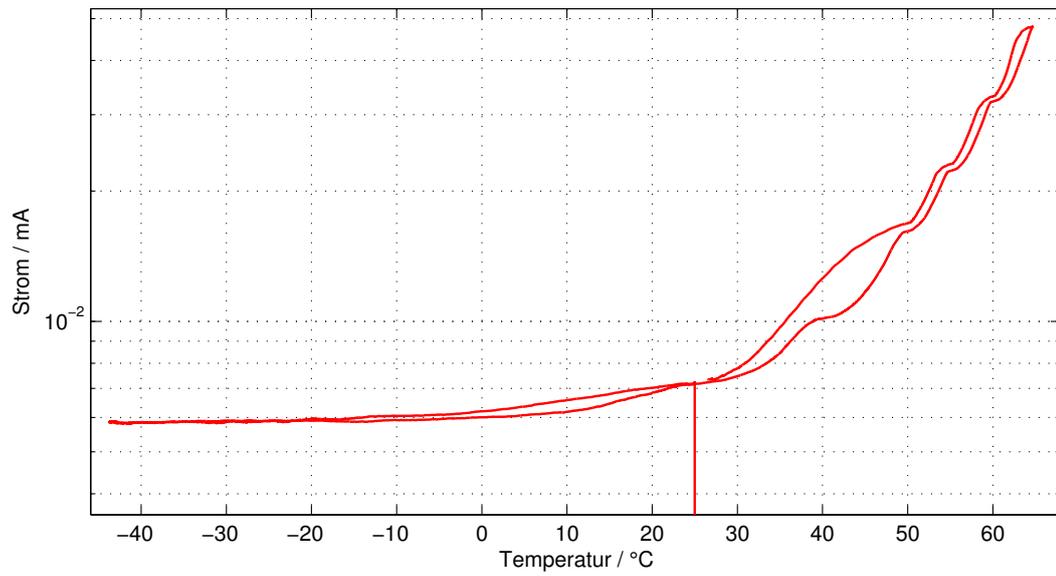


Abbildung 138: Hamamatsu CsI Caesium-137 - Strom logarithmisch über Temperatur

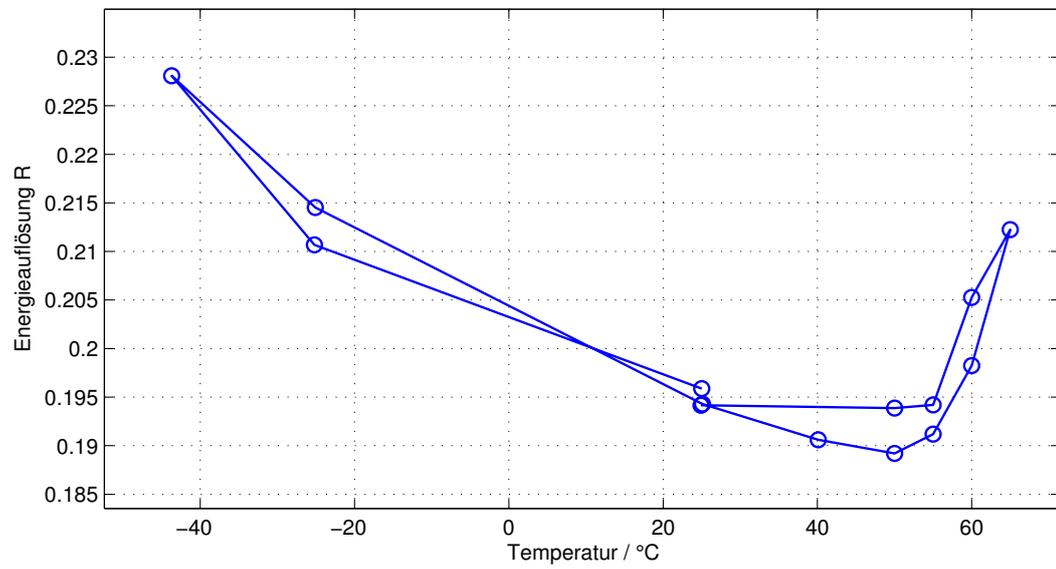


Abbildung 139: Hamamatsu CsI Caesium-137 - Energieauflösung R über Temperatur
R = Halbwertsbreite / Kanal des Maximums des Photopeaks.

N Hamamatsu Csl Cobalt-60

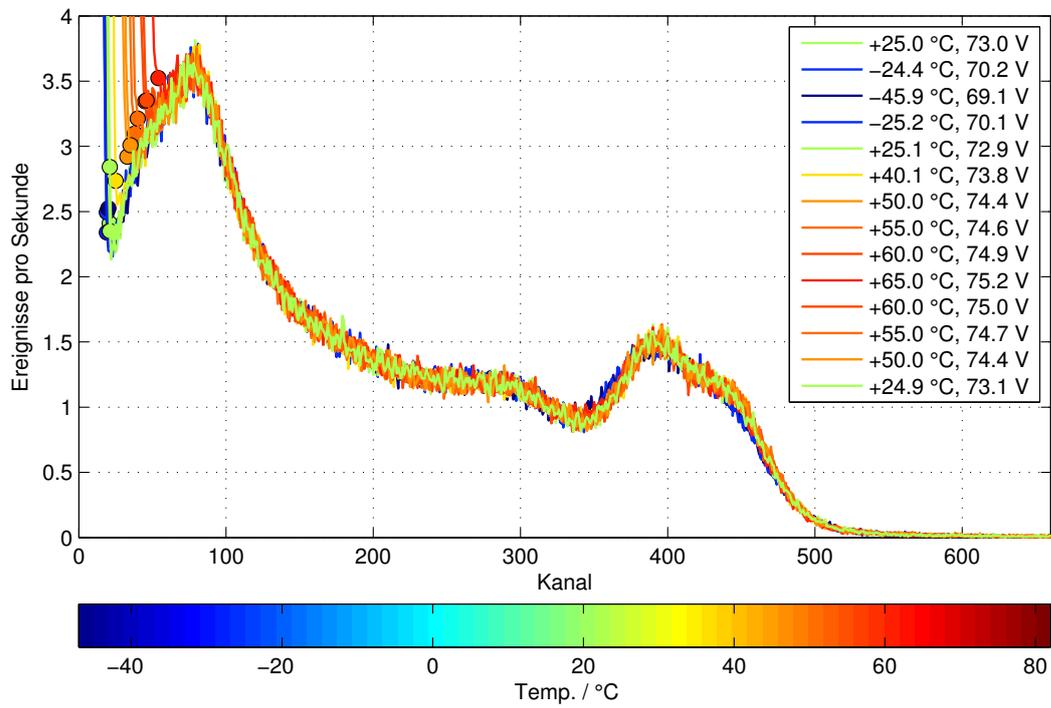


Abbildung 140: *Hamamatsu Csl Cobalt-60* - Spektren nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

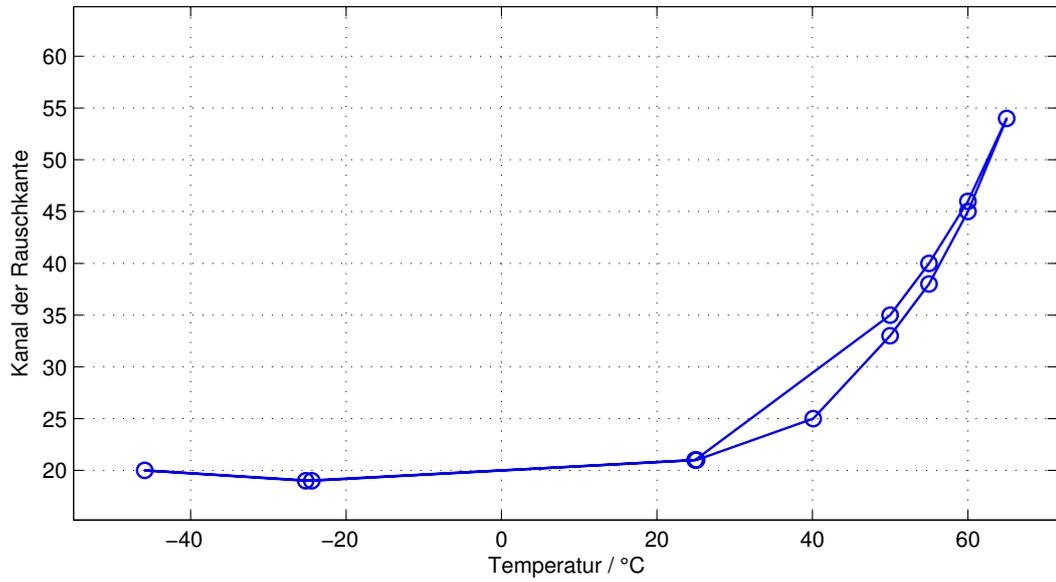


Abbildung 141: Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Kanal der Rauschkante über Temperatur

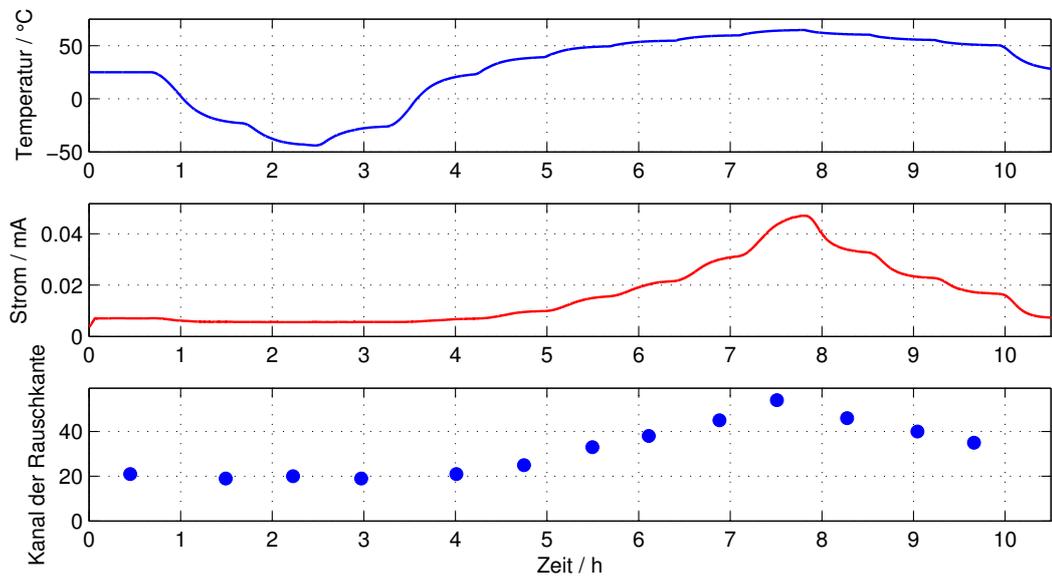


Abbildung 142: Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

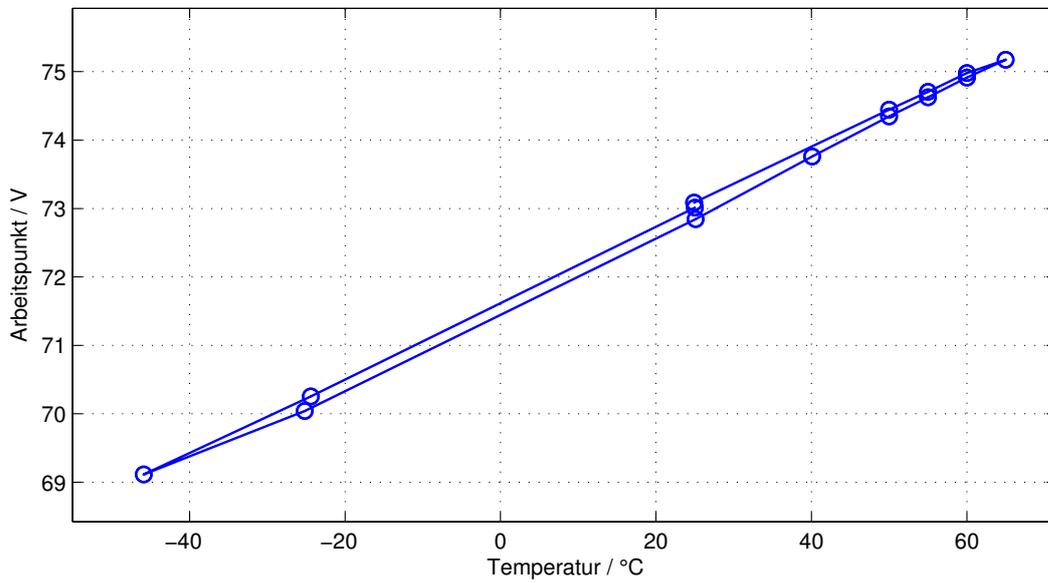


Abbildung 143: Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Arbeitspunkt über Temperatur

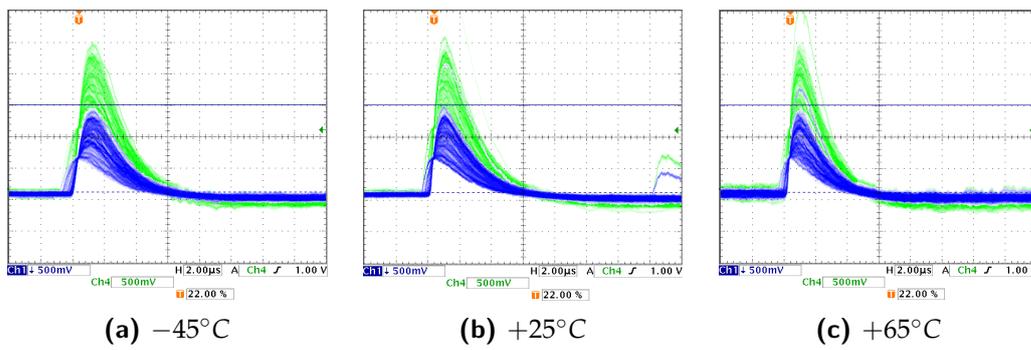


Abbildung 144: Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Impulsform

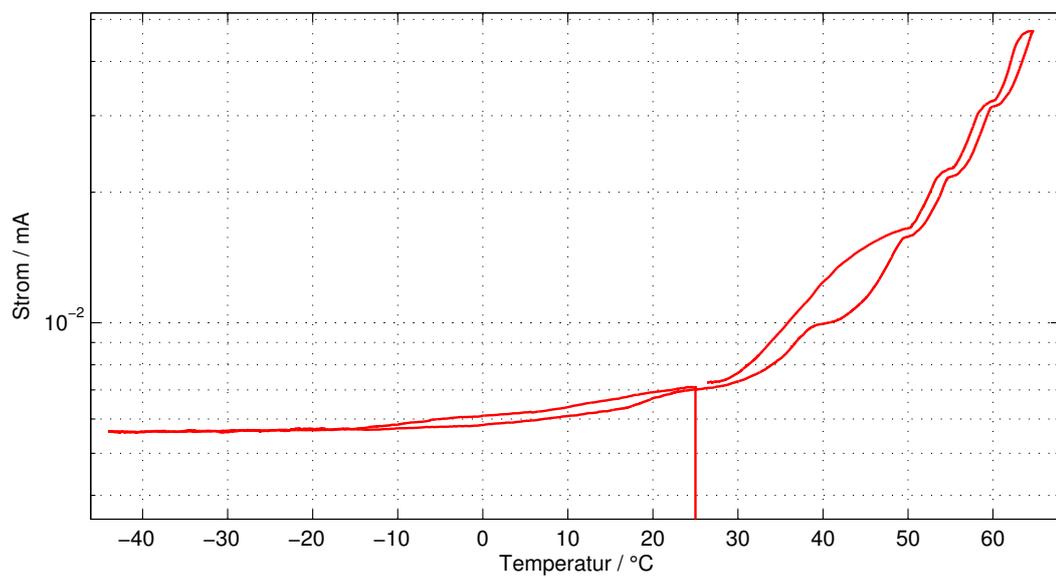


Abbildung 145: Hamamatsu CsI Cobalt-60 - Strom logarithmisch über Temperatur

O Hamamatsu Csl Caesium-137 - 80 Grad Celsius

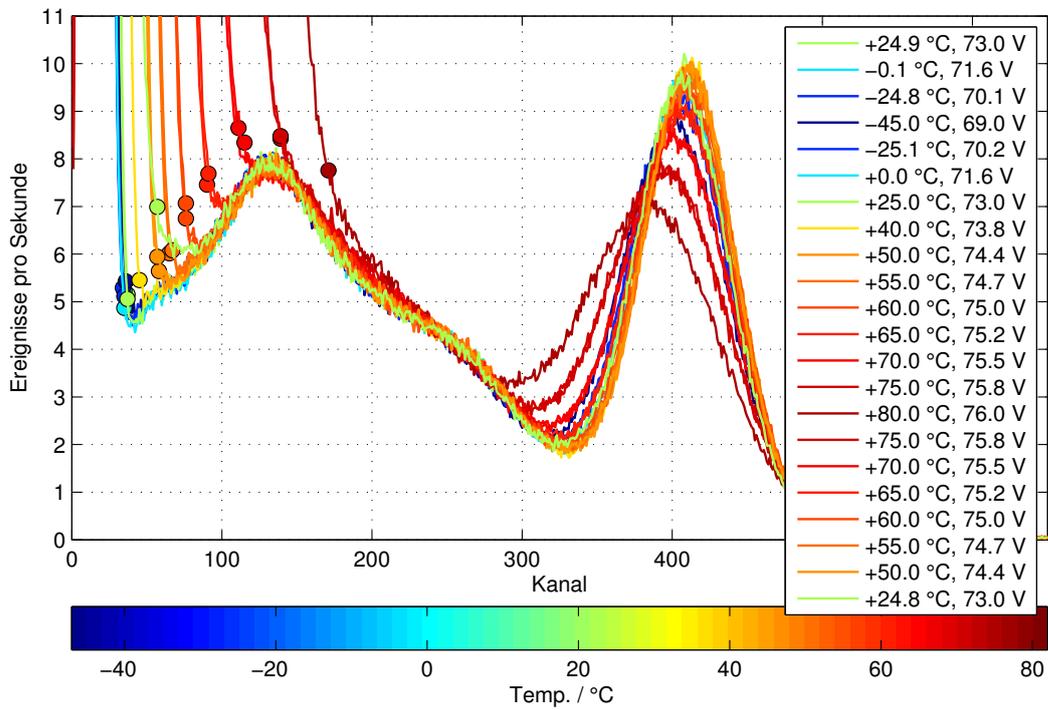


Abbildung 146: Hamamatsu Csl Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Spektren
 nach Temperaturverlauf und jeweiliger Versorgungsspannung. Markiert ist die Rauschkante.

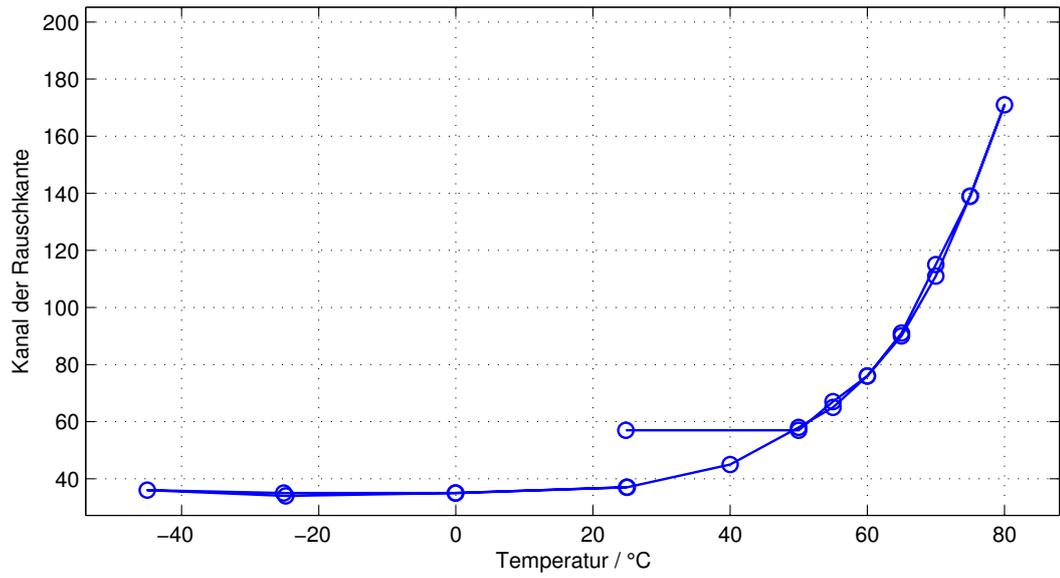


Abbildung 147: Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Kanal der Rauschkante über Temperatur

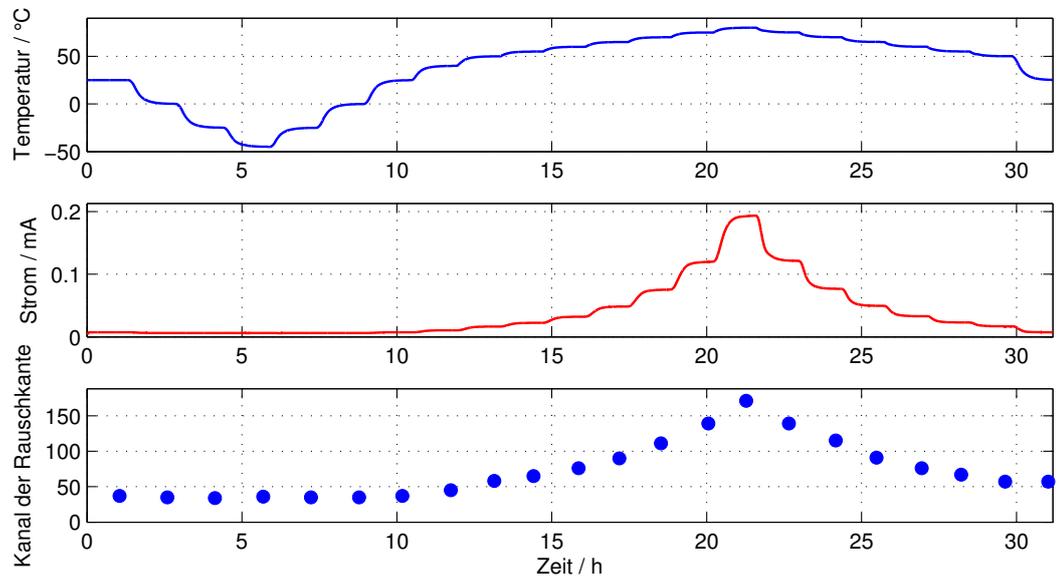


Abbildung 148: Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Temperatur, Strom und Kanal der Rauschkante im zeitlichen Verlauf

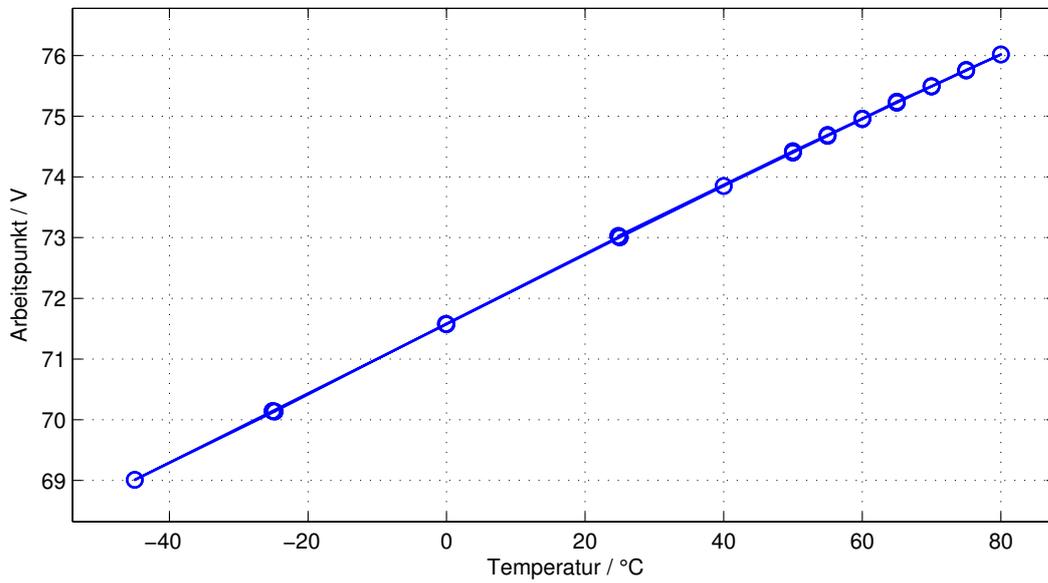


Abbildung 149: Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Arbeitspunkt über Temperatur

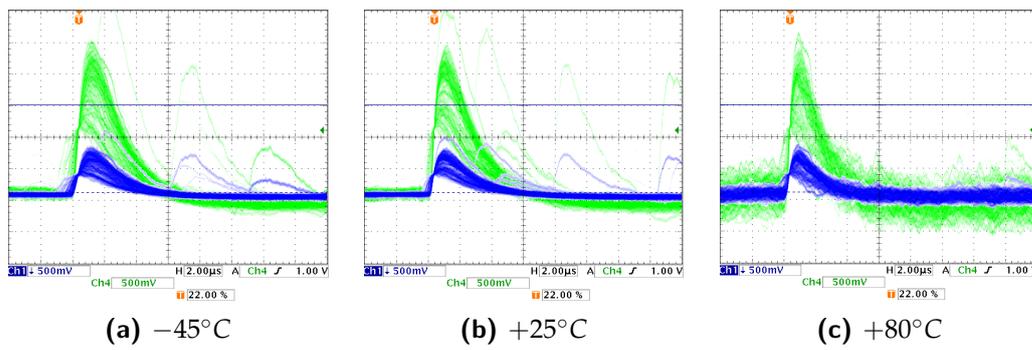


Abbildung 150: Hamamatsu CsI Caesium-137 - Impulsform

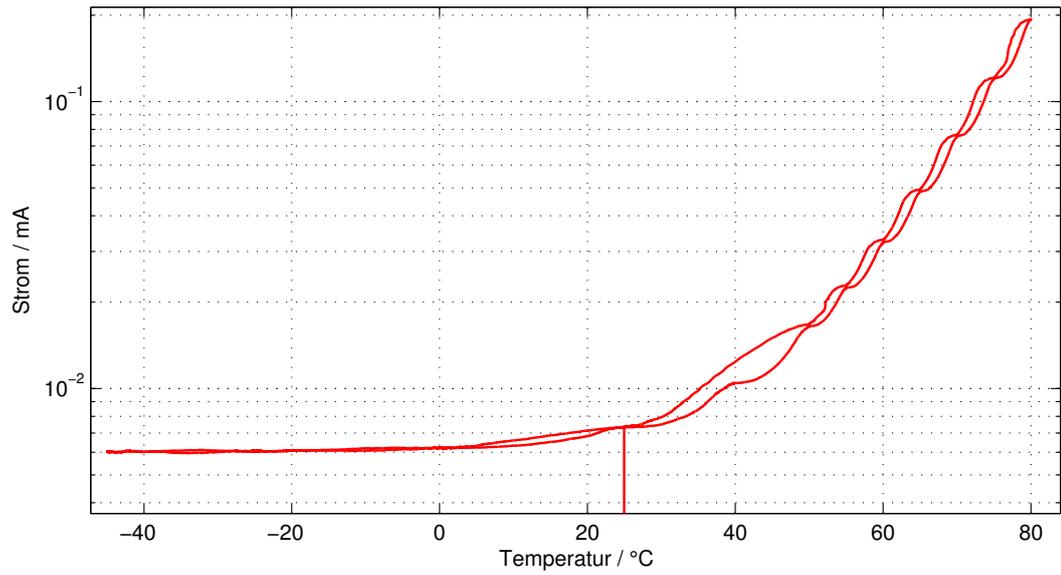


Abbildung 151: *Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Strom logarithmisch über Temperatur*

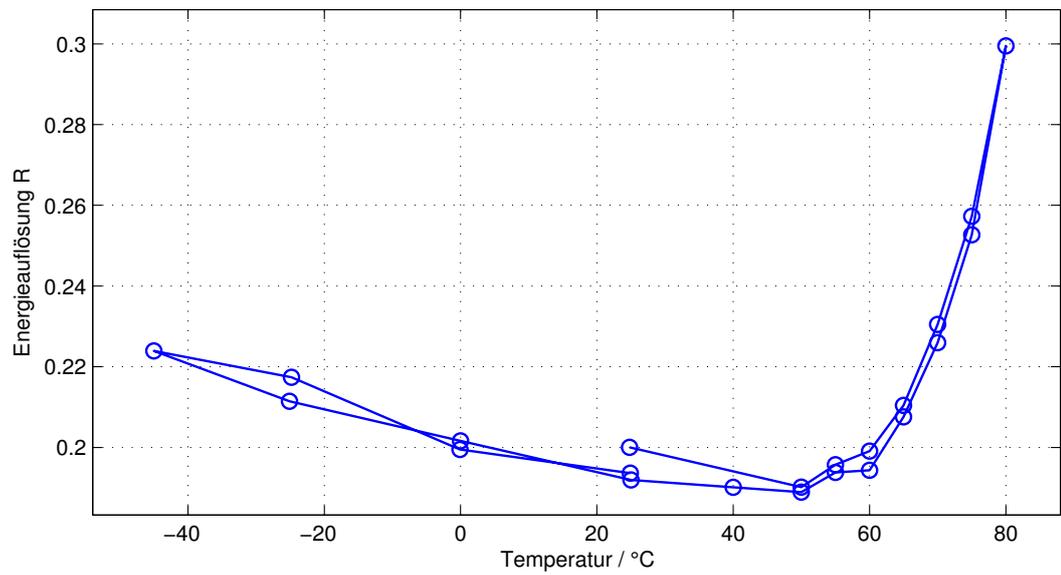


Abbildung 152: *Hamamatsu CsI Caesium-137 - 80 Grad Celsius - Energieauflösung R über Temperatur*
R = Halbwertsbreite / Kanal des Maximums des Photopeaks.