E214
Ortsauflösende Halbleiterdetektoren und signalverarbeitende Elektronik

Jürgen Päpke Akın Wingerter

10. Mai 2000

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Ziel des Versuchs

In diesem Versuch werden die elektrischen Eigenschaften von Halbleiterdetektoren untersucht. Im ersten Versuchsteil wird die Wirkungsweise eines solchen Sensors anhand einer PIN-Diode verdeutlicht. Daneben wird die nachfolgende Verstärkerelektronik und dessen Rauschverhalten untersucht.

2 Theorie

2.1 Funktionsweise des Halbleiterdetektors

Das Prinzip des Halbleiterdetektors beruht darauf, daß ein einfallendes, elektrisch geladenes Teilchen in primären und sekundären Prozessen Elektronen aus dem Valenzband eines Halbleitermaterials in das Leitungsband anhebt und dadurch Elektron-Loch-Paare erzeugt. Wenn es nun gelingt, diese durch ein starkes elektrisches Feld abzusaugen, bevor Elektronen und Löcher rekombinieren, so kann das ionisierende Teilchen auf diese Weise über eine Meßelektronik nachgewiesen werden.
Um ausreichend hohe elektrische Feldstärken innerhalb kleiner Raumbereiche zu erzeugen, nutzt man die Vorgänge, die an der Grenzschicht zwischen einem p- und einem n-dotierten Halbleitermaterial geschehen. An einer solchen Grenzschicht diffundieren Elektronen aus dem n-dotierten Material in das p-dotierte und somit umgekehrt Löcher vom p- in das n-Gebiet. Infolge dessen entsteht im Bereich der Grenzschicht eine Verarmungszone an freien Ladungsträgern. Nach Erreichen eines Gleichgewichts befinden sich im p-Gebiet durch Rekombination negative, im n-Gebiet positive Ionen, so daß sich in dieser Verarmungszone hohe elektrische Feldstärken ausbilden.
Nun kann man zusätzlich eine äußere Spannung in Sperrichtung an die Diode anlegen, da die Diffusion der Ladungsträger sich noch weiter in die dotierten Schichten hinein erstreckt; die Verarmungszone oder Sperrschicht wird größer. Der elektrische Widerstand der Sperrschicht ist sehr hoch, so daß praktisch die gesamte angelegte Spannung darüber abfällt.

2.2 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Tritt ein schweres, geladenes Teilchen in ein Detektorvolumen ein, so erleidet es einen differentiellen Energieverlust, der durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{Zz^2e^4N_Am_i}{8\pi\epsilon_0^2m_eE_{kin}M_A} \cdot \log\frac{4m_eE_{kin}}{\bar{I}m_i}$$

Dabei sind Z die Ordnungszahl des Detektormaterials, z die Ladungszahl des Geschosses, N_A die Avogadrozahl, m_i die Teilchenmasse, M_A die Molmasse des Detektormaterials und $\bar{I}$ die mittlere Ionisationsenergie. Der differentielle Energieverlust wird auch als *Bremsvermögen* bezeichnet.
Für Elektronen gilt auf Grund der geringen Masse diese Formel nicht mehr, statt dessen findet man für Elektronen, daß

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{Ze^4N_A}{8\pi\epsilon_0^2m_ev^2M_A} \cdot ln\frac{m_ev^2E_{kin}}{\bar{I}(1-\beta^2)} + f(\beta)$$

Dabei sind v die Elektonengeschwindigkeit und β=v/c.

Im Falle des Nachweises von Photonen gibt es drei wesentliche Prozesse, bei denen Energie im Detektor deponiert wird.
Beim *Photoeffekt* wird durch inelastische Streuung des Photons an einem gebundenen Elektron ein Sekundärelektron freigesetzt, das die Photonenenergie abzüglich der Austrittsarbeit fortträgt. Der Massenschwächungskoeffizient für den Photoeffekt ist proportional zur vierten Potenz der Kernladungszahl des Detektormaterials und umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Photonenenergie. Damit ist der Photoeffekt bei geringen Photonenenergien bis etwa 500 keV dominant.

Der *Comptoneffekt* beschreibt den elastischen Stoß eines Photons mit einem quasifreien Elektron. Dabei wird ein Photon unter einem anderen Winkel und mit geringerer Energie als zuvor wieder abgestrahlt. Ein Elektron wird frei, dessen Energie aber nur einem Teil der Energie des einlaufenden Photons entspricht. Der Massenschwächungskoeffizient beim Comptoneffekt ist umgekehrt proportional zur Energie des einlaufenden Photons und unabhänging von der Kernladungszahl des Detektors. Damit dominiert der Comptoneffekt bei Photonenenergien zwischen etwa 500 keV und 5 MeV.
Bei der *Paarbildung* zerfällt ein einlaufendes Photon im Coulombfeld eines Atoms des Detektormaterials in ein Elektron-Positron-Paar. Der Massenschwächungskoeffizient ist dabei in etwa proportional zur Kernladungszahl des Detektormaterials und proportional zum Logarithmus der Photonenenergie. Somit dominiert die Paarbildung ab einer Photonenenergie von etwa 5 MeV, wobei die Mindestenergie, bei der Paarbildung auftreten kann, bei der zweifachen Elektronenmasse (1.022 MeV) liegt.

2.3 Der ladungsempfindliche Verstärker

Ein Operationsverstärker ist über einen Kondensator und einen Widerstand auf seinen invertierenden Eingang rückgekoppelt, während der nichtinvertierende Eingang auf Masse liegt.

Ist nun ΔU die Spannungsdifferenz zwischen invertierendem und nichtinvertierendem Eingang, so folgt mit der Verstärkung das Ausgangssignal $U_{\text{out}} = A\Delta U$. Da U_+ auf Masse liegt, ist $\Delta U = -U_-$. Nun muß diese Spannungsdifferenz auch über dem Kondensator abfallen. Also ist ΔU-U_{out}=Q/C für die Ladung Q auf dem Kondensator C. Einsetzen führt auf

$$U_{\text{out}} = A\Delta U = A(Q/C + U_{\text{out}}), \quad (1-A)U_{\text{out}} = AQ/C, \quad U_{\text{out}} = \frac{A}{1-A}\frac{Q}{C} \;\; \to \;\; -\frac{Q}{C} \;\; (A \to \infty)$$

.
Dies ist äquivalent zu der Regel, daß bei einem rückgekoppelten Operationsverstärker, dessen einer Eingang auf Masse liegt, auch der andere Eingang auf virtueller Masse ist. Der Zusammenhang zwischen der auf den Verstärker gebrachten Ladung und dem Ausgangssignal ist also nicht von der Verstärkung abhängig.
Der Widerstand R wird benötigt, damit der Kondensator rasch entladen wird und neue Signale verarbeiten kann. Wie man im Experiment sieht, kommt es zu einem exponentiellen Abfall des Signals mit der Zeitkonstanten τ=RC.

2.4 Der pulsformende Verstärker

Im wesentlichen besteht dieses Bauteil, wie man der Abbildung entnehmen kann, aus einem Hoch- und einem Tiefpaß.
Von einem Hochpaß spricht man, wenn man eine Serienschaltung aus Kondensator und Widerstand nutzt und die Spannung über den Widerstand abgreift. Der komplexe Widerstand eines Kondensators ist nämlich $1/i\omega C$ mit der Kreisfrequenz ω und dieser geht für hohe Frequenzen gegen Null. Damit fällt die Spannung bei hochfrequenten Signalen über den Widerstand ab und wird gemessen. Bei geringen Frequenzen wird der komplexe Widerstand des Kondensators groß und wir messen am Ohmschen Widerstand kein Signal mehr.

Bei einem Tiefpaß dagegen greift man die Spannung über dem Kondensator ab. Folgt man der obigen Ausführung, so sieht man, daß nun bei geringen Frequenzen eine Spannung am Kondensator abfällt und gemessen wird, bei hohen Frequenzen kein Signal mehr zu sehen ist.

Da hier Hoch- und Tiefpaß kombiniert sind, passieren nur Signale, die eine nicht zu geringe oder zu große Frequenz aufweisen, den Filter. Es wird also ein Frequenzband transmittiert. Man spricht deshalb auch von Bandpaßfiltern. Der in der Schaltung integrierte Operatinsverstärker wird bloß zur Trennung der Filter benötigt, denn über ihn fließen keine Ströme.

2.5 Rauschen der Elektronik

Unsere Schaltung soll nun aus einer Diode und einigen Verstärkern bestehen. Leider ist der Stromfluß durch die Diode nicht zeitlich konstant. Auf kleinem Niveau bewegen sich einmal mehr, einmal weniger Elektronen durch die Diode hindurch. Die so variierende Stromamplitude bezeichnet man auch als Schrotrauschen. Sie ist natürlich proportional zur Wurzel des Detektorstromes I selbst (Grund: bei Gaußverteilungen ist $\sigma \sim \sqrt{N}$). Sie wird durch die Formel

$$i_n^2 = 2eI$$

beschrieben. Dieses Rauschen tritt parallel zur Diode auf und wird auch als paralleles Rauschen bezeichnet.

Weiterhin kann es in den Operationsverstärkern zu thermischem Rauschen kommen. Dann kann durch Rauschen in den Transistoren des differentiellen Gliedes am Eingang eines Operationsverstärkers die Spannung zwischen invertierendem und nichtinvertieredem Eingang variieren. Es kommt somit zu Spannungsrauschen. Da der Operationsverstärker in Serie mit der Diode geschaltet ist und dort das Rauschen auftritt, spricht man auch von seriellem Rauschen. Dieses Rauschen tritt auch in den nachfolgenden Verstärkern auf, doch wird das Rauschen des ersten Operatonsverstärkers von den nachfolgenden verstärkt und dominiert gegenüber dem Rauschen anderer Verstärker. Die Amplitude dieses Rauschens wird durch

$$e_n^2 = \frac{8kT}{3g_m}$$

beschrieben, wobei T die Temperatur und g_m die sogenannte Transkonduktanz, eine Kenngröße des Operationsverstärkers, ist.
Aus diesen Rauschquellen kann die Äquivalente Rauschladung ENC berechnet werden, die Ladung, die am Eingang der Schaltung aufgebracht werden müßte, um den beobachteten Rauschpegel zu erzeugen. Man findet für eine Schaltung, in der ein Bandpaßfilter der Zeitkonstanten τ integriert ist, den Zusammenhang

$$ENC^2 = ai_n^2\tau + b\frac{e_n^2 C_D^2}{\tau} + c,$$

wo a,b,c Konstanten sind und C_D die Kapazität der Diode ist. Für a,b nehmen wir im Verlauf des Versuchs den Wert Eins an.

3 Versuchsdurchführung und Auswertung

3.1 Messung der Eigenschaften einer PIN-Diode

In diesem Versuchsteil werden die Schaltung Nr. I und die in einem Metallgehäuse untergebrachte Detektordiode benutzt. Das Metallgehäuse dient zur Abschirmung elektromagnetischer Wellen, welche die Diodeneigenschaften beeinflussen würden.

Der in Abbildung 1 auf der nächsten Seite dargestellte Versuchsaufbau beinhaltet einen Operationsverstärker, der mit dem Rückkoppelwiderstand R_F und der Impedanz Z_D der Detektordiode als invertierender Verstärker geschaltet ist. Über den hochohmigen Biaswiderstand R_B wird die Detektorspannung an die Diode angelegt, und über den Koppelkondensator C_K kann ein Signal eingekoppelt werden.

Wir stellen die Eingangsspannung auf einen konstanten Wert von $U_{\text{in}}^{PP} = 200$ mV mit der Frequenz $f = 1$ kHz ein und variieren U_D. Zu jedem Wert von U_D messen wir die Ausgangsspannung U_{out}^{PP}. Damit können wir die Verstärkung berechnen:

$$G = \left| \frac{U_{\text{out}}^{PP}}{U_{\text{in}}^{PP}} \right|$$

Anderseits ist die Verstärkung gegeben durch ([Ha], p. 237)

$$G = 2\pi f C_D R_f.$$

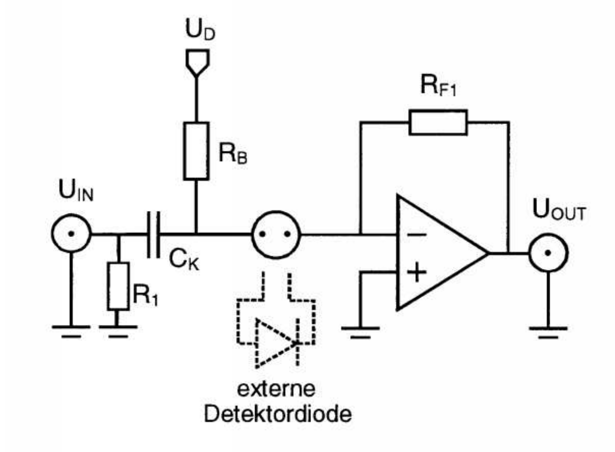

Abbildung 1: Schaltung I

Daraus berechnen wir die Detektorkapazität C_D. Unsere Meßwerte und die berechneten Größen sind in Tabelle 1 auf der nächsten Seite wiedergegeben. Die von uns gemessenen Spannungswerte wurden korrigiert, bevor sie in die Berechnungen eingingen. Wenn wir nämlich die Diode aus der Schaltung entfernen, gibt es immer noch eine parasitäre Kapazität, die zu einer Spannung von

$$U_{\mathrm{out}}^{PP} = 0.012 \text{ V}$$

führte. Diese Spannung haben wir dann von unseren Meßdaten abgezogen.

Der Leckstrom I_D berechnet sich aus der Gleichung ([Ha], p. 237)

$$U_{\mathrm{out}} = I_D R_F.$$

$R_F = 10$ MΩ war im Skript angegeben. Die berechneten Werte für I_D sind ebenfalls in Tabelle 1 auf der nächsten Seite zu finden.

Nun soll die Depletionsspannung U_{dep} bestimmt werden. Dazu bedienen wir uns der Gleichung

$$C_D = \frac{\epsilon A}{d} \sim U_D^{-1/2} \quad \leftrightarrow \quad U_D \sim \frac{1}{C_D^2}.$$

In Abbildung 2 auf Seite 7 haben wir also $1/C_D^2$ gegen U_D aufgetragen. Wir schauen nach, wo die Kurve abflacht. Das ist der Bereich der Depletion.

Mit dem vlocate-Befehl von PAW lesen wir für die x- und y-Koordinate ab:

$$(x, y) = (19.3 \pm 3 \text{ V}, \ \ 0.0001968 \pm 0.00003 \ \ 1/(\text{pF})^2)$$

Daraus ergibt sich dann die Depletionsspannung zu

$$U = 19.3 \pm 3 \text{ V}$$

und die Kapazität der vollständig depletierten Diode zu

$$y = \frac{1}{C_D^2} \quad \rightarrow \quad C_D = \sqrt{\frac{1}{y}} = 71.3 \pm 5.4 \text{ pF}.$$

Um die Dicke der Verarmungszone zu bestimmen, benutzen wir den Wert für die Kapazität der vollständig depletierten Diode:

$$C_D = \frac{\epsilon \cdot A}{d},$$

U_D [V]	$U_{\rm out}^{\rm pp}$	$U_{\rm out}^{\rm pp}$(korr)	C_D [pF]	$1/C_D^2$ [$(pF)^2$]	I_D [nA]
1.0	2.473	2.461	195.8	2.61E-05	123.1
1.2	2.369	2.357	187.6	2.84E-05	117.9
1.4	2.245	2.233	177.7	3.17E-05	111.7
1.6	2.129	2.117	168.5	3.52E-05	105.9
1.8	2.034	2.022	160.9	3.86E-05	101.1
2.0	1.960	1.948	155.0	4.16E-05	97.4
2.2	1.871	1.859	147.9	4.57E-05	93.0
2.4	1.827	1.815	144.4	4.79E-05	90.8
2.6	1.770	1.758	139.9	5.11E-05	87.9
2.8	1.702	1.690	134.5	5.53E-05	84.5
3.0	1.657	1.645	130.9	5.84E-05	82.3
4.0	1.475	1.463	116.4	7.38E-05	73.2
5.0	1.342	1.330	105.8	8.93E-05	66.5
6.0	1.246	1.234	98.2	1.04E-04	61.7
7.0	1.175	1.163	92.5	1.17E-04	58.2
8.0	1.120	1.108	88.2	1.29E-04	55.4
9.0	1.076	1.064	84.7	1.39E-04	53.2
10.0	1.042	1.030	82.0	1.49E-04	51.5
15.0	0.954	0.942	75.0	1.78E-04	47.1
20.0	0.929	0.917	73.0	1.88E-04	45.9
25.0	0.919	0.907	72.2	1.92E-04	45.4
30.0	0.909	0.897	71.4	1.96E-04	44.9
35.0	0.908	0.896	71.3	1.97E-04	44.8
40.0	0.904	0.892	71.0	1.98E-04	44.6
45.0	0.901	0.889	70.7	2.00E-04	44.5
50.0	0.897	0.885	70.4	2.02E-04	44.3

Tabelle 1: Detektorkapazität und Leckstrom

wobei der Wert $\epsilon = 1.105 \cdot 10^{-10}$ F/m im Skript angegeben wurde. Trotz langem Suchen haben wir den Wert für die Fläche A nicht gefunden. Uns war nicht klar, wie man ohne die instrinsische Ladungsträgerkonzentration N_i auf die Dicke d schließen soll, falls man A nicht benutzen darf. Im englischen Text steht für die Fläche der Wert $A = 1$ cm^2, und da alle anderen Angaben im englischen und deutschen Text identisch waren, hatten wir wenig Bedenken, diesen Wert zu übernehmen. Damit berechnet sich die Dicke der Verarmungszone zu

$$d = \frac{\epsilon \cdot A}{C_D} = 147.3 \pm 11.2 \ \ \mu\text{m}.$$

Um die Dotierungsdichte N_n zu bestimmen, bedienen wir uns der Relation

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon(U + \phi_{bi})}{eN_n}} \quad \rightarrow \quad N_n = \frac{2\epsilon U}{ed^2},$$

wobei die Diffusionsspannung ϕ_{bi} nur ein Bruchteil eines Volts beträgt und wegen des großen Fehlers $\Delta U = 3$ V vernachlässigt werden kann. Somit erhalten wir für die Dotierungsdichte den Wert

$$N_n = (1.16 \pm 0.20) \cdot 10^{18} \ \ \frac{1}{m^3}.$$

Das Maximum der elektrischen Feldstärke ist gegeben durch

$$E_{\max} = \frac{eN_n d}{\epsilon} = 262046 \pm 49567 \text{ V/m}.$$

Die Ladungsträger werden wohl nicht die ganze Zeit dem maximalen Feld ausgesetzt sein, deshalb erscheint es uns für die Abschätzung der Ladungsträgersammlungszeit zweckmäßiger zu sein, die Feldstärke

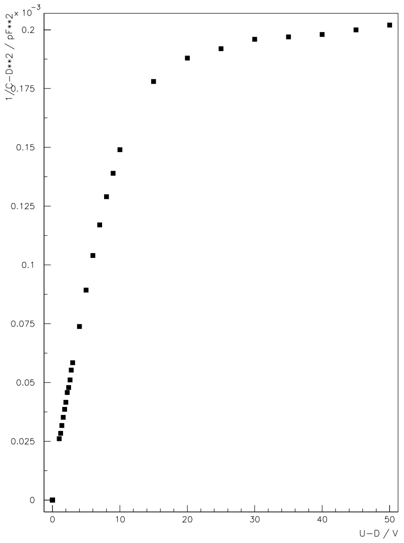

Abbildung 2: Detektorkapazität

als konstant $E \equiv E_{\mathrm{max}}/2$ anzunehmen. Nach Definition der Beweglichkeit μ gilt

$$v = \mu E,$$

und mit dem Wert $\mu = 1500\mathrm{cm}^2/Vs$ aus dem Skript erhalten wir

$$v = 19653 \pm 3717 \;\; m/s$$

für die Geschwindigkeit der Ladungsträger, und die Sammlungszeit ergibt sich ganz einfach aus

$$t = \frac{d}{v} = 7.49 \pm 1.53 \;\; ns.$$

3.2 Die Verstärkerelektronik

In diesem Versuchsteil benutzen wir die Schaltung II, die in Abbildung 3 dargestellt ist. Es handelt sich hierbei um den im Theorieteil besprochenen ladungsempfindlichen Verstärker.

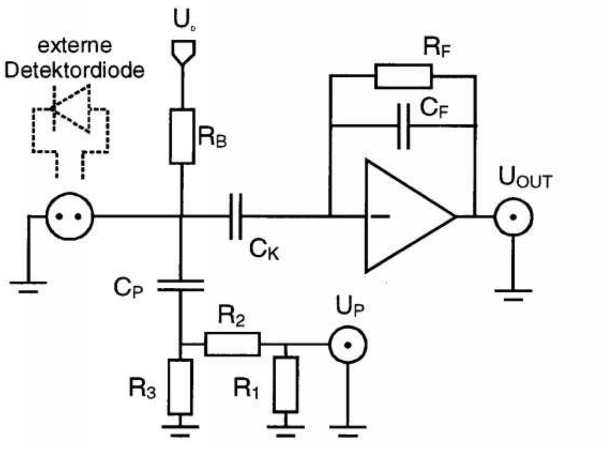

Abbildung 3: Schaltung II

Wir legen eine Spannung $U_P = 3$ V an. Die Spannung wird als Rechtecksignal der Frequenz 1 kHz moduliert. Diese Zeitspanne ist groß genug, damit die Kapazität C_F entladen ist, wenn der nächste Spannungswechsel erfolgt. Die Spannung U_P fällt über den Widerständen im Verhältnis $R_3/(R_2+R_3) \approx 1:100$ ab. Die auf dem Kondensator aufgebrachte Ladung ist dann gegeben durch

$$Q = CU \approx 1 \text{ pF} \cdot \frac{1}{100} \cdot 3 \text{ V} = 1 \text{ pF } 30 \text{ mV} = 30 \text{ fC}$$

Damit bleiben wir unterhalb von 50 fC, wie es im Skript vorgeschrieben wurde.

3.2.1 Signalform und Verstärkung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers

Wir betrachten das Ein- und Ausgangssignal am Oszilloskop. Während das Eingangssignal selbstverständlich als Rechteck in Erscheinung tritt, beobachten wir am Ausgang ein von der Nullinie senkrecht ausschlagendes Signal, welches dann exponentiell abklingt. Der Ausschlag ist zeitlich nicht aufzulösen und erfolgt, wenn die Spannung am Eingang wechselt. Je nachdem, ob das Eingangssignal von positiver zu negativer Spannung wechselt oder umgekehrt, erfolgt der Ausschlag einmal nach oben, einmal nach unten.

Um die auf den Kondensator aufgetragene Ladung zu berechnen, wollen wir exakt sein und nicht $R_3/(R_2+R_3) \approx 1:100$ verwenden (das war ja nur zum Abschätzen). Mit $U_P = 3$ V, $R_2 = 1 \pm 0.075\ k\Omega$, $R_3 = 10 \pm 0.75\ \Omega$, $C_P = 1 \pm 0.1$ pF berechnet sich die Ladung zu

$$Q_F = C_P U_P = 29.70 \pm 4.30 \text{ fC}.$$

Da sich auf dem Kondensator C_F die gleiche Ladung ansammelt, berechnet sich die Kapazität C_F wie folgt:

$$Q_P = Q_F \quad \leftrightarrow \quad Q_P = C_F U_F \quad \leftrightarrow \quad C_F = \frac{Q_P}{U_F}$$

Wir müssen die Spannung U_F bestimmen. Die Ausgangsspannung haben wir gemessen zu $U_{\text{out}} = 19.5 \pm 0.5$ mV. Laut Auskunft vom Tutor ist aber noch ein im Schaltbild nicht eingezeichneter Widerstand zu berücksichtigen, der dazu führt, daß die gemessenen Spannungswerte zu verdoppeln sind. U_F ist also 39 ± 1 mV. Damit ergibt sich

$$C_F = \frac{Q_P}{U_F} = 0.76 \pm 0.11 \text{ pF}$$

Die Zeitkonstante konnten wir durch Ablesen am Oszilloskop bestimmen, indem wir das Abfallen eines Wertes von U_{out} auf seinen 1/e-fachen Wert bestimmt haben. So ergab sich die Zeitkonstante zu $\tau = 20 \pm 2\ \mu s$. Über die Beziehung $\tau = R_F C_F$ können wir nun den Widerstand R_F bestimmen:

$$R_F = \frac{\tau}{C_F} = 26.2 \pm 4.6\ M\Omega.$$

Um nun die Ladungsverstärkung des Systems zu bestimmen, benutzen wir folgende Formel:

$$V = \frac{U_{\text{out}}}{Q_{\text{in}}}$$

Aufgebracht wurde eine Ladung von Q_P= 29.70 fC, was einer Anzahl von Q_P/e Elektronen entspricht. Zusammen mit der gemessenen Ausgangsspannung von $U_{\text{out}} = 19.5 \pm 0.5$ mV ergibt sich somit für die Verstärkung

$$V = (1.05 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}\ \text{ mV}/e^-$$

.

3.2.2 Signalform und Verstärkung des pulsformenden Verstärkers

In diesem Versuchteil wollen wir uns näher mit dem pulsformenden Verstärker beschäftigen. Die von uns benutzte Schaltung III war im Versuchsskript nicht gegeben und kann deshalb nicht als Graphik eingebunden werden. Das Eingangssignal ist ein vom Funktionsgenerator erzeugtes Rechtecksignal mit einer Amplitude von $U_{Sig} = 100 \pm 0.1$ mV. Über einen Abschwächer von 6 dB erhalten wir somit eine Eingangsspannung von $U_{\text{in}} = (50.12 \pm 0.05)$ mV, die Frequenz der Rechteckspannung beträgt $f = 1.0$ kHz.

Nun variieren wir die Stellungen der Schalter für die Zeitkonstanten des Hoch- und Tiefpasses, wobei wir für beide stets die gleiche Schalterstellung benutzen ($\tau_H = \tau_T$). Wir messen dann für jede Stellung einerseits die Amplitude des Ausgangssignals auf dem Oszilloskop und andererseits die Zeitkonstante, wie bereits weiter oben beschrieben.

Schalterstellung	Amplitude [V]	Verstärkung A	Zeitkonstante τ [μs]	$\Delta\tau$
1	2.10	41.9	0.034	0.004
2	2.10	41.9	0.090	0.01
3	2.13	42.5	0.170	0.02
4	2.13	42.5	0.360	0.04
5	2.08	41.5	0.850	0.1
6	2.10	41.9	1.70	0.2
7	2.15	42.9	3.40	0.4
8	2.15	42.9	8.00	1.0
9	2.20	43.9	16.00	2.0
10	2.20	43.9	30.00	4.0

Tabelle 2: Messung der Zeitkonstanten

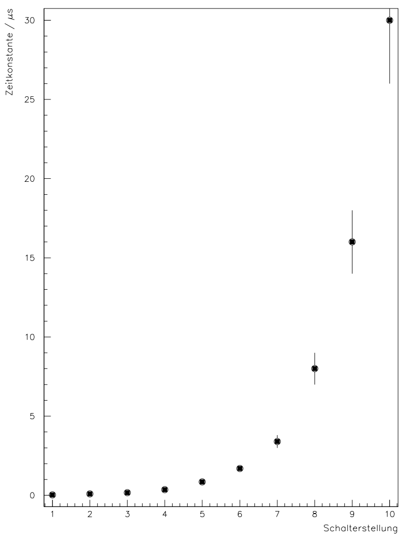

Abbildung 4: Zeitkonstante in Abhängigkeit von der Schalterstellung

Wir ermitteln für die Schalterstellung H = T = 0 die Verstärkung der Schaltung. Diese ergibt sich als Quotient von Ausgangs- und Eingangsspannung:

$$A = \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}} = \frac{5.1 \text{ V}}{50.12 \text{ mV}} = 101.76 \pm 2.0$$

Abschließend wollen wir noch den Einfluß unterschiedlicher Zeitkonstanten auf das Ausgangssignal untersuchen. Dazu variieren wir zunächst bei festem τ_H die Zeitkonstante für den Tiefpaß. Wir beobachten auf dem Oszilloskop bei steigendem T eine Abnahme der maximalen Amplitude des Ausgangssignals sowie eine Vergrößerung der Zeit bis zum Erreichen des Maximums. Nun halten wir τ_T fest und ändern τ_H. Wir finden für steigendes H eine Vergrößerung der maximalen Signalamplitude sowie eine sehr geringfügige Vergrößerung der Anstiegszeit bis zum Erreichen des Maximums. Diese Amplitudenänderung kommt zustande, da das Signal nicht weiß ist, sondern aus mehreren Frequenzen zusammengesetzt ist.

3.2.3 Verbindung von ladungsempfindlichen Vorverstärker und pulsformenden Verstärker

Wir verbinden die Schaltungen II und III. Wie bei Schaltung II im Einzelbetrieb darf höchstens eine Spannung von 5 V an U_P angelegt werden. Wir wählen $U_P = 3$ V am Funktionsgenerator und koppeln eine Rechteckspannung von 1.0 kHz ein.

Wir beobachten das vom Funktionsgenerator herrührende Eingangssignal, das von Schaltung II generierte Signal und das Ausgangssignal der Schaltung III. Nun variieren wir, ausgehend von der Schalterstellung T = H = 6, einige Größen. Diese sind

- die Zeitkonstanten τ_H und τ_T des Hoch-und Tiefpasses der Schaltung III,
- die Frequenz des Eingangssignals und
- die Amplitude des Eingangssignals.

Wir wählen also die Schalterstellungen T = H = 6 für Hoch- und Tiefpaß der Schaltung III. Wir untersuchen ein Signal, welches zunächst einen positiven Ausschlag zeigt. Unsere Beobachtungen hinter der Schaltung III sind dann

- für H = 6 festgehalten:
  - T größer 6 $\rightarrow$ Amplitude schrumpft, Signal wird breiter, der Anteil des negativen Ausschlags am Signal wird geringer,
  - T kleiner 6 $\rightarrow$ Amplitude des positiven Ausschlags wčhst, die des negativen bleibt in etwa konstant, Gesamtsignal wird diffuser,
- für T = 6 festgehalten:
  - H größer 6 $\rightarrow$ Amplitude des positiven Ausschlags wächst, Anteil des negativen Ausschlags am Gesamtsignal wird geringer, pos. Ausschlag wird etwas breiter,
  - H kleiner 6 $\rightarrow$ Amplituden beider Ausschläge gehen zurück, Signal wird etwas schmaler.

Um die Beobachtungen zu verstehen, bedienen wir uns der Fouriertheorie. Nach ihr sind Signale in Einzelschwingungen zerlegbar. Nur wenige dieser Schwingungen passieren jedoch Hoch- und Tiefpaß. Ihre Periode muß in dem von beiden Filtern vorgegebenen Band liegen.

Die Situation ist in Abbildung 5 auf der nächsten Seite skizziert. Die Transmission ist auf den schraffierten Bereich beschränkt. Erhöht man jetzt T bei festem H, so wird der Bereich schmaler und die maximale Transmission sinkt. Damit muß, wie beobachtet, das Signal am Ausgang der Schaltung III eine geringere Amplitude aufweisen. Das Gegenteil wird bei wachsendem H erwartet und beobachtet. Auch das Sinken der Maximalamplitude bei schrumpfendem H und das Wachsen der Amplitude bei ebenfalls schrumpfendem T ist so erklärt. Wachsen T oder H, so werden bevorzugt langwelligere Partialwellen transmittiert, das Ausgangssignal bekommt deshalb eine größere Breite, das Gegenteil trifft bei schrumpfendem T oder H ein.

Nun wird die Ladungsverstärkung des Gesamtsystems in mV/e^- für die Schalterstellung 6-6 berechnet. Mit der Verstärkung A(τ) der Schaltung III und der Verstärkung V der Schaltung II finden wir für die aufgebrachte Ladung und die Ausgangsspannung U_{out} die Relationen

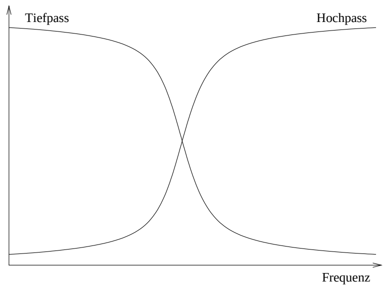

Abbildung 5: Funktionsweise eines Bandpaßfilters

$$Q_P = C_P \frac{R_3}{R_2 + R_3} U_{\text{in}}, \quad U_{\text{out}} = A(\tau) V Q_P.$$

Daraus resultiert durch einsetzen und umstellen

$$A(\tau)V = \frac{U_{\text{out}}}{C_P \frac{R_3}{R_2+R_3} U_{\text{in}}}.$$

Die Werte der Kapazität und der Widerstände sind $R_2 = 1000 \pm 75\ \Omega$, $R_3 = 10.0 \pm 0.75\ \Omega$, $C_P = 1.0 \pm 0.1$ pF und für die Eingangs- und Ausgangsspannung haben $U_{\text{in}} = 3 \pm 0.01$ V und $U_{\text{out}} = 0.38 \pm 0.01$ V wir Setzt man diese Werte ein, so erhält man als Gesamtverstärkung

$$A(\tau_6)V = (1.279 \pm 0.003) \cdot 10^{15}\text{V/C} = (2.049 \pm 0.004) \cdot 10^{-3}\text{mV}/e^- \tag{1}$$

3.2.4 Rauschen der Signalelektronik

Wir verwenden nun die Schaltung von eben, schließen aber keinen Funktionsgenerator mehr an. Das Signal des Ausgangs der Schaltung III wird auf zwei Kanäle eines Oszilloskops gegeben. Bei entsprechender Vergrößerung sind die Ausgangssignale nicht eben, sondern treten als Bänder in Erscheinung. Die Breite der Bänder ist durch das Rauschen der Elektronik bedingt. Wir verschieben die Bänder so, daß zwischen ihnen gerade noch ein schmales dunkles Band sichtbar ist. Da die Breite der Bänder durch 2σ gegeben ist, wenn σ die Rauschamplitude bezeichnet, muß die Entfernung der Schwerpunkte beider Rauschbänder dann ebenfalls 2σ betragen.

Kapazität [pF]	2σ [mV]	ENC/e	$\Delta(ENC/e)$
10	17.5	8541	976
15	16.0	7809	976
22	27.5	13421	976
33	17.5	8541	976
47	20.0	9761	976
69	20.0	9761	976
100	60.0	29283	978
120	30.0	14641	977

Tabelle 3: Berechnung der Rauschspannung bei variabler Kapazität

Die Equivalent Noise Charge in Einheiten der Elementarladung berechnen wir nach der Formel

$$\frac{\text{ENC}}{e} = \frac{\sigma}{VA}.$$

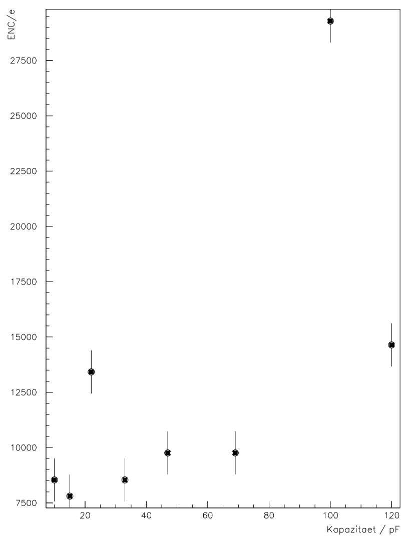

Abbildung 6: Rauschspannung bei variabler Kapazität

Wir haben für VA die Gesamtverstärkung genommen, die wir in Gleichung 1 auf der vorherigen Seite berechnet haben. Unsere Meßwerte und die daraus berechneten Größen sind in Tabelle 3 auf der vorherigen Seite wiedergegeben und in Abbildung 6 graphisch dargestellt. Auffällig ist das Maximum bei ≈ 100 pF. Davor ist das Rauschen annähernd konstant.

Nun wählen wir eine feste Kapazität von $C = 69$ pF und variieren die Zeitkonstante, indem wir die Schalterstellung verändern. Unsere Meßergebnisse sind in Tabelle 4 wiedergegeben und in Abbildung 7 auf der nächsten Seite dargestellt. Diesmal können wir nicht A als konstant annehmen, deshalb haben wir als Verstärkung das Produkt $V \cdot A$ genommen, wobei die Ladungsverstärkung konstant ist und die Spannungsverstärkung (geringfügig) von der Schalterstellung abhängt. Die Verstärkung A hatten wir bereits in Tabelle 2 auf Seite 9 berechnet.

Schalter	2σ [mV]	Verstärkung A	ENC/e	$\Delta(ENC/e)$
1	60	41.9	6819	1329
2	54	41.9	6137	1200
3	50	42.5	5602	1098
4	34	42.5	3810	765
5	25.5	41.5	2926	607
6	22	41.9	2500	531
7	20	42.9	2220	480
8	23	42.9	2553	538
9	24	43.9	2603	544
10	25	43.9	2712	564

Tabelle 4: Berechnung der Rauschspannung bei fester Kapazität $C = 69$ pF

Man erkennt, daß das Rauschen bei Schalterstellung 7 ein Minimum aufweist. Die Kurve geht bis zur Schalterstellung 7 relativ steil runter, um dann lagsam, aber deutlich erkennbar, wieder anzusteigen. Wir haben also bei diesem Wert die optimale Zeitkonstante $\tau = 3.4\ \mu s$.

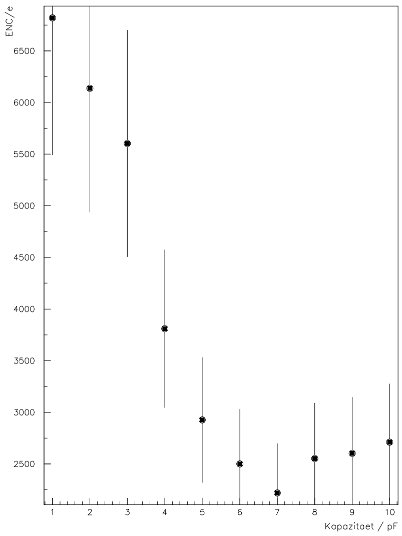

Abbildung 7: Rauschspannung bei fester Kapazität $C = 69$ pF

Literatur

[Ha] G. HALL *Silicon Detector and Signal Processing Experiments* Blacket Laboratory, Imperial College, London

[Kop] K. KOPITZKI *Einführung in die Festkörperphysik* Teubner Verlag

[Leo] W. R. LEO *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Springer, 1994

[Ba] R. J. BARLOW *Statistics: A Guide to the Use if Statistical Methods in the Physical Sciences* Wiley, 1989