

UNIVERSITÄT

PADERBORN

Die Universität der Informationsgesellschaft

FACHBEREICH 6 – PHYSIK

Physikalisches Schwerpunktpraktikum

PE-Optoelektronik

Anleitung zum Versuch:

Optoelektronische Detektoren

Ausgabe: 25. April 2003

©: 2000 H. Suche

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	1
2.1	optische Absorption in Halbleitern	1
2.1.1	Materialien für optoelektronische Detektoren	2
2.1.2	Spektrale Empfindlichkeit	2
2.1.3	“Responsivity“ und Quantenausbeute	3
2.2	Rauschen und Detektionsgrenze	4
2.2.1	Schrotrauschen (“shot noise“)	4
2.2.2	Rauschäquivalente Eingangsleistung und spezifische Detekti- vität	5
2.3	Detektortypen	7
2.3.1	Photoleitungsdetektoren	7
2.3.2	Photovoltaische Detektoren	7
2.3.3	PN-Photodioden	8
2.3.4	PIN-Photodioden	9
2.3.5	Lawinen-Photodioden (ADPs)	9
2.3.6	Schottky-Dioden	10
3	Experimente	11
3.1	Si-PIN-Dioden	11
3.2	Si-Avalanche-Diode	12
3.3	Ge-Avalanche-Diode	13
3.4	InGaAs-PIN-Diode	13
4	Aufgabenstellungen	13

1 Einleitung

Photodetektoren sind Schlüsselkomponenten in der optischen Mess- und Nachrichtenübertragungstechnik. Sie sind empfangsseitig das Bindeglied zwischen der optischen Ebene und der elektronischen Ebene, in der i.d.R. heute die Signalverarbeitung stattfindet. Je nach Anwendung werden an sie ganz unterschiedliche Anforderungen gestellt. Während in der Messtechnik häufig extreme Empfindlichkeit für eine niedrige Nachweisgrenze wichtig ist, spielt in der optischen Nachrichtentechnik eher extreme Schnelligkeit (Übertragungsbandbreite $> 10\text{GHz}$) der Detektoren eine grosse Rolle. Der vorliegende Versuch soll der/m Studierenden wichtige Eigenschaften solcher optoelektronischer Detektoren vermitteln.

Obwohl Vakuum-Photodiode und Photomultiplier ebenfalls zu den optoelektronischen Detektoren gehören, sollen sie an dieser Stelle ausgeklammert werden, da sie in einem separaten Versuch behandelt werden. Hier sollen ausschliesslich Detektoren untersucht werden, in denen der innere Photoeffekt ausgenutzt wird.

Je nachdem, ob der Photoeffekt als Photoionisation von Störstellen oder Valenzelektronen (Elektron-Loch-Paarerzeugung durch Band-Band-Anregungen) auftritt, unterscheidet man Photowiderstände und photovoltaische Detektoren. Im Versuch werden ausschliesslich photovoltaische Detektoren charakterisiert.

Im Kapitel 2. sind kurz die wichtigsten Grundlagen zusammengefasst. Für ein vertiefendes Studium wird auf diverse Literaturstellen verwiesen.

2 Grundlagen

Das Prinzip des photovoltaischen Detektors beruht, wie bereits angedeutet auf der Erzeugung und Trennung von Elektron-Loch-Paaren, was in einem ausseren Stromkreis zu einem von der eingestrahnten optischen Leistung abhängigen Stromfluss führt. In sofern ist jeder Photodetektor eine Stromquelle. Offensichtlich wird Photoempfindlichkeit erst einsetzen, wenn die Energie der eintreffenden Photonen ausreicht, um Band-Band-Übergänge anzuregen. Dieser Vorgang wird im folgenden Unterkapitel genauer diskutiert.

2.1 optische Absorption in Halbleitern

Für Übergänge zwischen Valenz- und Leitungsband gilt generell Energie- und Impulserhaltung. Der bei der Photoionisation vom absorbierten Photon auf das Elektron-Loch-Paar übertragene Impuls $h\nu_{\text{Photon}}$ ist aber sehr klein, so daß optische Übergänge zwischen Valenz- und Leitungsband innerhalb der Brillouinzone nahezu senkrecht erscheinen. Liegen die Bandextrema eines Halbleiters im k-Raum senkrecht übereinander, so ist ein Photon ausreichender Energie allein in der Lage, einen Band-Band-bergang anzuregen. Solche Halbleiter nennt man wegen der direkten optischen Übergänge direkt.

Viele Halbleiter erfüllen diese Bedingung jedoch nicht. So liegen bei den bekannten Elementhalbleitern Silizium und Germanium Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum im k-Raum nicht senkrecht übereinander. Die für den Übergang erforderliche Impulserhaltung kann hier nur durch zusätzliche Absorption eines Phonons erreicht werden. Solche Halbleiter nennt man wegen des indirekten Übergangs indirekte Halbleiter. Wie wir später sehen werden, hat dies wichtige Konsequenzen für die Rauscheigenschaften. Photodetektoren aus direkten Halbleitern sind denen aus indirekten Halbleitern überlegen. Trotzdem haben es vor allem Si-Detektoren aufgrund umfangreicher Entwicklungsarbeiten zu einer gewissen Reife gebracht.

Für direkte Halbleiter kann der energieabhängige Absorptionskoeffizient α geschrieben werden als:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{2\pi e^2 \hbar}{3ncm_0^2 \epsilon_0} \cdot \frac{|p_{CV}|}{\hbar\omega} \cdot \frac{\sqrt{2}(m_r^*)^{3/2} \sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (1)$$

Faßt man die Konstanten zusammen, so folgt:

$$\alpha(\hbar\omega) \simeq 4 \cdot 10^6 \cdot \left(\frac{m_r^*}{m_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\hbar\omega} \quad (2)$$

Bei indirekten Halbleitern ist die phononenassistierte Absorption sehr viel (typisch zwei Größenordnungen) geringer und zusätzlich stärker temperaturabhängig:

$$\alpha_{indirekt} = (k_0 + k_1(T)) \cdot (\hbar\omega - E_g)^2 \quad (3)$$

Der temperaturabhängige Faktor k_1 wird mit zunehmender Temperatur größer.

Man erkennt an den Formeln für α , daß es für Wellenlängen größer als die sog. cutoff-Wellenlänge praktisch 0 ist, wobei die Abfallkante im Fall der indirekten Halbleiter wegen des temperaturabhängigen Beitrags weicher verläuft.

2.1.1 Materialien für optoelektronische Detektoren

Da das Funktionsprinzip einer Photodiode auf der Elektron-Loch-Paaranregung durch Band-Band-Anregung via optischer Absorption beruht, wird die Empfindlichkeitskante durch die Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials bestimmt.

2.1.2 Spektrale Empfindlichkeit

Die gebräuchlichsten Detektormaterialien sind Si, Ge, GaAs und InGaAsP. Ihre Empfindlichkeitsverläufe sind in Abb. 2.1.2 gezeigt [3]. Vertreter der ersten drei Materialien werden Sie im Experiment untersuchen.

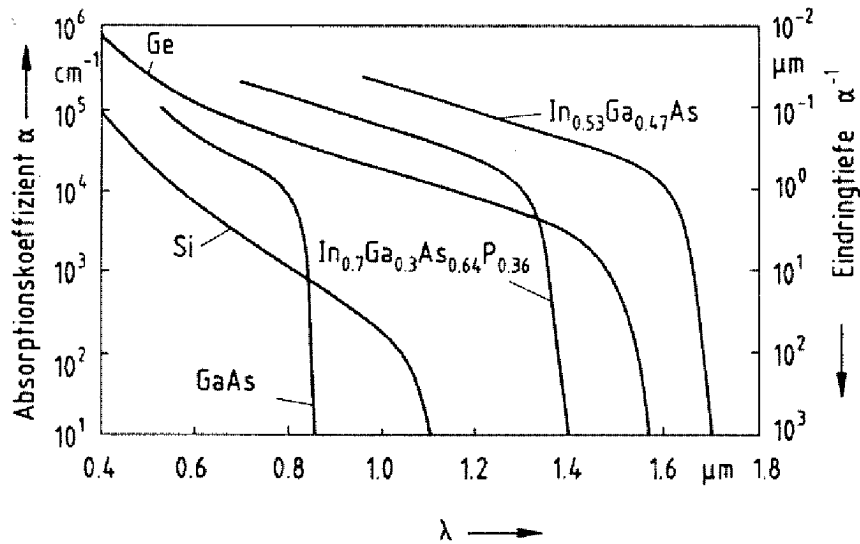


Abb. 2.1.2: Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten verschiedener Halbleitermaterialien nach [3].

2.1.3 “Responsivity“ und Quantenausbeute

Die Empfindlichkeit eines Photodetektors ist davon abhängig, welcher Anteil der einfallenden Photonen absorbiert werden kann und wieviele Elektron-Loch-Paare getrennt werden können und zu einem äußeren Stromfluß beitragen.

Für eine hohe Absorption muß die Halbleiterschicht hinreichend dick sein (siehe Lambert-Beersches Absorptionsgesetz). Für eine effiziente Ladungstrennung wird eine np-Dotierungsstruktur benötigt.

Die Empfindlichkeit des Detektors wird i.d.R. durch zwei Größen charakterisiert, die Stromempfindlichkeit R (im Englischen “responsivity“; Einheit [A/W]):

$$R = I/P_{optisch} \quad (4)$$

und durch die Quantenausbeute (“quantum efficiency“; Zahl der Elektronen pro eintreffendem Photon):

$$\eta_Q = \frac{I/e}{P_{optisch}/\hbar\omega} = R \cdot \frac{\hbar\omega}{e} \quad (5)$$

2.2 Rauschen und Detektionsgrenze

Das Rauschen eines Photodetektors begrenzt die kleinste noch nachweisbare optische Eingangsleistung. Deshalb soll im folgenden der durch die Quantisierung bedingte, prinzipiell unvermeidbare Rauschmechanismus, das Schrotrauschen (“shot noise“) diskutiert werden.

2.2.1 Schrotrauschen (“shot noise“)

Eintreffende Photonen und erzeugte Elektronen sind Teilchen, die gemäß der Poisson Verteilung statistischen Fluktuationen unterworfen sind [1]. Sei $\bar{N} = a \cdot \Delta t$ die mittlere Anzahl der Photoelektronen, die im Zeitintervall Δt erzeugt wird und ΔN die mittlere (rms-) Schwankung um diesen Mittelwert, dann läßt sich die Häufigkeitsverteilung der Photoelektronen im Zeitintervall Δt schreiben als:

$$P(N, \Delta t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(a\Delta t)}} \cdot \exp\left(-\frac{(N - a\Delta t)^2}{2a\Delta t}\right) = \frac{1}{2\pi\bar{N}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta N^2}{2\bar{N}}\right) \quad (6)$$

Das Rauschen ist durch die Standardabweichung vom Mittelwert bestimmt:

$$\sqrt{(\Delta N)^2} = \sqrt{(N - \bar{N})^2} = \sqrt{\bar{N}} \quad (7)$$

Damit gewinnt man einen wichtigen Detektorparameter, nämlich das Signal zu Rausch-Verhältnis (SNR):

$$SNR = \frac{\bar{N}}{\sqrt{(\Delta N)^2}} = \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{a \cdot \Delta t} \quad (8)$$

Liefert der Detektor den mittleren Strom I , so ist der mittlere Teilchenstrom $a = I/e$. Offenbar wird das SNR um so besser, je länger die Beobachtungszeit Δt ist, oder mit anderen Worten, je geringer die Meßbandbreite $\Delta f \simeq 1/(2 \cdot \Delta t)$ ist:

$$SNR = \sqrt{\frac{a}{2\Delta f}} \quad (9)$$

Der mittlere Schrotrauschstrom “rms shot noise current“ ist also:

$$I_{sh} = e \cdot \frac{\sqrt{\Delta N^2}}{\Delta t} = \frac{e\sqrt{a\Delta t}}{\Delta t} = \sqrt{2eI\Delta f} \quad (10)$$

Dieser shot-noise-Beitrag ist die prinzipielle quantenmechanische Grenze des Detektorrauschens, die nie unterschritten werden kann! In der Regel kommen weitere Beiträge zum Rauschen hinzu, wie:

1. Rauschen durch thermische Hintergrund(Schwarzkörper-)strahlung
2. Thermisches Widerstandsrauschen
3. Generations-Rekombinationsrauschen
4. usw.

Zu 1): Besonders bei Infrarot-empfindlichen Detektoren kann dies zu einem SNR-Problem werden (warum?). Eine Verbesserung bringt Kühlung, z. B. mit flüssigem Stickstoff oder sogar Helium.

Zu 2): Das mittlere Schwankungsquadrat des Stromes an einem Widerstand ist [4]:

$$\overline{i_{r,th}^2} = \frac{4k_B T \Delta f}{R} \quad (11)$$

Das Gewicht dieses Beitrags relativ zum shot noise limit wird durch die gewählte Bandbreite stark beeinflusst. Ist die Meßbandbreite reziprok vom Abschlußwiderstand abhängig, dann ist der mittlere Rauschstrom proportional zur Bandbreite, während der shot noise Beitrag mit $\sqrt{\Delta f}$ zunimmt.

Zu 3): In der Regel ist die externe Quantenausbeute eines Detektors stets < 1 . Neben einer unvollständigen Absorption der einfallenden Photonen rekombinieren ein Teil der erzeugten Elektronen und Löcher, bevor sie über den pn-Übergang abgezogen werden und zu einem äußeren Stromfluß beitragen können. Da dieser Mechanismus ebenfalls statistischen Schwankungen unterworfen ist, liefert er einen Beitrag zum Rauschen.

Da die verschiedenen Rauschbeiträge i.d.R. statistisch unabhängig sind, addieren sie sich im quadratischen Mittel:

$$\overline{i_{gesamt}^2} = \sum_{k=1}^n \overline{i_k^2} \quad (12)$$

2.2.2 Rauschäquivalente Eingangsleistung und spezifische Detektivität

Verringert man die optische Eingangsleistung, so wird bei einer bestimmten Leistung der mittlere Detektorrauschstrom gleich dem vom Eingangssignal hervorgerufenen Strom sein, mit anderen Worten, das Signal zu Rausch-Verhältnis erreicht den Grenzwert 1. Die betreffende Eingangsleistung definiert man als die sog. rauschäquivalente Eingangsleistung (englisch: “noise equivalent power“), kurz NEP. Schreibt man die Gl. 5 um, so erhält man:

$$P_{optisch} = \frac{I_L \hbar \omega}{\eta_Q e} \quad (13)$$

Wegen 12 gilt:

$$I_L = I_{sh} = \sqrt{2e(I_0 + I_L)\Delta f} \quad (14)$$

Mit $I_0 \ll I_L$ folgt:

$$I_L = 2e\Delta f \quad (15)$$

Einsetzen von 13 liefert:

$$NEP = \frac{2\hbar\omega\Delta f}{\eta_Q} \quad (16)$$

Ist $I_0 \gg I_L$, dann folgt:

$$I_L \sim \sqrt{2eI_0\Delta f} \quad (17)$$

und

$$NEP = \frac{\sqrt{2eI_0\Delta f}\hbar\omega}{e\eta_Q} \quad (18)$$

Als Kehrwert der NEP führt man die Detektivität D ein:

$$D = \frac{1}{NEP} = \frac{e}{\hbar\omega} \cdot \frac{\eta_Q}{\sqrt{2eI_0\Delta f}} \quad (19)$$

NEP und D hängen von der Detektorfläche ab. Da die elektrische Rauschleistung proportional mit der Detektorfläche und der Bandbreite wächst ist NEP proportional zur Wurzel aus Fläche und Bandbreite.

Deshalb definiert man eine spezifische Detektivität D^* :

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} = \frac{e}{\hbar\omega} \cdot \frac{\eta_Q}{\sqrt{2ej_0}} \quad (20)$$

wobei j_0 der pro Flächeneinheit des Detektors erzeugte Strom (Stromdichte) ist. D^* hat die Dimension $cm\sqrt{Hz}/W$. Sie ist eine bei Detektoren häufig vom Hersteller angegebene Kenngröße.

2.3 Detektortypen

2.3.1 Photoleitungsdetektoren

Die einfachste Form eines Photodetektors nutzt die Leitfähigkeitsänderung durch Photoionisation von Störstellen (Störstellenphotoleitung) oder durch Band-Band-Übergänge (Eigenphotoleitung durch Elektron-Loch-Paaranregung) aus.

Störstellenphotoleitung wird z. B. in der Infrarotdetektion ausgenutzt (Hg:Ge, Au:Ge, Zn:Ge). Um thermische Störstellenionisation zu vermeiden, werden solche Detektoren bei tiefen Temperaturen betrieben (Kühlung mit LN₂ oder LHe).

Eigenphotoleitung kann nur dann genutzt werden, wenn die Beweglichkeit von Elektronen und Löchern deutlich verschieden ist, da sonst Kompensation auftritt und der Halbleiter hochohmig wird. Ein gutes Beispiel ist InGaAs, bei dem die Elektronenbeweglichkeit die Lochbeweglichkeit um mehr als einen Faktor 20 übertrifft.

Das Phänomen der Störstellen- und Eigenleitfähigkeit wird in den Versuchen Hall-effekt und Photoleitung näher untersucht und soll hier deshalb ausgeklammert bleiben.

2.3.2 Photovoltaische Detektoren

Ein Halbleiter-pn-Übergang besitzt aufgrund von Ladungsträgerdiffusion und/oder eine in Sperrichtung angelegte äußere Spannung eine Sperrschicht (Verarmungszone), die praktisch keine freien Ladungsträger enthält. Das in ihr herrschende E-Feld verhindert bis auf geringe Leckströme einen Stromfluß in einem äußeren Stromkreis.

Wird ein solcher pn-Übergang beleuchtet, so werden Elektron-Loch-Paare durch optische Anregung erzeugt. Wegen des internen E-Feldes werden Elektronen und Löcher getrennt und driften durch die Verarmungszone (Sperrschicht) in den n- bzw. p-dotierten Bereich. Der resultierende Stromfluß ist proportional zur einfallenden optischen Leistung, solange durch ein hinreichend effizientes Trennen ("Absaugen") der Ladungsträger eine verstärkte Rekombination vermieden wird.

a) Betrieb ohne Vorspannung: das durch Diffusion allein erzeugte E-Feld innerhalb der Sperrschicht sorgt bei Beleuchtung der Photodiode für eine Trennung von Elektronen und Löchern. Diese Trennung funktioniert jedoch bei hohen Beleuchtungsintensitäten nur bedingt. Die ideale Betriebsart ist hier eine direkte Strommessung, daß heißt, der Detektor wird im Kurzschluß betrieben.

Wird der Detektor über einen endlichen Lastwiderstand abgeschlossen, sorgt der Spannungsabfall über dem Lastwiderstand für einen Abbau der Diffusionsspannung U_{diff} (Feldstärke in der Sperrschicht) und damit für eine verschlechterte Ladungstrennung. Folge ist eine erhöhte Rekombination und damit eine Sättigung der Detektorantwort. Linearität zwischen Detektorstrom und Beleuchtungsstärke ist also nur bei kleinen optischen Leistungen und Spannungsabfällen über dem Lastwiderstand

$U_L \leq U_{diff}$ gewährleistet.

b) Betrieb mit Vorspannung: wird ein photovoltaischer Detektor in Sperrichtung vorgespannt (“reversed bias“) so addiert sich die angelegte Spannung zur Diffusionsspannung. Dadurch wird das E-Feld in der Sperrschicht aufgestellt und die Trennung der Ladungsträger unterstützt. Der Dynamikbereich des Detektors (Bereich optischer Eingangsleistungen, über dem der Detektorstrom proportional bleibt) läßt sich so erheblich steigern. Die Strom-Spannungskennlinie einer in Sperrichtung gepolten PIN-Photodiode kann wie folgt beschrieben werden [2]:

$$I = I_0 * (e^{e*U/k_B*T} - 1) - I_{ph} \quad (21)$$

mit dem Kurzschlußphotostrom:

$$I_{ph} = \eta * e * P_{opt} / (h * \nu) \quad (22)$$

Wobei η der Quantenwirkungsgrad ist. Wird der Detektor mit Abschlußwiderstand betrieben, so kann Linearität annähernd bis zu einem Spannungsabfall erwartet werden, der mit der angelegten äußeren Spannung übereinstimmt.

Ein weiterer wichtiger Effekt einer angelegten äußeren Gegenspannung ist eine Erhöhung der Detektorbandbreite! Das verbesserte Ausräumen der Ladungsträger aus der i-Zone bewirkt eine Verbreiterung der Sperrschicht und so eine Verminderung der Sperrschichtkapazität und der damit verknüpften $R_L C_D$ -begrenzten Detektorzeitkonstante (siehe [3]).

Allerdings wird dies mit einem durch Leckströme durch die Sperrschicht verursachten Dunkelstrom erkauft.

2.3.3 PN-Photodioden

Halbleiter-pn-Übergänge eignen sich prinzipiell zur Detektion optischer Strahlung, wenn die Photonenenergie die Bandlückenenergie nennenswert übersteigt. Eine ausführliche Beschreibung des physikalischen Wirkmechanismus ist z. B. in [10] zu finden. Hier sollen kurz nur die wichtigsten Aspekte angesprochen werden.

Photonen können an verschiedenen Stellen im pn-Übergang Elektron-Loch-Paare erzeugen. Am wichtigsten jedoch ist die Erzeugung im elektrischen Feldbereich der Sperrschicht, da nur sie einen nennenswerten Beitrag zu einem äußeren Stromfluß liefert. Ladungen, die die Sperrschicht nicht erreichen, rekombinieren i. d. R. mit Trägern entgegengesetzter Polarität und sind so für einen äußeren Photostrom verloren.

Grenzen p-dotiertes und n-dotiertes Gebiet direkt aneinander, dann ist die durch Diffusion bestimmte Sperrschicht sehr schmal. Dies führt zu einer hohen Rekombinationswahrscheinlichkeit. Außerdem ist der Bruchteil der in der dünnen Sperrschicht

absorbierten Photonen gering. Als Folge davon ist die Quantenausbeute einer solchen Photodiode schlecht. Abhilfe schafft hier eine nominell undotierte i-Schicht (i steht für intrinsisch) zwischen p- und n-dotierten Bereichen (siehe nächster Abschnitt).

2.3.4 PIN-Photodioden

Von den photogenerierten Ladungen tragen nur solche zum äußeren Stromfluß bei, die im elektrischen Feld der Sperrschicht erzeugt werden. Man braucht also eine lange Sperrschicht, um nahezu alle einfallenden Photonen zu absorbieren. Dieses Aufweiten der Sperrschicht erreicht man durch das Einfügen einer intrinsischen (eigenleitenden) Zwischenschicht, in der die Ladungsträgerkonzentration gering ist, so daß die Diffusionsfeldstärke nahezu vollständig über dieser Schicht abfällt (siehe Abb. 2.3.4).

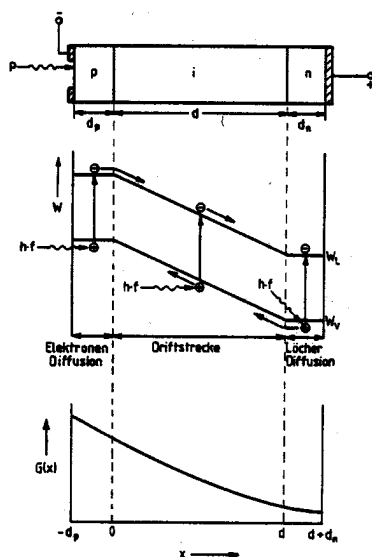


Abb. 2.3.4: Oben: schematische Darstellung des Aufbaus einer PIN-Photodiode mit weiter intrinsischer (eigenleitender) i-Zone; Mitte: Schema des Bandkantenverlaufs mit Diffusions- und Driftzonen; Unten: Verlauf der Generationsrate.

Eine sehr dicke i-Schicht bedeutet aber auch, daß die Driftzeit der Ladungen groß wird und so die Grenzfrequenz der Diode sinkt. Schnelligkeit und hohe Quantenausbeute schließen sich also in gewisser Weise aus. Dies können Sie leicht überprüfen, wenn Sie Photodioden unterschiedlicher Bandbreite hinsichtlich ihrer Detektivität vergleichen.

2.3.5 Lawinen-Photodioden (ADPs)

Lawinenphotodioden werden ebenso wie PIN-Photodioden in Sperrrichtung vorgespannt. Jedoch werden sie bei relativ hohen (materialabhängig: z. B. ca. 200V bei Si) Sperrspannungen betrieben, so daß in der Sperrschicht Lawinenmultiplikation

der photogenerierten Ladungsträger (und leider auch der übrigen freien Ladungsträger) stattfindet. Der Multiplikationsprozess führt dann zu einer internen Stromverstärkung mit dem Multiplikationsfaktor M .

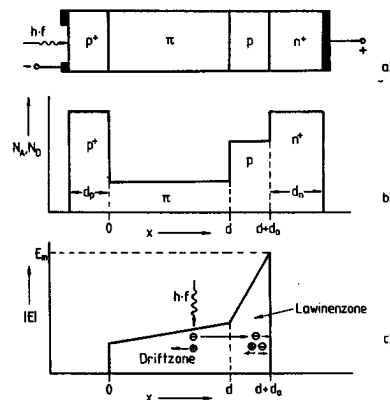


Abb. 2.3.5: Lawinenphotodiode: a) schematischer Aufbau, b) Dotierungsprofil, c) Feldstärkeverlauf

In Abb. 2.3.5 ist der schematische Aufbau einer Lawinenphotodiode gezeigt. Die optische Leistung wird durch die dünne p^+ -Deckschicht in die π -Driftzone (entspricht der I-Zone einer PIN-Diode) eingestrahlt und darin praktisch vollständig absorbiert. Die dort erzeugten Ladungsträger werden im elektrischen Feld getrennt. Dabei driften Elektronen (oder ggf. auch Löcher, je nach Diodentyp) in die Lawinenzone und regen dort in der Umgebung besonders hoher elektrischer Feldstärke nahe dem p - n^+ -Übergang den Lawinenmultiplikationsprozess an. Die erreichbare interne Stromverstärkung ist stark materialabhängig. Bei Si-APDs werden leicht Werte von 10^3 erreicht! Bei Ge und ternären InGaAs-APDs liegt M eher im Bereich $10 \simeq M \simeq 100$.

2.3.6 Schottky-Dioden

Statt eines Halbleiter-pn-Überganges kann auch ein Halbleiter-Metall-Übergang (Schottky-Übergang) für die Realisierung einer Photodiode genutzt werden. Es gibt zwei verschiedene Betriebsarten solcher Dioden. Im ersten Fall ($h\nu \leq E_g$) wird die Potential-Barriere zwischen Leitungsbandkante des Metalls (z. B. Pt) und der des Halbleiters (z. B. GaAs) durch Photoionisation überbrückt und es driften nur Elektronen in den n-Halbleiter. Im zweiten Fall ($h\nu \geq E_g$) können zusätzlich auch Photonen in der Halbleitersperrschicht absorbiert werden. Dann sind die Eigenschaften ähnlich denen einer PIN-Diode (siehe unten).

Dieser Diodentyp wird im Praktikum nicht untersucht und soll hier nicht weiter diskutiert werden. Für eine genauere Diskussion wird auf die einschlägige Spezialliteratur (siehe z. B. [5] und Zitate in dieser Arbeit) und die Vorlesung von Dr.As verwiesen.

MSM-Detektoren Neben der klassischen, vertikal aufgebauten MESA-Struktur von PIN-Photodioden mit ringförmiger Frontseitenelektrode und planarer Elektrode auf der Substratrückseite sind Detektoren mit koplanar angeordneten interdigitalen Fingerelektroden (sog. MSM-(metal-semiconductor-metal-) Detektoren), insbesondere bei Photodioden mit optischer Wellenleiterstruktur entwickelt worden (siehe z. B. [6]. Solche Detektoren können sehr schnell sein [7], [8] und sind deshalb für Empfänger im Bereich extrem hochratiger, digitaler optischer Nachrichtenübertragung interessant. Aber auch im kurzwelligigen Bereich sind sie neuerdings von erheblichem Interesse [9].

MSM-Detektoren werden im vorliegenden Experiment nicht untersucht.

3 Experimente

Für experimentelle Untersuchungen stehen vier verschiedene Typen von Photodioden zur Verfügung:

- Si-PIN-Dioden
- Si-Avalanche-Diode
- Ge-Avalanche-Diode
- InGaAs-PIN-Diode

3.1 Si-PIN-Dioden

Es stehen Si-PIN-Dioden mit unterschiedlicher aktiver (lichtempfindlicher Fläche) zur Verfügung. Die großflächige Diode (BPY64P) wird nur ohne Gegenspannung betrieben. Die kleinere BPX66 kann mit und ohne "Bias" betrieben werden.

Für den Betrieb mit Bias ist eine Schaltung gemäß Abb. 3.1 vorgesehen. Für die Detektion hochfrequent modulierter Lichtsignale ist die eigentliche, für den Detektor wirksame Gegenspannungsquelle der Kondensator C. Er wird von der Batterie über Drosselinduktivitäten, die die Übertragung der hochfrequenten Signalanteile auf die Batterie blockieren, geladen. Transient kann die Diode aus der Kondensatorbatterie hohe Ströme ziehen.

Im Falle der Si-PIN-Dioden mit Fenstergehäuse ist die Kondensator-"Batterie" direkt in den Detektorkopf integriert. Die Bias-Versorgung wird über ein Koax-Kabel zugeführt.

Bei den InGaAs-PIN-Dioden mit Glasfaseranschluß ("Pigtail") sind Bias-Versorgung und Detektor in einem Gehäuse integriert.

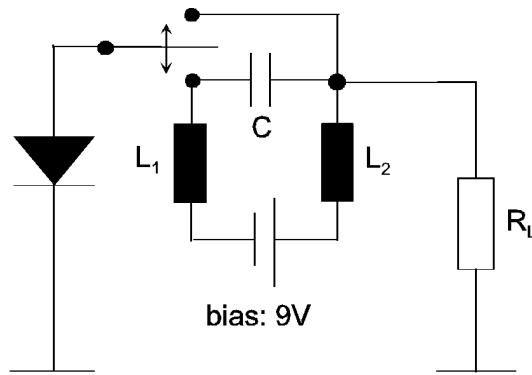


Abb. 3.1: Schaltungsskizze für den Betrieb von PIN-Photodioden mit Gegenspannung (bias).

3.2 Si-Avalanche-Diode

Für den Betrieb dieser APD ist der “bias“ natürlich wesentliche Voraussetzung. Über einen Anschlußadapter kann der bias mit dem seitlichen SMA-Anschluß an der APD verbunden werden (siehe Abb. 3.2).

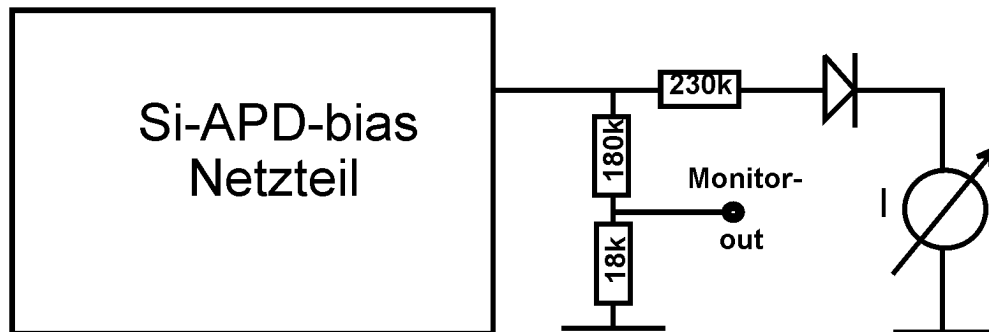


Abb. 3.2: Schaltungsskizze für den inneren Aufbau des Anschlußadapters mit Monitorausgang zum Betrieb der Si-APD.

Der koaxiale SMA-Anschluß gegenüber dem Detektor-Faser-Pigtial ist der Signalausgang. Der Adapter hat einen abgeschirmten Monitorausgang, der die an die Diode angelegte Spannung um ca. einen Faktor 1:11 verkleinert ausgibt, so daß die bias-Spannung mit einem Multimeter überwacht werden kann. Das Detektorsignal wird mit einem nA-Meter direkt gemessen. Um eine Beschädigung der Diode durch Überbelastung zu vermeiden, wird der Strom durch einen Längswiderstand im Adapter ($230\text{k}\Omega$) begrenzt.

Der Adapter wird via HV-BNC-Stecker mit dem Ausgang des speziell für die Si-APD gebauten bias-Netzteils verbunden. **Vor dem Einschalten ist unbedingt zu prüfen, daß das Netzteil auf 0V heruntergeregelt ist!**

3.3 Ge-Avalanche-Diode

Zum Vergleich mit der Si-APD steht auch eine Ge-APD zur Verfügung. Ihre bias-Spannung wird durch ein separates Netzteil bereitgestellt.

3.4 InGaAs-PIN-Diode

InGaAs-Dioden sind besonders wichtig als Detektoren für die optische Kommunikation im 2. und 3. Telekommunikationsfenster (1.3 und $1.55\mu\text{m}$). Im Experiment sollen Sie schnelle PIN-Dioden mit und ohne bias-Spannung untersuchen. Die Dioden besitzen einen Glasfaseranschluß (Pigtail).

4 Aufgabenstellungen

1. Bestimmen Sie die Sperrschichtkapazität der großflächigen Si-PIN-Diode durch Ausmessen der Sprungantwort eines (mechanisch oder via Injektionsstrom gepumpten GaAlAs-Diodenlasers mit verschiedenen Abschlußwiderständen. Bestimmen Sie damit die Bandbreite der Diode für 50Ω Abschlußwiderstand.
2. Bestimmen Sie die Bandbreite der kleinflächigen Si-PIN-Diode für 50Ω Abschlußwiderstand mit und ohne bias.
3. Messen Sie den Dunkelstrom der Si-APD in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Beachten Sie, daß aufgrund der Strombegrenzung durch den Vorwiderstand im Adapter nahe dem Lawinendurchbruch der Photodiode nur ein Teil der angelegten Spannung direkt an der Photodiode abfällt. Bestimmen Sie die tatsächlich an der Diode anliegende Spannung.
4. Benutzen Sie eine im Roten emittierende Laserdiode als Lichtquelle und messen Sie den Detektorstrom der Si-APD in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Beachten Sie obige Anmerkung.
5. Bestimmen Sie die interne Verstärkung des Dunkelstroms und des Photostroms und tragen Sie das Signal-Rausch-Verhältnis als Funktion der Gegenspannung auf. Mit welchem Potenzgesetz der Photostrommultiplikation können Sie die Dunkelstrommultiplikation näherungsweise beschreiben? Bei welcher Spannung erreicht der Detektor ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis? Erläutern Sie das Ergebnis.

6. Führen Sie eine vergleichbare Messung mit der Ge-APD durch.
7. Bestimmen Sie die Bandbreite der InGaAs-PIN-Diode mit und ohne bias, indem Sie das Rauschspektrum einer DFB-Laserdiode mit dem elektronischen Spektrumanalysator (ESA) Tektronix 7623/7L12 ausmessen. Verwenden Sie die speziell dafür vorgesehene InGaAs-Photodiode (siehe Kennzeichnung). Betreiben Sie die DFB-Laserdiode mit 19mA Injektionsstrom. Verwenden Sie im Betrieb mit bias folgende Parameter für den ESA: Span max (1.8GHz), Resolution 3MHz, Scan 0.5ms/div., Vertical Log 2dB/div., level -80dBm; im Betrieb ohne bias: span 20MHz/div., Resolution 300kHz, scan wie oben, Y wie oben, level -70dBm. Schalten Sie geeignete Videofilter zu, reduzieren Sie die Scan-Geschwindigkeit und zeichnen Sie das Spektrum im Betrieb ohne bias mit den auf der Geräte rückseite verfügbaren X-, Y- Ausgängen mit einem Schreiber auf. Zeichnen Sie zusätzlich das niederfrequente (1/f-)Rauschen des ESA ohne äußeres Signal auf und ziehen Sie beide Spektren voneinander ab. Wie groß ist die -3dB-Bandbreite des Detektors in beiden Fällen?
8. Bestimmen Sie NEP und D^* dieser Photodiode, indem Sie mit Lock-in Technik das Signal einer InGaAsP-ELED detektieren und die Quelle sukzessive so weit abschwächen, bis bei gegebener Integrationszeitkonstante das Signal-Rausch-Verhältnis auf 1 abgefallen ist. Die aktive Fläche der Diode hat einen Durchmesser von ca. 80 μm .

Literatur

- [1] R. Loudon: "The quantum theory of light", Clarendon Press, Oxford (1983)
- [2] W. Harth und H. Grothe, "Sende- und Empfangsdioden für die Optische Nachrichtentechnik", Teubner Studienskripten, 1984, ISBN 3-519-00102-0
- [3] G. P. Agrawal: "Fiber-Optic Communication Systems", John Wiley & Sons, ISBN 0-471-54286-5, New York (1992)
- [4] U. Tietze und Ch. Schenk, "Halbleiterschaltungstechnik", diverse Auflagen, Springer-Verlag, Berlin (...)
- [5] S. Wang and D. M. Bloom, "100GHz bandwidth planar GaAs Schottky photodiode", Electron. Lett., **19** (14), pp. 554-5 (1983)
- [6] J. B. D. Soole, H. Schumacher, R. Esagui, M. A. Koza, and R. Bhat, "Waveguide integrated MSM photodetector on InP", Electron. Lett., **24**, (24), pp. 1478-80 (1988)
- [7] E. H. Böttcher, D. Kuhl, F. Hieronymi, E. Dröge, T. Wolf, and D. Bimber, "Ultrafast semiinsulating InP:Fe-InGaAs:Fe-InP:Fe MSM photodetectors: modeling and performance" IEEE J. Quantum Electron., **QE-28** (10), pp. 2342-2357 (1992)

- [8] K. Makita, T. Nakata, I. Watanabe, and T. Taguchi, “High-frequency response limitation of high performance InAlGaAs/InAlAs superlattice avalanche photodiodes“ *Electron. Lett.*, **35** (25), pp. 2228-9(1999)
- [9] E. Monroy, F. Calle, E. Munoz, F. Omnes, and P. Gibart, „Low noise AlGaIn metal- semiconductor-metal photodiodes“, *Electron. Lett.*, **35**, (3), pp. 240-241 (1999)
- [10] K. J. Ebeling, “Integrierte Optoelektronik (Wellenleiteroptik, Photonik, Halbleiter)“, 2. Auflage, ISBN 3-540-54655-3, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1992,