

4 Lichtempfindlichkeit des Lichtmodulators

Neben der im vorigen Kapitel bestimmten Ansteuergenauigkeit spielt auch die Speicherzeit der dynamischen Pixelzellen eine wichtige Rolle. Die Speicherzeit stellt eine wichtige Randbedingung für die notwendige Refreshrate dar.

Die wichtigste Einflussgröße auf die Speicherzeit ist die einfallende Lichtleistung auf das aktive Pixelgebiet. In Kapitel 4.1 werden zunächst die bei Lichteinfall auftretenden physikalischen Vorgänge erläutert. Anschließend werden die Einflüsse von Beleuchtung innerhalb eines integrierten Schaltkreises beschrieben. In Kapitel 4.3 erfolgt dann eine Abschätzung des Lichteinflusses auf die dynamische Speicherzelle der Flächenlichtmodulatoren, Zuletzt werden verschiedene Möglichkeiten zur Optimierung der Speicherzeit von dynamischen Pixelzellen diskutiert (Kapitel 4.4).

4.1 Der Photoeffekt im Halbleiter

Fällt Licht auf einen Festkörper, so wird ein Teil der eingestrahnten Energie absorbiert. Man unterscheidet allgemein zwischen thermischer Absorption und Quantenabsorption [43]. Bei der thermischen Absorption wird die eingestrahnte Leistung innerhalb des Festkörpers in Joulesche Wärme umgewandelt. Dieser Vorgang ist unabhängig von der Wellenlänge der optischen Strahlung. In Halbleitern tritt jedoch überwiegend der Photoeffekt auf.

Beim Photoeffekt werden durch die eingestrahnte Lichtleistung Elektronen von ihrem momentanen Energieniveau in ein höheres gehoben. Man unterscheidet den inneren und den äußeren Photoeffekt. Beim äußeren Photoeffekt ist der Energiezuwachs groß genug (bzw. die Austrittsarbeit entsprechend klein), dass die Elektronen den Festkörper verlassen. Beim inneren Photoeffekt gelangen die angeregten Elektronen in einen energetisch höherwertigen Zustand innerhalb des Festkörpers. Nach der Quantentheorie ist eine Mindestenergie zum Erreichen eines höheren Energieniveaus notwendig. Daher ist der Photoeffekt von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes abhängig. Der Photoeffekt wird im folgenden mit Hilfe des Teilchenmodells des Lichtes näher beschrieben. Die Zusammenhänge zwischen den verwendeten strahlungsphysikalischen Größen und den lichttechnischen Größen sind in Anhang C beschrieben.

Bei einem Halbleiter tritt am häufigsten der Fall ein, dass ein Elektron durch Energiezufuhr vom Valenzband ins Leitungsband gelangt. In Abbildung 4.1 ist dieser Fall skizziert. Beim Material Silizium beträgt die notwendige Energie hierfür $W_G = 1,12\text{eV}$, was genau dem Bandabstand des Materials entspricht.

Aus dem Bandabstand des Halbleiters lässt sich die Wellenlänge berechnen, die notwendig ist, um die Elektronen in das Leitungsband zu heben [42]:

$$\begin{aligned} h\nu = \frac{hc}{\lambda} &\geq W_G \\ \lambda &\leq \frac{hc}{W_G} \end{aligned} \quad (4.1)$$

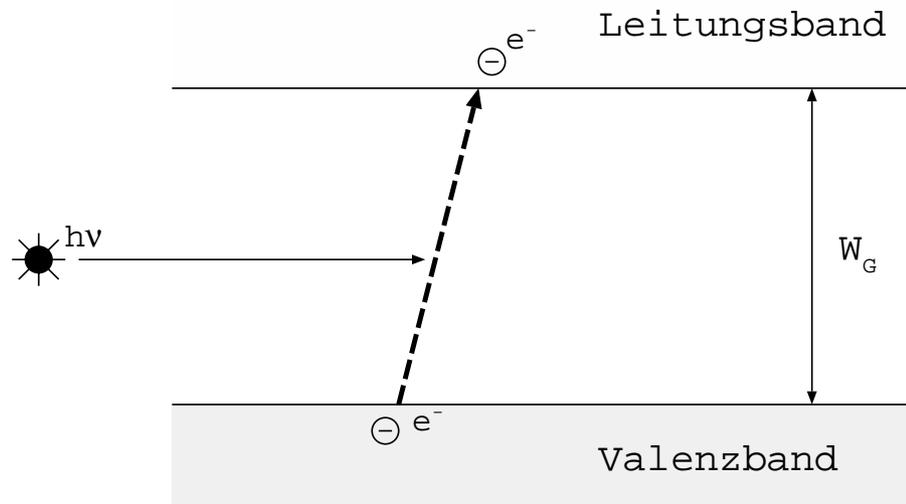


Abbildung 4.1: Anregung eines Elektrons durch Photonen

Bei einem Bandabstand von $W_G = 1,12\text{ eV}$ ergibt sich somit eine Grenzwellenlänge von $\lambda \leq 1,1\ \mu\text{m}$. Das heißt größere Wellenlängen werden im Silizium nur thermisch absorbiert, während bei kleineren Wellenlängen der oben erwähnte Photoeffekt auftritt. Die in dieser Arbeit beschriebenen Flächenlichtmodulatoren werden für sichtbares und ultraviolettes Licht verwendet, so dass im folgenden der relevante Photoeffekt näher untersucht wird. Für die verwendete CMOS-Technologie ist das Ausgangsmaterial Silizium, so dass bei der folgenden Berechnung der Lichtabsorption die Eigenschaften dieses Halbleitermaterials zugrunde liegen.

Neben der Anhebung von Elektronen ins Leitungsband, gibt es im Halbleitermaterial noch weitere Absorptionsmechanismen, bei denen andere Energieniveaus beteiligt sind. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um Störstellenniveaus und um unterschiedliche Energieniveaus innerhalb eines Bandes. Wie später gezeigt wird, besitzen diese Übergänge nur einen geringen Einfluss auf die Funktion einer CMOS-Schaltung, so dass sie vernachlässigt werden können.

Die im Leitungsband erzeugten Ladungsträger besitzen eine bestimmte Lebensdauer, die hauptsächlich durch die Ladungsträgerkonzentration gegeben ist. In Abwesenheit eines elektrischen Feldes tritt keine Ladungsträgerdrift auf und die Ladungsträger bewegen sich nur im Rahmen der Diffusion durch den Halbleiter.

Bei einer gepulsten optischen Strahlung tritt aufgrund der erzeugten Ladungsträger eine erhöhte Ladungsträgerkonzentration auf, die durch Rekombinationsmechanismen innerhalb einer Relaxationszeit wieder abgebaut wird. Bei kontinuierlicher Beleuchtung besteht auch eine kontinuierliche erhöhte Generationsrate, so dass sich eine gleichmäßig hohe Ladungsträgerkonzentration einstellt.

Aus den Kontinuitätsgleichungen ergibt sich die erhöhte Ladungsträgerkonzentration aufgrund optischer Generation für einen homogenen Halbleiter.

Die Generationsrate von Ladungsträgern ergibt sich aus der eingestrahnten Leistung P_{opt} , der Wellenlänge λ und dem Quantenwirkungsgrad η , der ebenfalls von der Wellenlänge des einstrahlenden Lichtes abhängig sein kann [38].

$$G_{opt} = \eta(\lambda) \cdot \frac{P_{opt}}{A} \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{d} \quad (4.2)$$

Mit A wird die bestrahlte Fläche des Halbleiters bezeichnet. $\frac{P_{opt}}{A}$ ist somit die Strahlungsleistung pro Fläche, die auch als Bestrahlungsstärke bezeichnet wird. Die entsprechende lichttechnische Größe ist die Beleuchtungsstärke, die in Lux gemessen wird (siehe Anhang C).

Mit d wird die Dicke des Halbleiters bezeichnet. (4.2) gilt daher nur für den Fall, dass die gesamte Strahlungsleistung P_{opt} innerhalb des Halbleiters absorbiert wird. Allgemeiner gilt für die Strahlungsleistung P_{opt} in Abhängigkeit von der Materialdicke d :

$$P_{opt}(d) = P_{opt,0} \cdot \int_0^d e^{-\alpha_0 z} dz . \quad (4.3)$$

Daraus ergibt sich folgender Ausdruck für die Generation von Ladungsträgern:

$$G_{opt}(d) = \eta(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{d} \cdot \frac{P_{opt,0}}{A} \int_0^d e^{-\alpha_0 z} dz . \quad (4.4)$$

Aus der Ladungsträgergenerationsrate und der Lebensdauer der entsprechenden Ladungsträger ergibt sich die erhöhte Ladungsträgerkonzentration, die das elektrische Verhalten des Halbleiters beeinflusst. Für die erhöhte Minoritätsträgerdichte n in einem p-dotierten Halbleiter ergibt sich beispielsweise folgender Ausdruck:

$$\Delta n = G_{opt}(d) \cdot \tau_n . \quad (4.5)$$

τ_n bezeichnet die Minoritätsträgerlebensdauer. Analog zu (4.5) kann man auch die Verhältnisse für einen n-dotierten Halbleiter angeben, indem man die entsprechenden Indizes ändert. Mit Hilfe der Ladungsträgerbeweglichkeit μ kann man die Änderung des elektrischen Widerstandes ΔR des bestrahlten Abschnittes bestimmen:

$$\begin{aligned} \Delta R(d) &= \Delta n \cdot \mu_n \\ \Delta R(d) &= \eta(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \tau_n \mu_n \cdot \frac{P_{opt,0}}{A} \int_0^d e^{-\alpha_0 z} dz . \end{aligned} \quad (4.6)$$

Durch Einstrahlung von Licht ändert sich also der elektrische Widerstand von n- bzw. p-dotierten Bahngebieten. Es tritt eine Erhöhung der Minoritätsträgerkonzentration auf, die in eine Verminderung des elektrischen Widerstandes mündet. Dieser Effekt ist zum einen von der Wellenlänge λ des eingestrahnten Lichtes zum anderen von dem Absorptionskoeffizienten α^6 und der Dicke d des betrachteten Halbleiters abhängig.

⁶Der Absorptionskoeffizient ist in der Regel ebenfalls wellenlängenabhängig.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, werden die Adressierspannungen innerhalb des aktiven Bildfeldes dynamisch auf Oxid- und Sperrschichtkapazitäten gespeichert. In diesem Fall spielt die Widerstandsänderung in n- oder p-dotierten Bahngebieten nur eine untergeordnete Rolle. Hohen Einfluss besitzen jedoch die Leckströme, die aufgrund der lichtinduzierten Ladungsträger entstehen können.

Abbildung 4.2 zeigt das Bändermodell eines pn-Überganges. Die Ladungsträger, die innerhalb der Raumladungszone W_s erzeugt werden, werden aufgrund des vorhandenen elektrischen Feldes getrennt und können dadurch nicht unmittelbar wieder rekombinieren.

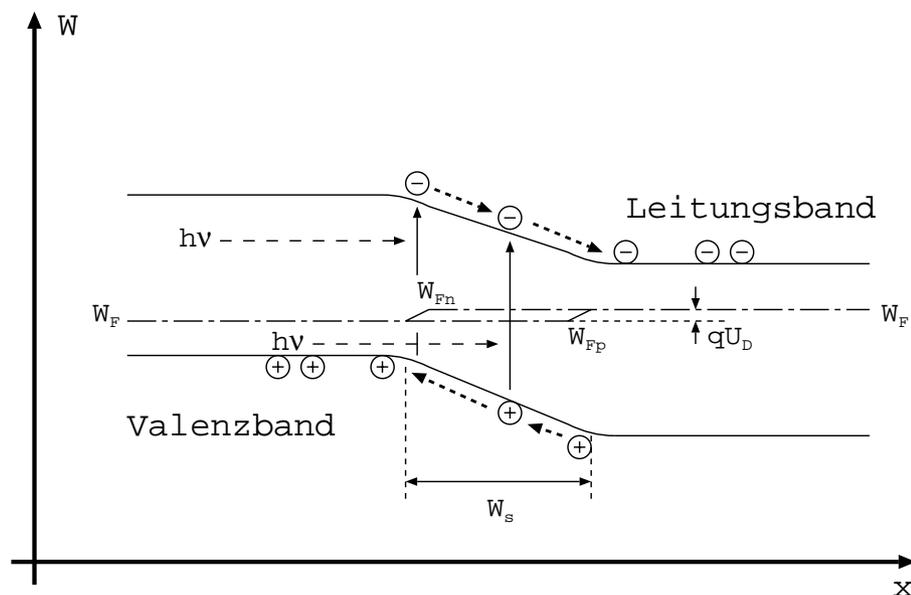


Abbildung 4.2: Bändermodell eines pn-Überganges mit lichtinduzierten Ladungsträgern

Aus der Generationsrate (4.4) ergibt sich für die in der Raumladungszone erzeugten Ladungsträger ein Photostrom $I_{ph,drift}$. Dieser Strom entsteht durch das Driftfeld, das sich innerhalb der Raumladungszone eines pn-Überganges bildet. Mit A wird wieder die Fläche bezeichnet, die von dem einfallenden Licht bestrahlt wird.

$$I_{ph,drift} = -qA \int_{W_s} G_{opt} dx \quad (4.7)$$

Neben dem Driftstrom $I_{ph,drift}$ tragen auch die Ladungsträger zu einem Stromfluss des pn-Überganges bei, die in den anschließenden Bahngebieten erzeugt werden und durch Diffusion die Raumladungszone erreichen. Der Elektronendifusionsstrom in dem p-dotierten Bahngebiet ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Nach [42] ergibt sich für den Diffusionsstrom eines pn-Überganges ein spannungsabhängiger Anteil, der der bekannten Diodenkennlinie entspricht und ein zusätzlicher Anteil aufgrund des Photoeffekts (4.8).

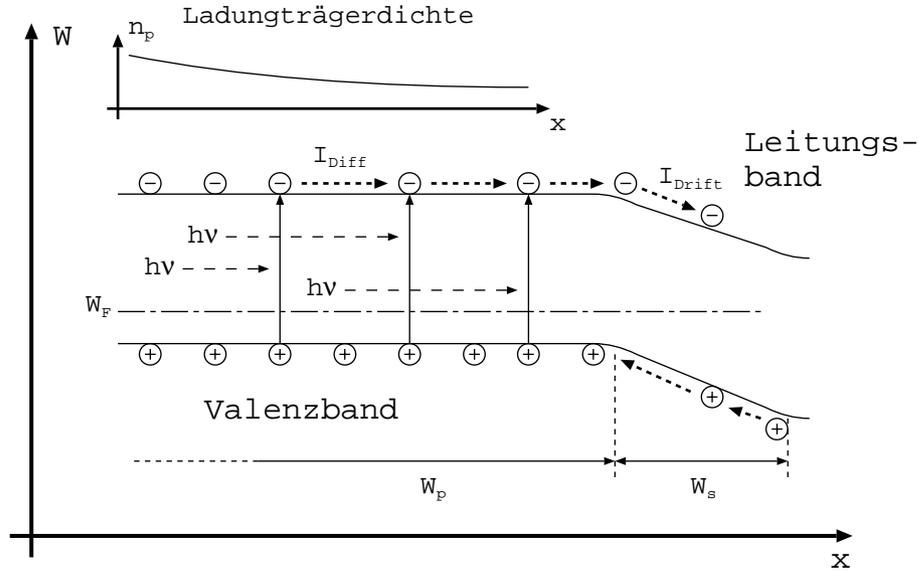


Abbildung 4.3: Diffusionsstrom durch in der Diffusionszone erzeugte Ladungsträger

$$I_{diff} = I_{ph,diff} + I_0 \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_{th}}} - 1 \right) \quad (4.8)$$

Für den Diffusionsstromanteil $I_{ph,diff}$ gilt:

$$I_{ph,diff} = -qD_p A \cdot \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x=W_p} \quad (4.9)$$

Mit der Kontinuitätsbedingung

$$\frac{dn_p^2}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{D_n \tau_n} + \frac{G_{opt}}{D_n} = 0 \quad (4.10)$$

ergibt sich der Diffusionsphotostrom $I_{ph,diff}$ zu:

$$I_{ph,diff} = -qA \cdot \int_{W_{diff}} G_{opt} dx, \quad (4.11)$$

wobei die Breite W_{diff} entweder der Ausdehnung des p-dotierten Gebietes oder der Diffusionslänge L_n der Elektronen entspricht, je nachdem welcher Wert kleiner ist.

Der gesamte Strom durch den pn-Übergang ergibt sich aus der Summe von Di-odenstrom I_D und dem Photostrom I_{ph} :

$$I = I_0 \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_{th}}} - 1 \right) + I_{ph,diff} + I_{ph,drift} \quad (4.12)$$

Der Anteil des lichtabhängigen Stromes ergibt sich aus der Summe von dem Driftstrom, der durch generierte Ladungsträger in der Raumladungszone entsteht, und vom Diffusionsstrom, der durch die Ladungsträger entsteht, die in den benachbarten Bahngebieten generiert werden. Um die Integrale in (4.7) und (4.11) zu lösen, muss die geometrische Ausdehnung des pn-Überganges bestimmt werden. Um die optische Generationrate zu bestimmen, muss die Einfallrichtung und Eindringtiefe des Lichtes ebenfalls festgelegt werden.

Abbildung 4.4 zeigt die Stromspannungskennlinie einer pn-Diode. Die durchgezogene Kurve zeigt den reinen Diffusions- und Driftstrom ohne Lichteinfluss. Bei der gestrichelten Kurve ist ein Photostrom I_{ph} von 5 nA angenommen worden.

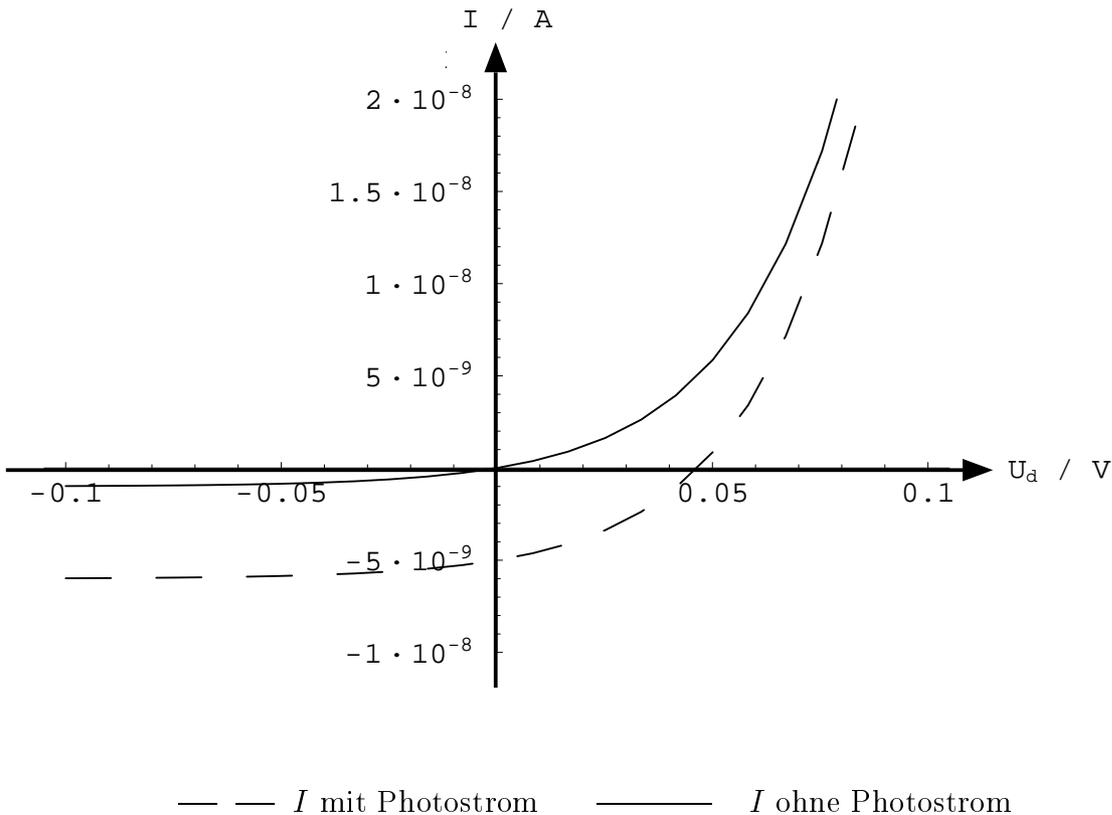


Abbildung 4.4: Kennlinie einer Diode mit und ohne Photostrom

Für eine Diode existieren prinzipiell drei verschiedene Betriebsmöglichkeiten. Die entsprechenden Ersatzschaltbilder und Zählpfeilrichtungen sind in Abbildung 4.5 eingezeichnet.

1. Bei einer positiven Spannung U_D , die größer als eine Flussspannung von circa $0,7\text{ V}$ ist, fließt ein Diodenstrom, der exponentiell mit der Spannung steigt. Unter optischer Bestrahlung fließt zusätzlich noch der Photostrom I_{ph} , der sich linear vom Diodenstrom I_D subtrahiert (siehe (4.12)). Der Einfluss dieses

Stromes auf die Kennlinie ist aber aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Diodenstromes gering.

2. Bei einer positiven Spannung U_D , die kleiner als die Flussspannung von circa $0,7\text{ V}$ ist, fließt in Abhängigkeit von der Spannung ein sehr geringer negativer Sperrstrom. Mit zunehmender Beleuchtung nimmt der Photostrom zu und erhöht damit den negativen Sperrstrom. In dieser Betriebsart ist das Produkt aus Spannung und Strom immer negativ, das heißt, es wird elektrische Leistung erzeugt. Diese Betriebsart wird daher für photovoltaische Anwendungen genutzt.
3. Bei einer negativen Spannung U_D fließt unabhängig von der Diodenspannung ein negativer Sperrstrom in Höhe von I_0 (siehe (4.12)). Beim Einfall optischer Strahlung erhöht sich dieser Sperrstrom linear um den Betrag des erzeugten Photostromes I_{ph} . Die Unabhängigkeit von der anliegenden Spannung U_D bleibt dabei bestehen. Diese Betriebsart wird in der Regel für optische Detektoren verwendet.

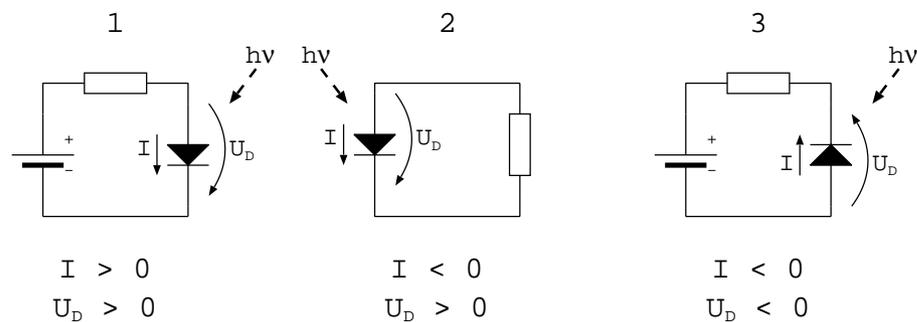


Abbildung 4.5: Ersatzschaltbilder der möglichen Arbeitspunkte einer Photodiode

Im folgenden Kapitel werden die auftretenden pn-Übergänge in der verwendeten CMOS-Technologie näher beschrieben. Es wird der auftretende Arbeitsbereich analysiert und der Lichteinfluss auf die Funktionalität der Schaltung beschrieben. Dazu müssen auch die Geometrien der pn-Übergänge und des Strahlungseinfalls bestimmt werden.

4.2 pn-Übergänge in der CMOS-Technologie

Wie im vorigen Kapitel gezeigt, bewirken an jedem PN-Übergang lichtinduzierte Ladungsträger einen Stromfluss innerhalb der Raumladungszone. In einer CMOS-Technologie treten an vielen Stellen pn-Übergänge auf. Diese werden in der Regel in Sperrichtung betrieben und dienen der Selbstisolation benachbarter Bauelemente. Abbildung 4.6 zeigt den Querschnitt einer typischen Doppelwellen CMOS-Technologie.

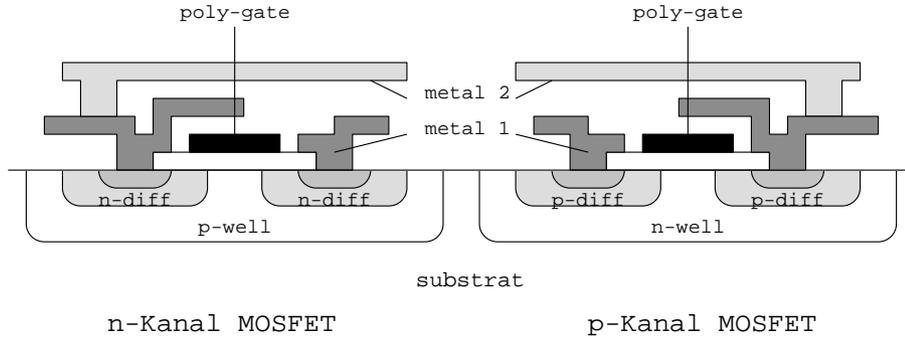


Abbildung 4.6: Querschnitt einer Doppelwanne-CMOS-Technologie

Innerhalb der CMOS-Technologie treten an folgenden Stellen pn-Übergänge auf, die in Sperrrichtung betrieben werden:

1. Die Source- und Drain-Gebiete (n-diff) der n-Kanal MOS-Transistoren besitzen jeweils pn-Übergänge zur umgebenden p-dotierten Wanne (p-well).
2. Die Source- und Drain-Gebiete (p-diff) der p-Kanal MOS-Transistoren besitzen jeweils pn-Übergänge zur umgebenden n-dotierten Wanne (n-well).
3. Je nach verwendetem Substratmaterial besitzt die p-Wanne einen Übergang zum n-Substrat oder die n-Wanne einen Übergang zum p-Substrat.
4. Weitere pn-Übergänge können sich lateral durch benachbarte Wannens- oder Diffusionsgebiete ergeben.

In einer reinen CMOS-Technologie, die keine bipolaren Bauelemente enthält, werden sämtliche auftretenden pn-Übergänge in Sperrrichtung betrieben. Der gewünschte Effekt wird häufig als Selbstisolation bezeichnet und dient der elektrischen Abschirmung der einzelnen Bauelemente untereinander [40].

Im folgenden werden die pn-Übergänge, die beim n-Kanal Transistor innerhalb einer p-Wanne auftreten, näher untersucht. Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt worden ist, dient in dem optisch aktiven Pixelgebiet ein n-Kanal MOS-Transistor der zeilenweisen Adressierung der einzelnen Pixel. Die in der Randelektronik auftretenden weiteren Transistoren, die sowohl n- als p-Kanal Typen sind, können im Gegensatz zu den n-Kanal Auswahltransistoren in der Speicherzelle nahezu vollständig gegen Lichteinfall abgeschirmt werden.

Um die auftretenden pn-Übergänge dauerhaft in Sperrrichtung zu betreiben, sind folgende Spannungsbedingungen am Transistor einzuhalten:

$$U_{n-diff} \geq U_{p-well}, \quad (4.13)$$

bzw. mit den Bezeichnungen Source, Drain und Bulk:

$$\begin{aligned} U_{Source} &\geq U_{bulk} \\ U_{Drain} &\geq U_{bulk} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Diese Bedingungen sind bei dem Auswahltransistor in jedem Fall erfüllt, da in die Speicherzelle nur positive Spannungswerte zur Ansteuerung der Mikrospiegel eingeschrieben werden und an der p-dotierten Wanne eine elektrische Spannung von 0 V oder kleiner anliegt. In Abbildung 4.7 ist ein Ersatzschaltbild der Pixelzelle mit den parasitären pn-Übergängen dargestellt. Zur Vereinfachung ist die Kompensationskapazität weggelassen worden.

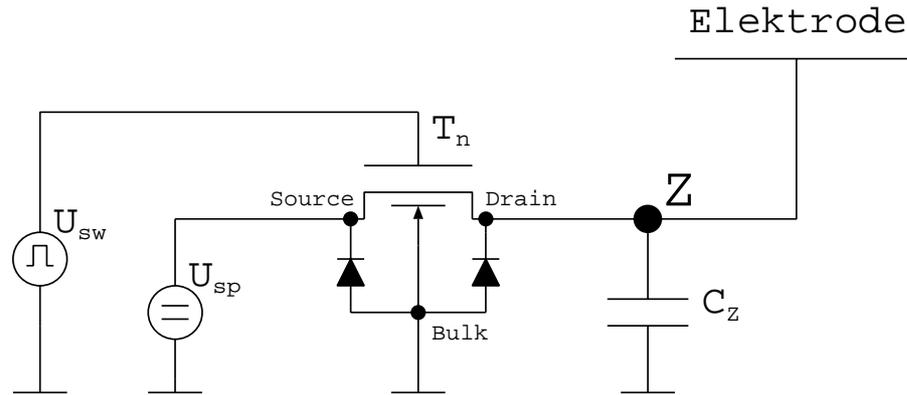


Abbildung 4.7: Ersatzschaltbild einer Pixelzelle mit Auswahltransistor und parasitären pn-Übergängen

Betrachtet man die Drainseite des Auswahltransistors so ergibt sich am Speicherknoten Z eine Parallelschaltung aus Speicherkapazität C_Z und Drain-Bulk Diode. Der Kanal des Transistors kann im allgemeinen als ideal sperrend angenommen werden, so dass ein Stromfluss zum Source vernachlässigbar ist.

Der Leckstrom, der in Sperrichtung betriebenen Diode, sorgt für eine ungewollte Entladung der Speicherkapazität C_Z . Für den Diodenstrom I gilt in diesem Fall ($U_D < 0$):

$$\begin{aligned} I &= I_0 \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_{th}}} - 1 \right) + I_{ph} \\ &\approx -I_0 + I_{ph} . \end{aligned} \quad (4.15)$$

I_{ph} setzt sich zusammen aus der Summe der einzelnen lichtinduzierten Komponenten $I_{ph,drift}$ und $I_{ph,diff}$. Wie in (4.7) und (4.11) gezeigt, sind diese Ströme negativ, das heißt sie fließen in Sperrichtung und addieren sich betragsmäßig zum Sättigungsstrom I_0 . In Abbildung 4.8 ist der Speicherknoten mit einer Stromquelle dargestellt, die für den in Sperrichtung betriebenen pn-Übergang steht.

Für den zeitlichen Verlauf der Ansteuerspannung der mechanischen Aktoren nach Abschalten des Auswahltransistors ergibt sich folgender Zusammenhang, der dem normalen Entladevorgang eines Kondensators entspricht:

$$U_Z(t) = U_Z(0) + \frac{1}{C_Z} \cdot \int I(U_Z) dt . \quad (4.16)$$

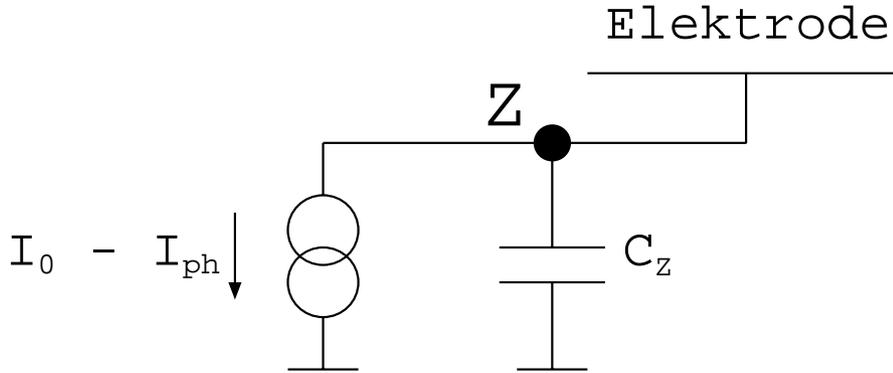


Abbildung 4.8: Ersatzschaltbild der Speicherkapazität mit Leckstromquelle

Wie zuvor gezeigt, ist zwar der reine Diodenleckstrom weitgehend unabhängig von der anliegenden Spannung U_Z , jedoch kann der erzeugte Photostrom I_{ph} eine Abhängigkeit von der anliegenden Spannung besitzen.

$$U_Z(t) = U_Z(0) + \frac{1}{C_Z} \int (I_{ph,drift} + I_{ph,diff}) dt - \frac{I_0}{C_Z} \cdot t \quad (4.17)$$

In (4.16) und (4.17) ist angenommen worden, dass zum Zeitpunkt $t = 0$ der Auswahltransistor geöffnet wird und danach sowohl der konstante Leckstrom I_0 als auch die lichtinduzierten Ströme für eine Verminderung der Adressierspannung sorgen.⁷

In Abbildung 4.9 ist ein typischer Entladevorgang der Speicherzelle über der Zeit dargestellt. Vereinfachend ist hierbei zunächst ein konstanter Photostrom I_{ph} angenommen worden. Es wird deutlich, dass der Lichteinfluss den restlichen Leckstrom durch die gesperrten Dioden bei weitem übersteigt. Im folgenden Kapitel werden die auftretenden Photoströme in den Speicherzellen genauer untersucht, so dass in Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistung und Wellenlänge eine Aussage über die Ansteuerspannung der Spiegelelemente gemacht werden kann.

4.3 Abschätzung lichtinduzierter Leckströme

Wie bereits in Kapitel 3 erläutert, ist die elektrische Spannung auf dem Speicherknoten Z (siehe Abbildung 4.7) verantwortlich für die Auslenkung der Mikrospiegel. Bisher wurde der Abschaltvorgang genauer untersucht, das heißt es wurde die Spannungsgenauigkeit ermittelt, die sich aufgrund des Adressierzyklusses einstellt. Wichtig ist jedoch auch die Speicherzeit der Pixelzelle. Als Speicherzeit wird die Zeitspanne verstanden, in der die Adressierspannung innerhalb eines festzulegenden Intervalls garantiert werden kann.

⁷Zur Erinnerung: $I_{ph,drift}$ und $I_{ph,diff}$ sind negativ.

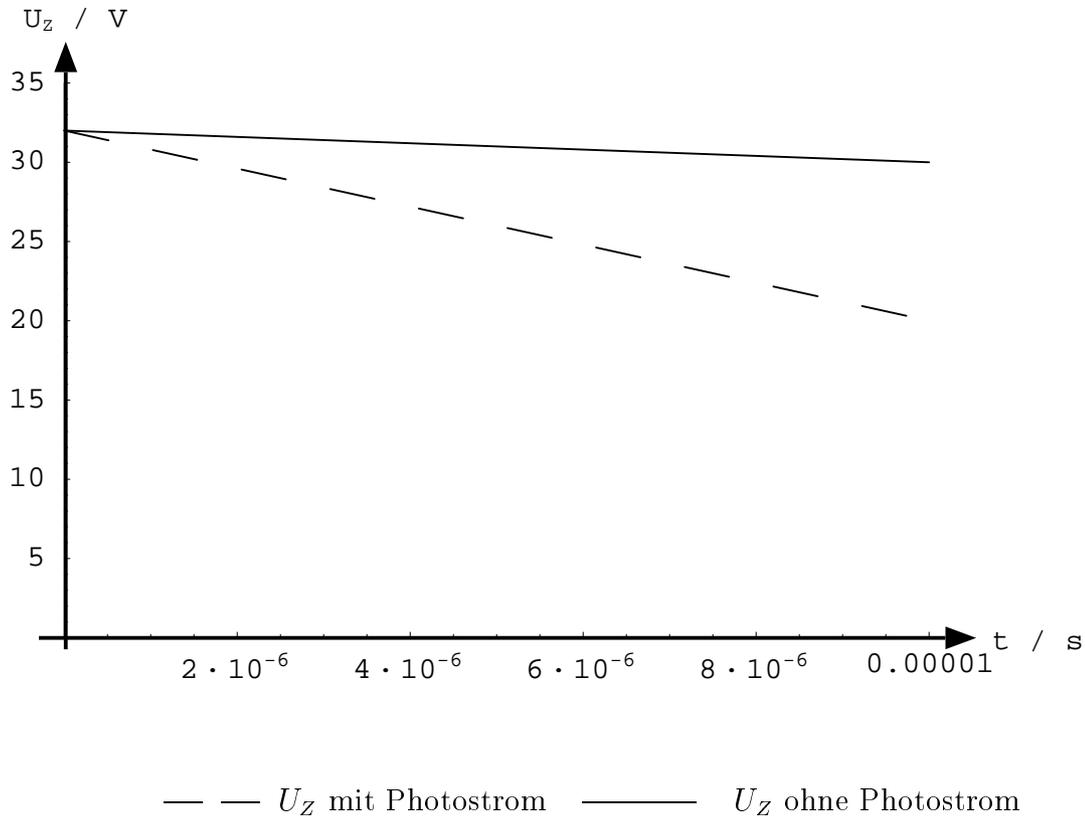


Abbildung 4.9: Entladungsvorgang einer Pixelzelle mit und ohne Photostrom

Die Speicherzeit gibt grundsätzlich das Zeitfenster vor, in der der Flächenlichtmodulator optisch ausgewertet werden kann. Bei einer kontinuierlichen Auswertung bestimmt die Speicherzeit die maximale Zeitspanne zwischen zwei Adressierzyklen, also die notwendige Refreshrate. Bei einer nicht-kontinuierlichen Beleuchtung bestimmt die Speicherzeit die maximale Zeitspanne zwischen Adressierung der Pixel-elemente und der anschließenden optischen Auswertung durch einen Belichtungsblitz (siehe Kapitel 2.4).

Betrachtet man die pn-Übergänge in der CMOS-Technologie, wie sie in Abbildung 4.6 dargestellt sind, so ergibt sich für die Drain-Bulk Diode ein lateraler Bereich in dem sich eine Raumladungszone ausbreiten kann und ein vertikaler Bereich. Die Ausdehnung des dazwischen liegenden Übergangsbereichs ist abhängig von der Geometrie des diffundierten Transistordrains und wird hier zunächst vernachlässigt.

Im ersten Fall ist das Dotierungsprofil orthogonal zur Einfallrichtung, das heißt die Photonendichte längs der Raumladungszone ist konstant und nimmt mit der Tiefe z ab. Das Raumladungsprofil kann über der Tiefe z als konstant angenommen werden. Abbildung 4.10 zeigt die entsprechenden Größen.

Da die Photonendichte längs der Raumladungszone konstant ist, gilt dies auch für die Generationsrate G_{opt} , die somit unabhängig von der Koordinate x in (4.7)

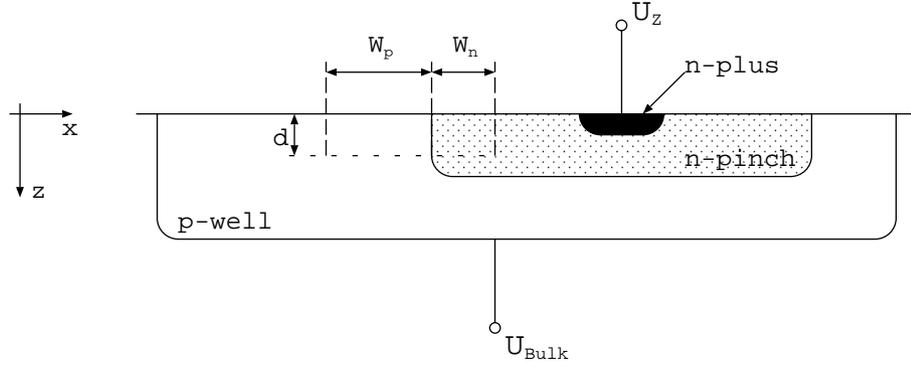


Abbildung 4.10: Laterales Profil des pn-Übergangs zwischen n-Diffusionsgebiet und p-dotierter Wanne

ist. Für den lichtinduzierten Driftstrom ergibt sich unter der Bedingung, dass die gesamte Raumladungszone gleichmäßig beleuchtet wird, folgender Ausdruck:

$$I_{ph,drift} = -q A W_S G_{opt}(d) . \quad (4.18)$$

Setzt man den Ausdruck (4.4) für die Generationsrate ein, so ergibt sich ein Driftstrom, der nur noch von der Eindringtiefe d und der Größe der Raumladungszone abhängt, wie ihn Ausdruck (4.19) zeigt.

$$I_{ph,drift} = -q \frac{\lambda}{hc} \eta(\lambda) \cdot P_{opt,0} \frac{W_S}{d} \int_0^d e^{-\alpha_0 z} dz \quad (4.19)$$

In Abhängigkeit von dem Absorptionskoeffizient α_0 ergeben sich zwei Fälle, die man unterscheiden kann:

1. Das einfallende Licht wird innerhalb der Tiefe d der Raumladungszone nahezu komplett absorbiert.
2. Das einfallende Licht dringt tiefer ein, als die sich ausbildende Raumladungszone. Nur ein Teil des Lichtes wird absorbiert und trägt zum Photostrom bei.

Der Absorptionskoeffizient für Silizium ist stark wellenlängenabhängig. Mit steigender Wellenlänge sinkt der Koeffizient bis auf Null ab, dass heißt es findet keine Absorption statt. Wie in Kapitel 4.1 bereits erwähnt liegt dieser Wert für Silizium bei $\lambda \approx 1,1 \mu m$. In Tabelle 4.1 sind Werte des Absorptionskoeffizienten für ausgewählte Wellenlängen dargestellt [39].

Im ersten Fall vereinfacht sich (4.19) zu:

$$I_{ph,drift} = -q \frac{\lambda}{hc} \eta(\lambda) \cdot P_{opt,0} \frac{W_S}{d\alpha_0} , \quad (4.20)$$

da in diesem Fall $d \gg \frac{1}{\alpha_0}$ ist.

λ	1000 nm	840 nm	700 nm	640 nm	488 nm	248 nm
α_0	10^2 cm^{-1}	$5 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$	$2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$	$5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$	10^4 cm^{-1}	$> 10^6 \text{ cm}^{-1}$

Tabelle 4.1: Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Wellenlänge für Silizium

Die Gesamtbreite der Raumladungszone W_S ergibt sich aus den beiden Anteilen, die sich in dem p- und n-dotierten Bereich ausbreiten:

$$W_S = W_p + W_n. \quad (4.21)$$

Die Raumladungszone selber ist abhängig von dem Dotierungsgrad der p und n Gebiete, sowie von der angelegten Spannung. Nach [42] gilt:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r N_A (U_{Bulk} - U_D)}{q N_D (N_A + N_D)}} \quad (4.22)$$

$$W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r N_D (U_{Bulk} - U_D)}{q N_A (N_A + N_D)}}.$$

Zur Vereinfachung wird das Wannepotential $U_{Bulk} = 0$ als Bezugspotential gewählt. Es ergibt sich eine nichtlineare Abhängigkeit des erzeugten Photostromes von der anliegenden Spannung U_D ⁸, wie in (4.23) gezeigt.

$$I_{ph,drift} = -q \cdot \frac{\lambda \eta(\lambda) P_{opt,0}}{h c d \alpha_0} \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{N_A + N_D} \frac{N_A^2 + N_D^2}{N_A \cdot N_D} \cdot \frac{-U_D}{q}} \quad (4.23)$$

Abbildung 4.11 zeigt den Strom aus (4.23) für eine beispielhafte Strahlungsleistung von $P_{opt} = 10 \text{ mW}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 840 \text{ nm}$.

In Abbildung 4.12 sind die einzelnen Gebiete, in denen weitere Photoströme durch Diffusion und Drift entstehen, eingezeichnet.

- I: In diesem Gebiet wird der Driftstrom $I_{ph,drift}$ erzeugt, wie er bereits in (4.23) hergeleitet worden ist.
- II: Die in diesem Gebiet erzeugten Ladungsträger liegen innerhalb der Diffusionslänge L_n von der Raumladungszone und tragen daher als zusätzlicher Diffusionsstrom zum Diodenleckstrom bei.
- III: In diesem Gebiet entsteht ein lichtinduzierter Driftstrom in dem vertikalen pn-Übergang, falls das Licht eine höhere Eindringtiefe hat, als der laterale pn-Übergang ($d \not\gg \frac{1}{\alpha_0}$).

⁸Die Spannung U_D entspricht hier der Diodenspannung zwischen Bulk und Drain, ist also der negative Wert der Spannung U_Z auf dem Speicknoten der Pixelzelle.

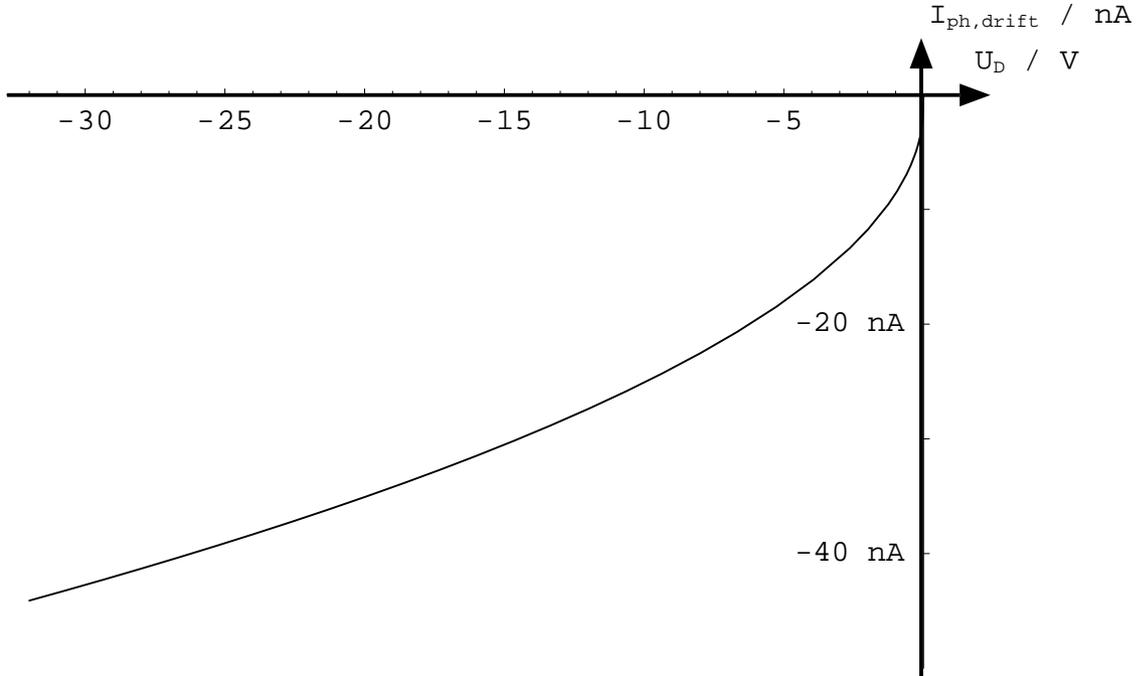


Abbildung 4.11: Sperrstrom der Drain-Bulk Diode unter Lichteinfluss

IV: Ein zusätzlicher Diffusionsstrom kann noch unterhalb des vertikalen pn-Überganges entstehen, falls die Eindringtiefe des Lichtes groß genug ist.

Für den Diffusionsstrom in Gebiet II gilt der bereits in (4.11) hergeleitete Zusammenhang. Unter der Voraussetzung, dass die Eindringtiefe $\frac{1}{\alpha_0}$ des Lichtes kleiner ist, als die Tiefe des pn-Überganges in Gebiet I, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$I_{ph,diff} = -q \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta(\lambda) P_{opt,0} \frac{L_n}{d \alpha_0}. \quad (4.24)$$

Die Diffusionskonstante L_n ist durch die Einstein-Beziehung gegeben:

$$L_n = \sqrt{\tau_n \cdot D_n} = \sqrt{\tau_n \mu_n \frac{kT}{q}} \quad (4.25)$$

und ist von der Minoritätsträgerlebensdauer τ_n und der Beweglichkeit μ_n abhängig.

Wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist, handelt es sich bei dem p-dotierten Diffusionsgebiet um eine Wanne des CMOS-Prozesses. Die Ausbreitung der Wanne über den N-Kanal-Transistor hinaus ist im allgemeinen größer als die entsprechende Diffusionslänge L_n , so dass sich dieser Wert für die Breite der relevanten Fläche ergibt.

Für große Wellenlängen (siehe Tabelle 4.1) ergibt sich ein höherer Absorptionskoeffizient α_0 , so dass die Bedingung $d \gg \frac{1}{\alpha_0}$ nicht mehr erfüllt ist. In diesem Fall

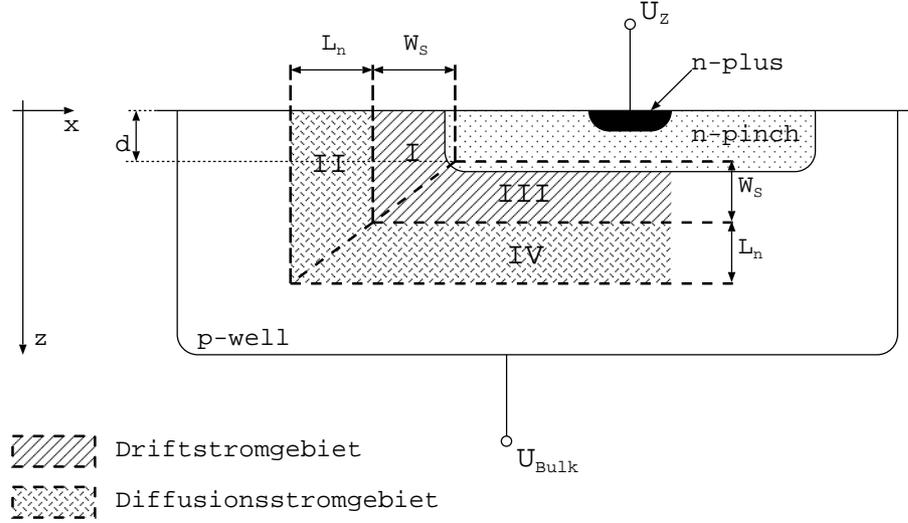


Abbildung 4.12: Zonen des pn-Überganges, in denen Photoströme entstehen

ergibt sich für den entstehenden Driftstrom folgender Ausdruck:

$$I_{ph,drift} = -q \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta(\lambda) P_{opt,0} \frac{W_S}{d\alpha_0} (1 - e^{-\alpha_0 d}) . \quad (4.26)$$

Analog dazu ergibt sich für den dazugehörigen Diffusionsstrom:

$$I_{ph,diff} = -q \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta(\lambda) P_{opt,0} \frac{L_n}{d\alpha_0} (1 - e^{-\alpha_0 d}) . \quad (4.27)$$

Das heißt der Photostrom des lateralen pn-Überganges erniedrigt sich um einen Faktor, der den Anteil der Strahlungsleistung beschreibt, die nicht innerhalb der ausgeprägten Raumladungszone absorbiert wird. Diese Strahlungsleistung wird in tieferen Ebenen des Halbleiter absorbiert und erzeugt dort Ladungsträger, die ebenfalls einen Drift- und gegebenenfalls einen Diffusionsstrom ergeben. Dies entspricht den Gebieten III und IV in Abbildung 4.12.

Im Gegensatz zu den vorherigen Betrachtungen zu den Photoströmen, ist bei einem vertikalen pn-Übergang, die Lichteinfallrichtung nicht mehr orthogonal zu dem Verlauf der Raumladungszone, sondern verläuft in der gleichen Richtung. Dies ist bei der Lösung der Integrale aus (4.7) und (4.11) zu beachten. Es ergeben sich daher folgende Integrale zur Bestimmung des Drift- und Diffusionsstromes:

$$\begin{aligned} I_{ph,drift} &= -qA \int_d^{d+W_S} G'_{opt} dz \\ I_{ph,diff} &= -qA \int_{d+W_S}^{d+W_S+L_n} G'_{opt} dz . \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die optische Generationsrate G'_{opt} ist nun abhängig von der Koordinate z :

$$G'_{opt} = \eta(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \frac{P_{opt,0}}{A} \cdot e^{-\alpha_0 \cdot z} . \quad (4.29)$$

Nach Lösen der Integrale ergeben sich folgende Photoströme:

$$\begin{aligned} I_{ph,drift} &= -q \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta(\lambda) P_{opt,0} \frac{1}{\alpha_0} (e^{-\alpha_0 d} - e^{-\alpha_0(d+W_S)}) \\ I_{ph,diff} &= -q \frac{\lambda}{hc} \cdot \eta(\lambda) P_{opt,0} \frac{1}{\alpha_0} (e^{-\alpha_0(d+W_S)} - e^{-\alpha_0(d+W_S+L_n)}) \end{aligned} \quad (4.30)$$

Im Falle einer kontinuierlichen Beleuchtung des Lichtmodulators sind die Driftstrom- und Diffusionsstromanteile gleichwertig zu berücksichtigen, da beide Anteile zeitkontinuierlich fließen. Anders verhält es sich bei einer nicht-kontinuierlichen Beleuchtung. Hier sorgt ein Lichtblitz für einen kurzzeitig erhöhten Leckstrom der Speicherzellen. Es besteht ein Unterschied im Zeitverhalten zwischen lichtinduziertem Driftstrom und Diffusionsstrom.

Die im Driffeld des pn-Überganges erzeugten Ladungsträger tragen aufgrund des herrschenden elektrischen Feldes unmittelbar zum Sperrstrom bei. Die Laufzeit der Ladungsträger bis zur Grenze der Raumladungszone wird näherungsweise durch deren Breite W_S und durch die erreichbare Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger v_s bestimmt:

$$\tau_{drift} \approx \frac{W_S}{v_s} . \quad (4.31)$$

Zusätzlich wirkt noch die sich ausbildende Sperrschichtkapazität, die durch den erzeugten Photostrom umgeladen werden muss. Die Zeitkonstante τ_{SC} wird durch die sich ausbildende Sperrschichtkapazität C_S und durch den Widerstand der Bahngebiete und sonstigen externen Beschaltung R_{ext} bestimmt:

$$\tau_{SC} = C_S \cdot R_{ext} . \quad (4.32)$$

Die resultierende Zeitkonstante des Driftstroms ergibt sich aus der Summe der Zeitkonstanten für die Transferzeit der Ladungsträger und der RC -Zeitkonstante. Die Sperrschichtkapazität ist abhängig von der Breite der Raumladungszone, sowie von der Fläche A_S des pn-Überganges. In (4.21) und (4.22) ist bereits die Spannungsabhängigkeit von W_S gezeigt worden. Für die resultierende Zeitkonstante des Photodriftstromes ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\tau_{I_{ph,drift}} = \frac{W_S}{v_s} + A_S \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{W_S} \cdot R_{ext} \quad (4.33)$$

In Abbildung 4.13 ist der spannungsabhängige Verlauf der Zeitkonstante $\tau_{I_{ph,drift}}$ dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass für große Sperrspannungen der erste Term aus (4.33) relevant ist. Der Einfluss der externen Widerstände und der Sperrschichtkapazität ist erst bei kleinen Spannungen auf dem Speicherknoten ausschlaggebend.

Bei großen Ansteuerspannungen, wie sie für mikromechanische Aktoren benötigt wird, bestimmt die Ladungsträgerlaufzeit durch die Sperrschicht die Zeitkonstante des Stromverlaufes. Mit zunehmender Sperrspannung vergrößert sich die Breite der Raumladungszone und somit auch die Laufzeit der Ladungsträger.

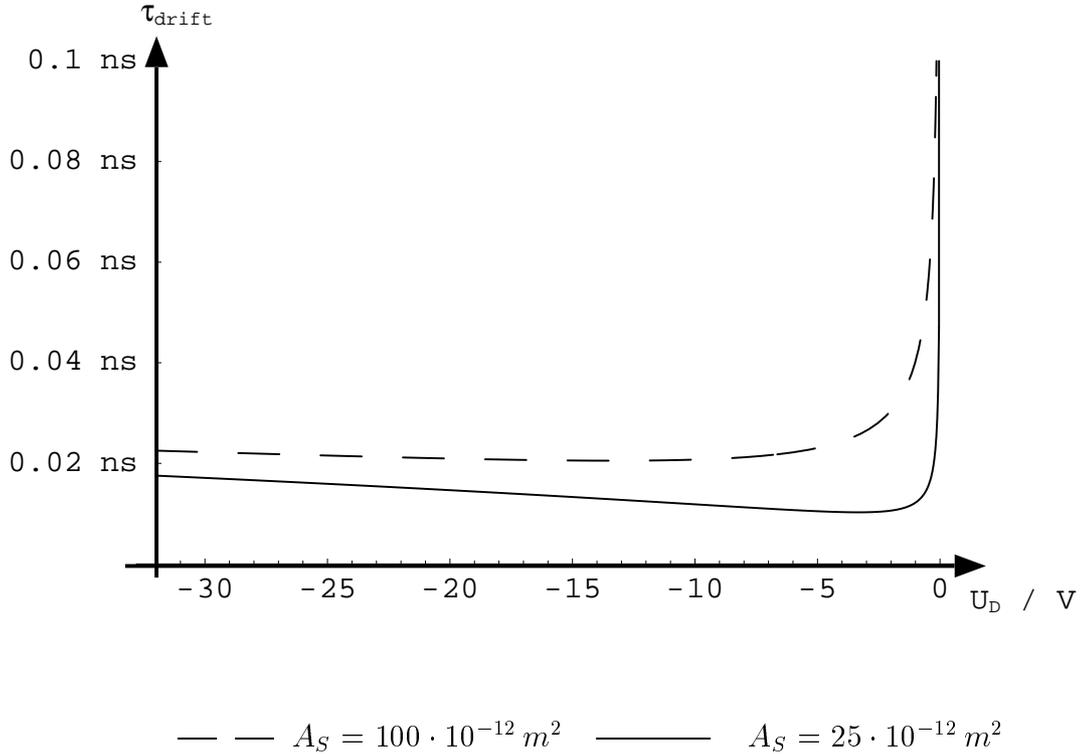


Abbildung 4.13: Zeitkonstante des lichtinduzierten Driftstromes ($v_s = 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $R_{ext} = 1 \text{ k}\Omega$)

Für das Zeitverhalten des lichtinduzierten Diffusionsstromes ist ebenfalls die Trägerlaufzeit ausschlaggebend. Neben dem bereits erwähnten Anteil, der sich aus der RC -Konstante des pn-Überganges ergibt, bestimmt die Laufzeit, die die Minoritätsträger benötigen, um zur Raumladungszone zu gelangen, das Zeitverhalten des Diffusionsstromes. Die größte Entfernung von der Raumladungszone, in der Ladungsträger diese erreichen können, ist durch die Diffusionslänge L_n gegeben. Für die charakteristische Diffusionszeitkonstante gilt folgender Ausdruck [42]:

$$\tau_{diff} = \frac{L_n^2}{2D_n} = \frac{\tau_n}{2}. \quad (4.34)$$

Allgemein gilt, dass die Zeitkonstante des Diffusionsstromes in der Regel mehrere Größenordnungen höher ist, als die des Driftstromes. Abbildung 4.14 zeigt τ_{diff} in Abhängigkeit von der Breite des Diffusionsgebietes W_{diff} für beispielhafte Diffusionskoeffizienten D_n .

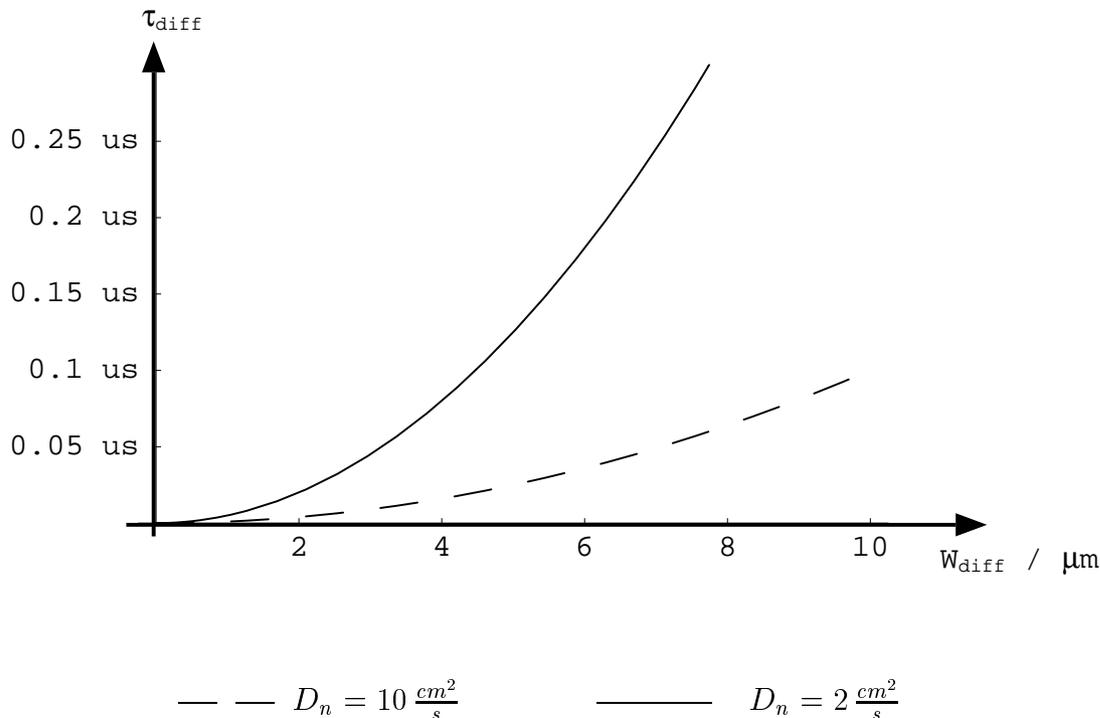


Abbildung 4.14: Zeitkonstante des lichtinduzierten Diffusionsstromes in Abhängigkeit von der Breite des Bahngebietes

Im Fall der nicht-kontinuierlichen Beleuchtung kann eine Entladung der Pixelzelle in Kauf genommen werden, wenn der Lichtimpuls (und damit die Zeitspanne des optischen Auslesens des Lichtmodulators) kurz genug ist. Das zur Auswertung zur Verfügung stehende Zeitintervall wird in der Regel von der Trägheit des mikro-mechanischen Aktors bestimmt (siehe Kapitel 5.5). Selbst in der CBM-Technologie, die mit einigen Mikrosekunden die schnellste Einschwingzeit besitzt (siehe Kapitel 5.5.2), liegt die mechanische Zeitkonstante immer noch deutlich über der Zeitkonstante der Photoströme. Wichtig für einen Betrieb mit hoher Bildwiederholrate ist die Bedingung, dass die erhöhten Leckströme durch Beleuchtung beim Einschreiben des nachfolgenden Bildes wieder abgeklungen sind. Wie oben gezeigt, ist die Zeitkonstante der auftretenden Diffusionsströme hier relevant, die im unteren Mikrosekundenbereich liegen kann (siehe Abbildung 4.14).

4.4 Maßnahmen zur Verringerung der Lichtempfindlichkeit

Im vorigen Kapitel wurden die bei Beleuchtung des Lichtmodulators auftretenden Leckströme bestimmt. Diese Leckströme können zu einer Verminderung der Ansteuerspannungen der Spiegelemente führen. Dies macht sich bei kontinuierlicher Beleuchtung in einem verminderten Kontrast bemerkbar, da Pixel, die mit hohem

Spannungspegel angesteuert werden, stärker gedämpft werden als Pixel mit geringem Pegel. Der Verlust an maximaler Ansteuerspannung kann ebenfalls dazu führen, dass die zur Lichtmodulation notwendige Deformation der mechanischen Mikrospiegel nicht mehr erreicht wird, und somit eine Fehlfunktion auftritt.

Bei kontinuierlicher Beleuchtung verursachen Drift- und Diffusionsströme gleichermaßen eine Entladung der Speicherzellen. In Abhängigkeit von der verwendeten Wellenlänge tragen entweder nur die lateralen pn-Übergänge der Pixelzelle oder zusätzlich auch die vertikalen Übergänge zur Entladung bei.

Bei nicht-kontinuierlicher Beleuchtung ist neben der absoluten Größe der Leckströme auch das Zeitverhalten dieser zu beachten. Hier ist der Diffusionsstrom besonders kritisch, da er eine Zeitkonstante besitzt, die bei Systemen mit hoher Wiederholrate, die Adressierung des nachfolgenden Bildes beeinflussen kann.

Ein Reduzieren der Leckströme ist durch Abschirmen der kritischen Flächen möglich. Abbildung 4.15 zeigt den Querschnitt einer Pixelzelle.

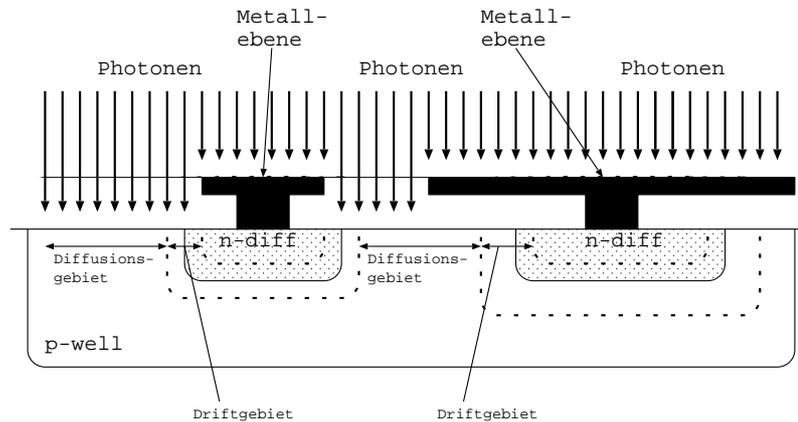


Abbildung 4.15: Querschnitt einer Speicherzelle mit einer Metallebene zur Abschirmung der Raumladungszone

Die Raumladungszone des rechten pn-Überganges ist durch die darüberliegende Metallebene vor Lichteinfluss geschützt. In die Raumladungszone gelangen so keine Photonen und erzeugen daher auch keine zusätzlichen Ladungsträger, die zum Leckstrom beitragen. Der Strom durch die in Sperrrichtung betriebene Drain-Bulk-Diode ist nur noch durch den geringen Sättigungsstrom I_0 gegeben (siehe Kapitel 4.2). Neben dem Driftgebiet ist ebenfalls ein großer Teil des Diffusionsgebietes von der Metallebene abgeschirmt. Idealerweise sollte die Lichtabschirmung so groß sein, dass die verbleibende freie Substratoberfläche außerhalb der Diffusionslänge der Minoritätsträger liegt. In diesem Fall ist auch der Diffusionsstrom vernachlässigbar. In der Praxis ist eine vollständige Abschirmung der kritischen pn-Übergänge meist nicht möglich.

Bei den in dieser Arbeit entworfenen anwendungsspezifischen Flächenlichtmodulatoren ist eine Optimierung der Abschirmung durchgeführt worden. Bei kontinuierlich beleuchteten Systemen ist ein generelles Vermindern der lichtinduzierten

Leckströme sinnvoll. Bei nicht-kontinuierlicher Beleuchtung ist zusätzlich zu beachten, dass die höhere Zeitkonstante der Diffusionsströme nicht in den Bereich der Wiederholrate gelangt. Gegebenfalls sind die Diffusionsgebiete auf Kosten der Driftgebiete besonders gut abzuschirmen.

Im Anhang B.2 sind die verwendeten Layouts für Speicherzellen mit jeweils $16\ \mu m$, $20\ \mu m$ und $24\ \mu m$ Kantenlänge dargestellt. Aufgrund der Layoutrestriktionen ist eine vollständige Abschirmung mit den zur Verfügung stehenden Metallebenen nicht möglich. Eine Abschätzung des Lichteinflusses auf die Adressiergenauigkeit und die mögliche Speicherzeit ist in Kapitel 6.3 aufgeführt.