

Kapitel 4

Modellierung des elektrischen Transports in CuInS_2 -Dünnschichtsolarzellen

Die analytische Beschreibung der Rekombinationsmechanismen nach Kapitel 3 ist für komplexere Heterostrukturen nicht immer ausreichend, da zum Beispiel geladene Grenzflächenzustände nicht erfaßt sind. In Chalkopyrit-Dünnschichtsolarzellen wird der Bandverlauf jedoch von Grenzflächenzuständen beeinflusst. Diese sind nach Kronik [53] die Ursache für die invertierte Grenzfläche in $\text{CuInSe}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}$ -Heteroübergängen.

In diesem Kapitel wird die Anwendbarkeit der analytischen Beschreibung auf komplexere Strukturen diskutiert. Dabei wird der Einfluß von geladenen und ungeladenen Grenzflächenzuständen an einer Struktur untersucht, die an die $\text{CuInS}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}$ -Solarzelle angenähert ist. Die Berechnungen werden für einen Übergang durchgeführt, dessen Leerlaufspannung über die Rekombination am Heterokontakt bestimmt ist. Darüber hinaus wird auf den Feldverlauf und dessen Beleuchtungsabhängigkeit eingegangen.

Mögliche Ursachen einer invertierten Grenzfläche und deren Einfluß auf die Photostromsammlung werden im zweiten Teil des Kapitels behandelt.

4.1 Einfluß von Grenzflächenzuständen auf den elektrischen Transport

Grenzflächenzustände führen einerseits zu einer Veränderung des Feldverlaufs, andererseits wirken sie als Rekombinationszentren für Minoritätsladungsträger an der Grenzfläche. Aufgrund der Komplexität der Problemstellung wird diese numerisch gelöst. Dabei wird auf ein eindimensionales Simulationsprogramm (SCAPS [12,73]) zurückgegriffen. Es wird von gemittelten charakteristischen Halbleitereigenschaften, wie zum Beispiel Dotierung und Lebensdauer, ausgegangen. Effekte die durch die Polykristallinität des Materials verursacht werden, können im eindimensionalen Modell nicht behandelt werden.

4.1.1 Ungeladene Grenzflächenzustände

Grenzflächenzustände sind auch Rekombinationszentren, deren Einfluß auf U_{oc} durch den dominierenden Rekombinationsmechanismus gegeben ist. Ein direkter Zusammenhang be-

steht zwischen der Zustandsdichte an der Grenzfläche N_i und der Leerlaufspannung, wenn die Grenzflächenrekombination den dominierenden Rekombinationsmechanismus in der Solarzelle darstellt. Die folgende Diskussion bezieht sich auf einen derartigen Heteroübergang, der an die reale CuInS₂/CdS/ZnO/ZnO:Ga-Struktur angenähert ist. Eine analytische Betrachtung wird vorangestellt.

4.1.1.1 Analytische Betrachtung für thermisch aktivierte Grenzflächenrekombination

Der Zusammenhang der Leerlaufspannung mit der Grenzflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist bei thermisch aktivierter Rekombination an der Grenzfläche durch Gl. 3.46 gegeben. Wird N_i um den Faktor y verändert, so ist

$$U_{oc} = E_b - \frac{AkT}{q} \ln\left(\frac{yJ}{J_{ph}}\right) \quad (4.1)$$

und die Änderung der Leerlaufspannung gegenüber $y = 1$ ist

$$U_{oc}(y = 1) - U_{oc}(y) = \Delta U_{oc} = \frac{AkT}{q} \ln(y). \quad (4.2)$$

Das heißt, daß eine höhere Leerlaufspannung durch die Verringerung der Zustandsdichte ($y < 1$) an der Grenzfläche erreicht werden kann. Der Einfluß ungeladener Grenzflächenzustände in komplexeren Strukturen wird im weiteren Verlauf anhand von Simulationsrechnungen diskutiert.

4.1.1.2 Numerische Betrachtung

Die verwendeten Parameter für die einzelnen Schichten (Tab. 4.1) stellen eine Annäherung an den realen Schichtaufbau in CuInS₂/CdS/ZnO/ZnO:Ga-Strukturen dar. Referenzen geben gemessene Werte der realen Schichten oder in Simulationen anderer Gruppen verwendete Parameter an. Die Relativwerte der Elektronenaffinität χ der einzelnen Schichten bestimmen den Bandversatz im Leitungsband. Experimentell bestimmte Leitungsbanddiskontinuitäten werden dabei berücksichtigt [98,101,106,134]. Die Stufe im Leitungsband an der Grenzfläche CuInS₂/CdS erhöht den Einfluß der Grenzflächenzustände auf U_{oc} [49]. Die Dotierung des CdS ist umstritten. Aufgrund der geringen Dunkelleitfähigkeit von $10^{-8} - 10^{-10}(\Omega\text{cm})^{-1}$ [68] wird oft von einer nahezu intrinsischen CdS-Schicht ausgegangen. Andererseits wird über $N_D \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ berichtet [52,78]. Dabei wird argumentiert, daß die Schicht auf Glas durch den Einfluß von Oberflächenzuständen verarmt ist und daher die Leitfähigkeit sehr gering ist. Für die Simulationen wurde von einer geringen Dotierung des CdS ausgegangen.

Die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Grenzfläche CuInS₂/CdS und CdS/ZnO wurde als Ausgangswert jeweils $S = 10^5 \text{ cm/s}$ gesetzt. Im folgenden werden die in der Simulation auftretenden Schichten nach den realen Schichten in der Solarzelle, denen sie angenähert sind benannt.

Rekombinationsmechanismus: Die Diskussion des variierten N_i wird anhand eines Heteroübergangs geführt, der über die Rekombination der Ladungsträger an der Grenzfläche limitiert ist. $eU_{oc}(T \rightarrow 0 \text{ K}) = 1.3 \text{ eV}$ gilt mit den Parametern aus Tab. 4.1 für alle

Tabelle 4.1: Parameter zur Simulation von Heterostrukturen, die eine Annäherung an den CuInS₂/CdS/ZnO/ZnO:Ga-Übergang darstellen

	CuInS ₂ (CIS)	CdS	ZnO	ZnO:Ga
Dicke (μm)	2 (Kapitel 2)	$5 \cdot 10^{-2}$ (Kapitel 5)	0.1 (Kapitel 5)	0.5 (Kapitel 5)
v_{th} (cm/s)	10^7 [64]	10^7	10^7	10^7
ϵ_r	10 [61]	10 [58]	10 [64]	10 [64]
χ (eV)	3.9	4.1	4.3	4.3
E_g (eV)	1.5 (Kapitel 5)	2.4 [78]	3.3 [116]	3.3 [116]
μ_n (cm ² /Vs)	10 [59] effektiver Wert für polykristallini- nes Material	10	2 [117]	2 Größen- ordnung aus [39]
μ_p (cm ² /Vs)	2 [16]	5	20	2
N_A (cm ⁻³)	10^{17} (Kapitel 5)	0	0	0
N_D (cm ⁻³)	0	$5 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{18}$ [117]	10^{20} [39]
τ (s)	10^{-9} (für Cu(In,Ga)Se ₂ [77,86,135])	10^{-11}	10^{-9}	10^{-9}

berechneten N_i (Tab. 4.2), was ein Indiz für die thermisch aktivierte Grenzflächenrekombination darstellt. Nach Kapitel 3 ist die Grenzflächenrekombination der einzige thermisch aktivierte Prozeß, bei dem eU_{oc} ($T \rightarrow 0$ K) kleinere Werte als die kleinste Bandlücke annehmen kann. Die Extrapolation der Leerlaufspannung ist für die berechnete Struktur durch $E_g - E_{offset}$ gegeben, wobei E_{offset} den Versatz im Leitungsband zwischen CdS und CuInS₂ beschreibt. Die Grenzflächenrekombination wurde analytisch für den invertierten Übergang hergeleitet. In der berechneten Struktur liegt jedoch keine Inversion vor, was die Rekombinationszentren sehr effektiv macht. Zustandsdichten von 10^{11} cm⁻² führen zu Leerlaufspannungen, die um circa 600 meV unterhalb der Bandlückenenergie des CuInS₂ liegen. Bei größerem N_i steigt der Rekombinationsstrom und U_{oc} sinkt. Wird die Zustandsdichte um eine Größenordnung erhöht, so sinkt die Leerlaufspannung um 60 – 70 meV. Für die Leerlaufspannungsänderung gilt Gl. 4.2 in sehr guter Näherung. Zur Analyse des dominierenden Rekombinationsmechanismus kann also auch in komplexeren Strukturen die, in Kapitel 3 vorgestellte, analytische Beschreibung verwendet werden. Durch das Einbringen neutraler Grenzflächenzustände ändert sich der Feldverlauf im grenzflächennahen Gebiet nicht, womit der Diodenfaktor bei der Variation von N_i unverändert bleibt.

4.1.2 Geladene Grenzflächenzustände

Durch geladene Grenzflächenzustände wird der Feldverlauf beeinflusst, was im folgenden auch im Hinblick auf den Rekombinationsmechanismus diskutiert wird. Außerdem wird auf die Beleuchtungsabhängigkeit des Feldverlaufs durch Umladungsprozesse eingegangen.

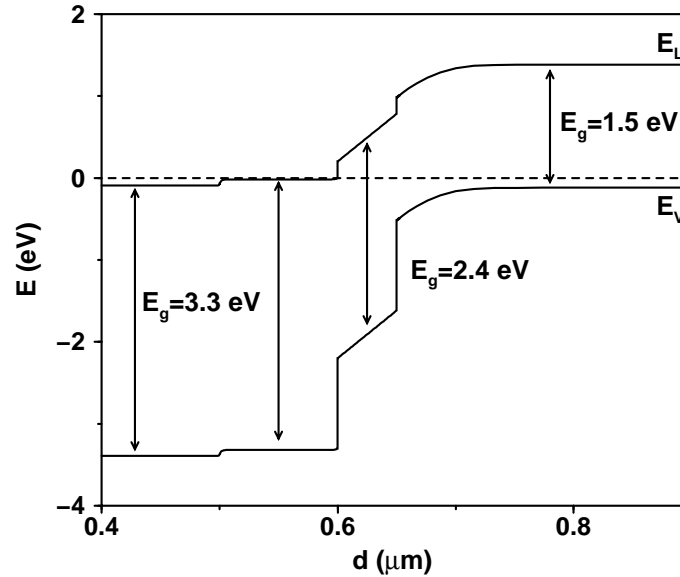


Abbildung 4.1: Simuliertes Banddiagramm für die angenäherte $\text{CuInS}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}/\text{ZnO}:\text{Ga}$ -Struktur mit Parameter nach Tab. 4.1

Tabelle 4.2: Einfluß einer variierten Zustandsdichte N_i an der Grenzfläche auf die Leerlaufspannung und den Diodenfaktor bei $T = 300$ K. Berechnungen mit SCAPS.

N_i [cm^{-2}]	S [cm/s]	U_{oc} [V]	$U_{oc}(T \rightarrow 0 \text{ K})$ [V]	A
10^{11}	10^3	0.92	1.3	1
10^{12}	10^4	0.86	1.3	1
10^{13}	10^5	0.79	1.3	1

4.1.2.1 Flache Akzeptoren

Der Einfluß flacher akzeptorischer Grenzflächenzustände auf den Feldverlauf und die dadurch verursachte Änderung des Diodenfaktors wird hier dargestellt.

Der Ladungszustand von Störstellen ist durch deren relative Lage zum Fermienergielevel bestimmt. Akzeptorische Zustände, die unterhalb des Fermienergielevels liegen, sind mit einem Elektron besetzt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit sinkt für $E_{A,i} > E_F$ mit größerem Abstand zur Fermienergie. Flache Akzeptoren liefern also einen höheren Beitrag zur elektrischen Feldstärke als tiefe. Wird ein negativ geladener Akzeptor an der Grenzfläche eingebracht, so wird aufgrund der Ladungsneutralität eine positive Zusatzladung in der Raumladungszone induziert. Diese erhöht das elektrische Feld im n-Gebiet und erniedrigt es im Absorber (Abb. 4.2). Im vorliegenden Beispiel wird der Abstand des Valenzbandmaximums des CuInS_2 zu E_F durch die akzeptorischen Zustände an der Grenzfläche um 70 meV verringert. Mit $E_{A,i} = 0.5$ eV ist die energetische Lage des Akzeptors im gerechneten Beispiel sehr nahe der Fermienergie E_F . Die Dichte der geladenen Zustände ist jedoch ausreichend, um das Feld im CuInS_2 deutlich zu verringern. Unter Beleuchtung

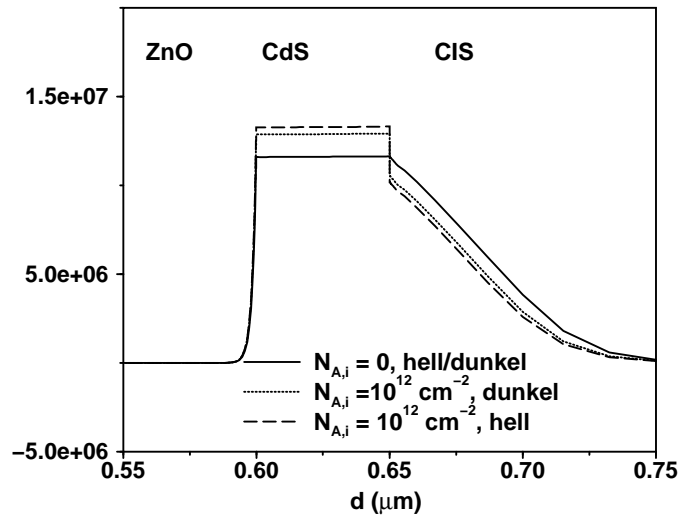


Abbildung 4.2: Simulation des elektrischen Feldes in der $\text{CuInS}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}$ -Heterostruktur unter dem Einfluß von akzeptorischen Grenzflächenzuständen ($E_{A,i} = 0.5 \text{ eV}$). Der Feldverlauf im Hellen, ist für die Beleuchtung unter AM1.5 Bedingungen berechnet.

werden weitere Elektronen von unbesetzten akzeptorischen Zuständen eingefangen, und das Feld im Absorber sinkt weiter. Es tritt also ein beleuchtungsabhängiges Feld auf, was durch das Umladen von Grenzflächenzuständen verursacht wird. Für die Bestimmung der Rekombinationsmechanismen in Solarzellen bedeutet dies, daß es nicht in jedem Fall ausreichend ist, den Transportmechanismus im Dunkeln zu bestimmen, um Aussagen über die Limitierung von U_{oc} zu treffen. Die analytischen Formeln, die U_{oc} beschreiben, gelten nur dann, wenn A und J_0 den Transport unter Beleuchtung beschreiben. Durch den Einfluß der akzeptorischen Grenzflächenzustände wird die Symmetrie des Übergangs verändert. Der asymmetrische Übergang für $N_{A,i} = 0$ besitzt einen Diodenfaktor von $A = 1$, während für $N_{A,i} = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ der Spannungsabfall über beiden Schichten zu berücksichtigen ist und $A = 1.5$ gilt. Die Diodenfaktoren im numerischen Modell wurden nur für die Dunkelkennlinie bestimmt, da der Verlauf der Hellkennlinie durch $J_{ph}(U)$ beeinflusst wird (Kapitel 6).

Durch den Einfluß der akzeptorischen Zustände an der Grenzfläche sinkt die Leerlaufspannung, was zweierlei Ursachen hat: Die geladenen Grenzflächenzustände wirken als zusätzliche Rekombinationszentren, und durch den veränderten Feldverlauf wird der Ort $n = p$ näher an die Grenzfläche gerückt, was die Rekombination effektiver macht. Der Feldverlauf kann also durch geladene Grenzflächenzustände moduliert werden, womit der Rekombinationsmechanismus beeinflusst wird. Der Diodenfaktor ändert sich trotz gleichbleibender Dotierung der einzelnen Schichten und wird durch den Bandverlauf bestimmt.

Bei der Präparation von effizienten Solarzellen sollte also nach den Ergebnissen aus diesem Kapitel eine geringe Zustandsdichte an der Grenzfläche angestrebt werden, um die Rekombinationsgeschwindigkeit zu verringern und damit U_{oc} zu erhöhen. Ein invertierter Übergang reduziert außerdem die Effektivität der Rekombinationszentren

an der Grenzfläche und ist daher für höhere Leerlaufspannungen von Vorteil. Mögliche Ursachen eines invertierten Übergangs werden in Abschnitt 4.2 vorgestellt. Die Leerlaufspannung wird durch eine Stufe im Leitungsband reduziert, wenn U_{oc} über die Rekombination der Ladungsträger an der Grenzfläche limitiert ist. Eine Optimierung des Bandverlaufs ist daher ein weiterer möglicher Ansatz zur Erhöhung des Wirkungsgrades in CuInS_2 -Dünnschichtsolarzellen.

4.1.2.2 Kompensierte Halbleiter und Grenzflächenzustände

Im folgenden wird auf ein etwas komplexeres Modell eingegangen, das von Igalson für $\text{CuInSe}_2/\text{CdS}$ -Strukturen postuliert wurde [36]. Die Berechnungen werden an einem Heteroübergang vorgenommen, der an die CuInS_2 -Dünnschichtsolarzelle angenähert ist. Chalkopyritschichten sind hochkompensierte Halbleiter [37]. Daher lassen sich nicht alle Effekte mit einem einzelnen Akzeptorniveau in der Schicht beschreiben. Tritt zusätzlich zum Akzeptorniveau ein Donatorniveau auf, das im Bahngebiet oberhalb des Fermi-niveaus liegt und somit geladen ist, wirkt dieses kompensierend auf die Gesamtladung der Schicht. Im grenzflächennahen Bereich wird durch den höheren Abstand des Maximums der Valenzbandkante zu E_F die Kompensation verringert, da das Donatorniveau teilweise unterhalb des Fermi-niveaus (Abb. 4.3) liegt.

Existieren weiterhin flache Akzeptoren an der Grenzfläche, so bestimmen diese die Position des Fermi-niveaus an der Grenzfläche. Wird die Zahl der negativ geladenen Akzeptoren an der Grenzfläche unter Beleuchtung erhöht, so sinkt das Feld im Absorber (Abschnitt 4.1.2.1). Dadurch wird die Kompensation verstärkt und die Feldstärke sinkt weiter. Das beleuchtungsabhängige Feld für das gerechnete Beispiel ist Abb. 4.3b zu entnehmen. Die Stärke des Effekts hängt von der energetischen Lage des Akzeptors an der Grenzfläche und des Donators in der Absorberschicht ab. Die Zustandsdichten der Störstellen sind außerdem von Bedeutung. Hier sei lediglich der prinzipielle Mechanismus verdeutlicht, da dieser zur Diskussion des Rekombinationsverhaltens in CuInS_2 -Dünnschichtsolarzellen in

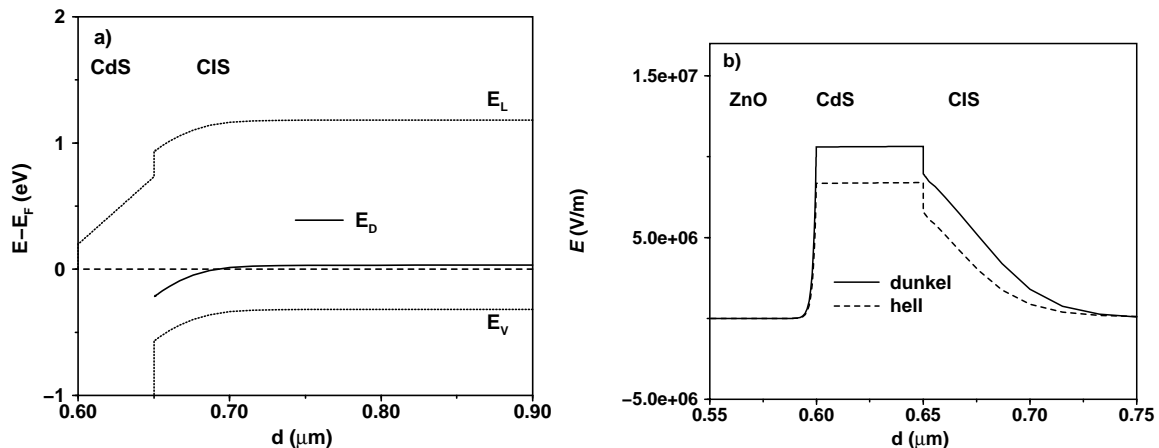


Abbildung 4.3: a) Gleichgewichts-Banddiagramm eines $\text{CuInS}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}$ -Heteroübergangs mit Kompensationsdotierung im Absorber. E_D beschreibt die Energetische Lage des Donatorniveaus b) Beleuchtungsabhängigkeit des elektrischen Feldes mit $N_{A,i} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und $N_{D,CIS} = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Kapitel 6 herangezogen wird.

4.2 Inversion der Grenzfläche

Liegt der elektronische pn-Übergang nicht an der Grenzfläche, sondern im Absorber, so spricht man von einem invertierten Übergang. Dieser führt zu einer verminderten Rekombination an der Grenzfläche, da der Ort höchster Rekombination ($n = p$) nicht mit dem Ort höchster Störstellendichte identisch ist. Daher wird eine schwache Inversion der Grenzfläche in Heterostruktur-Solarzellen angestrebt. Bei sehr starker Inversion (vergrabener Übergang) können Effekte auftreten, die sich negativ auf die Zelleffizienz auswirken. Ist die Asymmetrie der Raumladungszone weitgehend aufgehoben, so liegt, für die hier beschriebenen Strukturen, der oberflächennahe Bereich des Absorbers im n-Gebiet. Es tragen sowohl Löcher in der Nähe des Heterokontakts als auch Elektronen aus tiefer liegenden Bereichen des Absorbers zum Photostrom bei. Wenn der Löcherstrom durch geringe Beweglichkeit und niedrige Lebensdauer der Löcher behindert ist, so sinkt die Sammlungseffizienz im n-Gebiet der Solarzelle. In wellenlängenabhängigen Messungen tritt dann eine verminderte Sammlung für kleine Wellenlängen auf (verminderte Blauempfindlichkeit), da das höher-energetische Licht nahe der Grenzfläche absorbiert wird, wo der Ladungsträgertransport behindert ist. Eine verminderte Blauempfindlichkeit ist bei einem vergrabenen Übergang wahrscheinlicher, als die verminderte Rotempfindlichkeit, da die Beweglichkeit der Löcher im allgemeinen kleiner als die der Elektronen ist, und damit die Driftgeschwindigkeit der Löcher sinkt. Des weiteren ist die Störstellendichte durch Gitterfehlpassung im grenzflächennahen Bereich höher als im Volumenmaterial, was den Ladungsträgertransport weiter behindert. Unterschiedliche Ursachen für einen vergrabenen Übergang in CuInS_2 -Dünnschicht-Solarzellen werden im folgenden anhand von Modellrechnungen dargestellt.

4.2.1 Fremdphase im oberflächennahen Bereich des Absorbers

Ein vergrabener Übergang kann durch einen Absorber verursacht werden, in dem der oberflächennahe Bereich n-dotiert ist, während das Volumenmaterial eine p-Dotierung aufweist. Experimentelle Befunde dazu werden in Kapitel 5 diskutiert. In der exemplarischen Rechnung wird zusätzlich zur $2 \mu\text{m}$ dicken Absorberschicht mit $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ eine n-dotierte Schicht ($d = 150 \text{ nm}$, $E_g = 1.5 \text{ eV}$) mit variiertem N_D und geringer Lebensdauer der Löcher ($\tau_p = 10^{-12} \text{ s}$) eingefügt. Die Photostromsammlung in diesem Übergang weist eine starke Abhängigkeit von N_D auf (Abb. 4.4a). Für $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ist die Grenzfläche invertiert. Der Beitrag der Löcher zum Photostrom im Absorptionsbereich des CuInS_2 ist aber nicht so groß, daß eine verminderte Sammlung im niederwelligen Bereich auftritt. Für den invertierten Übergang ist die Rekombinationswahrscheinlichkeit der Elektronen an der Grenzfläche vernachlässigbar klein, wodurch die Quantenausbeute im Bereich $\lambda > \lambda_g^{\text{CdS}}$ erhöht ist, wobei λ_g^{CdS} diejenige Wellenlänge darstellt, die der Bandlückenenergie des CdS entspricht. Für Löcher erhöht sich die Rekombinationswahrscheinlichkeit, was die Sammlung aus dem CdS verringert. Bei weiterer Erhöhung von N_D liegt der elektronische pn-Übergang so weit im Absorber, daß ein nicht mehr zu vernachlässigender Beitrag der Löcher zum Photostrom auftritt. Mit geringem τ_p ist die Sammlung im ganzen Spektralbereich reduziert. Ein stärkerer Einfluß ist jedoch für Licht

mit kleineren Wellenlängen zu verzeichnen, da dieses mit höherer Wahrscheinlichkeit im grenzflächennahen Bereich absorbiert wird.

Wird die verminderte Blauempfindlichkeit durch eine n-dotierte Schicht an der Grenzfläche verursacht, so muß N_D nach obigen Rechnungen in der Größenordnung der p-Dotierung des Absorbers liegen. Weitere Ursachen eines vergrabenen Übergangs werden im folgenden diskutiert.

4.2.2 Hohe Zustandsdichte an der Grenzfläche

Existiert eine hohe Dichte an geladenen Grenzflächenzuständen, so wird die Position des Fermineaus an der Grenzfläche nicht durch die Fermienergie des Volumens der beiden angrenzenden Materialien bestimmt, sondern durch die Grenzflächenzustände. Bardeen [4] beschreibt dies für einen Schottky-Kontakt, in dem sich bei hoher Zustandsdichte an der Grenzfläche, die Raumladung im Halbleiter ändert. Sind wenig Zustände am Metall-Halbleiterübergang vorhanden, so wird die Lage der Fermienergie von der Austrittsarbeit des Metalls und dem Fermineau des Halbleiters bestimmt. Ist die Zustandsdichte dagegen groß, so ist die Position des Fermineaus unabhängig vom Metall und entspricht derjenigen der freien Halbleiteroberfläche. Dieses Modell ist direkt auf den Kontakt zwischen unterschiedlichen Halbleitern zu übertragen. So ist zum Beispiel die Lage des Fermineaus an der Oberfläche von geätztem CuInS_2 dieselbe wie für den $\text{CuInS}_2/\text{CuS}$ -Schichtaufbau [101]. In diesem Kapitel werden Rechnungen vorgestellt, in denen durch eine hohe Dichte an energetisch verteilten Donatoren die Grenzfläche des Chalkopyriten invertiert wird. Die Störstellen an der Grenzfläche liegen bis 0.9 eV oberhalb des Valenzbandmaximums des CuInS_2 . Ein vergrabener Übergang tritt erst bei $N_{D,i} \geq 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ auf, wenn der Abstand des Valenzbandmaximums des Absorbers zum Fermineau durch 0.9 eV gegeben ist. Die Inversion der Grenzfläche wird bei niedrigeren Konzentrationen erreicht. Der Einfluß des geringen τ_p macht sich dabei noch nicht bemerkbar. In Abb. 4.5 ist die fast vollständige Sammlung im Absorptionsbereich des CuInS_2 für $N_{D,i} = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ gezeigt. Diese ist auf eine

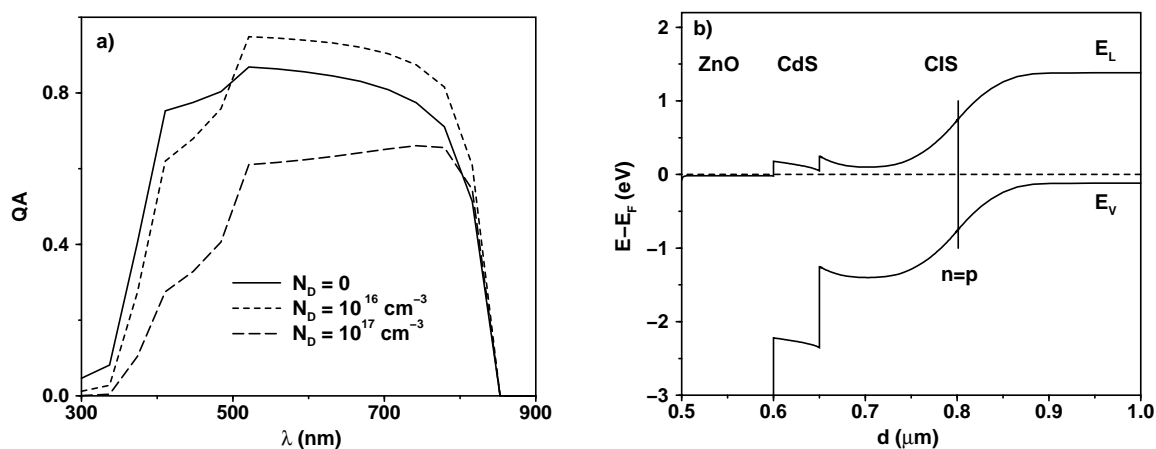


Abbildung 4.4: a) Berechnete Quantenausbeuten für den $\text{CuInS}_2/\text{CdS}/\text{ZnO}$ -Heteroübergang. Einfluß einer 150 nm dicken n-Schicht an der CuInS_2 -Oberfläche mit variiertem N_D . b) Simulierter Bandverlauf für $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

stark verringerte Grenzflächenrekombination zurückzuführen, die durch die Inversion der Grenzfläche verursacht wird.

Eine leichte Inversion der Grenzfläche wirkt sich also positiv auf die Sammlungseigenschaften aus, da die Rekombinationswahrscheinlichkeit für generierte Elektronen verringert ist. Weist eine Heterostruktur jedoch einen vergrabenen Übergang auf, so kann die Sammlung für kleine Wellenlängen reduziert sein. Tritt eine verminderte Blauempfindlichkeit auf, so ist der Transport von einer Ladungsträgersorte behindert, was auf kleine τ_p zurückzuführen ist. Der Mechanismus, der zu einer starken Inversion der Grenzfläche führt, ist nicht eindeutig definiert. Es gibt folgende Möglichkeiten:

- n-dotierte Absorberschicht im oberflächennahen Bereich: Für einen vergrabenen Übergang muß der Absorber nahe des Heterokontakts eine n-Dotierung aufweisen, die in der Größenordnung der p-Dotierung des Absorbers liegt.
- geladene Grenzflächenzustände: Für hohe Zustandsdichten ($N_{D,i} \geq 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) wird das Ferminiveau durch diese bestimmt, und die Grenzfläche kann invertiert werden.
- hohe Dotierung des CdS: Eine dritte Möglichkeit zur Inversion der Grenzfläche ist eine hohe Dotierung des CdS, was hier nicht diskutiert ist.

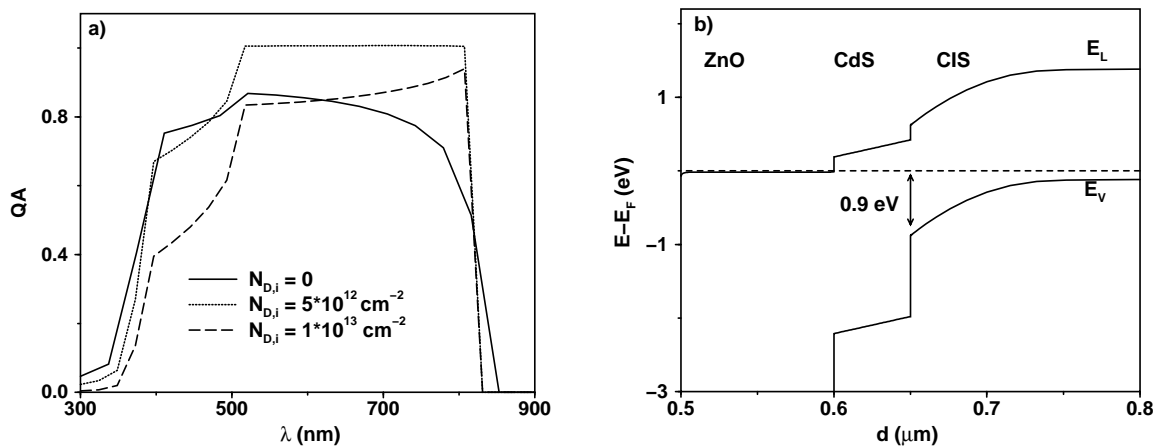


Abbildung 4.5: a) Berechnete Quantenausbeuten für den CuInS₂/CdS/ZnO-Heteroübergang. Einfluß von donatorischen Grenzflächenzuständen mit $E_V - E_{D,i} = 0.9 \text{ eV}$ an der Grenzfläche und variiertem $N_{D,i}$. (Unterschiedliche Einsatzpunkte in der Sammlung des CdS sind durch verschiedene Stützpunkte in der Rechnung bedingt.) b) Simulierter Bandverlauf für $N_{D,i} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

