

**Einfluss der Oberflächenstrukturierung auf die
optischen Eigenschaften der Dünnschichtsolarzellen
auf der Basis von a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$**

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n
zur
Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Vorgelegt von

Nadia Senoussaoui

Aus Oran

Jülich
2003

Aus dem Institut für Experimentelle Physik
der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf
(Prof. Dr. H. Wagner)

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. H. Wagner
1. Korreferent: Prof. Dr. K. Schierbaum

Tag der mündlichen Prüfung: 04.05.2004

A ma mère.

A mon mari.

A mes frères et sœur ainsi que leurs petites familles.

*« Dis moi et j'oublierai,
montre moi et je m'en souviendrai peut être.
Implique moi et je comprendrai. »*

Proverbe Chinois

In Deutsch :

*« Sag mir und ich vergesse,
zeig mir und vielleicht erinnere ich mich.
Bezieh mich ein und ich werde verstehen. »*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Grundlagen.....	3
2.1	Transparente, leitfähige Metalloxide (TCO).....	3
2.1.1	Struktur von Zinkoxid.....	3
2.1.2	Elektrische Eigenschaften.....	4
2.1.3	Optische Eigenschaften.....	5
2.1.4	Amorphes Silizium.....	6
2.2	Mikrokristallines Silizium.....	8
2.2.1	Dotierung und Ladungsträgertransport.....	9
2.3	Dünnschichtsolarzellen aus Silizium.....	10
2.4	TCO und Light-Trapping.....	11
3	Herstellung, Präparation und Charakterisierung der Substrate und Solarzellen ...	15
3.1	Herstellung der ZnO- und Ag-Filme.....	15
3.2	Strukturierung des TCO's.....	16
3.3	Herstellung der Solarzellen.....	21
3.3.1	Herstellung von a-Si:H Solarzellen.....	22
3.3.2	Herstellung von $\mu\text{c-Si:H}$ Solarzellen.....	23
3.3.3	Kontaktierung der Solarzellen.....	23
3.4	Optische Messungen.....	24
3.4.1	Spektrometermessungen.....	24
3.4.2	Winkelabhängige Streumessungen.....	25
3.5	Untersuchung der Morphologie und Schichtstruktur.....	26
3.5.1	Das Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope: AFM).....	26
3.5.2	Das Rasterelektronenmikroskop (REM).....	28
3.6	Charakterisierung der Solarzelleneigenschaften.....	30
3.6.1	Hellkennlinienmessung.....	30
3.6.2	Spektrale Empfindlichkeit.....	32
4	Optische Eigenschaften des strukturierten TCO und der Solarzellen	35
4.1	Oberflächenanalyse der TCO-Schichten.....	35
4.2	Einfluss des Ätzprozesses auf die optischen Eigenschaften.....	38
4.3	Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Solarzelleneigenschaften.....	50
4.3.1	pin-Solarzellen.....	51

4.3.2	nip-Solarzellen im Vergleich zu pin-Solarzellen	61
4.4	Zusammenfassung	71
5	Optische Eigenschaften des periodischen strukturierten TCO und der Solarzellen	73
5.1	Oberflächenanalyse des Beugungsgitters	73
5.2	Einfluss des Beugungsgitters auf die optischen Eigenschaften	77
5.3	Einfluss des Beugungsgitters auf die Eigenschaften von mikrokristallinen und amorphen Silizium-Solarzellen	84
5.3.1	$\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit integriertem Beugungsgitter	85
5.3.2	a-Si:H-Solarzelle mit integriertem Beugungsgitter	91
5.4	Einfluss eines Beugungsgitters am Rückkontakt in mikrokristallinen Si pin-Solarzellen	97
5.4.1	Glattes Substrat mit einem periodisch strukturierten Rückkontakt	98
5.4.2	Rauhes Substrat mit einem periodisch strukturierten Reflexionsgitter	99
6	Zusammenfassung und Ausblick	101
	Abbildungsverzeichnis	105
	Tabellenverzeichnis	111
	Symbole, Abkürzungen	113
	Literaturverzeichnis	115
	Dank	121

1 Einleitung

In Deutschland hat sich die Nutzung der erneuerbaren Energien in den letzten Jahren erfreulich ausgeweitet. Insbesondere die Photovoltaik hat in der Anwendung große Fortschritte gemacht. Forschung und Entwicklung auf diesem Gebiet sind noch zu intensivieren, um die Kosten der Photovoltaik zu senken. Dünnschichtsolarzellen auf der Basis von amorphem und mikrokristallinem Silizium zeigen vielversprechende Ansätze zur Kostenreduzierung [1, 2, 3, 4].

So konnte in der Vergangenheit der Wirkungsgrad deutlich gesteigert werden. Eine weitere Verbesserung der Solarzellen ist durch eine optimierte Anpassung der Absorptionseigenschaften an das Sonnenspektrum möglich. Um das zu erreichen, ist es notwendig, dass die Absorption des Sonnenlichts in der Solarzelle zunimmt. Streueffekte bewirken eine Verlängerung des Lichtwegs durch Vielfachreflexion im aktiven Bereich der Solarzelle und verbessern so die Absorption.

Nur durch ein detailliertes Verständnis der opto-elektrischen Eigenschaften können die Solarzellenparameter verbessert werden. Zielsetzung dieser Arbeit ist die Vertiefung des Verständnisses der Lichtstreuung und Lichteinkopplung durch strukturierte raue Oberflächen im submikro Bereich und die Übertragung der Ergebnisse in den Bereich der Solarzellentechnologie. Diese Aufgabe wurde durch die Untersuchung der Oberflächengestaltung des TCOs (Transparent Conductive Oxides), welche statistisch raue oder auch periodische Strukturen besitzt, angegangen. Ein wichtiges Element für Dünnschichtsolarzellen ist die TCO-Schicht, wie es z.B. das Zinkoxid (ZnO) darstellt. Dieses Material wird am FZ-Jülich aufgrund seiner Eigenschaften – gute Leitfähigkeit bei sehr guter Transmission – als Frontkontakt einer Solarzelle eingesetzt. ZnO-Schichten sind sowohl erfolgreich in Dünnschichtsolarzellen als auch zur Erzielung “schwarzer“ Solarzellen auf der Basis von multikristallinem Silizium [5].

Inhalt dieser Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses der Oberflächenstrukturierung der transparenten Kontaktschichten auf die optischen Eigenschaften der Dünnschichtsolarzellen auf der Basis von amorphem (a-Si:H) und mikrokristallinem ($\mu\text{c-Si:H}$) Silizium. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

- Kapitel 2 beschreibt kurz die physikalischen Grundlagen.
- In Kapitel 3 werden die experimentellen Methoden zur Charakterisierung der TCO-Substrate und der Solarzelleneigenschaften sowie die Realisierung von periodisch strukturiertem TCO vorgestellt.

- In Kapitel 4 werden die optischen Eigenschaften von rf-Magnetron gesputterten und chemisch texturierten ZnO:Al-Schichten mit unterschiedlichen Oberflächentopographien untersucht. Die Rauigkeit der ZnO:Al Schichten lässt sich durch die Zeitdauer des Ätzprozesses in verdünnter Salzsäure (HCL) einstellen. Rasterkraftmikroskope (AFM), Rasterelektronenmikroskopie (REM), wellenlängenabhängige winkelaufgelöste Streumessungen, Reflexions- und Transmissionsmessungen mit integrierender Ulbrichtkugel sind die experimentellen Methoden um den Einfluss von unregelmäßig rauen Schichten auf die Dünnschichtsolarzellen aus amorphem und mikrokristallinem Silizium zu untersuchen. Strukturparameter, die oft herangezogen werden, um die Lichtstreuung in Solarzellen zu beschreiben, sind die Korrelationslänge a_{kor} (laterale charakteristische Größe) und die Rauigkeit δ_{rms} des Substrats. Der Haze, welcher das Verhältnis des diffus gestreuten transmittierten Lichts zum total transmittierten Licht ist, wird als Streugröße verwendet. Um einen Zugang zu der gestreuten Intensität pro Raumwinkel zu erhalten und den Einfluss der Rauigkeit auf die Streuwinkel als Funktion der Wellenlänge genauer zu beachten, wurden die unterschiedlich lang geätzten Substrate mit Hilfe eines Photogoniometers charakterisiert.

Die Kombination der verschiedenen Charakterisierungsmethoden erlaubt die Untersuchung der Streuparameter des ZnO-Substrats. Um den generellen Einfluss einer rauen Grenzfläche auf die Lichteinkopplung näher zu untersuchen, werden mikrokristalline und amorphe Solarzellen auf unterschiedlich lang geätzten Substraten hergestellt.

- Kapitel 5 beschäftigt sich mit den optischen Eigenschaften von periodisch strukturiertem TCO aus ZnO:Al. Eine Alternative zur Struktur mit statistisch texturierten Oberflächen ist die Integration eines Beugungsgitters in eine Solarzelle. Um den Einfluss der Periodizität und der Schichtdicke des ZnO sowie der Absorbermaterialien auf die optischen Eigenschaften der Solarzelle zu untersuchen, wird in dieser Arbeit die Oberfläche des Substrates eindimensional strukturiert. Diese Strukturierung wird mittels Photolithographieverfahren und einem Lift-Off Prozess erreicht. Die Periode (P) der Struktur - vergleichbar mit dem mittleren Abstand (a_{kor}) von statistisch texturiertem ZnO - wird von 1,2 μm bis 4 μm variiert und die Stufenhöhe (h) der Textur von 100 nm bis 600 nm verändert. Diese Beugungsgitter werden in Solarzellen auf Basis von amorphem und mikrokristallinem Silizium integriert.

- Kapitel 6 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der in den Dünnschichtsolarzellen eingesetzten transparenten leitfähigen Oxidschichten (TCO) erläutert. Es wird sowohl auf die Struktur als auch auf die elektrischen und optischen Eigenschaften von ZnO eingegangen. Anschließend wird der Aufbau der Dünnschichtsolarzellen behandelt. Hierbei wird insbesondere die Rolle der TCO-Schichten und das Einfangen des Lichtes in der Solarzelle – das sogenannte “Light Trapping” – beschrieben.

2.1 Transparente, leitfähige Metalloxide (TCO)

Für die Herstellung der transparenten leitfähigen Schichten wurde Aluminium-dotiertes Zinkoxid verwendet. Das Material wird in einem Sputterprozess auf 1 mm dickes Corning-Glas (Typ 1737) aufgebracht (siehe Kap. 3.1). Die Schichten haben in der Regel eine Dicke zwischen 500 nm und 800 nm.

2.1.1 Struktur von Zinkoxid

Stöchiometrisches Zinkoxid ist ein II-VI Halbleiter. Es kristallisiert in der hexagonalen Wurtzitstruktur (siehe Abbildung 2.1). Die Struktur kann als Abfolge von Atomdoppelschichten senkrecht zur c-Achse beschrieben werden, die mit zwei polaren (0001)-Oberflächen abschließt. Die Atome sind innerhalb der Doppelschicht dreifach gebunden, während zwischen den Doppelschichten nur eine Bindung pro Atom existiert. Die Valenzelektronen des Zinks sind in einer Elektronenpaarbindung mit 50-60 % ionischem Bindungsanteil an den Sauerstoff gebunden [6].

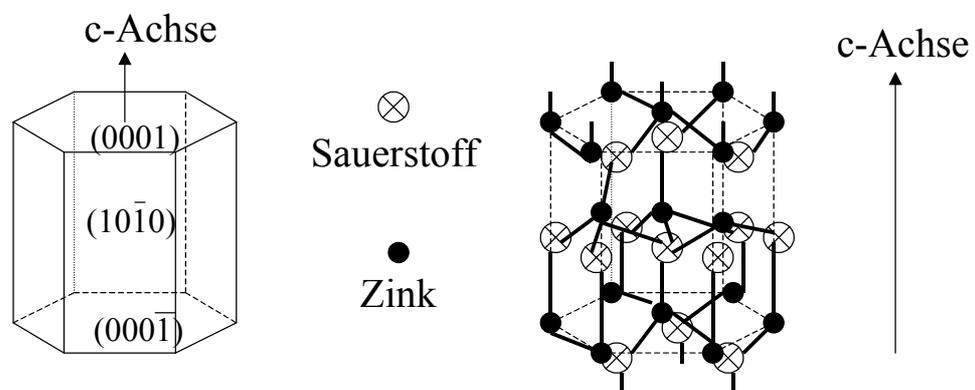


Abbildung 2.1: Wurtzitstruktur von ZnO und kristallographische Bezeichnung einiger Kristallflächen. (Die c-Achse ist die Anisotropieachse) aus [7].

Zinkoxid hat eine Bandlücke von 3,2 eV bei 300 K [8]. Stöchiometrisches Zinkoxid zeigt aufgrund der großen Bandlücke bei Raumtemperatur eine geringe Leitfähigkeit.

2.1.2 Elektrische Eigenschaften

Im thermodynamischen Gleichgewicht befinden sich die Ladungsträger in einem feldfreien Halbleiter. Wenn man ein elektrisches Feld \vec{E} anlegt, werden die Ladungsträger beschleunigt und ein elektrischer Strom fließt. Für ein isotropes Material und ein homogenes \vec{E} -Feld wird die Stromdichte durch das ohmsche Gesetz beschrieben:

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{E} \quad \text{Gl. 2.1}$$

wobei σ die spezifische elektrische Leitfähigkeit und ihr reziproker Wert ρ der spezifische Widerstand sind. Für ein rechtwinkliges Probenstück mit einer Länge l , Breite b und Dicke d folgt für den elektrischen Widerstand R der Probe:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{b \cdot d} \quad \text{Gl. 2.2}$$

Wenn die Fläche der Probe quadratisch ist, wird $l = b$ und die Gl.2.2 wird zu:

$$R = \frac{\rho}{d} = R_s \quad \text{Gl. 2.3}$$

R_s ist der Flächenwiderstand der Probe und hat die Einheit Ω . Ihr Wert ist unabhängig von der Fläche der quadratischen Proben. Der spezifische Widerstand ist definiert als:

$$\rho = (\mu N e)^{-1} \quad \text{Gl. 2.4}$$

und hat die Einheit $\Omega \text{ cm}$. Dabei ist μ die Ladungsträgerbeweglichkeit, N ist die Ladungsträgerdichte und e die Elementarladung. Ein hoher spezifischer Widerstand der ZnO-Schichten in Solarzellen führt zu einer Erhöhung des Serienwiderstands und damit zu einer Verringerung des Füllfaktors. Daher ist ein möglichst niedriger spezifischer Widerstand dieser Schichten anzustreben. Gl.2.4 verdeutlicht, dass der spezifische Widerstand durch die Beweglichkeit μ und die Konzentration N der freien Ladungsträger im Material beeinflusst wird.

TCO-Schichtsysteme wachsen als polykristalline Schichten auf. In diesen Schichtsystemen treten daher unerwünschte Störungen der Gitterperiodizität auf. Diese führen zu Streuung, welche die Beweglichkeit der Leitungselektronen mindern. Die Defektstruktur wird dabei wesentlich von den Herstellungsbedingungen beeinflusst. Die Konzentration der freien Ladungsträger wird unter anderem durch die Höhe der Aluminium-Dotierung beeinflusst.

Neben den elektrischen Eigenschaften wirken sich auch die optischen Eigenschaften der TCO-Schichten auf die Solarzellenparameter aus, wie im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

2.1.3 Optische Eigenschaften

Die als TCO verwendeten Metalloxide bezeichnet man wegen ihrer optischen Eigenschaften auch als Fensterschichten. Die TCO-Schichten zeichnen sich auf Grund ihrer großen Bandlücke ($E_g \geq 3,0$ eV) durch eine hohe optische Transparenz im sichtbaren und nahen infraroten (NIR) Spektralbereich aus. Eine für diese Materialien typische Transmissionskurve T ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Ebenfalls aufgetragen ist die Reflexion R und die Absorption A , welche aus $A=1-T-R$ berechnet wurde. Aufgrund des deutlich erkennbaren optischen Fensters bietet sich eine Einteilung des Kurvenverlaufs in drei Bereiche an.

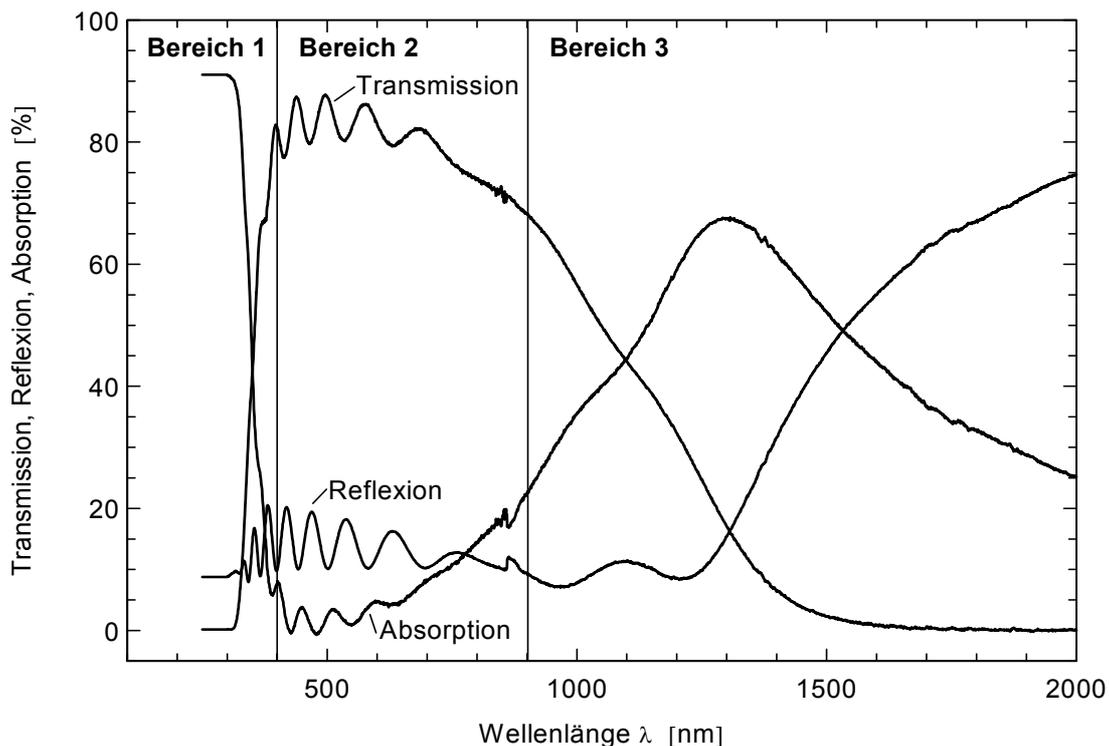


Abbildung 2.2: Transmission-, Reflexion- und Absorptionskurve einer 800 nm dicken ZnO:Al Schicht auf Glas (Einstrahlung auf Glasseite).

Bereich 1: Bis zu der Wellenlänge $\lambda_1 = 350$ nm besitzen die einfallenden Photonen ausreichend Energie für die Fundamentalanregung der Elektronen über die Bandlücke hinweg. Generell liegt die Absorptionskante im UV-Bereich. Die entsprechende Energie ist bei einem

undotierten stöchiometrischen Kristall gleich dem Bandabstand E_{g0} , also der minimal notwendigen Energie zur Anregung eines Elektrons vom Valenzband in das Leitungsband [9].

Bereich 2: Für Photonenenergien $E < E_g = hc/\lambda_g$ steigt die Transmission im Bereich 2 schlagartig an und bleibt für Wellenlängen $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 900 \text{ nm}$ gleichmäßig hoch. In diesem Bereich ist der Transmissionskurve eine Interferenzstruktur überlagert, die durch die Fabry-Perot Interferenzen des an Vorder- und Rückseite der TCO-Schicht reflektierten Lichtes hervorgerufen wird. Die Transmission wird in diesem Wellenlängenbereich durch verschiedene Faktoren limitiert:

- ◆ Verluste durch senkrechte und diffuse Reflexion an den Grenzflächen Luft/Glassubstrat (4 %), Glassubstrat/TCO (2 %) und TCO/Luft (11 %) [10]. Die Größe der Reflexionsverluste hängt von den Brechungsindizes der einzelnen Materialien ab.

- ◆ Die Verluste durch die Absorption freier Ladungsträger bis ca. 1000 nm Wellenlänge sind mit 1-2 % deutlich kleiner [11].

- ◆ Je nach Material treten weitere Absorptionsverluste auf. Bei SnO_2 durch das Suboxid SnO oder bei ZnO:Al durch Al_2O_3 in der TCO-Schicht.

Die transmittierte Strahlung besitzt im allgemeinen neben der spekularen auch diffuse Komponenten. Bei dünnen, optisch glatten Schichten entspricht der direkt transmittierte Anteil in guter Näherung der Gesamttransmission.

Bereich 3: Im NIR gewinnt die Absorption der freien Ladungsträger zunehmend an Bedeutung. Die Elektronen können in verstärktem Maße dem \vec{E} -Feld der elektromagnetischen Strahlung folgen und absorbieren Energie. Diese wird teilweise als Wärme im Festkörper dissipiert, teilweise auch wieder abgestrahlt. Wegen der hohen Ladungsträgerkonzentration in den Metalloxidschichten ($N \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) verhalten sich die Elektronen ähnlich wie ein freies Elektronengas in Metallen ($N \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Sie können deshalb in guter Näherung durch die klassische Drude-Theorie beschrieben werden [11, 12]). Das einfallende Licht wird absorbiert, bis das Elektronengas schließlich reflektierend wird. Der Übergang vom hochtransparenten sichtbaren Bereich zum NIR mit sinkender Transmission wird als Plasmakante bezeichnet, die zugehörige Wellenlänge als Plasmawellenlänge λ_p . λ_p verschiebt sich mit steigender Ladungsträgerkonzentration N zu kürzeren Wellenlängen, mit kleinerem N zu größeren Wellenlängen.

2.1.4 Amorphes Silizium

Amorphes Silizium (a-Si) besitzt im Gegensatz zu seinem kristallinen Pendant eine unperiodische Struktur. In amorphem Silizium zeigen die Bindungswinkel und -längen leichte Abweichungen. Diese führen zu einer starken Streuung der Ladungsträger und zu einer Verbrei-

2. Grundlagen

terung der Zustandsverteilung. Das führt zu grundlegenden Änderungen der optischen und elektrischen Eigenschaften des Materials. Nicht abgesättigte Bindungen (Dangling Bonds) führen zu Zuständen innerhalb der Bandlücke zwischen den ausgedehnten Zuständen des Leitungs- und des Valenzbandes. Die Dichte an 'Dangling Bonds', in reinem a-Si beträgt sie ca. $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, macht das Material für elektronische Zwecke nutzlos. Atomarer Wasserstoff kann die „Dangling Bonds“ effektiv passivieren und verringert die Defektdichte soweit, dass eine Dotierung möglich wird (siehe Spear [13]). Durch den Einbau von Wasserstoff entsteht das technologisch interessante hydrogenisierte amorphe Silizium (a-Si:H). Der Wasserstoffgehalt von a-Si:H beträgt zwischen 10 und 20 Atomprozent, also mehr als etwa 10^{20} cm^{-3} , die zur Passivierung der „Dangling Bonds“ Zustände nötig wäre. Zur Beschreibung von a-Si ist die Zustandsdichte als Funktion der Energie in Abbildung 2.3 dargestellt.

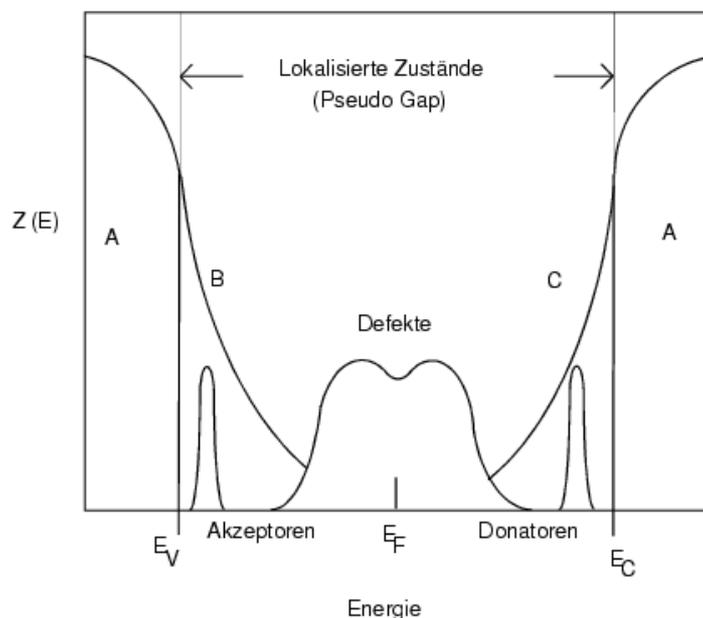


Abbildung 2.3: Schematische Zustandsdichteverteilung in a-Si:H im Bereich der Energielücke nach [14]. Im Bereich A liegen die ausgedehnten Zustände, im Bereich B die Valenzbandausläufer und im Bereich C die Leitungsbandausläufer.

Die Zustände, die zwischen Valenzbandkante (E_V) und Leitungsbandkante (E_C) liegen, sind im Gegensatz zu den Zuständen in den Bändern lokalisiert und werden Bandausläufer („Tail“) genannt. Die Beweglichkeit der Ladungsträger in den Zuständen innerhalb der Bandlücke ist geringer, da elektrische Leitung nur durch Tunneln zwischen den lokalisierten Zuständen erfolgen kann. An den Bandkanten ändert sich die Beweglichkeit der Ladungsträger um mehrere Größenordnungen. Daher wird beim amorphen Silizium von einer Beweglichkeitslücke gesprochen. Den Begriff der Bandkanten ersetzt man durch den Begriff Beweglichkeitskanten. Die Zustandsdichte nimmt in den Bandausläuferzuständen (Tails) exponentiell mit der Energie ab. Die Steigung des Valenzbandtails ist etwas flacher als die des Leitungsbandtails.

Die elektrischen Eigenschaften amorpher Filme hängen empfindlich von der Dichte und der energetischen Verteilung der lokalisierten Zustände ab. Diese Zustände bestimmen den detaillierten Verlauf der Absorptionskante, den Ladungstransport, die Dotierbarkeit, die Lebensdauern und die Diffusionslängen der Ladungsträger. Da in a-Si:H die Erhaltung des Wellenvektors aufgehoben ist, verhält sich das Material wie ein direkter Halbleiter. Dadurch wird die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen stark erhöht. Daraus ergibt sich ein Absorptionskoeffizient, der für sichtbares Licht mit Photonenenergien über 2,0 eV um einen Faktor 10 – 100 größer als bei kristallinem Silizium ist. Nahezu das gesamte einfallende Licht dieser Energien wird schon bei Schichtdicken unter 1 μm absorbiert.

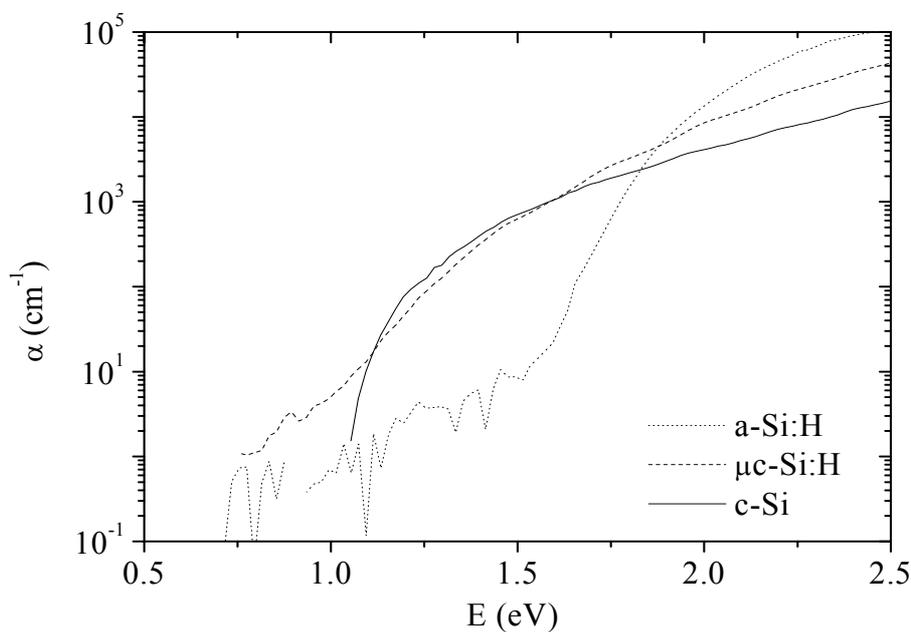


Abbildung 2.4: Vergleich typischer Absorptionsspektren von a-Si:H, $\mu\text{c-Si:H}$ und c-Si in Abhängigkeit von der Photonenenergie E . (α = Absorptionskoeffizient).

2.2 Mikrokristallines Silizium

Mikrokristallines Silizium ($\mu\text{c-Si:H}$) ist ein indirekter Halbleiter, der die Vorteile der elektronischen Struktur des kristallinen Siliziums mit den Vorzügen der Dünnschichttechnologie verbindet. Die Absorption (siehe Abbildung 2.4) im Bereich hoher Energien (> 1.8 eV) ist geringer als beim a-Si:H. Im Vergleich mit a-Si:H hat $\mu\text{c-Si:H}$ eine kleineren Bandlücke von etwa 1.1 eV. Daher setzt die Absorption schon für Energien oberhalb ab 1.1 eV ein. Eine Beschreibung der optoelektronischen Eigenschaften von $\mu\text{c-Si:H}$ findet sich in [15, 16, 17, 19, 44].

Mikrokristallines Silizium besteht aus einem heterogenen Phasengemisch von kristallinem und amorphem Silizium sowie Korngrenzen und Hohlräumen. Für praktische Anwendungen

nutzbar wird mikrokristallines Silizium, wenn freie Valenzen „Dangling Bonds“ durch atomaren Wasserstoff passiviert werden. Dies reduziert die Dichte der elektrisch aktiven Defekte.

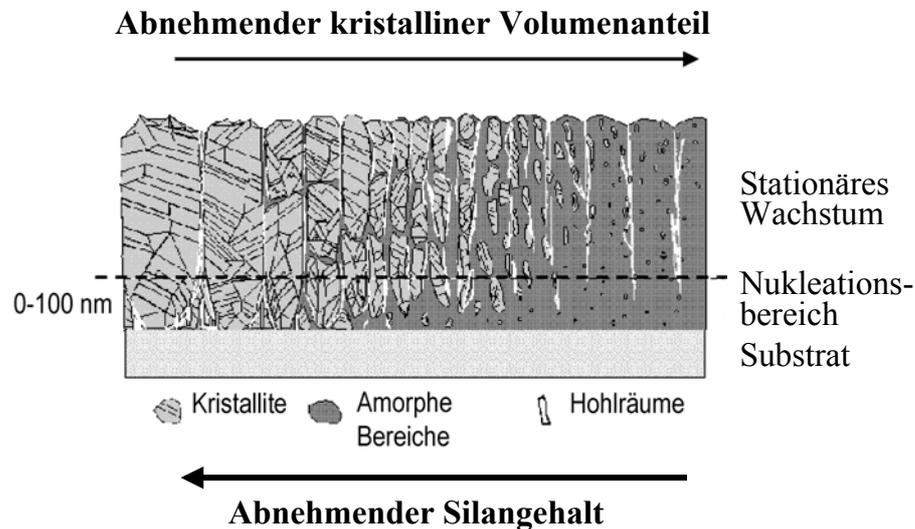


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Volumenstruktur von $\mu\text{c-Si:H}$ abgeschieden in einem PECVD-Verfahren auf Glas nach Houben [18].

Abbildung 2.5 zeigt die Variation der Volumenstruktur von $\mu\text{c-Si:H}$, welches mit dem PECVD-Verfahren auf Glas hergestellt wurde. Das Material besteht aus einem heterogenen Phasengemisch von kristallinem und amorphem Silizium sowie Hohlräumen. Diese Phasenanteile hängen von den Abscheidebedingungen ab. Durch Variation z.B. des Mischungsverhältnisses von SiH_4 und H_2 in der Gasphase kann die Struktur der Siliziumschichten zwischen rein amorph und nahe zu vollständig kristallin verändert werden. Das Wachstum ist zunächst unregelmäßig, erst nach ca. 100 nm stellt sich sogenanntes stationäres Wachstum ein. Der Bereich des unregelmäßigen Wachstums wird als Nukleationsschicht bezeichnet. Eine Studie des $\mu\text{c-Si:H}$ -Wachstums in Silizium-Wasserstoffplasmen befindet sich in Houben [18, 19].

2.2.1 Dotierung und Ladungsträgertransport

Die Dotierung der amorphen und mikrokristallinen p- und n-Schichten geschieht durch Zugabe von Dotiergasen während der Deposition. Als Dotiergase wird Trimethyl-Bor ($\text{B}(\text{CH}_3)_3$, TMB) für die p- bzw. Phosphin (PH_3) für die n-Dotierung verwendet. Die Dotierung kann über Leitfähigkeitsmessungen bestimmt werden. Die elektrisch aktive Donator- bzw. Akzeptorkonzentration beträgt in den p- bzw. n-Schichten von amorphen Solarzellen ca. 10^{19} cm^{-3} . Diese unterscheidet sich von der atomaren Dotierstoffkonzentration, weil ein Teil der Dotier-

stoffatome elektrisch nicht aktiv ist und deshalb keinen Beitrag zu den freien Ladungsträgern liefert. Darüber hinaus kommt es durch den Einbau von Dotierstoffatomen auch zu einer Erhöhung der Defektdichte. Dadurch wird die effektive Dotierung des Materials limitiert.

Dotierte Schichten aus a-Si:H besitzen als Folge ihrer hohen Defektdichte eine geringe Ladungsträgerlebensdauer. Die Diffusionslänge ist daher zu gering, als dass die Ladungsträger durch Diffusion zu den Kontakten gelangen könnten. Daher wird zwischen den dünnen dotierten Schichten eine intrinsische Schicht eingebaut, über der sich ein elektrisches Feld aufbaut. Die Abbildung 2.6 stellt ein Banddiagramm einer pin-Diode dar. Der Ladungstransport wird durch das elektrische Feld bestimmt. Bei diesen Dünnschichtzellen spricht man deshalb von einem driftdominierten Transport. Eine Absorption in der vorgelagerten p-Schicht wird reduziert, indem diese aus einem Halbleitermaterial mit großem Bandabstand (a-SiC:H) hergestellt wird. Das Wachstum einer solchen Legierung wird durch Zugabe von Methan während der Deposition erreicht. Kurzwelliges Licht, welches sonst schon auf den ersten Nanometern absorbiert würde, wird durch die vergrößerte optische Bandlücke nun erst in der i-Schicht absorbiert, in der die Ladungsträger eine wesentlich höhere Diffusionslänge besitzen.

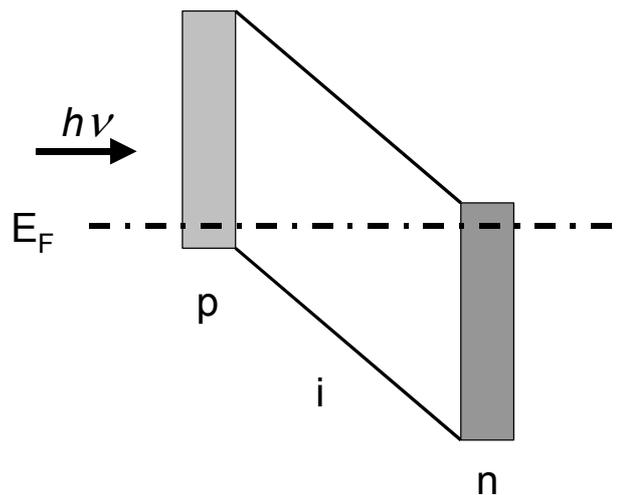


Abbildung 2.6: Schematische Bandstruktur der p-i-n Solarzellen.

2.3 Dünnschichtsolarzellen aus Silizium

Der schematische Aufbau von a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$ pin und nip Solarzellen ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Bezeichnungen pin und nip beziehen sich auf die Depositionsreihenfolge, in der die drei Halbleiterschichten der pin-Diode nacheinander abgeschieden werden. Die dotierten p- und n-Schichten erzeugen in der intrinsischen Schicht ein Feld. Paare von freien Ladungsträgern werden durch Lichteinstrahlung und -absorption erzeugt. Bei diesem Absorptionsvorgang wird ein Elektron energetisch ins Leitungsband angehoben, wobei es im Valenz-

band ein Loch hinterlässt. Die auf diese Weise in der i-Schicht erzeugten Ladungsträgerpaare werden vom Feld getrennt und eingesammelt und sind als Photostrom messbar.

Aufgrund der geringeren Beweglichkeit der Löcher ist es vorteilhaft, dass die maximale Generationsrate im Bereich der p/i-Grenzfläche auftritt. Daher wird bei pin- (Superstratkonfiguration) und nip- (Substratkonfiguration) Solarzellen jeweils durch die p-Schicht beleuchtet [20, 21, 22]. Um die Ladungsträger abzuführen ist die Querleitfähigkeit der p- und n-dotierten Schichten viel zu gering. Die Ladungsträgersammlung muss durch eine TCO-Schicht auf der lichtzugewandten Seite der Solarzelle und durch einen Ag-Rückkontakt erfolgen, der zusätzlich eine hohe Reflexion aufweisen muss. Als Folge der unterschiedlichen Depositionsreihenfolge von pin und nip-Strukturen wird die pin-Diode auf einem rauhen ZnO_I beschichteten Glas Substrat begonnen, während bei der nip-Diode auf einem Reflektor, bestehend aus Glassubstrat, Ag-Schicht und rauher ZnO_{II} -Schicht mit der Deposition gestartet wird.

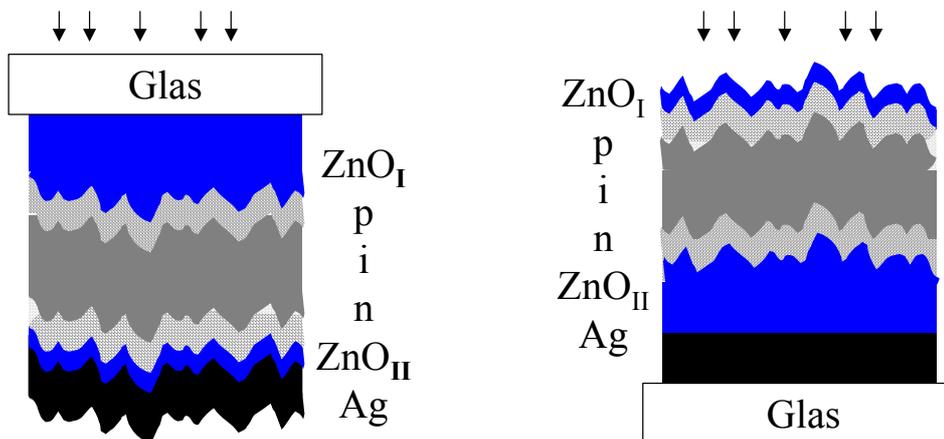


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der pin- (links) und nip- (rechts) Solarzellen.

2.4 TCO und Light-Trapping

Für eine effiziente Umwandlung des Sonnenlichts in elektrische Energie ist es notwendig, das Absorptionsverhalten der Solarzellen dem Sonnenspektrum so gut wie möglich anzupassen. Es gibt viele Parameter, die für die Absorption maßgeblich sind. Man kann Einfluss auf die Absorption nehmen, indem man die Gesamtdicke der aktiven Zellschichten verändert. Durch die Vergrößerung der Schichtdicke nimmt die Absorption zu. Eine andere Möglichkeit, die Absorption zu erhöhen, besteht darin, den Weg des Lichts im aktiven Bereich der Solarzelle durch Streueffekte zu verlängern. Dies kann durch den Einsatz von Schichten mit rauhen Oberflächen, z.B. des TCO-Frontkontakts, erreicht werden.

Der Einsatz als transparenter Vorderseitenkontakt in pin-Solarzellen stellt hohe Anforderungen an die optischen und elektrischen Eigenschaften des Materials. Das TCO muss eine hohe Transparenz, einen niedrigen Schichtwiderstand und eine geeignete Oberflächentextur aufweisen. Die Verwendung von texturierten TCO's für amorphe und mikrokristalline Solarzellen ist eine effektive Methode, um den Weg des Lichts in der Zelle und somit die Absorption zu verbessern. Im Vergleich zu kristallinen Silizium Wafer-Solarzellen zeigen die derzeit besten $\mu\text{c-Si:H}$ Solarzellen bei noch elektronisch akzeptabler Dicke einen Verlust von über 37,5 % im Kurzschlussstrom aufgrund unzureichender Lichtausbeute. Um die Lichtausbeute zu steigern, muss die Möglichkeit für Vielfachreflexion innerhalb der Struktur verbessert werden. Diesen Aspekt bezeichnet man als Light-Trapping.

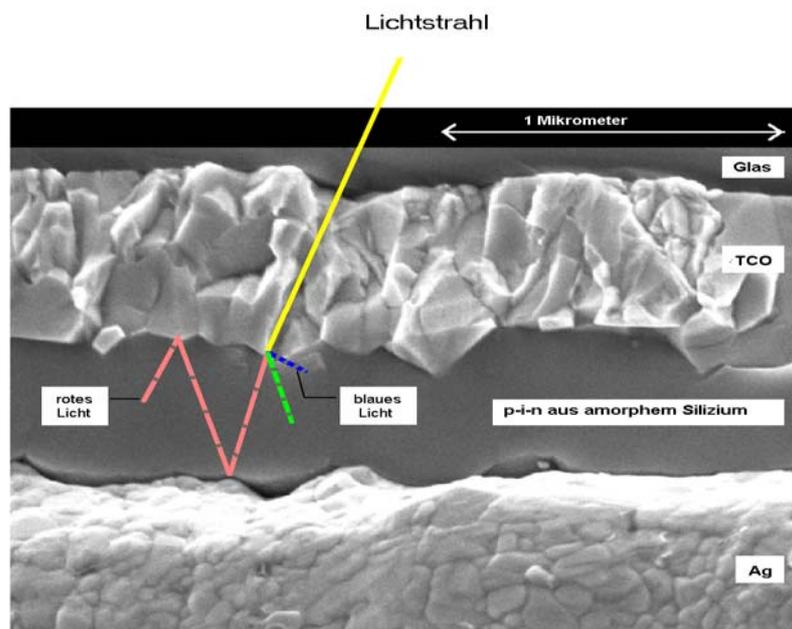


Abbildung 2.8: REM-Bruchkantenaufnahme einer $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzelle und Funktionsprinzip des Light Trapping nach Schöpe [23].

Abbildung 2.8 zeigt das Funktionsprinzip des Light-Trapping in einer einfachen pin-Solarzelle. Im Idealfall wird das einfallende Licht gestreut und intern vielfach reflektiert, so dass es die intrinsische Siliziumschicht (i-Schicht) der Solarzelle mehrfach durchläuft, bis es schließlich dort absorbiert wird und so vollständig zum Photostrom beiträgt. Außerdem verringert eine texturierte TCO-Schicht Reflexionsverluste an der Vorderseite. Damit kommt es zu einer verbesserten Lichteinkopplung, die insbesondere im kurzwelligen Spektralbereich gut zu erkennen ist. Auch im langwelligen Spektralbereich kann die Lichteinkopplung verbessert werden. Durch die geringe Absorption ist dieser Effekt aber vom Light-Trappingeffekt überlagert. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Rauigkeit des TCO an der TCO/Si-Grenzfläche eine Brechungsindex-Gradierung bewirkt, welche zu einer messbaren Minderung der Reflexionsverluste in den Solarzellen führt [24, 25, 69].

Damit das Licht in der Solarzelle zwischen Vorderseite und Rückseite oft reflektiert wird, werden TCO-Schichten an der Zellrückseite in Verbindung mit Metallfilmen eingesetzt. Das TCO/Ag-System ist ein diffus reflektierender Rückreflektor für das Licht im roten Spektralbereich. Das Light Trapping ist durch die TCO-Substrate beeinflusst. Untersuchungen dazu finden sich bei [26, 27, 28 29]. Lichtstreuung und Light Trapping werden stark von der Oberflächenrauigkeit δ_{rms} des TCO's beeinflusst. Dies wird in den Kapiteln 4 und 5 immer wieder aufgegriffen.

3 Herstellung, Präparation und Charakterisierung der Substrate und Solarzellen

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Herstellung der ZnO-Substrate mit Hilfe des Sputterprozesses, dann auf die Präparation der Transmissionsgitter im Reinraum und auf die Präparation des Silizium-Dünnsfilmsystems mittels PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) eingegangen. Anschließend werden die verwendeten Verfahren zur Bestimmung der optischen und strukturellen Eigenschaften des statistisch rauen ZnO und der Transmissionsgitter (Transmissions-, Reflektionsmessungen, Rasterkraftmikroskopie (AFM) und Rasterelektronenmikroskopie (REM)) beschrieben. Den Schluss des Kapitels bilden Charakterisierungsverfahren zur Analyse der Solarzeleigenschaften

3.1 Herstellung der ZnO- und Ag-Filme

Zur Herstellung der Zinkoxid-Substrate bzw. ZnO/Ag-Reflektoren werden Zinkoxid- und Silberschichten in einer kommerziellen Sputteranlage der Firma Lesker abgeschieden. Der schematische Aufbau der Anlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

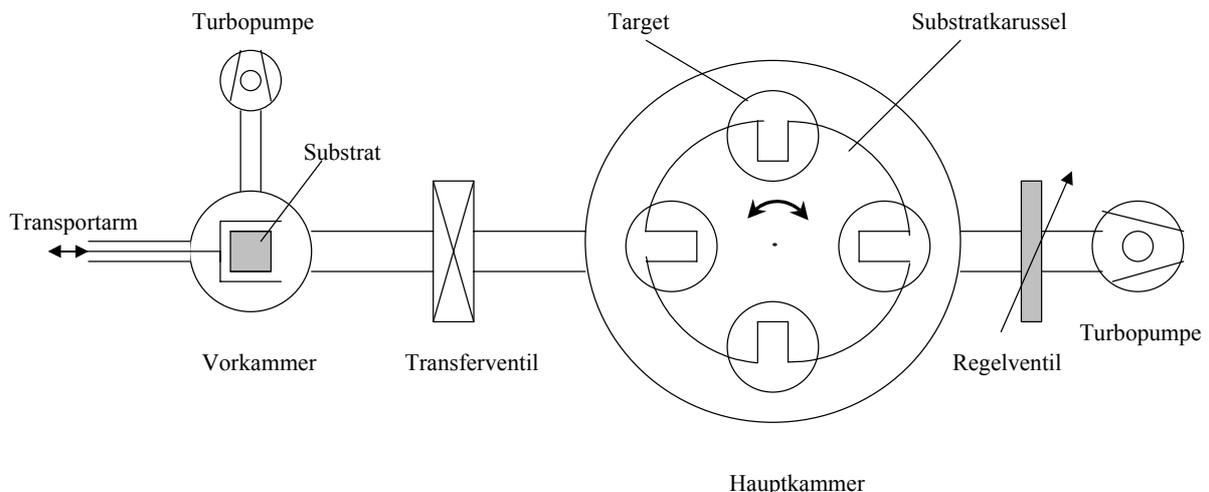


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Sputteranlage in der Aufsicht.

Die Deposition der Schichten erfolgt auf einem der vier Targetplätze in der Hauptkammer, die über ein Plattenventil mit der Ladekammer verbunden ist. Die beiden Kammern werden unabhängig von einander mit Hilfe von zwei Turbopumpen evakuiert. Der Basisdruck in der Ladekammer beträgt $(5-10) \times 10^{-8}$ Torr und liegt in der Hauptkammer bei $(5-20) \times 10^{-8}$ Torr. Mit Hilfe des Transfersystems werden die Substrate von der Vorkammer in die Depositionskammer auf ein Substratkarussell eingeschleust. Vor und während der Deposition werden die Glassubstrate von einer geregelten Strahlungsheizung, die im Abstand von zwei Zentimeter über dem Substratträger angebracht ist, geheizt. Die Arbeit von Schultz [30] zeigte, dass die Substrattemperatur ca. zwei Drittel der Heizertemperatur beträgt.

Das Substratkarussell wird mit einem Schrittmotor gedreht, damit die Position des Substrates den gewünschten Kathodenplatz erreichen kann. In die Anlage können über zwei Gaszuführungen die Reaktionsgase Ar und O₂ auf einen der vier Targetplätze eingeleitet werden. Ein Regelschieber vor der Turbopumpe stellt den Gesamtdruck in der Hauptkammer ein und regelt diesen über ein Baratron-Druckmessgerät. Je zwei der vier Magnetron-Kathoden sind mit jeweils einem Gleichspannungsgenerator verbunden. Der Generator verfügt über die Möglichkeiten der Leistungs-, Strom- und Spannungsregelung. In dieser Anlage wurden ZnO:Al Schichten auf Glas-Substraten und, zur Herstellung von Reflektoren, auf Ag beschichteten Glas-Substraten deponiert. Die ZnO-Schichten wurden in der Regel in reinem Argonplasma, d.h. ohne Zugabe von zusätzlichem Sauerstoff, gesputtert. Die Optimierung der Herstellung von ZnO-Substraten für den Einsatz in Silizium Dünnschicht-Solarzellen ist ein eigenes Forschungsgebiet am IPV (Forschungszentrum Jülich). Die Wahl der Depositionsparameter Druck, Leistung, Gasfluss und Gas-Zusammensetzung beeinflusst die elektrischen und optischen Eigenschaften der Schichten maßgeblich.

3.2 Strukturierung des TCO's

Die ZnO-Substrate haben nach dem Sputtern zunächst eine glatte Oberfläche. Sie werden vor der Siliziumbeschichtung strukturiert. Um eine TCO-Schicht zu strukturieren, kann man verschiedene Ansätze verfolgen.

a. Die Abbildung 3.2 zeigt mittels „High Resolution Secondary Elektron Microscopy (HRSEM)“ erstellte Bruchkantenaufnahmen von zwei ZnO-Oberflächen, die bei einer Substrattemperatur von 270 °C, 250 Watt Generatorleistung und einem Druck von 0,3 mTorr abgeschieden wurden. Links ist eine ungeätzte (glatte) Oberfläche gezeigt. Im Vergleich dazu ist rechts eine für 20 s in 0,5% HCl geätzte Probe gezeigt. Durch nasschemisches Ätzen ist eine unregelmäßig raue Oberfläche mit Kraterstrukturen, die unterschiedliche Durchmesser und unterschiedliche Tiefe aufweisen, entstanden. Diese Oberflächentextur führt zur Lichtstreuung und bestimmt dadurch die für die Solarzellen wichtigen Light-Trapping-Eigenschaften (siehe Kap. 4). Ausführliche Untersuchungen des Ätzschrittes auf die Oberflächentextur finden sich in [31].

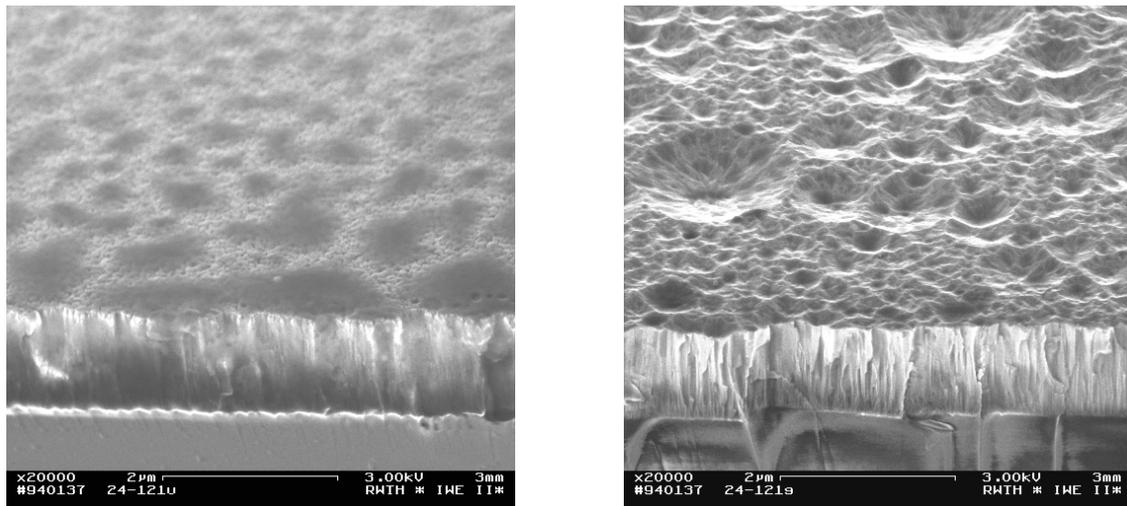


Abbildung 3.2: HRSEM-Bruchkantenaufnahme einer ZnO-Schicht vor (links) und nach 20 s Ätzen in 0,5% HCl (rechts). Die Aufnahmen zeigen von unten nach oben die Glas/ZnO-Bruchkante und die ZnO-Oberflächenmorphologie unter einem Winkel von 65° zur Substratnormalen. Diese Abbildung ist aus [32].

b. Eine allgemeingültige theoretische Beschreibung der Lichtstreuung von unregelmäßig rauen Oberflächen konnte bisher nicht gelingen. Im Rahmen dieser Arbeit sollten periodisch strukturierte ZnO-Oberflächen hergestellt werden. Diese lassen sich theoretisch mittels der Beugungstheorie behandeln. Mit diesen periodisch texturierten Oberflächen soll das Verständnis für das Phänomen „Lichtstreuung“ verbessert werden. Dazu musste zunächst eine geeignete Technologie erarbeitet werden, mit der sich periodisch strukturierte Oberflächen reproduzierbar herstellen lassen. Alle im Folgenden vorgestellten Methoden basieren darauf, dass auf die ZnO-Oberfläche Photolack aufgebracht und dieser mittels Belichtung und Entwicklung strukturiert wird. Die Belichtung des photoempfindlichen Lacks wurde mit verschiedenen Methoden durchgeführt.

- Mit einem gebündelten Strahl von Elektronen, der sogenannten Elektronenstrahlithographie. Damit wird die Oberfläche mit der gewünschten Periode direkt beschrieben. Bei diesem Verfahren muss man eine Titanschicht auf das ZnO aufbringen, damit die Elektronen zurück reflektiert werden können, um den Photolack belichten zu können. Die anschließende Entfernung der Titanschicht war jedoch praktisch schwer zu realisieren.

- Mit einem Interferenzmuster, welches durch zwei auf der Oberfläche interferierende Laserstrahlen erzeugt wird. Der Laserspot hat einen Durchmesser von 4 mm, wobei die Inhomogenität sehr groß ist (siehe Abbildung 3.3). Die Abbildung 3.3 (rechts) zeigt die periodische Struktur, welche eine Periode von 1,22 μm hat, die leider nur in gewissen Bereichen nachgewiesen wurde. Die Solarzellen, die am IPV hergestellt werden, sind 1 cm^2 groß. Mit diesem Ansatz der Strukturierung kann man leider die gewünschte Größe der Transmissionsgitter nicht erreichen.

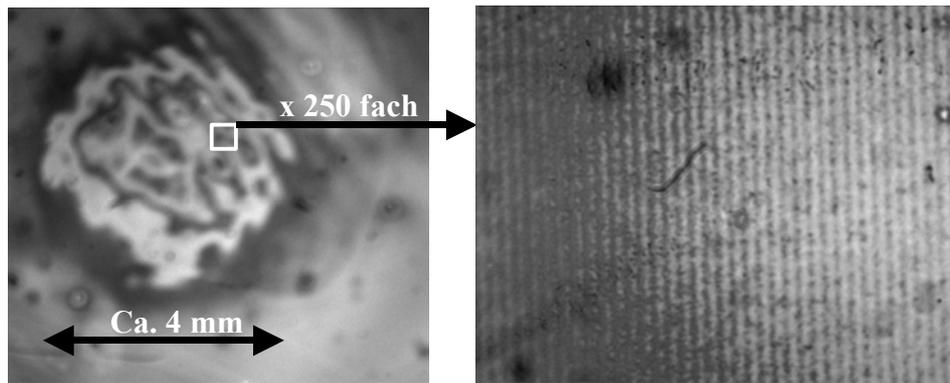


Abbildung 3.3: Inhomogenität des Laserspot (links) und die periodische Struktur hergestellt mittels Elektronenstrahlithographie (rechts).

- Mittels UV-Photolithographie. Bei der UV-Photolithographie wird eine vorgegebene Struktur über eine Photomaske in den dünnen strahlungsempfindlichen Lack auf das Substrat übertragen. Masken für die Strukturierung mit Perioden kleiner als $1,2\ \mu\text{m}$ konnten im Forschungszentrum Jülich nicht hergestellt werden. Somit konnten Lack-Strukturen, entsprechend der Periode der Strukturen, auf der ZnO-Oberfläche von $1,2\ \mu\text{m}$ bis $4\ \mu\text{m}$ erzeugt werden. Strukturen kleiner als $1\ \mu\text{m}$ sind auf der UV-Maske nicht überall übertragen worden, was auf die Viskosität des Lackes zurückzuführen ist, welcher bei der Herstellung der Maske eingesetzt wird. Um die auf diese Arten erzeugten Lackstrukturen auf die Oberfläche des ZnO zu übertragen eignen sich zwei Methoden. Beide wurden in dieser Arbeit untersucht.

1. Nasschemisches Ätzen mit HCl. Bei dieser Methode wird das freiliegende Material durch die Ätzlösung angegriffen. Die unter dem Lack befindlichen Bereiche sind gegen den Angriff der Säure geschützt. In Abbildung 3.4 ist ein mit dem Ätzverfahren hergestelltes TCO-Gitter dargestellt.

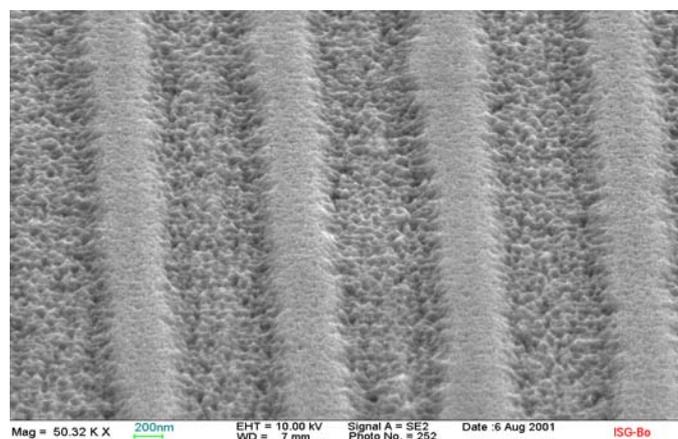


Abbildung 3.4: REM-Aufnahme eines TCO-Gitters mit einer Strukturperiode von $1,2\ \mu\text{m}$, erreicht nach 5 s Ätzzeit mittels nasschemischen Ätzens.

Dieses Verfahren hat zwei Nachteile. Zum einen wird die Oberfläche durch das Ätzen rau (die „Täler“ in Abbildung 3.4). Dadurch ist der Einfluss der Periode auf die optischen Eigenschaften des Substrates nicht mehr wesentlich. Zum Anderen verursacht eine lange Ätzzeit einen Verlust der Struktur. Daher ist die Stufenhöhe der Struktur leider auf ca. 180 nm begrenzt.

2. Aufbringen einer weiteren ZnO-Schicht auf dieser Struktur und anschließender Lift-Off-Prozess. Mit dieser Methode wurden die besten Ergebnisse erzielt. Sie erlaubt die reproduzierbare Herstellung von definierten TCO-Gittern. In Abbildung 3.5 ist eine periodisch strukturierte ZnO-Oberfläche dargestellt. Daher soll diese Methode im folgenden detailliert erläutert werden.

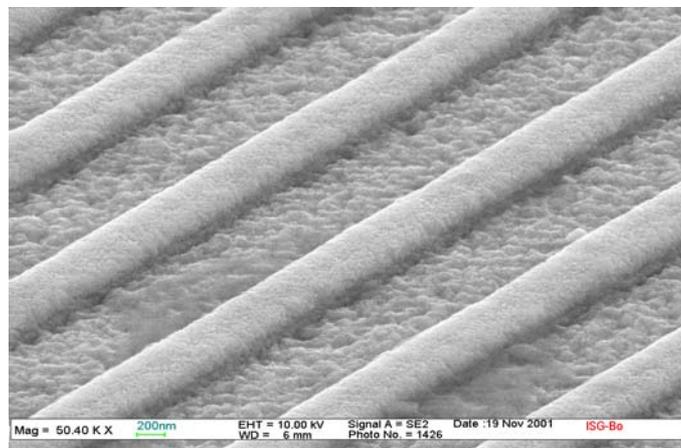


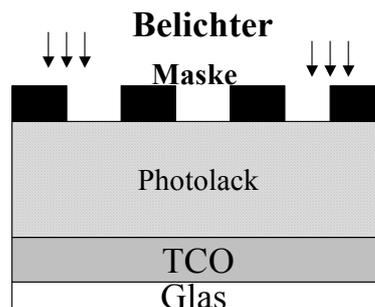
Abbildung 3.5: REM-Aufnahme eines TCO-Gitters mit einer Strukturperiode von 1,2 µm, erreicht mittels Lift-Off Prozess.

Die prinzipielle Vorgehensweise, um eine beliebige Probe mit einer periodischen Oberflächenstrukturierung zu versehen, ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Als Substrate für die Solarzellen dienen mit ZnO beschichtete Glassubstrate (Corning Typ 7037). Das ZnO_a (TCO_a) wurde bei 0,3 mTorr, 225 Watt und einer Substrattemperatur von 270°C abgeschieden. Die Schichtdicke beträgt ca. 500 nm. Die Probe (Glas+TCO) wird zunächst mit einem Positiv-Lack belackt, welcher anschließend belichtet (Schritt 1) und entwickelt wird (Schritt 2). Bei der Entwicklung wird an den belichteten Stellen der Photolack entfernt. Dort liegt die Probe frei. Im nächsten Schritt wird auf die ganze Oberfläche ZnO_b gesputtert. Dieses ZnO_b (TCO_b) wird bei 30 mTorr, 150 Watt und 25 °C Substrattemperatur gesputtert. Dieser zweite Sputterprozess muss bei niedrigen Temperaturen durchgeführt werden, da sonst der auf der Oberfläche befindliche Photolack verascht. Niedrige Temperaturen führen zu ZnO-Schichten mit schlechter Leitfähigkeit. Die übrigen Prozessparameter wurden so angepasst, dass dennoch akzeptable Werte für die Leitfähigkeit des ZnO_b bei guter Transmission erzielt werden. Mehr Information über die ZnO-Schicht sind in [33] zu finden. Beim anschließenden Lift-Off Vorgang (Schritt 4) wird an den Stellen, wo Photolack war, die darauf befindliche ZnO-Schicht ent-

fernt. An den anderen Stellen bleibt ZnO mit einer bestimmten Höhe stehen. Die Höhe der Struktur hängt von der aufgedampften Schichtdicke der zweiten TCO-Schicht ab. Bei den in dieser Arbeit hergestellten Transmissionsgittern variiert die Höhe von 100 nm bis 600 nm. Das abschließende Säubern der Probe, um den restlichen Photolack zu entfernen, führt dann zu dem in Abbildung 3.5 gezeigten Ergebnis. Der Erfolg der Vorgehensweise wurde mit Rasterelektronenmikroskopie und Rasterkraftmikroskopie überprüft.

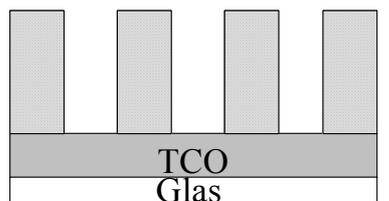
Schritt 1:

Belichten



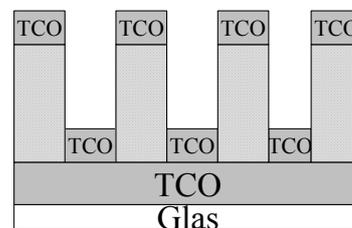
Schritt 2:

Photolack entwickeln



Schritt 3:

TCO Deposition



Schritt 4:

Lift-Off Prozess

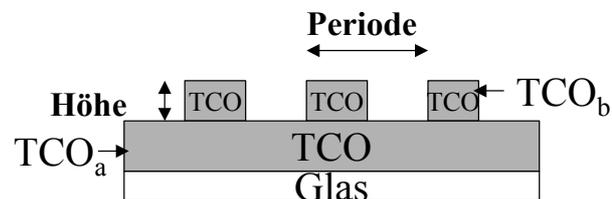


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung zur Herstellung eines Transmissionsgitters.

Die so hergestellten ZnO-Transmissionsgitter wurden als leitfähiger Frontkontakt für Dünnschichtsolarzellen verwendet.

3.3 Herstellung der Solarzellen

Auf den wie oben beschrieben strukturierten ZnO-Frontkontakten wurden Dünnschichtsolarzellen aus amorphem (a-Si:H) und mikrokristallinem ($\mu\text{-Si:H}$) Silizium hergestellt. Zur Abscheidung der p-, i- und n-Schichten wurde das PECVD-Verfahren (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) eingesetzt. Bei diesem Verfahren werden die Moleküle der verwendeten Prozessgase in einem Plasma, welches durch ein Hochfrequenz-Feld aufrecht erhalten wird, dissoziiert. Die Reaktionsprodukte lagern sich auf der Substratoberfläche ab, was zur Abscheidung einer Schicht führt. Weitergehende Informationen über dieses Verfahren finden sich bei Chapman [34], Haefer [35] sowie Frey und Kienel [36]. Die Grundlage zur Deposition von amorphem Silizium wird bei Madan und Shaw [37], Luft und Tsuo [38], Bruno et al. [39] und Beneking et al. [40] beschrieben. Die von $\mu\text{-Si:H}$ sind in Hapke [41] und Torres [42] beschrieben.

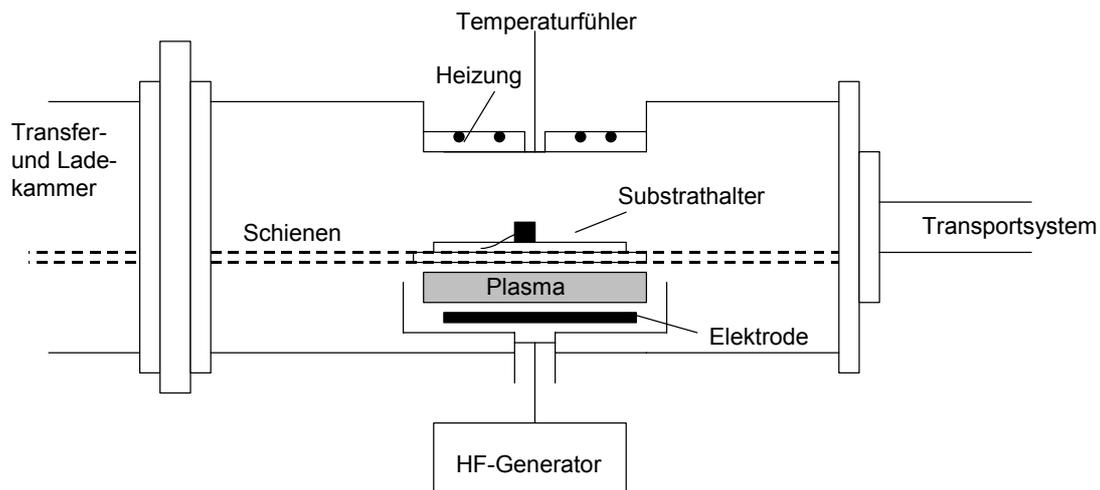


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau der verwendeten PECVD Anlage.

Für die Präparation der amorphen und mikrokristallinen Siliziumschicht wurden zwei unterschiedliche PECVD-Anlagen verwendet. Die eine ist für Substrate der Größe $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ausgelegt. Die Abbildung 3.7 zeigt schematisch den inneren Kammeraufbau dieser PECVD-Anlage. Der Substrathalter besteht aus einem Halterahmen und einer Rückplatte, die durch ihr Gewicht das Substrat fixiert. Der Substrathalter wird indirekt über ein Heizersystem geheizt. Die maximale Heizertemperatur beträgt 700°C , die Substrattemperatur beträgt etwa zwei Drittel der Heizertemperatur. Das HF-Signal wird mit einem Hochfrequenzgenerator erzeugt und über eine Impedanzanpassungsschaltung kapazitiv eingekoppelt. Die Elektrodenplatte hat einen Durchmesser von $14,5 \text{ cm}$. Als Gegenelektrode dient der Substrathalter mit dem Substrat. In dieser Anlage wurden die amorphen Solarzellen hergestellt.

Ferner stand eine großflächige PECVD Anlage zur Verfügung, welche entweder ein $30 \times 30 \text{ cm}^2$ großes Substrat oder aber bis zu neun $10 \times 10 \text{ cm}^2$ große Substrate aufnehmen kann. Für die hier durchgeführten Versuche wurden in dieser Anlage gleichzeitig vier $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Substrate mit mikrokristallinen Solarzellen beschichtet. Diese Co-Depositionen auf mehreren Substraten garantieren eine ideale Vergleichbarkeit der Messergebnisse der so hergestellten Solarzellen. Veränderungen und Drifts des Depositionsprozesses, wie sie z.B. bei nacheinander durchgeführten Abscheidungen auftreten könnten, werden so ausgeschlossen.

Sowohl die a-Si:H als auch die $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen werden in der p-i-n-Struktur (Superstrat-Konfiguration) abgeschieden. Diese ist in Abbildung 3.8 schematisch gezeigt. Die zuerst auf dem ZnO-Substrat abgeschiedenen $\mu\text{c-Si:H}$ p-Schichten sind mit Trimethylbor (TMB) dotiert und werden mit einem stark wasserstoffhaltigen Plasma hergestellt. Die eingesetzten $\mu\text{c-Si:H}$ -p-Schichten basieren auf der in [43] beschriebenen Arbeit, wo sie als Kontaktschichten in a-Si:H-Solarzellen auf ZnO eingesetzt wurden. Auf der p-Schicht befindet sich die intrinsische Absorberschicht (i-Schicht) aus mikrokristallinem Silizium für $\mu\text{c-Si:H}$ Dioden und aus amorphem Silizium für a-Si:H Dioden. Aufgrund des kleinen Absorptionskoeffizienten in $\mu\text{c-Si:H}$ ist die i-Schicht von $\mu\text{c-Si:H}$ Solarzellen im Vergleich zu Solarzellen aus a-Si:H dicker, typischerweise $1 \mu\text{m}$. Die Absorberschichtdicke lässt sich durch Light-Trapping unter Beibehaltung des Stroms reduzieren. Die n-Schichten sind mit Phosphor dotiert und werden aus a-Si:H hergestellt. Auch in $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen wurden die n-dotierten Schichten aus amorphem Silizium hergestellt, um Stromsammlung zu vermeiden (siehe z.B. [44]).

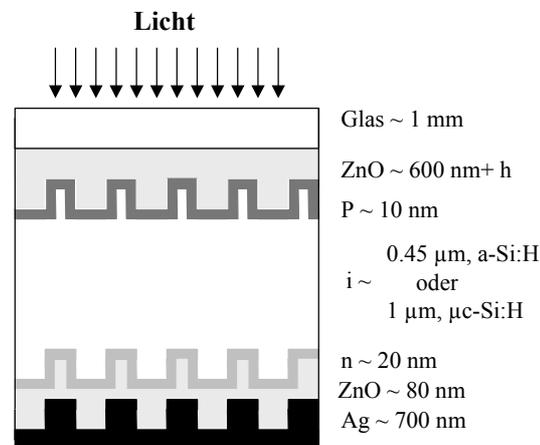


Abbildung 3.8: Schichtstruktur der a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$ -p-i-n-Solarzellen.

3.3.1 Herstellung von a-Si:H Solarzellen

Die i-Schicht der a-Si:H Solarzellen wurden mit folgenden Bedingungen deponiert: Das Plasma wurde mit einer Frequenz von 13,6 MHz (RF) betrieben. Die angelegte Leistungsdichte war $0,017 \text{ W/cm}^2$, der Kammerdruck war 1 Torr. Der Fluss der Prozessgase betrug für

SiH_4 23 sccm¹ und für H_2 = 22,8 sccm. Die i-Schicht wurden mit einem Silangehalt² von 50 % abgeschieden. Die Substrattemperatur betrug 190°C. Detailliertere Informationen zu den Prozessparameter finden sich bei Rech [45].

3.3.2 Herstellung von $\mu\text{-Si:H}$ Solarzellen

Die $\mu\text{-Si:H}$ Solarzellen wurden in der 30x30-Anlage mit folgenden Bedingungen deponiert. Das Plasma wurde mit einer Frequenz von 13,6 MHz angeregt. Die angelegte Leistungsdichte betrug $0,4 \text{ W/cm}^2$, der Kammerdruck war 10 Torr. Der Fluss der Prozessgase betrug für SiH_4 22,2 sccm und für H_2 2700 sccm. Es wurde Zellen mit einem Silangehalt von 0,82% hergestellt. Die Substrattemperatur lag unter 250° C. Mehr Information befindet sich bei Repmann [46].

3.3.3 Kontaktierung der Solarzellen

Nach der Deposition der Halbleiterschichten wurden Silberstreifen (Grids) und der Silber-Rückkontakt durch thermisches Verdampfen aufgebracht (siehe Frontkontakt bzw. Rückkontakte in Abbildung 3.9). Die Zellgeometrie von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ wurde durch eine aufgelegte Metallmaske definiert.

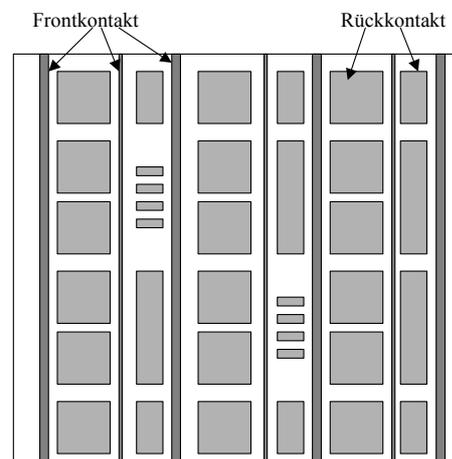


Abbildung 3.9: Zellgeometrie bei pin Solarzellen.

¹ sccm steht für Standard Cubic Centimeter

² Silangehalt bezeichnet im Folgenden stets das Verhältnis des SiH_4 Gasflusses zum Gesamtgasfluss

$\frac{F_{\text{SiH}_4}}{F_{\text{SiH}_4} + F_{\text{H}_2}}$, F: Gasfluss (in sccm).

3.4 Optische Messungen

3.4.1 Spektrometermessungen

Die optischen Transmissions- und Reflexionsmessungen wurden mit einem Zweistrahl-Spektrometer LAMBDA 19 der Firma Perkin Elmer gemessen. Der für die Messungen nutzbare Wellenlängenbereich dieses Spektrometers erstreckt sich vom ultravioletten (UV) über den sichtbaren (VIS) bis hin zum nahen infraroten (NIR) Bereich. Der Messbereich wurde der jeweiligen Fragestellung und den Anforderungen an die TCO-Schichten, Reflektoren und Solarzellen angepasst. Eine Deuteriumlampe erzeugt das ultraviolette, eine Wolfram-Halogenlampe das sichtbare bis infrarote Licht. Die Umschaltung der Lampen erfolgt ebenso wie der Wechsel der Detektoren am Rande ihres Messbereichs automatisch. Im Strahlengang des Lichts befindet sich ein Doppelmonochromator, der das Licht monochromatisiert, und ein verspiegelter Chopper, der es in Proben- und Referenzstrahl aufspaltet. Beide Signale fallen abwechselnd auf den gleichen Detektor. Misst man die Reflexion, wird der Probenstrahl auf die Schicht gelenkt und das von ihr reflektierte Licht detektiert. Bei der Transmissionsmessung wird die Probe senkrecht zum Lichtstrahl in den Strahlengang eingebaut. So kann man nach Einbau einer Ulbricht-Kugel (Labsphäre RSA-PE-20) den diffusen Anteil oder die gesamte Transmission, also die Summe aus senkrecht und diffus transmittiertem Licht, messen. Dazu gelangt das Licht hinter der Schicht direkt in die Ulbricht-Kugel, die von innen mit einem nahezu ideal diffus reflektierenden Material ausgekleidet ist. Dort wird das Licht solange reflektiert, bis die komplette Kugel homogen ausgeleuchtet ist. Folgende Spektren wurden aufgenommen:

1. T_D : diffuse Transmission
2. R_D : diffuse Reflexion
3. T_T : gesamte oder totale Transmission,
4. R_T : gesamte oder totale Reflexion,

Der Anteil des spekulär transmittierten bzw. reflektierten Lichtes (T_S bzw. R_S) kann durch Subtraktion des diffusen Anteils vom gesamten transmittierten bzw. reflektierten Licht berechnet werden:

$$T_S = T_T - T_D \quad \text{Gl. 3.1}$$

$$R_S = R_T - R_D \quad \text{Gl. 3.2}$$

Für den Vergleich der diffusen Streuung von Proben mit unterschiedlicher Transmission und Reflexion kann der diffuse Anteil ins Verhältnis zum gesamten transmittierten oder reflektier-

ten Licht gesetzt werden. Man erhält dann als Maß für das Streuvermögen einer Schicht den sogenannten spektralen Haze in Transmission H_{trans} bzw. Reflexion H_{refl} :

$$H_{trans}(\lambda) = \frac{T_D(\lambda)}{T_T(\lambda)} \quad \text{Gl. 3.3}$$

$$H_{refl}(\lambda) = \frac{R_D(\lambda)}{R_T(\lambda)} \quad \text{Gl. 3.4}$$

λ ist die Wellenlänge des einfallenden Lichts. In anderen Arbeiten wird diese Definition mit TIS (total integrated scattering) bezeichnet (siehe Wallinga [47] und Bennett [48]). Man beachte, dass der Haze keine Information über die Winkelverteilung des gestreuten Lichts liefert.

3.4.2 Winkelabhängige Streumessungen

Um Informationen über die Winkelverteilung des gestreuten Lichts zu erhalten, wurde die winkelabhängige Streuverteilung mit einem Photogoniometer gemessen. Der prinzipielle Aufbau der Anordnung ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

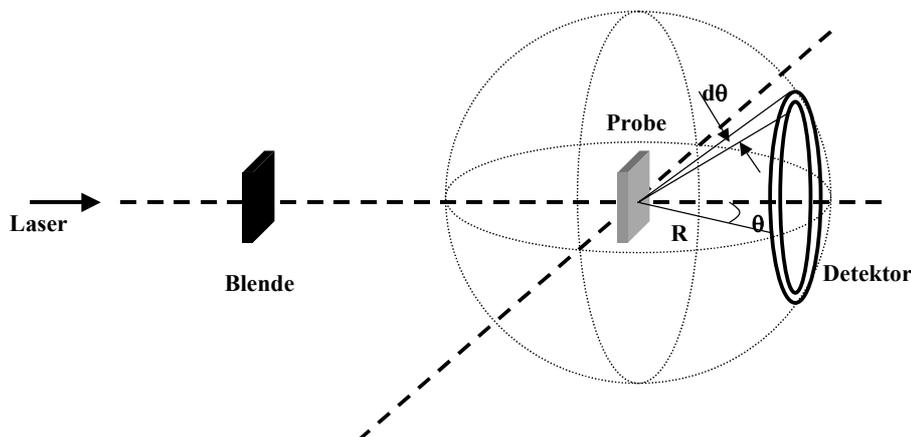


Abbildung 3.10: Messprinzip zur Messung winkelabhängiger Streuung.

Die Substrate werden mit verschiedenen Lasern, welche unterschiedliche Wellenlänge haben, bestrahlt. Eine Photodiode misst die Lichtstreuung, die von der Probe ausgeht. Zur Messung unterschiedlicher Winkel kann die Photodiode auf einer Kreisbahn konzentrisch um das Streuzentrum der Probe bewegt werden. Mit dem Photogoniometer wird der Kurzschlussstrom der Photodiode gemessen, der über einen Vorverstärker einem Lock-in Verstärker zu-

geführt wird. Zur Unterdrückung von Störlicht wie z.B. Raumlicht wird die Lock-in-Technik verwendet. Mit diesem Aufbau können selbst kleine Ströme im Nano-Ampere-Bereich gemessen werden. Nur so ist es möglich, die zum Teil sehr niedrige Lichtleistung des gestreuten Lichts zu messen. Das auf die eingestrahlte Intensität bezogene Messsignal der winkelabhängigen Messungen wird mit V_θ/V_i bezeichnet, wobei V_θ das Messsignal unter einem Winkel θ und V_i die Intensität ohne Probe bei 0° ist.

Bei den Messungen wird der Winkel θ gemäss Abbildung 3.10 definiert. Für Transmission und Reflexion ergeben sich hieraus folgende Bereiche:

$270^\circ < \theta < 360^\circ$ und $0^\circ < \theta < 90^\circ$ für die Transmission ,
 $90^\circ < \theta < 270^\circ$ für die Reflexion.

Die Streuverteilungen bei senkrechter Einstrahlung sind wegen der optischen Eigenschaften der statistisch rauen und strukturierten Oberflächen symmetrisch zur Einstrahlungsachse. Deswegen wird die Transmission nur im Bereich $0^\circ < \theta < 90^\circ$ und die Reflexion nur im Bereich $90^\circ < \theta < 180^\circ$ gemessen.

3.5 Untersuchung der Morphologie und Schichtstruktur

Die Oberflächenmorphologie der gemäß Kapitel 3.2 präparierten ZnO-Schichten (Transmissionsgitter) und der ZnO-Schichten, die durch nasschemisches Ätzen strukturiert (unregelmäßig raue Oberflächen) sind, wurde mittels AFM (Atomic Force Microscope) und ein REM (Rasterelektronenmikroskop) untersucht. Die AFM-Analyse ermöglicht, die Oberflächenstruktur und ihre Veränderungen quantitativ zu beschreiben. Der Vergleich von AFM und REM-Aufnahmen der gleichen Proben ermöglicht es, Artefakte mit hoher Sicherheit auszuschließen.

3.5.1 Das Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope: AFM)

Bei der Messung mit einem Rasterkraftmikroskop wird eine Probenoberfläche mit einer Messspitze abgetastet. Die Kraft wird von der zu untersuchenden Probenoberfläche auf die Messspitze ausgeübt. Die Spitze ist dazu an einen elastisch verformbaren Körper mit einer geeigneten Federkonstanten C gekoppelt. Standardmäßig werden mikromechanisch gefertigte, biegsame Hebel („Cantilever“) verwendet, welche am freien Ende mit der aus einem harten Material (hier Si oder Si_3N_4) bestehenden Spitze versehen sind. Die Auslenkung des Hebelarms kann beispielsweise optisch gemessen werden. Bei der hier verwendeten AFM-Apparatur wird ein Lichtstrahl am Hebelarm reflektiert und die Position des auf den Detektor auftreffenden Reflexes gemessen. Diese Position ist ein Maß für die zu messende Kraft.

Das hier verwendete Rasterkraftmikroskop (Digital Instruments, NanoScope III) arbeitet in einem speziellen dynamischen Modus (TappingMode[®], engl. Tap = klopfen, leicht schlagen), bei dem die Spitze während jeder Oszillationsperiode die Oberfläche einmal berührt. Die Verstimmung des schwingenden Hebels wird bei diesem Gerät nicht wie bei anderen dynamischen AFM-Modi über die Verschiebung der Resonanzfrequenz ν des Hebelarms gemessen, sondern man misst die Änderung der Schwingungsamplitude bei der Frequenz ν_0 , mit welcher der ungestörte Hebel in Resonanz schwingt.

Diese Messungen wurden unter Normalbedingungen an Luft durchgeführt. Die Probe wird zeilenweise über einen Bereich von maximal $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ gerastert. Jeder Zeilenscan enthält maximal 512 Messpunkte. Das Ergebnis der Messung mit AFM setzt sich grundsätzlich aus einer Faltung von Spitzengeometrie und Probenoberfläche zusammen.

Die Oberflächen-Scans des AFM liefern die Normalkoordinate $z_{i,j}$ als Funktion der Lateralkoordinaten x_i und y_j , wobei i und j die Laufindizes der Zeile sind. Die Anzahl der Messpunkte in x - und y -Richtung ist N_x bzw. N_y . Nach einer Untergrundkorrektur, die eine eventuelle Verkippung oder Verbiegung der Probe bis zur 3. Ordnung ausgleicht, kann die Höhenfunktion zwei- oder dreidimensional dargestellt werden und liefert so ein Schichtprofil im Querschnitt oder die Oberflächentopologie der gemessenen Schicht. Für eine quantitative Analyse der Schichtoberfläche wird zunächst eine Bezugsebene festgelegt. Sie ist so definiert, dass das Integral über die Abweichungen der Höhenfunktion $z_{i,j}$ von dieser Ebene Null ergibt. Die festgelegte Bezugsebene (mean surface level) und ihr z -Wert $\langle z \rangle_{mst}$ berechnet sich als der Mittelwert über alle gemessenen $z_{i,j}$:

$$\langle z \rangle_{mst} = \frac{1}{N_x N_y} \sum_i^{N_x} \sum_j^{N_y} z_{i,j} \quad \text{Gl. 3.5}$$

Bezogen auf diese Ebene werden dann die Abweichungen

$$h_{i,j}(x_i, y_j) = z_{i,j} - \langle z \rangle_{mst} \quad \text{Gl. 3.6}$$

als Höhe bezeichnet und zur Bestimmung der mittlere Rauigkeit „root mean square roughness“ δ_{rms} herangezogen. Diese ist als Wurzel aus dem Mittelwert der Quadrate der Höhenmesspunkte $h_{i,j}(x_i, y_j)$ definiert [48]:

$$\delta_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N_x N_y} \sum_i^{N_x} \sum_j^{N_y} h_{i,j}^2} \quad \text{Gl. 3.7}$$

Ein andere Möglichkeit die Rauigkeit zu ermitteln setzt die Beschreibung der statischen Höhenverteilung durch eine Verteilungsfunktion voraus. Bei einer solchen Höhenverteilungsfunktion handelt es sich um eine Funktion, welche jedem Höhenmesswert $h_{i,j}(x_i, y_j)$ eine

Wahrscheinlichkeit zuordnet. Die Bildung dieser Funktion kann auf einfache Weise erfolgen, indem die Anzahl aller in einem Höheintervall liegenden Höhenmesspunkte auf die Gesamtzahl der Messpunkte bezogen wird. Eine normierte Funktion mit Gaußverteilung ist folgendermaßen definiert:

$$p(h) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(h-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{Gl. 3.8}$$

Die Standardabweichung wird mit σ bezeichnet. Diese Bezeichnung sollte nicht mit der Leitfähigkeit des TCO verwechselt werden. Der Parameter μ kennzeichnet den Schwerpunkt der Gaußverteilung. Die Höhenverteilungen können durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. So erhält man als Standardabweichung den quadratischen Mittelwert der Höhenmesspunkte $h_{i,j}$, also die Rauigkeit δ_{rms} . In Gl. 3.8 wird dann σ durch δ_{rms} ersetzt.

Die Rauigkeit δ_{rms} ist ein statistischer Wert ohne direkten Bezug zur Oberflächenbeschaffenheit. Man kann sich aber für Höhenfunktionen mit Gaußverteilung einen Zusammenhang zwischen der Rauigkeit δ_{rms} und der Differenz Δh zwischen maximalen Erhebungen und Vertiefungen herleiten. Betrachtet man 90% der Werte einer beliebigen normierten, gaußverteilten Funktion, indem man folgendes Integral bildet

$$\int_{h^-}^{h^+} p(h)dh = 0.9 \quad \text{Gl. 3.9}$$

so erhält man für $\Delta h = h^+ - h^-$

$$\Delta h = 3.29 \cdot \delta_{\text{rms}} \quad \text{Gl. 3.10}$$

Es wurde der Wert von 0.9 für das Integral der Gaußverteilung gewählt, um einen Vergleich mit den Messwerten zu ermöglichen, die sich in diesem Bereich gut ablesen lassen.

Die δ_{rms} ist ein vertikaler Parameter um eine Oberfläche zu beschreiben. Aus der Autokorrelationsfunktion leitet man nun eine Größe ab, die den Abstand der Oberflächenstrukturen voneinander statistisch beschreibt. Dieser Abstand a_{kor} ist ein lateraler Parameter und wird Korrelationslänge genannt.

3.5.2 Das Rasterelektronenmikroskop (REM)

Im Rasterelektronenmikroskop wird die Oberfläche eines Objektes mit einem gebündelten Primärelektronenstrahl in einem rechteckigen Bereich zeilenweise abgetastet. Durch das Auf-

treffen der Primärelektronen (PE) auf die Oberfläche werden dort rückgestreute Elektronen (RE) und Sekundärelektronen (SE) ausgelöst, die mit Hilfe eines Detektors registriert und zur Bilderzeugung genutzt werden.

Der Detektor besteht aus einem Elektronenfänger, einem Szintillator, einem Lichtleiter und einem Photomultiplier. In der Regel ist der Detektor seitlich vom Präparat angebracht. In Abbildung 3.11 ist der prinzipielle Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops dargestellt.

Der Elektronenfänger besteht aus einem Drahtgitter, das den Szintillator abdeckt. Auf das Gitter kann ein variables, elektrisches Potential gelegt werden, um die langsamen SE entweder anzusaugen (positives Gitter) oder vom Szintillator fernzuhalten (negatives Gitter). In beiden Fällen werden die schnellen RE auf Grund ihrer hohen Energie nicht beeinflusst. Sie gelangen nur in den Elektronenfänger, wenn sie von sich aus in seine Richtung fliegen. Zwischen Szintillator und Drahtgitter liegt eine positive Hochspannung von einigen kV an, die die SE auf den Szintillator beschleunigen. Beim Auftreffen auf den Szintillator lösen die SE Lichtblitze aus, die den Lichtleiter entlang laufen und auf die Photokathode des Photomultiplier fallen. Sie lösen dort Photoelektronen aus, die dann im Sekundärelektronenvervielfacher des Photomultiplier und einem anschließenden Verstärker verstärkt werden. Die Ausgangsspannung des Verstärkers steuert die Intensität eines Schreibstrahles in einer Elektronenbildröhre.

Der PE-Strahl wird durch Ablenkspulen zeilenweise über die Objektoberfläche gelenkt. Die Steuerung wird durch einen Rastergenerator ausgeführt, der gleichzeitig den Schreibstrahl synchron zum PE-Strahl ablenkt. Dadurch wird auf dem Bildschirm ein Bild mit der gleichen Zeilenzahl aufgebaut, wie sie vom PE-Strahl auf der Objektoberfläche abgetastet wird.

Zur Bilderzeugung tragen nur Elektronen bei, die vom Detektor registriert werden. Durch die angelegte Hochspannung wird der größte Teil der langsamen SE eingefangen. SE, die durch das Eindringen der PE ausgelöst werden, tragen zur Hochauflösung des REM bei, da ihr Austrittsgebiet durch die Austrittstiefe t^3 und den Durchmesser des Elektronenstrahls bestimmt ist. SE, die durch das Austreten von RE ausgelöst werden, liefern die Tiefeninformation des erzeugten Bildes [49].

Objektstellen mit einer hohen Elektronenemission erscheinen auf dem Bildschirm hell, da die Ausbeute an registrierten SE steigt, während Stellen mit geringer Elektronenemission dunkel erscheinen. Je kleiner der Winkel zwischen dem PE-Strahl und Objektoberfläche ist, um so mehr Elektronen treten aus und lassen das Bild heller erscheinen. Dieser Effekt, der als Reliefkontrast bezeichnet wird, macht es möglich verschiedene Neigungen im Objekt auf dem Bild zu erkennen. Dem Detektor zugewandte Oberflächenbereiche sind heller als die abgewandten, so dass das Objekt einseitig beleuchtet erscheint. Der sogenannte Kanteneffekt, der durch den vermehrten Austritt von Sekundärelektronen an Kanten und Ecken entsteht, fördert zusätzlich die räumliche Anschaulichkeit der Bilder. Der Kanteneffekt ermöglicht es, Flächen gleicher aber entgegengesetzter Neigung, die sich berühren, mittels einer hellen oder dunklen Linie zu unterscheiden.

³ Die Austrittstiefe t der Sekundärelektronen, SE, beträgt 10-100 Å

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Stereoscan 360 der Firma Cambridge Instruments benutzt. Die Vergrößerung des Rasterelektronenmikroskops kann zwischen 10-fach und 10^6 -fach variiert werden.

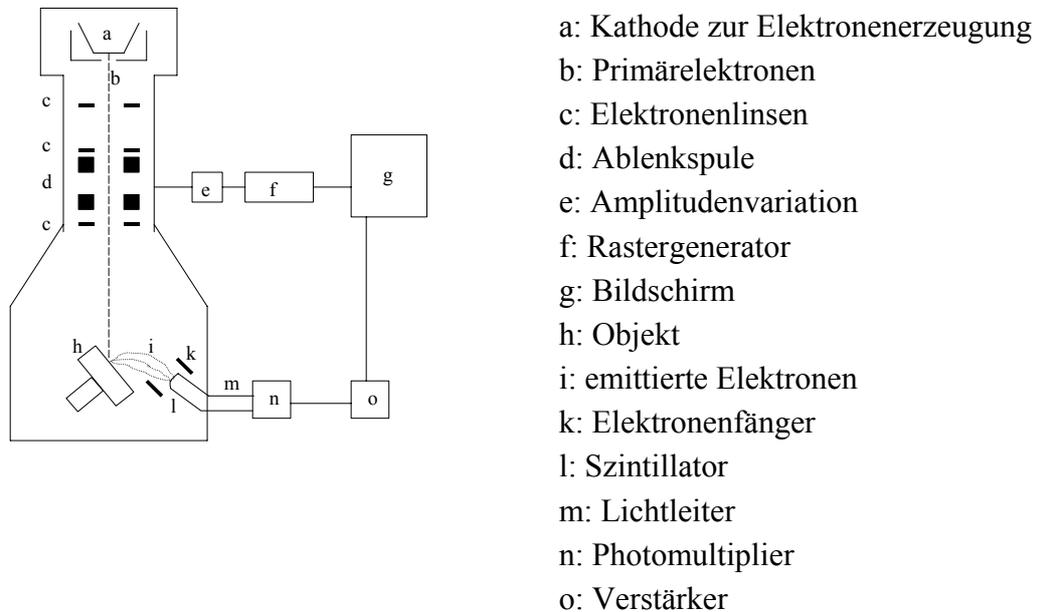


Abbildung 3.11: Prinzipieller Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops.

3.6 Charakterisierung der Solarzelleneigenschaften

3.6.1 Hellkennlinienmessung

Die elektrischen I-U-Kennlinien der Solarzelle wurden mit einem Solarsimulator des Typs Wacom Solar Simulator WXS-140S-Super bestimmt. Mit diesem Gerät werden Solarzellenproben der Größe $10 \times 10 \text{ cm}^2$ homogen beleuchtet. Sein schematischer Aufbau ist in Abbildung 3.12 gezeigt.

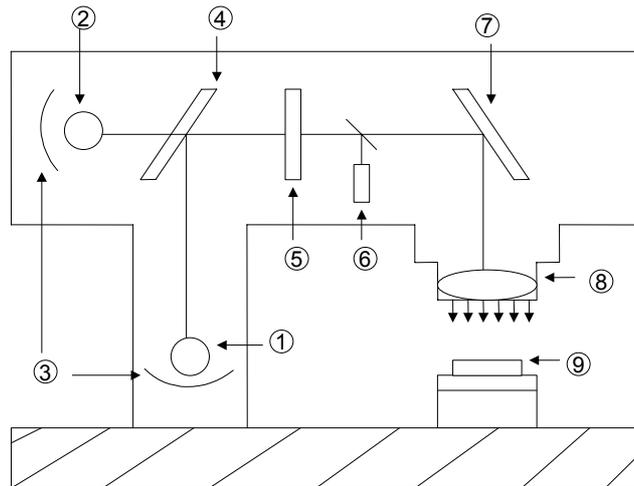


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des Solarsimulators.

Eine Halogen- und eine Xenonlampe (1 bzw. 2) sind die Beleuchtungsquellen. Ihr Licht wird mit Hilfe von Reflektoren (3) parallelisiert und mittels eines halbdurchlässigen Spiegels (4) überlagert. Die Strahlungsintensität wird mit einem Integrator (5) homogenisiert. Ein kleiner Teil dieses Lichts wird in eine Feedbackschleife (6) eingekoppelt und zur Feinregulierung der Xenonlampe genutzt. Das Licht wird über einen Planspiegel (7) und eine Kollimatorlinse (8) in Richtung der Solarzellenproben (9) gelenkt. Diese werden mit einem Probenhalter auf eine Temperatur von 25°C temperiert.

Das Beleuchtungsspektrum des Solarsimulators unter Standardbedingungen (Leistungsdichte 100 mW/cm²) ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Zum Vergleich ist ein von der Sonne geliefertes AM1.5-Spektrum⁴ dargestellt.

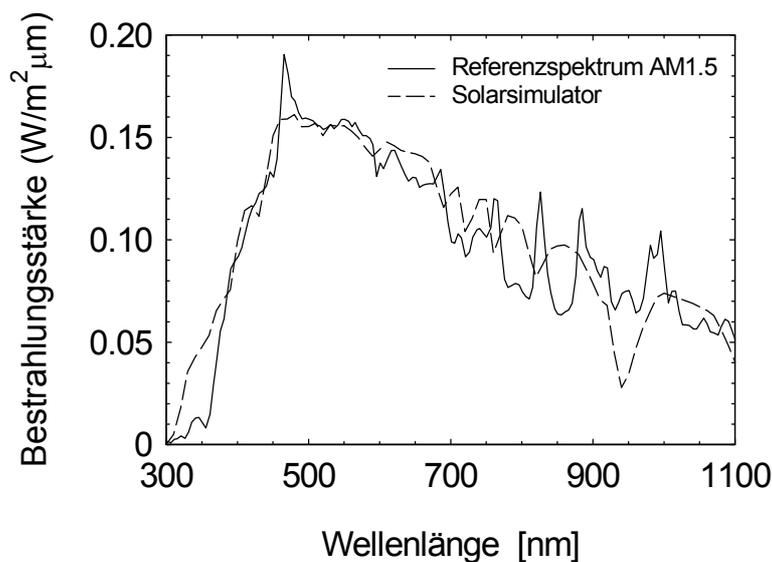


Abbildung 3.13: Das Spektrum des Solarsimulators im Vergleich zum AM1.5-Spektrum der Sonne.

⁴ Die Air Mass Zahl AM1.5 ist durch die Norm IEC-904-3 festgelegt. Es entspricht in etwa dem Sonnenspektrum welches unter einem Winkel von 41,8° zur Horizontalen die Luftmasse der Erdatmosphäre durchstrahlt.

Vor jeder Messung wird die Intensität und Homogenität des Lichtes mit einer Referenzdiode aus kristallinem Silizium kalibriert. Diese garantiert eine hohe Reproduzierbarkeit der Messergebnisse.

Die I-U-Kennlinien können unter AM1.5 Beleuchtung sowie unter Beleuchtung mit Blau- und Rotfilter bestimmt werden. Aus der I-U-Hellkennlinie gehen die wichtigsten elektrischen Kenngrößen der Solarzelle hervor: Die Leerlaufspannung U_{oc} ist die Spannung, die die Solarzelle bei offenen Klemmen unter Beleuchtung liefert. Die Kurzschlussstromdichte I_{SC} ist bei einer idealen Diode ein Maß für die maximal mögliche Stromausbeute. Der Arbeitspunkt der Solarzelle wird so gewählt, dass die Leistung $P = J \times V$, welche der Solarzelle entnommen werden kann, maximal (P_{max}) wird („Maximum Power Point“). Der Füllfaktor FF, der die Sammlungseffizienz der Solarzelle unter Last beschreibt, ist als das Verhältnis von maximal nutzbarer Leistung P_{max} zum Produkt $I_{SC} \times U_{oc}$ definiert. Der Wirkungsgrad η ist als das Verhältnis der maximalen Leistungsabgabe der Solarzelle zur eingestrahlenen Lichtleistung definiert.

3.6.2 Spektrale Empfindlichkeit

Die DSR-Meßmethode (DSR= Differential Spectral Response) ermöglicht eine wellenlängenabhängige Analyse der spektralen Antwort der Solarzelle. Die spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ ist definiert als Verhältnis der wellenlängenabhängigen Stromdichte $J(\lambda)$ zu der monochromatischen Bestrahlungsstärke $E(\lambda)$

$$S(\lambda) = -\frac{J(\lambda)}{E(\lambda)} \quad \text{Gl. 3.11}$$

Die externe Quantenausbeute $QE(\lambda)$ einer Solarzelle kann aus der spektralen Antwort berechnet werden:

$$QE(\lambda, U) = S(\lambda; U) \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot q} \quad \text{Gl. 3.12}$$

Dabei entspricht $S(\lambda, U)$ der in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der an die Solarzelle angelegten Spannung gemessenen spektralen Empfindlichkeit, q ist die Elementarladung, h ist das Plancksche Wirkungsquantum, und c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

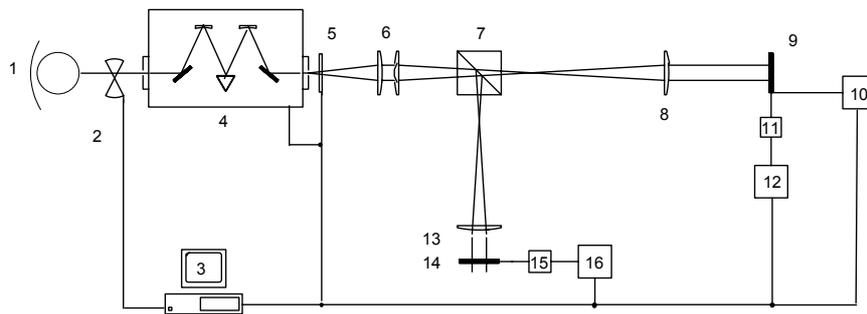


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau des DSR-Meßplatzes.

Der schematische Aufbau des DSR-Meßplatzes ist der Abbildung 3.14 zu entnehmen. Als Beleuchtungsquelle dient eine Xenonlampe (1), deren Licht mittels eines Kantenfilterrades (5) und eines Monochromators (4) in seine spektralen Anteile zerlegt wird. Um ein gutes Signal-Rauschverhältnis zu erhalten, wird das Licht mit einem Chopper (2) moduliert und über ein Linsensystem (6) auf einen Strahlteiler (7) abgebildet. Damit eine absolute Messung möglich ist, wird mit einer Referenzdiode (14) bekannter spektraler Empfindlichkeit eine Vergleichsmessung durchgeführt. Dazu wird das Licht mit einer Linse (13) auf die Referenzdiode fokussiert. Der Messstrahl wird über eine Optik (8) auf die Probe (9) abgebildet und erzeugt dort einen Photostrom. Dieser wird in eine Spannung umgeformt, welche schließlich vom Lock-in Verstärker (12) gemessen wird. Es sind Messungen im Wellenlängenbereich zwischen 300 und 1100 nm möglich: Sie erfolgen in Intervallen von 10 nm, wobei die spektrale Breite des Messspots weniger als 10 nm beträgt. Mittels einer Spannungsquelle (10) kann der Solarzelle eine Biasspannung eingeprägt werden. Damit kann die Quantenausbeute der Solarzelle bei unterschiedlichen Spannungsbedingungen gemessen werden.

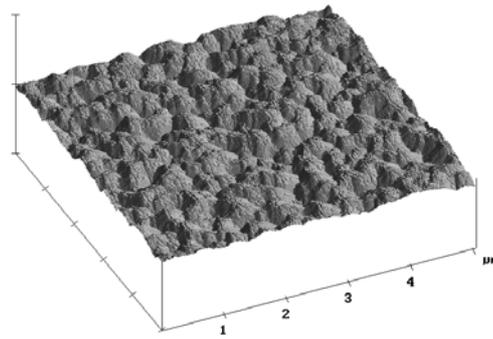
4 Optische Eigenschaften des strukturier- ten TCO und der Solarzellen

Ziel des Kapitels ist die Untersuchung der Lichtstreuung und Lichteinkopplung in Solarzellen auf rauen Oberflächensubstraten im Sub-Mikron Bereich. Diese Substrate bestehen aus dem Trägermaterial Glas und einer darauf abgeschiedenen Zinkoxidschicht als TCO (transparent conductive oxide). Dieses ZnO besitzt je nach Herstellungsverfahren entweder von sich aus eine raue Oberfläche Fay [50] oder wird nachträglich durch Ätzprozesse strukturiert, so dass das Licht an den rauen Grenzflächen gestreut wird. Zunächst werden die Lichtstreuungseigenschaften verschiedener ZnO-Substrate untersucht. Variiert wurde die Ätzzeit zwischen 0 s (ungeätztes Substrat) und 50 s. Mittels AFM wurden die Oberflächen bezüglich ihrer Korrelationslängen a_{kor} sowie der Rauigkeit δ_{rms} charakterisiert. Ferner wurden die optischen Eigenschaften untersucht. Über diffuse und totale Reflexions- bzw. Transmissionsmessungen wurde der Haze ermittelt. Die winkelabhängige Leistungsverteilung des gestreuten Lichts wurde aufgenommen. Auf den so untersuchten Proben wurden mikrokristalline pin-Solarzellen hergestellt. Die Eigenschaften dieser Solarzellen in Abhängigkeit von der Ätzzeit sollen - unter Einbeziehung der Substrateigenschaften – das Verständnis der Lichtstreuung in Dünnschicht-Solarzellen mehren.

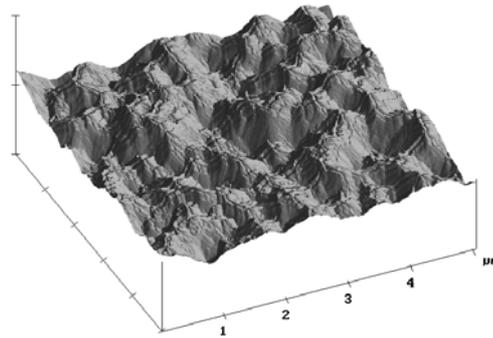
Gegen Ende des Kapitels wurden die pin-Dioden mit Dioden in nip-Konfiguration (siehe Kap. 4.3.2) verglichen. In beiden Solarzellentypen wurden sowohl geätzte als auch ungeätzte Front- und Rückkontakt TCOs eingesetzt.

4.1 Oberflächenanalyse der TCO-Schichten

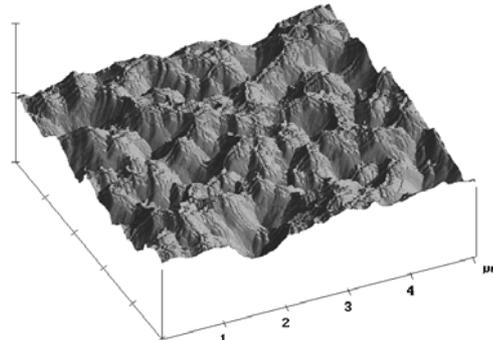
Im Folgenden werden die am Institut für Photovoltaik hergestellten rauen ZnO:Al Substrate analysiert. Die ZnO-Schichten werden auf einem 1 mm dicken Corning-Glas aufgebracht (siehe Kap. 3.1). Sie haben in der Regel eine Dicke zwischen hundert und mehreren hundert Nanometern und sollen eine gute Transparenz in dem für die Solarzelle relevanten Spektralbereich des Lichts aufweisen [51]. Die Substrate lassen sich in ihrer Transparenz unter anderem durch Variation des Sauerstoffangebots während des Abscheidungsprozesses verändern. Der Sauerstoffgehalt beeinflusst jedoch gleichzeitig die Leitfähigkeit, so dass der Wert für die jeweiligen Anforderungen optimiert werden muss (siehe Kluth [52]). Die TCO Oberflächen werden nachträglich durch Ätzprozesse strukturiert, so dass an den rauen Grenzflächen das Licht gestreut wird. Durch chemisches Ätzen (siehe Löffl [53] und Kluth [52]) mit verdünnter Salzsäure (HCl) wird das Substrat rau.



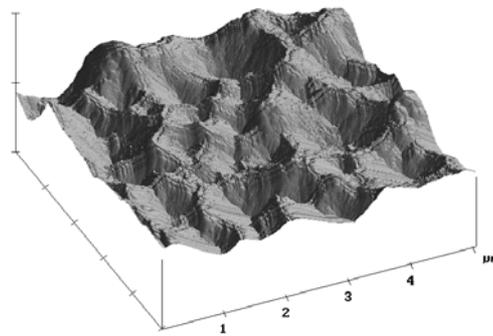
5 sec



15 sec



25 sec



50 sec

Abbildung 4.1: AFM-Bilder der Oberflächenmorphologie verschieden geätzter ZnO-Substrate. Die ZnO-Schichten wurden mit verschiedenen Ätzzeiten 5s, 15s, 25s und 50s in 0,5 % HCL geätzt. (Z-Skalierung: 1 Einheit = 1 μm).

4. Optische Eigenschaften des strukturierten TCO und der Solarzellen

Die Abbildung 4.1 zeigt AFM-Aufnahmen von vier unterschiedlich lang geätzten Proben. Sie wurden zwischen 5 s und 50 s 0,5 %-iger HCl ausgesetzt. Anschließend wurde der Ätzprozess durch Abspülen mit deionisiertem Wasser beendet. Die AFM-Messungen liefern Informationen über die Rauigkeit δ_{rms} (siehe Kap. 3.5.1) sowie die Korrelationslänge⁵ a_{korr} .

Die Tabelle 4.1 zeigt die Abhängigkeit der vertikalen Parameter δ_{rms} und der lateralen Parameter a_{korr} von der Ätzzeit.

Substrate der ZnO-Ätzserie	δ_{rms} (nm)	a_{korr} (nm)	α (°)	Abschätzung der Schichtdicke d aus Interferenz (nm)
ZnO – 5s geätzt	38	400	32	720
ZnO – 7s geätzt	52	650	28	735
ZnO – 15s geätzt	85	800	35	690
ZnO – 25s geätzt	98	825	38	1000
ZnO – 50s geätzt	124	950	41	x

Tabelle 4.1: δ_{rms} -Rauigkeiten, Korrelationslängen a_{korr} , effektive Flankensteilheiten α und Schichtdicken d der ZnO-Ätzserie.

Mit zunehmender Ätzzeit erkennt man sowohl eine Vergrößerung der Rauigkeit δ_{rms} der Oberfläche als auch eine gleichzeitige Vergrößerung der Korrelationslänge a_{korr} .

Bildet man das Verhältnis von δ_{rms} und a_{korr} , so stellt man fest, dass δ_{rms} deutlich stärker mit der Ätzzeit variiert als a_{korr} . Das hat einen Einfluss auf die Winkel, welche die mittleren Strukturflanken gegenüber der Substratebene besitzen. Dieser Sachverhalt kann durch die effektive Flankensteilheit, α , beschrieben werden (siehe Kap. 3.5.1).

$$\alpha = \arctan \left[\frac{\Delta h}{\frac{a_{korr}}{2}} \right] = \arctan \left[\frac{3.29 \cdot \delta_{rms}}{\frac{a_{korr}}{2}} \right]. \quad \text{Gl. 4.1}$$

Der Wert der Gl.4.1 beschreibt einen statistisch ermittelten Winkel, der mit der lokalen Struktur in keinem direkten Zusammenhang steht. Unter Anwendung von Gl.4.1 wurden effektive Flankenwinkel α (siehe Tabelle 4.1) für die geätzten ZnO-Substrate zwischen 28° (ZnO-7s geätzt) und 41° (ZnO-50s geätzt) gegenüber der Substratoberfläche ermittelt. Die Zunahme des Winkels kann so gedeutet werden, dass sich der Ätzangriff zunächst nur auf weniger

⁵ Die Korrelationslänge ist eine Größe, welche die Abstände der gebirgsartigen Strukturen der Oberfläche voneinander beschreibt.

kompaktes Material auswirkt. Erst im weiteren Ätzverlauf wird auch kompaktes Material angegriffen, so dass die ausgebildeten Kraterstrukturen sich in ihrer Breite vergrößern können. Der Flankenwinkel bleibt bei dieser Strukturvergrößerung, d.h. dem Ätzen des kompakten Materials, erhalten.

Die unterschiedlichen ZnO-Schichtdicken kommen durch die Substratpräparation zustande. Diese wurden vor dem Ätzen unterschiedlich dick abgeschieden, um nach verschiedenen langen Ätzzeiten dennoch eine ähnliche effektive Schichtdicke zu erhalten. Eine Abschätzung der effektiven Schichtdicken kann bei Kenntnis der optischen Konstanten (siehe Pankove [54]) aus einer Auswertung der Interferenzmaxima- bzw. minima, in der Reflexion oder in der Transmission, gewonnen werden. Dies ist dann möglich, wenn die Interferenzen nicht durch eine zu starke Absorption oder eine zu starke Lichtstreuung unterdrückt werden. Für konstruktive Interferenz ist :

$$n \cdot \frac{\lambda}{2} = d . \quad \text{Gl. 4.2}$$

Benachbarte Maxima wurden herausgesucht und mit

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad \text{Gl. 4.3}$$

einem Verhältnis von ganzen Zahlen zugeordnet. Auf diese Weise wurde gefunden, dass das 25 s geätzte Substrat wesentlich dicker ist als die übrigen, während das 15 s geätzte Substrat dünn ist (siehe Tabelle 4.1). Die effektive ZnO-Schichtdicke wird bei der Bewertung der Solarzellenergebnisse eine Rolle spielen.

4.2 Einfluss des Ätzprozesses auf die optischen Eigenschaften

Des Weiteren wird der Einfluss der Oberflächentextur auf die optischen Eigenschaften der Schichten untersucht. Bei den Messungen des Schichtsystems Glas/ZnO sind die Transmissionsmessungen mit der Einstrahlung auf die Glasseite und die Reflexionsmessungen mit der Einstrahlung auf das raue ZnO erfolgt. Die Ergebnisse der totalen Transmission sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Das gesamte transmittierte Licht wird in integraler Form gemessen (siehe Kap. 3.4.1).

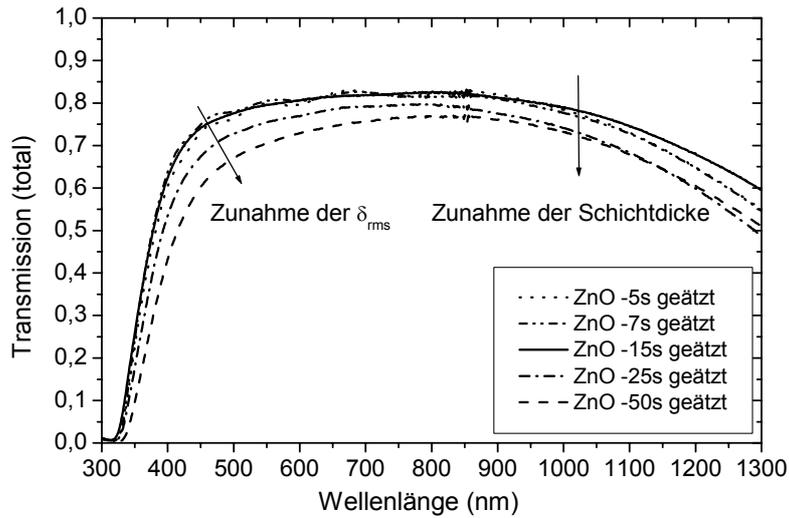


Abbildung 4.2: Totale Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.

Die totale Transmission setzt sich aus einem spekularen Anteil und einem diffusen Anteil zusammen. Die totale Transmission zeigt einen steilen Anstieg im Bereich zwischen 300 nm und 400 nm bis zu einem Maximum. Für Wellenlängen < 400 nm findet Absorption im ZnO und im Glas statt. Das hergestellte ZnO wird durch die kleinere Bandlücke erst bei Wellenlängen > 400 nm hoch transparent. Ein breites Maximum befindet sich zwischen 400 nm und 950 nm. Der Abfall der Transmission für Wellenlängen > 950 nm resultiert aus Absorption im ZnO durch freie Ladungsträgeranregung (siehe Rech [45]). Die leichte Minderung der totalen Transmission mit ansteigender Ätzzeit hängt sowohl mit den unterschiedlichen effektiven ZnO-Schichtdicken als auch mit dem Light-Trapping-Effekt zusammen. In letzterem Fall müsste eine Wellenlängenabhängigkeit zu erkennen sein. Bei großen Wellenlängen wird die Minderung auf die größere Schichtdicke der länger geätzten ZnO-Schichten (Vgl. Tabelle 4.1) zurückgeführt. Bei kürzeren Wellenlängen zwischen 350 nm und 650 nm ist die Minderung der totalen Transmission noch größer. Bei 450 nm ist etwa die Abnahme der totalen Transmission zwischen der 7s lang geätzten Probe und der 50 s lang geätzten Probe 15 %, wobei die Rauigkeit von 52 nm bis 124 nm anwächst. Es fällt auf, dass eine höhere Rauheit zu einer geringeren Transmission führt. Um die Minderung der totalen Transmission bei kleiner Wellenlänge verstehen zu können, wurde die 50 s lang geätzte Probe von beiden Seiten bestrahlt. Die Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse der totalen Transmission der Probe mit 50 s Ätzzeit. Wenn die Einstrahlung auf dem Glas erfolgt, ist die Minderung der totalen Transmission der 50 s lang geätzten Probe bei 450 nm 15 %. In diesem Fall ist die Minderung der totalen Transmission im Wellenlängenbereich zwischen 350 nm und 750 nm auf den Light-Trapping Effekt zurückzuführen. Der Unterschied in den Transmissionsmessungen bei Beleuchtung von der Glas- bzw. ZnO-Seite resultiert aus dem Unterschied in den effektiven Wellenlängen in Luft bzw. TCO. Beim Übergang der Welle von Luft nach TCO beträgt die effektive Wellenlänge λ . Aufgrund des Brechungsindex des TCOs ergibt sich als die effektive Wellenlänge im TCO der Wert λ/n_{TCO} . Bei den gegebenen Öffnungswinkeln und Strukturgrö-

4. Optische Eigenschaften des strukturierten TCO und der Solarzellen

ßen der rauen ZnO-Oberfläche führt diese verringerte effektive Wellenlänge zu einer stärkeren Lichtstreuung und somit zu einer höheren Absorption durch Light Trapping im TCO. Diese Streuung verschwindet, wenn das Substrat auf dem TCO bestrahlt ist, da die effektive Wellenlänge, welche die Grenzfläche Luft/TCO trifft, größer ist.

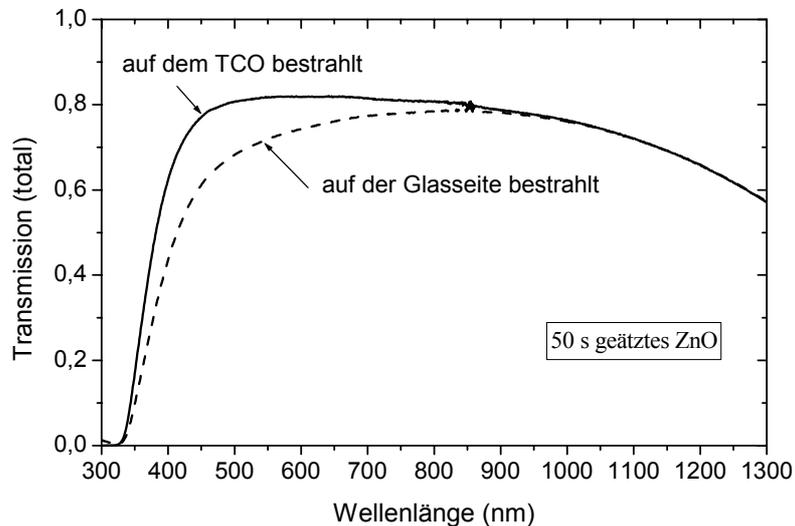


Abbildung 4.3: Totale Transmission der 50 s lang geätzten Probe von beiden Seiten.

Die Abbildung 4.4 zeigt die gemessene spekulare Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten. Der diffuse Anteil der Transmission wird rechnerisch ermittelt, indem der spekulare von dem gesamten Anteil subtrahiert wird.

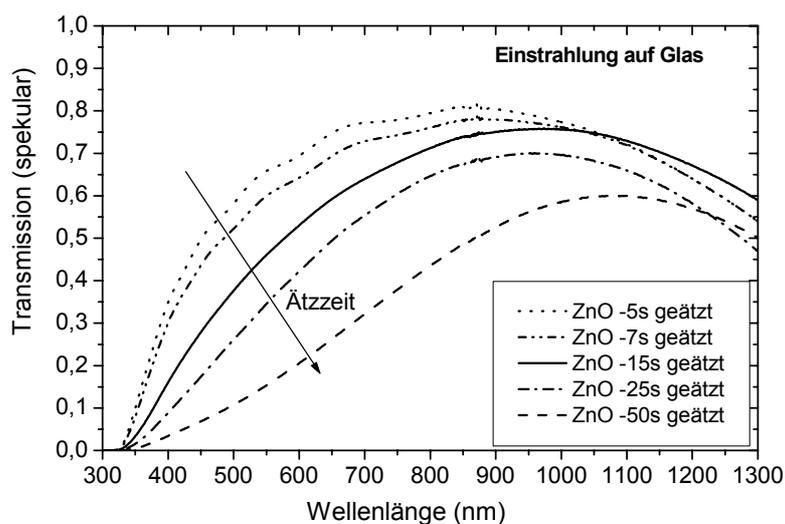


Abbildung 4.4: Spekulare Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.

4. Optische Eigenschaften des strukturierten TCO und der Solarzellen

In Abbildung 4.5 ist die diffuse Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten dargestellt. Sowohl der spekulare als auch der diffuse Anteil verändert sich mit der Ätzeit. Mit zunehmender Ätzeit nimmt der spekulare Anteil des Lichts ab, während der diffuse Anteil des Lichts größer wird.

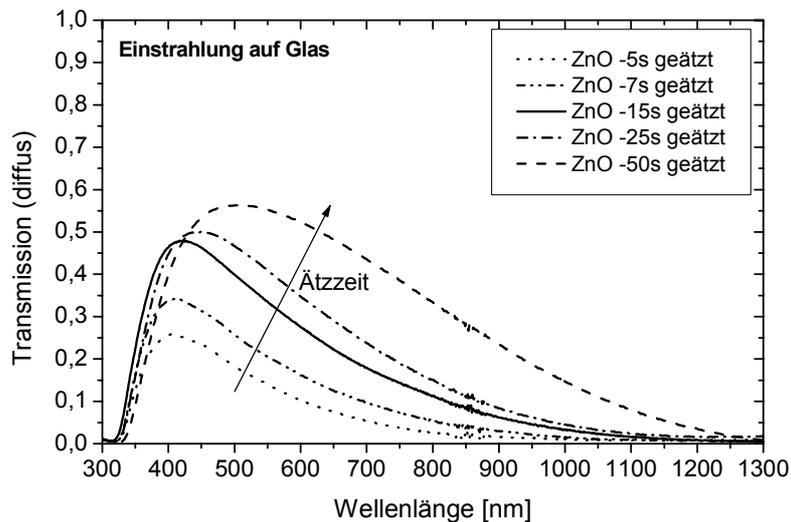


Abbildung 4.5: Diffuse Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.

In Abbildung 4.6 und Abbildung 4.7 ist die gemessene totale bzw. spekulare Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten dargestellt. Die berechnete diffuse Reflexion findet sich in Abbildung 4.8.

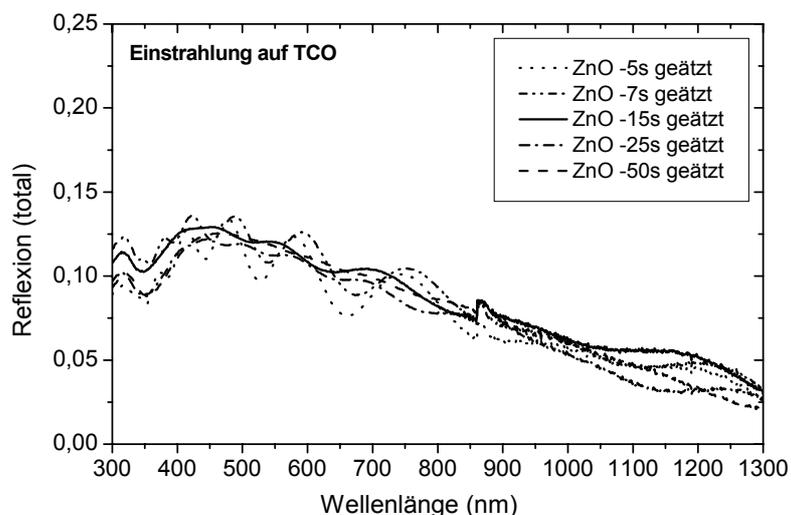


Abbildung 4.6: Totale Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.

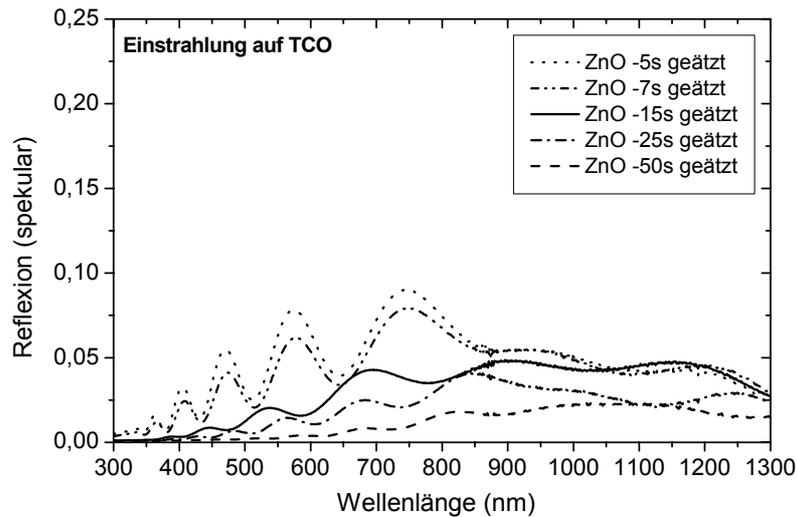


Abbildung 4.7: Spekulare Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.

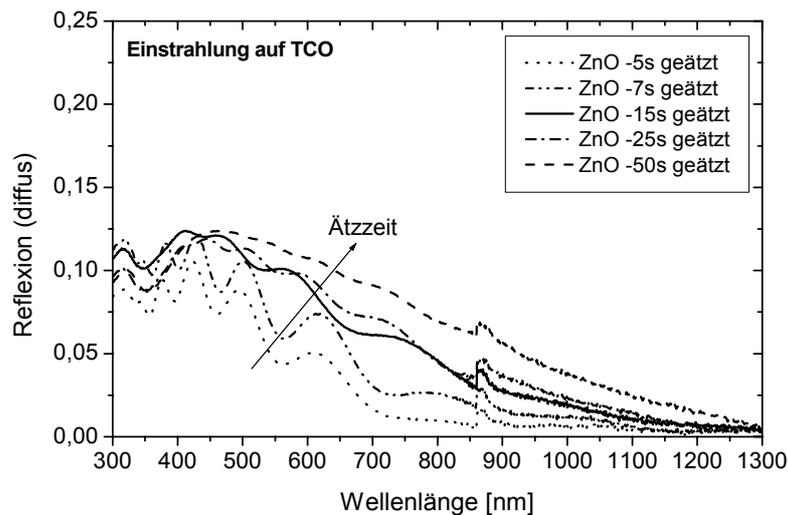


Abbildung 4.8: Diffuse Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.

Die totale Reflexion R_{total} steigt zwischen 300 nm und 450 nm bis zu einem Maximum an, und fällt zu großen Wellenlängen hin wieder ab. R_{total} zeigt keine auffällige Abhängigkeit von der Ätzzzeit. Sie setzt sich aus der wellenlängenabhängigen Reflexion am Luft/ZnO-Interface, ZnO/Glas-Interface und Glas/Luft-Interface zusammen. Für kurz geätzte Proben entwickeln sich starke Interferenzen durch Überlagerung kohärenter Wellen. Der diffuse Anteil der Reflexion verhält sich wie die diffuse Transmission. Er hat ein Maximum bei etwa 400 nm und fällt zu großen Wellenlängen hin exponentiell ab, da das ZnO transparent ist. Die Einstrahlung des Lichts erfolgt von der ZnO-Seite her. Aufgrund der rauen Luft/ZnO-Grenzfläche ist die spekulare Reflexion für kleine Wellenlängen Null oder nahezu Null. Bei großen Wellenlängen, wo der diffuse Anteil abgeklungen ist, kann im spekularen Anteil die Reflexion der

einzelnen Grenzflächen gesehen werden. Die gesamte spekulare Reflexion kann aus den Brechungsindizes⁶ für eine bestimmte Wellenlänge definiert werden Gl.4.4.

$$R_{\text{spekular}} = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \quad \text{Gl. 4.4}$$

Die gesamte spekulare Reflexion kann mit Gl.4.4 aus der Reflexion an den einzelnen Grenzflächen wie folgt abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} R_{\text{Ges-Spek}} &= R_{\text{spek}}(\text{Luft/ZnO}) + R_{\text{spek}}(\text{ZnO/Glas}) + R_{\text{spek}}(\text{Glas/Luft}) = 7 \% + 0.4 \% + 4 \% \\ &= 11,4 \% \end{aligned}$$

Die Gl.4.4 ist eine Abschätzung der spekularen Reflexion für eine glatte Substratoberfläche. Bei rauen Substraten wird diese Reflexion kleiner (siehe Abb. Abbildung 4.7). Bei der 50 s lang geätzten Probe beträgt die spekulare Reflexion ca. 4 %. Für Wellenlängen größer als 800 nm ist die totale Reflexion der rauen ZnO-Schichten kleiner als 10 % (siehe Abbildung 4.6). Bei 900 nm beträgt die totale Reflexion ca. 7,5 %. Diese rauen ZnO-Schichten zeigen einen starken Light-Trapping-Effekt im langwelligen Spektralbereich.

Aus der totalen Transmission und totalen Reflexion lässt sich mit Gl.4.5 die Absorption A berechnen:

$$A = 1 - R_{\text{total}} - T_{\text{total}} \quad \text{Gl. 4.5}$$

Die Absorption, die eigentlich nur eine „scheinbare“ Absorption ist, der unterschiedlich lang geätzten Substrate ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

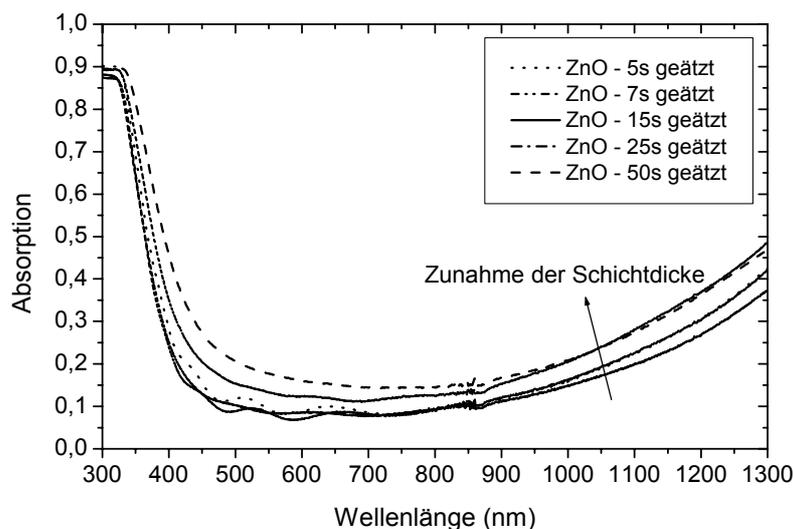


Abbildung 4.9: Absorption der geätzten ZnO-Schichten.

⁶ Die Brechungsindizes betragen für $\lambda = 900 \text{ nm}$: $n_{\text{Luft}} = 1$, $n_{\text{Glas}} = 1.5$, $n_{\text{ZnO}} = 1.9$.

Die ZnO-Schichten sind erst für Wellenlängen größer als 400 nm hoch transparent. Im Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 900 nm nimmt die Absorption mit ansteigender Ätzzeit zu. Bei längeren Wellenlängen ist die erhöhte Absorption für 25 s und 50 s lang geätzte Proben auf die Schichtdicke zurückzuführen. Bei kürzeren Wellenlängen ist die Zunahme der Absorption für lang geätzte Proben sowohl von der Schichtdicke als auch vom Light-Trapping-Effekt verursacht (siehe auch Abbildung 4.3).

Um den tatsächlichen Absorptionsverlust im TCO messen zu können und die Streuung des Lichtes an der Grenzfläche TCO/Luft auf Grund des Brechungsindexunterschieds zwischen TCO und Luft zu minimieren, wurde von Gotoh [55] die Flüssigkeit Diiodmethan (CH_2I_2) mit einem Brechungsindex von 1.45 benutzt. Dazu bringt man das Diiodmethan als Tropfen auf das TCO auf und erzeugt durch Auflegen einer dünnen (d.h. kaum absorbierenden) Glasscheibe einen dünnen CH_2I_2 -Film. Aufgrund des geringen Brechungsindexunterschieds zwischen dem ZnO und dem CH_2I_2 vermeidet man damit weitgehend die Lichtstreuung an der rauen TCO/ CH_2I_2 -Grenzfläche.

Im Folgenden soll das Streuverhalten der Substrate weiter analysiert werden. Dazu soll zuerst der Haze (siehe Kap. 3.4.1) der Substrate diskutiert werden. Der Haze in Transmission (H_T) gibt das Verhältnis des diffus gestreuten transmittierten Lichts im Verhältnis zum total transmittierten Licht als Funktion der Wellenlänge des einfallenden Lichts an. Die Abbildung 4.10 zeigt die Messungen des Haze in Transmission der geätzten ZnO-Schichten.

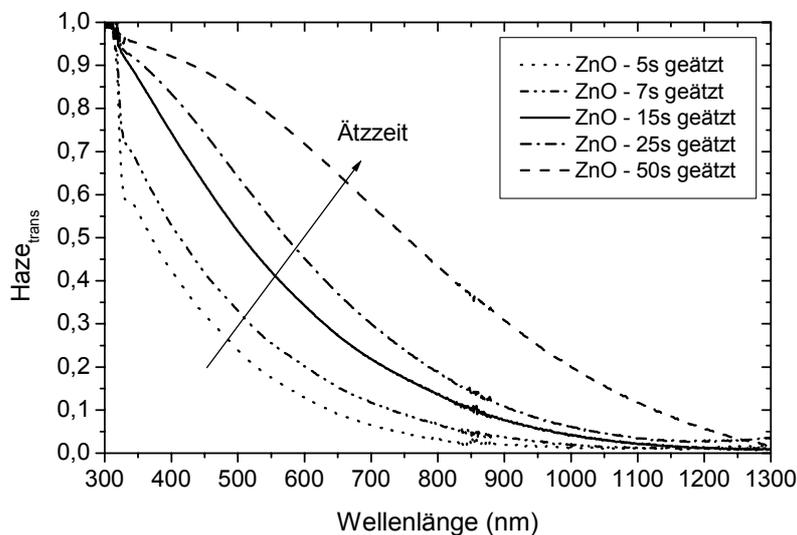


Abbildung 4.10: Haze in Transmission der geätzten ZnO-Substrate (Luft/Glas/ZnO/Luft) für pin-Sollarzellen.

Mit zunehmender Ätzzeit nimmt der Haze zu. Insbesondere für die 50 s lang geätzte Probe liegt der Haze in Transmission bei 800 nm über 40 % und für die 5 s lang geätzte Probe nur bei etwa 4 %. Für eine Beschreibung ist zudem der Winkel, in den das Licht gestreut wird, von entscheidender Bedeutung. Damit der Einfluss der Rauigkeit auf die Streuwinkel als

Funktion der Wellenlänge präziser untersucht werden kann, wurden die Substrate mit Hilfe eines Photogoniometers charakterisiert. Dadurch erhält man Zugang zu der gestreuten Intensität pro Raumwinkel, wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist. Der Aufbau der winkelabhängigen Streumessungen ist im Kap. 3.4.2 erläutert.

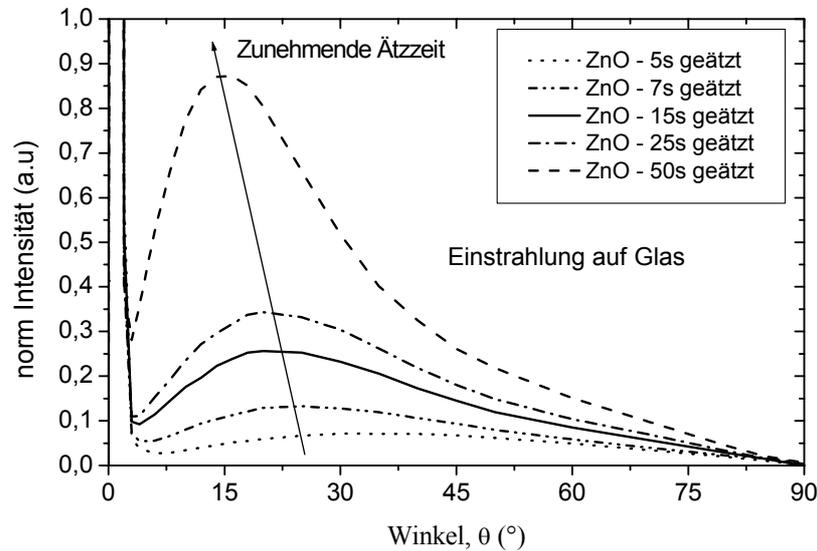


Abbildung 4.11: Winkelabhängig verteilte Streuleistung in Transmission der geätzten ZnO-Schichten bei einer Wellenlänge $\lambda = 684$ nm.

Diese Substrate wurden mit einem Laserstrahl, welcher eine Wellenlänge von $\lambda = 684$ nm hat, bestrahlt. Für $0^\circ < \theta < 90^\circ$ fiel das Licht auf die Glasseite und die transmittierte Intensität ist dargestellt. In diesem Fall ist beim Vergleich der lang geätzten Substrate zu erkennen, dass es für Strukturen mit größerer Rauigkeit zu einem großen Anstieg der Streuintensität kommt. Allerdings steigt die Lichtstreuung in kleine Winkel überproportional an. Betrachtet man den aus winkelabhängigen Messungen bestimmten Haze für Transmission als Funktion der optischen Rauheit $\delta_{\text{rms}}/\lambda$, so erkennt man eine Zunahme des Streuanteils mit zunehmendem $\delta_{\text{rms}}/\lambda$ -Verhältnis (siehe Abbildung 4.12).

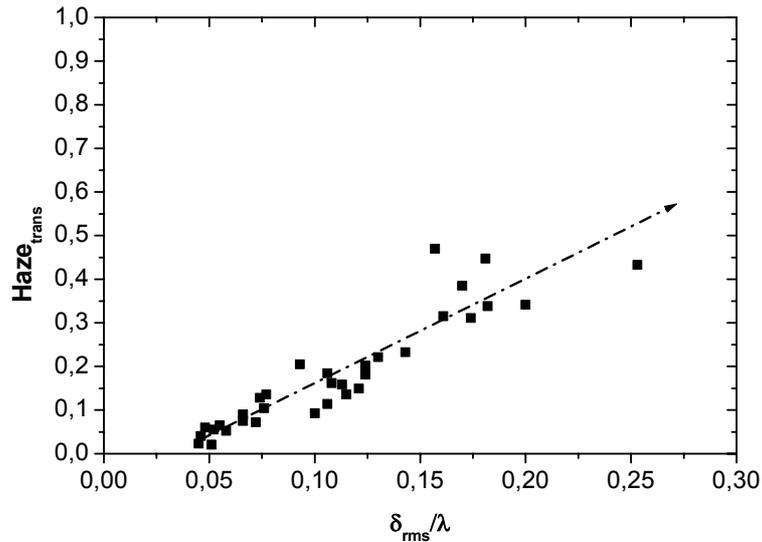


Abbildung 4.12: Haze in Transmission der geätzten ZnO-Substraten als Funktion der optischen Rauheit $\delta_{\text{rms}}/\lambda$ ($\lambda = 684 \text{ nm}$).

Dieser Streuanteil verteilt sich in einen bestimmten Winkelbereich. Die Abbildung 4.13 zeigt die aus Abbildung 4.11 resultierende Streuung in die angegebenen Winkelbereiche als Funktion des Verhältnisses der Rauigkeit zur Wellenlänge ($\delta_{\text{rms}}/\lambda$). Es wird deutlich, dass mit zunehmenden Verhältnis ($\delta_{\text{rms}}/\lambda$) der Anteil des Lichts, das in kleine Winkel gestreut wird, entsprechend ansteigt. Es zeigt sich, dass der zunehmende Haze in Transmission H_T bei zunehmender Ätzzeit (siehe Abbildung 4.10) in erster Linie durch eine Zunahme der Streuung im kleinen Winkelbereich, kleiner als etwa 35° , stattfindet.

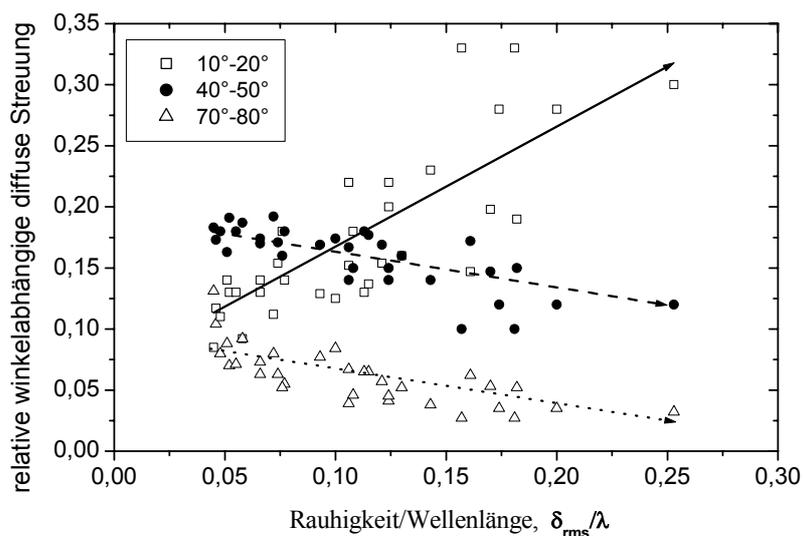


Abbildung 4.13: Verteilung der gestreuten Leistung auf Winkelbereiche als Funktion der optischen Rauheit $\delta_{\text{rms}}/\lambda$, in Transmission. ($\lambda = 684 \text{ nm}$).

Für $90^\circ < \theta < 180^\circ$ (siehe Abbildung 4.11) fiel das Licht direkt auf das raue TCO und die Reflexion ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

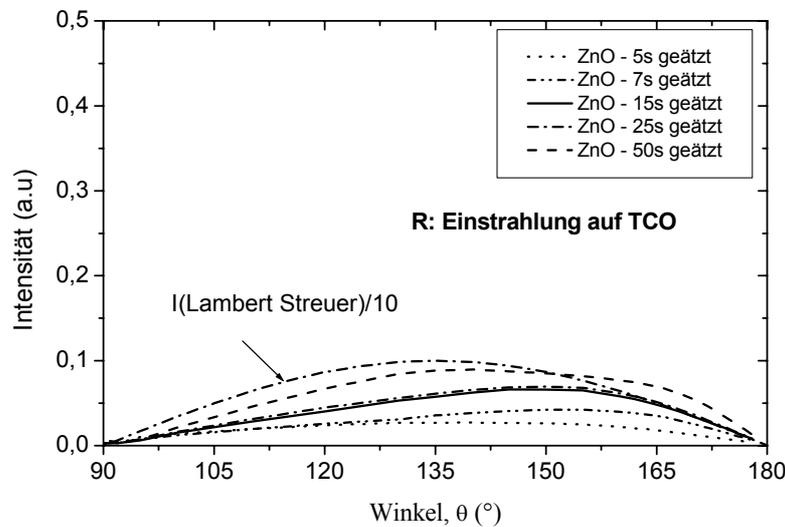


Abbildung 4.14: Winkelabhängig verteilte Streuleistung der geätzten ZnO Proben in Reflexion bei einer Wellenlänge $\lambda = 684$ nm. Zusätzlich ist die Intensitätsverteilung eines Lambert Streuer eingezeichnet.

In diesem Fall nimmt die Streuleistung mit zunehmender Rauigkeit zu und die Verteilung ähnelt dem Streuverhalten eines perfekten Streuers.

Die skalare Streutheorie stellt einen Zusammenhang zwischen der Strukturgröße (δ_{rms}) und dem Haze in Reflexion (siehe Kap. 3.4.1) her. Der im Allgemeinen verwendete analytische Ausdruck für den Haze (H_R) als Funktion von δ_{rms} und Wellenlänge λ des einfallenden Lichts wird durch diese skalare Streutheorie folgendermaßen [56,57,58] beschrieben.

$$H_R = 1 - \exp\left[-\left(\frac{4\pi\delta_{rms}}{\lambda}\right)^2\right] \quad \text{Gl. 4.6}$$

Dabei gilt: dass (I) die streuende Oberfläche perfekt leitend ist und dass (II) $\delta/\lambda \ll 1$. Um diese Formel auf die Streuung an ZnO-Oberflächen anzuwenden, werden die Glas/ZnO Substrate mit einer dünnen Silber-Schicht (200 nm) bedampft, um die Randbedingung (I) eines idealen Leiters zu erfüllen. Weiterhin wird nur der Wellenlängenbereich $800 \text{ nm} < \lambda < 1100 \text{ nm}$ berücksichtigt (Randbedingung (II)). So können ZnO-Schichten und ihre Rauigkeit mit Hilfe von Haze-Messungen in Reflexion charakterisiert werden. Die Abbildung 4.15 zeigt den nach Gl.4.6 experimentell ermittelten Haze in Reflexion der geätzten und mit Ag bedampften ZnO-Substrate (Mehrschichtsystem: Luft/Ag/ZnO_{geätzt}/Glas/Luft).

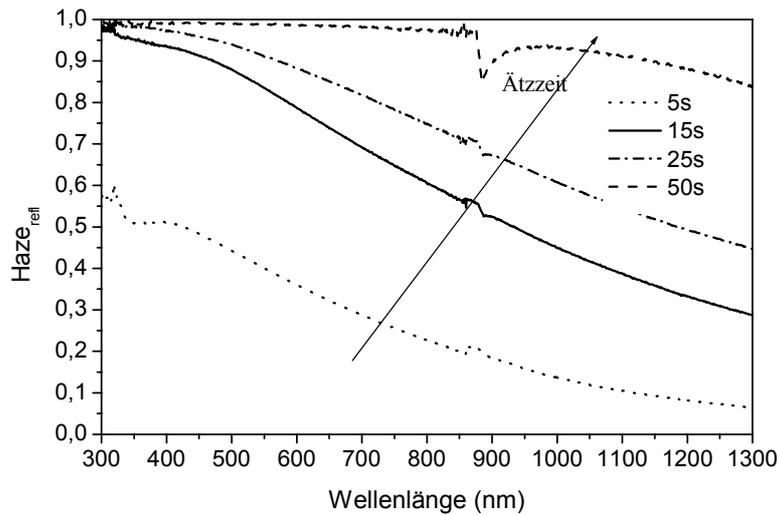


Abbildung 4.15: Haze in Reflexion der geätzten und mit Ag bedampften ZnO-Substrate des Mehrschichtsystems (Luft/Ag/ZnO_{geätzt}/Glas/Luft).

Auch in diesem Fall nimmt der Haze mit zunehmender Ätzzzeit zu. Bei 800 nm ist der Haze der 5 s lang geätzten Probe 20 % und für die 25 s lang geätzte Probe 75 %, was an den unterschiedlichen Rauigkeiten von 22 nm bzw. 66 nm für die 5 s bzw. 25 s lang geätzte Probe liegt. Eine Fit-Funktion der Gl.4.7 beschreibt die Messungen der Abbildung 4.15 mit guter Genauigkeit.

Um aus Reflexionsmessungen δ_{rms} zu bestimmen, wurde der Haze Verlauf nur für $\lambda > 800$ nm berücksichtigt (Randbedingung II der Gl.4.7). Ein Vergleich der aus AFM ermittelten δ_{rms} Rauigkeit mit dem nach Gl.4.6 aus dem Haze berechneten Wert für $\delta_{\text{rms}}/\lambda < 0.04$ ergibt eine gute Übereinstimmung und bestätigt die Anwendbarkeit der verwendeten experimentellen und theoretischen Methoden, wie in Abbildung 4.16 zu sehen.

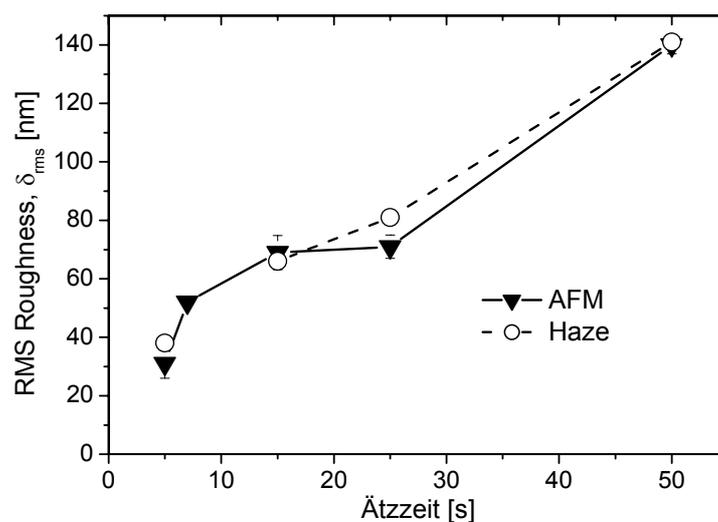
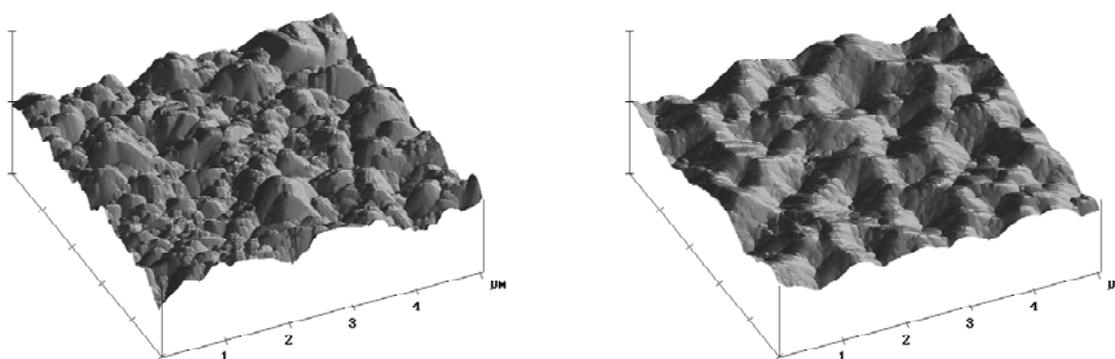


Abbildung 4.16: Vergleich von mittels AFM-Messungen bestimmten und aus Haze-Messungen gewonnenen Oberflächenrauigkeiten δ_{rms} für die geätzten und mit Ag bedampften ZnO-Substrate (Luft /Ag /ZnO_{geätzt} /Glas /Luft).

Dieses Ergebnis zusammen mit den Ergebnissen aus Abbildung 4.11 und Abbildung 4.13 zeigen, dass verschiedene Streuprozesse mit unterschiedlichen Effizienzen stattfinden.

Um das Mehrschichtsystem (Luft/Ag/ZnO_{geätzt}/Glas/Luft) als Reflektoren in einer Solarzelle einsetzen zu können, wurde auf die Silberschicht eine dünne ZnO-Schicht von etwa 100 nm aufgedampft. Dadurch kann die n-dotierte amorphe Schicht der Solarzelle haften. Solche Reflektoren wurden von Repmann [51] verwendet. Das Konzept verwendet ein Glassubstrat mit einer darauf abgeschiedenen dicken ZnO-Schicht, welche in einem Ätzschritt strukturiert wird. Danach wird auf diese strukturierten Substrate ein ZnO/Ag-Rückreflektor abgeschieden. Die letzte ZnO-Schicht ist etwa 100 nm dünn um die Reflexion zu verbessern. Die Silberschicht muss dabei so dick (200-300 nm) abgeschieden werden, dass eine gute Reflexion und Leitfähigkeit ermöglicht wird. Die AFM-Messungen von diesen Reflektoren mit 5 s und 25 s lang geätztem ZnO sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Die entstehenden Oberflächenstrukturen sind eine Überlagerung der ZnO-Oberfläche mit der Struktur des aufgewachsenen Silber. Die rauesten ZnO-Schichten zeigen auch nach der Ag-Beschichtung die größte Rauigkeit. Allerdings sind die kraterartigen Strukturen nicht mehr so deutlich zu erkennen wie ohne die Ag-Schicht.

Für die 5 s lang geätzte Probe ergaben sich δ_{rms} -Rauheiten von etwa 30 nm bzw. 80 bis 140 nm für die 25 s lang geätzte Probe. Der Unterschied findet sich auch in der Oberflächenbeschaffenheit wieder. Die 5 s lang geätzte Probe besitzt eine Oberfläche, welche nichts von einer darunter liegenden Ätzstruktur (Krater) zeigt. Jedoch lässt die 25 s lang geätzte Probe als einzige den Einfluss von Ätzkratern, obwohl keine scharfkantigen Kraterstrukturen mehr sichtbar sind, erkennen. So ist es nicht verwunderlich, dass auch der Anteil der gestreuten Reflexion einen großen Unterschied zeigt (siehe Abbildung 4.15).



5 sec
(z-Skalierung: 1Einheit = 300 nm)

25 sec
(z-Skalierung: 1Einheit = 1 μm)

Abbildung 4.17: AFM Messungen von Reflektoren Glas/ZnO_{geätzt}/Ag/ZnO. (Man beachte die unterschiedliche z-Skalierung).

Die Abbildung 4.18 zeigt den Haze in Reflexion der Rückkontakte (Luft /ZnO (100 nm) /Ag /ZnO_{geätzt} /Glas). Bei 800 nm ist der Haze der 5 s lang geätzten Probe 10 % und für die 25 s lang geätzte Probe 80 %, was auf die unterschiedliche Rauigkeit von 30 nm bzw. 105 nm zurückzuführen ist.

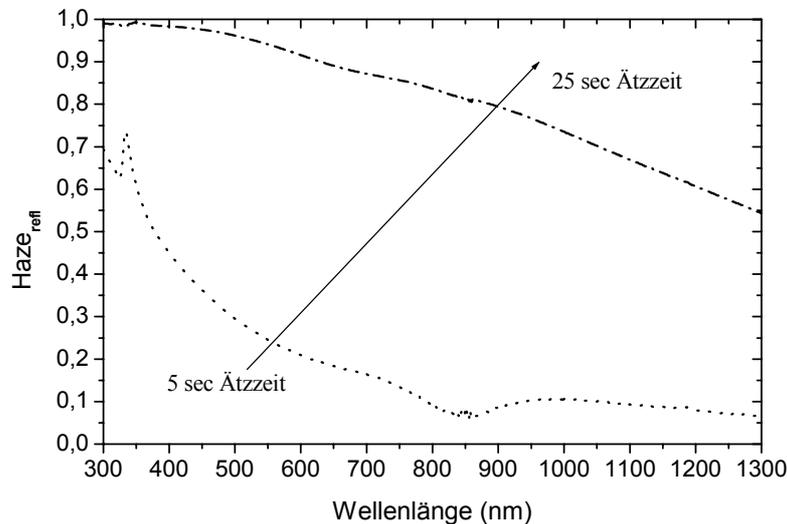


Abbildung 4.18: Haze in Reflexion der Rückkontakte (Luft/ZnO/Ag/ZnO_{geätzt}/Glas) für nip-Solarzellen.

Im Folgenden wird beobachtet wie der Einfluss der charakterisierten Lichtstreuung rauer Grenzflächen auf die Solarzelleneigenschaften ist.

4.3 Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Solarzelleneigenschaften

Bisher wurden die optischen Eigenschaften der Substrate diskutiert. Um aber deren Auswirkung in einer Dünnschichtdiode diskutieren zu können, wurden mikrokristalline pin-Dioden auf den geätzten Substraten abgeschieden. Das Schichtsystem Glas/ZnO wird für die pin-Solarzellen als Superstrat bezeichnet. Der schematische Aufbau von $\mu\text{c-Si:H}$ pin- und nip-Solarzellen ist in Abbildung 2.7 in Kap. 2 dargestellt.

Die untersuchten Solarzellen haben eine i-Schichtdicke von 1 μm . Die Dicke der p- bzw. n-dotierten Schichten beträgt 20 bis 40 nm. Das raue ZnO-I der pin-Solarzelle und das raue ZnO-II der nip-Solarzelle haben eine Schichtdicke von ca. 600 nm. Für eine Verbesserung der Reflexion am Rückkontakt genügt als Dicke der ZnO-II der pin-Solarzelle ca. 100 nm. Rückkontakte aus einer Doppelschicht aus ZnO und Ag haben gegenüber dem einfachen Ag-Kontakt eine höhere Reflexion und verbessern die Light-Trapping Eigenschaften. Das Frontseiten-ZnO-I der nip-Solarzellen ist wegen der $\lambda/4$ -Anpassung deutlich dünner als ZnO-I des pin-Konzeptes und beträgt nur 80 nm. In diesem Fall werden zusätzliche Ag-Kontaktfinger

auf das Frontseiten-ZnO gesputtert, um den Serienwiderstand zu reduzieren. Der dadurch entstehende Flächenverlust wird bei der Bestimmung des Solarzellenwirkungsgrads entsprechend berücksichtigt.

4.3.1 pin-Solarzellen

In Tabelle 4.2 sind die elektrischen Kenngrößen der hergestellten $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen dargestellt.

Ätzzeit(s)	δ_{rms} (nm)	I_{sc} (mA/cm ²)	V_{oc} (mV)	FF (%)	η (%)
0	ungeätzt	14.7	522	71.6	5.49
5	38	21.0	527	67.4	7.47
7	52	19.9	493	63.8	6.26
15	85	20.2	458	58.1	5.38
25	98	20.8	503	64.0	6.71
50	124	19.6	437	55.8	4.77

Tabelle 4.2: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten. Die δ_{rms} -Rauigkeit bezieht sich auf das Front-ZnO-I.

Die ausgewählten Zellen liegen bis auf die Zelle mit $\delta_{\text{rms}} = 98$ nm an etwa der gleichen Position auf dem Substrat. Die Leerlaufspannung V_{oc} und der Füllfaktor und daraus folgend auch der Wirkungsgrad nehmen mit zunehmender Ätzzeit und damit zunehmender Oberflächenrauigkeit stark ab. Die Querleitfähigkeit des TCO wird durch die verbleibende Schichtdicke nach der Strukturierung bestimmt. Diese sollte in etwa konstant sein, da für größere Ätzzeiten entsprechend dickere Schichten deponiert wurden. Der interessante Kennwert bezüglich dieser Arbeit ist der Kurzschlussstrom I_{sc} . Die Verbesserung von I_{sc} beim Übergang von einem glatten Substrat zu geätzten Substraten fällt hoch aus. Der Gewinn auf Grund der erhöhten Lichtabsorption in der i-Schicht liegt bei ca. 30 %. Trotz der erkennbaren unterschiedlichen elektrischen Parameter der Solarzellen, lassen sich diese bezüglich ihrer „optischen Ausbeute“ durch eine Betrachtung der Quantenausbeute, die durch DSR-Messungen bestimmt wurde, vergleichen. Die DSR-Messungen sollen zeigen, ob sich die Absorption im langwelligen Bereich durch die verstärkte Lichtstreuung aufgrund des Ätzens verändert hat.

Die externe Quantenausbeute der in Tabelle II dargestellten Solarzellen wurde bei einer Gegenspannung von -1V (Abbildung 4.19) gemessen. Bei einer angelegten Sperrspannung von -1V sind die betreffenden Zellen in Sättigung bezüglich des Stroms, so dass alle generierten Ladungsträger eingesammelt werden.

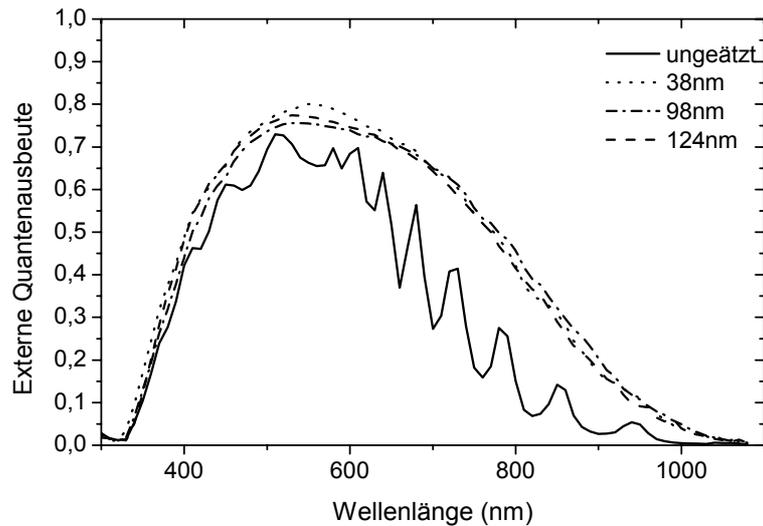


Abbildung 4.19: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten.

In Übereinstimmung mit dem Kurzschlussstrom scheint die externe Quantenausbeute für die untersuchten Proben nicht signifikant von der ZnO-Ätzzeit abzuhängen. Der Unterschied, der sich durch eine Zunahme der Quantenausbeute bemerkbar macht, ist lediglich zwischen glatten und geätzten Substraten zu beobachten. Im Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 600 nm ergibt sich ein kleiner Unterschied in der externen Quantenausbeute zwischen Solarzellen auf geätztem Substrat und Solarzellen auf ungeätztem Substrat. Im Wellenlängenbereich zwischen 600 nm und 1100 nm ist ein großer Unterschied zwischen Solarzellen auf geätztem Superstrat und Solarzellen auf ungeätztem Superstrat zu beobachten. Trotz unterschiedlicher Streueigenschaften der Superstrate ergibt sich keine weitere Steigerung der Quantenausbeute mit steigendem Haze. Vergleichbare Ergebnisse wurden mittels eines optischen Modells erreicht Krc [59]. Weitere optische Simulationen wurden in [60, 61, 62, 63, 64, 65] durchgeführt.

Der Gewinn im kurzwelligen Bereich bedeutet, dass sich hauptsächlich die Einkopplung des auftreffenden Lichtes (400-600 nm) in die Solarzelle durch den Einsatz eines rauen TCO-Substrates verbessert hat. Dies ist der totalen Reflexion der Zellen (siehe Abbildung 4.20) zu entnehmen, die auch für diesen Bereich (400-600 nm) bei den rauen Strukturen deutlich geringer ausfällt. Die geringeren Reflexionsverluste sind jedoch nicht vollständig in der

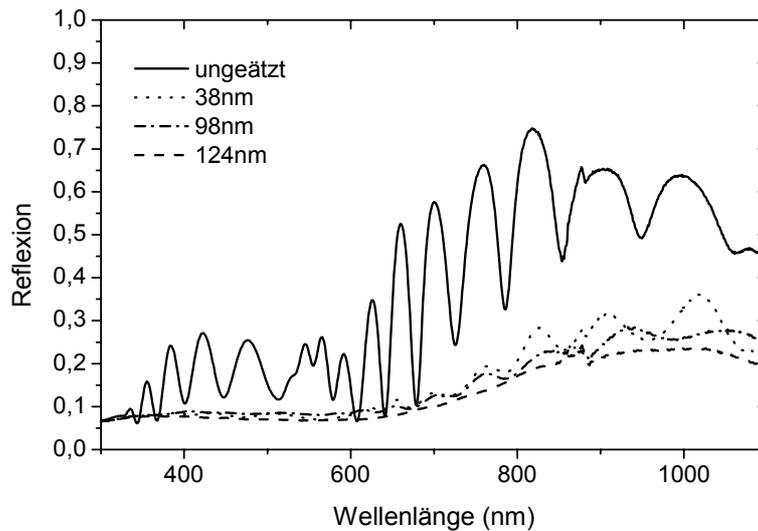


Abbildung 4.20: Reflexion von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten.

externen Quantenausbeute wiederzufinden. Das bedeutet, es kommt zu Verlusten im Schichtsystem. Im kurzwelligen Spektralbereich können die Verluste unter anderem mit Rekombination der generierten Ladungsträger in der p-Schicht erklärt werden. Zur Analyse von Absorptionsverlusten in diesen Zellen wird die interne Quantenausbeute ($Q_{\text{interne}} = QE/(1-R)$) berechnet. In Abbildung 4.21 ist die IQE von pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten dargestellt.

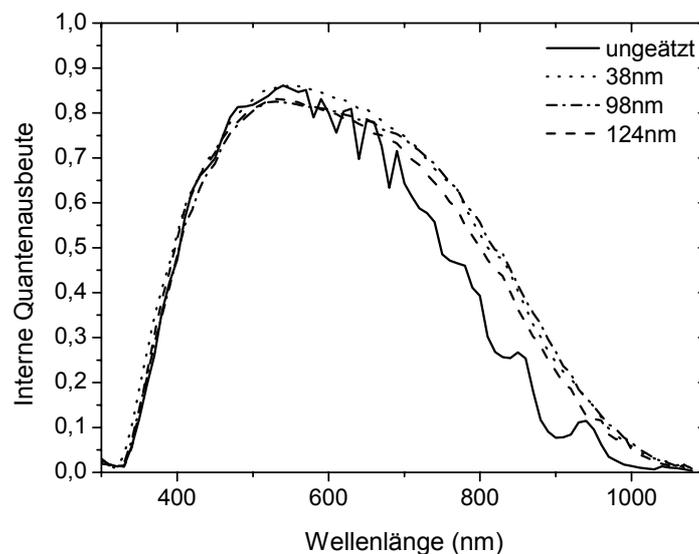


Abbildung 4.21: Interne Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten.

Die interne Quantenausbeute gibt, da die Verluste durch Reflexion eliminiert sind, die Effizienz der Umwandlung von im Bauelement absorbierten Photonen in Elektron-Loch Paare wieder. Im kurzwelligen Bereich ist die interne Quantenausbeute für die vier Solarzellen ähnlich. Zwischen 450 und 600 nm zeigen die Solarzellen auf lang geätztem Superstrat (98 nm und 124 nm) eine kleinere interne Quantenausbeute als die Solarzellen auf glattem und kurz geätztem Superstrat, da die Absorption im ZnO-I des Lichts bei lange geätzten Superstraten im Vergleich zu kurz geätzten Superstraten höher ist (siehe Abbildung 4.9). Im langwelligen Bereich ist der absolute Wert der internen Quantenausbeute für pin-Solarzellen auf ungeätztem Superstrat kleiner als für pin-Solarzellen auf geätzten Superstraten. Bei 800 nm ist die interne Quantenausbeute für eine pin-Solarzelle mit 38 nm Rauigkeit des Superstrats ca. 55 %, während sie für pin-Solarzellen auf glattem Superstrat ca. 35 % beträgt, der Unterschied ist also ca. 20 %. Außerdem zeigt die interne Quantenausbeute bei 700 nm eine Abnahme von 5 % zwischen der pin-Solarzelle auf 38 nm bzw. 124 nm rauem Superstrat. Eine Zunahme der internen bzw. externen Quantenausbeute mit der Stärke der Streuung des Superstrats (siehe der Haze in Abbildung 4.10) dagegen ist nicht sichtbar.

Um zu prüfen, inwieweit die unterschiedliche Stärke der Strukturierung einen Einfluss auf die Absorption hat, wurden im Folgenden die Silberrückkontakte entfernt und die totale Reflexion und totale Transmission ermittelt. In Abbildung 4.22 ist die totale Reflexion der $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt dargestellt.

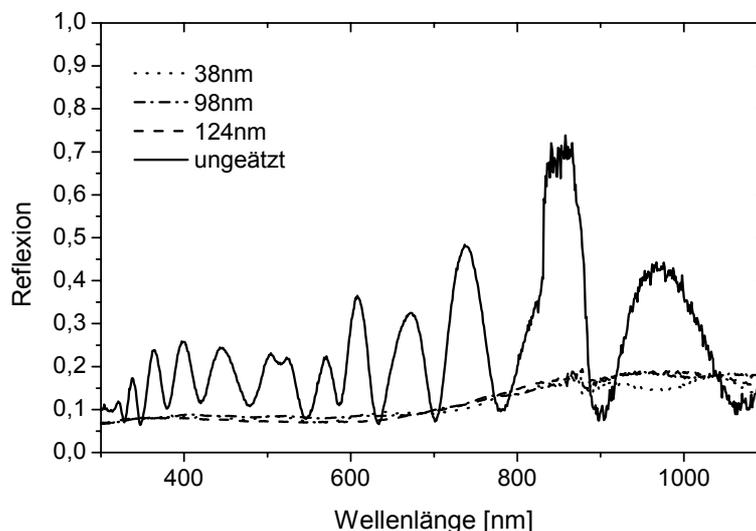


Abbildung 4.22: Reflexion von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt.

Die beobachteten Interferenzen in der Reflexion der glatten Strukturen deuten auf einen Anteil an kohärenter Wellenausbreitung hin. Die glatten Strukturen zeigen einen deutlichen Unterschied in der Reflexion der Zellen mit und ohne Ag-Rückkontakt. Ohne Ag-Rückkontakt wird die Reflexion der glatten Zellen kleiner. In diesem Fall liegt die Reflexion der Zellen bei 900 nm bei 25 %, jedoch ist die gemittelte Reflexion der glatten Zellen mit Ag-Rückkontakt

bei 900 nm 58 % (siehe Abbildung 4.20). Die Entfernung des Silberrückkontakts hat dagegen einen deutlich geringeren Einfluss auf die Reflexion der rauen Strukturen. Während die Reflexion der rauen Strukturen nahezu unabhängig von der ZnO-Rauhigkeit ist, sind deutliche Unterschiede zwischen den Zellen in der Transmission sichtbar. In Abbildung 4.23 ist die Transmission der pin-Solarzellen ohne Ag-Rückkontakt dargestellt. Im Wellenlängenbereich zwischen 800 nm und 1000 nm liegt die Transmission der glatten Strukturen bei 50 %. Bei 900 nm liegt die externe Quantenausbeute der glatten Strukturen bei 5 % (siehe Abbildung 4.19). Der Anteil des Lichts bestehend aus der Differenz zwischen 100 % und der Summe aus externer Quantenausbeute, Reflexion und Transmission wird in der Solarzelle absorbiert, d.h. 20 % des Lichts gehen verloren.

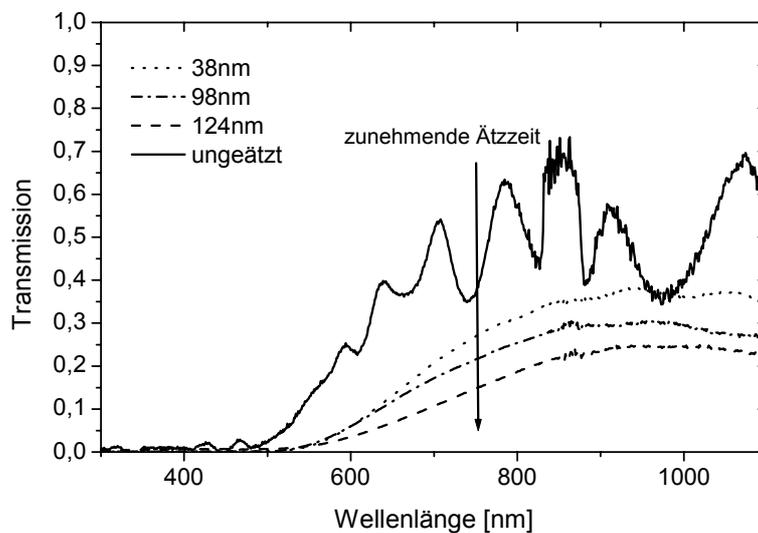


Abbildung 4.23: Transmission von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt.

Die Absorption, die in Abbildung 4.24 dargestellt ist, wurde aus den Transmissions- und Reflexionsmessungen errechnet. Eine Zunahme der Absorption mit der Ätzzeit ist zu erkennen. Bei $\lambda = 800$ nm beobachtet man eine Erhöhung von 10 Prozentpunkten zwischen kurz geätzten und lang geätzten Superstraten. Wenn das Licht die Absorberschicht nur einmal durchläuft, kann die zunehmende Absorption für Zellen auf lang geätzten Superstraten gegenüber Zellen auf kurz geätzten Superstraten abgeschätzt werden.

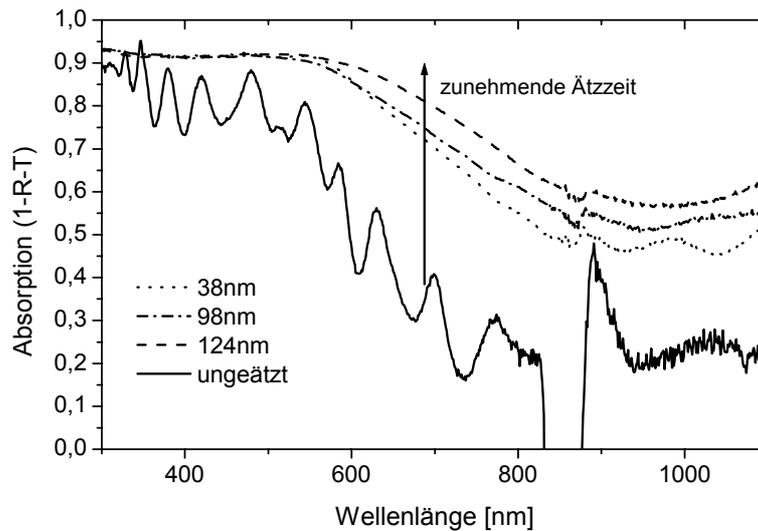


Abbildung 4.24: Absorption von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt.

Bei 900 nm liegt die Absorption in den Zellen auf lang geätzten Substraten bei 62 %, es trägt aber nur 20 % des Lichts zum Photostrom (siehe Abbildung 4.19) bei. D.h. 42 % des Lichts bei Zellen auf lang geätzten Superstraten und 32 % des Lichts bei Zellen auf kurz geätzten Superstraten gehen verloren. Bereits bei nur einmaligem Lichtdurchgang durch die Zelle und ohne den Silberreflektor auf der Zellenrückseite erhält man eine hohe Absorption.

Die erhöhte Lichtstreuung mit zunehmender Ätzzeit verursacht eine effektive Erhöhung der Absorption im Schichtsystem. Im Vergleich dazu zeigt die Absorption (1-R) des Systems mit Ag-Rückreflektor (siehe Abbildung 4.25) bei 800 nm nur noch einen Unterschied der Absorption zwischen kurz geätzten und lang geätzten Superstraten von etwa 5 %. In Abbildung 4.25 ist die Absorption der pin-Solarzellen mit Ag-Rückkontakt dargestellt. Ein Teil des gestreuten Lichts wird dann aufgrund der Brechungsindexunterschiede zwischen den einzelnen Schichten in der Solarzelle geführt. Dies ist das bereits oft genannte Light Trapping. Der Einfluss der etwas größeren Lichtstreuung bei stark rauen Superstraten gegenüber schwächer streuenden Superstraten verliert sich also bei mehrmaligem Durchlaufen der Zelle.

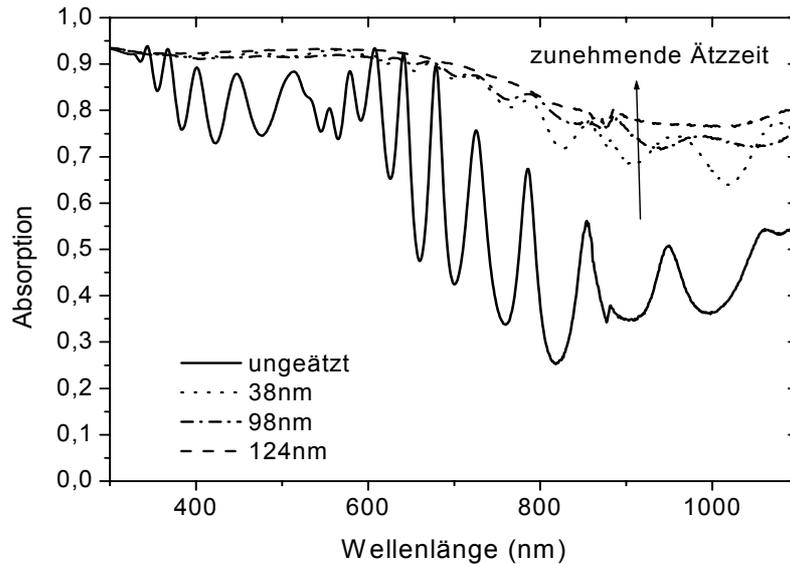


Abbildung 4.25: Absorption (1-R) von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und mit Ag-Rückkontakt.

Dieses Ergebnis soll noch näher diskutiert werden. Der Haze in Transmission (siehe Abbildung 4.10) für den Übergang TCO/Luft zwischen dem 5s lang geätzten Superstrat und dem 50 s lang geätzten Superstrat beträgt einen Faktor 10 bei 800 nm. Wegen des größeren Unterschieds im Brechungsindex im Vergleich zur Streuung am TCO/Luft-Interface, sollte die Streuung am TCO/ $\mu\text{c-Si:H}$ -Interface effektiver sein. Das Abfallen des Haze verschiebt sich zu größeren Wellenlängen hin, so dass der Haze wahrscheinlich bei 800 nm nahe 100 % beträgt. Deshalb wird kein Unterschied zwischen lang geätzten und kurz geätzten Strukturen beobachtet.

Zuvor wurden Solarzellen beobachtet, die auf glatten oder rauen Superstraten (Glas/ZnO-I) hergestellt wurden. Die Oberflächen der zugehörigen Rückkontakte (ZnO-II/Ag) sind glatt oder rau, je nachdem was für ein Superstrat verwendet wurde. Im Folgenden wird diskutiert, welchen Einfluss die Rauigkeit sowohl am Front- als auch am Rückkontakt auf die optischen Eigenschaften der Solarzellen hat. Es wurden die vier Kombinationen von geätztem/ungeätztem ZnO-I / ZnO-II (siehe Tabelle 4.3) untersucht.

Typ	ZnO-I (Front)	ZnO-II (Rückkontakt)	$a_{\text{kor}}(\text{ZnO-II})$	$\delta_{\text{rms}}(\text{ZnO-II})$
ÄN	geätzt	nicht geätzt	1670 nm	38 nm
ÄÄ	geätzt	geätzt	1200 nm	140 nm
NN	nicht geätzt	nicht geätzt	851 nm	8 nm
NÄ	nicht geätzt	geätzt	1250 nm	38 nm

Tabelle 4.3: Bezeichnung und Oberflächeneigenschaften (Korrelationslänge a_{kor} , Rauigkeit δ_{rms}) der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit Glas/ZnO-I/pin/ZnO-II/Ag Depositionsreihenfolge.

In Abbildung 4.26 sind die AFM-Messungen der Oberflächenmorphologie der Mehrschichtsysteme - Glas/ ZnO-I/ pin-Zelle/ ZnO-II - (siehe Kap. 2.3) von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen dargestellt. Vor dem Ätzen waren diese ZnO-II Schichten ca. $1\mu\text{m}$ dick. Die AFM-Messungen erfolgten auf der ZnO-II Oberfläche.

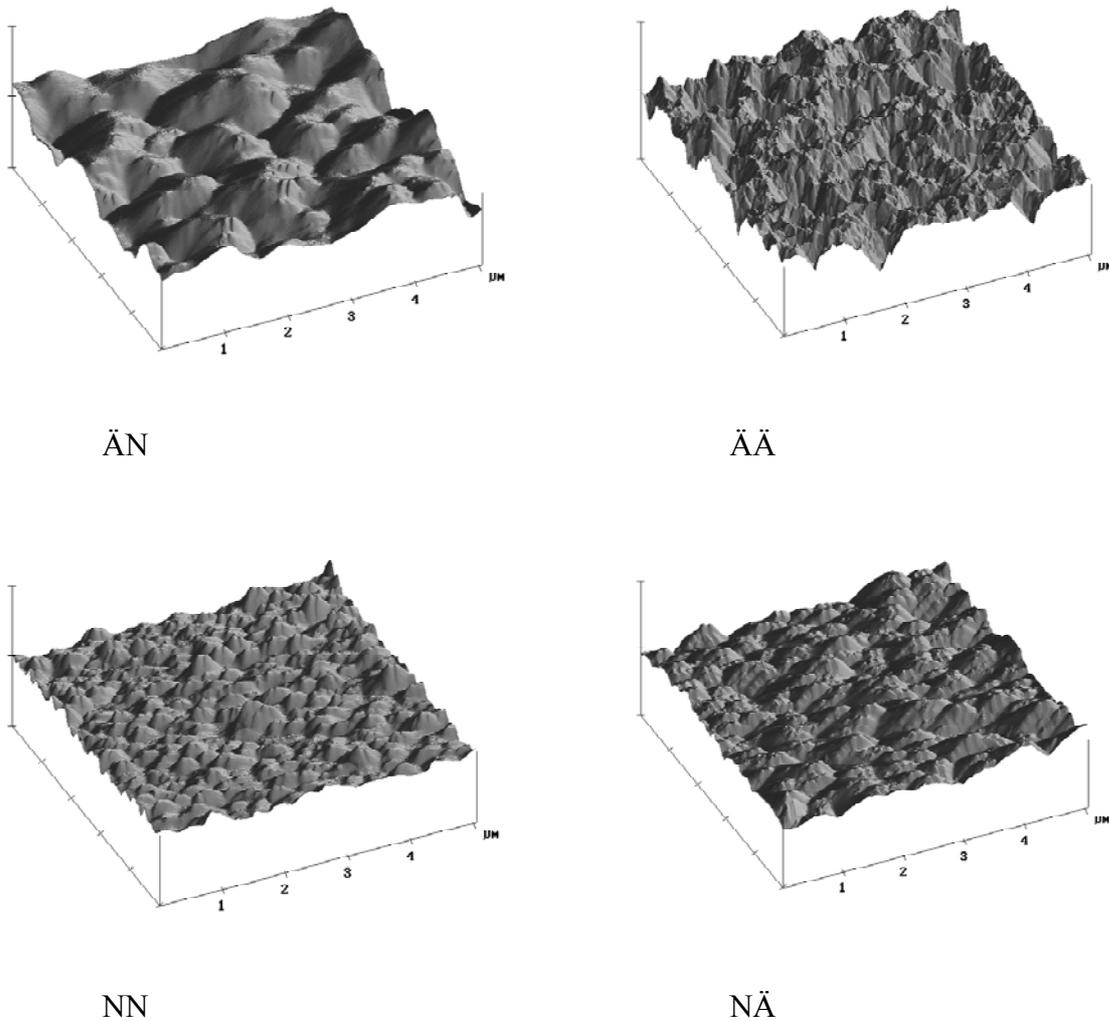


Abbildung 4.26: AFM-Bilder der Oberflächenmorphologie der ZnO-II-Schichten von unterschiedlichen $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen. Die Typenbezeichnung ist Tabelle 4.3 zu entnehmen. (z-Skalierung 1 Einheit = $1\mu\text{m}$).

Die externe Quantenausbeute der entsprechenden pin-Solarzellen ist in Abbildung 4.27 dargestellt.

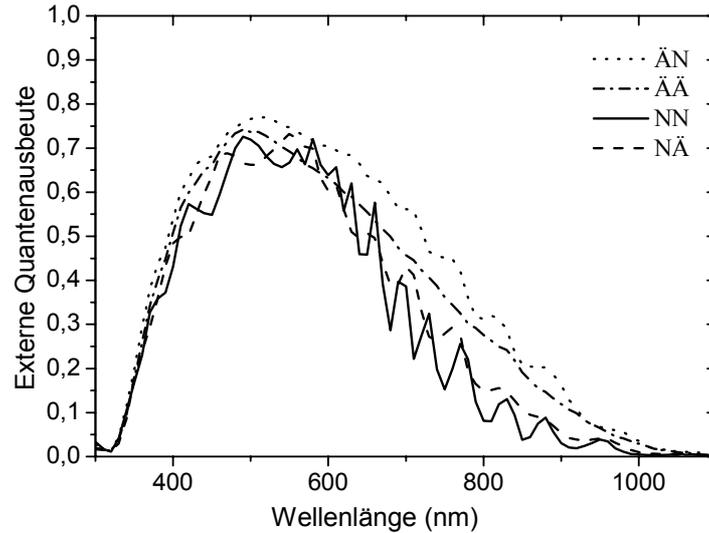


Abbildung 4.27: Externe Quantenausbeute der $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätzt und ungeätzt Front- bzw. Rückkontakt.

Die Konfiguration, die den höchsten Rotresponse liefert, ist die Standard pin-Solarzelle (ÄN), obwohl im langwelligen Spektralbereich schwache Interferenzen in der externen Quantenausbeute auftreten. Das Ätzen beider ZnO 's ergibt offensichtlich besser streuende Grenzflächen, da die Quantenausbeute im langwelligen Bereich der ÄÄ-Solarzelle keine Interferenzen zeigt. Jedoch wird dieser günstige Effekt durch Absorptionsverluste überkompensiert. Eine Möglichkeit dieser Absorptionsverluste ist die Plasmonanregung, welche von Beaglehole [66] berechnet ist. Erwähnenswert ist auch, dass die NÄ-Solarzelle deutlicher ausgeprägte Interferenzen und eine viel kleinere Quantenausbeute aufweist als die Standard pin-Solarzelle, obwohl sie dieselbe Rauigkeit an der Rückseite besitzt. Die Abnahme in der externen Quantenausbeute der NÄ-Solarzelle kann von der Reflexion verursacht werden.

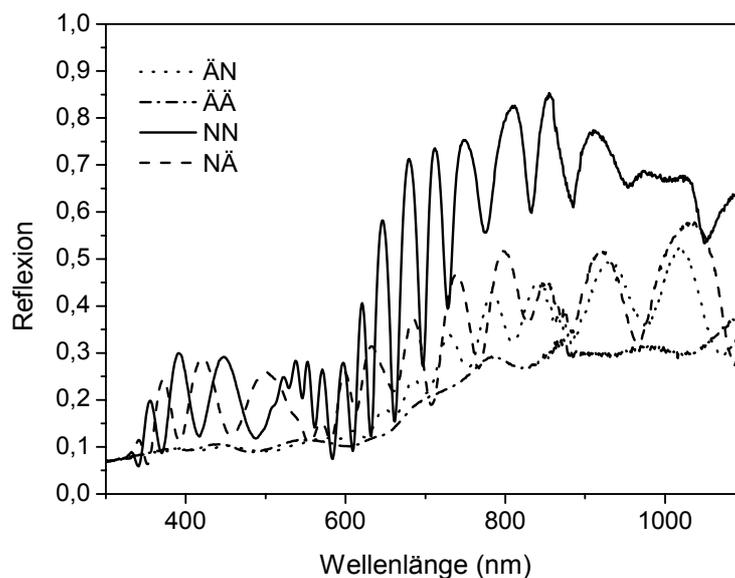


Abbildung 4.28: Reflexion der $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätzt und ungeätzt Front- bzw. Rückkontakt.

Daher sind in Abbildung 4.28 die Reflexionsmessungen dieser pin-Solarzellen dargestellt. Die Reflexion für NÄ ist größer als für ÄN und im Blaubereich vergleichbar mit der Reflexion des Typs NN. Die Rotantwort der Solarzelle vom Typ NÄ liegt nur leicht über der vom Typ NN. Um Absorptionsverluste in den Zellen analysieren zu können, wird im Folgendem die interne Quantenausbeute der Zellen diskutiert. In Abbildung 4.29 ist die interne Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätzttem und ungeätzttem Front- und Rückkontakt dargestellt. Bei Solarzellen (ÄN und NN) mit ungeätzttem ZnO-II ist die interne Quantenausbeute sehr ähnlich. Das zeigt, dass das Ätzen des Frontkontakts ZnO-I keine wesentlichen Verluste durch parasitäre Absorption verursacht. Im Gegensatz dazu ergibt sich durch das Ätzen des Rückkontakts ZnO-II eine geringere interne Quantenausbeute im langwelligen Bereich. Dies ist durch parasitäre Absorption verursacht.

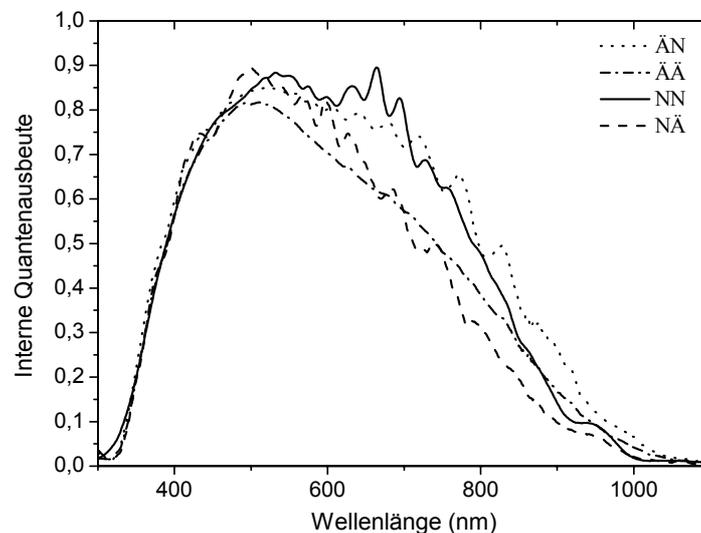


Abbildung 4.29: Interne Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätzttem und ungeätzttem Front- bzw. Rückkontakt.

Diese Beobachtungen weisen darauf hin, dass erstens die Streuung nur am Rückkontakt nicht ausreicht für ein gutes Light-Trapping (siehe Vergleich ÄN-NÄ) und zweitens das Ätzen des Rückkontaktes (ZnO-II) optische Verluste an der Rückseite des Bauelements verursacht (siehe Vergleich ÄN-ÄÄ). Siehe auch Stiebig [29] und Springer [67].

Um den generellen Einfluss einer rauen Grenzfläche auf Lichtstreuung näher zu untersuchen, wurden als Teststrukturen mikrokristalline pin-Strukturen in Substrat-Konfiguration (Glas/ZnO-II/Ag/ZnO/nip/ZnO-I) hergestellt. Dabei wurde die Topologie des Front- und Rückkontakts variiert.

4.3.2 nip-Solarzellen im Vergleich zu pin-Solarzellen

4.3.2.1 nip-Solarzellen

Die optischen Eigenschaften von nip-Solarzellen (siehe Abbildung 2.4) wurden betrachtet. Der Unterschied zwischen nip- und pin-Solarzellen besteht darin, dass bei nip-Solarzellen das einfallende Licht die 80 bis 85 nm dicke Frontkontakt ZnO-I Schicht (nip) zuerst durchquert und nicht wie bei pin Dioden durch ein 1 mm dickes Glas und durch die ca. 550 nm dicke ZnO-Schicht läuft. Die nip-Solarzellen wurden auf einem gut reflektierenden Reflektor Glas /ZnO_{texturiert} /Ag /ZnO (siehe Abbildung 4.17) aufgebracht, bei dem die Rauigkeit variiert wurde. In Tabelle 4.4 sind die elektrischen Kenngrößen der hergestellten nip-Solarzellen dargestellt.

δ_{rms} (nm)	I_{sc} (mA/cm ²)	V_{oc} (mV)	FF (%)	η (%)
Ungeätzt auf Chrom	10.6	401	66.2	2.8
30	17.72	427	72.0	5.45
ca. 115	18.2	477	71.0	6.2

Tabelle 4.4: Elektrische Kenngrößen von μ c-Si:H nip-Solarzellen auf Chrom-Substrat und unterschiedlich rauen ZnO-Substraten (ZnO-II). Die δ_{rms} -Rauigkeiten beziehen sich auf den Reflektor.

Die Vergleichszelle auf Chrom-Substrat (Glas/Cr/ZnO) zeigt einen deutlich geringeren I_{sc} und daraus folgend auch einen geringeren Wirkungsgrad. Dagegen zeigen die nip-Solarzellen auf rauem Reflektor einen besseren Füllfaktor und eine höhere Leerlaufspannung, was auf nicht optimal Depo-Bedingungen zurückzuführen ist.

Um den Effekt einer unterschiedlichen Reflexion des Lichts am Rückkontakt zu zeigen, wurde auch eine nip-Diode mit einer Chromschicht als Rückkontakt hergestellt. Es wurde eine Chrom-Schicht genommen, da sie eine schlechte Reflexion hat und somit das Licht nur einmal die Zelle durchquert. In Abbildung 4.30 ist die Reflexion der nip-Solarzellen auf Chrom-Substrat und auf verschiedenen rauen Substraten dargestellt. Der Verlauf der Reflexion der Dioden mit dem Maximum bei 350 nm und dem Minimum bei 500 nm ist ein reiner Effekt der ZnO-I-Schichtdicke. Die über die Interferenz gemittelte Reflexion beträgt 38 % bzw. 50 % bei 800 nm für die beiden nip-Dioden mit einer Substratrauhigkeit um die 30 nm bzw. 105 nm. Dagegen ist die Reflexion der auf Chrom-Substrat hergestellten nip-Diode bei 800 nm nur etwa 15 %.

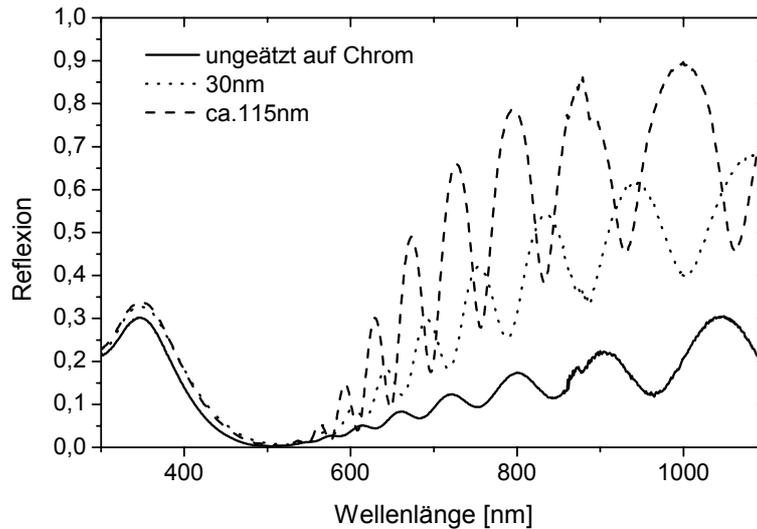


Abbildung 4.30: Reflexion von nip-Solarzellen auf verschiedenen rauen ZnO-Substraten. (Angegeben sind die δ_{rms} -werte).

Die auf dem Chrom-Substrat hergestellte nip-Solarzelle besitzt einen deutlich niedrigeren I_{SC} , was die hohe Bedeutung eines gut entwickelten Reflektors unterstreicht. Der I_{SC} der nip-Solarzellen mit verschiedenem Rückkontakt zeigt sich auch an der gemessenen externen Quantenausbeute. In Abbildung 4.31 ist die Quantenausbeute der nip-Solarzellen auf verschiedenen rauen Substraten dargestellt. Die beobachteten Interferenzen in der externen Quantenausbeute und der Reflexion der nip-Solarzellen deuten auf einen Anteil an kohärenter Wellenausbreitung hin. Bei 800 nm beträgt die externe Quantenausbeute der nip-Diode mit einem Chrom-Substrat 5 %. Die externe Quantenausbeute liegt bei 26 % bzw. 34 % bei 800 nm für die beiden Strukturen mit einer Substratrauhigkeiten von ca. 30 nm bzw. ca. 115 nm. Daraus ergibt sich ein Verlustanteil in der Absorption von 36 % bzw. 16 % für eine Substratrauhigkeit um 30 nm bzw. ca. 115 nm. Die Verlustzuweisung mit der Absorption durch freie Ladungsträger im TCO kann nicht alle Verluste bei 800 nm erklären. Es müssen weitere Verlustmechanismen eine Rolle spielen.

Während kurzwelliges Licht die absorbierenden Schichten nur einmal durchquert, zeigt die Quantenausbeute für Wellenlängen größer als 500 nm die Qualität des Light-Trapping der nip-Solarzellen. Im langwelligen Bereich ist der Unterschied in der externen Quantenausbeute zwischen nip-Solarzellen auf rauen Substraten und der nip-Solarzelle auf Chrom-Substrat auf einen deutlichen Light-Trapping-Effekt innerhalb der nip-Strukturen auf rauen Substraten zurückzuführen.

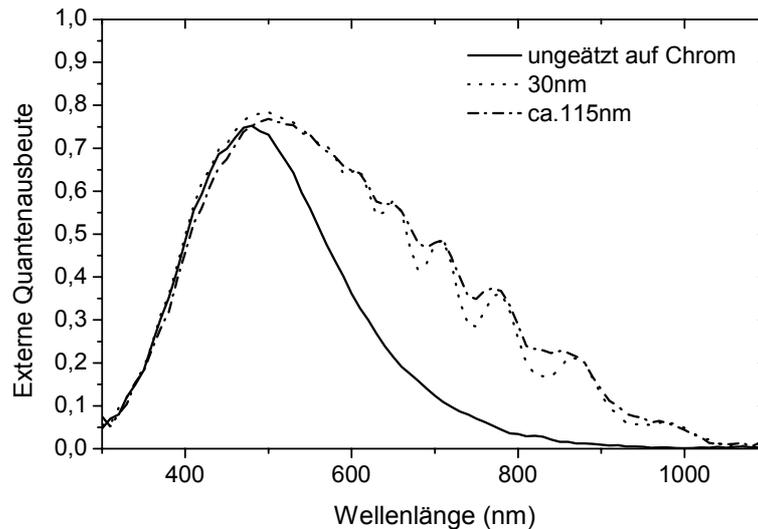


Abbildung 4.31: Externe Quantenausbeute von nip-Solarzellen auf verschiedenen rauhen ZnO-Substraten.

Außerdem zeigt sich der große Unterschied in der Haze Funktion (siehe Abbildung 4.18) zwischen dem 5 s und dem 25 s lang geätzten Substrat nur schwach in den Quantenausbeutekurven.

4.3.2.2 nip-Solarzellen im Vergleich zu pin-Solarzellen

Zum Vergleich der optischen Eigenschaften von pin- und nip-Strukturen und zur Analyse von Absorptionsverlusten in diesen Zellen ist in Abbildung 4.32 die interne Quantenausbeute dargestellt. Ein Vergleich von pin- und nip-Dioden, die auf rauhen Substraten deponiert wurden, ergibt, dass der absolute Wert der internen Quantenausbeute für nip-Solarzellen kleiner ist als für pin-Solarzellen, insbesondere im Wellenlängenbereich zwischen 550 und 800 nm. Für die nip-Strukturen kann man Interferenzen beobachten, obwohl die Rauigkeit des Rückkontakts über 100 nm liegt. Im langwelligen Bereich liegen Interferenzen als Folge kohärenter Wellenausbreitung vor. Somit ist das Light-Trapping für $\lambda > 600$ nm bei nip-Solarzellen weniger effektiv als bei pin-Solarzellen mit vergleichbaren Werten für δ_{rms} . Die Ergebnisse der internen Quantenausbeute verdeutlichen, dass die Umwandlung von Photonen, die in die Schichtenfolge eingekoppelt werden, für pin-Dioden effektiver geschieht als für nip-Dioden. Außerdem ist in Abbildung 4.32 die interne Quantenausbeute einer später entwickelten nip-Diode gezeigt, die auf einem Rückreflektor mit $\delta_{\text{rms}} = 135$ nm deponiert wurde. Es zeigt sich, dass der Unterschied zwischen pin und nip-Strukturen im roten Wellenlängenbereich mit verbessertem Design des Rückreflektors abnimmt. Weitere Informationen sind bei Vetterl [68] zu finden.

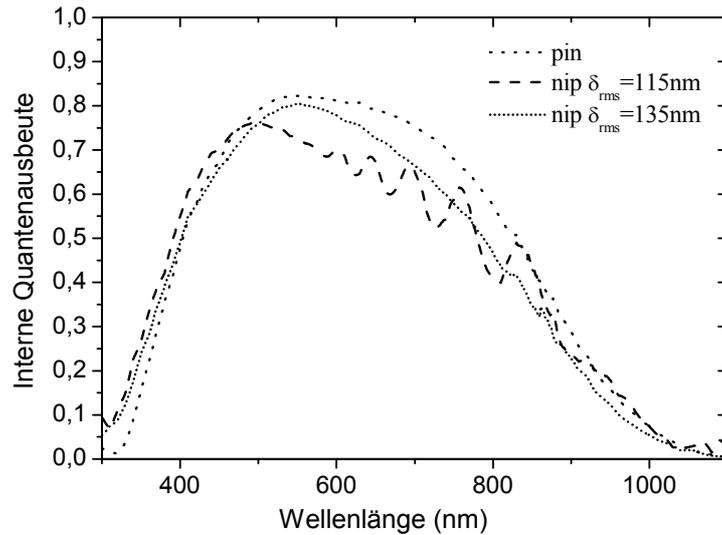
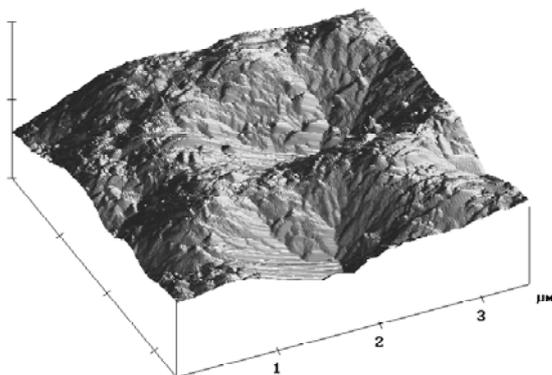


Abbildung 4.32: Interne Quantenausbeute von μ c-Si:H pin- und nip-Solarzellen auf verschiedenen rauen ZnO-Substraten.

Im Folgenden wird der Einfluss der Frontkontaktoberfläche auf die optischen Eigenschaften dieser nip-Solarzellen untersucht. In Abbildung 4.33 sind die AFM und REM-Messungen der Oberflächenmorphologie des Mehrschichtsystems Glas/ ZnO-II (20 s geätzt)/ nip-Zelle/ ZnO-I- (siehe Kap.2.3) dargestellt. Diese Messungen erfolgen auf der ZnO-I Oberfläche. Die Frontkontaktoberfläche dieser nip-Solarzellen, die in Abbildung 4.33 gezeigt ist, hat eine Rauigkeit von ca. 110 nm, eine Korrelationslänge von ca. 1500 nm und eine Schichtdicke zwischen 700 -1000 nm.

Substrat 20s geätzt, Oberfläche nicht geätzt



Substrat 20s geätzt, Oberfläche nicht geätzt

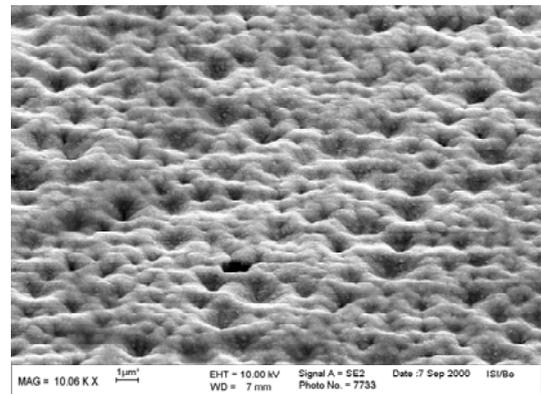


Abbildung 4.33: AFM-(links) und REM-(rechts) Aufnahmen der ZnO-I Oberfläche für eine nicht zusätzlich strukturierte nip Solarzelle (AFM: 1 Einheit = 1 μm).

Durch die Realisierung von Strukturen mit verschiedener Korrelationslänge $a_{\text{kor}}r$, was durch Ätzen des Frontkontakts erreicht werden kann, kann die optische Einkopplung des Lichts als Funktion der Strukturparameter untersucht werden. Die AFM- und REM-Messungen von der geätzten ZnO-I Frontkontaktoberfläche sind in Abbildung 4.34 gezeigt. Diese stellt Messungen der Oberflächenmorphologie des Mehrschichtsystems -Glas/ ZnO-II (20 s geätzt)/ nip-Zelle/ ZnO-I (4 s geätzt)- (siehe Kap.2.3) einer nip-Solarzellen dar. Diese Messungen erfolgten ebenfalls auf der ZnO-I Oberfläche.

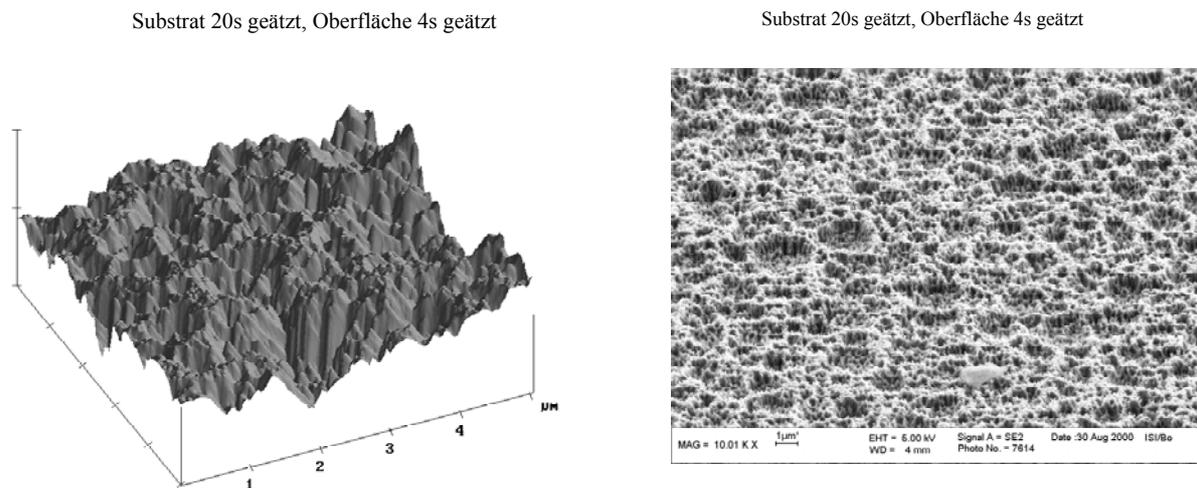


Abbildung 4.34: AFM (links) und REM (rechts) Aufnahmen der ZnO-I Oberfläche für eine zusätzlich strukturierte Ä-nip Solarzelle (1 Einheit = 1 µm).

Im Folgenden werden die nip-Solarzellen mit ungeätzten und geätzten Frontkontaktoberfläche als nip^{Mo} bzw. Ä-nip^{Mo} bezeichnet. Die nip-Solarzellen mit einem Standard Fronkontakt, welcher 80 nm dick ist, werden mit nip^{St} bezeichnet.

Durch die Strukturierung der Oberfläche einer nip^{Mo} hat sich die Korrelationslänge $a_{\text{kor}}r$ von 1500 nm auf 750 nm verkleinert und die Rauigkeit von 110 nm auf 194 nm vergrößert. Somit steigt das Verhältnis $\delta_{\text{rms}}/a_{\text{kor}}r$. Dies wirkt sich positiv auf die Lichteinkopplung und das Light-Trapping aus, wie es in Abbildung 4.35 zu sehen ist.

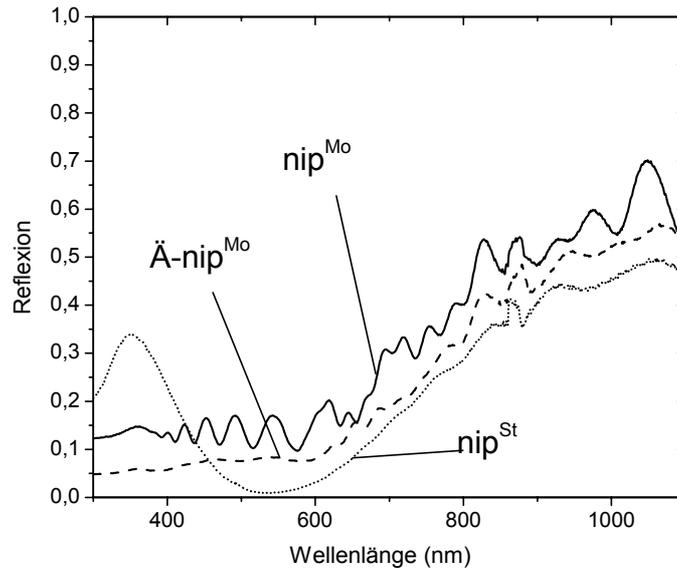


Abbildung 4.35: Reflexion von Solarzellen mit n-i-p Depositionsabfolge in den drei Konfiguration nip^{Mo} , \ddot{A} - nip^{Mo} und nip^{St} .

Obwohl die Oberflächenrauigkeit (nip^{Mo}) einer Solarzelle mit δ_{rms} des Rückkontakts (ZnO-II) von 150 nm bereits vor dem Ätzen eine Rauigkeit des Frontkontakts von über 120 nm aufgewiesen hat, ist zu beobachten, dass im kompletten Spektralbereich Interferenzen als Folge einer Überlagerung der auftreffenden Welle mit der an der TCO/Si-Grenzfläche reflektierten Welle auftreten. Durch die Strukturierung der TCO-Oberfläche (\ddot{A} - nip^{Mo}) findet eine deutliche Reduzierung der Reflexion um ca. 10 % über den kompletten Spektralbereich statt. Vergleicht man dieses Ergebnis mit einer Struktur, die eine ZnO-I-Schicht (nip^{St}) als Antireflexschicht besitzt, erkennt man, dass die Lichteinkopplung für Wellenlängen zwischen 300–450 nm und für Wellenlängen größer als 650 nm geringer und für Wellenlängen zwischen 450–650 nm größer ist.

In Abbildung 4.36 sind die spektralen Empfindlichkeitsverläufe der zugehörigen n-i-p-Solarzellen dargestellt. Durch die Strukturierung wird die TCO-Schicht lateral verändert. Bei 550 nm zeigt die nip^{St} Solarzelle durch die minimierte Reflexion eine mit 84 % relativ hohe externe Quantenausbeute. Im Vergleich dazu erreicht die nip^{Mo} Solarzelle bei dieser Wellenlänge nur 66 % wenn das ZnO-I nicht geätzt bzw. 75 % wenn das ZnO-I geätzt wurde. Diese Verbesserung durch den Ätzprozess kann durch die geringere Reflexion der geätzten Proben gegenüber ungeätzten Proben erklärt werden.

Auf die Empfindlichkeit im blauen Spektralbereich (unterhalb von 400 nm) zeigt sich ein Einfluss der verschiedenen ZnO-I Konfigurationen. Durch Absorptionsverlust im ZnO-I verschiebt sich der Anstieg der externen Quantenausbeute mit zunehmender ZnO-I Schichtdicke nip^{St} (80 nm) und nip^{Mo} , \ddot{A} - nip^{Mo} (≈ 750 nm) zu größeren Wellenlängen.

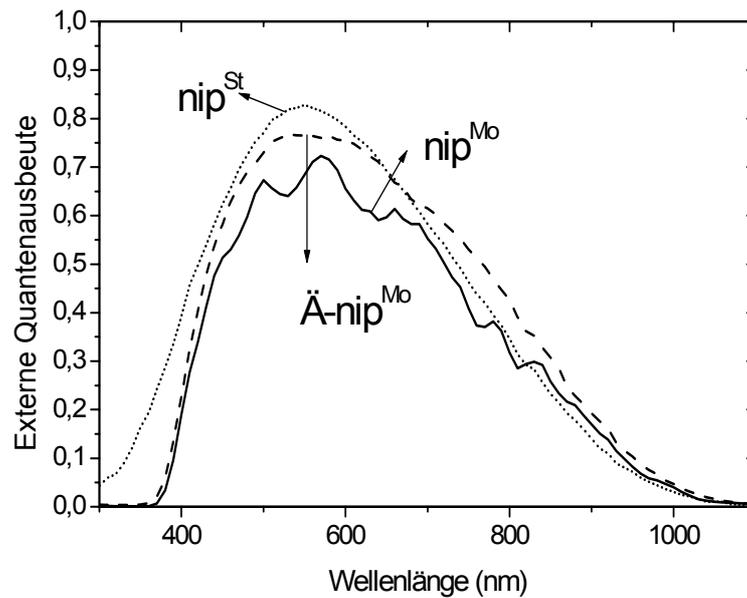


Abbildung 4.36: Externe Quantenausbeute von Solarzellen mit nip Depositionsabfolge in den drei Konfigurationen nip^{Mo} , Ä-nip^{Mo} und nip^{St} .

Zum Vergleich sind in Tabelle 4.5 die minimalen Werte für a_{korr} und δ_{rms} des nip-Substrats und pin-Superstrats aufgelistet, um maximalen I_{sc} zu erreichen. Standard Superstrate für pin-Solarzellen weisen $a_{\text{korr}} = 800 \text{ nm}$ und $\delta_{\text{rms}} = 80 \text{ nm}$ auf.

Oberflächen		δ_{rms} (nm)	a_{korr} (nm)
nip^{Mo}	ZnO-I nicht geätzt	110	1500
Ä-nip^{Mo}	ZnO-I geätzt	194	750
nip	ZnO-II Reflektor	135	1900
pin	ZnO-I	45	500

Tabelle 4.5: Rauigkeit und Korrelationslänge der nip^{Mo} ZnO-I (nicht geätzt und geätzt). Zusätzlich eingetragen sind Werte der optimierten Substrate für nip^{St} Solarzellen und Superstrate für pin-Solarzellen.

Um den Vergleich der optischen Eigenschaften der unterschiedlichen Strukturen zu verbessern, versuchen wir, die nip-Solarzellen bezüglich der optischen Schichtfolge der pin Standardkonfiguration anzupassen. Da für nip- und pin-Schichtenfolgen die Oberflächen, auf die das Licht auftrifft, unterschiedlich sind, wurde mit Hilfe einer Folie, die den Brechungsindex anpasst, ein glattes Corning-Glassubstrat auf den Frontkontakt einer nip-Diode angebracht (siehe Brammer [69]). Als Folie wurde EVA (Ethylvinylacetat), ein typisches Verkapselungsmaterial für Solarmodule mit $n=1,6$ (Witterungsschutz) verwendet. Die Abbildung 4.37

zeigt die externe Quantenausbeute von einer nip^{Mo} - und Ä-nip^{Mo} -Solarzelle mit ungeätzttem bzw. geätzttem ZnO-I und einer nip^{St} -Solarzelle im verkapselten Zustand.

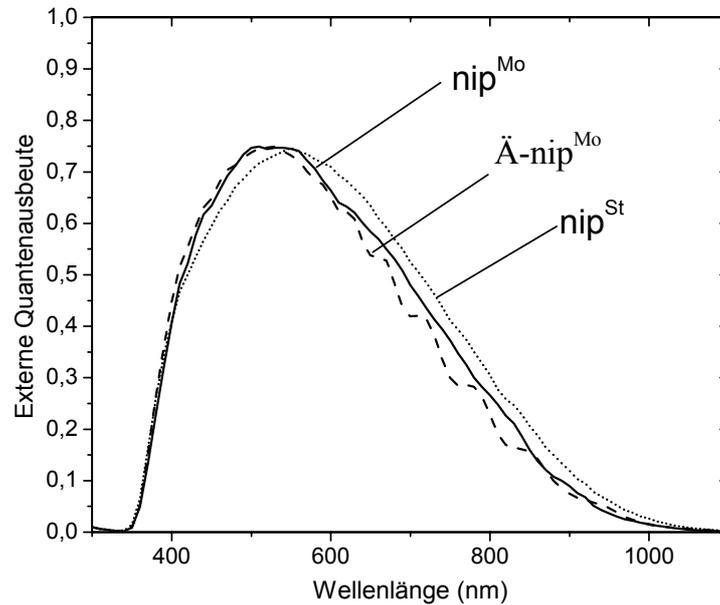


Abbildung 4.37: Externe Quantenausbeute von Solarzellen mit nip Depositionsabfolge im verkapselten Zustand in den drei Konfigurationen nip^{Mo} , Ä-nip^{Mo} und nip^{St} .

Die Quantenausbeute ist bei der nip^{St} -Zelle im langwelligen Spektralbereich kaum durch die Verkapselung beeinflusst (Vergleich Abbildung 4.36). Bei 550 nm ist die Quantenausbeute im Vergleich zum unverkapselten Fall verringert, da der Antireflexionseffekt weitestgehend aufgehoben ist. Die nip^{Mo} -Solarzelle zeigt eine ähnliche Quantenausbeute wie die nip^{St} -Solarzelle. Im langwelligen Bereich ist die Quantenausbeute aber ca. 5 % niedriger. Dies liegt möglicherweise an den Absorptionsverlusten im hochleitfähigen ZnO-I der nip^{Mo} -Solarzelle. Die Quantenausbeute einer nip^{Mo} -Solarzelle mit ungeätzttem ZnO-I ist gleichwertig einer Quantenausbeute einer Ä-nip^{Mo} -Solarzelle mit geätzttem ZnO-I.

In Abbildung 4.38 ist die Reflexion der nip-Solarzellen dargestellt. Für $\lambda < 400$ nm wird die Reflexion der nip-Solarzelle hauptsächlich durch die aus Glas und EVA bestehende Verkapselung bestimmt. EVA ist hochabsorbierend für $\lambda < 400$ nm. Bei Solarzellen mit ungeätzttem Frontkontakt (ZnO-I) treten im Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 600 nm Interferenzen auf. Diese verschwinden bei Solarzellen mit geätzttem Frontkontakt. Dies konnte bereits für die unverkapselten Solarzellen (Vergleich Abbildung 4.35) beobachtet werden.

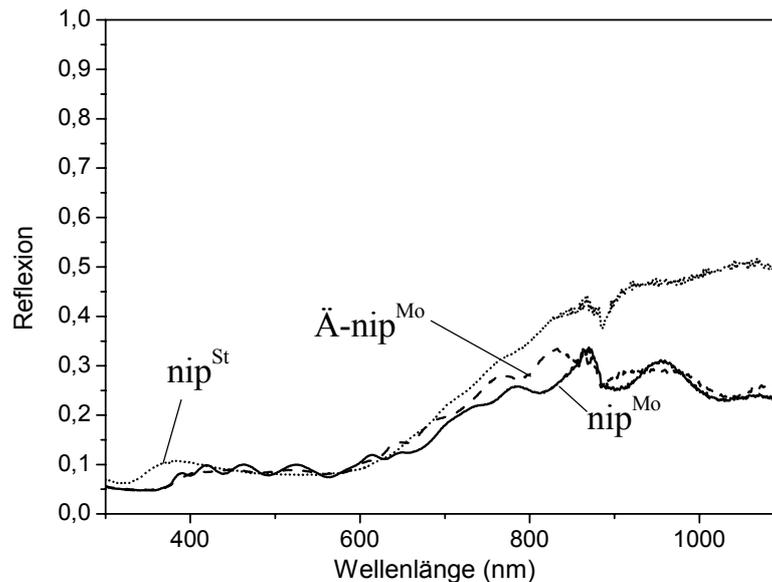


Abbildung 4.38: Reflexion von Solarzellen mit n-i-p Depositionsabfolge im verkapselten Zustand in den drei Konfigurationen n-i-p^{Mo}, Ä-n-i-p^{Mo} und n-i-pSt.

Allerdings sind die Reflexionswerte der verkapselten Proben mit geätztem und ungeätztem Front-ZnO im Mittel etwa gleich groß. Dies konnte für die unverkapselten Bauelemente nicht beobachtet werden. Hier konnte in dem betrachteten Wellenlängenbereich ein relativ großer Unterschied der Reflexionskurven von fast 10 % absolut beobachtet werden. Auch für Wellenlängen > 600 nm zeigen sich bei verkapselten Solarzellen keine gravierenden Unterschiede zwischen geätzten und ungeätzten Proben in den Reflexionseigenschaften. Die Verbesserung der optischen Eigenschaften durch das Ätzen des Front-ZnO kann folglich bei verkapselten Solarzellen nicht beobachtet werden. Das Aufbringen der Verkapselung neutralisiert die durch das Ätzen erreichten Vorteile.

Das bei n-i-pSt-Solarzellen beobachtete Reflexionsminimum bei 550 nm verschwindet nach dem Verkapseln der Proben. Da der Brechungsindex der für die Verkapselung eingesetzten EVA Folie vergleichbar mit dem des ZnO-Frontkontakts ist, wird der Antireflexionseffekt weitestgehend aufgehoben. Folglich zeigen im verkapselten Fall n-i-pSt-Zellen ähnliche Reflexionseigenschaften unterhalb von 600 nm wie n-i-p^{Mo}-Zellen trotz der unterschiedlichen ZnO-I Schichtdicken.

Der Unterschied der Reflexionseigenschaften von n-i-pSt- und n-i-p^{Mo}-Solarzellen im Bereich größerer Wellenlängen kann hauptsächlich parasitärer Absorption im ZnO-I zugeschrieben werden, welche durch die Unterschiede der Schichtdicke sowie der Leitfähigkeit hervorgerufen werden. Die Leitfähigkeit des Frontkontakts der n-i-pSt-Solarzellen ist 60 Mal kleiner und die Schichtdicke beträgt nur ein Achtel im Vergleich mit dem n-i-p^{Mo}-Typ.

4.3.2.3 Vergleich der pin-Solarzellen mit den verkapselten nip^{Mo}-Solarzellen

Die verkapselten nip^{Mo}-Solarzellen und pin-Solarzellen simulieren die Arbeitsbedingungen monolithisch serienverschalteter Solarzellen im Vergleich zu den nip^{Si} Solarzellen. Zusätzlich haben verkapselte nip^{Mo}-Solarzellen eine ähnliche Schichtfolge wie pin-Solarzellen. Daher ist zu erwarten, dass ein Vergleich weitere Einblicke in den Streumechanismus in einer Solarzelle erlaubt und Limitierungen des Wirkungsgrades offenbart.

Im Bereich $\lambda < 400$ nm ist die Reflexion (siehe Abbildung 4.39) aufgrund von Absorption im EVA für nip-Solarzellen kleiner. Im Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 600 nm wird die Reflexion durch das System Luft/Glas/ZnO-I/ μ c-Si:H bestimmt, da in diesem Bereich das EVA transparent und die Reflexion am Rückkontakt gering ist. Daher ist die Reflexion für pin- und nip-Solarzellen ähnlich. Für $\lambda > 600$ nm werden aufgrund des abnehmenden Absorptionskoeffizienten von μ c-Si:H Reflexionen am Rückkontakt wichtig. In diesem Wellenlängenbereich ist die Reflexion für pin-Zellen kleiner. Analog zur Diskussion der Reflexion ist die Absorption im EVA der Grund für die niedrigere Quantenausbeute der nip^{Mo}-Solarzellen im Bereich $\lambda < 400$ nm im Vergleich zu pin-Solarzelle (siehe Abbildung 4.40). In dem Spektralbereich, in dem das Licht die Solarzelle mehrfach durchläuft ($\lambda > 600$ nm), hat die pin-Solarzelle eine wesentlich höhere Quantenausbeute. Unterschiedlich gutes Light-Trapping aufgrund verschiedener Grenzflächentextur (siehe Tabelle 4.5) und parasitäre Absorption im Front- und Rückseiten-ZnO von nip-Solarzellen sind mögliche Verlustmechanismen.

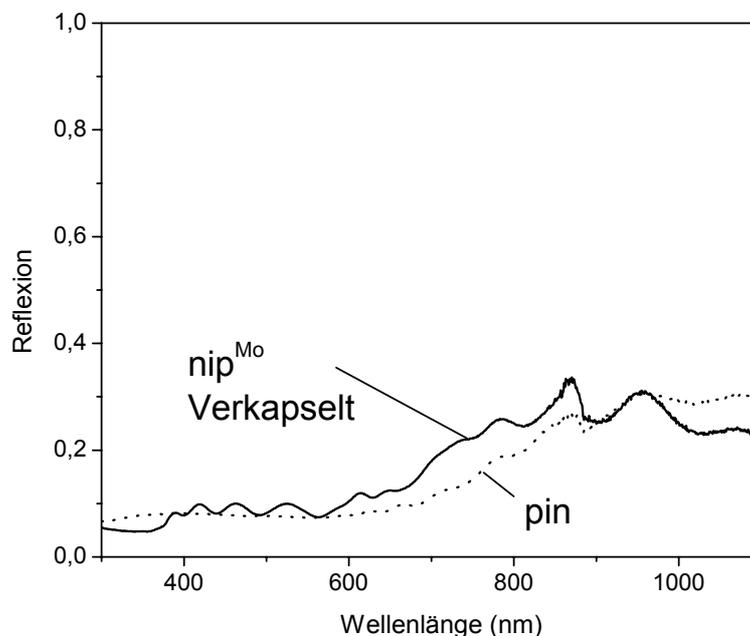


Abbildung 4.39: Reflexion von pin-Solarzellen und verkapselten nip^{Mo}-Solarzellen.

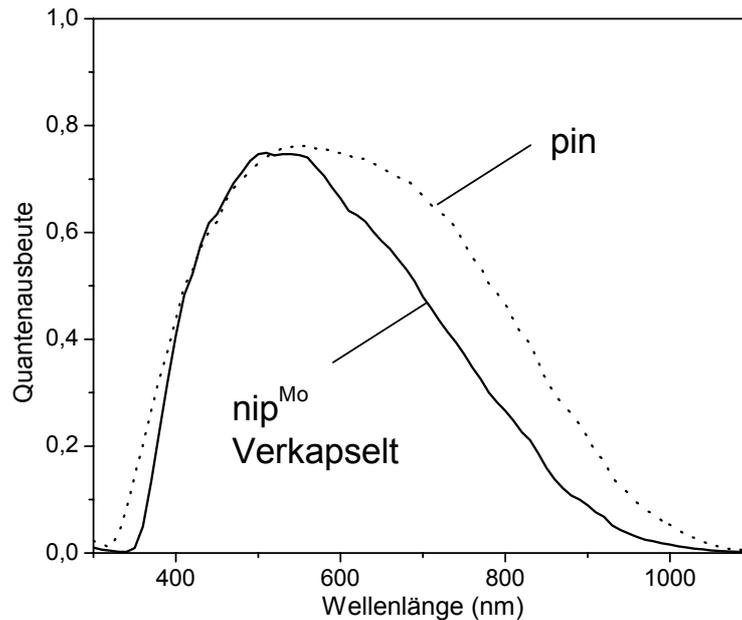


Abbildung 4.40: Quantenausbeute von pin-Solarzellen und verkapselten nip^{Mo}-Solarzellen.

4.4 Zusammenfassung

Wenn man ZnO-I mit einer Dicke von 500-1000 nm statt mit 80 nm Dicke als Antireflexschicht (80nm) für nip-Solarzellen benutzt, ändern sich die optischen Eigenschaften erheblich. Das Minimum in der Reflexion bei 550 nm fehlt aufgrund der nicht mehr erfüllten Antireflexbedingung, deshalb erniedrigt sich die Quantenausbeute (siehe Abbildung 4.36). Der gleiche Effekt wird auch beobachtet, wenn nipSt-Solarzellen mit EVA/Glas verkapselt werden (siehe Abbildung 4.37). Für monolithische Serienverschaltung von nip-Einzelsolarzellen zu Modulen ist sowohl eine ZnO Dicke von 500-1000 nm wünschenswert als auch eine Verkapselung notwendig. Daher zeigt diese Untersuchung die Notwendigkeit, die optischen Eigenschaften von nip-Solarzellen unter entsprechenden Arbeitsbedingungen für Serienverschaltung von Einzelzellen (dickes Front-ZnO) und Outdoor-Anwendung (Verkapselung) zu untersuchen und zu optimieren.

Wie in Abbildung 4.37 gezeigt verringert die Verwendung einer ZnO-I-Textur in nip^{Mo}-Solarzellen die Reflexion und erhöht die Quantenausbeute von unverkapselten Solarzellen. Die Texturen von Frontseiten (ZnO-I) und Rückseiten (ZnO-II) korrelieren nicht mehr miteinander, so dass die durch das dicke ZnO-I verursachten Interferenzmuster verschwinden. Das erklärt die wenigen ausgeprägten Interferenzerscheinungen in der Reflektionskurve, aber erklärt nicht die Verringerung der Reflexion. Unter der Annahme eines Brechungsindex von 2,1 bei 300 nm für ZnO konnte man eine Reflexion von 0,13 an der Luft/ZnO-Grenzfläche erwarten. Dies wurde auch näherungsweise für den ungeätzten Frontkontakt beobachtet. Im Fall des geätzten Frontkontaktes beträgt die Reflexion jedoch nur 0,05. Dies liegt möglicherweise an dem erhöhten $\delta_{\text{rms}}/a_{\text{kor}} -$ Verhältnis. Die Folge könnte effektiv ein gradueller Über-

gang im Brechungsindex von Luft zu ZnO (effective medium theory), eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkung zwischen einfallenden Photonen und Luft/ZnO-I Grenzfläche, wie mittels invertierter oder Zufallspyramiden für c-Si-Solarzellen realisiert, und verbesserter Streuung, die zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit interner Reflexion führt, sein [70]. Die Bedeutung der verschiedenen Prozesse hängt von dem Verhältnis der Wellenlänge zu δ_{rms} und a_{kor} ab, was eine theoretische Untersuchung dieses rauen Multischichtsystems erforderlich macht, um die entscheidenden ortsabhängigen physikalischen Prozesse herauszufinden.

Im verkapselten Zustand zeigen Proben mit geätzt und ungeätzt ZnO-I im Mittel vergleichbare Reflexion und Quantenausbeute. Die wenig ausgeprägten Interferenzerscheinungen von der Reflexion erfolgt wie im unverkapselten Fall. Im Gegensatz dazu wird die Verringerung von der Reflexion durch Ätzen des Front-ZnOs nicht beobachtet. Folglich hat die ZnO-I-Textur im verkapselten Fall kaum einen Effekt auf die Solarzelleneigenschaften. Wegen des mehr sukzessiven Verlaufs des Brechungsindex ist die Gesamtreflexion im Vergleich zum unverkapselten Fall erniedrigt (geschätzte Werte bei 700nm: $n_{\text{air}}=1$, $n_{\text{glas}}=1,5$, $n_{\text{EVA}}=1.6$, $n_{\text{ZnO}}=1,9$).

Der Vergleich von verkapselten nip^{Mo} - und pin-Solarzellen zeigte einen großen Unterschied der Quantenausbeute im langwelligen Spektralbereich. Der mögliche Grund ist parasitäre Absorption im Front- und insbesondere im Rückkontakt. Dies wird unterstützt durch Vorergebnisse, die zeigten, dass die Verwendung von Rückseiten-ZnO mit einer Dicke von 500 nm anstatt 100nm in pin-Solarzellen, ebenso wie Texturätzen des Rückseiten-ZnO, zu parasitärer Absorption führt. Es muss zusätzlich gesagt werden, dass die Textur von nip-Reflektoren (Substrate) für nicht verkapselte nip^{St} -Solarzellen optimiert wurde. Das führt zu unterschiedlichen optimalen Texturen für Reflektoren für unverkapselte nip^{St} -Solarzellen und Superstraten für pin-Solarzellen (siehe Tabelle 4.5). Deshalb benötigt die Textur des Reflektors einer verkapselten nip^{Mo} -Solarzelle möglicherweise eine Anpassung an die veränderten optischen Bedingungen, die durch die größere Dicke des ZnO-I und die Verkapselung verursacht sind.

5 Optische Eigenschaften des periodischen strukturierten TCO und der Solarzellen

Aus dem vorherigen Kapitel wird deutlich, dass raue Strukturen im Vergleich zu glatten Strukturen eine höhere Absorption besitzen und der Weg des Lichtes insbesondere im roten- und im nahen infraroten Bereich in der Solarzelle verlängert wird. Als Alternative zur Struktur mit statistisch texturierten Oberflächen ist die Integration eines Beugungsgitters in eine Solarzelle. Die Idee ist nicht neu. Eine laterale Strukturierung von Dünnenschichten auf Basis von amorphem Silizium über die Mehrstrahl-Interferenz Laserkristallisierung befindet sich in [71, 72, 73, 74]. Nebel [75] hat sich mit der Optimierung des Light Trapping-Effekts und von Lichtfallen durch eine laterale periodische Laserstrukturierung der amorphen p-Schichten beschäftigt. Basierend auf dem Zelltyp nach Nebel hat Zimmer [76] numerische Rechnungen der optischen Generation und des elektrischen Transportverhaltens in amorphen pin-Solarzellen mit einem zweidimensionalen Simulationsprogramm durchgeführt. Diese zeigt, dass der Beugungseffekt des Lichts in der Solarzelle (Zelltyp nach Nebel) aufgrund des kleinen Brechungsindexunterschieds zwischen amorphem und mikrokristallinem Silizium zu schwach ist. Dieser Beugungseffekt wird stark, wenn der Brechungsindexunterschied zwischen zwei Schichten groß ist. Das motiviert die periodische Strukturierung des ZnO-Substrats.

Um den Einfluss der Periodizität als Funktion der Schichtdicke und der Absorbermaterialien auf die optischen Eigenschaften der Solarzelle zu untersuchen, wird in dieser Arbeit die Oberfläche des Substrates mittels Photolithographie-Verfahren eindimensional strukturiert. Das Prinzip ist in Kap 3.2 beschrieben. Um eine periodische Texturierung des Substrates zu erreichen, wird das TCO_b (siehe Abbildung 3.6) mittels Lift-Off-Verfahren strukturiert. Die Periode (P) der Struktur - vergleichbar mit dem mittleren Abstand a_{korrr} der Strukturen von unregelmäßig texturiertem TCO - wird von 1,2 μm bis 4 μm und die Stufenhöhe (h) des TCO_b von 100 nm bis 600 nm variiert [77].

5.1 Oberflächeanalyse des Beugungsgitters

Das Ergebnis der Oberflächenbehandlung lässt sich mit Rasterkraft- und Rasterelektronenmikroskopie überprüfen.

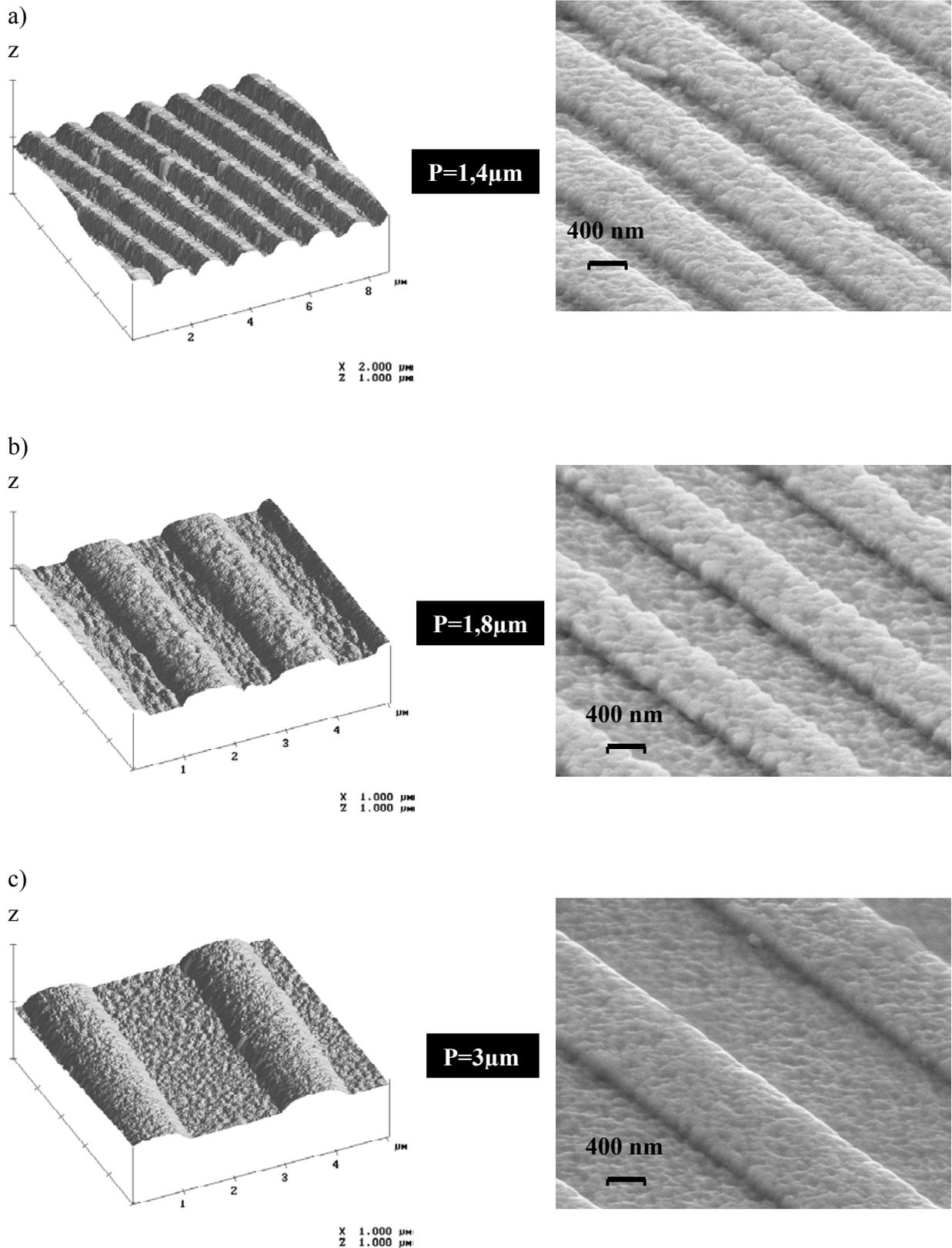


Abbildung 5.1: AFM(links)- und REM(rechts)-Aufnahme der Oberflächenmorphologie verschiedener periodisch strukturierter ZnO-Substrate. Die Stufenhöhe ist 200 nm und die Periode beträgt $P = 1.4 \mu\text{m}$ a), $P = 1.8 \mu\text{m}$ b) und $P = 3 \mu\text{m}$ c). Die x-Achse ist senkrecht zu den TCO-Linien und die z-Achse ist senkrecht zu den TCO-Oberflächen.

In Abbildung 5.1 sind die AFM- und REM-Messungen von Beugungsgittern mit unterschiedlicher Periode und einer Stufenhöhe von 200 nm dargestellt. Die Periode beträgt $P = 1.4 \mu\text{m}$, $P = 1.8 \mu\text{m}$ und $P = 3 \mu\text{m}$. Die Stufenhöhe ist 200 nm. Die AFM-Messungen, die an verschiedenen Stellen der Probe erfolgten, zeigen, dass sowohl die Stufenhöhe als auch die Periode überall identisch sind. Daraus kann geschlossen werden, dass die Strukturierung der Oberfläche homogen ist.

Für diese Proben wurde eine Belichtungszeit des Photolacks zwischen 1 s und 6 s und eine Entwicklungszeit von 10 s bis 60 s verwendet. Die Stufenhöhe (h) entspricht der Dicke der zweiten TCO-Schicht (TCO_b), die bei Raumtemperatur hergestellt wurde (siehe Kap 3.2). Das TCO_a wurde bei 0,3 mTorr, 270 °C Substrattemperatur und 225 Watt Generatorleistung auf das Glas gesputtert. Die Rauigkeit des TCO_a ist mittels AFM-Messungen zu ca. 4 nm bestimmt worden.

Abbildung 5.2 zeigt die REM-Aufnahmen der ZnO Substrate mit einer Gitterperiode von $P = 2 \mu\text{m}$ und $P = 4 \mu\text{m}$ und unterschiedlichen Stufenhöhen. Die TCO_b Stufenhöhe wurde von 200 nm bis 600 nm variiert. Den Untergrund bildet das TCO_a und die Stufen sind aus dem TCO_b gebildet. Wenn die Stufenhöhe von $h = 200 \text{ nm}$ bis $h = 600 \text{ nm}$ ansteigt, wird die Oberfläche des TCO_b abgerundet, jedoch bleibt die Periode identisch. In REM-Messungen ist die Höheninformation durch den Winkel der Aufnahme nur unzureichend wiedergegeben.

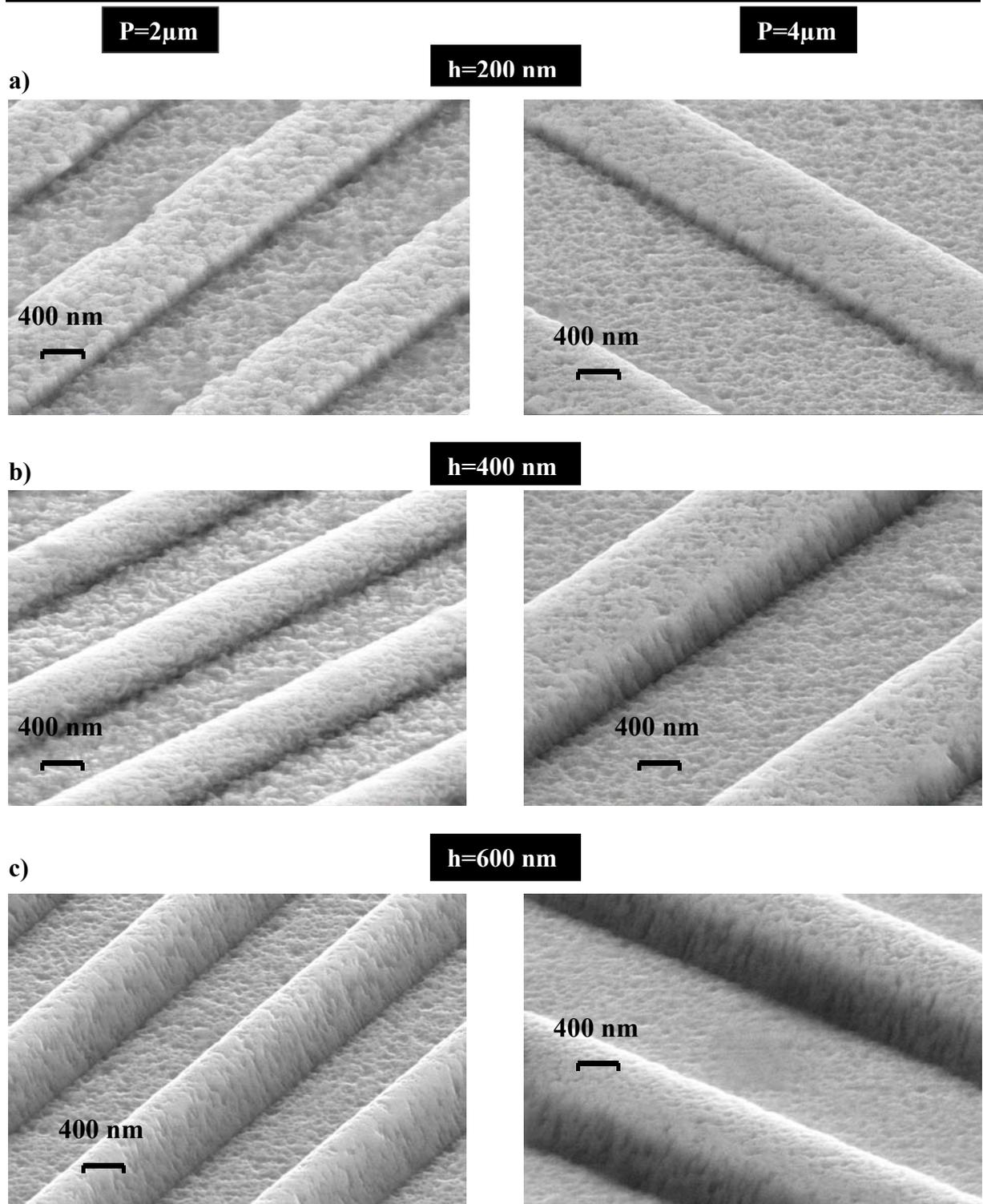


Abbildung 5.2: REM-Aufnahme des ZnO Substrates mit Strukturperioden von $P = 2 \mu\text{m}$, $P = 4 \mu\text{m}$ und für drei verschiedene Stufenhöhen: a) $h = 200 \text{ nm}$, b) $h = 400 \text{ nm}$ und c) $h = 600 \text{ nm}$. Gezeigt sind jeweils, zwei unterschiedliche Vergrößerungen.

Im Folgendem wird der Einfluss der periodischen Oberflächenstruktur auf die optischen Eigenschaften der Schichten untersucht.

5.2 Einfluss des Beugungsgitters auf die optischen Eigenschaften

Eine Anordnung beugender Elemente, die sich regelmäßig wiederholen und dadurch Änderungen der Amplitude, der Phase oder beider Größen einer auslaufenden Welle verursachen, heißt Beugungsgitter [78]. Ein einfaches Beispiel ist die Zweispaltanordnung. In Abbildung 5.3 ist ein Doppelspalt schematisch dargestellt.

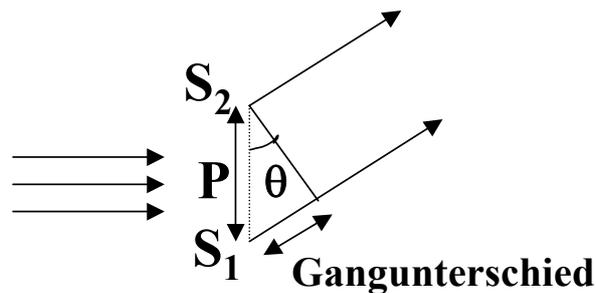


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung einer Zweispaltanordnung. (S_1 , S_2 : Spalte; P: Periode)

Bei senkrechtem Einfall der Welle werden alle Elementarwellen phasengleich emittiert. Die Elementarwellen, die von den Spalten (S_1 und S_2) ausgehen, überlagern sich einander. Das Interferenzmuster in einem beliebigen Punkt Y wird durch den Gangunterschied der optischen Weglängen bestimmt.

In unserem Fall besteht das Gitter aus einem durchsichtigen Glas und einer hoch transparenten ZnO-Schicht, welche periodisch strukturiert ist. Der Durchtritt durch ein solches Gitter kann als regelmäßige Anordnung paralleler Linienquellen beschrieben werden. Die periodische Änderung der optischen Weglänge infolge der unterschiedlichen ZnO-Schichtdicken führt dann zu einer Phasenmodulation der Wellenfront. Diese Gittersorte nennt man Transmissions-Phasen-Gitter. In Abbildung 5.4 ist ein schematisches Transmissionsgitter mit einer Periode P dargestellt. Das einfallende Licht wird in mehrere Beugungsordnungen ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) gebeugt.

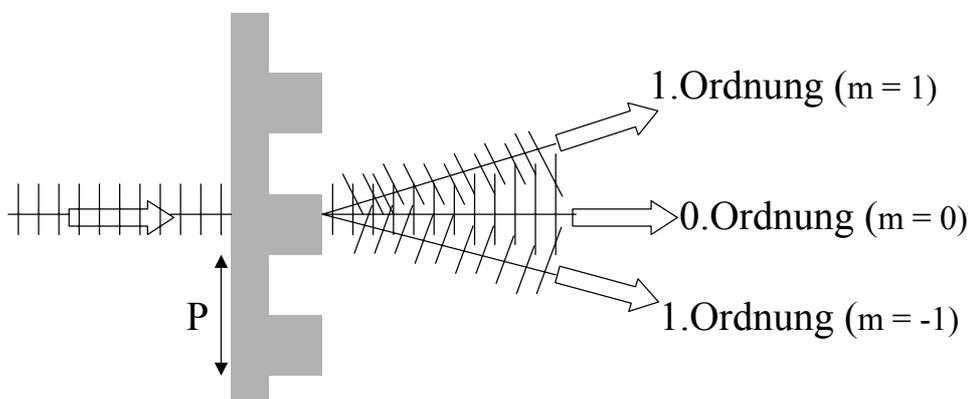


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung eines Transmissionsgitters.

Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der Transmissionsgitter wird das System „Glas/periodisch texturiertes ZnO“ analysiert. Die Beleuchtung erfolgt senkrecht von der Glasseite her. Für sichtbare Wellenlängen treten Beugungseffekte an der Struktur auf. Das heißt, das Licht wird in diskrete Winkel gebeugt, so dass sich für einen Teil des einfallenden Lichtes eine Verlängerung des Absorptionswegs ergibt.

Der prinzipielle Zusammenhang zwischen dem Beugungswinkel, der Beugungsordnung, der Lichtwellenlänge und der Periode der Struktur ist durch

$$\sin \theta = \frac{m \cdot \lambda_{\text{medium}}}{P} \quad \text{Gl. 5.1}$$

mit θ = Beugungswinkel bezüglich zur Lichteinfallrichtung,
 m = Beugungsordnung der verschiedenen Hauptmaxima ,
 λ_{medium} = Wellenlänge im Material und
 P = Periode der Struktur,

gegeben, (siehe Hecht [78]).

Die Abbildung 5.5 zeigt die Intensitätsverteilung des Beugungsgitters, welches senkrecht auf der Glasseite mit einem Ar Laser 488 nm (links) und HeNe Laser 633 nm (rechts) bestrahlt wurde. Im Vergleich mit der Periode ist der Abstand zwischen der Probe und dem Messpunkt sehr groß. Deshalb beobachten wir im Folgenden den Bereich der Fernfeldbeugung.

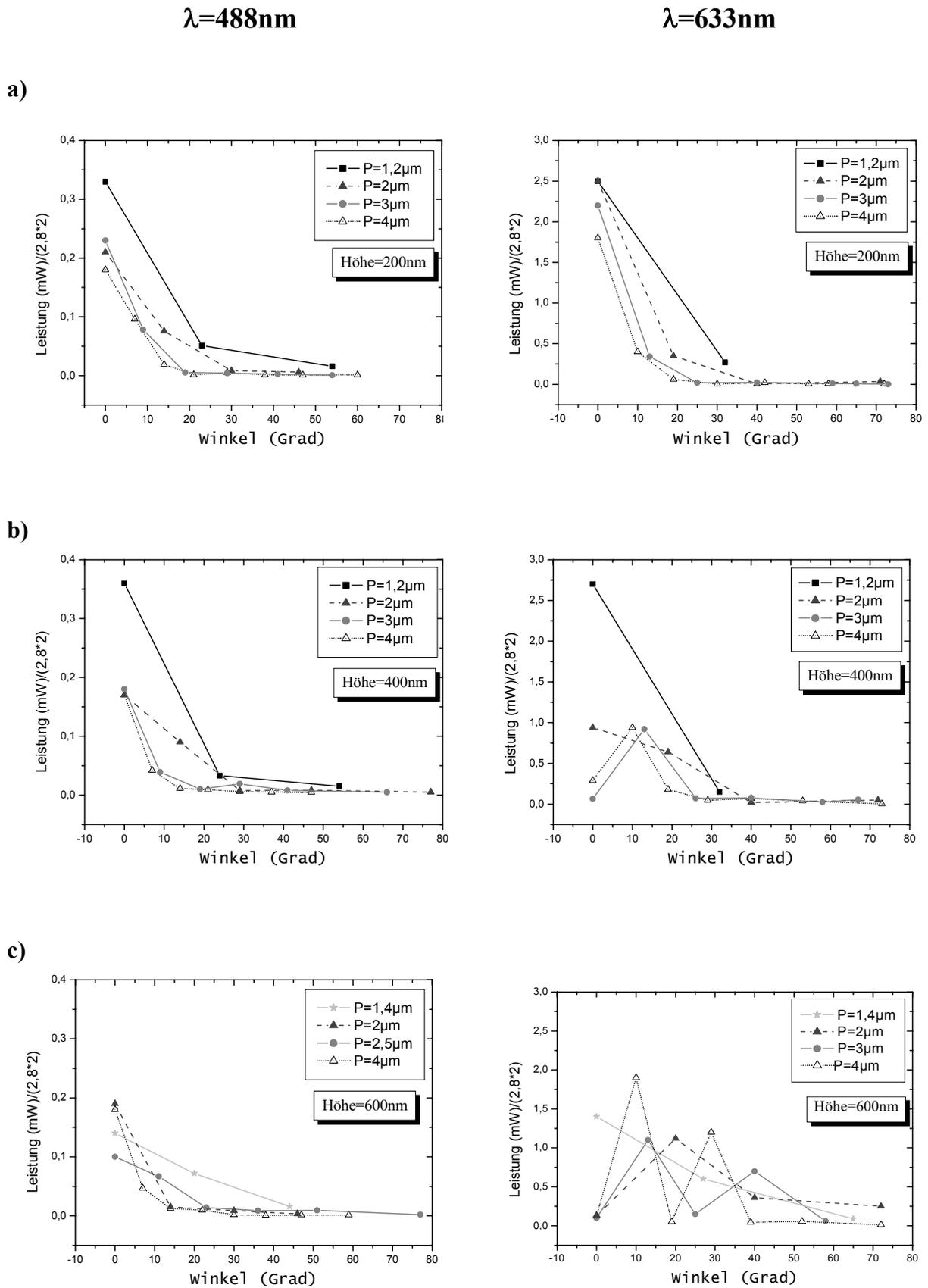


Abbildung 5.5: Intensitätsverteilung des Transmissionsgitters in Abhängigkeit vom Beugungswinkel für Laserlicht der Wellenlängen 488 nm (linke Seite) und 633 nm (rechts). Die Periode der Struktur P wurde für verschiedenen Strukturhöhen (200 nm, 400 nm und 600 nm) von 1,4 bis 4 μm variiert. Die Linie, welche zwei Maxima verbindet, zeigt nur die Tendenz der Intensitätsverteilung.

Mit einer solchen Beleuchtung wird durch die Strukturierung der Oberfläche ein Beugungsmuster erzeugt, welches aus Maxima und Minima besteht. Die Zahl der Maxima nimmt mit zunehmender Periode zu. Das wurde auch nach der Gl. 5.1 erwartet.

In der Realität besteht jedes Maximum, welches im Experiment beobachtet wurde, aus einem Hauptmaximum und Nebenmaxima, die durch Minima voneinander getrennt sind. Wenn die Periode vergrößert wird, zieht sich das gesamte Beugungsmuster auf das Hauptmaximum zusammen und die Zahl der Hauptmaxima nimmt zu. Dieses kann man in Abbildung 5.5 auch beobachten. Für das erste Bild (oben links) etwa nimmt die Zahl der Hauptmaxima von 3 für die Periode $1,2 \mu\text{m}$ auf 8 für die Periode $4 \mu\text{m}$ zu. Dies wurde auch für andere Höhen bzw. Laserwellenlängen beobachtet. Derselbe Effekt tritt auf, wenn die Wellenlänge abnimmt. Für eine bestimmte Periode z.B. $P = 1,2 \mu\text{m}$ nimmt die Zahl der Hauptmaxima von 2 auf 3 zu, wenn die Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ auf $\lambda = 488 \text{ nm}$ verändert wird.

Bei 488 nm Laserstrahlung und bei allen Höhen zeigen die periodischen Strukturen des Transmissionsgitters eine Abnahme der Intensität mit der Zunahme der Ortsfrequenzen (Beugungsordnung). Bei einer 633 nm Laserstrahlung und kleiner Höhe nehmen auch die Intensitätskurven mit der Zunahme der Beugungsordnung ab. Bei einer Stufenhöhe größer als 200 nm zeigen die periodischen Strukturen des Transmissionsgitters eine stärkere Variation der Intensität. Jedoch fällt auf, dass für eine Stufenhöhe von $h > 200 \text{ nm}$ beim roten Laser die nullte Ordnung bei großen Perioden ein Minimum hat, obwohl die erste Ordnung eine höhere Intensität besitzt. Es wurde weiterhin beobachtet, dass die Polarisation des E-Feldes keinen Einfluss auf die Intensität des Beugungsgitters zeigt.

Für die nullte Ordnung wird im Folgenden die Veränderung der spekularen Transmission des Lichtes, das auf die Glasseite senkrecht einfällt, betrachtet. Der Einfluss der Periode und der Stufenhöhe des Transmissionsgitters auf die spekulare Transmission sind in Abbildung 5.6, Abbildung 5.7 und Abbildung 5.8 dargestellt. Die folgenden Messungen wurden für alle Perioden zwischen $1,2 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ durchgeführt. Es wurden aber nur vier Perioden ausgewählt.

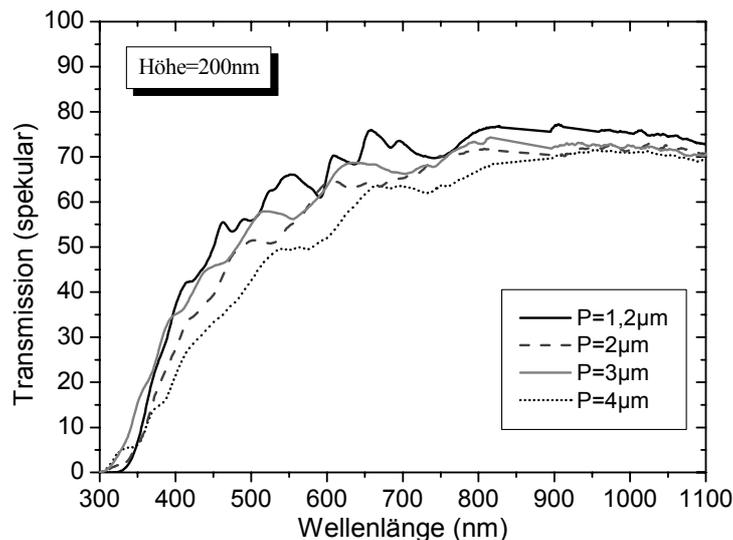


Abbildung 5.6: Spekulare Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von $h = 200 \text{ nm}$.

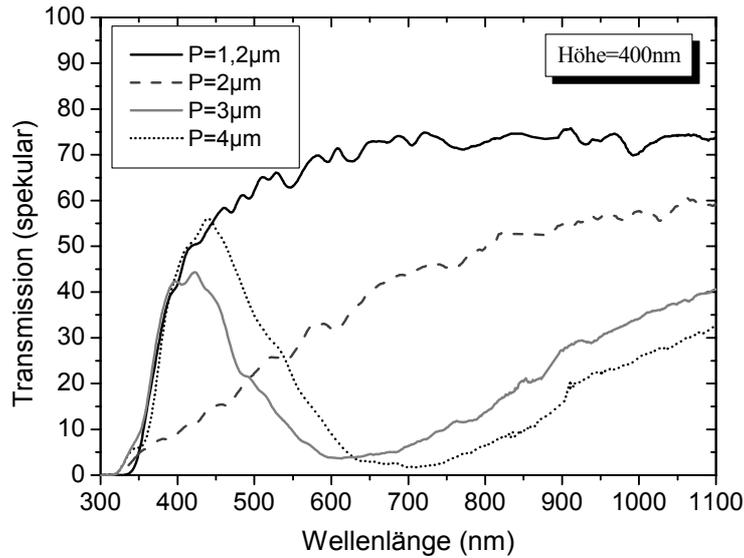


Abbildung 5.7: Spekulare Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von $h = 400$ nm.

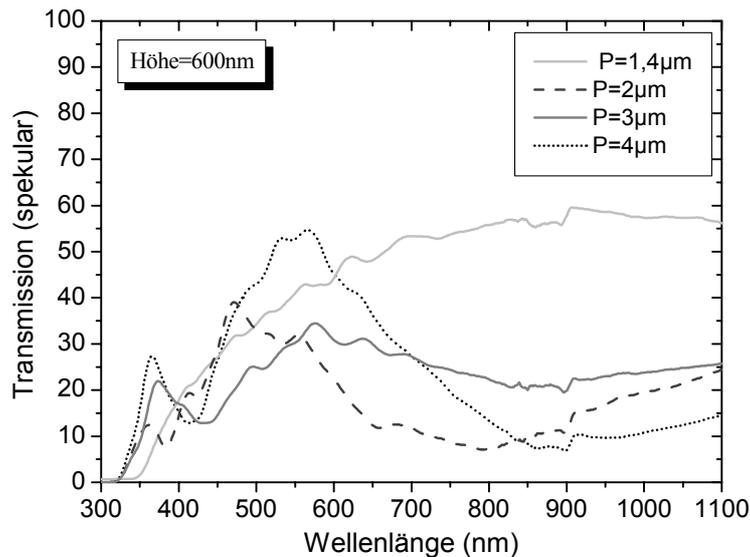


Abbildung 5.8: Spekulare Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von $h = 600$ nm.

Diese Abbildungen stellen für verschiedene Stufenhöhen ($h = 200, 400$ und 600 nm) die spekulare Transmission für eine kleine Periode ($P = 1,2 \mu\text{m}$), eine mittlere Periode ($P = 2 \mu\text{m}$) und große Perioden ($P = 3$ und $4 \mu\text{m}$) dar.

Bei kleiner Periode $P = 1,2 \mu\text{m}$ zeigt die spekulare Transmissionsmessung mit der Zunahme der Stufenhöhe eine geringe Abnahme der Transmission, welche von einer Streuung verursacht wird. Bei großen Perioden $P = 3 \mu\text{m}$ und $P = 4 \mu\text{m}$ und für eine Stufenhöhe $h = 400$ nm und $h = 600$ nm zeigen die spekularen Transmissionen Minima, welche auch bei der Intensi-

tätverteilung beobachtet wurden (siehe Abbildung 5.5). Aus den totalen Transmissionsmessungen (siehe Abbildung 5.10, Abbildung 5.11) geht hervor, dass das Licht nicht reflektiert oder absorbiert wird, sondern in größerer Ordnung ($m > 0$) gebeugt wird, wie schon in Abbildung 5.5 dargestellt wurde.

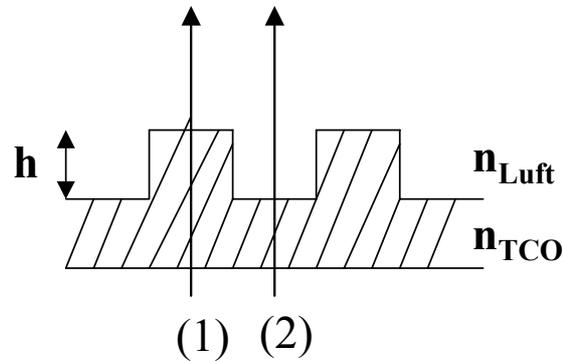


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung eines Transmissionsgitters als Phasenobjekt.

In Abbildung 5.9 ist die schematische Darstellung eines Transmissionsgitters als Phasenobjekt gezeigt. Durch die periodisch texturierten Strukturen des Substrats ergibt sich (siehe Abbildung 5.9) zwischen den beiden Strahlen (1) und (2) ein Phasenunterschied als Funktion der Stufenhöhe h .

$$\frac{(2m+1) \cdot \lambda}{2} = h \cdot (n_{TCO} - n_{Luft}) \quad \text{Gl. 5.2}$$

Beträgt die Differenz der optischen Weglänge der beiden Strahlen ein Vielfaches von $\lambda/2$, so erfolgt eine destruktive Interferenz. Unter Annahme eines Brechungsindex für das ZnO von 1,8 im langwelligen Spektralbereich und einer Stufenhöhe von 400 nm ergibt sich mit (Gl.5.2) bei nullter Ordnung ($m = 0$) eine destruktive Interferenz bei 640 nm. Für eine Stufenhöhe von 600 nm sind die Minima bei 840 nm und 280 nm, dies betrifft die nullte- bzw. erste Ordnung ($m = 1$). Für eine Stufenhöhe von 200 nm ist das Minima bei 400 nm in der spekularen Transmission nicht zu sehen, da das ZnO in diesem Wellenlängenbereich stark absorbiert.

Bei Transmissionsgittern mit kleinen Perioden ($P \leq 2\mu\text{m}$) ist dieser Effekt nicht mehr zu erkennen. Jedoch fällt auf, dass bei den kleinen Perioden die Differenz zwischen der totalen und spekularen Transmission bei kleiner Wellenlänge auf eine Streuung des Lichts hinweist (siehe Abbildung 5.10). In Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 sind die totalen Transmissionen der Beugungsgitter mit verschiedenen Perioden und Stufenhöhen von $h = 200$ nm bzw. $h = 400$ nm dargestellt. Zusätzlich ist in Abbildung 5.10 die spekulare Transmission des Transmissionsgitter mit einer Periode von $P = 1,2 \mu\text{m}$ und einer Stufenhöhe von $h = 200$ nm (siehe Abbildung 5.6) dargestellt. Bei Wellenlängen größer als 400 nm hat die Periode keinen starken Einfluss auf die totale Transmission des Lichtes. Im Vergleich mit der totalen Transmission eines glatten TCO ist diese geringer, da zusätzlich ein weiteres TCO_b aufgebracht wurde,

welche eine hohe Absorption hat. Dieser Effekt nimmt mit zunehmender Stufenhöhe h zu (siehe Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11).

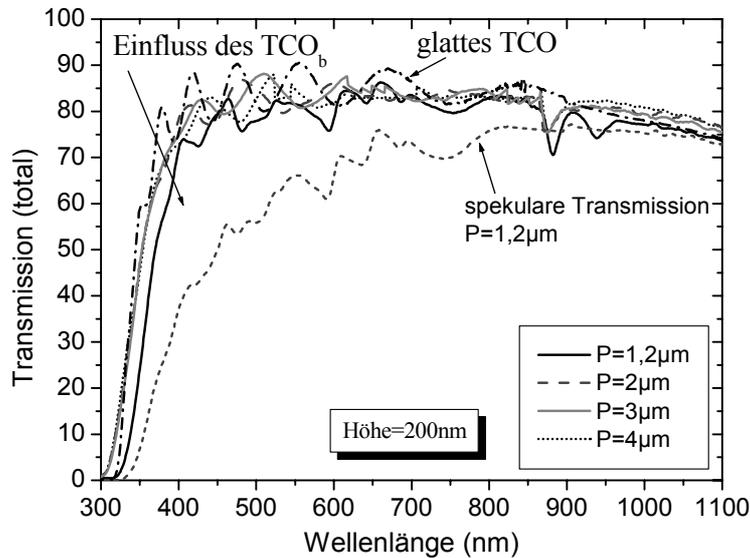


Abbildung 5.10: Totale Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 200 nm. Für die kleinste Periode von $P = 1,2 \mu\text{m}$ ist zum Vergleich die spekulare Transmission aus Abbildung 5.6 mit eingezeichnet, ebenso die Transmission von glattem TCO.

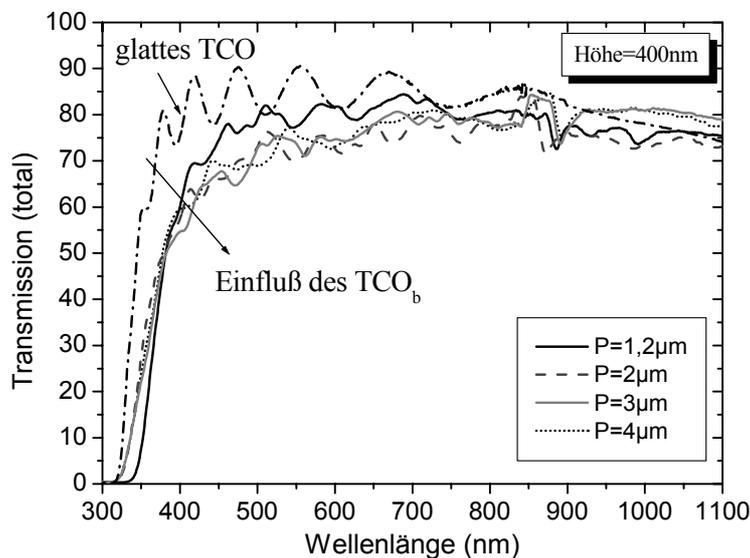


Abbildung 5.11: Totale Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 400 nm.

In Abbildung 5.12 und Abbildung 5.13 sind die totalen Reflexionen von Strukturen mit verschiedenen Perioden und Stufenhöhen (200 und 400 nm) dargestellt. Sowie die Periode als auch die Stufenhöhe haben keinen wesentlichen Einfluss auf die Reflexion. Dies verdeutlicht,

dass die beobachteten Minima in der spekularen Transmission durch einen Beugungseffekt verursacht worden sind.

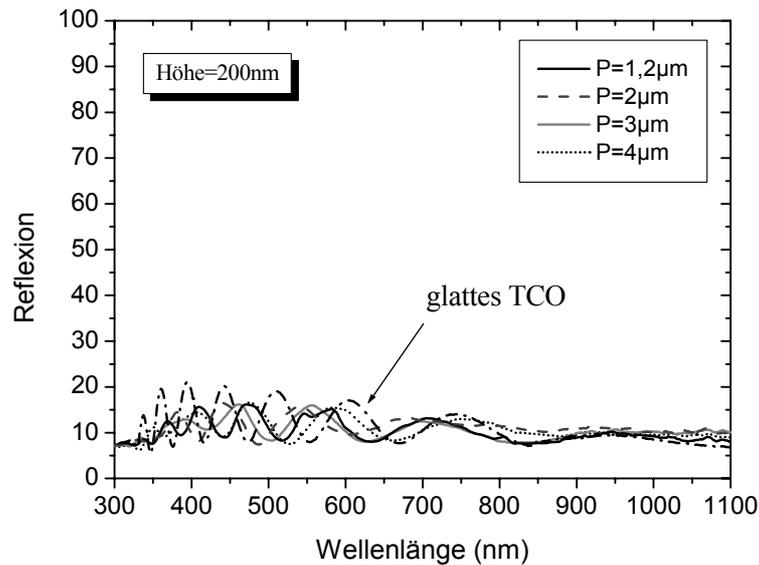


Abbildung 5.12: Reflexion des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 200 nm.

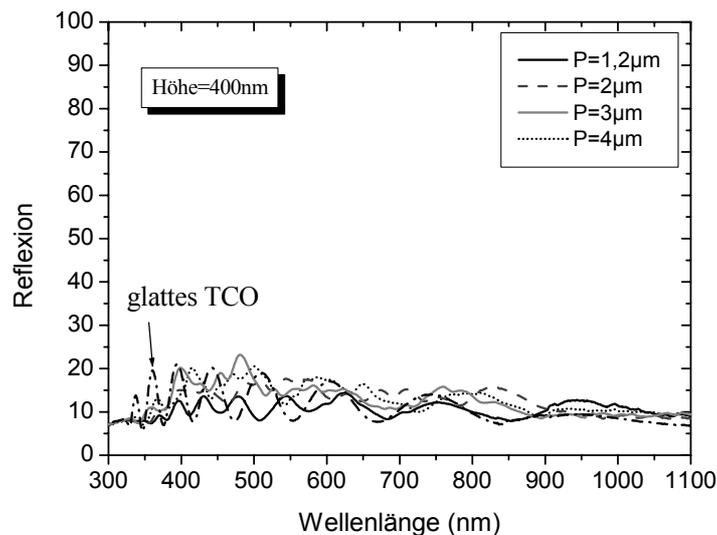


Abbildung 5.13: Reflexion des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 400 nm.

5.3 Einfluss des Beugungsgitters auf die Eigenschaften von mikrokristallinen und amorphen Silizium-Solarzellen

Im nächsten Schritt wurden mikrokristalline und amorphe pin-Dioden auf den periodisch strukturierten Substraten abgeschieden. Der schematische Aufbau von $\mu\text{c-Si:H}$ und a-Si:H pin-Solarzellen ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

5.3.1 $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen mit integriertem Beugungsgitter

Die $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen mit einer $1\ \mu\text{m}$ Absorberschicht wurden auf den untersuchten Transmissionsgittern abgeschieden. In Tabelle 5.1 und Tabelle 5.2 sind die elektrischen Kenngrößen der hergestellten mikrokristallinen pin-Solarzellen für Gitter mit einer Stufenhöhen von $h = 100\ \text{nm}$ und $h = 300\ \text{nm}$ dargestellt.

Periode (μm)	V_{OC} (mV)	FF (%)	η (%)
1.2	510	71.5	6.02
1.4	544	71.3	6.04
1.6	546	72.5	6.38
1.8	544	73.6	6.44
2	546	73.4	6.37
2.5	545	72.9	6.02
3	544	73.7	6.19
4	544	72.7	5.92

Tabelle 5.1: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe der Struktur von $h = 100\ \text{nm}$.

Periode (μm)	V_{OC} (mV)	FF (%)	η (%)
1.2	536	67.3	5.44
1.4	516	71	6.47
1.6	535	68.9	5.67
1.8	535	69.8	6.45
2	537	70.1	6.51
2.5	536	70.1	6.37
3	531	69.6	5.94
4	539	71.5	6.44

Tabelle 5.2: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe der Struktur von $h = 300\ \text{nm}$.

Die Periode der Struktur des TCO-Substrats hat keinen Einfluss auf den Wirkungsgrad, die Leerlaufspannung V_{OC} und den Füllfaktor FF, die als Maß für die elektrische Qualität der Zelle dienen. Jedoch nehmen die Leerlaufspannung und der Füllfaktor mit zunehmender Stufenhöhe der Struktur tendenziell ab, was mit einer erhöhten Interfacerekombination erklärt werden kann. Die interessante Kenngröße bezüglich dieser Arbeit ist der Kurzschlussstrom I_{SC} , der durch Extraktion der photogenerierten Ladungsträger mit dem eingebauten elektrischen Feld erzeugt wird. Abbildung 5.14, Abbildung 5.15 und

Abbildung 5.16 zeigen die gemessenen Kurzschlussstromdichten I_{SC} der $\mu\text{-Si:H}$ Solarzellen als Funktion der Periode für verschiedene Stufenhöhen des Beugungsgitters unter AM 1.5 Beleuchtung ($100\ \text{mW}/\text{cm}^2$ und $25\ \text{°C}$), sowie unter Beleuchtung mit Blaufilter (BG 7) und Rotfilter (OG 590). Zusätzlich sind die I_{SC} -Werte für $\mu\text{-Si:H}$ Solarzellen auf einem glatten

und einem statistisch rauhen Substrat eingezeichnet. Letzteres wurde durch nasschemischen Ätzen der gesputterten ZnO-Schichten erzeugt. Dabei lassen sich die Solarzellen auf den geätzten Substraten zwischen den gestrichelten Linien gruppieren und sind deutlich von den Solarzellen auf den glatten Substraten getrennt.

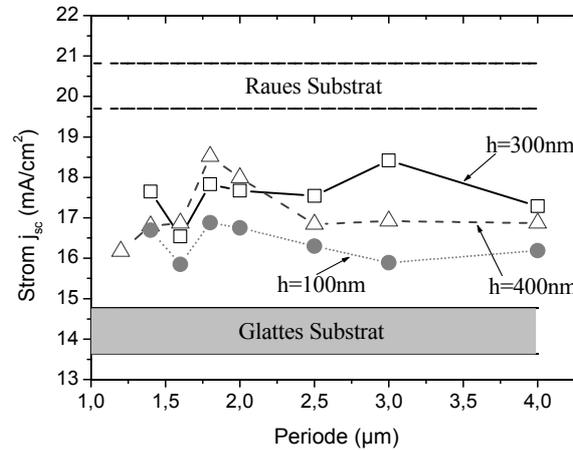


Abbildung 5.14: Kurzschlussstromdichten von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern mit einer Stufenhöhe von 100 nm, 300 nm und 400nm unter AM 1.5 Beleuchtung.

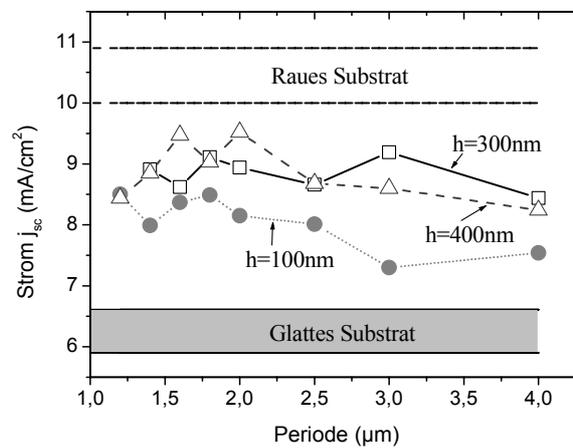


Abbildung 5.15: Kurzschlussstromdichten von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern mit einer Stufenhöhe von 100 nm, 300 nm und 400nm unter (AM 1.5 + OG 590) Beleuchtung.

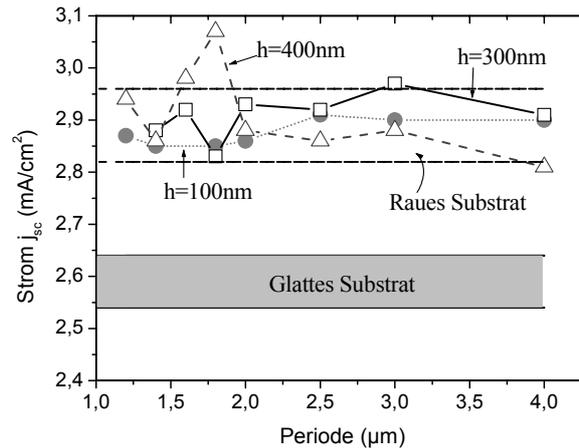


Abbildung 5.16: Kurzschlussstromdichten von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern mit einer Stufenhöhe von 100 nm, 300 nm und 400 nm unter (AM 1.5 + BG 7) Beleuchtung.

Die Kurzschlussstromwerte unter AM 1.5, (AM 1.5 + OG 590) sowie (AM 1.5 + BG 7)-Beleuchtung zeigen keine signifikanten Abhängigkeiten von der Periode. Lediglich bei der kleinsten Stufenhöhe von $h = 100$ nm ist unter rotem Licht tendenziell ein leichter Rückgang im Strom zu beobachten. Dagegen wächst der Strom sowohl unter weißem als auch unter rotem Licht deutlich mit einer Zunahme der Stufenhöhe von 100 nm auf 300 nm bzw. 400 nm an. Dieser Anstieg zeigt sich vor allem bei den größeren Perioden. Eine weitere Erhöhung des Kurzschlussstromes mit der Vergrößerung der Stufenhöhe auf Werte > 400 nm wurde nicht beobachtet, da die Absorptionsverluste bei den Niedertemperatur-TCO-Substraten mit der Stufenhöhe steigen. Für Proben mit einer Stufenhöhe von 600 nm sinken die Kurzschlussstromwerte. Das Verhalten des Kurzschlussstroms als Funktion der Stufenhöhe kann durch den effektiveren Transfer der Lichtleistung von der nullten Ordnung zur höheren Ordnung erklärt werden. Allerdings ist der Kurzschlussstrom verglichen mit den Dioden auf den geätzten, statistisch rauen Substraten kleiner. Eine Erklärung hierfür liegt in der höheren Reflexion durch eine geringere Lichteinkopplung und das geringere Light-Trapping. Unter blauer Beleuchtung ergibt sich keine Abhängigkeit von der Stufenhöhe. Die gemessenen Werte für den Kurzschlussstrom stimmen mit den Zellen auf den geätzten Substraten überein. Der I_{SC} der Zellen auf periodisch strukturierten Substraten ist unter blauer Beleuchtung deutlich höher als der Strom von den Dioden auf den glatten Substraten, obwohl die Reflexion vergleichbar ist und deutlich über dem Wert der Reflexion auf geätztem Substrat liegt. In Abbildung 5.17 und Abbildung 5.18 sind die Reflexionsmessungen der $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten Substraten mit unterschiedlicher Stufenhöhe abgebildet.

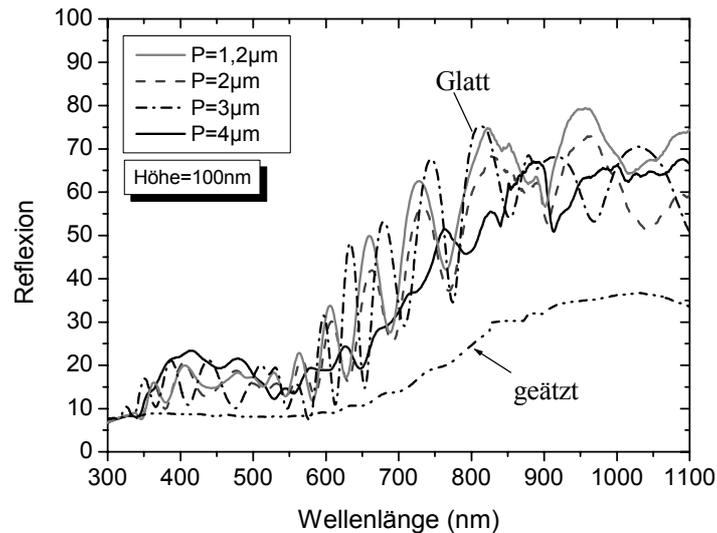


Abbildung 5.17: Reflexion von $\mu\text{c-Si:H}$ -pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 100$ nm.

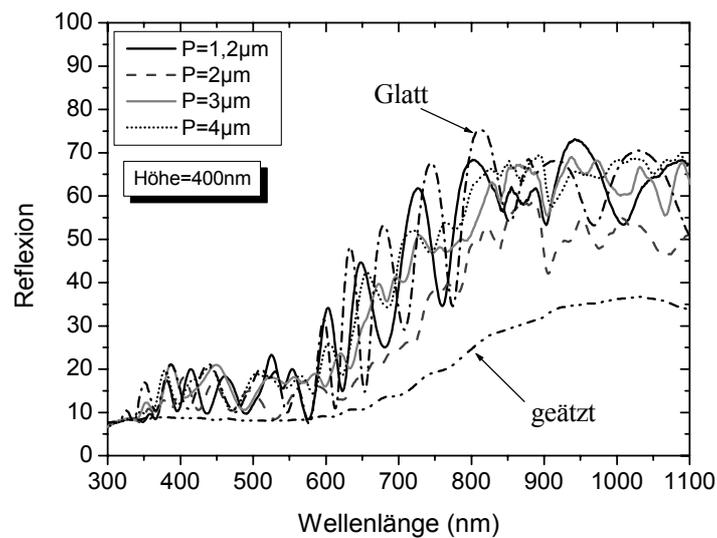


Abbildung 5.18: Reflexion von $\mu\text{c-Si:H}$ -pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 400$ nm.

Der Kurzschlussstromdichte I_{SC} der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten Substraten zeigt sich auch in der gemessenen Quantenausbeute (Abbildung 5.19, Abbildung 5.20). Die Quantenausbeute der dargestellten Solarzellen (Tabelle 5.1) wurde bei einer Spannung von -1V gemessen. Zusätzlich ist die Quantenausbeute der Solarzellen auf glattem und geätzt Substrat dargestellt. Die Stufenhöhen waren 100 bzw. 400 nm.

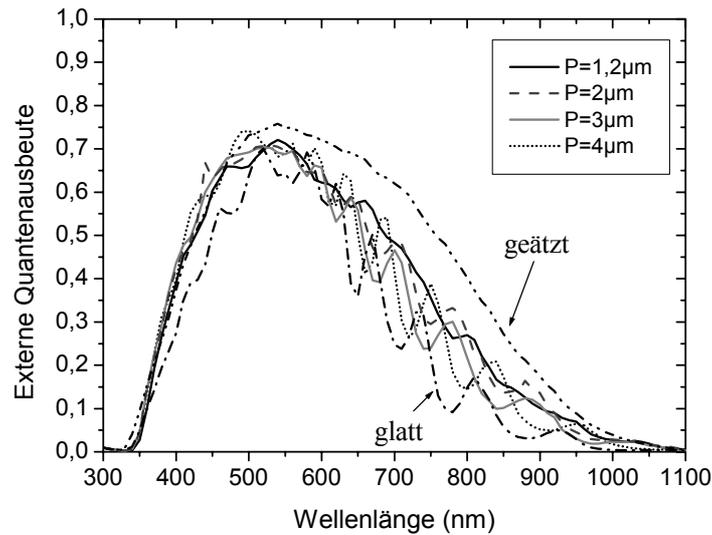


Abbildung 5.19: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 100$ nm.

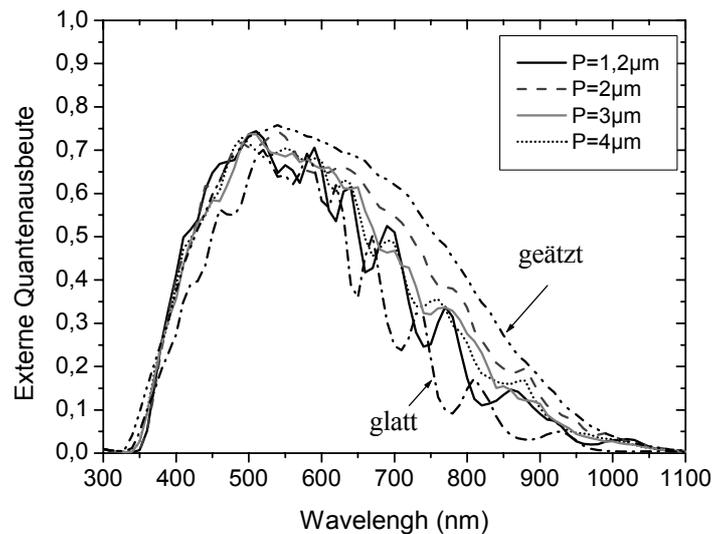


Abbildung 5.20: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 400$ nm.

Die Quantenausbeute zeigt keine signifikante Abhängigkeit von der Periode. Die starke Abhängigkeit der spekularen Transmission von der Periode des Gitters (siehe Abbildung 5.7), ist in der Quantenausbeute nicht mehr wiederzufinden.

Eine wichtige Bedingung für einen hohen Kurzschlussstrom ist ein effektives Light-Trapping. Dies kann erreicht werden, wenn das Licht, welches vom Rückkontakt reflektiert wird, am Vorderseitenkontakt total reflektiert wird. Das heißt, der Winkel θ des auftreffenden Lichtes muss größer als der Grenzwinkel $\theta_{\text{tot-Ref}}$ für Totalreflexion des Lichtes sein.

Eine wichtige Bedingung für einen effektiven Lichteinschluss ist die totale Reflexion. Dafür muss $\theta > \theta_{\text{tot-refl}}$ sein.

$$\Rightarrow \sin \theta > \sin \theta_{\text{tot-Ref}} \quad \Rightarrow \sin \theta > 1 \quad \text{Gl. 5.3}$$

Nach Gl.5.1 findet totale Reflexion für ein Beugungsgitter statt wenn gilt:

$$\frac{m\lambda_{\text{medium}}}{P} > 1 \Leftrightarrow \lambda > \frac{n_{\text{Luft}} \cdot P}{m} \quad \text{Gl. 5.4}$$

Diese oben genannte Bedingung ist für die untersuchten Transmissionsgitter im für Solarzellen relevanten Spektralbereich nicht erfüllt, da die Periode $P \geq 1,2 \mu\text{m}$ ist. Die verwendeten Strukturen führen nicht zu mehrfacher Reflexion für $\lambda < 1,2 \mu\text{m}$, da die Periode größer ist als die Wellenlänge, die der Bandlückenenergie des Absorbermaterials entspricht. Dies ist ein Grund für die geringe Quantenausbeute im roten Spektralbereich der Zellen mit integriertem Transmissionsgitter.

Dem gegenüber zeigen Dioden auf geätzttem TCO-Substrat mit einer Korrelationslänge von $1 \mu\text{m}$, welche vergleichbar mit der kleinsten Periode des Beugungsgitters ist, eine hohe Quantenausbeute im Bereich von $600 \text{ nm} < \lambda < 1100 \text{ nm}$. Im Kap 4 ist gezeigt worden, dass sich im roten Spektralbereich Quantenausbeuten aller Zellen für eine Korrelationslänge des Substrates von $1 \mu\text{m}$ und kleiner als $1 \mu\text{m}$ kaum voneinander unterscheiden. Eine einfache Anwendung der Transmissionsmessungen und Reflexionsmessungen im Fernfeld ist daher zur Diskussion der Beugungsphänomene im Nahfeld in der Zelle zulässig.

Überraschenderweise sind die Quantenausbeutekurven im blauen Spektralbereich der Zellen mit dem Transmissionsgitter vergleichbar mit den Zellen auf geätzten Substraten, obwohl die Reflexion dieser Dioden mit der Reflexion einer Zelle auf glattem Substrat übereinstimmt (siehe Abbildung 5.17 und Abbildung 5.18). Aufgrund der Größe der Periode des untersuchten Transmissionsgitters (bis zu $4 \mu\text{m}$) ist keine effektive Anpassung des Brechungsindex zwischen dem TCO und dem Si zu erwarten. Daher sollte die Reflexion der Zellen mit und ohne Transmissionsgitter gleich sein, was auch in den Reflexionsdaten beobachtet wird. Der Zugewinn in der Quantenausbeute im blauen Spektralbereich bei den Zellen mit einem Transmissionsgitter kann also nicht auf eine bessere Lichteinkopplung zurückgeführt werden [79]. Um diese Frage zu untersuchen, wurde die p-Schichtdicke der Solarzellen, welche auf dieses Transmissionsgitter abgeschieden sind, vergrößert. Die Abbildung 5.21 zeigt die Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ Solarzellen für eine Stufenhöhe von 100 nm und einer im Vergleich zur Standardschicht doppelt so dicken p-Schicht.

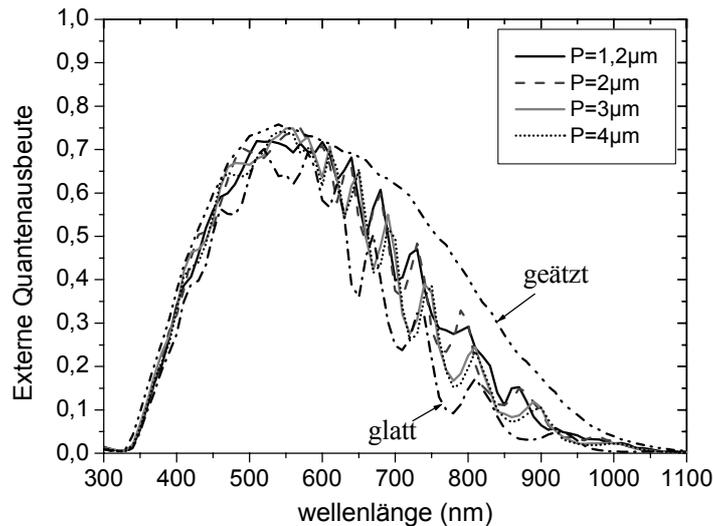


Abbildung 5.21: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm und eine um einen Faktor zwei dickere p-Schicht.

Im Vergleich zu Zellen mit dünnerer p-Schicht (siehe Abbildung 5.19) zeigt die Abbildung 5.21 im blau-grünen Spektralbereich wie erwartet eine geringere Quantenausbeute aufgrund der größeren p-Schichtdicke. Aber auch im Fall der dicken p-Schicht liegt die Quantenausbeute im blau-grünen Spektralbereich der Struktur mit integriertem Gitter oberhalb der QE von Zellen mit glatten Grenzflächen. Bei periodisch strukturierten Substraten ist die effektive Oberfläche größer als bei glatten Substraten. Bei gleicher Depositionszeit der p-Schicht wird die p-Schichtdicke auf strukturierten Substraten dünner als auf glatten Substraten. Dieser Versuch zeigt, dass die im Vergleich zum glatten ZnO höhere Quantenausbeute der Zellen auf Transmissionsgitter nicht von einer geringeren effektiven p-Schichtdicke auf den Gittern her-rühren kann.

Die erhöhte Ausbeute und der erhöhte Strom I_{SC} im blau-grünen Spektralbereich ist wahrscheinlich einer besseren Extraktion der Ladungsträger nahe der p/i-Grenzfläche zuzuschreiben.

5.3.2 a-Si:H-Solarzelle mit integriertem Beugungsgitter

Der Effekt der Größe der p-Schichtdicke auf die Empfindlichkeit der Solarzelle im kurzwelligen Spektralbereich wurde auch bei a-Si:H-Solarzellen beobachtet. In Abbildung 5.22 und Abbildung 5.23 sind die Quantenausbeutemessungen von a-Si:H-Solarzellen auf einem Transmissionsgitter ($h = 100$ nm) dargestellt. In Abbildung 5.23 wurde die p-Schichtdicke im Vergleich zu Abbildung 5.22 verdoppelt. Der Verlust der Quantenausbeute im blauen Spektralbereich durch die Vergrößerung der p-Schichtdicke ist bei den a-Si:H-Solarzellen wesentlich ausgeprägter.

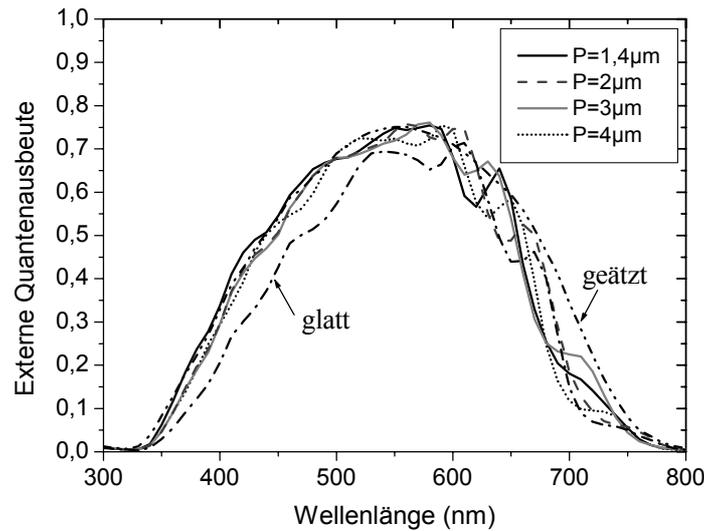


Abbildung 5.22: Externe Quantenausbeute von a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm.

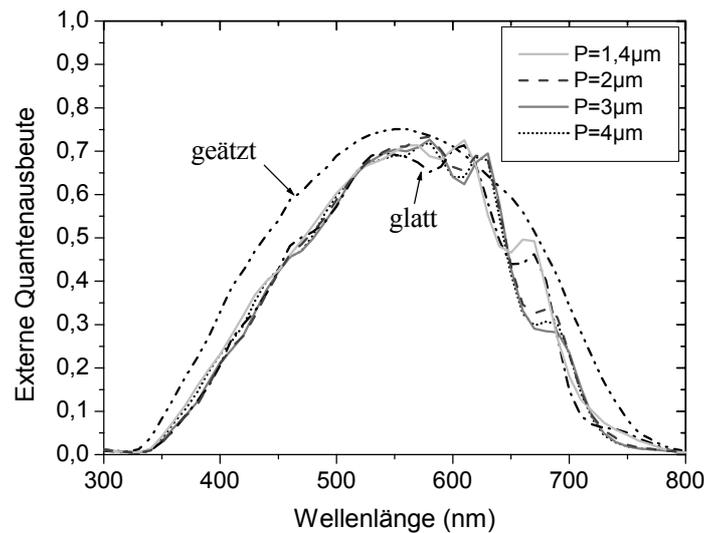


Abbildung 5.23: Externe Quantenausbeute von a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm und eine um einen Faktor zwei dickere p-Schicht.

Bei einer Wellenlänge von 450 nm und für z.B. eine Periode $P = 4 \mu\text{m}$ beträgt die Quantenausbeute nur ca. 50 % des Wertes der Zelle mit der Standard p-Schichtdicke. Insgesamt ist die Quantenausbeute über 10 % geringer, wenn die p-Schichtdicke verdoppelt wird. Bei einer dicken p-Schicht wird die Quantenausbeute der Solarzellen auf periodisch strukturiertem Substrat vergleichbar mit Solarzellen auf glattem Substrat. Im roten Bereich ist die Quantenausbeute der Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern vergleichbar mit den Solarzellen auf glattem Substrat.

Während im blauen Spektralbereich die Quantenausbeuten der Solarzellen auf den periodisch strukturierten Substraten mit verschiedener p-Schichtdicke unterschiedlich sind, ist die totale Reflexion der entsprechenden Zellen nahezu unabhängig von der p-Schichtdicke und der Pe-

riode. In Abbildung 5.24 sind die Reflexionsmessungen an den a-Si:H-Solarzellen mit Standard p-Schicht dargestellt.

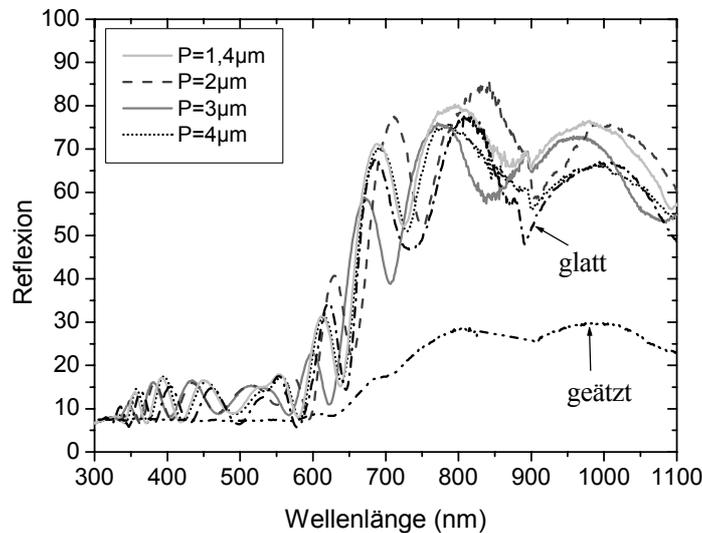


Abbildung 5.24: Reflexion der a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm und einer Standard p-Schicht.

Es ist allerdings zu beachten, dass die Lichteinkopplung der Solarzellen auf einem Transmissionsgitter mit verschiedener Stufenhöhe vergleichbar mit einer Solarzelle auf glattem Substrat ist. Die über die Interferenzen gemittelte Reflexion dieser Solarzellen beträgt 12,5 % zwischen 400 nm und 600 nm.

Im Folgenden wird der Einfluss der Periode und der Stufenhöhe auf die elektrischen Kenngrößen der Solarzellen dargestellt. In Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4 sind die elektrischen Kenngrößen der hergestellten amorphen pin-Solarzellen mit einer 450 nm dicken Absorberschicht und einer Standard p-Schichtdicke für Gitter mit Stufenhöhen $h = 100$ nm und $h = 300$ nm zusammengefasst.

Periode (μm)	V_{OC} (mV)	FF (%)	η (%)
1.2			
1.4	848	66.7	7.14
1.6	856	66.9	7.24
1.8	854	67.2	7.07
2	856	66.4	7.21
2.5	859	67.3	7.48
3	855	67.4	7.1
4	859	67.5	6.96

Tabelle 5.3: Elektrische Kenngrößen von a-Si:H pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten bei einer Stufenhöhe von $h = 100$ nm.

Periode (μm)	V_{OC} (mV)	FF (%)	η (%)
1.2	852	63.4	6.4
1.4	851	62.9	6.76
1.6	845	61.1	6.75
1.8	852	60.8	6.44
2	853	61.1	6.53
2.5	854	63.5	6.51
3	855	61.8	6.56
4	859	63.7	6.67

Tabelle 5.4: Elektrische Kenngrößen von a-Si:H pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten bei einer Stufenhöhe von $h = 300$ nm.

Bei einer Stufenhöhe des Substrats von $h = 100$ nm haben alle Solarzellen einen Wirkungsgrad über 7 % und einen Füllfaktor über 67 %. Auch für amorphe Dioden beobachtet man keinen Einfluss der Periode auf die Leerlaufspannung, den Füllfaktor und den Wirkungsgrad. Jedoch zeigt ein Vergleich von Tabelle 5.3 und Tabelle 5.4, dass der Füllfaktor von a-Si:H-Solarzellen mit der Stufenhöhe der Struktur abnimmt. Dies ist wahrscheinlich ein Shunteeffekt, welcher auf die große Stufenhöhe zurückgeführt werden kann. Im Vergleich zu $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen ist dieser Parasitäreffekt bei a-Si:H-Solarzellen aufgrund ihrer dünneren i-Schicht noch stärker.

Als nächstes soll der Kurzschlussstrom I_{SC} von amorphen pin-Solarzellen unter unterschiedlicher Beleuchtung diskutiert werden. In Abbildung 5.25, Abbildung 5.26 und Abbildung 5.27 ist der gemessene Kurzschlussstrom der a-Si:H Solarzellen als Funktion der Periode für verschiedene Stufenhöhen der Beugungsgitter unter AM 1.5 Beleuchtung, sowie unter Rot- und Blaubeleuchtung dargestellt. Zusätzlich sind die I_{SC} -Werte von a-Si:H-Solarzellen auf einem glatten und statistisch rauhen Substrat angegeben.

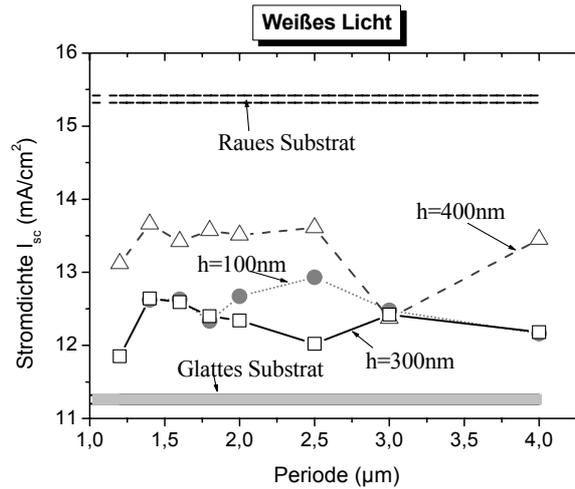


Abbildung 5.25: Kurzschlussstromdichten der a-Si:H Solarzellen bei verschiedenen Perioden und Höhen h des Beugungsgitters unter AM 1.5 Beleuchtung.

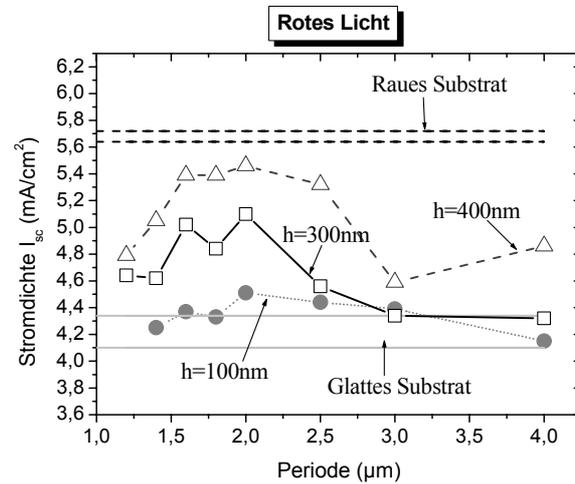


Abbildung 5.26: Kurzschlussstromdichten der a-Si:H Solarzellen bei verschiedenen Perioden und Höhen h des Beugungsgitters unter (AM 1.5 + OG 590) Beleuchtung.

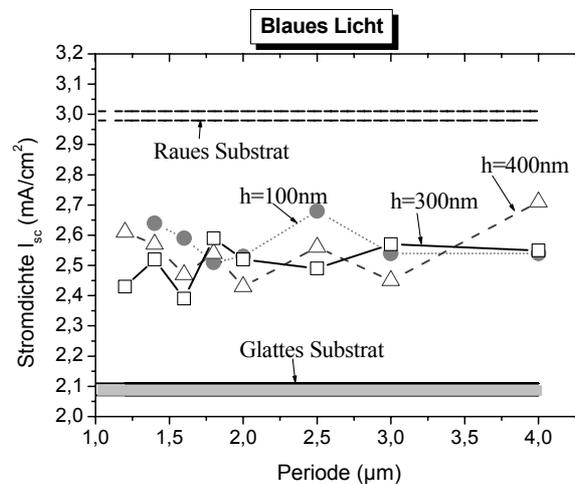


Abbildung 5.27: Kurzschlussstromdichten der a-Si:H Solarzellen bei verschiedenen Perioden und Höhen h des Beugungsgitters unter (AM 1.5 + BG 7) Beleuchtung.

In diesen Abbildungen lassen sich die Solarzellen auf den geätzten Substraten zwischen den gestrichelten Linien gruppieren und sind wesentlich von den Solarzellen auf den glatten Substraten getrennt. In Abbildung 5.25 ist die Kurzschlussstromdichte von a-Si:H Solarzellen mit integrierten Gittern mit verschiedenen Perioden und Höhen unter AM 1.5 Beleuchtung dargestellt. Unter weißem Licht zeigen die Kurzschlussstromdichten keine signifikante Abhängigkeit von der Periode. Unter roter Beleuchtung (siehe Abbildung 5.26) nimmt der I_{SC} wesentlich mit der Vergrößerung der Stufenhöhe zu. Es wurde nicht weiter untersucht, ob I_{SC} noch weiter wächst, wenn die Stufenhöhe größer als 400 nm ist. Man erwartet allerdings keine weitere Erhöhung des Kurzschlussstroms wegen der hohen Absorptionsverluste im TCO_b. Allerdings bleiben die Kurzschlussstromwerte der Solarzellen auf den Transmissionsgitter kleiner als die Kurzschlussstromwerte der Solarzellen auf den rauen Substraten. Das Verhältnis des I_{SC} mit der Stufenhöhe unter weißem und rotem Licht wurde auch bei $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen beobachtet.

Unter blauer Beleuchtung (siehe Abbildung 5.27) unterscheiden sich die a-Si:H-Solarzellen von den $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen. Im Vergleich mit den Zellen auf einem rauen Substrat zeigen die a-Si:H-Solarzellen mit integriertem Beugungsgitter einen niedrigeren Kurzschlussstrom. Dies ist nicht mit dem Verhalten der $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen vergleichbar. Allerdings bleibt der I_{SC} der Zellen mit periodisch strukturierten Substraten, bei a-Si:H- sowie bei $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen höher als der von Zellen auf den glatten Substraten, obwohl die Reflexion vergleichbar ist (Abbildung 5.24).

Der Strom I_{SC} der a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten Substraten zeigt sich auch an den gemessenen Quantenausbeuten. Die Quantenausbeute der in Tabelle 5.4 dargestellten Solarzellen wurden bei einer Spannung von -1V gemessen.

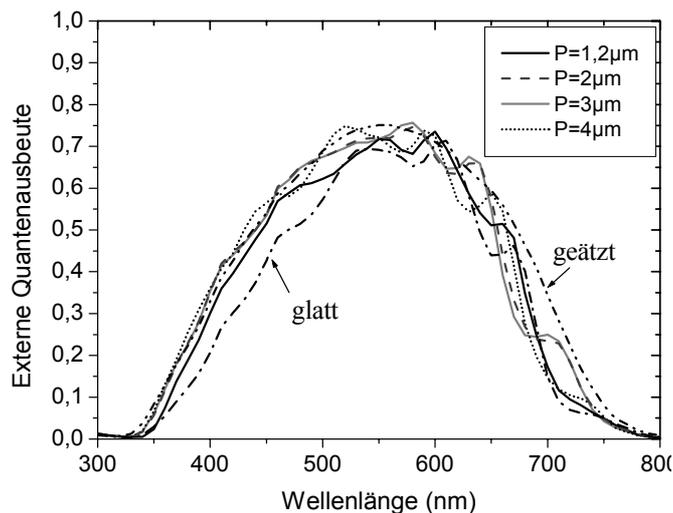


Abbildung 5.28: Externe Quantenausbeute der a-Si:H-Solarzellen für eine Stufenhöhe von $h = 300$ nm.

In Abbildung 5.28 ist die Quantenausbeute der a-Si:H-Solarzellen für eine Stufenhöhe von $h = 300$ nm dargestellt. Zusätzlich ist die Quantenausbeute der Solarzellen auf glattem und

geätzttem Substrat gezeigt. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 5.29 die Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen für eine Stufenhöhe von $h = 300 \text{ nm}$ dargestellt.

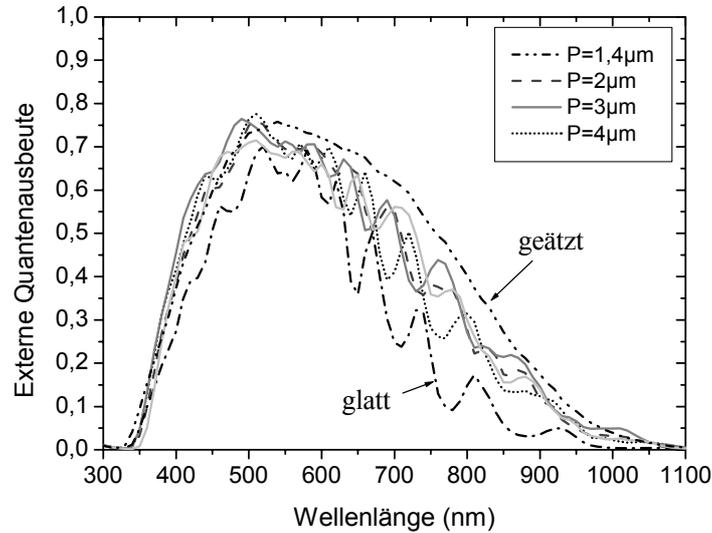


Abbildung 5.29: Externe Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen für eine Stufenhöhe von $h = 300 \text{ nm}$.

Die Quantenausbeute von amorphen Solarzellen zeigen einen geringeren Blauresponse als die mikrokristallinen Solarzellen. Bei a-Si:H ist in der i -Schicht im Bereich des p/i -Interface die Sammlung der Ladungsträger schlechter als bei $\mu\text{c-Si:H}$. Außerdem hat die amorphe p -Schicht eine größere Absorption. Bei Verschiebung des Fermi-niveaus in Richtung Valenzbandkante, die durch Bor-Dotierung stattfindet, steigt die Anzahl der positiv geladenen Defekte in der p -Schicht und der negativ geladenen Defekte in der n -Schicht. Die geladenen Defekte wirken wie eine Raumladung, die damit das Potential und die räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke beeinflusst. Eine Simulation der Defektverteilung mit einer erhöhten Defektdichte im Bereich des p/i - und i/n -Interfaces wegen der Nähe des Fermi-niveaus zu den Bandkanten findet sich in Stiebig[80].

Unter blauer Beleuchtung werden wegen des stark wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten von a-Si:H -Legierungen vornehmlich in der Nähe des p/i -Interface Ladungsträger generiert.

5.4 Einfluss eines Beugungsgitters am Rückkontakt in mikrokristallinen Si pin-Solarzellen

Es wurde auch der Einfluss einer periodischen Struktur, die vor dem reflektierenden Metallrückkontakt integriert wurde, auf die optoelektronischen Eigenschaften von Solarzellen untersucht. In diesem Fall wirkt das Gitter als Reflexionsgitter. Um das zu untersuchen, wurden Solarzellen auf glattem und rauem Substrat mit integrierten Reflexionsgitter hergestellt.

5.4.1 Glattes Substrat mit einem periodisch strukturierten Rückkontakt

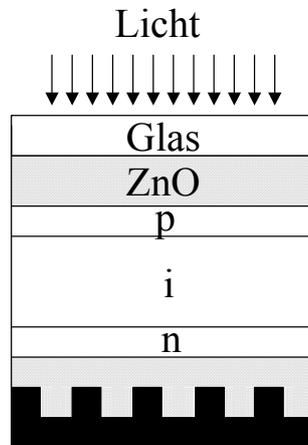


Abbildung 5.30: Schematische Darstellung der pin-Solarzelle mit glattem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt.

Zunächst werden Solarzellen auf glattem Substrat und mit einem periodisch strukturierten Rückkontakt (siehe Abbildung 5.30) untersucht. In Abbildung 5.31 ist die Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen mit einem glatten Substrat und einem periodisch strukturierten Rückkontakt dargestellt. Die Periode wurde von $1,2\ \mu\text{m}$ bis $4\ \mu\text{m}$ variiert und die Stufenhöhe des Reflexionsgitters betrug $80\ \text{nm}$. Die Quantenausbeute der Solarzellen mit einem Reflexionsgitter als Rückkontakt stimmen mit der Quantenausbeute der glatten Solarzellen mit Standardrückkontakt überein.

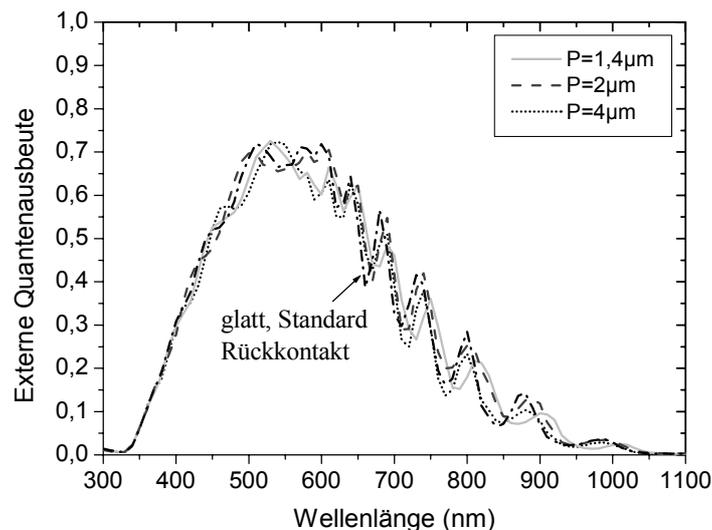


Abbildung 5.31: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ -Solarzellen auf glattem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist $h = 80\ \text{nm}$. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf glattem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.

In Abbildung 5.32 sind die Reflexionsmessungen der Solarzellen aus Abbildung 5.31 für Perioden von 1,4 und 4 μm dargestellt. Auch hier ist der Verlauf der Reflexionskurve mit einem Reflexionsgitter vergleichbar mit der Reflexionskurve einer glatten Solarzelle. Somit liefern die Versuche keinen Hinweis darauf, dass das Light-Trapping in Solarzellen auf glattem Substrat mit periodisch strukturiertem Rückkontakt besser ist als bei glattem Rückkontakt. Vergleichbare Ergebnisse wurden auch bei pin-Solarzellen NÄ-NN (siehe Abbildung 4.27) erzielt. Somit lässt sich keine Aussage darüber treffen, ob eine pin-Solarzelle mit einem periodisch oder statistisch strukturierten Rückkontakt ein besseres Streuvermögen aufweisen kann als eine glatte Solarzelle.

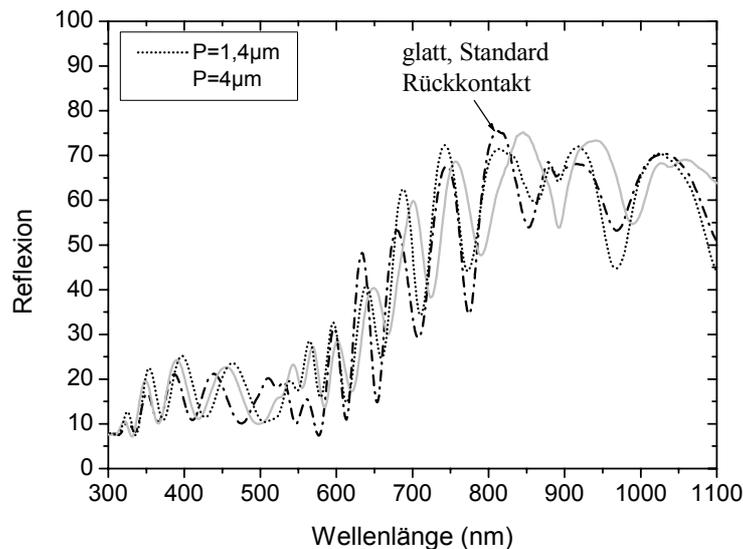


Abbildung 5.32: Reflexion der $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen auf glattem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist $h = 80 \text{ nm}$. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf glattem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.

5.4.2 Raues Substrat mit einem periodisch strukturierten Reflexionsgitter

Der zweite Versuch sind Solarzellen auf statistisch rauem Substrat und mit einem periodisch strukturierten Rückkontakt. In Abbildung 5.33 ist die Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf rauem Substrat und verschiedenen Reflexionsgittern mit einer Stufenhöhe von 80 nm dargestellt.

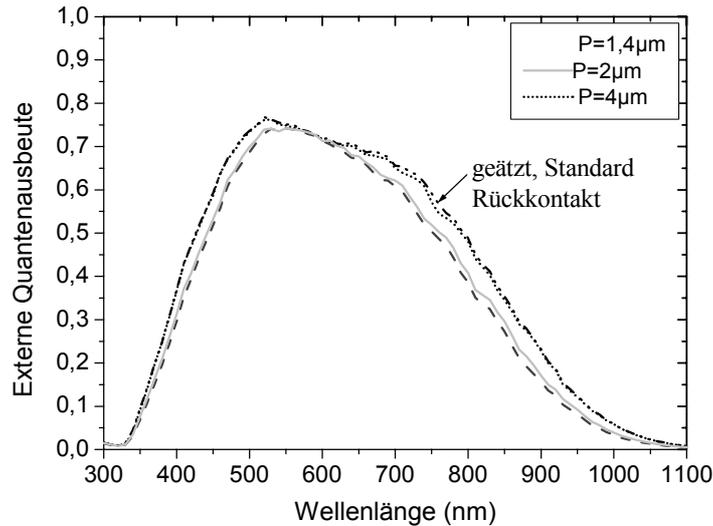


Abbildung 5.33: Externe Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen auf rauem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist $h = 80 \text{ nm}$. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf geätztem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.

Bei einer Periode von $4 \mu\text{m}$ des Reflexionsgitters ist die Quantenausbeute vergleichbar mit der Quantenausbeute der Solarzellen auf geätztem Substrat mit Standardrückkontakt, obwohl die Reflexion dieser Solarzellen im langwelligen Spektralbereich unterschiedlich sind (siehe Abbildung 5.34). Das zeigt, dass das Light-Trapping für periodische Strukturierung des Rückkontakts mit Perioden kleiner als $4 \mu\text{m}$ schlecht ist.

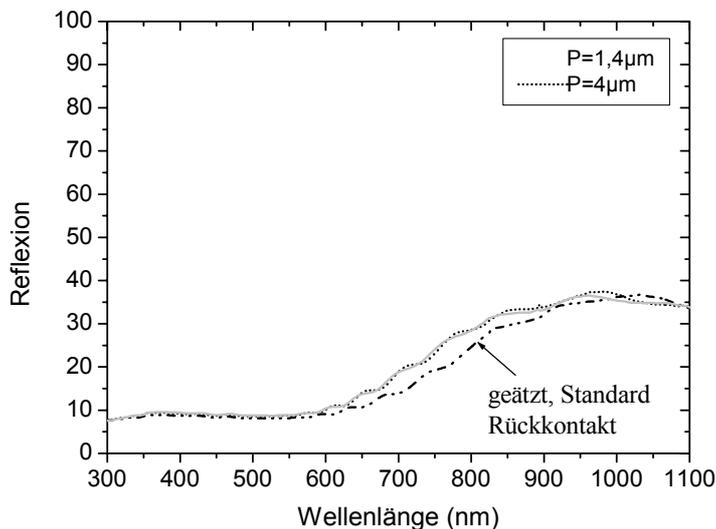


Abbildung 5.34: Reflexion von $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen auf rauem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist $h = 80 \text{ nm}$. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf geätztem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.

Aus den beiden Versuchen (5.4.1 und 5.4.2) kann geschlossen werden, dass eine periodische Strukturierung des Rückkontakts kein besseres Light-Trapping im Vergleich zu einem unstrukturierten Rückkontakt hervorruft.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In Rahmen dieser Arbeit wurden die optischen Eigenschaften von strukturierten ZnO-Substraten untersucht, um die optische Absorption in Dünnschicht-Solarzellen auf der Basis von amorphem und mikrokristallinem Silizium zu erhöhen. Mit Hilfe strukturierter Grenzflächen verbessert sich die Lichteinkopplung aufgrund von Streuung. Der effektive Weg des Lichtes wird in der Absorberschicht verlängert, so dass die Absorption der Solarzelle steigt. Als Ausgangsmaterial für die Dünnschichtsolarzellentechnologie dienten in dieser Arbeit gesputterte hochleitfähige hochtransparente ZnO-Schichten auf Glas. Aus der nahezu glatten ZnO-Oberfläche entwickelt sich durch die Behandlung mit verdünnter HCl eine statistisch raue Oberfläche, deren Form durch kraterförmige Ätzstrukturen bestimmt wird. Die Kratergröße ändert sich durch Verlängerung der Ätzzeit. Die Oberflächentextur lässt sich durch die Zeitdauer des Ätzprozesses in verdünnter HCl einstellen. Strukturen wurden mit einer Korrelationslänge (a_{korrr}) von 300 bis 1000 nm und einer Rauigkeit des Substrats (δ_{rms}) zwischen 38 und 200 nm realisiert. Diese Variation verursacht eine Veränderung der optischen Eigenschaften der texturierten ZnO-Schichten. Der Haze (H_T) in Transmission, welcher das Verhältnis des diffus gestreuten transmittierten Lichts zum total transmittierten Licht zeigt, nimmt mit zunehmender Ätzzeit von 10 % auf 75 % für Licht der Wellenlänge 600 nm zu. Für eine genauere Charakterisierung ist zudem der Winkel, in den das Licht gestreut wird, von entscheidender Bedeutung. Für ein bestimmte Wellenlänge λ zeigte sich für die gestreute Leistung eine Zunahme mit der Zunahme der Rauigkeit δ . Es wurde gezeigt, dass der zunehmende H_T bei zunehmender Ätzzeit sich hauptsächlich durch eine Vergrößerung der Streuung in Winkel kleiner als 35° stattfindet. Auch die diffuse Reflexion zeigt ein solches Verhalten, wenngleich zu beachten ist, dass hier die Intensitäten insgesamt deutlich geringer sind als in Transmission.

Der im allgemeinen verwendete analytische Ausdruck für den H_R stellt mittels der skalaren Streutheorie einen Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ des einfallenden Lichts, der Strukturgröße (δ_{rms}) und dem H_R her. Dies wird durch $H_R = 1 - \exp[4\pi\delta_{\text{rms}}/\lambda]^2$ beschrieben und gilt für ideale Leiter und für $\delta_{\text{rms}} \ll \lambda$. Um aus Reflexionsmessungen δ_{rms} zu bestimmen, wurden die ZnO-Schichten mit einer dünnen Silberschicht bedampft, um den Eigenschaften eines idealen Leiters möglichst nahe zu kommen. Der Hazeverlauf wurde nur für $\lambda > 800$ nm berücksichtigt. Die mittels skalarer Theorie bestimmten δ_{rms} stimmen mit den mittels AFM ermittelten Werte δ_{rms} überein. Die Übereinstimmung zwischen den beiden unterschiedlichen

Methoden bestätigt den analytischen Zusammenhang ($H_R = 1 - \exp[4\pi\delta_{\text{rms}}/\lambda]^2$), welcher eine nachträgliche Charakterisierung der Oberfläche ermöglicht.

Des Weiteren wurde der Einfluss einer rauen Grenzfläche auf die Lichteinkopplung untersucht. Es wurden mikrokristalline pin- und nip- Strukturen mit einer Absorberschichtdicke von 1 μm hergestellt. Sowohl bei pin- als auch bei nip-Strukturen ist die Quantenausbeute durch Texturierung im Vergleich zu untexturierten Strukturen verbessert worden. Für die hier untersuchten Solarzellen, die gleichmäßige Oberflächeverteilungen besaßen, wird ab einer Rauigkeit des Substrates von $\delta_{\text{rms}} \approx 40$ nm keine weitere Erhöhung der Quantenausbeute beobachtet

Eine zusätzliche Texturierung des Rückkontakts in pin-Solarzellen verursacht parasitäre Absorption. Somit konnte keine Vergrößerung der Quantenausbeute erzielt werden.

Bei nip-Strukturen verursacht eine Texturierung des vorderseitigen ZnO eine deutliche Reduzierung der Reflexion über den gesamten betrachteten Spektralbereich, was sich in einer Vergrößerung der externen Quantenausbeute auswirkt. Nach Verkapselung dieser nip-Strukturen mittels EVA/Glas hat die Schichtdicke und die Textur des vorderseitigen ZnO nahezu keinen Einfluss auf die Reflexion. Dieser Effekt ist auf den ähnlichen Brechungsindex von ZnO und EVA zurückzuführen. Im verkapselten Zustand unterscheiden sich die Quantenausbeuten von Solarzellen mit unterschiedlichen vorderseitigen ZnO-Schichtdicken und unterschiedlichen ZnO-Texturen kaum. Daraus folgt zum einen, dass das vorderseitige ZnO nicht als Antireflexschicht eingesetzt werden kann und zum anderen, dass die Texturierung des vorderseitigen ZnO bezüglich der Lichteinkopplung und Lichtstreuung keine Vorteile bringt. Eine Vergleich von verkapselten nip- und pin- Solarzellen zeigt, dass die Lichtausbeute von verkapselten nip Solarzellen durch eine veränderte Textur des Rückreflektors und der optoelektronischen Eigenschaften der ZnO-Schichten noch vergrößert werden kann.

Aufbauend auf diesen Ergebnissen sollte versucht werden, Geometrien für eine optimierte Textur zu entwickeln, die zu einer deutlichen Verbesserung der Lichteinkopplung führen. Eine Alternative zur Struktur mit statistisch texturierten Oberflächen ist die Realisierung von Lichtfallen durch eine laterale periodische Strukturierung der ZnO-Oberfläche (Beugungsgitter). Die ZnO-Substrate, die als Frontkontakt für Dünnschichtsolarzellen eingesetzt wurden, wurden mittels Photolithographie-Verfahren und Lift-Off-Prozess periodisch strukturiert. Die Periode P der Struktur - vergleichbar mit dem mittleren Abstand a_{kor} der Strukturen von statistisch texturiertem TCO - wurde von 1,2 μm bis 4 μm und die Stufenhöhe h des TCO_b von 100 nm bis 600 nm variiert. Das Verfahren erlaubt die reproduzierbare Herstellung von definierten ZnO-Gittern. Das winkelabhängige Beugungsverhalten der ZnO-Substrate wurde bei den Wellenlängen 488 nm und 633 nm in Transmission charakterisiert. Diese Messergebnisse sind in Übereinstimmung mit der Wellenlängenabhängigkeit der Beugungstheorie. Die Intensitätsverteilung hängt von der Periode und der Stufenhöhe ab. Bei großen Perioden (3 und 4 μm) und für eine Stufenhöhe $h = 400$ nm und $h = 600$ nm zeigt die spekulare Transmission Minima, welche auch bei der winkelabhängigen Intensitätsverteilung beobachtet wurden. In diesem Fall wird das Licht nicht reflektiert oder absorbiert, sondern in höhere Ordnungen gebeugt. Dies zeigt, dass beim Transmissionsphasengitter unter bestimmten Phasenbedingungen als Funktion der Stufenhöhe die nullte Ordnung verschwindet.

Auf unterschiedlichen Transmissionsgittern wurden a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$ Dünnschichtsolarzellen abgeschieden. Während der Deposition bleibt die Gitterstruktur der Oberfläche erhalten. Der Frontkontakt (Glas/ZnO) der Solarzelle wirkt als ein Transmissionsphasengitter und der Rückkontakt (ZnO/Ag) wirkt als ein Reflexionsgitter. In Rahmen dieser Arbeit wurden die Reflexionsverluste von $\mu\text{c-Si:H}$ -Solarzellen mit statistisch rauem Substrat und periodisch strukturiertem Substrat verglichen. Der letztere Zelltyp zeigt höhere Reflexionsverluste. Dieser beträgt ca. 15 % im Wellenlängenbereich zwischen 350 nm und 600 nm. In diesem Spektralbereich ist der Reflexionsverlust bei Zellen auf rauem Substrat ca. 7 %. Trotz des Unterschieds in der Reflexion der beiden Solarzellentypen zeigen die Quantenausbeuten einen vergleichbaren Blauresponse. Die starke Variation der spekularen Transmission mit der Periode ist bei der Quantenausbeute nicht mehr wieder zu sehen. Sowohl die amorphen als auch die mikrokristallinen Solarzellen zeigen keine Abhängigkeit von der Periode. Die Beugung führt nicht zu einer Erhöhung der Quantenausbeute. Jedoch steigt I_{SC} mit zunehmender Stufenhöhe an. Eine zusätzliche periodische Strukturierung des Rückkontakts in Solarzellen konnte keine Vergrößerung der Quantenausbeute erzielen.

In dieser Arbeit wurden Strukturen mit einer Periode, die größer ist als die Wellenlänge des von der Solarzelle genutzten Spektralbereichs, realisiert. Jedoch muss in Zukunft zum einen die Periode der Struktur weiter verkleinert werden. Zum anderem könnte eine dreidimensionale Strukturierung, wie z.B. die Pyramidenstrukturen, welche zweidimensionale Transmissionsgitter darstellen, eine weitere Verbesserung des Absorptionsverhaltens der Solarzellen bewirken. Sowohl bei periodischen als auch bei statistisch rauen Strukturen wurde in dieser Arbeit die Beugung bzw. Streuung im Fernfeld beobachtet, was ungenügend ist, um eine Streuung in dem Vielschichtsystem mit rauen Grenzflächen zu untersuchen. Mit einer numerischen Rechnung zur Analyse der optischen Eigenschaften von Dünnschichtsolarzellen im Nahfeld kann man einen tieferen Einblick bekommen. Jedoch müssen in Zukunft diese Arbeiten intensiviert werden, um die starken Absorptionsverluste im TCO zu identifizieren.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Wurtzitstruktur von ZnO und kristallographische Bezeichnung einiger Kristallflächen. (Die c-Achse ist die Anisotropieachse) aus [7].	3
Abbildung 2.2: Transmission-, Reflexion- und Absorptionskurve einer 800 nm dicken ZnO:Al Schicht auf Glas (Einstrahlung auf Glasseite).	5
Abbildung 2.3: Schematische Zustandsdichteverteilung in a-Si:H im Bereich der Energielücke nach [14]. Im Bereich A liegen die ausgedehnten Zustände, im Bereich B die Valenzbandausläufer und im Bereich C die Leitungsbandausläufer.	7
Abbildung 2.4: Vergleich typischer Absorptionsspektren von a-Si:H, $\mu\text{c-Si:H}$ und c-Si in Abhängigkeit von der Photonenenergie E. (α = Absorptionskoeffizient).	8
Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Volumenstruktur von $\mu\text{c-Si:H}$ abgeschieden in einem PECVD-Verfahren auf Glas nach Houben [18].	9
Abbildung 2.6: Schematische Bandstruktur der p-i-n Solarzellen.	10
Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der pin- (links) und nip- (rechts) Solarzellen.	11
Abbildung 2.8: REM-Bruchkantenaufnahme einer a-Si:H pin-Solarzelle und Funktionsprinzip des Light Trapping nach Schöpe [23].	12
Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Sputteranlage in der Aufsicht.	15
Abbildung 3.2: HRSEM-Bruchkantenaufnahme einer ZnO-Schicht vor (links) und nach 20 s Ätzen in 0,5% HCl (rechts). Die Aufnahmen zeigen von unten nach oben die Glas/ZnO-Bruchkante und die ZnO-Oberflächenmorphologie unter einem Winkel von 65° zur Substratnormalen. Diese Abbildung ist aus [32].	17
Abbildung 3.3: Inhomogenität des Laserspot (links) und die periodische Struktur hergestellt mittels Elektronenstrahlithographie (rechts).	18
Abbildung 3.4: REM-Aufnahme eines TCO-Gitters mit einer Strukturperiode von 1,2 μm , erreicht nach 5 s Ätzzeit mittels nasschemischen Ätzens.	18
Abbildung 3.5: REM-Aufnahme eines TCO-Gitters mit einer Strukturperiode von 1,2 μm , erreicht mittels Lift-Off Prozess.	19
Abbildung 3.6: Schematische Darstellung zur Herstellung eines Transmissionsgitters.	20
Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau der verwendeten PECVD Anlage.	21
Abbildung 3.8: Schichtstruktur der a-Si:H und $\mu\text{c-Si:H}$ - p-i-n-Solarzellen.	22

Abbildung 3.9: Zellgeometrie bei pin Solarzellen.....	23
Abbildung 3.10: Messprinzip zur Messung winkelabhängiger Streuung.....	25
Abbildung 3.11: Prinzipieller Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops.....	30
Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des Solarsimulators.....	31
Abbildung 3.13: Das Spektrum des Solarsimulators im Vergleich zum AM1.5-Spektrum der Sonne.....	31
Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau des DSR-Meßplatzes.....	33
Abbildung 4.1: AFM-Bilder der Oberflächenmorphologie verschieden geätzter ZnO-Substrate. Die ZnO-Schichten wurden mit verschiedenen Ätzzeiten 5s, 15s, 25s und 50s in 0,5 % HCL geätzt. (Z-Skalierung: 1 Einheit =1 µm).....	36
Abbildung 4.2: Totale Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.....	39
Abbildung 4.3: Totale Transmission der 50 s lang geätzten Probe von beiden Seiten.....	40
Abbildung 4.4: Spekulare Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.....	40
Abbildung 4.5: Diffuse Transmission der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.....	41
Abbildung 4.6: Totale Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.....	41
Abbildung 4.7: Spekulare Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.....	42
Abbildung 4.8: Diffuse Reflexion der verschiedenen geätzten ZnO-Schichten.....	42
Abbildung 4.9: Absorption der geätzten ZnO-Schichten.....	43
Abbildung 4.10: Haze in Transmission der geätzten ZnO-Substrate (Luft/Glas/ZnO/Luft) für pin-Sollarzellen.....	44
Abbildung 4.11: Winkelabhängig verteilte Streuleistung in Transmission der geätzten ZnO-Schichten bei einer Wellenlänge $\lambda = 684$ nm.....	45
Abbildung 4.12: Haze in Transmission der geätzten ZnO-Substraten als Funktion der optischen Rauheit δ_{rms}/λ ($\lambda = 684$ nm).....	46
Abbildung 4.13: Verteilung der gestreuten Leistung auf Winkelbereiche als Funktion der optischen Rauheit δ_{rms}/λ , in Transmission. ($\lambda = 684$ nm).....	46
Abbildung 4.14: Winkelabhängig verteilte Streuleistung der geätzten ZnO Proben in Reflexion bei einer Wellenlänge $\lambda = 684$ nm. Zusätzlich ist die Intensitätsverteilung eines Lambert Streuer eingezeichnet.....	47
Abbildung 4.15: Haze in Reflexion der geätzten und mit Ag bedampften ZnO-Substrate des Mehrschichtsystems (Luft/Ag/ZnO _{geätzt} /Glas/Luft).....	48
Abbildung 4.16: Vergleich von mittels AFM-Messungen bestimmten und aus Haze-Messungen gewonnenen Oberflächenrauigkeiten δ_{rms} für die geätzten und mit Ag bedampften ZnO-Substrate (Luft /Ag /ZnO _{geätzt} /Glas /Luft).....	48
Abbildung 4.17: AFM Messungen von Reflektoren Glas/ZnOgeätzt/Ag./ZnO. (Man beachte die unterschiedliche z-Skalierung).....	49

Abbildung 4.18: Haze in Reflexion der Rückkontakte (Luft/ZnO/Ag/ZnO _{geätzt} /Glas) für nip-Solarzellen.	50
Abbildung 4.19: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten.	52
Abbildung 4.20: Reflexion von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten.	53
Abbildung 4.21: Interne Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten.	53
Abbildung 4.22: Reflexion von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt.	54
Abbildung 4.23: Transmission von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt.	55
Abbildung 4.24: Absorption von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und ohne Ag-Rückkontakt.	56
Abbildung 4.25: Absorption (1-R) von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten und mit Ag-Rückkontakt.	57
Abbildung 4.26: AFM-Bilder der Oberflächenmorphologie der ZnO-II-Schichten von unterschiedlichen $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen. Die Typenbezeichnung ist Tabelle 4.3 zu entnehmen. (z-Skalierung 1 Einheit = 1 μm).	58
Abbildung 4.27: Externe Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätztem und ungeätztem Front- bzw. Rückkontakt.	59
Abbildung 4.28: Reflexion der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätztem und ungeätztem Front- bzw. Rückkontakt.	59
Abbildung 4.29: Interne Quantenausbeute der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit geätztem und ungeätztem Front- bzw. Rückkontakt.	60
Abbildung 4.30: Reflexion von nip-Solarzellen auf verschiedenen rauen ZnO-Substraten. (Angaben sind die δ_{rms} -werte).	62
Abbildung 4.31: Externe Quantenausbeute von nip-Solarzellen auf verschiedenen rauen ZnO-Substraten.	63
Abbildung 4.32: Interne Quantenausbeute von $\mu\text{c-Si:H}$ pin- und nip-Solarzellen auf verschieden rauen ZnO-Substraten.	64
Abbildung 4.33: AFM-(links) und REM-(rechts) Aufnahmen der ZnO-I Oberfläche für eine nicht zusätzlich strukturierte nip Solarzelle (AFM: 1 Einheit = 1 μm).	64
Abbildung 4.34: AFM (links) und REM (rechts) Aufnahmen der ZnO-I Oberfläche für eine zusätzlich strukturierte $\ddot{\text{A}}$ -nip Solarzelle (1 Einheit = 1 μm).	65
Abbildung 4.35: Reflexion von Solarzellen mit nip Depositionsabfolge in den drei Konfiguration nip^{Mo} , $\ddot{\text{A}}\text{-nip}^{\text{Mo}}$ und nip^{St}	66

Abbildung 4.36: Externe Quantenausbeute von Solarzellen mit nip Depositionsabfolge in den drei Konfiguration nip ^{Mo} , Ä- nip ^{Mo} und nip St	67
Abbildung 4.37: Externe Quantenausbeute von Solarzellen mit nip Depositionsabfolge im verkapselten Zustand in den drei Konfigurationen nip ^{Mo} , Ä- nip ^{Mo} und nip St	68
Abbildung 4.38: Reflexion von Solarzellen mit nip Depositionsabfolge im verkapselten Zustand in den drei Konfigurationen nip ^{Mo} , Ä- nip ^{Mo} und nip St	69
Abbildung 4.39: Reflexion von pin-Solarzellen und verkapselten nip ^{Mo} -Solarzellen.....	70
Abbildung 4.40: Quantenausbeute von pin-Solarzellen und verkapselten nip ^{Mo} -Solarzellen.....	71
Abbildung 5.1: AFM(links)- und REM(rechts)-Aufnahme der Oberflächenmorphologie verschiedener periodisch strukturierter ZnO-Substrate. Die Stufenhöhe ist 200 nm und die Periode beträgt P = 1.4 µm a), P = 1.8 µm b) und P = 3 µm c). Die x-Achse ist senkrecht zu den TCO-Linien und die z- Achse ist senkrecht zu den TCO-Oberflächen.....	74
Abbildung 5.2: REM-Aufnahme des ZnO Substrates mit Strukturperioden von P = 2 µm, P = 4 µm und für drei verschiedene Stufenhöhen: a) h = 200 nm, b) h = 400 nm und c) h = 600 nm. Gezeigt sind jeweils, zwei unterschiedliche Vergrößerungen.....	76
Abbildung 5.3: Schematische Darstellung einer Zweispaltanordnung. (S ₁ , S ₂ : Spalte; P: Periode).....	77
Abbildung 5.4: Schematische Darstellung eines Transmissionsgitters.....	77
Abbildung 5.5: Intensitätsverteilung des Transmissionsgitters in Abhängigkeit vom Beugungswinkel für Laserlicht der Wellenlängen 488 nm (linke Seite) und 633 nm (rechts). Die Periode der Struktur P wurde für verschieden Strukturhöhen (200 nm, 400 nm und 600 nm) von 1,4 bis 4 µm variiert. Die Linie, welche zwei Maxima verbindet, zeigt nur die Tendenz der Intensitätsverteilung.	79
Abbildung 5.6: Spekulare Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von h = 200 nm.	80
Abbildung 5.7: Spekulare Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von h = 400 nm.	81
Abbildung 5.8: Spekulare Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von h = 600 nm.	81
Abbildung 5.9: Schematische Darstellung eines Transmissionsgitters als Phasenobjekt.	82
Abbildung 5.10: Totale Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 200 nm. Für die kleinste Periode von P = 1,2 µm ist zum Vergleich die spekulare Transmission aus Abbildung 5.6 mit eingezeichnet, ebenso die Transmission von glattem TCO.	83

Abbildung 5.11: Totale Transmission des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 400 nm.....	83
Abbildung 5.12: Reflexion des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 200 nm.....	84
Abbildung 5.13: Reflexion des Beugungsgitters mit verschiedenen Perioden und einer Stufenhöhe von 400 nm.....	84
Abbildung 5.14: Kurzschlussstromdichten von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern mit einer Stufenhöhe von 100 nm, 300 nm und 400nm unter AM 1.5 Beleuchtung.....	86
Abbildung 5.15: Kurzschlussstromdichten von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern mit einer Stufenhöhe von 100 nm, 300 nm und 400nm unter (AM 1.5 + OG 590) Beleuchtung.....	86
Abbildung 5.16: Kurzschlussstromdichten von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlichen Transmissionsgittern mit einer Stufenhöhe von 100 nm, 300 nm und 400nm unter (AM 1.5 + BG 7) Beleuchtung.....	87
Abbildung 5.17: Reflexion von $\mu\text{-Si:H}$ -pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 100$ nm.....	88
Abbildung 5.18: Reflexion von $\mu\text{-Si:H}$ -pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 400$ nm.....	88
Abbildung 5.19: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 100$ nm.	89
Abbildung 5.20: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten mit einer Stufenhöhe $h = 400$ nm.	89
Abbildung 5.21: Externe Quantenausbeute von $\mu\text{-Si:H}$ pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm und eine um einen Faktor zwei dickere p-Schicht.....	91
Abbildung 5.22: Externe Quantenausbeute von a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm.	92
Abbildung 5.23: Externe Quantenausbeute von a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm und eine um einen Faktor zwei dickere p-Schicht.....	92
Abbildung 5.24: Reflexion der a-Si:H pin-Solarzellen auf verschiedenen periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe $h = 100$ nm und einer Standard p-Schicht.	93
Abbildung 5.25: Kurzschlussstromdichten der a-Si:H Solarzellen bei verschiedenen Perioden und Höhen h des Beugungsgitters unter AM 1.5 Beleuchtung.....	95

Abbildung 5.26: Kurzschlussstromdichten der a-Si:H Solarzellen bei verschiedenen Perioden und Höhen h des Beugungsgitters unter (AM 1.5 + OG 590) Beleuchtung.....	95
Abbildung 5.27: Kurzschlussstromdichten der a-Si:H Solarzellen bei verschiedenen Perioden und Höhen h des Beugungsgitters unter (AM 1.5 + BG 7) Beleuchtung.....	95
Abbildung 5.28: Externe Quantenausbeute der a-Si:H-Solarzellen für eine Stufenhöhe von h = 300 nm.....	96
Abbildung 5.29: Externe Quantenausbeute der μ c-Si:H-Solarzellen für eine Stufenhöhe von h = 300 nm.....	97
Abbildung 5.30: Schematische Darstellung der pin-Solarzelle mit glattem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt.	98
Abbildung 5.31: Externe Quantenausbeute von μ c-Si:H-Solarzellen auf glattem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist h = 80 nm. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf glattem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.....	98
Abbildung 5.32: Reflexion der μ c-Si:H-Solarzellen auf glattem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist h = 80 nm. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf glattem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.	99
Abbildung 5.33: Externe Quantenausbeute der μ c-Si:H-Solarzellen auf rauem Substrat und mit Strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist h = 80 nm. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf geätztem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.....	100
Abbildung 5.34: Reflexion von μ c-Si:H-Solarzellen auf rauem Substrat und mit strukturiertem Rückkontakt. Die Stufenhöhe ist h = 80 nm. Zum Vergleich ist eine Solarzelle auf geätztem Substrat mit glattem (Standard) Rückkontakt eingetragen.....	100

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1: δ_{rms} -Rauigkeiten, Korrelationslängen a_{kor} , effektive Flankensteilheiten α und Schichtdicken d der ZnO-Ätzserie.	37
Tabelle 4.2: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich rauen ZnO-Superstraten. Die δ_{rms} -Rauigkeit bezieht sich auf das Front-ZnO-I.	51
Tabelle 4.3: Bezeichnung und Oberflächeneigenschaften (Korrelationslänge a_{kor} , Rauigkeit δ_{rms}) der $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen mit Glas/ZnO-I/pin/ZnO-II/Ag Depositionsreihenfolge.	57
Tabelle 4.4: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{c-Si:H}$ nip-Solarzellen auf Chrom-Substrat und unterschiedlich rauen ZnO-Substraten (ZnO-II). Die δ_{rms} -Rauigkeiten beziehen sich auf den Reflektor.	61
Tabelle 4.5: Rauigkeit und Korrelationslänge der nip ^{Mo} ZnO-I (nicht geätzt und geätzt). Zusätzlich eingetragen sind Werte der optimierten Substrate für nip St Solarzellen und Superstrate für pin-Solarzellen.	67
Tabelle 5.1: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe der Struktur von $h = 100$ nm.	85
Tabelle 5.2: Elektrische Kenngrößen von $\mu\text{c-Si:H}$ pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten für eine Stufenhöhe der Struktur von $h = 300$ nm.	85
Tabelle 5.3: Elektrische Kenngrößen von a-Si:H pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten bei einer Stufenhöhe von $h = 100$ nm.	94
Tabelle 5.4: Elektrische Kenngrößen von a-Si:H pin-Solarzellen auf unterschiedlich periodisch strukturierten ZnO-Substraten bei einer Stufenhöhe von $h = 300$ nm.	94

Symbole und Abkürzungen

Abkürzungen

Messgröße

a_{korr}	Korrelationslänge
AFM	Atomic Force Microscopy
AM	Air Maß Zahl
a-Si:H	Amorphes (hydrogeniertes) Silizium
DSR	Differential Spectral Response
EQE	Externe Quantenausbeute
FF	Füllfaktor
h	Stufenhöhe
η	Solarzellenwirkungsgrad
IPV	Institut für Photovoltaik, Forschungszentrum Jülich
IQE	Interne Quantenausbeute
I_{sc}	Kurzschlussstrom
n	Brechungsindex
$\mu\text{c-Si:H}$	Mikrokristallines (hydrogeniertes) Silizium
P	Periode
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
QE	Quantenausbeute
δ_{rms}	Root mean square – mittleres Fehlerquadrat
R	Reflexion
REM	Rasterelektronenmikroskop
T	Transmission
TCO	Transparent Conductive Oxide
V_{oc}	Offene Klemmenspannung
ZnO	Zinkoxid
ZnO:Al	Aluminium-dotiertes Zinkoxid
λ	Wellenlänge

Literaturverzeichnis

-
- [1] J. M. WOODCOCK, H. SCHADE, H. MAURUS, B. DIMMLER, J. SPRINGER, A. RICAUD. a study of the upscaling of thin film solar cell manufacture towards 500 MWp per annum. In Proc. of the 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona 857-860 (1997).
- [2] H. SCHADE, P. LECHNER, R. GEYER, W. FRAMMELSBERGER, H. RÜBEL, M. SCHMID, H. MAURUS, W. HOFFMAN. Application-related features of a-Si based PV technologie. In Proc. of the 2nd World Conf. On Photovoltaic Solar Energy Conversion, Vienna, Austria 2054-2057 (1998).
- [3] R. H. BOSSERT, C. J. J. TOOL, J. A. M. VAN ROOSMALEN, C. H. M. WENTIK und M. J. M. DE VAN. Thin-Film Solar Cells (2000). Report von Novem, Report-Nr. DV 1.1.170.
- [4] K. ZWEIBEL. Issues in thin film PV manufacturing cost reduction. Solar Energy Materials and Solar Cells **59** 1-18 (1999).
- [5] C. BENEKING, W. A. NOSITSCHKA, O. KLUTH, G. SCHÖPE, F. BIRMANS, H. SIEKMAN, B. RECH. In Proc. of the 16th E-PVSEC, Glasgow (2000).
- [6] W. HIRSCHWALD et al. Zinc Oxide. Current Topics in Materials Science **7**, 148 (1981)
- [7] G. HEILAND und P. KUNSTMANN. Polar Surfaces of Zinc Oxide Crystals. Surface Science **13**, 72 (1969).
- [8] H. LÜTH. Surfaces and Interfaces of Solid Materials. Springer Verlag (1995).
- [9] B. E. SERNELIUS, K. F. BERGGREN, Z. C. JIN, I. HAMBERG und C. G. GRANQVIST. Bandgap tailoring of ZnO by means of heavy Al doping. Phys. Rev. **B37**, 10244 (1988).
- [10] G. TAO. Optical Modeling and Characterization of Hydrogenated Amorphous Silicon Solar Cells. Dissertation, Technische Universität Delf (1994).
- [11] K. L. CHOPRA, S. MAJOR und D. K. PANDYA. Transparent Conductors-A Status Revue. Thin Solid Films **102**, 1-46, (1983).
- [12] H. Lüth. Surfaces and Interfaces of Solid Materials. Springer Verlag (1995).
- [13] W. E. SPEAR und P. G. LECOMBER. Substitutional Doping of Amorphous Silicon. Solid State Communications **17**, 1193-1196 (1975).
- [14] W. FUHS. Amorphe Materialien für Dünnschichtsolarzellen. In Solarzellen, D. Meissner (Hrsg), S. 59 – 70. Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden (1993).

-
- [15] H. STIEBIG, T. BRAMMER, J. ZIMMER, A. LAMBERTZ, N. SENOUSSAOUI and H. WAGNER. Microcrystalline Silicon Pin Solar Cells – Investigation of the Opto-electronic Properties. *Rev. Energ. Ren.* Vol 2, n° 2, pp. **99** (1999).
- [16] T. BRAMMER. Die optoelektronischen Eigenschaften von mikrokristallinen Silizium Solarzellen. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (2001).
- [17] S. KLEIN. Microcrystalline Silicon Prepared by Hot Wire CVD: Preparation and Characterisation of Material and Solar Cells. Dissertation, Fakultät für Physik der Technischen Universität München. (2003).
- [18] L. HOUBEN, M. LUYSBERG, P. HAPKE, R. CARIUS, F. FINGER und Wagner. Structural Properties of Mikrokristallines Silicon in the Transition from Highly Crystalline to Amorphous Growth. *Philosophical Magazine A* **77** (6) 1447-1460 (1998).
- [19] L. HOUBEN. Plasmaabscheidung von mikrokristallinen Silizium : Merkmale der Mikrostruktur und deren Deutung im Sinne von Wachstumsvorgängen. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. (1998).
- [20] A. BANERJEE and S. GUHA. *Appl. Phys.* **69**, 1030 (1991).
- [21] K. YAMAMOTO, M. YOSHIMI, T. SUZUKI, Y. TAWADA, Y. OKAMOTO, A. NAKAJIMA. In Proc. of the 2nd World Conf. On Photovoltaic Solar Energy Conversion, Vienne, Austria (1998).
- [22] M. ZEMAN, R.A.C.C.M.M. van SWAAIJ, M. ZUIDDAM, J. W. METSELAAR, and R.E.I. SCHROPP. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **557**, 725-730 (1999).
- [23] G. SCHÖPE. DC-Sputtern transparenter, leitfähiger Zinkoxidschichten für Dünnschicht solarzellen von metallischen Zn:Al-Targets.
- [24] P. LECHNER, R. GEYER, H. SCHADE, B. RECH und J. MÜLLER. Detailed Accounting for Quantum Efficiency and Optical Losses in a-Si:H Based Solar Cells. In Proc. of the 28th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. S. 861-864 (2000).
- [25] N. SENOUSSAOUI, T. REPMANN, T. BRAMMER, H. STIEBIG, H. WAGNER. Optical Properties of Microcrystalline Thin Film Solar cells. *Rev. Energ. Ren.* Vol 3, n° 1, (2001).
- [26] B. RECH und H. WAGNER. Potential of amorphous silicon for Solar cells. *Applied Physics A* **69** 155-167 (1999).
- [27] C. BENEKING, R. RECH, S. WIEDER, O. KLUTH, H. WAGNER, W. FRAMMELBERGER, R. GEYER, P. LECHNER, H. RÜBEL und H. SCHADE. Recent developments of silicon thin film solar cells on glass substrates. *Thin Films* **351**, 241-246 (1999).
- [28] J. MÜLLER, G. SCHÖPE, O. KLUTH, B. RECH, M. KUSKE, J. TRUBE, B. SZYSZKA, X. JIANG und G. BRÄUER. Upscaling of texture-etched zinc oxid substrates for silicon thin film solar cells. *Thin Solid Films* **392**, 327-333 (2001)
- [29] H. STIEBIG, T. BRAMMER, T. REPMANN, O. KLUTH, N. SENOUSSAOUI, A. LAMBERTZ and H. WAGNER. Light scattering in $\mu\text{c-Si:H}$ thin film solar cells. In Proc. of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow, Scotland. S. 549-552 (2000). ISBN: 1902916182.
- [30] N. SCHULTZ. Präparation und Charakterisierung transparenter Metalloxid-Schichten für Solarzellen aus amorphem Silizium. Diplomarbeit, RWTH Aachen (1994).

-
- [31] O.KLUTH. Texturierte Zinkoxidschichten für Silizium-Dünnschichtsolarzellen. Dissertation, RWTH Aachen (2001).
- [32] O. KLUTH, A. LÖFFL, S. WIEDER, C. BENEKING, W. APPENZELLER, L. HOUBEN, B. RECH, W. HERIBERT, S. HOFFMAN, R. WASER, J. A. SELVAN und H. KEPPNER. Texture Etched Al-doped ZnO: A New Material for Enhanced Light Trapping in Thin Film Solar Cells. In Proc. of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. S.715. Anaheim (1997).
- [33] O.KLUTH. Texturierte Zinkoxidschichten für Silizium-Dünnschichtsolarzellen. Dissertation, RWTH Aachen (2001).
- [34] B.N.CHAPMAN. Glow Discharge Processes. John Wiley & Sons, New York (1980).
- [35] R. A. HAEFER. Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie Teil I, Beschichtungen von Oberflächen. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (1987).
- [36] H.FREY und G. KIENEL. Dünnschichttechnologie. VDI Verlag, Düsseldorf (1987).
- [37] A.MADAN und M. P. SHAW. The Physics and Application of Amorphous Semiconductors. Academic Press, Boston (1988).
- [38] W. LUFT und Y. S. TSUO. Hydrogenated Amorphous Silicon Alloy Deposition Processes. Applied physics series. Marcel Dekker, Inc., New York, Basel, Hong-Kong (1993).
- [39] G. BRUNO, P. CAPEZZUTO und A. MADAN. Plasma Deposition of Amorphous Silicon-Based Materials. Plasma-Materials Interactions. Academic Press, Boston, San Diego, New York, Berkeley, London, Sydney, Tokyo, Toronto (1995).
- [40] C. BENEKING, B. RECH, M. KOLTER; W. APPENZELLER, und H. WAGNER. Requisites for the Development of Efficient, Highly Stable Amorphous Silicon Solar Cells. In Technical Digest of the International PVSEC-9, S. 355 Miyazaki, Japan (1996).
- [41] P. HAPKE. VHF-Plasmaabscheidung von mikrokristallinem Silizium ($\mu\text{c-Si:H}$): Einfluss der Plasmaanregungsfrequenz auf die strukturellen und elektrischen Eigenschaften. Dissertation, RWTH Aachen (1995).
- [42] P. TORRES. Hydrogenated Microcrystalline Silicon Deposited by VHF-GD for Thin Film Solar Cells. Dissertation, Université de Neuchâtel, Schweiz (1999).
- [43] T.ROSCHEK. Entwicklung mikrokristalliner p-Schichten mittels RF-PECVD für Silizium-Dünnschichtsolarzellen mit ZnO-Frontkontakt. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität (1999).
- [44] O.VETTERL. On the Physics of microcrystalline Silicon Thin Film Solar Cells. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (2001).
- [45] B. RECH. Solarzellen aus amorphem Silizium mit hohem stabilem Wirkungsgrad. Dissertation, RWTH Aachen (1997).
- [46] T. REPMANN. Stapelsolarzellen aus amorphem und mikrokristallinem Silizium, prozess- und Modulentwicklung. Dissertation, RWTH Aachen (2003).
- [47] J. WALLINGA. Textured transparent electrodes and series integration for amorphous silicon solar cells. Dissertation an der Universität Utrecht, S. 50, 1998.

-
- [48] J. M. BENNETT, Lars Mattson. Introduction to Surface Roughness and Scattering. Optical Society of America, 1989.
- [49] G. PFEFFERKORN. Einführung in den Grundkurs, Die Rasterelektronenmikroskopie, ihre Voraussetzung und Einsatzmöglichkeiten. Kurse über Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und der Mikroanalyse, Münster, 1986.
- [50] S. FAY, S. DUBAIL, U. KROLL, J. MEIER, Y. ZIEGLER, A. SHAH. In Proc. of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow, UK, p. 361 (2000).
- [51] T. REPMANN. Experimentelle Untersuchung der optischen Einkopplung in Dünnschichtsolarzellen auf der Basis von amorphem und mikrokristallinem Silizium. Diplomarbeit, RWTH Aachen (1999).
- [52] O. KLUTH, A. LÖFFL, S. WIEDER, C. BENEKING, L. HOUBEN, B. RECH, H. WAGNER, S. WASER, J.A. SELVAN, H. KEPPNER. Texture Etched Al-doped ZnO: A new Material for Enhanced Light Trapping in Thin Film Solar Cells. In Proc. of the 26th IEEE PVSC, Anaheim, CA, pp. 715-718 (1997).
- [53] A. LÖFFL, S. WIEDER, B. RECH, O. KLUTH, C. BENEKING, H. WAGNER. In Proc. of the 14th European Photovoltaic Energy Conference, pp. 2089-2092 (1997).
- [54] JACQUES I. PANKOVE. Optical processes in semiconductors. International Standard Book Number: 0-486-60275-3.
- [55] Y. GOTOH, A. ADACHI und M. MIZUHASHI. Asahi Garasu Kenkyu Hokoku. Repts. Res. Lab. Asahi Glass Co. Ltd **37** [1] 13 (1987).
- [56] H. E. BENNETT and J. O. PORTEUS. Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence. Journal of the optical society of America **51**, 123-129 (1961).
- [57] P. BECKMAN, A. SPIZZICHINO. The Scattering of Elektromagnetic Waves from Rough Surfaces. Pergamon (1963).
- [58] M. ZEMAN, Racmm. VAN SWAAIJ, JW. METSELAAR. Optical modelling of a-Si:H solar cells with rough interfaces: Effect of back contact and interfaces roughness. Journal of Applied Physics **88**, 6436-6443 (2000).
- [59] J. KRC, F. SMOLE, M. TOPIC. Analysis of Light Scattering in Amorphous Si:H Solar Cells by a One-Dimensional Semi-coherent Optical Model. Prog. Photovolt: Res. Appl. **11** 15-26 (2003).
- [60] F. LEBLANC, J. PERRIN, J. SCHMITT. Numerical modeling of the optical properties of amorphous silicon based PIN solar cells deposited on rough transparent conducting oxide substrates. Journal of Applied Physics **75**, 1074-1087 (1994).
- [61] G. TAO, M. ZEMAN, JW. METSELAAR. Accurate generation rate profiles in a-Si:H solar cells with textured TCO substrates. Solar Energy Materials and Solar Cells **34**, 359-366 (1994).
- [62] Y. HISHIKAWA, H. TARI, S. KIYAMA. Numerical analysis on the optical confinement and optical loss in high-efficiency a-Si Solar cells with textured surfaces. In Proc. of the 11th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Sapporo, 219-220 (1999).

-
- [63] B. SOPORI, J. MADJDPOUR, Y. ZHANG, W. CHEN, S. GUHA, J. YANG, A. BANERJEE, S. HEGEDUS. Optical modelling of a-Si solar cells. *Materials Research Society Symposium Proceeding* **557**, 755-760 (1999).
- [64] J. KRC, M. TOPIC, M. VUKADINOPVIC, F. SMOLE. Optical modelling of a-Si:H-based solar cells with smooth and rough boundaries. In *Proc. of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow* 522-525 (2000).
- [65] J. OUWENS DAEY, M. ZEMAN, J. LÖFFLER, REI. SCHROPP. Sensitivity of optical constants to the spectral absorption in a-Si:H solar cells. In *Proc. of the 16th E-PVSEC, Glasgow* 405-408 (2000).
- [66] D. BEAGLEHOLE, O. HUNDERI. *Physical Review B*, **2** (2) (1970) 309.
- [67] J. SPRINGER, B. RECH, T. REPMANN, H. SIEKMANN, W. REETZ, J. MÜLLER, M. RUSKE, M. VANECEK. Light Trapping and Optical Losses in Microcrystalline Silicon pin Solar Cells on Textured Glass/ZnO-Substrates. In *Proc. of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Munich*, 2869-2872 (2002).
- [68] O. VETTERL, R. CARIUS, L. HOUBEN, C. SCHOLTEN, M. LUYBERG, A. LAMBERZ, F. FINGER, H. WAGNER. Effects of structural properties of μ c-Si:H absorber layers on solar cell performance. In *Mater. Res. Soc. Proc.*, Vol. 609 (2000). A15.2.
- [69] T. BRAMMER, W. REETZ, N. SENOUSSAOUI, O. VETTERL, O. KLUTH, B. RECH, H. STIEBIG and H. WAGNER. Optical Properties of Silicon Based Thin Film Solar Cells in Substrate and Superstrate Configuration. *Solar Energy Materials and Solar Cells Vol* **74**, 469-478 (2002).
- [70] S. R. CHITRE. *Conf. Record of the 13th IEEE Photovoltaic Specialists Conference* 152 (1978).
- [71] E. L. PORTNOI, Yu. V. KOVALCHUK, G. V. OSTROVSKAYA, A. S. PISKARSKA, V. I. SKOPINA, V. I. SMILGYAVICHYUS, and V. B. SMIRNITSKI. *Zh. Tekh. Fiz., Pisma* **8**, 201 (1982).
- [72] Yu. V. KOVALCHUK, E. L. PORTNOI, V. I. SKOPINA, V. B. SMIRNITSKI, O. V. SMOLSKI, and I. A. SOKOLOV. *Tekh. Fiz., Pisma* **9**, 365 (1983).
- [73] M. HEINTZE; P. V. SANTOS, C. E. NEBEL, and M. STUTZMANN. *Appl. Phys. Letters* **64**, 3148 (1994).
- [74] M. STUTZMANN, C. E. NEBEL, G. GROOS, J. ZIMMER, B. DAHLHEIMER, and M. KELLY. Lateral structuring of thin semiconductor films by laser Laser interference techniques. *Laser 1995, Proc. 12. Inter. Cong. München*, p. 955, Springer 1996.
- [75] C. E. NEBEL, B. DAHLHEIMER, S. SCHÖNIGER, M. STUTZMANN. Submicron silicon structures for thin film solar cells, *phys. Stat. Sol. (b)* **194**, 55 (1996).
- [76] J. ZIMMER, H. STIEBIG, H. WAGNER. Optoelectronic properties of laterally structured solar cells based on a-Si:H. In *Proc. of the 15th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, p. 944, Wien (1998).

- [77] N. SENOUSSAOUI, M. KRAUSE, J. MÜLLER, E. BUNTE, T. BRAMMER, H. STIEBIG. Thin-film solar cells with periodic grating coupler. *Thin Solid Films* (2003) in press.
- [78] E. HECHT. *Optik*. 3. vollständig überarbeitete Auflage. München, Wien, Oldenburg, 2001. ISBN 3-486-24917-7.
- [79] H. STIEBIG, A. KREISEL, K. WINZ, M. MEER, N. SCHULTZ, C. BENEKING, TH. EICKHOFF und H. WAGNER. Spectral response modeling of a-Si:H solar cells using accurate light absorption profiles. In *Proc. of the 24th IEEE Photovoltaic Specialists Conf.*, S. 603-606 (1994).
- [80] H. STIEBIG, F. SIEBKE. Improved analysis of the constant photocurrent method. *Phil. Mag. B* **72**, 489 (1995).