

Solarzelle

Moritz Bubek, Christian Kasztelan
bubek@gmx.de, christian.kasztelan@uni-konstanz.de

20. März 2003

Der Photovoltaische Effekt ermöglicht die direkte Umwandlung der solaren Strahlungsenergie in elektrische Energie. Dieser Effekt tritt in Festkörpern auf. Dabei wird die Strahlungsenergie mittels des lichtelektrischen Effektes direkt auf die Elektronen im Festkörper übertragen. Beim photovoltaischen Effekt entsteht eine elektrische Spannung als Folge der Absorption der ionischen Strahlung. Dieser Effekt tritt nur dann auf, wenn eine Potentialbarriere im unbelichteten Festkörper besteht, an der die durch den inneren Photoeffekt erzeugten positiven und negativen Ladungsträger getrennt und auf verschiedene Seiten der Potentialbarriere gebracht werden. Hierbei entsteht eine elektrische Leistung.

1 Theorie

1.1 Bändermodell

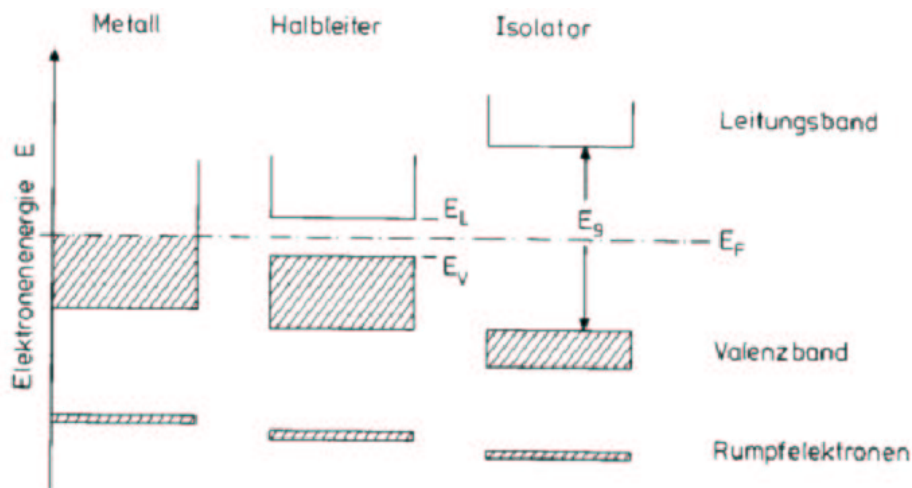
In den Festkörpern existieren Energiebänder, in denen sich die Elektronen aufhalten dürfen und dazwischen sogenannte verbotene Bänder. Die elektrischen Eigenschaften eines Materials werden von der Verteilung der Elektronen in den Bändern bestimmt. Das Pauli-Prinzip erlaubt, dass sich höchstens zwei Elektronen auf einem Energieniveau befinden. Das bedeutet, dass bei tiefen Temperaturen alle Energieniveaus eines Festkörpers bis zu einem bestimmten Niveau besetzt sind. Dieses Niveau heißt das Fermi-Niveau. Bei höheren Temperaturen besitzen einige Elektronen Energien, die über Fermi-Niveau liegen. Die Beetzungswahrscheinlichkeit $F(E)$ eines erlaubten Energieniveaus E über der Fermi-Energie E_F wird durch die Fermi-Dirac Verteilung geregelt:

$$F(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \quad (1)$$

1.2 Leitungsmechanismus

Im thermodynamischen Gleichgewicht ist das Fermi-Niveau im gesamten Festkörper konstant. Ein leeres Band kann nicht zum Stromtransport beitragen, aber auch ein vollständig gefülltes nicht. Das bei tiefen Temperaturen energetisch höchste vollständig gefüllte Band heißt Valenzband (VB), das nächst höhere Band bezeichnet man als Leitungsband (LB). Mit diesem Energiemodell läßt sich der Unterschied zwischen Metall, Isolator und Halbleiter physikalisch erklären.

1. Metalle haben eine Fermi-Energie, die innerhalb der erlaubten Bänder liegt. Elektronen können leicht Energien aufnehmen und zum Stromfluß beitragen.
2. Isolatoren haben ein vollständig gefülltes oberes Band und eine große Energielücke zum nächsthöheren leeren Band. Das Fermi-Niveau liegt hier in der Energielücke E_g .
3. Ein Halbleiter ist ein Isolator mit einer schmalen (Größenordnung 1eV) Energielücke. Deshalb können relativ leicht Elektronen durch thermische oder optische Anregung vom Valenzband ins Leitungsband gebracht werden. Wenn ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband angeregt wird, hinterläßt es eine Leerstelle im Valenzband, die als Loch bezeichnet wird.

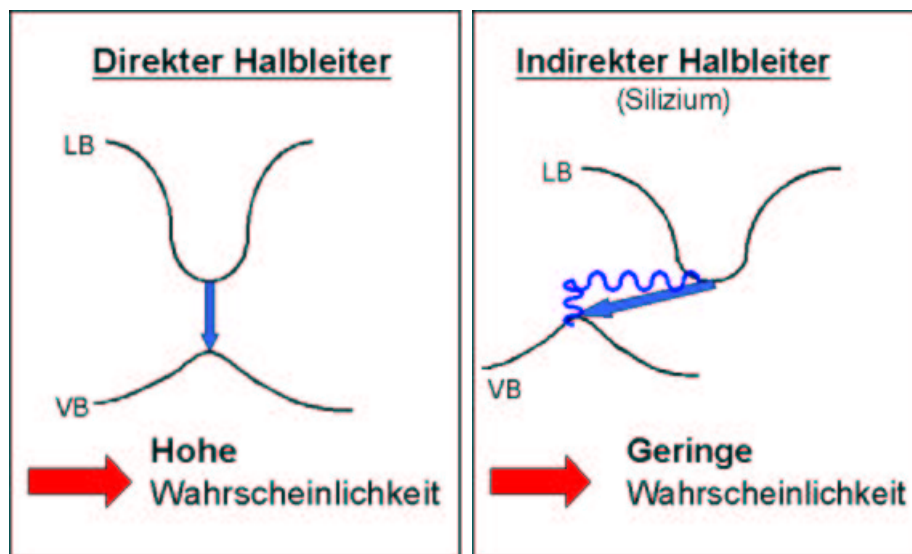


Ein Elektron in der Nähe dieses Loches kann jetzt diese Leerstelle auffüllen, hinterläßt aber ein neues Loch an seiner ursprünglichen Stelle. Dieser

Prozeß kann sich beliebig oft wiederholen. Strom wird in Wirklichkeit von den Elektronen getragen, man kann aber auch durch positiv geladene Löcher mit entgegengesetzter Bewegungsrichtung interpretieren. Ladungstransport in einem Halbleiter wird also durch Elektronen im Leitungsband und durch Löcher im Valenzband bewirkt.

Abhängig von der Bandstruktur des Halbleiters unterscheidet man eine direkte und eine indirekte Absorption.

1. direkter Halbleiter: Bei der direkten Absorption haben die Oberkante des Valenzbandes und die Unterkante des Leitungsbandes den gleichen Impuls. Bei der optischen Absorption geschieht der Übergang des Elektrons vom Valenzband ins Leitungsband direkt; dabei bleiben Energie und Impuls erhalten. Der Übergang ist sehr wahrscheinlich, der Absorptionskoeffizient sehr groß.
2. indirekter Halbleiter: Haben die Oberkante VB und Unterkante LB nicht den gleichen Impuls, so resultiert eine indirekte optische Absorption. Beim Übergang eines Elektrons vom VB ins LB muß gleichzeitig ein Phonon absorbiert oder emittiert werden, um die Impulsdifferenz zu übernehmen.



Da der indirekte Absorptionprozeß noch ein zusätzliches Phonon benötigt, ist es leicht einzusehen, dass Lichtabsorption durch indirekte Absorption wesentlich unwahrscheinlicher als direkte Absorption ist. Eine typische Dicke für 90% Absorption bei indirekten Halbleitern ist $70 - 100 \mu m$, während

direkt absorbierende Materialien für den gleichen Zweck nur eine Dicke von $1 - 3 \mu m$ benötigen.

1.3 Der intrinsische Halbleiter

Der intrinsische Halbleiter ist nicht dotiert und hat idealerweise keine erlaubten Elektronenzustände zwischen Valenzband und Leitungsband. Die Elektronen verteilen sich nach den Gesetzen für ein ideales Fermigas über Valenz- und Leitungsband mit den effektiven Zustandsdichten

$$N_{LB} = 2 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{bzw.} \quad N_{VB} = 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2)$$

Da die Bandlücke im allgemeinen groß gegen $k_B T$ ist, folgt $(E - E_F) \ll k_B T$, und wir können die Fermi-Verteilung im Leitungsband durch die Boltzmann-Verteilung annähern. Die Gesamtzahl der Elektronen und Löcher pro Volumeneinheit ist

$$n(E) = N_{LB} \exp\left(\frac{E_F - E_{LB}}{k_B T}\right) \quad \text{Dichte im Leitungsband} \quad (3)$$

$$p(E) = N_{VB} \exp\left(\frac{E_{VB} - E_F}{k_B T}\right) \quad \text{Dicht im Valenzband} \quad (4)$$

Mit der Neutralitätsbedingung $p = n$ folgt

$$\frac{N_{VB}}{N_{LB}} = \exp\left(\frac{2E_F - E_{VB} - E_{LB}}{k_B T}\right) \quad (5)$$

woraus sich das Fermi-Energie ergibt

$$E_F = \frac{1}{2}(E_{VB} + E_{LB}) + \frac{1}{2}k_B T \ln\left(\frac{N_{VB}}{N_{LB}}\right) \quad (6)$$

Die Fermi-Energie E_F liegt bei $T = 0$ in der Mitte der verbotenen Zone zwischen Valenz- und Leitungsband, in der die Zustandsdichten Null sind.

Für das Produkt $n \cdot p$ folgt mit $E_g = E_{LB} - E_{VB}$

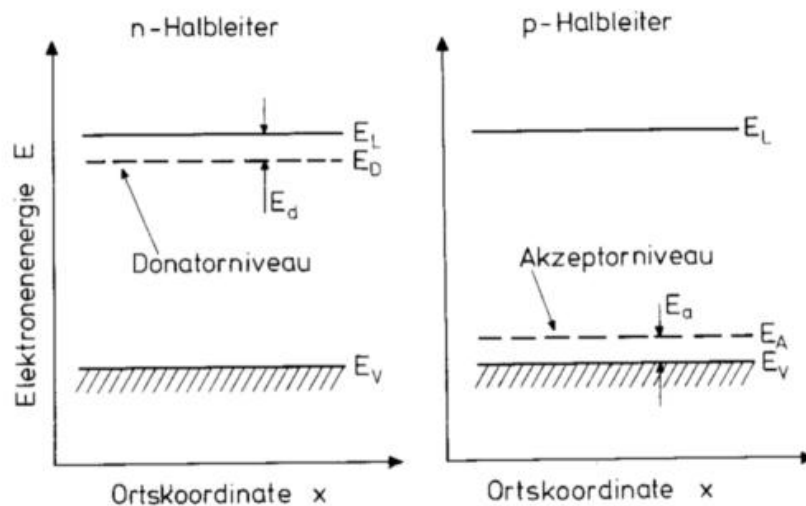
$$n \cdot p = N_{LB} N_{VB} \exp\left(\frac{-E_g}{k_B T}\right) = n_i^2 \quad (7)$$

Das Produkt von $n \cdot p$ ist unabhängig von der Lage der Fermi-Energie. Es hängt nur vom Bandabstand E_g und von der Temperatur T ab. Mit steigender Temperatur wächst die Ladungsträgerkonzentration exponentiell an.

1.4 Der dotierte Halbleiter

Man kann in einen reinen Halbleiter Fremdatome einbauen. Je nach Auswahl der Dotieratome entstehen dabei:

1. Donatoren: Ersatz eines vierwertigen Silizium-Atoms durch ein fünfwertiges Atom (z.B. Phosphor oder Arsen) führt zu einem überschüssigen, durch die Coulomb-Anziehung nur locker gebundenen Elektron, das mit einer Energie (ca. $0,02eV$), die wesentlich geringer ist als die Breite der Energielücke (ca. $1,2eV$) ist, ins Leitungsband angeregt werden kann. Das Fermi-Niveau ist von der Mitte der Energielücke in Richtung Leitungsband verschoben. Der Stromtransport erfolgt nur mittels Elektronen, es wird als n-Halbleiter bezeichnet.
2. Akzeptoren: Ersatz durch ein dreiwertiges Element (z.B. Al), führt zu einem Mangel von einem Elektron. Ein Elektron aus dem Valenzband des Siliziums kann mit einem Energieaufwand an diese Stelle springen, der wieder wesentlich geringer als die Energielücke ist. Der Sprung eines Elektrons an eine solche Position führt zu einem Loch im Valenzband und damit zur Stromleitung mittels positiver Löcher. Das Fermi-Niveau ist nun von der Mitte der Energielücke in Richtung Valenzband verschoben. Der Stromtransport erfolgt über positive Löcher, es wird als p-Halbleiter bezeichnet.



Die durch die Dotierung erzeugten zusätzlichen Ladungsträger nennt man Majoritätsladungsträger. Sie sind im Gegensatz zu den Minoritätsladungsträgern, nicht durch die Rekombination gefährdet. Da im dotierten Halbleiter $n \approx N_D$ bzw. $p \approx N_A$ gilt liegen die verschobenen Fermi-Niveaus bei

$$E_F = E_{LB} - k_B T \ln \left(\frac{N_{LB}}{N_D} \right) \quad (8)$$

$$E_F = E_{VB} + k_B T \ln \left(\frac{N_{VB}}{N_A} \right) \quad (9)$$

2 Ströme im Halbleiter

2.1 Feldströme

Legt man an einen Halbleiter eine äußere Spannung U , so erzeugt man einen Strom

$$I = \sigma E \quad \text{mit} \quad \sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) = n_i e(\mu_n + \mu_p) \quad (10)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit ist durch die starke Zunahme der intrinsischen Ladungsträgerdichte $n_i(T)$ mit steigender Temperatur und die Abnahme der Beweglichkeit μ_i bestimmt.

2.2 Diffusionsströme

Ladungsträger werden durch Dichteschwankungen angetrieben

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = -D_n \frac{dn}{dx} &\Rightarrow I_n = +eD_n \frac{dn}{dx} \\ I_p &= -eD_p \frac{dp}{dx} \end{aligned} \quad (11)$$

Mobilität und Diffusionskonstante sind durch Einstein-Beziehung miteinander verknüpft

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (12)$$

Feld- und Diffusionsströme ergeben zusammen die Transportströme

$$\begin{aligned} I_n &= e \left(n\mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right) \\ I_p &= e \left(p\mu_p E - D_p \frac{dp}{dx} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

2.3 Generations- und Rekombinationsströme

Die Absorption von Licht erzeugt Elektronen-Loch-Paare. Die Konzentration von Ladungsträgern ist deshalb während der Beleuchtung höher als im Dunkeln. Wenn das Licht abgeschaltet wird, kehren die Ladungsträger zu ihrer Gleichgewichtskonzentration im Dunkeln zurück. Der Rückkehrprozeß heißt Rekombination und ist der umgekehrte Prozeß zur Generation durch Lichtabsorption. Rekombination geschieht selbstverständlich auch während der Generation, die sich bei Belichtung einstellende Ladungsträgerkonzentration ist das Ergebnis zweier entgegengesetzt ablaufender Prozesse. In dem durch einen Lichtblitz beleuchteten Halbleiter wird eine zusätzliche Ladungsträgerkonzentration Δn im Leitungsband erzeugt. Diese überschüssigen Ladungsträger zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer τ , indem sie mit den Löchern rekombinieren. Werden die lichtgenerierten Ladungsträger nicht durch Kontakte abgeführt, stellt sich bei gleichmäßiger Beleuchtung ein Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination ein. Die Rekombinationsrate wird durch die Lebensdauer bestimmt:

$$\tau = \frac{\Delta n}{R} \quad (14)$$

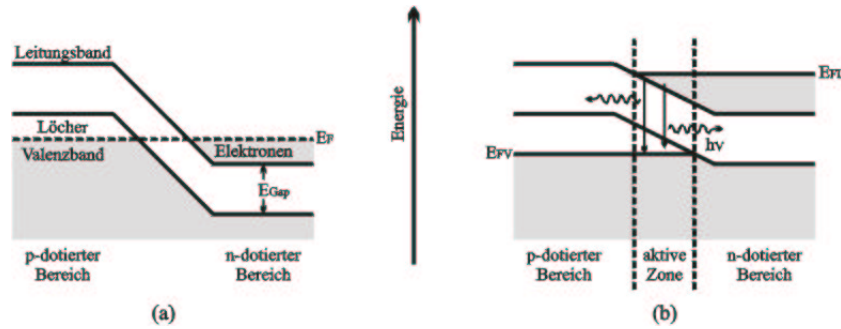
Die Generationsrate ist abhängig von der Lichtwellenlänge und speziellen (mikroskopischen) Eigenschaften des Halbleiters. Die Lebensdauer τ ist stark abhängig von der Konzentration rekombinationsaktiver Störzustände im Halbleiter. Unreinheiten, Versetzungen, Korngrenzen und insbesondere Oberflächen stellen besonders rekombinationsaktive Bereiche dar.

Während ihrer Lebensdauer können die Ladungsträger im Kristall eine gewisse Strecke zurücklegen, bis sie rekombinieren. Man bezeichnet die durchschnittliche Werlänge, die ein Ladungsträger zwischen Ort seiner Entstehung und dem Ort seiner Rekombination zurücklegen kann, als Diffusionslänge $L = \sqrt{D\tau}$. Oberflächen dünner Halbleiter mit hoher Diffusionslänge reduzieren demnach besonders stark die effektive Lebensdauer.

3 Der p/n-Übergang

3.1 Offener p/n-Übergang

Im n-Gebiet sind sehr viele Elektronen, im p-Gebiet sehr viele Löcher vorhanden. Die Konzentrationsunterschiede führen dazu, dass aus dem n-Gebiet Elektronen ins p-Gebiet und aus p-Gebiet Löcher ins n-Gebiet diffundieren. Es entstehen Diffusionsströme, von Elektronen zum p-Gebiet hin und Diffusionsströme von Löchern zum n-Gebiet hin. Durch Defizite an Elektronen



bzw. Löchern der vorher neutralen Gebiete, entstehen den Diffusionsströmen entgegengesetzte Feldströme.

$$\begin{aligned}
 en\mu E = -eD_n \frac{dn}{dx} \quad \Rightarrow \text{Potentialgefälle} \quad E = \frac{d\phi}{dx} &= \frac{k_B T}{en} \frac{dn}{dx} \Big| \cdot dx \\
 d\phi &= \frac{k_B T}{ne} dn \Big| \int_n^p \dots \quad (15) \\
 \Rightarrow \phi_p - \phi_n &= -\frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{n_{p0}}{n_{n0}} \right) = U_D
 \end{aligned}$$

Zur Ermittlung des Potentialunterschieds zwischen p- und n-Gebiet wird entlang der E-Feldlinien integriert. Die ermittelte Diffusionsspannung U_D ist abhängig vom Konzentrationsgefälle der Ladungsträger im Leitungsband. Dabei n_{p0} die Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband des p-Halbleiters außerhalb des Einflußbereichs des p/n-Übergangs, n_{n0} das Analogon im n-Gebiet. In einem System im thermischen Gleichgewicht muß das Fermi-Niveau überall gleich sein. Das führt dazu, dass es am Übergang von p- zum n-Halbleiter zu einer Bandverbiegung kommen muß. Die Bänder des p-Halbleiters sind um U_D gegen die Bänder des n-Halbleiters energetisch nach unten verschoben.

Durch die Dotierung ist $n_{n0} \approx N_D$ und $n_{p0} \approx N_A$ vorgegeben. Wie schon erwähnt, gilt das Massenwirkungsgesetz $n \cdot p = n_i^2$ auch im dotierten Halbleiter. Daraus folgt $n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$. Damit erhält man

$$U_D = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (16)$$

Im Bereich der Bandverbiegung herrscht ein Mangel an beweglichen Ladungsträgern, dieses Gebiet wird Raumladungszone genannt. Charakteristisch für die Raumladungszone ist, dass die Ladungsträgermobilität aufgrund der geringen Dichte mobiler Ladungsträger dort sehr hoch ist.

3.2 Der belastete p/n-Übergang

Eine am p/n-Übergang außen angelegte Spannung U_A ändert die Bandverbiegung im Bereich der Grenzfläche. Anlegen einer negativen Spannung (Durchlaßrichtung) am n-Gebiet verringert die Diffusionsspannung, verkleinert die elektrische Feldstärke und damit die Feldströme. Diese kompensieren jetzt nicht mehr, die Diffusionsströme der Elektronen und Löcher. Es fließt ein Netto-Diffusionsstrom. Z.B. ist der Diffusionsstrom der Elektronen

$$I_n = eD_N \frac{dn}{dx} \quad (17)$$

der wegen fehlender Generation gemäß $\frac{1}{e} \frac{dI_n}{dx} = R$ teilweise der Rekombination zum Opfer fällt.

Die Änderungen der Minoritätsladungsträgerkonzentration an der Grenze zur Raumladungszone sind

$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{U_A}{U_D}\right) \quad p_n = p_{p0} \exp\left(\frac{U_A}{U_D}\right) \quad (18)$$

Ableiten von (17) nach dx und Einsetzen der Rekombinationsrelation führt auf folgende Differentialgleichung, wobei nach (14) $R = \frac{\Delta n}{\tau}$ ist

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (19)$$

mit $\Delta n = (n_p - n_{p0})$. Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung (19) hat die Form

$$n_p(x) = n_{p0} \left(1 + \exp\left(\frac{-x}{L_n}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{eU_A}{k_B T}\right) - 1 \right) \right) \quad (20)$$

Diese Lösung eingesetzt in (17) ergibt

$$I_n = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \exp\left(\frac{-x}{L_n}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{eU_A}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad (21)$$

mit $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, der Diffusionslänge der Elektronen.

Aus einer analogen Rechnung folgt die Diffusionsstromdichte der Löcher.

Den Gesamtstrom in der Raumladungszone erhält man aus der Summe der Diffusionsströme der Elektronen und der Löcher

$$\begin{aligned} I &= I_n + I_p \\ &= I_{01} \left(\exp\left(\frac{eU_A}{k_B T}\right) - 1 \right) \end{aligned} \quad (22)$$

mit dem Sättigungsstrom

$$I_{01} = \left(\frac{eD_n n_i^2}{L_n N_A} + \frac{eD_p n_i^2}{L_p N_D} \right) \quad (23)$$

Die Gleichung (22) ist die bekannte Diodenkennlinie. Der Sättigungsstrom I_{01} ist der Strom der Durchlaßrichtung, der bei $U_A = 0$ in die Raumladungszone fließt, in der idealerweise keine Rekombination stattfindet. Bei Solarzellen fällt der Strom in Durchlaßrichtung bei Spannungen unterhalb dem typischen Knick größtenteils der Rekombination in der Raumladungszone zum Opfer, weshalb dieses Modell nur eingeschränkt anwendbar ist.

3.3 Der beleuchtete p/n-Übergang

Die Differentialgleichung (19) muß lediglich um die Generation ergänzt werden

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{\Delta n}{\tau_n} - G \quad (24)$$

Daraus ergibt sich der Strom

$$I_n = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \left(\exp\left(\frac{eU_A}{k_B T}\right) - 1 - eGL_n \right) \quad (25)$$

Bei vernachlässigter Rekombination wird in der Raumladungszone (Länge d) der Strom $I_{RL} = -eGd$ erzeugt. Für den Gesamtstrom ergibt sich:

$$\begin{aligned} I_{ges} &= I_n + I_p + I_{RL} \\ &= I_S \left(\exp\left(\frac{eU_A}{k_B T}\right) - 1 \right) - \\ &\quad - \underbrace{eG(L_n + L_p + d)}_{\text{lichtgenerierter Strom}} \end{aligned}$$

4 Reale Solarzelle

4.1 Zweidiodenmodell

In einem verbesserten Modell wird der idealen Diode aus 3.3 eine zweite Diode parallelgeschaltet, die die Einflüsse von Rekombination und geringerer

Ladungsträgerdichte zusammenfaßt. (22) wird korrigiert:

$$\begin{aligned}
 I &= I_{S1} \left(\exp\left(\frac{eU_A}{k_B T}\right) - 1 \right) + \\
 &+ I_{S2} \left(\exp\left(\frac{eU_A}{2k_B T}\right) - 1 \right) \\
 I_{S2} &= \frac{\pi k_B T n_i}{\tau E_{RL}}
 \end{aligned}$$

Für die Hellkennlinie unter Berücksichtigung von Serien- und Parallelwiderständen ergibt sich

$$\begin{aligned}
 I &= I_{S1} \left(\exp\left(\frac{e(U_A - IR_S)}{n_1 k_B T}\right) - 1 \right) \\
 &+ I_{S2} \left(\exp\left(\frac{e(U_A - IR_S)}{n_2 k_B T}\right) - 1 \right) \\
 &+ \frac{U_A - IR_S}{R_P} - I_L
 \end{aligned}$$

Je weiter die Idealitätsfaktoren von den Werten $n_1 = 1$, $n_2 = 2$ abweichen, desto schlechter eignet sich das Zweidiodenmodell zur Beschreibung der Solarzelle.

4.2 Charakterisierung realer Solarzellen

Meßgrößen

- maximum power point (mpp): an diesem Punkt gibt die Solarzelle die maximale Leistung ab, er wird aus der Hellkennlinie im I/V-Diagramm bestimmt.
- Füllfaktor: Der mpp bildet mit den I/V-Achsen das größtmögliche Rechteck, das zwischen die Achsen und die Kennlinie paßt. Das Verhältnis zwischen diesem und dem kleinsten Rechteck (Seitenlängen V_m , I_m , das die Kennlinie noch ganz enthält, nennt man den *Füllfaktor* FF:

$$\text{FF} = \frac{V_{mpp} I_{mpp}}{V_m I_m}$$

Der Füllfaktor ist ein Maß für die Qualität der Zelle, er liegt bei guten Zellen bei etwa 0,8.

Verlustmöglichkeiten Der Wirkungsgrad einer realen Solarzelle wird bereits durch naturgegebene Gesetze eingeschränkt:

- Photonenenergie, die die Energie der Bandlücke übersteigt, geht verloren
- Silizium besitzt ein hohes Reflexionsvermögen
- Auch ein idealer schwarzer Körper muß im Gleichgewicht Photonen abstrahlen.

Andere Verluste lassen sich durch Herstellungstechniken minimieren:

- Serienwiderstände an Kontakten
- Parallelwiderstände durch lokale Kurzschlüsse
- Rekombinationsverluste

4.3 Spektrale Empfindlichkeit einer Solarzelle

Eine Solarzelle wird durch eine monochromatische Lichtquelle der Wellenlänge λ und Leistung $P(\lambda)$ beleuchtet. Gleichzeitig wird der erzeugte Kurzschlußstrom $I_{sc}(\lambda)$ und die Reflektivität $R(\lambda)$ der Solarzelle gemessen. Die externe Quantenausbeute ist definiert als die Anzahl eingesammelter Minoritätsladungsträger pro eingestrahletes Photon der Energie $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$

$$EQE(\lambda) = \frac{I_{sc}(\lambda) \cdot h \cdot c}{e \cdot P(\lambda) \cdot \lambda} \quad (26)$$

Wobei e die Elementarladung ist, h ist das Planck'sche Wirkungsquantum und c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Die interne Quantenausbeute ist definiert als die Anzahl eingesammelter Ladungsträger pro in die Solarzelle eingedrungenes Photon

$$IQE(\lambda) = \frac{1}{1 - R(\lambda)} EQE(\lambda) \quad (27)$$

Da die beiden Gleichungen mit Leistungen und Strömen rechnen, gelten die Definitionen unabhängig von Größe und Form des Beleuchtungsflecks, solange ein homogener Teilbereich der Solarzelle beleuchtet wird.

4.4 Arten von Solarzellen

4.4.1 Hochleistungssolarzellen

Hierbei handelt es sich um Solarzellen auf Siliziumbasis, welche sich durch einen überdurchschnittlichen Wirkungsgrad auszeichnen. Die einfallende Strahlung wird im Modul optisch auf den aktiven Zellbereich, der aus einem p-n-Übergang besteht konzentriert. Dies bringt zwei Vorteile mit sich: Zum einen kann die Größe der aktiven Zone verkleinert werden, so daß hier mittels aufwendiger Verfahren hergestellte monokristalline Solarzellen verwendet werden können. Zudem steigt die Klemmenspannung mit dem höheren Kurzschlußstrom der Zelle an, der in etwa proportional der eingestrahlten Leistung ist. Ist schließlich die Dichte der der Minoritätsladungsträger von der Größenordnung der der Dotierung, so steigt ihre Mobilität an, der Sättigungsstrom sinkt und die Klemmenspannung steigt also an. Bei einer hundertfachen Intensitätssteigerung des Lichts kann man so die Effektivität um ca. 20% steigern. Aufgrund des durch die Fokussierung verringerten Öffnungswinkels können diese Solarzellen nur direktes Sonnenlicht nutzen, müssen also im Tagesverlauf der Sonne nachgeführt werden.

Mittels Hochleistungssolarzellen erzielt man einen Wirkungsgrad von bis zu 27%.

4.4.2 MIS Solarzellen

Der entscheidende Unterschied zwischen einer MIS (Metall-Insulator-Semiconductor) und einer gewöhnlichen Solarzelle liegt darin, daß sie keinen p-n-Übergang enthält. Stattdessen ist die dem Licht zugewandte Seite der Zelle mit einer dünnen Schicht SiO_2 überzogen, auf das im Vakuum die Kontakte aufgedampft werden. Schließlich wird die ganze Oberfläche mit einem Si_3N_4 Film versiegelt. Diese dielektrische Schicht erfüllt vier Aufgaben:

- Schutz der Solarzelle vor Witterungseinflüssen
- Funktion als Antireflexschicht
- Verringerung der Rekombinationsrate an der Oberfläche
- Erzeugung einer n-leitenden Inversionsschicht im p-Halbleiter

Der Vorteil dieses Solarzellentyps liegt in seiner einfachen Herstellung, die zum einen keine Prozesse bei hohen Temperaturen erfordert und zum anderen nur wenig Prozessschritte umfaßt.

Man erzielt mit derartigen Solarzellen einen Wirkungsgrad von bis zu 15%.

4.4.3 Polykristalline Solarzellen

Dieser Typ entspricht fast genau dem monokristallinen Typ, der in Hochleistungssolarzellen verwendet wird. Im Gegensatz zu diesem werden polykristalline Solarzellen jedoch nicht aus teuren Einkristall-Wafern gefertigt, sondern die Si-Schmelze wird zunächst in Blöcke gegossen, aus denen dann die Module herausgeschnitten werden. Den dadurch niedrigeren Produktionskosten steht ein geringerer Wirkungsgrad gegenüber. Solarzellen mit gutem Wirkungsgrad sind nur möglich, wenn die Korngrenzen des Materials möglichst säulenförmig ausgerichtet sind, da sich sonst kein guter p-n-Übergang ausbilden kann. Des Weiteren wird der Wirkungsgrad der Zelle durch Verunreinigungen der Kristallite selbst und durch die Korngrenzen weiter verringert. Es haben sich drei Verfahren bewährt, um diese Effekte zu minimieren:

- Passivierung mittels Wasserstoff
- Gettering mittels Phosphor
- Gettering mittels Aluminium

Beim ersten Verfahren wird die Oberfläche der Probe mit H^+ -Ionen beschossen, die die noch freien Valenzen der Si-Atome absättigen.

Beim P-Gettering dagegen lösen sich vorhandene Unreinheiten bei hohen Temperaturen ($T > 1100^\circ\text{C}$) in P-Si-Glas, von dem sie beim Abkühlen eingeschlossen werden.

Beim Al-Gettering schließlich werden, bedingt durch höhere Mobilität der Al-Ionen entlang der Korngrenze als im Innern, freie Bindungen abgesättigt.

Man erhält so unter Laborbedingungen einen Wirkungsgrad von bis zu 16%.

4.4.4 Dünnschicht-Solarzellen

Dieser Typ kristalliner Solarzellen trägt der Tatsache Rechnung, daß die Materialkosten des Siliziums noch immer ca. 25% der Kosten für eine Solarzelle ausmachen. Daher versucht man Solarzellen zu entwickeln, die nur noch aus einer 10–50 μm dicken Siliziumschicht, die auf ein Substrat aufgebracht wird. Obwohl Silizium als indirekter Halbleiter weniger gut für diesen Verwendungszweck geeignet ist als halbleitende Verbindungen, wird es auf Grund anderer Vorteile dennoch verwendet.

- Silizium ist in ausreichender Menge in der Natur zu finden
- Es ist sowohl im Modul als auch später bei der Entsorgung ungiftig

- Solarzellen aus Silizium zeigen keine Alterungserscheinungen
- Die Herstellungstechnik ist bereits seit langem bekannt und wird beherrscht

Um einen akzeptablen Wirkungsgrad zu erzielen, müssen jedoch einige Voraussetzungen erfüllt sein

- Aufgrund der geringen Lichtabsorption des Kristalls muß einfallendes Licht mehrer Male innerhalb der Solarzelle hin- und hergespiegelt werden, damit genügend absorbiert wird.
- Die Vorder- und besonders die Rückseite der Solarzelle müssen sehr gut passiviert werden, um die Ladungsträger an der Rekombination zu hindern. Im Gegensatz zu dicken Solarzellen sind bei Dünnschichtzellen die Randeffekte deutlich stärker ausgebildet.
- Da eine solche Zelle sich nicht selbst tragen kann muß man stets ein Substrat verwenden; dessen Eigenschaften sind, nach dem Abscheidungsprozeß, der wichtigste Parameter.

Man erhält bei einer 20 µm Siliziumschicht bis zu 20% Effizienz.

4.4.5 Solarzellen aus amorphem Silizium

Amorphe Substanzen – mit Glas als typischem Beispiel – unterscheiden sich von kristallinen hauptsächlich dadurch, daß die strenge Periodizität des Gitters nicht mehr vorhanden ist. Als Konsequenz daraus gelten die gewohnten Auswahlregeln für die Lichtabsorption nicht mehr; insbesondere erfolgt die Absorption des Lichts direkt und nicht mehr indirekt. Die Bandlücke von amorphem Si liegt bei etwa 1,7 eV schwankt jedoch je nach der Menge des gebundenen Wasserstoffs innerhalb gewisser Grenzen. Meist wird eine solche Solarzelle hergestellt, indem Silan (SiH_4) in einer Endladungsröhre in Wasserstoff und Silizium dissoziiert wird. Das a-Si kann dann auf Glas- oder Metallsubstrat angelagert werden, wobei die nötige Dotierung durch Zusatz von Diboran (B_2H_6) oder Phosphin (PH_3) erreicht wird. Im Falle eines Glassubstrats wird der elektrische Kontakt auf der Rückseite durch einen leitenden Oxidfilm z.B. Indium-Zinn-Oxid gebildet. Die meisten heute industriell gefertigten Solarzellen basieren auf amorphem Silizium, sie erreichen einen Wirkungsgrad von bis zu 17%. Das größte Problem von Solarzellen dieses Typs liegt in ihrer Haltbarkeit: Durch das einfallende Licht erzeugte Ladungen zerstören die schwache Si-H-Bindung und sorgen so für zusätzliche Störstellen, die den Reihenwiderstand erhöhen. Mit der Zeit nimmt daher der Wirkungsgrad ab,

ein Prozeß der sich nur dadurch umkehren läßt, daß man die Solarzellen einer Temperatur von ungefähr 160°C aussetzt.

4.4.6 GaAs-Solarzellen

Mit einer Bandlücke von 1,42 V verspricht dieser Halbleiter nahezu optimale Anpassung an das Sonnenspektrum. Weiter Vorteile sind:

- GaAs ist ein direkter Halbleiter, so daß eine Schichtdicke von nur 2 µm ausreicht, um 90% des Sonnenlichts zu ansorbieren.
- Die Temperaturabhängigkeit des Wirkungsgrades von GaAs beträgt aufgrund der größeren Bandlücke nur ein Drittel der von Si.
- GaAs-Zellen sind deutlich unempfindlicher gegenüber kosmischer Strahlung als Si-Zellen.

Die aktive Zone ist auch bei GaAs-Zellen ein p-n-Übergang. Dieser kann einfach dadurch erzeugt werden, daß eine nahezu gesättigte, flüssige Ga-As Mischung auf ein n-dotiertes GaAs-Substrat aufgebracht wird. Die zur Dotierung nötigen Substanzen werden der geschmolzenen Masse während des Erhitzen auf 850 °C beigefügt. Man erhält so in einem Prozeßschritt eine Solarzelle mit einem Wirkungsgrad von über 22%.

Leider ist GaAs als Substrat sehr teuer, zudem sind sowohl Ga als auch As toxisch, so daß dieser Typ Solarzellen (jedoch auf einem Ge-Substrat) vor allem in Satelliten eingesetzt werden.

5 Versuchsdurchführung

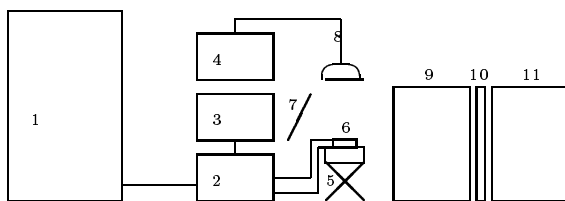


Abbildung 1: Versuchsaufbau: 1 Rechner (Lab View); 2 Lock-In-Verstärker; 3 Photoverstärker; 4 Stromquelle; 5 verstellbarer Tisch; 6 Solarzelle; 7 Spiegel; 8 Halogenlampe; 9 Monochromator; 10 Chopper; 11 Xe-Dampfampe

5.1 Hell- und Dunkelkennlinien

Nachdem der Versuch gemäß Abb. 1 aufgebaut war, wurden zunächst mit Hilfe der Eichzellen die Einstrahlungsleistung der Halogenlampe auf 1 sol festgelegt. Dazu wurden die Kennlinien der Eichzellen bei verschiedenen Abständen Tisch-Lampe aufgenommen, es wurde der Abstand gewählt, bei dem der gemessene Kurzschlußstrom mit den Eichdaten übereinstimmte. Dann wurden bei verschiedenen nicht geeichten Zellen eine Dunkel- und mehrere Hellkennlinien mit LabView aufgenommen.

5.2 Quantenausbeute

Die Lichtleistung am Ausgang des Monochromators wurde mit einer geeichten Photozelle in Abhängigkeit von der Breite des Eintrittsspalt gemessen. Mit dem Lock-In-Verstärker wurde das Emissionsspektrum der Bogenlampe als Funktion der Wellenlänge aufgenommen.

Im gleichen Spektralbereich wurde der Photostrom der Solarzelle gemessen.

6 Auswertung

6.1 Messung von FF und Wirkungsgrad

Aus den Hellkennlinien (Abb. 2) der einzelnen Zellen¹ kann man die offene Klemmenspannung U_{oc} , den Kurzschlußstrom I_{sc} , den MPP und den Parallelwiderstand ablesen.

Aus diesen Werten können dann Füllfaktor FF und Wirkungsgrad η berechnet werden.

	U_{oc} [V]	I_{sc} [A]	P_{mpp} [W]	R_p [Ω]	FF	η [%]
Zelle 1	0.532	-0.317	0.100	50	0.601	4
Zelle 2	0.555	-0.465	0.107	11	0.415	4
Zelle 3	0.558	-0.366	0.132	19	0.648	5
Zelle 4	0.555	-0.504	0.125	9	0.449	5

Vor allem die Kurzschlußströme sind sehr niedrig und ergeben damit auch sehr niedrige Werte bei Wirkungsgrad und FF. Auch die Parallelwiderstände sind sehr klein. Da wir annehmen, dass die Zellen doch halbwegs aktuell sind,

¹die Zellen sind wie folgt bezeichnet

Zelle 1: Eichzelle

Zelle 2: Polykristalline mit ARC

Zelle 3: Monokristalline ohne ARC

Zelle 4: Monokristalline mit ARC

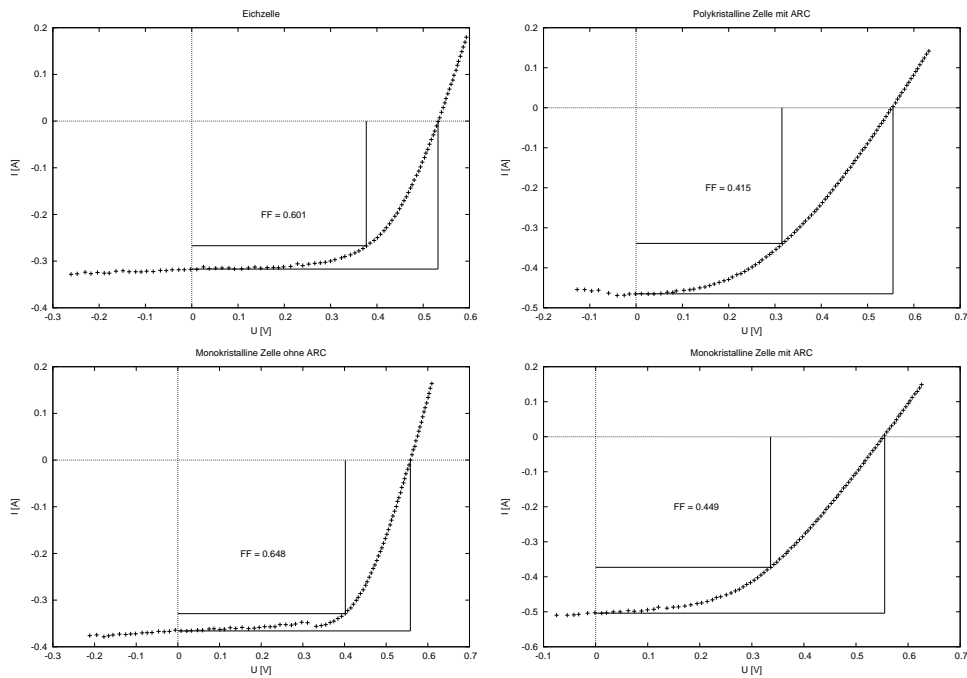


Abbildung 2: Hellkennlinien der Zellen

müssen wir annehmen das sie entweder alle (?) beschädigt sind, oder aber die Meßgeräte defekt sind.

6.2 Externe Quantenausbeute

Zu Beginn werden die Peaks der Xenon-Lampe ausgemessen, um diese bei den Messungen zu berücksichtigen bzw. wegzulassen, da sie nicht dem natürlichen Sonnenlicht entsprechen würden. In Abbildung 4 kann man sehen, daß dies bei den Peaks zu steileren Kurven und damit zu weniger geeigneten Wellenlängen gehören, die aus dem Spektrum herausgenommen werden müssen.

Über einen Vergleich des Photostrom der Eichzelle, deren EQE gegeben ist, mit den Strömen der beiden zu untersuchenden Zellen können deren EQEs ermittelt werden. Dabei zeigt sich das die Ausbeute an Ladungsträgern pro Photon bei der antireflexbeschichteten Zelle etwas höher ist als bei der Unbeschichteten, wobei die beiden Kurven (Abb. 6) aber die gleichen Tendenzen haben.

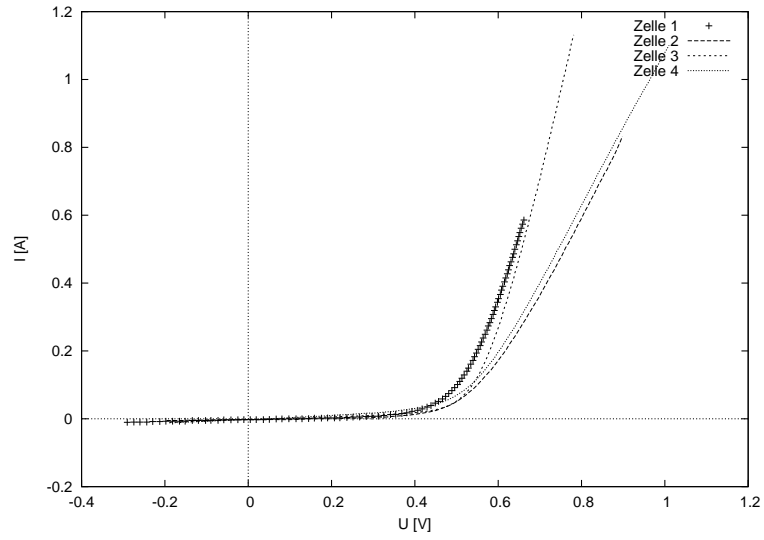


Abbildung 3: Dunkelkennlinien der Zellen

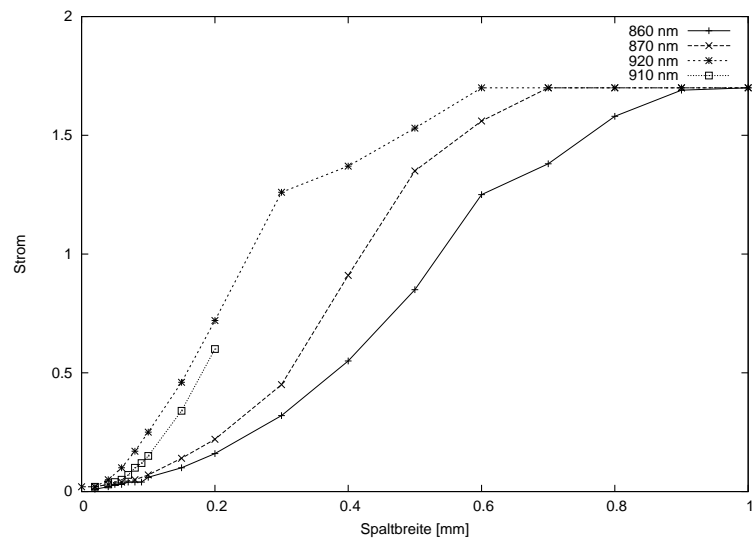


Abbildung 4: Lichtleistung in Abhängigkeit von der Spaltbreite

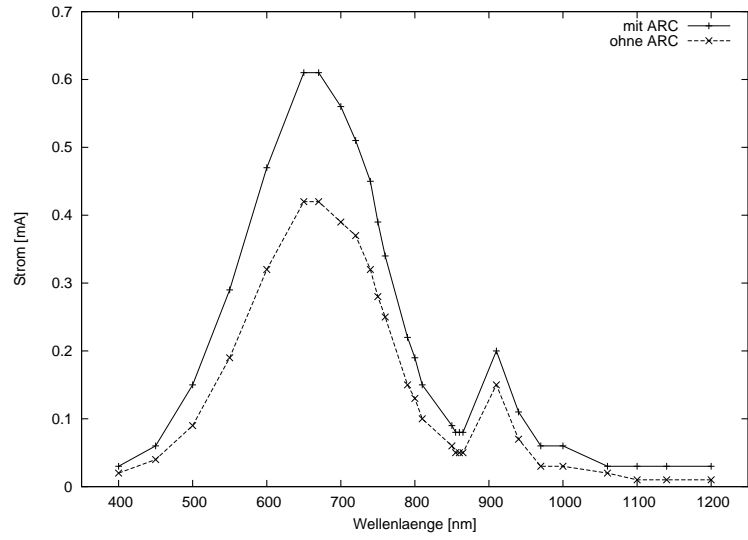


Abbildung 5: Kurzschlußstrom in als Funktion der Wellenlänge

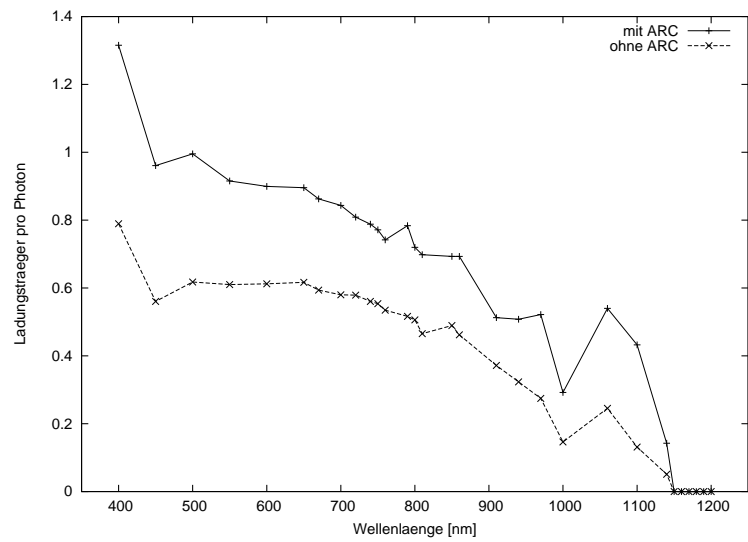


Abbildung 6: Ladungsträgerausbeute pro eingestrahlem Photon