



**Lichttechnisches Institut  
Universität (TH) Karlsruhe  
Forschungsberichte aus dem LTI 2001 - 2003**

**Lichttechnisches Institut**

**der Universität (TH) Karlsruhe**

**FORSCHUNGSBERICHTE AUS DEM LTI 2001 - 2003**

**01.01.2001**

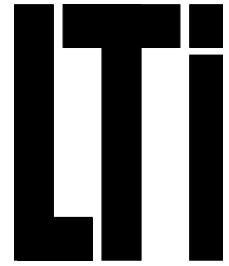
**bis**

**31.12.2003**

**LICHTTECHNISCHES INSTITUT**

**der Universität (TH) Karlsruhe**

Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe



Prof. Dr. Uli Lemmer

(Institutsleitung; Arbeitsgruppe Visuelle Informationstechnik)

Prof. Dr. Wolfgang Heering

(Arbeitsgruppe Optische Strahlungstechnik)

Prof. Dr. Manfred Neiger

(Arbeitsgruppe Elektrooptik und Gasentladungen)

Sekretariat:

Tel. 0721-608-2531

FAX 0721-358149

**PRÜFSTELLE FÜR LICHTTECHNISCHE EINRICHTUNGEN AN FAHRZEUGEN**

Dr. Karl Manz



<http://www.lti.uni-karlsruhe.de>

# Inhaltsverzeichnis

<b>1.</b>	<b>Kurzberichte</b>	<b>1</b>
1.1	Arbeitsgruppe Heering	1
1.2	Arbeitsgruppe Lemmer	27
1.3	Arbeitsgruppe Neiger	53
1.4	Prüfstelle für Lichttechnische Einrichtungen an Fahrzeugen	91
<b>2.</b>	<b>Dissertationen, Diplom- und Studienarbeiten</b>	<b>111</b>
2.1	Dissertationen	111
2.2	Diplom- und Masterarbeiten	114
2.3	Studienarbeiten	116
<b>3.</b>	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>117</b>
<b>4.</b>	<b>Hochschulgemeinschaft für Lichttechnik an der Universität Karlsruhe (TH) e.V.</b>	<b>125</b>

# **1. Kurzberichte**

## **1.1 Arbeitsgruppe Heering**

### **Optimale Integration der digitalen Wirkleistungsbestimmung in einen Mikrocontroller**

Antje Dau, Wolfgang Heering

#### ***Zusammenfassung***

Es wurde der Dimmbetrieb mit den Lampentypen T5 FH 14W bis 35W untersucht und die Kriterien für einen digital geregelten und flickerfreien Betrieb analysiert. Resultierend aus den Untersuchungen muss die Lampe für einen flickerfreien Lampendimmbetrieb von 3 bis 100% des Nennlichtstroms auf die Lampenwirkleistung geregelt werden. Es wurde eine digitale Messwerterfassung und –verarbeitung entwickelt, welche bei äquidistanter Abtastung die mittlere Lampenleistung aus den Messgrößen Lampenstrom und Lampenspannung bestimmt [1]. Die Verwendung der äquidistanten Abtastmethode für einen stufenlosen Dimmbetrieb erfordert viel Rechenleistung des Prozessors und benötigt ein aufwendiges Hardware-Modul im Mikrocontroller. Basierend auf diesen Resultaten ist eine neuartige Methode zur digitalen Wirkleistungserfassung von Entladungslampen entwickelt worden. Diese optimierte Funktion ist zusätzlich zu den Steuer- und Regelfunktionen in einen Mikrocontroller integriert worden. Somit ist ein digital geregelter Betrieb der Lampentypen T5 FH 14W bis 35W in einem stufenlosen Dimmbereich von 3 bis 100% des Nennlichtstroms möglich.

#### **1. Einleitung**

Es wird ein hochintegriertes, digitales elektronisches Vorschaltgerät (EVG) für Leuchtstofflampen, eine neue Generation smarter EVG konzipiert und entwickelt. Das digitale EVG bietet viele Vorteile und eröffnet neue Anwendungsbereiche im Vergleich zu den herkömmlichen, analogen EVGs. Es besteht die Möglichkeit neue Funktionen zu integrieren, die analog nicht lösbar oder nur mit einem erheblichen Bauteilaufwand realisierbar sind. Das Fundament für einen flickerfreien und stufenlosen Dimmbetrieb der Lampe ist eine stabile, schnelle und genaue Messwerterfassung. Bisherige Lösungen einer Leistungserfassung sind mit analogen und kostenaufwendigen Bauelementen realisiert worden. Die Verwendung eines Mikrocontrollers zur digitalen Wirkleistungsbestimmung ist ein entscheidender Faktor zur Einsparung dieser zusätzlichen Bauelemente. Diese signifikante Funktion zur digitalen Bestimmung der mittleren Lampenleistung beinhaltet die Erfassung, Speicherung und Verarbeitung der zwei Lampenbetriebsparameter Lampenspannung und Lampenstrom.

## 2. Anforderungen an die Messwerterfassung

Die Anforderungen an die digitale Messwerterfassung lassen sich aus den Stabilitätskriterien der Lampendimmung ableiten. Zur Untersuchung der Stabilitätskriterien für einen digital geregelten Lampenbetrieb wurde eine Analyse des stufenlosen Dimmbetriebs von 3 bis 100 % für die Lampentypen T5 FH 14 W bis 35 W durchgeführt [2].

Hieraus ergeben sich folgende Anforderungen, welche von der Messwerterfassung erfüllt werden müssen:

- Es muss die mittlere Lampenleistung bestimmt werden.
- Die gesamte Messwerterfassung muss innerhalb der Regelfrequenz erfolgen. Folglich muss die Messwerterfassung im unteren Dimmbereich kleiner 50 % innerhalb von 200  $\mu$ s ausgeführt werden, ansonsten in 300  $\mu$ s.
- Die erfassten und berechneten Messwerte müssen für einen definierten Abtastpunkt konstant bleiben.
- Die Messunsicherheit über den gesamten Arbeitsbereich der Lampe (40..200kHz) muss konstant sein. Der relative Fehler sollte hierbei kleiner 5 % sein.

Hinsichtlich dieser Kriterien ist die äquidistante Abtastmethode zur Bestimmung der mittleren Lampenleistung untersucht wurden.

## 3. Digitale Messwerterfassung mittels äquidistanter Abtastung

Die äquidistante Abtastmethode zur Bestimmung der mittleren Lampenleistung ist in einen Mikrocontroller implementiert worden. Es zeigen sich Instabilitäten im Dimmbetrieb unterhalb 50% des Lichtstroms. Berechnungen nach werden diese Messunsicherheiten vom Prozessor selbst hervorgerufen. Der Einfluss verschiedener Abtastparameter auf die Messunsicherheit wurde analysiert. Die Variation der Abtastparameter wie Abtastanzahl, Abtastabstand, Einleседauer, Zeitkonstante des Einleseglieds, Taktfrequenz von Timer, Taktfrequenz von Analog-Digital-Wandler und Moduloanteil wurden in den Untersuchungen berücksichtigt. Die Resultate belegen eine Vielzahl von verschiedenen Messunsicherheitskomponenten, welche auf unterschiedliche Weise von den Abtastparametern beeinflusst werden. Die gesamte Messunsicherheit  $F_{gesamt}$  setzt sich aus der Addition der separaten Messunsicherheitskomponenten zusammen:

$$F_{gesamt} = F_{relativ} + F_{jitter} + F_{mod} + F_{signal} \quad (1)$$

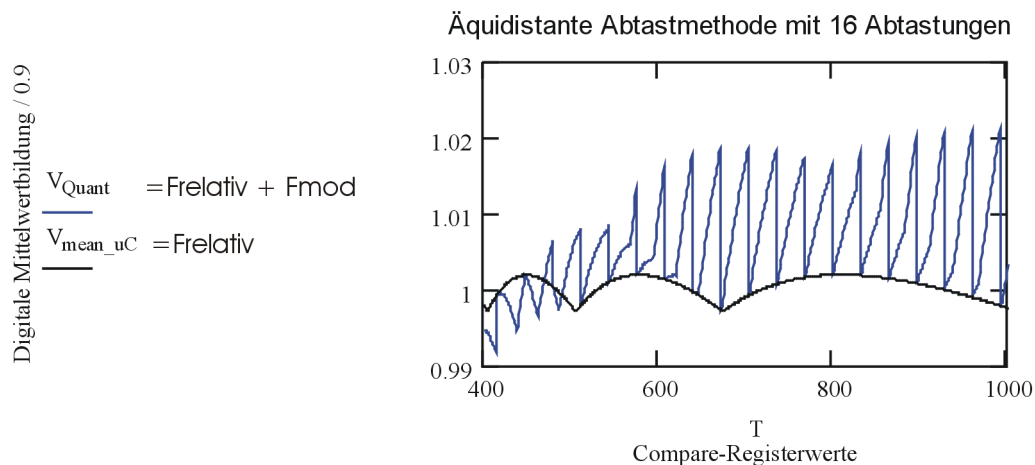


Bild 1: Berechnete Messunsicherheiten der äquidistanten Abtastmethode

Die relative Messunsicherheit  $F_{\text{relativ}}$  wird von der Setzung der Abtastpunkte und der Einleседauer beeinflusst. Eine weitere additiv wirkende Messunsicherheit  $F_{\text{jitter}}$  ist aufgrund der verzögerten Abtastung nach der berechneten Abtastzeit aufgetreten. Dieser so genannte Jitter wird von der Prozessorarchitektur und der unterschiedlichen Taktung der einzelnen Module ausgelöst. Seitens des Prozessors ist nur eine ganzzahlige Berechnung und Setzung der Abtastabstände möglich, wodurch die Messunsicherheit  $F_{\text{mod}}$  verursacht wird. Das Bild 1 zeigt diese Messunsicherheit als Funktion der Compare-Registerwerte des Mikrocontrollers in der Hüllkurve. Die Ansteuerfrequenz der Lampe wird mit dem Wert des Compare-Registers eingestellt. Die letzte Komponente  $F_{\text{signal}}$  wird durch die Abweichung der Messsignalform von einer sinusförmigen Größe hervorgerufen. Ein Vergleich der gemessenen Effektivwerte mit den berechneten Werten des Mikrocontrollers zeigt das Messprotokoll in Bild 2. Es sind deutlich die Messunsicherheiten  $F_{\text{mod}}$  zu erkennen.

Die digitale Messdatenbestimmung ist mit einer Messunsicherheit verbunden, dessen Größe von den technischen Möglichkeiten des Prozessors, den entwickelten Abtast- und Filteralgorithmen und der Präzision der Messsensoren abhängig ist. Um die spezifizierten Anforderungen an die Messdatenerfassung erfüllen zu können, muss der zukünftige Prozessor mit einer aufwendigen Hardware ausgestattet werden und eine optimale Einstellung der Abtastparameter erfolgen. Die notwendige Abtastalgorithmus benötigt eine beträchtliche Rechenleistung des Prozessors.

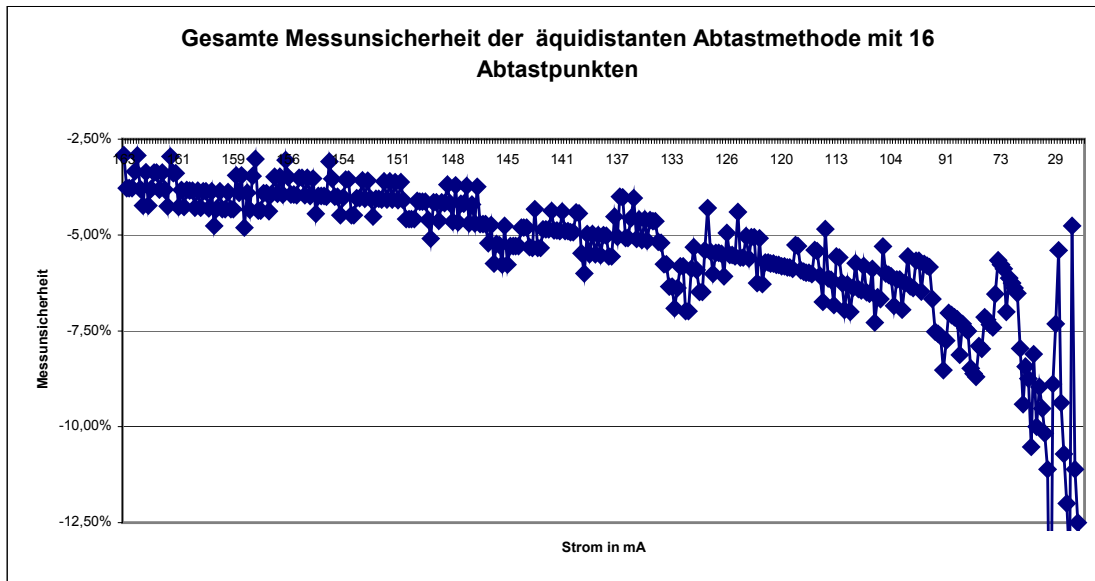


Bild 2: Messprotokoll der äquidistanten Abtastung.

#### 4. Vereinfachte Messwertbestimmung

Die Untersuchungen zeigten, dass die bisher verwendete Wirkleistungsbestimmung einen erheblichen Aufwand in der Integration mit sich führt. Deshalb ist es notwendig, diese Funktion stark zu vereinfachen. Das Ziel ist eine Reduktion der notwendigen Prozessorhardware und die Minimierung des prozessorseitigen Rechenaufwands, um die notwendige Regelfrequenz zu erreichen.

Basierend auf den Erfahrungen ist eine einfachere Wirkleistungsbestimmung entwickelt und erprobt worden [2]. Diese neue Methode benötigt nur jeweils einen Abtastpunkt des Lampenstroms und der Lampenspannung pro Periode, womit der Rechenaufwand um ein Achtfaches reduziert werden kann. Einführend in das neue Konzept zeigt die Gleichung 2 die Berechnungsformel für die Wirkleistung sinusförmiger Größen:

$$P_w = \frac{\hat{I} \cdot \hat{U}}{2} \cdot \cos \varphi \quad (2)$$

Aufgrund der Kapazität der Lampenleitung sind der erfasste Lampenstrom und die erfasste Lampenspannung phasenverschoben. Die positive Amplitude des Stroms liegt eine viertel Periode ( $T/4$ ) und die negative Amplitude eine dreiviertel Periode ( $3T/4$ ) nach dem Stromnulldurchgang. Um die Wirkleistung der Lampe bestimmen zu können, müssen der Lampenstrom und die Lampenspannung entweder eine viertel oder eine dreiviertel Periode nach dem Stromnulldurchgang erfasst werden. Folglich werden an diesem Abtastpunkt die maximale Stromamplitude  $\hat{I}$  und die phasenverschobene Spannungsamplitude  $\hat{U} \cos \varphi$  abgetastet, siehe Bild 3. Die Multiplikation beider Werte entspricht der doppelten Lampenwirkleistung  $2 P_w$ .

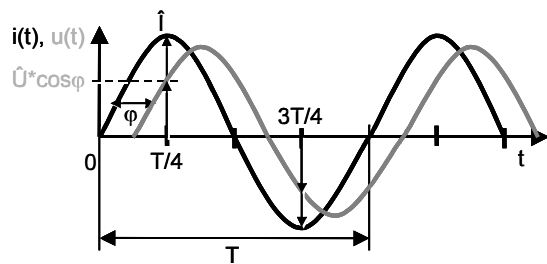


Bild 3:  
Verlauf von Lampenspannung und  
Lampenstrom.

Zur Realisierung ist eine neue analoge, externe Sensorik notwendig, mit welcher die Lampenspannung und der Lampenstrom gemessen und aufbereitet werden. Die Erkennung des Stromnulldurchgangs wurde mit Hilfe einer Komparatorschaltung realisiert, die aus dem Lampenstrom ein rechteckförmiges Signal erzeugt. Die Flanken des Rechteck-Signals entsprechen den Stromnulldurchgängen, welche von dem Microcontroller detektiert und zur Berechnung des entsprechenden Abtastpunktes verwendet werden. Der Abtastpunkt wird so gesetzt, dass die digitale Messwerterfassung den kleinsten zeitlichen Aufwand besitzt. Aufgrund dieser zeitlichen Optimierung erfolgt eine Abtastung entweder bei  $T/4$  oder bei  $3T/4$  nach dem Stromnulldurchgang. Die prozessorseitigen Messunsicherheiten  $F_{\text{jitter}}$  und  $F_{\text{mod}}$  fallen bei dieser vereinfachten Abtastmethode nicht ins Gewicht. Die Messunsicherheiten werden von der Signalform der Messsignale geprägt. Der Verlauf des Lampenstroms ist nicht rein sinusförmig. Aufgrund von unterschiedlichen Frequenzen ändert sich die Impedanz des Lampenlastkreises. Dieses beeinflusst den Verlauf der Lampensignale ( $F_{\text{signal}}$ ) und die Amplituden liegen nicht exakt bei einer viertel oder dreiviertel Periode ( $F_{\text{relativ}}$ ). Diese Messunsicherheit kann mit einer frequenzabhängigen, digitalen Korrektur des Abtastzeitpunktes minimiert werden [2]. In Bild 4 sind die Messunsicherheiten für verschiedene Lampenströme, die beim Vergleich zwischen dem gemessenen Effektivwert und dem berechneten Momentanwert auftreten, dargestellt worden. Die einzelnen Kennlinien sind in der Setzung des Abtastpunktes variiert worden. Die dunkelgraue Kennlinie besitzt einen konstanten Verlauf über den unteren Bereich der Dimmung. Diese Abtastmethode ist zusätzlich zu den Steuer- und Regelfunktionen in einen Mikrocontroller integriert worden, womit ein digital geregelter Betrieb der Lampentypen T5 FH 14 W bis 35 W in einem stufenlosen Dimmbereich von 3 bis 100 % des Nennlichtstroms möglich wurde.

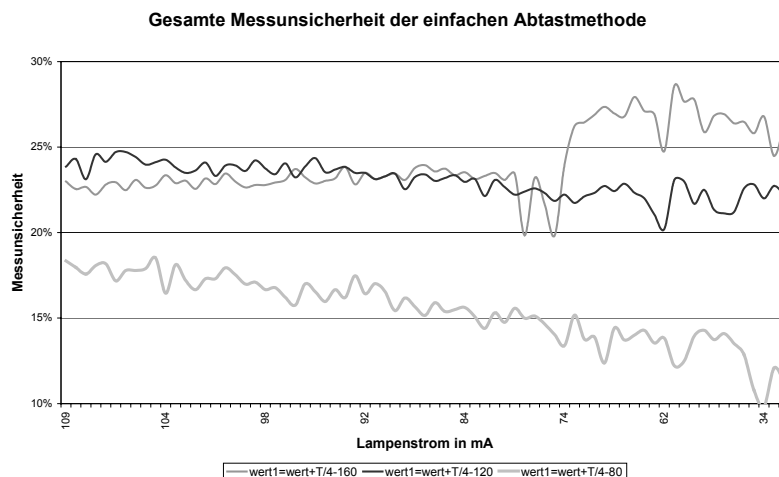


Bild 4: Messunsicherheiten der einfachen Abtastmethode für verschiedene Lampenströme.

## 5. Digitale Erkennung des Gleichrichtereffekts

Durch unterschiedliche Abnutzung an den Elektroden (Emitterabbau) gealterter Lampen können Asymmetrien im Verlauf des Lampenstroms auftreten, die als „Gleichrichtereffekt“ bezeichnet werden. Dieser Effekt tritt in der Regel am Ende der Lampenlebensdauer auf und zerstört im Extremfall die Elektrode. Mit Hilfe des Mikrocontrollers kann eine Überwachung des Lampenstroms vorgenommen werden [2]. Bei Auftreten des Gleichrichtereffekts wird die Schutzabschaltung durch den Mikrocontroller aktiviert. Zur Erkennung des Gleichrichtereffekts muss die Differenz zwischen der negativen und der positiven Stromamplitude überprüft werden. Der Lampenstrom wird in der negativen und in der positiven Amplitude abgetastet, was einer Abtastung eine viertel und dreiviertel Periode nach dem Stromnulldurchgang entspricht. Der Betrag der Differenz aus positiver und negativer abgetasteter Amplitude dient der Feststellung des Gleichrichtereffekts. Der digitale Algorithmus zur Überwachung und Erkennung des Gleichrichtereffekts ermöglicht durch einfaches Umprogrammieren der Variablen eine schnelle Anpassung an kommende Normen, da nur die Faktoren Zeit (zeitlicher Abstand der Überprüfungen) und Differenz (maximal zulässiger Betrag der Differenz der Stromamplituden) angeglichen werden müssen.

### Literatur

- [1] Dau, A., Heering, W., Digitale Wirkleistungsbestimmung bei elektronischen Betriebsgeräten für Leuchtstofflampen, In: Jahresbericht 2000/2001, S.34-38, Lichttechnisches Institut Universität Karlsruhe, 2001
- [2] Daub, D., Ein vereinfachtes Verfahren zur digitalen Wirkleistungserfassung an Kompaktleuchtstofflampen, Studienarbeit, Lichttechnisches Institut Universität Karlsruhe, 200

# **Untersuchung zur optischen Online-Messung der Durchhärtung dicker UV-Lackschichten**

Hans-Peter Daub, Jörg Schroeter, Wolfgang Heering

## ***Zusammenfassung***

Im Rahmen einer Dissertation von Jörg Schroeter wurde eine Diplomarbeit [1] mit dem Ziel durchgeführt, den Durchhärtungsgrad eines UV-Lackes direkt nach dem Trocknungsvorgang online innerhalb kürzester Zeit (10 bis 100 Millisekunden) optisch zu erfassen.

## **1. Motivation**

Aufgrund des wachsenden Umweltbewusstseins der Industriestaaten verpflichtete sich die lackverarbeitende Industrie, die umweltschädlichen Emissionen der Lacke zu reduzieren. Eine Alternative zu den Lösemittelsystemen ist unter anderem auch ein Lacksystem, das unter UV-Strahlung innerhalb von wenigen Sekunden aushärtet. Das Verhalten der UV-Lacke hat einige Vorteile gegenüber anderen Lacksystemen:

Sekundenschnelle Vernetzung, geringe Gefahr der Verunreinigung (Staubeinschlüsse) durch schnelles Abbinden, kalte Vernetzung, keinen Zeitverlust durch Erwärmung und Abkühlung des Objektes, große Härte durch hohe Vernetzungsdichte, Lösemittel- und Säurebeständigkeit.

Metallverarbeitende Industriezweige wollen sich den Vorteil der kurzen Lacktrocknungszeiten auch zu Nutze machen. Ein noch nicht gelöstes Problem ist das Kontrollieren der Durchhärtung der Lackschichten. Bei hohen Produktionsgeschwindigkeiten und Bestrahlungszeiten von wenigen Sekunden muss ständig überwacht werden, ob der aufgetragene Lack ausreichend durchgehärtet ist.

In der Diplomarbeit wurde die Möglichkeit untersucht ein System zu entwickeln, das während der Produktion die Durchhärtung dicker Lackschichten erfasst. Dazu sollte das Verfahren folgende Eigenschaften aufweisen: Berührungsloses Messen - das zu prüfende Objekt darf nicht beschädigt werden - , schnelles Messen - die Produktionsgeschwindigkeit darf nicht verlangsamt werden - , zuverlässiges und reproduzierbares Messen.

## **2. Durchgeführte Untersuchungen**

In der Diplomarbeit wurden mittels eines FTIR (Fourier transformiertes Infrarot Spektrometer) der Firma Bruker Absorptionsbanden von UV-Lacken gemessen. Diese Absorptionsbanden werden durch Deformationsschwingungen von H-Atomen erzeugt, die direkt an C-Doppelbindungen gebunden sind. Brechen die C-Doppelbindungen in einem Vernetzungsprozess auf, verschiebt sich die Absorptionsbande zu einer anderen Frequenz. Dieser Mechanismus lässt Rückschlüsse auf Molekülstrukturen zu, die wiederum Aussagen über den Vernetzungsgrad von UV-Lacken zulassen. Der Vernetzungsgrad von UV-Lacken (bzw. deren Polymere) steht in direktem Zusammenhang mit der Durchhärtung des UV-Lacks bzw. des Härtegrades der Lackoberfläche.

Es wurden Absorptions-, Transmissions-, Reflexions- und Transflexionsmessungen an UV-Lacken in gehärtetem und ungehärtetem Zustand durchgeführt.

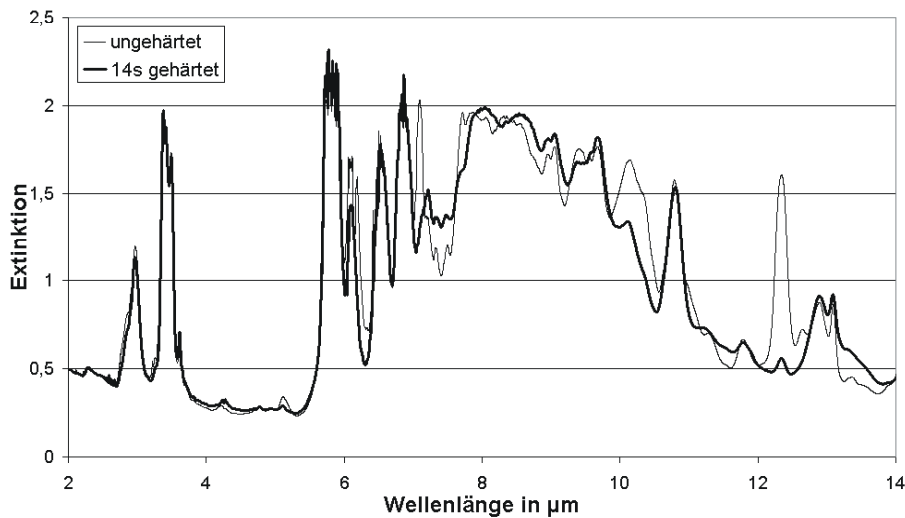


Bild1: Extinktionsspektrum in Transmission (schwarzer UV-Lack auf NaCl Träger)

Bei den Wellenlängen 6,1µm, 6,2µm, 7,1µm, 10,2µm und 12,3µm ist eine Veränderung des Absorptionsverhalten nach erfolgter Durchhärtung festzustellen. In der Diplomarbeit wurde die Wellenlänge 12,3 µm benutzt, um auf den Trocknungsvorgang rückschließen zu können. Da in der metallverarbeitenden Industrie der Untergrund, auf den der UV-Lack aufgetragen wird, als metallisch angenommen werden kann, ist der Untergrund ein guter Wärmereflektor. Diese Eigenschaft wird benutzt, um ein Messverfahren realisieren zu können. In diesem Messverfahren soll die Absorption des gesendeten Strahls gemessen werden. Dabei muss der Messstrahl die UV-Lackschicht durchdringen, am Substrat reflektiert werden und wieder durch die UV-Lackschicht hindurchtreten. Diese Messanordnung trägt den Namen „Transflexion“.

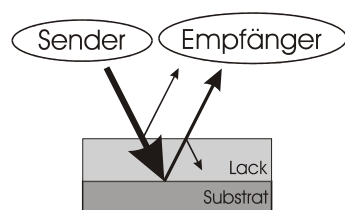


Bild 2: Prinzip der Transflexion.

Bei den Messungen stellte sich heraus, dass die Reflexion an der Oberfläche nicht zu vernachlässigen ist. Ab einer Schichtdicke von ca. 60µm konnte die Absorption in einem UV-Klarlack bei 12,3µm nicht mehr gemessen werden. Dies kam zustande, da das gewünschte Messsignal durch unerwünschten Reflexionen an der Oberfläche verdeckt wurde.

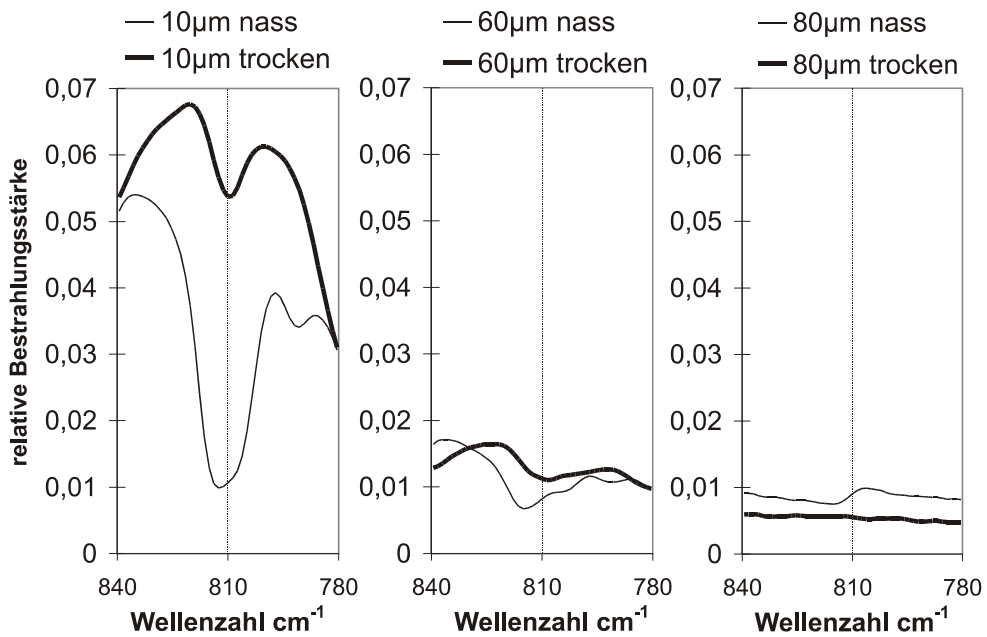


Bild 3: Transflexionssignal: Klarlack auf Aluminium (12,3µm entsprechen einer Wellenzahl von 810cm<sup>-1</sup>).

Die Messungen wurden bisher alle mit dem FTIR und einer Reflexionseinheit durchgeführt. Das obige Bild zeigt, dass das Messprinzip in der bisher beschriebenen Form schnell an seine Grenzen stößt. Will man die Durchhärtung dickerer Schichten mit dem Prinzip der Transflexion messen, so muss parallel polarisierte Strahlung eingesetzt werden. Diese gewährleistet, dass unter dem Brewster-Winkel keine Reflexion an der Oberfläche entsteht.

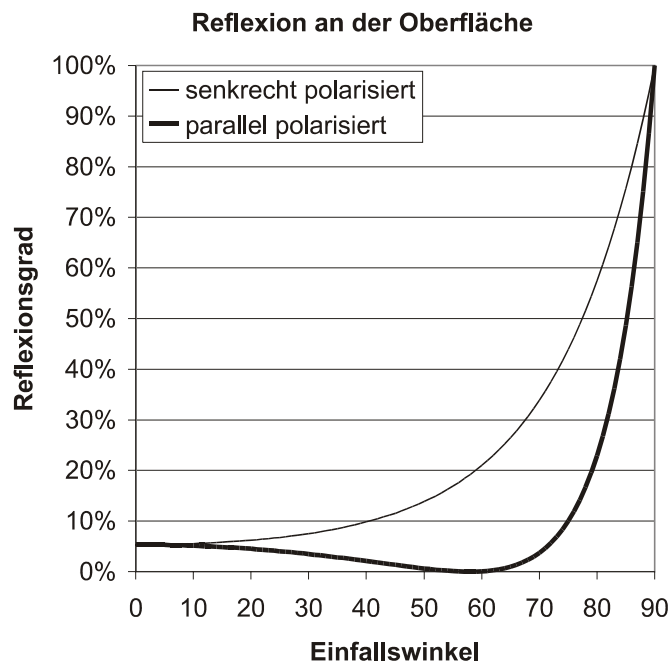


Bild 4: Reflexionsgrad in Abhängigkeit von Einfallswinkel und Polarisation; Übergang von Luft in gehärteten UV-Klarlack.

### **3. Ausblick**

Die Messbarkeit der Durchhärtung hängt somit von vielen Faktoren ab. Großen Einfluss auf die Durchführbarkeit der Messung haben Oberflächenreflexion, Einfallswinkel, Absorptionskoeffizient des Lacks, Reflexionsgrad des Substrats (Metall) und Reflexionsgrad am Übergang Lack-Luft. Misst man mit unpolarisierter Strahlung, so kann ein UV-Lack nur bis zu einer gewissen Schichtdicke auf Durchhärtung vermessen werden. Die Grenze wird von der Reflexion am Luft-Lack-Übergang bestimmt. Erst wenn mit Messungen nachgewiesen ist, dass mit parallelpolarisierter Messstrahlung im Brewster-Winkel die Messung durchgeführt werden kann, ist es sinnvoll die Strahldichte des Messstrahls zu erhöhen, da dann die Oberflächenreflexion das transflektierte Signal nicht mehr verdeckt. Die Grenze der Lackdicke, die vermessen werden kann, hängt dann nur noch von der Leistung der Strahlungsquelle und von der Empfindlichkeit des Empfängers ab. Alternative Strahlungsquellen sind Bleisalzlaser und Quanten-Kaskaden-Laser, da sie zur Zeit die einzigen Laser sind, die bei dieser Wellenzahl emittieren. Ihre Vorteile liegen in höheren Strahldichten und in guter Fokussierbarkeit. Da in dieser Diplomarbeit die finanziellen Mittel für die Beschaffung von Laserstrahlungsquellen nicht ausreichend waren, ist noch offen, ob das angedachte Messprinzip das Messen der Durchhärtung dicker UV-Lackschichten während des Produktionsvorganges ermöglicht.

#### ***Literatur***

- [1] Hans-Peter Daub, Untersuchung zur optischen Online-Messung der Durchhärtung dicker UV-Lackschichten, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe 2000

# **Adaptive EVG zum Betrieb von Xenon-Excimer Lampen**

Hans-Peter Daub, Richard Winkelmann, Wolfgang Heering

## ***Zusammenfassung***

Im Rahmen eines BMBF-Projektes mit dem Titel „Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdrucklampen“ wurde in dem Teilvorhaben „Grundlegende Charakterisierung des Entladungsverhaltens und der Strahlungseffizienz von elektrodenlosen Xenon-Barrierenentladungen“ eine Diplomarbeit durchgeführt mit dem Titel: „Digital geregelter Pulsbetrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungen“ [1]. Das Ziel war die Entwicklung eines Vorschaltgerätes, das sich eigenständig auf die angeschlossene dielektrisch behinderte Entladungslampe (DBE) anpasst, so dass die DBE mit den optimalen Strom-Spannungsformen betrieben wird.

## **1. Motivation**

Um Barrierenentladungen effizient betreiben zu können, ist es notwendig, diese mit geeigneten Spannungs-Zeitformen zu versorgen. Es existieren viele Patente, die die Rechte auf einfache Schaltungskonzepte sichern, um geeignete Betriebsspannungen für Barrierenentladungen bereitzustellen. Diese Schaltungskonzepte setzen immer voraus, dass die Parameter der Barrierenentladungen, z.B. Gasdruck, Lampenkapazität, Zündspannung, Lampengeometrie, bekannt sind. Für das hier behandelte BMBF-Projekt sind sie jedoch nicht geeignet, da sie in der Lichtwerbungsindustrie eingesetzt werden sollen. Hier werden individuelle Leuchtmittel gefordert. Jeder Kunde wünscht eine andere Lampe; demzufolge benötigt jede Lampe andere Betriebsparameter. Betreibt man Lampen mit unterschiedlichen Parametern an einem auf dem Markt erhältlichen Vorschaltgerät, so wird bei Fehlanpassung die Lampe ineffizient betrieben (schlechter Wirkungsgrad). Im schlimmsten Fall wird das Vorschaltgerät zerstört, da in den Leistungshalbleitern aufgrund von Fehlanpassung zuviel Energie in Wärme umgesetzt wird. Um mit den bereits existierenden Vorschaltgeräten Lampen mit unterschiedlichen Lampenparametern betreiben zu können, muss vor jedem Betrieb einer anderen Lampe eine Anpassung durch eine Fachkraft erfolgen, die sehr aufwendig sein kann.

Die Arbeiten befassen sich daher mit der Erarbeitung einer alternativen Schaltungstopologie, das die oben genannten Probleme nicht mehr aufweist. Das Ziel ist es, ein Vorschaltgerät zu entwickeln, das sich selbständig an die Lampenparameter einer nahezu beliebigen Barrierenentladungslampe anpasst. Ein weiteres Ziel besteht darin die Lampe optimal anzusteuern, so dass einerseits der Gerätewirkungsgrad und andererseits der Lampenwirkungsgrad maximal werden.

## 2. Schaltungskonzept

In mehreren Dissertationen [2, 3] wurde bereits nachgewiesen, dass die Strahlungsausbeute einer DBE u.a. davon abhängt, wie steil der an der DBE anliegende Spannungsanstieg ist. Um eine Schaltung zu erzeugen, die einen bestimmten Spannungsanstieg realisieren kann, wurde ein Schaltungskonzept entworfen, das sowohl einen Stromquellencharakter als auch einem Spannungsquellencharakter aufweist. Für ein genaueres Verständnis wurde die Schaltung mit dem Simulationsprogramm Simplorer zuerst simuliert. Dabei handelt es sich um einen Zeitbereichssimulator, bei dem sich die Modelle auf der Systemebene befinden. Mit ihm lassen sich hybride Modelle simulieren. Nach der Simulation wurde die Schaltung aufgebaut und erste Versuche mit ihr durchgeführt. Aufgrund einer anhängigen Patentierung kann auf die Schaltung nicht näher eingegangen werden.

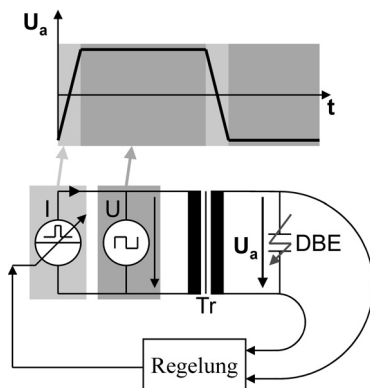


Bild1: Prinzipieller Aufbau des selbstadaptiven Betriebs mit gesteuerter Stromquelle.

Je nach kapazitiver Größe der DBE ist ein größerer oder kleinerer Strom notwendig, um die Spannung  $U_a$  in einer vorgegebenen Zeit auf die gewünschte Lampenspannung zu bringen, d.h. je nach Größe des Ladestromes steigt die Spannung  $U_a$  bei derselben Ladekapazität schneller oder langsamer (Bild 2).

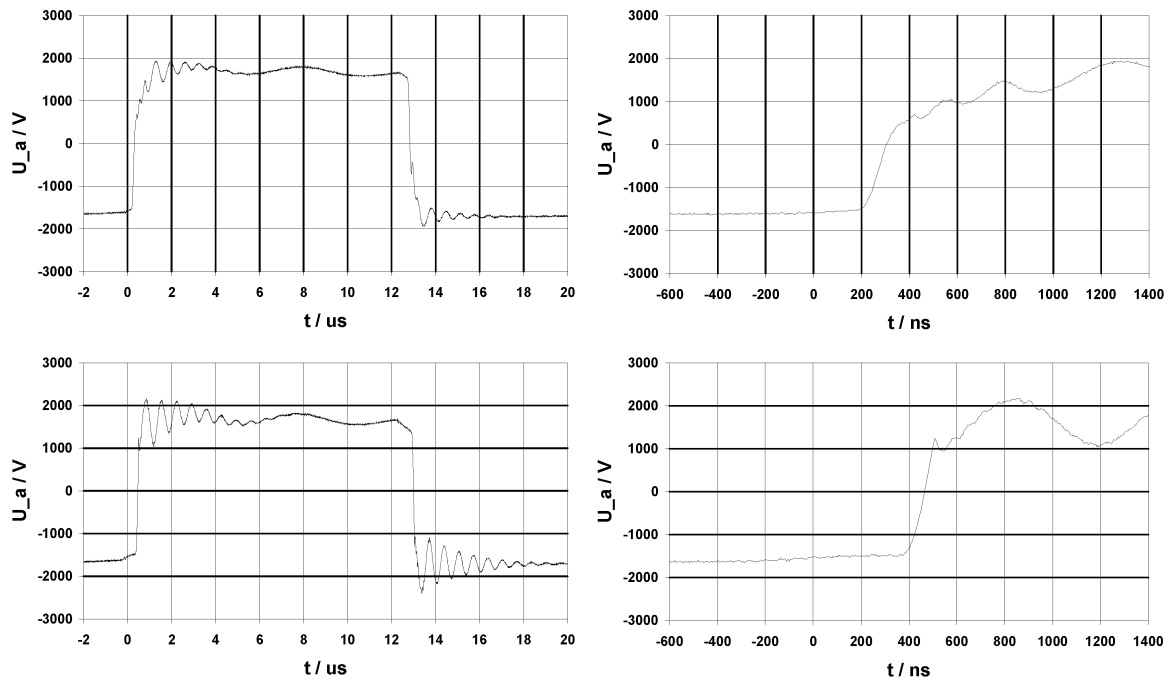


Bild 2: Spannungsanstieg an der DBE bei einem Ladestrom von 20A (oben) und 30A (unten).

Die MOSFET-Schalter im EVG benötigen eine geeignete Ansteuerung. Um diese möglichst universell und flexibel zu gestalten, wurde dazu der digitale Signalprozessor (DSP) TMS320F2812 von Texas Instruments (TI) verwendet. Er bietet für eine spätere Regelung genügend Leistungsreserven. Es ist nun möglich bipolare Rechtecksignale mit folgenden Eigenschaften zu erzeugen:

$$f = 20 \text{ kHz bis } 100 \text{ kHz}$$

$$t_{\text{rise}}, t_{\text{fall}} = 90 \text{ ns bis } 500 \text{ ns}$$

$$\text{duty-cycle} = 30 \% \text{ bis } 70 \%$$

$$\Delta U_{\text{Lampe}} = 0 \text{ V bis } 4 \text{ kV}$$

Die Anpassung des Vorschaltgerätes an die Lampe besteht nun darin, die jeweilige Lampe mit der geeigneten Spannungsanstiegsflanke zu betreiben.

### 3. Ausblick

Als weitere Aufgaben stehen nun das Bestimmen von Gerätewirkungsgraden und Lampenleistungen abhängig von Spannungsanstiegszeiten, Spannungshöhe und Betriebsfrequenz an. Für einen möglichen späteren Einsatz in der Lichtwerbung sind gewisse Modifikationen notwendig. Auf der einen Seite muss es gelingen, ein möglichst kompaktes Gerät aufzubauen. Dabei wird der Transformator ein zentrales Element darstellen.

Um einen Betrieb nahe der Sättigung zu vermeiden, muss ein gewisser Querschnitt gegeben sein. Damit sind indirekt die Abmaße des Transformators bestimmt. Auch müssen die Verluste in den Leistungshalbleitern mit vertretbarem Kühlaufwand abgeführt werden und dürfen nicht zu groß werden.

### ***Literatur***

- [1] Richard Winkelmann, Digital geregelter Pulsbetrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungen, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe 2003
- [2] Markus Roth, Experimentelle Untersuchungen zu Verlustmechanismen des Kathodenfalls in Barrierenentladungen, Dissertation, Universität Karlsruhe 2001, ISBN 3-936582-42-4
- [3] Shuhai Liu, Electrical modelling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges, Dissertation, Universität Karlsruhe 2002

# Modulation der IR-Strahlung von Leuchtstofflampen bei Betrieb mit höheren Frequenzen

Ingo Gabriel, Wolfgang Heering

## 1. Einleitung

IR-Fernsteuerungen werden unter anderem im Wellenlängenbereich von 850 nm bis 1000 nm eingesetzt. Neben Produkten, die durch Modulation und Kodierung der übertragenen Signale den Einfluss von Fremdsignalen weitestgehend verhindern, existieren gerade im Industriebereich noch Einfachst-IR-Steuerungen, die durch IR-Fremdstrahlung beeinflusst werden können. Insbesondere im industriellen Umfeld mit großen Leuchteninstallationen kann dies ein Problem darstellen [1].

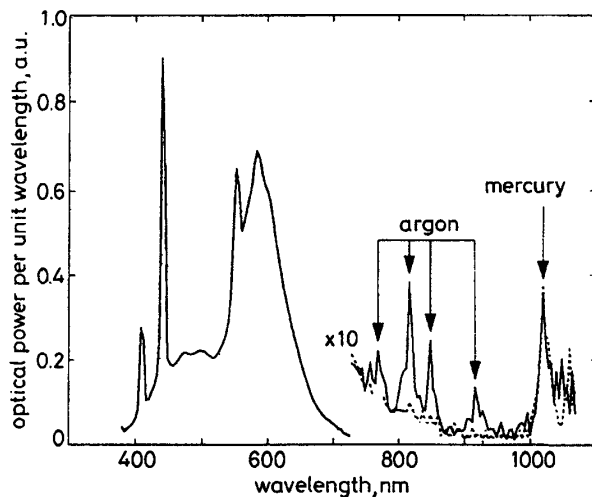


Bild 1: Spektrum einer typischen Leuchtstofflampe [2]; strichliert: am Lampenende (wendelnah), punktiert: in Lampenmitte (wendelfern).

Die EVG-Entwicklung geht aus Gründen der Optimierung, der Dimmung und Miniaturisierung zu immer höheren Betriebsfrequenzen über. Es ist daher von Interesse, ob Zusammenhänge zwischen der Betriebsfrequenz der Lampe und der Modulation der abgestrahlten IR-Leistung bei höheren Betriebsfrequenzen festzustellen sind.

Hierzu wurden fünf handelsübliche Leuchtstofflampen unterschiedlicher Bauform und Wattage unter Nennbedingungen bei verschiedenen Frequenzen im Bereich von 50 kHz bis 500 kHz betrieben und das Frequenzspektrum des Entladungsstroms sowie der wendelnahen und wendelfernen IR-Strahlung des Wellenlängenbereichs von 800 nm bis 1100 nm gemessen.

## 2. Messaufbau

### 2.1. Geometrische Anordnung

Alle Lampen wurden entsprechend ihrem üblichen Einsatz in horizontaler Lage betrieben. Zur Sicherung der exakten vertikalen Lage über die gesamte Lampenlänge werden Glasstützen verwendet. Zur Erfassung der IR-Strahlung wird eine Photodiode verwendet, deren spektrale Empfindlichkeit der von in den IR-Fernsteuerungen verwendeten Empfängern entspricht. Zur Auflösung auch der hohen Frequenzen wird hier aber eine schnelle IR-Diode S186P eingesetzt, die in Höhe der Lampenachse senkrecht zur Lampe ausgerichtet wird. Um eine Vergleichbarkeit der

Wirkung der abgegebenen IR-Strahlung zu erreichen, die dem tatsächlichen industriellen Umfeld entspricht, befindet sich der Empfänger in einer konstanten Entfernung zur Lampe. Durch Blendentubus und Irisblende wird sichergestellt, dass nur Strahlung direkt von der Lampe in den Empfänger gelangen kann (Bild 2).

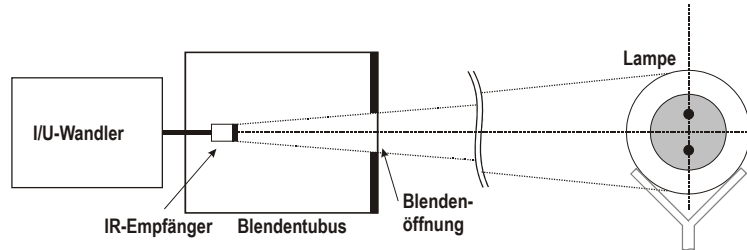


Bild 2: Mechanische Anordnung zur Erfassung der IR-Abstrahlung.

## 2.2. Elektrische Anordnung

Zur Vermeidung von unerwünschten Einflüssen durch induktive und kapazitive Elemente des Serienresonanzkreises, der zur Zündung der Lampe mit einem HF-Generator verwendet wird, wird dieser nach dem Start durch einen niederinduktiven an die Lampenlast angepassten ohmschen Widerstand ausgetauscht. Lampengrößen werden unmittelbar am Lampensockel erfasst, um parasitäre Effekte aufgrund der Lampenzuleitungen zu vermeiden. Die Spektren von Lampenstrom und IR-Strahlung werden wechselseitig durch einen Spektrumanalyzer erfasst und zur Weiterverarbeitung im PC gespeichert (Bild 3). Eventuell auftretende Schwankungen im Lampenstrom oder in der IR-Strahlung werden durch eine lange Integrationszeit im Spektrumanalyzer kompensiert.

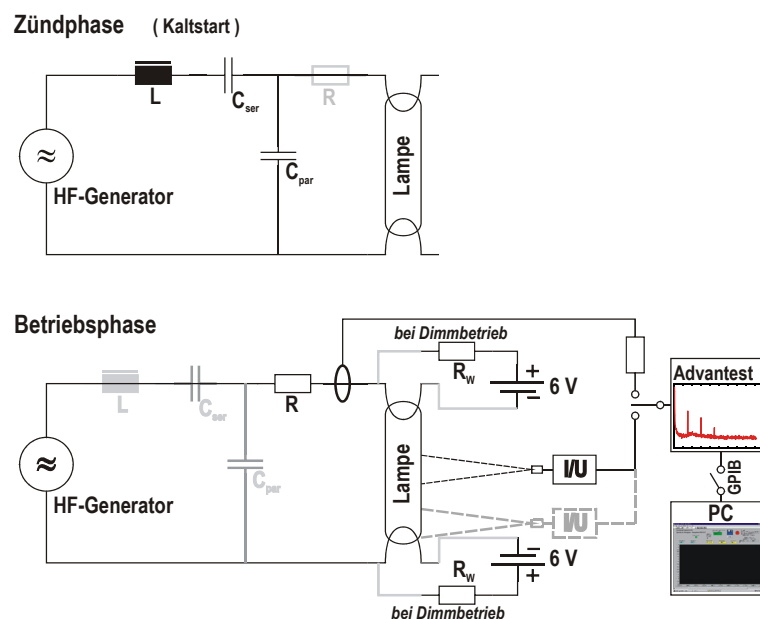


Bild 3: Elektrische Anordnung zur Erfassung des Entladungsstroms und der IR-Abstrahlung.

### 3. Ergebnis

Die aufgenommenen Spektren zeigen, dass sich die Anteile der Oberschwingungen im wendelnahen und wendelfernen Bereich wie erwartet unterscheiden. Im wendelfernen Bereich sind die ungeraden Harmonischen gegenüber den geraden ausgeprägter, im wendelnahen Bereich, wo die Wendelektroden zweimal je Periode ein Maximum erfahren, ist keine besondere Charakteristik zu erkennen.

Untersucht man die Abhängigkeit von der Grundfrequenz, so zeigt sich eine Abnahme der IR-Modulation mit zunehmender Frequenz. Bezieht man die Amplitudenwerte für Frequenzen  $\geq 100$  kHz auf die Werte bei 50 kHz, so erkennt man, dass die Modulation im wendelfernen Bereich der Lampe stärker mit steigender Frequenz abnimmt, als dies im wendelnahen Bereich der Fall ist (Bild 4). Es ist zu vermuten, dass im wendelnahen Bereich neben der durch das Plasma erzeugten IR-Strahlung (siehe Bild 1) zusätzlich eine Art Gleichrichtereffekt wirksam ist.

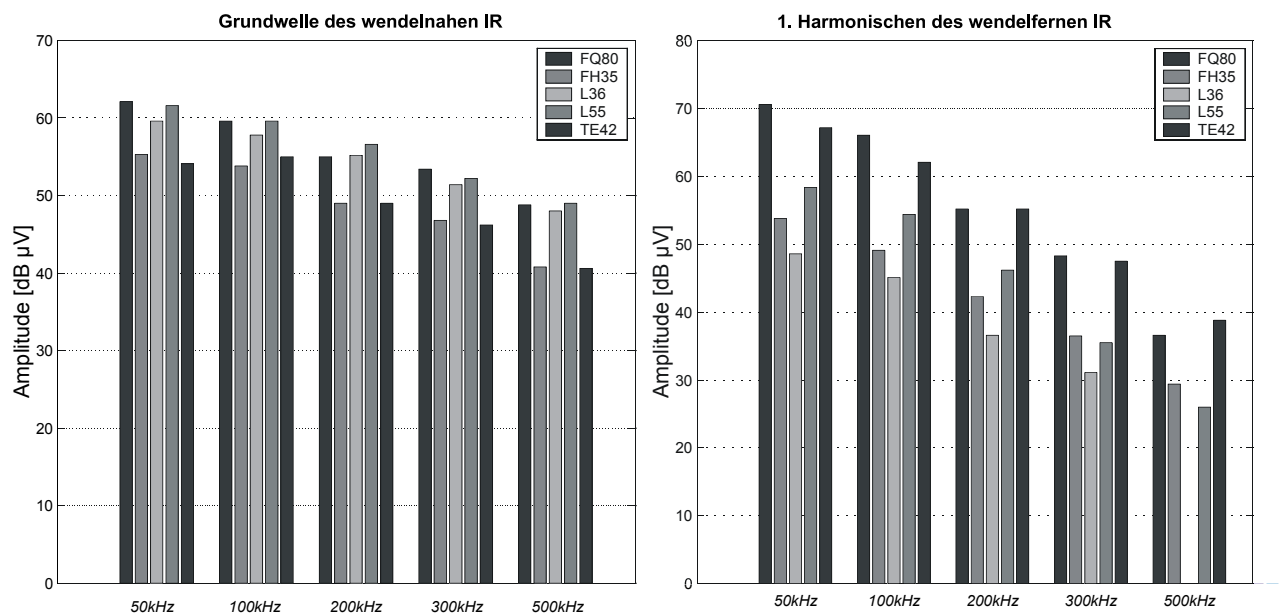


Bild 4: Gegenüberstellung der Spektrumamplituden im wendelnahen Bereich (Grundwelle) und im wendelfernen Bereich (1. Harmonische) für verschiedene Lampenbetriebsfrequenzen.

## ***Zusammenfassung***

Auch für höhere Betriebsfrequenzen treten zum Teil noch signifikante modulierte IR-Strahlungsanteile auf. Diese sind bei Lampen mit hoher Stromdichte (FQ, TE) wesentlich ausgeprägter. In Anbetracht des zunehmende Einsatzes von EVG in Industrieanlagen ist eine Berücksichtigung der Wirkung von durch Leuchtstofflampen abgegebene IR-Strahlung auf Einfachst-IR-Fernsteuerungen unabdingbar. Die auch bei höheren Frequenzen noch auftretende modulierte IR-Strahlung wird aber zunehmend unkritischer, da die Empfänger dieser Fernsteuerungen die Frequenz nicht mehr auflösen können. Zudem sind neuere Fernsteuereinheiten auch im Niedrigpreissegment inzwischen mit kodierter Signalübertragung ausgestattet, so dass nur in Extremfällen wie bei kurzen Distanzen zwischen Empfänger und Lampe Störungen zu erwarten sind.

## ***Literatur***

- [1] Kataoka, Shozo und Kaoru Atagi: Preventing IR Interference Between Infrared Waves Emitted by High-Frequency Fluorescent Lighting Systems and Infrared Remote Controls. IEEE Transactions on Industry Applications, 33(1), Januar/Februar 1997
- [2] Narashimhan, R., M.D. Audeh und J.M. Kahn: Effect of Electronic-Ballast Fluorescent Lighting on Wireless Infrared Links, IEEE Proc.-Optoelectron., 143(6), Dezember 1996

# **Analyse und Simulation der leitungsgebundenen Störungen in Hochleistungs-Vorschaltgeräten**

Robert Sänger, Wolfgang Heering

## ***Zusammenfassung***

Es wird eine Simulationsmethode zur Berechnung von Störspannungen vorgestellt, wie sie beim Betrieb elektronischer Vorschaltgeräte (EVG) auftreten. Die Gerätefunktion der EVG, die Storquellenberechnung und die Berechnung der Storausbreitung wird bei dieser Methode in Form dreier getrennter Modelle realisiert. Die Simulation ist ein Werkzeug zum Verständnis der Störquellen und der Ausbreitung von Störungen. Sie ermöglicht die Berechnung von schwer messbaren Größen und erleichtert die Auswahl oder Herstellung von wirksamen EMV-Filtern.

## **1. Einleitung**

Entladungslampen werden nicht nur zu Beleuchtungszwecken im Haushalt eingesetzt, sondern finden auch Anwendung in einer Vielzahl von industriellen Prozessen. Beispiele sind die Photopolymerisation von Lacken, die Aufbereitung von Trinkwasser mittels UV-Strahlung oder die Oberflächenbehandlung von Materialien in der Halbleiterindustrie. Zum Betrieb dieser Hochleistungslampen werden wie bei den Leuchtstofflampen in Büro und Haushalt Vorschaltgeräte benötigt, welche eine Entladung zünden, den Strom begrenzen und u.U. regeln. Bis zu einer Nennleistung von einigen 10 kW werden Vorschaltgeräte, die für den industriellen Einsatz bestimmt sind, als hochfrequent getaktete AC-AC-Wandler mit resonanter Schaltentlastung ausgeführt. Die Ausgangsspannungen sind sinus- oder rechteckförmig mit einer Frequenz von 50 kHz bis zu 500 kHz. Um einen hohen Wirkungsgrad von über 95 % und auch hohe Leistungsdichten erreichen zu können, werden diese elektronischen Vorschaltgeräte nicht nur auf hohe Betriebsfrequenzen sondern auch auf schnelle Schaltvorgänge hin optimiert. Begrenzt wird die realisierbare Anstiegszeit der geschalteten Ströme und Spannungen durch die Vorschriften für Störspannungen und Störaussendung. Typische Werte für die Anstiegsgeschwindigkeit sind 1 A/ns und 5 V/ns.

Ziel ist es ein Optimum zu finden zwischen Gerätefunktion und EMV. Die Optimierung der Schaltvorgänge, insbesondere der Schaltgeschwindigkeit, ist eine wichtige Voraussetzung hierfür. Daneben gibt es jedoch eine ganze Reihe weiterer Ansatzpunkte zur Minimierung des Störpotentials von EVG, zum Beispiel

- die Dämpfung oder Verstimmung von parasitären Resonanzen in der Nähe der Schaltelemente
- die Vermeidung von Kopplungen (oft über magnetische Felder) zwischen den Resonanzkreisen und den Zuleitungen, welche in die Geräteumgebung führen (Netz, Last, Steuerung)
- die Dämpfung der Störungen auf Leitungen im Gerät, je nach Frequenzbereich durch Filter, Ferrite etc.

Messmethoden, die auf die speziellen Anforderungen der Leistungselektronik bezüglich Frequenz, Spannungsfestigkeit etc. angepasst wurden, sind Voraussetzung für die Analyse eines bestehenden EVG-Designs oder Layout und sind ebenso Voraussetzung für die Modellierung. Deshalb wird die Auswahl geeigneter Messmethoden für die Untersuchung von EVG im nächsten Abschnitt diskutiert.

Wenn Größen nicht direkt durch Messung bestimmt werden können, weil dies einen Eingriff in die Schaltung erfordern würde, der die Störgröße verändert oder die Gerätefunktion verändert, kann die Schaltung modelliert und die Störgröße simuliert werden. Die Simulation ist vor allem auch ein Mittel zur Vorhersage der zu erwartenden Störspannungen und Ströme, wenn zu einem frühen Zeitpunkt der Entwicklung Prototypen noch nicht verfügbar sind. Im dritten Abschnitt wird deshalb anhand eines Beispiels ein Vorschlag zur Simulation der leitungsgebundenen Störungen in EVG erörtert.

## **2. Messmethoden**

Die Auswahl einer geeigneten Methoden zur Erfassung der Störaussendung eines EVG kann auf Grund der folgenden Kriterien getroffen werden:

- Muss die Messung den Vorschriften der Norm genügen oder dient sie der Analyse von Störungen während einer Entwicklung?
- Sollen leitungsgebundene oder abgestrahlte Störungen erfasst werden?
- Soll das elektrische oder das magnetische Feld (bzw. Störspannung und Störstrom) untersucht werden?

Die EMV-Vorschriften für elektronische Vorschaltgeräte (z.B. EN55015, EN55011) schreiben bezüglich der Aussendung von Störungen eine Messung des elektrischen Feldes im Frequenzbereich 30 MHz .. 1 GHz und die Messung der Störspannung an einer festgelegten Netzimpedanz im Frequenzbereich 9 kHz .. 150 kHz .. 30 MHz vor.

Auf Grund der hohen Anschaffungskosten der Messausrüstung und für die Zertifizierung werden diese EMV-Prüfungen im Allgemeinen von spezialisierten Prüfzentren durchgeführt. Üblich sind auch entwicklungsbegleitende Messungen, um das Störpotential eines Gerätes festzustellen oder um die Wirksamkeit von Entstörmaßnahmen zu überprüfen.

Wurde bei einer Prüfung die Überschreitung der Grenzwerte festgestellt, dann sind die Identifizierung der Störquellen und die Suche nach Koppelpfaden von der Störquelle zum Messempfänger die ersten Schritte zur Entstörung des Gerätes. Messungen der Feldstärke werden jetzt mit H- oder E-Feldsonden im Nahfeld durchgeführt. Störspannungen und Störströme können direkt im Gerät mit einem Tasteteiler oder einer Strommessspule erfasst werden. Die Kosten für den Aufbau eines derartigen Messplatzes sind vergleichsweise gering und werden vor allem durch die Anforderungen an den Spektrum-Analysator bestimmt.

Im Gegensatz zu den normkonformen Messungen ermöglicht die Nahfeldmessung nur sehr qualitative Aussagen über die Feldstärke. Die Reproduzierbarkeit der Messungen ist sicherlich geringer. Durch das Öffnen des Gehäuses und durch Anbringen der Sonden wird die Feldverteilung (Stromverteilung, Spannungsverteilung) verändert, die Messung ist also keinesfalls rückwirkungsfrei. Der Vorteil der Messung im Nahfeld ist aber die hohe örtliche Auflösung der Feldstärkeverteilung von einigen Millimetern. Zudem können Entstörmaßnahmen wie zum Beispiel das Anbringen eines Ferrits sehr schnell auf ihre Wirksamkeit hin überprüft werden.

Das Beispiel in Abb. 1 zeigt die Z-Komponente des H-Feldes in einer Ebene über einem elektronischen Vorschaltgerät mit 5 kW Nennleistung. Die Software zur Auswertung stellt sowohl das Störspektrum für einen ausgewählten Punkt der Ebene als auch die Feldstärkeverteilung für eine ausgewählte Frequenz dar.

Der untersuchte Bereich des EVG ist im Bild durch einen Rahmen gekennzeichnet. Die Feldverteilung ist für die Frequenz von 10 MHz dargestellt und weist ein Maximum im rechten unteren Bereich der Vollbrücke auf. Die Ursache für dieses Maximum ist ein Resonanzstrom, der zwischen den parasitären Induktivitäten der Transistoren und der kapazitiven Schaltentlastung oszilliert.

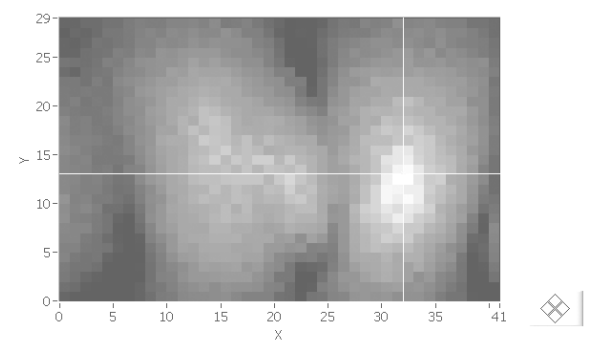
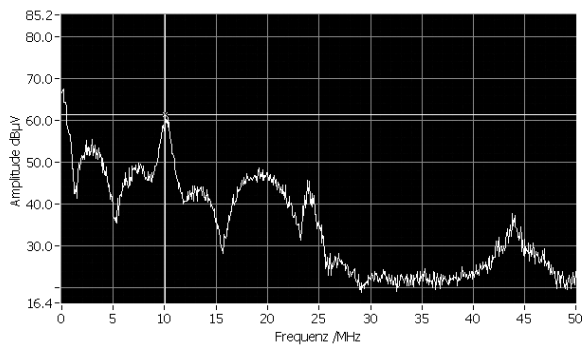
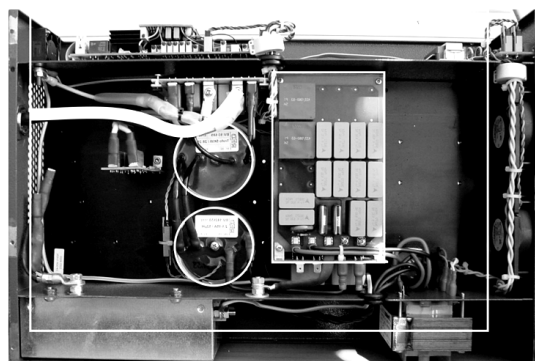


Abbildung 1:  
Messung der magnetischen Feldstärkeverteilung im  
Vorschaltgerät. Spektrum (links oben),  
Feldstärkeverteilung (rechts oben) und EVG Aufbau  
(rechts unten)



Die Messung der elektrischen Feldstärken im Gerät wird in gleicher Weise wie die H-Feld Messung durchgeführt. Für die Frequenzen unter 50 MHz sind E-Feldsonden aber aufwendig oder auf Grund des geringen Verschiebungsstromes ungenau. Für diesen unteren Frequenzbereich bietet sich deshalb eine direkte Messung der Störspannung mit Hilfe eines Auskoppelnetzwerks an. Dieses Netzwerk sollte eine hohe Dämpfung im Bereich der Schaltfrequenz des EVG besitzen (min. 60 dB), um eine Überhitzung oder die Beschädigung des Messempfängers durch Überspannung zu verhindern, sollte aber gleichzeitig die höherfrequenten Störspannungen mit geringerer Dämpfung an den Messempfänger weiterleiten, um dessen Eingangsdynamik auszunutzen. Neben diesem Hochpassverhalten ist eine hohe Auskoppelimpedanz wünschenswert. Die Beeinflussung der Störspannungen im EVG durch die Messsonde wird auf diese Weise gering gehalten. Mit Hilfe der gemessenen Spannungs-Übertragungsfunktion des Tastteilers wird das ursprüngliche Signal rekonstruiert. Die Störspannung kann also quantitativ angegeben werden und ist im Gegensatz zur E-Feld Messung unabhängig von der metallischen Umgebung des Messpunktes.

Die direkte Messung von Störströmen scheitert oft an der Größe von Strommessspulen, die die notwendige Bandbreite und Aussteuerbarkeit (bis 100 A) besitzen und am Aufwand zu deren Anbringung in der Schaltung. Dieser Aufwand ist aber dann gerechtfertigt, wenn quantitative

Messungen notwendig sind, z.B. zur Überprüfung von Ergebnissen bei der Simulation leitungsgeführter Störungen.

### **3. Modellierung und Simulation leitungsgeführter Störgrößen im EVG**

Eine Reihe von Anforderungen lassen sich für die EMV Simulation definieren:

Das Modell soll helfen die Störquellen und Ausbreitungswege zu verstehen.

Die Simulation erlaubt die Berechnung von Größen, die durch Messung nur schwer zu erfassen sind und hilft damit bei der Analyse der Störvorgänge (Beispiel: Ströme und Spannungen der Halbleiter im Schaltvorgang, Strom über Kapazität zum Kühlkörper).

Ist das Spektrum der Störquellen (durch Simulation oder Messung) bekannt, kann auf einfache Weise der notwendige Dämpfungsverlauf eines Filters bestimmt werden [1].

Eine Simulation, die auf Grund von Layout- und Designparametern eine Vorhersage der zu erwartenden Störungen bei der späteren Geräteprüfung ermöglichen würde, wäre eine große Hilfe zur frühen Erkennung von Fehlern (im Sinne der EMV) während einer Neuentwicklung.

Folgende Überlegungen sind entscheidend bei der Auswahl eines geeigneten Modells und einer Simulationsmethode:

Bei den betrachteten EVG handelt es sich um resonante Schaltungstopologien. Dies hat zur Folge, dass der zeitliche Ablauf der Kommutierung und die Zustandsgrößen der Schalter während dieses Vorgangs nicht von vornherein bekannt sind und gesondert berechnet werden müssen [2].

Soll die Simulation für beliebige stationäre Betriebspunkte gültig sein, muss das Lampenverhalten mit berücksichtigt werden. Die Zeitkonstanten des Systems unterscheiden sich dann um ca. acht Größenordnungen (Lampe 1 s, Netzspannung 1 ms, Schaltzyklus 10  $\mu$ s, Störspannung 10 ns).

Soll die Simulation als Werkzeug zur Optimierung eingesetzt werden, darf die Rechenzeit für einen Simulationslauf nicht mehr als eine Minute betragen.

Nichtlineare Effekte der Halbleiterschalter, z.B. der spannungsabhängige Kapazitätsverlauf, beeinflussen das Störspektrum wesentlich und müssen im Modell berücksichtigt werden.

Auf Grund dieser Randbedingungen ist es sinnvoll das gesamte System mit Hilfe von drei getrennten Modellen zu beschreiben:

**Modell 1** beschreibt das System aus Lampe und Leistungselektronik (Wechselrichter und Resonanzkreis) im Frequenzbereich. Der Wechselrichter wird als gesteuerte Quelle mit trapezförmiger Ausgangsspannung modelliert. Die Elemente des Resonanzkreises werden als linear angenommen. Durch iterative Berechnung der Strom und Spannungsverläufe wird ein stationärer Betriebspunkt für die Lampe ermittelt.

Die Lampe selbst wird als leistungsabhängige Impedanz modelliert. Dies ist für Hochdrucklampen bei konstanter Temperatur eine gute Näherung. Ergebnis der Simulation ist neben dem Betriebspunkt eine Näherung für die Anstiegszeit der Brückenspannung und damit bereits ein Teil des zu berechnenden Störspektrums der Brückenschaltung. Gleichzeitig ergeben sich aus dieser Simulation die Ströme und Spannungen an den Halbleiterschaltern im Ausschaltmoment. Diese werden als Anfangswerte für ein zweites Modell verwendet. Der erste Teil der Simulation ist in Form eines Matlab-Programms realisiert worden und wird bereits zur Dimensionierung von EVG eingesetzt [3].

**Modell 2** ist geeignet das Störspektrum bei hohen Frequenzen zu berechnen. Diese Störungen werden im EVG beim Schaltvorgang durch nichtlineare Effekte der Halbleiter und durch Resonanzen parasitärer Elemente hervorgerufen. Im Frequenzbereich sind die nichtlinearen Elemente, die beim Schaltvorgang eine Rolle spielen, nur schwer zu beschreiben. Im Zeitbereich hingegen existieren Halbleitermodelle mit guter Genauigkeit. Die Parametrisierung der Zeitbereichsmodelle der Leistungshalbleiter ist anhand von Herstellerangaben leicht möglich. Neben den Schaltelementen selbst müssen die Bauteile und die parasitären Elemente der Umgebung modelliert werden. Im wesentlichen sind dies die Kapazitäten der Schaltentlastung, die Anschluss- und Leitungsinduktivitäten sowie die parasitären Kapazitäten der Schalter sofern sie nicht im Halbleitermodell bereits berücksichtigt sind. Diese Bauteilgrößen können entweder durch Messung mit einem Impedanzanalysator bestimmt oder durch Berechnung aus den geometrischen Daten des Layout ermittelt werden.

Für die Modellierung der Halbleiter wurde ein Spice Level 1 Modell verwendet. Die parasitären Bauteile wurden durch Messung bestimmt. Die Anfangswerte (Spannungen der Kapazitäten, Strom in den Induktivitäten) wurden mit dem beschriebenen Modell 1 im Frequenzbereich errechnet.

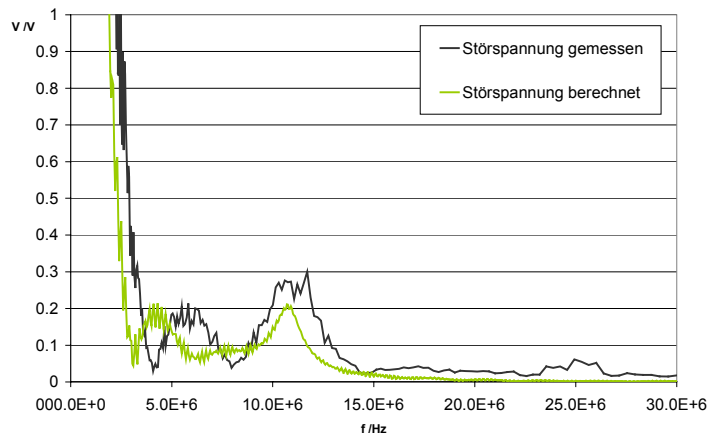


Abbildung 2: Simulation und Messung der hochfrequenten Störanteile am Halbbrückenausgang.

Der Anteil der Störspannung, welcher sich direkt aus dem trapezförmigen Verlauf der Ausgangsspannung ergibt, war bereits Ergebnis der Simulation von Modell 1. Das Gesamtstörpektrum erhält man durch Überlagerung der Spektren aus Modell 1 und Modell 2. Einen Vergleich von Modellrechnung und Messung zeigt Abb. 2. Die Resonanzstörungen bei 10 MHz werden durch die Zeitbereichssimulation gut wiedergegeben. Der Frequenzversatz bei den 5 MHz Störungen erklärt sich aus der derzeit recht groben Näherung bei der Berechnung der Flankensteilheit im Frequenzbereich (Modell 1). Da nun das Störpektrum der Quellen bekannt ist, kann in einem dritten Schritt (**Modell 3**) die Ausbreitung der Störungen zum Netz und zur Last hin untersucht werden. Dabei ist es sinnvoll, Bauteile mit komplexen Übertragungsverhalten z.B. Netzfilter nicht anhand einer Ersatzschaltung sondern direkt durch ihre Übertragungsfunktion zu beschreiben.

Realisiert wurde dies mit Hilfe der ABM-Funktion (analog behavioral modeling) eines Spice-Simulators. Damit können die diskreten passiven Schaltungselemente mit frequenzabhängigen Impedanzen und Quellen kombiniert und im Frequenzbereich berechnet werden. Nicht leitungsgebundene Kopplungen (zwischen Leiterschleifen oder durch kapazitive Kopplung) können gut in dieses Modell eingefügt werden. Von besonderem Interesse sind dabei Kopplungen zur Ansteuerelektronik der Vollbrücken und zur Niederspannungsversorgung, weil diese über den Steuergeräte-Anschluss der EVG erheblich zur Störaussendung beitragen können.

#### **4. Zusammenfassung und Ausblick**

Mit der vorgestellten Simulationsmethode, die für die Gerätefunktion von EVG, die Störquellenberechnung und die Berechnung der Störausbreitung drei getrennte Modelle vorschlägt, lassen sich drei der zu Anfang gestellten Forderungen erfüllen: Die Simulation ist ein Werkzeug zum Verständnis der Quellen und der Ausbreitung. Sie ermöglicht die Berechnung von schwer messbaren Größen und erleichtert die Auswahl oder Herstellung von Filtern. Um eine Prognose der Störpegel zu ermöglichen, wie sie bei einer Geräteprüfung zu erwarten sind, muss das bestehende EVG Modell um die Netznachbildung und den Messempfänger erweitert werden. Das Ausbreitungsmodell muss zudem um Feldkopplungen ergänzt werden, sofern diese eine Rolle für die Störspannungsmessung spielen.

#### ***Literaturverzeichnis***

- [1] R. L. Ozenbaugh, EMI Filter Design, Marcel Dekker Inc., 2001
- [2] E. Hoene, Methoden zur Vorhersage, Charakterisierung und Filterung elektromagnetischer Störungen von spannungsgespeisten Pulswechselrichtern, Diss., Technische Universität Berlin, 2001
- [3] P. Schwarz-Kiene, Betriebsgeräte und Verfahren zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung, Dissertation, Lichttechnisches Institut, Universität Karlsruhe, 2000

## 1.2 Arbeitsgruppe Lemmer

### Molekulare Elektronik

Rainer Bornemann, Uli Lemmer

#### *Zusammenfassung*

Materialien auf Basis halbleitender Polymere sind seit ein paar Jahren in das Blickfeld der Forscher gelangt. Insbesondere schreitet die Entwicklung von Leuchtdioden aus diesen Materialien sehr schnell voran. So sind schon die ersten Display erfolgreich in den Markt eingeführt worden. Dabei sind jedoch die Anwendungsmöglichkeiten der Polymere sehr stark von ihren elektronischen und optoelektronischen Eigenschaften abhängig. Vielfältige Fragestellungen sind dabei aber noch gar nicht oder nur sehr unzureichend geklärt. In diesem Forschungsprojekt soll zunächst der Schwerpunkt auf die optischen Eigenschaften fokussiert werden.

#### **1. Aufgabenstellung**

Um die optischen Phänomene eingehend und grundlegend zu untersuchen, sollen die Methoden, die in der Einzelmolekül-Spektroskopie entwickelt worden sind, zum Einsatz kommen. Diese Methoden bieten mehrere Vorteile:

Neben der einzigartigen Nachweisempfindlichkeit dieser Methoden können zudem Effekte untersucht werden, die ansonsten durch Mittelung über große Proben verloren gehen bzw. diese einfach überdecken. So überdeckt z.B. die inhomogen verbreiterte Emissionsbande des Ensembles eine eingehende Untersuchung des Wechselspiels von Licht mit den einzelnen Molekülbaugruppen auf der Polymerkette. Zu diesem Zweck wird/wurde ein Messplatz aufgebaut, mit dem es möglich ist die Fluoreszenz einzelner Molekül spektral, räumlich und zeitlich zu detektieren.

Dieser Messplatz ist um ein kommerziell erhältliches inverses Forschungsmikroskop herumgebaut. Der konfokale Aufbau (siehe Bild 1) gestattet es, die Probe zerstörungsfrei dreidimensional mit bis zu 300 nm Auflösung zu untersuchen. Zu der Detektoreinheit gehört ein hochauflösender bildgebender Monochromator mit einer stickstoffgekühlten CCD-Kamera. Diese Kamera ist in der Lage einzelne Photonen zu detektieren und gestattet es, Spektren mit einer Auflösung  $< 0,1$  nm zu messen. Alternativ steht ein zeitkorrelierendes Einzelphotonen-Zähl-System (engl. Time Correlated Single Photon Counting System, TCSPC-System) zu Verfügung, mit dem die Emissionsdynamik der Probe mit bis zu 30 ps Zeitauflösung gemessen werden kann.

Als Anregungsquelle steht ein in der Wellenlänge durchstimmbarer gepulster Titan-Saphir-Laser zur Verfügung, der ps- und fs-Laserpulse aussenden kann. Die Energie dieser Pulse reicht aus, um entweder mittels eines nichtlinearen Kristalls blaues Laserlicht im Bereich von 350-480 nm zu erzeugen oder alternativ die Probe mittels einer 2-Photonenanregung direkt anzuregen.

Als Probenkammer steht ein für Mikroskopie-Anwendungen speziell entwickelter Kryostat zu Verfügung, der es gestattet, die Emission der Probe bei Raumtemperatur bis hinab zu 4 K zu detektieren, sodaß die fundamentalen elektronischen Eigenschaften auch bei tiefen Temperaturen gemessen werden können.

Als weitere Detektionsoption steht die Anregung mittels eines frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers zur Verfügung, der als Anregungsquelle für Raman-Messungen dient. Diese Messungen gestatten es, mit hoher räumlicher Auflösung chemische Informationen über die Probe zu erhalten.

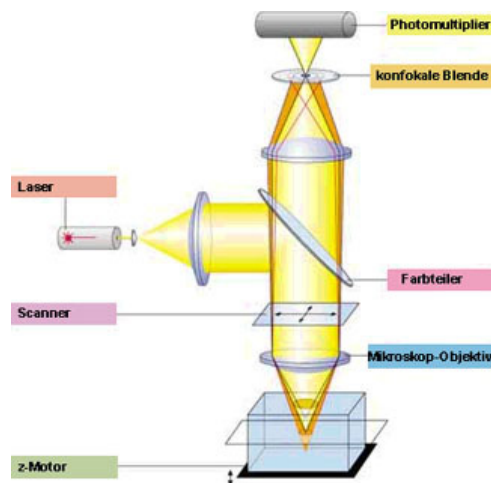


Bild 1: Prinzip des konfokalen Mikroskop-Aufbaus.

# Nano-Akustooptik

Ulf Geyer, Georg Bastian

## 1. Einleitung

Ziel dieses Projekts ist es, die Wechselwirkung von höchstfrequenten akustischen Oberflächenwellen und Licht für den Einsatz in neuartigen optoelektronischen Bauelementen für die optische Nachrichtentechnik zu untersuchen. Hierzu sollen Interdigital-Transducer mit kleinsten Strukturgrößen sowie passende integriert optische und integriert akustische Wellenleiter entworfen, hergestellt und charakterisiert werden.

Bei klassischen akustooptischen Bauelementen ist die Frequenz der akustischen Welle im Vergleich zur Frequenz der elektromagnetischen Welle vernachlässigbar. Typischerweise arbeitet man in der Größenordnung von 100 MHz der Phononen im Vergleich zu 100 THz der Photonen, so dass in guter Näherung bei einer Phononenstreuung die Energie der Photonen konstant bleibt. Mit optischen Filtern bzw. Lichtquellen mit schmalen Charakteristiken kann jedoch eine Phononenstreuung und die einhergehende Frequenzverschiebung des Lichts der dominierende Effekt in der Struktur werden, sodaß sich eine Vielzahl von resultierenden neuartigen Anwendungen ergeben.

Um in diesen Bereich vorzustoßen, sollen sowohl Filter bzw. Lichtquellen mit scharfer Charakteristik als auch Möglichkeiten zur Erzeugung von höchstfrequenten akustischen Oberflächenwellen eingesetzt werden. Die angestrebten optischen Linienbreiten bzw. Frequenzen der akustischen Oberflächenwellen werden im Bereich von 500 MHz bis 50 GHz liegen.

## 2. Erzeugung von SAW

Zur Erzeugung höchstfrequenter akustischer Oberflächenwellen (SAW: Surface Acoustic Waves) bieten sich zwei Methoden an: Die Umwandlung von höchstfrequenten elektrischen Signalen mittels nanostrukturierten Interdigital-Transducern (IDT) in piezoelektrischen Materialien und die Umwandlung von ultrakurzen optischen Pulsen durch nanostrukturierte Schattenmasken in thermische und dann akustische Signale. Beide Technologien stehen am LTI zur Verfügung.

In diesem Projekt wird vorerst der Weg mit Hilfe der IDT gewählt. Wie in Bild 1 zu sehen, erzeugen die Fingerelektroden ein periodisches elektrisches Potential, das in einem piezoelektrischen Material zu einer Verspannung und damit einer Dichteveränderung führen. Eine an den Elektroden anliegende Hochfrequenz produziert somit Schallwellen, die an der Oberfläche des Substrates entlang laufen. Mit der Dichteschwankung der Oberflächenwelle ist gleichzeitig eine Modulation des Brechungsindex gegeben, die für Interaktion der Oberflächenwelle mit Licht genutzt werden kann.

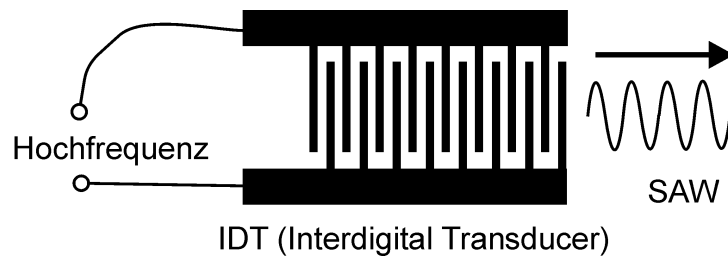


Bild 1: Aufbau eines IDT zur Erzeugung von akustischen Oberflächenwellen.

### 3. Experimentelle Vorarbeiten

Für die in diesem Projekt geplante Realisierung von IDTs mit kleinsten Strukturen wird neben den im Aufbau befindlichen Laboren eine Aufdampfanlage für präzises Aufdampfen der IDT-Finger im sub-Mikrometerbereich benötigt. In diesem Zusammenhang wurden zwei Studienarbeiten [1, 2] durchgeführt, die zum einen den Aufbau der Aufdampfanlage und zum anderen die Simulation von Aufdampfprozessen unter definierten Winkeln beinhalteten.

Für die Aufdampfanlage waren zwei Kriterien entscheidend, die sie von konventionellen Aufdampfanlagen unterscheiden. Um eine hohe Homogenität der aufgedampften Schichten bei großen Wafern zu erreichen, war es notwendig, den Abstand zwischen Verdampferquelle und Substrat möglichst groß zu wählen. Es wurde ein Abstand von 70 cm realisiert. Die zweite wichtige Anforderung war, dass sich die Aufdampfwinkel sowohl in x- als auch in y-Richtung frei wählen lassen. Mit einer solchen Anordnung lassen sich später auch Schattenbedampfungen mit freier Parameterwahl durchführen. Ein Foto der von cand. el. Stefan Pieke geplanten und realisierten Anlage ist in Bild 2 zu sehen.

Die zweite Studienarbeit beschäftigte sich mit der Simulation von oben beschriebenen Aufdampfvorgängen unter schrägen Winkeln. Hierbei stand im Vordergrund, ein leicht bedienbares Programm für den Benutzer zu entwickeln, das bei der Wahl der richtigen Parameter hilft und gleichzeitig eine Vorhersage der Formen von aufgedampften Strukturen ermöglicht. Dieses Simulationstool ist in Bild 3 abgebildet. Das Programm wurde von cand. el. Sabine Lauterbach unter LabView realisiert.



Bild 2: Aufdampfanlage Modell PiekeVac.

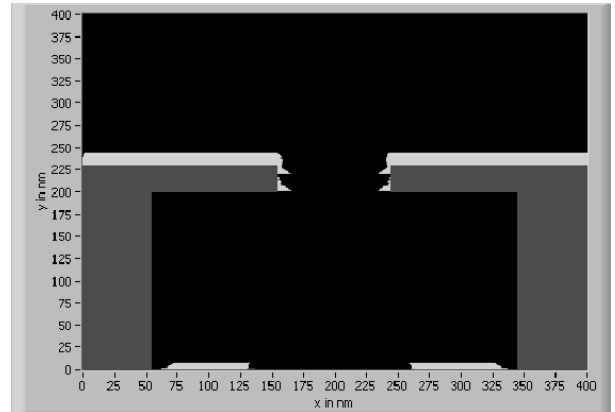


Bild 3: Simulationstool zur Beurteilung von Bedampfungsvorgängen unter schrägen Winkeln.

#### 4. Geplante Projekte

Für kommendes Jahr sind mehrere Projekte im Bereich Akustooptik geplant. Zum einen wollen wir höchstfrequente IDTs auf Lithiumniobat realisieren. Hierbei stehen Fragestellungen im Bereich Hochfrequenzelektronik und oberflächennahe akustische und optische Wellenleiter im Vordergrund.

Außerdem werden wir versuchen, akustische Oberflächenwellen in GaN zu generieren. Wir versprechen uns dabei Erkenntnisse über die Verarbeitung von GaN und das Design von optischen Wellenleitern.

#### 5. Danksagung

Diese Arbeit wird vom DFG geförderten Centrum für Funktionelle Nanostrukturen (CFN) im Projekt A3.3 gefördert.

#### *Literatur*

- [1] S. Pieke: "Planung und Aufbau einer Aufdampfanlage zur Schrägbedampfung", Studienarbeit (2003)
- [2] S. Lauterbach: "2D-Simulation von Schrägbedampfungsprozessen", Studienarbeit (2003)

## Investigations on the Feasibility of Organic Injection Lasers

Christian Karnutsch, Christof Pflumm, Martin Punke

### *Summary*

A numerical tool for the simulation of organic light emitting devices was implemented and combined with the calculation of the waveguiding properties of organic thin film structures. In addition, first measurements with a new white-light differential transmission setup were accomplished.

Organic injection laser diodes would be a logical extension of organic light emitting diodes (OLEDs), which emit incoherent light. To obtain guidelines for a suitable laser structure design, the modal gain was calculated for different organic materials and device designs. In order to achieve a modal gain of  $\approx 5 \text{ cm}^{-1}$  in MEH-PPV based devices, exciton densities on the order of  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  are required. This high density can only be obtained by driving current densities of  $\approx 1 \text{ kA/cm}^2$  through the device. Due to the low mobilities in organic semiconductors, it is vital to minimise the device thickness in order to reduce the power density necessary for the rather high current densities. To achieve a maximum modal gain of  $g_{max} = 0.5 \text{ cm}^{-1}$  for  $\text{Alq}_3$  based devices and  $g_{max} = 7 \text{ cm}^{-1}$  for MEH-PPV based structures, an optimum active layer thickness of  $\approx 60\text{-}70 \text{ nm}$  for both investigated materials was found. In general, these rather low gain values require the use of high quality waveguides with sufficiently low scattering losses.

Further complications arise from the presence of charged excitations giving rise to induced absorption processes in organic semiconductors. Our numerical simulation tool yields the ratio  $\gamma$  of exciton and charge carrier densities, spatially weighted with the modal intensity distribution in the waveguide. This ratio  $\gamma$  depends critically on the charge carrier mobility in the organic solid. For MEH-PPV,  $\gamma$  is on the order of 1-2 %, setting an upper limit for the charge induced absorption cross-section (with respect to the stimulated emission cross-section  $\sigma_{Stim}$ ) of  $\sigma_{Charge} \leq 0.02 \sigma_{Stim}$  in order to achieve net gain.

For a quantitative modelling of the situation in potential organic semiconductor lasers, the cross-sections for induced absorption and stimulated emission have to be measured carefully. First results towards a systematic study of these quantities were achieved using a high-repetition rate differential transmission setup. The novel setup was characterized and first measurements were performed.

## 1. Simulation Results

A macroscopic method, which has previously been used for the investigation of the 1-D spatiotemporal dynamics in barrier discharge lamps [1], was employed to simulate organic light-emitting devices. The model can be used to obtain information about the current–voltage ( $I$ – $V$ ) characteristics and the carrier and exciton density profiles of thin film structures. By including the calculated waveguiding properties of the laser structure and the stimulated emission cross-section  $\sigma_{Stim}$  of the active material, it is possible to derive the modal gain  $g_{mod}$  of the laser device.

The commonly used OLED device design comprises a substrate and various organic layers sandwiched between two electrodes. In most cases, Indium Tin Oxide (ITO) is used as anode, and a low work function metal (e.g. Ca, Ba, Mg) is deposited to form the cathode [2]. Alternatively, a device design using two transparent ITO layers for both electrodes can be applied [3,4]. Consequently, both approaches have been considered in the simulations.

Investigations of the waveguiding properties (employing a MatLab program [5]) revealed, that regardless of the employed electrode scheme, the optical mode penetrates substantially into the contact layers in thin film devices (see Figure 1). Therefore, to keep waveguide losses as low as possible, using two thin ITO electrodes (exhibiting much lower optical losses than metals) is beneficial for organic injection lasers.

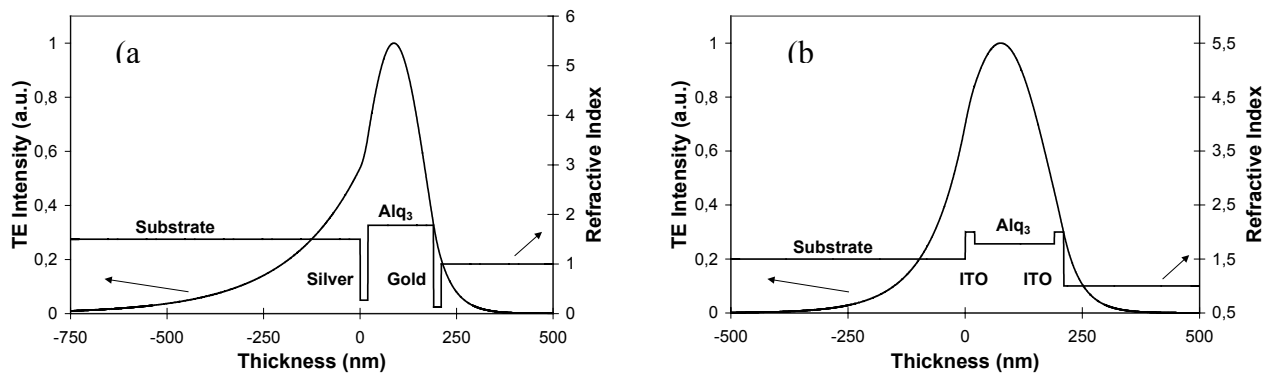


Figure 1: Calculated TE modal intensity distribution of Alq<sub>3</sub> single active layer devices with different electrode schemes: (a) two metal electrodes, (b) two ITO electrodes. The thickness of the active layer and the electrodes were assumed to be 170 nm and 20 nm, respectively. Due to the thin active layer, the optical mode penetrates substantially into the contact layers for both electrode schemes.

The response of a thin film device, comprising a single active organic layer and two ITO electrodes, to an arbitrarily shaped voltage pulse has been modelled. The resulting carrier density profiles define the exciton generation rate, while the exciton density distribution is affected by exciton diffusion and lifetime.

As the active layer medium, representatives of the two main classes of disordered organic semiconductors have been investigated: the small-molecule chelate metal complex Alq<sub>3</sub> doped with DCM and the conjugated polymer MEH-PPV (simulation parameters can be found in [6]).

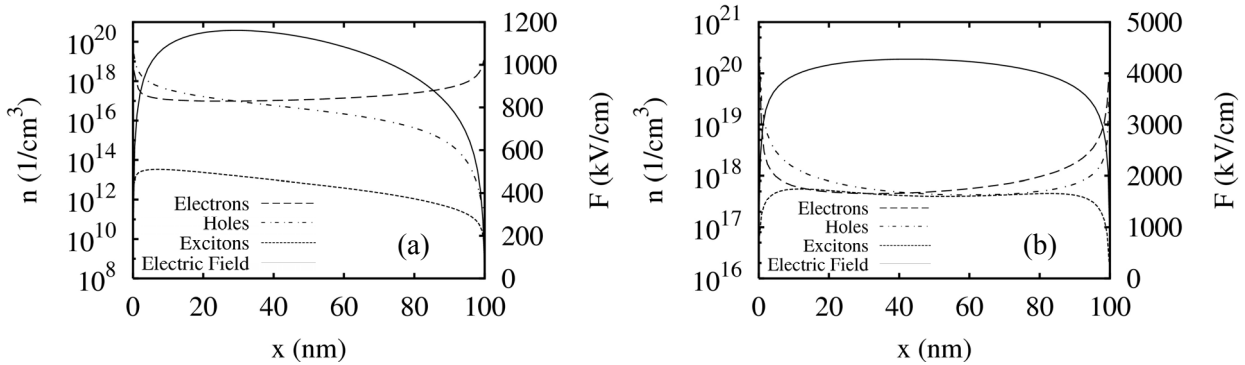


Figure 2: Electron, hole and exciton densities and electric field distribution in an Alq<sub>3</sub> device at an applied voltage of  $V=10$  V (a) and  $V=40$  V (b).  $x$  denotes the distance from the anode.

Figure 2 shows the calculated carrier and exciton densities in an Alq<sub>3</sub> based device at different applied voltages. At  $V=10$  V (a), the resulting exciton density is low ( $\approx 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>) and the exciton distribution is inhomogeneous, exhibiting a maximum value close to the anode. This is due to the fact that the hole mobilities in Alq<sub>3</sub> are very low, leading to accumulation of charge carriers and hence a high exciton recombination rate at the anode. Applying a higher voltage of  $V=40$  V (b) leads to a more homogeneous exciton distribution on a high level of  $\approx 5 \cdot 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>. The significant decrease of the exciton density at the electrodes is caused by nonradiative quenching processes in the vicinity of the interface.

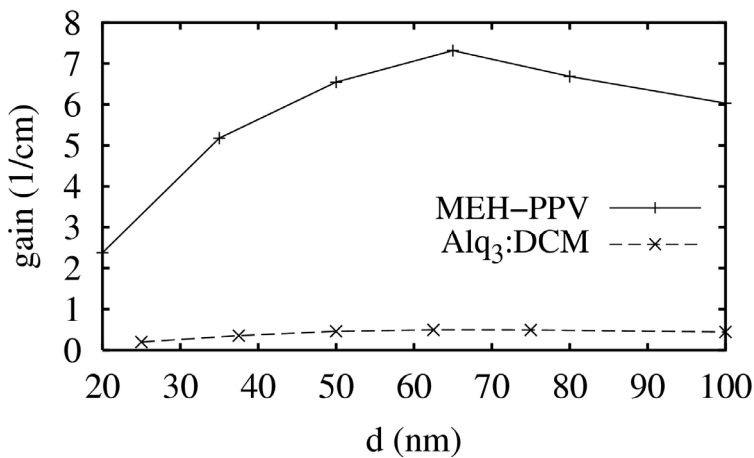


Figure 3: Comparison of modal gain versus active layer thickness in Alq<sub>3</sub> - and MEH-PPV-based laser structures. Owing to its larger hole mobilities and larger stimulated emission cross-section, the resulting modal gain is significantly higher in devices employing MEH-PPV as the active layer.

The charge carrier and exciton densities presented above were calculated using parameters for the small-molecule Alq<sub>3</sub> as active layer medium. Another promising material for organic semiconductor lasers is MEH-PPV [7-9]. Therefore, simulations for this conjugated polymer have been performed.

As in Alq<sub>3</sub>, the modal gain in MEH-PPV is increasing with power density (not shown), and an optimum value of  $\approx 60-70$  nm for the active layer thickness exists for both materials (Figure 3). However, due to the higher hole mobility and the larger stimulated emission cross-section, a significantly higher modal gain of  $g_{max} = 7 \text{ cm}^{-1}$  is achieved in MEH-PPV based devices.

So far, charge induced absorption has been neglected. But since this is a major issue in the context of electrically pumped organic semiconductor lasers [3, 10-14], the charge carrier related absorption has been investigated. The interplay of excitons giving rise to stimulated emission and absorbing charge carriers inducing additional absorption processes can be quantified by the following ratio  $\gamma$  :

$$\gamma = \frac{\int_0^d n_{exc} |F(x)|^2 dx}{\int_0^d (n_e + n_h) |F(x)|^2 dx}$$

Here,  $\gamma$  is the spatially weighted ratio between excitons  $n_{exc}$  and charge carriers  $n_{e/h}$ , and  $F(x)^2$  denotes the modal intensity distribution. For an MEH-PPV based device,  $\gamma$  is on the order of 2 % (Figure 4, dotted line). Under these circumstances, net gain can only be achieved if the charge induced absorption cross-section  $\sigma_{Charge}$  is at least 50 times smaller than the stimulated emission cross-section  $\sigma_{Stim}$ . If it was possible to increase the mobilities of the charge carriers in MEH-PPV by a factor of 100, a significant improvement in  $\gamma$  could be achieved (Figure 4, solid line). But even if this was possible, the ratio  $\gamma$  would still be on the order of only  $\approx 10$  %. It can therefore be concluded that additional measures are necessary in order to realise an organic injection laser made of MEH-PPV, e.g. the spectral separation of charge induced absorption and stimulated emission.

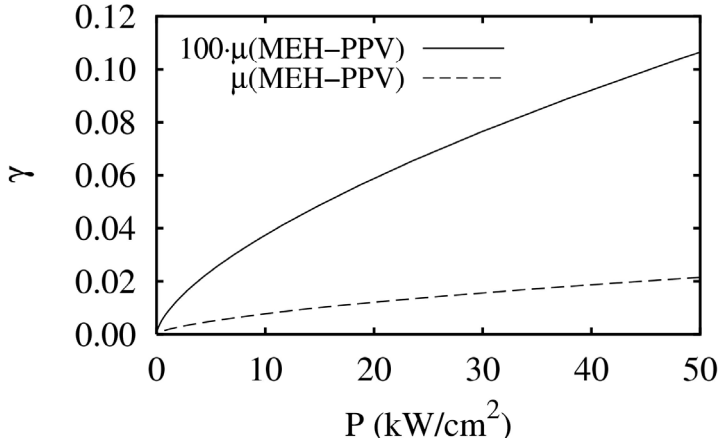


Figure 4: Calculated exciton/charge carrier ratio  $\gamma$  for an MEH-PPV based laser structure. Dotted line: results assuming the regular charge carrier mobilities (see Ref. [6]). Solid line: results assuming hundredfold improved charge carrier mobilities.

## 2. High repetition rate differential transmission setup

The excited state population of an active organic medium, and hence the optical gain coefficient, can be investigated using a differential transmission measurement setup (Figure 5). The sample is excited by a femtosecond pump pulse and the transmission of the sample is probed by a second laser pulse which is delayed by a time  $\tau$ . Due to the high repetition rate of 79 MHz, our setup exhibits a higher sensitivity and offers a better signal-to-noise ratio than commonly used low repetition rate experiments employing amplified femtosecond laser pulses.

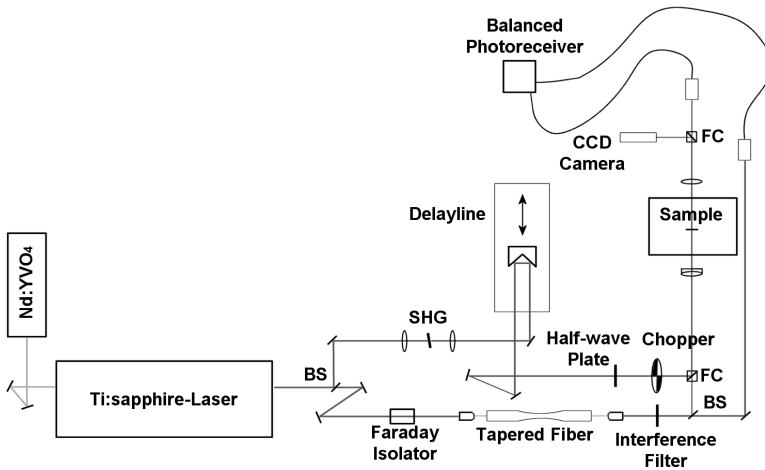


Figure 5: Experimental setup for high repetition rate differential transmission measurements. A Kerr-lens modelocked Ti:Sapphire laser is simultaneously used to produce a frequency-doubled pump pulse and a white-light continuum probe pulse.

In the experimental setup, the output of a Kerr-lens modelocked Ti:Sapphire laser ( $\lambda \approx 800$  nm;  $\tau_p \approx 60$  fs) is simultaneously used to produce a frequency-doubled pump pulse and a white-light continuum probe pulse. The white-light probe pulse is generated through non-linear effects in a novel tapered fibre [15], resulting in a continuum ranging from  $\approx 500$  nm up to  $\approx 1$   $\mu$ m. The actual probing wavelength is set with an interference filter and the transmitted signal is measured using a balanced photoreceiver setup connected to a Lock-in amplifier.

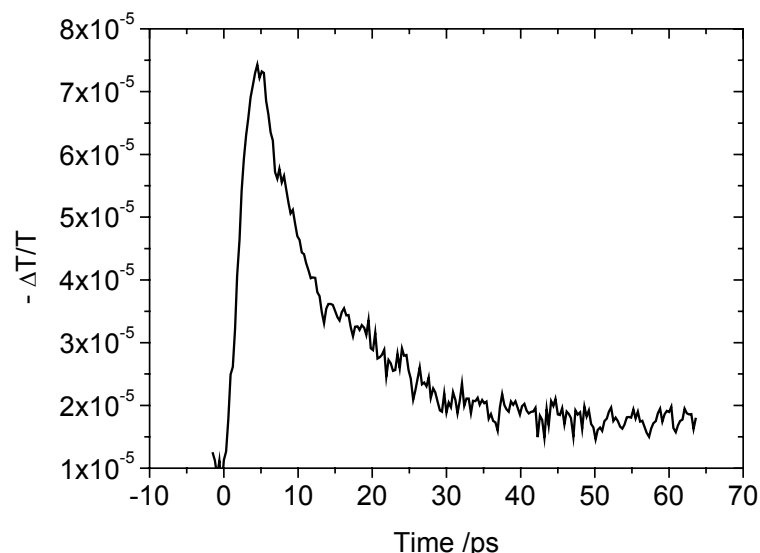


Figure 6: High repetition rate differential transmission measurement obtained from an MEH-PPV sample. The probe wavelength was  $\lambda_{\text{probe}}=800$  nm.

Figure 6 depicts a differential transmission measurement obtained from an MEH-PPV sample. Most likely, photoinduced absorption caused by excitons and polarons is observed in this spectral regime [16-18]. The measured spectrum is encouraging in view of the feasibility of the novel high repetition rate differential transmission setup for high sensitivity measurements of excited states in organic semiconductors.

### References

- [1] C. Pflumm, Simulation homogener Barrierenentladungen inklusive der Elektrodenbereiche, University Karlsruhe, PhD thesis, 2003.
- [2] N.K. Patel, S. Cina, and J.H. Burroughes, High-Efficiency Organic Light-Emitting Diodes. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 2002. 8(2): p. 346-361.
- [3] V.G. Kozlov et al., Structures for Organic Diode Lasers and Optical Properties of Organic Semiconductors Under Intense Optical and Electrical Excitations. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2000. 36(1): p. 18-26.
- [4] G. Parthasarathy et al., A metal-free cathode for organic semiconductor devices. *Applied Physics Letters*, 1998. 72(17): p. 2138-2140.
- [5] J. Carroll, J. Whiteaway, and D. Plumb, Distributed feedback semiconductor lasers. 1998, London: The Institution of Electrical Engineers.
- [6] C. Karnutsch, Organic Semiconductor Lasers, MSc thesis. University Karlsruhe, University St. Andrews and Heriot-Watt University Edinburgh, 2003.
- [7] S. Riechel, Organic Semiconductor Lasers with two-dimensional distributed feedback, LMU München, PhD thesis, 2002.
- [8] G.A. Turnbull et al., Operating characteristics of a semiconducting polymer laser pumped by a microchip laser. *Applied Physics Letters*, 2003. 82(3): p. 313-315 and references therein.
- [9] W. Holzer et al., Amplified spontaneous emission in neat films of arylene-vinylene polymers. *Optical and Quantum Electronics*, 2001. 33: p. 121-150.
- [10] N. Tessler, N.T. Harrison, and R.H. Friend, High Peak Brightness Polymer Light-Emitting Diodes. *Advanced Materials*, 1998. 10: p. 64-68.

- [11] V.G. Kozlov and S.R. Forrest, Lasing Action in Organic Semiconductor Thin Films. *Current Opinion in Solid State & Materials Science*, 1999. 4: p. 203-208.
- [12] N. Tessler et al., Pulsed excitation of low-mobility light-emitting diodes: Implication for organic lasers. *Applied Physics Letters*, 1999. 74(19): p. 2764-2766.
- [13] V.G. Kozlov et al., Optical properties of molecular organic semiconductor thin films under intense electrical excitation. *Applied Physics Letters*, 1999. 74(8): p. 1057-1059.
- [14] E.J.W. List, C.H. Kim, and W. Graupner, Nonradiative quenching of singlet excitons by polarons in  $\pi$ -conjugated polymers. *Synthetic Metals*, 2001. 119: p. 511.
- [15] J. Teipel et al., Characteristics of supercontinuum generation in tapered fibers using femtosecond laser pulses. *Applied Physics B*, 2003. 00: p. 1-7.
- [16] A. Dogariu, D. Vacar, and A.J. Heeger, Picosecond time-resolved spectroscopy of the excited state in a soluble derivative of poly(phenylene vinylene): Origin of the bimolecular decay. *Physical Review B*, 1998. 58(16): p. 10218-10224.
- [17] A. Dogariu, D. Vacar, and A.J. Heeger, Excited state spectral and dynamics studies of MEH-PPV. *Synthetic Metals*, 1999. 101: p. 202-203.
- [18] D. Vacar, A. Dogariu, and A.J. Heeger, Ultrafast gain and excited-state absorption in luminescent polymers: pump-wavelength invariance. *Chemical Physics Letters*, 1998. 290: p. 58-62.

# Realisation of a pump-probe setup for the femtosecond spectroscopy

Martin Punke, Christian Karnutsch

## Abstract

A novel Differential Transmission Spectroscopy setup is employed for the determination of the gain coefficient of organic laser materials. An optical setup including a femtosecond laser system and the generation of a supercontinuum is realised. First measurements of the conjugated polymer MeLPPP were accomplished.

## 1. Introduction

Organic materials and their use in miscellaneous devices like organic light-emitting diodes (OLEDs) [1] is attracting the interest of researchers as well as the industry. The potential of organic materials to create inexpensive, flexible and large-area devices is very promising. Already displays based on organic materials are entering the market. Lasers are the next step in the utilisation of organic semiconductors. Currently, intense research on optically pumped organic lasers is carried out worldwide [2]. In order to stimulate the development of organic lasers, new materials and their optical and electrical properties have to be investigated. Especially the determination of the optical amplification or gain coefficient is important.

## 2. Differential Transmission Spectroscopy

The Differential Transmission Spectroscopy is a standard investigation method for many materials [3]. By measuring the time and spectral dependent transmission changes of a sample one can determine the gain coefficient. After the excitation of the sample by a femtosecond pump pulse a time delayed probe pulse is utilized to detect the changes in transmission. The spectral dependency of the differential absorption signal is measured by changing the wavelength of the probe beam (Figure 1). Thus a white-light continuum in the range of 500-800 nm is needed.

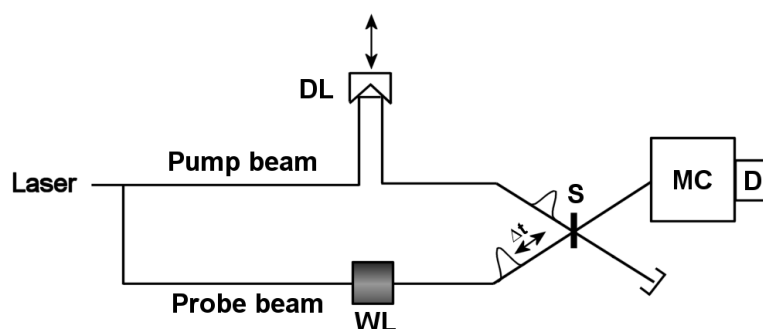


Figure 1: Pump – probe setup for the Differential Transmission Spectroscopy. A femtosecond laser beam is split into pump and probe beam. The time delay between pump and probe pulse ( $\Delta t$ ) is set by the optical delay line (DL). The sample (S) is excited by the pump beam. The probe beam is generating a white-light continuum (WL) and the pump-induced transmission change is acquired with a monochromator (MC) and a detector (D).

### 3. Supercontinuum generation

In conventional setups a supercontinuum is created by using regenerative amplifier systems. These systems are both expensive and hard to handle. In a novel approach the output of a standard Ti:sapphire femtosecond laser is coupled into a tapered fiber [4]. The highly non-linear effects, dominated by self-phase modulation, inside this fiber are generating a supercontinuum that spreads from 500-1000 nm (Figure 2). Thus a laser source with a high spatial coherence that covers the whole visible spectrum is available.

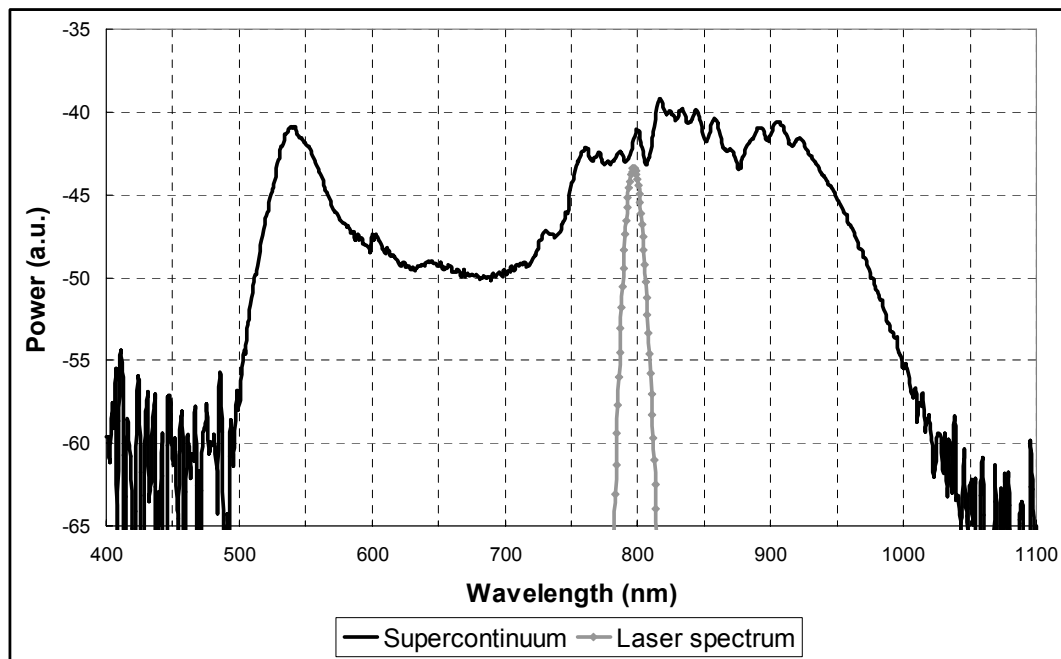


Figure 2: Comparison of laser and supercontinuum spectrum. The graph shows the effect of the spectral broadening of the femtosecond laser pulse caused by self-phase modulation in a tapered fiber. The FWHM of the laser spectrum is 20 nm. The supercontinuum covers the wavelength range from 500 – 1000 nm.

### 4. Experimental setup

In the optical setup the output of a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser ( $\lambda = 800$  nm;  $\tau_{\text{Pulse}} \approx 60$  fs;  $f_{\text{Rep}} = 79$  MHz) is used to produce a frequency-doubled pump pulse ( $\lambda_{\text{Pump}} = 400$  nm) and a white-light continuum probe beam ( $\lambda_{\text{Probe}} \approx 500$ -1000 nm). The actual wavelength of the probe beam is set with interference filters. With the help of a dichroic mirror both beams are collinearly focused onto the sample. The delay time between pump and probe pulses is set by an optical delay line in the pump beam path. The pump induced transmission change is detected by a balanced photoreceiver setup and processed in a Lock-In amplifier. The data acquisition and the system control is handled by a LABVIEW program.

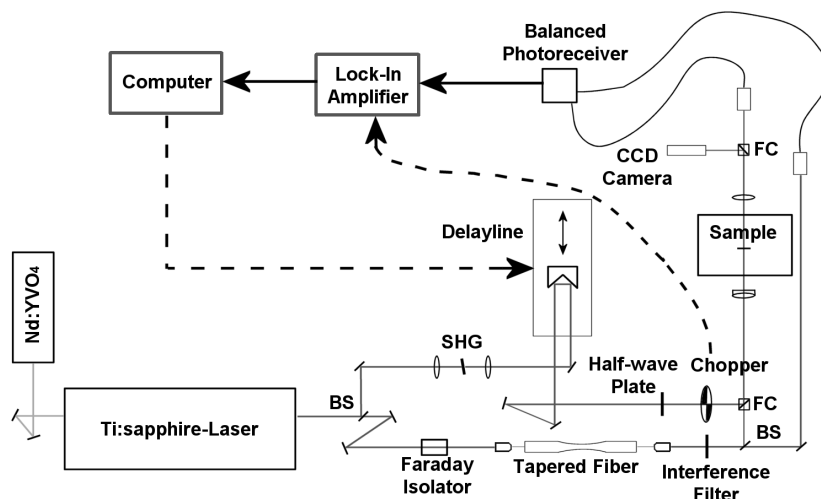


Figure 3: Experimental setup. The output beam of a mode-locked Ti:sapphire laser is split into pump and probe beam. The pump beam is frequency doubled and focused onto the sample. The probe beam is generating a white-light continuum. The probe wavelength is set by an interference filter. The transmission change is detected by a balanced photoreceiver and the signal is processed in a Lock-In amplifier. The system is controlled by a LABVIEW program.

## 5. First measurements

First measurements of the laser dye Rhodamin 6G and the conjugated polymer MeLPPP were performed. The following graph (Figure 4) shows the differential transmission of the conjugated polymer MeLPPP. The negative differential transmission is caused by photoinduced absorption in the material. The system is able to measure transmission changes on the order of  $10^{-4} - 10^{-5}$ . The temporal resolution is on the order of a few femtoseconds.

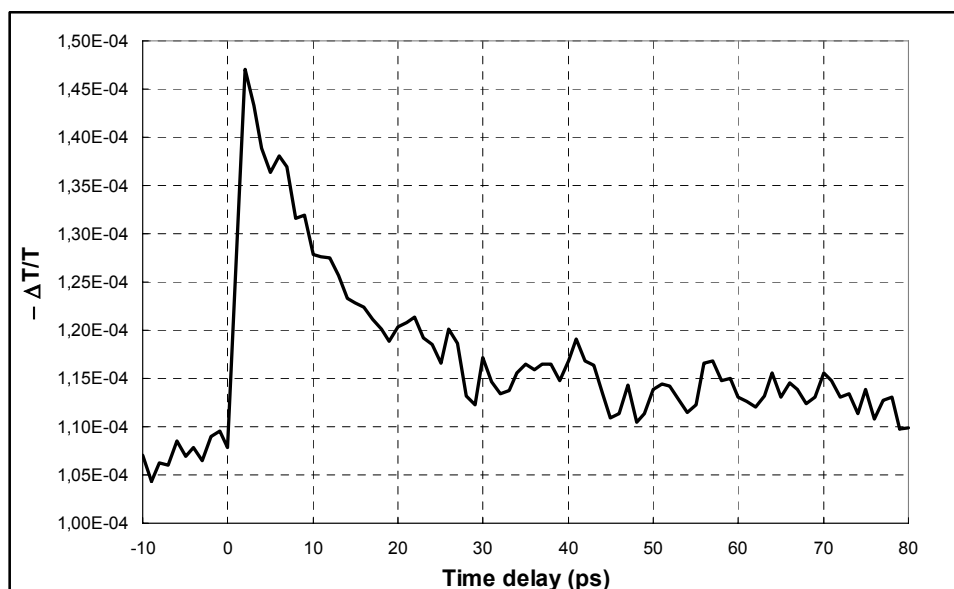


Figure 4: Differential transmission of MeLPPP. The conjugated polymer MeLPPP shows a negative differential transmission due to photoinduced absorption. The probe wavelength is 780 nm.

## 6. Outlook

We are planning to improve the system in several ways. The development of a cavity dumper setup will help to increase the signal-to-noise-ratio. In addition, the utilization of an array detector in conjunction with a monochromator will lead to the possibility of detecting the whole wavelength range in one measurement. This will provide us with an unique tool for the investigation of ultrafast dynamics in organic semiconductors.

### *References*

- [1] C.W.TANG and S.A.VANSLYKE: Organic electroluminescent polymers.  
Applied Physics Letters, 51(12):913–915, 1987
- [2] U. LEMMER, C. KALLINGER and J. FELDMANN: Laserlicht aus Polymeren.  
Physikalische Blätter, 50(1), 2000
- [3] E. O. GÖBEL: Femtosekunden-Laserspektroskopie.  
Naturwissenschaften, 80:209–218, 1993
- [4] P.DUMAIS, F.GONTHIER, S.LACROIX, J.BURES, A.VILLENEUVE, P. WIGLEY and G. STEGEMANN:  
Enhanced self-phase modulation in tapered fibers.  
Optics Letters, 18(23):1996–1998, 1993

# Stereoskopie

Sven Schellinger

## **Zusammenfassung**

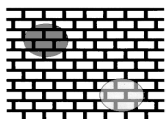
Fotos, Filme, Fernseher und Computermonitore stellen unsere Welt zweidimensional dar. Doch zum Beispiel die immer komplexer werdenden Konstruktionen von Ingenieuren verlangen zunehmend die Darstellung der räumlichen Tiefe. Auch Ärzte können Operationen an einem dreidimensionalen Modell besser planen als an einem flachen Monitor.

Im Alltag ist räumliches Sehen selbstverständlich und wird kaum noch wahrgenommen. Wir greifen meist erfolgreich nach Gegenständen oder weichen ihnen aus. Mit Hilfe von Licht erzeugte Raumbilder, die tatsächlich dreidimensional sind, erregen Aufmerksamkeit und sind irgendwie besonders. Deshalb bietet dieser Bericht eine Übersicht über die derzeit bekannten Techniken der Raumbilddarstellung.

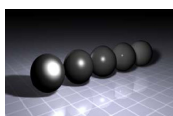
## **1. Einleitung**

Warum besitzt der Mensch zwei Augen? Die Redundanz eines zweiten Auges schützt vor dem Erblinden. Doch der weitaus wichtigere Aspekt für alle Lebewesen mit einem binokularen Sehapparat ist das Raumbildsehen. Das Raumbildsehen lässt einen Tiefeneindruck der Umgebung zu und ermöglicht die Entfernungsermittlung von Gegenständen. Der menschliche Sehapparat ist darauf ausgelegt, räumlich zu sehen, ohne die Ressourcen des Gehirns merklich zu belasten. Er versucht sogar einen Tiefeneindruck seiner Umgebung zu gewinnen, selbst wenn keine räumlichen Informationen vorhanden sind. So interpretiert er zweidimensionale Abbildungen der dreidimensionalen Welt, wie zum Beispiel im Kino, im Fernsehen oder auf Fotos, als real existierend und somit räumlich. Dabei verwendet er Erfahrungswerte aus dem Alltag, um den Tiefeneindruck zu errahnen:

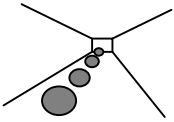
Auskunft über die Lagebeziehung mehrerer Gegenstände gibt uns bei der Betrachtung von zweidimensionalen Abbildungen:



- die Relativbewegung: ein naher Gegenstand bewegt sich bei gleicher Geschwindigkeit vor unserem Auge schneller als ein ferner



- die Überlappung zweier Gegenstände verrät dem Betrachter, welcher Gegenstand näher ist
- Licht und Schatten geben Informationen über die räumliche Lage wieder.



- die Größe bekannter Objekte und die Perspektive



- die Schärfentiefe

Doch das sind Tricks des Sehapparates, um dem Menschen bei seiner Orientierung zu helfen. Am sichersten funktioniert der Sehapparat in einer räumlichen Umgebung, in der beide Augen zwei perspektivisch verschiedene Bilder, die sogenannten Halbbilder, aufnehmen können. Beim binokularen Raumsehen empfangen beide Augen leicht unterschiedliche Bilder, resultierend aus dem Augenabstand von ca. sechs bis sieben Zentimetern, die im Gehirn zum Raumbild verschmelzen.

## 2. Die verschiedenen Raumbildtechniken ... ein historischer Überblick

Vor ca. 15000 Jahren malten künstlerisch begabte Jäger ihre Erlebnisse an die Wände der Höhlen von Lascaux. Diese Zeichnungen wirkten im flackernden Licht eines Lagerfeuers räumlich und sogar bewegt.

280 v. Chr. machte der Naturwissenschaftler und Mathematiker Euklid erste Andeutungen über das räumliche Sehen. Es dauerte aber weitere 1300 Jahre bis Leonardo da Vinci sich mit dem Phänomen befasste, dass man durch das Schauen mit zwei Augen gewissermaßen um einen Gegenstand herumschauen kann. Trotz seines Daumens zwischen Zeitung und Nase konnte er den Text seiner Zeitung lückenlos weiterlesen, wenn er beide Augen geöffnet hielt. Der eine Daumen erschien ihm wie zwei durchsichtige.



1593 malte Jacopo Chimenti da Empoli das erste Stereogramm, zwei zusammengehörige Halbbilder (s. Abb. rechts).

1838 entwickelte der englische Physiker Sir Charles Wheatstone ein Gerät namens "Stereoskop", das beiden Augen zwei verschiedene Bilder präsentierte.

Es funktioniert mit zwei winklig angebrachten Spiegeln, in denen beim "Geradeaussehen" die Halbbilder zu einem Raumbild zusammengeführt werden können. Die Herstellung der versetzt gemalten Zeichnungen war schwierig, da sich das rechte und das linke Bild nur geringfügig unterscheiden. Diese Unterschiede musste der Zeichner sehr exakt festhalten. Nur bei höchster Genauigkeit vereinigt unser Sehapparat beide Bilder zu einem 3D-Bild. Sehr zur Freude Wheatstones wurde 1839 die Fotografie erfunden und er ließ ab 1841 stereoskopische Aufnahmen herstellen: Er machte mit einer Kamera nacheinander zwei um den Augenabstand verschobene Aufnahmen.

1849 konstruierte Sir David Brewster, einen Betrachtungsapparat, der im Gegensatz zum Wheatstonschen Stereoskop bequem in der Hand gehalten werden konnte. Es war ein Holzkasten bei dem man durch zwei optische Linsen auf die beiden gegenüberliegenden Fotografien schaute. Zusammen mit Stereogrammen wurden diese Apparate auf der ersten Weltausstellung in London preisgünstig zum Kauf angeboten und waren sofort ein voller Erfolg.



Im gleichen Jahr stellte Brewster in einer Veröffentlichung unter anderem das Prismenstereoskop sowie die erste doppellinsige Stereokamera vor, die aber nicht gebaut wurde. Es gab Schwierigkeiten identische Linsenpaare herzustellen.

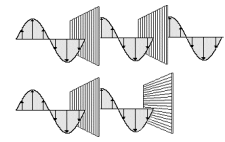
Ein Mr. Burgess führte 1853 eine Kamera mit zwei Objektiven vor. Diese "Binokular"-Kamera erhielt den Namen "Quinetoscop" und die Stereokamera war geboren.

Bereits 1903 stellten die Gebrüder Lumière den ersten 3D-Film her. "L'Arrivé du Train" ist ca. 1 Minute lang, gefilmt mit zwei Kameras und mit einem speziellen Stereoskop ansehbar.

1853 entwickelt der Naturwissenschaftler Wilhelm Rollmann das Anaglyphenverfahren. Dabei wird jedes Halbbild mit einer Komplementärfarbe übereinander projiziert oder gedruckt und mit einer Farbfilterbrille in genau diesen Farben betrachtet.

Unsere Augen brechen, wie ein Prisma, verschiedene Farben verschieden stark (chromatische Aberration). 1885 veröffentlichte W. Einthoven eine Untersuchung mit dem Titel "Stereoskopie durch Farbendifferenz". Bei farbigen Bildern kann so ein räumlicher Eindruck entstehen, der Farbtiefeneffekt oder Farbenstereoskopie genannt wird.

1891 wurde von Anderson ein Verfahren mittels Polarisationsfilter beschrieben, das die Projektion von Farbbildern möglich macht. Dazu werden die beiden Halbbilder mit zwei orthogonalen Polarisationsfiltern kodiert. Der Betrachter



muss eine Polarisationsfilterbrille tragen, um jedem Auge das entsprechende Halbbild zukommen zu lassen. Dabei wird ausgenutzt, dass polarisiertes Licht einen parallel polarisierten Filter passieren, aber einen orthogonalen Filter nicht passieren kann. Die Projektionsleinwand darf die Polarisationsrichtung der Lichtschwingungen beim Reflektieren nicht verändern. Deshalb werden spezielle Silbertuchleinwände oder andere metallische Reflektionsflächen benötigt. 1937 wurde auf der Gartenschau in Dresden am 27. Mai bereits ein erster 3D-Versuchsfilm in Farbe präsentiert. Am 5. Dezember 1937 führte der Filmproduzent Fritz Boehner im Berliner Ufapalast den ersten plastischen Film mit dem Titel: "Zum Greifen nah" vor. Auch heutzutage verblüfft dieses Verfahren noch immer die Zuschauer, zum Beispiel in IMAX-3D-Kinos.

Die Idee, die beiden Halbbilder des Stereogramms in dünne vertikale Streifen zu schneiden und diese hinter ein spezielles Linsenraster zu



montieren, ist seit dem Jahr 1896 bekannt. Montiert man viele Zylinderlinsen auf dieses Stereogramm, so entsteht bei geschickter Anordnung und an einem bestimmten Betrachtungsort ein Raumbild.

Jedes Auge sieht dank der unterschiedlichen Betrachtungswinkel immer nur die Streifen eines zusammengehörenden Halbbildes. Dieses Verfahren gehört zu den sogenannten autostereoskopischen, da die Bildbetrachtung ohne zusätzliche Hilfsmittel, wie z.B. einer Brille möglich ist.

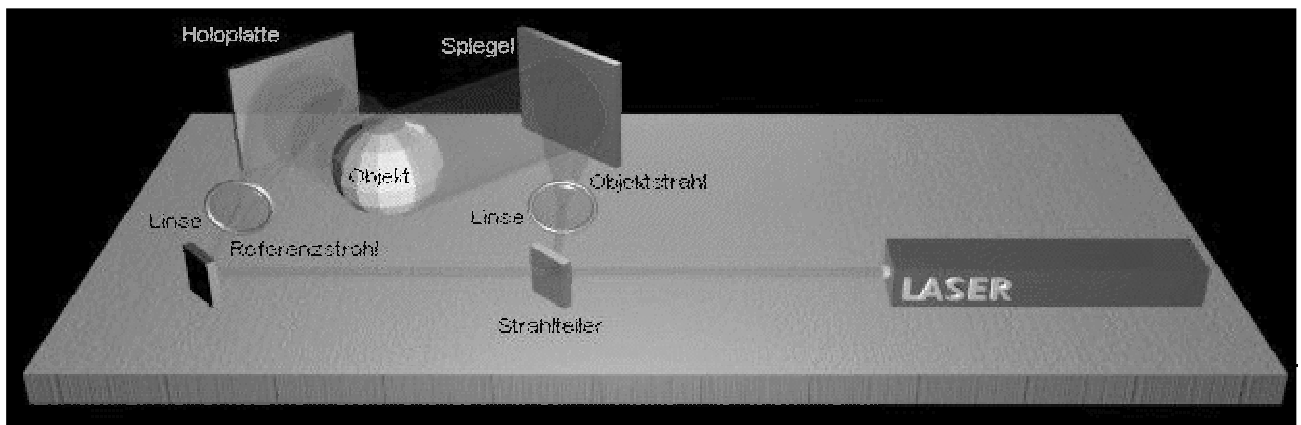
1920 wurde die Darstellungsmöglichkeit mit Hilfe von Shutterbrillen gefunden. Die Shutterbrillen verdunkeln das jeweilige Auge in dem Moment, in dem das Halbbild für das andere Auge dargestellt wird.



Dementsprechend müssen die beiden Halbbilder abwechselnd nacheinander projiziert werden. Die Brillen müssen genau mit dem Vorführapparat synchronisiert werden, was eine aufwendige Technik erfordert. Shutterbrillen werden heute von den meisten Computerspielen unterstützt. In den Brillen sorgen elektrisch steuerbare Flüssigkristalle für die Verteilung der Bilder auf beide Augen, gesteuert durch die Grafikkarte. Die effektive Bildfrequenz eines Monitors wird dabei halbiert, und es kann zu Flimmern kommen, zumal wenn die Verschlusszeiten der Brille zu träge sind.

Der Pulfrich-Effekt, eine 3D-Täuschung, wurde 1922 vom deutschen Physiker Carl Pulfrich (1858-1927) beschrieben. Er war Mitarbeiter der optischen Werkstätte Carl Zeiss in Jena, begründete die

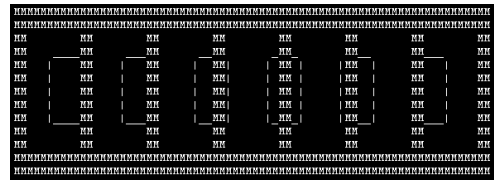
Stereophotogrammetrie und entwickelte zahlreiche Messinstrumente, besonders Geräte zur Landvermessung und das nach ihm benannte Pulfrich-Refraktometer. Ein dunkles Bild wird vom Sehapparat langsamer verarbeitet als ein helles. Ein verdunkeltes Auge sieht ein Bild ca. 1/50 Sec. Später als ein nicht abgedunkeltes. Unter dem Namen "Nuoptix-Verfahren" wird diese Täuschung in Film und Fernsehen vermarktet. Die Nuoptix-Brille (auch: Pulfrich-Brille) dunkelt das rechte Auge ab, und Objekte, die sich ständig rechts herum drehen oder eine gleichförmige geradlinige Bewegung vollführen, werden räumlich wahrgenommen. Vorteil dieses Raumbildverfahren ist, dass das Farbbild auch ohne Brille, dann allerdings nur zweidimensional, zu betrachten ist.



1948 hat der Engländer Dr. Dennis Gabor die Holografie erfunden und 1979 dafür den Nobelpreis bekommen. Normalerweise werden auf Bildern nur die Intensitäten (Amplituden) jeder Farbe eines Objektes festgehalten, die Phasen mit ihren Informationen über die Tiefen des Objektes jedoch nicht. Bei einem Hologramm (griech.: 'Ganzheitsschreiben') ist dies anders.

Die Holografie nutzt die Interferenz von Lichtwellen, um Amplituden und Phasen festzuhalten und damit ein dreidimensionales Bild des Objektes aufzunehmen. Bei der Aufnahme eines Hologramms wird ein möglichst kohärenter Lichtstrahl in den sog. Referenz- und den Beleuchtungsstrahl zweigeteilt. Der Referenzstrahl wird auf eine photographische Schicht geleitet, der Beleuchtungsstrahl auf das Objekt. Dieses erzeugt durch Reflektion / Transmission / Phasenverschiebung die Gegenstands- oder Objektwelle, die ebenfalls auf die photographische Schicht gelangt und mit dem Referenzstrahl interferiert. Das entstehende Interferenzmuster wird von der photographischen Schicht als Helligkeitsverteilung aufgenommen, die charakteristisch für Form und Oberfläche des Objekts ist.

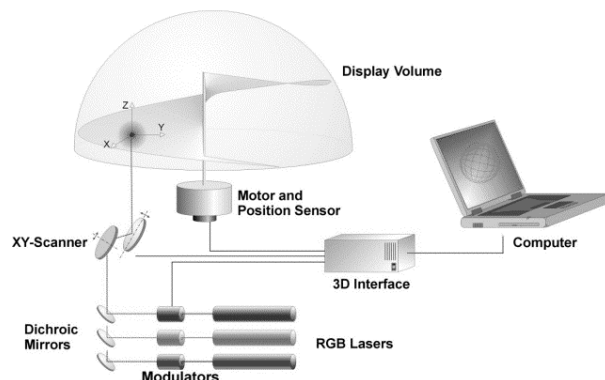
Die sogenannten Random-Dot-Stereogramme sind vermutlich auf die zufällige Entdeckung des Stereotapeteneffektes zurückzuführen. Auf regelmäßigen klein gemusterten Tapeten kann, wenn man durch die Tapete hindurch schaut (sog. Parallelblick), der Eindruck entstehen, dass unterschiedliche Musterelemente in verschiedenen Ebenen hintereinander stehen.



1954 hat Aschenbrenner als erster diese Art von Stereogrammen erzeugt. Die in einem "Zufallsmuster" verborgenen zusammengehörigen Punkte eines Bildes können von unserem Sehapparat fast mühelos zusammengefügt werden. Eine großartige Leistung sowohl von Aschenbrenner, der ohne Computer arbeiten musste, als auch von unserem Gehirn.

Der Tapeteneffekt wird unter dem Namen "Magic-Eye-Stereogramm" seit ca. 1990 kommerziell in Büchern und Kunstwerken genutzt. Mittels Computerunterstützung können seither in beliebige Muster dreidimensionale Strukturen eingearbeitet werden, die mit dem Parallelblick betrachtet werden können und die Tiefeninformation enthalten.

Auf einen räumlichen Bildschirm (volumetric display) können 3D-Bilder projiziert werden. Diese Bilder schweben im Raum und können von allen Seiten betrachtet werden, da das Objekt aus Lichtpunkten nachgezeichnet wird. Wir kennen heute zwei verschiedenen Techniken räumlicher Bildschirme:



- a. Flache Bildschirme die sich derart schnell drehen, dass sie vom Auge nicht mehr wahrgenommen werden können. Es entsteht ein zylindrisches Bildschirmvolumen, in das im Takt der Drehung Voxel (*Volumen-Pixel*) projiziert werden können.

(Bild-Quelle: [www.felix3d.com](http://www.felix3d.com))

- b. Massive Bildschirme mit einem durchsichtigen Gitter aus Leuchtpunkten. An der Stanford-Universität wird unter Elizabeth Downing an einem Glasblock geforscht, in dem die Leuchtpunkte durch zwei Infrarot-Laserstrahlen an ihrem Schnittpunkt zum Leuchten angeregt werden können.

### **3. Forschung am LTI**

Im Jahr 2003 hat sich das LTI der stereoskopischen Bildverarbeitung zugewandt und beschäftigt seitdem Mitarbeiter zum Thema Visualisierung dreidimensionaler Bildinhalte auf der Basis von OLEDs bzw. der Laserprojektion. Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieses Berichtes finden Forschungen im Bereich stereoskopische Aufnahme- und Wiedergabesysteme statt, werden zwei Studienarbeiten in diesem Bereich bearbeitet und zwei Patentanmeldungen vorbereitet. Des Weiteren wird ein System auf Basis der oben beschriebenen Shutterbrillen entwickelt, um Vorlesungen und Vorträge dreidimensional zu präsentieren.

# Photonische Kristall Laser

Marc Stroisch, Martina Gerken

## 1. Einleitung

Photonische Kristall-Laser stellen eine neue Klasse von Lasern dar, die sich durch niedrige Schwellen und vorteilhafte Abstrahlcharakteristiken auszeichnen.

## 2. Aufbau, Herstellung und Charakterisierung

Im folgendem werden zuerst die einzelnen Komponenten vorgestellt, mit denen wir arbeiten. Dann gehen wir auf die Charakterisierung und Herstellung ein, was einen Schwerpunkt unserer Arbeiten darstellt.

### 2.1. Der Resonator (Photonische Kristalle)

Als Resonator verwenden wir hauptsächlich periodisch strukturierte Substrate (Bild 1). Dies wäre z.B. bei einer eindimensionalen Struktur ein „Wellblech“ und bei zweidimensionalen Strukturen ein „Eierkarton“. Auf diese Substrate wird später das Lasermedium aufgebracht. Die unterschiedlichen Brechungsindizes führen zu einer räumlich periodischen Dielektrizitätskonstanten. Analog zur Festkörperphysik, wo periodisch angeordnete Atome als Kristalle bezeichnet werden, wird eine solche Struktur als photonischer Kristall bezeichnet (Mehr zu photonischen Kristallen siehe [1]).

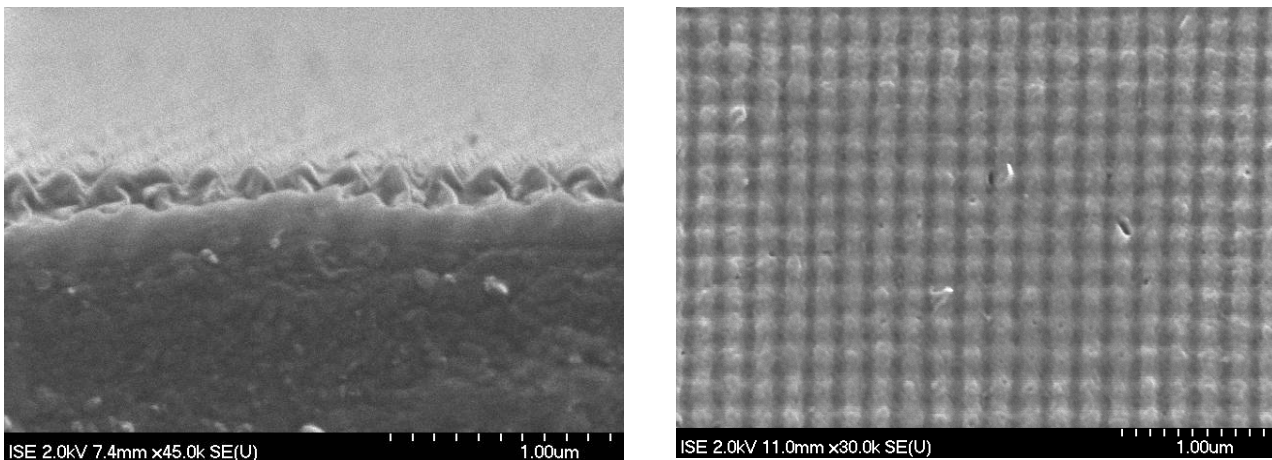


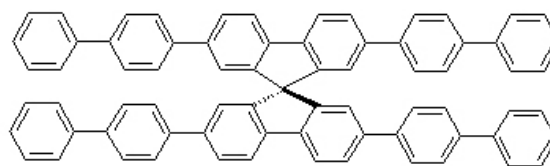
Bild 1: REM-Aufnahmen von DFB- Substraten.

Diese Strukturen werden auch als 1- bzw. 2-dimensionale DFB-Laserstrukturen bezeichnet. DFB steht in diesem Fall für Distributed Feedback (verteilte Rückkopplung), was den Sachverhalt widerspiegelt, dass eine in der Substratebene geführte Welle über die Struktur verteilt zurück gestreut wird. Der Rückkopplungsmechanismus ist also über den ganzen Laser verteilt, statt wie üblich den Laser durch Spiegel zu begrenzen. DFB-Laser auf Basis anorganischer Materialien und eindimensionaler Strukturen sind heutzutage handelsübliche Lasertypen, insbesondere für die optische Nachrichtentechnik. Bei den in Bild 1 dargestellten Strukturen handelt es sich um PMMA-Substrate („Plexiglas“).

Sie werden in einem Mikrolithographieprozess von unseren Kooperationspartnern (A. Gombert und K. Forberich) am Fraunhofer Institut für solare Energiesysteme (ISE) hergestellt. Neben PMMA verwenden wir auch UV-vernetzte Acryllackschichten. Der Vorteil der Substrate liegt in der einfachen Herstellung unterschiedlicher Gittertypen und ihrer Flexibilität. Zusammen mit organischen Halbleitern als Lasermedium könnte man schließlich grossflächige flexible Laser herstellen.

## 2.2. Das Lasermedium (organische Halbleiter)

Um den Vorteil der Flexibilität bei den Substraten nicht durch ein brüchiges Lasermedium wieder zu verlieren, greifen wir auf organische Halbleiter zurück. Physikalisch gesehen haben sie wie ihre anorganischen Äquivalente ein Leitungsband und ein Valenzband. Allerdings kommen diese nicht durch eine periodische Anordnung von Atomen zustande, sondern es handelt sich um Zustandsbanden innerhalb eines Moleküls. Die Leitfähigkeit wird durch delokalisierte Elektronen, wie man sie zum Beispiel vom Benzolring her kennt, getragen. Beispiele für organische Halbleiter sind  $\pi$ -konjugierte Polymere. Die Verbindungen für das hier diskutierte Forschungsprojekt werden von einem Kooperationspartner an der Universität Kassel (J. Salbeck und M. Fettes vom MMCMM) synthetisiert.



Spiro-6φ:

Diese Moleküle können einerseits durch bedampfen, andererseits durch Spin-Coating auf die strukturierten Substrate aufgebracht werden.

## 2.3. Die Charakterisierung

Die Charakterisierung gliedert sich in zwei Teile. Auf der einen Seite will man über die organischen Halbleiter mehr wissen, um potenzielle Kandidaten für ein Lasermedium zu bestimmen. Dies soll am Lichttechnischen Institut mit Hilfe eines Femtosekundenlasersystems und der dazugehörigen Anrege-/Abfragetechnik bewerkstelligt werden. Näheres dazu ist im Abschnitt von Karnutsch und Punke zu finden.

Auf der anderen Seite müssen die Laser selbst charakterisiert werden. Dazu wurden erste winkelaufgelöste Spektralmessungen an Photonischen Kristall Lasern durchgeführt. Mit der gewonnenen Erfahrung wird nun ein neuer winkelaufgelöster Messplatz aufgebaut, der

weitestgehend automatisiert arbeitet. Dieser wird im neu entstandenen Laserlabor stehen, wo auf 60qm diverse Aufbauten stehen werden.

Das winkelaufgelöste Spektrum ist insbesondere deswegen interessant, weil als Resonator photonische Kristalle eingesetzt werden. Diese besitzen ähnlich wie Festkörperkristalle eine Bandstruktur, in der auch Bandlücken existieren können. Für einen photonischen Kristall bedeutet eine Bandlücke, dass Licht eines speziellen Spektralbereiches nicht durch den Kristall gelangt oder in ihm entstehen kann.

Eine weitere Charakterisierung besteht in dem Ausmessen der Laserschwelle. Insbesondere mit Photonischen Kristall-Lasern, wurden extrem niedrige Laserschwellen erreicht (s. dazu auch [2]).

### **3. Danksagung**

Wir danken dem BMBF für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Verbundprojekts: „Durchstimbare Photonische Kristal-Laser auf Kunststoffbasis“ und dem VDI-Technologiezentrum für die Betreuung des Projektes.

#### ***Literatur***

- [1] Photonic Crystals: Molding the Flow of Light; Joannopoulos, Meade, Winn; Princeton University Press 1995
- [2] Riechel, Lemmer, Gombert, Scherf; Applied Physics Letters; Okt 2000; 77(15); p.2310

## 1.3 Arbeitsgruppe Neiger

### Experimentelle Untersuchungen des Elektrodenverhaltens von umweltfreundlichen Hochdruck-Plasmalampen

Christian Bauer, Manfred Neiger

#### *Einleitung*

In den letzten Jahren hat sich in der gehobenen Automobil-Mittelklasse der Einsatz von Hochdruck-Plasmalampen als Abblendlicht durchgesetzt. Die sogenannte Auto-D2-Lampe, auch unter dem Marketingnamen Xenon-Lampe bekannt, hat aufgrund ihrer vielfältigen Vorzüge gegenüber der bisher eingesetzten Halogen-Glühlampe die besten Marktchancen auf dem Automobilmarkt der Zukunft und wird die Halogenglühlampe schon bald ganz vom Markt verdrängen. Auto-D2-Lampen liefern, verglichen mit Halogenlampen, bei geringerer Leistungsaufnahme (35 W statt 65 W) einen wesentlich höheren Lichtstrom (3200 Lumen statt 1500 Lumen) und haben eine weit mehr als doppelt so lange Lebensdauer. Mittels neuer Reflektorsysteme wird mit diesem mehr als doppelt so großen Lichtstrom eine gleichmäßigere, gezieltere, in den Seitenbereichen breitere, am rechten Fahrbahnrand weitere Ausleuchtung der Straße als mit herkömmlichen Scheinwerfern erreicht. Fahrer sehen hiermit nachts deutlich besser, erkennen beispielsweise unbeleuchtete Radfahrer und dunkel gekleidete Fußgänger am rechten Fahrbahnrand oder unerwartete Verkehrshindernisse früher.

Als Auto-D2-Lampe wurde bisher eine Hochdruck-Plasmalampe mit Quecksilberfüllung verwendet. Neue Füllungen mit Zinkjodid ermöglichen auf das giftige Quecksilber zu verzichten und somit eine umweltfreundliche Hochdruck-Plasmalampe auf den Markt zu bringen. Wie schon Untersuchungen an Quecksilberhochdrucklampen gezeigt haben, ist eine genaue Untersuchung des Elektrodenverhaltens von Hochdruck-Plasmalampen zum besseren Verständnis der thermischen Vorgänge in den Lampen nötig. Eine systematische Untersuchung der Auswirkung von Zinkjodid-Füllmenge, Elektroden- und Glasgeometrie auf die Temperaturverteilung der verwendeten Elektroden liefert wertvolle Aussagen zur Steigerung der Effizienz und Lebensdauer. Zu diesem Zweck wurde am LTI ein neuartiger nicht marktverfügbarer pyrometrischer Messaufbau konstruiert. Die zeit- und orts aufgelöste Pyrometrierung der Zink-Hochdrucklampen konnte an den Erfolg der Pyrometrierung der Quecksilber-Hochdrucklampen anknüpfen. Das verwendete Messverfahren und die ermittelten Ergebnisse werden im folgenden geschildert.

## 1. Das Messverfahren

Die Ermittlung der Elektrodentemperatur in Hochdruck-Plasmalampen ist mit marktverfügbaren Pyrometern nicht möglich, da die zur Messung notwendige Temperaturstrahlung der Elektroden von der Störstrahlung des Lampenplasmas überlagert wird. Es wird also eine zu hohe Temperatur ermittelt, was besonders an den Elektrodenspitzen keine Aussage über die wahre Temperatur zulässt. Als zusätzliches Problem stellt sich das unbekannte Emissionsvermögen der Wolframoberflächen der Elektroden dar. Die unzureichenden Literaturwerte beschränken sich auf Temperaturen bis 2800 K und glatte Oberflächen [1]. Das Aufschmelzen und Absputtern der Elektrodenspitzen ergibt jedoch eine unebene zerklüftete Oberfläche, die Temperaturen bis 3650 K erreichen kann. Somit ist ein Verfahren nötig, welches ohne die genaue Kenntnis des Emissionsvermögens von Wolfram auskommt und die Temperaturstrahlung von der unvermeidlichen Plasmastörstrahlung trennen kann. Diesem Anspruch wird das neuartige Verfahren der 3- $\lambda$ -Pyrometrie gerecht. Dieses Meßverfahren ist eine besondere Form der Verhältnisprometrie, bei welcher die Messung der spektralen Strahldichte bei drei verschiedenen Wellenlängen verwendet wird, um über die spektrale Strahldichteverteilung von Wolfram, unter Korrektur der unvermeidbaren Störstrahlung des Lampenplasmas, die Oberflächentemperatur der Elektrode zu bestimmen. Die Plasmastrahldichte addiert sich durch Reflexion an der Elektrodenoberfläche zur Elektrodenstrahldichte (Bild 1) [2].

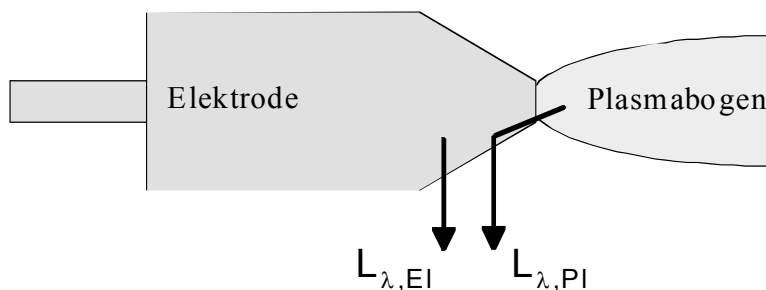


Bild 1: Addition der spektralen Strahldichten von Elektrode und reflektierter Plasmastrahlung.

Gesamte spektrale Strahldichte der Elektrode:  $L_{\lambda}(\lambda, T) = L_{\lambda, EI}(\lambda, T) + L_{\lambda, PI}(\lambda)$ ;

$\lambda$ : Wellenlänge der Messung, T: Oberflächentemperatur der Elektrode. Messung bei 3

Wellenlängen:  $\lambda_0 = 420 \text{ nm}$ ,  $\lambda_1 = 520 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 750 \text{ nm}$

Mit Hilfe des Wienschen Gesetzes läßt sich der Zusammenhang zwischen den 3 spektralen Strahldichten und der Elektrodentemperatur wie folgt bestimmen (Gl. 1):

$$T = \frac{hc}{k} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \cdot \frac{1}{\ln \left[ A \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right]}$$

$$\text{mit } A = \frac{L_{\lambda, \text{EI}}(\lambda_1, T)}{L_{\lambda, \text{EI}}(\lambda_2, T)} = \frac{L_{\lambda}(\lambda_1, T) - C_{10} \cdot L_{\lambda}(\lambda_0)}{L_{\lambda}(\lambda_2, T) - C_{20} \cdot L_{\lambda}(\lambda_0)}, \quad C_{10} = \frac{L_{\lambda, \text{PI}}(\lambda_1)}{L_{\lambda, \text{PI}}(\lambda_0)}, \quad C_{20} = \frac{L_{\lambda, \text{PI}}(\lambda_2)}{L_{\lambda, \text{PI}}(\lambda_0)}$$

## 2. Der Messaufbau

Die folgende Kurzbeschreibung bezieht sich auf die Prinzipskizze gemäß Bild 2. Die thermische Strahlung der Elektrode und das unvermeidliche Falschlicht durch Reflexion der Plasmastrahlung werden von Objektiv 1 auf eine Feldblende abgebildet. Dieses Zwischenbild wird mit Objektiv 2 über ein Polarisationsfilter und eine spektrale Strahlteilerapparatur auf die Photokathode einer intensivierten CCD-Kamera abgebildet. Die Strahlteilerapparatur enthält zwei dichroitische Spiegel zur Lichtaufteilung auf drei schmalbandige Interferenzfilter. Nach Passieren dieser Filter werden die drei Abbildungsstrahlengänge mittels zwei weiterer dichroitischer Spiegel nebeneinander auf die Photokathode vereinigt. Anhand der Bilder in drei verschiedenen Wellenlängen kann dann über eine selbstentwickelte Auswertesoftware die Temperaturverteilung der Elektrode ermittelt werden und in eine 2-dimensionale Temperaturverteilung umgesetzt werden.

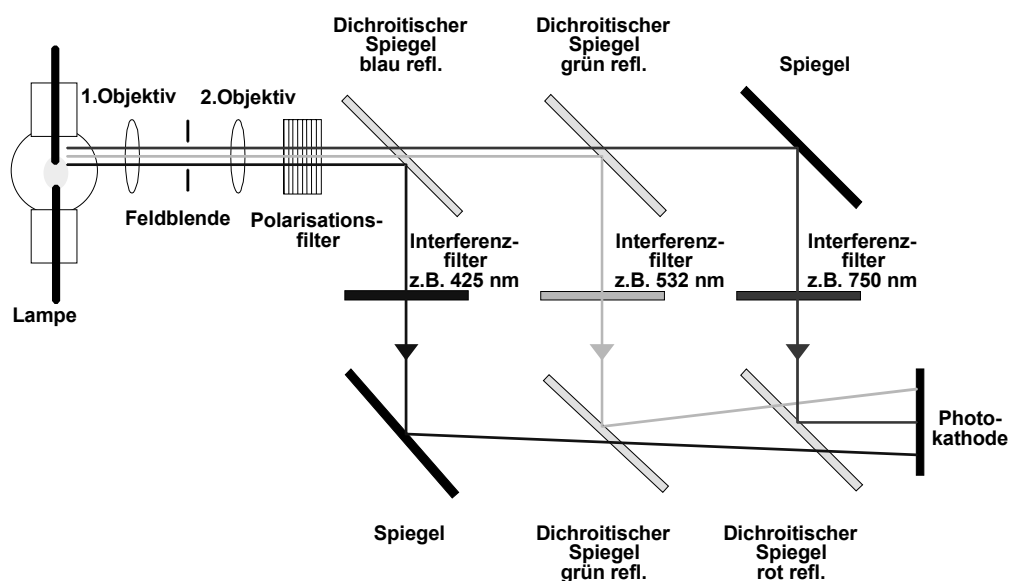


Bild 2: Schematischer Versuchsaufbau mit Hauptstrahlverläufen für rotes, grünes und blaues Licht.

## 3. Das Messobjekt

Unter einem gesockelten Schutzglaskolben befindet sich die eigentliche Zinkjodidlampe (Bild 3). In ihrem zylinderförmigen Glasinnenraum befinden sich die Wolframelektroden (Bild 4). Sie besitzen einen Durchmesser von 250  $\mu\text{m}$  und ragen nur wenige Millimeter in den Glasinnenraum. Der Glasinnenraum hat einen Durchmesser von 2,7 mm. Der Elektrodenabstand beträgt 3,8 mm. Es befinden sich 100  $\mu\text{g}$  Zinkjodid in der Lampe. Zusätzliche Füllstoffe sind 260  $\mu\text{g}$  Natriumjodid sowie 40  $\mu\text{g}$  Scandiumjodid. Als Startgas wird Xenon mit 6 bar Kaltdruck verwendet.

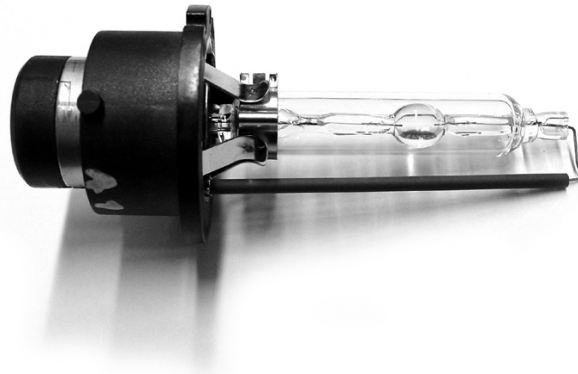


Bild 3: Gesockelte Zinkjodid-Hochdruck-Plasmalampe.

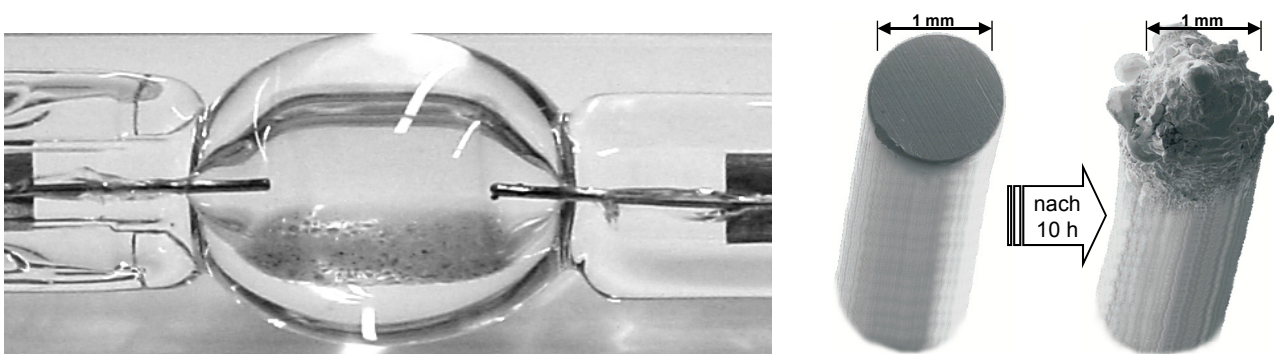


Bild 4: Links: Innerer Glaskolben mit Elektroden (Durchmesser 0,25 mm) und Metallhalogenid-Füllung. Rechts: Wolframelektrode einer Argon-Testlampe vor und nach 10h Betrieb.

#### 4. Die Ergebnisse

Mit Hilfe der 3- $\lambda$ -Pyrometrie wurden 15 verschiedene Zinkjodidlampen am LTI untersucht. Dabei wurde besonders auf die Ansatzform des Plasmabogens an den Elektrodenspitzen geachtet. Es existieren grundsätzlich zwei verschiedene Ansatzformen: der Spotansatz, erkennbar an dem kontrahierten Ansatzpunkt des Plasmabogens auf der Elektrodenoberfläche (Bild 5 links) und der diffuse Ansatz, erkennbar an dem homogen über einen weiten Bereich der Elektrodenoberfläche verteilten Ansatz des Plasmabogens (Bild 5 rechts).

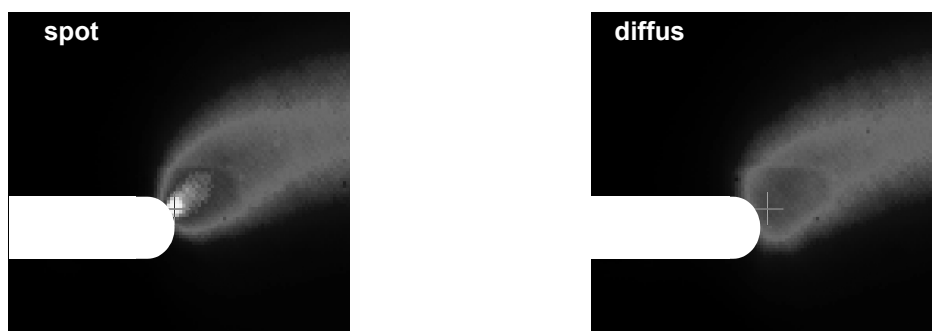


Bild 5: Ansätze des Plasmabogens an einer Elektrode. Links: Spotansatz. Rechts: Diffuser Ansatz.

Die beiden Ansatzformen haben entscheidende Auswirkung auf die Temperaturen auf den Elektroden. Bild 6 zeigt die gemessenen Temperaturverteilungen auf den Elektroden entlang der Lampenachse bei diffusem sowie spotförmigen Ansatz. Der diffuse Bogenansatz resultiert in einer um ca. 200 K höheren Spitztemperatur als der spotförmige Ansatz. Aus diesem Grund wird der Spotansatz von der Lampenindustrie bevorzugt. Eine Lampe, welche im Spotmodus brennt hat eine wesentlich längere Lebensdauer [3].

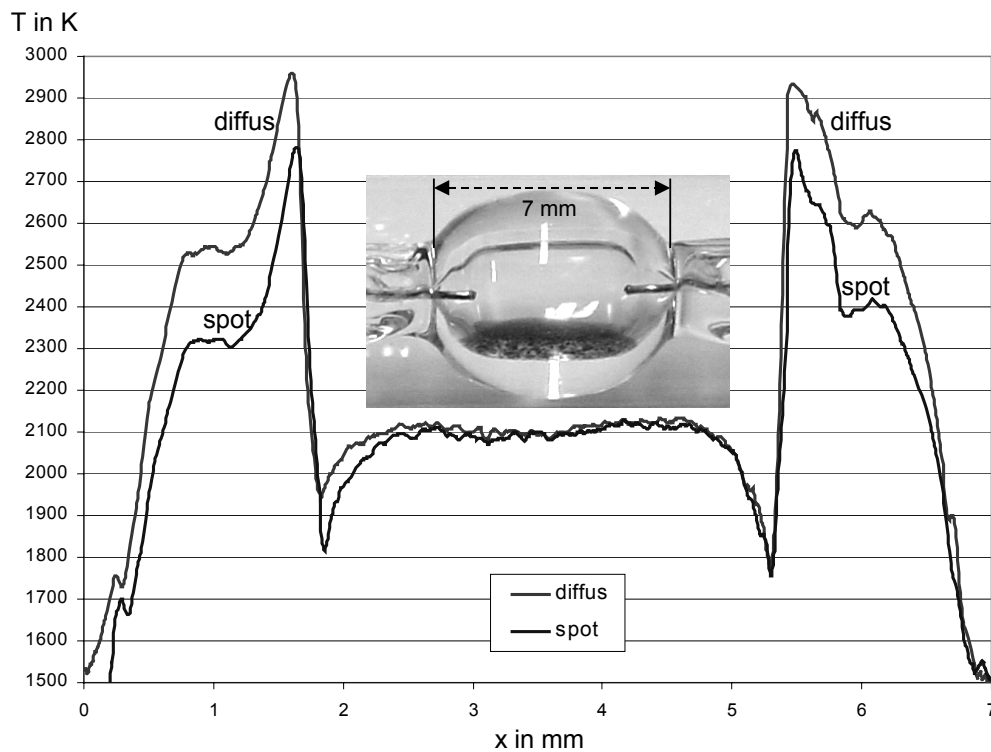


Bild 6: Temperaturverteilungen auf den Elektroden entlang der Lampenachse bei diffusem sowie spotförmigen Ansatz  
 Die systematische Untersuchung der Zinkjodidlampen bezüglich des thermischen Verhaltens der Elektroden und des Bogenansatzes lieferte interessante Erkenntnisse über die Physik dieser Lampen. Diese Erkenntnisse konnten zu neuen Richtlinien für die Lampenentwicklung zusammengefaßt werden. Für eine höherer Effizienz sowie die Verlängerung der Lebensdauer konnte folgender Zusammenhang festgestellt werden (Bewertung des Einflusses durch + und – sowie einem charakteristischen Zahlenwert, welcher der gemessenen Verbesserung entspricht):

Ziel: Spotmode:

- +++++ großer Elektrodendurchmesser
- +++ Vergrößerung der ZnI-Füllmenge
- ++ ellipt. Geometrie u. Kugelkopfelektrode
- + kleine Glaskolbeninnendurchmesser

Ziel: geringere Temperatur im Spotmode:

+++++	großer Elektrodendurchmesser	- 430K
+	Vergrößerung der ZnI-Füllmenge	- 100K
++	ellipt. Geometrie u. Kugelkopfelektrode	- 130K
(++)	kleine Glaskolbeninnendurchmesser	(- 140K einseitig)

Ziel: höhere Spannung & niedrigerer Strom:

--	großer Elektrodendurchmesser	- 3V
+++	Vergrößerung der ZnI-Füllmenge	+7V, -0,2A
+	ellipt. Geometrie u. Kugelkopfelektrode	-0,05A
++	kleine Glaskolbeninnendurchmesser	+5V, -0,25A

Ausgehend von der Nichtbeachtung der Richtlinien mit einer Spitzentemperatur von 2983 K konnte unter Beachtung aller Kriterien eine Abkühlung der Elektrodenspitzen auf 2269 K erreicht werden, d.h. mit diesen Richtlinien war eine Abkühlung der Elektrodenspitzen um bis zu 710 K möglich.

## 5. Zusammenfassung

Das optoelektronische Messverfahren der 3- $\lambda$ -Pyrometrie wurde konzipiert und realisiert. Damit konnte die Ermittlung schwer zugänglicher Temperaturdaten der Elektrodenoberfläche in Hochdruck-Plasmalampen insbesondere bei Zinklampen erreicht werden. Bei der Konzeptionierung von Zink-Hochdruck-Plasmalampen kann demnächst anhand der Ergebnisse dieses Messverfahrens eine Reduzierung der Elektrodentemperatur und damit eine Erhöhung der Effizienz sowie der Lebensdauer der Lampen erzielt werden.

## Literatur

- [1] D. Nandelstädt, „Das spektrale Emissionsvermögen von Wolfram: Vergleich und Beurteilung der verfügbaren Literaturdaten“, interner Bericht, AG Grundlagen der Elektrotechnik, Ruhr-Universität Bochum, 2000
- [2] W. Schlager, E. Fischer, R. Snijkers; „3-wavelength pyrometry to determine the temperature of electrodes in HID lamps“, interner Bericht, PFA Philips, 2000
- [3] T. Hartmann, K. Günther, S. Lichtenberg, D. Nandelstädt, L. Dabringhausen, M. Redwitz, J. Mentel, „Observation of an extremely constricted cathodic arc attachment to electrodes of high intensity discharge lamps“, Journal of Physics D: Applied Physics 35 (2002) 1657-166

# Numerical investigation of the effects of different electrode geometries on plasma and electrode properties in HID lamps

Peter Flesch, Manfred Neiger

## *Abstract*

The modelling of plasma and electrodes of d.c. and a.c. high-intensity discharge (HID) lamps is very important to understand, develop and improve HID lamps. Therefore we investigate the effects of differently shaped electrodes on plasma and electrode properties like arc attachment, electrode/plasma temperature and electrode fall voltages. Our time dependent two-dimensional model includes the entire plasma (plasma column, hot plasma spots, constriction zones) as well as anode and cathode. Using a non-LTE electrical conductivity, no subdivision of the discharge space into different regions (e.g. space charge layer, ionization zone, plasma column) is necessary. Modelling results for a 0.6 MPa (6 bar) Hg discharge considering six different electrode shapes are presented and compared with experimental results.

## **1. The Model**

The discharge (LTE plasma column, hot plasma spots in front of electrodes, near-electrode non-LTE-plasma) is described by the electric potential  $V$ , the plasma temperature  $T_p$ , and the electrical conductivity  $\sigma$ . Additionally we calculate the temperature distribution  $T_E$  in both anode and cathode. The electric potential  $V(r,z,t)$  in the plasma is determined by current continuity (1). The temperature  $T(r,z,t)$  is calculated by means of the power balance in the discharge (2) and the electrodes (3), taking the specific heat of plasma and electrodes into account. To calculate the electrical conductivity  $\sigma(r,z,t)$  we use an (time-independent) approach first proposed by Fischer [1], which includes strong diffusion of electrons near both electrodes due to a large gradient in the electron concentration (4). Because of an extremely small relaxation time of electron diffusion ( $10^{-7}$  s), an explicit time dependence of this process can be neglected. Eq. (4) is applicable for local thermal equilibrium (LTE-)regions as well as for non-LTE plasma regions close to the electrodes in a high-pressure plasma. Using this approach, the following set of equations is used for a given time-dependent lamp current  $I(t)$ . A detailed derivation of the time-independent model can be found in [3], the extension to time-dependence is described in [2] in detail.

$$\nabla j = \nabla(\sigma E) = -\nabla(\sigma \nabla V) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_p c_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \sigma(\nabla V)^2 + \nabla(\lambda_p \nabla T_p) - u \quad (2)$$

$$\rho_E c_E \frac{\partial T_E}{\partial t} = \nabla(\lambda_E \nabla T_E) \quad (3)$$

$$\Delta\sigma = -\frac{q^l n}{2D_{i,n}\alpha} \left( 1 - \alpha \frac{\sigma}{\sigma_{\text{LTE}}} \right) \sigma \quad (4)$$

( $j$  = el. current density,  $E$  = el. field,  $\lambda_p/\lambda_E$  = thermal conductivity of plasma/electrodes,  $\rho_p/\rho_E$  = specific mass,  $c_p/c_E$  = specific heat,  $u$  = net emission coefficient,  $q^l$  = ionization rate coefficient,  $n$  = particle density,  $D_{i,n}$  = ion diffusion coefficient,  $\alpha$  = ion to electron density,  $\sigma_{\text{LTE}}$  = LTE el. conductivity). The (time-dependent) boundary condition for the electric potential  $V$  is given by the input current  $I(t)$ . The plasma and electrode temperatures are coupled at the electrode surfaces considering heat conduction in plasma and electrodes, cooling and heating due to electron / ion current, and radiative loss of energy. The electrical conductivity  $\sigma$  at the cathode surface is connected to the emission of electrons, at the anode surface  $\sigma$  is determined by  $\nabla\sigma$  and  $E$  (for details see [2], [3]).

## 2. Solving method and material functions

The above equations are solved using the finite element (FE) method assuming rotational symmetry. The advantage of this method is, that regions with large temperature gradients can be spatially resolved using a finer mesh, leading to a very fine mesh at the electrode tips and a low density of mesh points elsewhere. Moreover it is easily possible to consider arbitrary electrode shapes, which is important for the results presented here. Unfortunately the FE method invokes up to a million unknowns (due to the very fine mesh at the electrode tips), which have to be calculated using an iterative scheme. The resulting CPU-times turned out to be of the order of weeks for a single d.c. simulation. Therefore we developed improved boundary conditions including a less than 1  $\mu\text{m}$  thick plasma sheet immediately in front of the electrode surface. This procedure does not change the physics or the numerical results but reduces the mesh leading to ten times smaller CPU-times. This is an essential condition for the time-dependent modelling presented in this paper.

## 3. Results

In the present paper we investigate a 0.6 MPa (6 bar) mercury lamp with an electrode gap of 10 mm and electrode lengths of also 10 mm. The electrode material is tungsten ( $\varphi = 4.55$  eV), the electrode diameter 0.5 or 0.7 mm, respectively. Different electrode tips are considered: hemispherical, flat, and conical tip ( $60^\circ$  and  $90^\circ$  apex angle), see left hand side of figure 1. In each simulation the geometry of anode and cathode is the same. Lamp currents of rectangular (400 Hz,  $I = \pm 1.8$  A) and sinusoidal shape (400 Hz,  $I_{\text{RMS}} = 1.8$  A) are considered as well as d.c. currents (0.4 to 3.0 A). The inner diameter of the quartz bulb is 12.5 mm. The arc attachment at the cathode tip for different electrode shapes is shown on the right hand side of figure 1. At the conical cathode tip the arc attachment is much more confined compared to the arc attachment at the hemispherical or flat

cathode tip. The very restricted arc attachment at a conical tip leads to high cathode tip temperatures but reduces the cathode fall voltage (see below).

Figure 2 (left hand side) shows a comparison of measured [5] and computed total lamp voltage for a 400 Hz sinusoidal lamp current. There is a good agreement between theoretical (LTI) and experimental (INP) results. The computed values of the total lamp voltage are somewhat lower than the measured values. A possible explanation is that the computed electric field in the cylindrical part of the discharge is too low. As the electric field is mainly influenced by  $\sigma_{LTE}(T_p)$ ,  $\sigma_{LTE}$  might be the source of the small deviation. Bearing in mind that the simulations cover the whole discharge and both electrodes, the agreement between simulations and experimental data is quite satisfactory. The right hand side of figure 2 shows a comparison of measured [5] and computed electrode temperature for a 400 Hz rectangular lamp current. The agreement is very good (region of confidence of experimental data:  $z = -0.15$  to  $-2.5$  mm, typical error  $\pm 100$  K). Due to a wrong delivery of experimental lamps, the electrode length was 13 mm in the experiments but 10 mm in the numerical simulations, which explains the slightly different temperature gradients.

The influence of the electrode tip geometry is further analysed in figure 3 and 4 taking the electrode tip and electrode body (defined as half an electrode diameter below the tip) temperature as well as the cathode and anode fall voltage (obtained by extrapolation of the electric potential in the arc column to cathode / anode) depending on the lamp current  $I$  as an example. The cathode tip temperature (left hand side of figure 3) depends on both the electrode diameter and the geometry of the cathode tip. Increasing electrode diameter decreases the cathode tip temperature. This is caused by an enlarged heat flux within the electrode body. Small, point-like electrode tips have increased cathode tip temperatures. This effect is due to a constriction of the arc attachment (and the related constriction of power transfer to the electrode) at the electrode tip for small, point-like electrode tips. The arc attachment at the flat cathode is much broader than for a hemispherical or conical cathode tip. The most constricted arc attachment and the highest cathode tip temperature arise for the conical tip with  $60^\circ$  apex angle. The temperature of the cathode body is influenced by the electrode diameter in a similar way as the cathode tip temperature. An increasing electrode diameter decreases the cathode body temperature due to the enlarged heat flux within the electrode body. In contrast, the shape of the electrode tip has a different effect on the temperature of the cathode body compared to the effect on the cathode tip temperature. Small, point-like electrode tips have increased cathode tip temperatures but decreased cathode body temperatures. This is again caused by the constriction of the arc attachment (and the corresponding constriction of power transfer to the electrode) at the electrode tip: small, point-like electrode tips have more confined arc attachments. This leads to a higher power density transfer within a smaller area (increasing the local

electrode tip temperature). The total power transfer (power density transfer times area) decreases for small, point-like electrode tips, leading to lower electrode body temperatures (exception: anode temperature for  $I > 1.6$  A, see following text and right hand side of figure 3).

The effect of the shape of the electrode tip is much larger for the electrode tip temperature than for the electrode body temperature. The differences in the electrode tip temperature can be up to 1000 K, the differences in the electrode body temperature are up to 300 K. The latter might be difficult to measure due to the uncertainty in the experimental data ( $\pm 100$  K would be a small error). The differences in the electrode tip temperature are difficult to detect because of the small geometrical dimensions of the electrodes compared to the size of a target spot (e.g. 0.3 mm for the temperature measurement in figure 2, right). Furthermore the reflection of plasma radiation (especially from the hot plasma spots immediately in front of the electrodes) at the electrode tip increases the experimental error. An important advantage of the numerical simulations carried out and presented within this paper is the possibility to predict the electrode temperatures without any constraints concerning the resolution in time and space. This makes the theoretical results indispensable for analysing and improving electrode characteristics.

The top of a cathode with a conical tip would melt at a current of about 0.8 A ( $60^\circ$  apex angle) or 1.2 A ( $90^\circ$  apex angle). The top of an anode with a conical tip would melt at about 2.0 A ( $60^\circ$  apex angle). The melting of the top would change the geometry of the electrode tip (see also [4]). Differences between anode and cathode can clearly be seen comparing lhs and rhs of figure 3: the anode temperature rises linearly with lamp current, the cathode temperature starts at currents below 1.0 A with a large slope which decreases with increasing current. This different behaviour of cathode and anode tip temperature depending on lamp current  $I$  has indeed been observed in experimental set-ups.

A very interesting result can be observed concerning the temperature of the anode body around  $I = 1.6$  A: For currents lower than 1.6 A the body temperature of the anode with a flat or hemispherical tip is higher than the body temperature of the anode with a conical tip, for currents higher than 1.6 A the opposite is true. This is related to the anode fall voltage, which shows the same characteristics as the anode body temperature (see figure 4). Above 1.6 A, the higher power density transfer to conical anode tips dominates the smaller arc attachment area (compared to hemispherical or flat anode tips) causing a higher total power transfer to the anode with a conical tip (power density transfer times arc attachment area). This leads to higher anode fall voltages and higher anode body temperatures.

The heating of the anode and cathode requires power, which is supplied by anode and cathode fall voltages. These fall voltages decrease with increasing lamp current  $I$  (figure 4), but the product of electrode fall voltage times lamp current (= electrical power) increases with lamp current. The shape of the cathode tip has an important impact on the cathode fall voltage for currents less than 1.0 A, for higher currents the differences get smaller. Small, point-like cathode tips have lower cathode fall voltages. This corresponds with the lower cathode body temperatures for small, point-like electrode tips (figure 3), leading to a lower heat flux towards the cathode end. The same effect - reduction of cathode body temperature and cathode fall voltage for small, point-like cathode tips - has lately been observed for so called “super spot modes” [4]. The electrode tip of these “super spot modes” is comparable to the conical electrode tips investigated in the present paper. Similarly the anode fall voltage corresponds with the body temperature of the anode. The observed effect of different dependences of anode body temperature on anode tip geometry for currents below or above 1.6 A respectively (see text above and figure 3) is reflected in the behaviour of anode fall voltage over lamp current  $I$ . As for the cathode the anode tip geometry has an important impact on the anode fall voltage for currents below 1.0 A. For higher currents the differences get smaller.

#### **4. Conclusions**

The model presented in this paper describes the properties of d.c. and a.c. high-pressure discharge lamps including plasma and electrodes without separating the plasma into individual layers (e.g. cathode layers, plasma column, anode layers). The model is applied to a 0.6 MPa Hg discharge considering different (time dependent) lamp currents and different electrode shapes (electrode diameter 0.5, 0.7, and 0.7/1.4 mm, hemispherical, flat, and conical tip ( $60^\circ$  and  $90^\circ$  apex angle)). The comparison of numerical results with experimental data for time dependent total lamp voltage and electrode temperature distribution shows a very good agreement.

Different results for different electrode shapes are compared and discussed (electrode temperature, electrode fall voltage, arc attachment on electrode tip) with a special focus on the interaction of plasma and electrodes. An important result is that the shape of the electrode tip influences the lamp characteristics essentially. Electrode tip and electrode body temperature as well as electrode fall voltages are affected by the electrode tip geometry. Small, point-like electrode tips have high electrode tip and plasma hot-spot temperatures, but low electrode body temperatures and electrode fall voltages (except for the anode for lamp currents above 1.6 A). This is important for the comparison of theoretical and experimental lamp data. Either one knows the “real” electrode tip geometry from the experimental set-up (which is often not the case) or one has to know the impact of the shape of the electrode tip on the lamp characteristics. For the second alternative the present paper will be helpful. Furthermore, the analysis of different electrode tip geometries is important for

the optimization of future electrodes. Choosing the best electrode tip geometry is a compromise between hot electrode tip temperature and low electrode fall voltage. If the electrode tip temperature gets near the melting point of tungsten, the melting of the electrode tip might contaminate the discharge, blacken the quartz walls, and change the shape of the electrode tip. But the higher the electrode tip temperature the lower the sum of anode and cathode fall voltage, leading to a better efficacy of the lamp. The electrode fall voltages are determined by the electrode body temperature, not by the electrode tip temperature. This result corresponds with the findings in [4] with respect to cathode temperature and cathode fall voltage after transitions between a diffuse arc attachment, a spot and a super spot mode on the cathode tip. Furthermore the numerical simulations show that the arc attachment is strongly influenced by the geometry of the electrode tip, which is also consistent with experimental observations [4].

An important point of these numerical simulations of HID lamps is that the interaction between electrode and plasma is fundamental. The results on the basis of this advanced model show that the use of one dimensional electrode or plasma models or the use of models neglecting the hot plasma spots or the constriction zone might result in major errors concerning electrode and plasma hot-spot temperatures as well as electrode fall voltages.

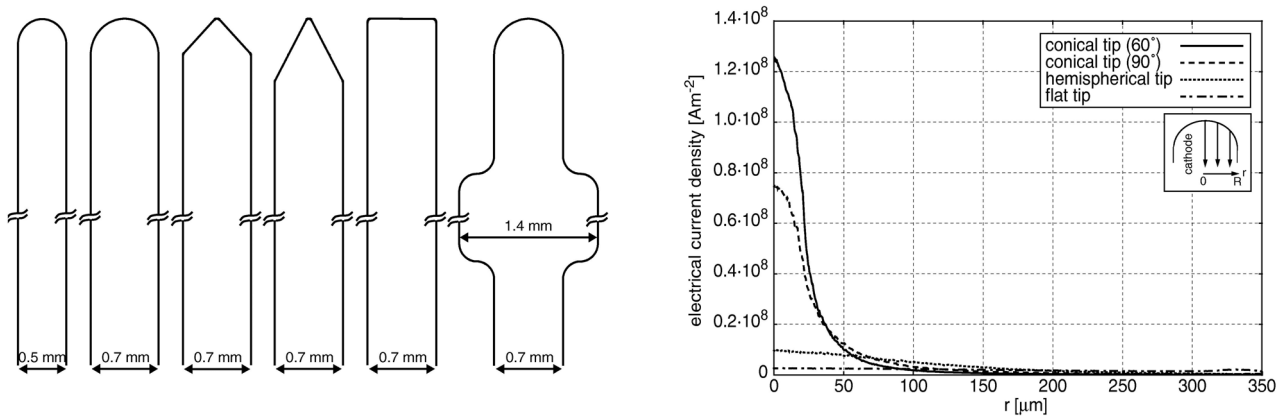


Figure 1: Different electrode shapes (lhs, length: 10 mm) and electrical current density on cathode tip (rhs, different cathode geometries (diameter 0.7 mm), 1.0 A d.c.).

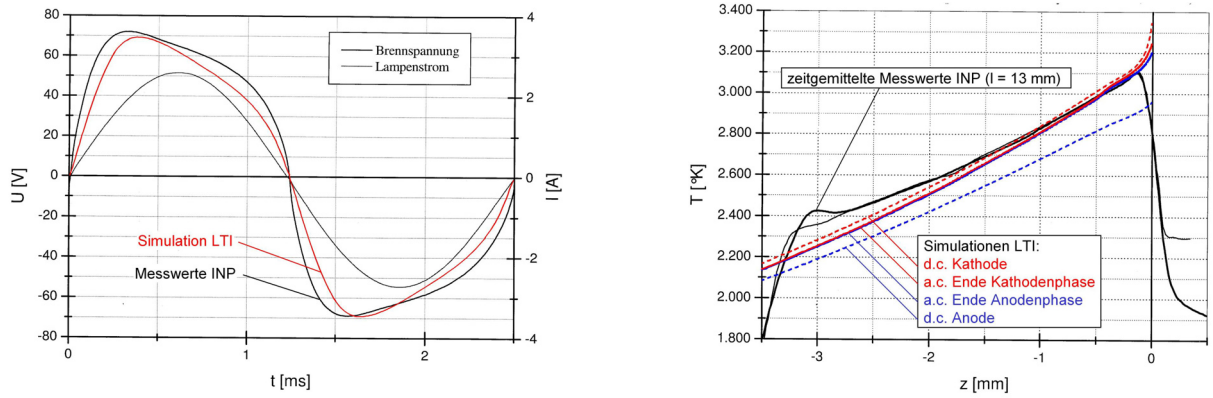


Figure 2: Comparison of measured [5] and computed lamp data: Total lamp voltage (lhs, electrode diameter: 0.7 mm, 400 Hz sinusoidal lamp current ( $I_{RMS} = 1.8$  A)) and electrode temperature profile (rhs, electrode diameter: 0.7 mm, 400 Hz rectangular lamp current ( $I = \pm 1,8$  A)).

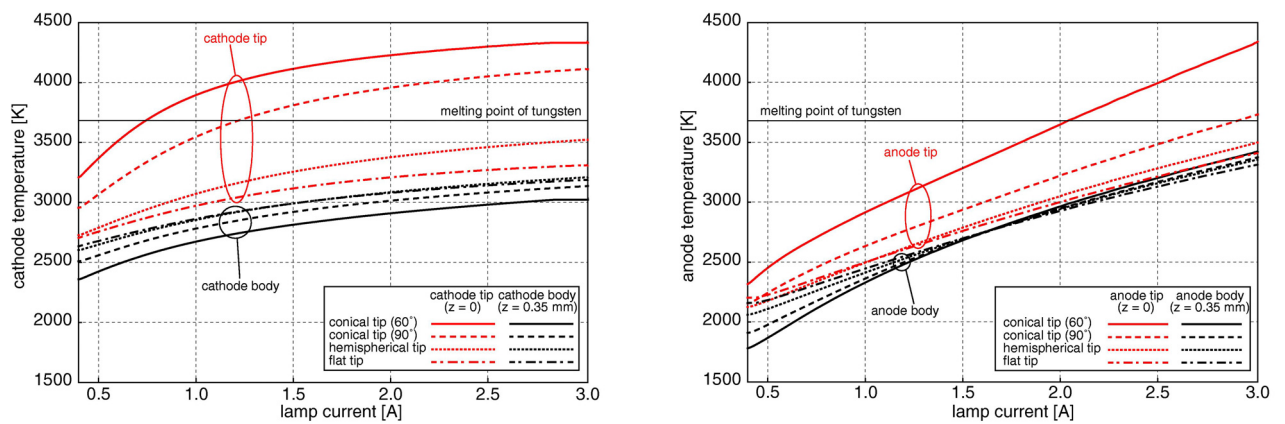


Figure 3: Cathode (lhs) and anode (rhs) tip and body (defined as half an electrode diameter below the tip) temperature depending on d.c. lamp current (different electrode shapes (diameter 0.7 mm)).

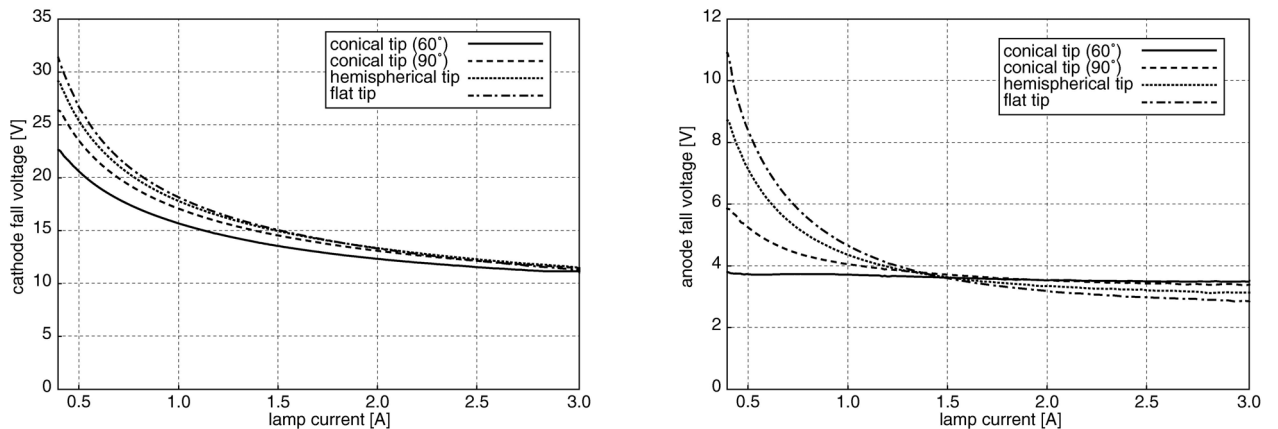


Figure 4: Cathode (lhs) and anode (rhs) fall voltage depending on d.c. lamp current (different electrode tips (diameter 0.7 mm)).

## 5. Acknowledgements

This work was supported by the BMBF, FKZ 13N7765. Many thanks to M. Sieg, M. Kettlitz, H. Hess from the INP Greifswald for the experimental data.

## ***References***

- [1] E. Fischer, Modelling of low-power high-pressure discharge lamps, *Philips J. Res.* 42 (1987), 58-85
- [2] P. Flesch, M. Neiger, Time-dependent Simulation of plasma and electrodes in high-intensity discharge lamps with different electrode shapes, *Journal of Physics D* 36 (2003), 849-860
- [3] P. Flesch, M. Neiger, Numerical Simulation of d.c. high-pressure discharge lamps including electrodes, *Journal of Physics D* 35 (2002), 1681-1694
- [4] T. Hartmann et al, Observation of an extremely constricted cathodic arc attachment to electrodes of high intensity discharge lamps, *Journal of Physics D* 35 (2002), 1657-1667
- [5] M. Sieg, M. Kettlitz, H. Hess, experimental data, (2002), INP Greifswald, Germany

# **Experimentelle Untersuchungen zu induktiv angeregten quecksilberfreien Leuchtstofflampen auf Basis von Xenon**

Klaus Erhard Trampert, Manfred Neiger

## ***Zusammenfassung***

Induktiv angeregte Leuchtstofflampen zeichnen sich konstruktionsbedingt durch eine sehr hohe Lampenlebensdauer aus, da sich keine Elektroden im Gasraum befinden. Diese Eigenschaft macht sie für den Einsatz in der Lichtwerbung interessant, da hier eine lange Lampenlebensdauer bei schwer zugänglichen Anlagen schnell zu einem deutlichem Kostenvorteil werden kann.

Da Quecksilber toxisch ist und sich in menschlichen und tierischen Organismen einlagert wird angestrebt, dieses durch unbedenkliche Stoffe zu ersetzen. Im Rahmen einer Diplomarbeit, wird die generelle Machbarkeit einer induktiv angeregten, quecksilberfreien (Hg-freien) Leuchtstofflampe auf Basis von Xe, anhand von experimentellen Untersuchungen aufgezeigt. In einer Parameterstudie werden Xe-Fülldruck, Anregungsfrequenz und Lampenspannung unter Beobachtung der elektrischen Plasmagrößen, sowie der Xe-Resonanzstrahlung variiert.

## **1. Aufgabenstellung**

Bekannt sind zwei Arten von induktiv angeregten, quecksilberhaltigen Leuchtstofflampen, die sich in der Konstruktion des magnetischen Kreises unterscheiden. Theoretische Überlegungen vergleichen beide Arten miteinander und bewerten diese hinsichtlich der Eignung für Hg-freie Induktionslampen.

In den experimentellen Untersuchungen, wird das Hg einer konventionellen Induktionslampe durch Xe substituiert und die Xe-Resonanzstrahlung ( $\lambda = 146,9 \text{ nm}$ ) bei Variation der Parameter Fülldruck, Lampenspannung und Anregungsfrequenz beobachtet.

## **2. Theoretische Betrachtungen**

Bei Induktionslampen bildet das Plasma die Sekundärseite des Transformators. Das elektrische Feld im Plasma ist durch die Anregung über das magnetische Feld ein quellenfreies Feld, d.h. der Feldverlauf bildet im Plasma einen geschlossenen Kreis. Die induktive Entladung ist daher eine elektrodenlose Entladung.

Die Windungszahl der Sekundärseite ist durch die Lampenkonstruktion auf eins festgelegt, was weitreichende Folgen für die Dimensionierung des magnetischen Kreises hat. Die magnetische Kopplung kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Zwei mögliche Formen werden hier näher beschrieben: Ein offener magnetischer Kreis in Form eines Stabferrits oder ein geschlossener Kreis in Form von ein oder mehreren Ringkernen um die Lampe.

## 2.1. Magnetische Anregung – Offener magnetischer Kreis

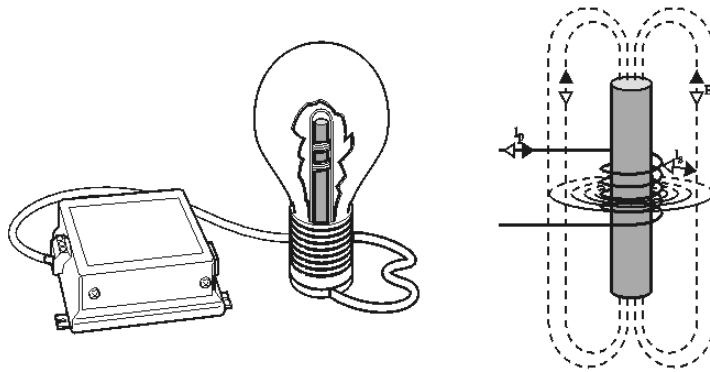


Bild 1: (links) Skizze einer QL-Lampe mit zugehörigem Betriebsgerät.  
(rechts) Feldverlauf des offenen magnetischen Kreises. Aus [1].

Eine Lampe nach dem Prinzip des offenen magnetischen Kreises wird von Philips als „QL“-Lampe vertrieben. Hier stellt ein Stabferrit, welcher von der Primärwicklung umgeben ist, den "offenen" Kreis dar. "Offen" bezeichnet hier die Tatsache, dass sich das H-Feld außerhalb des Ferrits in der Luft schließt. Eine Skizze des Feldverlaufes ist in Bild 1 (rechts) zu sehen. Das magnetische Feld  $H$ , induziert im Plasma ein in sich geschlossenes elektrisches Feld, welches den Strom  $I$  im Plasma treibt.

Die offene Struktur des magnetischen Kreises bewirkt eine geringe Gegeninduktion, was eine hohe Betriebsfrequenz notwendig macht. Die Betriebsfrequenz einer QL-Lampe beträgt  $f = 2,65$  MHz, was im Ferrit zu hohen Ummagnetisierungsverlusten führt. Diese Verlustleistung erwärmt den Ferrit erheblich, so dass die entstehende Wärme über eine „Heat Pipe“ in den Lampenfuß abgeführt werden muss. Durch die hohe Betriebsfrequenz von über 2,5 MHz gestaltet sich die elektrische Ansteuerung, sowie die Einhaltung geltender EMV-Grenzwerte aufwendig. Vorteilhaft bei diesem Konstruktionsprinzip ist die freie Gestaltungsmöglichkeit des Lampenkörpers um den Stabferrit herum.

## 2.2. Magnetische Anregung – Geschlossener magnetischer Kreis

Der magnetische Kreis ist bei diesem Lampentyp in Form eines Ringkerns um den Lampenkolben realisiert, wodurch das magnetische Feld nahezu vollständig im Ferrit geführt wird. Der im Ferrit geschlossene Feldverlauf führt zu einer hohen Gegeninduktion, was eine um den Faktor zehn geringere Betriebsfrequenz von  $f = 250$  kHz erlaubt. Dieses Anregungsprinzip wird in der „Endura“ von Osram angewendet [4]. Die Lampe hat, wie in Bild 2 zu sehen, die Form eines geschlossenen Rechtecks, das von zwei Ringkernen umschlossen wird. Die Aufteilung des magnetischen Kreises auf zwei Kerne, dient einer besseren geometrischen Verteilung der magnetischen Kopplung auf der Lampe um Streuverluste zu verringern.

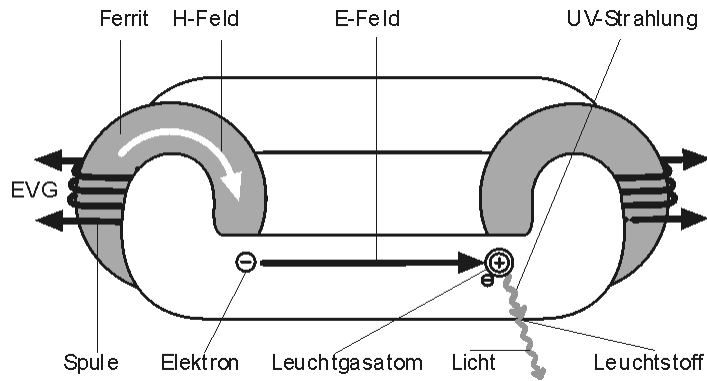


Bild 2: Funktionsprinzip der induktiven Anregung bei geschlossenem magnetischen Kreis aus [2].

Das magnetische Feld, welches die Quelle des elektrischen Feldes im Plasma darstellt, wird in den Ringkern durch eine aus Draht gewickelte Spule induziert.

### 2.3. Verlustprozesse im magnetischen Kreis

Induktionslampen werden mit sinusförmiger Spannung angeregt, was eine einfache analytische Betrachtung der Verlustprozesse erlaubt. Setzt man die Trafogleichungen wie in [3] an, so gilt für die Verlustleistung  $P_{Fe}$  in den Ferriten folgende Proportionalität

$$P_{Fe} \approx \left( \frac{\hat{U}}{N} \right)^{(2+Y)} \frac{l_e}{f^{(1+Y-X)} \cdot A_{Fe}^{(1+Y)}} \quad (1)$$

Bei dem Spezialfall einer Induktionslampe, bei der die Windungszahl  $N$  der Sekundärseite konstruktiv auf eins und die Windungsspannung  $\hat{U}$  durch die Brennspannung bestimmt ist, kann die Verlustleistung  $P_{FE}$  nur durch eine möglichst kleine magnetische Weglänge  $l_e$ , eine hohe Betriebsfrequenz  $f$  und eine große Querschnittsfläche  $A_{Fe}$  des Ferrits klein gehalten werden. Da Niederdruckentladungen eine negative  $U(I)$ -Charakteristik besitzen, folgt für die Plasmaleistung  $P_p$  Gleichung (2).

$$I_p = U_p^{\frac{1}{k}} \quad \text{mit} \quad 0 < k < 1 \Rightarrow P_p = U_p \cdot I_p = U_p^{1+\frac{1}{k}} = U_p^{\frac{k+1}{k}} \quad (2)$$

Verknüpft man nun Gleichung (1) mit Gleichung (2) und setzt für den Materialparameter  $Y$  des Ferrits einen typischen Wert von  $Y = 0,8$  an und für Hg-Niederdruckentladungen  $k=0,3$  (Werte aus [3]), so erhält man

$$P_{Fe} \approx P_p^{\frac{k(2+Y)}{k}} \Rightarrow P_{Fe} \approx P_p^{\frac{k(2+Y)}{k}} = P_p^{\frac{0,3(2+0,8)}{0,3}} = P_p^{-1,2} \quad (3)$$

Aus Gleichung (3) wird deutlich, dass Magnetisierungsverluste  $P_{FE}$  mit steigender Plasmaleistung  $P_p$  abnehmen. Leitungsverluste und Streuverluste der magnetischen Kopplung spielen nur eine untergeordnete Rolle und werden daher vernachlässigt.

## 2.4. Wahl des Leuchtgases

Bei klassischen Leuchtstofflampen wird Resonanzstrahlung des Hg im UV mit Hilfe der Lumineszenz des Leuchtstoffes in den sichtbaren Spektralbereich konvertiert. Die Effizienz einer Hg-freien, induktiv angeregten Leuchtstofflampe ist somit von einer effektiven Erzeugung von Resonanzstrahlung abhängig. Xe besitzt von den nicht radioaktiven Edelgasen mit 8,4 eV das tiefste Resonanzniveau. Die Resonanzstrahlung von Xe hat eine Wellenlänge von  $\lambda_{Xe} = 146,9 \text{ nm}$  (8,4 eV) was gegenüber  $\lambda_{Hg} = 253,7 \text{ nm}$  (4,88 eV) des Hg ein um Faktor zwei schlechteres Konversionsverhältnis des Leuchtstoffes zur Folge hat.

## 3. Versuchsaufbau

Für die experimentellen Untersuchungen wird ein Aufbau verwendet, der es ermöglicht alle Messgrößen rechnergestützt zu erfassen. Die Lampe wird zur einfachen Variation des Fülldruckes nicht abgeschmolzen, weshalb es nach einiger Zeit zum Eindringen von Verunreinigungen kommt. Diese lösen sich beim Betrieb der Lampe durch die hochenergetische VUV Strahlung des Xe ( $\lambda = 146,9 \text{ nm} = 8,4 \text{ eV}$ ) von der Glasoberfläche und verunreinigen das Plasma.

Der Aufbau ermöglicht eine Variation der Amplitude der sinusförmigen Anregungsspannung sowie der Anregungsfrequenz in weiten Bereichen. Da Induktionslampen keine Elektroden besitzen, ist die Erfassung von Plasmastrom und -Spannung nur über indirekte Messungen möglich. Der Plasmastrom wurde mit Hilfe einer Messspule, die Lampenspannung über eine parallel zur Lampe umlaufende Induktionsschleife, erfasst.

Zur qualitativen Erfassung der Xe-Resonanzstrahlung ist die Lampe mit einem Kleinflansch über ein  $\text{MgF}_2$  Fenster an einen evakuierten VUV Monochromator angeschlossen. Optische Messungen unterhalb einer Wellenlänge von  $\lambda = 200 \text{ nm}$  müssen komplett in  $\text{O}_2$  freier Atmosphäre stattfinden, da  $\text{O}_2$  in diesem Bereich absorbiert.

## 4. Messergebnisse

Alle Messungen werden bei reiner Xe Füllung schnellstmöglich durchgeführt, um die Beeinflussung der Messung durch Verunreinigungen zu vermeiden. Verunreinigungen durch  $\text{O}_2$  können anhand der grünlichen Verfärbung des Plasma durch  $\text{XeO}_x$  ( $\lambda \approx 550 \text{ nm}$ ) erkannt werden.

### 4.1. Entladungseigenschaften

Im Bild 3 ist die Xe Entladung bei niedriger Leistungseinkopplung von  $P = 100 \text{ W}$  und einem Fülldruck von  $p = 0,06 \text{ mbar}$  zu sehen. Bei diesen Betriebsparametern füllt das Plasma den gesamten Entladungsraum aus. Mit Hilfe der spektral aufgelösten Messung erkennt man, dass das Entladungsverhalten dem einer Niederdruckentladung entspricht.

Der innere Rohrdurchmesser beträgt an den langen Seiten  $d = 56 \text{ mm}$ . An den Seiten der Lampe erkennt man die Anregungsspulen zur Energieeinkopplung. Die Anregungsspulen wurden von einer handelsüblichen „Endura“ übernommen. Die dritte Spule in der Lampenmitte dient zur Erfassung des Lampenstromes.

Mit steigendem Druck und steigender Leistungseinkopplung erkennt man eine deutliche Einschnürung des Plasma, wie in Bild 4 zu sehen. Mit der Einschnürung des Plasma kommt es auch zu einer starken Wandbelastung, besonders in den Bereichen der Anregungsspulen. Druck- und Leistungssteigerung führen zu einer Selbstumkehr der Resonanzlinie.

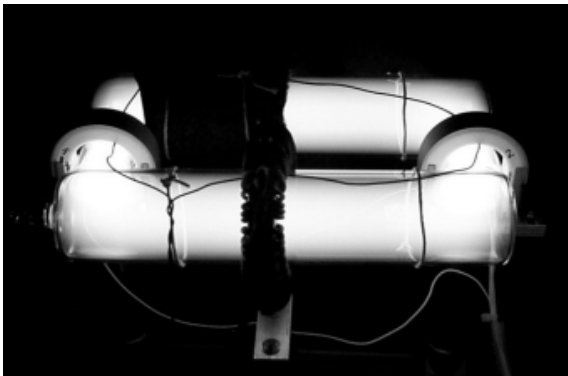


Bild 3: Induktionslampe mit Xe Plasma; Druck  $p = 0,06 \text{ mbar}$ ; Leistung  $P = 100 \text{ W}$ ;  $f = 300 \text{ kHz}$

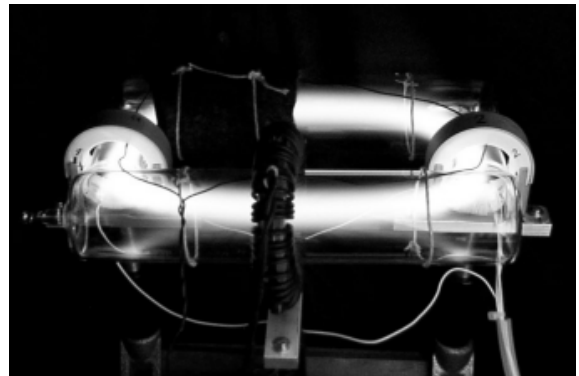


Bild 4: Induktionslampe mit Xe Plasma; Druck  $p = 30 \text{ mbar}$ ; Leistung  $P = 250 \text{ W}$ ;  $f = 300 \text{ kHz}$

Im Bild 5 ist das Plasma mit einer akustischen Resonanz bei  $f=250 \text{ kHz}$  zu erkennen. Solche Resonanzen sind von klassischen röhrenförmigen Leuchtstofflampe her bekannt. Sie werden durch die hochfrequente Leistungseinkopplung angeregt.

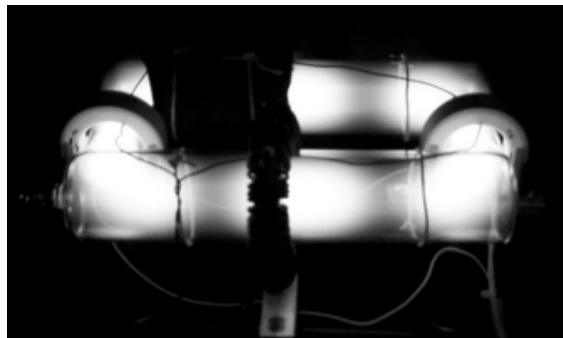


Bild 5: Plasma mit einer akustischen Resonanz bei  $p = 0,06 \text{ mbar}$ ;  $P = 200 \text{ W}$  und  $f = 250 \text{ kHz}$ .

## 4.2. Elektrische Messungen

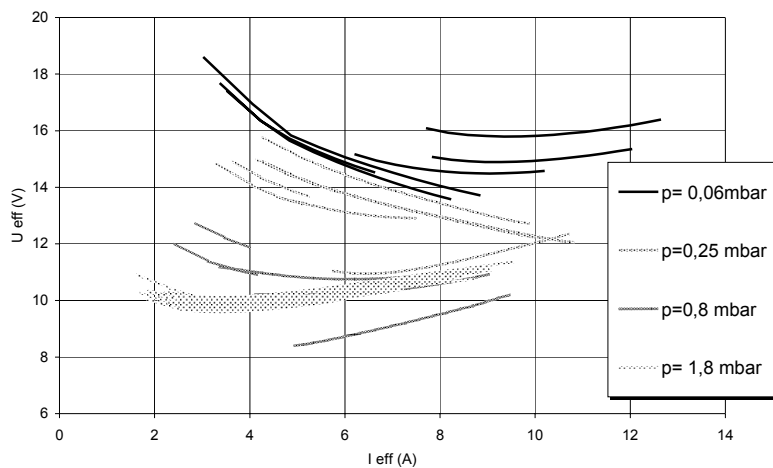


Bild 6: Brennspannung  $U_{\text{eff}}$ [V] des Plasmas in Abhängigkeit vom Plasmastrom  $I_{\text{eff}}$ [A]. Parameter der Kurven ist Betriebsfrequenz

In Bild 6 ist die  $U(I)$ -Kennlinie des Plasmas abgebildet mit der für eine Niederdruckentladung typischen negativen Steigung bei kleinem Druck und kleinen Stromstärken. Mit zunehmenden Druck und zunehmender Stromstärke wird die Steigung positiv. Bei Stromstärken unterhalb von 10A und einem Druck kleiner 0,25mbar zeigt das Plasma ein Verhalten wie eine Niederdruckentladung, d.h. eine fallende Charakteristik. Für einen Druck oberhalb von 0,8 mbar oder Stromstärken größer 10 A verhält sich das Plasma wie ein Hochdruckplasma, d.h. es besitzt eine steigende Charakteristik.

In den folgenden Diagrammen sind die Ergebnisse nur nach Fülldruck der Lampe unterschieden. Die Parameter der Kurvenscharen sind Betriebsfrequenz und Brenndauer. Auf eine Unterscheidung der Betriebsfrequenz wird verzichtet, da sie nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Betriebsfrequenz wird zwischen  $150 \text{ kHz} < f < 300 \text{ kHz}$  variiert.

## 4.3. Optische Messungen

Messungen der Resonanzstrahlungsleistung sowie Effizienz in Abhängigkeit der Plasmaleistung sind in Bild 7 bzw. Bild 8 dargestellt. Die Abnahme der Resonanzstrahlung bei steigender Leistung und Druck in Bild 7 ist auf eine Zunahme der Elektronendichte und damit verbundene Zunahme von Abregung durch inelastische Stöße zurückzuführen. Bei diesen Stößen handelt es sich um einen nicht strahlenden Übergang des angeregten äußeren Elektrons in den Grundzustand. Der Energieüberschuss wird in die Beschleunigung eines langsames Elektrons abgegeben. Die Zunahme des Stroms führt bei einem Niederdruckplasma nicht zu einer Erhöhung der Elektronentemperatur, sondern in erster Linie zu einem Anstieg der Elektronendichte.

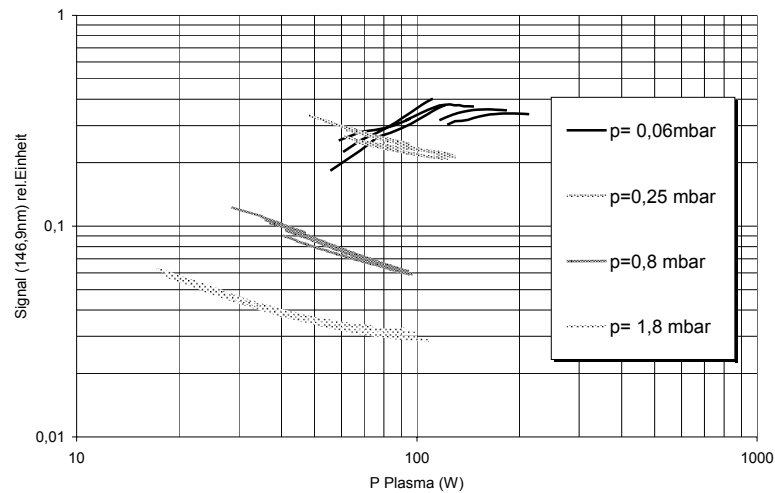


Bild 7: Resonanzstrahlungsleistung [rel. Einheiten] in Abhängigkeit der Plasmaleistung [W].

Zusätzlich nimmt die Stoßwahrscheinlichkeit mit steigender Elektronendichte zu. Ist die Stoßwahrscheinlichkeit höher als die Übergangswahrscheinlichkeit, so werden mehr Elektronen in höhere Zustände angeregt als durch spontane Emission abgeregt. Eine höhere Stromdichte steigert daher den Anteil an Übergängen zwischen höher angeregten Niveaus auf Kosten der erwünschten langlebigen Resonanzstrahlung.

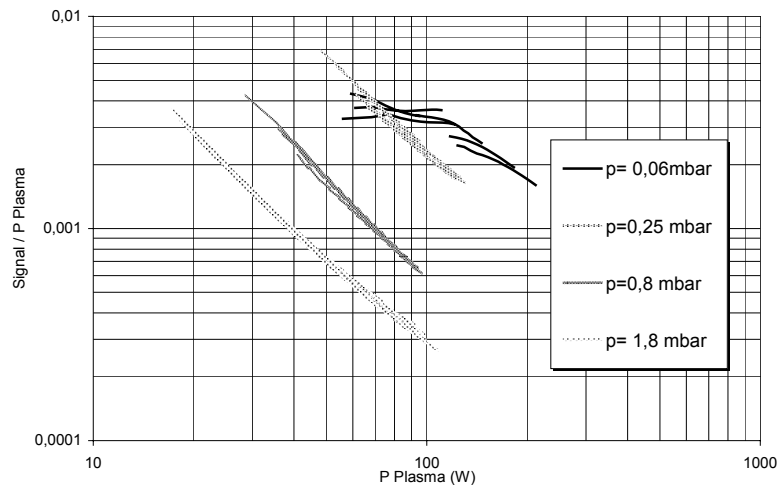


Bild 8: Verhältnis von Resonanzstrahlung zu Plasmaleistung  $P$  [W] in Abhängigkeit der Plasmaleistung.

Von Interesse ist die Effektivität der Resonanzstrahlungserzeugung (Bild 8), d.h. das Verhältnis von Resonanzstrahlungsleistung zur eingekoppelten Leistung. Das Verhältnis von Resonanzstrahlung zu eingekoppelter Leistung ist bei einem Druck von  $p = 0,06$  mbar bis zu einer Leistung von  $P = 100$  W nahezu konstant. Erst ab einer Leistung von  $P = 100$  W wird die Ausbeute schlechter. Bei einem Druck über  $p = 0,06$  mbar nimmt die Effektivität mit steigender Leistung monoton ab, d.h. eine effektive Erzeugung von Xe-Resonanzstrahlung ist bei kleinem Druck und geringer Leistungseinkopplung möglich.

## **5. Zusammenfassung**

In dieser Arbeit werden die Potenziale einer induktiv angeregten Hg-freien Leuchtstofflampe auf der Basis von Xenon aufgezeigt. Möglichkeiten der induktiven Anregung werden vorgestellt und gegeneinander verglichen. Das Prinzip des geschlossenen magnetischen Kreises wird aufgrund seiner einfachen Handhabung, Flexibilität und geringen EMV-Problematik verwendet. Analytisch werden die Verluste der induktiven Anregung abgeschätzt und deren Verhalten in Abhängigkeit der Plasmaleistung hergeleitet. Es wird gezeigt, dass die Verluste in den Ferriten aufgrund der negativen Charakteristik der Niederdruckentladung mit steigender eingekoppelter Leistung sinken. Akustische Resonanzen sind stehende Schallwellen, die durch Modulation der eingekoppelten Leistung entstehen. Bei geringem Druck und einer Anregungsfrequenz von  $f=250$  kHz wird eine Resonanz mit vier Knoten beobachtet.

Aus der Messung der elektrischen Plasmagrößen können Rückschlüsse auf das Verhalten des Plasmas gezogen werden. Das Plasma verhält sich bei großen Stromstärken oder hohem Druck nicht wie ein Niederdruckplasma mit negativer  $U(I)$ -Charakteristik, sondern zeigt eine positive Steigung im  $U(I)$  Diagramm. Die induktive Anregung wird durch die Materialeigenschaften der Ferrite begrenzt, d.h. um die Verluste in den Ferriten klein zu halten ist entweder der Einsatz großer Mengen von Ferritmaterial oder ein hoher Strom im Plasma notwendig. Jedoch verschlechtern große Stromstärken im Plasma den Wirkungsgrad der Resonanzstrahlung erheblich. Es kann mit den hier gewonnen Ergebnissen keine grundsätzliche Aussage getroffen werden, ob bei Niederdruckplasmen und im Besonderen Xenonplasmen, die induktive Anregung einen Vorteil gegenüber der Anregung mit Elektroden darstellt.

## **6. Ausblick**

Es ist möglich, Gase mit einer höheren Ionisierungsenergie als Puffergase einzusetzen. Hierdurch werden die Abstände zwischen den Xe-Atomen vergrößert, da das Puffergas nicht angeregt wird. Es ist somit möglich, die Effektivität der Resonanzstrahlung zu erhöhen. Effektive Erzeugung von Licht wird bei einer Leuchtstofflampe zu einem großen Teil vom Leuchtstoff bestimmt. Eine Untersuchung unter Verwendung eines auf der Innenseite der Lampe aufgetragenen Leuchtstoffes ist daher sinnvoll. Auf diese Weise lässt sich auch der Wirkungsgrad der Leuchtstofflampe einfach messen. Hierzu bedarf es aber speziell auf Xe-Resonanzstrahlung abgestimmter Leuchtstoffe.

### ***Literatur***

- [1] Philips QL lamp systems: information for luminaire manufacturers; Philips Lighting B.V., 1999
- [2] [www.osram.de/pdf/service\\_corner/endura.pdf](http://www.osram.de/pdf/service_corner/endura.pdf), 12-2003
- [3] Peter Schwarz-Kiene, Betriebsgeräte und Verfahren zur effizienten Erzeugung ultravioletter Strahlung, Dissertation Universität Karlsruhe; Shaker Verlag, 2000
- [4] Valery Godyak; Endura: A New High Output Electrodeless Fluorescent Light Source; LTI Jahresbericht 1997/98

# Simulation homogener Barrierentladungen inklusive der Elektrodenbereiche

Christof Pflumm, Manfred Neiger

## Zusammenfassung

Mit Hilfe numerischer Simulationen wurden verschiedene Aspekte homogener, dielektrisch behinderter Gasentladungen (DBE) untersucht. Die zeitliche Entwicklung des Kathodenfallgebiets, das in Xenon-Barrierentladungen wesentlich zu den Strahlungsverlusten beiträgt, war ebenso Gegenstand der Forschung wie die Frage, unter welchen Bedingungen sich eine homogene Entladung in Stickstoff ausbildet und wie sich der Abtrag von Weißölverunreinigungen durch DBE erklären lässt.

## 1. Einleitung

Als dielektrisch behinderte Entladungen, Barrierentladungen oder auch „Stille Entladungen“ werden Gasentladungen bezeichnet, bei denen sich zwischen den Elektroden mindestens eine isolierende Schicht (Dielektrikum) befindet (siehe Bild 1). Nach einer Zündung wird der Strom durch die Aufladung der Dielektrikumskapazitäten begrenzt, und die Entladung erlischt selbstständig. Da im Normalfall ein kontinuierlicher Entladungsbetrieb erwünscht ist, werden DBE mit Wechselspannung betrieben.

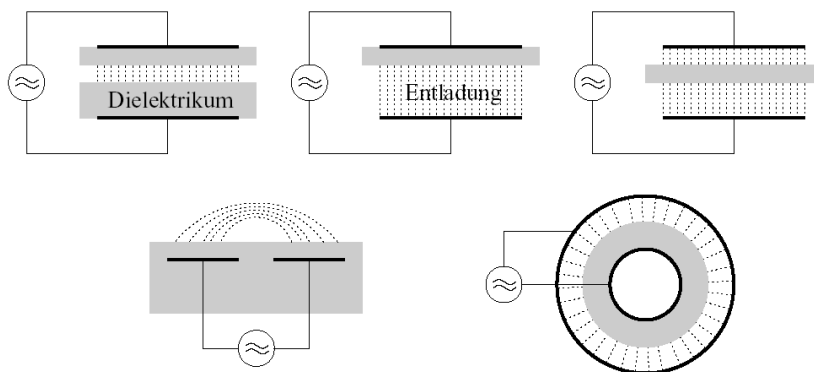


Bild 1: Verschiedene Realisierungsmöglichkeiten für dielektrisch behinderte Entladungen. In der hier vorgestellten Arbeit wurde ausschließlich die beidseitig behinderte Anordnung links oben betrachtet.

## 2. Anwendungsmöglichkeiten von DBE

Neben dem Einsatz von DBE zur industriellen Herstellung von Ozon seit Anfang dieses Jahrhunderts [3] hat auch die Behandlung von Polymeroberflächen eine mehr als 20-jährige Tradition. In der Oberflächenbeschichtung wird diese Form der Gasentladung ebenfalls eingesetzt [4]. Durch die Möglichkeit der Erzeugung spektral selektiver UV-Strahlung durch die Anregung von Excimermolekülen mit Hilfe von DBE [1] ergibt sich eine Fülle weiterer Einsatzmöglichkeiten wie die Härtung von Lacken, die Entkeimung von Verpackungsmaterialien und Wasser oder auch der Einsatz in plasma- und photochemischen Reaktoren.

In diesen Anwendungsbereich fällt auch die Abgasreinigung, bei der die Zersetzung von Schadstoffmolekülen durch in der Entladung erzeugte Radikale und UV-Photonen ausgenutzt wird [2]. Durch Konversion der UV-Strahlung mit Hilfe eines Leuchtstoffs lassen sich Barrierentladungen auch zur Erzeugung von sichtbarem Licht einsetzen, z.B. in Form von Flachlampen für die Hinterleuchtung von LC-Displays. Durch den relativ einfachen Aufbau von DBE-Anordnungen lassen sich auch außergewöhnliche Geometrien realisieren, die sich z.B. für Lichtwerbung einsetzen lassen und in Zukunft Quecksilber-Niederdruckentladungen ersetzen sollen.

Ein wirtschaftlich erfolgversprechender Bereich, in dem Barrierentladungen eingesetzt werden, sind Plasma Display Panels. Es handelt sich dabei um Bildschirme, bei denen die Bildpunkte von miniaturisierten DBE gebildet werden. Solche Plasmabildschirme sind in Größen herstellbar, bei denen der Einsatz von Kathodenstrahlröhren nicht mehr praktikabel ist ( $> 155$  cm).

Wesentliche Vorteile von Barrierentladungen sind:

- Weitgehende Schadstofffreiheit
- Sehr variable Geometrie
- Einfacher Aufbau
- Kein Kontakt zwischen metallischen Elektroden und Gasraum, deshalb keine Verunreinigung des Entladungsgases durch abgesputtertes Metall
- Betrieb bei Atmosphärendruck einfach möglich

### **3. Motivation und Ziel**

Aufgrund der breit gefächerten Einsatzmöglichkeiten ist ein genaues Verständnis der physikalischen Vorgänge in DBE sehr interessant. Allerdings sind experimentelle Untersuchungen an DBE oft schwierig. Einerseits sind die Abmessungen der Entladungen teilweise sehr klein, beispielsweise beträgt die Ausdehnung eines Pixels in einem Plasma Display Panel nur ca.  $200\ \mu\text{m} \times 1000\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ . Zum anderen sind Messungen verschiedener interessierender Parameter (z.B. Umsatzraten bestimmter Reaktionen) oft aufwendig oder gar nicht möglich. In einer Simulation hingegen werden im Idealfall alle physikalischen Größen entweder direkt berechnet oder lassen sich aus der numerischen Lösung bestimmen. Im Rahmen der durchgeführten Arbeit wurde deshalb ein eindimensionales Modell zur Simulation dielektrisch behinderter Gasentladungen implementiert und auf verschiedene Fragestellungen angewendet.

#### 4. Physikalisches Modell

Ausgangspunkt des Modells ist die Boltzmann-Gleichung, die durch Bildung des ersten Moments die Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{\partial n^s(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma^s(z,t)}{\partial z} = S^s(z,t)$$

für die orts- und zeitabhängigen Teilchendichten  $n^s(z,t)$  der verschiedenen Teilchensorten liefert.  $\Gamma^s(z,t)$  ist der Teilchenfluss,  $S^s(z,t)$  ein Quellterm, der die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen durch Reaktionen (Ionisation, Anregung, Rekombination usw.) im Plasma beschreibt. Die Teilchenflüsse  $\Gamma^s(z,t)$  werden mit der sogenannten Drift-Diffusionsnäherung behandelt:

$$\Gamma^s(z,t) = n^s(z,t) \mu^s(E) E(z,t) - D^s(E) \frac{\partial n^s(z,t)}{\partial z}$$

Dabei ist  $\mu^s(E)E(z,t)$  die Driftgeschwindigkeit,  $E(z,t)$  das elektrische Feld und  $D^s(E)$  die Diffusionskonstante. Als Randbedingungen für die Kontinuitätsgleichungen werden für alle Spezies Drift- und Diffusion auf die Dielektrika berücksichtigt. Darüber hinaus können auf die Dielektrika auftreffende Schwerteilchen Elektronen auslösen, ein Effekt der als Sekundärelektronenemission bezeichnet wird und einen Elektronenfluss in den Gasraum verursacht. Die Beschreibung dieses Vorgangs erfolgt mit Hilfe des Sekundärelektronenkoeffizienten  $\gamma$ , der die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein auftreffendes Schwerteilchen ein Elektron aus dem Dielektrikum auslöst.

##### 4.1. Bestimmung des elektrischen Feldes

Da Raumladungen in dielektrisch behinderten Entladungen eine entscheidende Rolle spielen, müssen sie in der Modellierung berücksichtigt werden. Die Bestimmung des elektrischen Feldes erfolgt normalerweise mit Hilfe der Poisson-Gleichung, wobei die Randbedingungen für das Potential durch die von außen angelegte Spannung gegeben sind. Da es sich bei der Poisson-Gleichung um eine partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung im Ort handelt, kann zu ihrer Lösung nicht dieselbe Methode verwendet werden wie zur Behandlung der Kontinuitätsgleichungen. D.h. dass die Lösungen in irgendeiner Form gekoppelt werden müssen. Um dabei auftretende numerische Probleme zu vermeiden, wurde eine Zeitentwicklungsgleichung für das elektrische Feld hergeleitet [5] und anstelle der Poisson-Gleichung verwendet. Da diese Gleichung die Form  $\partial E(z,t)/\partial t = \dots$  hat, kann sie simultan mit den Kontinuitätsgleichungen gelöst werden, wodurch die Verwendung von Standardmethoden zur Lösung der durch die räumliche Diskretisierung gewonnenen gewöhnlichen Differentialgleichungen möglich wird.

## 5. Transiente Kathodenfallentwicklung

Durch Drift und Diffusion zur Wand sowie Rekombination innerhalb des Gasraums gehen Elektronen verloren, die zur Aufrechterhaltung der Entladung nachgeliefert werden müssen. Dies geschieht durch Emission (und anschließende Vervielfachung im Gasraum) von Sekundärelektronen aus den Elektroden. Dieser Prozess wird durch auftreffende Schwerteilchen ausgelöst und ist in vielen Fällen am energetisch günstigsten, wenn sich eine dünne Raumladungsschicht direkt vor der Kathode bildet, in der ein Großteil der angelegten Spannung abfällt. Dieser als Kathodenfall bezeichnete Bereich ist ein charakteristisches Merkmal von Glimmentladungen mit Metallelektroden. Bezüglich der Strahlungserzeugung stellt der Kathodenfall einen Verlustmechanismus dar, weil aufgrund der hohen Felder in diesem Bereich der größte Teil der Energie zur Ionisation verbraucht wird und somit nicht für die Anregung zur Verfügung steht, die schließlich zur Aussendung von Licht führt. Ein Ziel ist deshalb die Minimierung der in diesem Bereich abfallenden Spannung.

Im Gegensatz zu stationären Glimmentladungen verändert sich der Potentialverlauf in Barrierenentladungen mit der Zeit, weshalb sich die Frage stellt, ob sich auch bei diesem Entladungstyp ein Kathodenfall bildet, und wie die Strahlungseffizienz mit dem Kathodenfall zusammenhängt. Die durchgeführten Simulationen haben gezeigt, dass in Xenon-Barrierenentladungen tatsächlich ein Kathodenfall auftritt und dass eine konsistente Definition der Kathodenfallspannung möglich ist. Bild 2 zeigt beispielhaft die zeitliche Entwicklung der Kathodenfallspannung für verschiedene Xenon-Barrierenentladungen mit unterschiedlich dicken Dielektrika. Wie man sieht, bildet sich der Kathodenfall auf einer Zeitskala von einigen 10 ns aus, die Kathodenfallspannung sinkt in dieser Zeit von mehreren hundert auf etwa 32 Volt, was weit unter den in Glimmentladungen typischerweise beobachteten Werten liegt. Tatsächlich ist diese minimal erreichte Kathodenfallspannung  $U_{\text{Fall,min}}$  über einen weiten Parameterbereich (Gapabstand, Druck, Dicke der Dielektrika usw.) nahezu konstant. Da in diesem Parameterbereich die Strahlungseffizienz stark schwankt, kann der Wert der Fallspannung offensichtlich nicht zur Bestimmung der Strahlungseffizienz herangezogen werden. Es zeigt sich vielmehr, dass die zeitliche Entwicklung des Kathodenfallgebiets mit der Strahlungseffizienz in Zusammenhang gebracht werden kann, wobei eine schnelle Ausbildung des Kathodenfalls eine geringe Strahlungseffizienz bedingt.

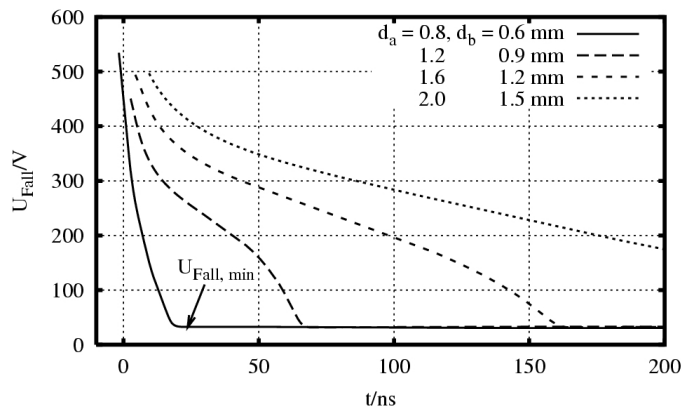


Bild 2: Zeitliche Entwicklung der Kathodenfallspannung in einer Xenon-Barrierenentladung für verschiedene Dielektrikadicken  $d_{a/b}$ .

## 6. Homogenität von Stickstoff-Barrierenentladungen

Die Zündung von Barrierenentladungen erfolgt im Normalfall in einer Vielzahl dünner, nur kurzzeitig vorhandener Filamente oder Mikroentladungen (dargestellt in Bild 3). Dies ist für viele Anwendungen nicht vorteilhaft, weil z.B. eine gleichmäßige Behandlung von Oberflächen erschwert wird. Zusätzlich sind die Stromdichten in den Filamenten sehr hoch, was zu einer Schädigung der Dielektrika führen kann. Ebenso ist bekannt, dass die Strahlungseffizienz besser ist, wenn sich die Entladung homogen ausbildet, die physikalischen Größen parallel zu den Dielektrika also nicht variieren. Es stellt sich deshalb die Frage, in welchen Parameterbereichen eine homogene Entladungsentwicklung erreicht werden kann und welche Vorgänge zur Homogenisierung der Entladung beitragen.



Bild 3: Aufsichten auf die transparenten Elektroden zweier DBE-Anordnungen. Die hellen Punkte stellen einzelne Mikroentladungen dar (links Stickstoff, rechts Xenon).

Um diese Fragen beantworten zu können, wurden die technisch bedeutsamen Stickstoff-Barrierenentladungen anhand des implementierten Modells in einem weiten Parameterbereich auf ihre Entwicklung hin untersucht. Es zeigt sich, dass man zwei grundlegend verschiedene Entladungstypen unterscheiden kann. Der erste ist charakterisiert durch eine schnelle Entladungsentwicklung und starke, kurze Strompulse, der zweite durch wesentlich längere, schwächere Strompulse. Durch Vergleich mit experimentellen Beobachtungen konnte der erste Typ

mit der inhomogenen, der zweite mit der homogenen Entladungsform identifiziert werden (vergleiche Bild 4). Anhand der Simulationsergebnisse wurde dann nach einem Kriterium gesucht, das den Übergang von homogener zu inhomogener Entladungsform charakterisiert. Interessanterweise ist die sehr einfach bestimmbare maximale Raumladungsdichte pro Periode ein zuverlässiges Maß für die Homogenität der Entladung. Anhand dieses Wertes lassen sich Barrierentladungen mit Stickstoff als Füllgas unter verschiedenen Betriebsbedingungen auf ihre Homogenität hin untersuchen. So neigen z.B. Entladungen mit großem Gapabstand zur Filamentierung. Durch die Analyse einer Vielzahl von Entladungsentwicklungen konnte gezeigt werden, dass die aus den Elektroden emittierten Sekundärelektronen einen wichtigen Beitrag zur Homogenität der Entladung liefern.

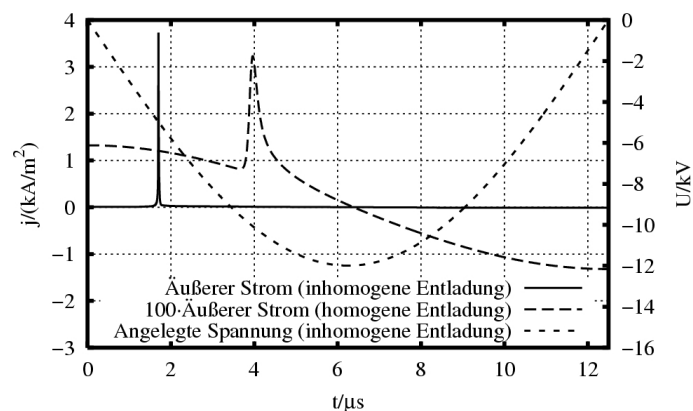


Bild 4: Simulierte Stromdichten  $j$  durch eine Stickstoffentladung im Fall homogener bzw. inhomogener Ausbildung. Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen für die beiden Fälle. Dargestellt ist eine Halbperiode der angelegten Sinusspannung  $U$ .

## 7. Oberflächenreinigung mit Stickstoff-Barrierentladungen

Metallische Werkstücke sind aufgrund des Herstellungsprozesses (z.B. Bohren, Drehen, Fräsen) oft durch Öle verschmutzt. Zur Reinigung können Chemikalien eingesetzt werden, was allerdings zwei entscheidende Nachteile hat: Zum einen belasten sie die Umwelt, zum anderen können sie nicht (oder nur umständlich) lokal angewendet werden. So kann an einem Werkstück z.B. eine Ölschicht gegen Korrosion erwünscht sein, gleichzeitig soll aber an einer bestimmten Stelle eine Klebung angebracht werden, deren Haftung durch das Öl beeinträchtigt wird. Eine Barrierentladung kann beide Probleme lösen: Bei der Reinigung entstehen nahezu keine schädlichen Abfallstoffe, und durch eine speziell geformte Elektrode kann das Werkstück gezielt lokal behandelt werden.

Um die Mechanismen, die zur Reinigungswirkung von Barrierentladungen beitragen, genauer zu untersuchen, wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Bosch ein Modell entwickelt, mit dem die Abtragsrate von Weißölverunreinigungen auf einem Glassubstrat bestimmt werden kann. Dazu wurden die mit dem hier vorgestellten Modell gewonnenen Teilchenflüsse auf die Dielektrika als Eingabedaten für eine Strömungssimulation mit FLUENT verwendet, aus der dann die Abtragsrate

bestimmt werden konnte. Insbesondere bei kleinen Gapabständen zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen [6].

Wie die Simulationen zeigen, tragen hauptsächlich die Schwerteilchen zur Abreinigung des Weißöls bei, die Elektronen spielen nur eine untergeordnete Rolle. Bei den Schwerteilchen spielen wiederum die angeregten Teilchen die größte Rolle. Insbesondere bei kleinen Gapabständen überwiegt ihr Beitrag zur Abreinigung den der Ionen bei weitem. In Tabelle 1 ist der Beitrag  $A_{\text{Angeregte/Ionen/Elektronen}}$  der verschiedenen Teilchensorten zum Abtrag für verschiedene Gapabstände  $d_{\text{Gap}}$  dargestellt.

$d_{\text{Gap}}$	0.5 mm	1.0 mm	1.5 mm
$A_{\text{Angeregte}}$	83 %	63 %	65 %
$A_{\text{Ionen}}$	12 %	26 %	25 %
$A_{\text{Elektronen}}$	5 %	11 %	10 %

Tabelle 1: Beitrag der verschiedenen Teilchensorten zur Reinigungswirkung einer Stickstoff-Barrierentladung für verschiedene Gapabstände unter Sinusanregung.

### **Literatur**

- [1] Kling, R., Untersuchungen an hocheffizienten Excimerentladungslampen, Dissertation am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe, 1997
- [2] Russ, H., Simulation von Barrierentladungen zur Optimierung der Abgasbehandlung, Dissertation am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe, 1998
- [3] Braun, D., Küchler, U., Pietsch, G., Microdischarges in air-fed ozonizers, Journal of Physics D 24, pp. 564-572, (1991)
- [4] Eighth International Conference on Plasma Surface Engineering (PSE), Garmisch-Partenkirchen, 2002
- [5] Pflumm, C., Simulation homogener Barrierentladungen inklusive der Elektrodenbereiche, Dissertation am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe, 2003
- [6] Zacher, S., Modellierung und Messung des Abtrags einfacher Öle mittels atmosphärischer Barrierentladung, Dissertation am Lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe, 2003

# Simulationen zum Verhalten von Plasma und Elektroden in quecksilberfreien Hochdrucklampen

Hans Strobel

## **Zusammenfassung**

Im Rahmen eines BMBF-Verbundvorhabens zur Entwicklung quecksilberfreier Kompaktlampen hoher Leuchtdichte und Lichtausbeute wendet das LTI ein numerisches Simulationsmodell an, das realistische Materialfunktionen des Plasmas voraussetzt. Nach der Gewinnung dieser Materialfunktionen wird gute Übereinstimmung von Ergebnissen der Simulationen im Vergleich mit Experimenten erreicht, so z.B. mit gemessenen elektrischen Spannungen der Lampen, pyrometrisch bestimmten Oberflächentemperaturen der Elektroden und spektroskopisch ermittelten radialen Temperaturprofilen. Darüber hinaus erlauben die Simulationen, bisher experimentell unzugängliche Details der Vorgänge an den Elektroden zu analysieren und verschiedenes Elektrodendesign zu bewerten.

## **1. Einführung**

Die Grundgleichungen des verwendeten Modells nach [1-3] basieren auf dem Ladungserhaltungsgesetz, der Teilchenzahlbilanz für Elektronen, der Bilanz der Freien Enthalpie im Plasma und der Energiebilanz in den Elektroden. Diese Gleichungen (vgl. Beitrag P. Flesch in diesem Jahresbericht) bestimmen das elektrische Potential  $V$ , die elektrische NLTG-Leitfähigkeit  $\sigma$  im Plasma mit Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTG), die Temperatur  $T_P$  im Plasma und die Temperatur  $T_E$  in den Elektroden. Auf der Innenfläche des Lampenkolbens und den Querschnittsflächen durch den Elektrodenfuß gelten Randbedingungen für  $\partial V / \partial n$ ,  $T$ ,  $\sigma$ . Übergangsbedingungen für  $V$ ,  $\sigma$ ,  $T$  an den Elektrodenoberflächen realisieren ein in [3] vorgestelltes Elektrodenmodell, das den Ansatz [1] für Diffusion von Ladungsträgern zwischen Plasma und Elektroden weiterentwickelt. Das Modell [3] bilanziert die Energiedichte der Elektrodenoberfläche einschließlich Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Kühlung/Heizung infolge aus/eintretender Elektronen bzw. rekombinierender Ionen. Für die Elektronenemissionsstromdichte wird ein quantenmechanischer Ansatz verwendet. Die Normierung des elektrischen Potentials  $V$  erfolgt über eine aus der integralen Energiebilanz der Lampe folgenden Nebenbedingung zu vorgegebener Gesamtstromstärke  $I$ . In die Modellgleichungen und deren Rand- bzw. Nebenbedingungen gehen neben einer Anzahl konstanter Parameter acht Koeffizienten ein, die als temperaturabhängige 'Materialfunktionen' des Plasmas betrachtet werden und vorzugeben sind.

## 2. Materialfunktionen

Das Simulationsmodell des LTI unterscheidet drei Teilchenarten im Plasma der Lampen: Elektronen, Neutralen und Ionen. Die atomare oder molekulare Zugehörigkeit verschiedener Schwerteilchen bleibt außer betracht. Um die Gleichungen für technisch eingesetzte Höchstdruck-Kompaktlampen mit vielkomponentigem Plasma (z.B. in Autoscheinwerfen) anzuwenden, muß eine zutreffende Beschreibung der unter Betriebsbedingungen entstehenden gasförmigen Phase durch effektive Materialfunktionen gefunden werden. In Kooperation mit Philips sind exemplarisch drei Systeme behandelt worden: eine Lampe mit Standardfüllung M35 (Xe/Hg/I/Na/Sc/W) 68.96 bar, und zwei neuartige Füllsysteme, Zn150 (Xe/I/Zn/Na/Sc/W) 66.01 bar und Zn100 (Xe/I/Zn/Na/Sc/W) 65.87 bar. Die berechneten stofflichen Zusammensetzungen der Gasphase dieser Systeme [4, 5] berücksichtigen jeweils 41 Teilchenarten. Der nach [4, 5] eingesetzte Code hat gleichfalls Daten zur Bestimmung der oben erwähnten acht Materialfunktionen geliefert. Aus diesen sind vier Materialfunktionen der drei Systeme unverändert in den Code des LTI übernommen worden: die Gesamteilchendichte aller Teilchenarten  $n(T)$  [ $\text{m}^{-3}$ ], die spezifische elektrische LTG-Leitfähigkeit  $\sigma_{LTG}(T)$  [ $\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ ], die isobare Wärmekapazität je Volumeneinheit  $c_p(T)$  [ $\text{J K}^{-1} \text{m}^{-3}$ ] und die Elektronendichte  $n_e(T)$  [ $\text{m}^{-3}$ ] im LTG.

### 2.1. Netto-Strahlungsemissionsdichte

Die Daten [4, 5] einer weiteren Materialfunktion, der spezifischen Netto-Strahlungsemissionsdichte  $u(T)$  [ $\text{W m}^{-3}$ ], haben bei Anwendung im Code des LTI [3] stets zu kleine Werte für die Gesamtspannung der Lampen im Vergleich mit Messungen ergeben. Systematische Modifikationen dieser Funktionen  $u(T)$  durch einen jeweils gleichen (iterativ bestimmten) Faktor haben dagegen für alle drei Systeme zu korrekten Gesamtspannungen geführt. Die Berücksichtigung aller durch Emissions- und Reabsorptionsvorgänge bedingten verschiedenen Strahlungsmechanismen einer Vielzahl von Spektrallinien und Banden in Strahlungstransportberechnungen ist physikalisch schwierig. Deshalb erscheint dieses Vorgehen methodisch akzeptabel.

### 2.2. Ionen-Neutralen-Gegendiffusionskoeffizient

Als sechste Materialfunktion für Anwendungen des LTI-Codes auf Vielkomponentensysteme ist der Gegendiffusionskoeffizient  $D_{in}(T)$  [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ] des mittleren 'Ions' gegen das mittlere 'Neutralteilchen' zu verwenden. Die  $D_{in}$  sind am LTI nach [6, 7] als konzentrationsgewichtetes reziprokes Mittel über partielle Ionen-Neutralen-Gegendiffusionskoeffizienten der häufigsten positiven Ionen  $\text{Hg}^+ / \text{Zn}^+, \text{Na}^+, \text{Sc}^+, \text{Xe}^+$  der Systeme definiert worden. Der in [4, 5] eingesetzte Code greift zur Berechnung von Transportkoeffizienten auf ein Programm [8] zurück. Dieses liefert partielle Gegendiffusionskoeffizienten einzelner Teilchenarten hinein in die Mischung aller übrigen Teilchenarten des Plasmas, indem es eine Chapman-Enskog-Näherung der Boltzmann-Gleichung

einsetzt und dabei die Stöße zwischen den Teilchen als Stöße zwischen harten Kugeln nähert. Dabei bleiben Polarisierungseffekte und Resonanz bei Stößen außer Betracht. Mit diesem Verfahren folgen im Vergleich mit z.T. bekannten experimentellen Daten zu große Werte der Diffusionskoeffizienten (z.B. für das reine System Hg/Hg<sup>+</sup> um den Faktor 9 zu groß). Die auf der Datenbasis [4, 5] nach [6, 7] definierten  $D_{in}$  wenden deshalb einen (für alle Systeme einheitlichen) Korrekturfaktor der gegebenen Größenordnung an. Das verbessert die Annäherung der Ergebnisse der Simulation mit den für die Lampenmitte spektroskopisch gemessenen Maximaltemperaturen von Temperaturprofilen (vgl. unten).

### 2.3. Plasmawärmeleitfähigkeit

Eine weitere Materialfunktion ist die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_P(T)$  [W K<sup>-1</sup>m<sup>-1</sup>] im Plasma. Für sie gilt  $\lambda_P = \lambda_{cond} + \lambda_{reakt} + \lambda_{rad}$ . Ihre drei Summanden kennzeichnen die klassische konduktive Wärmeleitung (Austausch kinetischer Energie über Teilchenstöße), den Transport von Wärme über plasmachemische Reaktionen (Ionisation/Rekombination, chemische Reaktionen) und den Anteil der Strahlungsdiffusion (Energietransport durch Emission/Reabsorption in optisch dicken Spektrallinien). Detaillierte Berechnungen der Werte der Wärmeleitungskoeffizienten für Testlampen [9, 10] haben eine Reduzierung des Strahlungsenergie-transportes (d.h. von  $\lambda_{rad}$ ) in den Hotspots gegenüber den Lampenmitten nachgewiesen und bei Berücksichtigung in Simulationen verbesserte Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen der Temperaturverteilungen ergeben. Die geringe optische Weglänge der Strahlung in den Hotspots macht dieses Resultat plausibel: Strahlung von Spektrallinien, die sich in der Lampenmitte optisch dick verhalten, kann aus den Hotspots entweichen und trägt dort nicht zur Wärmeleitung bei. Die Temperaturhalbwidthsbreite der Hotspots bleibt kleiner. Im Sinn dieser Ergebnisse wird bei den hier vorgenommenen Simulationen die in [4, 5] ermittelte Materialfunktion  $\lambda_P(T)$  der drei untersuchten Systeme im Raumbereich der Hotspots durch die Bedingung  $\lambda_{rad} \sim 0$  für  $T \dagger T_m$  ( $T_m \equiv$  Temperatur in der Lampenmitte) modifiziert. Dabei dient als Übergangswärmeleitfähigkeit in einem Temperaturintervall um den Wert  $T_m$  ein Exponentialansatz. Ergebnisse mit realistisch glatten räumlichen Temperaturverteilungen, die die gegebene Bedingung hinreichend gut realisieren, erfordern meist mehrfache Anwendung von Simulationen – solange bis veränderte Ansätze für die Übergangswärmeleitfähigkeit Selbstkonsistenz der resultierenden Verteilungen mit der Bedingung  $\lambda_{rad} \sim 0$  für  $T \dagger T_m$  erreichen.

### 2.4. Ionisationsratenkoeffizient

Als achte und letzte Materialfunktion wird der Ionisationsratenkoeffizient  $q^I(T)$  [m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>] besprochen. Dieser wird definiert als ein durch Konzentrationen gewichtetes Mittel partieller

Ionisationsratenkoeffizienten der häufigsten Atome Hg/Zn, Na, Sc, Xe der Lampen in Stößen mit Elektronen. Der Koeffizient  $q^l(T)$  ist am LTI aus elementaren Daten für Wechselwirkungsquerschnitte von Ionisierungsstößen der Atome durch Elektronen bestimmt worden. Eine Recherche hat etwa 40 Publikationen mit experimentellen oder theoretischen Ergebnissen zu den Stoßquerschnitten  $\sigma_{1+}$ ,  $\sigma_{2+}$ , .. [m<sup>2</sup>] für einfache, zweifache oder mehrfache Ionisierung der Atome Hg, Zn, Na, Xe ergeben. Ionisierungsquerschnitte für Sc-Atome sind zur Unterstützung des Vorhabens von H. Deutsch [11] mit Anwendung des Märk-Deutsch-Formalismus (z.B. [12]) erstmalig ermittelt und freundlich bereitgestellt worden. Einer Auswertung der Stoßquerschnittsdaten mittels Fit durch eine in [13] vorgeschlagene Formel ergab totale Elektronenstoß-Ionisierungs-Querschnitte  $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{1+} + 2\sigma_{2+} + 3\sigma_{3+}$  einzelner atomarer Komponenten. Aus diesen folgen als Geschwindigkeitsmomente über die Maxwell'sche Elektronenenergieverteilung die Ionisationsraten  $q^l_{\text{Hg}}$ ,  $q^l_{\text{Zn}}$ ,  $q^l_{\text{Na}}$ ,  $q^l_{\text{Sc}}$ ,  $q^l_{\text{Xe}}$  [m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>]. Daraus bestimmen sich schließlich die zur Modellierung verwendeten effektiven Ionisationsratenkoeffizienten  $q^l(T)$  des 'mittleren Neutralteilchens' der untersuchten Lampen als zusammensetzungsabhängig gewichtete Mittelwerte.

### 3. Ergebnisse

Einen Eindruck von den in Simulationen berechneten räumlichen Temperaturverteilungen gibt Bild 1. In dem für das System M35 gegebenen Fall wird Ansteuerung mit Gleichstrom  $I = 0.4$  A vorausgesetzt. Als Gesamtspannung an der Lampe resultiert 85.46 V. Analoge Gleichstromsimulationen sind auch für die quecksilberfreien Systeme Zn150 und Zn100 vorgenommen worden. Diese setzen den Strom  $I = 1.0$  A, dc, voraus. Für sie folgen niedrigere Spannungen um 35–40 V. Die Gesamtleistungen der verschiedenen Lampentypen liegen damit einheitlich um etwa 35 W. Der technische Betrieb und die experimentellen Untersuchungen der Lampen verwenden bipolaren Wechselstrom (400 Hz) in Form von Rechteckpulsen, dessen effektive Stromstärke den Vorgaben der dc-Simulationen ( $I = 1$  A bzw.  $I = 0.4$  A) entspricht. Die dc-Simulationen liefern nützliche Vorab-Informationen zu Details der Elektroden- und Plasmaprozesse, deren Wirkungsweise man später, bei zeitabhängigen ac-Simulationen, auch in den Tendenzen phasenabhängiger Vorgänge der Katoden- und Anodenphasen der beiden (symmetrisch eingesetzten) Elektroden und des Plasmas wiedererkennt. Bei ac-Betrieb gleichen sich die physikalischen Bedingungen an beiden Elektroden infolge ihrer thermischen Trägheit aneinander an. Im zeitlich eingeschwungenem Zustand liegen sie thermisch zwischen den vorab analysierten Zuständen der (dc-) Katode bzw. Anode.<sup>1</sup> Das sollte man im Auge haben, wenn man Bild 2

---

<sup>1</sup> Wie das im einzelnen zutrifft, wird sich i. ff. zeigen.

betrachtet. Dieses vergleicht Ergebnisse zu Temperaturen einer dc-Simulation für das System Zn150 auf dem Elektrodenrand mit denen der  $3\lambda$ -Pyrometrie [14]. Beobachtet werden verschiedene, relativ stabile Bogenansatzformen an den Elektroden. Als Ergebnis der Simulation für sphärisch abgerundete Elektrodenspitzengeometrie folgt ein diffuser Bogenansatz des Plasmas.

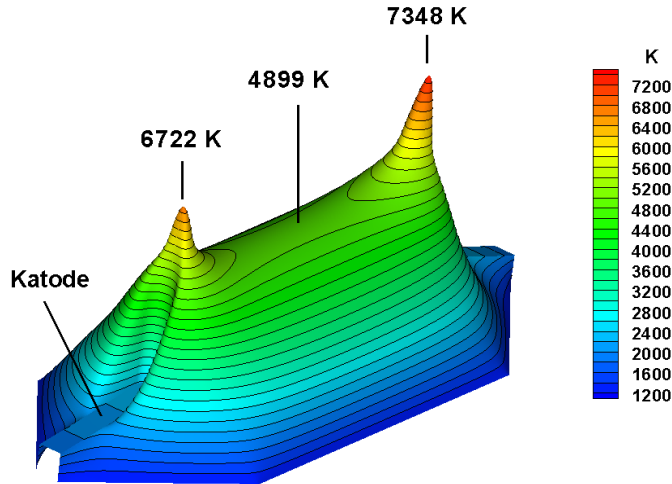


Bild 1: Temperaturverteilungen einer Standard-D2-Lampe: Füllung M35 (68.96 bar), Geometrie mit zylindrischem Kolben und angesetzten Kreiskegeln, Innendurchmesser in Lampenmitte 2.7 mm, Stiftelektroden der Länge 1.55 mm, Elektrodenabstand 3.8 mm, Elektrodendurchmesser 0.25 mm. Simulation mit den Parametern Strom  $I = 0.4$  A, dc, Austrittsarbeit  $\varphi_e = 2.6$  eV im Ansatz für die Emissionsstromdichte, Reaktionsenthalpie  $\varphi_l = 4.5$  eV für Elektronen an den Elektroden, Elektrodenfußtemperatur  $T_F = 1900$  K

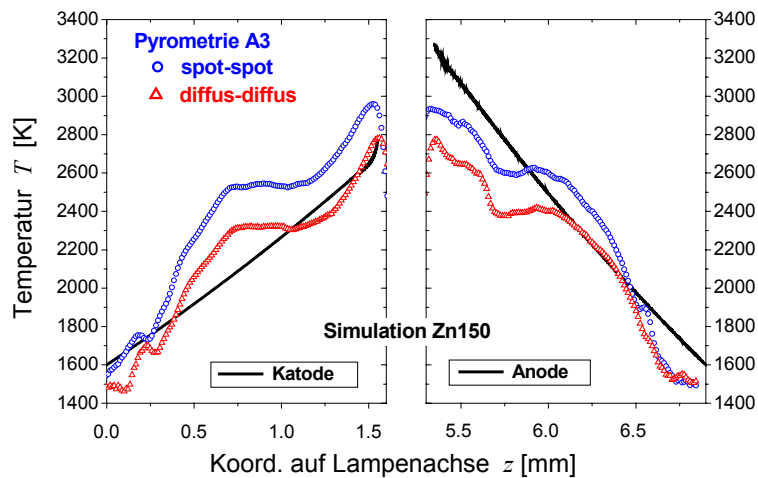


Bild 2: Temperaturen auf dem Elektrodenrand zu System Zn150 (66.01 bar) mit Standardlampengeometrie aus einer Simulation mit  $I = 1$  A, dc,  $\varphi_l = 4.5$  eV,  $\varphi_e = 3.6$  eV,  $T_F = 1600$  K im Vergleich mit Ergebnissen der  $3\lambda$ -Pyrometrie [14] für die Lampe A3 ( $150 \mu\text{g ZnI}_2$ ),  $I = 1$  A, ac, 400 Hz, 35 V. Aufgetragen sind Werte über der Lampenachse  $z$ . Die Koordinaten der Elektrodenspitzen der Messung sind justiert auf die Werte  $z_K = 1.55$  mm,  $z_A = 5.35$  mm. Die Pyrometrie beobachtet verschiedene Ansätze des Lampenbogens an den beiden Elektroden gepaart mit verschiedenen Elektrodentemperaturregimen. Eingezeichnet sind Ergebnisse für die Brennmodi 'spot-spot' und 'diffus-diffus'.

In der Lampenmitte sind die Plasmabedingungen laut Simulationen für dc nahezu identisch mit denen für eingeschwingenen ac-Betrieb. Der Vergleich in Bild 3 eines zu Zn100 berechneten radialen Temperaturverlaufs für die Lampenmitte mit spektroskopischen Messungen [15] muß beachten: die Simulation setzt Rotationssymmetrie voraus. Die horizontal brennenden Lampen

weichen durch Auftrieb und Konvektion von dieser Symmetrie ab. Die spektroskopisch auf vertikalen Geraden durch die Bogenmitten gemessenen Temperaturprofile zeigen die Auslenkung des Bogenzentrums nach oben. Der Vergleich mit dem radialen Temperaturprofil geschieht deshalb mit dem oberen und dem unteren Zweig der gemessenen Kurven von ihrem Maximum an. Dessen Lage wird dem Wert  $r = 0$  der Radialkoordinate  $r$  zugeordnet. Das obere Halbprofil ist infolge der Nähe des Bogens zur Kolbenwand steiler als das untere. Eine in Bild 3 ersichtliche Abweichung des für die Lampe A100 bestimmten Temperaturmaximums (4875 K) von dem der Simulation (5149 K) ist womöglich darauf zurückzuführen, daß das Verfahren zur Auswertung der gemessenen Profile der selbstabsorbierten Sc-Linien Details des 3-dimensionalen Strahlungstransports in der Lampe nicht hinreichend genau berücksichtigt.

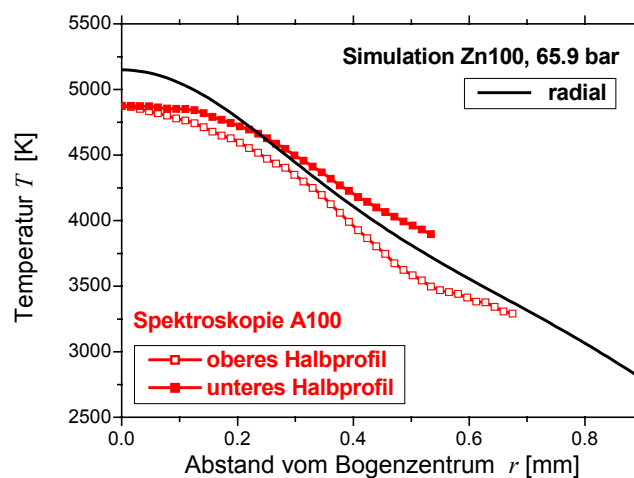


Bild 3: Radialer Temperaturverlauf in der Lampenmitte zum System Zn100 (65.87 bar) aus einer Simulation mit  $I = 1$  A, dc,  $\varphi_1 = 4.5$  eV,  $\varphi_e = 2.6$  eV,  $T_F = 1600$  K im Vergleich mit Ergebnissen spektroskopischer Messungen [15] an selbstumgekehrten Scandiumlinien für die Lampe A100 (Einwaage 100  $\mu\text{g}$  ZnI<sub>2</sub>).

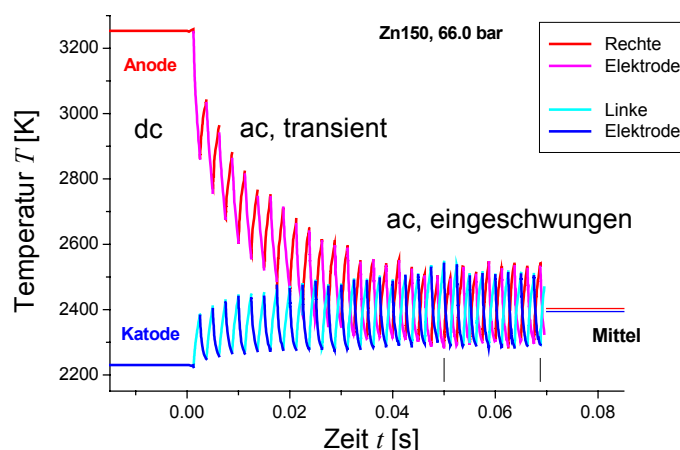


Bild 4: Temperaturverlauf an den Elektrodenspitzen bei Übergang von dc- zu ac-Betrieb nach einer Simulation zum System Zn150 (Xe/I/Zn/Na/Sc/W, 66.01 bar) für Standardgeometrie mit Stiftelektroden bei  $t < 0$ :  $I = 1$  A, dc,  $t \geq 0$ :  $I = 1$  A, ac, 400Hz, bipolare Rechtecke,  $\varphi_1 = 4.5$  eV,  $\varphi_e = 2.6$  eV,  $T_F = 1600$  K. Katoden- und Anodenphase von linker Elektrode (für  $t < 0$  Katode, kälter) und rechter Elektrode (für  $t < 0$  Anode, heißer) sind farblich unterschieden (Blau/Zyan bzw. Rot/Magenta).

Die Übereinstimmung der dc-Simulationsergebnisse mit allen bisher experimentell zugänglichen Größen<sup>2</sup> ist für alle drei Systeme befriedigend. Aufwendigere ac-Simulationen nähern die Meßwerte noch besser. Für Fallstudien zu Veränderungen der Elektrodenform machen schon dc-Simulationen Sinn. Zwei Fälle für variierte Form der Elektroden bei Standardkolbengeometrie sind systematisch zu allen drei Systemen (M35, Zn150, Zn100) untersucht worden:

1. Stiftelektroden, 1.55 mm lang, mit sphärischer Kappe (Radius  $R = 0.125$  mm),
2. Elektroden, 1.55 mm lang, mit Kugelkopf (Radius  $R = 0.25$  mm).

Aus dem Vergleich tabellierter Ergebnisse für markante Temperaturen<sup>3</sup> sowie Spannungen<sup>4</sup> und integralen Kenndaten für Plasma, Katode, Anode und Kolbenwand<sup>5</sup> ergeben sich z.B. folgende Schlüsse:

- A. Kugelkopfelektroden erreichen für Zn150, Zn100 etwa gleichen, für M35 sogar höheren Wirkungsgrad der Gesamtstrahlungsleistung des Plasmas bei geringerer thermischer Belastung der Elektrodenspitzen und geringerem Wärmeverlust am Lampenkolben,
- B. Gesamtspannungen der Lampen bleiben beim Übergang von Stift- zu Kugelkopfelektroden nahezu unverändert,
- C. Der Strahlungswirkungsgrad des quecksilberfreien System Zn150 liegt (für beide, Kugelkopf- und Stiftelektroden) nur um etwa 10% unter dem des Standard D2-Systems M35, der des System Zn100 erreicht bzw. überschreitet ihn sogar.

Wie schon angemerkt, soll noch ein Resultat einer zeitabhängigen Simulation beigelegt werden, das transiente Vorgänge illustriert, die ablaufen, wenn man die Ansteuerung einer für Zeiten  $t < 0$  mit konstantem Strom  $I = 1$  A, dc, stabil brennenden Lampe der Füllung Zn150 für die Zeit  $t \geq 0$  auf  $I = 1$  A, ac, 400 Hz, bipolarer Rechteckstrom umstellt. Dazu zeigt Bild 4 den Temperaturverlauf an den Elektrodenspitzen. Das Ergebnis für die durch thermische Trägheit der Elektroden bedingten Zeitskalen ( $\sim 50$  ms, d.h. 25 Perioden), ist exemplarisch für den zeitlichen Übergang zwischen verschiedenen Betriebszuständen der Lampe. Es interessiert auch für das Anlaufverhalten von Lampen in der zeitlich letzten Phase des Startup (Verdampfungsvorgänge abgeschlossen, Plasmazusammensetzung stabil). Zu Bild 4 analoge Plots für den transienten dc-ac-Temperaturverlauf an

---

<sup>2</sup> Gesamtspannung, Randtemperaturen der Elektroden, spektroskopisch ermittelte Temperaturprofile

<sup>3</sup> Katodenspitze, Katodenhotspot, Mittelebene, Anodenhotspot, Anodenspitze

<sup>4</sup> Katodenfall, dessen durch Ionenstrom bedingter Anteil, Anodenfall, Gesamtspannung

<sup>5</sup> Plasmastrahlungsleistung und -Strahlungswirkungsgrad, Wärmefluß durch den Katodenfuß, Wärmefluß zwischen Plasma und Katode, Wärmestrahlung der Katodenoberfläche sowie deren Kühlung durch austretende Elektronen und deren Heizung durch Ionenstrom, Elektronenstrom- bzw. Ionenstromanteile an der Gesamtstromstärke über die Katode, Wärmefluß durch den Anodenfuß, Wärmefluß zwischen Plasma und Anode, Wärmestrahlung der Anode, Elektronenheizung der Anode

weiteren Punkten der Oberfläche der anfangs (unter dc-Betrieb) heißeren Elektrode haben gezeigt, daß die zeitlichen Schwankungen über Katoden- und Anodenphase der Stromperiode im Abstand  $\Delta z = 0.35$  mm von der Elektrodenspitze schon fast vollständig ausgedämpft sind.

#### 4. Anerkennung

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Verbundvorhabens 'Grundlegende Untersuchungen von quecksilberfreien Höchstdruck-Kompaktlampen hoher Leuchtdichte und Lichtausbeute' durch das BMBF, FKF 13N8073, gefördert.

#### *Literatur*

- [1] Fischer, E., Philips Journal of Research 42, No.1 (1987) 58-85
- [2] Wiesmann, H.: Zweidimensionale Simulation von Hochdruckgasentladungslampen unter Berücksichtigung der Elektrodenbereiche mit der Finite-Elemente-Methode, Diss. Universität Karlsruhe, 1997, ISBN: 3-8265-2632-5, Shaker-Verl. 1997
- [3] Flesch, P.: Selbaskonsistente Behandlung von Elektroden und Plasma in Hochdruckgasentladungslampen, Diss. Universität Karlsruhe, 2000, ISBN: 3-89722-525-5, Logos-Verl., Berlin 2000
- [4] Nörtemann, Ch. F.; Philips GmbH, Forschungszentrum Aachen, ps. Mittlgn., 22.01.2002 - 17.04.2002
- [5] Strösser, M., Philips GmbH, Forschungszentrum Aachen, ps. Mittlgn., 24.03.2003
- [6] Blanc, A., J. Phys. (Paris) 7 (1908) 825-839
- [7] Wilke, C. R.; Chem.Eng. Progr. 46 (1950) 95
- [8] Kee, R. J.; Miller, J. A.: A structured approach to the computational modeling of chemical kinetics and molecular transport in flowing systems, Sandia Report SAND86-8841, July 1986 (Reprinted March 1995), p.19-22
- [9] Flesch, P.: Numerische Simulation des Plasmas und der Elektroden bei zeitabhängigem Strom, Vortrag, BMBF-Verbundtreffen an der Fachhochschule Kaiserslautern, 9.-10. Januar 2002
- [10] Flesch, P.; Neiger, M., J. Physics D: Applied Physics 36 (2003) 849-860
- [11] Deutsch, H; Ernst-Moritz-Arndt-Universität, Fachbereich Physik, Greifswald, ps. Mittlgn.: Sc/el - total single and double ionization cross sections, 23.04.2002; Na/el, Zn/el and Hg/el - total single and double ionization cross sections, 30.04.2002
- [12] Deutsch, H.; Becker, K.; Märk, T. D., Int. J. Mass Spectrometry and Ion Processes 185/186/187 (1999) 319-326
- [13] Krishnakumar, E.; Scrivasta, S. K., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 21(1988)1055-1082
- [14] Bauer, C; LTI, ps. Mttlg. 27.10.2003; vgl. auch Beitrag in diesem Jahresbericht
- [15] Schubert, H.; Universität Düsseldorf, ps. Mttlg. 22.10.2003; vgl. auch: Baeva, M.; Meier, S.; Reiter, D.; Weiß, M.; Schubert, H.: Spektroskopische Untersuchungen des Plasmas in Höchstdruck-Kompaktlampen, Vortrag BMBF-Verbundtreffen im Philips Forschungszentrum Aachen, 04. November 2003

## 1.4 Prüfstelle für Lichttechnische Einrichtungen an Fahrzeugen

### Edel – Enhanced Driver's pErception in poor visibiLity

Dieter Kooß

#### **ZUSAMMENFASSUNG**

Das EDEL-Projekt ist ein von der EU gefördertes Projekt innerhalb des Programmes IST 2000.KA1 „System and Service for the Citicen program“, (IST = Information Society Technologies) mit dem Ziel ein Kraftfahrzeug-Nachtsichtsystem auf der Basis eines Infrarot-Sensors für das nahe Infrarotlicht und einem neuartigen Beleuchtungssystems zu entwickeln. Besonderer Aufmerksamkeit soll hierbei der Unterstützung des Fahrers durch die Mensch-Maschine-Schnittstelle (HMI) gewidmet werden.

Das Projekt begann im März 2002 und läuft bis Februar 2005. Die Partner sind Centro Riserche Fiat (Projekt Koordinator), Hella Kg Hueck & Co., Jaguar Cars Limited, Osram Opto Semiconductors, Robert Bosch GmbH, Universität Karlsruhe (Lichttechnisches Institut), Universität Genua (DIBE), Universität Siena.

#### **1. Motivation**

In Europa sterben jedes Jahr etwa 50.000 Menschen im Straßenverkehr und unzählige werden bei zum Teil schweren Unfällen verletzt. Zahlreiche Statistiken zeigen, dass etwa 1/3 dieser Unfälle bei Nacht geschehen. Obwohl aus diesen Statistiken nicht hervorgeht ob ein Unfall auf Grund der schlechten Erkennbarkeit von Hindernissen geschah, so ist doch davon auszugehen, dass ein System welches den Kraftfahrzeug-Führer bei dieser Aufgabe unterstützt und leicht zu bedienen ist einen spürbaren Gewinn bringen wird.

#### **2. Komponenten**

Im Laufe des Projektes soll ein Nachtsichtsystem entwickelt werden, das mit einer Infrarotkamera und einem neuartigen Beleuchtungssystem arbeitet. Gleichzeitig soll ein intelligentes HMI den Fahrer bei der Bewältigung der Sehaufgaben unterstützen, indem z.B. Hindernisse auf dem Display hervorgehoben werden sollen. Dabei wird der derzeitige Stand der Technik als Basis benutzt und an die besonderen Anforderungen im Automobil angepasst und somit weiterentwickelt.

Folgende Aufgaben sind noch zu lösen, wobei jeweils die speziellen Umgebungsbedingungen im Kfz zu beachten sind:

- die Entwicklung einer CMOS-Kamera
- die Entwicklung eines Lasers für nahes Infrarotlicht
- Intelligentes HMI

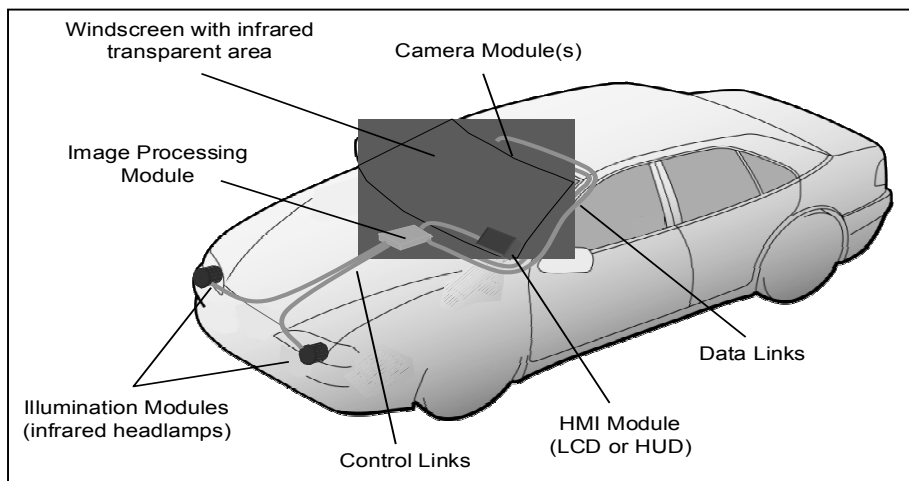


Bild 1: Die einzelnen Komponenten des EDEL-Systems

### 3. CMOS-Kamera

Ein Sensor für das nahe Infrarot hat den Vorteil, dass das Bild ähnlich intuitiv erfasst werden kann, wie es das menschliche Auge tut. Darüber hinaus reduziert die nichtlineare Empfindlichkeit des Sensors das Problem der Übersteuerung durch helle Objekte. Die Kamera wird mit dem Laser synchronisiert, damit auch keine Blendung von anderen gleichartigen Systemen auftreten kann. Das Kameramodul wird von der Firma Robert Bosch GmbH geliefert und angepasst.

### 4. Beleuchtungsmodul

Die Szene vor dem Fahrzeug wird durch einen oder mehrere Infrarot-Laser beleuchtet. Die erforderliche Strahlstärke wird durch die Empfindlichkeit der Kamera definiert. In 150m Entfernung vor dem Fahrzeug benötigt man etwa  $50\text{mW/m}^2$  Bestrahlungsstärke womit sich eine Strahlstärke von  $1125\text{ W/sr}$  ergibt. Die Firma Osram Opto Semiconductors stellt den Laser, ein InGa(Al)As Laser mit einer Wellenlänge von  $808\text{ nm}$  zur Verfügung.

Spezielle Aufmerksamkeit muss natürlich der Augensicherheit zuteil werden. Hierzu werden am Lichttechnischen Institut Messungen und Bewertungen des Systems vorgenommen. Es zeigt sich schon jetzt, dass ein Sicherheitsmanagement eingeführt werden muss, welches z.B. das Lasersystem

bei geringen Geschwindigkeiten abschaltet um eine Gefährdung auszuschließen. Sicherheitsvorkehrungen im Werkstattbereich und während der Produktion müssen ebenfalls diskutiert werden. Insgesamt läßt sich aber festhalten, dass ein solches System trotz des Einsatzes von Lasern möglich ist. Endgültige Ergebnisse können aber erst nach Fertigstellung des gesamten Moduls vorliegen.

Die Firma Hella KG Hueck & Co. entwickelt derzeit das komplette Beleuchtungsmodul mit entsprechender Optik und Ansteuerelektronik. Erste Messungen der Lichtverteilung zeigen deutlich die gewünschte rechteckförmige Ausleuchtung des Bereiches vor dem Fahrzeug.

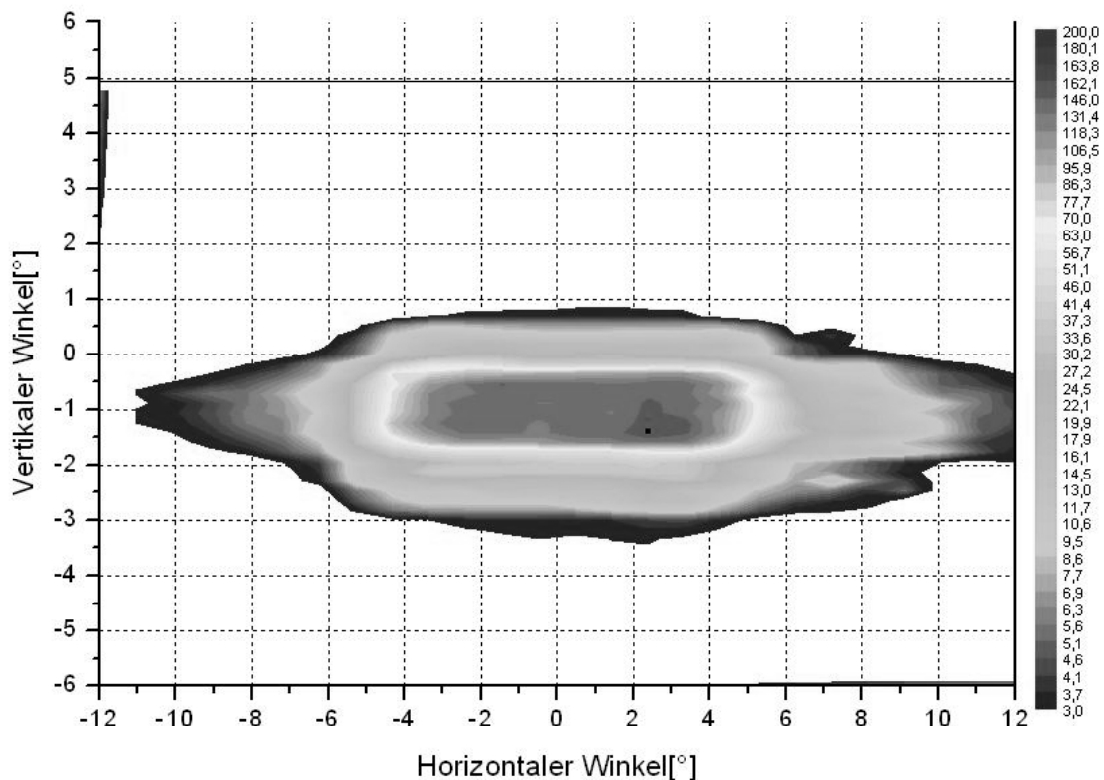


Bild 2: Lichtverteilung des Beleuchtungsmoduls (Quelle: Firma Hella KG Hueck & Co)

## 5. HMI /Display

Das HMI hat die Aufgabe die Information die von der Kamera beziehungsweise der Verarbeitungseinheit auf einem Display darzustellen. Es stehen zwei Varianten zur Verfügung, ein separates seitliches Display oder ein Head-Up-Display im direkten Blickfeld. Die Akzeptanz dieser Systeme und die Funktionalitäten des gesamten HMI wird durch Untersuchungen der Universität Siena unterstützt. Durch Befragungen soll herausgefunden werden welche Anforderungen an solche Systeme von Seiten der Benutzer gestellt werden.

## 6. Bildverarbeitung

Um den Fahrer tatsächlich zu unterstützen bedarf es einer ausgeklügelten Bildverarbeitung die dem Fahrer in Echtzeit diverse Hilfen bietet. An der Universität Genua werden hierzu speziell auf die Kamera abgestimmte Bildverarbeitungsalgorithmen entwickelt. Als Beispiel sei hier die Darstellung der Szene auf dem Display vorgestellt. Jedes Bild muss je nach Leuchtdichteverteilung speziell aufbereitet werden um ein klares Bild zu erhalten, wie es das menschliche Auge schnell erfassen kann.

Hinzu kommen dann noch Algorithmen zur Erkennung des Straßenverlaufs und von potentiellen Hindernissen.



Bild 3: Kontrastverbesserung bei mittleren Leuchtdichten (Quelle: Universität Genua)

## 7. Versuchsfahrzeuge

Die kompletten Systeme werden in zwei unterschiedlichen Fahrzeugklassen eingebaut. Das erste System wird in einem Fiat Multipla Platz finden. Ein weiteres System in Fahrzeug der Marke Jaguar. Dort soll auch letztlich ein Stereo-System integriert werden um die Abstände der Hindernisse besser berechnen zu können. Ob dieses System im Rahmen des EDEL-Projektes verwirklicht werden kann steht aber noch nicht fest.

## 8. Zusammenfassung

Im EDEL-Projekt hat sich ein internationales Team gebildet, welches sich zur Aufgabe gemacht hat den Fahrer bei der Bewältigung der Schaufgaben vor allem bei eingeschränkter Sicht zu unterstützen. Das System wird leicht und intuitiv zu bedienen sein. Durch die besondere Abstimmung der Eigenschaften auf die Bedürfnisse und die Wünsche der Benutzer besteht die Hoffnung, dass solche Systeme sich in Kürze am Markt etablieren werden.

# Untersuchungen zur Überlappung von Lichtsignalen bei Kraftfahrzeugen

Karsten Klinger

## **Zusammenfassung**

Am lichttechnischen Institut der Universität Karlsruhe wurde im Jahr 2002 von Karsten Klinger die Diplomarbeit mit dem Titel „Untersuchung der Abhängigkeit der Reaktionszeit vom Überlappungsgrad der Flächenanteile zweier Lichtsignale unterschiedlicher Farbe“ erstellt. In dieser Arbeit ist die Überlappung von Fahrtrichtungsanzeiger und Bremsleuchte bei drei ausgewählten Leuchtdichteverhältnissen untersucht worden. Es wurde gezeigt, dass die Reaktionszeit vom Grad der Überlappung abhängig ist. Bei entsprechender Anordnung und ausgewogenem Leuchtdichteverhältnis der Leuchten bleibt die Verlängerung in einem akzeptablen Bereich. Bei großen Leuchtdichteunterschieden wird die Verlängerung der Reaktionszeit unakzeptabel groß. Signale können übersehen werden.

## **1. Erläuterung der Problematik**

Das rückwärtige Signalbild eines Kraftfahrzeuges besteht aus Lichtsignalen mit teilweise unterschiedlicher Farbkodierung.

Aufgrund der bisher verwendeten Technologien wurden Signale unterschiedlicher Farbe bisher fast immer durch voneinander getrennte Leuchtenteile realisiert. Unterschiedlich farbiges Licht tritt somit aus unterschiedlichen Flächen aus.

Mit neuen Technologien zur Lichterzeugung können Fahrzeugleuchten gestaltet werden, bei denen das Licht verschiedenfarbiger Signale aus derselben Fläche austritt. Die Flächen der einzelnen Signale überlappen.

Ziel der Untersuchungen ist es, zu ermitteln, ob eine Mischung verschiedenfarbiger Signale bzw. die teilweise Überlappung der Flächen von zwei Signallichtern im Vergleich zu einer konventionellen Anordnung mit klar getrennten leuchtenden Flächen zu einer signifikanten Verlängerung der Reaktionszeit führt.

## **2. Vorbereitung der Untersuchungen**

### **2.1. Nutzung von Fahrzeugleuchten**

Da das Fortbewegen im Straßenverkehr wesentlich schneller stattfindet, als uns naturgegebener Weise möglich ist, muss diese erhöhte Informationsaufnahme durch Hilfsmittel unterstützt werden. Dazu stehen im Straßenverkehr sekundäre Merkmale zur Verfügung. Zu diesen Hilfsmitteln zählt das rückwärtige Signalbild von Fahrzeugen. Ein Teil des Bildes sind die am Heck angebrachten Leuchten.

Die Untersuchungen liegen mit einer Beobachterentfernung von 25 m in Relation zu verkehrsüblichen Beobachtungsdistanzen im Nahbereich. Die Planung der Experimente orientiert sich daher an der Leuchtdichte, anstatt an der in den gesetzlichen Regelungen und Richtlinien festgelegten Lichtstärke. Dieses Vorgehen geht konform mit anderen aktuellen Untersuchungen über das rückwärtige Signalbild von Kraftfahrzeugen.

Die Untersuchungen werden den Tagfall behandeln, da Signalleuchten in der Nacht wesentlich besser erkannt werden. Es ist davon auszugehen, dass im Tagesfall ermittelte Reaktionszeiten im Nachtfall nicht länger werden. Durch eine genügend hohe Umfeldleuchtdichte wird gewährleistet, dass die Augen der Versuchsperson im photopischen Bereich, Tagfall, adaptiert sind.

## **2.2. Historische Untersuchungen**

Die Ergebnisse historischer Experimente von zum Beispiel Mortimer werden hinsichtlich ihrer Aussagen zur Überlappung untersucht.

Daraus wird geschlossen, dass die vollständige Überlappung von Signalen, die mit gleicher Farbe kodiert sind, eine signifikante Verlängerung der Reaktionszeit zur Folge hat. Diese Verlängerung beträgt ca. eine halbe Sekunde.

Die Ergebnisse zeigen aber auch, dass eine unterschiedliche Farbgebung zwischen Bremslicht und Fahrtrichtungsanzeiger die Reaktionszeit signifikant verkürzt. Die Verkürzung beträgt ca. eine halbe Sekunde.

Diese beiden Beeinflussungen der Reaktionszeit könnten sich bei Überlappung von Signalen unterschiedlicher Farbcodierung aufheben. Dann würde sich die Überlappung zweier Lichtsignale unterschiedlicher Farbe nicht signifikant auf die Reaktionszeit auswirken.

## **2.3. Heutige Gesetzeslage**

Die gesetzlichen Vorgaben für Überlappung bei Rückleuchten legen nur das Verhältnis der Lichtstärke von Schlussleuchte zu Bremsleuchte bei ineinandergebauten Leuchten fest. Es wird vom Gesetz ein Verhältnis von mindestens 1:5 in der Lichtstärke vorgeschrieben, da bei kleinerem Verhältnis die Unterscheidung des Bremslichts von der Schlussleuchte beeinträchtigt ist. Einigen Untersuchungen zufolge wäre jedoch ein wesentlich höheres Verhältnis von bis zu 1:20 angemessen.

Die Problematik, die durch Überlappung von Bremsleuchte zu Fahrtrichtungsanzeiger entsteht und in dieser Arbeit untersucht wird, ist nicht im Gesetz berücksichtigt.

#### **2.4. Verwendete Leuchteneinheiten**

Als Lichtquellen der Signallichter werden einfarbige Leuchtdioden mit den Farben rot und gelb benutzt, die direkt aneinander gebaut sind. Durch die Baugröße der LED-Gehäuse inklusive der integrierten Optik beträgt die Entfernung zwischen zwei verschiedenfarbigen Lichtpunkten 7,5 mm. In der gewählten Beobachterentfernung von 25 m können diese beiden Lichtquellen von normalsichtigen Beobachtern nicht mehr einzeln detektiert werden. Die beiden Lichtsignale überlappen daher vollständig.

Für eine vollständige Signalleuchte werden 32 gleichfarbige Leuchtdioden zusammengeschaltet. Dies ergibt eine Fläche von 6 auf 12 cm pro Signalmuster. Die verwendete Leuchte besteht aus insgesamt 256 Leuchtdioden, die einzeln in ihrer Intensität über eine Computersteuerung verändert werden können.

Zum Vergleich der untersuchten Lichtmuster mit einer konventionellen Anordnung der Signalfunktionen wird eine weitere Leuchte in die Untersuchungen mit einbezogen. Da die Ansprechzeiten von LED's wesentlich geringer sind, als die von Glühlampen mit typischen Werten von ca. 180 msek im Gegensatz zu 60 nsek für LED's, müssen für die ganzen Untersuchungen gleichartige Lichtquellen benutzt werden. Daher ist für die Vergleichsleuchte ein Modell gewählt, das nur mit LED's bestückt ist.

#### **2.5. Psychophysikalische Untersuchungen**

Die Reaktionszeit ist eine psychophysikalische Größe. Um die Abhängigkeit der Reaktionszeit vom Überlappungsgrad und dem Leuchtdichteverhältnis zu bestimmen, müssen daher psychophysikalische Experimente durchgeführt werden. Bei diesen Experimenten wird das Verhalten einer einzelnen Person auf externe Reize getestet. Die Messwerte, die dabei ermittelt werden, sind subjektiv. Um allgemeine Aussagen aus diesen Werten ableiten zu können, werden die Versuche mit einer repräsentativen Personengruppe durchgeführt.

#### **2.6. Versuchsaufbau im Labor**

Die Experimente werden im Labor durchgeführt. Dies gewährleistet, dass bei jeder Testperson gleichbleibende Bedingungen vorliegen und die Störgrößen minimiert werden. Dennoch muss die Versuchsumgebung weitgehend realitätsnah gestaltet sein, um die realen Bedingungen im Straßenverkehr wiederzugeben.

Der Versuchsaufbau, der im Labor erstellt worden ist, bildet einen Fahrzeugumriss nach, an dem zwei Rückleuchten angebracht sind. Er besteht weiterhin aus einem Fahrstand, in dem die Versuchsperson auf dem Fahrersitz Platz nimmt und dem Messcomputer zur Steuerung des Versuches und der Protokollierung der Messwerte.

### **3. Durchführung der Hauptexperimente**

Zur Untersuchung der Überlappung wird eine Signalleuchte eingeschaltet. Während das Signal dargeboten wird, wird eine zweite Signalleuchte hinzugeschaltet. Die Reaktion der Versuchsperson auf das Aufleuchten der zweiten Signalfunktion wird gemessen. Dabei muss die Versuchsperson unterscheiden, welcher Art das zweite Lichtsignal ist (Bremsleuchte, Fahrtrichtungsanzeiger) und den entsprechenden Schalter, der dieser Signalfunktion zugeordnet ist, betätigen. Mit dieser Versuchsanordnung wird nicht nur die Reaktionszeit, sondern die Summe aus Reaktionszeit und Entscheidungszeit gemessen.

Bei den Untersuchungen wird wie folgt variiert:

- Die Reihenfolge der Darbietung
- Das Leuchtdichteverhältnis der beiden Leuchten zueinander
- Der Grad der flächenmäßigen Überlappung der beiden Leuchten

Es werden drei verschiedene Signale untersucht:

- Der Fahrtrichtungsanzeiger, eine gelb blinkende Leuchte
- Die Schlussleuchte, eine dunkle rote Leuchte
- Die Bremsleuchte, eine rote, bzw. helle rote Leuchte

Die Blinkfrequenz des Fahrtrichtungsanzeigers befindet sich mit 1 Hz im gesetzlichen Rahmen. Alle Signalfarben der jeweiligen Leuchten liegen innerhalb der ECE Farbgrenzen des jeweiligen Signals.

#### **4. Unterteilung der Experimente**

Die Hauptexperimente sind in zehn verschiedene Fälle der Überlappung eingeteilt.

##### **4.1. Vollständige Überlappung verschiedenfarbiger Lichtsignale**

Leuchtdichteverhältnis 1:5

Fall 1 Zuerst Fahrtrichtungsanzeiger, dann dunkle rote Leuchte hinzu.

Fall 2 Zuerst Fahrtrichtungsanzeiger, dann helle rote Leuchte hinzu.

Fall 3 Zuerst dunkle rote Leuchte, dann Fahrtrichtungsanzeiger hinzu.

Fall 4 Zuerst helle rote Leuchte, dann Fahrtrichtungsanzeiger hinzu.

Leuchtdichteverhältnis 1:1

Fall 5 Zuerst Fahrtrichtungsanzeiger, dann rote Leuchte hinzu.

Fall 8 Zuerst rote Leuchte, dann Fahrtrichtungsanzeiger hinzu.

##### **4.2. 50 Prozent Überlappung verschiedenfarbiger Lichtsignale**

Leuchtdichteverhältnis 1:1

Fall 6 Zuerst Fahrtrichtungsanzeiger, dann große rote Leuchte hinzu.

Fall 9 Zuerst große rote Leuchte, dann Fahrtrichtungsanzeiger hinzu.

Leuchtdichteverhältnis 1:2

Fall 7 Zuerst Fahrtrichtungsanzeiger, dann dunkle große rote Leuchte hinzu.

Fall 10 Zuerst dunkle große rote Leuchte, dann Fahrtrichtungsanzeiger hinzu.

#### **5. Ergebnisse der Experimente**

Insgesamt sind 32 Versuche mit 21 Versuchspersonen durchgeführt worden. Die Messergebnisse aller Versuche werden getrennt nach den zehn Fällen der Überlappung aufgezeigt.

Fall 1 Signifikante Verlängerung um 500 bis 1000 ms

Fall 2 Keine nennenswerte Verlängerung

- Fall 3 Bei 25 Prozent der Versuche Verlängerung um 400 ms
- Fall 4 Signifikante Verlängerung um durchschnittlich 1000 ms
- Fall 5 Signifikante Verlängerung um 300 ms
- Fall 6 Kein nennenswerter Unterschied
- Fall 7 Kein nennenswerter Unterschied
- Fall 8 Signifikanter Unterschied von 250 ms
- Fall 9 Unterschied von 200 ms
- Fall 10 Unterschied von 200 ms

### 5.1. Reaktionszeitunterschiede verschiedener Leuchtensysteme gleicher Leuchtdichte

Flächennutzung	Farbkodierung	Verlängerung der Reaktionszeit
vollständige Überlappung	gleiche Farbe	1 000 msek
getrennte Flächen	gleiche Farbe	500 msek
vollständige Überlappung	unterschiedliche Farbe	300 msek
getrennte Flächen	unterschiedliche Farbe	0 msek

Ein Vergleich der Ergebnisse bei Überlappung verschiedenfarbiger Lichtsignale mit herkömmlichen Leuchten im europäischen und amerikanischen Verkehrsraum zeigt, dass die Verlängerung der Reaktionszeit bei Überlappung geringer ist, als bei typischen amerikanischen Rückleuchten.

### 5.2. Reaktionszeitunterschiede bei unterschiedlicher Leuchtdichte

Leuchtdichteverhältnis	Verlängerung der Reaktionszeit
5:1	größer 500 msek
1:1	300 msek
1:5	250 msek

Das Verhältnis der Leuchtdichten der überlappenden Signalleuchten kann stark die Reaktionszeit beeinflussen. Wenn die Leuchtdichte des als zweites erscheinenden Signales nur ein Fünftel oder weniger der schon zu sehenden Leuchtdichte beträgt, verlängert sich die Reaktionszeit meist um mehr als 500 msek. Teilweise wird das als zweites erscheinende Signal ganz übersehen.

## **6. Schlussfolgerung**

Die heute zur Verfügung stehenden Leuchtmittel eröffnen neue Möglichkeiten im Fahrzeugdesign. Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Überlappung bei Kraftfahrzeugrückleuchten, realisierbar durch Leuchtdioden als Leuchtmittel.

### **6.1. Folgerung aus den Ergebnissen**

Aufgrund der durchgeführten Untersuchungen ist festzustellen, dass sich bei gleicher Leuchtdichte von Bremsleuchte und Fahrtrichtungsanzeiger die Reaktionszeit nicht, oder nur minimal verlängert, wenn Teilüberlappung vorliegt. Es ist zu erwarten, dass sich die Reaktionszeit nicht verlängert, wenn beide Signalflächen mindestens zu 50 Prozent nicht überlappend gestaltet sind.

Gefährlich für den Straßenverkehr können Leuchtenkombinationen sein, bei denen die Signalflächen vollständig überlappen. Bei einem Leuchtdichteverhältnis von 1:1 kann es möglich sein, dass die Verlängerung der Reaktionszeit noch akzeptierbar ist. Ab einem bestimmten Verhältnis - vorstellbar wäre 1:5 als Grenzwert - ist davon auszugehen, dass das dunklere Signallight bei gleichzeitigem Betrieb der Leuchten übersehen wird. Wenn es sich bei der dunkleren Leuchte um eine Bremsleuchte oder einen Fahrtrichtungsanzeiger handelt, ist diese überlappende Darbietung nicht dazu geeignet, im Straßenverkehr eingesetzt zu werden. In wie weit eine Schlussleuchte als dunklere Signalleuchte akzeptierbar ist, muss noch durch weitere Experimente untersucht werden. Bisher scheint die Verlängerung vernachlässigbar zu sein.

### **6.2. Beantwortung der Fragestellung**

Die grundlegende Frage nach der Abhängigkeit der Reaktionszeit von dem Überlappingsgrad der Flächenanteile zweier Lichtsignale unterschiedlicher Farbe kann anhand der vorgestellten Ergebnisse derzeit folgendermaßen beantwortet werden.

Die Überlappung hat Einfluss auf die Reaktionszeit. Die Reaktionszeit wird durch überlappende Signale verlängert. Bei entsprechender Anordnung und ausgewogenem Leuchtdichteverhältnis der Leuchten bleibt die Verlängerung in einem akzeptablen Bereich. Bei großen Leuchtdichteunterschieden wird die Verlängerung der Reaktionszeit unakzeptabel groß. Signale können übersehen werden.

## **7. Ausblick**

Anhand der durchgeführten Untersuchungen ist gezeigt worden, dass die Überlappung negativen Einfluss auf die Reaktionszeit hat. Weitere Untersuchungen werden den Zusammenhang zwischen Leuchtdichteverhältnis und Überlappungsgrad zu der Reaktionszeit genauer aufzeigen.

### **7.1. Leuchtdichteverhältnis zweier Leuchten**

Dazu werden Experimente mit einem Leuchtdichteverhältnis von 1:1 bis 1:1000 durchgeführt, wobei die großen Leuchtdichteunterschiede im Wesentlichen zwischen Bremsleuchte, beziehungsweise Fahrtrichtungsanzeiger und dem Schlusslicht vorzufinden sind. Hierbei stellt sich die Frage, ob die Kontrastverminderung durch die zugeschaltete Schlussleuchte einen signifikanten Einfluss auf die Reaktionszeit hat.

### **7.2. Überlappungsgrad zweier Lichtsignale**

In einer weiteren Untersuchungsreihe wird sowohl der Überlappungsgrad zweier Lichtsignale variiert, als auch im Falle keiner Überlappung der Abstand zwischen den Signalen. Allgemein betrachtet entspricht dies einer Variation des Abstandes der Lichtschwerpunkte.

### **7.3. Funktionaler Zusammenhang**

Mit Hilfe der durchzuführenden Untersuchungen werden zwei Funktionen ermittelt. Eine Funktion gibt an, wie stark das Leuchtdichteverhältnis zwischen zwei Lichtsignalen und der Kontrastverlust die Reaktionszeit beeinflusst. Die andere Funktion beschreibt den Einfluss des Überlappungsgrades auf die Reaktionszeit.

Anhand dieser beiden Funktionen kann für eine große Anzahl von Rückleuchten die Verlängerung der Reaktionszeit gegenüber einer idealen Rückleuchtenkombination errechnet werden. So kann einerseits schon im Vorfeld der Entwicklung von Kraftfahrzeugrückleuchten ermittelt werden, in welchem Maße sich das Leuchtendesign auf die Wahrnehmbarkeit auswirken wird und andererseits, wo die Grenzen für ein akzeptables Leuchtendesign aus Sicht der Verkehrssicherheit zu setzen sind.

# Thoughts about the Colour Rendering Problem of White LED

Karl Manz

## 1. Introduction

In the next future further new light sources will be introduced as gas discharge light sources for distributed lighting, mercury free gas discharge lamps or semiconductor devices as High Power LED for white light emission.

All this new light sources emitting white light, have individual spectral distributions. Especially LED's can produce white light using a Blue- or UV-LED and phosphors to convert the radiation at short wavelength to white light or with an arrangement of Red-Green and Blue LED (RGB-LED) the white light will be produced by colour mixture. Of course the technological possibilities are different and also the quality of emitted white light could be very different.

Depending of the selection of phosphors or the band width of the individual LED in the RGB-arrangement, the resulting spectrum may produce white light inside the specified colour area but as well as before does this not automatically satisfy the colour performance for a good perception and readability of coloured traffic signs. Certainly the multiple possibilities producing a light spectrum corresponding to white light an improved procedure for colour quality assessment is requested. An alternative procedure is known e.g. as described in the CIE publication No. 13.3-1995 [2].

In the past, inside the discussion for the D1 and D2 gas discharge light sources the problem was solved by measuring the colour of the total visible light output and put it into relation to the red content of the light emitted. But this could be not sufficient in the future especially regarding the possibility to mix the colour white by three coloured light sources as e.g. RGB – LED. For road safety aspects, one has to pay attention to the question of correct perception of traffic signs for which the colour is a main aspect as well the shape of the sign etc.

Now the question is, could this above mentioned CIE-colour rendering procedure also be applied to light sources for road traffic applications? The author will give a critical overview about the possibility to use the colour rendering procedure for the assessment of the colour white. This could be a base for further discussion and the preparation of proposals for introduction of new light sources and the relevant measurement procedures.

## 2. How to handle future light sources

For discussion of this question we will have first a look in Figure 1 on some typical spectra of light sources as described before. Here you can see that for example the white LED have also a visible deficit in the red area as the gas discharge light sources. This spectral distributions correspondent to existing products, in which some of them are slightly modified for this investigation.

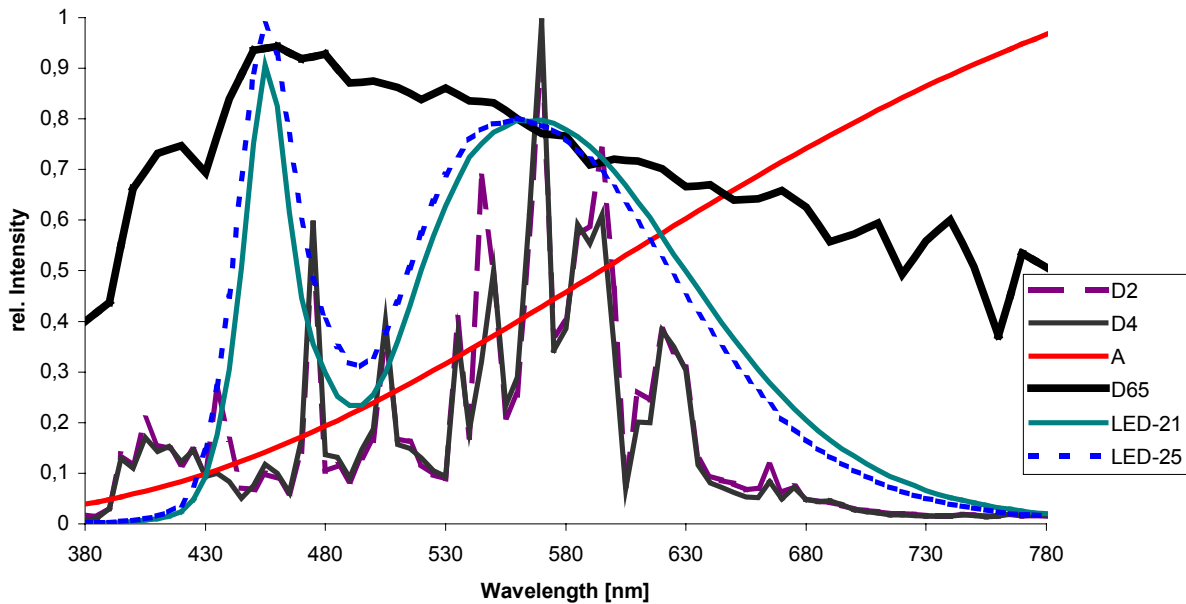


Figure 1: Spectral distributions of different light sources.

The colour rendering procedure uses a number of test colours for the assessment. In the CIE publication No, 13.3-1995 fourteen test colour are defined. According to the readability of road signs the test colour should correspond to the colour area defined in the colour specifications for road signs as given by e.g. CIE publication No. 39 [3] or the European Standard EN 12899-1 [4].

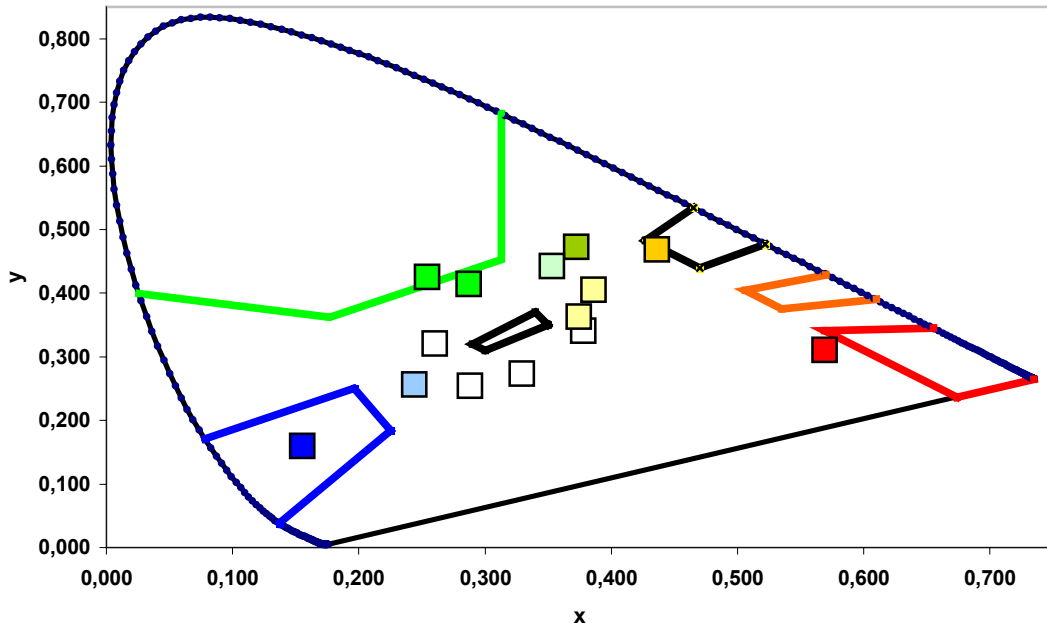


Figure 2: The diagram shows the colour areas for traffic signs for daytime conditions as defined in CIE-publication No, 39. The dots show the colour loci of the 14 test colours of CIE-publication 13.3 by illumination with the Illuminant D65.

Figure 2 shows the specified colour areas for the colour measurement procedure with the Illuminant D65 and the corresponding colour coordinates of the fourteen test colours also in relation to the Illuminant D 65. Only three to four colours give nearly a coincidence with the required colour boundaries. This shows that tasks for assessing the white light for road traffic applications and the procedure as described by CIE 13.3-1995 are different. Also in application of the colour rendering index procedure [5], the results as presented in Table 1 allows no sufficient differentiation, which does not surprise because the low colour saturation of the test colours. In principal is the motivation to create a test system as described in CIE – publication No. 13.3 total different from the question of good colour recognition in night-time traffic.

New investigations by Narendran and Deng [6] presents results which seems to be in contradiction to the philosophy of the CIE publication 13.3. The results are surprising and requesting more further independent investigations in this field for verification of this new results. But this results also justify doubts on the significance of the CIE – Rendering – System. Some of the results of Narendran and Deng in a presentation of D. Gall are shown in Table 1.

Light Source	Ra	CCT	General Rendering Preference
RGB – LED	25	4270	0,5
RGB – LED	63	4140	1,1
“Amber – White” – LED	81	4120	0,6
“White” – LED	83	5031	0,05
Halogen Filament Lamp	98	2840	- 0,4
Incandescent Lamp	98	2640	- 1,4

Table 1: Some of the results carried out by N. Narendran and L. Deng [6] in a presentation of D. Gall.

Therefore the author see a better way for colour rendering following the idea of relative colour content in specified spectral ranges as given by the red content in the ECE Regulation No. 99. Such specified spectral ranges could be seen as so called “digital” colours, because these colours correspond to digital filter functions.

The idea now was, to design these filter functions in such a way, that under assessment by Illuminant A and D65 the corresponding colours are inside the specified colour boundaries for traffic signs. In principal the idea to describe colour rendering by a series of colour contents is not very new, because it was discussed by CIE several years before [10].

Table 3 shows the results determined by this procedure represented in relation to the Illuminant A corresponding to the illumination by an incandescent lamp. The colour contents for the determination of the ratio of the colour content to the total visible light output are given by

$$k_{colour} = \frac{\int_{\lambda=a\text{ nm}}^{b\text{ nm}} E_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda=380\text{ nm}}^{780\text{ nm}} E_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda} \geq X \quad (1)$$

In table 2 you find the integration limits, corresponding to digital colour filter functions, which represents the first set up to study this possible test procedure.

Integration interval (nm)	Corresponding “Digital” Colours			
	Blue	Yellow	Orange	Red
a	380	505	560	610
b	505	780	655	780

Table 2: Limits for the integration interval a, b

Figure 3 shows the colour loci of the test colours depending from the light sources used. In addition are also draw in the colour loci for the Illuminant A marked by solid circles and D65, marked by solid triangles. Using the algorithms as described by formula (2) the ratio  $k_{colour}$  can be determined for the set of test light sources as described before. The results are shown in Table 3 below.

Light Source	Ratio $k_{colour}$ of the “digital” colour content			
	Blue	Yellow	Orange	Red
<b>D2</b>	<b>1,082</b>	<b>1,005</b>	<b>1,038</b>	<b>0,444</b>
<b>D4</b>	<b>0,980</b>	<b>1,001</b>	<b>1,072</b>	<b>0,389</b>
<b>LED-21</b>	<b>1,000</b>	<b>0,998</b>	<b>0,905</b>	<b>0,535</b>
<b>LED-25</b>	<b>1,245</b>	<b>0,988</b>	<b>0,856</b>	<b>0,480</b>
<b>A</b>	<b>1,000</b>	<b>1,000</b>	<b>1,000</b>	<b>1,000</b>
<b>D65</b>	<b>2,163</b>	<b>0,951</b>	<b>0,768</b>	<b>0,581</b>

Table 3: Colour ratio  $k_{colour}$  as described in formula (2). The data are presented in relation to the results of Illuminant A.

This manner to present the data could give the possibility to compare the results with an other investigation made by M. Sivak, B. Schoettle and M. Flanagan [8]. In this investigation they have used retroreflective materials of different types (technologies) for traffic signs of seven different colours.

Table 4 presents the results as relative intensities in relation to the illumination by tungsten halogen lamps for LEDs and HIDs. A direct comparison between our results and the results of the investigation of UMTRI is not possible, because the light sources and the test colours are too different. But in principal the ideas to test the colour quality are equivalent. Both investigations shows again, that the main focus shall be directed to the colour Red.

Color	Enclosed lens		Encapsulated lens		Prismatic	
	LEDs	HIDs	LEDs	HIDs	LEDs	HIDs
Red	0.88	0.99	0.81	0.92	0.80	0.90
Orange	0.99	1.12	1.01	1.11	1.03	1.11
Yellow	1.07	1.10	1.07	1.11	1.07	1.10
White	1.07	1.08	1.07	1.08	1.06	1.07
Green	1.10	0.96	1.10	0.97	1.11	0.98
Blue	1.01	0.87	1.05	0.93	1.05	0.91
Brown	1.01	1.08	1.03	1.11	0.99	1.11

Table 4: Relative intensities of each material type under LED and HID light sources. (The entries are Ys, normalized so that the Ys under the tungsten-halogen light source are equal to 1.) [8].

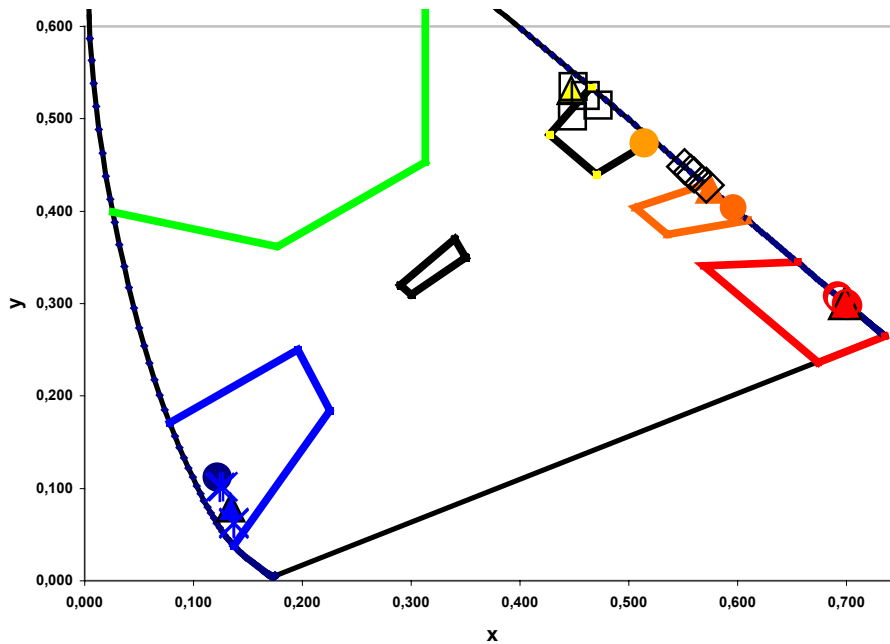


Figure 3: Colour loci of the “digital” test colour filter functions depending from the light emitted by the different light sources. The data from the filter function are marked for red with O, for orange with ◆, for yellow with □, for blue with ★ and the Illuminant A is marked by solid circles and D65 is marked by solid triangles.

### 3. Discussion of the Results

In the case of Illuminant A and D65 the digital colour functions shows a relative good correlation with proposed colour areas for surfaces colours of traffic signs as defined in CIE publication No. 39 [3] or the corresponding European Standard EN 12899-1 [4].

Regarding the resulting colour boundaries applying this “digital” colours in Figure 3, the light sources used for this analysis show a stronger deviation for the colours orange and Yellow, which are defined for daytime conditions, but for the current state it would not make sense to discuss this too deeply [9].

The relative colour content  $k_{\text{colour}}$  as described by this digital colour function presented in Table 3 and the results presented by UMTRI in Table 4 shows a clear interdependence from the spectral distribution. The question, where are the acceptable limits for this ratios, must be verified in further investigations. For the ratio, as an initial attempt it may be possible to use for Red the value as required in ECE R99 and for Blue a value close to the result for Illuminant A. There is also a need to discuss the necessity of larger set of test colours. In this content we have to have also in mind, that this procedure will be a combination of the requirement for the colour boundaries for “white” and required colour contents.

This question could be solved by a further investigation using so called three band light sources as RGB-LED or three band fluorescent lamps. For the last case a number of former publications will be reviewed. In reference to LED light sources, the author will also draw attention to a new publication [6] in which a number of different kinds or rather technologies of “white light” LED have been investigated. This investigation is a typical application of the properties as described in CIE 13.3. Here one could realise the differences in the demands to recognise a difficult colour like skin tone and the demands to recognise a traffic sign. The current results of this investigation show also the need for modification of the integration limits or rather the limits of the filter functions.

#### **4. Conclusion**

This first small investigation and the results of the UMTRI – Report [8] shows that the determination of colour rendering for light sources for road traffic applications can be done by a reduced number of relevant test colours. These test colours could be defined by simple filter functions. The total number of necessary filter functions, their limits and the minimum ratios is subject of a following investigation.

#### ***Literature***

- [1] ECE [Economic Commission for Europe] (1981). Agreement concerning the adoption of uniform conditions of approval and reciprocal recognition of approval for motor vehicle equipment and parts (Addendum 98, Regulation No. 99). Geneva: United Nations.
- [2] CIE, Method of Measuring and Specifying Colour Rendering Properties of Light Sources, CIE Technical Report No. CIE 13.3-1995, Vienna 1995
- [3] CIE, Surface Colours For Visual Signalling, CIE Technical Report No. CIE 39-1978, Vienna 1978
- [4] CEN, Fixed, Vertical Road Traffic Signs – Part 1: Fixed Signs, European Standard EN 12899-1, December 2001, Brussels 2001
- [5] CIE, Computer program to calculate CRis, CIE DISK 008-1995, Vienna 1995
- [6] Nadarajal Narendran, Lei Deng, Color Rendering Properties of LED Light Sources, Working document No. 13, GTB LED Task Force
- [7] D. Gall, Möglichkeiten und Grenzen beim Einsatz von LED in der Beleuchtungstechnik, VDI – Tagung „ Innovative Beleuchtung mit LED, Düsseldorf 17.-18. November 2003
- [8] Michael Sivak, Brandon Schoettle, Michael J. Flannagan, LED – Headlamps – Glare and Colour Rendering, UMTRI – Report: UMTRI-2003-39, University of Michigan Transport Institut, November 2003
- [9] Karl Manz, Colour rendering for verification of colour white of light sources, Proceedings of Progress in Automobile Lighting, PAL 2003, P 621, Darmstadt, September 23-24, 2003
- [10] J. Schanda, private communication.

## 2. Dissertationen, Diplom- und Studienarbeiten

### 2.1 Dissertationen

#### 1. Abgeschlossene Dissertationen 2001

*Michael Kessler*                      *Ionenstromsensorik im Dieselmotor*  
(Prof. Dr. Neiger)

*Markus Roth*                         *Experimentelle Untersuchungen zu Verlustmechanismen des Kathodenfalls in Barrierenentladungen*  
(Prof. Dr. Neiger)

Thomas Mathieu                      Experimentelle Untersuchungen von Submillimeterplasmen  
(Prof. Dr. Popp)

#### 2. Abgeschlossene Dissertationen 2002

Berthold Koch                         Grundlegende Untersuchungen zu miniaturisierten elektrodenlosen Höchstdrucklampen  
(Prof. Dr. Neiger)

*Shuhai Liu*                             *Electrical modelling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges*  
(Prof. Dr. Neiger)

Hartmut Borchert                      Analyse der Wechselwirkung von Nanosekunden- und Pikosekunden-Laserimpulsen mit dielektrischen Werkstoffen  
(Prof. Dr. Popp)

Khaled Ben Yahia                      Hybridmodellierung der Anfangsphase der Zündung einer Gasentladung  
(Prof. Dr. Popp)

### 3. Abgeschlossene Dissertationen 2003

- Christian Bauer                      Experimentelle Untersuchungen des Elektrodenverhaltens von Hochdruck-Plasmalampen bei zeitabhängigem Betrieb  
(Prof. Dr. Neiger)
- Christof Pflumm                      Simulation homogener Barrierenentladungen inklusive der Elektrodenbereiche  
(Prof. Dr. Neiger)
- Simon Zacher                        Untersuchungen zur Oberflächenbehandlung mittels Barrieren-Entladungen (in Zusammenarbeit mit Fa. Bosch)  
(Prof. Dr. Neiger)

### 4. Laufende Dissertationen

- Jörg Schroeter                      Umweltfreundliche Polymerisationsschichten mit verbesserter Einsatzcharakteristik (BMBF Verbundprojekt)  
(Prof. Dr. Heering)
- Robert Sängler                      Entwurf und Simulation von Schaltungstopologien zum EMV-gerechten Betrieb von EVG für Hochleistungs-Gasentladungslampen  
(Prof. Dr. Heering)
- Ingo Gabriel                        Hochfrequenter Betrieb von Kompaktleuchtlampen  
(Prof. Dr. Heering)
- Hans-Peter Daub                    Adaptive EVG für Excimer-Strahler  
(Prof. Dr. Heering)
- Antje Dau                            Integration von Steuer –und Regelfunktionen eines digitalen EVG für Leuchtstofflampen  
(Prof. Dr. Heering)
- Miguel Angel Postigo                In-line Sensor zur Messung der Übersättigung in Suspensionskristallisatoren  
(Prof. Dr. Heering)

Ralf Wegst	Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Optimierung der Abgasentstickung mittels DBE (Prof. Dr. Neiger)
Kai Baldenhofer	Untersuchungen zur Rußsensorik mittels Corona-Entladungen (in Zusammenarbeit mit Fa. Bosch) (Prof. Dr. Neiger)
Tahar Zrilli	NO <sub>x</sub> -Abbau durch plasmaunterstützte katalytische Verfahren (in Zusammenarbeit mit Fa. Bosch) (Prof. Dr. Neiger)
Klaus Trampert	Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdrucklampen (Prof. Dr. Neiger)
Mark Carpaij	Wolframtransportprozesse in Hochdruckgasentladungslampen (in Zusammenarbeit mit Fa. Philips) (Prof. Dr. Neiger)
Karsten Klinger	Untersuchungen zur Überlappung von Lichtsignalen bei Kraftfahrzeugen (Prof. Dr. Lemmer)
Christian Karnutsch	Realisierung einer organischen Dünnschichtlaserdiode (Prof. Dr. Lemmer)
Marc Stroisch	Herstellung und Charakterisierung von Lasern auf Basis organischer Halbleiter (Prof. Dr. Lemmer)
Martin Punke	Laserinduzierte Photopolymerisation von organischen optoelektronischen Bauelementen (Prof. Dr. Lemmer)

Ulf Geyer	Herstellung und Charakterisierung von kurzperiodischen akustooptischen Bauelementen (Prof. Dr. Lemmer)
Alexander Colsmann	Organic Optical Interconnects (Prof. Dr. Lemmer)
Sven Schellinger	Visuelle Informationstechnik mit neuartigen Displays (Prof. Dr. Lemmer)

## 2.2 Diplom- und Masterarbeiten

### 1. Abgeschlossene Diplomarbeiten 2001

Klaus Müller	Experimentelle Untersuchungen zu induktiv angeregten Hg-freien Leuchtstofflampen auf Basis von Xenon (Prof. Dr. Neiger, Prof. Dr. Heering)
Jeanine Kando	Characterisation of spectral properties of InGaAsP single frequency laser based on multiple reflections (in Zusammenarbeit mit University College Cork / Irland) (Prof. Dr. Heering)

### 2. Abgeschlossene Diplomarbeiten 2002

Hans-Peter Daub	Untersuchung zur optischen Online-Messung der Durchhärtung dicker UV-Lackschichten (Prof. Dr. Heering)
Andreas Gusewski	Implementierung eines DSP zur Steuerung und Regelung eines Hochleistungs-EVG (in Zusammenarbeit mit eta plus electronic, Nürtingen) (Prof. Dr. Heering)
Tahar Zrilli	Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Zündung im Ottomotor (Prof. Dr. Popp)

Karsten Klinger                      Untersuchung der Abhängigkeit der Reaktionszeit vom Überlappungsgrad der Flächenanteile zweier Lichtsignale unterschiedlicher Farbe  
(Prof. Dr. Kokoschka, Dr. Manz, Dr. Kooß)

### **3. Abgeschlossene Diplomarbeiten 2003**

Richard Winkelmann                Digital geregelter Pulsbetrieb von dielektrisch behinderten Gasentladungen  
(Prof. Dr. Heering)

Thorsten Wanner                    Formbasierte Objekterkennung und Klassifikation im Fahrzeugumfeld  
(in Zusammenarbeit mit der Fakultät Maschinenbau)  
(Prof. Dr. Neiger, Prof. Dr. Stiller)

Martin Punke                        Aufbau eines Messsystems zur Femtosekundenspektroskopie  
(Prof. Dr. Lemmer)

### **4. Abgeschlossene Masterarbeiten (MSc) 2003**

Christian Karnutsch                Organic Semiconductor Lasers  
(in Zusammenarbeit mit St. Andrews University, Schottland)  
(Prof. Dr. Lemmer, Dr. Bruce Sinclair)

### **Laufende Masterarbeiten**

Sandra Tabisova                    Bewertung des Einflusses des Farbortes von Signalleuchten auf die intuitive Zuordnungsfähigkeit zu verschiedenen Signalfunktionen anhand der Reaktionszeit  
(Dipl.-Ing. Karsten Klinger)

## 2.3 Studienarbeiten

### 1. Abgeschlossene Studienarbeiten 2002

Martin Punke	Entwicklung eines Scanner-Systems für ein photothermisches Oberflächenprüfverfahren (Prof. Dr. Heering)
Sandra Tabisova	Untersuchungen des Lichtstromverhaltens von T5-Leuchtstofflampen bei unterschiedlichen Einbrennbedingungen (Prof. Dr. Kokoschka)

### 2. Abgeschlossene Studienarbeiten 2003

Stefan Pieke	Konzipierung einer thermischen Aufdampfanlage (Dr. Bastian)
Dominique Daub	Ein vereinfachtes Verfahren zur digitalen Wirkleistungserfassung an Kompaktleuchtstofflampen (Prof. Dr. Heering)
Katrin Albrecht	Experimentelle Untersuchungen zum Effizienzverhalten von quecksilberfreien Flachlampen auf Basis von Xenon (Prof. Dr. Neiger / Dipl.-Ing. Müller)

### 3. Laufende Studienarbeiten

Sabine Lauterbach	Optische Technologien (Prof. Dr. Lemmer)
Rüdiger Daub	Entwicklung eines 3D-Wiedergabesystems (Dipl.-Ing. Schellinger)
Andreas Ruiss	Entwicklung eines 3D-Aufnahmesystems (Dipl.-Ing. Schellinger)

### **3. Veröffentlichungen**

**Bauer, Christian; Neiger, Manfred; Mönch, Holger; Krücken, Thomas**

„Experimental investigations of locally and temporally resolved temperature distributions of HID-lamps using a 3-wavelength pyrometric method”

International Symposium on Photonics in Measurement, June 11 – 12 (2002), Aachen, Germany, VDI-Berichte 1694

**Bauer, Christian; Neiger, Manfred**

„Matrixbericht zur Elektrodenpyrometrie“

Vergleichsstudie für BMBF-Verbundvorhaben FKZ13N7760-13N7767

„Zeitveränderliche Energieeinkopplung in Elektroden“

Karlsruhe, Mai 2001

**Bauer, Christian; Neiger, Manfred; Mönch, Holger; Krücken, Thomas**

Experimental Investigations of Locally and Temporally Resolved Electrode Temperature Distributions of HID-Lamps Using a 3-wavelength Pyrometric Method

Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on the Science and Technology of Light Sources (LS-9)

Session 3, Lamp Electrodes, Paper 060:P (page 7)

Cornell University, Ithaca, NY, USA, 12.-16.08.2001

ISBN 0-9713422-0-2

**Breit, Michael; Gao, Mingyuan; von Plessen, Gero; Lemmer, Uli; Feldmann, Jochen; Cundiff, Steven T.**

"Formation dynamics of layer-by-layer self-assembled films probed by second harmonic generation"

Journal of Chemical Physics, Volume 117 (2002) pp. 3956-3960

**Colsmann, A.; Reufer, M.; Feldmann, J.; Lemmer, U.; Scherf, U.**

“Structures for light emitting organic FETs”

ECOER, Wye/Kent, UK, September 2003

**Flesch, Peter; Neiger, Manfred**

“Time-dependent Modelling of High Pressure Discharge Lamps Including Electrodes”

Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on the Science and Technology of Light Sources (LS-9). “Landmark Paper”

Session 4, Lamp Electrodes, Paper 108 :L (pages 307-308)

Cornell University, Ithaca, NY, USA, 12.-16.08.2001

ISBN 0-9713422-0-2

**Flesch, Peter; Neiger, Manfred**

“Time Dependent Simulation of Plasma and Electrodes in HID-Lamps With different Electrode Shapes”

Proceedings ICPIG XXVI International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Vol. 2, 61-62 (2003)

**Flesch, Peter; Neiger, Manfred**

“Time Dependent Simulation of Plasma and Electrodes in High-Intensity Discharge Lamps with different Electrode Shapes”

Journal of Physics D: Appl. Phys. 36 (2003), 849 – 860

**Flesch, Peter; Neiger, Manfred**

„Numerical Simulation of d. c. high-pressure discharge lamps including electrodes“

Journal of Physics D: Applied Physics 35 (2002), 1681 – 1694

**Flesch, Peter; Neiger, Manfred**

“Selbstkonsistente Behandlung von Elektroden und Plasma in Hochdruck-Gasentladungslampen”

10te Bundesdeutsche Fachtagung für Plasmatechnologie (BFPT-10) , Greifswald, 28.02.-02.03.2001

**Frankevich, Eugene; Müller, Jürgen; Lemmer, Uli**

"Interaction of intermediate excited states and formation of free charge carriers under laser excitation of a conjugated polymer"

Chemical Physics, Volume 285 (2002) pp. 13-29

**Heering, Wolfgang**

„Radiometrie aktinischer Strahlungsgrößen“

2. Symposium „Licht und Gesundheit“, Berlin 22.-23.02.2001, Tagungsband 83 – 100

**Heering, Wolfgang**

“Measurement of photobiologically weighted irradiances and exposures”  
In: Biologic Effects of Light 2001, p. 3–17, edited by Michael F. Holick  
Kluwer Academic Publishers, Boston (USA) 2001

**Heering, Wolfgang**

“Measurement of photobiologically weighted irradiances and exposures”  
Photodermatology, Photoimmunology & Photomedicine, Vol. 17, p.143, June 2001

**Heering, Wolfgang**

„Optische Strahlungsquellen für biologische, medizinische und technische Anwendungen“  
6. Symposium der DafP, Stuttgart 14.-15.05.2001, Tagungsband 12 S  
<http://www.dafp.de/publikationen/vorträge/symposium6-1.html>

**Heering, Wolfgang**

“Doped UV Arc Lamps – Performances and Limits of Operation”  
RadTech Conference Proceedings, Basel Oct. 8-10, 2001, Proceedings 139-143

**Heering, Wolfgang**

“Application of compact array spectroradiometers for the determination of weighted UV irradiance”  
UV News, Issue 7/Dec. 2002, p.12-15

**Heering, Wolfgang**

„Erzeugung optischer Strahlung“  
8. Symposium der DafP, Hamburg 31.8.-01.09.2003, Tagungsband 40 F  
<http://www.dafp.de/publikationen/vorträge/symposium8-1.html>

**Heering, Wolfgang**

„Spektroskopische Temperaturmessung“  
In: Technische Temperaturmessung, S. 1201 – 1228, Hrsg: Frank Bernhard  
Springer-Verlag, Berlin 2004

**Heering, Wolfgang**

„Lampen für die Wasseraufbereitung“  
7. Symposium der DafP, 01. - 02. Oktober 2002

**Käfer, Stefan**

„Optimierung des Dünnschicht-Layouts von Aktiv-Matrix-Flüssigkristall-Anzeigen“  
(Dissertationsschrift)

Referenten: Prof. Knoll, Prof. Neiger /Universität Karlsruhe (TH)

ISBN 3-89722-641-3, LOGOS-Verlag (2001)

**Kessler, Michael**

„Ionenstrom-Sensorik im Dieselmotor“

(Dissertationsschrift 2001)

Referenten: Prof. Neiger / Universität Karlsruhe (TH), Prof. Maly / Universität Stuttgart

**Koch, Berthold**

„Experimentelle Untersuchungen an neuartigen kompakten Mikrowellenresonatoren zur elektrodenlosen Anregung von Hochdruckentladungslampen“

Dissertationsschrift (2002)

Referent: Prof. Dr. –Ing. Neiger, M.

**Koch, Berthold; Neiger, Manfred**

„Quecksilber-freie, mit Mikrowellen betriebene Hochdruck-Entladungslampen“

10te Bundesdeutsche Fachtagung für Plasmatechnologie (BFPT-10) , Greifswald, 28.02.-  
02.03.2001, ISBN 3-00-007466-X

**Koch, Berthold; Neiger, Manfred**

“Investigations of Lamp Fills for Hg-free, Microwave Ecited HID Lamps”

Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on the Science and Technology of Light Sources  
(LS-9)

Session 4, Lamp Electrodes, Paper 060:P (page 10)

Cornell University, Ithaca, NY, USA, 12.-16.08.2001

ISBN 0-9713422-0-2

**R. Koeppe, J. G. Müller, J. M. Lupton, J. Feldmann, U. Scherf, and U. Lemmer,**

“One and two-photon photocurrents from tuneable organic microcavity photodiodes”

Appl. Phys. Lett. **82**, 2601 (2003).

**Liu, Shuhai; Neiger, Manfred**

„Excitation of dielectric barrier discharges by unipolar, submicrosecond, square pulses”

Journal of Physics D: Applied Physics: 34 (2001), 1632 – 1638

**Liu, Shuhai; Neiger, Manfred**

„Double discharges in unipolar-pulsed dielectric barrier discharge xenon excimer lamps“

Journal of Physics D: Applied Physics 36 (2003) 1565-1572

**Liu, Shuhai; Neiger, Manfred**

„Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage“

Journal of Physics D: Applied Physics 36 (2003) 3144-3150

**Liu, Shuhai; Neiger, Manfred**

“Electrical Modelling and Pulsed Energization of Dielectrical Barrier Discharges”

10te Bundesdeutsche Fachtagung für Plasmatechnologie (BFPT-10) , Greifswald, 28.02.-02.03.2001, ISBN 3-00-007466-X

**Liu, Shuhai; Neiger, Manfred**

„Excitation of dielectric barrier discharges by unipolar, submicrosecond, square pulses”

10te Bundesdeutsche Fachtagung für Plasmatechnologie (BFPT-10) , Greifswald, 28.02.-02.03.2001, ISBN 3-00-007466-X

**Liu, Shuhei**

„Elektrical modeling and unipolar-pulsed energization of dielectric barrier discharges“

Dissertationsschrift (2002)

ISBN 3-936582-96-3

Referent: Prof. Dr. –Ing. Neiger, M.

**Lukas, C.; Spann, M.; Schulz v. d. Gathen, V.; Thomson, V.; Wegst, R.; Doebele, M.; Neiger, M.**

“Dielectrical Barrier Discharges with Steep Voltage Rise: Mapping of Atomic Nitrogen in Single Filaments Measured by Laser-Included Fluorescence Spectroscopy”

Plasma Sources Science Technology: 445-450 (2001)

**J. M. Lupton, R. Koeppe, J. G. Müller, J. Feldmann, U. Scherf, and U. Lemmer**

“Organic Microcavity Photodiodes”

Advanced Materials **15**, 1471 (2003).

**Manz, Karl**

„The Influence by Size of Headlamps on Discomfort Glare“

Proceedings of Progress in Automotive Lighting, PAL, P. 618, Darmstadt, September 25-26-2001

**Manz, Karl**

„Tolerances of Cut-off-Measurements“

Proceedings of Progress in Automobile Lighting, PAL, P. 635, Darmstadt, September 25-26-2001

**Manz, Karl**

“Colour rendering for verification of colour white of light sources”

Proceedings of Progress in Automobile Lighting, PAL, P. 621, Darmstadt, September 23-24, 2003

**Manz, Karl**

“The possibility by Conformity of Production (COP.) as an Interface for the Harmonization Process”

Proceedings of Progress in Automobile Lighting, PAL, P. 631, Darmstadt, September 23-24, 2003

**J.G. Müller, M. Scharber, U. Lemmer, J. Feldmann, U. Scherf, and N.S. Sariciftci,**

“Ultrafast spectroscopy of polaron pairs in polymer solar cells”

Synthetic Metals **137**, 1475 (2003)

**J. G. Müller, U. Lemmer, G. Raschke, M. Anni, U. Scherf, J. M. Lupton, and J. Feldmann**

“Linewidth-limited energy transfer in single conjugated polymer molecules”

Phys. Rev. Lett. **91**, 267403 (2003)

**Neiger, Manfred; Koch, Berthold**

„Grundlagenuntersuchungen zu Strahlungsmechanismen in elektrodenlos angeregten Hochdruckplasmen“

BMBF – Verbindungsprojekt FKZ 13N 7412/6 (2001)

**Pflumm, Christof; Neiger, Manfred**

“Simulation of the Transient Discharge in a Plasma Display Panel Cell”

21<sup>st</sup> International Display Research Conference and 8<sup>th</sup> International Display Workshops, Asia Display / IDW '01 (SID), Conference Proceedings

October 16-19 (2001), Nagoya, Japan

**Pflumm, Christof; Neiger, Manfred**

"Modellierung der homogenen transienten Barrierenentladung"

Abschlussbericht zum BMBF-Verbundvorhaben FKZ 13N7352/1 "Erforschung neuer homogener atmosphärischer Plasmen und ausgewählter Anwendungen", Juni 2003

**Roth, Markus; Neiger, Manfred**

“Measurement of Internal Electrical Properties in A.C.-PDP-like Configurations Using a Novel Measurement Control”

21<sup>st</sup> International Display Research Conference and 8<sup>th</sup> International Display Workshops, Asia Display / IDW '01 (SID), Conference Proceedings

October 16-19 (2001), Nagoya, Japan

(Dieser Beitrag wurde mit dem “Best Poster Award” ausgezeichnet)

**Roth, Markus; Neiger, Manfred**

„Bestimmung von Kathodenfallspannungen durch Messung innerer elektrischer Größen von dielektrischen Barrierenentladungen“

10te Bundesdeutsche Fachtagung für Plasmatechnologie (BFPT-10), Greifswald, 28.02.-02.03.2001, ISBN 3-00-007466-X

**Roth, Markus**

„Experimentelle Untersuchungen zu Verlustmechanismen des Kathodenfalls in Barrieren-Entladungen“

(Dissertationsschrift 2001)

Referenten: Prof. Neiger, Prof. Heering, Prof. Thumm / Universität Karlsruhe (TH)

ISBN 3-936582-42-4, Tenea-Verlag (2002)

**Schroeter, Jörg**

„Schutz des Autos durch UV-Lackierung“

Tagungsbericht DafP, Dresden 2002

**J. Stehr, F. Schindler, J. Crewett, R. Sperling, G. von Plessen, U. Lemmer, J. M. Lupton, T. A. Klar, J. Feldmann, A. W. Holleitner, M. Forster, and U. Scherf,**

„A low threshold polymer laser based on metallic nanoparticle gratings”,

Advanced Materials **15**, 1726 (2003)

**Trompeter, F. Neff, W.; Franken, O.; Heise, M.; Neiger, M.; Liu, S.; Pietsch, G.; Saveljew, A.**

„Reduction of Bacillus and Niger Spores using Nonthermal Atmospheric Gas Discharges“

IEEE Transactions on Plasma Science. Vol. 30, Nr. 4, August 2002, p. 1416 –1423

**Wegst, Ralph; Neiger, Manfred**

„Laserdiagnostische und plasmatechnologische Grundlagen zur Verminderung von Emissionen und Kraftstoffverbrauch von DI-Verbrennungsmotoren:“

(Teilvorhaben: Analyse der Wirkketten bei der Plasmareinigung realer Abgase)

BMBF -Abschlussbericht DE 01 68001195 (März 2001 / 38 Seiten)

**Wegst, Ralph; Neiger, Manfred**

„Modellierung der homogenen, transienten Barrierenentladung“

10te Bundesdeutsche Fachtagung für Plasmatechnologie (BFPT-10) , Greifswald, 28.02.-02.03.2001, ISBN 3-00-007466-X

**Wegst, Ralf; Neiger, Manfred**

„Analyse der Wirkketten bei der Plasmareinigung realer Abgase“

BMBF-Abschlußbericht FKZ 13N77199, März 2001

**Wolf, Oliver**

„Experimentelle Untersuchungen an dielektrisch behinderten Entladungen zur Schadstoffentfernung aus Abgasen“

(Dissertationsschrift)

Referenten: Prof. Neiger, Prof. Bolz / Universität Karlsruhe (TH)

ISBN 3-89722-622-7, Logos-Verlag (2001)

## **4. Hochschulgemeinschaft für Lichttechnik an der Universität Karlsruhe (TH) e.V.**

### **Mitgliederverzeichnis**

**Stand: 05.11.2003**

#### **Vorstand:**

Vorsitzender : G. Eichelbrönnner, München  
Schatzmeister: Prof. Dr. S. Kokoschka, Karlsruhe  
Schriftführer: W.-J. Wagner, OSRAM, München

#### **Vertreter der Lichttechnischen Institute:**

Prof. Dr. U. Lemmer Lichttechnisches Institut  
Universität Karlsruhe, Kaiserstr. 12, D-76131 Karlsruhe

Prof. Dr. A. Wagner Fachgebiet Bauphysik u. Technischer Ausbau der Fakultät für  
Architektur der Universität Karlsruhe, Kaiserstr. 12,  
D-76131 Karlsruhe

#### **Verwaltungsrat:**

Prof. Dr. H. Hippler Rektor der Universität Karlsruhe  
J. Leibig SITECO, Traunreut  
Dr. Arnold HERAEUS NOBLELIGHT GmbH, Hanau  
A. Wacker OSRAM, München  
P. Dehoff Zumtobel Staff, Dornbirn

#### **Kassenprüfer:**

Dr. Karl Manz LTI , Universität Karlsruhe  
Mathias Wambsganß fbta, Universität Karlsruhe

**Ehrenmitglieder:**

Dr. Friedrich Altrichter  
Hasenauerstr. 41  
A-1180 Wien

Günther Hähnel  
Guardinstr. 55  
D-81375 München

Dr. Erwin Klein  
Hochfellnstr. 19  
D-83371 Stein an der Traun  
Tel. 08621 / 3904

Prof. Dr. Hans-Walter Bodmann  
Pfistergrund 1  
D-76227 Karlsruhe

**Altmitglieder:**

Heinrich Dürrstein  
Belzerweg 8  
D-76275 Ettlingen

Horst Grabner  
Geraerstr. 80  
D-12249 Berlin

Dr. Horst Lange  
Josef-Heppner-Str. 36  
D-82049 Pullach

Hermann Sick  
Kennedyallee 54  
D-60596 Frankfurt

## **Firmen**

Barco Control Rooms GmbH  
Herrn Lutz Nehrhoff v. Holderberg  
An der Roßweid 5  
D-76229 Karlsruhe

METALLUK Bauscher GmbH & Co. KG  
Herrn Dr. Bauscher  
Ohmstr. 8  
D-96050 Bamberg  
Tel. 0951 / 12061-62

Deutsche Lichttechnische  
Gesellschaft e. V.  
Geschäftsleitung  
Burggrafenstraße 6  
D-10787 Berlin

OSRAM GmbH  
Herrn W.-J. Wagner  
TIM – M  
Hellabrunner Str. 1  
D-81543 München

BRUNO DIETZE KG  
Geschäftsführung  
Creidlitzer Straße 10  
D-96450 Coburg  
Tel. 09561/8132-0

RICHARD PFLAUM VERLAG GmbH & Co KG  
Herrn Jürgen Fuhrmann  
Postfach 190 737  
D-80607 München  
Tel. 089 / 12607-0

eta plus electronic gmbh + co kg  
Herrn Dr. A. Beying  
Postfach 1409  
D-72604 Nürtingen  
Tel. 07022 / 600280 FAX 65854

Philips AEG Licht GmbH  
Herrn Robert Class  
Rathenaustraße 2-6  
D-31832 Springe

HELLUX LEUCHTEN GmbH  
Herrn Eckard Kugel  
Postfach 11 02 44  
D-30857 Laatzen  
Tel. 0511 / 82010-0

RADIUM Lampenwerk GmbH  
Geschäftsleitung  
Postfach 14 40  
D-51678 Wipperfürth

HERAEUS NOBLELIGHT GmbH  
Herrn Dr. K.-J. Dietz  
Heraeusstraße 12 - 14  
D-63450 Hanau

RECHLATERNEN  
Herstellungs- u. Vertriebs-GmbH  
Herrn Helmut Schall  
Friedrich-Rech-Straße 59-67  
D-56566 Neuwied  
Postf.230148, D-56548 Neuwied  
Tel. 02631 / 49061

Dr. K. Hönle Medizintechnik GmbH  
Herrn Dr. K. Hönle  
Fraunhoferstraße 5  
D-82152 Planegg  
Tel. 089 / 85608-0

RIDI Leuchten GmbH  
Herrn Richard Diez  
Postfach 26  
D-72417 Jungingen

iGuzzini illuminazione Deutschland GmbH  
Bunsenstr. 5  
D-82152 Planegg

SAES GETTERS S.P.A.  
Viale Italia 77  
I-20020 Lainate

JELOSIL Quarzlampen AG  
Herrn Dir. H. U. Kühnast  
5, Rte de la Neuveville  
CH-2525 Le Landeron

SCHMIDT-STRAHL GmbH  
Herrn Peter Colman  
Postfach 4153  
D-58783 Werdohl

Lieba Lichtelementebau  
Herrn Lothar Göring  
Otto-Hahn-Straße 15  
D-48691 Vreden

SIGNAL-CONSTRUCT GMBH  
Herrn Herbert Hofsäss  
Postfach 1366  
D-75220 Niefern-Öschelbronn

LMT LICHTMESSTECHNIK GMBH  
Herrn R. Hammer  
Helmholtzstr. 9  
D-10587 Berlin

SITECO Beleuchtungstechnik GmbH  
Entwicklung, Herrn J. Leibig  
Postfach 15 20  
D-83295 Traunreut

May & Christe GmbH  
Hauptstr. 204  
D-63814 Mainaschaff

THORN Licht GmbH  
Steinbrinkstr. 61  
D-44319 Dortmund

TREBBIN & SOHN  
Herrn Gerhard Trebbin  
Industriestraße 6  
85072 Eichstätt

Valeo Beleuchtung Deutschland GmbH  
Geschäftsleitung  
Stuttgarter Str. 119  
D-74321 Bietigheim-Bissingen

TridonicAtco GmbH & Co KG  
Herrn Stefan Zudrell-Koch  
Färbergasse 15  
A-6850 Dornbirn

Waldmann Lichttechnik  
Herbert Waldmann GmbH&Co  
Herrn Stefan Eiselt  
Postfach 5062  
D-78057 Villingen-Schwenningen

TRILUX-LENZE GmbH + Co. KG  
Herrn E. Grawe  
Postfach 19 60  
D-59709 Arnsberg

Zumtobel Staff GmbH & Co KG  
Geschäftsführung Herrn Zembrot  
Grevenmarschstr. 74-78  
D-32657 Lemgo

ULTRALIGHT AG  
Herrn Dr. Karl Przybilla  
Gewerbeweg  
FL-9486 Schaanwald

## Einzelmitglieder

Arne Abromeit  
Gerwigstr. 48  
D-76131 Karlsruhe

Dr. Klaus Eberbach  
Postfach 510 201  
D-76192 Karlsruhe

Dr. Friedrich Altrichter  
Hasenauerstr. 41  
A-1180 Wien

Gottfried Eichelbrönner  
Kaspar-Kerll-Str. 38b  
D-81245 München

Clemens Barthelmes  
OSRAM MELCO Ltd.  
Kakegawa Factory  
Tanyo 64  
Kakegawa-shi/Shizuoka-ken 436  
Japan

Dir. Felix Eigenheer  
c/o JELOSIL Quarzlampen AG  
5, Rte de la Neuveville  
CH-2525 Le Landeron

Prof. Dr. Hans- Walter Bodmann  
Pfistergrund 1  
D-76227 Karlsruhe

Dr. Bontcho Gotchev  
Rubinsteinstr. 51  
D-81245 München

Dr. Mario Borghi  
c/o SAES GETTERS S.P.A.  
Viale Italia 77  
I-20020 Lainate

Horst Grabner  
Geraerstr. 80  
D-12249 Berlin

Axel Bunk  
Höglwörther Str. 382b  
D-81379 München

Gerhard Greiner  
Donaustr. 4  
D-82140 Olching

Dr. Alessio Corazza  
c/o SAES GETTERS S.P.A.  
Viale Italia 77  
I-20020 Lainate

Gernot Gruss  
c/o ABV Strahlenquellen  
Ursulum 8  
D-35396 Giessen

Lambert Cremerius  
Langer Platz 59  
D-91074 Herzogenaurach

Prof. Dr. Klaus Günther  
c/o OSRAM Abt. AM D - B  
Nonnendammallee 44-61  
D-13629 Berlin

Heinrich Dürrstein  
Belzerweg 8  
D-76275 Ettlingen

Rainer Haake  
Paulsborner Str. 88a  
D-10709 Berlin

Günther Hähnel  
Guardinstr. 55  
D-81375 München

Prof. Dr. Siegfried Kokoschka  
Im Speitel 20  
D-76229 Karlsruhe

Prof. Dr. Wolfgang Heering  
Herzogenhornweg 5  
D-76297 Stutensee-Friedrichstal

Hans Ulrich Kühnast  
Ostpreußenstr.15  
D-63607 Wächtersbach

Dr. Albert Heidemann  
Rubinsteinstr. 38  
D-81245 München

Dr. Franz Kummer  
Schleißheimer Str. 121  
D-80797 München

Dr. Lothar Hitzschke  
Theodor-Alt-Str. 6  
D-81737 München

Dr. Horst Lange  
Josef-Heppner-Str. 36  
D-82049 Pullach

Siegfried Hörl  
Schumacherring 27  
D-81737 München

Prof. Dr. Ulrich Lemmer  
Lichttechn. Institut d. Uni Karlsruhe  
Kaiserstr. 12  
D-76131 Karlsruhe

Dr. Andreas Hohlfeld  
c/o OSRAM GmbH  
Abt. HID D-B  
Nonnendammallee 44-61  
D-13625 Berlin

Dr. Gunther Löhmann  
25 rue du moulin  
F-67470 Seltz

Dr. Stefan Jüngst  
Herzog-Ludwig-Str. 44  
D-85604 Zorneding

Dr. Gerhard Maier  
Gutshofstr. 15B  
D-13465 Berlin

Dr. Erwin Klein  
Hochfellnstr. 19  
D-83371 Stein an der Traun  
Tel. 08621 / 3904

Dr. Karl Manz  
Gute Morgenmatt 6  
D-76473 Iffezheim

Dr. Rainer Kling  
Langenbick 61  
D-51688 Wipperfürth

Dr. Georg Marsen  
Sakrower Kirchweg 66c  
D-14089 Berlin

Karsten Klinger  
Engesserstr. 13  
D-76128 Karlsruhe

Bernhard Müller  
Maria-Eich-Str. 51a  
D-82166 Gräfelfing

Prof. Dr. Manfred Neiger  
Reinhold-Schneider-Str. 61  
D-76199 Karlsruhe

Axel Stockmar  
Lindenallee 21a  
D-29227 Celle

Christoph Riedel  
c/o OSRAM, Abt. W/QW-B  
Nonnendammallee 44-61  
D-13625 Berlin

Dr. Klaus Stockwald  
Gerhardstr. 29  
D-81543 München

Dr. Jörg Schaefer  
Dr.-Otto-Meyer-Str. 15f  
D-86169 Augsburg

Dr. Manfred Vogel  
Kemptener Str. 73  
D-86163 Augsburg

Dr. Fritz Schipp  
Rosenstr. 20  
D-82067 Ebenhausen

Alfred Wacker  
Michael-Steinherr-Str. 4  
D-86316 Friedberg

Prof. Dr. Hans-J. Schmidt-Clausen  
Techn. Universität Darmstadt  
Hochschulstraße 4a  
D-64289 Darmstadt

Prof. Dr. Hans-Gunther Wagner  
Hegelstraße 46  
D-40882 Ratingen

Dr. Michael Seibold  
Denkenhofstr. 14b  
D-81249 München

Wolf-Jürgen Wagner  
Hohenesterstraße 11  
D-81245 München

Hermann Sick  
Kennedyallee 54  
D-60596 Frankfurt

Jürgen Waldmann  
Hackländerweg 31A  
D-14089 Berlin

Tilman Spingler  
Haldenstraße 8  
D-72664 Kohlberg

Mathias Wambsgaß  
Am Steinweg 48  
D-76297 Stutensee

Reinhard Stahl  
Stettiner Str. 30  
D-89542 Herbrechtingen

Prof. Dr. Bruno Weis  
c/o Adolf Schuch GmbH  
Mainzer Str. 172  
D-67547 Worms

Dr. Walter Steudtner  
Grosostr. 10  
D-82166 Gräfelfing

Dr. Reinhard Weitzel  
c/o OSRAM GmbH  
Abt. RLS-M  
D-81536 München

Helmut Weske  
Ersteinerstr. 29  
D-14169 Berlin

Horst Wittmann  
Ahornweg 22  
D-86391 Stadtbergen

Dr. Karl Zirkelbach  
Römerweg 10  
D-86391 Stadtbergen