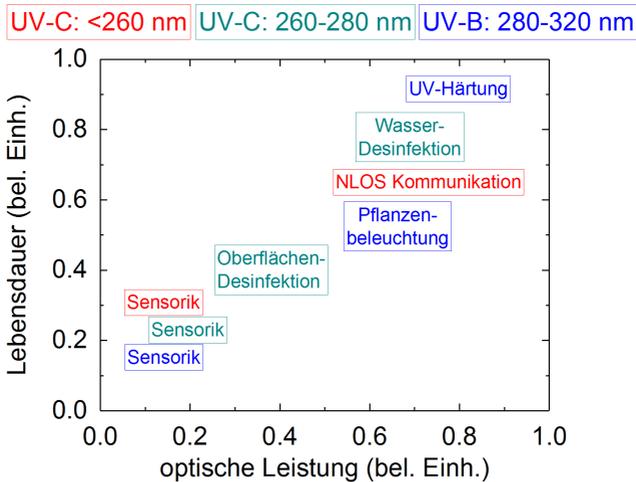


# 1 Einleitung und Motivation

Ultraviolette (UV) Strahlung kommt aktuell bei den unterschiedlichsten Aufgaben zur Anwendung. Im UV-C Spektralbereich (200 nm bis 280 nm) sind die Hauptanwendungsfelder Entkeimung, beispielsweise von Wasser und Oberflächen, und Sensorik. Die Anwendungen im UV-B Spektralbereich reichen vom 3D Druck, UV-Härtung von Farben und Kunstharzen, Sensorik bis hin zur Pflanzenbeleuchtung, die eine gezielte Manipulation der Pflanzeninhaltsstoffe ermöglicht (siehe Fig. 1.1)). Ein Großteil dieser Applikationen wird gegenwärtig mit herkömmlichen UV-Strahlungsquellen wie Quecksilberdampfampfen, Xenonlampen oder Exzimerlampen realisiert. Um beim Prozess eine hohe Konversionseffizienz aus der zugeführten UV-Strahlung zu erreichen, sollte das Maximum des Emissionsspektrums der Strahlungsquellen möglichst mit dem Maximum des benötigten Wellenlängenbereichs der Anwendung übereinstimmen. Hier liegt ein Nachteil der bisher verwendeten UV-Strahlungsquellen, da diese nur einzelne Emissionswellenlängen, wie beispielsweise bei einer Niederdruck-Quecksilberdampfampe 254 nm, oder ein breites Emissionsband ermöglichen.

Aufgrund ihrer außergewöhnlichen Eigenschaften sind auf dem Gruppe-III-Nitrid-Materialsystem basierende UV-Leuchtdioden (im Folgenden LEDs von engl. light emitting diodes) vielversprechende Strahlungsquellen, um die Herkömmlichen zu ersetzen und neue Anwendungsgebiete zu erschließen. Diese LEDs haben beispielsweise ein über die Materialzusammensetzung einstellbares und nahezu monochromatisches Emissionsspektrum, geringe Betriebsspannungen, ein unmittelbares Ein- und Ausschaltverhalten, Umweltfreundlichkeit (kein Quecksilber in der Produktion), als auch kompakte Abmessungen und mechanische Stabilität. Die Kombination aus vielfältigen Anwendungen und positiver Eigenschaften erklären die intensiven Forschungs- und Entwicklungsarbeiten der letzten Jahre zur Entwicklung von effizienten und langlebigen UV LEDs.

Der erfolgreiche Einsatz von Wasserentkeimung mittels UV-C LEDs [1] oder Steigerung der Produktion von gesundheitsförderlichen sekundären Pflanzeninhaltsstoffen durch Bestrahlung der Pflanzen mit UV-B-Strahlung [2, 3] konnte im Labormaßstab bereits erfolgreich gezeigt werden. Damit die Verwendung von UV-B und UV-C LEDs jedoch eine wirtschaftliche Relevanz für diese und auch alle anderen Anwendungen hat, werden LEDs mit hoher Effizienz und langer Lebensdauer benötigt. Dabei ist die Lebensdauer von LEDs zumeist durch die Stabilität der emittierten optischen Leistung definiert. Im Gegensatz zu LEDs mit Emissionswellenlängen im blauen und UV-A-Spektralbereich, die bereits eine Lebensdauer von bis zu 50.000 h oder mehr bieten [4], ist die Lebensdauer von aktuellen UV-B und UV-C LEDs auf einige 100 h bis 1.000 h limitiert [5–7]. Zusätzliche intensive Forschung und Entwicklung ist daher notwendig, um die Lebensdauer dieser LEDs signifikant zu verlängern und somit eine Marktpenetration dieser neuartigen UV-Strahlungsquellen zu ermöglichen.



**Abbildung 1.1:** Anwendungen von UV-C und UV-B Strahlung als Funktion der benötigten optischen Leistung und Lebensdauer der verwendeten UV Strahlungsquellen.

## Überblick der Arbeit

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf dem Verständnis der während des Betriebs von UV-B und UV-C LEDs ablaufenden physikalischen Degradationsmechanismen und der Verbesserung der Zuverlässigkeit der Halbleiterbauelemente. Dementsprechend lässt sich die Arbeit in zwei Teile unterteilen: Erstens, die Zusammenfassung und Lokalisation von Degradationseffekten die während des Betriebs der LEDs auftreten. Und Zweitens, basierend auf den zuvor erarbeiteten Kenntnissen, eine gezielte Variation der Heterostruktur, des Dotierprofils und des p-Aktivierungsschemas um die Lebensdauer der Bauelemente zu verlängern und weitere Informationen über die Degradationsmechanismen zu erhalten.

Im ersten Teil der experimentellen Ergebnisse (siehe Kap. 3) werden die während des Betriebs von UV-B und UV-C LEDs beobachteten zeitlichen Änderungen der elektrooptischen Parameter, wie beispielsweise optische Leistung, Betriebsspannung oder Emissionsspektren, zusammengefasst. Zudem wird der Einfluss der Betriebsparameter Strom, Stromdichte und Temperatur in der aktiven Zone auf die Abnahme der optischen Leistung untersucht. Es zeigt sich dabei ein konsistenter Einfluss der Stromdichte auf die Abnahme der optischen Leistung von UV-B als auch UV-C LEDs. Diese Erkenntnis zeigt, dass eine Vergrößerung der aktiven Fläche, somit Abnahme der Stromdichte bei gleichem Betriebsstrom, zu einer Verlängerung der Lebensdauer der LEDs führen kann. Auch die Temperatur in der aktiven Zone beeinflusst die Lebensdauer der LEDs, wobei hauptsächlich eine stärkere Abnahme der optischen Leistung mit Zunahme der Temperatur beobachtet wird. Im letzten Teil des Kapitels werden Effekte diskutiert die zu einer zeitlichen Änderung der Elektrolumineszenzverteilung in der

aktiven Zone führen. Basierend auf diesen Ergebnissen werden physikalische Degradationsmechanismen vorgeschlagen und diskutiert.

Anhand von gezielten Experimenten wird im zweiten Teil (Kap. 4) eine lokale Zuordnung der im vorigen Kapitel gezeigten Degradationseffekte zu bestimmten Teilen der LEDs beschrieben. Dabei werden spezielle LED Strukturen und Messverfahren, wie beispielsweise Photostromspektroskopie und Sekundärionen-Massenspektroskopie, verwendet, um unter anderem die Änderung der Betriebsspannung in den ersten Betriebsstunden der p-Seite zuzuordnen. Zudem kann eine zeitliche Koinzidenz der Änderung elektrooptischer Parameter, genauer der Abnahme der optischen Leistung und Abnahme bzw. Zunahme der Betriebsspannung, und Konzentrationsänderungen von Verunreinigungen durch Wasserstoff während des Betriebs nachgewiesen werden. Diese genaue Lokalisation von Degradationseffekten anhand der diskutierten Ergebnisse führt zu einer mäßgeblichen Erweiterung des Verständnisses der physikalischen Degradationsmechanismen.

Im dritten Teil wird der Einfluss der Heterostruktur, dem p-Dotierungsprofil in der Elektronenblockierschicht und im Aktivierungsschema auf das Alterungsverhalten untersucht. Die Variationen basieren dabei auf den in den beiden vorangegangenen Kapiteln erarbeiteten Schlussfolgerungen. Anhand eindimensionaler Simulationen eines Drift-Diffusions-Modells werden die Ergebnisse qualitativ erklärt. Dabei zeigt sich ein besonderer Einfluss der Lochinjektionseffizienz auf die Degradation der UV LEDs. Zudem wird nachgewiesen, dass eine Reduktion der Wasserstoffkonzentration im p-Gebiet von nicht gealterten UV-B LEDs zu einer Verlängerung der Lebensdauer der Proben führt. Durch Kombination aller Erkenntnisse hinsichtlich der UV-B-LED Struktur aus diesem Kapitel kann die L70 Lebensdauer (Abnahme der optischen Leistung auf 70 % des initialen Werts) von UV-B LEDs von etwa 50 h auf  $\geq 20.000$  h verlängert werden.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung der Bundesrepublik Deutschland innerhalb des Konsortialprojekts *Advanced UV for Life* (Vertragsnummern 03ZZ0106A, 03ZZ0106B, 03ZZ0130A und 03ZZ0130B) gefördert. Zusätzliche Unterstützung wurde durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Energie der Bundesrepublik Deutschland im Projekt *UV-Berlin* (Vertragsnummer 03EFCBE067) und durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft innerhalb des Sonderforschungsbereich *Semiconductor NanoPhotonics* (CRC 787) gewährt.



## 2 Grundlagen und Stand der Forschung

Halbleiterbasierte Lichtemitter sind aus unterschiedlichen Teilen zusammengesetzt, wie beispielsweise Metall-Halbleiter-Kontakte oder epitaktisch gewachsene Schichten, die alle eine unterschiedliche Funktion haben und dementsprechend unterschiedliche physikalische Eigenschaften besitzen. Störungen in diesen Teilen können die physikalischen Parameter verändern und die Funktion der einzelnen Teile beeinträchtigen. Beispielsweise können Defekte im Kristallgitter lokal die Eigenschaften der Stromleitung der Epitaxieschichten verändern bis hin zum vollständigen Ausfall der LED. Zudem kann es im Betrieb der LED zu Veränderungen in den einzelnen Teilen kommen, welche wiederum die Funktion beeinträchtigen und zu einer Änderung der elektrooptischen Parameter führen.

Die Intension dieses Kapitels ist die Grundlagen für das Verständnis der experimentellen Ergebnisse und der erarbeiteten physikalischen Modelle zu schaffen. Zunächst wird auf die wichtigsten Eigenschaften des InAlGaN-Materialsystems und der p-Dotierung eingegangen. Im Weiteren werden grundlegende physikalische Modelle zum Verständnis von Rekombinationsmechanismen, Stromtransportmechanismen und Raumladungszonen in LEDs behandelt. Im letzten Teil wird der Stand der Forschung zu UV-B und UV-C LEDs, Defekten in InAlGaN-basierten Bauelementen und der Degradation von N-basierten LEDs zusammengefasst.

### 2.1 Eigenschaften des InAlGaN-Materialsystems

Halbleitermaterialien basierend auf dem InAlGaN-Materialsystem sind aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften prädestiniert um effiziente lichtemittierende Bauelemente zu fertigen. Die Halbleitermaterialien besitzen eine direkte Bandlücke und über die Verbindungen AlN, GaN und InN, sowie die ternären und quaternären Verbindungen dieser Materialkombinationen lassen sich Emissionswellenlängen vom tiefen UV-C bis zum infraroten Spektralbereich realisieren. In dieser Arbeit werden insbesondere UV-B und UV-C LEDs mit einem hohen Al-Gehalt von  $\geq 30\%$  untersucht.

Als Substrat für das epitaktische Schichtwachstum der InAlGaN Schichten, für die in dieser Arbeit untersuchten LEDs, wird Saphir verwendet. Im Gegensatz zu AlN Substraten, welche vereinzelt auch als Substrate für UV-C LEDs Verwendung finden, sind hochqualitative Saphirsubstrate industriell in großen Mengen herstellbar. Ein Problem liegt jedoch in den unterschiedlichen Gitterkonstanten und thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Saphirsubstrats zu den InAlGaN Kristallschichten, was zu Gitterfehlpassung und Verspannungen führt. Um beispielsweise die Verspannung des Gitters auszugleichen, entstehen ausgedehnte

Kristalldefekte, welche die Effizienz der LEDs limitieren oder im schlimmsten Fall Risse in den Kristallschichten verursachen.

## 2.2 p-Dotierung von InAlGaN

Lange Zeit stellte die effiziente p-Dotierung ein unüberwindbares Problem bei der Herstellung von InAlGaN-basierten Bauelementen dar. Zur p-Dotierung von N-basierten Halbleitern wird heute vorzugsweise Mg verwendet. Die größte Schwierigkeit bei der Dotierung mit Mg besteht darin, dass während des epitaktischen Wachstums große Mengen Wasserstoff in die dotierten Schichten eingebaut werden [8–10]. Dies führt zur Bildung von Mg-H-Komplexen, einer damit einhergehenden elektrischen Passivierung des Mg-Akzeptors und somit zu einer geringen p-Leitfähigkeit in den Schichten. In einer Studie von Amano et al. wird 1989 erstmals die p-Leitfähigkeit von Mg-dotierten GaN-Schichten realisiert. Durch Beschuss des p-GaN nach der Epitaxie mit niederenergetischen Elektronen können die Mg-H-Komplexe aufgebrochen werden und zurück bleiben elektrisch aktive Mg Akzeptoren [11]. Wenig später wird die p-Aktivierung in Mg-dotiertem p-GaN auch mittels thermischer Behandlung bei Temperaturen um 700 °C gezeigt [8]. Weiterhin wurden Aktivierungsverfahren wie UV Bestrahlung der Wafer während des Temperns [12], Tempern bei verschiedenen Temperaturen [10, 13] oder unter verschiedenen Gas-Atmosphären [13–16] berichtet. Bei der beschriebenen Aktivierung des Mg-Akzeptors passiert folgendes mit den Mg-H-Komplexen:



Zur Aktivierung muss dabei zunächst die Bindungsenergie des Mg-H-Defektkomplex und die benötigte Energie zur Diffusion des H<sup>+</sup> Ions überwunden werden. In GaN beträgt die Bindungsenergie etwa 0,7 eV [17] und die Diffusionsbarriere des H wurde auf 0,7 eV berechnet [18]. In einer experimentellen Studie zur Diffusion von H in p-GaN wurde für die Summe aus Bindungsenergie und Diffusionsbarriere ein Wert von 2,03 eV bestimmt [19].

Daneben gibt es noch weitere Probleme bei der p-Dotierung mit Mg von N-basierten Halbleitern. Zum einen ist dies das tiefe Energieniveau, beziehungsweise die hohe Ionisierungsenergie des Mg-Akzeptors von zwischen 160 meV in GaN [20] und etwa 500 meV in AlN [21]. In GaN führt dies dazu, dass nur etwa 1 % der Mg-Atome bei Raumtemperatur (kBT = 25 meV bei 20 °C) ionisiert sind [22]. Aufgrund des Anstiegs der Ionisierungsenergie in Materialien mit höherem Al-Gehalt nimmt dieser Wert noch weiter ab. Um dennoch genügend freie Löcher in den p-dotierten Schichten zu bekommen und somit eine effiziente Löcherinjektion in die aktive Zone zu gewährleisten, muss mit hohen Mg-Konzentrationen von  $\geq 10^{19} \text{cm}^{-3}$  dotiert werden. Für Mg-Dotierkonzentrationen  $> 10^{20} \text{cm}^{-3}$  kommt es jedoch zu Selbstkompensationseffekten zwischen den Mg-Atomen, wodurch die freie Löcherkonzentration in den dotierten Schichten nicht weiter ansteigt [23].

Die ungewollte n-Hintergrunddotierung in N-basierten Halbleitern erschwert die p-Dotierung zudem [24]. Die Hintergrunddotierung kann auf Kontamination durch Fremdatomen oder native Punktdefekte zurückgeführt werden. Dabei werden N-Vakanzen als Grund für die n-Hintergrunddotierung bei Ladungsträgerdichten von  $< 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  [25] und Fremdatome

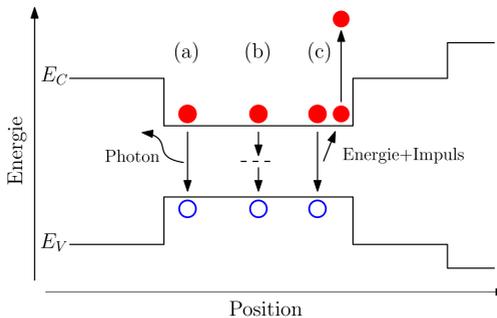
wie Silizium oder Sauerstoff bei Ladungsträgerdichten von  $> 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  angeführt [26]. Durch Optimierung der Wachstumsparameter kann der Einbau dieser Defekte reduziert werden. Zudem ist eine hohe Mg-Dotierkonzentration nötig, um mögliche Kompensationseffekte durch die n-Hintergrunddotierung auszugleichen.

### 2.3 Rekombinationsprozesse

Im nicht angeregten Fall, d. h. ohne angelegte Spannung oder Beleuchtung, befinden sich die einzelnen Schichten der Heterostruktur der LEDs im thermodynamischen Gleichgewicht zwischen Generation (G) und Rekombination (R) von Ladungsträgern. Durch eine externe Anregung, z. B. durch Anlegen einer Spannung an die LED, kommt das thermodynamische Gleichgewicht kurzzeitig aus dem Gleichgewicht und stellt sich nach kurzer Zeit wieder ein. Im Falle einer angelegten Spannung werden Elektronen und Löcher in die Heterostruktur der LED injiziert, welche über verschiedene Mechanismen rekombinieren können, um das thermodynamische Gleichgewicht wiederherzustellen. Die gesamte Rekombinationsrate R einer LED lässt sich als Summe einzelner Rekombinationsraten beschreiben nach:

$$R = R_{SRH} + R_{Str} + R_{Aug} + f(n) = An + Bn^2 + Cn^3 + f(n) \quad (2.2)$$

Dabei ist  $R_{SRH}$  die Rate der Shockley-Read-Hall-Rekombination (SRH),  $R_{Str}$  die Rate der strahlenden Rekombination und  $R_{Aug}$  die Rate der Auger-Rekombination. Es wird zwischen strahlender ( $R_{Str}$ ) und nichtstrahlender Rekombination ( $R_{SRH}$  und  $R_{Aug}$ ) unterschieden. Der Term  $f(n)$  steht als Platzhalter für nichtstrahlende Verlustmechanismen durch Leckströme [27]. Diese Rekombinationsprozesse sind in Abb. 2.1 skizziert und werden im Folgenden diskutiert.



**Abbildung 2.1:** (a) Strahlende Rekombination, (b) nichtstrahlende SRH-Rekombination über eine tiefe Störstelle und (c) Auger-Rekombination (hier nnp-Auger-Rekombination).

### Strahlende Rekombination

Bei der strahlenden Rekombination vereinigt sich ein Elektron mit einem Loch unter Aussendung eines Photons. Dieser Prozess ist in Lichtemittern mit direkter Bandlücke der gewollte Vorgang. Die Summe aller emittierten Photonen ergibt die optische Leistung der LED. Die strahlende Rekombinationsrate  $R_{Str}$  ist dabei proportional zur Anzahl der Elektronen  $n$  im Leitungsband und Löcher  $p$  im Valenzband:

$$R_{Str} = Bnp \approx Bn^2 \quad (2.3)$$

In dieser Gleichung ist  $B$  der Koeffizient der strahlenden Rekombination und liegt in direkten Halbleitern typischerweise zwischen  $10^{-12} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  und  $10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  [28]. In N-basierten Emittern wurden Werte zwischen  $2 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  bis  $9 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  berichtet [29, 30]. Im angeregten Fall setzt sich die Anzahl der Elektronen  $n$  im Leitungsband aus der Anzahl der Elektronen im nicht angeregten Fall  $n_0$  und der Anzahl der angeregten Elektronen  $\Delta n$  zusammen:

$$n = n_0 + \Delta n = G\tau \quad (2.4)$$

Bei Raumtemperatur ist jedoch  $n_0$  vernachlässigbar und somit ist bei gegebener Generationsrate  $G$  im angeregten Fall die Anzahl der Elektronen direkt proportional zur mittleren Lebensdauer der Ladungsträger  $\tau$ . In einem einfachen Model kann angenommen werden, dass Defektniveaus die Lebensdauer der Ladungsträger beeinflussen und somit  $\tau$  umgekehrt proportional zur Konzentration der Defekte ist [31]. Dieses vereinfachte Model ist wichtig für die spätere Untersuchung der Degradationseffekte in dieser Arbeit, da es beschreibt, dass eine Zunahme der Defektkonzentration in der aktiven Zone der LEDs zu einer Abnahme der mittleren Ladungsträgerlebensdauer und entsprechend auch zu einer Abnahme der optischen Leistung führt.

Neben der beschriebenen direkten, strahlenden Rekombination gibt es auch strahlende Rekombination über ein Defektniveau in der Bandlücke. Dazu relaxiert das Elektron aus dem Leitungsband zunächst in das Defektniveau und gibt dabei seine Energie strahlend oder nichtstrahlend ab. Im nächsten Schritt vereinigt sich das Elektron mit dem Loch im Valenzband und gibt dabei seine Energie wiederum strahlend oder nichtstrahlend ab. Kommt es in einem der Prozesse zur Aussendung eines Photons, so hat dieses eine Energie, die gleich ist wie der energetische Abstand des Defektniveaus zur Bandkante im Valenz- oder Leitungsband. Entsprechend diesen Zusammenhang ist die Wellenlänge dieser Photonen kürzer als die der Photonen, die durch strahlende Rekombination emittiert werden. In N-basierten Halbleitern ist bekannt, dass strahlende Rekombination über flache Defektniveaus wie beispielsweise Magnesium [32] oder Galliumvakanzan [33, 34] passieren kann. Eine ausführliche Behandlung der Eigenschaften solcher Defekte ist in Kapitel 2.5.113 zu finden.

### Nichtstrahlende Rekombination

Die nichtstrahlende Rekombination lässt sich ebenfalls in zwei Prozesse unterteilen. Zum einen die nichtstrahlende Rekombination über tiefe Störstellen (SRH):

Diese Art der Rekombination funktioniert über einen Kristalldefekt im Halbleiter, der ein

Energieniveau in der Bandlücke des Halbleiters bildet. Beim Rekombinationsprozess selbst relaxiert das Elektron im ersten Schritt in das Defektniveau der tiefen Störstelle und rekombiniert dann mit einem Loch im Valenzband. Bei beiden Schritten gibt das Elektron seine Energie nichtstrahlend an das Kristallgitter in Form von Phononen ab, was zu einer lokalen Zunahme der Temperatur führt. Dieser Prozess ist in Abb. 1.1 (c) skizziert. Besonders effizient funktioniert dies, wenn das Defektniveau in der Nähe der Mitte der Bandlücke liegt. Die Rate der SRH  $R_{SRH}$  ist gegeben durch:

$$R_{SRH} = An \quad (2.5)$$

Hier ist A der Koeffizient der SRH und n die Dichte der Elektronen. Da  $R_{SRH}$  direkt proportional zur Dichte der Elektronen ist, hat sie den größten Einfluss bei kleinen Stromdichten. Für ansteigende Stromdichten und dementsprechend den Dichten der Ladungsträger in den Quantenfilmen (QW) der aktiven Zone der LED überwiegt der Einfluss der strahlenden Rekombination.

Des Weiteren die Auger-Rekombination: Hierbei rekombiniert ein Elektron mit einem Loch und gibt Energie und Impuls an einen dritten Ladungsträger ab (siehe Abb. 2.1 (b)). Da drei Ladungsträger in diesen Prozess involviert sind, spricht man von einem Dreiteilchenprozess. Wird die übertragene Energie an ein Elektron abgegeben, so wird dieses auf ein erhöhtes Energieniveau im Leitungsband gehoben und man spricht von nnp-Auger-Rekombination. Wird die Energie an ein Loch abgegeben, so spricht man von npp-Auger-Rekombination. Die Rate der Auger-Rekombination  $R_{Auger}$  ist durch den Auger-Koeffizienten C und durch die Dichten der beteiligten Ladungsträger gegeben:

$$nnp - Auger - Rekombination : R_{Auger-nnp} = Cn^2p \quad (2.6)$$

$$npp - Auger - Rekombination : R_{Auger-npp} = Cnp^2 \quad (2.7)$$

$$Allgemein : R_{Auger} = Cn^3 \quad (2.8)$$

Da die Auger-Rekombination lange Zeit als Grund für die Abnahme der Effizienz mit zunehmender Stromdichte (engl. efficiency droop) in N-basierten LEDs verantwortlich gemacht wird [35], ist dieser Rekombinationsprozess weitreichend untersucht. Allerdings ist man sich über den genauen Wert des Auger-Koeffizienten uneinig. In der Literatur sind Werte zwischen  $10^{-30} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$  bis  $10^{-34} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$  für N-basierte LEDs zu finden [36–40].

### Leckstrom

Neben den nichtstrahlenden Rekombinationsmechanismen gibt es noch einen weiteren Verlustmechanismus, der die strahlende Rekombination in der aktiven Zone der LED reduziert. Der so genannte Leckstrom beschreibt das Entkommen von Ladungsträgern aus den QWs, oder einen parallelen Strompfad an der aktiven Zone vorbei und nichtstrahlende Rekombination in der n-Seite (Löcher-Leckstrom) oder p-Seite (Elektronen-Leckstrom), oder in den Metall-Halbleiter-Kontakten. Wie der Leckstrom in N-basierten Lichtemittern mit der Ladungsträgerkonzentration korreliert, wird in der Literatur kontrovers diskutiert und hängt

vermutlich vom Design der aktiven Zone [41, 42] und der Defektstruktur der Epitaxieschichten [43, 44] ab. Im ABC-Modell kann der Leckstrom, wie in [27] vorgeschlagen, durch einen generellen Funktionsterm  $f(n)$  ausgedrückt werden.

## 2.4 Stromtransportmechanismen über eine Schottky-Barriere

Die Metall-Halbleiter-Kontakte der in dieser Arbeit untersuchten LEDs können teilweise als in Rückwärtsrichtung geschaltete Schottky-Kontakte definiert werden. Der Strom vom Metall in den Halbleiter über den Schottky-Kontakt kann durch verschiedene Transportmechanismen beschrieben werden. Abb. 2.2 zeigt diese Transportmechanismen für eine in Flussrichtung gepolte LED, wodurch der hier skizzierte n-Kontakt in Rückwärtsrichtung gepolt ist. Zum einen kommt es zur thermischen Emission (Abb. 2.2 Prozess (a)) von Elektronen vom Metall in den Halbleiter. Daneben können Elektronen die Barriere durchtunneln (Abb. 2.2 Prozess (b)). Eine Kombination aus thermischer Emission und tunneln wird als thermionische Emission bezeichnet (Abb. 2.2 Prozess (c)).

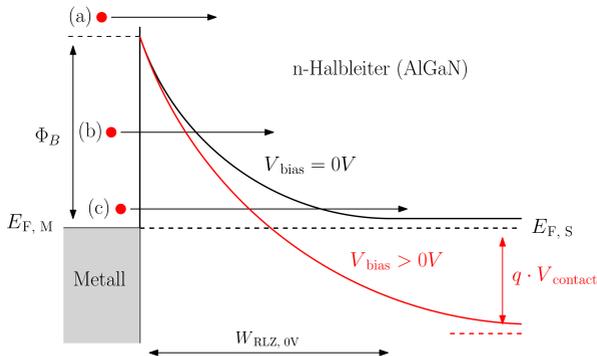


Abbildung 2.2: Stromtransportmechanismen über eine Schottky-Barriere.

## 2.5 Defekte in InAlGaIn-basierten UV LEDs

In diesem Unterkapitel soll auf häufig diskutierte Defekte in N-basierten Halbleitern und Bauelementen eingegangen werden. Dabei lassen sich Defekte in zwei Kategorien einteilen: Punktdefekte, wie Verunreinigungen oder Vakanzen, und ausgedehnte Kristalldefekte, wie Stapelfehler oder Durchstoßversetzungen.