Holger Spahr (Autor)

AC-OLEDs unter Verwendung passiver, oxidbasierter Dünnschichtelektronik

Die OLED an der Steckdose

https://cuvillier.de/de/shop/publications/6579

Copyright:
Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentzsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: https://cuvillier.de

Einleitung

Die Dünnschichttechnologie ist seit Jahren ein unverzichtbarer Bestandteil in der Mikroelektronik. Neben Transistoren und Mikroprozessoren werden dünne Schichten aus Metallen, Halbleitern und Isolatoren unter anderem für Beleuchtungstechnologien verwendet. Organische Leuchtdioden sind lichtemittierende, dünnschichtbasierte Halbleiterbauelemente auf Basis organischer Materialien. Sie werden mittlerweile bereits in kommerziell erhältlichen Flachbildschirmen, wie beispielsweise in Smartphones eingesetzt. Als Elemente zur Raumbeleuchtung existieren zurzeit erst einige nicht massenmarkttaugliche Designprodukte. Um OLEDs zur Raum- oder Ambientebeleuchtung an der herkömmlichen 230 V Netzspannung betreiben zu können, ist insbesondere eine kostengünstige elektrische Ansteuerung erforderlich. Ein wesentliches Herausstellungsmerkmal von OLEDs ist ihre flache Bauweise. Um diese in kommerziellen Anwendungen hervorzuheben, ist es erforderlich, auf eine aufwendige Integration von Elektronik, wie im Sockel einer Energiesparlampe, zu verzichten. Erreicht werden kann dies unter Verwendung von Dünnschichttechnologie zur Erzeugung der periphären elektrotechnischen Komponenten. Da auch eine gleichgerichtete Netzspannung bei OLEDs zu einem störenden Flackereindruck führt, muss die Spannung, die an den OLEDs anliegt, mit einem Kondensator geglättet werden. Ein Vorwiderstand flacht die Gesamtkennlinie ab und vermeidet Spannungsspitzen.

Diese Arbeit beschreibt die wissenschaftliche Untersuchung von Oxiden für resistive und kapazitive Anwendungen, sowie deren Kombination mit einer OLED zur Realisierung eines netzspannungstauglichen AC-OLED-Moduls. Es werden die elektrischen Eigenschaften der Dielektrika Al_2O_3, ZrO_2 und TiO_2 hinsichtlich Kapazität und relativer Permittivität untersucht und diskutiert. Untersuchungen zum Leckstromverhalten und dielektrischen Durchbruch schließen an die Diskussion der dielektrischen Eigenschaften an. Die transparenten leitfähigen Oxide Indium-Zinnoxid (ITO) und Zink-Zinnoxid (ZTO) werden bezüglich ihrer schichtdickenabhängigen Leitfähigkeit untersucht.

Das erste Kapitel beschreibt die wissenschaftlichen Grundlagen zu oxidbasierter Elektronik und dem Stromfluss in Isolatoren. Die verschiedenen, relevanten Leitungsmechanismen in Isolatoren werden vorgestellt und diskutiert. Daran anschließend wird der dielektrische Durchbruch in Oxiden anhand literaturbekannter, statistischer Methoden beschrieben. Unter Berücksichtigung aktueller Literatur werden die dielektrischen Eigenschaften ausge-

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

wählter Oxide vorgestellt. Eine Übersicht der organischen Elektrolumineszenz bildet den zweiten Teil des Grundlagenkapitels, in dem die Ursachen der Lichtemission aus OLEDs erläutert werden. Eine kurze Zusammenfassung beendet das Grundlagenkapitel.

Im zweiten Kapitel werden die messtechnischen und technologischen Verfahren beschrieben, die in dieser Arbeit verwendet werden. Dazu gehören die elektrischen Charakterisierungen, wie Impedanzspektroskopie, Kennlinienaufnahme und Vierpunktmessung sowie die Messverfahren zur Schichtdickenkontrolle, Ellipsometrie und Profilometrie. Abschnitte zur Probenpräparation und der Depositionsverfahren erläutern die Herstellung der untersuchten Dünnschichten.

Das dritte Kapitel präsentiert die Ergebnisse der in dieser Arbeit untersuchten oxidischen Dünnschichten. Dabei wird die schichtdickenabhängige Leitfähigkeit von ITO und ZTO auf Basis bekannter Modelle erklärt. Die dielektrischen Eigenschaften von Aluminiumoxid und Nanolaminaten aus Aluminiumoxid und Zirkoniumdioxid beziehungsweise Titandioxid werden im darauffolgenden Abschnitt diskutiert. Am Beispiel von reinem Aluminiumoxid wird der bei ansteigender Spannungsbelastung auftretende, dielektrische Durchbruch anhand literaturbekannter Modelle diskutiert. Die zum dielektrischen Durchbruch führenden, limitierenden Leckstrommechanismen werden im Anschluss identifiziert. Dabei wird besonderes Augenmerk auf die Unterscheidung konkurrierender Leitungsmechanismen gelegt.

Das vierte Kapitel beschreibt die Anwendung der Erkenntnisse aus dem vorangehenden Kapitel auf ein weiß und ein rot emittierendes AC-OLED-Modul. Dabei wird die technologische Realisierung eines AC-OLED-Moduls und insbesondere die Auswirkung eines dünnschichtbasierten Glättungskondensators auf die Leuchteigenschaften der OLED beschrieben. Nach der Beschreibung der technologischen Realisierung eines flickerreduzierten, kaltweiß emittierenden AC-OLED-Moduls wird die Möglichkeit der numerischen Simulation im Zuge der Dimensionierung der Komponenten Serienwiderstand und Kapazität diskutiert und zur weiteren Flickerreduzierung eines rot emittierenden AC-OLED-Moduls eingesetzt.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung der wissenschaftlichen Ergebnisse sowie der technologischen Realisierung des AC-OLED-Moduls. Ein Ausblick stellt weitere Optimierungsmöglichkeiten von AC-OLED-Modulen in Aussicht.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

1

Grundlagen und Stand des Wissens

Inhaltsangabe

1.1 Oxidbasierte Elektronik 4

1.1.1 Elektrische Kontakte zwischen Leiter und Isolator 5

1.1.2 Elektrischer Strom in Isolatoren 7

1.1.3 Dielektrischer Durchbruch 26

1.1.4 Dielektrische Eigenschaften dünner Oxide 32

1.2 Organische Elektrolumineszenz 38

1.2.1 Elektrischer Strom im organischen Schichtsystem 38

1.2.2 Lichtemission 40

1.3 Zusammenfassung: Oxidbasierte Elektronik und organische Elektrolumineszenz 45

Dünne Schichten verhalten sich hinsichtlich ihrer elektrischen Eigenschaften, wie beispielsweise Leckstrom- und Durchbruchverhalten sowie dielektrischer Eigenschaften, nicht identisch zu makroskopischen Körpern aus dem gleichen Material. Dieses Kapitel gibt eine kurze Einleitung in die Physik der Bandstruktur bei elektrischen Kontakten zwischen Leiter und Halbleiter beziehungsweise Isolator, um im Anschluss verschiedene bei Dielektrika relevante Stromleitungsmechanismen näher zu beschreiben.

Bei einer kritischen Spannung, der Durchbruchspannung, wird das Dielektrikum irreversibel zerstört. Ein gesonderter Abschnitt beschreibt die insbesondere in Oxiden relevanten Durchbruchmechanismen. Die dielektrischen Eigenschaften von Oxiden werden im Anschluss erläutert. Die Funktionsweise der Lichtemission aus OLEDs wird in einem Abschnitt über organische Elektrolumineszenz erläutert.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

1.1 Oxidbasierte Elektronik

Elektrotechnische Bauteile bestehen sowohl aus leitfähigen Bestandteilen, wie beispielsweise Metallen oder dotierten Halbleitern, als auch aus elektrischen Isolatoren, die häufig als Dielektrikum eingesetzt werden. In der Substanzklasse der Metall- und Halbmetalloxide ist eine Vielzahl an Dielektrika bekannt und untersucht worden. Siliziumdioxid, SiO_2, wird seit Jahrzehnten auf vielfältige Weise in der Mikroelektronik eingesetzt. SiO_2 weist eine große Bandlücke von $W_{SiO_2} = 8{,}9\,\text{eV}$ und eine relative Permittivität von $\epsilon_{rSiO_2} = 3{,}9$ auf [1]. Insbesondere die große Bandlücke ist für die guten Isolatoreigenschaften von SiO_2 verantwortlich. Die fortschreitende Miniaturisierung der Elektronik, beispielsweise in der Transistortechnologie aber auch bei Dünnschichtkondensatoren, führt zu einer Schichtdickeuntergrenze für dielektrische Materialien von etwa $2-3\,\text{nm}$. Unterhalb dieser Grenze hat der quantenmechanische Tunneleffekt maßgeblichen Anteil an Leckströmen durch den Isolator. Eine Vergrößerung der Kapazitätsdichte C/A kann somit bei SiO_2 nicht durch eine weitere Verringerung der Schichtdicke erreicht werden. Gleichung 1.1 zeigt die aus Lehrbüchern bekannte Bestimmungsgleichung für die Kapazitätsdichte eines Plattenkondensators.

$$\frac{C}{A} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} \tag{1.1}$$

Dabei bezeichnet C die Kapazität des Plattenkondensators, A die Elektrodenfläche, d deren Abstand zueinander und $\epsilon_r \epsilon_0 = \epsilon$ die Permittivität des Dielektrikums. Um die Kapazitätsdichte ohne weitere Verringerung der Dicke des Dielektrikums zu vergrößern, wird ein Material benötigt, das eine größere relative Permittivität aufweist, gleichzeitig aber die Isolatoreigenschaften von SiO_2 beibehält. Ein seit mehreren Jahren intensiv untersuchtes Dielektrikum ist Al_2O_3 [2, 3]. Es verfügt über eine Bandlücke von etwa $W_{Al_2O_3} = 8{,}7\,\text{eV}$ und eine relative Permittivität von etwa $\epsilon_{rAl_2O_3} = 6 - 10$ [1], abhängig von der Art der Deposition und der Mikrostruktur. Das Hinzufügen von ZrO_2 und TiO_2 in das Al_2O_3 zur gezielten Verbesserung bestimmter Materialeigenschaften des Dielektrikums ist in der Literatur schon vielfach beschrieben worden [1, 3]. Der Leckstrom durch Al_2O_3-Dünnschichten im Vergleich mit SiO_2 ist von vergleichbarer Größenordnung [4].

Die nachfolgenden Abschnitte sollen einen Überblick über die Grundlagen der Ladungsträgerinjektion sowie der Ladungstransportmechanismen in oxidbasierten Dielektrika geben. Dabei soll die der Diskussion zugrundeliegende planare Plattenkondensatorgeometrie, wie in Abbildung 1.1 gezeigt, zur Modellbildung herangezogen werden.

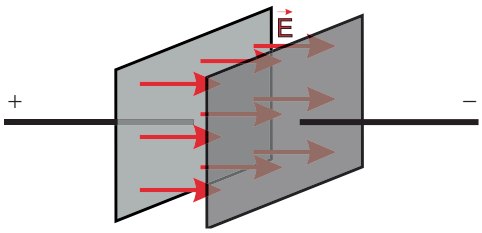

Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Plattenkondensatorgeometrie. Wird eine Spannung an zwei planparallele Platten angelegt, so bildet sich zwischen ihnen die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ senkrecht zu den Plattenoberflächen von + nach − aus.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

1.1.1 Elektrische Kontakte zwischen Leiter und Isolator

Die Austrittsarbeit entspricht im Allgemeinen der Energiedifferenz zwischen dem Vakuumenergieniveau E_{Vak} und dem Fermi[1]-Energieniveau E_{F} eines Materials. Werden zwei Materialien in elektrischen Kontakt miteinander gebracht, gleichen sich deren Fermi-Energieniveaus an [5]. Daraus resultiert im Bändermodell eine Verbiegung der Leitungs- und Valenzbandniveaus des Isolators beziehungsweise Halbleiters im Bereich des Kontaktes, wie in Abbildung 1.2 gezeigt. Zwei Grenzfälle können beim Kontakt zwischen Isolator beziehungsweise Halbleiter und Metall unterschieden werden. Die Bandverbiegung und damit die Ausbildung einer Energiebarriere an der Grenzfläche hängt wesentlich von den Austrittsarbeiten W_{HL} und W_{Me} der beteiligten Materialien ab [6]. In Abbildung 1.2(a) ist die Ausbildung einer Injektionsbarriere für Elektronen gezeigt. In dem in Abbildung 1.2(b) gezeigten Fall bildet sich hingegen keine energetische Barriere für die Elektronen aus. Sie können mit Erhöhung der Spannung in das Leitungsband des Isolators beziehungsweise Halbleiters injiziert werden.

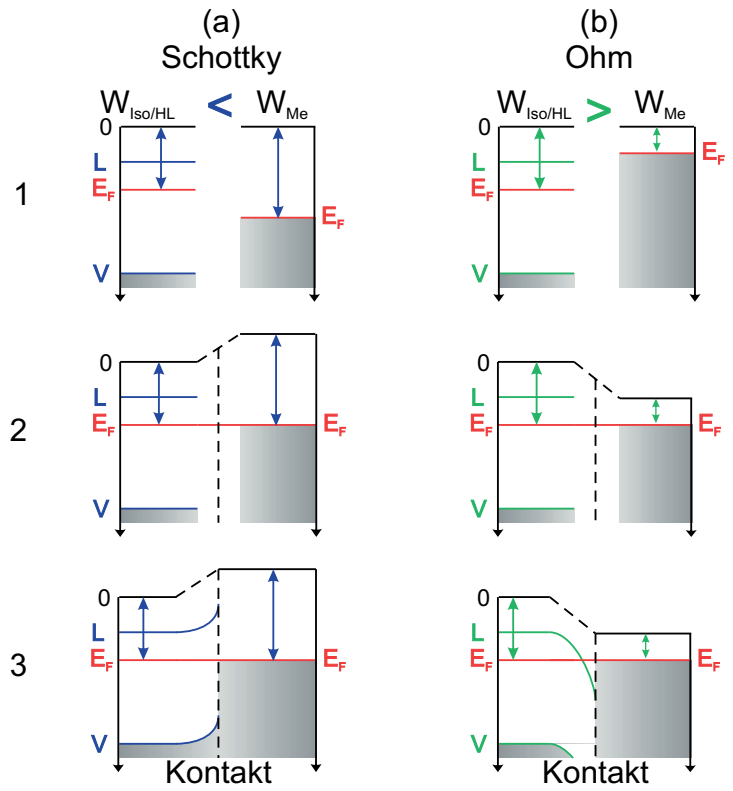

Abbildung 1.2: Elektrischer Kontakt eines Isolators beziehungsweise Halbleiters mit kleinerer Austrittsarbeit als das Metall (1(a), 2(a) und 3(a)) beziehungsweise mit größerer Austrittsarbeit als das Metall (1(b), 2(b) und 3(b)). An der Grenzfläche bildet sich entweder ein Schottky-Kontakt oder ein ohmscher Kontakt aus.

[1] Enrico Fermi (1901-1954), italienischer Physiker.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Die sich in Abbildung 1.2(a) ausbildende Barriere wird als Schottky[2]-Barriere bezeichnet, die thermionisch induzierte Überwindung der Barriere als Schottky-Emission. Liegt das Fermi-Niveau E_{F} des Isolators beziehungsweise Halbleiters oberhalb des Fermi-Niveaus des Metalls (Abbildung 1.2, 1(a)), so verbiegt sich das Leitungsband des Isolators beziehungsweise Halbleiters nach Angleichen des Fermi-Niveaus derart (Abbildung 1.2, 2(a)), dass sich beim elektrischen Kontakt eine Injektionsbarriere für die Elektronen ausbildet (Abbildung 1.2, 3(a)).

Der in Abbildung 1.2(b) dargestellte, barrierefreie Fall wird als ohmscher[3] Kontakt bezeichnet. Exemplarisch wird hier nur der Elektronenstrom berücksichtigt. Befindet sich das Fermi-Niveau des Isolators beziehungsweise Halbleiters unterhalb des Fermi-Niveaus des Metalls (Abbildung 1.2, 1(b)), so verbiegt sich das Leitungsband des Isolators beziehungsweise Halbleiters nach Angleichen des Fermi-Niveaus derart (Abbildung 1.2, 2(b)), dass es direkt in das Fermi-Niveau des Metalls übergeht (Abbildung 1.2, 3(b)). Eine barrierefreie Injektion der Elektronen ist möglich. Der ohmsche Kontakt stellt im Gegensatz zum Schottky-Kontakt unbegrenzt Ladungsträger zur Verfügung.

Wird an die Heterostruktur aus Isolator und Metall beziehungsweise Halbleiter und Metall eine externe Spannung U_{ext} angelegt, so verschieben sich die Fermi-Niveaus E_{F} proportional zur angelegten externen Spannung, was in einer weiteren Verbiegung der Energieniveaus resultiert. Abbildung 1.3 illustriert diesen Sachverhalt unter Berücksichtigung der zuvor erwähnten Fallunterscheidung. Hierbei verdeutlicht Abbildung 1.3(a) den Fall $W_{\mathrm{HL}} > W_{\mathrm{Me}}$. Hier ist die Höhe der Energiebarriere unabhängig von der Polarität der externen Spannung. Eine Erhöhung der Spannung, wie in Abbildung 1.3 (1(a)) gezeigt, wird die Rate der über die Potentialbarriere gelangenden Elektronen aufgrund der fortschreitenden Verbiegung der Bandstruktur überproportional steigern. In dem in Abbildung 1.3 (2(a)) diskutierten Fall werden die Elektronen auch bei weiterer Spannungsverringerung stets derselben Energiebarriere ausgesetzt. Die Barriere wird nur von einem geringen Anteil der Elektronen überwunden. Das qualitative Resultat dieser Betrachtungen wird durch die in Abbildung 1.3 (3(a)) dargestellte Strom-Spannungskennlinie illustriert, die der bekannten Charakteristik für Halbleiterdioden entspricht. Abbildung 1.3(b) stellt den Fall $W_{\mathrm{HL}} < W_{\mathrm{Me}}$ dar. Dabei bildet sich im dargestellten Szenario unabhängig von der Polarität der externen Spannung U_{ext} keine Energiebarriere aus. Die Elektronen können proportional zur angelegten externen Spannung am Ladungstransport teilnehmen. Infolgedessen ergibt sich die typisch ohmsche, lineare Charakteristik, dargestellt in Abbildung 1.3 (3(b)). Die hier vorgestellten Mechanismen der Ladungsträgerinjektion spielen eine bedeutende Rolle bei der Identifikation der in einem Isolator vorherrschenden Ladungstransportmechanismen [7].

[2] Walter Schottky (1886-1976), deutscher Physiker und Elektrotechniker.
[3] Georg Simon Ohm (1789-1854), deutscher Physiker.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

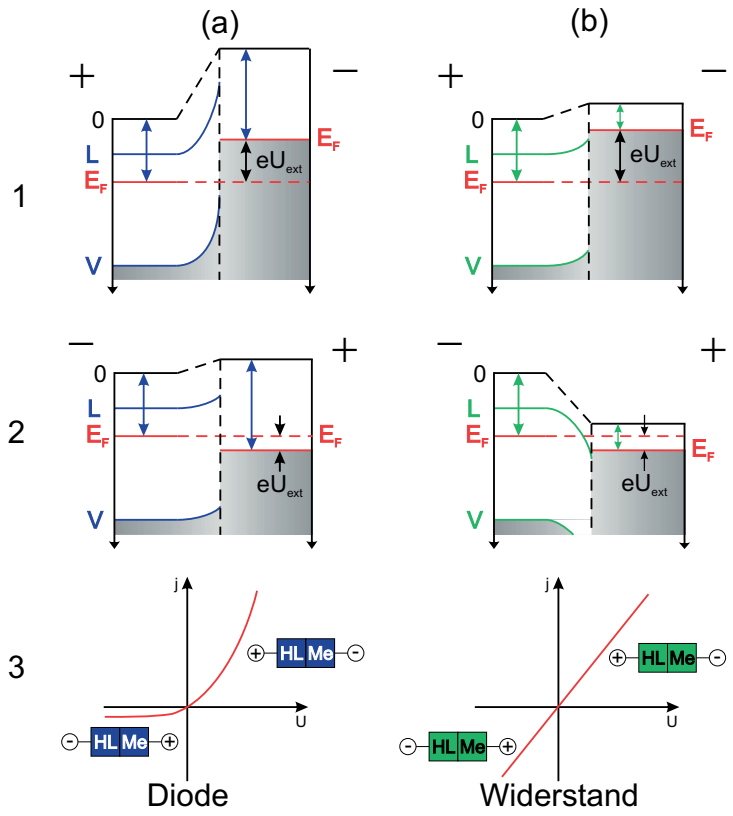

Abbildung 1.3: Anlegen einer äußeren Spannung U_{ext} an ein Heterobauteil aus Isolator beziehungsweise Halbleiter und Metall mit Fallunterscheidung $W_{\text{HL}} > W_{\text{Me}}$ (1(a) und 2(a)) und $W_{\text{HL}} < W_{\text{Me}}$ (1(b) und 2(b)). Die Abbildungen 3(a) und 3(b) illustrieren den resultierenden Stromdichte-Spannungsverlauf in Abhängigkeit der Austrittsarbeiten und der externen Polarität. Hier nur Berücksichtigung des Elektronenstromes.

1.1.2 Elektrischer Strom in Isolatoren

Isolatoren weisen analog zu Halbleitern eine Bandlücke auf, sie besitzen also ein Leitungs- und ein Valenzband. Dabei gilt, dass nichtmetallische Materialien mit einer Bandlücke bis $W_{\text{Gap}} < 2\,\text{eV}$ als Halbleiter und Materialien mit einer Bandlücke $W_{\text{Gap}} > 2\,\text{eV}$ als Isolatoren eingeteilt werden [8]. In der Literatur wird die Unterteilung von Isolatoren und Halbleitern oft fließend und weniger streng vorgenommen. Folgende Ladungsinjektions- und Ladungstransportmechanismen werden näher diskutiert: direktes Tunneln, ohmsche Ladungsinjektion und ohmscher Ladungstransport, raumladungsbegrenzter Strom (SCLC, Space Charge Limited Current), Schottky-Emission beziehungsweise thermionische Emission, Fowler-Nordheim[4]-Tunneln, Poole-Frenkel[5]-Emission und fallenunterstütztes Tunneln

[4] Ralph Howard Fowler (1889-1944), britischer Physiker und Astronom und
Lothar Wolfgang Nordheim (1899-1985), US-amerikanischer theoretischer Physiker deutscher Herkunft.
[5] Horace Hewitt Poole (1886-1962), irischer Physiker und
Yakov Il'ich Frenkel (1894-1952), sowjetischer Physiker.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

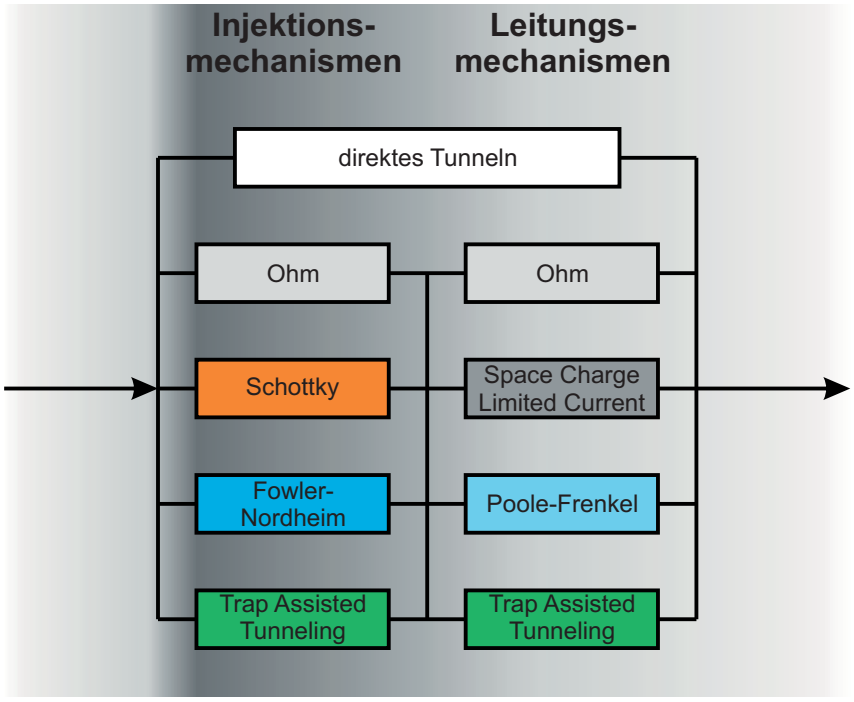

Abbildung 1.4: Idealisiertes Schema der am Stromfluss durch Isolatoren beteiligten Ladungsinjektions- und Ladungstransportmechanismen.

((MS)TAT, (Multi Step) Trap Assisted Tunneling). Ausgehend von den vorangegangenen Betrachtungen zur Ladungsträgerinjektion sollen im Folgenden die eben genannten Mechanismen näher beschrieben werden. Abbildung 1.4 zeigt ein idealisiertes Schema derjenigen Mechanismen, die dominierend beziehungsweise limitierend auf die Stromdichte in Isolatoren, Halbleitern und Metallen wirken. Dabei können während der Aufnahme einer Kennlinie meist bis zu zwei Mechanismen die Stromdichte limitieren. Der Gültigkeitsbereich der Mechanismen liegt meist in aufeinander folgenden Feldstärkeintervallen.

1.1.2.1 Das Ohmsche Gesetz

Bei idealen Leitern, wie Metallen bei Raumtemperatur, hängt die spezifische elektrische Leitfähigkeit σ nicht von der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ ab und kann für isotrope Materialien als skalare Größe angesehen werden. In lokaler Betrachtungsweise kann das Ohmsche Gesetz dargestellt werden als

$$\vec{j} = \sigma \, \vec{E}, \tag{1.2}$$

wobei $\vec{j}$ den Stromdichtevektor und $\vec{E}$ den elektrischen Feldstärkevektor beschreibt. Die Integration des Ohmschen Gesetzes, Gleichung 1.2, über das Vektorflächenelement $\vec{A}$ liefert einen Ausdruck für den durch die betrachtete Fläche fließenden Strom I.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

$$I = \int_A \vec{j} \mathrm{d}\vec{A} = \int_A \sigma \, \vec{E} \, \mathrm{d}\vec{A} \tag{1.3}$$

$$= \int_A \sigma \frac{U}{d} \mathrm{d}A \tag{1.4}$$

$$= \frac{\sigma A}{d} U \tag{1.5}$$

$$= G \, U. \tag{1.6}$$

Unter der Annahme, dass $\vec{j}$ und σ über die Fläche konstant sind und die Feldstärke $\vec{E}$ senkrecht auf der Fläche $\vec{A}$ steht, erhält man G als Leitwert und dessen Kehrwert $R = 1/G$ als elektrischen Widerstand des Leiters. Umgestellt nach der Spannung U erhält man

$$U = R \cdot I, \tag{1.7}$$

das Ohmsche Gesetz in seiner bekanntesten Form. Das Ohmsche Gesetz ist sowohl bei der Ladungsträgerinjektion als auch beim Ladungstransport in Metallen von zentraler Bedeutung. Es stellt aufgrund der linearen Abhängigkeit von Spannung und Strom beziehungsweise elektrischem Feld und Stromdichte den einfachsten Zusammenhang dieser Größen und damit einen Spezialfall dar. Bei nichtmetallischen Materialien hängt die Leitfähigkeit häufig von der elektrischen Feldstärke ab. Aufgrund der verschiedenen Kombinationen von Austrittsarbeiten herrschen häufig nicht ohmsche Ladungsinjektionsbedingungen vor, die auf der Ausbildung einer Schottky-Barriere basieren.

1.1.2.2 Raumladungsbegrenzter Strom (SCLC)

Im folgenden Abschnitt werden die Auswirkungen der Feldstärkeabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit auf den Stromtransport in Isolatoren diskutiert. Es gilt $\sigma = \sigma(E)$. Gleichzeitig soll angenommen werden, dass nur die Stromleitung innerhalb des Isolators limitierend auf den Stromfluss wirkt. Die Stromdichte j ist definiert als die Stromstärke I, die ein definiertes Flächenelement A durchfließt. Dies zeigt Abbildung 1.5.

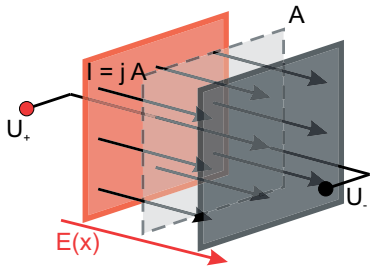

Abbildung 1.5: Die Stromdichte j ist definiert als die Stromstärke I pro durchflossener Querschnittsfläche A. Die Spannung U erzeugt über die Länge zwischen den Elektroden die elektrische Feldstärke E, die in diesem Beispiel den elektrischen Strom antreibt.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Ein ohmscher Kontakt soll für ein idealisiert angenommenes, unerschöpfliches Reservoir an Ladungsträgern sorgen und keinerlei Injektionsbarriere darstellen [9, 10]. Es gilt, wie in Gleichung 1.3 bereits verwendet,

$$j = \frac{I}{A}. \tag{1.8}$$

Darüberhinaus kann nach dem lokalen Ohmschen Gesetz, Gleichung 1.2,

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \sigma(x)\,\vec{E}(x) \\ &= \mu\,\rho(x)\,\vec{E}(x), \end{aligned} \tag{1.9}$$

ein feldstärkeabhängiger Ausdruck für die Stromdichte gefunden werden. Hier ist zusätzlich die spezifische Leitfähigkeit $\sigma(x) = \mu\,\rho(x)$ verwendet worden, mit der Beweglichkeit μ und der Raumladungsdichte $\rho(x)$. Aufgrund der geometrischen Bedingungen eines planaren Systems, kann die Feldstärke als eindimensionale Funktion der Raumdimension x angenommen werden, wodurch im weiteren Verlauf der Vektorcharakter der Stromdichte und der elektrischen Feldstärke vernachlässigt werden kann. Das unerschöpfliche Reservoir an Ladungsträgern sorgt für die Ausbildung einer Raumladungszone an den ohmsch injizierenden Kontakten. Die Ausbildung einer Raumladungszone ist in Abbildung 1.6 schematisch dargestellt. Die daraus resultierende Poisson[6]-Gleichung 1.10 hat die Form

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_\mathrm{r}\epsilon_0} \tag{1.10}$$

und ermöglicht umgestellt nach der Ladungsdichte $\rho(x)$ das Einsetzen in Gleichung 1.9. Daraus resultiert die Differentialgleichung

$$j = \mu\epsilon_\mathrm{r}\epsilon_0\,E\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}. \tag{1.11}$$

Umstellen und integrieren der Differentialgleichung liefert

$$j\,x = \mu\epsilon_\mathrm{r}\epsilon_0\frac{E^2(x) - E^2(0)}{2}. \tag{1.12}$$

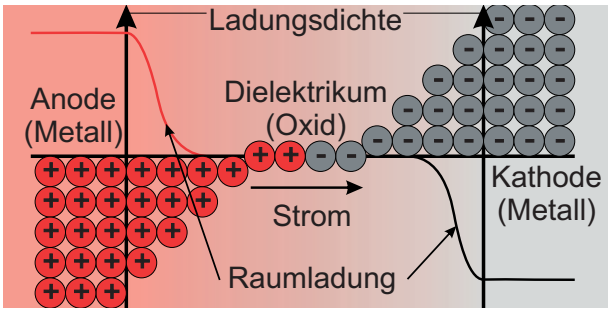

Abbildung 1.6: Eine Raumladungszone an den injizierenden Kontakten bildet sich aus, wenn die Elektroden aufgrund ihrer hohen Leitfähigkeit und der Abwesenheit einer Injektionsbarriere unbegrenzt Ladungen zur Verfügung stellen können. Diese Ladungen können vom Dielektrikum, in diesem Fall einem Oxid, nicht instantan abgeleitet werden. Durch die entstehende Raumladung wird der Nachschub an Ladungsträgern in das Dielektrikum vermindert, wodurch der Ladungstransport raumladungsbegrenzt ist.

[6] Siméon Denis Poisson (1781-1840), französischer Physiker und Mathematiker.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.