

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik

*Ladungstransport in Epoxidharzformstoff  
unter Gleichspannungsbelastung*

Dipl.-Ing. Univ. Thomas Wendel

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Wagner

Prüfer der Dissertation: 1. Prof. Dr.-Ing. Josef S. Kindersberger

2. Prof. Dr.-Ing. Volker Hinrichsen

Die Dissertation wurde am 24.06.2019 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 19.12.2019 angenommen.







## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand im Zeitraum von 2013 bis 2019 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Lehrstuhls für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Universität München.

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich in dieser Zeit unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Josef Kindersberger, der meine Forschungsarbeit ermöglicht und mich stets gefördert hat. So konnte ich neben meinem Forschungsprojekt viele weitere wertvolle Erfahrungen in Lehre und Forschung gewinnen. Außerdem danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Volker Hinrichsen für die wertvollen Hinweise und Anregungen während meiner Arbeit. Ferner danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Ulrich Wagner für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Ich danke allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls, die mir stets mit ihrer Erfahrung und Sachkenntnis zur Seite standen. Mein besonderer Dank gilt allen Studierenden, die mit ihren studentischen Arbeiten einen wertvollen Beitrag zu meiner Forschung geleistet haben.

Außerdem danke ich herzlich meiner Familie für ihre Unterstützung.



## Inhaltsverzeichnis

|     |   |     |
|-----|---|-----|
| 1   | Einleitung.....   | 1   |
| 2   | Erkenntnisstand.....  | 3   |
| 2.1 | Isoliersysteme unter Gleichspannungsbelastung.....                            | 3   |
| 2.2 | Elektrische Leitfähigkeitsmechanismen in polymeren Isolierstoffen .....       | 9   |
| 2.3 | Dielektrisches Antwortverhalten in polymeren Isolierstoffen .....             | 38  |
| 3   | Aufgabenstellung .....  | 47  |
| 4   | Ladungstransportmodell für Epoxidharzformstoff.....                           | 48  |
| 4.1 | Physikalische Mechanismen des Ladungstransportmodells.....                    | 48  |
| 4.2 | Transport von Ladungsträgern über die Elektroden .....                        | 50  |
| 4.3 | Ladungstransport im Isolierstoffvolumen .....                                 | 54  |
| 4.4 | Polarisation.....   | 56  |
| 5   | Versuchsaufbauten und Isolierstoffprüflinge.....                              | 58  |
| 5.1 | Raumladungsmessung nach der PEA-Methode.....                                  | 58  |
| 5.2 | Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit.....                   | 72  |
| 5.3 | Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen.....                                 | 74  |
| 5.4 | Isolierstoffprüflinge.....  | 86  |
| 6   | Einflussfaktoren auf die Ladungsdichteverteilung in Epoxidharzformstoff ..... | 89  |
| 6.1 | Einfluss der Beanspruchungsdauer .....  | 89  |
| 6.2 | Einfluss der Temperatur.....  | 96  |
| 6.3 | Einfluss der elektrischen Feldstärke .....                                    | 99  |
| 6.4 | Einfluss der Prüflingsdicke .....   | 101 |
| 6.5 | Einfluss einer Entfernung der Oberflächenschicht .....                        | 103 |
| 6.6 | Akkumulierte Ladung.....  | 113 |
| 6.7 | Fazit .....   | 119 |
| 7   | Spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff.....            | 121 |
| 7.1 | Dielektrisches Antwortverhalten.....  | 121 |
| 7.2 | Spezifische elektrische Leitfähigkeit .....                                   | 128 |
| 7.3 | Fazit .....   | 136 |

|     |  |     |
|-----|--|-----|
| 8   | Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen.....  | 137 |
| 8.1 | Verteilung der Oberflächenladungsdichte.....   | 137 |
| 8.2 | Abbau von Oberflächenladungen.....   | 141 |
| 8.3 | Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit aus dem Abbau von Oberflächenladungen ..... | 146 |
| 8.4 | Fazit .....  | 150 |
| 9   | Verifikation des Ladungstransportmodells.....  | 151 |
| 9.1 | Zur Simulation .....   | 151 |
| 9.2 | Simulation der Ladungsdichteverteilung in Epoxidharzformstoff .....                                | 161 |
| 9.3 | Simulation des Gesamtstroms in Epoxidharzformstoff.....  | 175 |
| 9.4 | Fazit .....  | 177 |
| 10  | Zusammenfassung.....   | 179 |

## 1 Einleitung

Für die Übertragung elektrischer Energie über weite Strecken stellen kompakte Hochspannung-Gleichstrom-Übertragungssysteme (HGÜ) vielversprechende Lösungen für den zum Gelingen der Energiewende erforderlichen Netzausbau dar. HGÜ-Systeme können durch gasisolierte metallgekapselte Systeme (GIS) realisiert werden. Bei der Entwicklung von Isoliersystemen für GIS sind maßgebliche Einflussfaktoren und Mechanismen zu klären, welche die Spannungsverteilung und damit die elektrische Festigkeit beeinflussen.

Wird ein Isoliersystem in GIS mit Gleichspannung beaufschlagt, geht die anfängliche kapazitive in die stationäre resistive Feldverteilung über, was mit der Akkumulation von Ladungsträgern zwischen Gebieten unterschiedlicher spezifischer elektrischer Leitfähigkeit einhergeht. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit von polymeren Isolierstoffen, wie sie für Isolatoren in GIS verwendet werden, hängt insbesondere von der Temperatur und der elektrischen Feldstärke ab. Im Betrieb von GIS kommt es zu einer Erwärmung des stromführenden Innenleiters. Die resultierende Temperaturdifferenz zwischen dem Innenleiter und dem kühlen Außenleiter führt zu lokal sehr unterschiedlichen Temperaturen im festen Isolierstoff und damit zu unterschiedlichen spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten. Im Betrieb von GIS akkumulieren Ladungen somit sowohl auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche als auch im festen Isolierstoff.

Die akkumulierten Ladungen können insbesondere im Falle von gegenpolar überlagerten Spannungsbeanspruchungen im Betrieb von GIS zu Feldüberhöhungen führen. Um die elektrische Feldverteilung in GIS zu bestimmen, sind die Einflussfaktoren auf die, die Ladungsakkumulation bestimmenden Leitfähigkeiten zu klären. Diese Arbeit befasst sich mit den Einflussfaktoren auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit des festen Isolierstoffes.

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit polymerer Isolierstoffe hängt von einer Vielzahl einzelner Mechanismen ab, die für ein tieferes Verständnis der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von elektrischen Isolierstoffen betrachtet werden müssen. Dabei handelt es sich insbesondere um die Ladungsträgerinjektion aus den Elektroden in den Isolierstoff, die Ladungsträgeransammlung im Isolierstoff und die Bewegung von Ladungsträgern im Isolierstoff. Diese Mechanismen hängen insbesondere von der Feldstärke und der Temperatur ab.

Eine integrale Strommessung kann allein keine Auskunft über die ursächlichen Prozesse und die beteiligten Ladungsträgerarten liefern. Mit Hilfe der *pulsed electroacoustic method* (PEA) ist es möglich, die örtliche Verteilung der Raumladungsdichte und ihre zeitliche Entwicklung in Isolierstoffprüflingen unter Gleichspannungsbelastung zu bestimmen.

Für ein tieferes Verständnis der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit bietet sich die Entwicklung eines Ladungstransportmodells an, mit dem die spezifische elektrische Leitfähigkeit unter der Berücksichtigung der physikalischen Einzelmechanismen simuliert werden kann.

In der vorliegenden Arbeit wird die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff durch Raumladungsmessungen nach der PEA-Methode, Widerstandsmessungen gemäß VDE 0307-3-1 und den Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen geklärt.

Es wird ein Ladungstransportmodell entwickelt, das die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff unter Berücksichtigung der physikalischen Einzelmechanismen simuliert. Dieses Modell wird durch Messungen verifiziert.

## 2 Erkenntnisstand

### 2.1 Isoliersysteme unter Gleichspannungsbelastung

Wird ein Isoliersystem mit Gleichspannung beaufschlagt, geht die anfängliche kapazitive Feldverteilung in die resistive Feldverteilung über. Dieser Feldübergang geht mit der Akkumulation von Ladungsträgern an Grenzflächen zwischen Gebieten unterschiedlicher spezifischer elektrischer Leitfähigkeit einher, was die elektrische Feldverteilung und somit das Isoliervermögen des Isoliersystems beeinflusst [Mes-01]. Die Akkumulation von Ladungsträgern wird durch die Gestalt des elektrischen Isoliersystems, die Permittivität und die spezifische elektrische Leitfähigkeit der beteiligten Isolierstoffe beeinflusst [Str-12] [Win-15] [Her-16].

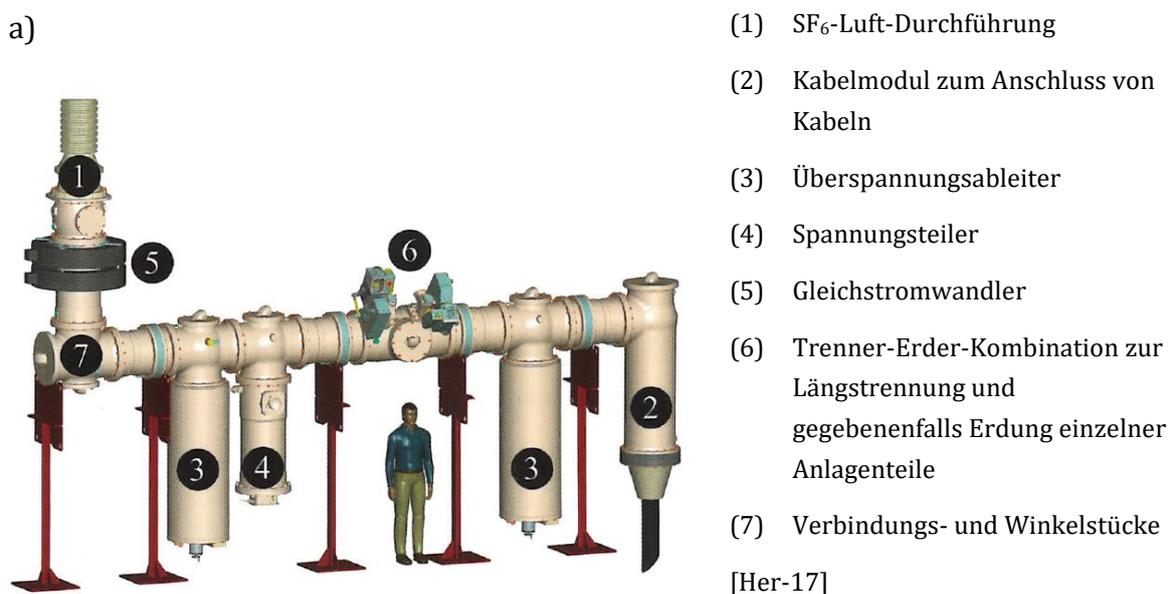
Bei den typischen Isoliersystemen in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen (GIS) handelt es sich in der Regel um konische und zylindrische Stützisolatoren aus mineralisch gefülltem Epoxidharzformstoff in umgebender SF<sub>6</sub>-Atmosphäre unter einem hohen Druck von ca. 0,5 MPa. Die Aufgabe der Stützisolatoren ist, die spannungsführenden Innenleiter gegenüber der geerdeten Umhüllung in konzentrischer Position zu halten. Konische Stützisolatoren unterteilen die Anlage außerdem in verschiedene gegeneinander gasdichte Abschnitte.

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit  $\kappa$  des Isoliergases hängt von der Dichte  $n_i$  und der Beweglichkeit  $\mu_i$  der freien Ladungsträger und deren Ladung  $q_i$  ab (Gl. 2-1). Der Index  $i$  umfasst dabei die verschiedenen Ladungsträgerarten.

$$\kappa = \sum_i \mu_i n_i q_i \quad \text{Gl. 2-1}$$

Für die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Isoliergasen lassen sich in der Regel keine definierten Werte angeben. Es müssen die physikalischen Prozesse berücksichtigt werden, welche die spezifische elektrische Leitfähigkeit bestimmen. Dies sind insbesondere die Bereitstellung freier Gasionen durch terrestrische und kosmische Strahlung [Kin-86], die Rekombination positiver und negativer Gasionen, die Bewegung der Ladungsträger im elektrischen Feld und die Diffusion der Ladungsträger [Win-15]. Aufgrund der Elektronenaffinität von Luft und SF<sub>6</sub> kann davon ausgegangen werden, dass unterhalb der Einsatzfeldstärke selbstständiger Entladungen nahezu alle freien Elektronen an Gasionen angelagert werden. Es kann

daher vorausgesetzt werden, dass der Ladungstransport in Luft und SF<sub>6</sub> fast ausschließlich durch positive und negative Ionen erfolgt [Kin-86] [Win-15]. Die Ionenpaarerzeugungsrate (IP) hängt von der Gasart, dem Gasdruck und der Art der Einhausung ab und beträgt in atmosphärischer Luft etwa 10 IP/(cm<sup>3</sup>·s) [Kin-86]. Für SF<sub>6</sub> in einem Prüfgefäß beträgt sie bei einem Gasdruck von 0,1 MPa ebenfalls ca. 10 IP/(cm<sup>3</sup>·s) [Kin-08a]. Aufgrund der Erwärmung des Innenleiters im Betrieb durch den hohen Stromfluss von bis zu ca. 5000 A kommt es zu einer Erwärmung des Isoliergases, was eine lokale Herabsetzung der Gasdichte und somit eine Abnahme der elektrischen Festigkeit des Isoliergases zur Folge hat [Her-16].



b)

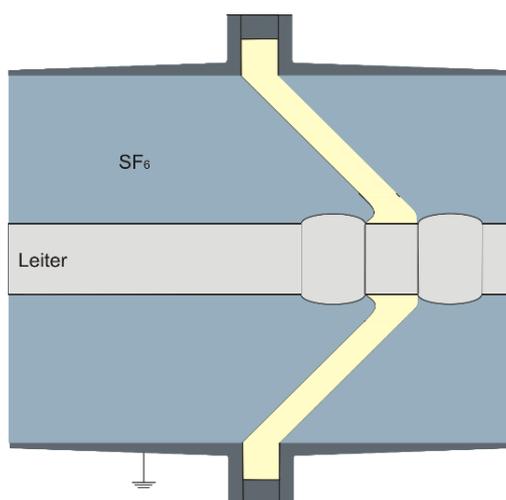


Bild 2-1: Grundsätzlicher Aufbau gasisolierter metallgekapselter Anlagen; a) schematische Darstellung einer GIS, b) Schnittbild eines Leiterabschnittes einer GIS mit konischem Isolator

Aufgrund der unterschiedlichen spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten des Isoliergases und des festen Isolierstoffes, kommt es an der Gas-Feststoff-Grenzfläche im Betrieb von GIS zur Akkumulation von Ladungsträgern. Diese Ladungsträger können über das Isolierstoffvolumen, die Isolierstoffoberfläche oder den Gasraum auf die Isolatoroberfläche gelangen, was in Bild 2-2 exemplarisch für einen zylindrischen Stützisolator gezeigt ist.

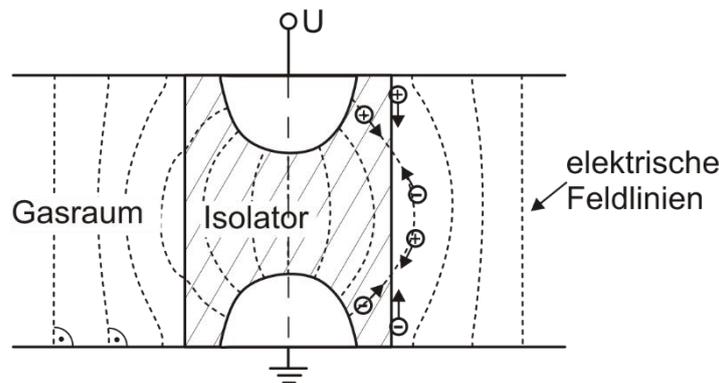


Bild 2-2: Schematische Darstellung der Ladungsansammlung an einem zylindrischen Stützisolator mit eingebetteten Elektroden in GIS bei Gleichspannungsbelastung [Win-15]

Welcher dieser Prozesse dominiert, hängt maßgeblich vom Wert der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit des festen Isolierstoffes ab [Kin-08b]. Bei Ladungsabbaumessungen an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen in Luft und SF<sub>6</sub> hat sich bei geringen Feldstärken von unter 0,8 kV/mm gezeigt, dass bei hochisolierenden Werkstoffen, wie sie üblicherweise für die Isolierungen von gasisolierten Anlagen verwendet werden, wie z.B. Epoxidharzformstoff ( $\kappa_{EP} \approx 5 \cdot 10^{-17} \text{ S/m}$ ), der Ladungsabbau kaum durch das Isolierstoffvolumen, sondern maßgeblich über den Gasraum durch Neutralisation durch Gasmoleküle erfolgt. An Isolierstoffen mit einer höheren spezifischen elektrischen Leitfähigkeit, wie z.B. Silikon ( $\kappa_{SIR} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ S/m}$ ), erfolgte der Ladungsabbau vor allem durch das Isolierstoffvolumen. Der Ladungsträgerabbau durch das Isolierstoffvolumen wird insbesondere durch Ladungsträgerinjektion, intrinsischen Ladungstransport und Polarisation bestimmt [Hoa-15] [Mol-05]. Ob der Ladungsträgerabbau durch das Isolierstoffvolumen, durch Oberflächenleitung oder durch Neutralisation mit Gasionen dominiert wird, kann durch Beobachtung des Abbaus einer initialen Ladungsdichteverteilung bestimmt werden. Erfolgt der Abbau durch das Isolierstoffvolumen, bleibt die initiale, z.B. glockenförmige (Bild 2-3a) Ladungsdichteverteilung in ihrer Form erhalten und verringert nur ihre Höhe (Bild 2-3b). Erfolgt der Ladungsabbau durch Oberflächenleitung, verbreitert sich die Ladungsdichteverteilung auf der Isolierstoffoberfläche (Bild 2-3c). Erfolgt der Ladungsabbau durch Neutralisation mit

Gasionen, entwickelt sich eine kraterförmige Verteilung der Ladungsdichteverteilung (Bild 2-3d) [Kin-08a].

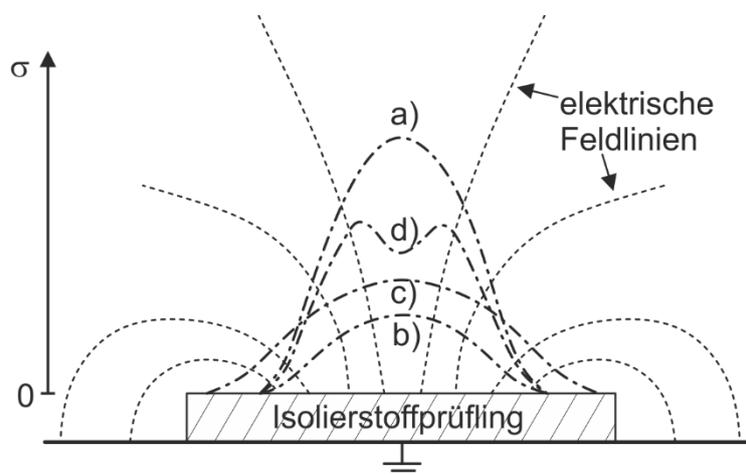


Bild 2-3: Abbau einer initialen Ladungsdichteverteilung (a) durch das Isolierstoffvolumen (b), Oberflächenleitung (c) oder Neutralisation mit Gasionen (d) nach [Win-15]

Eine physikalisch korrekte Bestimmung der Feldverteilung an der Gas-Feststoff-Grenzfläche erfordert es, die im Gasraum durch natürliche Strahlung zur Verfügung stehenden Ladungsträger zu berücksichtigen [Kin-08b]. Bei hohen Spannungsbelastungen sind auch Ladungsträger zu berücksichtigen, die von den Elektrodenoberflächen durch Emission bereitgestellt werden [Win-14], [Gre-16b], [Vu-16].

Auf Grundlage dieser Erkenntnisse wurde ein physikalisches Gasmodell erstellt, das die Berechnung der Feldverteilung an der Gas-Feststoff-Grenzfläche in GIS unter Berücksichtigung der Ladungsträgerentstehung, der Ladungsträgerrekombination, der Ladungsträgerdrift und der Diffusion im Gasraum erlaubt [Win-15]. Dieses Gasmodell konnte durch einen Versuchsaufbau verifiziert werden, der die berührungslose und Messung der Oberflächenpotentialverteilung an zylindrischen Isolatoren unter Gleichspannungsbelastung in Luft erlaubt [Win-15]. Mittlerweile konnte auch nachgewiesen werden, dass nicht nur von den metallischen Grenzflächen (gezeigt in [Zav-14]), sondern auch an der Grenzfläche zwischen dem festen Isolierstoff und dem Isoliergas Ladungsträger freigesetzt werden. Diese Emissionseffekte treten bereits bei geringen Feldstärken unterhalb von 1 kV/mm auf und führen zu örtlich stark unterschiedlichen Emissionsströmen [Tsc-18].

Unter der Annahme, dass Ladungsträger ausschließlich auf der Isolatoroberfläche akkumulieren und nicht im Isolierstoffvolumen, kann aus der gemessenen Oberflächenpotentialverteilung die Oberflächenladungsdichte berechnet werden [Zha-18c]. Im Zuge der rechnerischen Behandlung der Feldverteilung in

Isoliersystemen in GIS hat sich jedoch gezeigt, dass auch mit Raumladungsakkumulation im Inneren eines Isolators zu rechnen ist, wenn der Isolierstoff bezüglich seiner spezifischen elektrischen Leitfähigkeit inhomogen ist [Str-12] [Zha-18a]. So führt die Erwärmung des Innenleiters im Betrieb von GIS aufgrund des Stromflusses von bis zu 5000 A zur Ausbildung einer Temperaturdifferenz zwischen Innen- und Außenleiter und damit zu einem Temperaturgradienten im festen Isolierstoff [Zha-18a]. Da die spezifische elektrische Leitfähigkeit polymerer Isolierstoffe stark temperaturabhängig ist, bestehen somit Bereiche unterschiedlicher spezifischer elektrischer Leitfähigkeit im Isolator, was zur Akkumulation von Raumladungen im Isolierstoffvolumen führt [Her-17]. Die Akkumulation von Ladungsträgern in Isolatoren für GIS konnte auch experimentell durch die *thermal step method* (TSM) nachgewiesen werden [Mbo-18].

Die Berechnung der elektrischen Feldverteilung in Isoliersystemen für GIS erfordert die Kenntnis der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit des festen Isolierstoffs (Epoxidharzformstoff). Die spezifische elektrische Leitfähigkeit polymerer Isolierstoffe wird insbesondere durch die Temperatur, die elektrische Feldstärke und die Feuchte beeinflusst [Lut-11]. Der Einfluss von Temperatur, Feuchte und relativ geringen Feldstärken wurde bereits in vorhergehenden Arbeiten für Epoxidharzformstoff untersucht [Lut-11]. Über den Einfluss der elektrischen Feldstärke auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff zum Einsatz in GIS unter hoher Gleichspannung besteht jedoch nur sehr begrenzte Erfahrung für einzelne Werkstoffe [Mac-00] [Gre-16a].

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit wurde dabei in der Regel durch eine Strommessung gemäß VDE 0307-3-1 untersucht. Da die spezifische elektrische Leitfähigkeit polymerer Isolierstoffe von einer Vielzahl einzelner Mechanismen abhängt, kann eine integrale Strommessung allein keine Auskunft über die ursächlichen Prozesse und die beteiligten Ladungsträgerarten liefern [Bey-86]. Insbesondere sind die Ladungsträgerinjektion aus den Elektroden in den Isolierstoff, die Ladungsträgeransammlung im Isolierstoff und die Ladungsträgerbewegung zu klären. Dies erfordert die Bestimmung der zeitlichen und räumlichen Verteilung der Ladungsträger im festen Isolierstoff, was durch verschiedene Methoden der Raumladungsmessung ermöglicht wird. Bekannt sind hierfür insbesondere die *pulsed electroacoustic method* (PEA), die *pressure wave method* (PWP) und die *thermal step method* (TSM). Die Messmethoden nutzen die Verschiebung von elektrischen Ladungsträgern, die durch einen Kraftimpuls entsteht, der durch elektrische, mechanische oder thermische Anregung erzeugt wird. Am weitesten verbreitet ist die PEA-Methode. Für den Isolierstoff Vernetztes Polyethylen (VPE), wie er üblicherweise

für Hochspannungskabel mit extrudierter Isolierung eingesetzt wird, wurden die Einflussfaktoren auf die Raumladungsdichteverteilung bereits umfassend untersucht (z.B. [Mon-99], [Mon-13], [Hoz-15]). Für Epoxidharzformstoff liegen erst geringe Erfahrungen vor (z.B. [Gal-05] [And-10]). Bei der Untersuchung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff muss berücksichtigt werden, dass die strukturelle Zusammensetzung eines Isolierstoffprüflings vom Herstellungsprozess abhängt und insbesondere, z.B. durch den Gießprozess, an den Prüflingsoberflächen vom restlichen Isolierstoff abweichen kann [Ten-14]. Oxidationsprozesse können aufgrund dadurch entstehender Haftstellen die Raumladungsakkumulation deutlich beeinflussen [Miz-80] [Miz-86]. Auf Grundlage dieser Erkenntnisse wurden neue Isolierstoffe zur Anwendung unter hohen Gleichspannungen entwickelt [Sec-17].

Der Ladungstransport in polymeren Isolierstoffen wird häufig durch eine spezifische elektrische Leitfähigkeit approximiert. Die Approximation kann dabei die Abhängigkeit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von der Temperatur [Win-14][Zha-18b], der elektrischen Feldstärke [Rie-02][Zha-18b], der Feuchte [Bär-10] und der Zeit [Zha-18b] berücksichtigen. Bei vereinfachter Betrachtung und Vernachlässigung der Zeitabhängigkeit genügt für die rechnerische Simulation der stationären resistiven Feldverteilung in Isoliersystemen im Prinzip die funktionale Darstellung der Werkstoffkenngrößen und ihre Abhängigkeit von den wesentlichen Einflussfaktoren, also der Temperatur und der elektrischen Feldstärke.. Um den Einfluss von akkumulierten Ladungsträgern auf die elektrische Feldverteilung in Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung zu klären, ist ein tieferes Verständnis der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von elektrischen Isolierstoffen erforderlich. Dazu müssen die maßgebenden Einzelmechanismen betrachtet werden, wofür sich die Entwicklung eines Ladungstransportmodells anbietet. Für den Werkstoff Polyethylen (z.B. LDPE in [LeR-04], VPE in [Ali-94] und [LeR-16]) wurden bereits verschiedene Transportmodelle erstellt, welche die zeitliche Entwicklung der Ladungsdichte in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen berechnen. In [Tey-05] gibt einen Überblick über einige entwickelte Modelle. Die entwickelten Modelle berücksichtigen unterschiedliche Mechanismen. Ladungsträgerinjektion erfolgt häufig nach dem Schottky-Mechanismus (z.B. [Fuk-94] [Kan-99] [Lv-15] [LeR-16]). Die Ladungsträgerbeweglichkeit wird z.B. durch den Hopping-Mechanismus, den Poole-Frenkel-Mechanismus oder den Ionentransport nachgebildet [Tey-05]. Freie Ladungsträger können in Haftstellen gebunden und nach einer bestimmten, vom Energieniveau abhängigen Dauer durch thermische Anregung freigesetzt werden, wodurch der Ladungstransport beeinflusst wird. [LeR-04] [LeR-16]. In [Tal-13] wird auch eine exponentielle Verteilung des Haftstellenenergieniveaus verwendet. Mit

bestehenden Transportmodellen für Vernetztes Polyethylen (VPE) wurde die elektrische Feldverteilung der Isolierung von Hochspannungskabeln berechnet [LeR-16]. Nach neuesten Erkenntnissen müssen auch besetzbare Zustände (*surface states*) an der Prüflingsoberfläche berücksichtigt werden, die zu Ladungsinjektion führen und die Potentialbarriere zwischen Elektrode und Isolierstoff beeinflussen [Lau-13] [Tal-13] [Tey-17] [Tey-18].

## **2.2 Elektrische Leitfähigkeitsmechanismen in polymeren Isolierstoffen**

### **2.2.1 Ladungstransport**

#### **2.2.1.1 Energiebändermodell**

In einem isolierten Atom können Elektronen nach dem Bohrschen Atommodell nur bestimmte Energiezustände einnehmen, die den Orbitalen entsprechen [Dis-92]. Diese Orbitale ergeben sich aus der Lösung der Schrödingergleichung, welche das wellen- und teilchenartige Verhalten eines Elektrons berücksichtigt und die Betrachtung subatomarer Teilchen ermöglicht [Bro-11]. Die Lösung der Schrödingergleichung führt auf die Wellenfunktionen, welche Auskunft über den Aufenthaltsort eines Elektrons in einem erlaubten Energiezustand geben [Bro-11]. Der Aufenthaltsort eines einzelnen Elektrons um den Kern kann in der Regel nicht exakt angegeben werden. Daher wird die Wahrscheinlichkeit betrachtet, mit der sich das Elektron zu einem bestimmten Zeitpunkt in einem bestimmten Bereich aufhält [Bro-11].

In einem isolierten Atom befinden sich die Elektronen in Orbitalen, welche die erlaubten Zustände der Elektronen darstellen. Bei ausreichendem Abstand zwischen zwei Atomen besteht keine nennenswerte Wechselwirkung zwischen den einzelnen Atomorbitalen. Werden die Atome nahe zueinander gebracht, wie dies in einem Kristallgitter der Fall ist, kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen Elektronen von Orbitalen unterschiedlicher Atome aber ähnlicher Energieniveaus, was zu einer leichten Veränderung der Energie der Elektronen führt. Existieren Elektronen mit überlappenden Orbitalen, entsteht ein Band aus erlaubten Energieniveaus für Elektronen [Dis-92] [Bro-11]. Der Mittelpunkt des Bandes entspricht der ursprünglichen Orbitalenergie und weist ein diskretes Energieniveau für jedes Elektron auf. Sind wenige Elektronen vorhanden, besteht ein deutlicher Abstand zwischen den Energiebändern, sind hingegen viele Elektronen vorhanden, besteht nur ein geringer Abstand zwischen den Energiebändern [Dis-92]. Da die Energieniveaus innerhalb des Bandes sehr nahe zusammenliegen, kann ein Elektron von einem

Energieniveau innerhalb des Bandes sehr leicht einen benachbarten Zustand einnehmen, falls dieser nicht bereits besetzt ist. Das Band kann somit als ein Bereich von Zuständen verstanden werden, in dem Elektronen jede Energie aufweisen können, sofern die durchschnittliche Energie konstant bleibt [Dis-92]. Die Bewegung eines Elektrons durch ein Kristallgitter wird durch eine Wellenfunktion beschrieben. Die Wellenfunktion besitzt reelle Lösungen, welche die Energiebänder darstellen, und komplexe Lösungen, die als verbotene Zustände bezeichnet werden [Sea-82].

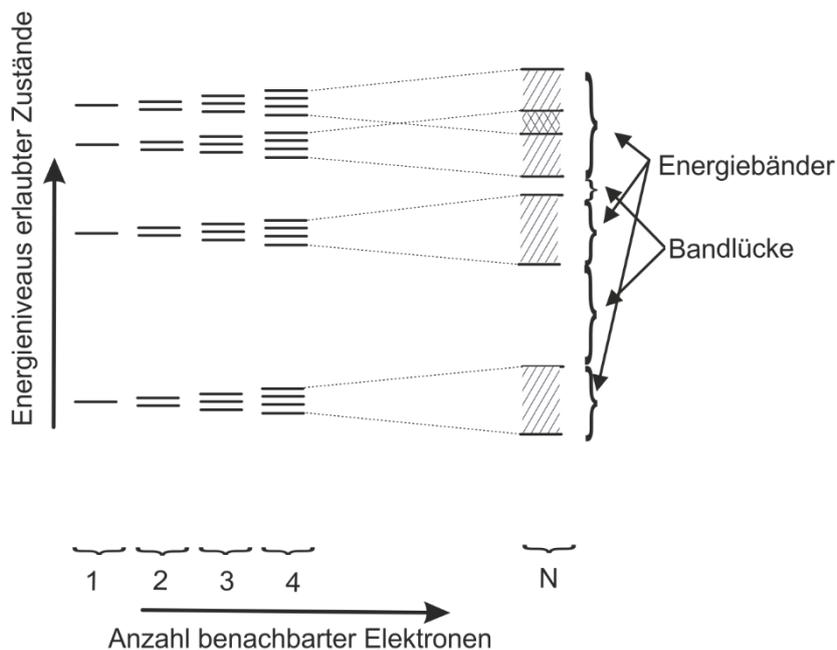


Bild 2-4: Qualitativer Zusammenhang zwischen der Elektronenanzahl in einem Energieband und dem Abstand zwischen den verschiedenen Energiebändern; nach [Dis-92]

Zur Beschreibung der Leitfähigkeit in Isolierstoffen ist der Energieabstand zwischen dem besetzten Energieband mit dem höchsten Energieniveau (Valenzband) und dem unbesetzten Energieband mit dem niedrigsten Energieniveau (Leitungsband) entscheidend. Dieser Energieabstand  $W_a$  wird als Bandabstand bezeichnet [Sea-82]. Nur ein Material mit mehr freien Zuständen als Elektronen kann Ladungsträger leiten. Ein Material, in dem alle Zustände besetzt sind, kann Ladungsträger erst leiten, wenn ein Elektron aus einem besetzten Orbital in ein freies Orbital gehoben wird [Sea-82].

In der Realität sind auch in Isolierstoffen Elektronen im Leitungsband vorhanden. Deren Anzahl ist von der Temperatur  $T$  abhängig (Gl. 2-2). Werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben, bleibt die gleiche Anzahl von Löchern zurück, die ebenfalls zur Leitung beitragen [Sea-82]. Die Dichte der angehobenen Elektronen ist gegeben zu:

$$n = n_{\text{eff}} \exp \left[ - \left( \frac{W_c - W_F}{kT} \right) \right] \quad \text{Gl. 2-2}$$

|      |                  |   |
|------|------------------|---|
| Mit: | $W_c$            | Energieniveau des Leitungsbandes                    |
|      | $W_F$            | Fermienergie  |
|      | $k$              | Boltzmann-Konstante                                 |
|      | $T$              | absolute Temperatur                                 |
|      | $n_{\text{eff}}$ | effektive Dichte erlaubter Zustände im Leitungsband |

Bei einer Temperatur von 0 K fallen alle Elektronen auf das niedrigste Energieniveau zurück. Bei steigender Temperatur nimmt die Wahrscheinlichkeit von Elektronen mit höherer Energie zu, was durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben wird (Gl. 2-3). Diese gibt die Wahrscheinlichkeit  $P(W,T)$  an, dass bei einer Temperatur  $T$  ein Zustand mit einem Energieniveau der Energie  $W$  durch ein Elektron besetzt ist [Sea-82].

$$P(W,T) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{W - W_F}{kT} \right) \right]^{-1} \quad \text{Gl. 2-3}$$

Der Parameter  $W_F$ , die Fermienergie, beschreibt das Energieniveau, deren Besetzungswahrscheinlichkeit 50 % beträgt; bei einer Temperatur von 0 K ist  $W_F$  das höchste besetzte Energieniveau [Dis-92].

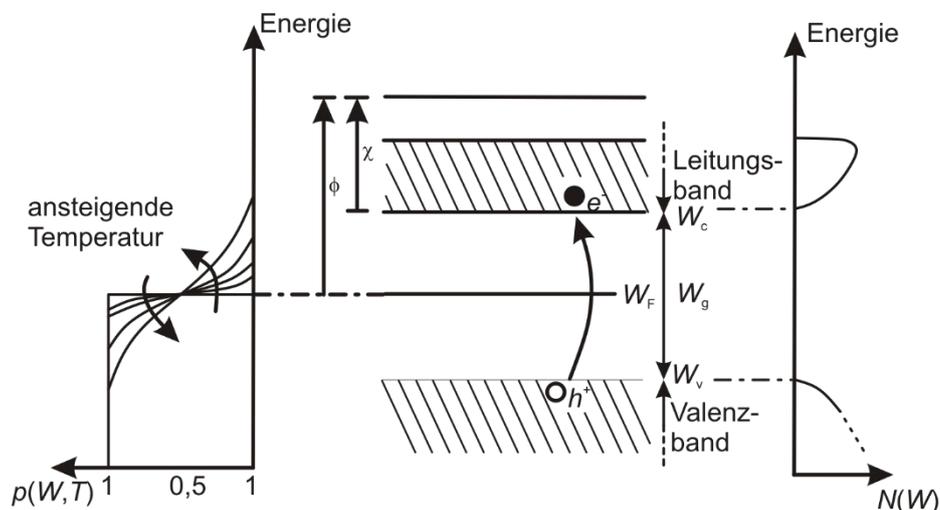


Bild 2-5: Schematische Darstellung der Energiebänder kristalliner Werkstoffe nach [Dis-92]

Der Ladungstransport in polymeren Isolierstoffen wird häufig durch das Energiebändermodell beschrieben [Bey-86]. Eine Abschätzung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit auf Grundlage des Energiebändermodells (Bandabstand  $W_a = 5$  eV, Feldstärke 40 kV/mm, Temperatur 40 °C) führt zu einer spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von  $10^{-28}$  S/m [Bey-86], was deutlich geringer ist als

experimentell bestimmte Werte [Bey-86] [Sea-82], [Kao-04]. Diese Abweichung wird auf Haftstellen zurückgeführt, also energetische Zustände, die von Ladungsträgern besetzt werden können, und die so den Ladungstransport beeinflussen.

Es wird zwischen flachen Haftstellen (*shallow traps, localized states*) und tiefen Haftstellen (*deep traps*) unterschieden (Bild 2-6: ). Sie unterscheiden sich in den Energie niveaus, also der Energie, die erforderlich ist, um z.B. ein gebundenes Elektron aus einer Haftstelle zu lösen und in das Leitungsband zu heben. Ladungsträger verweilen länger in einer tiefen Haftstelle als in einer flachen Haftstelle. Wird die thermische Anregung eines Ladungsträgers betrachtet, also z.B. die Anregung eines Elektrons in das Leitungsband, kann die Verweildauer  $\tau_t$  eines Ladungsträgers in einer Haftstelle durch Gl. 2-4 beschrieben werden [Lew-76]. Die Verweildauer eines Ladungsträgers in einer Haftstelle ist neben der Haftstellentiefe  $W_t$  insbesondere von der Temperatur  $T$  und der „attempt-to-escape Frequenz“  $\nu_0$  abhängig.

$$\tau_t = \frac{1}{\nu_0} \exp\left(\frac{W_t}{kT}\right) \quad \text{Gl. 2-4}$$

Wird die attempt-to-escape Frequenz  $\nu_0$  zu  $10^{13} \text{ s}^{-1}$  angenommen, so verweilt ein Ladungsträger in einer Haftstelle einer Tiefe von 1 eV bei 300 K ca. 6,5 Stunden. Beträgt die Haftstellentiefe hingegen 0,2 eV, reduziert sich die Verweildauer auf ca.  $3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  [Lew-76].

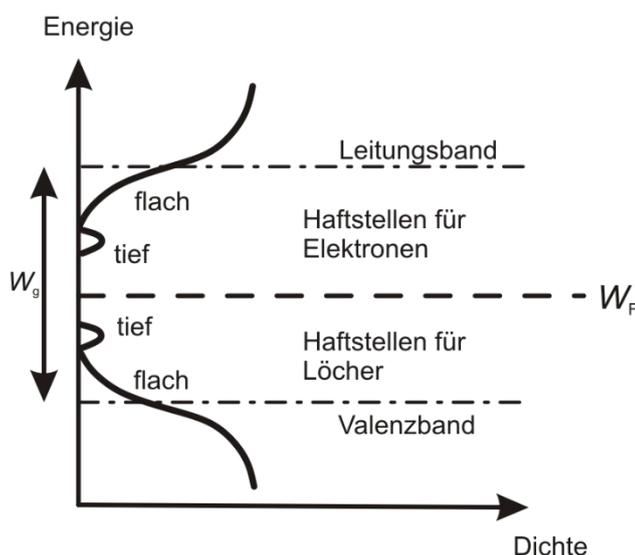


Bild 2-6: Schematische Darstellung der energetischen Verteilung der Haftstellendichte in Polymeren; nach [Tey-05]

Flache Haftstellen entstehen durch physikalische Defekte, aufgrund von lokalen Konformationsunterschieden (Unterschiede in der molekularen Anordnung), freiem

Volumen oder ungleichmäßiger Molmasseverteilung [Tey-05]. Flache Haftstellen weisen beispielsweise in Polyethylen einen Abstand zum Leitungsband von ca. 0,3 eV und eine Dichte von  $10^{27} \text{ m}^{-3}$  auf [Tey-05]. Tiefe Haftstellen entstehen aufgrund von chemischen Defekten, also Atomen, die nicht Teil der sich wiederholenden Struktur des Makromoleküls sind [Tey-05]. Dabei kann es sich z.B. um Verunreinigungsmoleküle, oxidative Spaltprodukte, Verzweigungen, polare Substituenten oder ungesättigte kovalente Bindungen handeln [Tey-05]. Tiefe Haftstellen bestehen auch zwischen amorphen und kristallinen Phasen [Tey-05]. Tiefe Haftstellen weisen z.B. in Polyethylen einen Abstand von ca. 1 eV zum Leitungsband und eine Dichte von ca.  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  bis  $10^{25} \text{ m}^{-3}$  auf [Tey-05].

Wegen der kurzen Verweildauer in flachen Haftstellen erhöhen diese die Leitfähigkeit eines Isolierstoffes, da mehr Ladungsträger für den Ladungstransport zur Verfügung stehen [Tey-05].

Befindet sich ein Elektron in einer flachen Haftstelle, kann es auf zwei Arten zum Leitungsprozess beitragen [Tey-05]:

- durch thermische Anregung kann ein Elektron aus einer flachen Haftstelle in das Leitungsband angehoben werden (Gl. 2-4). In diesem Fall bewegt sich das Elektron von einer Haftstelle zur nächsten, indem es kurzzeitig in das Leitungsband gehoben wird. In polymeren Isolierstoffen wurden Werte der Ladungsträgerbeweglichkeit experimentell bestimmt, die deutlich geringer sind, als im Leitungsband erwartet wird [Dis-92], was auf die Verweildauer der Ladungsträger in flachen Haftstellen zurückgeführt wird [Bla-01].
- besteht eine hohe Dichte flacher Haftstellen im Isolierstoff, können diese in Wechselwirkung treten, und ein Elektron kann in eine benachbarte Haftstelle tunneln [Tey-05]. Dieser Mechanismus der Ladungsträgerbewegung wird als *Hopping*-Leitung bezeichnet und wird genauer in Abschnitt 2.2.1.6 erläutert.

In einem polymeren Isolierstoff treten vermutlich beide Mechanismen auf [Bla-01].

Aufgrund der langen Verweildauer in tiefen Haftstellen tragen tiefe Haftstellen praktisch nicht zum Leitungsprozess bei, sondern führen zur Ausbildung stabiler Raumladungszonen [Tey-05].

Aufgrund des teilkristallinen Aufbaus polymerer Isolierstoffe und der damit fehlenden Fernordnung der einzelnen Gitterbausteine bestehen dort keine durchgehenden Energiebänder, sondern lokalisierte, durch Potentialwälle voneinander getrennte Einzelniveaus unterschiedlicher Lage [Bey-86]. Damit ergibt sich für polymere Isolierstoffe kein konstanter Bandabstand, sondern ein mittlerer energetischer Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband [Bey-86] (Bild 2-7).

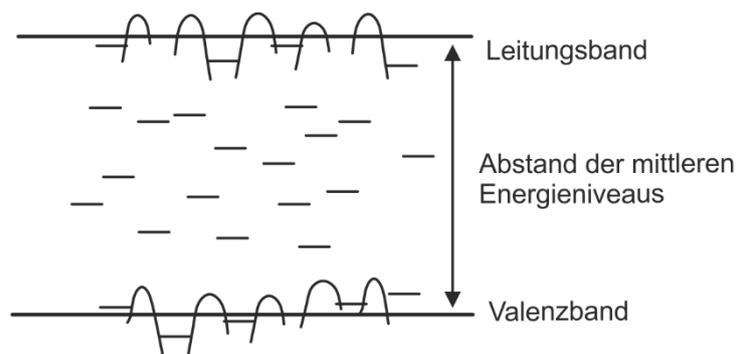


Bild 2-7: Energieniveauschema für polymere, nicht rein kristalline Werkstoffe; nach [Bey-86]

### 2.2.1.2 Ohmsche Leitung

Das Modell der ohmschen Leitung beschreibt die Bewegung eines Elektrons im Kristallgitter eines Metalls oder eines Halbleiters. Zur Anwendung auf polymere Isolierstoffe wird das Modell der haftstellenfreien ohmschen Leitung um Haftstellen erweitert.

#### *Haftstellenfreie ohmsche Leitung*

Nach der Theorie der ohmschen Leitung bewegen sich Elektronen ohne ein elektrisches Feld aufgrund ihrer thermischen Energie frei in einem Feststoff und kollidieren dabei mit dem Gitter oder mit kristallinen Fehlstellen (z.B. Fremdatome). Da sie sich zufällig in alle Richtungen bewegen, beträgt die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen Null. Wird ein elektrisches Feld eingeprägt, erfahren die Elektronen eine Kraft und bewegen sich zwischen den einzelnen Stößen in eine bestimmte (feldabhängige) Richtung mit der Driftgeschwindigkeit  $v_d$ , die proportional zur elektrischen Feldstärke ist. Aufgrund der mit der elektrischen Feldstärke ansteigenden Driftgeschwindigkeit  $v_d$  nimmt auch die Anzahl der Stöße zu, so dass sich ein Gleichgewichtszustand einstellt. Die Beweglichkeit  $\mu$  ist somit unabhängig von der elektrischen Feldstärke [Dis-92]:

$$v_d = \frac{e\tau_c \vec{E}}{m^*} \quad \text{Gl. 2-5}$$

$$\mu_i = \frac{e\tau_c}{m^*} \quad \text{Gl. 2-6}$$

$$\text{mit} \quad \tau_c = \frac{l_c}{v_{th}} \quad \text{Gl. 2-7}$$

Hier ist  $e$  die Elementarladung,  $\tau_c$  die mittlere Zeitdauer zwischen zwei Stößen,  $m^*$  die effektive Elektronenmasse,  $l_c$  die mittlere Weglänge zwischen zwei Stößen und  $v_{th}$  die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Nach dem in Gl. 2-6 gegebenen Zusammenhang für die Beweglichkeit besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Stromdichte und der elektrischen Feldstärke.

$$J = en_i\mu_i\vec{E} \quad \text{Gl. 2-8}$$

Nach Gl. 2-6 kann ein minimaler Wert für die Beweglichkeit berechnet werden. Wird der minimale Wert von  $l_c$  zu ca. 0,2 nm angenommen und  $v_{th}$  zu etwa  $v_{th} = 10^5$  m/s, ergeben sich Werte für die Beweglichkeit von etwa  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  m<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>, was deutlich höher ist als typische Werte für polymere Isolierstoffe, die in einem Bereich von ca.  $10^{-15}$  bis  $10^{-8}$  m<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> liegen [Dis-92]. Diese Diskrepanz wird durch die Einführung von Haftstellen in das Modell der ohmschen Leitfähigkeit berücksichtigt.

#### *Ohmsche Leitung mit Haftstellen*

Es wird angenommen, dass die Dichte der Ladungsträger, die am Leitungsprozess teilnehmen, durch Haftstellen reduziert wird, was durch die Multiplikation von Gl. 2-8 mit dem Faktor  $\theta$  (Gl. 2-9) berücksichtigt wird [Dis-92].

$$\theta = \frac{n_c}{n_t} = \frac{N_{\text{eff}}}{N_t} \exp\left(\frac{\frac{\Delta W_t}{W_c - W_t}}{kT}\right) \quad \text{Gl. 2-9}$$

Hier ist  $n_c$  die Dichte der Elektronen im Leitungsband,  $n_t$  die Dichte der besetzten Haftstellen,  $N_{\text{eff}}$  die effektive Zustandsdichte im Leitungsband,  $N_t$  die Haftstellendichte,  $W_c$  das Energieniveau des Leitungsbandes,  $W_t$  das Haftstellenenergieniveau und  $\Delta W_t$  die Energiedifferenz zwischen Leitungsband und Haftstellen.

### **2.2.1.3 Ionenleitung**

Ionen entstehen durch die Dissoziation von Fremdmolekülen, (z.B. durch eindiffundierte Luft, Feuchte, Verunreinigungen, Füllstoffe) oder durch das Herauslösen einzelner Bausteine des Feststoffverbandes selbst als Folge thermisch angeregter Molekularstöße (Gitterschwingungen) [Bey-86] [Sea-82]. Ionenleitung stellt Massetransport dar [Dis-92] [Kao-04] [Sea-82]. Unterschieden wird in Polymeren zwischen intrinsischer Ionenleitung, die auf der Trennung von Hauptketten oder Seitengruppen gefolgt von Protonen und/oder Elektronentransfer beruht, und der extrinsischen Ionenleitung, beruhend auf der Bewegung von Ionen, die nicht Teil der chemischen Struktur des Isolierstoffes sind, sondern auf Verunreinigungen

basieren. Für intrinsische Ionenleitung müssen die Polymergruppen energetisch günstige Positionen einnehmen, was eine gewisse Flexibilität erfordert. Intrinsische Ionenleitung sollte daher mit der Temperatur ansteigen und ist unterhalb der Glasübergangstemperatur nicht zu erwarten [Dis-92]. Extrinsische Ionenleitung könnte in Isolierstoffen aufgrund von Additiven, freien Radikalen oder Wasserionen auftreten [Dis-92]. Nimmt ein Isolierstoffprüfling Wasser auf, führt dies in der Regel zu einer Erhöhung der gemessenen spezifischen elektrischen Leitfähigkeit, was auf verschiedene Effekte zurückzuführen sein kann, wie z.B. die Erhöhung der Permittivität, eine Veränderung der Struktur, als Weichmacher, und lässt sich nicht zwangsläufig auf Ionenleitung zurückführen [Dis-92].

Zur Beschreibung der Ionenleitung wird ein aus Ionen bestehendes Kristallgitter betrachtet, in dessen Zentrum sich eine Leerstelle (Vakanz) befindet, die von Anionen und Kationen umgeben ist [Dis-92]. Bild 2-8 zeigt die Leerstelle im Kristallgitter, die durch einen roten Kreis gekennzeichnet ist. Findet ein Platzwechsel zwischen der Leerstelle und einem benachbarten Ion statt, so entsteht am ursprünglichen Gitterplatz des Ions eine neue Leerstelle, und die Leerstelle wandert. Aufgrund coulombscher Kräfte, die durch Wechselwirkungen mit benachbarten Anionen oder Kationen hervorgerufen werden, ist jedes Ion bzw. jede Leerstelle an seinen Gitterplatz gebunden [Dis-92]. Ein Platzwechsel kann nur erfolgen, wenn die Potentialbarriere zu einem benachbarten Gitterplatz durch thermische Anregung überwunden wird [Dis-92]. Die Beweglichkeit der Ionen ist somit durch die Möglichkeit bestimmt, die Potentialbarriere zum benachbarten Gitterplatz zu überwinden [Dis-92]. Die Überwindung der Potentialbarriere durch ein Ion kann durch ein eingepprägtes elektrisches Feld begünstigt werden. Es wird angenommen, dass sich die Gitterplätze im Abstand  $a$  voneinander befinden. Wird ein elektrisches Feld mit der Feldstärke  $E$  eingepragt, wird die Energie, die ein Ion aufweisen muss, um die Potentialbarriere zum nächsten Gitterplatz zu überwinden, in einer Richtung um  $0,5eEa$  reduziert. In der entgegengesetzten Richtung wird sie entsprechend erhöht [Dis-92]. Bei ausreichender thermischer Energie können sich Ionen bzw. Leerstellen unter Einwirkung eines elektrischen Feldes durch das Gitter bewegen.

Die Temperaturabhängigkeit der Ionenleitfähigkeit wird gemäß Gl. 2-10 beschrieben [Dis-92]:

$$\kappa(T) = \kappa_0 \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right) \quad \text{Gl. 2-10}$$

mit der Stoffkonstante  $\kappa_0$  und der Aktivierungsenergie  $E_a$ .

Ionen können einen Isolierstoffprüfling nicht durch die Elektrode verlassen. Daher führt die Bewegung von Ionen im Isolierstoff zur Ansammlung gegenpolarer Ladungen vor den Elektroden (*hetero-charges*) [Kao-04]. Ionen können vor der Elektrode durch gegenpolare, aus der Elektrode injizierte Ladungen neutralisiert werden [Tey-05].

Da Ströme in Isolierstoffen insbesondere bei niedrigen Feldstärken äußerst gering sind, ist es schwierig, auf die dominierende Ladungsträgerart zu schließen [Kao-04]. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass Ionenleitung einen großen Einfluss auf den Ladungstransport hat [Kao-04]. Ionenleitung dominiert vermutlich nur bei geringen Feldstärken von unter 0,1 kV/mm und tritt bei höheren Feldstärken in den Hintergrund [Bey-86][Dis-92].

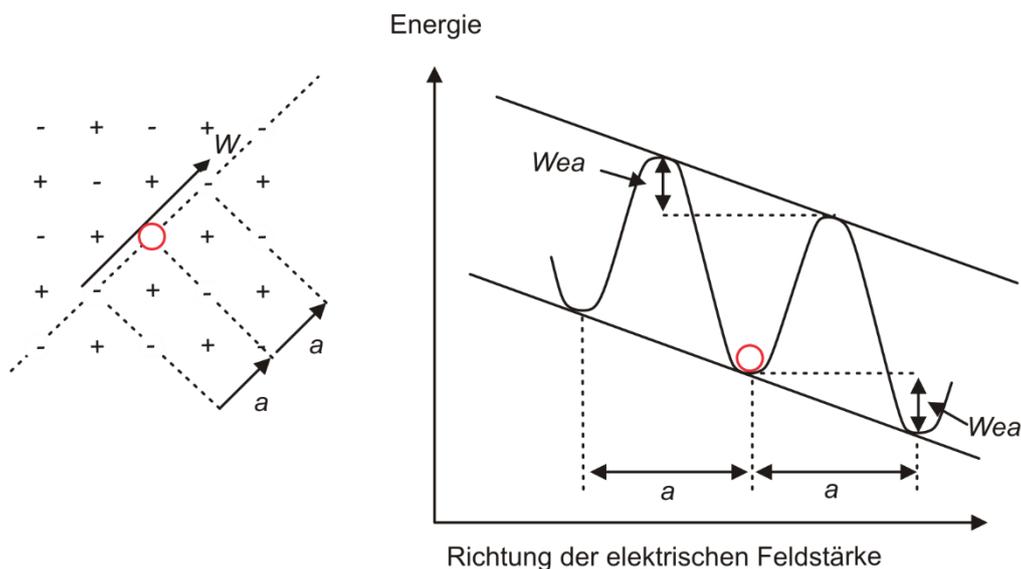


Bild 2-8: Beeinflussung der Potentialbarriere zwischen einer Leerstelle und einem benachbarten Ion im Abstand  $a$  zueinander durch die Einprägung eines elektrischen Feldes; nach [Dis-92]

#### 2.2.1.4 Poole-Frenkel-Mechanismus

Der Poole-Frenkel-Mechanismus beschreibt die Ladungsträgerbereitstellung aus Haftstellen im Isolierstoff unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes. Haftstellen in der Nähe des Leitungsbandes wirken als Donatoren, Haftstellen in der Nähe des Valenzbandes wirken als Akzeptoren [Dis-92].

Der Poole-Frenkel-Mechanismus setzt das Vorhandensein von Donatoren und Akzeptoren im Isolierstoff und einen großen Bandabstand voraus [Dis-92]. Ohne ein eingepprägtes elektrisches Feld ist nicht ausreichend Energie vorhanden, um Elektronen in das Leitungsband abzugeben bzw. aus dem Valenzband aufzunehmen. Es wird ein Isolierstoff angenommen, der nur Donatoren enthält. Da der Bandabstand

sehr groß ist, soll angenommen werden, dass sich im Leitungsband keine thermisch erzeugten Ladungsträger befinden, sondern alle Elektronen im Leitungsband aus Donatoren angeregt wurden. Die Dichte der Elektronen im Leitungsband  $n_c$  beträgt daher [Dis-92]:

$$n_c = n_{D,ges} - n_{D,besetzt} \quad \text{Gl. 2-11}$$

wobei  $n_{D,ges}$  die gesamte Dichte der Donatoren darstellt und  $n_{D,besetzt}$  die Dichte der Donatoren angibt, die noch kein Elektron an das Leitungsband abgegeben haben. Bevor ein Donator ein Elektron abgibt, ist er elektrisch neutral. Bei Abgabe eines Elektrons wirkt eine Coulomb'sche Kraft  $F(r)$  zwischen dem Elektron und dem ionisierten Donator, die vom Abstand  $r$  vom Donator abhängt (Gl. 2-12), wodurch eine potentielle Energie hervorgerufen wird (Gl. 2-13) (Bild 2-9/a) [Dis-92].

$$F(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2} \quad \text{Gl. 2-12}$$

$$V(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} \quad \text{Gl. 2-13}$$

Die potentielle Energie des Elektrons  $V(r)$  reduziert sich dabei aufgrund Gl. 2-13 zu (vgl. Bild 2-9):

$$V(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} - eEr \quad \text{Gl. 2-14}$$

Durch Ableitung von Gl. 2-14 (Gl. 2-15) kann der Abstand  $r_m$  von dem Donator gefunden werden, an dem die potentielle Energie ein Maximum aufweist. Dieser Abstand ist nach Gl. 2-16 umgekehrt proportional zur Wurzel der elektrischen Feldstärke. Der Maximalwert der Potentialbarriere, die ein Elektron überwinden muss, um von einem Donator in das Leitungsband angeregt zu werden, verändert sich um  $\Delta V_m$ . Die Potentialbarriere nimmt damit proportional zur Wurzel der elektrischen Feldstärke ab (Gl. 2-17). [Dis-92]

$$\frac{V(r)}{dr} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2} - eE = 0 \quad \text{Gl. 2-15}$$

$$r_m = \left( \frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r E} \right)^{1/2} \quad \text{Gl. 2-16}$$

$$\Delta V_m = -2 \left( \frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^{1/2} \quad \text{Gl. 2-17}$$

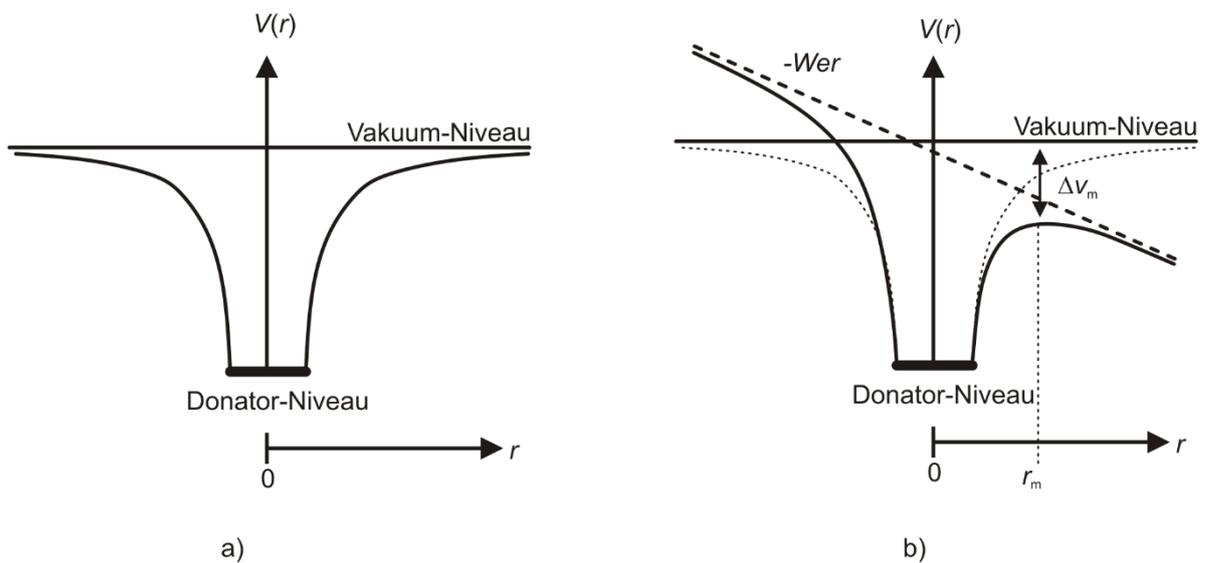


Bild 2-9: Potentielle Energie eines Elektrons in der Umgebung eines Donators; a) im Falle keines eingepprägten elektrischen Feldes, b) im Falle eines eingepprägten elektrischen Feldes; nach [Dis-92]

In einem thermodynamischen Gleichgewicht ist die Anzahl der Elektronen, die von einem Donator ins Leitungsband angeregt werden, gleich der Anzahl der Elektronen, die sich wieder an Donatoren anlagern. Unter dieser Annahme ergibt sich für die Elektronendichte im Leitungsband:

$$n_c = N_{\text{eff}}^{1/2} n_{\text{D,ges}}^{1/2} \exp\left(-\frac{\phi_{\text{eff}}}{2kT}\right) \quad \text{Gl. 2-18}$$

$$\text{Mit : } \phi_{\text{eff}} = W_d - \Delta V_m \quad \text{Gl. 2-19}$$

Mit:  $W_d$  Ionisierungsenergie des Donators

$\phi_{\text{eff}}$  effektive Ionisierungsenergie des Donators (reduzierte Potentialbarriere)

$N_{\text{eff}}$  effektive Dichte erlaubter Zustände im Leitungsband

Über den Zusammenhang  $\kappa = en_c\mu$  kann die spezifische elektrische Leitfähigkeit nach dem Poole-Frenkel-Mechanismus angegeben werden zu [Dis-92]:

$$\kappa = eN_{\text{eff}}^{1/2} n_{\text{D,ges}}^{1/2} \mu \exp\left(\frac{-E_d}{2kT}\right) \exp\left(\frac{e^{3/2}E^{1/2}}{(4\pi\epsilon_0\epsilon_r)^{1/2}kT}\right) \quad \text{Gl. 2-20}$$

Gemäß Gl. 2-20 steigt die spezifische elektrische Leitfähigkeit nach dem Poole-Frenkel-Mechanismus exponentiell mit der Wurzel der elektrischen Feldstärke.

Die Gültigkeit des Poole-Frenkel-Mechanismus zur Beschreibung des Ladungstransports in polymeren Isolierstoffen wird jedoch stark in Zweifel gezogen [Tey-05]. Es besteht Unklarheit über die Art und die Anzahl von geeigneten Donatoren im Isolierstoff. Außerdem wird erwartet, dass Elektronen bereits eine Anregung oder Abschwächung durch thermische Gitterschwingungen erfahren würden bevor, sie die Potentialbarriere erreichen würden [Tey-05]. Auch konnte meist keine gute Übereinstimmung gemessener Leitfähigkeiten mit dem Poole-Frenkel-Mechanismus beobachtet werden [Tey-05].

### 2.2.1.5 Raumladungsbegrenzte Stromdichte

Der Mechanismus der raumladungsbegrenzten Stromdichte beschreibt den Ladungstransport unter dem Einfluss eines Raumladungsfeldes. Das Raumladungsfeld wird dabei von injizierten Ladungsträgern erzeugt.

Der Mechanismus der raumladungsbegrenzten Stromdichte (SCLC) wurde bisher vor allem in dünnen Isolierstoffprüflingen (Folien) beobachtet [Chu-80]. Der Mechanismus der SCLC ist stark von der Dicke des Isolierstoffprüflings abhängig [Dis-92].

Es wird angenommen, dass die Ladungsträger gleichmäßig im Isolierstoffvolumen verteilt sind, weshalb keine Diffusionsvorgänge berücksichtigt werden müssen. Außerdem wird zunächst angenommen, dass keine Haftstellen im Isolierstoff

existieren, keine Ladungsträger thermisch erzeugt werden, gute Ladungsträgerinjektion durch ohmsche Kontakte erfolgt und nur Elektronen zum Stromfluss beitragen. Die Kathode befindet sich bei  $x = 0$ , die Anode bei  $x = d$  ( $d$ : Prüflingsdicke). Der Prüfling habe unendliche Abmessungen in alle Richtungen außer in  $x$ -Richtung [Dis-92]. Die Herleitung der raumladungsbegrenzten Stromdichte soll hier nur für Elektronen erfolgen.

Wird ein Isolierstoffprüfling zwischen zwei metallischen Elektroden mit einer elektrischen Feldstärke beaufschlagt, stellt sich im Werkstoff eine Stromdichte ein, bestehend aus Drift-, Diffusions- und Verschiebeanteil (Gl. 2-21). Dabei stellt  $D_e$  den Diffusionskoeffizienten,  $\mu_e$  die Ladungsträgerbeweglichkeit,  $e$  die Elementarladung und  $n_e$  die Elektronendichte im Isolierstoff dar [Dis-92].

$$J = en_e\mu_e E - eD_e \frac{dn_e}{dx} + \varepsilon_0\varepsilon_r \frac{dE}{dt} \quad \text{Gl. 2-21}$$

Wird der stationäre Zustand betrachtet, gilt  $dE/dt = 0$ , weshalb der letzte Term in Gl. 2-21 nicht berücksichtigt wird. Raumladungsakkumulation vor den Elektroden führt zur Diffusion von Ladungsträgern in Richtung abnehmender Ladungsträgerdichte. Die Annahme homogener Ladungsträgerverteilung führt zur Vernachlässigung des Diffusionsanteils in Gl. 2-21. Es gilt somit näherungsweise:

$$J = en_e\mu_e E \quad \text{Gl. 2-22}$$

Nach der Poisson-Gleichung (Gl. 2-23) kann Gl. 2-22 umgeformt werden, was zu Gl. 2-24 führt [Dis-92]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{n_e e}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad \text{Gl. 2-23}$$

$$J \approx \varepsilon_0\varepsilon_r\mu_e E \frac{dE}{dx} \quad \text{Gl. 2-24}$$

Durch Umformung und Integration kann aus Gl. 2-24 die Feldstärke ermittelt werden [Dis-92]:

$$E = \left( \frac{2J}{\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_e} (x + x_0) \right)^{1/2} \quad \text{Gl. 2-25}$$

$x_0$  stellt eine Integrationskonstante dar, die für  $x = 0$  wie folgt abgeschätzt werden kann: Die Dichte  $n_{e0}$  der bei  $x = 0$  aus dem Metall in den Isolierstoff injizierten Ladungsträger kann für geringe Feldstärken (kein Einfluss von Schottky- oder

Fowler-Nordheim-Mechanismus) gemäß Gl. 2-26 abgeschätzt werden. Dabei ist  $\chi$  die Elektronenaffinität des Isolierstoffes und  $\phi_m$  die Austrittsarbeit des Metalls [Dis-92].

$$n_{e0} = 2 \left( \frac{2\pi m^* \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{\chi - \phi_m}{kT} \right) \quad \text{Gl. 2-26}$$

Mit  $h$ : Plancksches Wirkungsquantum  
 $m^*$ : effektive Elektronenmasse  
 $k$ : Boltzmannkonstante

Aus Gl. 2-21 (erster Term) und Gl. 2-25 kann  $x_0$  berechnet werden zu:

$$x_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r J}{2n_{e0}^2 e^2 \mu_e} \quad \text{Gl. 2-27}$$

Um einen Zusammenhang zwischen Stromdichte und Spannung angeben zu können, wird Gl. 2-25 über die Prüflingsdicke integriert [Dis-92]:

$$\begin{aligned} U &= \int_0^d E dx = \int_0^d \left( \frac{2J}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_e} (x + x_0) \right)^{1/2} dx \\ &= \frac{2}{3} \left( \frac{2J}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_e} \right)^{1/2} \left( (d + x_0)^{3/2} - x_0^{3/2} \right) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2-28}$$

Unter der Annahme  $x_0 \ll d$  kann die Stromdichte in Abhängigkeit der Spannung nach Gl. 2-29 angegeben werden. Die Stromdichte verändert sich mit dem Quadrat der Spannung [Dis-92].

$$J = \frac{9\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_e U^2}{8d^3} \quad \text{Gl. 2-29}$$

Die Ladungsträgerdichte im Isolierstoff setzt sich aus  $n_{e0}$  und  $n_{ei}$  zusammen, wobei  $n_{ei}$  die injizierte Ladungsträgerdichte bei höheren Feldstärken beschreibt. Die Stromdichte im Isolierstoff kann damit durch zwei Komponenten beschrieben werden, durch ohmsche Leitung auf Grundlage der im Isolierstoff vorhandenen Elektronendichte  $n_e$  und durch die Leitung, die auf den Mechanismus der SCLC auf Grundlage der von der Elektrode in den Isolierstoff injizierten Elektronendichte  $n_{e0}$  bzw.  $n_{ei}$  zurückzuführen ist (Gl. 2-30) [Dis-92].

$$J = \underbrace{n_{e0} e \mu_e \frac{U}{d}}_{\text{ohmsch}} + \underbrace{\frac{9 \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_e U^2}{8 d^3}}_{\text{SCLC}} \quad \text{Gl. 2-30}$$

Werden bei hohen Feldstärken viele Ladungsträger aus den Elektroden in den Isolierstoff injiziert ( $n_{eI} \gg n_{e0}$ ), überwiegt die Stromdichte aufgrund des SCLC. Der Übergang erfolgt bei der Spannung  $U_I$  [Dis-92]:

$$U_I = \frac{8 e n_{e0} d^2}{9 \varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad \text{Gl. 2-31}$$

Ladungsträger, die in Haftstellen gebunden werden, stehen nicht für den Leitungsprozess zur Verfügung, weshalb Gl. 2-29 und Gl. 2-31 um den Faktor  $\theta = n_c/n_t$  erweitert werden müssen [Dis-92]:

$$J = \theta \frac{9 \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_e U^2}{8 d^3} \quad \text{Gl. 2-32}$$

$$U_I = \frac{1}{\theta} \frac{8 e n_{e0} d^2}{9 \varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad \text{Gl. 2-33}$$

mit:  $n_c$  Dichte der zur Leitung zur Verfügung stehenden Ladungsträger  
 $n_t$  Dichte der in Haftstellen gebundenen Ladungsträger

Das Verhältnis  $\theta = n_c/n_t$  ist klein und beträgt ca.  $10^{-6}$  bis  $10^{-10}$  [Dis-92].

Eine Erhöhung der Spannung über  $U_I$  führt zur weiteren Besetzung von Haftstellen, bis bei einer Spannung  $U_{II}$  alle Haftstellen besetzt sind. Gl. 2-34 gibt die Spannung  $U_{II}$  an, wobei  $N_t$  die Dichte der Haftstellen beschreibt.

$$U_{II} = \frac{e N_t d^2}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad \text{Gl. 2-34}$$

Für den theoretischen Fall von Haftstellen eines einzigen Energieniveaus steigt die Stromdichte bei der Spannung  $U_{II}$  sprunghaft an. Eine weitere Spannungssteigerung über  $U_{II}$  führt zu einem quadratischen Anstieg der Stromdichte über der Spannung.

Nach der Theorie der SCLC können vier Bereiche unterschieden werden [Dis-92]:

- Bereich 1: Ohmsche Leitung durch thermisch erzeugte Ladungsträger (Steigung = 1)
- Bereich 2: Haftstellenlimitierte raumladungsbegrenzte Leitung (Steigung = 2)
- Bereich 3: Alle Haftstellen sind gefüllt (Steigung =  $\infty$ )
- Bereich 4: Haftstellenfreie raumladungsbegrenzte Leitung (Steigung = 2)

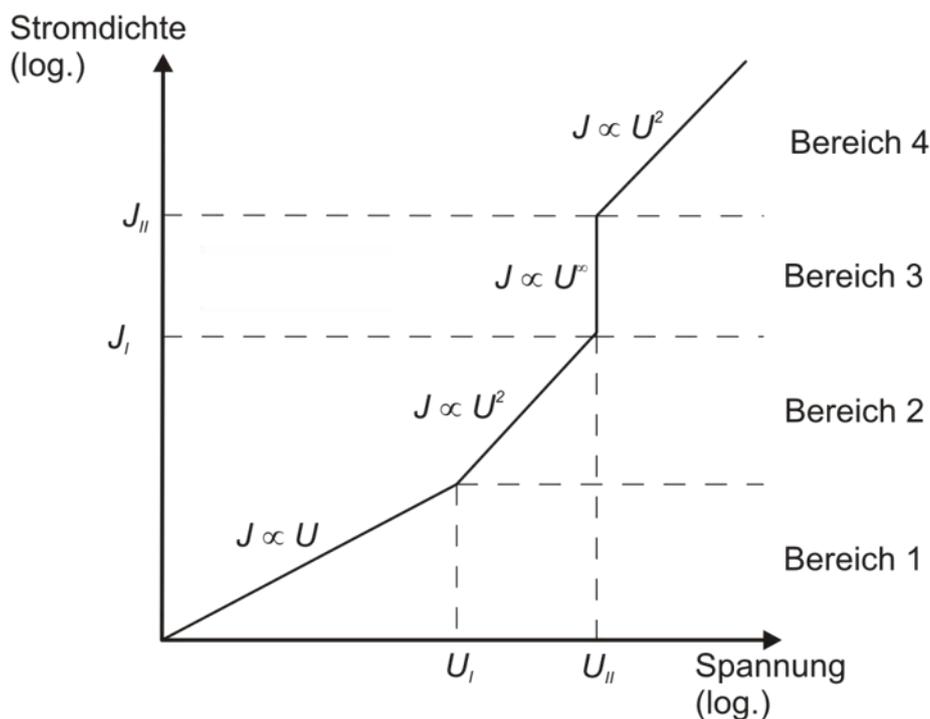


Bild 2-10: Prinzipieller Verlauf der Stromdichte in Abhängigkeit der Prüfspannung nach der Theorie der Raumladungsbegrenzten Stromdichte; nach [Dis-92].

### 2.2.1.6 Hopping-Leitung

Ein Elektron kann sich durch einen Isolierstoff bewegen, indem es sich von einer flachen Haftstelle zur nächsten bewegt, wofür die Überwindung der Potentialbarriere erforderlich ist [Kao-04]. Die Bewegung eines Elektrons von einer Haftstelle in die nächste kann durch thermische Anregung über die Potentialbarriere, Durchtunneln der Potentialbarriere oder eine Kombination aus beiden Prozessen erfolgen [Dis-92]. Wahrscheinlich tritt eine Kombination aus beiden Mechanismen auf, also der thermischen Anregung eines Elektrons auf ein bestimmtes Energieniveau, das dem Energieniveau der benachbarten Haftstelle entspricht, und anschließendem Tunneln durch die Potentialbarriere [Dis-92] (Bild 2-11).

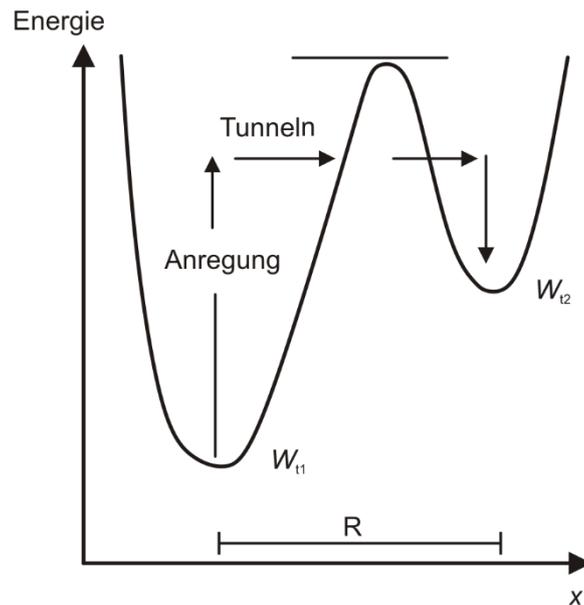


Bild 2-11: Schematische Darstellung der Hopping-Leitung in einem Polymer zwischen flachen Haftstellen mit den Energieniveaus  $W_{11}$  und  $W_{12}$ ; nach [Lew-02]

Die Wahrscheinlichkeit des Ladungsträgertransports nach diesem Mechanismus ist die gemeinsame Wahrscheinlichkeit beider Prozesse. Diese ist durch das Produkt der Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf das Energieniveau einer benachbarten Haftstelle thermisch angeregt wird  $P_{\text{therm}}$  (Gl. 2-35), und der Tunnelwahrscheinlichkeit  $P_{\text{tun}}$  (Gl. 2-36) gegeben [Dis-92].

$$P_{\text{therm}} \sim \exp\left(-\frac{\Delta W(R)}{kT}\right) \quad \text{Gl. 2-35}$$

$$P_{\text{tun}} \sim \exp(-2\alpha R) \quad \text{Gl. 2-36}$$

Dabei beschreibt  $\Delta W$  die Energiedifferenz zwischen den beiden Haftstellen in einer Entfernung von  $R$ . Der Faktor  $\alpha$  berücksichtigt den Abfall der Wellenfunktion mit dem Abstand. Die Beweglichkeit aufgrund des Hopping-Mechanismus kann durch Gl. 2-37 beschrieben werden [Sea-82] [Bla-01].

$$\mu \sim \exp(-2\alpha R) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W(R)}{kT}\right) \quad \text{Gl. 2-37}$$

In Werkstoffen mit sehr hoher Dichte an flachen Haftstellen nimmt die Tunnelwahrscheinlichkeit  $P_{\text{tun}}$  Werte nahe Eins an, so dass die Ladungsträgerbeweglichkeit insbesondere durch die Temperatur  $T$  und die Energiedifferenz zwischen den beiden Haftstellen  $\Delta W$  bestimmt wird [Bla-01].

Aufgrund der ungeordneten chemischen und morphologischen Struktur polymerer Isolierstoffe bestehen dort Haftstellen unterschiedlicher Tiefe und mit variierendem Abstand zueinander. Aufgrund der Gitterschwingungen ist der Abstand zwischen zwei Haftstellen  $R$  und damit die Tunnelwahrscheinlichkeit zeitabhängig. Somit ist die Ladungsträgerbeweglichkeit im Isolierstoff orts- und zeitabhängig [Sch-75] [Pfi-77] [Sea-82].

Die Ladungsträgerbeweglichkeit gemäß Gl. 2-37 weist keine Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke auf. Wird ein elektrisches Feld eingeprägt, kommt es zu einer Veränderung der Potentialbarriere zwischen zwei Haftstellen. Die Potentialbarriere wird in einer Richtung um  $eER$  verringert, was die Ladungsträgerbewegung erleichtert. Die Potentialbarriere in der entgegengesetzten Richtung wird um  $eER$  erhöht, was die Ladungsträgerbewegung erschwert. Die Ladungsträgerbeweglichkeit unter Einwirkung eines elektrischen Feldes folgt somit dem Verlauf nach Gl. 2-38 [Hil-71] [Mot-79], wobei  $\Delta W(R)$  die Energiedifferenz zwischen den beiden Haftstellen in einer Entfernung von  $R$  beschreibt und  $E$  die elektrische Feldstärke.

$$\mu \sim R^2 \cdot \exp(-2\alpha R) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W(R)}{kT}\right) \exp\left[\left(\frac{eER}{2kT}\right) - \left(\frac{-eER}{2kT}\right)\right]$$

Gl. 2-38

$$= 2R^2 \cdot \exp(-2\alpha R) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W(R)}{kT}\right) \sinh\left(\frac{eER}{2kT}\right)$$

Die feldstärkeabhängige Ladungsträgerbeweglichkeit gemäß Gl. 2-38 wird in einigen Fällen zur Beschreibung des Ladungstransports in polymeren Isolierstoffen verwendet (z.B. [Mon-11]). Der Ladungsträgertransport aufgrund des Hopping-Mechanismus kann jedoch meist auch erfolgreich durch eine konstante effektive Mobilität berücksichtigt werden [Lew-76] [Bla-01] [Lau-13].

### 2.2.1.7 Ladungstransport durch Ladungspakete

Es wurde beobachtet, dass sich Ladungsträger paketförmig durch einen Isolierstoff bewegen können und dabei ihre Impulsform nicht verändern [Fab-09a]. Dieser Vorgang wird in der Literatur meist als Ladungspaket, manchmal auch als Ladungsimpuls bezeichnet. Es wird zwischen langsamen Ladungspaketen (*slow packets*), mit einer relativ geringen Beweglichkeit von ca.  $10^{-14}$  m<sup>2</sup>/Vs [Fab-09a] bis  $1,5 \cdot 10^{-16}$  m<sup>2</sup>/Vs [Dis-07b], und schnellen Ladungspaketen, mit einer deutlich höheren Beweglichkeit von ca.  $10^{-11}$  m<sup>2</sup>/Vs bis  $10^{-10}$  m<sup>2</sup>/Vs (in XLPE) [Fab-09a] unterschieden.

### *Langsame Ladungspakete*

Langsame Ladungspakete sind seit relativ langer Zeit in Polyethylen bekannt (z.B. [Hoz-94]) und wurden mit verschiedenen Methoden der Raumladungsmessung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen [See-01] [Mat-05] [Hoz-98] und Kabelprüflingen beobachtet [Hoz-94] [Hoz-98]. Impulsförmige Überlagerungen des gemessenen Stromes konnten den Ladungspaketen zugeordnet werden [Kon-96] [Kan-97] [Ali-98]. Langsame Ladungspakete werden üblicherweise bei hohen elektrischen Feldstärken beobachtet, wobei die Einsatzfeldstärke von der Temperatur [Kon-96] und dem mechanischen Anpressdruck abhängt [Fab-09a]. Die Einsatzfeldstärke kann durch Verunreinigungen reduziert werden [Fab-09a]. In LDPE wurde beobachtet, dass Antioxidantien im Isolierstoff Einfluss auf die Entstehung von Ladungspaketen haben [Kon-96]. Häufig wird davon ausgegangen, dass Ladungspakete von den Elektroden injiziert werden [Hoz-94] [Kan-99] [Jon-05] [Mat-05] und paketförmig in den Isolierstoff wandern. Dabei dringen sie teilweise zur entgegengesetzten Elektrode vor [Hoz-94], es wurde aber auch beobachtet, dass die Bewegung des Ladungspaketes im Isolierstoffprüfling zum Erliegen kommt [Mat-05]. Die Eindringtiefe des Ladungspaketes verhielt sich dabei umgekehrt proportional zur elektrischen Feldstärke [Mat-05]. So erreichten die Ladungspakete bei Feldstärken von ca. 100 kV/mm die Gegenelektrode, bei höheren Feldstärken von bis zu 400 kV/mm durchquerten die Ladungspakete nur etwa den halben Isolierstoffprüfling [Mat-05]. Bei einer Feldstärke von 50 kV/mm wurde kein Ladungspaket festgestellt [Mat-05]. Es wurde beobachtet, dass langsame Ladungspakete zum Durchschlag von Isolierstoffprüflingen führen können [Mat-05].

Theorien zur Erklärung der langsamen Ladungspakete basieren insbesondere auf der Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff [Hoz-94] [Kan-99] [Jon-05] oder der Ionisation von Verunreinigungen im Bereich der Elektrode unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes, gefolgt von Ladungstrennung und Bewegung zu den Elektroden [Hoz-98]. Auch Haftstellen beeinflussen die Ausbreitung von Ladungspaketen [Mat-05] [Dis-07b]. Die Ausbildung und Beibehaltung der Paketform während der Bewegung durch den Isolierstoff wird durch unterschiedliche Theorien erklärt (z.B. [Hoz-94] [Hoz-98] [Kan-99] [Mat-05]), konnte jedoch noch nicht abschließend geklärt werden [Zha-12].

### *Schnelle Ladungspakete*

Es wurde beobachtet, dass die akkumulierten hetero-charges, von denen angenommen wird, dass sie aus der entgegengesetzten Elektrode injiziert und durch schnelle Ladungsimpulse durch den Isolierstoff transportiert werden, stufenförmig und nicht linear ansteigten [Fab-09a]. Dies lässt einen diskontinuierlichen Ladungstransport von

pulsförmigen Ladungspaketen vermuten [Mon-13]. Die stufenförmige Ladungsansammlung konnte mit Maxima im gemessenen Strom korreliert werden [Mon-13]. Die Ladungsmenge in den aufeinanderfolgenden Ladungspaketen ist nahezu konstant und hängt von der Temperatur und der elektrischen Feldstärke ab [Mon-11]. In XLPE wurde die Ladungsmenge in den Ladungspaketen zu  $3 \cdot 10^{-9}$  C bestimmt, in nanoskalig gefülltem Epoxidharz war sie geringer und betrug ca.  $3 \cdot 10^{-10}$  C bis  $6 \cdot 10^{-10}$  C [Mon-11]. Dabei ist die Ladungsmenge in positiven Ladungspaketen etwa doppelt so hoch wie in negativen Ladungspaketen [Mon-11]. Die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von schnellen Ladungspaketen lässt sich durch das Van't Hoffsche Gesetz beschreiben, was auf eine thermische Aktivierung des Prozesses hindeutet [Mon-11]. Schnelle Ladungspakete wurden in [Fab-09a] in Polyethylen beobachtet, in [Fab-09b] wurden schnelle Ladungsimpulse auch in nanoskalig gefülltem Epoxidharzformstoff beobachtet. Das Auftreten schneller Ladungspakete wird durch den mechanischen Anpressdruck [Fab-09b] und die Festigkeit des Materials [Mon-12] beeinflusst. Schnelle Ladungspakete treten bei deutlich niedrigeren Feldstärken auf als langsame Ladungspakete [Mon-13].

Der Transport der Wellenpakete durch den Isolierstoff kann nicht durch klassische Transportmechanismen, wie z.B. Hopping-Leitung, erklärt werden [Fab-09b]. Es wird vermutet, dass sich schnelle Ladungspakete als Wellenpakete (Soliton) durch ein Material bewegen und damit ihre Form nicht verändern [Fab-09b]. Eine bestimmte Ladungsmenge ist erforderlich, um ein Wellenpaket zu bilden [Fab-09b]. Ein elektrisches Feld erzeugt einen elektromechanischen Druck in einem Polymer. Da das elektrische Feld im Bereich der Elektrode und dem Isolierstoff meist am höchsten ist (z.B. aufgrund einer elektrischen Doppelschicht [Dis-11]), ist der elektromechanische Druck dort am höchsten [Lew-93] [Fab-09b] [Dis-11]. Dies ermöglicht das Tunneln von Ladungsträgern in elektrodennahe Zustände im Isolierstoff [Dis-11]. Wird eine kritische Ladungsmenge  $\Delta Q$  auf diese Weise in den Isolierstoff injiziert, fällt die Feldstärke vor der Elektrode und somit der elektromechanische Druck soweit ab, dass es zu einer Verschiebung der Polymerketten kommt und somit zu einer Vergrößerung des Abstands der Polymerketten von der Elektrode. Damit vergrößert sich der erforderliche Tunnelabstand und der Injektionsstrom nimmt ab [Fab-09b] [Dis-11]. Die Ladungsmenge  $\Delta Q$  bewegt sich mit der Bewegung der Polymerketten weiter in den Isolierstoff [Dis-11]. An der Front dieser Bewegung nimmt die elektrische Feldstärke zu, und es entsteht ein neues Gebiet hohen elektromechanischen Druckes, was die Tunnelbewegung der Ladungsmenge  $\Delta Q$  zur nächstgelegenen Polymerkette ermöglicht [Dis-11] [Mon-11]. Somit bewegt sich die Ladung  $\Delta Q$  als Paket durch den polymeren Isolierstoff und wird in ihrer Form nicht verändert [Mon-11]. Dieser Prozess wiederholt sich, sobald vor der Elektrode wieder die Ladungsmenge  $\Delta Q$

vorhanden ist [Fab-09b]. Der Prozess, der die kritische Ladungsmenge  $\Delta Q$  bereitstellt (z.B. Schottky-Injektion [Dis-11]), bestimmt somit die Wiederholffrequenz der schnellen Ladungspakete. Er ist von der Temperatur, der elektrischen Feldstärke und der für Injektion zu überwindenden Potentialbarriere zwischen Isolierstoff und Elektrode abhängig [Fab-09b].

### 2.2.2 Ladungsträgerinjektion

Elektronen können nicht ungehindert aus einer Metalloberfläche austreten. Die erforderliche Arbeit, um ein Elektron aus dem Metall zu lösen, wird als Austrittsarbeit bezeichnet. Sie ist als die Differenz der potentiellen Energie des Elektrons zwischen dem Fermi- und dem Vakuum-Niveau definiert. Das Fermi-niveau stellt die Lage des Energieniveaus dar, dessen Besetzungswahrscheinlichkeit 0,5 beträgt [Nem-03].

Werden zwei Materialien mit unterschiedlichen Fermi-niveaus in Kontakt gebracht, kommt es zum Austausch freier Ladungsträger, bis die Fermi-niveaus ausgeglichen sind. Es bildet sich eine elektrische Doppelschicht, deren elektrisches Feld den weiteren Austausch von Ladungsträgern behindert [Kao-04]. Um einem Elektron den Übergang über diese Barriere zu ermöglichen, muss es eine bestimmte potentielle Energie aufweisen. Die Barriere wird entsprechend als Potentialbarriere (z.B. [Chr-07], [Dis-92], [Kao-04], [Nem-03], [Tey-05]) oder Energiebarriere (z.B. [Lew-76], [Low-80], [Ses-87]) bezeichnet. In englischsprachiger Literatur findet sich auch der Begriff *potential energy barrier*. Im Rahmen dieser Arbeit soll der Begriff „Potentialbarriere“ verwendet werden.

Ladungsträgerinjektion aus Metallen wurde ursprünglich für einen Übergang zwischen Metall und Vakuum entwickelt. In diesem Fall entspricht die Höhe der Potentialbarriere der Austrittsarbeit des Metalls  $\phi_m$  [Dis-92]. An einem Übergang zwischen einem Metall und einem Polymer sind die Höhe und die Form der Potentialbarriere jedoch verändert. Die Höhe der Potentialbarriere zwischen einem Metall und einem Polymer (Formelzeichen  $\Phi$ ) hängt von den Austrittsarbeiten des Metalls und des Polymers, aber auch von lokalen Beschaffenheiten des Kontakts ab [Dis-92]. Experimentell bestimmte Werte der Potentialbarriere zwischen einem Metall und einem Polymer liegen etwa bei 1 eV und weichen damit stark von der theoretisch erwarteten Größenordnung von etwa 4 eV ab [Tey-05].

### 2.2.2.1 Ladungsträgerinjektion in ein Polymer aufgrund von Oberflächenzuständen

Wird eine metallische Elektrode mit einem polymeren Isolierstoff in Kontakt gebracht, kommt es auch ohne die Einprägung eines elektrischen Feldes zum Austausch von elektrischen Ladungen [Dav-69] [Lew-84]. Die in den Isolierstoff injizierte Ladung ist in diesem Fall gering; Auf die Fläche bezogen beträgt sie wahrscheinlich weniger als  $10^{-6} \text{ C/m}^2$  [Lew-84]. Unter Annahme eines idealen Kontaktes wird die ausgetauschte Ladungsmenge von den Austrittsarbeiten der Materialien bestimmt. Davis brachte verschiedene Polymere mit metallischen Elektroden in Kontakt und bestimmte die ausgetauschte Ladung, nachdem die metallische Elektrode wieder entfernt worden war. Er fand so einen linearen Zusammenhang (Gl. 2-39) zwischen der Differenz der Austrittsarbeiten und der messbaren Oberflächenladungsdichte  $\sigma$  auf den Isolierstoffen [Dav-69]. Er führte die gemessene Ladung auf Elektronen zurück.

$$\sigma = \frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{x_s \cdot e} \cdot (\phi_m - \phi_p) \quad \text{Gl. 2-39}$$

In Gl. 2-39 ist  $\varepsilon_r$  die relative Permittivität,  $\phi_m$  die Austrittsarbeit des Metalls in eV,  $\phi_p$  die Austrittsarbeit des Polymers in eV und  $x_s$  die maximale Dicke der Oberflächenschicht, in welche Elektronen injiziert werden. In verschiedenen Untersuchungen wurden jedoch Abweichungen vom prinzipiellen Zusammenhang gemäß Gl. 2-39 gefunden [Nem-03]. So zeigte sich zum Beispiel, dass die Potentialbarriere zwischen PET und einer metallischen Elektrode unabhängig von der Austrittsarbeit des Metalls ist [Miz-06] [Tal-13]. Die Abweichungen vom prinzipiellen Verlauf werden auf den Einfluss von besetzbaren Zuständen an der Isolierstoffoberfläche, sog. Oberflächenzuständen (engl. *surface states*) zurückgeführt. Die Existenz von Oberflächenzuständen wurde zuerst an einem Kontakt zwischen Metall und einem Halbleiter vorgeschlagen [Bar-47] und durch Shockley auf Halbleitern experimentell nachgewiesen [Sho-48]. Die Existenz von Oberflächenzuständen in polymeren Isolierstoffen wurde zuerst von Mizutani angegeben [Miz-06].

Wird ein externes elektrisches Feld eingepreßt, wird der Ladungsaustausch deutlich verstärkt ( $\sim 10^{-4} \text{ C/m}^2$ ). Es wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Ladungsmenge im Prüfling und der eingepreßten Spannung gefunden [Lab-91]. Wird die Spannung konstant gehalten, steigt die Ladungsmenge im Prüfling mit der Zeit an, bis sie in Sättigung geht [Lab-91]. Das Erreichen des Sättigungszustandes kann Minuten oder Stunden in Anspruch nehmen [Lew-84].

Diese Vorgänge werden auf die Besetzung von Oberflächenzuständen durch Ladungsträger aus der Elektrode zurückgeführt. Die Oberflächenzustände können leicht von Ladungsträgern aus der Elektrode besetzt werden [Miz-76]. Bild 2-12a zeigt eine vereinfachte Darstellung der Energiebänder eines Metalls und eines Polymers, bevor sie in Kontakt gebracht werden. Das Metall ist dabei durch seine Austrittsarbeit  $\phi_m$  charakterisiert. Das Polymer ist nicht nur durch seine Elektronenaffinität  $\chi$  und den Bandabstand  $W_g$  charakterisiert, es müssen auch die besetzbaren Zustände an der Isolierstoffoberfläche berücksichtigt werden [Lew-76]. Werden Metall und Polymer in Kontakt gebracht (Bild 2-12b), kommt es zu einem Elektronentransfer, dessen Richtung vom Verhältnis der Energiezustände abhängt. Die ausgetauschte Ladung verursacht eine Potentialdifferenz und eine Verbiegung der Energiebänder, bis die Fermi-niveaus ausgeglichen sind [Lew-76]. Die Potentialbarriere zwischen der Elektrode und dem Isolierstoff wird somit durch Oberflächenzustände beeinflusst. In Bild 2-12 sind neben den Oberflächenzuständen auch Volumenzustände (d.h. Haftstellen; vgl. Abschnitt 2.2.1.1) eingezeichnet.

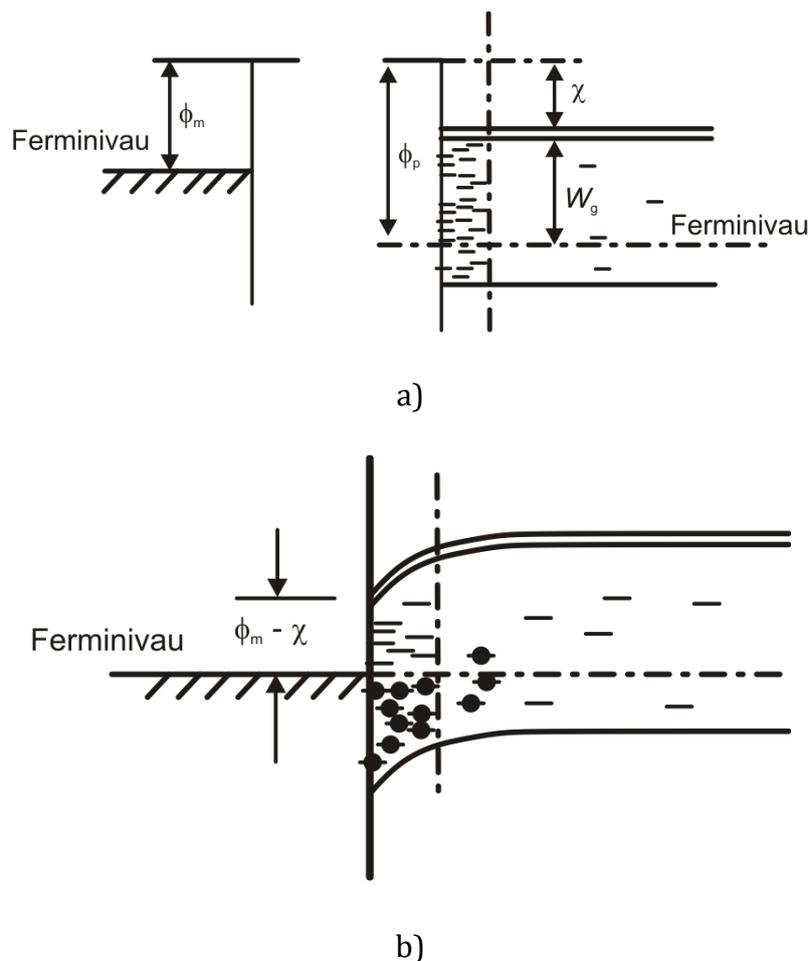


Bild 2-12: Energieniveaus und Haftstellen im Kontaktbereich zwischen Elektrode und Isolierstoff nach [Lew-76] a) vor dem Kontakt, b) nach dem Kontakt (mit Bandverbiegung)

Die Oberflächenzustände weisen andere Energieniveaus auf als Zustände im Isolierstoffvolumen [Lew-86], [Lab-91]. Oberflächenzustände werden z.B. durch Enden von Molekülketten, Unreinheiten oder Oxidschichten gebildet [Lew-90]. Da Unreinheiten ungleichmäßig über der Oberfläche verteilt sein können, besteht vermutlich auch keine homogene Verteilung der Oberflächenzustände entlang der Oberfläche [Lew-90]. Die Ausbildung von Oberflächenzuständen ist auch abhängig von der Beschaffenheit des Kontakts zwischen Elektrode und Isolierstoff [Hor-03]. So werden unter Verwendung einer massiven, aufgesetzten Aluminiumelektrode deutlich mehr Ladungen in den Isolierstoff injiziert als unter Verwendung einer aufgedampften Aluminiumelektrode [Hor-03]. Dies wird darauf zurückgeführt, dass im Falle der massiven Aluminiumelektrode Oberflächenzustände aufgrund von H<sub>2</sub>O- und O<sub>2</sub>-Filmen auf der Isolierstoffoberfläche bestehen [Hor-03]. Die Dichte an Oberflächenzuständen wird in der Literatur zu 10<sup>14</sup> cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> (PET) [Miz-76] oder zu 4·10<sup>15</sup> m<sup>-2</sup> (HDPE) [Ber-85] angegeben. Die räumliche Ausdehnung der Oberflächenzustände liegt in Halbleitern im Bereich von Nanometern [Bal-01], in polymeren Isolierstoffen im Bereich von Mikrometern [Yan-07].

Die Besetzung von Oberflächenzuständen endet mit dem Erreichen eines Gleichgewichtszustandes, wenn das von Ladungen in den Oberflächenzuständen erzeugte Gegenfeld groß genug ist, um den Elektronentransfer in weitere leere Oberflächenzustände zu behindern [Lew-76], [Lew-84]. Somit steigt die Ladungsmenge in den Oberflächenzuständen mit der Feldstärke an. Mit ansteigender Feldstärke werden auch energetisch tiefere Oberflächenzuständen mit Ladungsträgern besetzt [Lew-86].

Haben sich Ladungsträger aus den Oberflächenzuständen in den Isolierstoff bewegt, werden die Oberflächenzustände nachbesetzt [Lew-84]. Die Einprägung eines elektrischen Feldes begünstigt die Bewegung der Ladungsträger aus den Oberflächenzuständen in Haftstellen im Isolierstoff, wodurch das Erreichen des Gleichgewichtszustandes längere Zeit in Anspruch nimmt [Lew-84]. Die Oberflächenzustände können somit als Sprungbrett für Ladungsträger aus der Elektrode in den Isolierstoff aufgefasst werden [Thi-96] [Miz-86] [Tal-13]. Auch die Vorstellung von Oberflächenzuständen als Haftstellen ist bekannt [Kao-81]. Gemäß [Miz-76], [Low-80] und [Lew-86] ist die Vorstellung der Oberflächenzustände als Ersatzkapazität  $C_{ss}$  mit einer bestimmten Ladecharakteristik sinnvoll. Die Ladung in dem mit Oberflächenladungen besetzten Kontaktbereich eines Isolierstoffes  $Q_{ss}$  (Einheit C) lässt sich somit beschreiben als [Miz-76], [Low-80]:

$$Q_{ss} = C_{ss} \cdot \Delta U \quad \text{Gl. 2-40}$$

Wobei  $\Delta U$  die elektrische Spannung über den Kontaktbereich ist. Diese hängt von der Kontaktspannung aufgrund der unterschiedlichen Materialien und der extern eingprägten Spannung ab.

Ohne eingprägtes elektrisches Feld, d.h. ohne äußere Spannung, wird die Potentialbarriere zwischen dem Metall und dem Isolierstoff insbesondere durch drei Mechanismen beeinflusst [Lew-76]. Diese Mechanismen sind in der schematischen Darstellung in Bild 2-13a gezeigt, wo sie als  $V_i$ ,  $V_s$  und  $V_b$  bezeichnet werden. Zum Ausgleich der Fermi-niveaus zwischen Elektrode und Isolierstoff kommt es zum Austausch von Elektronen. Bewegt sich ein Elektron aus der Elektrode in den Isolierstoff, kommt es zur elektrostatischen Anziehung zwischen dem Elektron und der Elektrode, da die Elektrode nun als positiv geladen angenommen werden kann. Die Anziehung ist abhängig vom Abstand zwischen Elektron und Elektrode. Es kommt somit zu einer ortsabhängigen Veränderung der Potentialbarriere [Dis-92]. Dies wird häufig als Einfluss der Spiegelladung (*image charge*) bezeichnet und ist in Bild 2-13a als  $V_i$  eingetragen. Außerdem wird die Potentialbarriere von Ladungsträgern in Oberflächenzuständen beeinflusst ( $V_s$  in Bild 2-13a) und von Ladungsträgern, die sich oberflächennah im Isolierstoff befinden (sowohl in Haftstellen gebunden, als auch frei) ( $V_b$  in Bild 2-13a) [Lew-76]. Wobei  $V_s$  und  $V_b$  von der elektrischen Feldstärke abhängen [Lew-76]. Wird zusätzlich ein elektrisches Feld eingpräg, kommt es zu einer Verringerung der Potentialbarriere, wie in Bild 2-13b dargestellt [Lew-76] [Dis-92]. Die Potentialbarriere weist in diesem Fall ein Maximum bei  $x_m$  auf. Ist die elektrische Feldstärke sehr hoch, liegt  $x_m$  sehr nahe an der Elektrode. Deshalb können Ladungsträger die Potentialbarriere durchtunneln [Lew-76], was durch den Fowler-Nordheim-Mechanismus beschrieben wird. Ist die elektrische Feldstärke nicht so hoch, ist es am wahrscheinlichsten, dass Ladungsträger die Potentialbarriere durch Thermoionisation überwinden [Lew-76]. Dieser Vorgang wird durch den Schottky-Mechanismus beschrieben.

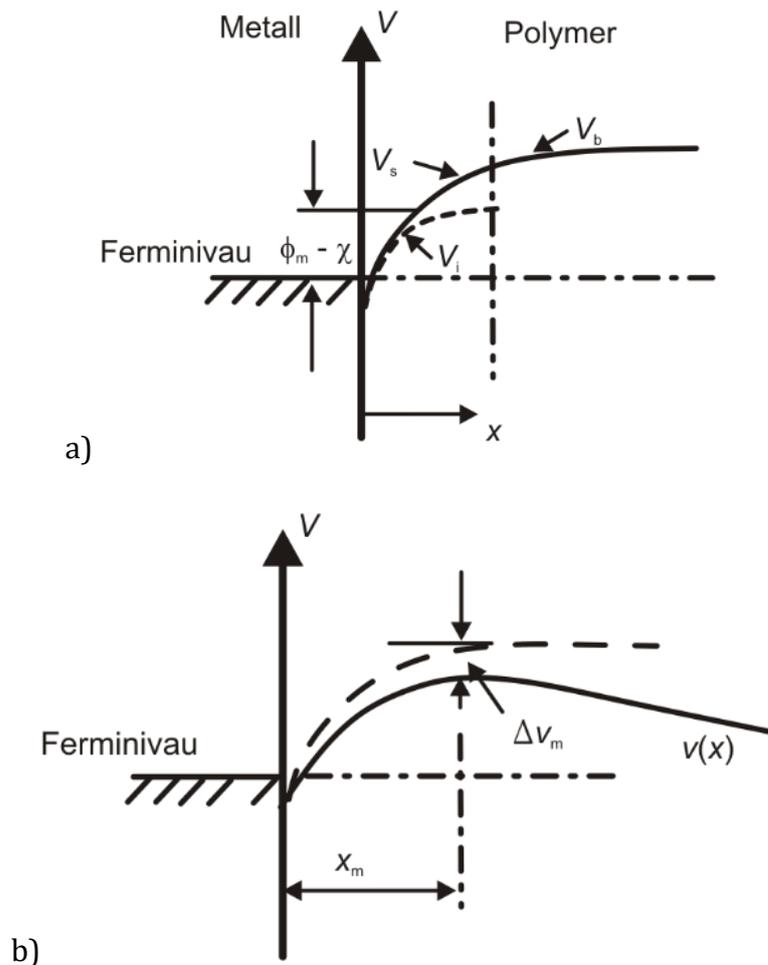


Bild 2-13: Potentialbarriere am Kontaktbereich zwischen Elektrode und Polymer nach [Lew-76], a) ohne eingprägtes elektrisches Feld, b) mit eingprägtem elektrischem Feld

### 2.2.2.2 Ladungsträgerinjektion aufgrund des Schottky-Mechanismus

Der Schottky-Mechanismus beschreibt einen thermisch stimulierten Ionisierungsprozess an der Grenzfläche zwischen der Elektrode und dem Polymer. Er besagt, dass die Potentialbarriere zwischen Elektrode und Polymer unter der Wirkung eines elektrischen Feldes verändert wird, was die Injektion von Ladungsträgern aus der Elektrode in den Isolierstoff ermöglicht. Wie erläutert, wird die Potentialbarriere vom Einfluss von Spiegelladungen, von Oberflächenzuständen, von Ladungsträgern in Haftstellen und von einem eingprägtem elektrischen Feld beeinflusst [Lew-76], [Dis-07a]. Zur Herleitung des Schottky-Mechanismus soll hier der Einfluss von Oberflächenzuständen und von Ladungsträgern in Haftstellen auf die Potentialbarriere vernachlässigt werden.

Die potentielle Energie eines Elektrons im Abstand  $x$  von der metallischen Elektrode beträgt [Dis-92]:

$$V(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x} \quad \text{Gl. 2-41}$$

An der Kontaktstelle zwischen Isolierstoff und Metallelektrode ist die potentielle Energie gleich der Austrittsarbeit  $\phi_m$  des Metalls. Um dies abzubilden, wird Gl. 2-41 erweitert [Dis-92]:

$$V(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x + \left(\frac{e^2}{\phi_m}\right)} \quad \text{Gl. 2-42}$$

Wird ein elektrisches Feld mit der Feldstärke  $E$  eingepreßt, wird die potentielle Energie in Feldrichtung um den Betrag  $eEx$  vermindert. Die potentielle Energie ist somit durch Gl. 2-43 gegeben [Dis-92].

$$V(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x + \left(\frac{e^2}{\phi_m}\right)} - eEx \quad \text{Gl. 2-43}$$

Das Maximum der potentiellen Energie befindet sich im Abstand  $x_m$  von der Elektrode (Gl. 2-44). Dies kann unter der Annahme von  $16\pi\epsilon_0\epsilon_r x \gg e^2/\phi_m$  aus der Ableitung von Gl. 2-43 berechnet werden:

$$\frac{dV(x)}{dx} = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x^2} - eE = 0 \quad \text{mit } x = x_m \quad \text{Gl. 2-44}$$

Der Abstand des Potentialmaximums  $x_m$  ist in Gl. 2-45 gegeben, die potentielle Energie  $V_m$  an der Position  $x_m$  in Gl. 2-46 [Dis-92].

$$x_m = \left(\frac{e}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r E}\right)^{0,5} \quad \text{Gl. 2-45}$$

$$V_m = -\frac{e}{2} \left(\frac{eE}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{0,5} \quad \text{Gl. 2-46}$$

Die Potentialbarriere, die ein Elektron überwinden muss, um aus der Elektrode in den Isolierstoff injiziert zu werden, ergibt sich somit zu:

$$\phi_{\text{eff}} = \Phi - \frac{e}{2} \left(\frac{eE}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{0,5} \quad \text{Gl. 2-47}$$

mit  $\Phi$ : Absolute Höhe der Potentialbarriere

Zur Ermittlung der Stromdichte, die durch den Schottky-Mechanismus hervorgerufen wird, muss die Dichte derjenigen Ladungsträger im Metall bekannt sein, die ausreichend Energie ( $W = 0,5mv^2$ ;  $v$  Elektronengeschwindigkeit) aufweisen, um die Potentialbarriere zu überwinden. Die Dichte von Elektronen im Metall, die eine Energie von  $W + dW$  aufweisen, lässt sich gemäß Gl. 2-48 berechnen. Über den Zusammenhang  $E = 0,5mv^2$  kann die Dichte über die Geschwindigkeit  $v$  ausgedrückt werden (Gl. 2-49). In Gl. 2-48 ist  $n_{\text{eff}}$  die Dichte an Zuständen der Energie  $W$  im Metall und  $p(W,T)$  die Wahrscheinlichkeit, dass bei der Temperatur  $T$  ein Zustand der Energie  $W$  besetzt ist [Dis-92].

$$n(E)dE = \underbrace{\left(\frac{2^{7/2}\pi m^{3/2} E^{1/2}}{h^3}\right)}_{n_{\text{eff}}} \underbrace{\left(1 + \exp\left[\frac{W - W_F}{kT}\right]\right)^{-1}}_{p(W,T)} \quad \text{Gl. 2-48}$$

$$n(v)dv = \frac{2m^2}{h^3} \frac{dv_x dv_y dv_z}{1 + \exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)} \quad \text{Gl. 2-49}$$

Mit:  $W_F$  Fermi-Niveau  
 $h$  Planck-Konstante  
 $k$  Boltzmannkonstante  
 $m$  Elektronenmasse  
 $dv_x, dv_y, dv_z$  Richtungskomponenten der Elektronengeschwindigkeit

Unter der Annahme einer Potentialbarriere der Höhe  $0,5m(v'_x)^2$  kann ein Elektron die Potentialbarriere überwinden, wenn es mindestens die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung  $v'_x$  aufweist und an der Grenzfläche zwischen Metall und Isolierstoff nicht reflektiert wird [Dis-92].

Da Isolierstoffe einen großen Bandabstand aufweisen, kann  $(W - W_F) \gg kT$  angenommen werden, weshalb der Term 1 im Nenner von Gl. 2-49 vernachlässigt werden kann. Unter dieser Annahme kann durch Integration von Gl. 2-49 die Stromdichte nach dem Schottky-Mechanismus angegeben werden [Dis-92]:

$$J = \frac{4\pi emk^2(1 - R)T^2}{h^3} \exp\left(\frac{-\Phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{e}{2kT} \left(\frac{eE}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^{0,5}\right) \quad \text{Gl. 2-50}$$

Der Anteil an der Grenzfläche reflektierter Ladungsträger wird durch den Faktor  $R$  berücksichtigt. Dieser wird in der Literatur meist zu Null angenommen. Mit  $R = 0$ , der

Richardson-Konstante  $A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-1}$  und  $\beta_s = \left[ \frac{e^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right]^{\frac{1}{2}}$   
 kann Gl. 2-50 geschrieben werden als:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \exp\left[\frac{\beta_s E^{1/2}}{kT}\right] \quad \text{Gl. 2-51}$$

Mit Gl. 2-47 können Gl. 2-50 bzw. Gl. 2-51 in einer übersichtlicheren Form dargestellt werden:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi_{\text{eff}}}{kT}\right) \quad \text{Gl. 2-52}$$

Die Potentialbarriere in Gl. 2-50 wurde unter der Bedingung hergeleitet, dass sie ausschließlich durch Ladungsträger im Isolierstoff (Spiegelladungen) und durch ein elektrisches Feld beeinflusst wird. In Wirklichkeit wird die Potentialbarriere auch durch Ladungsträger in Oberflächenzuständen und durch Ladungsträger in Haftstellen beeinflusst [Lew-76], [Dis-07a]. Ladungsträger in Oberflächenzuständen und Ladungsträger in Haftstellen beeinflussen die Potentialbarriere aufgrund ihrer potentiellen Energie entsprechend den Spiegelladungen. Die hergeleitete Gleichung für den Schottky-Mechanismus sollte sich daher, im stationären Zustand, in ihrer Form nicht wesentlich ändern. Ermittelte Werte für die effektive Potentialbarriere sollten auch den Einfluss von Ladungsträgern in Oberflächenzuständen und Ladungsträgern in Haftstellen enthalten. Tunnelprozesse in Oberflächenzuständen werden durch Gl. 2-50 jedoch nicht abgebildet. Somit kann durch Gl. 2-50 bzw. Gl. 2-52 nur der Strom im stationären Zustand abgebildet werden, wenn die Tunnelprozesse näherungsweise abgeklungen sind.

Der Schottky-Mechanismus wird in der Literatur häufig verwendet, um die Injektion von Ladungsträgern in den Isolierstoff abzubilden. Die quasistationären Ströme können durch den Schottky-Mechanismus häufig erfolgreich nachgebildet werden. Die ermittelten Werte der Potentialbarriere sind jedoch deutlich kleiner als erwartet [Tey-05]. Sie liegen bei ca. 1 eV statt bei ca. 4 eV, wie es bei einem Kontakt zwischen einem Polymer und einem Metall erwartet werden würde [Tey-05]. Der Schottky-Mechanismus ist für einen idealen Kontakt zwischen der Elektrode und dem Isolierstoff definiert. Insbesondere Prozesse aufgrund von nichtidealen Kontakten (z.B. durch Oberflächenrauheiten und Oberflächenzustände) werden durch den Schottky-Mechanismus gemäß Gl. 2-50 nicht abgebildet [Tey-05]. Eine Nachbildung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von polymeren Isolierstoffen muss daher auch den Kontaktbereich zwischen Elektrode und Prüfling nachbilden [Lew-76], [Lau-13], [Tal-13].

### 2.2.2.3 Fowler-Nordheim-Mechanismus

Mit zunehmender elektrischer Feldstärke nimmt die Breite der Potentialbarriere ab (vgl. Gl. 2-45). Bei Feldstärken von größer als 100 kV/mm wird die Potentialbarriere so schmal, dass sie von Elektronen durchtunnelt wird. Dies wird als Fowler-Nordheim-Mechanismus bezeichnet [Dis-92].

Die Stromdichte nach dem Fowler-Nordheim-Mechanismus ist gegeben zu [Dis-92]:

$$J = \frac{e^3 E^2}{mh^3} \exp\left(-\frac{4}{3} \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{1/2} \frac{\phi^{3/2}}{eE}\right) \quad \text{Gl. 2-53}$$

mit  $\phi = \Phi - W_F$

Da ein Auftreten des Fowler-Nordheim-Mechanismus im untersuchten Feldstärkebereich kleiner als 25 kV/mm unwahrscheinlich ist, wird im Rahmen dieser Arbeit auf die Herleitung von Gl. 2-53 verzichtet.

## 2.3 Dielektrisches Antwortverhalten in polymeren Isolierstoffen

### 2.3.1 Dielektrisches Antwortverhalten im Zeitbereich

Wird ein Isolierstoff in einem idealen Plattenkondensator zum Zeitpunkt  $t = 0$  mit einer elektrischen Feldstärke  $E(t)$  beaufschlagt, so ergibt sich entsprechend Gl. 2-54 eine Gesamtstromdichte  $J$ , die sich aus der Leitungsstromdichte und der Verschiebungsstromdichte zusammensetzt. Da ein Homogenfeld zugrunde liegt, werden die vektoriellen Größen durch ihre Beträge dargestellt. Bei genauer Betrachtung kann die Verschiebungsstromdichte in einen Anteil aufgeteilt werden, der durch die zeitliche Änderung der Feldstärke im Vakuum hervorgerufen wird, wobei keine Ladungen verschoben werden und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums darstellt, und einen Anteil, der die Verschiebung gebundener Ladungen im Isolierstoff berücksichtigt, die sogenannte Polarisation  $P$ . Entsprechend der Querschnittsfläche des Prüflings ergibt sich aus der Gesamtstromdichte  $J$  ein zeitlich veränderlicher Gesamtstrom  $i_G(t)$  in den Zuleitungen des Plattenkondensators.

$$J(t) = \kappa E(t) + \frac{\partial D(t)}{\partial t} = \kappa E(t) + \epsilon_0 \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \frac{\partial P(t)}{\partial t} \quad \text{Gl. 2-54}$$

Die Polarisation wird durch die elektrische Suszeptibilität  $\chi$  charakterisiert, und man kann schreiben:

$$D(t) = \varepsilon_0 \cdot E(t) + P(t) = \varepsilon_0 \cdot (1 + \chi(t)) \cdot E(t) \quad \text{Gl. 2-55}$$

Die elektrische Suszeptibilität  $\chi(t)$  ist eine Funktion der Zeit und berücksichtigt damit den Zeitbedarf, den die einzelnen Polarisationszustände benötigen, um sich auszubilden, wenn ein Isolierstoff sprunghaft mit einer konstanten elektrischen Feldstärke  $E_{DC}$  angeregt wird (Bild 2-14). Der Zeitbedarf wird üblicherweise durch die sogenannte Relaxationszeit charakterisiert. Die Polarisationszustände können im Wesentlichen vier Polarisationsmechanismen zugeordnet werden. Elektronen- und Ionenpolarisation haben praktisch vernachlässigbare Relaxationszeiten, so dass nach dem Zuschalten des elektrischen Feldes die Suszeptibilität zunächst auf den Wert  $\chi_{HF}$  springt und dann einem stationären Endwert  $\chi_S$  entgegen strebt. Der statische Wert der elektrischen Suszeptibilität  $\chi_S = \varepsilon_{r,S} - 1$  liegt vor, wenn die langsameren Polarisationsmechanismen, d.h. Orientierungs- und Raumladungspolarisation, abgeschlossen sind. Die Indizes HF und S stehen dabei für Hochfrequenz bzw. für statisch. [Zae-03]

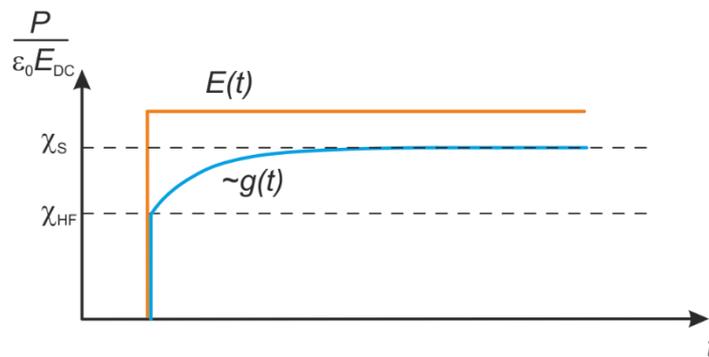


Bild 2-14 Polarisation eines Dielektrikums in einem sprunghaft eingprägten elektrischen Feld der Feldstärke  $E_{DC}$ ; nach [Zae-03]

Die Sprungantwort eines Polarisationsvorgangs nach Anlegen einer konstanten Feldstärke  $E_{DC}$  zum Zeitpunkt  $t_0$  kann nach Gl. 2-56 angegeben werden. Der zeitliche Übergang wird durch eine dimensionslose monoton steigende Funktion  $g(t)$  charakterisiert [Zae-03].

$$P(t) = \varepsilon_0 [\chi_{HF} + (\chi_S - \chi_{HF})g(t - t_0)]E_{DC} \quad \text{Gl. 2-56}$$

Ersetzt man die Suszeptibilität durch die relative Permittivität, mit  $\varepsilon_r = 1 + \chi$ , kann die Polarisation durch Gl. 2-57 angegeben werden.

$$P(t) = \varepsilon_0 [(\varepsilon_{r,HF} - 1) + (\varepsilon_{r,S} - \varepsilon_{r,HF})g(t - t_0)]E_{DC} \quad \text{Gl. 2-57}$$

Der allgemeine Fall, d.h. der zeitliche Verlauf der Polarisation als Antwort einer beliebigen zeitabhängigen Anregung  $E(t)$ , kann mit Gl. 2-58 berechnet werden. Die Funktion  $f(t)$  beschreibt dabei die dielektrische Antwortfunktion Gl. 2-59. Sie ist monoton fallend und charakterisiert das dielektrische Antwortverhalten eines Isolierstoffs

gemäß Gl. 2-58. Bei Betrachtung von Gl. 2-58 wird deutlich, dass die dielektrische Antwortfunktion nur langsame Polarisationsmechanismen abbildet, nicht jedoch sehr schnelle Mechanismen.

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi_{\text{HF}} E(t) + \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t f(t - \tau) E(\tau) d\tau \quad \text{Gl. 2-58}$$

mit

$$f(t) = (\chi_s - \chi_{\text{HF}}) \frac{\partial g(t)}{\partial t} = (\varepsilon_{r,s} - \varepsilon_{r,\text{HF}}) \frac{\partial g(t)}{\partial t} \quad \text{Gl. 2-59}$$

Wird Gl. 2-58 in Gl. 2-54 eingesetzt, fließt bei sprungförmiger Erregung mit einer Gleichspannung  $U_{\text{DC}}$  ein Gesamtstrom  $i_G(t)$  in den Zuleitungen (Gl. 2-60). Dieser umfasst den stationären Gleichstrom  $I_s$ , verursacht durch den Ladungsträgertransport auf Grund der spezifischen Gleichstromleitfähigkeit  $\kappa$ , sowie die schnellen und langsamen Polarisationsströme ( $i_{\text{pol}}(t)$ ). Es gilt  $i_G(t) = i_{\text{pol}}(t) + I_s$  (Bild 2-15). Mit dem verwendeten Messsystem können jedoch die schnellen Polarisationsmechanismen nicht erfasst werden. Messtechnisch erfasst wird somit nur ein Gesamtstrom  $i_{G \text{ mess}}(t)$ , der durch die spezifische Gleichstromleitfähigkeit  $\kappa$  und die langsamen Polarisationsmechanismen hervorgerufen wird. Die langsamen Polarisationsmechanismen werden durch die dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  approximiert.

$$i_G(t) = C_0 U_{\text{DC}} \left[ \frac{\kappa}{\varepsilon_0} + \varepsilon_{r,\text{HF}} \delta(t) + f(t) \right] \quad \text{Gl. 2-60}$$

$C_0$  beschreibt die geometrische Kapazität, und  $\delta(t)$  ist die Dirac-Funktion.

Wird der Isolierstoffprüfling nach einer Zeitdauer  $t_{\text{form}}$  kurzgeschlossen, ist der Depolarisationsstrom  $i_{\text{depol}}(t)$  messbar:

$$i_{\text{depol}}(t) = -C_0 U_{\text{DC}} [f(t) - f(t + t_{\text{form}})] \quad \text{Gl. 2-61}$$

Falls die Polarisationsdauer ausreichend lange war, um die vollständige Ausbildung aller im jeweiligen Werkstoff relevanten Polarisationsmechanismen zu ermöglichen,

kann der zweite Term in Gl. 2-61 vernachlässigt werden, da gilt  $f(t) \gg f(t + t_{\text{form}})$ . Der Depolarisationsstrom ist dann direkt proportional zur dielektrischen Antwortfunktion  $f(t)$ :

$$i_{\text{depol}}(t) \approx -C_0 U_{\text{DC}} f(t) \quad \text{Gl. 2-62}$$

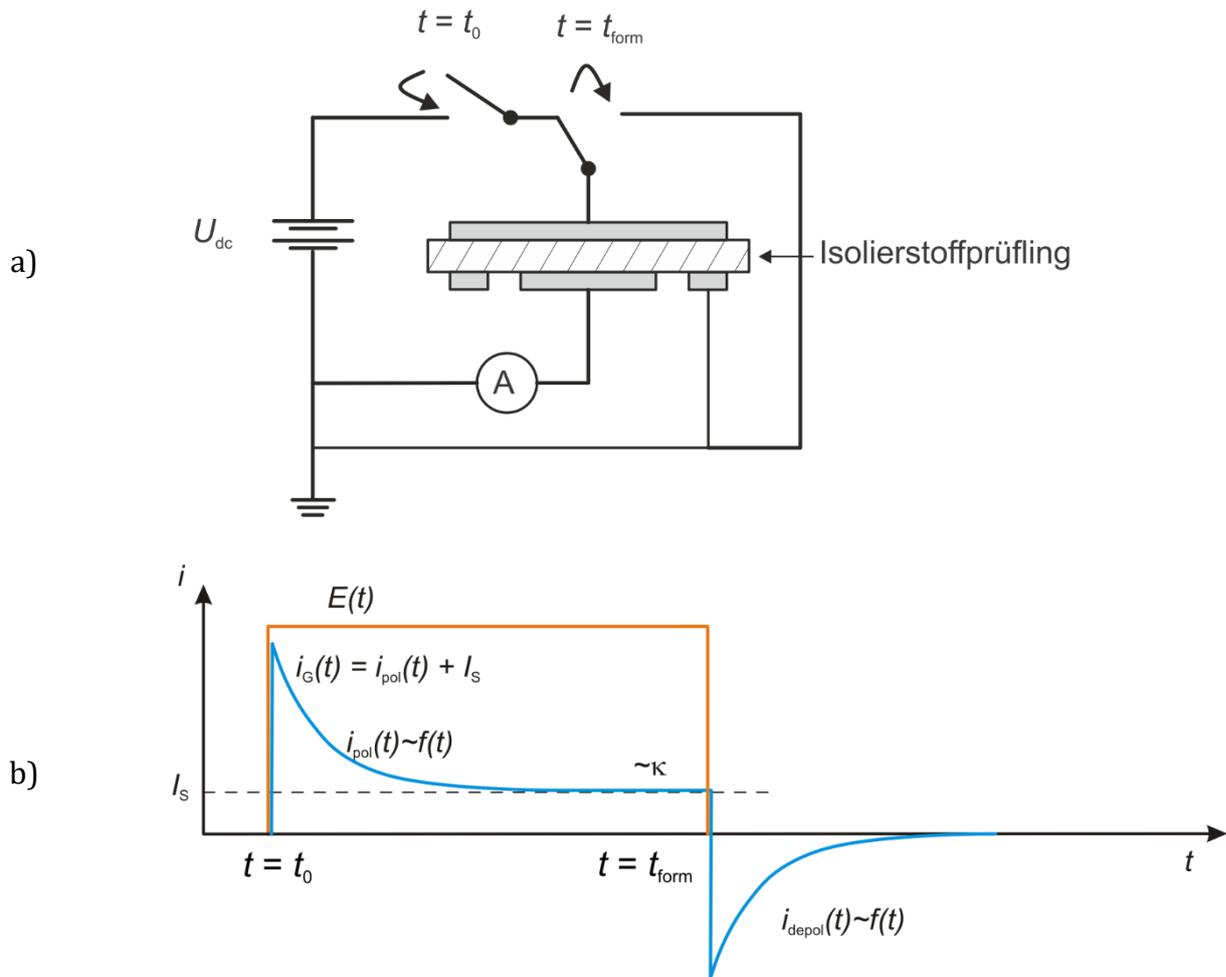


Bild 2-15 Grundsätzlicher Verlauf des Gesamtstromes  $i_G(t)$  nach Zuschalten eines konstanten elektrischen Feldes  $E_{\text{DC}}$  und des Depolarisationsstromes  $i_{\text{depol}}(t)$  nach Abschalten des elektrischen Feldes; a) Grundschialtung zur Bestimmung des Verlaufs von Polarisationsstrom und stationärem Strom bei sprunghafter Änderung der Spannungsbelastung, b) Prinzipieller Verlauf von Polarisationsstrom und stationärem Strom bei sprunghafter Änderung der Spannungsbelastung bzw. der daraus resultierenden Feldstärke

Jeder Werkstoff besitzt seine eigene dielektrische Antwortfunktion. Die tatsächlichen Verläufe können durch empirische Funktionen approximiert werden. Am weitesten verbreitet sind dabei [Jon-83][Hel-00][Lut-11]:

- Debye-Funktion:  $f(t) \sim e^{-t/\tau_D}$  Gl. 2-63
- Curie-von Schweidler-Funktion:  $f(t) \sim t^{-n}$  Gl. 2-64
- General-Response-Funktion:  $f(t) \sim \frac{1}{\left(\frac{t}{\tau}\right)^m + \left(\frac{t}{\tau}\right)^n}$  Gl. 2-65

Die dielektrische Antwort verschiedener Werkstoffe unterscheidet sich durch den Typ der Approximationsfunktion. Die Funktionalparameter einer Approximationsfunktion sind abhängig vom jeweiligen Werkstoff. Die Debye-Funktion tritt häufig in polaren Flüssigkeiten auf. Die Curie-von Schweidler-Funktion bildet die dielektrische Antwort von vielen festen Isolierstoffen nach. Die General-Response-Funktion ist universell anwendbar. Zum Zeitpunkt  $t = \tau$  tritt dabei ein Wechsel der Steigung auf, was unterschiedlichen wirksamen Mechanismen zugeordnet werden kann. Falls  $m = n$ , entspricht die General-Response-Funktion der Curie-von Schweidler-Funktion [Jon-83] [Far-03] [Lut-11]. Die Einheit der dielektrischen Antwortfunktion ist stets 1/s.

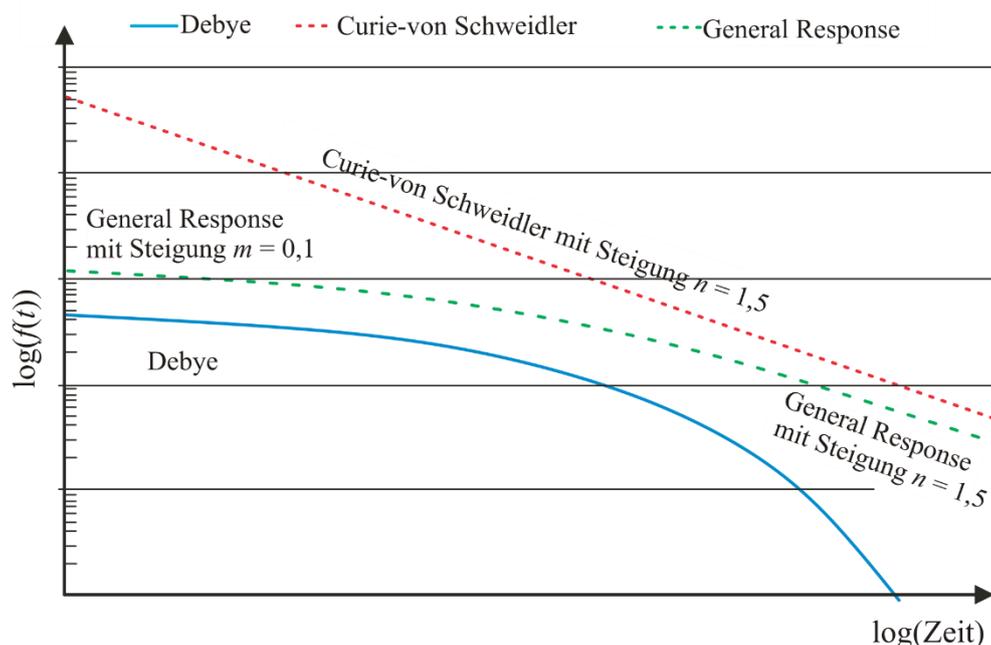


Bild 2-16 Typische dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  von Isolierstoffen in doppelt logarithmischer Darstellung nach [Lut-11]

Da die dielektrische Antwortfunktion nur langsame Polarisations-effekte abbildet, nicht jedoch die Gleichstromleitfähigkeit, wird das zeitliche Verhalten des gemessenen Gesamtstroms durch einen Isolierstoff (Gesamtstrom  $i_{G \text{ mess}}(t)$ ) gemäß Gl. 2-66 beschrieben.

$$i_{G \text{ mess}}(t) = A \cdot f(t) + I_S \quad \text{Gl. 2-66}$$

$I_S$  stellt dabei den stationären Durchgangsstrom dar. Dieser bestimmt den Stromfluss durch den Isolierstoff, nachdem alle transienten Vorgänge abgeklungen sind.  $A$  ist eine Konstante mit der Einheit As.

### 2.3.2 Dielektrisches Antwortverhalten im Frequenzbereich

Durch die Fouriertransformation besteht ein analytischer Übergang vom Zeit- in den Frequenzbereich [Jon-83]. Im Frequenzbereich ist die Polarisation aus Gl. 2-58 gegeben zu [Hel-00]:

$$\hat{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi_{\text{HF}} \hat{E}(\omega) + \varepsilon_0 \hat{F}(\omega) \hat{E}(\omega) \quad \text{Gl. 2-67}$$

Im Frequenzbereich entspricht das Integral aus Gl. 2-58 einem Produkt (Gl. 2-67). Dabei ist  $\hat{F}(\omega)$  die Fouriertransformation der dielektrischen Antwortfunktion  $f(t)$  oder die komplexe Suszeptibilität [Jon-83][Zae-03]:

$$\underline{\chi}(\omega) = \underline{F}(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) = \int_0^{\infty} f(t) \exp(-j\omega t) dt \quad \text{Gl. 2-68}$$

Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität können gemäß Gl. 2-69 und Gl. 2-70 angegeben werden [Jon-83].

$$\chi' = \int_0^{\infty} f(t) \cos(\omega t) dt \quad \text{Gl. 2-69}$$

$$\chi'' = \int_0^{\infty} f(t) \sin(\omega t) dt \quad \text{Gl. 2-70}$$

Durch die inverse Operation kann die dielektrische Antwortfunktion über den Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität ausgedrückt werden [Jon-83]:

$$f(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \chi'(\omega) \cos(\omega t) d\omega \quad \text{Gl. 2-71}$$

$$f(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \chi''(\omega) \sin(\omega t) d\omega \quad \text{Gl. 2-72}$$

Durch die Kramers-Kronig Relation sind Real- und Imaginärteil der komplexen Suszeptibilität verknüpft (Gl. 2-73 und Gl. 2-74) [Jon-83]. Auf die Herleitung der Kramers-Kronig Relation durch die Hilberttransformation wird an dieser Stelle verzichtet und auf [Jon-83] verwiesen.

$$\chi'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{v \cdot \chi''(v)}{v^2 - \omega^2} dv \quad \text{Gl. 2-73}$$

$$\chi''(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{v \cdot \chi'(v)}{v^2 - \omega^2} dv \quad \text{Gl. 2-74}$$

Entspricht die dielektrische Antwortfunktion der Curie-von Schweidler-Funktion, so ist die Kramers-Kronig-Relation gemäß Gl. 2-75 gegeben [Wes-94] [Hel-00]. Dabei ist  $\Gamma$  die Gamma-Funktion.

$$f(t) = A \cdot t^{-n} \Rightarrow \hat{\chi}(\omega) = \frac{A \cdot \Gamma(1-n)}{(j\omega)^{1-n}} \Rightarrow \frac{\chi''(\omega)}{\chi'(\omega)} = \cot\left(\frac{n\pi}{2}\right) \quad \text{Gl. 2-75}$$

$$0 < n < 1$$

Die Stromdichte in einem Isolierstoff bei harmonischer Anregung  $E(\omega)$  kann im Frequenzbereich durch Gl. 2-76 angegeben werden [Jon-83] [Hel-00].

$$\begin{aligned} \hat{J}(\omega) &= \kappa \hat{E}(\omega) + \varepsilon_0 j \omega \hat{E}(\omega) \\ &\quad + j \omega (\varepsilon_0 \chi_{HF} \hat{E}(\omega) + \varepsilon_0 (\chi'(\omega) - j \chi''(\omega)) \hat{E}(\omega)) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2-76}$$

$$= j \omega \varepsilon_0 \left( \overbrace{1 + \chi_{HF}}^{\varepsilon_{r,HF}} + \chi'(\omega) - j \left( \frac{\kappa}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega) \right) \right) \hat{E}(\omega)$$

Mit Gl. 2-77 und Gl. 2-78, die den Real- und den Imaginärteil der Permittivität im Frequenzbereich angeben, kann die Stromdichte durch Gl. 2-79 ausgedrückt werden [Jon-83] [Hel-00].

$$\varepsilon'(\omega) = \overbrace{1 + \chi_{HF}}^{\varepsilon_{HF}} + \chi'(\omega) \quad \text{Gl. 2-77}$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\kappa}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega) \quad \text{Gl. 2-78}$$

$$\hat{j}(\omega) = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega))\hat{E}(\omega) \quad \text{Gl. 2-79}$$

### 2.3.3 Hamon-Approximation

Die dielektrischen Eigenschaften eines Isolierstoffes können durch dielektrische Spektroskopie im Frequenzbereich oder durch die Messung des messbaren Gesamtstroms  $i_{G \text{ mess}}(t)$  im Zeitbereich bestimmt werden [Ham-51]. Das Ergebnis beider Methoden kann über die Hamon Approximation verknüpft werden [Ham-51] [Hel-00] [Kao-04] [Fre-13], über welche der Imaginärteil der Suzeptibilität aus dem gemessenen Gesamtstrom bestimmt werden kann [Pre-13]. Diese stellt für schwach dispersive Medien eine gute Annäherung an den wahren Verlauf des Imaginärteils der Suzeptibilität dar [Fre-13].

Ist der Depolarisationsstrom durch die Curie-von Schweidler-Funktion beschreibbar, gilt näherungsweise:

$$\begin{aligned} J_{\text{depol}}(t) &\approx \varepsilon_0 \cdot E_{\text{DC}} \cdot f(t) = \varepsilon_0 \cdot E_{\text{DC}} \cdot A \cdot t^{-n} \\ \Rightarrow f(t) &= \frac{J_{\text{depol}}}{\varepsilon_0 \cdot E_{\text{DC}}} = A \cdot t^{-n} \end{aligned} \quad \text{Gl. 2-80}$$

Wird das dielektrische Antwortverhalten durch die Curie-von Schweidler-Funktion ( $f(t) = A \cdot t^{-n}$ ) beschrieben, können die Integrale in Gl. 2-69 und Gl. 2-70 nach von Schweidler gemäß Gl. 2-81 und Gl. 2-82 gelöst werden [Sch-07] [Whi-32] [Ham-51] [Hel-00].

$$\chi'(\omega) = \omega^{n-1} \cdot A \cdot \Gamma(1-n) \cos \frac{(1-n)\pi}{2} \quad \text{Gl. 2-81}$$

Für  $0 < n < 1$

$$\chi''(\omega) = \omega^{n-1} \cdot A \cdot \Gamma(1-n) \sin \frac{(1-n)\pi}{2} = \omega^{n-1} \cdot A \cdot \Gamma(1-n) \cos \frac{n\pi}{2} \quad \text{Gl. 2-82}$$

Für  $0 < n < 2$

Wird Gl. 2-82 für den Imaginärteil der Suszeptibilität in Zähler und Nenner mit  $\omega \cdot (\omega t)^{-n}$  erweitert, ergibt sich für  $\chi''(\omega)$  [Kao-04]:

$$\begin{aligned} \chi''(\omega) &= \frac{\omega^{n-1} \cdot A \cdot \Gamma(1-n) \cos \frac{n\pi}{2} \omega \cdot (\omega t)^{-n}}{1 \cdot \omega \cdot (\omega t)^{-n}} \\ &= \frac{\overbrace{A \cdot t^{-n}}^{f(t)} \Gamma(1-n) \cos \frac{n\pi}{2}}{\omega \cdot (\omega t)^{-n}} && \text{Gl. 2-83} \\ &= \frac{J_{\text{depol}}(t)}{\varepsilon_0 \cdot E_{\text{DC}} \cdot \omega} \frac{\Gamma(1-n) \cos \frac{n\pi}{2}}{(\omega t)^{-n}} \end{aligned}$$

Der Zusammenhang von Zeit und Frequenz ist gegeben zu [Ham-51]:

$$\omega t_1 = \left( \Gamma(1-n) \cos \frac{n\pi}{2} \right)^{-\frac{1}{n}} \approx 0,63 \quad \text{Gl. 2-84}$$

Dieser Ausdruck verändert sich nur schwach mit  $n$ . Hamon ermittelte, dass mit einer Genauigkeit von 3 % der rechte Term der Gleichung für  $0,1 < n < 1,2$  als konstant zu einem Wert  $\frac{\pi}{5} = 0,63$  angenommen werden kann [Ham-51][Hel-00][Kao-04]. Dieser Bereich für  $n$  deckt den überwiegenden Teil der experimentell bestimmten Werte von  $n$  in polymeren Isolierstoffen ab (vgl. Abschnitt 0, [Lut-11] [Hel-00]).

Damit ist die Hamon Approximation gegeben zu [Ham-51]:

$$\chi''(\omega) \approx \frac{-J_{\text{depol}}\left(\frac{0,63}{\omega}\right)}{\varepsilon_0 \cdot E_{\text{DC}} \cdot \omega} = \frac{-J_{\text{depol}}(0,1/f)}{2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\text{DC}} \cdot f} \quad \text{Gl. 2-85}$$

### 3 Aufgabenstellung

Zur Auslegung von Isolatoren für Isoliersysteme unter Gleichspannungsbelastung ist die stationäre elektrische Feldverteilung im Isoliersystem zu bestimmen, welche durch die spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten der beteiligten Isolierstoffe bestimmt wird. Dazu sind die physikalischen Leitfähigkeitsmechanismen zu klären.

Ziel der Arbeit ist die Entwicklung und experimentelle Verifikation eines Ladungstransportmodells, das die Simulation der zeitlichen und räumlichen Entwicklung der Ladungsträgerverteilung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus Epoxidharzformstoff ermöglicht. Dazu ist es erforderlich, insbesondere die Bereitstellung, die Bewegung und die Ansammlung von Ladungsträgern in Haftstellen durch ihre physikalischen Mechanismen nachzubilden.

Die Leitfähigkeitsmechanismen in Epoxidharzformstoff sind noch nicht vollständig verstanden und müssen zur Entwicklung des Ladungstransportmodells geklärt werden. Zur Anwendung von Epoxidharzformstoff in GIS muss die Abhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff von Temperatur und Feldstärke geklärt werden. Hierfür sind insbesondere Temperaturen von ca. 25 °C bis 60 °C und Feldstärken von bis zu 10 kV/mm technisch relevant. Der Einfluss der elektrischen Feldstärke auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit muss auch bei höheren Feldstärken von bis zu 25 kV/mm bestimmt werden, um zu klären, ob bei hohen Feldstärken unbekannte Leitfähigkeitsmechanismen auftreten. Eine integrale Strommessung allein lässt keine Rückschlüsse auf die bestimmende Ladungsträgerart oder die wirksamen Leitfähigkeitsmechanismen zu. Vielmehr ist die räumliche und zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung zu klären.

Es ist zu erwarten, dass Messungen zur Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit deutlich durch die verwendete Elektrodenanordnung beeinflusst werden. So können zum Beispiel der Injektionsstrom und die Akkumulation von Raumladungen in Elektrodennähe deutlich vom Elektrodenmaterial und der Art des Elektrodenkontakts abhängen. Um den Elektrodeneinfluss auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff zu klären, ist diese mit verschiedenen Elektrodenkontaktierungen sowie ohne den Kontakt zu einer Elektrode zu bestimmen.

Isolierstoffprüflinge und Isolatoren für GIS werden in einem Gießprozess hergestellt, wobei eine Gießhaut entsteht, die eine andere Struktur und damit eine andere spezifische elektrische Leitfähigkeit aufweist als die restliche Harzmatrix. Auch Oxidationsprozesse können die Oberfläche eines Isolierstoffprüflings beeinflussen. Zu klären ist, ob die Oberflächenschicht die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff beeinflusst.

### **4 Ladungstransportmodell für Epoxidharzformstoff**

Um die elektrische Leitfähigkeit polymerer Isolierstoffe zu simulieren (siehe Abschnitt 0), wurde ein Ladungstransportmodell erarbeitet und in das Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics implementiert. COMSOL Multiphysics verwendet die Finite-Elemente-Methode (FEM) zur Lösung von Differentialgleichungssystemen.

#### **4.1 Physikalische Mechanismen des Ladungstransportmodells**

Für eine Abbildung der physikalischen Mechanismen der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit polymerer Isolierstoffe müssen die Ladungsträgerinjektion aus den Elektroden in den Isolierstoff, die Ladungsträgerbewegung im Isolierstoff, die Ladungsträgerakkumulation in tiefen Haftstellen und die Polarisierung berücksichtigt werden. Bild 4-1 zeigt die im Ladungstransportmodell abgebildeten physikalischen Mechanismen des Ladungstransportmodells in einem plattenförmigen Isolierstoffprüfling, der sich zwischen zwei metallischen Plattenelektroden befindet. Diese werden im Folgenden erläutert. Ladungsträger werden aufgrund des Schottky-Mechanismus in den Isolierstoff injiziert. An der Prüflingsoberfläche bestehen Oberflächenzustände, die bereits zu Beginn der Spannungsbeanspruchung mit Ladungsträgern besetzt sind und somit ebenfalls zu einer Injektion von Ladungsträgern führen. Im Isolierstoff existieren tiefe Haftstellen, die Ladungsträger für eine bestimmte, temperaturabhängige Zeit binden. Insbesondere in einer schmalen Oberflächenschicht befinden sich viele tiefe Haftstellen. Diese binden injizierte Ladungsträger und führen somit zur Ausbildung stabiler Raumladungszonen vor den Elektroden. Der Ladungstransport im Isolierstoff erfolgt nach der Hopping-Leitung und wird durch eine effektive Beweglichkeit abgebildet. Zu Beginn der Spannungsbeanspruchung sind positive und negative Ladungsträger gleichverteilt im Isolierstoff vorhanden und verschieben sich unter der Einwirkung des elektrischen Feldes. Bei diesen Anfangsladungsträgern handelt es sich sowohl um Elektronen und Löcher als auch um Ionen. Elektronen und Löcher können mit einer bestimmten Rate rekombinieren. Aufgrund von Polarisierung fließen Ausgleichsladungen auf die Elektroden.

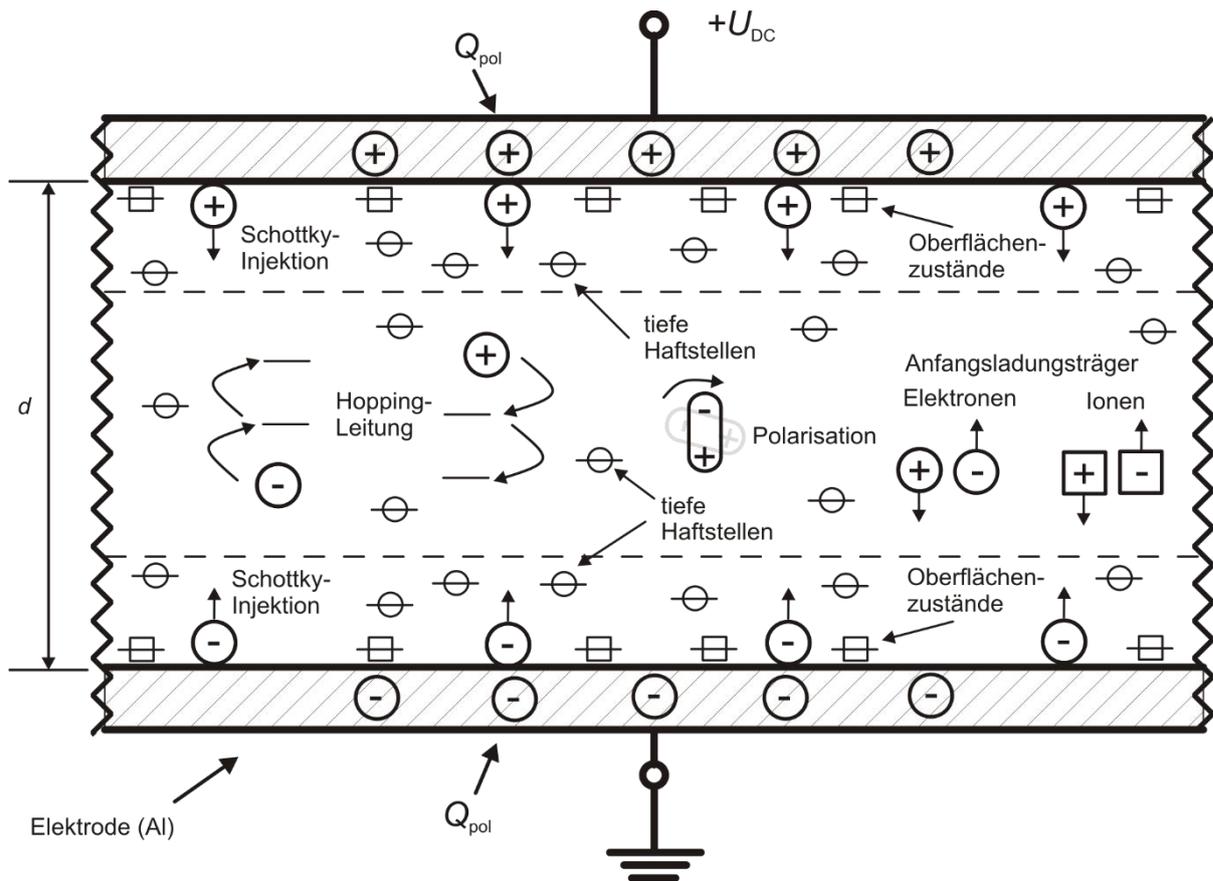


Bild 4-1: Schematische Darstellung der physikalischen Mechanismen, welche dem Ladungstransportmodell in polymeren Isolierstoffen zugrunde liegen

Die Modellierung des Ladungstransports erfolgt auf makroskopischer Ebene über die Transportgleichung (Gl. 4-1), die Poisson-Gleichung (Gl. 4-2) und die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4-3). Sie sind sowohl für Elektronen ( $e$ ) und Löcher ( $h$ ) als auch für positive und negative Ionen ( $I$ ) anzusetzen. Die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4-3) beschreibt die Zu- und Abnahme freier Ladungsträger im Isolierstoffvolumen aufgrund von Drift im elektrischen Feld (erster Term), die Bindung in Haftstellen (zweiter Term,  $TR$ , *trapping*) und die Freisetzung aus Haftstellen (dritter Term,  $DTR$ , *detrapping*). Dabei ist  $\mu_i$  die Beweglichkeit eines Ladungsträgers,  $q_i$  die Ladung,  $n_i$  die Dichte und  $\rho$  die Raumladungsdichte.

Der Index  $i$  in den folgenden Gleichungen steht für die verschiedenen Arten von Ladungsträgern, d.h. Ionen, Elektronen und Löcher. Das Ladungsträgertransportmodell wird für ebene Anordnungen abgeleitet und verifiziert, weshalb eine eindimensionale Darstellung in der  $x$ -Koordinate erfolgt.

$$J(x, t) = \sum_i J_i(x, t) = \sum_i q_i \cdot n_i(x, t) \cdot \mu_i \cdot E(x, t) \quad \text{Gl. 4-1}$$

$$\frac{d}{dx}(E(x, t)) = \frac{\rho(x, t)}{\varepsilon} \quad \text{Gl. 4-2}$$

$$\frac{d(n_i(x, t))}{dt} = \frac{d}{dx}(q_i \cdot n_i(x, t) \cdot \mu_i \cdot E(x, t)) - \left(\frac{dn_{e,h}}{dt}\right)_{\text{TR}} + \left(\frac{dn_{e,h}}{dt}\right)_{\text{DTR}} \quad \text{Gl. 4-3}$$

Die Raumladungen sind die Gesamtheit aus freien Ladungsträgern ( $n_i$ ) und in Haftstellen gebundenen Ladungsträgern ( $n_{t,e,h}$ ):

$$\rho(x, t) = \sum_i q_i \cdot (n_i(x, t) + n_{t,e,h}(x, t)) \quad \text{Gl. 4-4}$$

Die einzelnen Mechanismen werden im Folgenden genauer erläutert.

## 4.2 Transport von Ladungsträgern über die Elektroden

### 4.2.1 Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden

Ladungsträgerinjektion findet aufgrund von Oberflächenzuständen und Schottky-Injektion statt.

*Ladungsträgerinjektion aufgrund von Oberflächenzuständen*

Oberflächenzustände werden als Haftstellen angenommen, die sich in einer schmalen Schicht einer Dicke von 5  $\mu\text{m}$  an der Prüflingsoberfläche befinden. Diese sind direkt bei Spannungszuschaltung mit Ladungsträgern besetzt. Die Ladung in den Oberflächenzuständen hängt von der elektrischen Feldstärke ab und wird nach folgender Gleichung berechnet (vgl. Abschnitt 2.2.2.1):

$$Q = C_{\text{ss}} \cdot \Delta U \quad \text{Gl. 4-5}$$

wobei  $\Delta U$  die Spannung über dem Kontaktbereich zwischen der Elektrode und dem Isolierstoff ist und  $C_{\text{ss}}$  die Kapazität der Oberflächenschicht. Wird die Kontaktspannung aufgrund unterschiedlicher Materialien vernachlässigt, kann die Ladung im Prüfling nach Gl. 4-6 abgeschätzt werden [Lew-86]. Dabei ist  $U_{\text{dc}}$  die

eingepreßte Spannung,  $d$  die Prüflingsdicke und  $\delta$  die Dicke der Schicht an Oberflächenzuständen, die hier zu  $5 \mu\text{m}$  angenommen wird.

$$Q = C_{ss} \cdot \delta \cdot \frac{U_{dc}}{d} \quad \text{Gl. 4-6}$$

Der Faktor  $C_{ss}$  stellt den Zusammenhang zwischen akkumulierter Ladung und elektrischer Feldstärke her und kann aus Messungen abgeschätzt werden (vgl. Abschnitt 6.6).

Die energetische Verteilung der Oberflächenzustände wird durch einen exponentiellen Ansatz (Gl. 4-7) beschrieben [Bou-06][Lau-13] [Tal-13].

$$N_{ss\ e,h} = N'_{ss\ e,h} \cdot \exp\left(-\frac{W_{ss}}{k \cdot T_0}\right) \quad \text{Gl. 4-7}$$

Dabei ist  $N_{ss\ e,h}$  die Dichte der Oberflächenzustände in Abhängigkeit der Energie  $W_{ss}$  und besitzt die Einheit  $\text{eV}^{-1}\text{m}^{-3}$ . Dabei sind  $N'_{ss\ e,h}$  und  $T_0$  Formparameter,  $k$  ist die Boltzmannkonstante und  $W_{ss}$  das Energieniveau der Oberflächenzustände. Der  $N'_{ss\ e,h}$  besitzt die Einheit  $\text{eV}^{-1}\text{m}^{-3}$ , der Formparameter  $T_0$  besitzt die Einheit K.

Die grundsätzliche Verteilung von  $N_{ss\ e,h}$  ist in Bild 4-2 gezeigt. Die Oberflächenzustände sind von einem tiefsten Energieniveau  $W_m$  bis zu einem flachsten Energieniveau  $W_f$  mit Ladungsträgern besetzt.

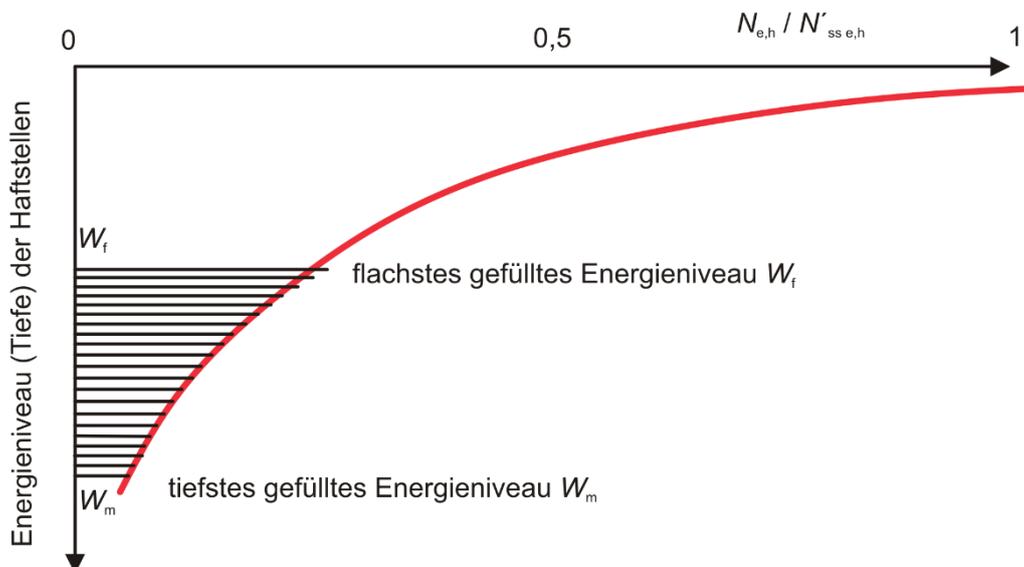


Bild 4-2: Prinzipielle energetische Verteilung der Ladungsträgerhaftstellen nach einem exponentiellen Modell nach [Lau-13].

Bild 4-3 zeigt die angenommene energetische Verteilung der Oberflächenzustände im vorliegenden Transportmodell. Es wird im Rahmen des Ladungstransportmodells angenommen, dass nur ein Anteil der Oberflächenzustände besetzt ist und dieser Anteil von der elektrischen Feldstärke abhängt. In Bild 4-3 sind die besetzten Oberflächenzustände bei einer Feldstärke von 10 kV/mm bzw. 20 kV/mm gezeigt. Erkennbar ist, dass bei einer Feldstärke von 20 kV/mm mehr Oberflächenzustände besetzt sind als bei einer Feldstärke von 10 kV/mm.

Zu berücksichtigen ist, dass die Verweildauer von Ladungsträgern in Haftstellen stark von der Haftstellentiefe abhängt (vgl. Abschnitt 2.2.1.1). Haftstellen mit Energieniveaus von deutlich über 1 eV haben keinen nennenswerten Einfluss auf den Ladungstransport, da Ladungsträger, die darin gebunden sind, nur nach sehr langen Dauern und während nicht mehr der Simulationsdauer freigesetzt werden.

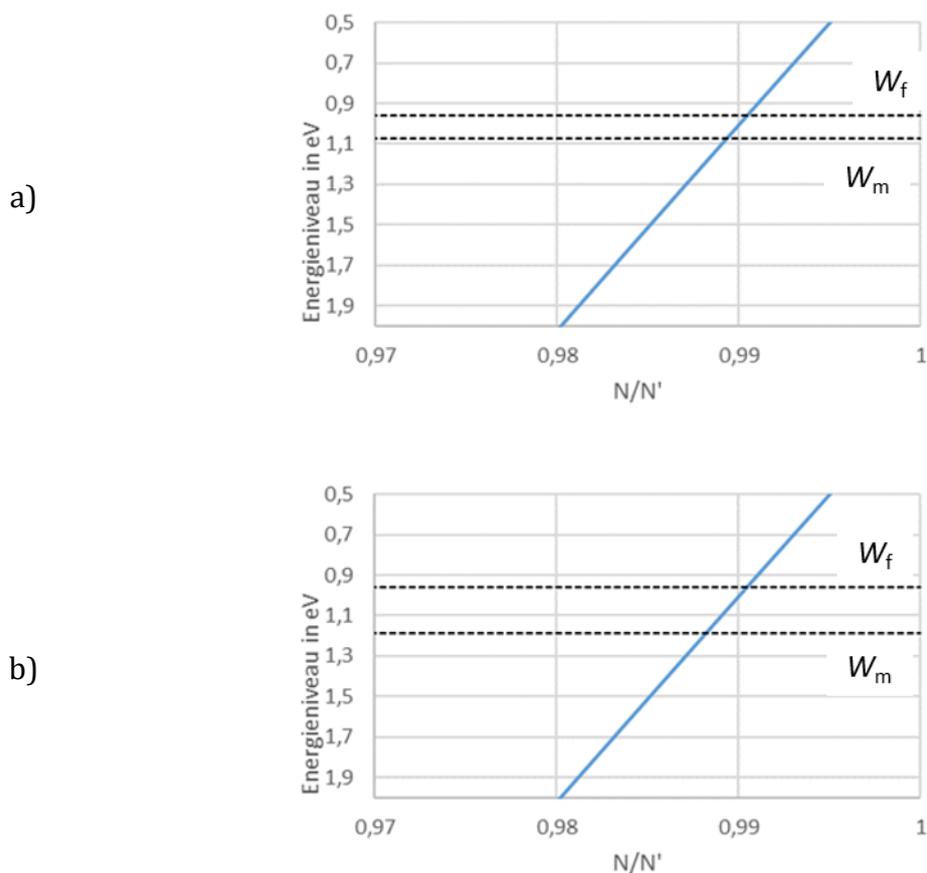


Bild 4-3: Besetzte Oberflächenzustände bei einer Feldstärke von a) 10 kV/mm, b) 20 kV/mm

Die Dichte der Ladungsträger in den Oberflächenzuständen  $n_{ss\ e,h}$  kann durch Integration von Gl. 4-7 berechnet werden [TAL-13] [LAU-13]:

$$n_{ss\ e,h} = \int_{E_f}^{E_m} N_{ss\ e,h}(W_{ss})dW = N'_{ss\ e,h} \cdot k \cdot T_0 \cdot \left( \exp\left(-\frac{W_f}{k \cdot T_0}\right) - \exp\left(-\frac{W_m}{k \cdot T_0}\right) \right) \quad \text{Gl. 4-8}$$

Das tiefste besetzte Energieniveau  $W_m$  kann durch Umformung aus Gleichung Gl. 4-8 berechnet werden [TAL-13] [LAU-13].

$$E_m = -k \cdot T_0 \cdot \ln\left(-\frac{n_{ss\ e,h}}{N'_{ss\ e,h} \cdot k \cdot T_0} + \exp\left(-\frac{W}{k \cdot T_0}\right)\right) \quad \text{Gl. 4-9}$$

Die Freisetzung der Ladungsträger aus den Oberflächenzuständen in das Isolierstoffvolumen erfolgt durch thermische Anregung [LER-05] [BOU-06].

$$\left(\frac{dn_{ss\ e,h}}{dt}\right)_{DTR} = v \cdot n_{e,h} \cdot \exp\left(-\frac{W_f}{k \cdot T}\right) \quad \text{Gl. 4-10}$$

Dabei wird angenommen, dass stets die Ladungsträger in den energetisch niedrigsten Oberflächenzuständen freigesetzt werden. Das geringste Energieniveau  $W_f$  kann in Abhängigkeit der verbliebenen Ladungsmenge in den Oberflächenzuständen berechnet werden [TAL-13] [LAU-13].

$$W_f = -k \cdot T_0 \cdot \ln\left(\frac{n_{ss\ e,h}}{N'_{ss\ e,h} \cdot k \cdot T_0} + \exp\left(-\frac{W_m}{k \cdot T_0}\right)\right) \quad \text{Gl. 4-11}$$

### *Schottky-Injektion*

Elektronen und Löcher werden nach dem Schottky-Mechanismus aus den Elektroden in den Isolierstoff injiziert. Die resultierende Stromdichte kann nach Gl. 4-12 in Abhängigkeit der Feldstärke an der Grenzfläche zwischen Elektrode und Polymeroberfläche berechnet werden. Dabei ist  $A$  die Richardson-Konstante,  $T$  die absolute Temperatur und  $\Phi$  die Höhe der Potentialbarriere zwischen Metall und Polymer [BOU-06].

$$J_{e,h} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \exp\left[\frac{\beta_s E^{1/2}}{kT}\right] \quad \text{Gl. 4-12}$$

$$\text{Mit } \beta_s = \left[\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right]^{\frac{1}{2}}$$

Im Bereich sehr niedriger Feldstärken können jedoch experimentell gemessene Ströme nicht durch Gl. 4-12 nachgebildet werden. Gemäß Gl. 4-12 würde auch ohne elektrisches Feld ( $E = 0$ ) ein Injektionsstrom fließen [LAU-13]. Daher wird hier die erweiterte Form der Schottky-Gesetzmäßigkeit gemäß Gl. 4-13 verwendet [Dis-07a]:

$$J_{e,h} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \left(\exp\left[\frac{\beta_s E^{1/2}}{kT}\right] - 1\right) \quad \text{Gl. 4-13}$$

#### 4.2.2 Extraktion von Ladungsträgern an den Elektroden

Erreicht ein Ladungsträger die Gegenelektrode, wird er gemäß Gl. 4-14 über die Systemgrenzen herausgeführt [BOU-06]. Durch die Konstante  $C_{ext,i} \leq 1$  kann eine Flusdiskontinuität zwischen Isolierstoff und Elektrode berücksichtigt werden. Eine solche Diskontinuität kann beispielsweise durch eine Oxidschicht oder eine Potentialbarriere für den Extraktionsprozess hervorgerufen werden. Liegt ein idealer Kontakt vor, so nimmt die Konstante  $C_{ext}$  den Wert eins an.

$$J_i = C_{ext,i} \cdot \mu_i \cdot q_i \cdot n_i(x_{Rand}) \cdot E(x_{Rand}) \quad \text{Gl. 4-14}$$

### 4.3 Ladungstransport im Isolierstoffvolumen

#### 4.3.1 Haftstellen im Isolierstoffvolumen

Elektronen und Löcher werden in Haftstellen eingefangen (Gl. 4-15) und werden nach einer bestimmten Zeitdauer, die vom Energieniveau der Haftstelle  $W_t$  und der Temperatur abhängt, aus der Haftstelle erneut freigesetzt (Gl. 4-16). Wird ein Ladungsträger in einer Haftstelle gebunden, ist er nicht mehr als freier Ladungsträger verfügbar, nimmt also nicht mehr am Ladungstransport teil. In Haftstellen gebundene Ladungsträger tragen aber zur Raumladungsdichte bei und beeinflussen so die Feldverteilung im Isolierstoff. In Gl. 4-15 beschreibt  $K_{TR}$  den Trappingkoeffizienten,  $N_{t,e,h}$  die Dichte von Haftstellen für Elektronen bzw. Löcher und  $n_{tr,e,h}$  die Dichte von Haftstellen, die mit Elektronen bzw. Löchern besetzt sind.

$$\text{Trapping:} \quad \left(\frac{dn_{e,h}}{dt}\right)_{TR} = K_{TR} \cdot n_{e,h} \cdot \left(1 - \frac{n_{t,e,h}}{N_{t,e,h}}\right) \quad \text{Gl. 4-15}$$

Detrapping beschreibt den Prozess der Ladungsträgerfreisetzung durch thermische Anregung der Ladungsträger in den Haftstellen. Der Freisetzungsprozess ist unter anderem abhängig von der attempt-to-escape-Frequenz  $\nu_0$ , der Temperatur und dem Haftstellenenergieniveau.

$$\text{Detrapping:} \quad \left(\frac{dn_{e,h}}{dt}\right)_{\text{DTR}} = \nu_0 \cdot \exp\left(-\frac{W_t}{k \cdot T}\right) \quad \text{Gl. 4-16}$$

### 4.3.2 Beweglichkeit von Ladungsträgern

Elektronen und Löcher bewegen sich nach dem Mechanismus der Hopping-Leitung durch den Isolierstoff (vgl. Abschnitt 2.2.1.6). Diese wird durch eine effektive konstante Beweglichkeit nachgebildet.

In Messungen der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß VDE 0307-3-1 in polymeren Isolierstoffen hat sich gezeigt, dass die spezifische elektrische Leitfähigkeit mit der Temperatur ansteigt (siehe z.B. [Lut-11], [Win-15] oder Abschnitt 0 dieser Arbeit). Der Anstieg der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit mit der Temperatur kann durch den Anstieg der Beweglichkeit mit der Temperatur, der Bereitstellung zusätzlicher Ladungsträger oder einer Mischung beider Mechanismen verursacht werden. Im Rahmen dieses Transportmodells werden bei höheren Temperaturen mehr Ladungsträger aus Haftstellen freigesetzt, was einen Anstieg der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit bewirkt. Die Beweglichkeit wird durch jeweils einen konstanten Wert für Elektronen, Löcher und Ionen abgebildet. Dabei weisen Elektronen und Löcher dieselbe Beweglichkeit auf. Die Beweglichkeit von Ionen wird geringer angenommen als die von Elektronen und Löchern.

Es wird eine gleichmäßige Verteilung von flachen Haftstellen im gesamten Isolierstoffprüfling angenommen. Daher ist die Beweglichkeit von Elektronen und Löchern im Isolierstoffvolumen und in der Gießhaut gleich. In Randschichten, z.B. einer evtl. vorhandenen Gießhaut befinden sich jedoch zusätzlich tiefe Haftstellen, was dort zu einer Verknappung freier Ladungsträger führt (vgl. Abschnitt 2.2.1.1). Gemäß den Ergebnissen aus Abschnitt 6 wird angenommen, dass die Beweglichkeit von Ionen in der Oberflächenschicht geringer ist. Dies wird durch folgenden Zusammenhang implementiert:

$$\mu_{I,\text{Gießhaut}} = K_1 \cdot \mu_I \quad \text{mit } K_1 < 1 \quad \text{Gl. 4-17}$$

### 4.3.3 Anfangsladungsträger

Es wird angenommen, dass schon vor dem Zuschalten der Spannung eine geringe Menge freier Ladungsträger im Isolierstoff vorhanden ist. Diese sind gleichmäßig verteilt, weshalb der Isolierstoffprüfling vor dem Zuschalten der Spannung elektrisch neutral erscheint. Wird eine Spannung zugeschaltet, bewegen sich die Ladungsträger im elektrischen Feld, wodurch Ladungsschwerpunkte entgegengesetzter Polarität entstehen. Es wird angenommen, dass bei höheren Temperaturen mehr Anfangsladungsträger zur Verfügung stehen, was durch folgende Gleichung abgeschätzt wird.

$$n_i(T) = n_{0i} \cdot \exp\left(\frac{W_a}{kT}\right) \quad \text{Gl. 4-18}$$

## 4.4 Polarisation

Wird ein Isolierstoffprüfling mit Gleichspannung beaufschlagt, kommt es zu einer Verschiebung von Ladungsschwerpunkten im Isolierstoff. Dadurch sammeln sich Spiegelladungen auf den Elektroden, was als Polarisationsstrom messbar ist.

Dieser Vorgang wird im Ladungstransportmodell durch eine zeitabhängige Permittivität abgebildet.

Bei sprungförmiger Anregung eines Isolierstoffprüflings mit der elektrischen Feldstärke  $E_{DC}$  gilt der in Gl. 4-19 gegebene Zusammenhang zwischen Polarisation und Suszeptibilität und der in Gl. 4-20 gegebene Ausdruck für die Polarisation [Jon-83][Zae-03].

$$\frac{P(t)}{E_{DC}} = \varepsilon_0 \chi(t) \quad \text{Gl. 4-19}$$

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot \chi_{HF} \cdot E_{DC} + \varepsilon_0 E_{DC} \int_0^t f(\tau) \cdot d\tau \quad \text{Gl. 4-20}$$

Wird Gl. 4-20 in Gl. 4-19 eingesetzt, kann die zeitabhängige Suszeptibilität über die dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  und den hochfrequenten Anteil der Suszeptibilität ausgedrückt werden (Gl. 4-21). Mit  $\varepsilon_r = \chi + 1$  kann daraus ein Ausdruck für die zeitabhängige Permittivität abgeleitet werden (Gl. 4-22).

$$\chi(t) = \chi_{\text{HF}} + \int_0^t f(\tau) \cdot d\tau \quad \text{Gl. 4-21}$$

$$\varepsilon_r(t) = \underbrace{\chi_{\text{HF}} + 1}_{\varepsilon_{r,\text{HF}}} + \int_0^t f(\tau) \cdot d\tau \quad \text{Gl. 4-22}$$

Der hochfrequente Anteil der Permittivität  $\varepsilon_{r,\text{HF}}$  umfasst hier alle Anteile der Permittivität, die so schnell sind, dass sie (bzw. ihre Auswirkung) in einer Messung nicht erfasst werden können. Die dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  kann für einen Werkstoff durch die Messung des messbaren Gesamtstroms  $i_{G \text{ mess}}(t)$  nach der sprungförmigen Erregung mit einer Gleichspannung ermittelt werden. Der hochfrequente Anteil der Permittivität  $\varepsilon_{r,\text{HF}}$  kann durch die dielektrische Spektroskopie bestimmt werden.

## 5 Versuchsaufbauten und Isolierstoffprüflinge

### 5.1 Raumladungsmessung nach der PEA-Methode

Um die Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff, die Akkumulation von Ladungsträgern im Isolierstoff und die Bewegung von Ladungsträgern im Isolierstoff zu klären, ist die räumliche und zeitliche Entwicklung der Raumladungsdichteverteilung zu bestimmen. Die Raumladungsdichteverteilung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen wird durch die *pulsed electroacoustic method* (PEA) bestimmt. Deren Funktionsweise wird im Folgenden erläutert.

Wird ein plattenförmiger Isolierstoffprüfling mit einer Raumladungsdichte  $\rho(x)$ , der sich in einer Elektrodenanordnung befindet, mit einem elektrischen Impuls  $e(t)$  beaufschlagt (Bild 5-1), wirkt ein Kraftimpuls auf die Raumladungen im Isolierstoffvolumen. Dieser Kraftimpuls bewirkt eine geringe räumliche Verschiebung der Ladungsträger, wodurch eine akustische Druckwelle entsteht, welche proportional zur Raumladungsdichte  $\rho(x)$  ist. Über einen piezoelektrischen Sensor, der an der Erdelektrode (typischerweise aus Aluminium) angebracht ist, kann der durch die Druckwelle verursachte zeitliche Verlauf des Drucks  $p(t)$  am Ort des Piezosensors erfasst und als elektrisches Signal  $u(t)$  gemessen werden. Der zeitliche Verlauf des Drucks  $p(t)$  am Ort des Piezosensors wird durch Ladungen an den Grenzflächen zwischen dem Isolierstoff und den Elektroden (Ladungsdichten  $\sigma(0)$  bzw.  $\sigma(d)$ ) sowie durch Raumladungen  $\rho(x)$  im Isolierstoff hervorgerufen [Tak-06].

An der Hochspannungselektrode wird eine Schicht angebracht, die Reflexionen der akustischen Druckwelle an den Übergängen zwischen zwei Materialien durch Anpassung der akustischen Impedanzen minimiert (*backing material*). Neben dem elektrischen Impuls  $e(t)$  kann an der Hochspannungselektrode auch eine Prüfgleichspannung  $U_{dc}$  eingeprägt werden. In diesem Fall sind Impulsgenerator und Hochspannungsquelle durch die Zwischenschaltung eines Koppelkondensators und eines Hochspannungswiderstandes zu entkoppeln. [Tak-06]

Im vorhandenen Messsystem besteht die Erdelektrode aus Aluminium und die Hochspannungselektrode aus leitfähigem Silikon zur akustischen Impedanzanpassung.

Im nachfolgenden Kapitel werden wesentliche Berechnungsverfahren und Einflussfaktoren auf die Raumladungsmessung nach der PEA-Methode genauer erläutert.

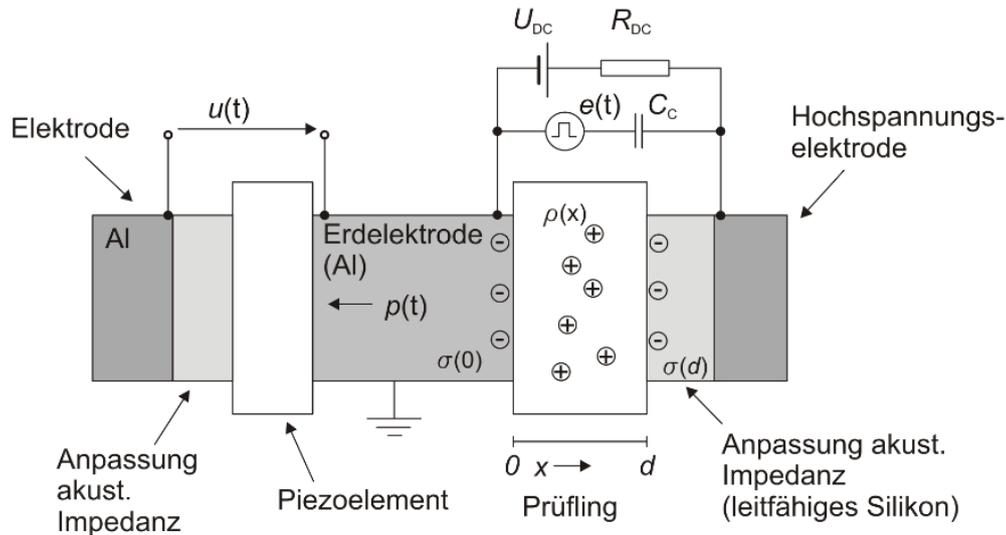


Bild 5-1: Prinzipieller Aufbau eines PEA-Messsystems. Gezeigt ist der Zustand ohne eingeprägte Spannung, mit Raumladungen im Isolierstoff und Spiegelladungen auf den Elektroden. Nach [Tak-06]

### 5.1.1 Berechnung der Ladungsdichteverteilung

Die akustische Welle wird durch ein Piezoelement erfasst, welches durch zwei metallische Elektroden kontaktiert ist (Bild 5-1). Die akustische Welle wandert durch den Isolierstoffprüfling und die Erdelektrode zum Piezoelement, welches durch die Übertragungsfunktion  $h(t)$  im Zeitbereich bzw.  $H(f)$  im Frequenzbereich gekennzeichnet ist. Am Ort des Piezoelementes ist der zeitliche Verlauf der akustischen Welle durch Gl. 5-1 gegeben.

$$p(t) = \frac{Z_{Al}}{Z_s + Z_{Al}} \cdot \left[ \sigma(0)e(t) + v_s \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau)e(t - \tau)d\tau + \sigma(d)e\left(t - \frac{d}{v_s}\right) \right] \quad \text{Gl. 5-1}$$

|      |                            |   |
|------|----------------------------|---|
| Mit: | $p(t)$                     | Druck   |
|      | $Z_{Al}$                   | akustische Impedanz der Erdelektrode                |
|      | $Z_s$                      | akustische Impedanz des Prüflings (sample)          |
|      | $v_s$                      | Schallgeschwindigkeit im Prüfling (sample)          |
|      | $\sigma(0)$                | Ladungen auf der Erdelektrode                       |
|      | $\sigma(d)$                | Ladungen auf der Hochspannungselektrode             |
|      | $\tau$                     | Integrationsvariable (benötigt im Faltungsintegral) |
|      | $\rho(\tau) = \rho(x/v_s)$ | Raumladungsdichte                                   |

Bei der Bewegung der akustischen Welle durch das Piezoelement werden durch den piezoelektrischen Effekt Ladungen auf den Oberflächen des Piezoelementes induziert [Li-94]. Die zeitliche Veränderung dieser Oberflächenladungen ist durch das Ladungssignal  $q(t)$  in Gl. 5-2 gegeben. Das Ladungssignal entspricht der Faltung zwischen dem durch die Druckwelle verursachten zeitlichen Verlauf des Drucks am Ort des Piezosensors  $p(t)$  und der Übertragungsfunktion des Piezosensors  $h(t)$  [Tak-06].

$$q(t) = \frac{2Z_p}{Z_{Al} + Z_p} \frac{v_p}{b} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau)p(t - \tau)d\tau \quad \text{Gl. 5-2}$$

- Mit:  $q(t)$  elektrische Ladungen  
 $b$  Dicke des Piezoelements  
 $v_p$  Schallgeschwindigkeit im Piezosensor  
 $Z_p$  akustische Impedanz des Piezosensors

Wird Gl. 5-2 in den Frequenzbereich überführt, entspricht das Ladungssignal  $Q(f)$  dem Produkt aus der Übertragungsfunktion des Piezoelementes  $H(f)$  und dem akustischen Signal  $P(f)$  (Gl. 5-3). Die Abtastrate des Messsystems wird durch  $\Delta\tau$  abgebildet. [Tak-98].

$$Q(f) = \frac{2Z_p}{Z_{Al} + Z_p} \frac{v_p \Delta\tau}{b} H(f)P(f) = A H(f)P(f) \quad \text{Gl. 5-3}$$

Wird angenommen, dass die Übertragungsfunktion des Messkreises durch  $w(t)$  gegeben ist und die Kapazität des Piezoelementes durch  $C_p$ , so ist die gemessene Spannung durch die Faltung von  $w(t)$  und  $q(t)/C_p$  gegeben. Im Frequenzbereich ist die gemessene Spannung  $U(f)$  somit, unter Einbeziehung von Gl. 5-3, gemäß Gl. 5-4 gegeben. [Tak-98]

$$U(f) = W(f) \frac{Q(f)}{C_p} = \frac{A}{C_p} W(f)H(f)P(f) \quad \text{Gl. 5-4}$$

Mit dem akustischen Signal im Frequenzbereich (Gl. 5-5, berechnet aus Gl. 5-1) kann Gl. 5-4 zu Gl. 5-6 umgeformt werden. Die Bedeutung der Konstanten A und B ist in Gl. 5-3 bzw. Gl. 5-5 definiert. [Tak-98]

$$P(f) = \underbrace{\frac{Z_{Al}}{Z_s + Z_{Al}} v_s \Delta \tau}_B E(f) \left[ \frac{\sigma(0)}{v_s \Delta \tau} + R(f) + \frac{\sigma(d)}{v_s \Delta \tau} \exp\left(-j2\pi f \frac{d}{v_s}\right) \right] \quad \text{Gl. 5-5}$$

Mit:  $E(f)$  eingepprägter Impuls  $e(t)$  im Frequenzbereich

$R(f)$  Fouriertransformation von  $\rho(\tau=z/v_s)$

$$U(f) = \underbrace{B \frac{A}{C_p} W(f) H(f) E(f)}_{S(f)} \left[ \frac{\sigma(0)}{v_s \Delta \tau} + R(f) + \frac{\sigma(d)}{v_s \Delta \tau} \exp\left(-j2\pi f \frac{d}{v_s}\right) \right] \quad \text{Gl. 5-6}$$

Der erste Term in Gl. 5-6 beschreibt die Oberflächenladungen auf der Erdelektrode, der zweite Term die Raumladungen im Isolierstoffprüfling und der dritte Term die Oberflächenladungen an der Hochspannungselektrode. Die Laufzeit der akustischen Welle bei der Durchquerung des Isolierstoffprüflings ist durch  $d/v_s$  gegeben. Die Ladungsdichte kann in Abhängigkeit der Zeit oder des Ortes ( $t = x/v_s$ ) angegeben werden. [Tak-98]

Der Anteil von Gl. 5-6 vor der Klammer wird als Systemfunktion  $S(f)$  bezeichnet. Ist die Systemfunktion bekannt, kann die Ladungsverteilung über eine inverse Fourier-Transformation aus Gl. 5-6 berechnet werden [Tak-98]. Die Systemfunktion ist durch die Kalibrierung des Messsystems zu ermitteln.

#### *Ermittlung der Systemfunktion - Kalibrierung*

Zur Kalibrierung muss das Messsignal  $U_0(f)$  des Systems im Frequenzbereich ermittelt werden, welches sich ohne die Beeinflussung durch Raumladungen im Isolierstoff einstellt.

Dazu wird eine geringe Gleichspannung  $U_{DC}$  eingepragt. Diese Spannung ruft Oberflächenladungen auf den Elektroden hervor, es wird jedoch angenommen, dass noch keine Raumladungen im Isolierstoff erzeugt werden. Wird nun ein Spannungsimpuls  $e(t)$  eingepragt, entspricht das gemessene Signal den Oberflächenladungen auf den Elektroden ( $\sigma(0)$  bzw.  $\sigma(d)$ ). Zur Kalibrierung wird nur der Anteil  $\sigma(0)$  herangezogen, dieser kennzeichnet die Ladungen auf der Erdelektrode (am Piezoelement). Gl. 5-6 vereinfacht sich somit zu Gl. 5-7. Die Ladungsdichte  $\sigma(0)$  kann nach Gl. 5-8 berechnet werden, wenn die relative Permittivität des Isolierstoffes und die Prüflingsdicke bekannt sind. [Tak-98]. Die Systemfunktion kann somit gemäß Gl. 5-9 angegeben werden.

$$U_0(f) = S(f) \frac{\sigma_0(0)}{v_s \Delta\tau} \quad \text{Gl. 5-7}$$

$$\sigma_0(0) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{U_{DC}}{d} \quad \text{Gl. 5-8}$$

$$S(f) = U_0(f) \frac{v_s d \Delta\tau}{\varepsilon_0 \varepsilon_r U_{DC}} \quad \text{Gl. 5-9}$$

Wird die Systemfunktion aus Gl. 5-9 in Gl. 5-6 eingesetzt, ergibt sich nach geeigneter Umformung [Tak-98]:

$$\frac{U(f)}{U_0(f)} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r U_{dc}}{v_s d \Delta\tau} = \left[ \frac{\sigma(0)}{v_s \Delta\tau} + R(f) + \frac{\sigma(d)}{v_s \Delta\tau} \exp\left(-j2\pi f \frac{d}{v_s}\right) \right] \quad \text{Gl. 5-10}$$

Die rechte Seite von Gl. 5-10 gibt die Ladungsdichten im Isolierstoffprüfling und auf den Elektroden an. Die linke Seite stellt das gemessene Signal dar. Die Faktoren  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_r$ ,  $U_{DC}$ ,  $v_s$ ,  $d$  und  $\Delta\tau$  sind Konstanten.

### 5.1.2 Einfluss von Dämpfung und Dispersion auf die Raumladungsmessung

Bei Raumladungsmessungen nach der PEA-Methode muss berücksichtigt werden, dass die akustische Welle auf ihrem Weg durch den Isolierstoff durch Dämpfung und Dispersion verformt wird. Die gemessene Raumladungsdichte entspricht daher nicht der tatsächlichen Raumladungsdichteverteilung. Abhängig vom Isolierstoff kann bei dünnen Prüflingen der Einfluss von Dämpfung und Dispersion unter Umständen vernachlässigt werden. In dicken Prüflingen muss er jedoch berücksichtigt werden. Durch rechnerische Methoden kann die tatsächliche Raumladungsdichteverteilung aus dem Messsignal rekonstruiert werden [Wen-18b].

Wird ein plattenförmiger Isolierstoffprüfling aus Epoxidharzformstoff mit einer positiven Gleichspannung beaufschlagt, kann zehn Sekunden nach Einprägung der Spannung die in Bild 5-2 gezeigte Ladungsdichteverteilung gemessen werden. Die linke Seite in Bild 5-2a und in Bild 5-2b zeigt jeweils die Ladungsdichteverteilung in der Messanordnung in den Epoxidharzformstoffen EP1 bzw. EP2 (vgl. Abschnitt 5.4). In den Bildern der rechten Seite werden die Ladungsdichteverteilungen an der Erdelektrode und der Hochspannungselektrode in Absolutwerten verglichen. Die Ladungen bei  $x = 0$  entsprechen Ladungen auf der Erdelektrode, die Ladungen bei  $x = d$  entsprechen Ladungen auf der Hochspannungselektrode. Es wird angenommen, dass nach einer kurzen Beanspruchungsdauer von zehn Sekunden keine Ladungen aus den Elektroden in den Isolierstoff injiziert wurden und die gemessenen Ladungen somit den Elektroden des Messsystems zugeordnet werden können.

Die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) erscheint im Vergleich mit der Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und in ihrer Höhe reduziert. Dies ist auf den Einfluss von Dämpfung und Dispersion zurückzuführen. In einem Isolierstoff wird die akustische Welle beim Durchlaufen des Isolierstoffes durch Dämpfung und Dispersion beeinflusst, wodurch ihre ursprüngliche Form verändert wird [Sac-78]. Da die akustische Welle, ausgehend von Ladungen auf der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ), eine längere Strecke im Isolierstoff durchqueren muss, wird sie durch Dämpfung und Dispersion stärker beeinflusst als die akustische Welle, die von Ladungen auf der Erdelektrode ( $x = 0$ ) ausgeht. Die gemessene Ladungsdichteverteilung entspricht somit nicht der tatsächlichen Ladungsdichteverteilung.

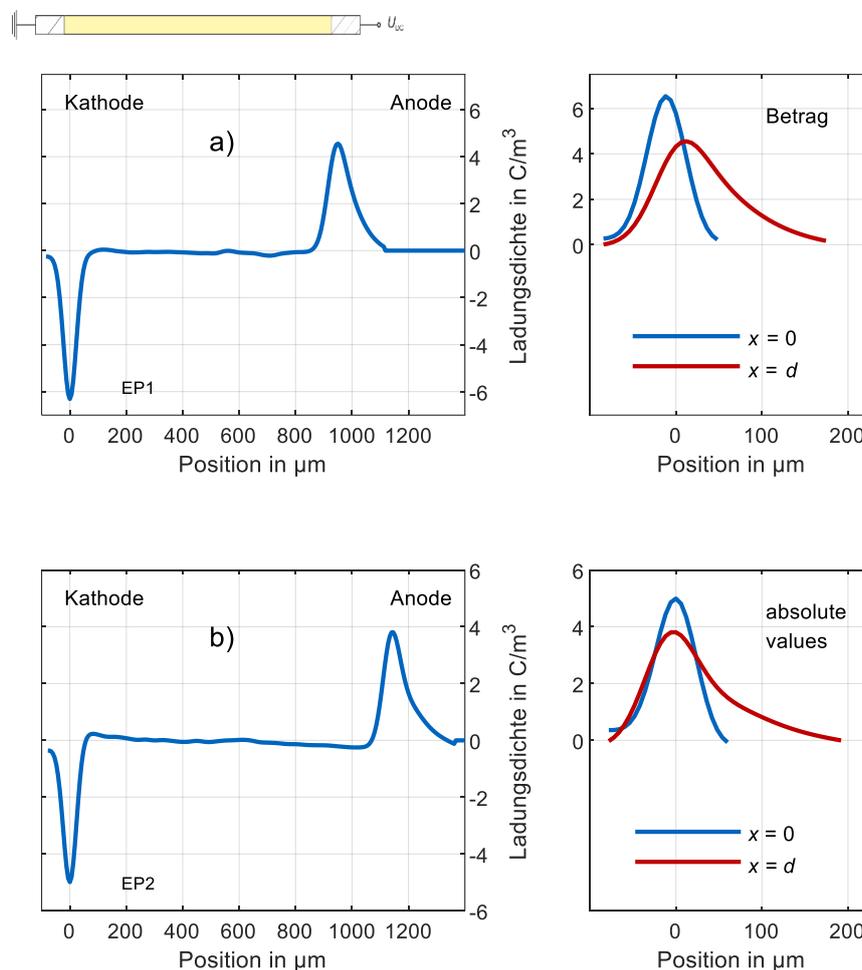


Bild 5-2: Ladungsdichteverteilung in EP1 und EP2 nach einer Belastungsdauer von 10 s bei 25 °C; Bilder auf der rechten Seite vergleichen die Ladungsdichteverteilungen bei  $x = 0$  und  $x = d$ , a) EP1,  $d = 0,95$  mm,  $U = 9,5$  kV, b) EP2,  $d = 1,14$  mm,  $U = 10$  kV

Die Ausbreitung einer ebenen akustischen Welle  $p(t, x)$  in einem Feststoff kann durch die eindimensionale Wellengleichung beschrieben werden [Li-95]:

$$p(t, x) = P_0 e^{j\omega(t-x/v)} = P_0 e^{j(\omega t - kx)} \quad \text{Gl. 5-11}$$

mit der Kreisfrequenz  $\omega$ , der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$ , der Wellenzahl  $k$  und der Wellenamplitude  $P_0$ . Für nicht-dispersive Medien ist die Wellengeschwindigkeit konstant, für dispersive Medien ist sie von der Frequenz abhängig [Li-95].

Die Verzerrung der akustischen Welle im Isolierstoff wird durch die komplexe Form der Wellenzahl  $k$  beschrieben [Sac-78][Li-95]:

$$k = \beta(\omega) - j\alpha(\omega) \quad \text{(Gl. 5-12)}$$

wobei das Dämpfungsmaß  $\alpha(\omega)$  die Dämpfung der akustischen Welle im Isolierstoff beschreibt und der Dispersionsfaktor  $\beta(\omega)$  die Dispersion der akustischen Welle. Beide Faktoren sind von der Frequenz abhängig. Mit obiger Gleichung kann die akustische Welle im Zeitbereich gemäß Gl. 5-13 und im Frequenzbereich gemäß Gl. 5-14 ausgedrückt werden [Sac-78][Li-95].

$$p(t, x) = P_0 e^{-\alpha(\omega)x} e^{j(\omega t - \beta(\omega)x)} \quad \text{Gl. 5-13}$$

$$P(\omega, x) = P(\omega, 0) e^{-(\alpha(\omega) + j\beta(\omega))x} \quad \text{Gl. 5-14}$$

Es wird deutlich, dass der Einfluss von Dämpfung und Dispersion mit zunehmendem Abstand vom Piezosensor (zunehmendes  $x$ ) größer wird. Sind das Dämpfungsmaß  $\alpha(\omega)$  und der Dispersionsfaktor  $\beta(\omega)$  bekannt, kann die wahre Ladungsdichteverteilung aus der gemessenen Ladungsdichteverteilung rekonstruiert werden.

Das Dämpfungsmaß  $\alpha(\omega)$  und der Dispersionsfaktor  $\beta(\omega)$  werden aus den Amplituden- und Phasenspektren der originalen (unbeeinflussten) Welle  $p(0, t)$  und der übertragenen Welle  $p(d, t)$  berechnet [Sac-78][Li-95]:

$$\alpha(\omega) = - \ln \left( \frac{|P(\omega, d)|}{|P(\omega, 0)|} \right) \cdot \frac{1}{d} \quad \text{Gl. 5-15}$$

$$\beta(\omega) = -(\phi(\omega, d) - \phi(\omega, 0)) \cdot \frac{1}{d} \quad \text{Gl. 5-16}$$

Hier ist  $\phi$  die Phase,  $P$  die Wellenamplitude und  $d$  die Prüflingsdicke. Da die originale Welle nicht bekannt ist, wird die gemessene Welle, welche durch Ladungen auf der

Erdelektrode ( $x = 0$ ) verursacht wird, als die originale Welle  $p(0, t)$  angenommen. Die übertragene Welle  $p(d, t)$  entspricht Ladungen auf der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ). Da diese Welle den Isolierstoff durchqueren muss, ist sie durch Dämpfung und Dispersion verformt. Im Frequenzbereich korrespondieren diese Wellen zu  $P(\omega, 0)$  und  $P(\omega, d)$ .

Das Dämpfungsmaß  $\alpha(\omega)$  und der Dispersionsfaktor  $\beta(\omega)$  werden mit Hilfe der oben gegebenen Gleichungen aus gemessenen Ladungsdichteverteilungen für die zu untersuchenden Materialien EP1 und EP2 berechnet. Dabei werden  $\alpha(\omega)$  und  $\beta(\omega)$  durch Mittelung von fünf Messungen bei 25 °C bestimmt. Das Dämpfungsmaß  $\alpha(\omega)$  nimmt in EP1 und EP2 über der Frequenz zu. Dies entspricht einem stärkeren Einfluss der Dämpfung auf Anteile hoher Frequenz. Der Dispersionsfaktor  $\beta(\omega)$  nimmt ebenfalls in EP1 und EP2 mit der Frequenz zu. Sowohl  $\alpha(\omega)$  als auch  $\beta(\omega)$  sind in EP1 höher als in EP2, was einem stärkeren Einfluss von Dämpfung und Dispersion auf die akustische Welle in EP1 entspricht.

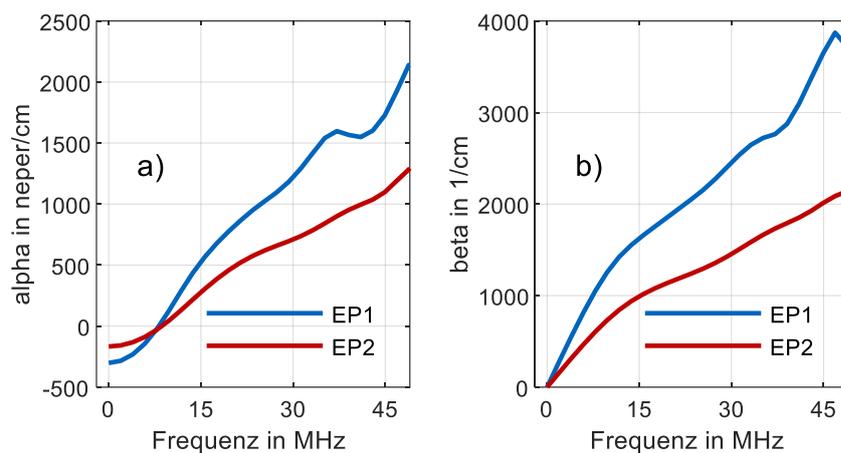


Bild 5-3 a) Dämpfungsmaß  $\alpha(\omega)$  und b) Dispersionsfaktor  $\beta(\omega)$  von EP1 und EP2

Es werden  $\alpha(\omega)$  und  $\beta(\omega)$  verwendet, um den Einfluss von Dämpfung und Dispersion zu eliminieren, indem die wahre Ladungsdichteverteilung aus der gemessenen Ladungsdichteverteilung rekonstruiert wird. Die Ergebnisse sind in nachfolgender Abbildung zu sehen. Auf der linken Seite sind jeweils die gemessenen und die rekonstruierten Ladungsdichteverteilungen gezeigt. Auf der rechten Seite werden die Ladungsdichteverteilungen an der Erdelektrode und an der Hochspannungselektrode des rekonstruierten Ergebnisses verglichen. Nach der Rekonstruktion der wahren Ladungsdichteverteilung stimmen die Ladungsdichten an der Erdelektrode und an der Hochspannungselektrode gut überein.

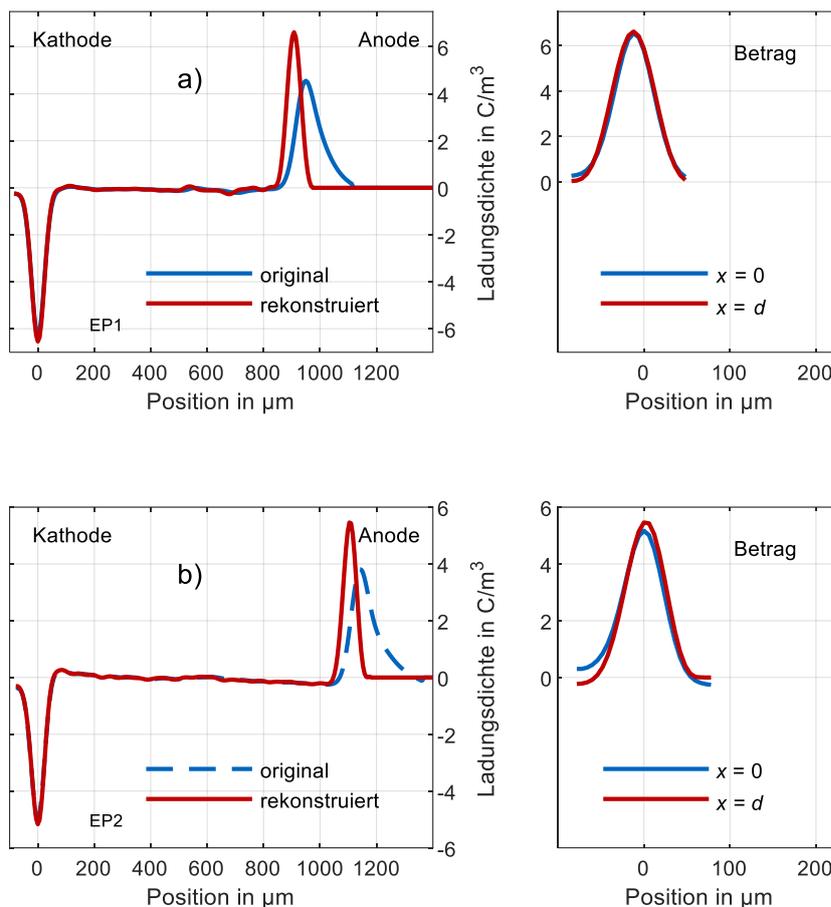


Bild 5-4: Original gemessene und rekonstruierte Ladungsdichteverteilung in EP1 und EP2 nach einer Belastungsdauer von 10 s bei 25 °C. Bilder auf der rechten Seite vergleichen die Ladungsdichteverteilungen bei  $x = 0$  und  $x = d$ , a) EP1,  $d = 0,95 \text{ mm}$ ,  $U = 9,5 \text{ kV}$ , b) EP2,  $d = 1,14 \text{ mm}$ ,  $U = 10 \text{ kV}$

### 5.1.3 Wesentliche Einflussfaktoren auf die Raumladungsmessung

#### Impulsdauer

Die Dauer (Breite) des eingepprägten elektrischen Impulses  $e(t)$  beeinflusst die Auflösung des Messsystems und die Form der gemessenen Raumladungsdichteverteilung. Die Impulsdauer muss für einen Isolierstoffprüfling mit einer bestimmten akustischen Geschwindigkeit und einer bestimmten Prüflingsdicke geeignet gewählt werden. Die Dauer des eingepprägten Impulses  $\Delta T_p$  muss viel geringer sein als die Dauer  $\Delta T_s$ , die der Impuls zur Durchquerung des Isolierstoffprüflings benötigt (Gl. 5-17). [Tak-98]

$$\Delta T_p \ll \Delta T_s = \frac{d}{v_s} \quad \text{Gl. 5-17}$$

Mit:  $d$       Dicke des Isolierstoffprüflings  
 $v_s$       Schallgeschwindigkeit im Isolierstoff

Die Auflösung des PEA-Systems kann nicht pauschal angegeben werden. Sie ist von der Schallgeschwindigkeit im Prüfling, der Prüflingsdicke und der Dauer des eingepprägten Impulses  $\Delta T_p$  abhängig. Die relative Auflösung berechnet sich gemäß [Tak-06]:

$$\eta = \frac{\Delta T_p}{\Delta T_s} = \frac{\Delta T_p}{d/v_s} \quad \text{Gl. 5-18}$$

Wird ein Isolierstoffprüfling angenommen, der eine rechteckförmige Raumladungsverteilung  $\rho(x)$  enthält, und an den keine Prüfgleichspannung angelegt ist (Bild 5-5 oben), werden die Oberflächenladungsdichten  $\sigma(0)$  bzw.  $\sigma(d)$  auf den Elektroden des Messsystems induziert. Die Summe der Raumladungen und der induzierten Ladungen beträgt Null. Die räumliche Ausdehnung dieser Oberflächenladungen kann als vernachlässigbar gering angenommen werden. Die gemessene Raumladungsverteilung bildet sich aus dem Faltungsintegral zwischen dem eingepprägten Impuls  $e(t)$  und der tatsächlichen Raumladungsverteilung (vgl. Abschnitt 5.1.1) [Tak-06].

Wird der eingepprägte elektrische Impuls  $e(t)$  als  $\delta$ -Funktion angenommen, ist das Spannungssignal  $u(t)$  am Piezoelement direkt proportional zur Raumladungsverteilung im Isolierstoffprüfling. Die Oberflächenladungen an den Elektroden mit vernachlässigbarer Ausdehnung erscheinen ebenfalls mit der Breite einer  $\delta$ -Funktion. Ist der eingepprägte Impuls  $e(t)$  von rechteckiger Form, erscheinen die Oberflächenladungen ebenfalls rechteckig, die Raumladungen jedoch trapezförmig. Ist der Impuls  $e(t)$  sehr breit, kann das Messsystem somit nicht die tatsächliche Raumladungsverteilung darstellen [Tak-98], [Tak-06]. Dieser Zusammenhang wird in Bild 5-5 veranschaulicht. Die Breite der gemessenen Flächenladungen auf den Elektroden ist dabei ein Maß für die Dauer des eingepprägten Impulses  $e(t)$ .

Jedoch kann auch ein sehr schmaler (schneller) Impuls  $e(t)$  zu Schwierigkeiten bei der Interpretation des Messsignals führen. Bei Einprägung eines sehr schmalen Impulses  $e(t)$  weisen die Oberflächenladungen  $\sigma(0)$  bzw.  $\sigma(d)$  im Messsignal eine sehr große Intensität auf. Die Intensität der Raumladungen  $\rho(x)$  im Messsignal ist jedoch deutlich geringer. Das Ausgangssignal des Piezoelementes wird durch Ladungen auf den Elektroden des Messsystems als auch von Raumladungen im Isolierstoff bestimmt. Da

daher beide Anteile auf dem Bildschirm des Oszilloskops dargestellt werden, kann es in diesem Fall schwierig sein, die Raumladungen zu erkennen [Tak-06].

Da sowohl ein sehr schmaler als auch ein breiter Impuls Schwierigkeiten bei der Interpretation des Raumladungssignals mit sich bringen, muss ein Kompromiss gewählt werden. Nach allgemeinen Erfahrungen sollte die relative Auflösung zwischen 2 % und 5 % gewählt werden [Tak-06] (vgl. Bild 5-5/b, c). Wird ein Isolierstoffprüfling einer Dicke von 1 mm angenommen, entspricht dies nach Gl. 5-18 einer absoluten Auflösung zwischen 20  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$ .

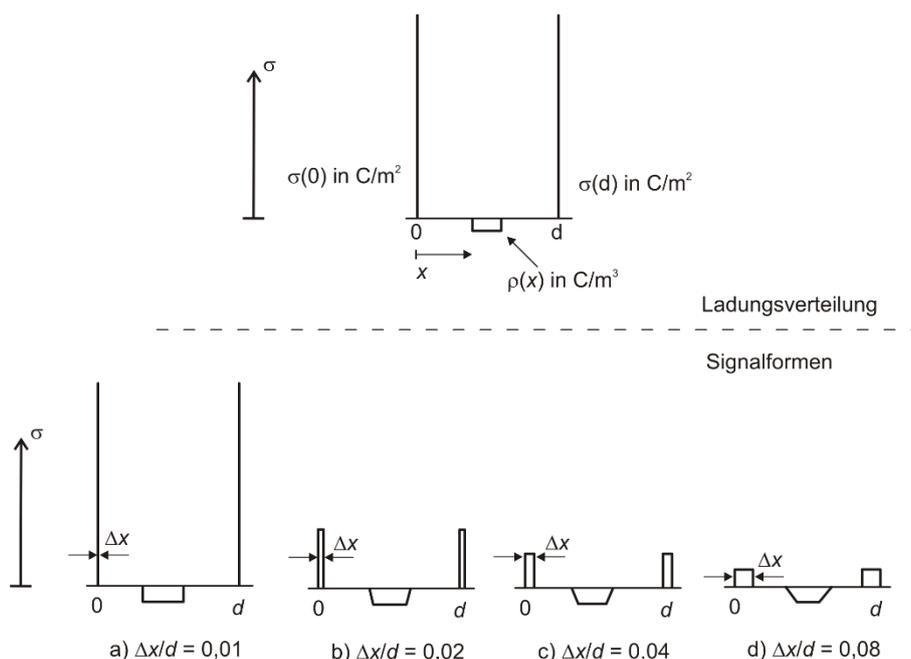


Bild 5-5: Schematische Darstellung des Einflusses der Impulsbreite auf die nach der PEA-Methode gemessene Raumladungsdichteverteilung. Nach [Tak-06]

*Beispiel:*

Wird ein plattenförmiger Prüfling aus Epoxidharzformstoff angenommen, kann mit Gl. 5-18 ein Bereich der idealen Impulsdauer berechnet werden. Die Grenzen des Bereiches der idealen Impulsdauer werden durch die Empfehlung einer relativen Auflösung von 2 % bis 5 % definiert (vgl. oben). Die Schallgeschwindigkeit von Epoxidharzformstoff wird zu  $v_s = 3000 \text{ m/s}$  angenommen [And-10].

$$\Delta T_{p1} = \eta_1 \cdot \frac{d}{v_s} = 0,02 \cdot \frac{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{3000 \text{ m/s}} = 6,7 \text{ ns} \quad \text{Gl. 5-19}$$

$$\Delta T_{p2} = \eta_2 \cdot \frac{d}{v_s} = 0,05 \cdot \frac{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{3000 \text{ m/s}} = 16,7 \text{ ns} \quad \text{Gl. 5-20}$$

Demnach sollte der Spannungsimpuls eine Dauer von 6,7 ns bis 16,7 ns aufweisen.

### *Reflexionen der akustischen Welle an Grenzflächen*

Trifft die akustische Welle auf eine Grenzfläche zwischen Materialien unterschiedlicher akustischer Impedanz, kommt es zu Reflexionen. Dies ist insbesondere an der Grenzfläche zwischen dem Piezoelement und den angrenzenden Materialien von Bedeutung, da es hier zu Mehrfachreflexionen kommen kann, welche die Interpretation der Ergebnisse erschweren (Bild 5-6a). Das Verhältnis zwischen Reflexion und Brechung wird durch das Verhältnis der akustischen Impedanzen bestimmt. Wird zwischen der Aluminiumelektrode und dem Piezoelement ein Material eingebracht, dessen akustische Impedanz möglichst genau der des Piezoelements entspricht, können Reflexionen minimiert werden (Bild 5-6b) [Tak-06].

Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass es trotz der erfolgten Impedanzanpassung weiterhin zu einer Reflexion zwischen der Erdelektrode und dem Piezoelement kommt (Bild 5-6b). Die reflektierte Welle durchquert die Erdelektrode, wird an der Grenzfläche zwischen Erdelektrode und Isolierstoffprüfling erneut reflektiert und erzeugt so, nach erneuter Durchquerung der Erdelektrode, ein Störsignal am Piezoelement. Die Dicke der Erdelektrode muss daher so angepasst werden, dass die Laufzeit der reflektierten Welle ausreichend groß ist, um nicht mehr für eine Messung wirksam zu sein.

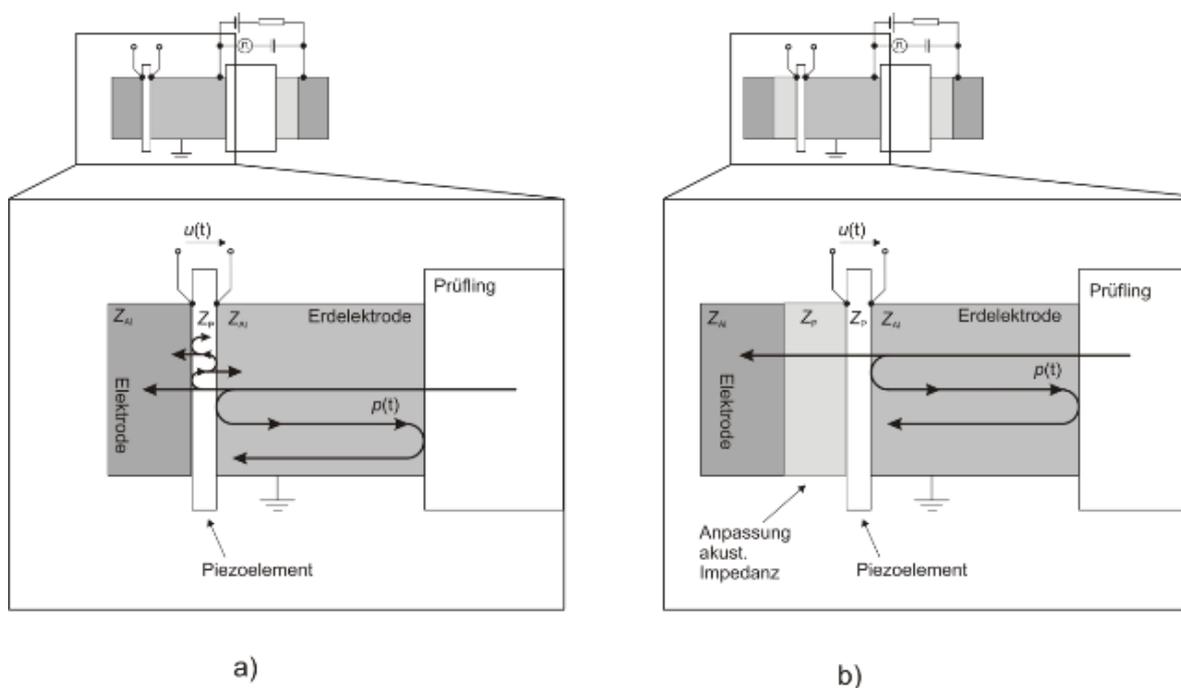


Bild 5-6 Reflexionen an den Grenzflächen zwischen dem Piezoelement und den Elektroden, bei a) keiner Anpassung der akustischen Impedanzen und b) Anpassung der akustischen Impedanzen nach [Tak-06]

### Dicke des Piezoelementes

Um eine hohe Auflösung des PEA-Messsystems zu erzielen, muss die Dicke des Piezoelementes geeignet gewählt werden. Die erforderliche Zeitdauer eines Signals zur Durchquerung des Piezoelementes ist durch  $b/v_p$  gekennzeichnet, wobei  $v_p$  die Schallgeschwindigkeit im Piezosensor angibt und  $b$  die Dicke des Piezoelementes. Es wird empfohlen, die Dicke des Piezoelementes so zu wählen, dass mit der Dauer des elektrischen Impulses  $\Delta T_p$  gilt [Tak-06]:

$$\frac{b}{v_p} \leq \Delta T_p \quad \text{Gl. 5-21}$$

Bild 5-7 verdeutlicht die Bedeutung von Gl. 5-21. Das Ladungssignal des Piezoelementes entspricht der Faltung zwischen der akustischen Welle und der Übertragungsfunktion des Piezoelementes, welche von dessen Dicke abhängt. Wird eine rechteckförmige akustische Welle angenommen, erzeugt ein dickes Piezoelement ein trapezförmiges Ausgangssignal (Bild 5-7b), die wahre Form des Spannungssignals wird also nicht wiedergegeben. Nur durch ein hinreichend dünnes Piezoelement kann die Form der akustischen Welle näherungsweise erhalten bleiben (Bild 5-7/d, e).

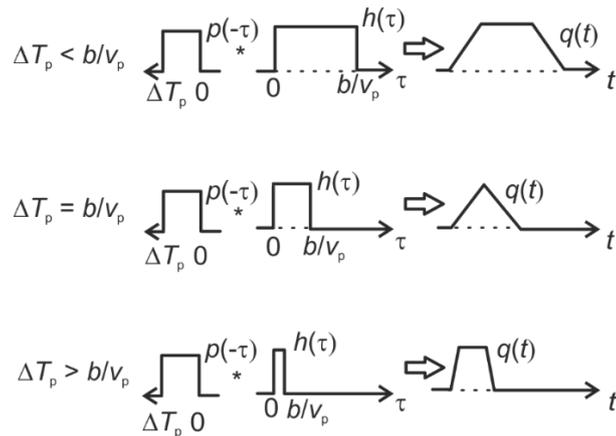


Bild 5-7: Qualitativer Zusammenhang zwischen der Dicke des Piezoelementes und der Gestalt des Ausgangssignals;  $v_p$ : Schallgeschwindigkeit im Piezosensor,  $b$ : Dicke des Piezoelementes. [Tak-06]

#### Beispiel:

Wird eine Impulsdauer von 6,2 ns bzw. 16,7 ns angenommen, kann die maximale Dicke eines Piezoelementes aus PVDF ( $v_p = 2600$  m/s) gemäß Gl. 5-21 abgeschätzt werden zu [Tak-06]:

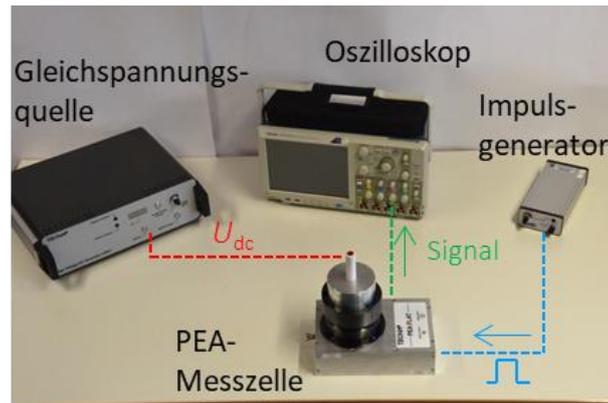
$$b_{16,7 \text{ ns}} \leq \Delta T_p u_p = 16,7 \cdot 10^{-9} \text{ s} \cdot 2600 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 43,4 \mu\text{m}$$

Gl. 5-22

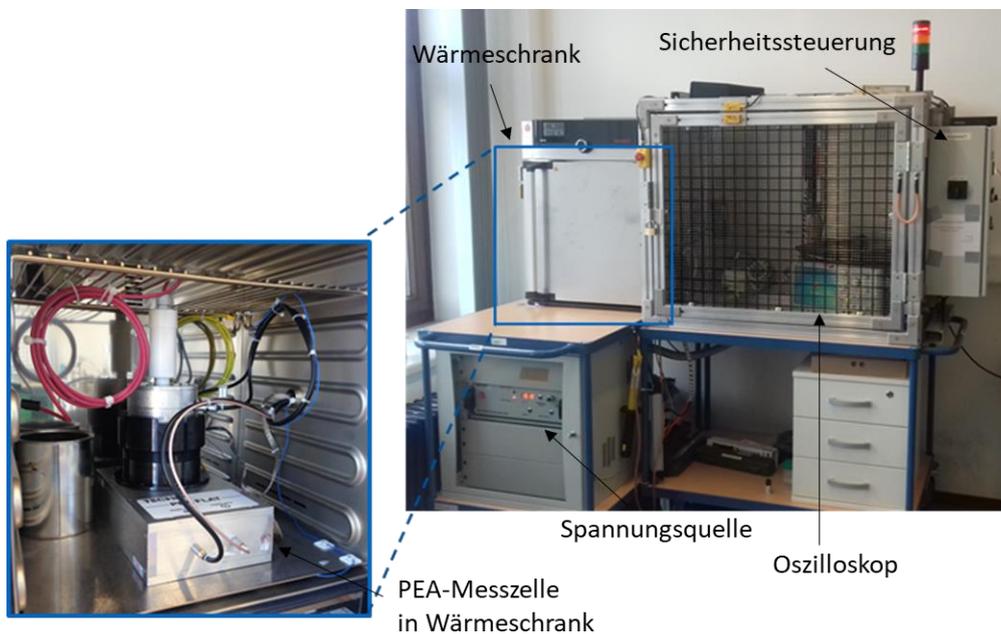
$$b_{6,2 \text{ ns}} \leq \Delta T_p u_p = 6,2 \cdot 10^{-9} \text{ s} \cdot 2600 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 16,12 \mu\text{m}$$

#### 5.1.4 Versuchsaufbau

Das zur Verfügung stehende Messsystem des Herstellers TechImp besteht insbesondere aus der PEA-Messzelle (mit Piezoelement aus PVDF, Dicke  $9 \mu\text{m}$ ), dem Impulsgenerator (Spannung 0 bis 500 V, Pulsdauer 10 ns, Wiederholrate 150 Hz), der Gleichspannungsquelle ( $\pm 30$  kV) und einem Oszilloskop (Bild 5-8a). Die Messzelle ist in einem Wärmeschrank untergebracht, wodurch Raumladungsmessungen bei Temperaturen von  $25^\circ\text{C}$  bis  $60^\circ\text{C}$  durchgeführt werden können. Höhere Temperaturen sind nicht möglich, da die PEA-Messzelle nicht weiter erhitzt werden darf. Die Erdelektrode der PEA-Messzelle besteht aus Aluminium, die Hochspannungselektrode aus leitfähigem Silikon zur akustischen Impedanzanpassung.



a)



b)

Bild 5-8: Versuchsaufbau zur Raumladungsmessung nach der PEA-Methode; a) Wesentliche Komponenten des Messsystems, b) Versuchsaufbau

### 5.2 Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit der Epoxidharzformstoffe wird in einer Grundschaltung nach VDE 0307-3-1 bestimmt (Bild 5-9). Diese besteht aus einer Hochspannungselektrode, an die eine Gleichspannung  $U_{dc}$  angelegt wird, einer Messelektrode und einem Schutzring zur Ableitung von Oberflächenströmen gegen Erde. Der Strom nach dem Einprägen der Gleichspannung wird durch ein Elektrometer Keithley 6517B gemessen. Die Gleichspannung wird durch eine Gleichspannungsquelle

vom Typ HCL 350-12500 des Herstellers FUG erzeugt. Die Elektrodenanordnung befindet sich in einem Klimaprüfschrank WK3-180/40 des Herstellers Weiss Umwelttechnik GmbH. Mit diesem sind Temperaturen von  $-40\text{ °C}$  bis  $180\text{ °C}$  und relative Luftfeuchten von über 10 % realisierbar. Um die Messungen bei geringeren Luftfeuchten von ca. 2 % durchzuführen, waren die Prüflinge mit den Elektrodenanordnungen zusätzlich in luftdichten Boxen mit Trockenmittel untergebracht. Es werden verschiedene Elektrodenanordnungen verwendet, die in Abschnitt 5.4 erläutert werden.

Nach Anlegen der Gleichspannung wird der Strom bis zum Erreichen des stationären (oder quasistationären) Zustandes und nach dem Abklingen der Polarisationsmechanismen gemessen. Aus dem stationären Strom  $I_s$ , dem Kurzschlussstrom  $I_0$ , der Prüflingsdicke  $d$ , dem Durchmesser der Messelektrode  $d_1$  und der Breite des Luftspaltes  $g$  kann die spezifische elektrische Leitfähigkeit gemäß Gl. 5-23 bestimmt werden.

$$\kappa = \frac{I_s + I_0}{U_{DC}} \cdot \frac{4d}{\pi(d_1 + g)^2} \quad \text{Gl. 5-23}$$

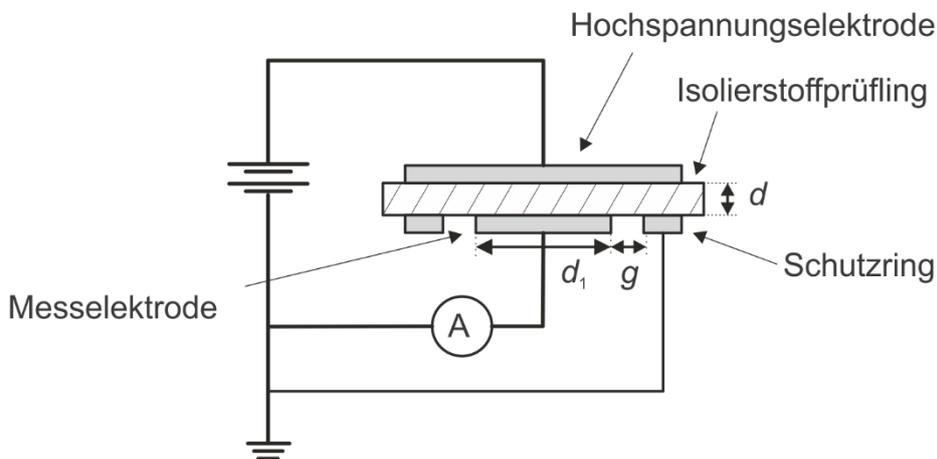


Bild 5-9: Grundschiung zur Messung des spezifischen Durchgangswiderstandes gemäß VDE 0307-3-1

### 5.3 Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen

Bei den zuvor erläuterten Methoden zur Raumladungsmessung nach der PEA-Methode und der Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß VDE 0307-3-1 befinden sich stets metallische Elektroden in Kontakt zur Isolierstoffoberfläche. Um zu überprüfen ob die Messergebnisse durch den Kontakt mit den metallischen Elektroden beeinflusst werden, wurde daher ein Aufbau erstellt, der die Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit ohne Kontakt zu einer metallischen Elektrode ermöglicht. Die elektrische Leitfähigkeit wurde bereits in vorangegangenen Arbeiten aus dem Abbau von Oberflächenladungen bestimmt (z.B. [Lut-09], [Kum-11], [Ala-18]), jedoch war der Isolierstoffprüfling dort auf einer Seite in ständigem Kontakt mit einer metallischen Elektrode.

Der Abbau von Oberflächenladungen wurde an runden plattenförmigen Isolierstoffprüflingen mit einem Durchmesser von 80 mm und einer Dicke von 1,1 mm gemessen. Nachfolgend wird beschrieben, wie die Ladungen auf die Oberfläche eines Isolierstoffprüflings aufgebracht werden können und anschließend die Verteilung des Oberflächenpotentials gemessen werden kann. Die Messung des Oberflächenpotentials erfolgt berührungslos über das elektrostatische Voltmeter Trek 341B mit dem Sensor 3455-ET. Dieses Messsystem arbeitet nach dem Prinzip der Feldkompensation, bei welcher sich der Sensor im Abstand von einigen Millimetern über dem Messpunkt befindet und das Potential des Messpunktes annimmt. So kann der Einfluss des Sensors auf den Messbereich reduziert werden [Nor-02].

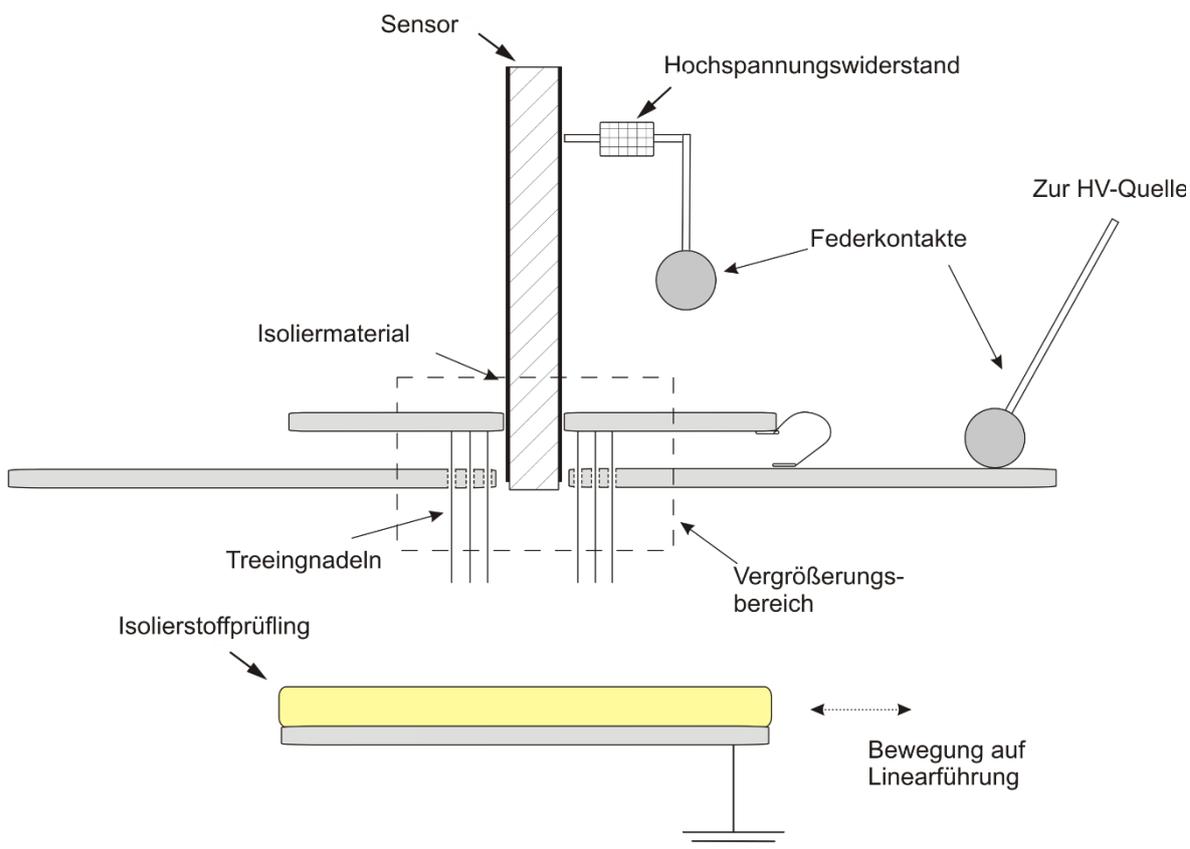
Der Ladungsabbau soll insbesondere durch das Isolierstoffvolumen erfolgen, weshalb die Rekombination von Oberflächenladungen mit Gasionen weitgehend vermieden werden muss. Dies kann durch die Positionierung des Sensors über dem Messbereich erfolgen [Kum-11][Hoa-14]. Da der Sensor das Potential des Messbereiches annimmt, besteht kein elektrisches Feld zwischen dem Isolierstoffprüfling und dem Sensor, weshalb die Bewegung von Gasionen auf die Isolierstoffoberfläche vernachlässigbar ist.

#### 5.3.1 Einseitige Anordnung

Der plattenförmige Isolierstoffprüfling befindet sich auf einer geerdeten Metallplatte, die auf einer Linearführung montiert ist (Bild 5-10). Über dem Isolierstoffprüfling ist eine Anordnung angebracht, die in Bild 5-10 dargestellt ist, wobei der untere Bereich von Bild 5-10 einen vergrößerten Bereich zeigt. Die Anordnung besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen, wobei einer in vertikaler Richtung bewegt werden kann

(Bild 5-11). Die Anordnung ist in Bild 5-10 genau dargestellt, während die nachfolgenden Abbildungen die Anordnung schematisch darstellen.

Der bewegliche Teil der Anordnung besteht aus dem Sensor, einer metallischen Schirmplatte und einem Federkontakt, der mit dem Sensor über einen Hochspannungswiderstand kontaktiert ist. Die Unterseite des Sensors ist in einer Aussparung in der metallischen Schirmplatte berührungslos montiert. Der fest montierte Teil der Anordnung besteht aus einer Metallplatte, an der Treeing-Nadeln mit einem Spitzenradius von  $12\ \mu\text{m}$  befestigt sind. An der Position der Treeing-Nadeln weist die metallische Schirmplatte Löcher auf, durch welche die Nadeln geführt sind. Beide Metallplatten sind elektrisch leitend miteinander verbunden, so dass sie stets dasselbe Potential aufweisen. Ein Federkontakt kann die metallische Schirmplatte mit einer Hochspannungsquelle verbinden.



Vergrößerungsbereich

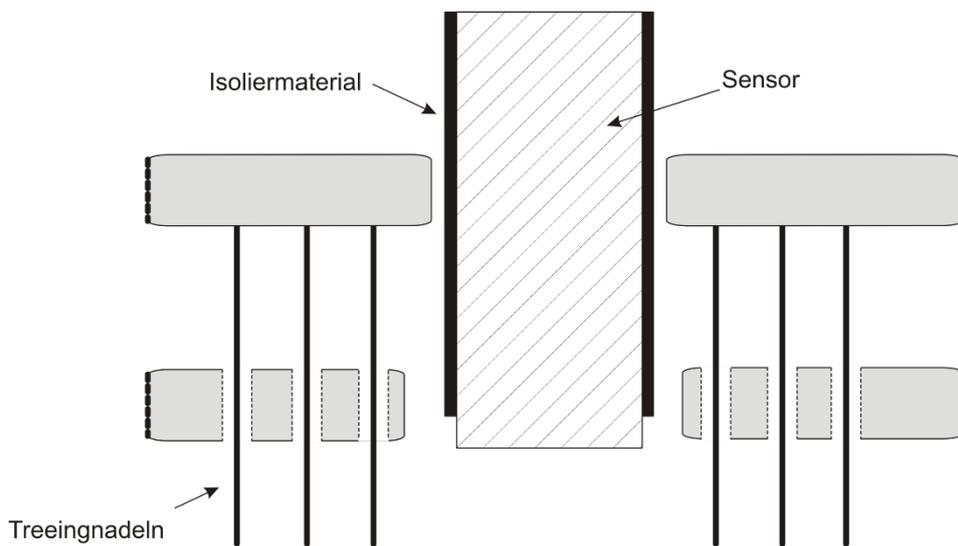


Bild 5-10: Versuchsaufbau zur Aufladung einer Isolierstoffoberfläche und der anschließenden Messung des Oberflächenpotentials; das untere Bild zeigt den Vergrößerungsbereich; Die Treeingnadeln sind schematisch dargestellt, die genaue Position der Nadeln wird in Bild 5-13 gezeigt.

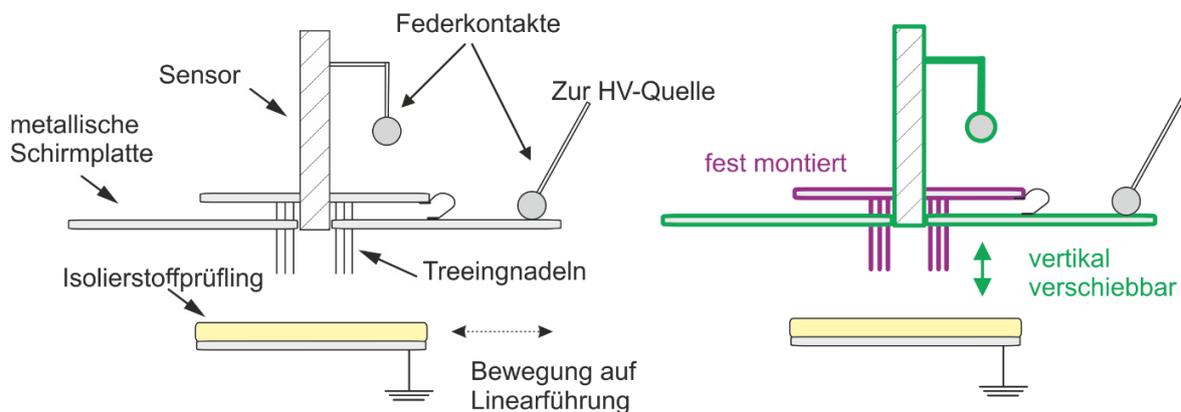


Bild 5-11: Versuchsaufbau zur Aufladung einer Isolierstoffoberfläche und der anschließenden Messung des Oberflächenpotentials; die linke Seite zeigt die Anordnung, die rechte Seite zeigt den beweglichen und den fest montierten Teil der Anordnung

Zur Ladung des Isolierstoffprüflings befindet sich die Anordnung in Ladeposition (Bild 5-12 oben links). Der bewegliche Teil der Anordnung befindet sich in der oberen Position, die Nadeln reichen in den Feldraum hinein. Über den Federkontakt kann eine Gleichspannung einer externen Spannungsquelle an die metallische Schirmplatte und somit an die Nadeln angelegt werden (Bild 5-12 unten links). Der Sensor hat keinen Kontakt zur Hochspannungsquelle und nimmt ein freies Potential an, indem er dem Potential der Hochspannungsquelle folgt. Ist der Ladevorgang nach ca. 5 s abgeschlossen, wird die bewegliche Anordnung herabgefahren (Bild 5-12 oben rechts). Der Federkontakt zur Hochspannungsquelle wird geöffnet, und der Federkontakt am Sensor wird geschlossen und stellt eine Verbindung zwischen dem Sensor und der oberen Platte her. Somit befinden sich beide Platten (und die Treeing-Nadeln) auf dem Potential des Sensors (Bild 5-12 unten rechts). Die Treeing-Nadeln befinden sich nicht mehr im Feldraum. Die bewegliche Anordnung wird pneumatisch bewegt, wodurch ein schneller Positionswechsel gewährleistet wird und Rückentladungen vermieden werden.

Da der Sensor das Potential des Messbereiches annimmt, besteht näherungsweise kein elektrisches Feld zwischen dem Isolierstoffprüfling und dem Sensor mit der angeschlossenen Platte, weshalb die Rekombination von Oberflächenladungen mit Gasionen weitgehend vermieden wird. Der Ladungsabbau erfolgt deshalb wie gewünscht primär durch das Isolierstoffvolumen. Die Prüflingsoberfläche kann mit dem Sensor abgetastet werden, indem die geerdete Platte, auf der sich der Isolierstoffprüfling befindet, durch eine Linearführung unter dem Sensor bewegt wird. Die

## 5 Versuchsaufbauten und Isolierstoffprüflinge

Bewegung des Prüflings erfolgt nur entlang einer Achse, da symmetrische Verhältnisse angenommen werden.

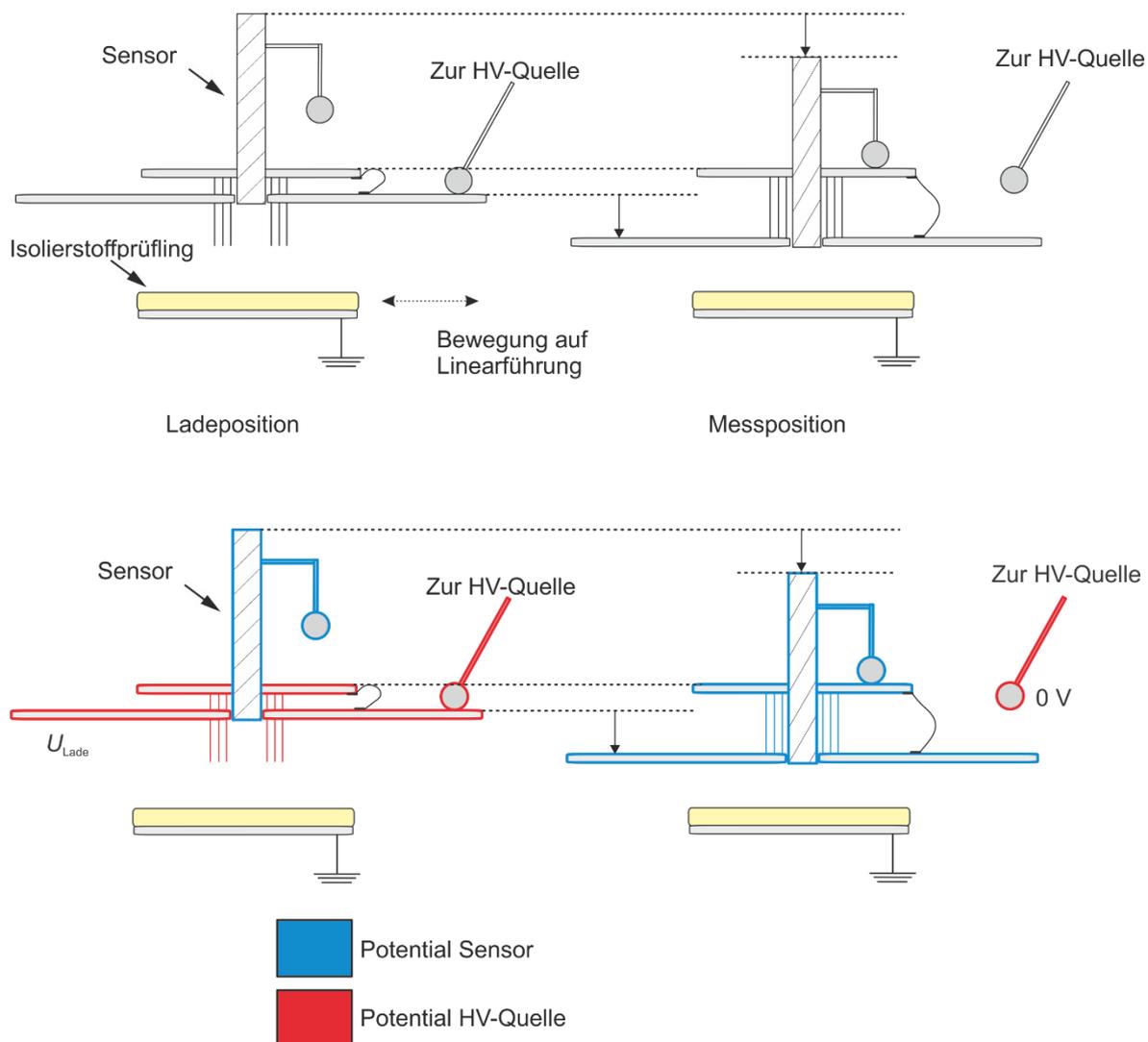


Bild 5-12: Versuchsaufbau zur Aufladung einer Isolierstoffoberfläche und anschließenden Messung des Oberflächenpotentials

Bild 5-13 zeigt die Anordnung der Treeing-Nadeln relativ zum Sensor und die Abmessungen des Isolierstoffprüflings.

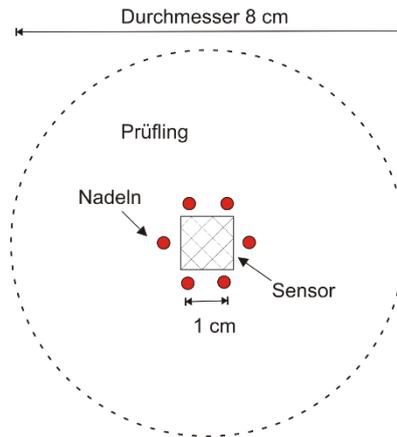


Bild 5-13: Aus sechs Treeingnadeln (Spitzenradius  $12\ \mu\text{m}$ ) bestehende Nadelanordnung mit einem Abstand zwischen Nadeln und Prüfling  $13\ \text{mm}$

Bild 5-14 zeigt eine typische Potentialverteilung auf der Isolierstoffoberfläche, nachdem eine positive Gleichspannung von  $20\ \text{kV}$  an die Nadeln angelegt wurde. Die Anordnung der Treeing-Nadeln führt zu einem relativ homogenen Potentialbereich in der Prüflingsmitte. Mit der Zeit tritt ein Abbau des Oberflächenpotentials auf. Dabei bleibt die Form der Oberflächenpotentialverteilung erhalten, was auf einen Ladungsabbau durch das Isolierstoffvolumen hindeutet [Kin-08a]. Das messbare Oberflächenpotential steigt mit der Ladespannung. Unterhalb einer bestimmten Einsatzspannung wird kein messbares Oberflächenpotential erzeugt. In der gegebenen Anordnung wurde die Einsatzspannung an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 zu ca.  $5\ \text{kV}$  bestimmt.

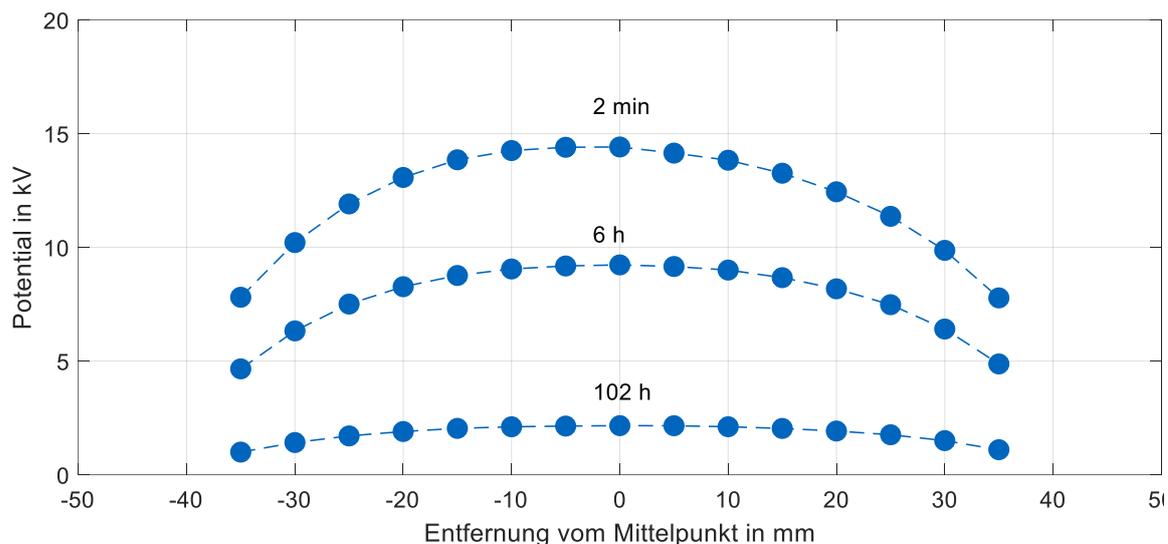


Bild 5-14: Typische Oberflächenpotentialverteilung auf einem plattenförmigen Isolierstoffprüfling aus EP2 zu verschiedenen Zeitpunkten, nachdem der Isolierstoffprüfling mit einer positiven Ladespannung von 20 kV geladen wurde

### 5.3.2 Doppelseitige Anordnung

Zur doppelseitigen Aufladung des Isolierstoffprüflings wird eine zusätzliche Anordnung gespiegelt und unterhalb des Prüflings, jedoch ohne einen Sensor angebracht (Bild 5-15). Der Isolierstoffprüfling ist dabei an einer Halterung aus Isolierstoff befestigt, die durch eine Linearführung verfahren werden kann. Während der Ladephase werden die Treeing-Nadeln an der Ober- und Unterseite über Federkontakte mit der jeweiligen Ladespannung beaufschlagt, so dass beide Seiten simultan geladen werden. In der Regel werden dabei Ladespannungen gleichen Betrags aber unterschiedlicher Polarität gewählt, d.h. es wird symmetrisch geladen. Nach der Ladephase werden die beweglichen Teile der Anordnung in Richtung des Isolierstoffprüflings gefahren und die obere Platte nimmt das Potential des Sensors an. Um zu gewährleisten, dass auch die Platte an der Prüflingsunterseite das Potential der Prüflingsunterseite aufweist, wird die untere Platte mit einer externen Spannungsquelle verbunden. Diese Spannung wird automatisiert so eingestellt, dass sie betragsmäßig stets das Sensorpotential aufweist, jedoch mit entgegengesetzter Polarität. Unter der Annahme, dass sich auf beiden Seiten des Prüflings die betragsmäßig gleiche Ladung befindet, kann somit gewährleistet werden, dass auch im Bereich der Prüflingsunterseite nur eine vernachlässigbare elektrische Feldstärke vorherrscht (Bild 5-16).

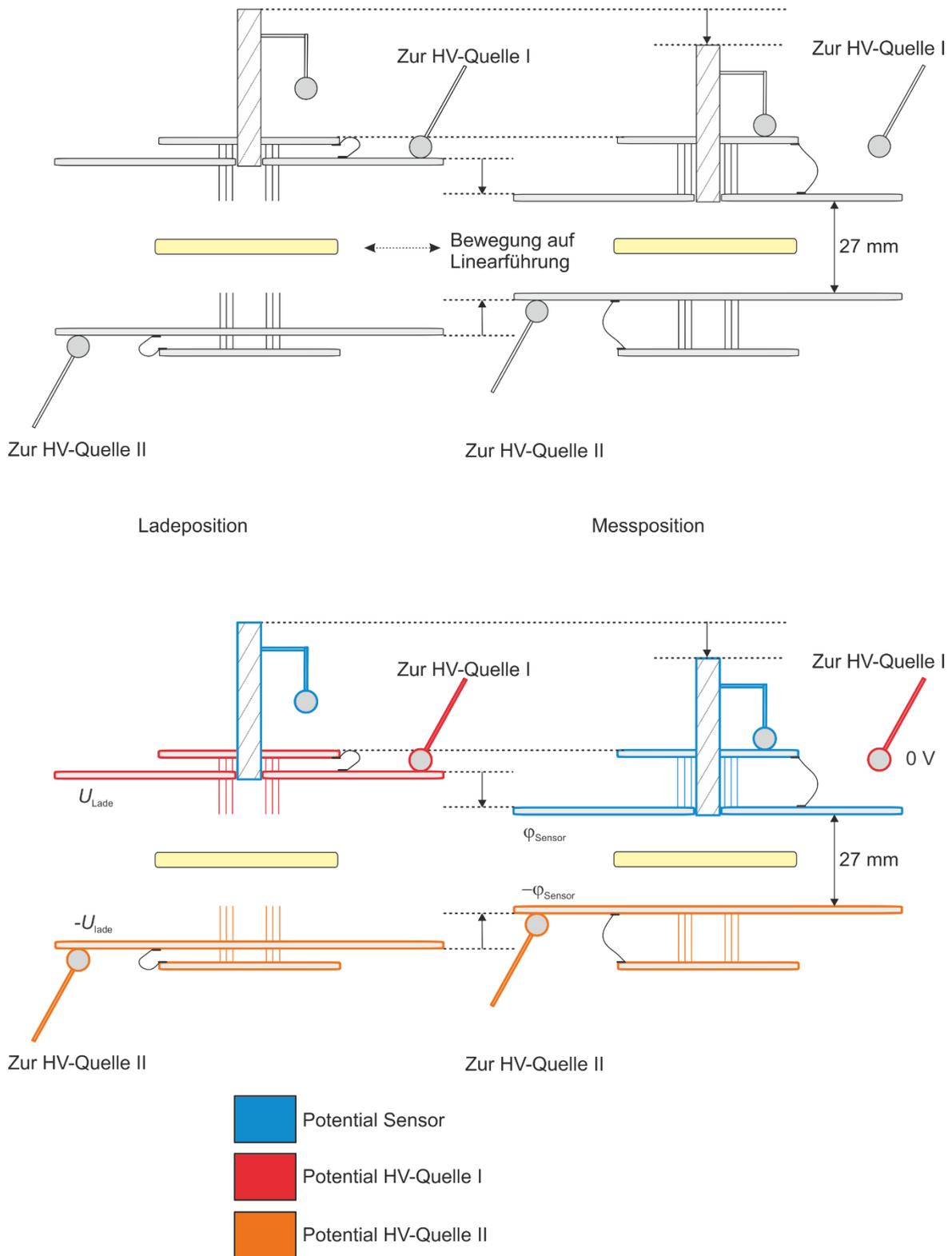


Bild 5-15: Anordnung zur beidseitigen Aufbringung von Ladungen auf einen Isolierstoffprüfling und anschließenden Messung des Oberflächenpotentials; in dieser Abbildung ist nur die Messung des Oberflächenpotentials auf der Prüflingsoberfläche dargestellt.

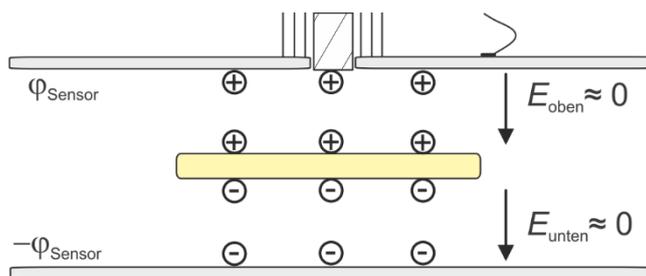


Bild 5-16: Schematische Darstellung der Flächenladungen auf dem Prüfling, auf der oberen Platte verursacht durch den Sensor, auf der unteren Platte verursacht durch das negative Sensorpotential

Das Oberflächenpotential der Prüflingsunterseite wird in regelmäßigen Abständen ebenfalls durch einen Sensor und ein elektrostatisches Voltmeter gemessen. Aufgrund der gegenseitigen Beeinflussung der Sensoren ist es jedoch nicht möglich, diesen im gleichen Aufbau unterzubringen. Daher wurde eine weitere Anordnung erstellt und neben dem beschriebenen Aufbau platziert (Bild 5-17). Diese ermöglicht die Messung der Prüflingsunterseite. Dazu wurde der Prüfling durch die Linearführung in den benachbarten Aufbau bewegt. Im Anschluss an die Messung des Potentials an der Unterseite, wird der Prüfling wieder in die linke Anordnung verfahren.

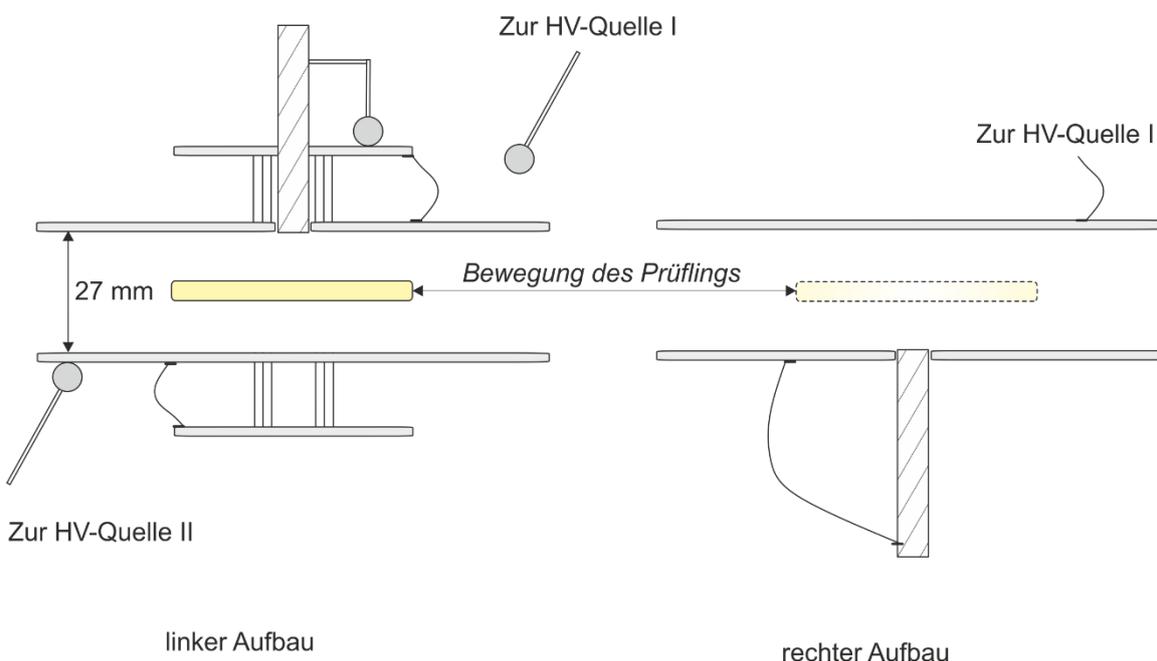


Bild 5-17: Anordnung zur beidseitigen Messung des Ladungsträgerabbaus von Isolierstoffoberflächen

Bild 5-18 zeigt beispielhaft eine typische Oberflächenpotentialverteilung auf der Ober- und der Unterseite eines Isolierstoffprüflings, nachdem simultan eine positive Gleichspannung von +12 kV an die Nadeln an der Prüflingsoberseite und eine negative

Gleichspannung von -12 kV an die Nadeln an der Prüflingsunterseite angelegt wurde. Die Potentialdifferenz  $\Delta U$  betrug somit 24 kV. Auf der Prüflingsoberseite zeigt sich ein positives Potential von ca. +8 kV, auf der Prüflingsunterseite ein negatives Potential von ca. -8 kV. Mit der Zeit tritt ein Potentialabbau auf. Dabei bleibt die Form der Oberflächenpotentialverteilung weitgehend erhalten, was auf den Abbau durch das Isolierstoffvolumen hindeutet.

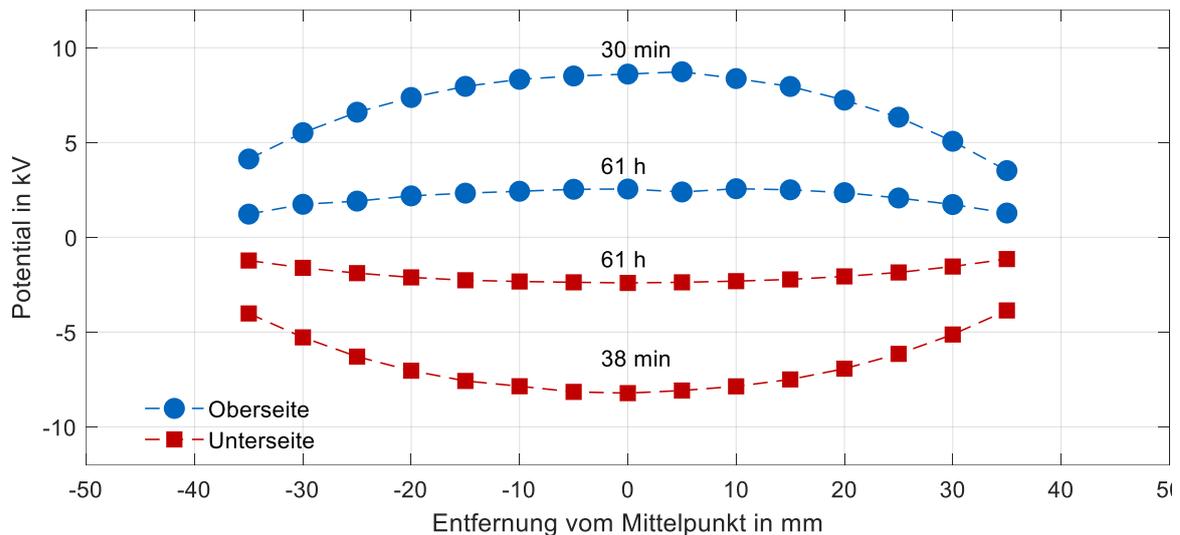


Bild 5-18: Typische Potentialverteilung an einem plattenförmigen Isolierstoffprüfling aus EP2 nach doppelseitiger Aufladung eines Isolierstoffprüflings aus Epoxidharzformstoff mit einer Ladespannungsdifferenz von 24 kV; d.h. 12 kV an den Nadeln an der Prüflingsoberseite und -12 kV an den Nadeln an der Prüflingsunterseite

### 5.3.3 Berechnung der Oberflächenladungsdichte

Im Falle eines einseitig aufgeladenen Isolierstoffprüflings auf einer geerdeten Unterlage kann, unter der Annahme vernachlässigbarer Injektion, die Oberflächenladungsdichte  $\sigma$  für dünne Isolierstoffprüflinge gemäß Gl. 5-24 aus dem Oberflächenpotential  $\varphi(x)$  berechnet werden.

$$\sigma(x) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d} \cdot \varphi(x) \quad \text{Gl. 5-24}$$

Bei einem doppelseitig geladenen Isolierstoffprüfling kann Gl. 5-24 nicht verwendet werden. In diesem Fall kann die Oberflächenladungsdichte mit dem Ersatzladungsverfahren bestimmt werden. Dieses Verfahren zur Berechnung der Ladungsdichte auf doppelseitig geladenen Isolierstoffprüflingen wurde in [Zha-18c] für Isolatoren in GIS entwickelt und wird hier auf plattenförmige Isolierstoffprüflinge aus Epoxidharzformstoff übertragen. Zur Bestimmung der Oberflächenladungsdichte aus dem

Oberflächenpotential muss berücksichtigt werden, dass das gemessene Potential am Ort des Sensors sowohl von Ladungen auf der gesamten Prüflingsoberseite als auch von Ladungen auf der entgegengesetzten Prüflingsseite beeinflusst wird (Bild 5-19) [Zha-18c].

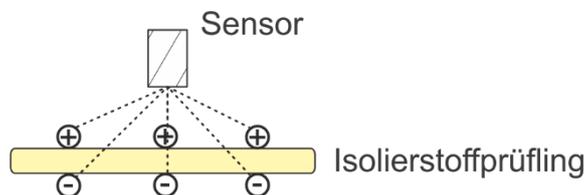


Bild 5-19: Schematische Darstellung der Beeinflussung des Potentials am Ort des Sensors durch Oberflächenladungen auf einem plattenförmigen Isolierstoffprüfling

Um dies zu berücksichtigen, wird die Messanordnung in einem dreidimensionalen Modell im FEM-Programm COMSOL Multiphysics nachgebildet. Die Prüflingsoberflächen werden in jeweils  $n/2$  verschiedene Elemente unterteilt (Bild 5-20), die jeweils mit einer konstanten Oberflächenladungsdichte  $\sigma$  versehen werden können. Ein runder Prüfling wird in Kreisringe unterteilt (Bild 5-20). Ziel ist es, zu bestimmen, welchen Einfluss eine bekannte Ladungsdichte in einem Oberflächenelement auf das Potential an der Sensorposition hat. Nach folgender Gleichung ist die Oberflächenladungsdichte mit dem Oberflächenpotential über eine Potentialkoeffizientenmatrix verbunden.

$$[\varphi]_{n,1} = [P]_{n,n} \cdot [\sigma]_{n,1} \quad \text{Gl. 5-25}$$

Das Oberflächenpotential eines bestimmten Punktes ergibt sich als Superposition der Potentiale, welche durch die Ladungsdichten der einzelnen Elemente erzeugt wird. Die Potentialkoeffizientenmatrix beschreibt somit den Einfluss der Ladungsdichte eines bestimmten Oberflächenelementes auf das Oberflächenpotential an einer bestimmten Position hat.

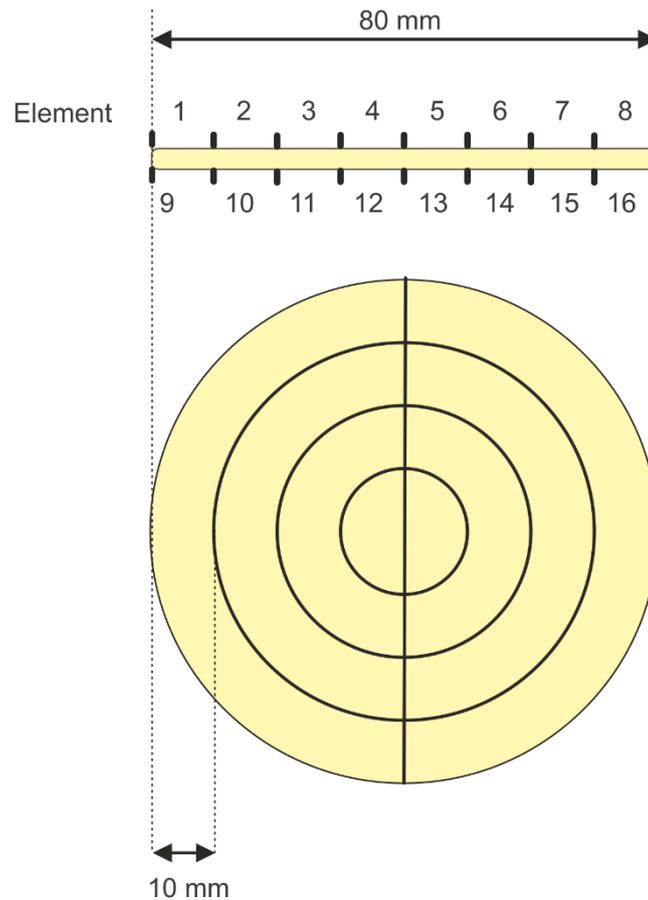


Bild 5-20: Unterteilung eines plattenförmigen Isolierstoffprüflings in  $n$  kreisringförmige Oberflächenelemente zur Bestimmung der Potentialkoeffizientenmatrix (hier:  $n = 16$ )

Bild 5-21 zeigt exemplarisch für die Prüflingsoberseite, wie die einzelnen Potentialkoeffizienten bestimmt werden. Die Prüflingsoberfläche ist dafür in acht Oberflächenelemente unterteilt. Der Sensor befindet sich über dem ersten Halbkreiselement. Nacheinander werden die Elemente im Simulationsmodell in COMSOL aufgeladen, und es wird jeweils bestimmt, welches Oberflächenpotential dadurch an der Sensorposition erzeugt wird. Dies wird im jeweiligen Potentialkoeffizienten abgebildet. Da jede Seite des Isolierstoffprüflings in 8 Elemente unterteilt ist, weist die Potentialkoeffizientenmatrix 16 Spalten und 16 Zeilen auf. Die Bestimmung erfolgt durch eine dreidimensionale Simulation in COMSOL. Aufgrund der Symmetrie muss nur die Hälfte der Potentialkoeffizienten bestimmt werden. Für eine gegebene Anordnung muss die Potentialkoeffizientenmatrix nur einmal bestimmt werden.

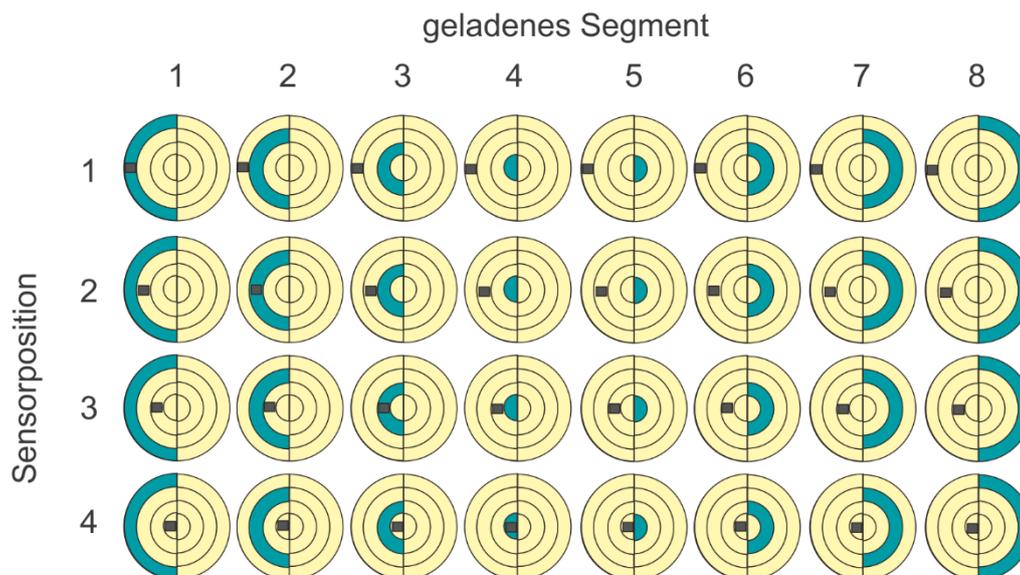
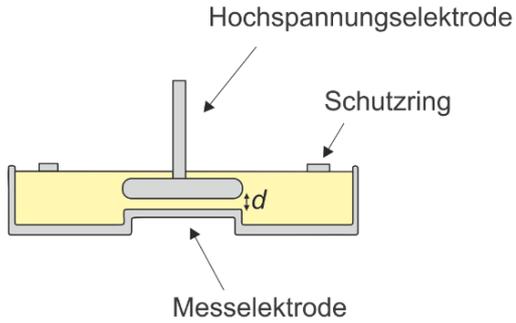
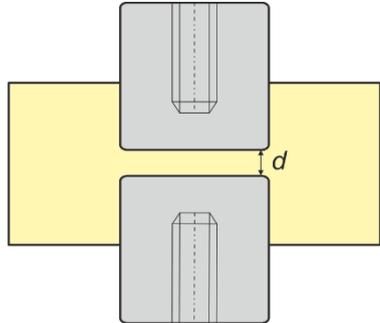


Bild 5-21: Aufladung verschiedener Oberflächenelemente durch eine konstante Oberflächenladungsdichte zur Bestimmung der Potentialkoeffizienten, wobei der Sensor über verschiedenen Oberflächenelementen positioniert ist

## 5.4 Isolierstoffprüflinge

Es werden die Epoxidharzformstoffe EP1 und EP2 untersucht. Es handelt sich dabei um  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -gefüllte Werkstoffe mit vergleichbarem Füllstoffanteil, deren Harzmatrix sich jedoch unterscheidet [Win-15]. Beide Epoxidharzformstoffe werden üblicherweise für Isolatoren in gasisolierten Anlagen eingesetzt und stammen aus industrieller Fertigung. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit von EP1 liegt bei Raumtemperatur in der Größenordnung von  $10^{-17}$  S/m, die spezifische elektrische Leitfähigkeit von EP2 liegt bei Raumtemperatur in der Größenordnung von  $10^{-16}$  S/m [Win-15]. Vom Epoxidharzformstoff EP1 stehen plattenförmige Isolierstoffprüflinge einer Dicke von ca. 1.1 mm und eines Durchmessers von 80 mm zur Verfügung. Vom Epoxidharzformstoff EP2 stehen plattenförmige Isolierstoffprüflinge unterschiedlicher Dicken, sowie zwei Arten von Isolierstoffprüflingen mit eingegossenen Elektroden zu Verfügung. Die plattenförmigen Isolierstoffprüflinge werden zur Raumladungsmessung, zur Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß VDE 0307-3-1 und zur Messung des Ladungsabbaus von Isolierstoffoberflächen verwendet. Die Isolierstoffprüflinge mit eingegossenen Elektroden werden ausschließlich zur Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß VDE 0307-3-1 verwendet. Die relative Permittivität von EP1 und EP2 beträgt ca. 5,7. Die Schallgeschwindigkeit beträgt ca. 3000 m/s in EP1 und ca. 2900 m/s in EP2.

Tabelle 1: Isolierstoffprüflinge aus Epoxidharzformstoff

| Material | Dicke<br>$d$     | Art und Bezeichnung   | Bild  |
|----------|------------------|---|---|
| EP1      | ca.<br>1 mm      | plattenförmig   |   |
| EP2      | ca.<br>1 mm      | plattenförmig   |   |
| EP2      | 0,2 mm<br>0,3 mm | Eingegossene<br>Elektrode 1<br><br>Elektrodenmaterial:<br>Aluminium |  <p>Hochspannungselektrode<br/>Schutzring<br/>Messelektrode<br/><math>d</math></p> <p>Elektrodendurchmesser: 25 mm</p> |
| EP2      | 0,5 mm<br>1 mm   | Eingegossene<br>Elektrode 2<br><br>Elektrodenmaterial:<br>Aluminium |  <p><math>d</math></p> <p>Elektrodendurchmesser: 25 mm</p>  |

Die plattenförmigen Isolierstoffprüflinge werden in Formen gegossen und ausgehärtet und weisen somit eine Gießhaut auf. Außerdem ist mit Oxidschichten auf der Isolierstoffoberfläche zu rechnen [Miz-80] [Miz-86] [Lew-90]. Oxidschichten auf Epoxidharzformstoff gehen üblicherweise mit einer Verfärbung einher. Bild 5-22 zeigt die Vergrößerung einer Bruchfläche eines Isolierstoffprüflings aus EP2. Um die Mikroskopieaufnahme zu verbessern, wurde der Isolierstoffprüfling vor dem Bruch in einen anderen Epoxidharzformstoff eingegossen.

Im Bereich der Prüflingsoberfläche unterscheidet sich die Färbund des Isolierstoffes leicht von der restlichen Harzmatrix. Die Schicht an der Prüflingsoberfläche, von der angenommen wird, dass sie andere Eigenschaften aufweist, als die restliche Harzmatrix wird im Folgenden als „Oberflächenschicht“ bezeichnet.

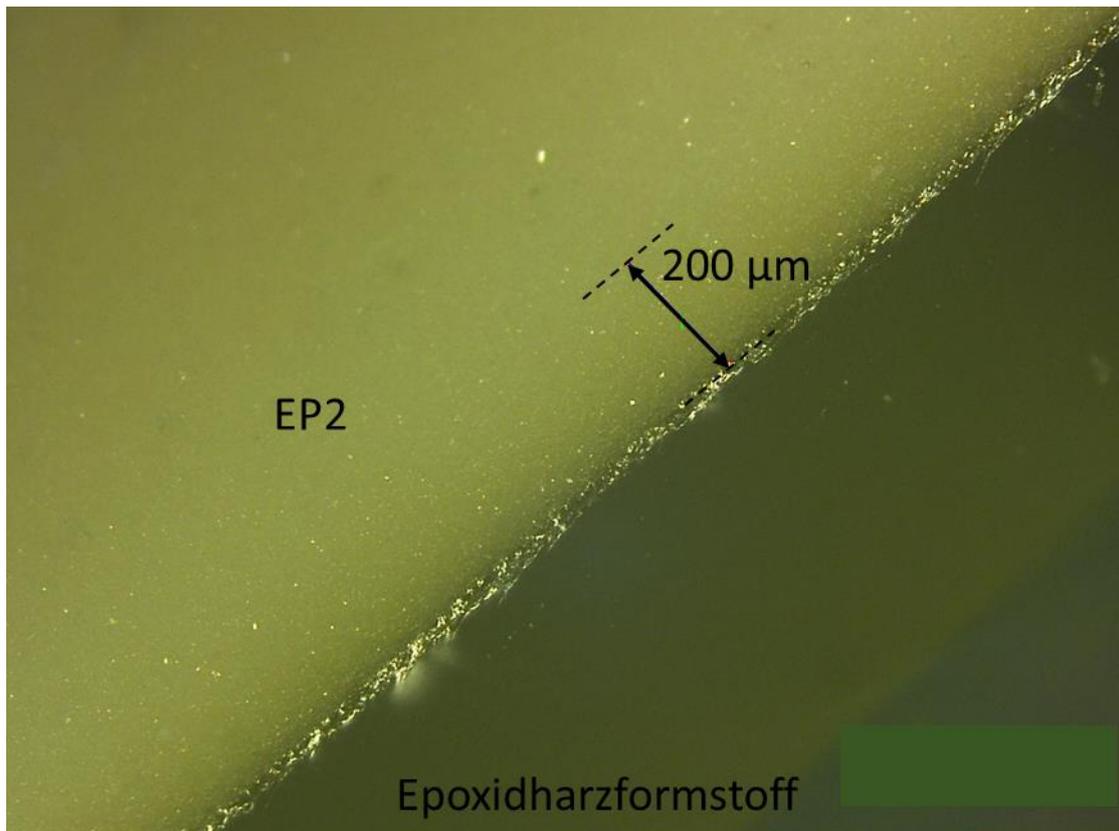


Bild 5-22: 200-fache Vergrößerung einer Bruchfläche durch einen Isolierstoffprüfling aus EP2, der vor dem Bruch in einen anderen Epoxidharzformstoff eingegossen worden war.

Um den Einfluss der Oberflächenschicht auf den Ladungstransport zu klären, wurden einige Isolierstoffprüflinge aus EP2 an der Oberfläche abgeschliffen. Dabei wird mit einem feinen Schleifpapier einer Körnung von 1000 eine Oberflächenschicht von jeweils ca. 0,15 mm abgetragen. Es wird angenommen, dass die Oberflächenschicht, bestehend aus der Gießhaut und aus Oxidschichten, so entfernt wird. Im Laufe der Zeit entstehen erneut Oxidschichten. Die Bildung von Oxidschichten tritt mit steigender Temperatur beschleunigt auf. Die Isolierstoffprüflinge werden je nach ihrer Bearbeitung in der folgenden Arbeit als „abgeschliffen“ oder „unbearbeitet“ bezeichnet. Ist die Bearbeitung der Oberfläche nicht extra benannt, handelt es sich stets um unbearbeitete Isolierstoffprüflinge.

## 6 Einflussfaktoren auf die Ladungsdichteverteilung in Epoxidharzformstoff

### 6.1 Einfluss der Beanspruchungsdauer

#### *Isolierstoff EP2*

Wird ein unbearbeiteter Isolierstoffprüfling aus EP2 mit einer positiven Gleichspannung von 10 kV beaufschlagt, wird die Raumladungsdichteverteilung in Bild 6-1 gemessen. Die Erdelektrode befindet sich bei  $x = 0$ , die Hochspannungselektrode bei  $x = d$ . Nach einer geringen Beanspruchungsdauer von 10 s ist davon auszugehen, dass keine deutliche Ladungsträgerinjektion aus den Elektroden in den Isolierstoff stattfindet, weshalb die erfasste Ladungsdichteverteilung den Elektroden des Messsystems zugeordnet werden kann. Wird die Gleichspannung für eine Stunde konstant gehalten, ist das Maximum der Ladungsdichteverteilung an der Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und niedriger. Dies wird auf die Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff zurückgeführt [Gal-05]. Die Gesamtladung im Bereich der Erdelektrode ( $x = 0$ ) bleibt unverändert. Die injizierten Ladungen weisen die Polarität der angrenzenden Elektrode auf und werden daher als *homo-charges* bezeichnet. Die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) ändert sich nach einer Belastungsdauer von einer Stunde nicht erkennbar. Es wird angenommen, dass keine Ladungsträgerinjektion stattfindet. Wird die Gleichspannung nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet, können 10 s nach Spannungsabschaltung im Bereich der Erdelektrode negative Ladungsträger im Isolierstoff und positive Spiegelladungen auf der Erdelektrode gemessen werden (Bild 6-1). Die positiven Ladungen auf der Hochspannungselektrode sind auf den Überschuss negativer Ladungen im Isolierstoff zurückzuführen. Die positiven Spiegelladungen auf der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) korrespondieren mit den negativen Überschussladungen in der Nähe der Erdelektrode [Wen-18a].

Durch Integration der Ladungsdichte nach 10 s in Bild 6-1 kann die Flächenladungsdichte auf der Elektrode zu  $0,36 \text{ mC/m}^2$  bestimmt werden. Wird die Anordnung vereinfachend als Plattenkondensator angenommen, kann die theoretisch erwartete Ladungsdichte auf den Elektroden zu  $0,38 \text{ mC/m}^2$  berechnet werden. Die Messung entspricht somit der theoretischen Erwartung.

Die unterschiedlichen Raumladungsdichteverteilungen an der Hochspannungselektrode und der Erdelektrode könnten auf die Polarität der Prüfgleichspannung oder auf

die unterschiedlichen Elektrodenmaterialien (Al an Erdelektrode, leitfähiges Silikon an der Hochspannungselektrode) zurückzuführen sein.

Um zu überprüfen, ob die unterschiedliche Raumladungsdichteverteilung an der Hochspannungselektrode, verglichen mit der der Erdelektrode, von der Polarität der angelegten Spannung abhängt, wird die Messung mit entgegengesetzter Polarität wiederholt (Bild 6-1b). Auch hier ist die gemessene Raumladungsverteilung nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde an der Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und in der Höhe geringer, was wiederum auf eine Ladungsträgerinjektion hinweist. Die Raumladungsverteilung an der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) ist nach einer Stunde unverändert. Der Unterschied in der Raumladungsdichteverteilung an den beiden Elektroden wird somit nicht durch die Polarität der angelegten Spannung beeinflusst.

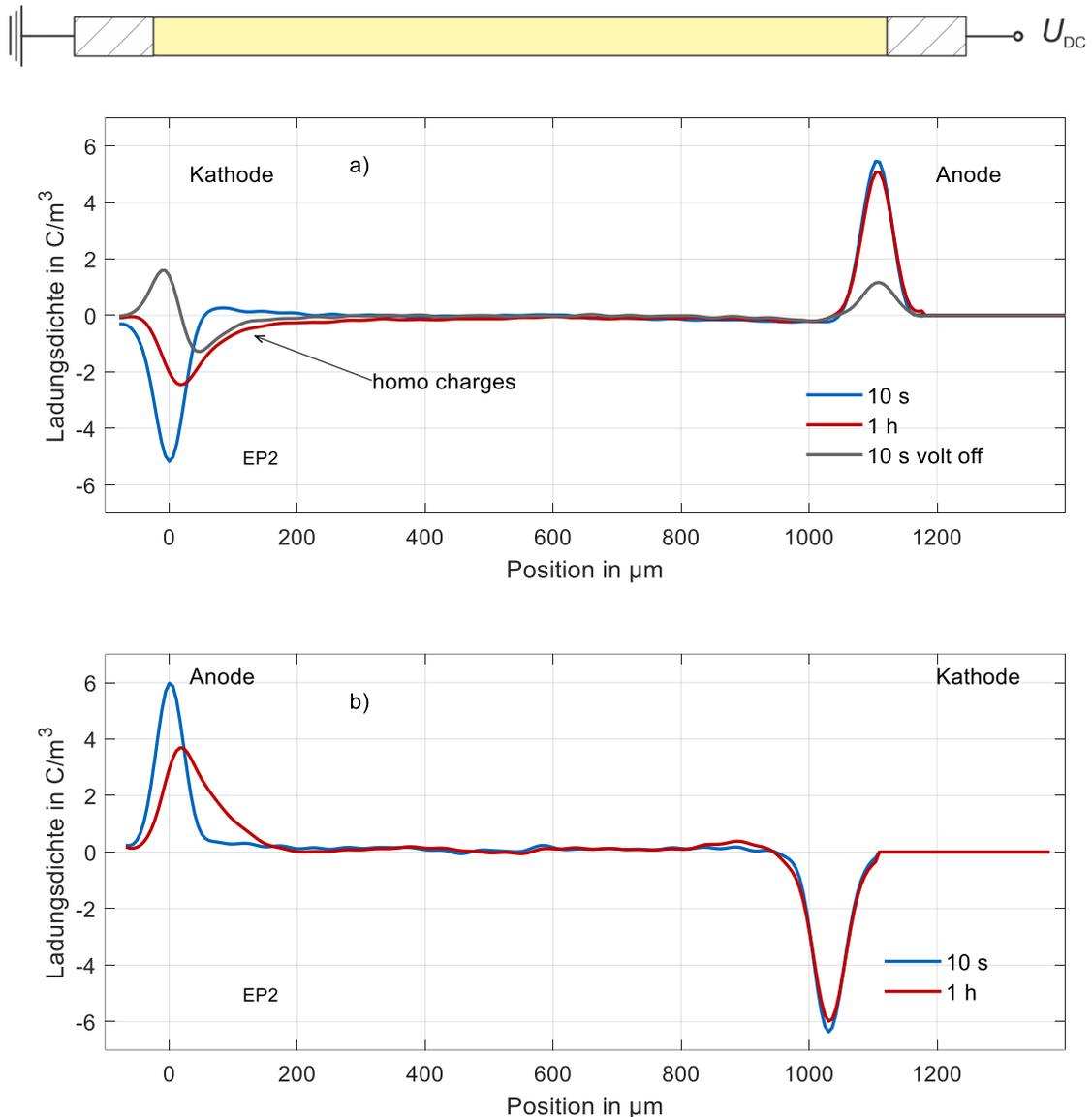


Bild 6-1: Raumladungsdichteverteilung in EP2 nach unterschiedlichen Belastungsdauern bei 25 °C und nach Kurzschluss bei a) 10 kV,  $d = 1,14$  mm, b) -10 kV,  $d = 1,07$  mm

Wird an der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) eine Schicht aus Aluminiumfolie angebracht (Bild 6-2b), kann nach einer Belastungsdauer von einer Stunde mit positiver Gleichspannung eine Änderung der Raumladungsdichteverteilung an der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) festgestellt werden (Bild 6-2b). Es kann somit geschlossen werden, dass der Unterschied der Ladungsdichteverteilung an den beiden Elektroden durch die unterschiedlichen Elektroden, die sich in ihrem Werkstoff und ihrer Oberflächenbeschaffenheit unterscheiden, hervorgerufen wird.

## 6 Einflussfaktoren auf die Ladungsdichteverteilung in Epoxidharzformstoff

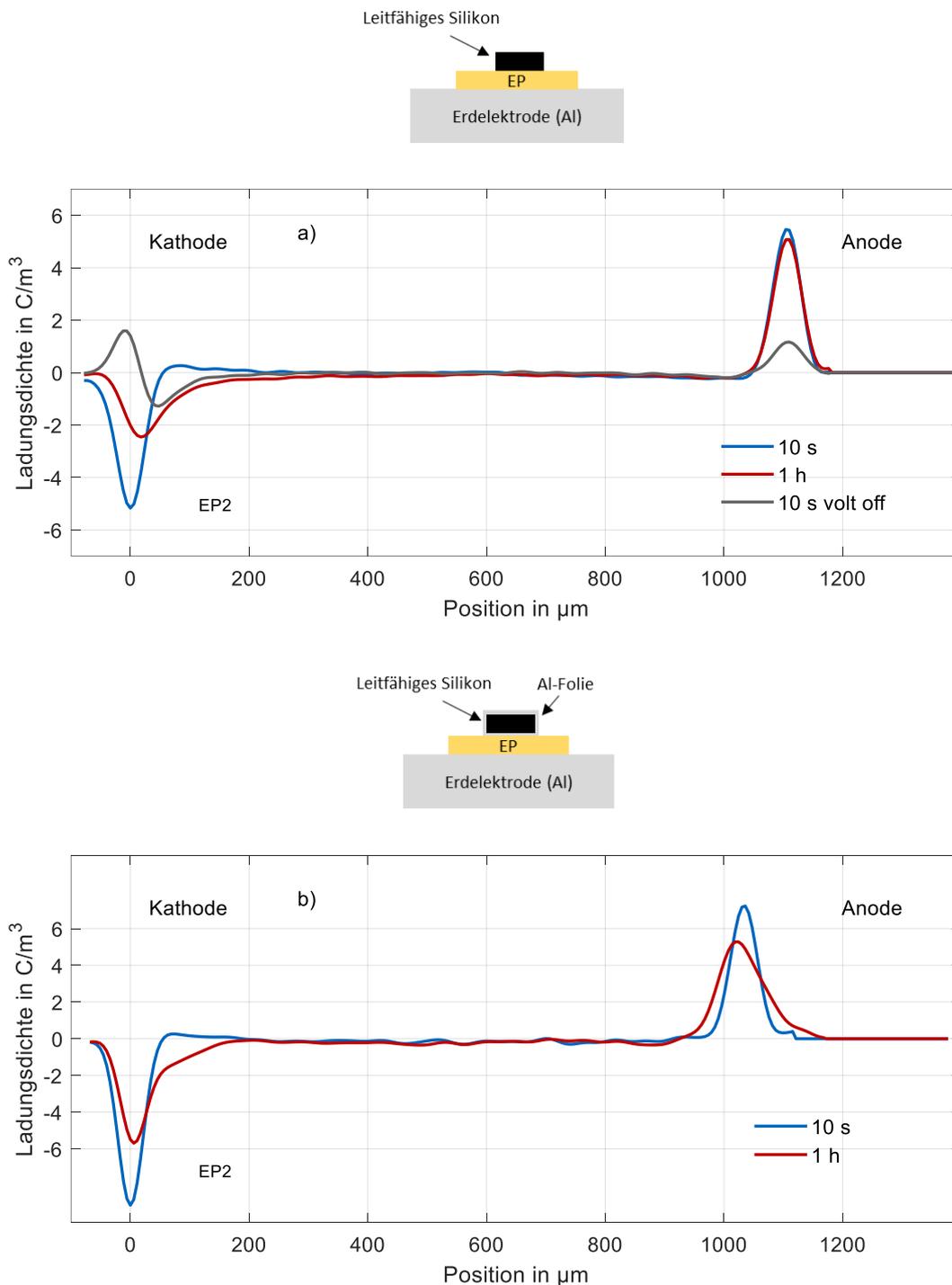


Bild 6-2: Ladungsdichteverteilung in EP2 bei 25 °C,  $d = 1,07$ ; a) +10 kV und leitfähigem Silikon als HV-Elektrode,  $d = 1,14$  mm, b) +10 kV und Aluminiumfolie als HV-Elektrode,  $d = 1,07$  mm

In Raumladungsmessungen an Isolierstoffprüflingen mit aufgesputterten Elektroden aus Gold (Dicke ca. 100  $\mu m$ ) zeigte sich eine deutlich verringerte Injektion von Ladungsträgern und eine verstärkte Akkumulation von hetero-charges. Dies ist auf die höhere Potentialbarriere bei der Verwendung von Goldelektroden zurückzuführen. Diese erschwert den Übergang von Ladungsträgern zwischen Elektrode und

Isolierstoff und reduziert somit die Injektion und Extraktion von Ladungsträgern. Diese Ergebnisse bestätigen die Messungen aus [Gal-05].

Wird der Isolierstoffprüfling für eine Dauer von 15 Stunden (54000 Sekunden) mit positiver Gleichspannung beansprucht, kann erneut die Injektion von Ladungsträgern aus der Erdelektrode in den Isolierstoff festgestellt werden, die im Bereich der Erdelektrode als *homo-charges* akkumulieren (Bild 6-3a und b). Außerdem werden bereits nach einer Beanspruchungsdauer von ca. zwei Stunden, gegenpolare Ladungen, sogenannte *hetero-charges*, detektiert.

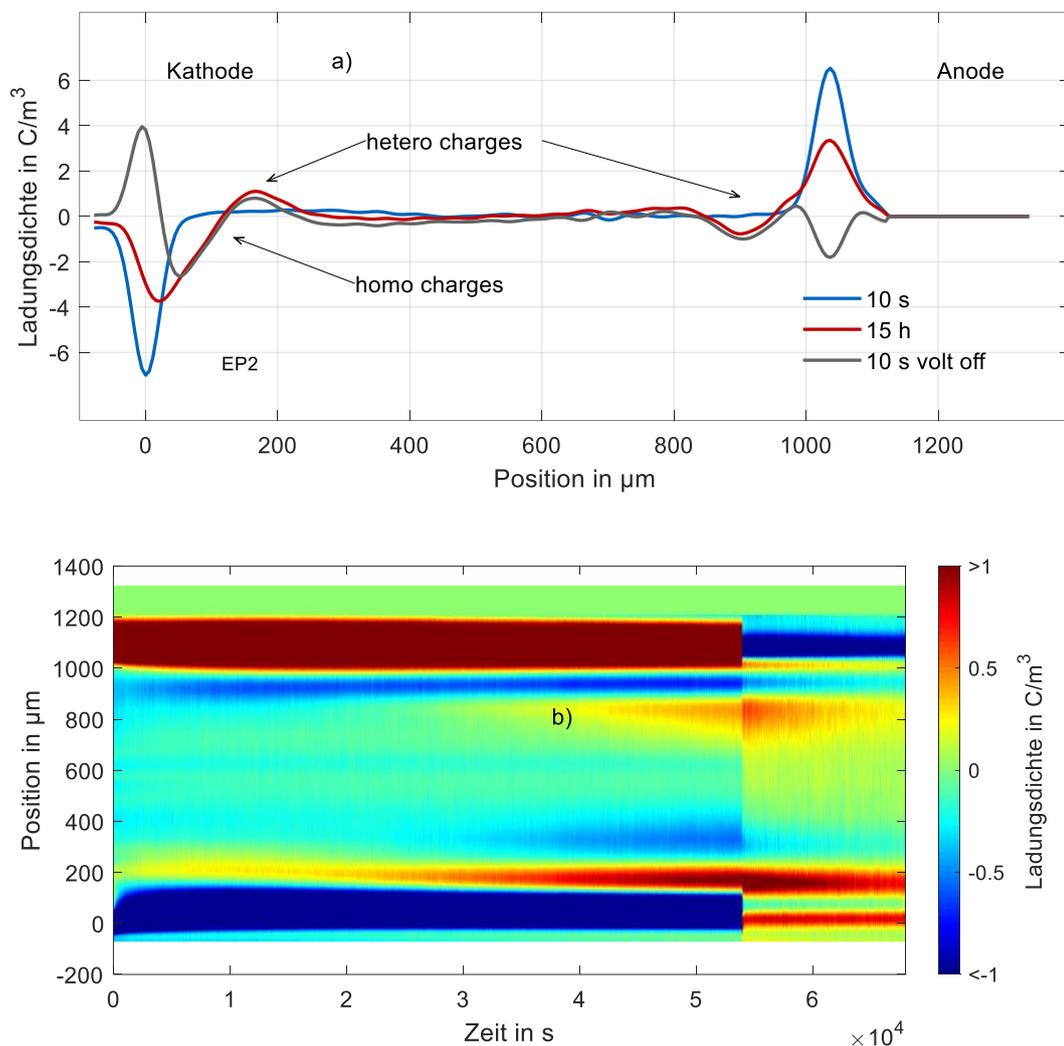


Bild 6-3: Raumladungsdichteverteilung in EP2 nach unterschiedlichen Belastungsdauern bei 10 kV und 25 °C und nach dem Abschalten der Prüfgleichspannung nach 15 Stunden (ca. 54000 s),  $d = 1,07$  mm, a) Ladungsdichteverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten, b) zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung

Wird die positive Gleichspannung nach einer Belastungsdauer von 15 Stunden abgeschaltet, können 10 s nach Spannungsabschaltung negative und positive Ladungen vor der Erdelektrode ( $x = 0$ ) festgestellt werden. Aufgrund der überwiegend negativen Ladungen im Isolierstoff vor der Erdelektrode ( $x = 0$ ) werden positive Spiegelladungen auf der Erdelektrode geformt. Im Bereich der Hochspannungselektrode werden negative Ladungen beobachtet. Aufgrund des positiven Ladungsüberschusses im Isolierstoff werden negative Spiegelladungen auf der Hochspannungselektrode geformt. Der zeitliche Verlauf der Raumladungsdichteverteilung (Bild 6-3b) zeigt, dass sich nach dem Zuschalten der Prüfgleichspannung, insbesondere im Bereich der Erdelektrode, Ladungen in den Isolierstoff bewegen, was auf die Injektion von Ladungsträgern hindeutet. Dieser Vorgang scheint schon nach kurzer Dauer abgeschlossen zu sein. Nach einer Zeitdauer von einigen Stunden kann zusätzlich die Akkumulation von *hetero-charges* vor beiden Elektroden beobachtet werden.

### *Isolierstoff EP1*

Wird ein Isolierstoffprüfling aus EP1 mit einer positiven Gleichspannung von 9 kV (10 kV/mm) bei 25 °C beansprucht, wird die Raumladungsdichteverteilung in Bild 6-4 gemessen. Die Erdelektrode befindet sich bei  $x = 0$ , die Hochspannungselektrode bei  $x = d = 0,9$  mm. Nach einer geringen Beanspruchungsdauer von 10 s ist davon auszugehen, dass keine deutliche Ladungsträgerinjektion aus den Elektroden in den Isolierstoff auftritt, weshalb die erfasste Ladungsdichteverteilung den Elektroden des Messsystems zugeordnet werden kann. Wird die Gleichspannung für eine Stunde konstant gehalten, ist die Ladungsdichteverteilung an der Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und niedriger. Dies wird auf die Injektion von Ladungsträgern aus der Erdelektrode in den Isolierstoff zurückgeführt [Gal-05]. Wie in EP2 wird auch bei EP1 keine Veränderung der Ladungsdichteverteilung im Bereich der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) festgestellt.

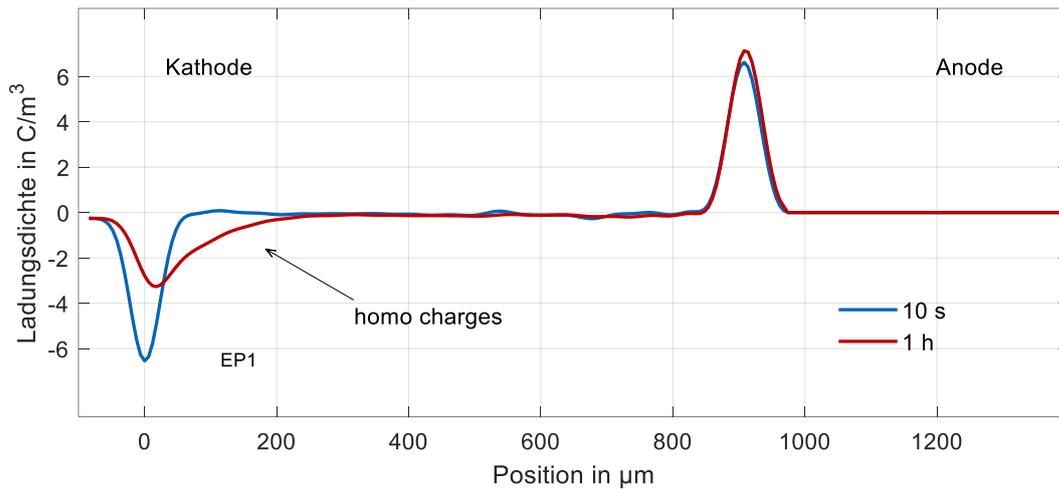


Bild 6-4: Raumladungsdichteverteilung in EP1 nach unterschiedlichen Belastungsdauern bei 25 °C und 10 kV und  $d = 0,9$  mm

Wird ein Isolierstoffprüfling aus EP1 für eine lange Beanspruchungsdauer von 23 Stunden mit einer positiven Gleichspannung von 8 kV (10 kV/mm) beaufschlagt, kann 10 s bzw. 23 Stunden nach Spannungszuschaltung die in Bild 6-5a gezeigte Ladungsdichteverteilung gemessen werden. Nach einer Beanspruchungsdauer von 10 s ist die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode schmal und hoch. Nach einer langen Beanspruchungsdauer von 23 Stunden ist die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und niedriger. Die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Hochspannungselektrode verändert sich über die Beanspruchungsdauer nicht deutlich. Insgesamt kann zwischen der Ladungsdichteverteilung nach einer Beanspruchungsdauer von 1 Stunde und der Ladungsdichteverteilung nach einer Beanspruchungsdauer von 23 Stunden kein deutlicher Unterschied festgestellt werden. In der Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Ladungsdichteverteilung (Bild 6-5b) über einen Zeitraum von 23 Stunden zeigt keine erkennbare Veränderung der Ladungsdichteverteilung, da nur die Verbreiterung an der Erdelektrode feststellbar ist und diese schon nach so kurzer Zeit abgeschlossen ist, dass sie in Bild 6-5b nicht erkannt werden kann. Anders als in EP2 kann in EP1 keine Akkumulation von *hetero-charges* festgestellt werden.

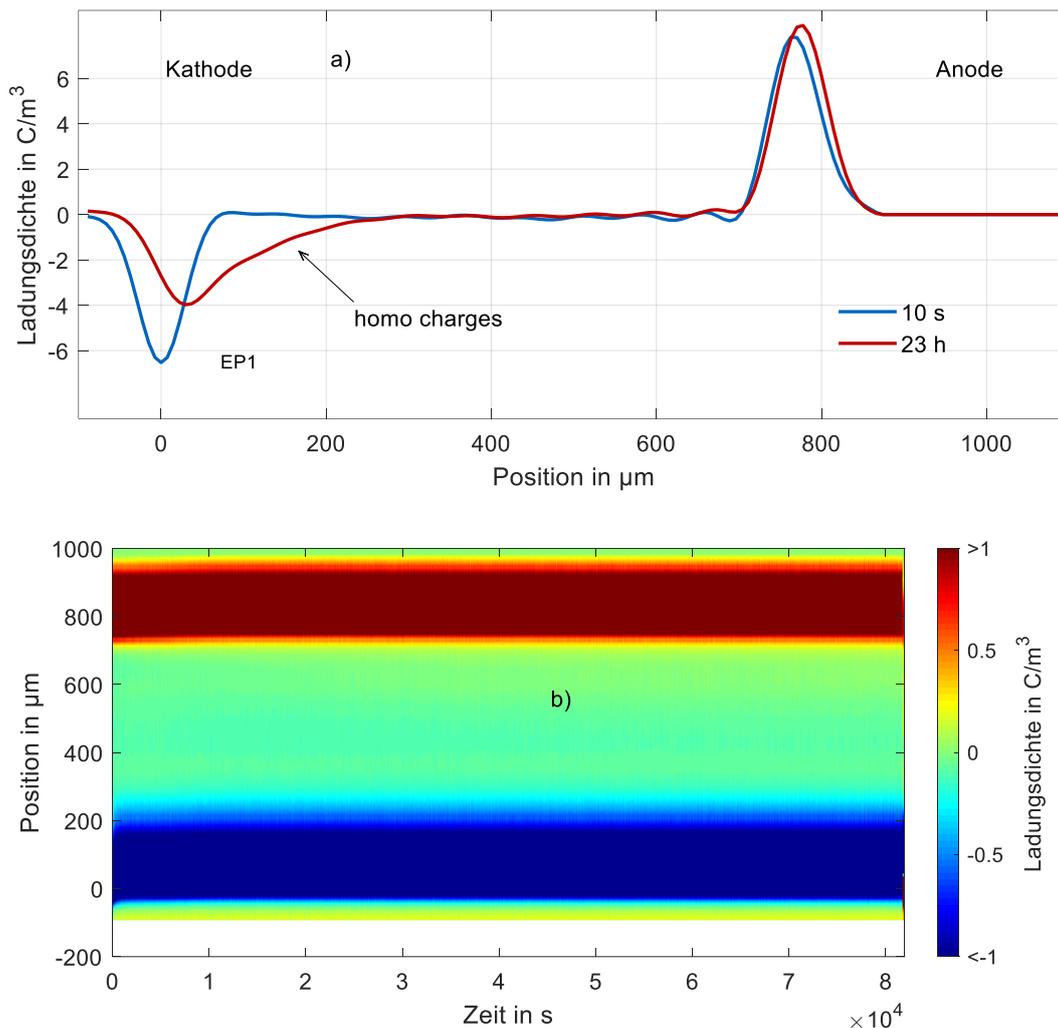


Bild 6-5: Raumladungsdichteverteilung in EP1 nach unterschiedlichen Belastungsdauern bei 25 °C und 10 kV/mm,  $d = 0,8$  mm; a) Raumladungsdichte nach einer Belastungsdauer von 10 s bzw. 23 h, b) zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung über eine Belastungsdauer von ca. 23 h (ca. 83000 s)

### 6.2 Einfluss der Temperatur

#### Isolierstoff EP2

Wird die Messung bei einer Temperatur von 60 °C wiederholt, unterscheiden sich die Raumladungsdichteverteilungen in EP2 bei 25 °C und 60 °C nach einer Belastungsdauer von 10 s mit einer positiven Gleichspannung von 10 kV nicht deutlich voneinander (Bild 6-6a). Nach einer Belastungsdauer von einer Stunde (Bild 6-6b) ist die Raumladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode ( $x = 0$ ) bei beiden Temperaturen breiter und niedriger, was auf die Injektion von Ladungsträgern aus der Elektrode in den Isolierstoff hindeutet. Bei einer Temperatur von 60 °C kann außerdem die Akkumulation von *hetero-charges* vor beiden Elektroden beobachtet werden. Aus

einem Vergleich mit der Langzeitmessung bei 25 °C (Bild 6-3) kann gefolgert werden, dass die Akkumulation von *hetero-charges* bei höheren Temperaturen beschleunigt auftritt.

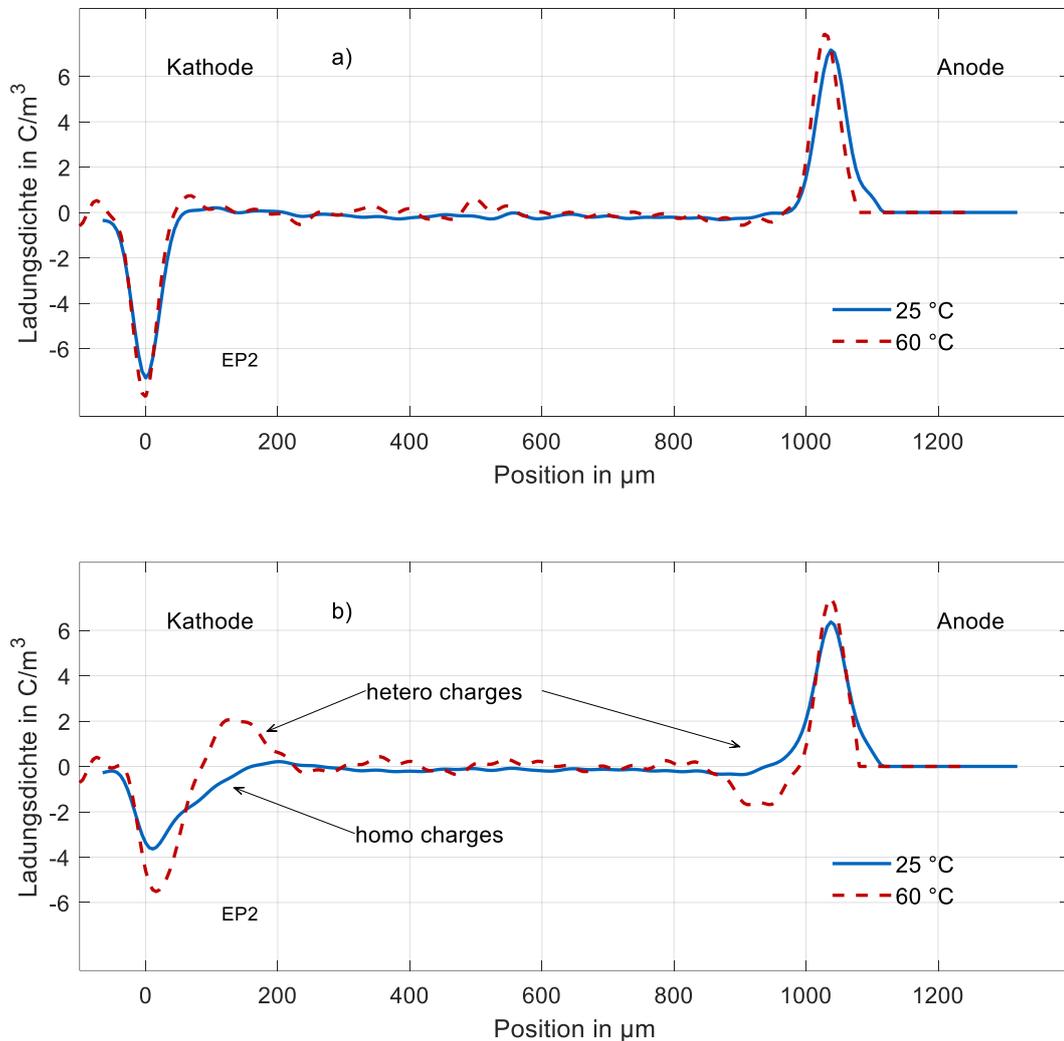


Bild 6-6: Raumladungsdichteverteilung in EP2 bei verschiedenen Temperaturen bei 10 kV und  $d = 1,07$  mm und Belastungsdauern von a) 10 s und b) 1 h

### Isolierstoff EP1

Es wird ein Isolierstoffprüfling aus EP1 bei einer Temperatur von 60 °C mit einer positiven Gleichspannung von 9 kV (10 kV/mm) beaufschlagt. Nach einer Beanspruchungsdauer von 10 s unterscheiden sich die Ladungsdichteverteilungen bei 25 °C und 60 °C nicht deutlich voneinander (Bild 6-7a). Die gemessenen Ladungen werden jeweils den Elektroden des Messsystems zugeordnet. Nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde bei 9 kV (Bild 6-7b) ist die Ladungsdichteverteilung sowohl bei 25 °C als auch bei 60 °C im Bereich der Erdelektrode breiter und in der Höhe reduziert, was auf die Injektion von Ladungsträgern in den Isolierstoff

zurückgeführt wird. Bei beiden untersuchten Temperaturen treten, anders als in EP2, nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde keine *hetero-charges* auf.

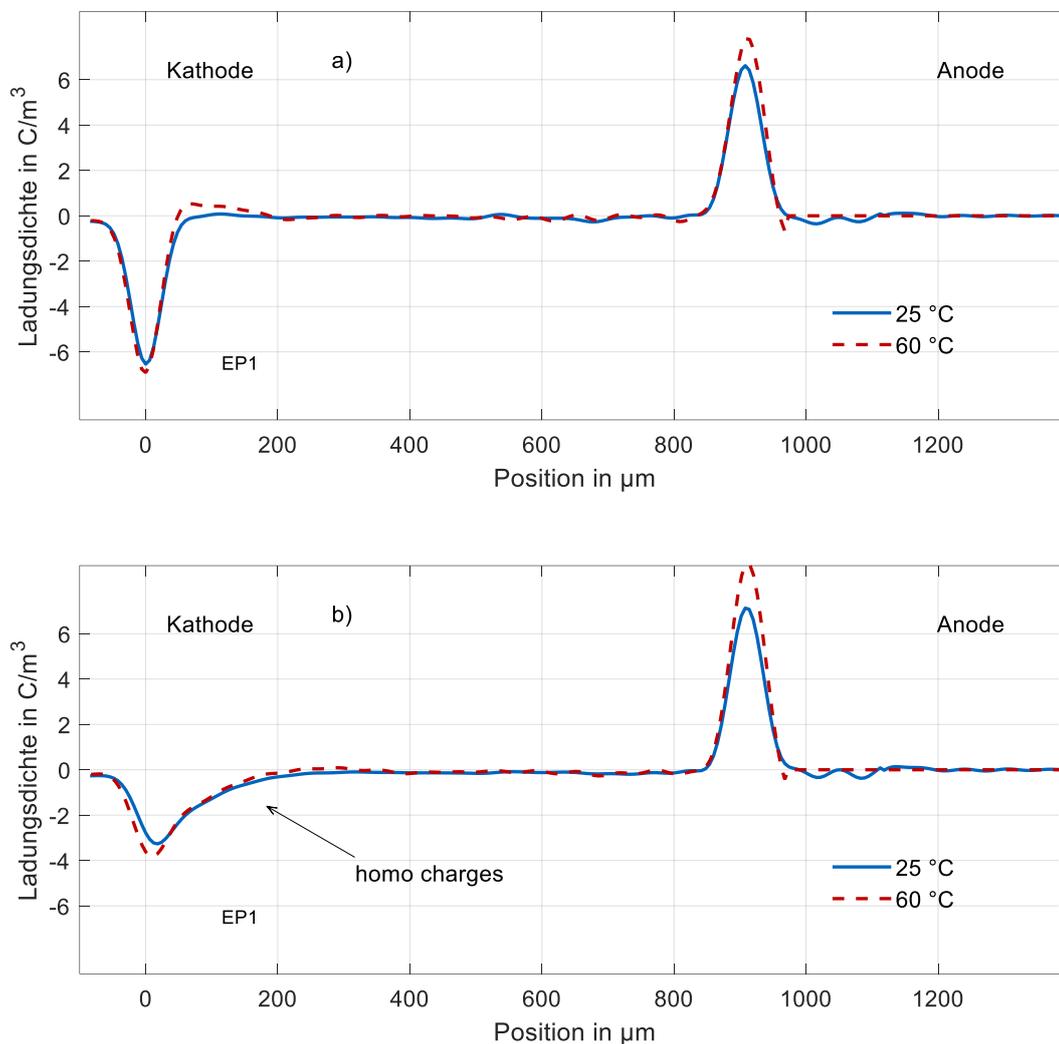


Bild 6-7: Raumladungsdichteverteilung in EP1 bei verschiedenen Temperaturen bei 9 kV und  $d = 0,9$  mm und Belastungsdauern von a) 10 s und b) 1 h

Um zu klären, ob nach längeren Beanspruchungsdauern bei einer Temperatur von 60 °C *hetero-charges* in EP1 festgestellt werden können, wird die Messung für eine Beanspruchungsdauer von 23 Stunden wiederholt (Bild 6-8). Auch nach einer langen Beanspruchungsdauer können keine *hetero-charges* festgestellt werden.

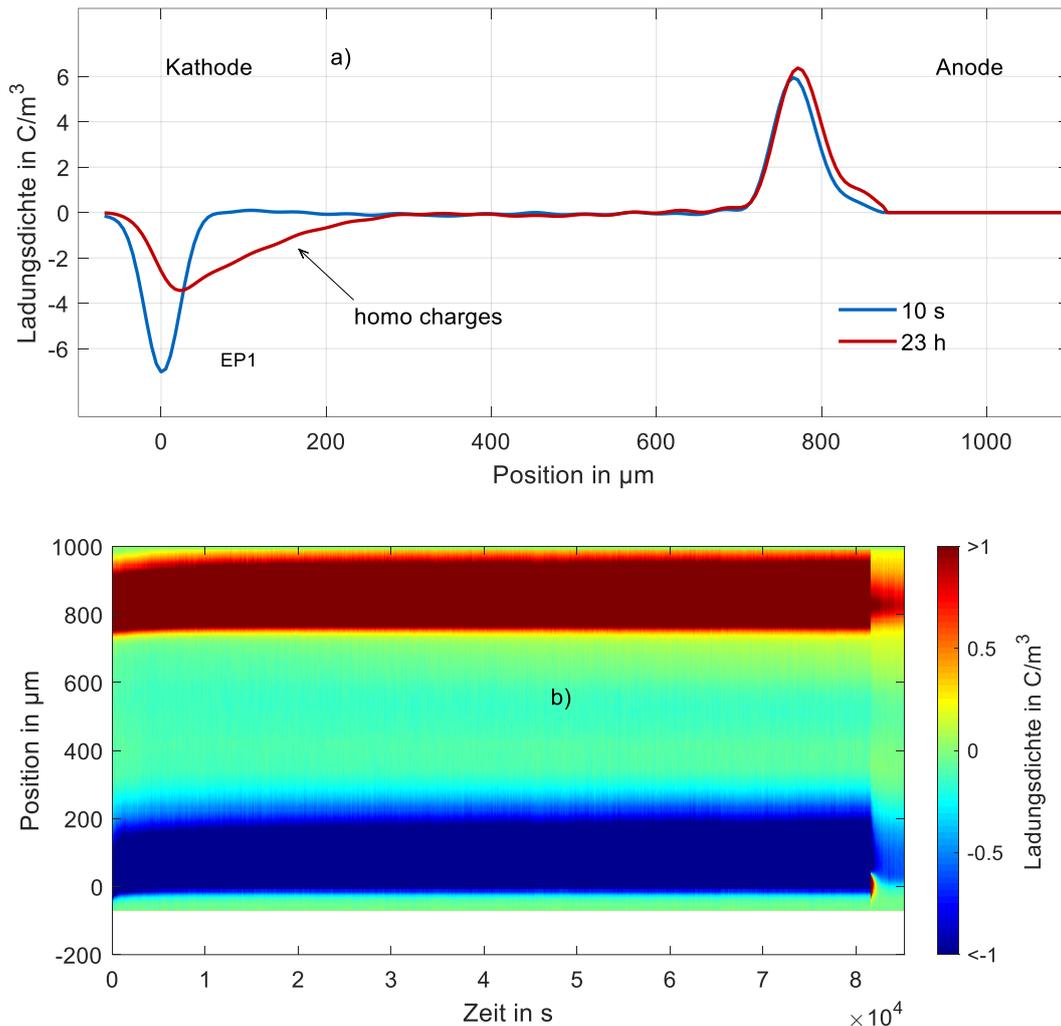


Bild 6-8: Raumladungsdichteverteilung in EP1 nach unterschiedlichen Belastungsdauern bei 60 °C und 10 kV/mm,  $d = 0,8$  mm; a) Raumladungsdichte nach einer Belastungsdauer von 10 s bzw. 23 h, b) zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung über eine Belastungsdauer von ca. 23 h (ca. 83000 s)

### 6.3 Einfluss der elektrischen Feldstärke

Ein Isolierstoffprüfling aus EP2 wird bei einer Temperatur von 25 °C mit positiver Gleichspannung unterschiedlicher Höhe (5 kV, 10 kV, 20 kV) beansprucht. Zwischen den einzelnen Messungen wird der Isolierstoffprüfling für eine Woche in kurzgeschlossenem Zustand gelagert. Nach einer kurzen Beanspruchungsdauer von 10 s können die gemessenen Ladungen den Elektroden des Messsystems zugeordnet werden. Es werden mit steigender Spannung deutlich mehr Ladungen auf den Elektroden erfasst. Die Breite der einzelnen Ladungsdichteverteilungen unterscheidet sich nicht deutlich. Wird die Spannung für jeweils eine Stunde konstant gehalten, ist bei allen eingepprägten Spannungen die Ladungsdichteverteilung im Bereich der

Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und in der Höhe reduziert, was auf die Injektion von Ladungsträgern aus der Elektrode hindeutet. Nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde bei 25 °C wird kein deutlicher Unterschied in den Formen der Ladungsdichteverteilungen bei verschiedenen Spannungen festgestellt.

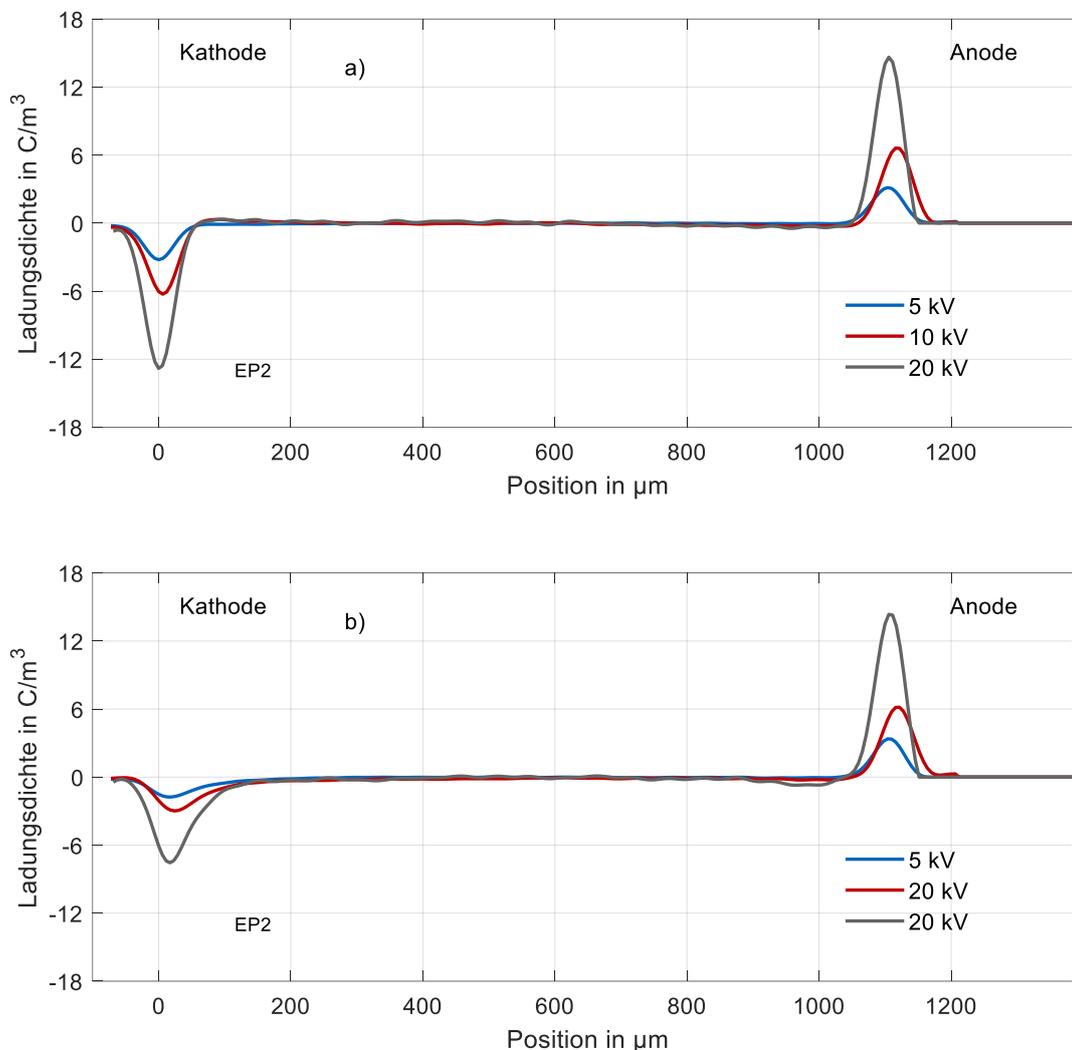


Bild 6-9: Raumladungsdichteverteilung in EP2 bei verschiedenen Spannungen, 25 °C,  $d = 1,14$  mm und Belastungsdauern von a) 10 s und b) 1 h

Wird die Messung bei einer Temperatur von 40 °C und einer Spannung von 5 kV bzw. 20 kV an einem anderen Isolierstoffprüfling aus EP2 mit etwas geringerer Dicke wiederholt, können nach einer kurzen Belastungsdauer von 10 s ebenfalls Ladungsdichten unterschiedlicher Höhe auf den Elektroden des Messsystems erfasst werden. Wird die Spannung für eine Dauer von einer Stunde konstant gehalten, sind die Ladungsdichteverteilungen im Bereich der Erdelektrode ( $x = 0$ ) breiter und in der Höhe reduziert. Bei einer Spannung von 20 kV können außerdem *hetero-charges* vor beiden Elektroden

erfasst werden. Die Akkumulation von *hetero-charges* scheint somit bei höheren Feldstärken und/oder höheren Temperaturen beschleunigt aufzutreten.

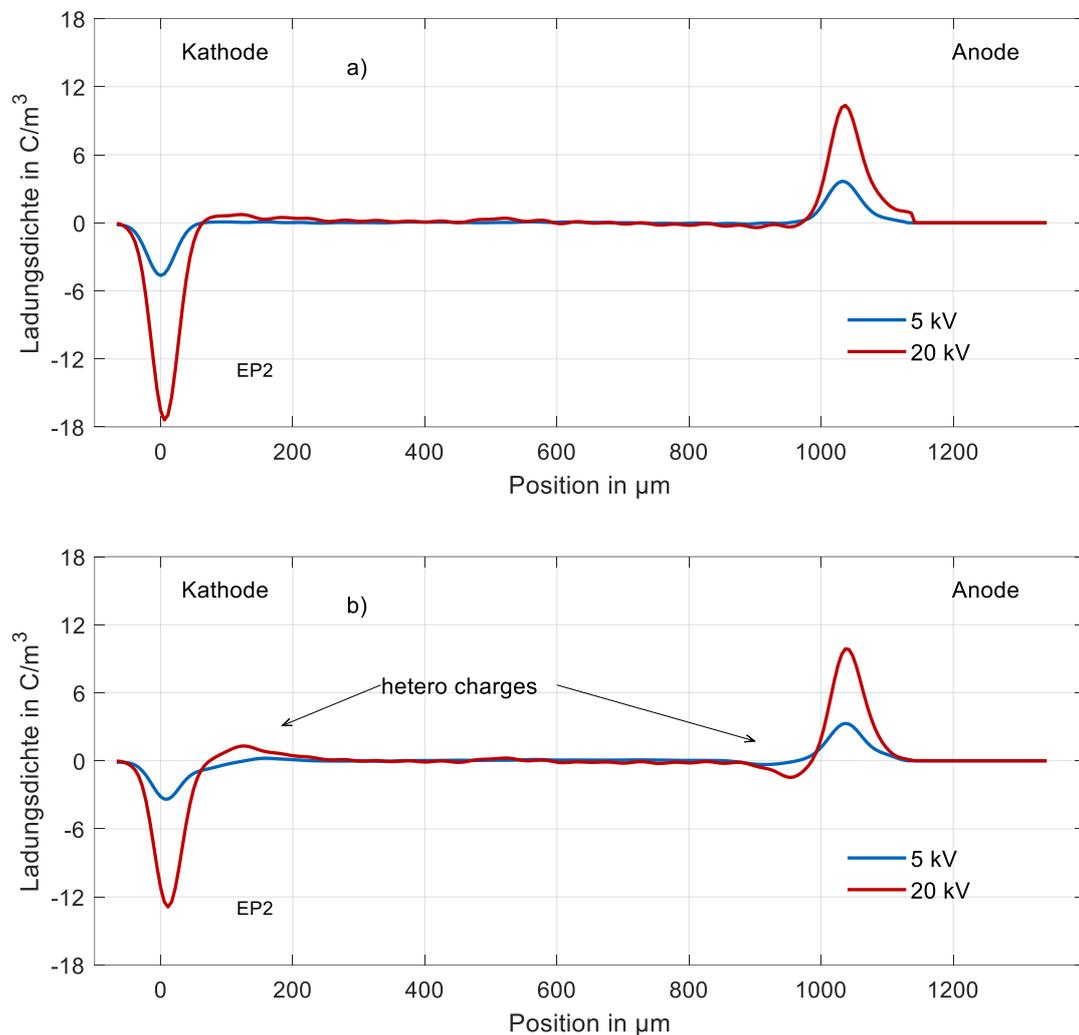


Bild 6-10: Raumladungsdichteverteilung in EP2 bei verschiedenen Spannungen, 40 °C,  $d = 1,07$  mm und Belastungsdauern von a) 10 s und b) 1 h

### 6.4 Einfluss der Prüflingsdicke

Es werden zwei verschiedene Isolierstoffprüflinge aus EP2 mit einer Dicke von 1,07 mm bzw. 1,7 mm bei 25 °C mit einer positiven Gleichspannung beaufschlagt, so dass sich in beiden Isolierstoffprüflingen eine mittlere Feldstärke von 9,3 kV/mm ergibt. In den beiden Isolierstoffprüflingen kann 10 s nach Spannungszuschaltung die in Bild 6-11a und 1 h nach Spannungszuschaltung die in Bild 6-11b gezeigte Ladungsdichteverteilung gemessen werden.

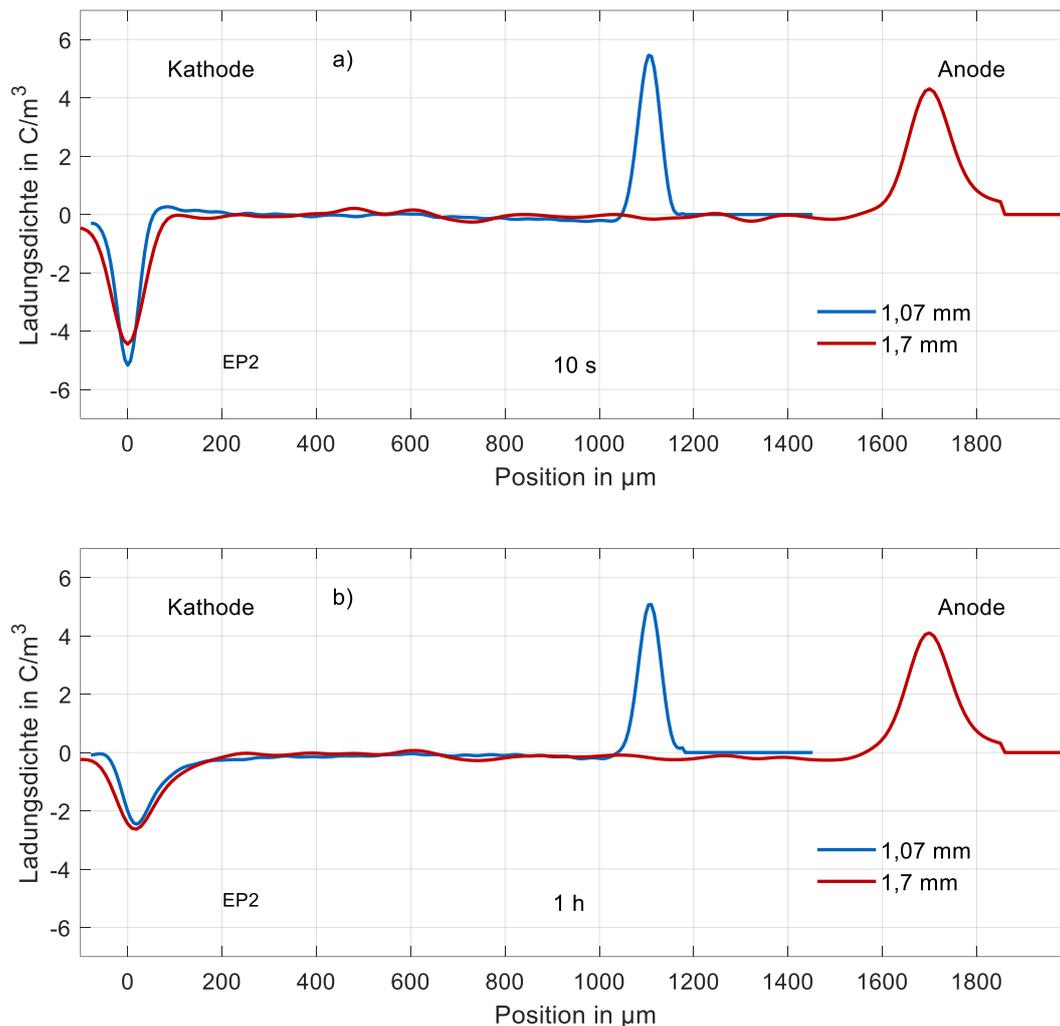


Bild 6-11: Raumladungsdichteverteilung in Isolierstoffprüflingen aus EP2 einer Dicke von 1,07 mm und 1,7 mm bei einer Feldstärke von 10 kV/mm, einer Temperatur von 25 °C und einer Formierdauer von a) 10 s, b) 1 h

Es muss berücksichtigt werden, dass Raumladungsmessungen in Isolierstoffprüflingen einer Dicke von 1,7 mm mit dem zur Verfügung stehenden Messsystem nur schwer möglich sind, weshalb die Qualität der Messung, insbesondere im Bereich der Hochspannungselektrode, nicht optimal ist. Daher sollen nur die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode verglichen werden. Die Raumladungsdichteverteilung in dem dickeren Prüfling ( $d = 1,7$  mm) ist nicht um Dämpfung und Dispersion korrigiert. Nach einer kurzen Beanspruchungsdauer von 10 s ist die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode in beiden Isolierstoffprüflingen sehr ähnlich. Nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde ist die Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode deutlich breiter und in der Höhe reduziert, was auf die Injektion von Ladungsträgern aus der Elektrode in den Isolierstoff zurückgeführt wird. In beiden Isolierstoffprüflingen scheinen die

injizierten Ladungsträger die gleiche Strecke in den Isolierstoff vorzudringen. Auch nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde sind die Ladungsdichteverteilungen im Bereich der Erdelektrode in beiden Isolierstoffprüflingen sehr ähnlich. Es kann somit kein erkennbarer Einfluss der Prüflingsdicke auf die gemessene Raumladungsdichte abgeleitet werden.

### 6.5 Einfluss einer Entfernung der Oberflächenschicht

Wird ein Isolierstoffprüfling (unbearbeitet) aus EP2 bei 40 °C mit einer positiven Gleichspannung beaufschlagt, kann über die Beanspruchungszeit von einer Stunde, die in Bild 6-12a gezeigte zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung gemessen werden. Im Bereich der Erdelektrode ( $x = 0$ ) kann direkt nach der Zuschaltung der Gleichspannung die Verbreiterung der Erdelektrode in den Isolierstoff beobachtet werden. Ladungsträger akkumulieren vor den Elektroden als *homo-charges*. Nach einer Beanspruchungsdauer von etwa 1000 Sekunden werden deutlich *hetero-charges* vor beiden Elektroden erfasst. Nach dem Abschalten der Gleichspannung sind positive Spiegelladungen auf der Erdelektrode, negative Ladungen vor der Erdelektrode und positive Ladungen weiter im Isolierstoff vorhanden. Im Bereich der Hochspannungselektrode ( $x = d$ ) werden positive Spiegelladungen auf der Hochspannungselektrode und negative Ladungen im Isolierstoffvolumen festgestellt.

Wird der Isolierstoffprüfling aus EP2 bearbeitet, indem beide Oberflächen um 0,15 mm abgeschliffen werden, zeigt sich eine andere Ladungsdichteverteilung (Bild 6-12b). An beiden Elektroden kann deutlich beobachtet werden, dass Ladungsträger, die vermutlich aus den Elektroden in den Isolierstoff injiziert wurden, sich in den Prüfling hineinbewegen. Dabei dringen sie deutlich weiter in den Isolierstoff vor, als dies bei unbehandelter Oberfläche der Fall war. Außerdem kann keine Ansammlung von *hetero-charges* beobachtet werden. Es wird angenommen, dass die *hetero-charges* bei abgeschliffener Oberfläche leichter aus dem Isolierstoff abfließen können. Nach dem Abschalten der Gleichspannung werden im Bereich der Erdelektrode positive Spiegelladungen auf der Elektrode und negative Ladungen im Isolierstoffvolumen ermittelt. Im Bereich der Hochspannungselektrode treten negative Spiegelladungen auf der Elektrode und positive Ladungen im Isolierstoffvolumen auf.

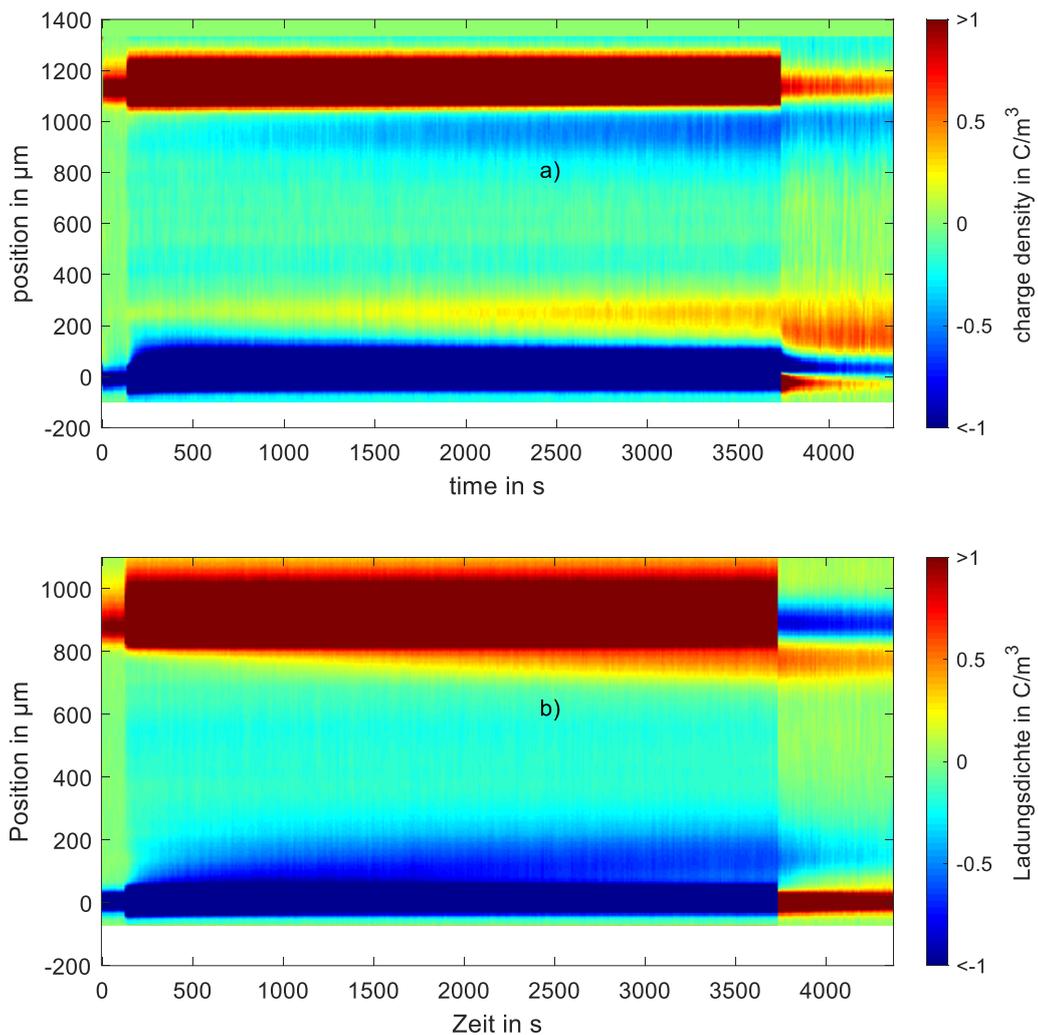


Bild 6-12: Zeitlicher Verlauf der Raumladungsdichteverteilung bei 10 kV/mm und 40 °C in Isolierstoffprüflingen aus EP2, deren Oberflächen a) unbearbeitet,  $d = 1,14 \text{ mm}$  und b) beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen sind,  $d = 0,84 \text{ mm}$

Bild 6-13 zeigt die Ladungsdichteverteilung in dem unbearbeiteten Isolierstoffprüfling (Bild 6-13a) und in dem Isolierstoffprüfling mit abgeschliffener Oberfläche (Bild 6-13b). Bei dem unbearbeiteten Prüfling kann nach einer Belastungsdauer von einer Stunde die Ansammlung von *homo-charges* und *hetero-charges* festgestellt werden. Bei dem Isolierstoffprüfling mit abgeschliffener Oberfläche tritt keine Akkumulation von *hetero-charges* auf. Außerdem dringen die injizierten *homo-charges* weiter in den Isolierstoff vor.

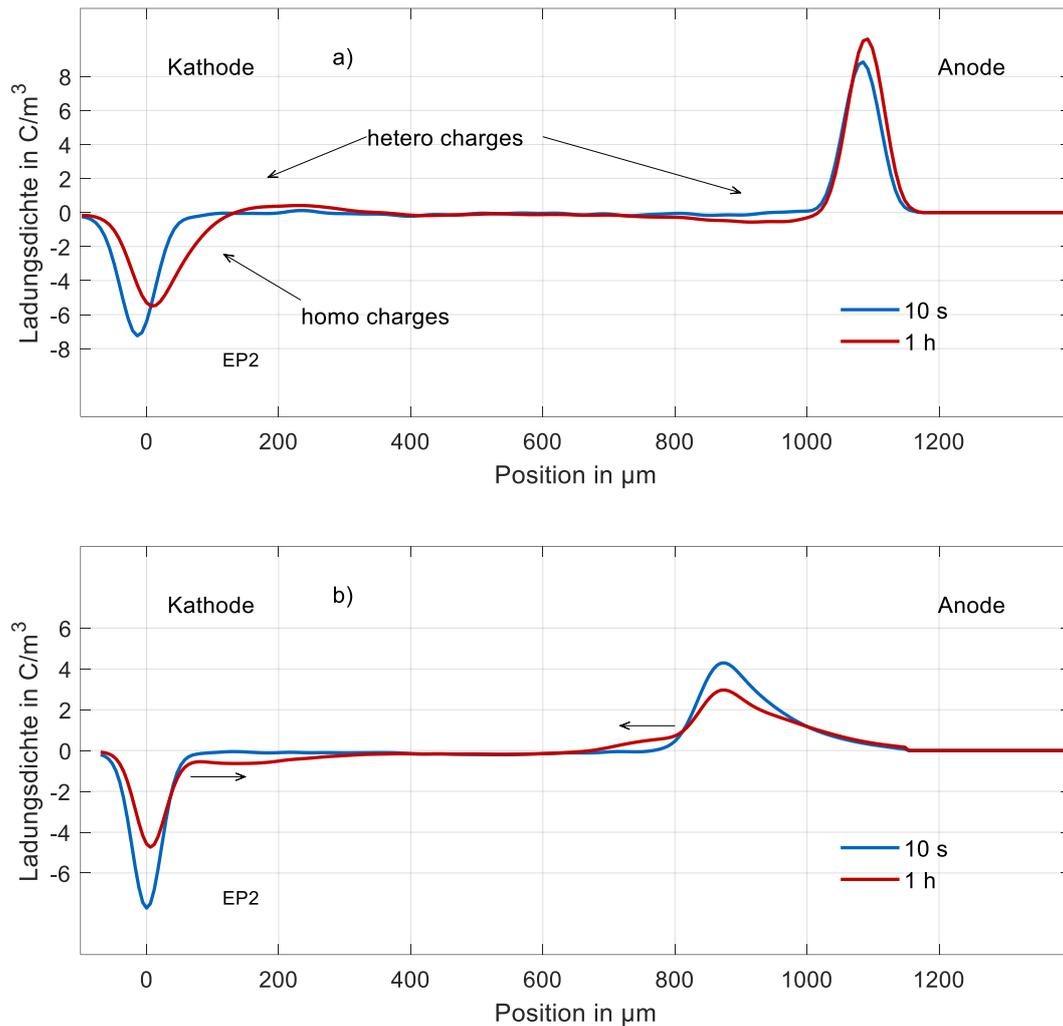


Bild 6-13: Raumladungsdichteverteilung bei 10 kV/mm und 40 °C in Isolierstoffprüflingen aus EP2, deren Oberflächen a) unbearbeitet,  $d = 1,14$  mm und b) beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen sind,  $d = 0,84$  mm

### 6.5.1 Einfluss der Temperatur

Es werden Isolierstoffprüflinge aus EP2 bei unterschiedlichen Temperaturen für eine Beanspruchungsdauer von einer Stunde mit 10 kV/mm beaufschlagt. Die gemessenen zeitlichen Verläufe sind in Bild 6-14a für eine Temperatur von 25 °C und in Bild 6-14b für eine Temperatur von 40 °C gezeigt. Es zeigt sich bei beiden untersuchten Temperaturen eine Injektion von Ladungsträgern in den Isolierstoffprüfling aus beiden Elektroden. Die Menge der injizierten Ladungsträger und deren Eindringtiefe scheint mit der Temperatur anzusteigen. Es kann keine Akkumulation von *hetero-charges* festgestellt werden.

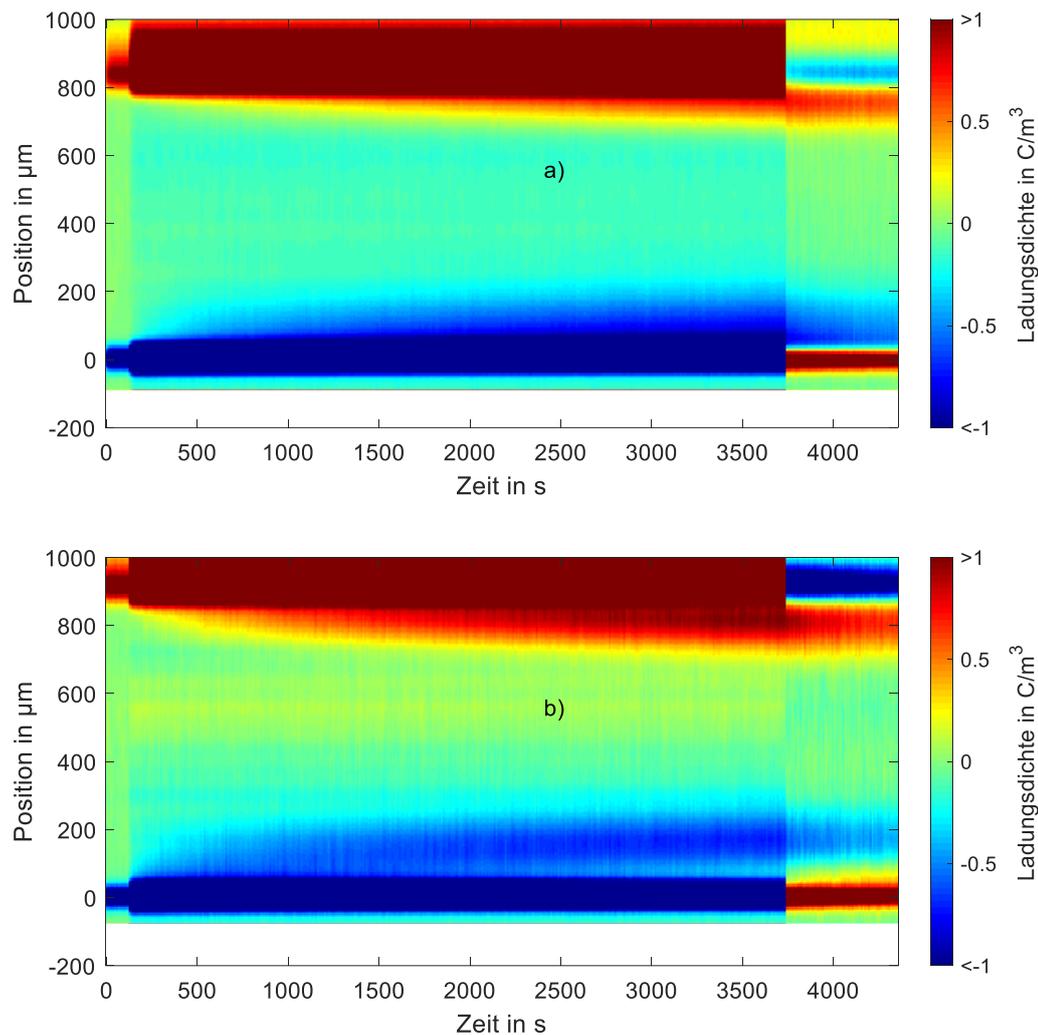


Bild 6-14: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Raumladungsdichteverteilung an Isolierstoffprüflingen aus EP2, deren Oberflächenschicht beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurde, bei unterschiedlichen Temperaturen von a) 25 °C und 10 kV/mm, b) 40 °C und 10 kV/mm

### 6.5.2 Einfluss der Feldstärke

Abgeschliffene Isolierstoffprüflinge aus EP2 werden bei einer Temperatur von 40 °C mit Spannungen unterschiedlicher Höhe beaufschlagt. Die gemessenen zeitlichen Verläufe der Ladungsdichte sind in Bild 6-15a für eine Feldstärke von 4,5 kV/mm, in Bild 6-15b für eine Feldstärke von 10 kV/mm und in Bild 6-15c für eine Feldstärke von 18,2 kV/mm gezeigt.

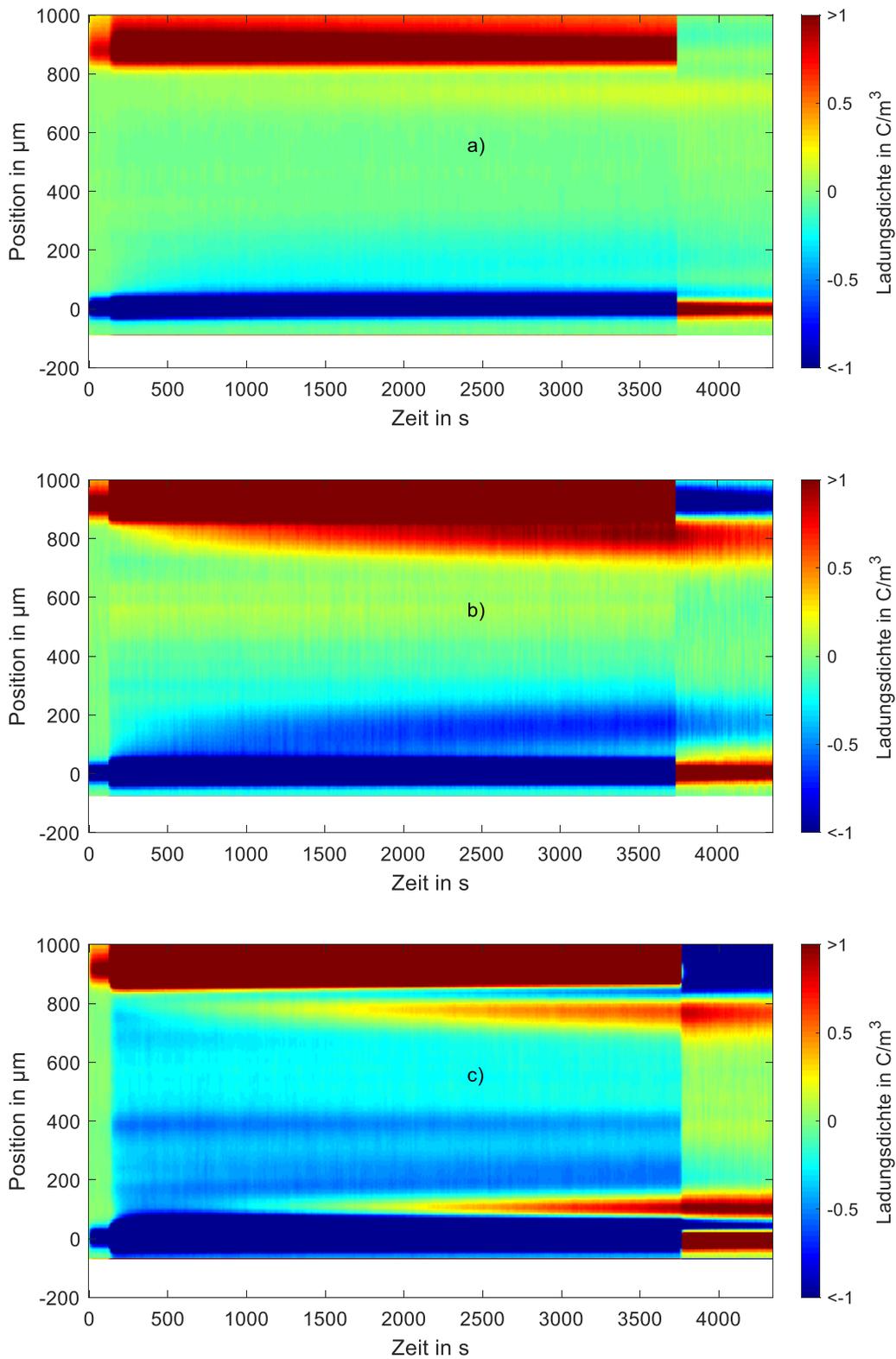


Bild 6-15: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Raumladungsdichteverteilung an Isolierstoffprüflingen aus EP2, deren Oberflächenschicht beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurde, bei einer Temperatur von 40 °C und einer Feldstärke von a) 4,5 kV/mm, b) 10 kV/mm, c) 18,2 kV/mm

Bei Feldstärken von 4,5 kV/mm und 10 kV/mm kann eine Injektion von Ladungen aus den beiden Elektroden in den Isolierstoff festgestellt werden. Dabei ist die Injektion bei einer Feldstärke von 10 kV/mm deutlich stärker ausgeprägt als bei einer Feldstärke von 4,5 kV/mm. Bei beiden Feldstärken tritt keine Akkumulation von *hetero-charges* auf. Bei einer Feldstärke von 18,2 kV/mm kann ebenfalls eine Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff festgestellt werden. Außerdem tritt nach etwa 2000 Sekunden eine Akkumulation von *hetero-charges* auf.

### 6.5.3 Einfluss der Beanspruchungsdauer

Wird für Prüflinge aus dem Isolierstoff EP2 die Gleichspannung für eine Zeitdauer von 15 Stunden konstant gehalten, kann beobachtet werden, dass sich die Ladungsträger weiter in den Isolierstoff hineinbewegen und den Kontakt zur angrenzenden Elektrode verlieren, sich demnach als Paket fortbewegen (Bild 6-16). Im Bereich der Hochspannungselektrode kann eine stete Bewegung in den Isolierstoff beobachtet werden. Im Bereich der Erdelektrode hingegen löst sich zunächst auch ein Ladungspaket von der Erdelektrode, dieses scheint aber nach einer Zeitdauer von ca. 25000 Sekunden (ca. 7 Stunden) zu verschwinden. Nach ca. 20000 Sekunden kann vor beiden Elektroden eine leichte Ansammlung an *hetero-charges* beobachtet werden. Diese scheint jedoch deutlich schwächer ausgeprägt zu sein als bei Prüflingen mit unbehandelter Oberfläche (vgl. z.B. Bild 6-3).

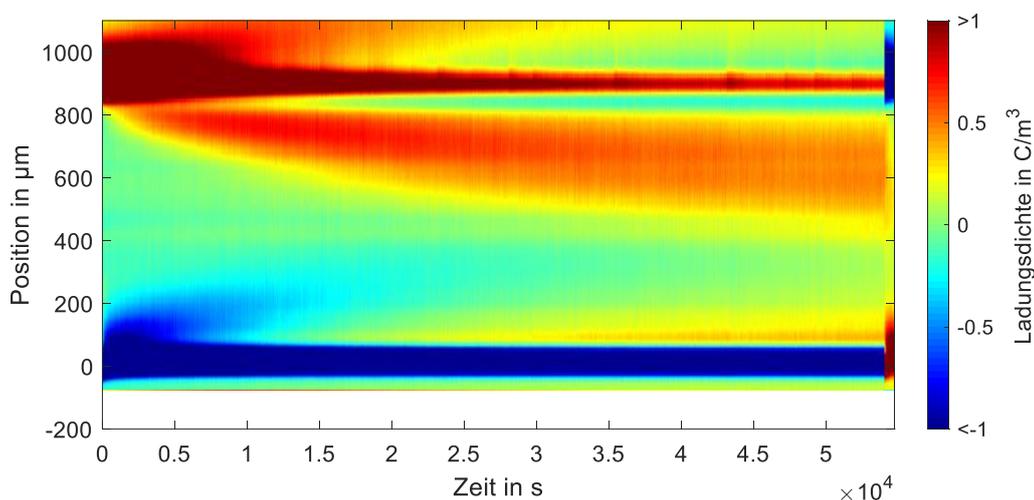
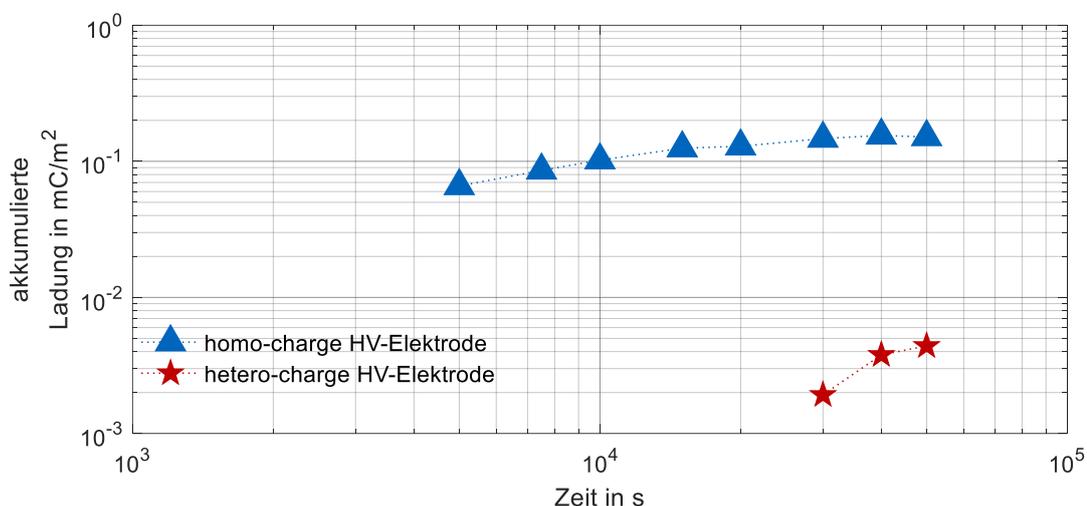
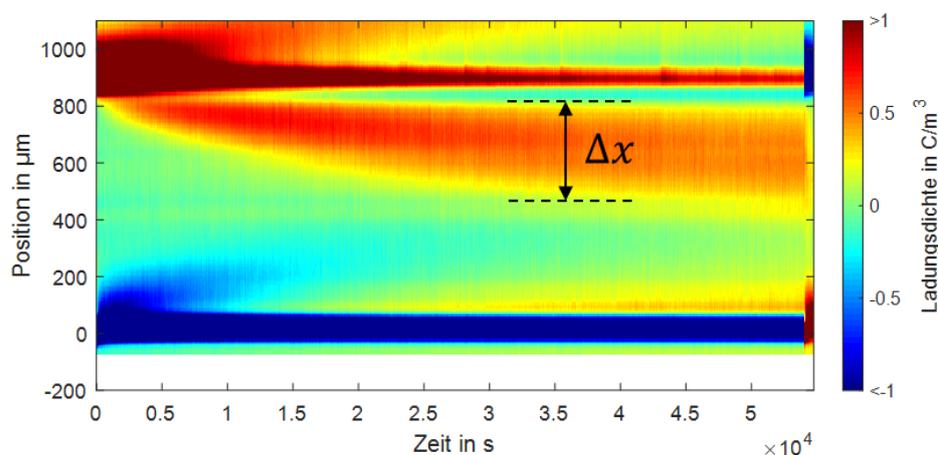


Bild 6-16: Zeitlicher Verlauf der Raumladungsdichteverteilung bei 10 kV/mm und 40 °C in einem Isolierstoffprüfling aus EP2, dessen Oberfläche beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurde (15 h entsprechen ca. 54000 s)

Die Ladungsmenge in dem positiven Ladungspaket aus Bild 6-16 wird bestimmt, indem zu unterschiedlichen Zeitpunkten über die Ausdehnung des Ladungspaketes

(vgl.  $\Delta x$  in Bild 6-17a) integriert wird. Das Ergebnis ist die über eine Strecke  $\Delta x$  akkumulierte Ladung pro Flächeneinheit mit der Einheit  $C/m^2$ . Die Ladung (*homo-charge*) in dem positiven Paket nimmt zunächst zu und bleibt anschließend konstant bei einem Wert von etwa  $1,5 \cdot 10^{-4} C/m^2$ . Vermutlich wird die weitere Injektion von Ladungsträgern aus der Elektrode durch die Ansammlung von *homo-charges* im Isolierstoffvolumen stark gehemmt. Nach einer Zeitdauer von ca. 30000 Sekunden (ca. 8 Stunden) können außerdem akkumulierte *hetero-charges* bestimmt werden.

a)



b)

Bild 6-17: Bestimmung der akkumulierten Ladung aus dem zeitlichen Verlauf der Raumladungsdichteverteilung bei 10 kV/mm und 40 °C in einem Isolierstoffprüfling aus EP2 dessen Oberfläche beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurde, a) zeitlicher Verlauf mit Integrationsstrecke (Bild 6-16 erneut dargestellt), b) akkumulierte Ladung pro Flächeneinheit

### 6.5.4 Einfluss der Polarität

Wird die Polarität der Prüfgleichspannung umgekehrt, kann im Isolierstoff EP2 grundsätzlich eine gleiche zeitliche Entwicklung der Ladungsdichte beobachtet werden (Bild 6-18). Es werden bei beiden Polaritäten Ladungsträger aus den beiden Elektroden in den Isolierstoff injiziert, die sich in Richtung der entgegengesetzten Elektrode bewegen. Die Ladungen, die von der Erdelektrode injiziert wurden, scheinen nach einigen Stunden jeweils zu verschwinden.

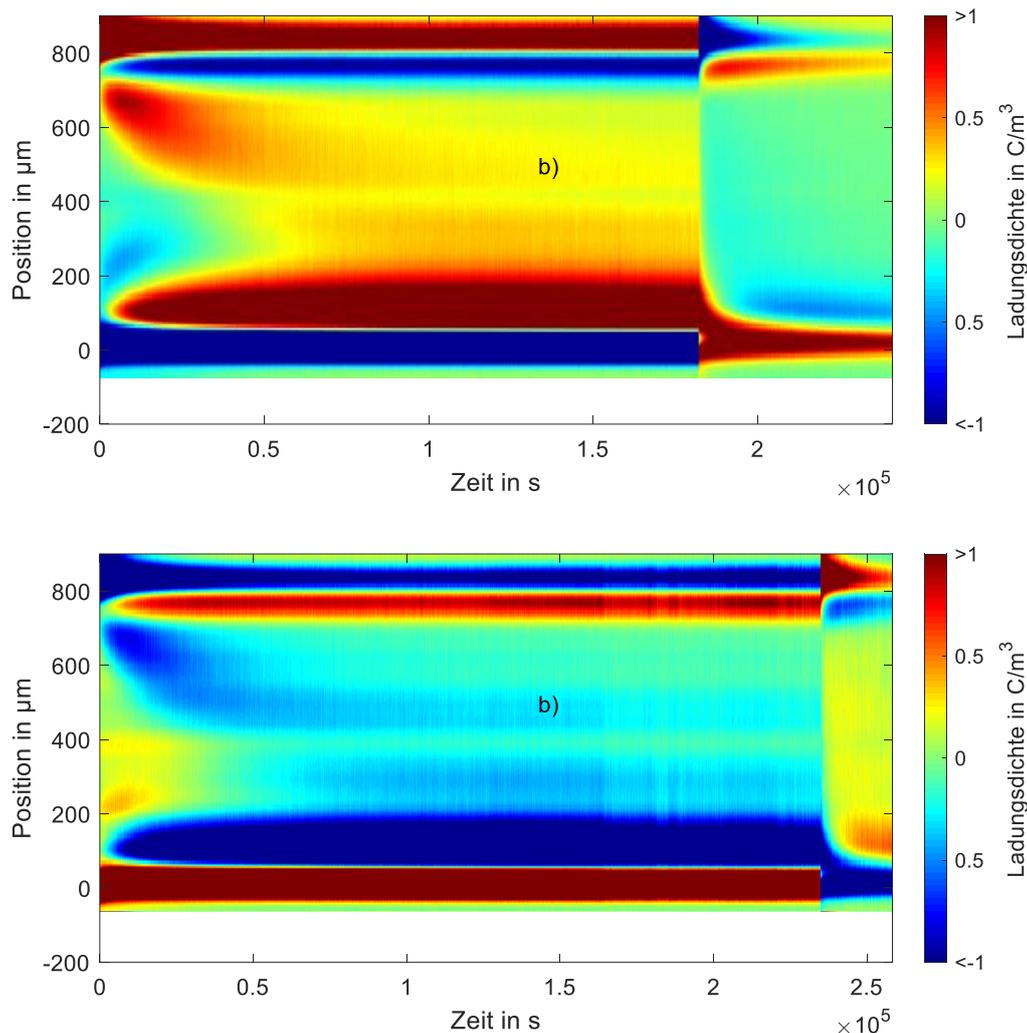


Bild 6-18: Zeitlicher Verlauf der Raumladungsdichteverteilung über eine Beanspruchungsdauer von 60 h in Isolierstoffprüflingen aus EP2 deren Oberfläche beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurden bei 40 °C und a) +10 kV/mm, b) -10kV/mm ( $2 \cdot 10^5$  s entsprechen ca. 55 h)

### 6.5.5 Einfluss Lagerungsdauer

Es zeigte sich, dass sich die Färbung der Isolierstoffprüflinge und Raumladungsdichteverteilung in den Isolierstoffprüflingen nach einer Lagerung von einigen Wochen erneut änderte. Dies konnte bei der Lagerung bei Raumtemperatur und bei der Lagerung bei höheren Temperaturen beobachtet werden und ist vermutlich auf die erneute Bildung von Oxidschichten zurückzuführen.

Bild 6-19 zeigt die Ladungsdichteverteilung in einem Isolierstoffprüfling aus EP2 zu unterschiedlichen Zeitpunkten nachdem die Oberflächen des Isolierstoffprüflinge beidseitig abgeschliffen wurden. So waren direkt nach dem beidseitigen Abschleifen des Isolierstoffprüflings aus EP2 die Akkumulation von *hetero-charges* reduziert und es konnte das paketförmige Hineinwandern der *homo-charges* von beiden Elektroden aus beobachtet werden (Bild 6-19a). Nach einer Lagerungsdauer von 4 Wochen bei 100 °C konnten deutlich mehr *hetero-charges* festgestellt werden und die *homo-charges* drangen nicht mehr so weit in den Isolierstoff vor (Bild 6-19b). Wurde der Isolierstoffprüfling anschließend erneut beidseitig abgeschliffen (ca. 0,01 mm), konnte eine Raumladungsdichteverteilung gemessen werden, die Bild 6-19c entsprach (Bild 6-19c).

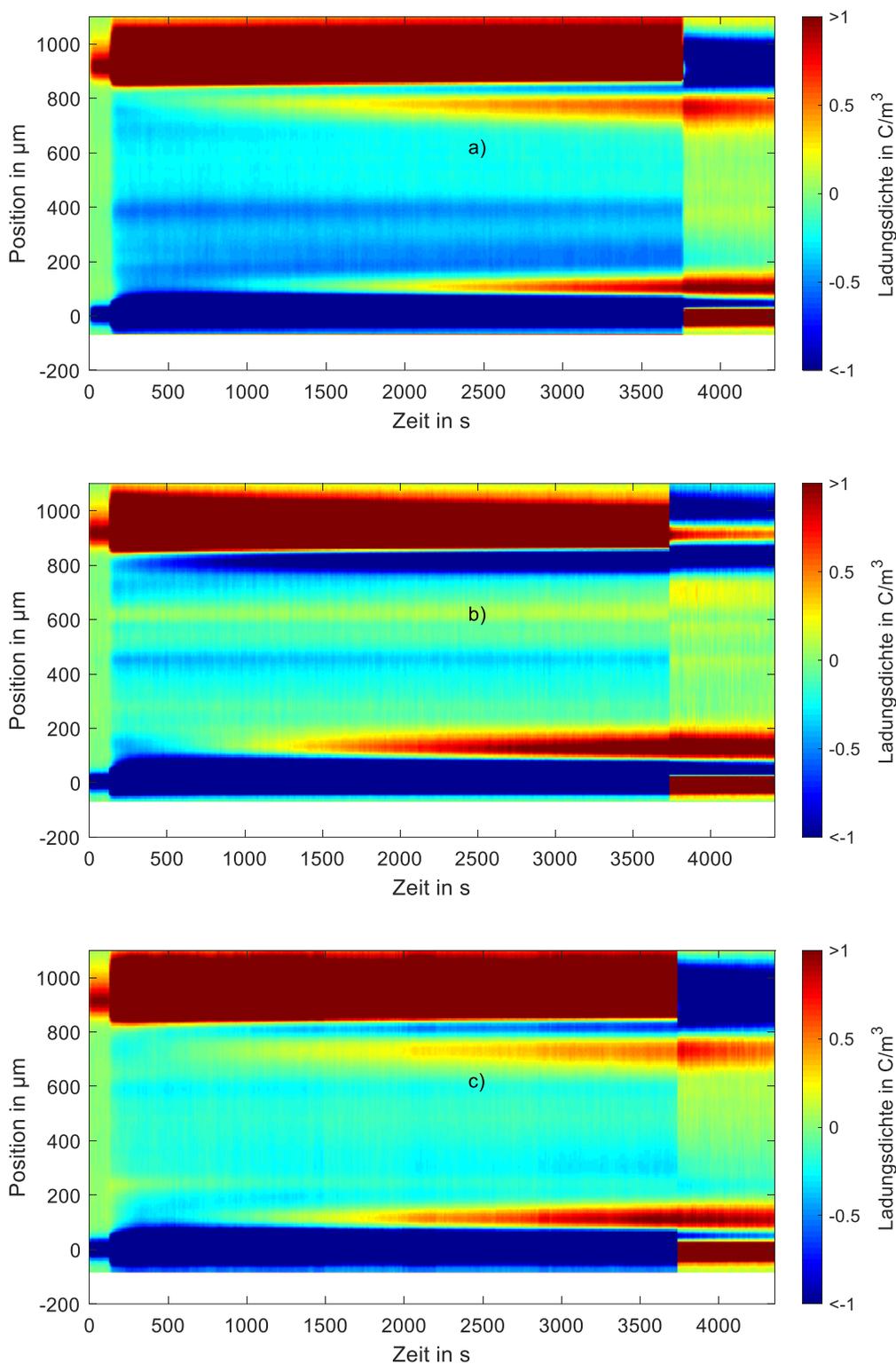


Bild 6-19: Zeitlicher Verlauf der Raumladungsdichteverteilung in einem Isolierstoffprüfling aus EP2, dessen Oberfläche beidseitig um ca. 0,15 mm abgeschliffen wurde, der nach verschiedenen Lagerungsdauern und nach erneutem Abschleifen bei 40 °C mit Spannung beaufschlagt wurde; a) direkt nach dem Abschleifen, 18,2 kV/mm b) nach einer Lagerungsdauer von 4 Wochen bei 100 °C, 18,2 kV/mm, c) nach erneutem beidseitigem Abschleifen um ca. 0,01 mm, 20 kV/mm

## 6.6 Akkumulierte Ladung

Um die Menge an *homo-charges* und *hetero-charges* im Isolierstoff aus EP2 zu bestimmen, wird die Ladungsdichte über die relevante Strecke durch Integration aufsummiert. Das Ergebnis ist die akkumulierte Ladung pro Flächeneinheit über eine Strecke  $\Delta x$  mit der Einheit  $C/m^2$ . Die akkumulierte Ladung wird als  $q_{\text{hom}}$  für *homo-charge* und  $q_{\text{het}}$  für *hetero-charge* bezeichnet. Die Integrationsstrecken sind in Bild 6-20 gezeigt. Die Integrationsgrenzen wurden bei jeder gemessenen Raumladungsdichteverteilung neu angepasst. Die akkumulierte Ladung wird 10 s nach Spannungsabschaltung im Bereich der Erdelektrode bestimmt.

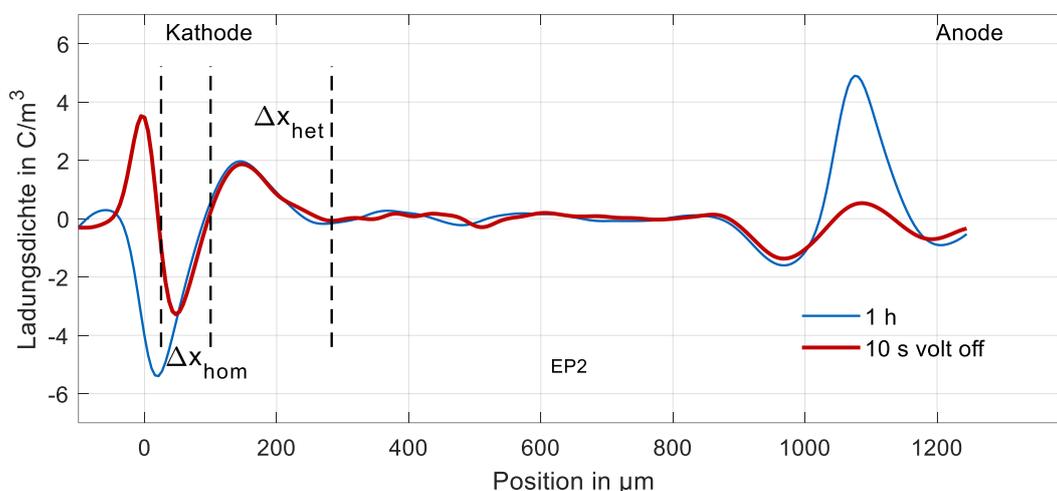


Bild 6-20: Ladungsdichteverteilung mit Integrationsstrecken zur Berechnung der akkumulierten *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$  und *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$  an einer Beispielmessung mit EP2 bei 60 °C, nachdem die Prüfgleichspannung nach einer Belastungsdauer von 1 h abgeschaltet wurde

### 6.6.1 Isolierstoffprüflinge aus EP2 mit Gießhaut

Bild 6-21 zeigt die akkumulierte *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$  und *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$  im Isolierstoff EP2 bei verschiedenen Spannungen und Temperaturen, nachdem die Spannung jeweils nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurde. Die Belastungsdauer von einer Stunde wurde gewählt, da hier die Akkumulation von *homo-charges* weitgehend abgeschlossen ist (vgl. Bild 6-23a). Die akkumulierte *homo-charge* scheint linear mit der Feldstärke anzusteigen (Bild 6-21a). Bei Temperaturen von 40 °C und 60 °C ist die akkumulierte *homo-charge* bei einer Feldstärke von 18,2 kV/mm geringer als bei 9,2 kV/mm. Dies wird durch die verstärkte Akkumulation von *hetero-charges* erklärt (Bild 6-21b), die einen Teil der *homo-charges* verdecken. Auch die Rekombination von positiven und negativen Ladungsträgern

erscheint möglich. Die akkumulierte *hetero-charge* steigt mit der Feldstärke an. Bei einer Temperatur von 60 °C werden mehr *hetero-charges* festgestellt als bei einer Temperatur von 40 °C

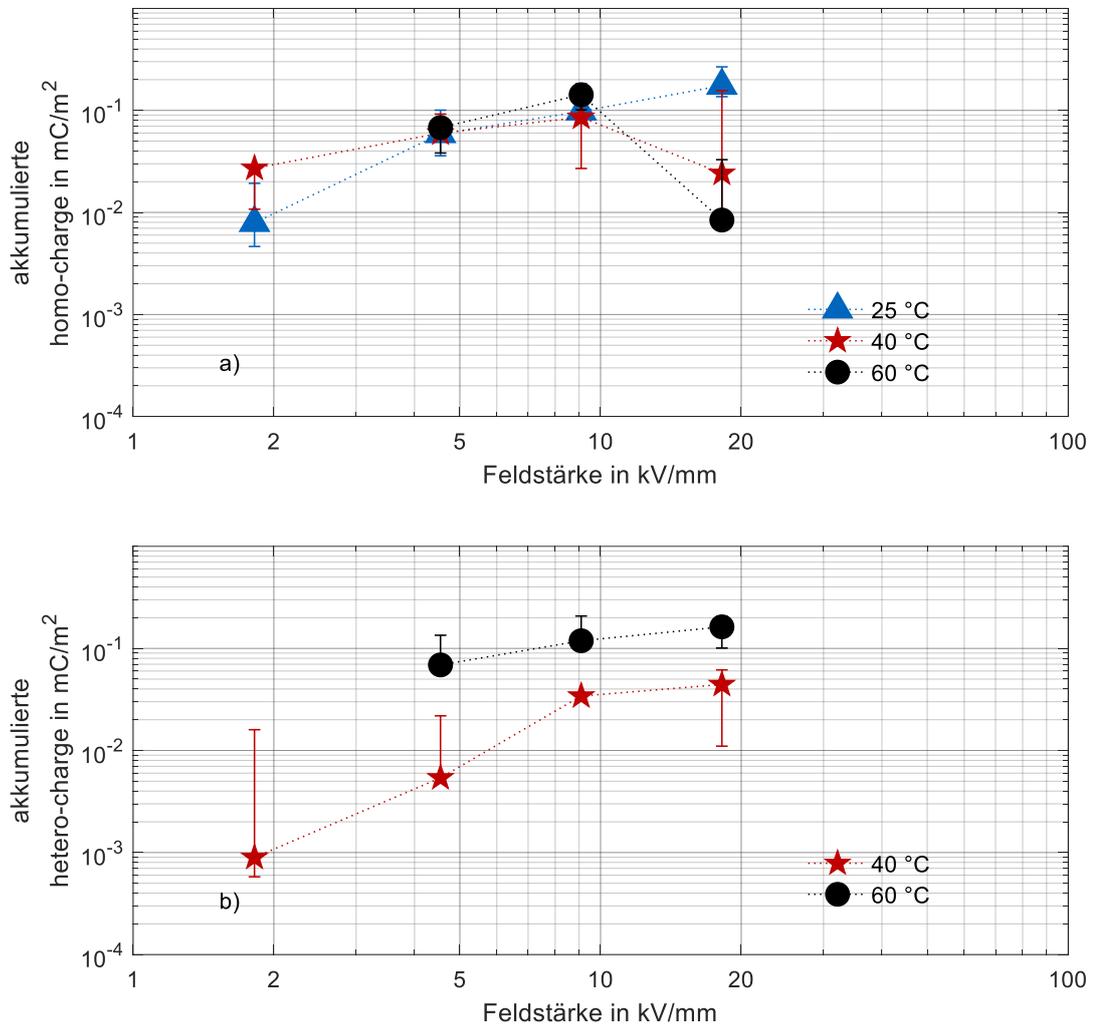


Bild 6-21: Akkumulierte Ladung pro Flächeneinheit in EP2 nachdem verschiedene Feldstärken nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurden und verschiedenen Temperaturen; gezeigt sind Median und Spannweite von jeweils drei Messungen; a) *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$ , b) *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$

Um den Einfluss der Polarität der Prüfgleichspannung auf die akkumulierte Ladung zu bestimmen, werden Isolierstoffprüflinge aus EP2 bei einer Temperatur von 25 °C mit Spannungen unterschiedlicher Höhe beaufschlagt. Die Ergebnisse in Bild 6-22 zeigen den Betrag der akkumulierten *homo-charge*. Diese wird bestimmt, nachdem die Spannung nach einer Belastungsdauer von einer Stunde ausgeschaltet wurde. Die Ergebnisse in Bild 6-22 zeigen einen Anstieg der akkumulierten *homo-charge* mit der eingepprägten Feldstärke. Es kann kein deutlicher Einfluss der Polarität der Prüfgleichspannung auf den Betrag der akkumulierten *homo-charge* festgestellt werden.

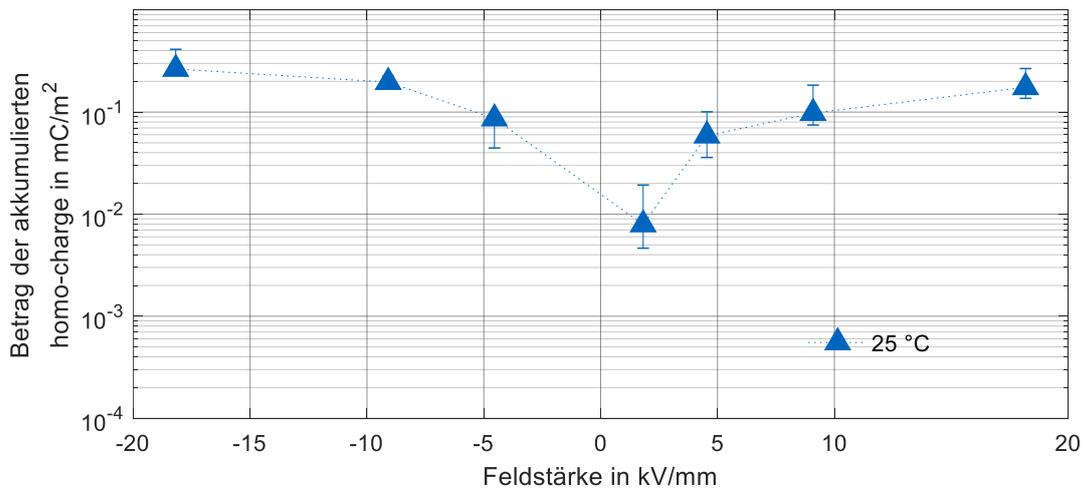


Bild 6-22: Betrag der akkumulierten *homo-charge* pro Flächeneinheit in EP2, nachdem verschiedene Feldstärken nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurden und einer Temperatur von 25 °C; jeweils drei Messungen, gezeigt sind Median und Spannweite

Die akkumulierte *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$  und *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$  werden nach verschiedenen Belastungsdauern mit 10 kV (Feldstärke 9,2 kV/mm) ermittelt (Bild 6-23). Bei einer Temperatur von 25 °C steigt die akkumulierte *homo-charge* mit der Belastungsdauer an (Bild 6-23a). Ab einer Belastungsdauer von zwei Stunden nimmt sie leicht ab. Es wird angenommen, dass dieser Rückgang auf das stärkere Auftreten von *hetero-charges* zurückzuführen ist (Bild 6-23b). Bei einer Temperatur von 60 °C ist die Akkumulation von *homo-charges* deutlich schneller. Auch bei kurzen Belastungsdauern können deutlich *homo-charges* erfasst werden. Bei längeren Belastungsdauern werden weniger *homo-charges* erfasst, was auf das stärkere Auftreten von *hetero-charges* zurückgeführt wird. Die akkumulierte *homo-charge* scheint einen Sättigungswert bei ca.  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{C/m}^2$  zu erreichen.

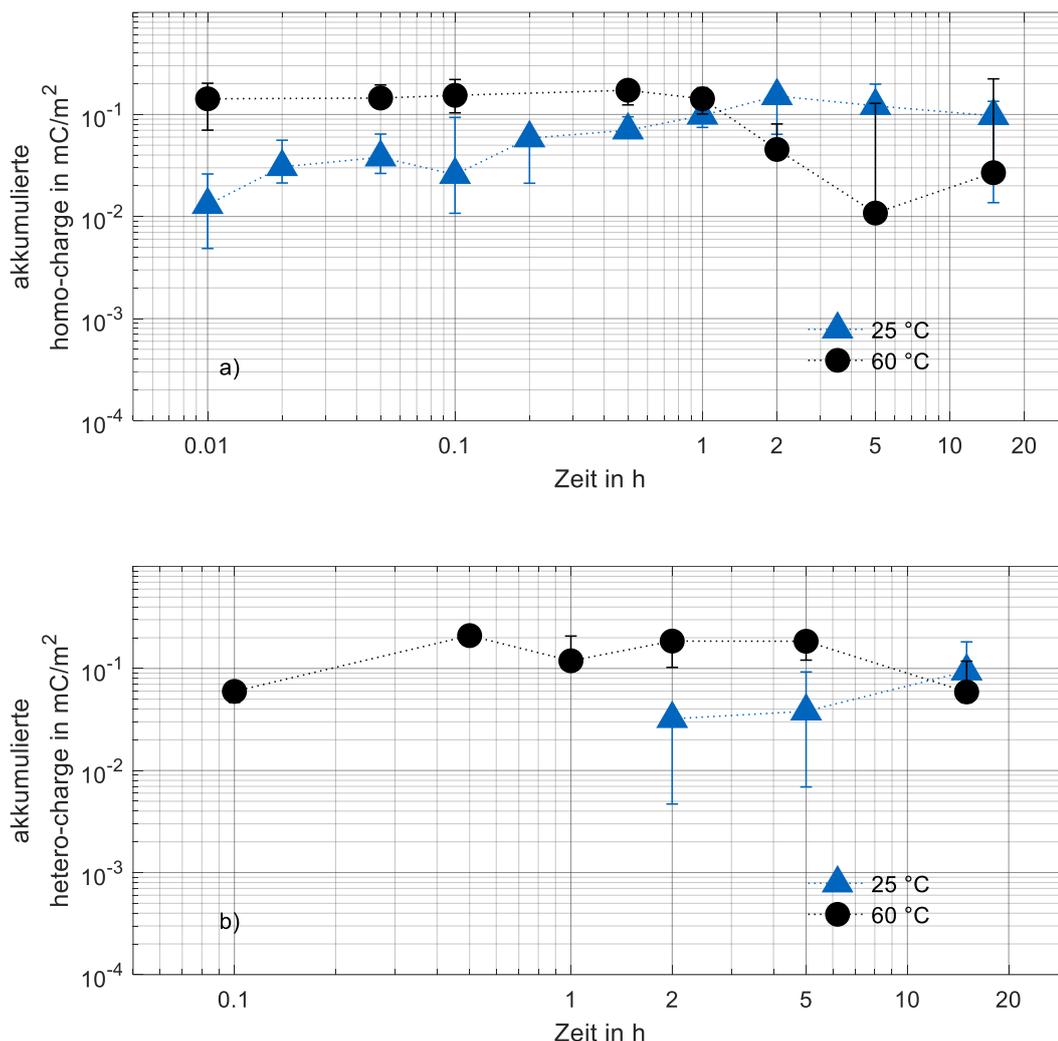


Bild 6-23: Akkumulierte Ladung pro Flächeneinheit in EP2, nachdem eine Spannung von 10 kV nach verschiedenen Belastungsdauern abgeschaltet wurde, und bei verschiedenen Temperaturen; jeweils drei Messungen, gezeigt sind Median und Spannweite; a) *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$ , b) *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$

### 6.6.2 Akkumulierte homo-charge in EP1

Die Messungen mit einer Belastungsdauer von jeweils 1 h werden in Isolierstoffprüflingen aus EP1 wiederholt und in Bild 6-24 mit den Ergebnissen in EP2 verglichen (Ergebnisse in EP2 aus Bild 6-21a erneut dargestellt). Die Integrationsgrenzen wurden entsprechend Bild 6-20 für jede gemessene Raumladungsdichteverteilung neu angepasst. Die akkumulierte *homo-charge* in EP1 steigt mit der Feldstärke an. Es werden etwas mehr *homo-charges* bei einer Temperatur von 60 °C festgestellt als bei einer Temperatur von 25 °C. Die akkumulierte *homo-charge* ist in EP1 etwas höher als in EP2. Die akkumulierte *homo-charge* liegt jedoch bei Feldstärken von etwa 10 kV/mm in beiden Isolierstoffen sehr nahe zusammen. Auffallend ist, dass die

akkumulierte Ladung in EP1 mit der Feldstärke kontinuierlich anzusteigen scheint und, anders als in EP2, keine Verringerung bei hohen Feldstärken festgestellt wird. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass in EP1 keine Akkumulation von *hetero-charges* auftritt und somit keine *homo-charges* verdeckt werden.

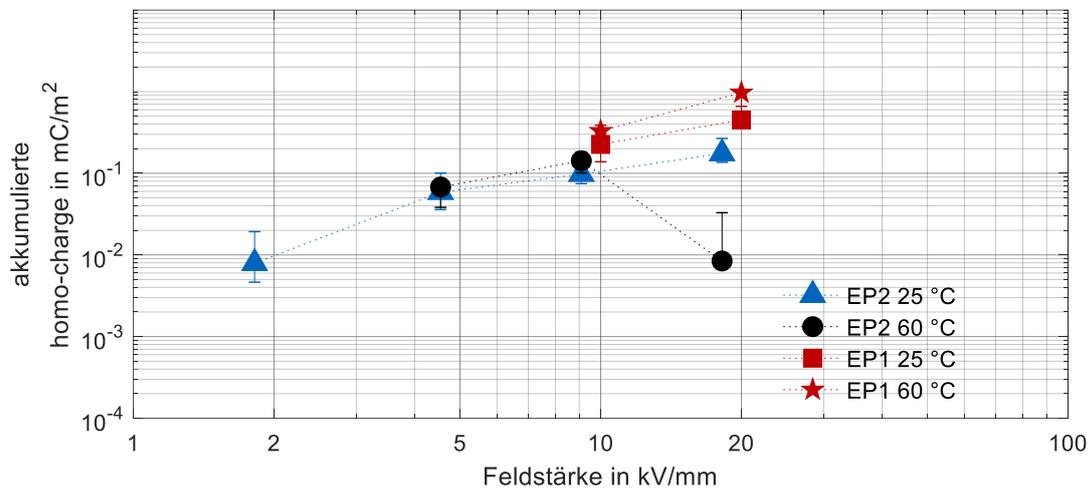


Bild 6-24: Akkumulierte *homo-charge* pro Flächeneinheit in EP1 und EP2, bei verschiedenen Temperaturen nachdem verschiedene Feldstärken nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurden; jeweils drei Messungen, gezeigt sind Median und Spannweite

### 6.6.3 Einfluss der Oberflächenschicht auf die akkumulierte Ladung

Bild 6-25 zeigt für den Isolierstoff EP2 die akkumulierte *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$  und die akkumulierte *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$  bei verschiedenen Spannungen und Temperaturen, nachdem die Spannung jeweils nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurde. Die Oberflächenschicht der Prüflinge aus EP2 wurde für die Messungen entfernt. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse mit unbehandelter Oberfläche aus Bild 6-25 eingefügt. Bei einer Temperatur von 25 °C zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen mit abgeschliffener Oberfläche und mit unbehandelten Isolierstoffprüflingen. Es scheint, als ob das Abschleifen der Oberfläche keinen Einfluss auf die injizierte Ladung hätte. In Isolierstoffprüflingen mit abgeschliffener Oberfläche und in unbehandelten Isolierstoffprüflingen können bei 25 °C nach einer Belastungsdauer von einer Stunde keine *hetero-charges* beobachtet werden. Werden die Messungen bei einer Temperatur von 40 °C wiederholt, sind die akkumulierte *homo-charges* in Isolierstoffprüflingen mit abgeschliffener Oberfläche deutlich höher als in unbehandelten Isolierstoffprüflingen.

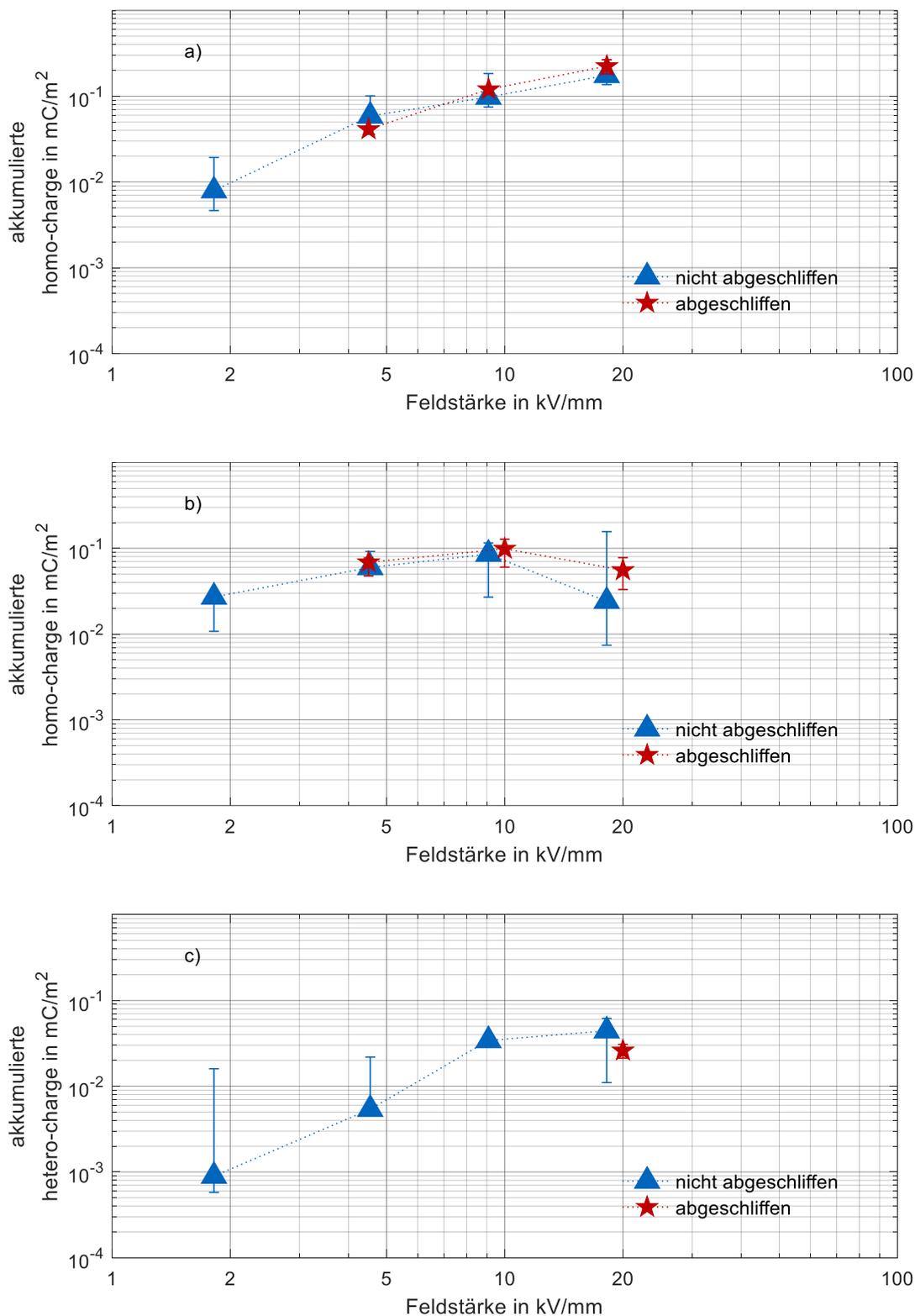


Bild 6-25: Akkumulierte Ladung pro Flächeneinheit in EP2, nachdem verschiedene Feldstärken nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurden, in Prüflingen mit abgeschliffener Oberfläche oder unbehandelt; jeweils drei Messungen, gezeigt sind Median und Spannweite; a) *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$  bei 25 °C, b) *homo-charge*  $q_{\text{hom}}$  bei 40 °C, c) *hetero-charge*  $q_{\text{het}}$  bei 40 °C

Die Abweichung der akkumulierten *homo-charges* nimmt dabei deutlich zu, so wird bei einer Feldstärke von 4,5 kV/mm etwa die 1,2-fache akkumulierte Ladung in abgeschliffenen Prüflingen bestimmt und bei einer Feldstärke von 18,2 kV/mm bereits das 3,3-fache festgestellt (Bild 6-25b). Die Abweichung der akkumulierten *homo-charges* zwischen abgeschliffenen Isolierstoffprüflingen und unbehandelten Isolierstoffprüflingen wird auf die Akkumulation von *hetero-charges* zurückgeführt, welche *homo-charges* überdecken können. Wird die Oberflächenschicht abgeschliffen, können die *hetero-charges* leichter abfließen, weshalb weniger *homo-charges* überdeckt werden. Erst bei hoher Feldstärke werden auch bei abgeschliffenen Isolierstoffprüflingen nennenswerte *hetero-charges* festgestellt, was dort ebenfalls zu einem leichten Absinken der akkumulierten *homo-charge* führt.

### 6.7 Fazit

Die Raumladungsdichteverteilung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus den Epoxidharzformstoffen EP1 und EP2 wurde in einem weiten Parameterbereich von Temperatur (25 °C bis 60 °C) und Feldstärke (2 kV/mm bis 20 kV/mm) geklärt.

Es wurde in EP1 und EP2 gezeigt, dass unter Gleichspannungsbelastung Ladungsträger aus den Elektroden in den Isolierstoff injiziert werden und vor den Elektroden als *homo-charges* akkumulieren. Die Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff hängt vom Elektrodenmaterial ab. Die Eindringtiefe der Ladungsträger in den Isolierstoff ist gering. *Homo-charges* werden direkt vor der Elektrode gefunden. Die Ladungsmenge in der Umgebung der Elektrode, also die Summe aus injizierten Ladungsträgern (*homo-charges*) und Ladungsträgern auf den Elektroden, bleibt konstant.

Bei längeren Beanspruchungsdauern akkumulieren in EP2 außerdem gegenpolare Ladungen (*hetero-charges*) vor beiden Elektroden. Die Akkumulation von *hetero-charges* tritt bei höheren Temperaturen und Feldstärken beschleunigt auf. In EP1 wurde keine Akkumulation von *hetero-charges* festgestellt, was vermutlich auf die, gegenüber EP2, unterschiedliche Materialzusammensetzung zurückzuführen ist.

Die Raumladungsdichteverteilung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus Epoxidharzformstoff wird stark durch eine Oberflächenschicht beeinflusst, welche eine hohe Dichte an tiefen Haftstellen aufweist. Diese entstehen vermutlich durch den Gießprozess (Gießhaut) und durch Oxidationsvorgänge. Diese Haftstellen bewirken die Akkumulation von Raumladungen. Es akkumulieren sowohl *homo-charges*, da diese nach der Injektion nicht weit in den Isolierstoff gelangen können als auch *hetero-charges*, da diese nicht zur entgegengesetzten Elektrode gelangen können, um

abzufließen. Wird diese Oberflächenschicht abgeschliffen, akkumulieren die *homo-charges* nicht mehr vor den Elektroden, sondern bewegen sich weiter in den Isolierstoff hinein. Dies konnte für EP1 und EP2 gezeigt werden. Die Akkumulation von *hetero-charges* in EP2 ist nach der Entfernung der Oberflächenschicht deutlich reduziert.

Die Erkenntnisse über die Ladungsdichteverteilung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus Epoxidharzformstoff sind auch Isolatoren in GIS übertragbar. Auch dort ist mit der Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff zu rechnen. Aufgrund der geringen Eindringtiefe der injizierten Ladungsträger haben diese jedoch keinen deutlichen Einfluss auf die elektrische Feldverteilung entlang der Gas-Feststoff-Grenzfläche. Injizierte Ladungsträger (*homo-charges*) werden die Feldstärke vor den Elektroden des Isolators reduzieren.

## 7 Spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff

### 7.1 Dielektrisches Antwortverhalten

Das dielektrische Antwortverhalten wird an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus Epoxidharzformstoff bestimmt. Es werden Elektroden aus Aluminium verwendet, die mit Federkraft auf die Isolierstoffprüflinge aufgesetzt werden. Der Versuchsaufbau ist in Abschnitt 0 erläutert. Die Darstellungen sind jeweils auf den maximal gemessenen Wert der Gesamtstromdichte normiert.

#### 7.1.1 Einfluss der Temperatur

Wird ein plattenförmiger Isolierstoffprüfling aus EP2 sprungförmig mit einem elektrischen Feld einer Höhe von 5 kV/mm beansprucht, ist in den Zuleitungen ein Gesamtstrom messbar. Mit dem verwendeten Messsystem können die schnellen Polarisationsmechanismen nicht erfasst werden. Messtechnisch erfasst wird somit nur ein Gesamtstrom  $i_{G\text{ mess}}(t)$ , der durch die spezifische Gleichstromleitfähigkeit  $\kappa$  und die langsamen Polarisationsmechanismen hervorgerufen wird. Die langsamen Polarisationsmechanismen werden durch die dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  approximiert. Bild 7-1 zeigt die gemessene Gesamtstromdichte bei 5 kV/mm und verschiedenen Temperaturen gezeigt ist. Mit fortschreitender Zeit nimmt der Gesamtstrom ab, bis der Stromfluss durch den stationären Strom bestimmt wird. Der gemessene Gesamtstrom nimmt mit steigender Temperatur deutlich zu. Der stationäre Zustand wird bei höheren Temperaturen schneller erreicht. Der Verlauf des Gesamtstroms ist durch die dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  gekennzeichnet. Die Verläufe des gemessenen Gesamtstromes können durch die Curie-von-Schweidler-Funktion und den stationären Strom  $I_S$  approximiert werden (Gl. 7-1, vgl. Abschnitt 2.3.1). Diese beinhalten nicht die sehr schnellen Polarisationsmechanismen, die in der Messung nicht erfasst werden können. Die Konstante  $A$  besitzt die Einheit A/s

$$i_{G\text{ mess}}(t) = A \cdot f(t) + I_S = A \cdot t^{-n} + I_S \quad \text{Gl. 7-1}$$

Die Approximationen der in Bild 7-1 gezeigten Verläufe der Dichten des gemessenen Gesamtstromes zeigen gute Übereinstimmungen zu den gemessenen Verläufen. Nach einer Zeitdauer von ca. 15 Sekunden sind im Verlauf der gemessenen Gesamtstromdichte stets Zacken zu erkennen. Diese sind auf das Umschalten des Messgerätes zwischen unterschiedlichen Messbereichen zurückzuführen. Einzelne Peaks im Stromverlauf sind auf geringe Störungen während der Messung

zurückzuführen. Die approximierten Werte für den Exponenten  $n$  liegen in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben für Epoxidharzformstoff (z.B. ca. 0,7 in [Lut-11])

Bei der Darstellung der gemessenen Gesamtströme scheint es so, dass bei zunehmender Messdauer die gemessenen Gesamtströme stärker durch Messrauschen beeinflusst werden. Dies ist auf die abnehmenden Werte der Gesamtströme zurückzuführen. Aufgrund der doppel-exponentiellen Darstellung ist das Messrauschen deutlich stärker sichtbar.

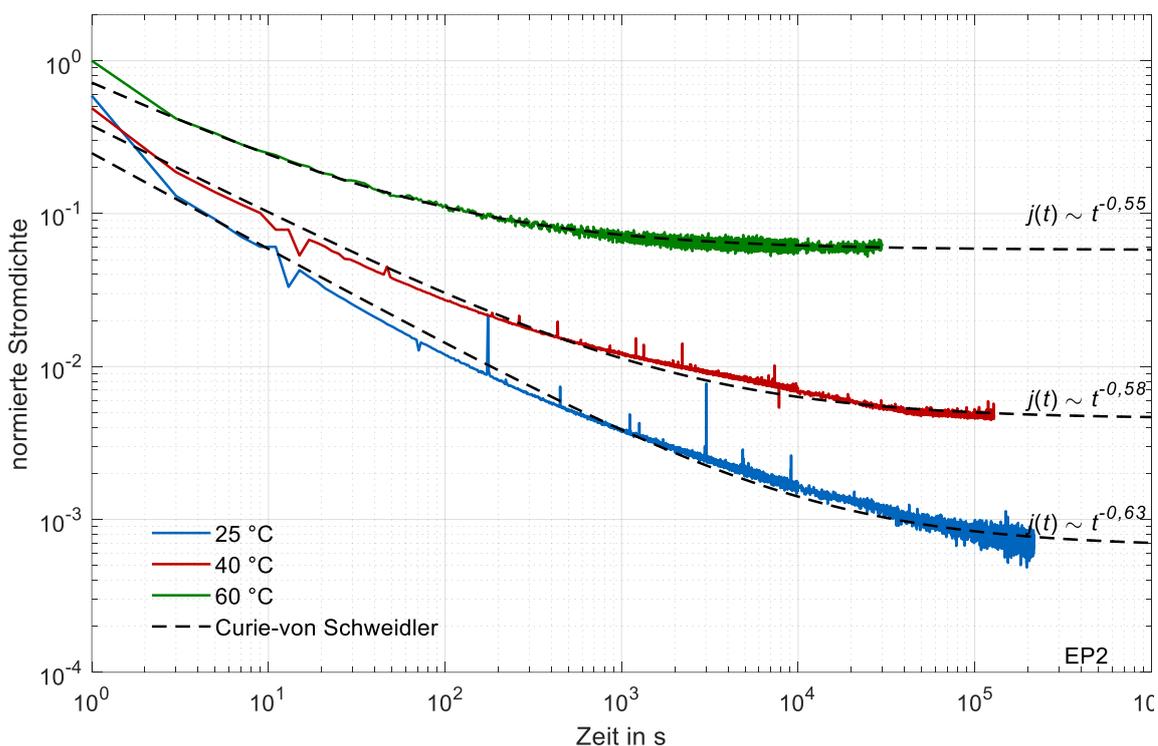


Bild 7-1: Auf maximalen Wert normierte Gesamtstromdichten in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 bei unterschiedlichen Temperaturen und einer sprungförmigen Erregung mit 5 kV/mm

### 7.1.2 Einfluss der Feldstärke

Werden plattenförmige Isolierstoffprüflinge bei einer Temperatur von 25 °C mit positiven Gleichspannungen unterschiedlicher Höhe beaufschlagt, sind die in Bild 7-2 gezeigten Verläufe der Gesamtstromdichten messbar. Die stationären Werte der Gesamtströme steigen mit der Feldstärke an. Die gemessenen Verläufe der Dichten des Gesamtstromes werden ebenfalls durch die Curie-von Schweidler-Funktion approximiert. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Approximation und dem gemessenen Verlauf der Gesamtstromdichten.

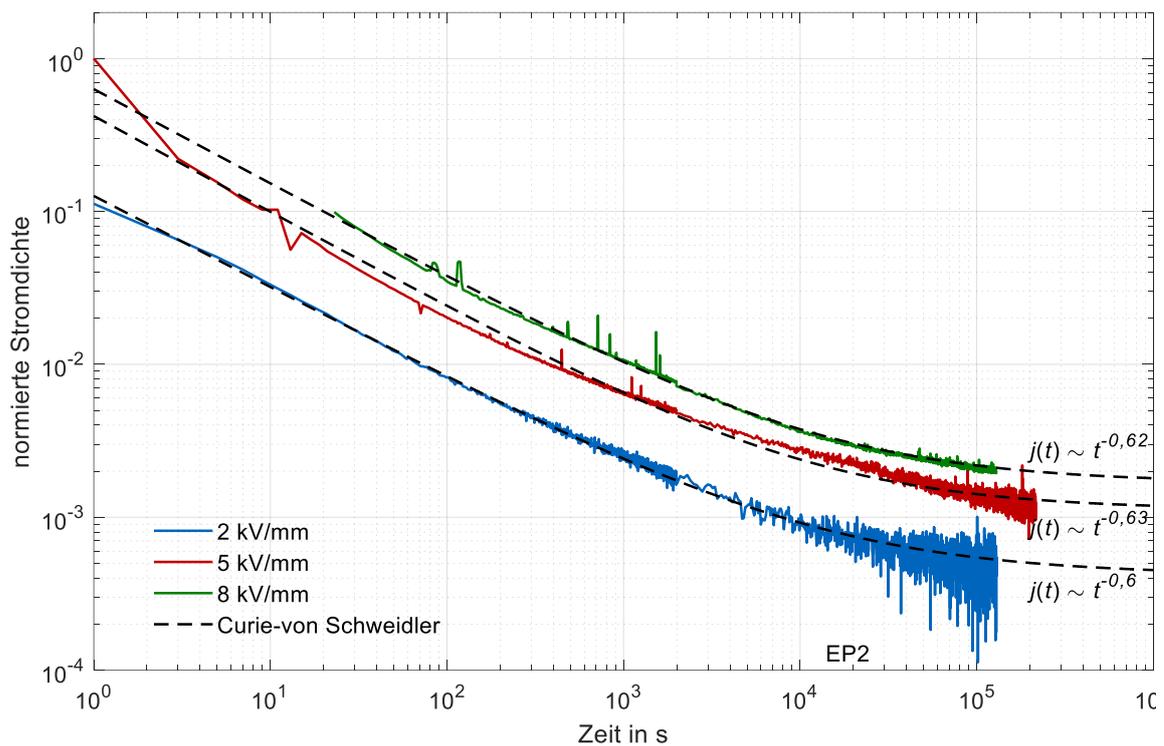


Bild 7-2: Auf maximalen Wert normierte Gesamtstromdichten in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 bei sprungförmiger Erregung mit unterschiedlichen Feldstärken und einer Temperatur von 25 °C

### 7.1.3 Einfluss der Oberflächenschicht

Die Messungen werden an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen wiederholt, deren Oberfläche beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurde. Wird ein abgeschliffener Isolierstoffprüfling bei einer Temperatur von 40 °C sprungförmig mit einer Feldstärke von 5 kV/mm beaufschlagt, ist der in Bild 7-3 gezeigte Verlauf der Gesamtstromdichte messbar. In Bild 7-3 ist auch die gemessene Gesamtstromdichte in einem unveränderten Isolierstoffprüfling eingezeichnet. Beide Verläufe werden durch die Curie-von Schweidler-Funktion approximiert, was jeweils eine gute Übereinstimmung liefert. Die gezeigten Verläufe der Gesamtstromdichten zeigen eine gute Übereinstimmung. Die Entfernung der Oberflächenschicht scheint somit keinen deutlichen Einfluss auf den gemessenen Gesamtstrom zu haben.

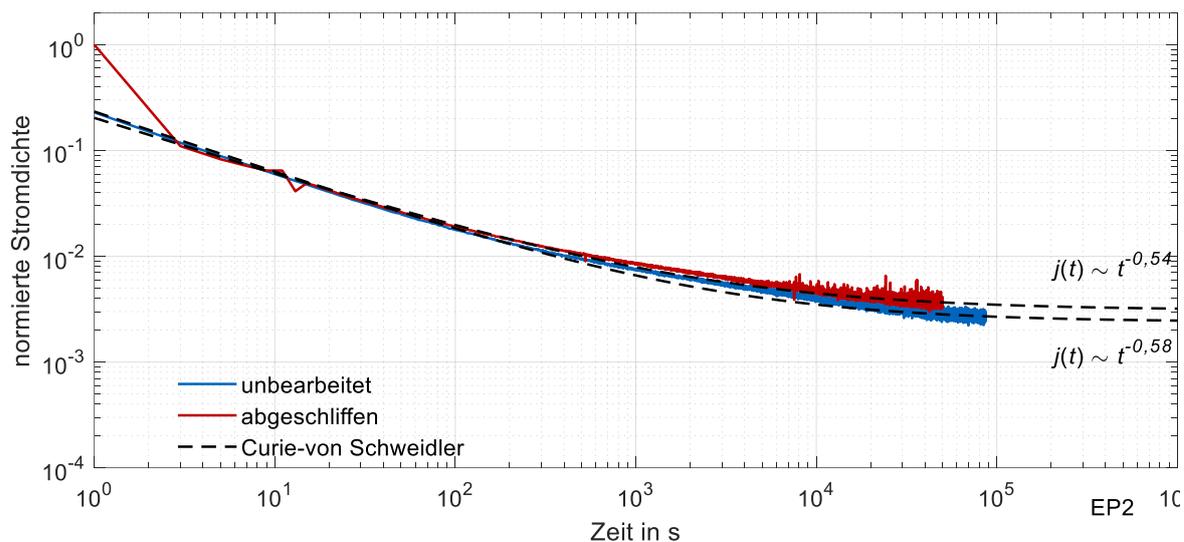


Bild 7-3: Auf maximalen Wert normierte Gesamtstromdichten nach sprungförmiger Erregung mit 5 kV/mm bei einer Temperatur von 40 °C an einem abgeschliffenen und einem unbehandelten Isolierstoffprüfling aus EP2

#### 7.1.4 Parameter der Curie-von Schweidler-Funktion

Die Parameter  $n$  und  $A$  der Curie-von Schweidler Funktion werden an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2, deren Oberfläche unverändert ist, bei unterschiedlichen Feldstärken und Temperaturen bestimmt. Für jedes Paar von Feldstärke und Temperatur werden drei Messungen durchgeführt. Aus den gemessenen Verläufen des Gesamtstromes werden die Parameter  $A$  und  $n$  bestimmt. Die Abbildungen zeigen den Median und die Spannweite der Messungen.

Bild 7-4a zeigt den Parameter  $n$  bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen. Der Parameter  $n$  zeigt mit ansteigender Temperatur eine leicht abfallende Tendenz. Insgesamt liegen aber alle bestimmten Werte von  $n$  in einem engen Bereich, es kann kein deutlicher Einfluss von Feldstärke und Temperatur festgestellt werden.

Bild 7-4b zeigt den Parameter  $A$  bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen. Der Parameter  $A$  steigt mit der Temperatur deutlich an. Auch eine höhere Feldstärke bewirkt einen Anstieg des Parameters  $A$ .

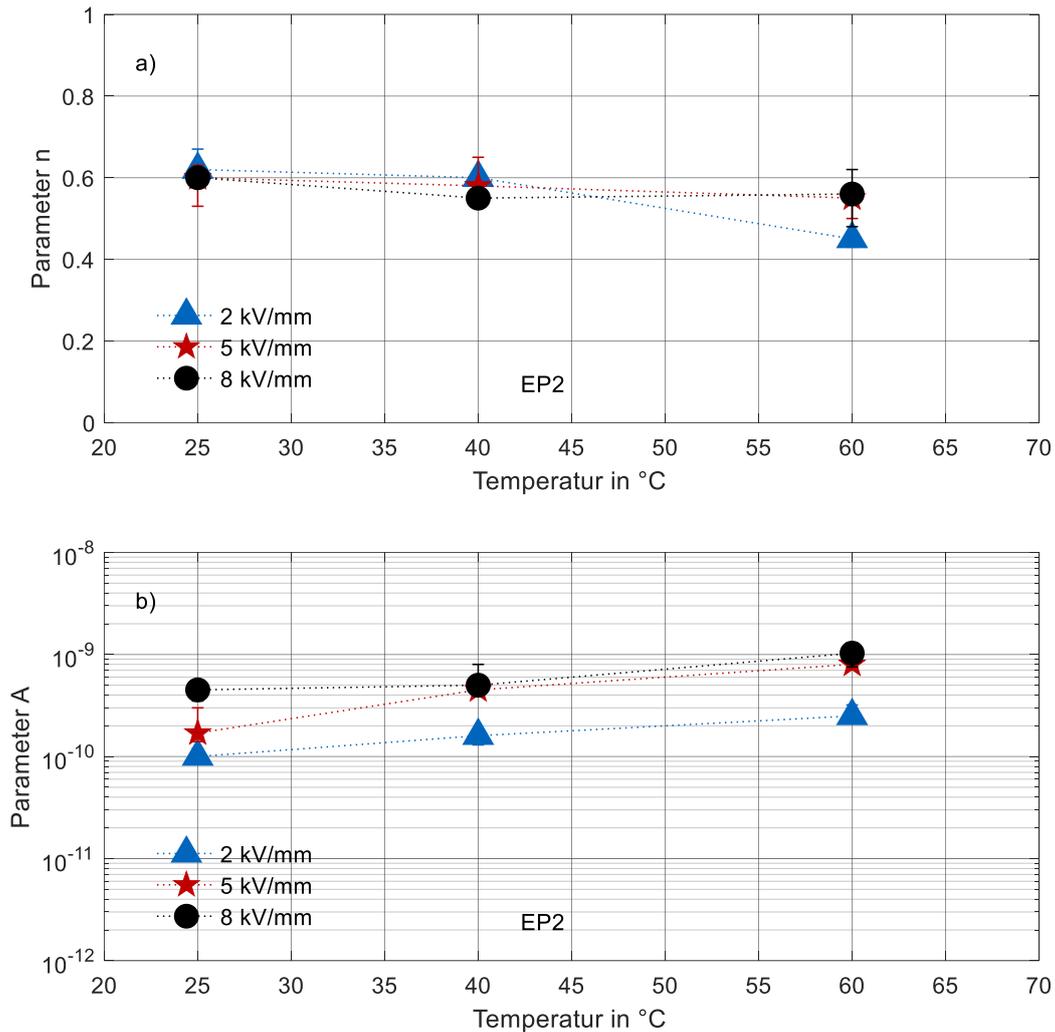


Bild 7-4: An plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 bestimmte Parameter der Curie-von-Schweidler-Funktion bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen. Gezeigt sind jeweils der Median und die Spannweite aus drei Messungen; a) Parameter  $n$ , b) Parameter  $A$

### *Einfluss der Elektroden*

Bild 7-5 zeigt die gemessenen Gesamtstromdichten nach einer sprungförmigen Erregung mit einer Feldstärke von 2 kV/mm bei einer Temperatur von 25 °C an Isolierstoffprüflingen mit aufgesetzter und mit eingegossener Aluminiumelektrode (eingegossene Elektrode 2 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1). Da die Elektroden einen unterschiedlichen Durchmesser aufweisen, werden hier nicht die Ströme, sondern die Stromdichten verglichen. Die verschiedenen Verläufe des Gesamtstroms zeigen eine gute Übereinstimmung. Die Verwendung eingegossener oder massiver Elektroden scheint somit keinen deutlichen Einfluss auf den messbaren Gesamtstrom zu haben.

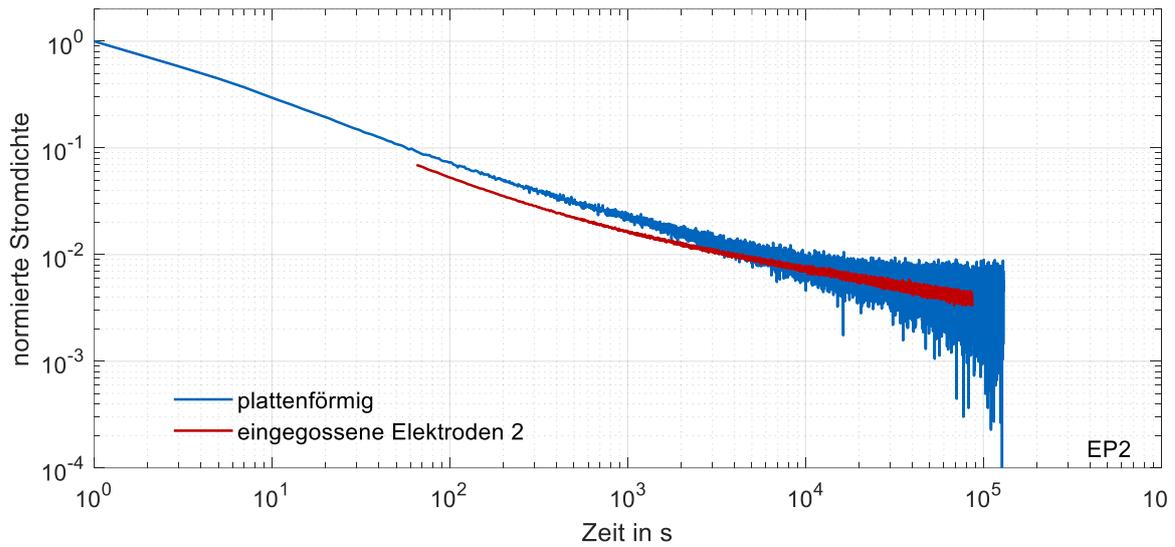


Bild 7-5 Auf maximalen Wert normierte Gesamtstromdichten in Isolierstoffprüflingen aus EP2 mit verschiedenen Elektroden nach sprungförmiger Erregung mit 2 kV/mm und einer Temperatur von 25 °C

Bild 7-6 zeigt die gemessenen Gesamtströme in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 nach einer sprungförmigen Erregung mit 5 kV/mm bei einer Temperatur von 25 °C. Als Elektrodenmaterial wurde dabei Aluminium oder leitfähiges Silikon verwendet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen Gesamtströme. Das Elektrodenmaterial scheint also keinen deutlichen Einfluss auf den gemessenen Gesamtstrom zu haben.

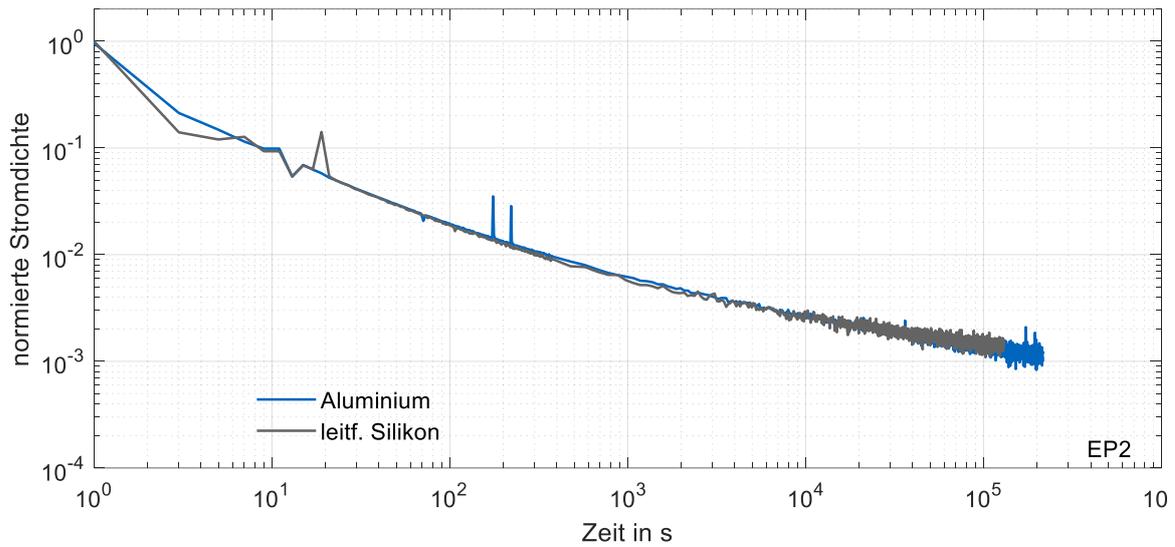


Bild 7-6 Auf maximalen Wert normierte Gesamtstromdichten in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 nach sprungförmiger Erregung mit 5 kV/mm bei einer Temperatur von 25 °C mit den Elektrodenmaterialien Aluminium bzw. leitfähiges Silikon

### *Vergleich zwischen EP2 und EP1*

Bild 7-7 zeigt die gemessenen Gesamtstromdichten in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP1 und EP2, nachdem diese bei einer Temperatur von 40 °C sprungförmig mit einer Feldstärke von 5 kV/mm beaufschlagt wurden. Dabei wird in EP2 ein deutlich höherer Gesamtstrom gemessen, was auf eine höhere spezifische elektrische Leitfähigkeit schließen lässt. Diese Ergebnisse stimmen gut mit den Ergebnissen an EP1 und EP2 in [Win-15] überein.

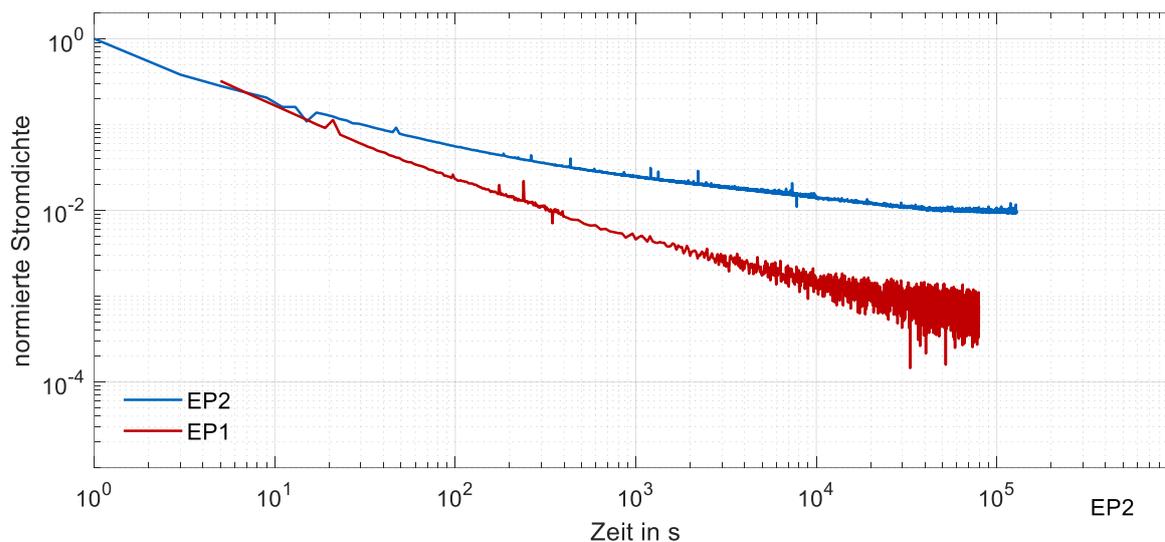


Bild 7-7: Auf maximalen Wert normierte Gesamtstromdichten in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP1 und EP2 nach sprungförmiger Erregung mit 5 kV/mm bei einer Temperatur von 40 °C

## 7.2 Spezifische elektrische Leitfähigkeit

### *Einfluss der elektrischen Feldstärke*

Zur Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit bei hohen Feldstärken wurden Isolierstoffprüflinge mit eingegossenen Elektroden (eingegossene Elektrode 1 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1) verwendet. Die quasi-stationären Ströme wurden jeweils nach einer Belastungsdauer von 30 Stunden als Median der letzten 100 Messwerte gewählt. Diese 100 Messwerte entsprechen den letzten 200 Sekunden der Spannungsbeanspruchung. Zu berücksichtigen ist, dass nach einer Belastungsdauer von 30 Stunden bei einer Temperatur von 25 °C vermutlich noch kein stationärer Zustand vorliegt. Nach Erfahrungen aus [Win-15], wo der Isolierstoff EP2 für deutlich längere Zeiten untersucht wurden ist davon auszugehen, dass die weitere Abnahme des Stromes äußerst gering wäre, weshalb die Auswertung nach 30 Stunden gerechtfertigt ist. Die Darstellungen sind jeweils auf den minimalen Wert der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit normiert, also in der Regel auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit bei geringster Temperatur bzw. Feldstärke. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit von EP2 liegt bei Raumtemperatur in der Größenordnung von  $10^{-16}$  S/m [Win-15].

Bild 7-8 zeigt die quasi-stationären Ströme bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen. In Bild 7-8 ist außerdem der extrapolierte Verlauf der quasi-stationären Ströme eingezeichnet, unter der Annahme rein ohmschen

Verhaltens. Es zeigt sich bei allen untersuchten Temperaturen, dass die quasi-stationären Ströme bei niedrigen Feldstärken näherungsweise proportional mit der Feldstärke  $E$  ansteigen. Ab einer Feldstärke von ca. 10 kV/mm jedoch von diesem Verhalten abweichen und stärker ansteigen, also eine nicht-lineare Feldstärkeabhängigkeit zeigen. Dies ist vermutlich durch die Wirksamkeit des Schotky-Mechanismus zurückzuführen, der insbesondere bei hohen Feldstärken zu einer stark nicht-linearen Abhängigkeit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von der elektrischen Feldstärke führt. Im normalen Betrieb von GIS ist mit Feldstärken von bis zu ca. 6 kV/mm zu rechnen. Bei Polaritätswechseln können kurzzeitig auch höhere Feldstärken auftreten, so dass auch Feldstärken von 10 kV/mm betriebsrelevant sind.

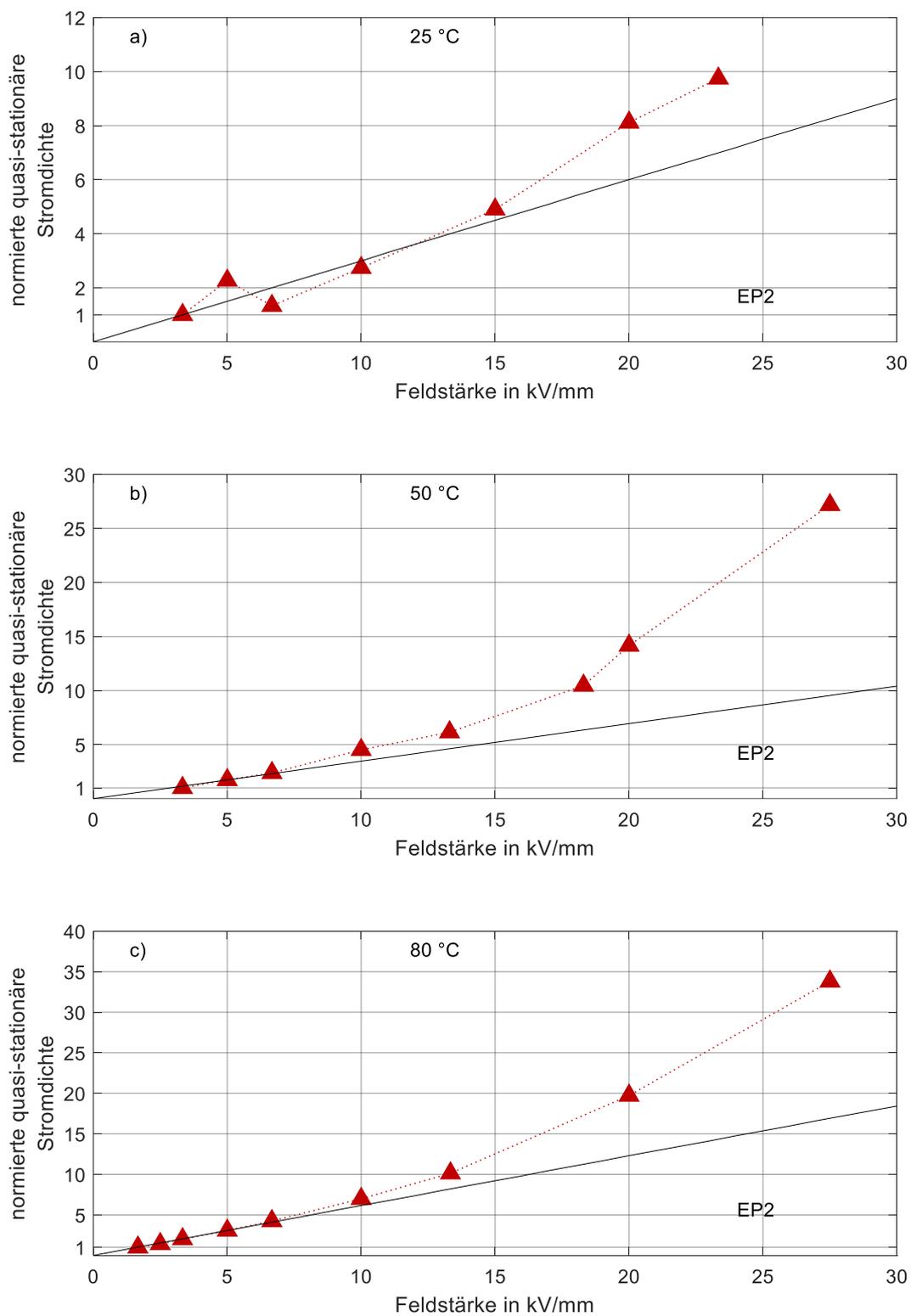


Bild 7-8: Auf geringsten Wert normierte quasi-stationäre Stromdichten in Isolierstoffprüflingen aus EP2 mit eingegossenen Elektroden aus Aluminium (eingegossene Elektrode 1 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1) bei verschiedenen Feldstärken nach einer Belastungsdauer von 30 Stunden; die schwarzen Linien zeigen den erwarteten Verlauf der quasi-stationären Ströme im Falle rein ohmschen Verhaltens; a) 25 °C, b) 50 °C, c) 80 °C

Für die weitere Darstellung (Bild 7-9) wird die Achsenskalierung von Bild 7-8 so geändert, dass der Zusammenhang  $J(E)$  nach der Schottky-Gleichung (Gl. 2-51, erneut dargestellt in Gl. 7-2) im Diagramm auf einer Geraden liegt:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \exp\left[\frac{\beta_s E^{1/2}}{kT}\right] \quad \text{Gl. 7-2}$$

$$\ln J = \frac{\beta_s}{kT} E^{1/2} + \ln(AT^2) - \frac{\Phi}{kT} \quad \text{Gl. 7-3}$$

$$\text{Mit : } \beta_s = \left[ \frac{e^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{Gl. 7-4}$$

Die Ergebnisse aus Bild 7-8 liegen nach dieser Darstellung für eine Temperatur jeweils auf einer Geraden, was für das Wirken des Schottky-Mechanismus spricht [Dis-92] [Kri-12] (Bild 7-9a). In Bild 7-9b sind außerdem die Ergebnisse der Strommessungen an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen (Dicke 1,1 mm, Elektroden aus Aluminium) bei Feldstärken von 2 kV/mm bis 8 kV/mm aus Abschnitt 7.1 (siehe Bild 7-2) aufgetragen. Gezeigt ist jeweils der Median der stationären Stromdichten aus drei Messungen. Auch diese Ergebnisse liegen jeweils auf einer Geraden, was auf das Wirken des Schottky-Mechanismus hindeutet. Werden die Verläufe durch Ausgleichsgeraden approximiert, können die Potentialbarrieren  $\Phi$ , welche ein Elektron überwinden muss, um aus der Elektrode in den Isolierstoff injiziert zu werden, gemäß Gl. 7-3 berechnet werden. Die Ergebnisse sind in

Tabelle 2 gezeigt. Es zeigt sich, dass die effektiven Potentialbarrieren an Prüflingen mit eingegossenen Elektroden jeweils niedriger sind als bei plattenförmigen Isolierstoffprüflingen. Dies entspricht einer stärkeren Injektion in Isolierstoffprüflingen mit eingegossenen Elektroden. Es zeigt sich auch, dass die berechneten Potentialbarrieren bei höheren Temperaturen leicht ansteigen. Die bestimmten Werte liegen in guter Übereinstimmung mit Angaben aus der Literatur (z.B. [Tey-05])

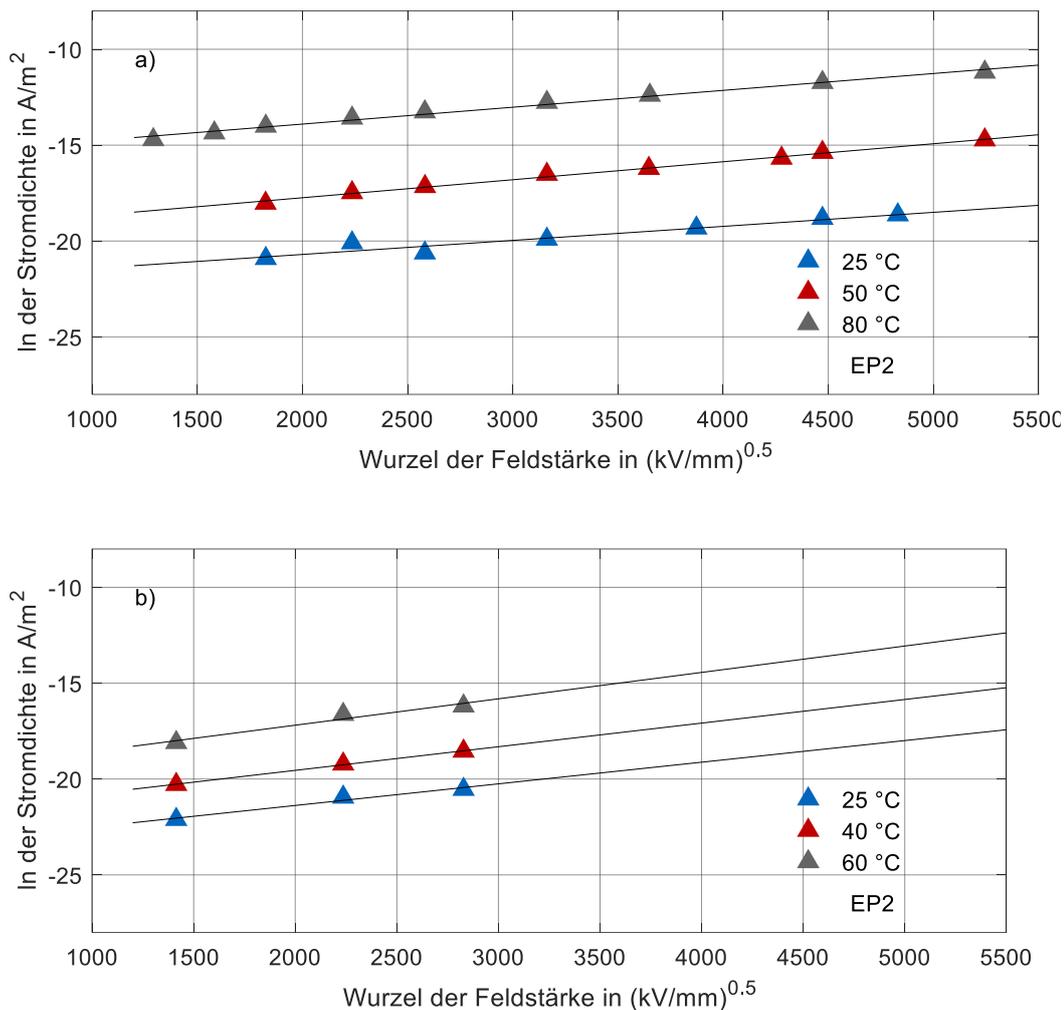


Bild 7-9: Quasi-stationäre Stromdichten von Isolierstoffprüflingen aus EP2 bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen, aufgetragen in  $\ln(J)$  über  $E^{0.5}$  gemäß des Schottky-Mechanismus; a) Isolierstoffprüflinge mit eingegossenen Elektroden (eingegossene Elektrode 1 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1) aus Aluminium, b) Plattenförmige Isolierstoffprüflinge mit Elektroden aus Aluminium

Tabelle 2: Potentialbarrieren  $\Phi$  nach dem Schottky-Mechanismus für verschiedene Isolierstoffprüflinge aus Messergebnissen der stationären Ströme berechnet

| Isolierstoffprüfling  | Temperatur | Potentialbarriere $\Phi$ |
|---|------------|--------------------------|
| eingegossene Elektroden<br>(eingegossene Elektrode 1 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1) | 25 °C      | 1,22 eV                  |
|   | 50 °C      | 1,26 eV                  |
|   | 80 °C      | 1,26 eV                  |
| plattenförmig   | 25 °C      | 1,26 eV                  |
|   | 40 °C      | 1,28 eV                  |
|   | 60 °C      | 1,31 eV                  |

The graph plots Potentialbarriere in eV (y-axis, 1 to 1.4) against Temperatur in °C (x-axis, 20 to 80). Two data series are shown: 'plattenförmige Prüflinge' (blue stars, dashed line) and 'eingegossene Elektroden' (red circles, dashed line). The plate-shaped samples show an increasing trend from 1.26 eV at 25°C to 1.31 eV at 60°C. The embedded electrodes show a slight increase from 1.22 eV at 25°C to 1.26 eV at 50°C, then remain constant at 1.26 eV up to 80°C.

### Einfluss der Temperatur

Bild 7-10 zeigt die Abhängigkeit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit von EP2 von der Temperatur. Die Messungen wurden dabei sowohl an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen als auch an Prüflingen mit eingegossener Elektrode (eingegossene Elektrode 1 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1) durchgeführt. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit steigt im untersuchten Temperaturbereich zwischen 25 °C und 80 °C um etwa drei Größenordnungen an.

Bild 7-10a zeigt die spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen. Die Ergebnisse zeigen einen exponentiellen Anstieg der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit über der Temperatur, der durch das Van't Hoffsche Gesetz (Gl. 7-5) approximiert werden kann. Die Materialkonstanten wurden zu  $\kappa_0 = 0,8 \text{ S/m}$  und  $E_a = 0,92 \text{ eV}$  bestimmt und geben eine gute Approximation für plattenförmige Prüflinge und Prüflinge eingegossene Elektroden (eingegossene Elektroden 1 in Abschnitt 5.4, Tabelle 1).

$$\kappa = \kappa_0 \cdot e^{\left(-\frac{E_a}{k \cdot T}\right)} \quad \text{Gl. 7-5}$$

Im dargestellten Bereich zeigt sich ein leichter Anstieg der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit mit der Feldstärke. Es ist zu berücksichtigen, dass der Anstieg der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit über der Feldstärke in Bild 7-8 deutlicher auftritt, da in Bild 7-8 auch höhere Feldstärken gezeigt sind.

Bild 7-10b zeigt die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Isolierstoffprüflingen mit eingegossenen Elektroden. Auch hier zeigt sich zwischen 25 °C und 80 °C ein deutlicher Anstieg der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit mit der Temperatur um ca. drei Größenordnungen. In Bild 7-10c sind die spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten von plattenförmigen Isolierstoffprüflingen verglichen mit Isolierstoffprüflingen mit eingegossenen Elektroden. Zur besseren Übersichtlichkeit sind nur die Ergebnisse bei einer Feldstärke von 5 kV/mm in das Diagramm aufgenommen. Es zeigt sich, dass beide Verläufe in guter Übereinstimmung liegen und mit etwa gleicher Steigung über der Temperatur ansteigen.

## 7 Spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff

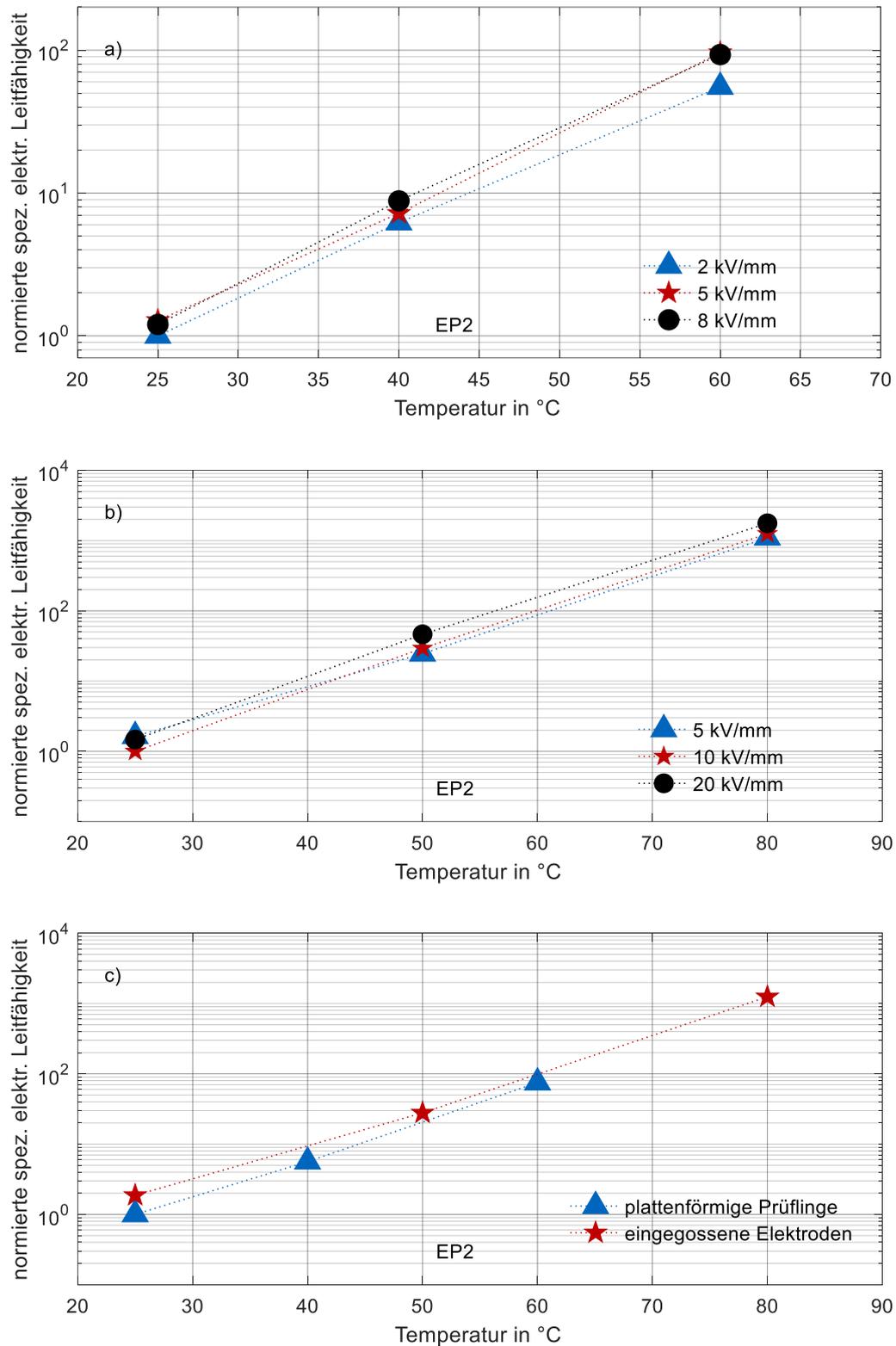


Bild 7-10: Auf den geringsten Wert normierte spezifische elektrische Leitfähigkeit von Isolierstoffprüflingen aus EP2 bei verschiedenen Elektrodenkontaktierungen, Temperaturen und Feldstärken; a) plattenförmige Isolierstoffprüflinge mit aufgesetzten Aluminiumelektroden, b) Isolierstoffprüflinge mit eingegossenen Elektroden, c) Vergleich der beiden Elektrodenkontaktierungen bei 5 kV/mm

### 7.3 Fazit

Es wurde die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff gemäß VDE 0307-3-1 bestimmt.

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit wurde bei hohen Feldstärken bestimmt. Es zeigt sich ab einer Feldstärke von ca. 10 kV/mm ein deutlich stärkerer Anstieg des quasi-stationären Stromes über der Feldstärke als dies bei rein ohmscher Leitung zu erwarten wäre. Dies ist vermutlich auf den Anstieg des Injektionsstromes zurückzuführen. Die gemessenen quasi-stationären Ströme können durch den Schottky-Mechanismus approximiert werden, was auf das Wirken dieses Mechanismus hindeutet.

Das dielektrische Antwortverhalten von Epoxidharzformstoff lässt sich durch die Curie-von Schweidler-Funktion approximieren. Die Parameter  $n$  und  $A$  der Curie-von Schweidler Funktion ändert sich nur leicht mit der Temperatur und der Feldstärke.

## 8 Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen

Messungen zur Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß VDE 0307-3-1 werden durch die verwendete Elektrodenanordnung beeinflusst. So kann zum Beispiel der Injektionsstrom und die Akkumulation von Raumladungen in Elektrodennähe deutlich vom Elektrodenmaterial und der Art des Elektrodenkontakts abhängen. Um den Elektrodeneinfluss auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff zu klären, wird die spezifische elektrische Leitfähigkeit in diesem Kapitel mit einer Prüfanordnung ohne metallische Elektroden bestimmt (vgl. Abschnitt 0).

Der Abbau von Oberflächenladungen wurde an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 mit einer Dicke von  $d = 1,1$  mm und einem Durchmesser von 80 mm gemessen. Die Prüflinge waren dabei einseitig geerdet (vgl. Abschnitt 5.3.1) bzw. wurden doppelseitig aufgeladen (vgl. Abschnitt 5.3.2). Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

### 8.1 Verteilung der Oberflächenladungsdichte

Wird eine positive Gleichspannung von 20 kV an die Nadeln gelegt, unter denen sich ein plattenförmiger Isolierstoffprüfling aus EP2 befindet, kann nach einer Ladedauer von fünf Sekunden die in Bild 8-1a gezeigte Oberflächenpotentialverteilung gemessen werden. Das Oberflächenpotential weist ein Maximum von ca. 15 kV auf und ist glockenförmig über die Prüflingsoberfläche verteilt. Nach Gl. 5-25 kann aus dem Oberflächenpotential die Oberflächenladungsdichte berechnet werden, die in Bild 8-1b gezeigt ist. Die Oberflächenladungsdichte weist ein Maximum von ca.  $6,8 \cdot 10^{-4} \text{C/m}^2$  auf und ist ebenfalls glockenförmig über die Oberfläche verteilt.

## 8 Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen

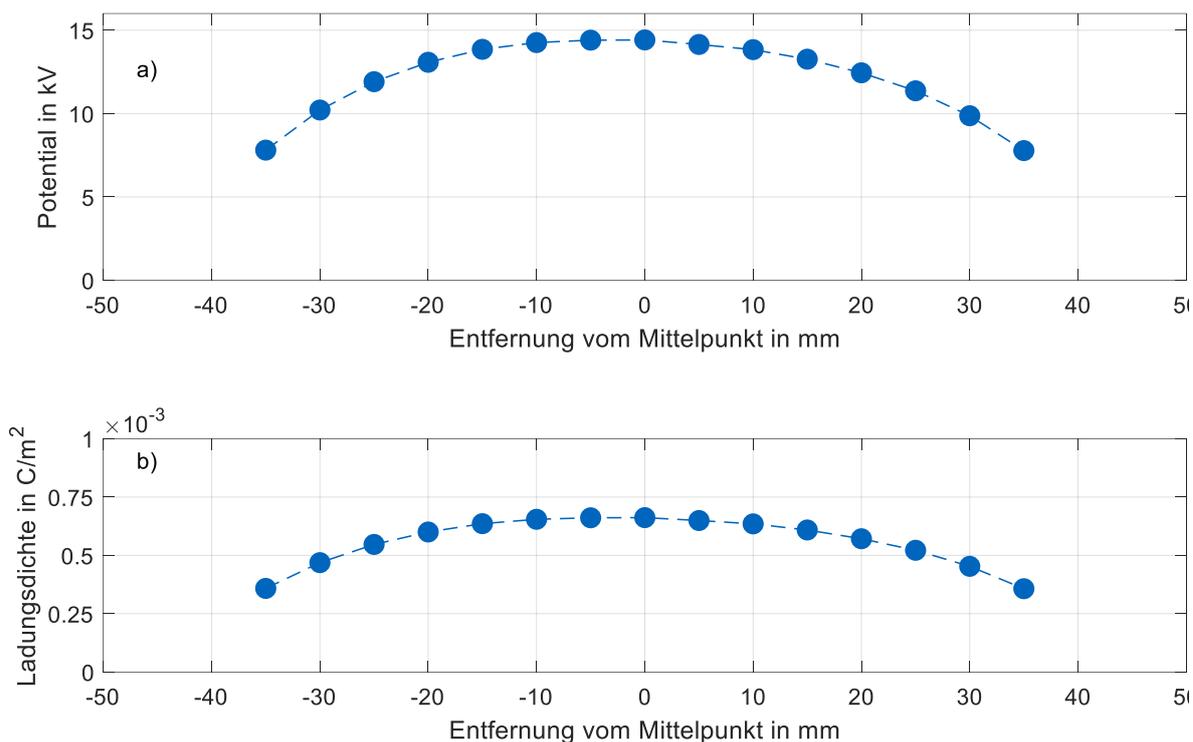


Bild 8-1: Oberflächenpotentialverteilung (a) und daraus berechnete Ladungsdichteverteilung (b) auf der Oberfläche eines einseitig mit einer Ladespannung von 20 kV geladenen Isolierstoffprüflings aus EP2, unmittelbar nach dem Aufladen

Ein Isolierstoffprüfling wird doppelseitig mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 24 \text{ kV}$  geladen. Die Ladespannung an den Nadeln an der Prüflingsoberseite beträgt  $+12 \text{ kV}$ , die Ladespannung an den Nadeln an der Prüflingsunterseite beträgt  $-12 \text{ kV}$ . Nach einer Ladedauer von fünf Sekunden ist die in Bild 8-2a gezeigte Verteilung des Oberflächenpotentials auf der Prüflingsoberfläche messbar. Auf der Prüflingsoberseite wird ein positives Oberflächenpotential gemessen, auf der Prüflingsunterseite ein negatives. Die Oberflächenpotentiale sind glockenförmig auf den Oberflächen des Isolierstoffprüflings verteilt. Mithilfe der aus dem Ersatzladungsverfahren bestimmten Potentialkoeffizientenmatrix wird aus dem Oberflächenpotential die Oberflächenladungsdichteverteilung berechnet, die in Bild 8-2b gezeigt ist. Das berechnete Oberflächenpotential weist ein Maximum von ca.  $8 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$  auf und ist glockenförmig über die Prüflingsoberfläche verteilt.

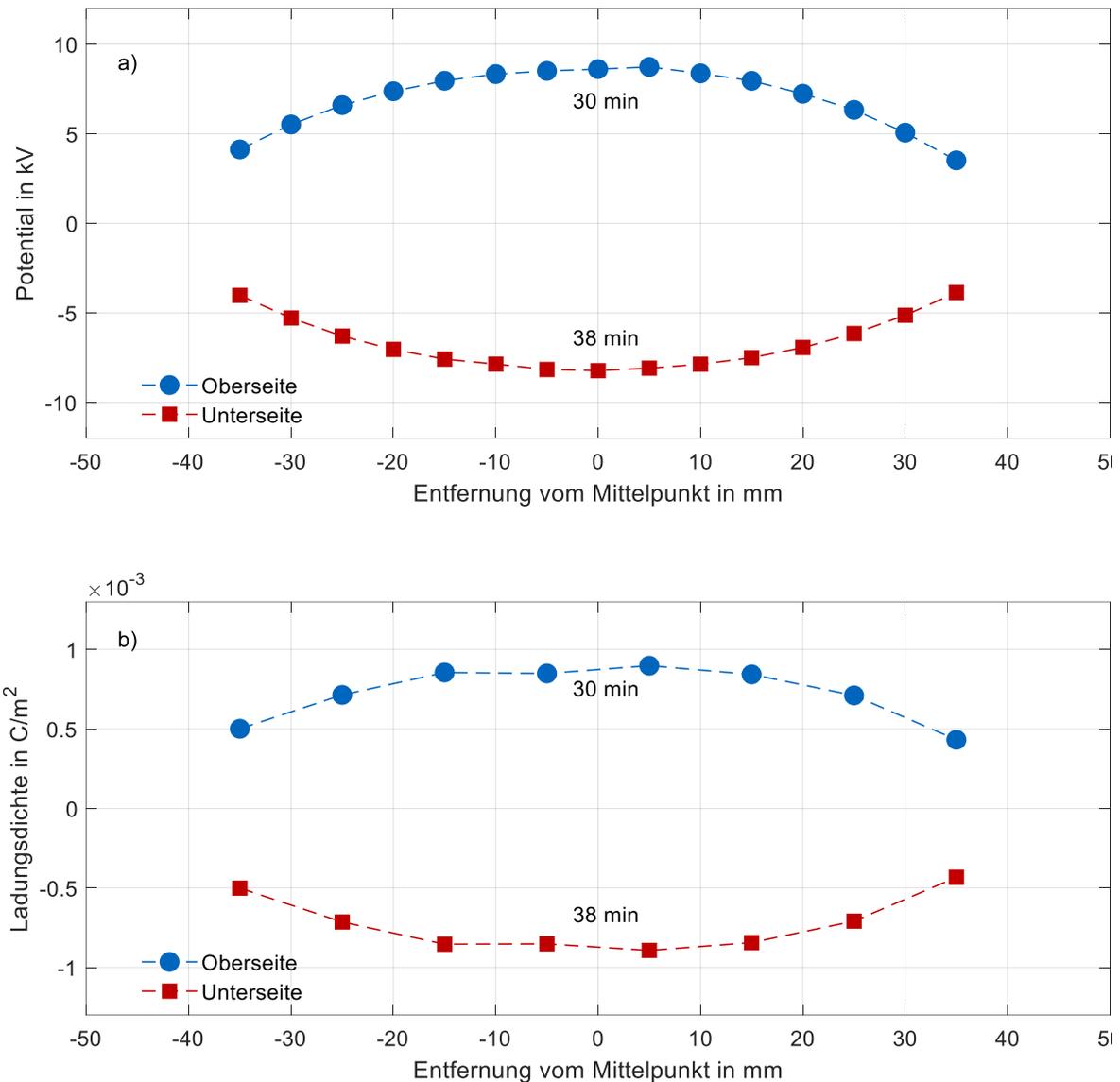
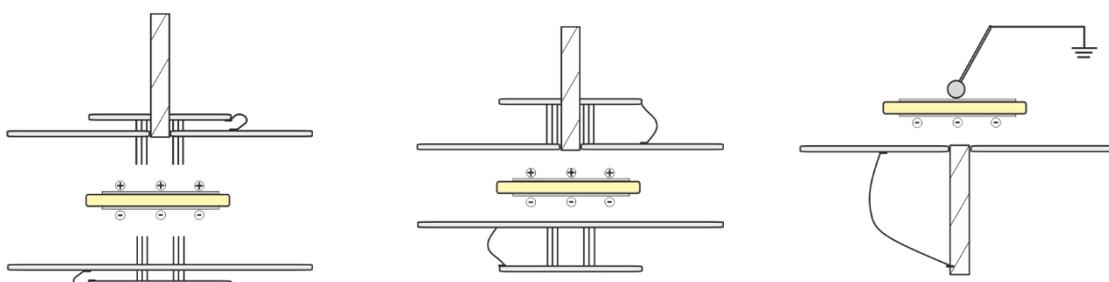


Bild 8-2: Oberflächenpotentialverteilung (a) und daraus berechnete Ladungsdichteverteilung (b) auf den Oberflächen eines doppelseitig mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 24$  kV geladenen Isolierstoffprüflings aus EP2; die Zeitangaben in den Bildern geben an, nach welcher Zeitdauer nach dem Ladevorgang die Potentialverläufe gemessen wurden.

#### Verifikation der Berechnung der Ladungsdichte über die Potentialkoeffizientenmatrix

Zur Verifikation der Berechnung der Oberflächenladungsdichte über die Potentialkoeffizientenmatrix wird der in Bild 8-3 gezeigte Ablauf gewählt: Ein Isolierstoffprüfling, der auf beiden Seiten mit Silberleitlack beschichtet ist, wird doppelseitig mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 14$  kV aufgeladen, und das Oberflächenpotential wird gemessen (Bild 8-4a). Anschließend wird die Prüflingsoberseite fest mit dem Erdpotential verbunden. Die leitfähige Beschichtung des Isolierstoffprüflings ist in diesem Fall erforderlich, um die Verbindung zum Erdpotential zu ermöglichen. Ihre

Wirkung ist auch durch einen im Mittelbereich von Bild 8-4 konstanten Potentialverlauf erkennbar. Davon abgesehen entspricht die Prüflingsanordnung somit der einseitigen Anordnung, also einem geladenen Isolierstoffprüfling auf einer geerdeten Platte. Das Oberflächenpotential wird nun, bei geerdeter Prüflingsoberseite, erneut gemessen, was ebenfalls in Bild 8-4a gezeigt ist. Es wird davon ausgegangen, dass die Ladungsmenge auf der Prüflingsunterseite durch den Erdungsvorgang nicht verändert wird. Das nach der Erdung gemessene Oberflächenpotential auf der Prüflingsunterseite ist betragsmäßig deutlich höher als vor dem Erdungsvorgang. Dies ist auf die Potentialverschiebung aufgrund der einseitigen Erdung zurückzuführen. Aus dem nach der Erdung gemessenen Oberflächenpotential auf der Prüflingsunterseite wird die Oberflächenladungsdichte nach Gl. 5-25 berechnet. Aus den Oberflächenpotentialen vor der Erdung wird die Oberflächenladungsdichte über die Potentialkoeffizientenmatrix berechnet. Die Ergebnisse sind in Bild 8-4b gezeigt. Die nach beiden Methoden berechneten Ladungsdichteverteilungen auf der Prüflingsunterseite stimmen gut überein. Die Berechnung nach der Potentialkoeffizientenmatrix liefert somit korrekte Ergebnisse.



Schritt 1:

Doppelseitige Aufladung  
des Prüflings

Schritt 2:

Beidseitige Messung des  
Oberflächenpotentials

Schritte 3 und 4:

Erdung der  
Prüflingsoberseite und  
Messung des  
Oberflächenpotentials auf  
der Prüflingsunterseite

Bild 8-3: Vorgehen zur Verifikation der Berechnung der Oberflächenladungsdichte der Potentialkoeffizientenmatrix

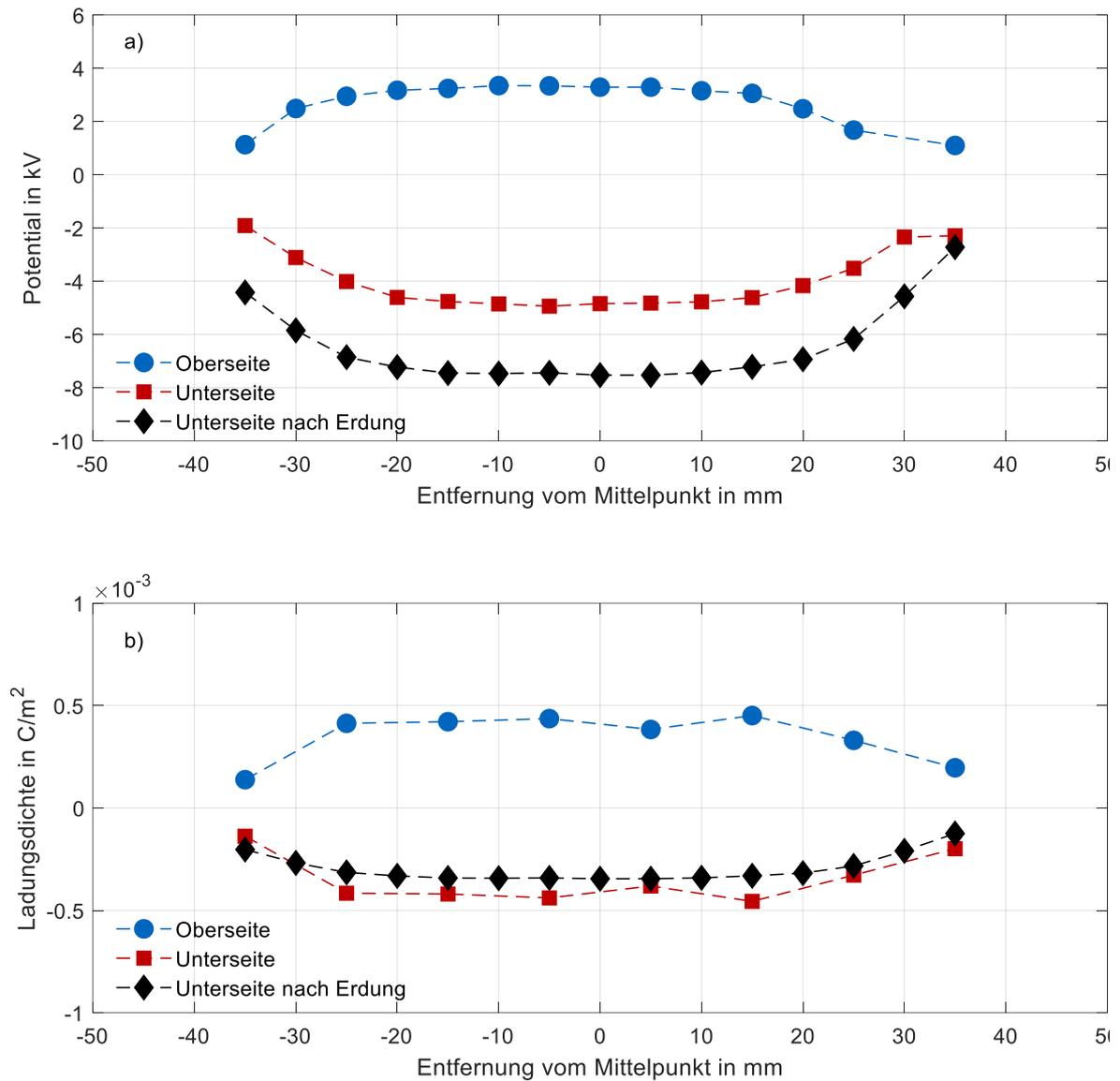


Bild 8-4: Oberflächenpotentialverteilung (a) und daraus berechnete Ladungsdichteverteilung (b) auf der Oberfläche eines doppelseitig mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 14$  kV geladenen Isolierstoffprüflings aus EP2. Nach der doppelseitigen Messung wurde der Isolierstoffprüfling an der Prüflingsoberseite einseitig geerdet, und das Oberflächenpotential auf der Prüflingsunterseite wurde erneut gemessen.

## 8.2 Abbau von Oberflächenladungen

Da die Berechnung der Oberflächenladungen aus dem gemessenen Oberflächenpotential strenggenommen nur zu Beginn einer Messung gültig ist, wenn noch nicht viele Ladungsträger in den Isolierstoff injiziert wurden, soll im Folgenden der Abbau der Oberflächenpotentiale näher betrachtet werden.

### *Einseitige Aufladung der Isolierstoffprüflinge*

Wird eine Gleichspannung ausreichender Höhe an die Nadeln des Versuchsaufbaus gelegt, werden Ladungsträger auf die Isolierstoffoberfläche eines Prüflings aus EP2 aufgebracht, die ein Oberflächenpotential erzeugen. Der Prüfling befindet sich auf einer geerdeten Platte (Abschnitt 5.3.1). Bei einer Ladespannung von 20 kV kann nach einer Ladedauer von fünf Sekunden der Potentialverlauf in Bild 8-5 in der Mitte der Prüflingsoberfläche gemessen werden. Zu Beginn der Messung beträgt das gemessene Oberflächenpotential etwa 15 kV und fällt über eine Zeitdauer von etwa 500.000 s (ca. 140 h) auf ein Oberflächenpotential von etwa 2 kV ab. Dieser Potentialabbau ist auf Ladungsabbau über das Isolierstoffvolumen zurückzuführen, da aufgrund des Versuchsaufbaus die Neutralisation von Oberflächenladungen durch Gasionen unterbunden wird und der Ladungsabbau über Oberflächenleitung vernachlässigbar ist (siehe Kapitel 0).

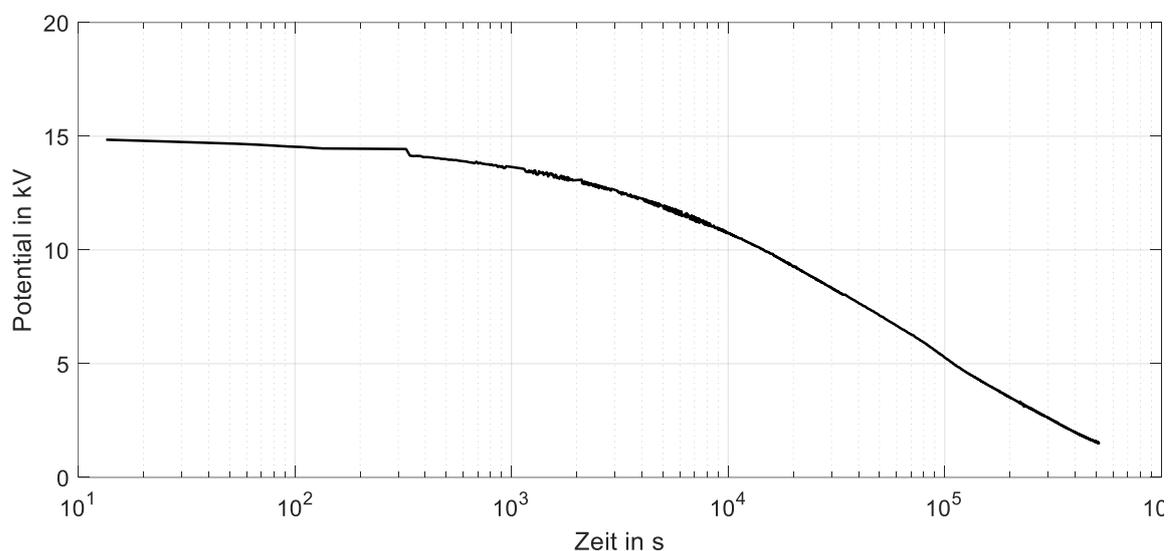


Bild 8-5: Abbau des Oberflächenpotentials an einem Isolierstoffprüfling aus EP2, nachdem dieser einseitig mit einer positiven Ladespannung von 20 kV geladen wurde.

Wird die Messung bei verschiedenen Ladespannungen unterschiedlicher Polarität wiederholt, ergeben sich die in Bild 8-6 gezeigten Verläufe des Betrags des Oberflächenpotentials. Das zu Beginn der Messung erfasste Oberflächenpotential nimmt mit ansteigender Ladespannung zu. Negative Ladespannung scheint etwas mehr Oberflächenladungen zu erzeugen als positive Ladespannung. So ist das initiale Oberflächenpotential bei einer Ladespannung von +11 kV betragsmäßig etwa gleich dem initialen Oberflächenpotential bei einer Ladespannung von -10 kV. Der Abbau des Oberflächenpotentials erfolgt in beiden Fällen nahezu deckungsgleich. Der Ladungsabbau scheint somit nicht durch die Polarität der Oberflächenladungen beeinflusst zu

sein. Die Verläufe des Oberflächenpotentials unterscheiden sich bei unterschiedlichen Ladespannungen zu Beginn der Messungen deutlich, nähern sich jedoch nach längerer Messdauer an und verlaufen nach langen Messdauern sehr nahe beieinander.

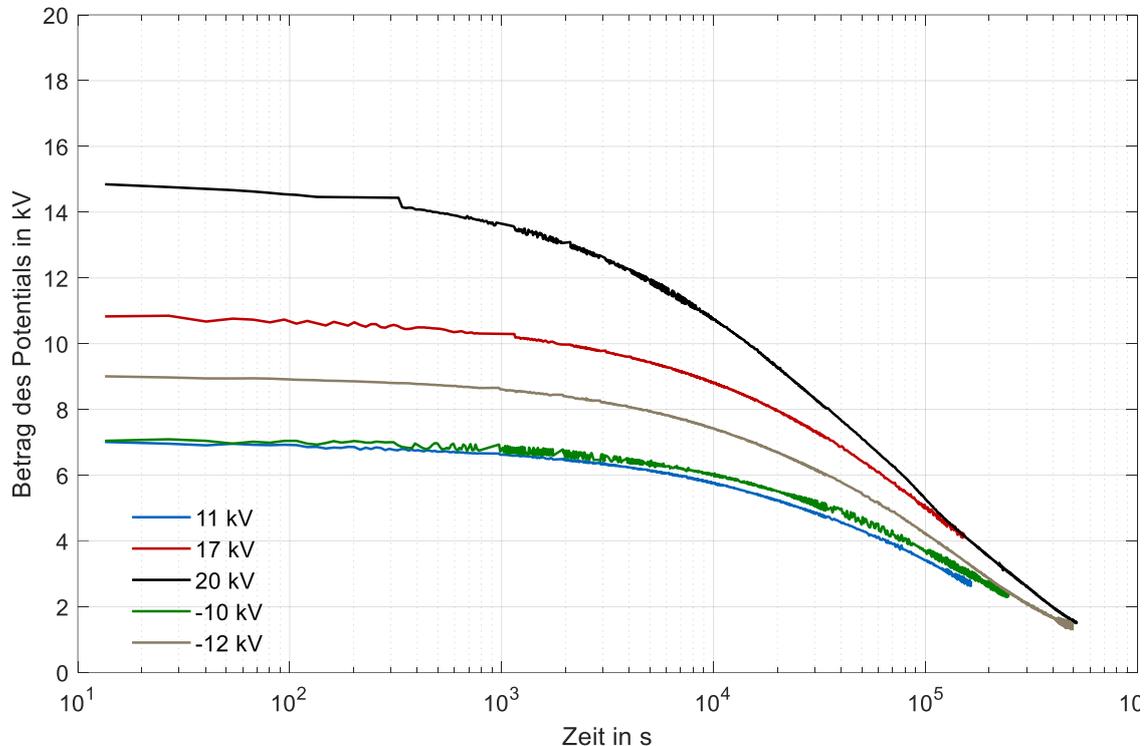


Bild 8-6: Abbau des Betrags des Oberflächenpotentials von Isolierstoffprüflingen aus EP2 nach der Aufladung mit verschiedenen Ladespannungen

### *Doppelseitige Aufladung der Isolierstoffprüflinge*

Wird eine positive Gleichspannung an die Nadeln an der Oberseite und eine gleich große negative Gleichspannung an die Nadeln an der Unterseite eines Prüflings aus EP2 gelegt, kann auf der Prüflingsoberseite ein positives und auf der Prüflingsunterseite ein negatives Oberflächenpotential gemessen werden, wenn die Gleichspannungen nach der Ladedauer abgeschaltet werden. Der Prüfling befindet sich im doppelseitigen Aufbau, hat also keinen Kontakt zu einer Elektrode. Bild 8-7 zeigt die gemessenen Potentialverläufe im Zentrum der Prüflingsoberseite und der Prüflingsunterseite, nachdem der Isolierstoffprüfling mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 36$  kV für fünf Sekunden geladen wurde. An der Prüflingsoberseite ergibt sich ein positives Oberflächenpotential, das über die Zeit abfällt, auf der Prüflingsunterseite ergibt sich entsprechend ein negatives Oberflächenpotential.

## 8 Ladungsabbau von Isolierstoffoberflächen

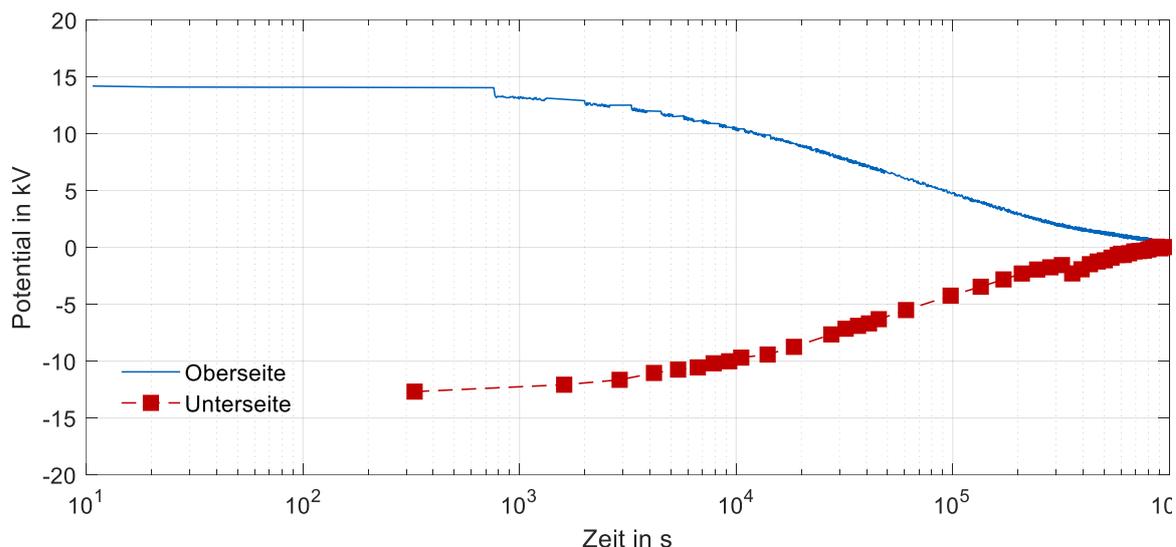


Bild 8-7: Abbau des Oberflächenpotentials auf der Prüflingsober- und unterseite, nachdem ein Isolierstoffprüfling aus EP2 beidseitig mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 36$  kV geladen wurde

Wird der Potentialabbau an der Prüflingsoberseite aus Bild 8-7 (Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 36$  kV) mit dem Potentialabbau nach einseitiger Aufladung mit einer Ladespannung von 20 kV (Verlauf aus Bild 8-5) verglichen, ergeben sich zunächst gleiche Anfangspotentiale, und es kann der gleiche Abbau des Oberflächenpotentials festgestellt werden (Bild 8-8).

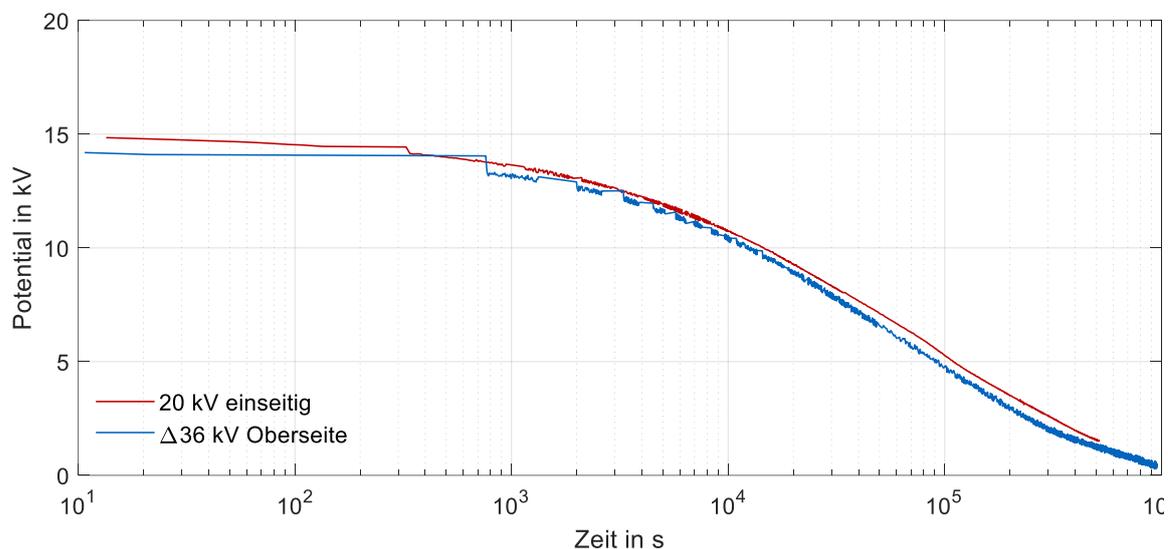


Bild 8-8: Vergleich des Oberflächenpotentialabbaus eines einseitig und eines doppelseitig geladenen Isolierstoffprüflings aus EP2. Im Falle des doppelseitig geladenen Isolierstoffprüflings wird nur der Abbau des Oberflächenpotentials an der Prüflingsoberseite betrachtet

Der Ladungsabbau nach doppelseitiger Aufladung scheint somit durch die gleichen Mechanismen bestimmt zu sein wie nach einseitiger Aufladung.

Nach doppelseitiger Aufladung eines Isolierstoffprüflings muss der Abbau von Oberflächenladungen an der Prüflingsoberseite und -unterseite berücksichtigt werden. Daher ist es hilfreich, die Potentialdifferenz zwischen den Potentialen an der Prüflingsoberseite und der Prüflingsunterseite zu betrachten. Bild 8-9 zeigt den Abbau der gemessenen Oberflächenpotentialdifferenz an Isolierstoffprüflingen, die mit unterschiedlichen Ladespannungsdifferenzen geladen wurden. Die Verläufe in Bild 8-9 sind somit die Differenz aus dem Oberflächenpotential der Prüflingsoberseite und dem Oberflächenpotential der Prüflingsunterseite. Es zeigt sich eine höhere initiale Oberflächenpotentialdifferenz bei höheren Ladespannungsdifferenzen. Mit fortschreitender Messdauer nähern sich die Oberflächenpotentialdifferenzen an, bis sie nach langen Messdauern nahezu deckungsgleich verlaufen. Es können keine zusätzlichen Effekte festgestellt werden, die bei hohen Feldstärken auftreten.

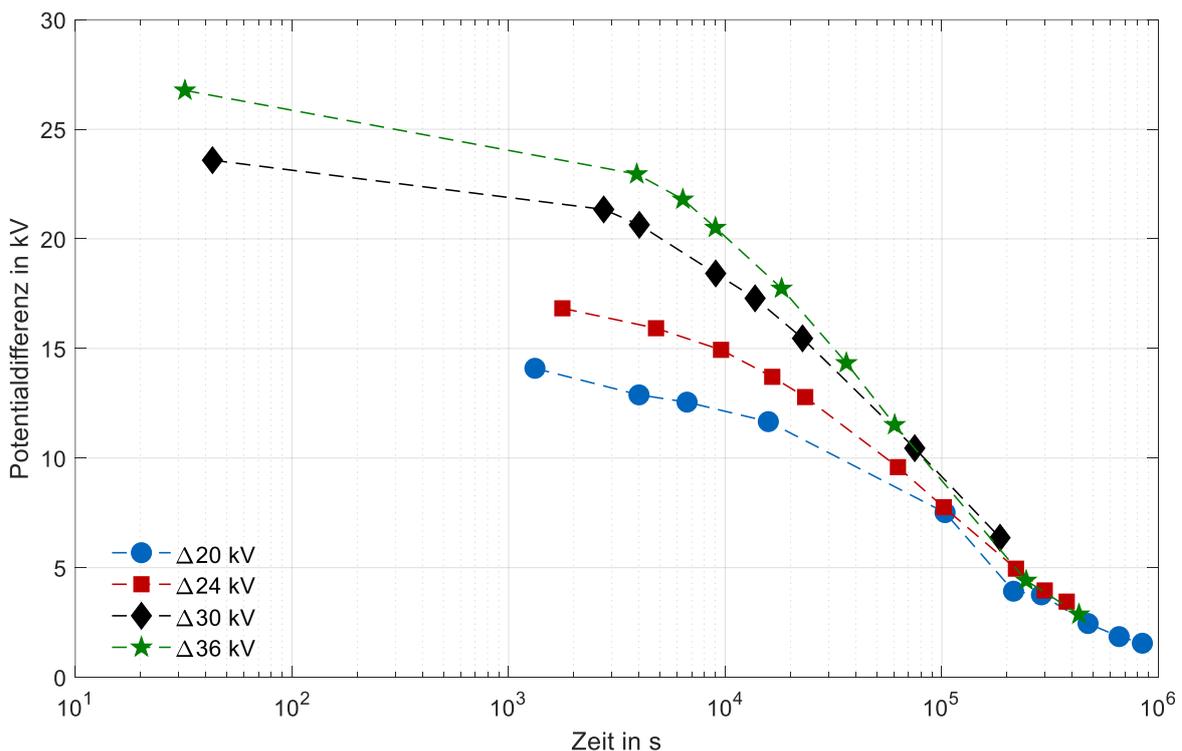


Bild 8-9: Abbau des Oberflächenpotentials von Isolierstoffoberflächen von Prüflingen aus EP2 bei doppelseitiger Aufladung mit unterschiedlichen Ladespannungen. Betrachtet wird die Potentialdifferenz von Prüflingsoberseite und -unterseite

### *Einfluss der Oberflächenschicht*

Es werden Isolierstoffprüflinge, die zuvor abgeschliffen wurden, doppelseitig mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 20$  kV aufgeladen. Der Potentialabbau wird

aufgezeichnet und mit dem Potentialabbau eines ebenfalls mit einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 20$  kV aufgeladenen unbearbeiteten Prüflings verglichen. Die beiden Verläufe des Oberflächenpotentialabbaus weisen etwa das gleiche initiale Oberflächenpotential auf. Der Unterschied im initialen Oberflächenpotential scheint zufällig bedingt. Auch der Abbau des Oberflächenpotentials verläuft nahezu deckungsgleich. Die Oberflächenschicht scheint somit keinen Einfluss auf den Abbau des Oberflächenpotentials zu haben.

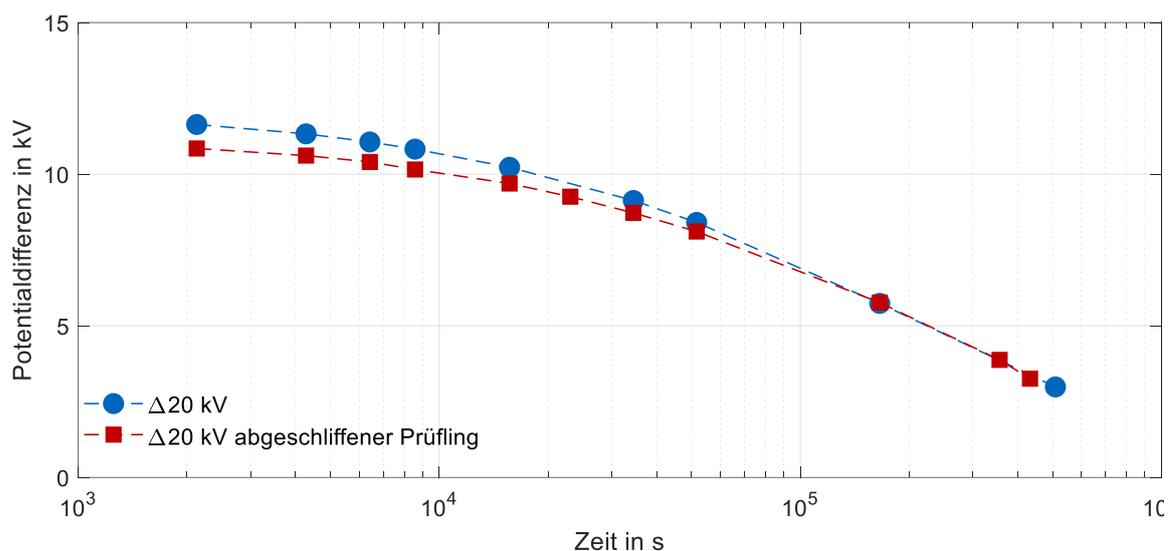


Bild 8-10: Abbau des Oberflächenpotentials eines abgeschliffenen und eines unveränderten Isolierstoffprüflings aus EP2 nach Aufladung mit einer Ladespannungsdifferenz von 20 kV. Betrachtet wird die Potentialdifferenz von Prüflingsoberseite und -unterseite

### 8.3 Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit aus dem Abbau von Oberflächenladungen

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit kann gemäß Gl. 8-1 aus dem Abbau des Oberflächenpotentials bestimmt werden [Ala-18]. Gl. 8-1 wird üblicherweise verwendet, um die spezifische elektrische Leitfähigkeit einseitig geladener Isolierstoffprüflinge zu bestimmen, die sich auf einer geerdeten Platte befinden. Um dies auf doppelseitig geladene Isolierstoffprüflinge anwenden zu können, wird die Formel auf die in Gl. 8-2 gegebene Form erweitert. Gemäß Gl. 8-2 wird aus den Oberflächenpotentialdifferenzen die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Materials in Abhängigkeit der mittleren Feldstärke über die Prüflingsdicke bestimmt. Die mittlere Feldstärke ergibt sich dabei gemäß Gl. 8-3 aus der Potentialdifferenz zwischen der Prüflingsoberseite und der Prüflingsunterseite.

$$\kappa = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt} \quad \text{Gl. 8-1}$$

$$\kappa = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{1}{|\varphi_{\text{oben}}| + |\varphi_{\text{unten}}|} \frac{d}{dt} (|\varphi_{\text{oben}}| + |\varphi_{\text{unten}}|) \quad \text{Gl. 8-2}$$

$$E = \frac{|\varphi_{\text{oben}}| + |\varphi_{\text{unten}}|}{d} \quad \text{Gl. 8-3}$$

Bild 8-11 zeigt die mit Gl. 8-2 berechneten spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten über der mittleren Feldstärke im Isolierstoffprüfling, nachdem die Prüflinge mit verschiedenen Ladespannungsdifferenzen doppelseitig aufgeladen wurden. Die Darstellungen wurden auf den bei der geringsten Feldstärke bestimmten Wert normiert, dieser liegt in der Größenordnung von  $10^{-17}$  S/m. Die höchsten spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten treten bei den hohen Feldstärken im rechten Bereich des Diagramms auf. Bei niedrigen Feldstärken ist die spezifische elektrische Leitfähigkeit deutlich geringer. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit steigt im untersuchten Feldstärkebereich um etwas mehr als eine Größenordnung an. Insgesamt stimmen die aus den einzelnen Messungen bestimmten spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten gut überein. Zu berücksichtigen ist, dass nach dieser Methode der gesamte Abbau des Oberflächenpotentials auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Materials zurückgeführt wird. Insbesondere zu Beginn der Messung ist allerdings auch Polarisierung wirksam, die ebenfalls für den Abbau von Oberflächenladungen verantwortlich ist. Die in Bild 8-11 gezeigten Verläufe sind somit vermutlich, insbesondere zu Beginn der Messung (bei hohen Feldstärken) zu hoch.

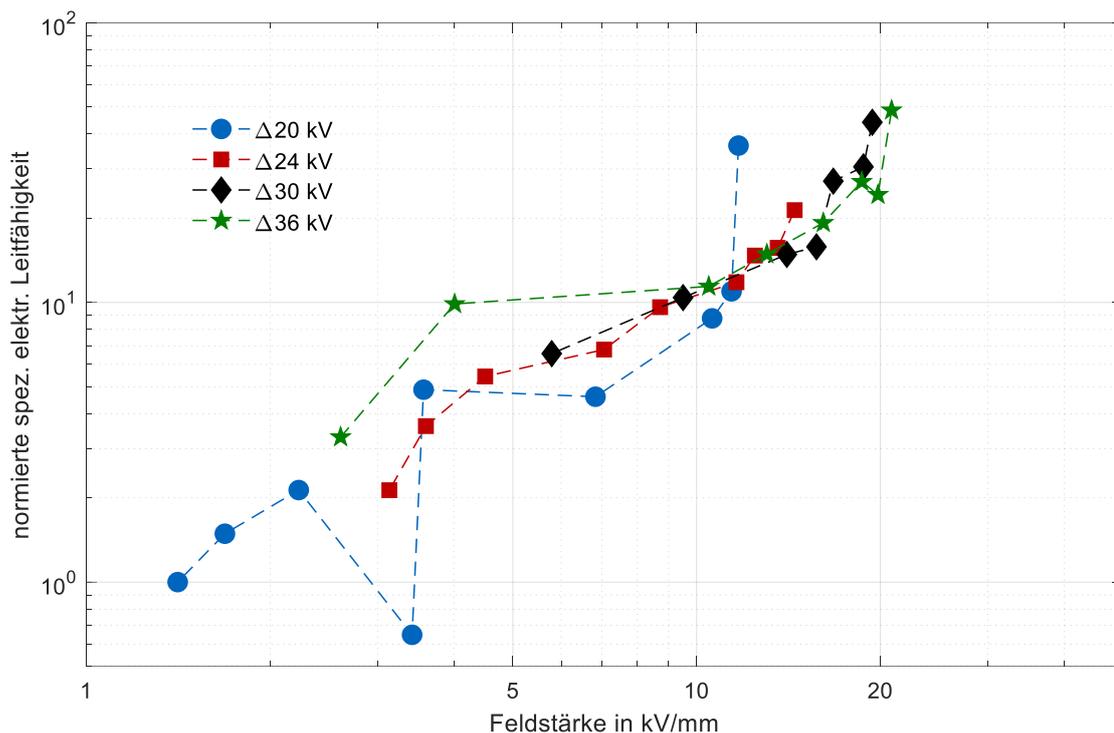


Bild 8-11: Aus dem Abbau von Oberflächenladungen bestimmte spezifische elektrische Leitfähigkeit von EP2 bei verschiedenen Feldstärken; Darstellung auf den Wert der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit bei der geringsten Feldstärke normiert. Der Verlauf bei  $\Delta 20$  kV enthält einen Ausreißer, der offensichtlich einen zu niedrigen Wert angibt.

Gemäß [Lut-09] kann die spezifische elektrische Leitfähigkeit  $\kappa$  eines Isolierstoffes bei Annahme einer konstanten spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß Gl. 8-4 aus dem Abbau des Oberflächenpotentials bestimmt werden. Dazu wird der Potentialabbau durch eine Exponentialfunktion angenähert. Aus den Parametern dieser Exponentialfunktion kann die spezifische elektrische Leitfähigkeit berechnet werden [Lut-09]. In Gl. 8-4 ist  $\varphi_0$  das Potential der Näherungsfunktion zum Zeitpunkt Null,  $\kappa$  die spezifische elektrische Leitfähigkeit,  $\varepsilon$  die Permittivität und  $t$  die Zeit.

$$\varphi(t) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{\kappa t}{\varepsilon}\right) \quad \text{Gl. 8-4}$$

Gl. 8-4 wird verwendet, um die spezifische elektrische Leitfähigkeit aus dem Abbau der Oberflächenpotentialdifferenz der Ergebnisse aus Bild 8-9 zu bestimmen. Bild 8-12 zeigt exemplarisch das Vorgehen an einem Isolierstoffprüfling, der bei einer Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 36$  kV geladen wurde. Der Abbau des Oberflächenpotentials wird durch eine Exponentialfunktion angenähert. Zu Beginn der Messdauer ist keine gute Übereinstimmung zwischen Exponentialfunktion und Oberflächenpotential vorhanden, was auf die Wirksamkeit von

Polarisationsmechanismen zurückgeführt wird, die sich zu Beginn dem Abbau durch die spezifische elektrische Leitfähigkeit überlagern. Der dabei ermittelte Wert der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit liegt in der Größenordnung von  $10^{-16}$  S/m. Es kann eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Bild 8-11 festgestellt werden.

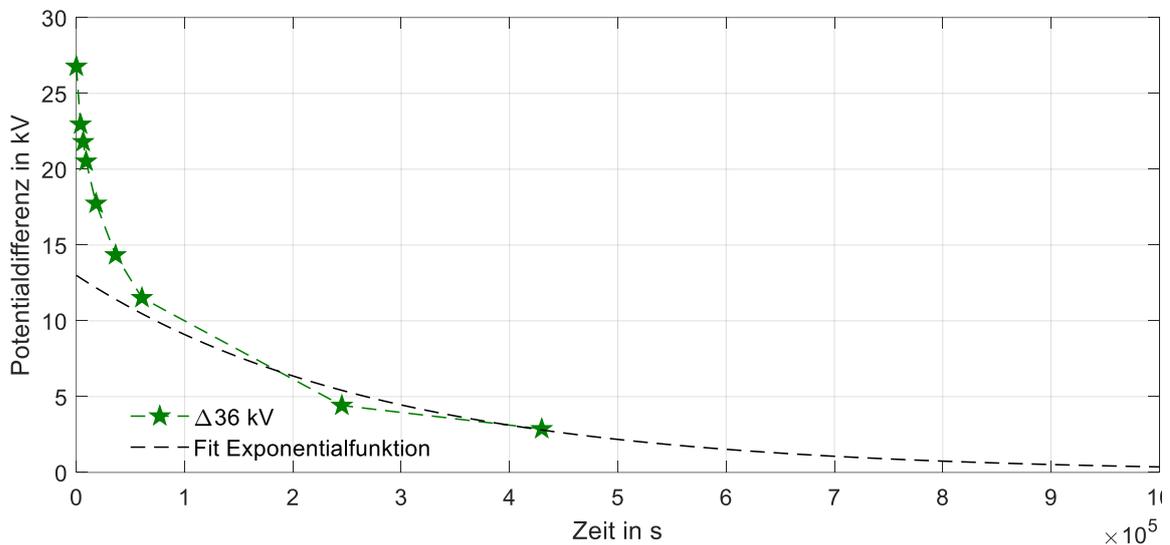


Bild 8-12: Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit gemäß [Lut-09] aus dem Abbau von Oberflächenladungen; gezeigt am Beispiel des Oberflächenpotentialabbaus eines doppelseitig geladenen Isolierstoffprüflings aus EP2, der mit der Ladespannungsdifferenz von  $\Delta U = 36$  kV geladen wurde.

#### *Vergleich mit Leitfähigkeitsmessungen*

Die Ergebnisse aus Bild 8-11 werden in Bild 8-13 mit den Ergebnissen der Widerstandsmessung gemäß VDE 0307-3-1 verglichen (vgl. Bild 7-10c). Die ermittelten Werte der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit nach beiden Methoden decken sich dabei in guter Näherung. Insbesondere bei hohen Feldstärken sind die aus dem Ladungsabbau ermittelten Werte etwas höher. Dies ist vermutlich auf den Einfluss der Polarisation zu Beginn der Messung zurückzuführen.

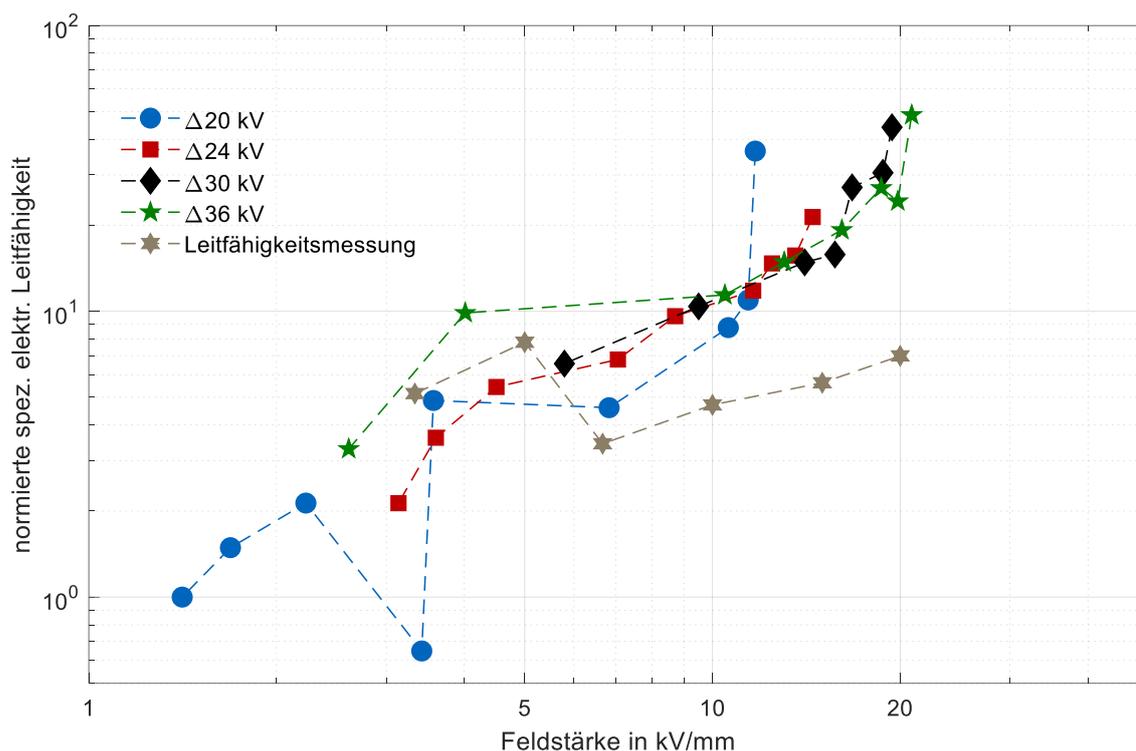


Bild 8-13: Aus dem Abbau von Oberflächenladungen und aus Leitfähigkeitsmessungen gemäß VDE 0307-3-1 an Isolierstoffprüflingen mit eingegossenen Elektroden bestimmte spezifische elektrische Leitfähigkeit von EP2 bei verschiedenen Feldstärken; Darstellung auf den Wert der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit bei der geringsten Feldstärke normiert.

## 8.4 Fazit

Es wurde ein Versuchsaufbau erstellt, der die beidseitige Aufladung von Isolierstoffoberflächen und die anschließende Messung des Oberflächenpotentialabbaus ermöglicht. Dieser Aufbau ermöglicht die Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit ohne den Kontakt zu metallischen Elektroden.

Mit Hilfe dieser Versuchsanordnung wurde der Oberflächenpotentialabbau bei verschiedenen Feldstärken im Isolierstoff ermittelt. Aus dem gemessenen Oberflächenpotential konnte die Oberflächenladungsdichte berechnet werden.

Aus dem Abbau des Oberflächenpotentials wurde die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Epoxidharzformstoffes ohne Kontakt zu metallischen Elektroden berechnet. Die berechneten Werte liegen in guter Übereinstimmung mit den gemäß VDE 0307-3-1 berechneten Werten (vgl. Kapitel 7). Dies deutet darauf hin, dass der Kontakt zu metallischen Elektroden im untersuchten Feldstärkebereich keinen deutlichen Einfluss auf die gemessene spezifische elektrische Leitfähigkeit hat.

## 9 Verifikation des Ladungstransportmodells

### 9.1 Zur Simulation

#### 9.1.1 Simulationsanordnung

Das Ladungstransportmodell gemäß Kapitel 4 wird an plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 durch Raumladungsmessungen nach der PEA-Methode und Widerstandsmessungen gemäß VDE 0307-3-1 verifiziert. Die Simulationsanordnungen werden als eindimensionale Geometrien in das Programm COMSOL Multiphysics® implementiert. Die Widerstandsmessung wird durch einen plattenförmigen Isolierstoffprüfling zwischen zwei Elektroden aus Aluminium simuliert (Bild 9-1a). Für die Simulation der Raumladungsmessung wird die Anordnung der PEA-Messzelle nachgebildet, die aus einem plattenförmigen Isolierstoffprüfling zwischen einer Elektrode aus Aluminium und einer Elektrode aus leitfähigem Silikon besteht (Bild 9-1b, c). Es wird auch der Fall eines abgeschliffenen Isolierstoffprüflings simuliert (Bild 9-1c). Die Art der Elektrode bestimmt die Dichte an Oberflächenzuständen.

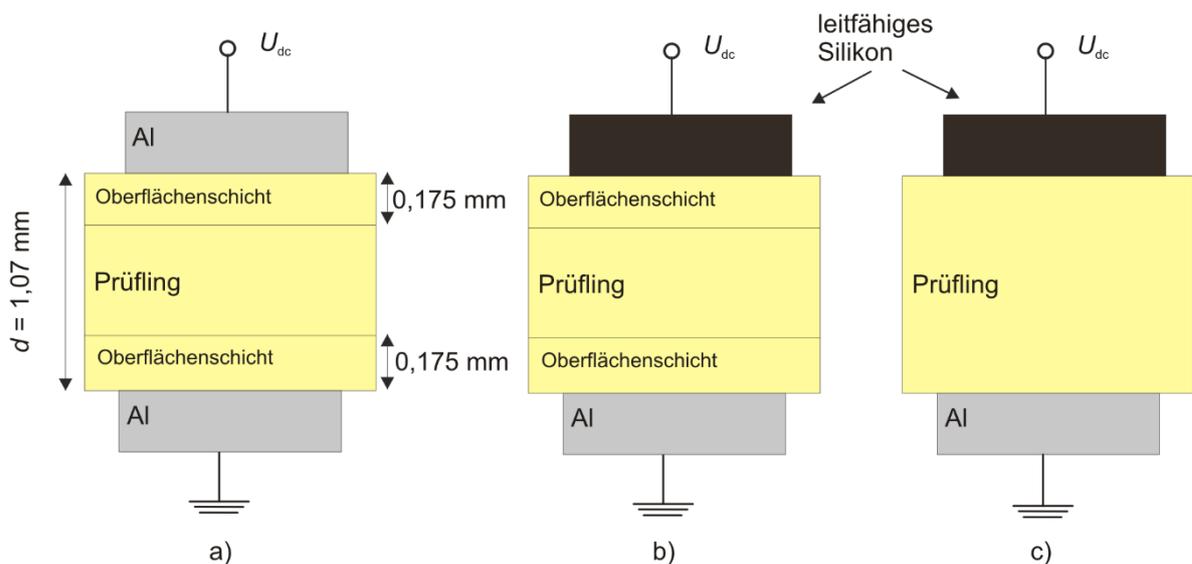


Bild 9-1: Schematische Darstellung des plattenförmigen Isoliersystems zur Verifikation des Ladungstransportmodells in Epoxidharzformstoff; a) plattenförmiger Isolierstoffprüfling zwischen Elektroden aus Aluminium, b) plattenförmiger Isolierstoffprüfling zwischen einer Elektrode aus Aluminium und einer Elektrode aus leitfähigem Silikon (PEA-Messzelle), c) abgeschliffener plattenförmiger Isolierstoffprüfling zwischen einer Elektrode aus Aluminium und einer Elektrode aus leitfähigem Silikon (PEA-Messzelle); Darstellung nicht maßstäblich

Bild 9-2 zeigt die im Simulationsprogramm implementierten Mechanismen. Über beide Elektroden wird ein Strom gemäß des Schottky-Mechanismus injiziert. In jeweils einer dünnen Schicht ( $5\ \mu\text{m}$ ) an den Prüflingsoberflächen sind Oberflächenzustände zu Beginn der Spannungsbeanspruchung mit Elektronen bzw. Löchern besetzt. Es wird auf Grundlage der Messergebnisse angenommen, dass an einem Übergang zwischen einer Metallelektrode und dem Epoxidharzformstoff mehr Oberflächenzustände vorhanden sind als an einem Übergang zwischen einer Elektrode aus leitfähigem Silikon und Epoxidharzformstoff. In der Oberflächenschicht des Isolierstoffprüflings sind aufgrund von Oxidschichten und der Gießhaut tiefe Haftstellen vorhanden. Wird die Raumladungsmessung an abgeschliffenen Isolierstoffprüflingen simuliert, wird diese Schicht in der Simulationsanordnung entfernt. Im gesamten Isolierstoffvolumen sind außerdem tiefe Haftstellen eines zweiten Energieniveaus vorhanden. Im gesamten Isolierstoffvolumen können Elektronen und Löcher rekombinieren. Die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher ist im gesamten Isolierstoffvolumen konstant und bildet so, über eine effektive Beweglichkeit, den Ladungstransport aufgrund der Hopping-Leitung nach. Wegen der tiefen Haftstellen in der Oberflächenschicht kommt es dort zu einer Verknappung von Elektronen und Löchern, was zu einer geringeren spezifischen elektrischen Leitfähigkeit führt. Die Beweglichkeit der Ionen ist geringer als die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher. Sie ist in der Oberflächenschicht geringer als im restlichen Isolierstoffvolumen. Die Simulationsparameter werden durch Messungen bestimmt oder an Literaturwerte angenähert. Die verwendeten Simulationsparameter sind in Abschnitt 9.1.4 aufgelistet.

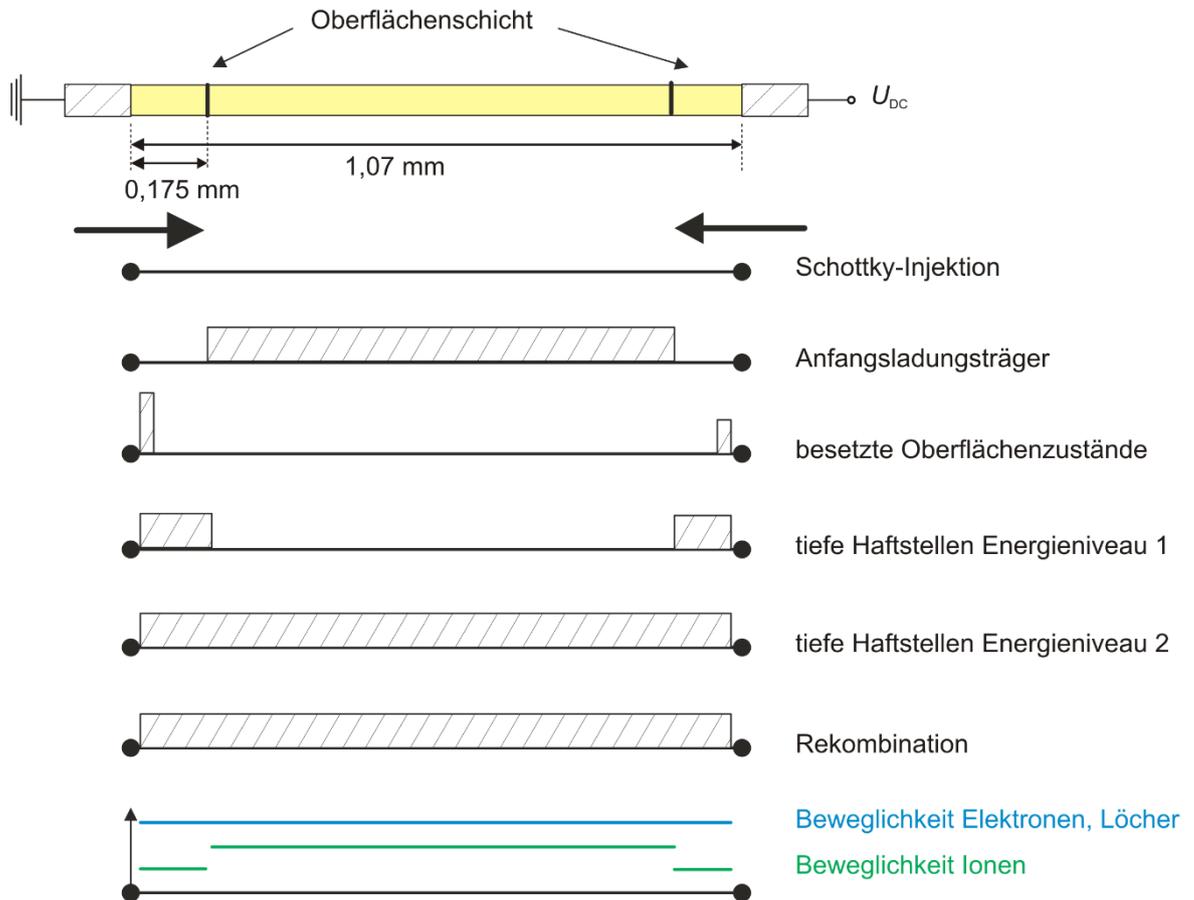


Bild 9-2: Implementierte Mechanismen zur Simulation der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit am Beispiel eines plattenförmigen Prüflings mit 1,07 mm Dicke

### 9.1.2 Darstellung der Ergebnisse bei Raumladungssimulationen

Wird ein Isolierstoffprüfling, der sich zwischen den Elektroden des PEA-Messsystems befindet, mit einer Spannung beaufschlagt, sind sowohl Ladungen auf den Elektroden (Einheit  $C/m^2$ ) als auch Raumladungen im Isolierstoffvolumen (Einheit  $C/m^3$ ) vorhanden. Bei Raumladungsmessungen nach der PEA-Methode erscheinen Ladungen im Messergebnis stets breiter als diese tatsächlich im Isolierstoff vorhanden sind. Daher überdecken sich benachbarte Ladungen und können in der PEA-Messung evtl. nicht unterschieden werden. Dies betrifft insbesondere den Bereich vor den Elektroden, wo Flächenladungen auf den Elektroden und Raumladungen im Isolierstoff vorhanden sind, aber auch Bereiche, in denen sich Raumladungen unterschiedlicher Polarität sich nahe beieinander befinden. In Simulationsergebnissen können die Ladungen jedoch korrekt dargestellt werden. Somit sind Messergebnisse und Simulationsergebnisse nicht direkt vergleichbar. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Simulationsergebnisse nach folgendem Verfahren verarbeitet werden, um die Vergleichbarkeit mit den Messergebnissen zu ermöglichen [Lv-15]:

Es wird angenommen, dass sich eine tatsächlich flächenförmige Ladungsverteilung im Ergebnis der PEA-Messung als Gaußfunktion  $g(x)$  zeigt. Wird angenommen, dass nur Flächenladungen auf den Elektroden vorhanden sind (kurze Beanspruchungsdauer), stellt  $g(x)$  die Übertragungsfunktion dar. Aus Kalibriermessungen in EP2 konnte die Übertragungsfunktion  $g(x)$  zu Gl. 9-1 bestimmt werden.

$$g(x) = \frac{17000}{mm} \cdot \exp\left(-\frac{656}{mm} \cdot x^2\right) \quad \text{Gl. 9-1}$$

Die in COMSOL simulierte Ladungsdichteverteilung wird in äquivalenten Flächenladungen dargestellt (Bild 9-3a). Dies bedeutet, dass die Raumladungsmenge in eine Flächenladungsmenge umgewandelt wird. Diese Verteilung von Flächenladungen wird mit der Übertragungsfunktion  $g(x)$  gefaltet. Es entsteht somit eine Verteilung von Gaußfunktionen unterschiedlicher Höhe über die Prüflingsdicke (Bild 9-3b). Wird diese Verteilung summiert, kann eine stetige Raumladungsdichteverteilung von der Art bestimmt werden, wie sie nach der PEA-Methode gemessen wird (Bild 9-3c).

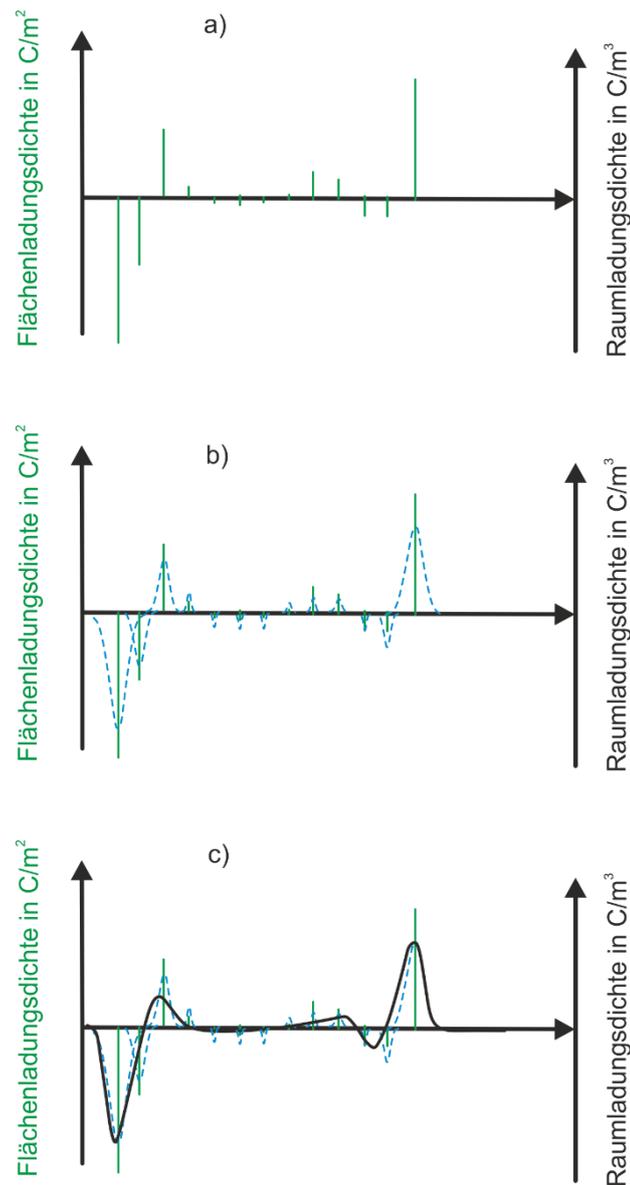


Bild 9-3: Umrechnung der simulierten flächenbehafteten Ladungsdichteverteilung in eine stetige Raumladungsdichteverteilung gemäß den PEA-Messungen nach [Lv-15]

Bild 9-4 zeigt (in grün) die simulierte Flächenladungsdichte auf den Elektroden, wenn ein Isolierstoffprüfling aus EP2 (Dicke 1,07 mm) mit einer Gleichspannung von 10 kV beaufschlagt wird. Es sind keine Ladungen im Isolierstoffvolumen vorhanden. Wird diese Flächenladungsdichte mit der Übertragungsfunktion  $g(x)$  gefaltet, kann die äquivalente Raumladungsdichteverteilung (in blau) bestimmt werden.

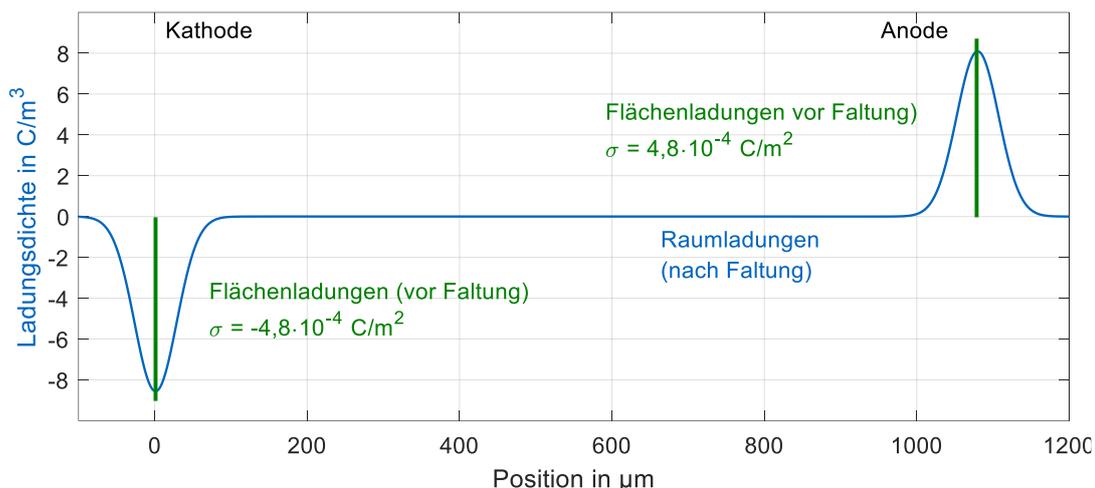


Bild 9-4: Beispiel der Ergebnisverarbeitung; grün zeigt die Flächenladungen auf den Elektroden nach der Spannungszuschaltung von 10 kV, blau zeigt die Ladungsdichteverteilung nach der Faltung mit einer Gaußfunktion, Dicke 1,07 mm

### 9.1.3 Bestimmung der zeitabhängigen Permittivität

Gemäß den Abschnitten 2.3 und 4.4 kann die zeitabhängige Permittivität durch Gl. 9-2 über die dielektrische Antwortfunktion und den Anteil der Permittivität bei sehr hohen Frequenzen  $\epsilon_{r, HF}$  nachgebildet werden.

$$\epsilon_r(t) = \epsilon_{r, HF} + \int_0^t f(\tau) d\tau \tag{Gl. 9-2}$$

Die dielektrische Antwortfunktion wurde in Abschnitt 7.1 für den Isolierstoff EP2 untersucht. Sie kann durch die Curie-von Schweidler Funktion (Gl. 2-64, erneut dargestellt in Gl. 9-3) approximiert werden.

$$f(t) \sim (t/s)^{-n} \tag{Gl. 9-3}$$

$$i_{G \text{ mess}}(t) = A \cdot f(t) + I_S \tag{Gl. 9-4}$$

Der Parameter  $n$  hängt nur schwach von der Temperatur und der Feldstärke ab und wird hier als gute Näherung zu  $n = 0,6$  angenommen. Der Parameter  $A$  wird bei einer Temperatur von 25 °C zu  $A_{25^\circ C} = 2,7 \cdot 10^{-10}$  A/s einer Temperatur von 40 °C zu  $A_{40^\circ C} = 1 \cdot 10^{-9}$  A/s angenommen. Damit kann die zeitabhängige relative Permittivität (mit der geometrischen Kapazität  $C_0 = 9,51 \cdot 10^{-12}$  F) abgeschätzt werden zu:

$$\varepsilon_r(t) = \varepsilon_{r, \text{HF}} + \int_0^t f(\tau) d\tau \approx \varepsilon_{r, \text{HF}} + \frac{A}{\underbrace{0,35 U_{\text{DC}} C_0}_{0,0145 \frac{1}{\text{s}}}} (t/\text{s})^{0,4} \quad \text{Gl. 9-5}$$

In Gl. 9-5 beschreibt somit die dielektrische Antwortfunktion  $f(t)$  die zeitliche Charakteristik die relative Permittivität, die relative Permittivität bei hohen Frequenzen  $\varepsilon_{r, \text{HF}}$  wird als konstanter Wert hinzuaddiert. Der hochfrequente Anteil der relativen Permittivität  $\varepsilon_{r, \text{HF}}$  umfasst alle Mechanismen, die durch die Strommessung nicht erfasst werden können, und kann durch die dielektrische Spektroskopie abgeschätzt werden. In den durchgeführten Messungen des Gesamtstroms können die ersten fünf Sekunden nach Spannungszuschaltung nicht erfasst werden.

Der Isolierstoff EP2 wird durch die dielektrische Spektroskopie untersucht. Der Realteil und der Imaginärteil der Permittivität von EP2 sind in Bild 9-5 für die Temperaturen 25 °C und 80 °C über der Frequenz gezeigt. Der hochfrequente Anteil der relativen Permittivität  $\varepsilon_{r, \text{HF}}$  umfasst alle Mechanismen, die zu schnell für eine Strommessung sind. Er wird für 25 °C zu 5,8 als der Wert bei 0,2 Hz abgeschätzt.

Über die Hamon-Approximation wird der Imaginärteil der Permittivität aus den in Abschnitt 7.1 gemessenen Stromverläufen berechnet, die dafür durch die Curie-von-Schweidler-Funktion approximiert wurden. Es wird der Parameter  $n = 0,6$  verwendet. Über die Kramer-Kronig-Relation wird daraus der Realteil berechnet. Zum Realteil muss der hochfrequente Anteil der Permittivität hinzuaddiert werden, der mit 5,8 abgeschätzt wurde. Die über die Hamon-Approximation berechneten Verläufe der Permittivität stellen eine plausible Anpassung an die durch die dielektrische Spektroskopie gemessenen Verläufe dar. Über die Messung des Gesamtstroms und der Hamon-Approximation kann die Permittivität auch für sehr niedrige Frequenzen abgeschätzt werden, die durch die dielektrische Spektroskopie nicht erfasst werden können. Insbesondere diese sehr niederfrequenten Anteile sind für die Simulation des Ladungstransports über lange Zeiten, die Gegenstand dieser Arbeit sind, von Bedeutung.

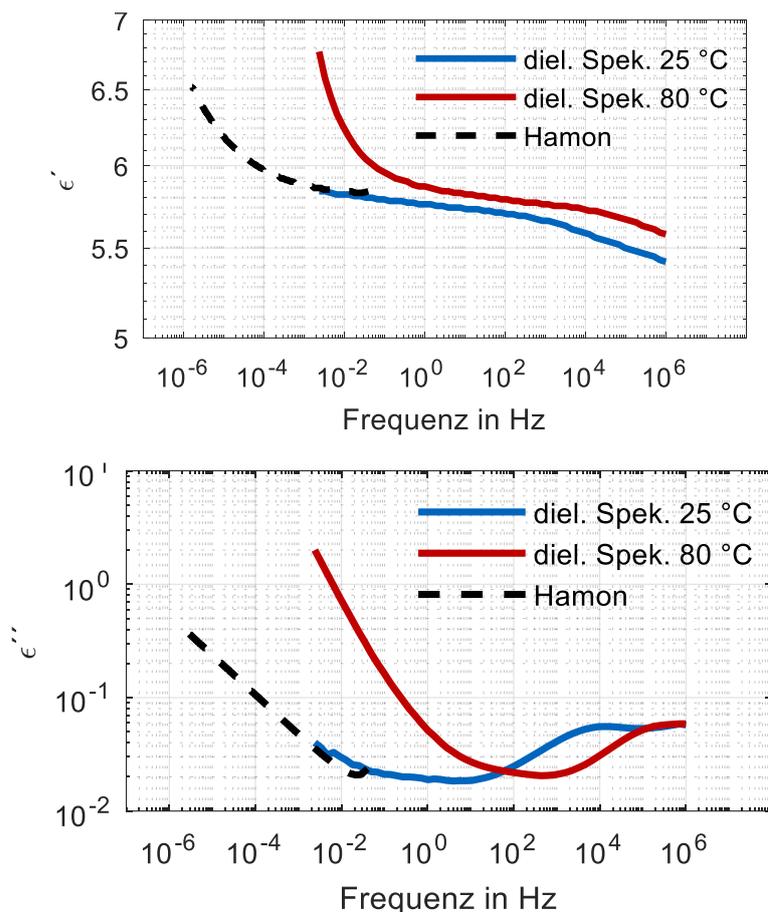


Bild 9-5 Real- und Imaginärteil der relativen Permittivität von EP2 bei verschiedenen Temperaturen und Frequenzen, die durch die dielektrische Spektroskopie und durch die Hamon-Approximation bestimmt wurden

Mit dem hochfrequenten Wert der Permittivität und der dielektrischen Antwortfunktion kann die zeitabhängige relative Permittivität gemäß Gl. 9-5 angegeben werden (Bild 9-6).

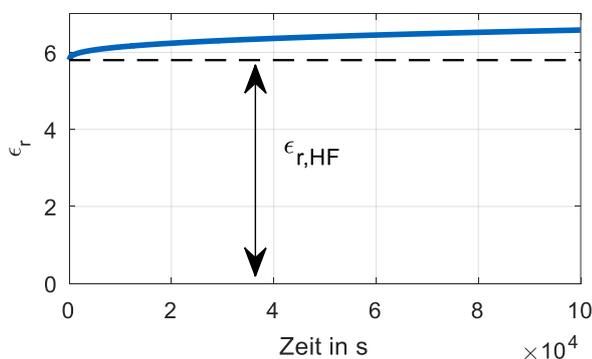


Bild 9-6: Zeitabhängige relative Permittivität von EP2

### 9.1.4 Simulationsparameter

Die Simulationsparameter sind in nachfolgender Tabelle für EP2 zusammengefasst:

| Parameter   | Temperatur  |                               |
|---|---|-------------------------------|
|   | 25 °C   | 40 °C                         |
| attempt-to-escapeFrequenz $\nu$   | $6 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$                      |                               |
| Faktor $A$ der Curie-von Schweidler Funktion  | $2,763 \cdot 10^{-10} \text{ A/s}$                    | $1 \cdot 10^{-9} \text{ A/s}$ |
| Beweglichkeit von Elektronen und Löchern $\mu_{e,h}$  | $2,04 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2/(\text{Vs})$         |                               |
| Beweglichkeit von Ionen im Isolierstoff $\mu_i$   | $1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2/(\text{Vs})$          |                               |
| Beweglichkeit von Ionen in der Oberflächenschicht   | $1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2/(\text{Vs})$            |                               |
| Niedrigstes besetztes Energieniveau der Oberflächenzustände $W_f$                                       | 0,859 eV  |                               |
| Energieniveau der Haftstellen im Isolierstoffvolumen $W_t$  | 1,044 eV  |                               |
| Energieniveau der Haftstellen in der Oberflächenschicht $W_t$   | 1,01 eV   |                               |
| Dichte an Haftstellen im Isolierstoffvolumen $n_{\text{tr}0 \text{ e,h}}$                               | $0,25 \text{ m}^{-3}$                                 |                               |
| Dichte an Haftstellen in der Oberflächenschicht $n_{\text{tr}0 \text{ e,h}}$                            | $1 \text{ m}^{-3}$                                    |                               |
| Potentialbarriere des Schottky-Mechanismus $\Phi$   | 1,25 eV   | 1,238 eV                      |
| Formparameter $N'_{\text{ss e,h}}$ zur Berechnung der energetischen Verteilung von Oberflächenzuständen | $9,3633 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-3}$ |                               |

## 9 Verifikation des Ladungstransportmodells

|  |  |
|--|--|
| Formparameter $T_0$ zur Berechnung der energetischen Verteilung von Oberflächenzuständen                             | 1160 K   |
| Kontaktkapazität zur Berechnung der Ladungsdichte in den Oberflächenzuständen $C_{ss}$ (Gl. 4-6)                     | $1,4 \cdot 10^{-10}$ F                           |
| Kontaktkapazität zur Berechnung der Ladungsdichte in den Oberflächenzuständen auf Elektrodenfläche bezogen $C_{ss}'$ | $1,78 \cdot 10^{-6} \frac{\text{F}}{\text{m}^2}$ |
| Konstante in der Gleichung zur Berechnung der Anfangsdichte an Elektronen und Löchern $n_{0\text{e,h}}$              | $700,5 \text{ m}^{-3}$                           |
| Konstante in der Gleichung zur Berechnung der Anfangsdichte an Ionen $n_{0\text{I}}$                                 | $700,5 \text{ m}^{-3}$                           |
| Konstante $W_a$ zur Anfangsdichte an Elektronen und Löchern  | 0,23 eV  |
| Konstante $W_a$ zur Anfangsdichte an Ionen   | 0,23 eV  |
| Extraktionsbarriere $C_{\text{ext i}}$   | 0,8  |
| Relative Permittivität bei hohen Frequenzen $\epsilon_{r,\text{HF}}$   | 5,8  |

Alle im nachfolgenden Kapitel beschriebenen Simulationen wurden mit diesem Parametersatz durchgeführt.

## 9.2 Simulation der Ladungsdichteverteilung in Epoxidharzformstoff

### *Einfluss der Beanspruchungsdauer*

Bild 9-7 zeigt die gemessene und die simulierte Raumladungsdichteverteilung in EP2 bei 10 kV und 25 °C für verschiedene Belastungsdauern. Die in COMSOL simulierte Ladungsdichteverteilung wurde gemäß Abschnitt 9.1.2 bearbeitet, um sie mit den Mess-ergebnissen vergleichen zu können. Nach einer Beanspruchungsdauer von 10 s ist eine gute Übereinstimmung an der Erdelektrode ( $x = 0$ ) zwischen Messung und Simulation erkennbar (Bild 9-7a). Nach dieser kurzen Beanspruchung ist die Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff noch vernachlässigbar. Die dargestellte Ladungsdichteverteilung wird durch Ladungsträger auf den Elektroden und Ladungsträger in den Oberflächenzuständen hervorgerufen. Nach einer Beanspruchungsdauer von 15 Stunden (Bild 9-7b) ist erkennbar, dass Ladungsträger aus der Erdelektrode in den Isolierstoff injiziert wurden. Im Ladungstransportmodell werden Ladungsträger aufgrund des Schottky-Mechanismus und aufgrund von Oberflächenzuständen in den Isolierstoff injiziert. Die Injektion aufgrund des Schottky-Mechanismus ist dabei deutlich kleiner und hat keinen deutlichen Einfluss auf die Ladungsdichteverteilung in Bild 9-7b. Die injizierten Ladungsträger werden in den tiefen Haftstellen im Bereich der Prüflingsoberfläche gebunden und somit am weiteren Vordringen in den Prüfling gehindert. Im Bereich der Hochspannungselektrode ist keine deutliche Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff feststellbar. Der simulierte Verlauf der Ladungsdichteverteilung im Bereich der Hochspannungselektrode zeigt keine ideale Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass in der Simulation symmetrische Verhältnisse zwischen Erd- und Hochspannungselektrode angenommen wurden, diese jedoch in der Realität nicht besteht. An beiden Elektroden ist erkennbar, dass nach einer Beanspruchungsdauer von 15 Stunden mehr Ladungen auf den Elektroden vorhanden sind. Dies ist auf die zeitabhängige relative Permittivität zurückzuführen, aufgrund derer mehr Ladungen auf die Elektroden fließen. Wird die Gleichspannung nach einer Beanspruchungsdauer von 15 Stunden abgeschaltet, kann die in Bild 9-7c gezeigte Ladungsdichteverteilung gemessen bzw. simuliert werden. Sowohl in der Messung als auch in der Simulation sind negative Ladungen im Isolierstoff und positive Spiegelladungen auf der Erdelektrode und auf der Hochspannungselektrode erkennbar.

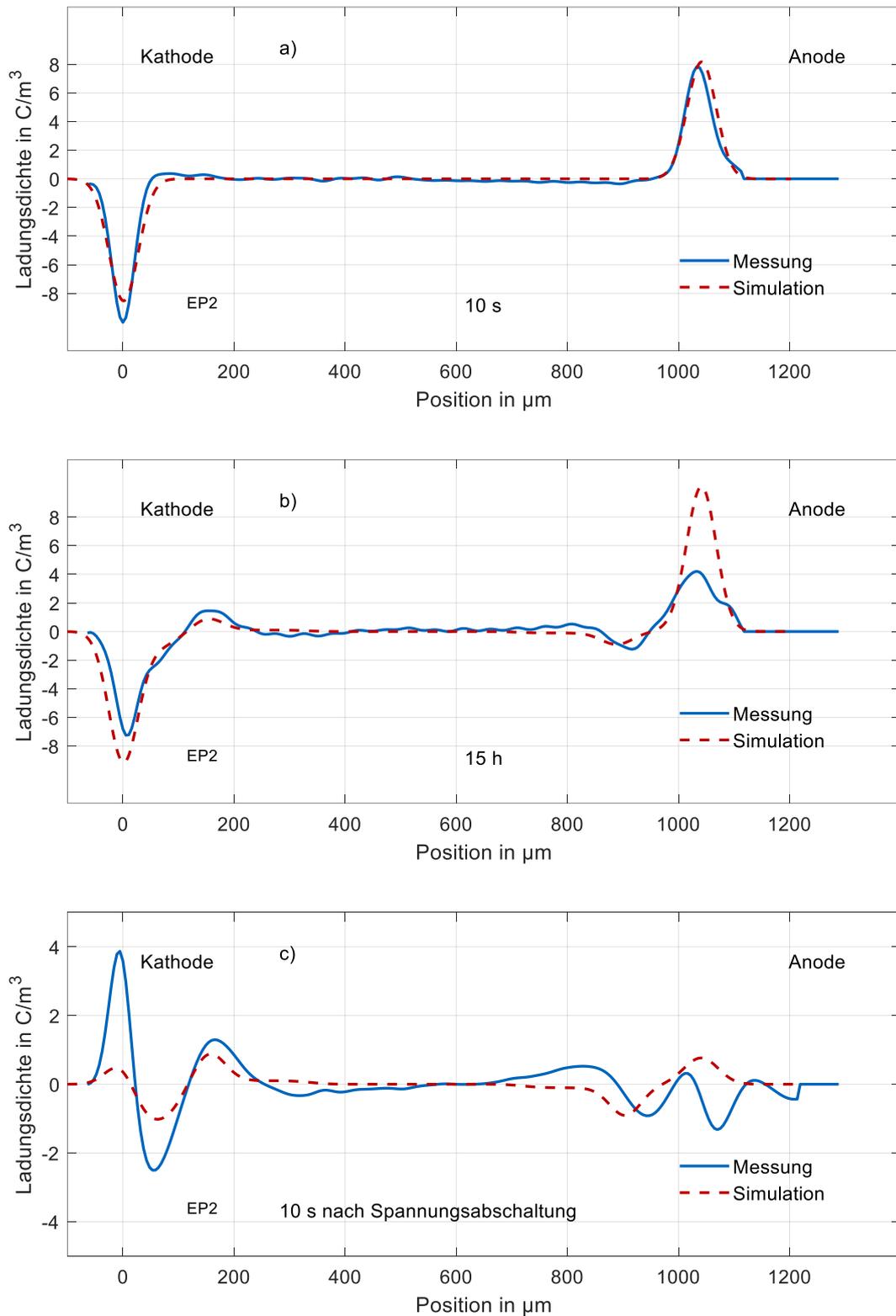


Bild 9-7: Gemessene und simulierte Ladungsdichteverteilung in EP2 ( $d = 1,07$  mm) bei 25 °C und 10 kV nach a) 10 s, b) 15 h, c) 10 s nachdem die Gleichspannung nach einer Belastungsdauer von 15 h abgeschaltet wurde

In Bild 9-8 ist die simulierte Ladungsdichteverteilung vor („Verlauf aus COMSOL“) und nach der Faltung („Nach Faltung“) gezeigt. Zu berücksichtigen ist, dass die in COMSOL simulierte Ladungsdichteverteilung in Bild 9-8 nur die Raumladungsdichteverteilung im Isolierstoff zeigt, also Ladungen in Oberflächenzuständen. Ladungen in tiefen Haftstellen und freie Ladungen, Flächenladungen auf den Elektroden sind in Bild 9-8 nicht dargestellt. Die gefalteten Ergebnisse berücksichtigen auch Flächenladungen. Nach einer kurzen Beanspruchungsdauer von 10 s sind keine Ladungsträger im Isolierstoff vorhanden, es zeigen sich in Bild 9-8a nur Ladungen in den besetzten Oberflächenzuständen. Nach einer Beanspruchungsdauer von 15 Stunden können *homo-charges* und *hetero-charges* in der Simulation festgestellt werden (Bild 9-8b). Die im Vergleich zur Messung geringere Dichte an Ladungsträgern ist darauf zurückzuführen, dass die simulierte Darstellung in Bild 9-8b keine Flächenladungen berücksichtigt. Wird die Gleichspannung nach einer Belastungsdauer von 15 Stunden abgeschaltet, entspricht die simulierte Ladungsdichteverteilung etwa der simulierten Ladungsdichteverteilung nach einer Belastungsdauer von 15 Stunden, da in der kurzen Zeit kaum Ladungsträger abgeflossen sind (Bild 9-8c).

## 9 Verifikation des Ladungstransportmodells

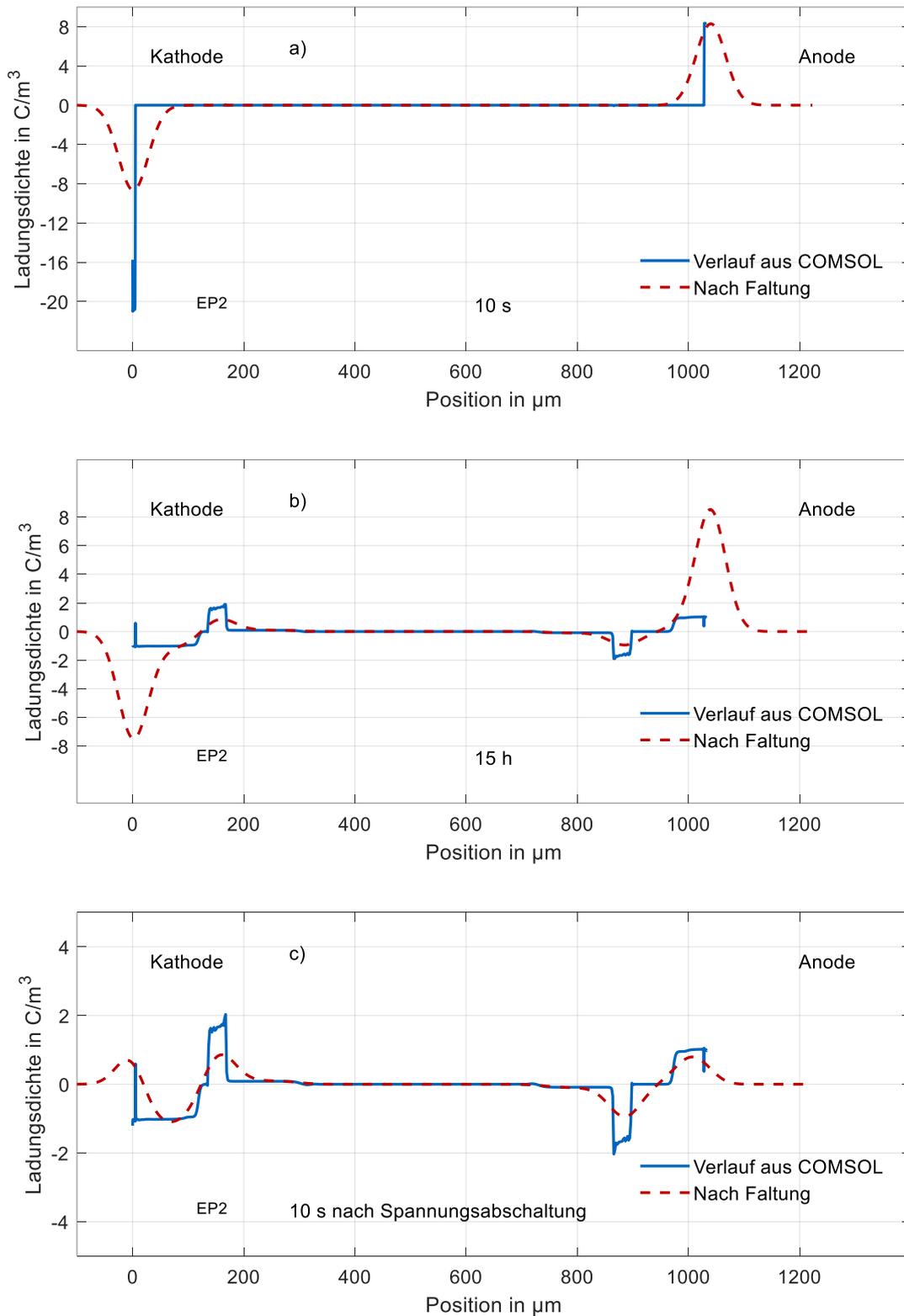


Bild 9-8: Simulierte Ladungsdichteverteilung in EP2 ( $d = 1,07$  mm) bei 25 °C und 10 kV nach a) 10 s, b) 15 h, c) 10 s nachdem die Gleichspannung nach einer Belastungsdauer von 15 h abgeschaltet wurde; gezeigt sind jeweils die simulierten Ladungsdichten aus COMSOL und die Ladungsdichten nach der Faltung

Wird die zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung in der Messung und der Simulation verglichen (Bild 9-9), zeigt sich grundsätzlich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung (Bild 9-9a) und Simulation (Bild 9-9b). Es ist sowohl in der Messung als auch in der Simulation eine Verbreiterung der Erdelektrode zu Beginn der Belastung feststellbar. Die injizierten Ladungsträger werden in Haftstellen im Bereich der Prüflingsoberfläche gebunden und die Verbreiterung der Elektrode endet. Außerdem kann die Akkumulation von *hetero-charges* festgestellt werden. In der Simulation ist dies auf Anfangsladungsträger zurückzuführen, die zu Beginn der Belastung gleichverteilt im Isolierstoff vorliegen, sich unter Einwirkung des elektrischen Feldes verschieben und vor der Oberflächenschicht akkumulieren. Nach der Spannungsabschaltung werden in Messung und Simulation Spiegelladungen auf den Elektroden festgestellt.

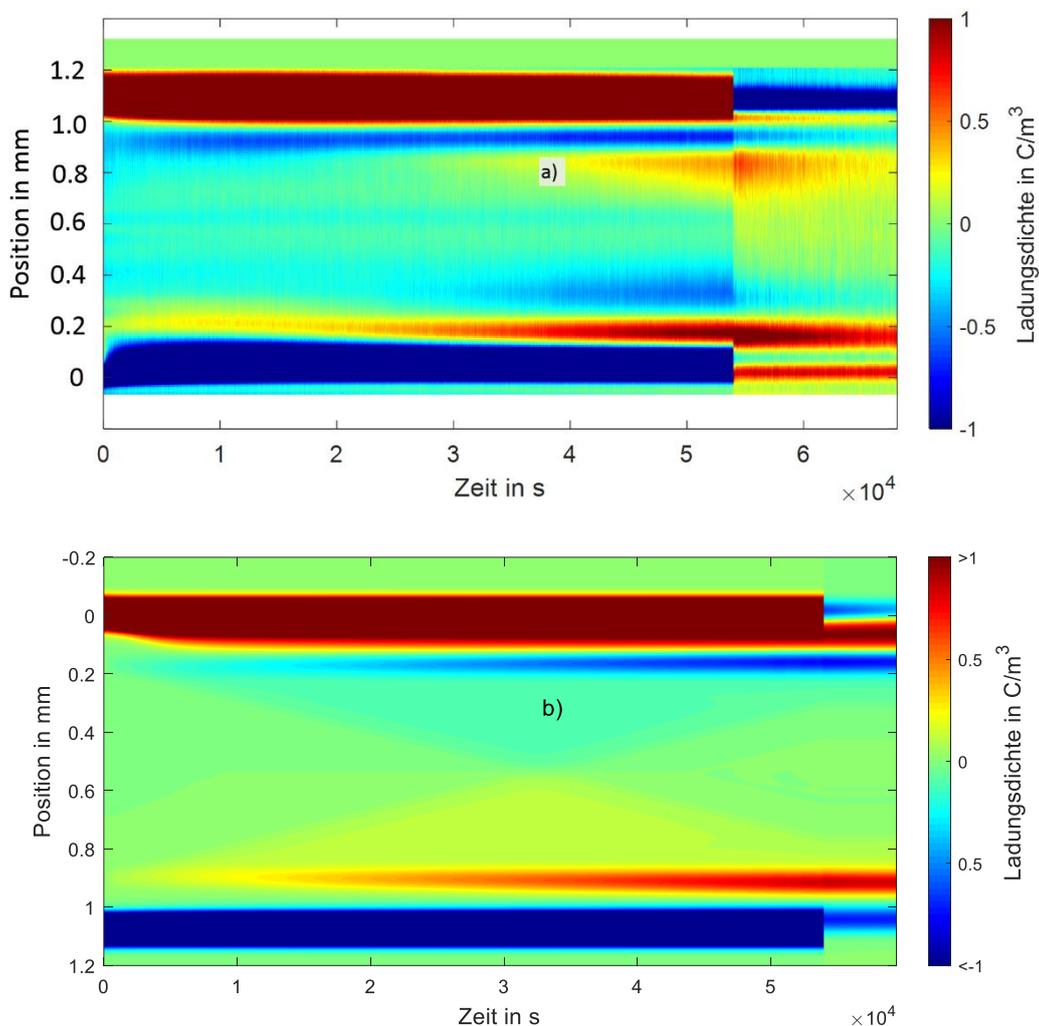


Bild 9-9: Zeitlicher Verlauf der gemessenen und simulierten Raumladungsdichteverteilung in EP2 ( $d = 1,07$  mm) bei 25 °C und 10 kV über einer Beanspruchungsdauer von 15 h (ca. 54000 s) a) Messung, b) Simulation

### *Einfluss der Temperatur*

Die Simulation wird für eine Belastungsdauer von einer Stunde bei einer Temperatur von 40 °C wiederholt und mit einer entsprechenden Messung verglichen (Bild 9-10). Nach einer kurzen Beanspruchungsdauer von 10 s ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation feststellbar. Nach einer Beanspruchungsdauer von einer Stunde kann in der Messung und in der Simulation die Akkumulation von *hetero-charges* festgestellt werden. Die Akkumulation von *hetero-charges* tritt im Vergleich zu einer Temperatur von 25 °C in Simulation und Messung beschleunigt auf, was auf die höhere Dichte an Ladungsträgern zurückzuführen ist, die bei einer höheren Temperatur zur Verfügung steht. Wird die Gleichspannung nach einer Zeitdauer von einer Stunde abgeschaltet, können *homo-charges* und *hetero-charges* im Isolierstoff und Spiegelladungen auf den Elektroden festgestellt werden.

Die zeitliche Entwicklung der Ladungsdichteverteilung zeigt sowohl in der Simulation als auch in der Messung eine schnelle Ansammlung von *hetero-charges* und eine Verbreiterung der Ladungsdichteverteilung im Bereich der Erdelektrode (Bild 9-11). Bei einer Belastungsdauer von 15 h zeigt sich in der Simulation, dass die Raumladungszonen auch bei einer Temperatur von 40 °C stabil bleiben (Bild 9-11c).

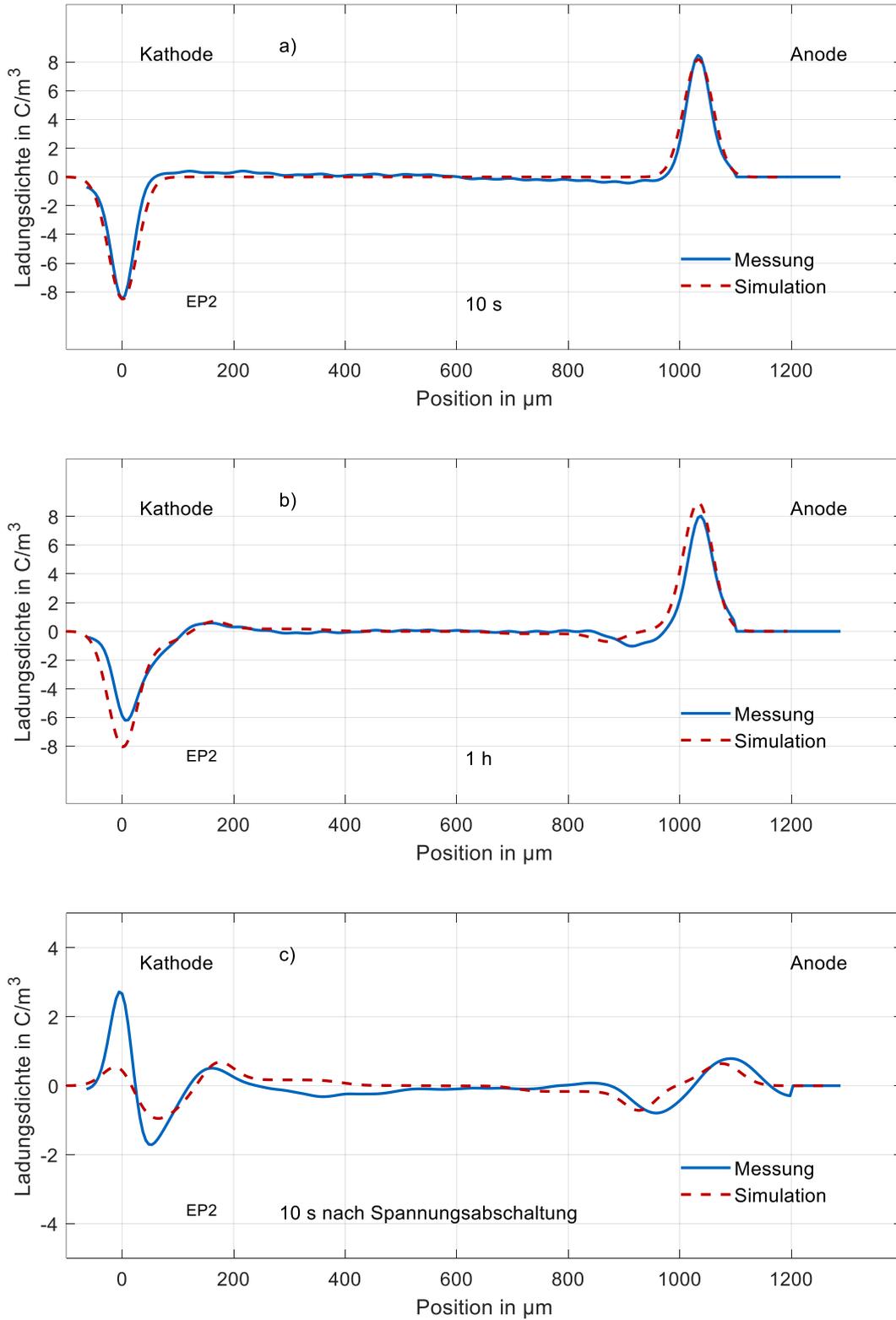


Bild 9-10: Gemessene und simulierte Ladungsdichteverteilung in EP2 ( $d = 1,07 \text{ mm}$ ) bei  $40^\circ\text{C}$  und  $10 \text{ kV}$  nach a)  $10 \text{ s}$ , b)  $1 \text{ h}$ , c)  $10 \text{ s}$  nachdem die Gleichspannung nach einer Belastungsdauer von  $1 \text{ h}$  abgeschaltet wurde

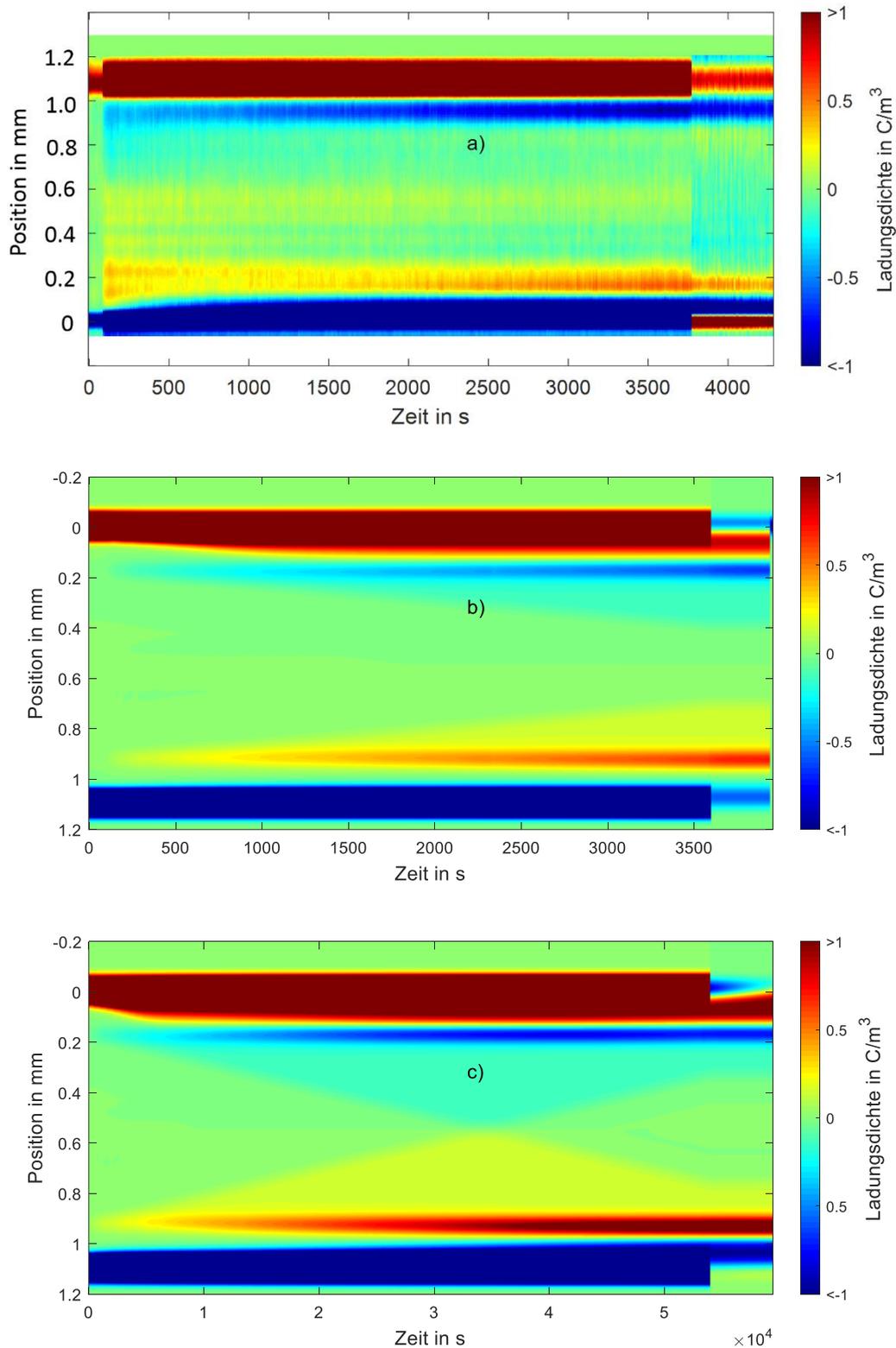


Bild 9-11: Zeitlicher Verlauf der gemessenen und simulierten Raumladungsdichteverteilung in EP2 ( $d = 1,07$  mm) bei 40 °C und 10 kV über unterschiedliche Beanspruchungsdauern a) Messung, Belastungsdauer 1 h, b) Simulation, Belastungsdauer 1 h, b) Simulation, Belastungsdauer 15 h (ca. 54000 s)

### *Einfluss Oberflächenschicht*

In der Simulation wird die Oberflächenschicht mit tiefen Haftstellen entfernt. Dadurch wird das Abschleifen des Isolierstoffprüflings um jeweils 0,15 mm pro Seite nachgebildet. Die anderen Simulationsparameter bleiben unverändert. Wird eine Gleichspannung von 10 kV bei einer Temperatur von 25 °C eingeprägt, wird der in Bild 9-12a gezeigte Verlauf der Ladungsdichteverteilung gemessen. Es zeigt sich nur eine schwache Ansammlung von *hetero-charges*, die injizierten *homo-charges* dringen weiter in den Isolierstoffprüfling vor. Dabei wird ihre Verteilung breiter. Wird diese Anordnung durch das Ladungstransportmodell simuliert, kann die in Bild 9-12b gezeigte Entwicklung der Ladungsdichteverteilung bestimmt werden. Wie in der Messung zeigt sich in der Simulation die Injektion von Ladungsträgern, die sich in den Isolierstoff hineinbewegen. Dabei wird die Verteilung der *homo-charges* deutlich breiter, was auf die tiefen Haftstellen im Isolierstoffvolumen zurückzuführen ist. Es zeigt sich in Bild 9-12b keine Akkumulation von *hetero-charges*, da die Oberflächenschicht entfernt wurde und die Ladungsträger somit leichter abfließen können. Es zeigt sich somit eine qualitative Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation.

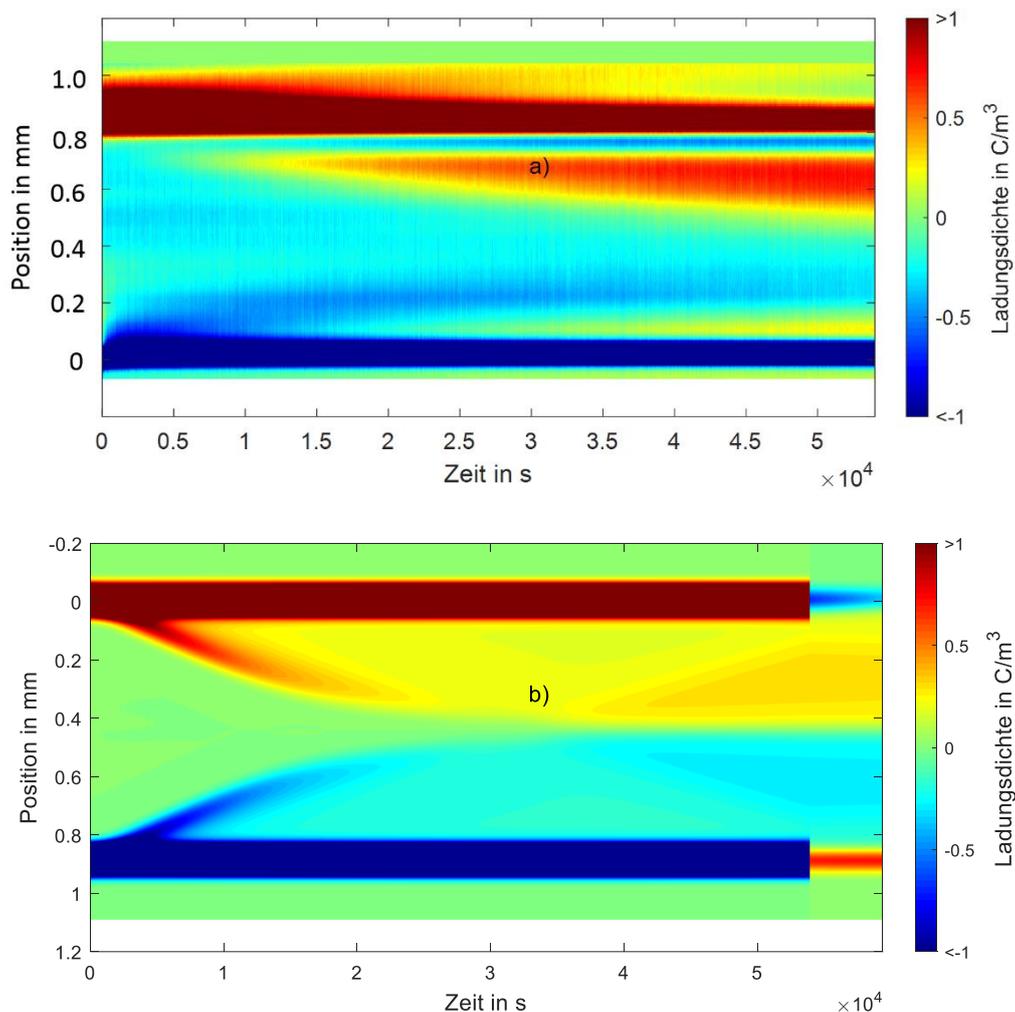


Bild 9-12: Gemessener (a) und simulierter (b) zeitlicher Verlauf der Raumladungsdichteverteilung bei 10 kV/mm und 25 °C in Isolierstoffprüflingen aus EP2 dessen Oberfläche beidseitig um jeweils 0,15 mm abgeschliffen wurde; (15 h entsprechen ca. 54000 s)

Die Ladungsdichteverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten vor der Faltung (Ladungsdichteverteilung aus COMSOL) (Bild 9-13a) zeigt die Bewegung der Ladungsträger aus den Elektroden in den Isolierstoff. Dabei wird die Verteilung der *homo-charges* breiter, da sie in Haftstellen gebunden werden. Vor den Elektroden zeigt sich außerdem eine geringe Akkumulation von *hetero-charges*, da aufgrund der Extraktionsbarriere nicht alle Ladungsträger ungehindert abfließen können. Diese Beobachtung stimmt mit der Messung überein, in der ebenfalls eine geringe Menge an *hetero-charges* festgestellt wird. Aufgrund der geringen Dichte an *hetero-charges* in der Simulation sind diese nach der Faltung jedoch nicht mehr sichtbar (Bild 9-13b). Die Betrachtung der Ladungsdichteverteilung nach der Faltung zu verschiedenen Zeitpunkten zeigt deutlich die Bewegung der *homo-charges* in den Isolierstoffprüfling.

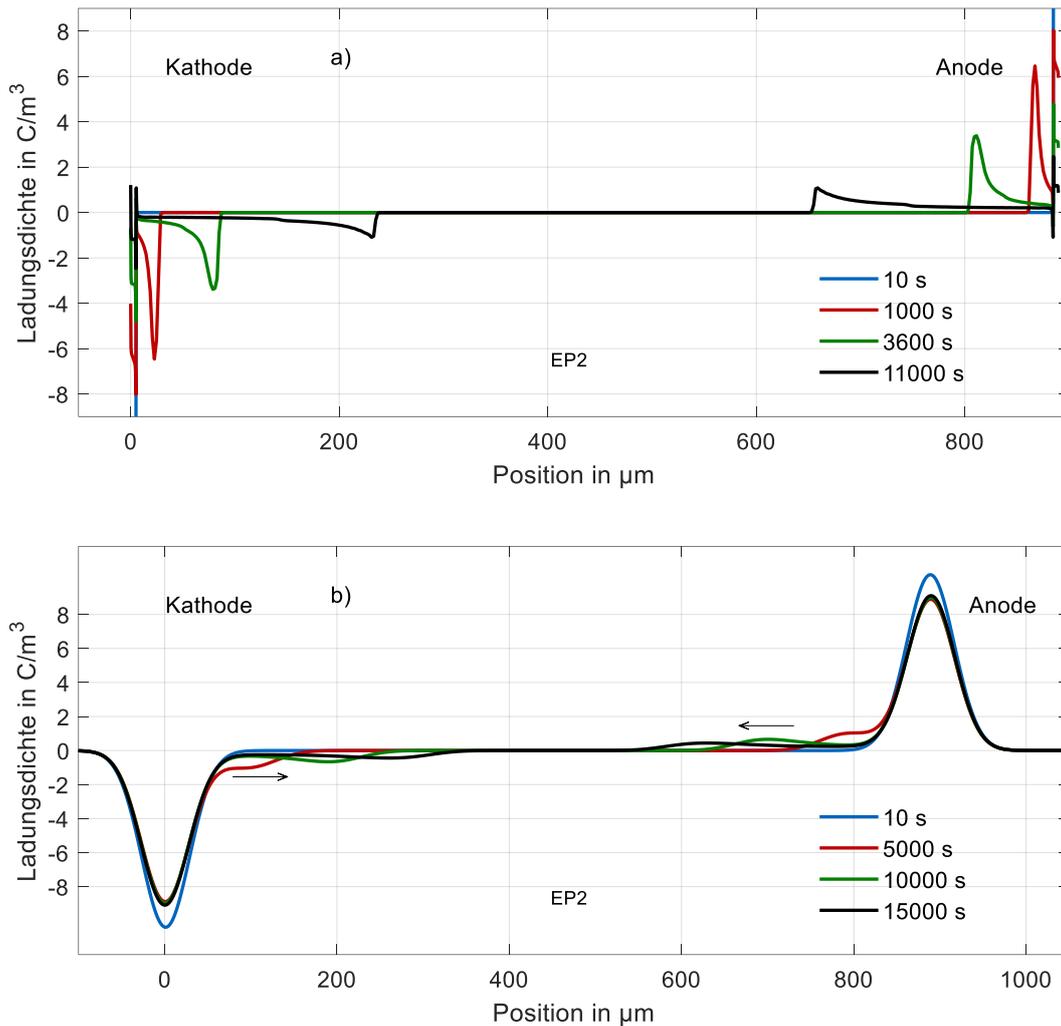


Bild 9-13: Simulierte Ladungsdichteverteilung in einem abgeschliffenen Isolierstoffprüfling aus EP2 bei 10 kV und 25 °C; a) vor Faltung (COMSOL-Darstellung), b) nach Faltung (PEA-Darstellung)

### Akkumulierte Ladung

Die im Isolierstoff akkumulierten *homo-charges* und *hetero-charges* werden in der Simulation bei verschiedenen Feldstärken bestimmt und mit den in den Messungen bestimmten Ladungsmengen (vgl. Bild 6-21) verglichen. Bild 9-14 zeigt die gemessenen und die simulierten *homo-charges* bei 25 °C und verschiedenen Feldstärken. Die akkumulierte Ladung wird dabei jeweils bestimmt, 10 s nachdem die Spannung nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurde. In der Simulation werden ausschließlich die Ladungen im Isolierstoffvolumen berücksichtigt. Ladungen, die evtl. noch in den Oberflächenzuständen vorhanden sind, werden nicht betrachtet. Die *homo-charges* steigen etwa linear mit der angelegten Spannung an, was auf den linearen Zusammenhang zwischen den Ladungen in den Oberflächenzuständen und der angelegten Spannung zurückzuführen ist. In Bild 9-14

sind auch die simulierten *hetero-charges* enthalten. Diese sind deutlich geringer als die akkumulierten *homo-charges* und können in der Messung aufgrund ihrer geringen Dichte nicht festgestellt werden. Auch die akkumulierten *hetero-charges* steigen im dargestellten Bereich linear mit der angelegten Spannung an. Die in der Simulation akkumulierten Ladungen werden dabei durch COMSOL 10 s nach Spannungsabschaltung integriert.

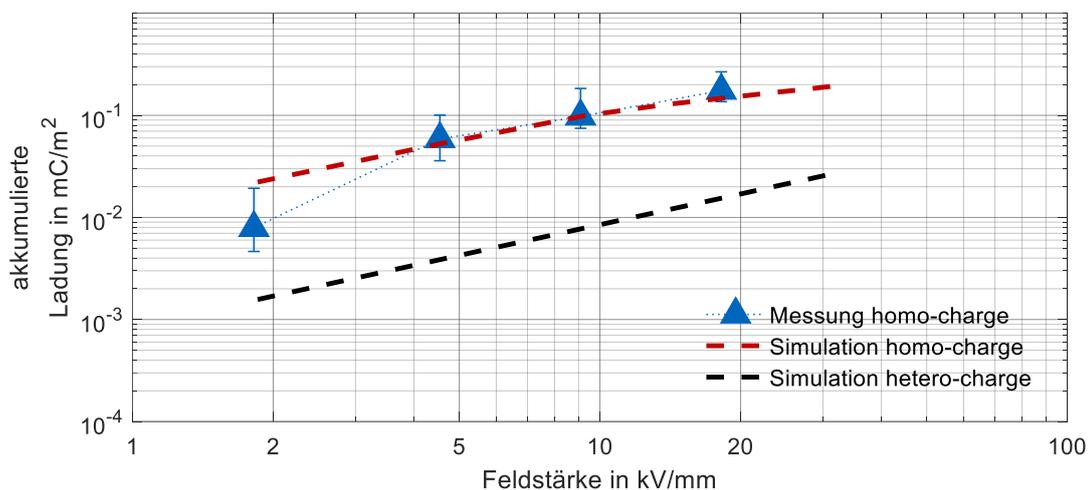


Bild 9-14: Gemessene und simulierte *homo-charges* und *hetero-charges* in EP2 bei 25 °C, nachdem verschiedene Feldstärken nach einer Belastungsdauer von einer Stunde abgeschaltet wurden

Bild 9-15 zeigt die gemessenen und simulierten akkumulierten *homo-charges* und *hetero-charges* nach verschiedenen Belastungsdauern. Die akkumulierten *homo-charges* (Bild 9-15a) nehmen zunächst schnell zu, was auf die Freisetzung von Ladungsträgern aus den Oberflächenzuständen und die Bindung in tiefen Haftstellen zurückzuführen ist. Dieser Vorgang endet mit dem Erreichen eines Gleichgewichtszustandes, weshalb sich die Zunahme der *homo-charges* deutlich verlangsamt. Die weitere, langsame Zunahme der *homo-charges* in der Simulation ist insbesondere auf injizierte Ladungen nach dem Schottky-Mechanismus zurückzuführen. In der Messung scheinen die akkumulierten *homo-charges* leicht reduziert, was vermutlich auf eine stärkere Akkumulation von *hetero-charges* zurückzuführen ist, die einen Anteil der *homo-charges* überdecken. Die akkumulierten *hetero-charges* (Bild 9-15b) steigen mit der Belastungsdauer an, was auf eine kontinuierliche Verschiebung von Ladungsträgern zurückzuführen ist. Da die Akkumulation von *hetero-charges* auf die Verschiebung einer endlichen Anfangsladungsdichte zurückzuführen ist, ist das Erreichen eines Sättigungszustandes zu erwarten, der sich in Bild 9-15b nach ca. 10 Stunden andeutet. Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen Simulation und Messung zu erzielen,

wurden die simulierten Ladungsdichteverteilungen mit der Übertragungsfunktion  $g(x)$  gefaltet (PEA-Darstellung, vgl. Abschnitt 9.1.2) und anschließend genau wie die gemessenen Ladungsdichteverteilungen integriert.

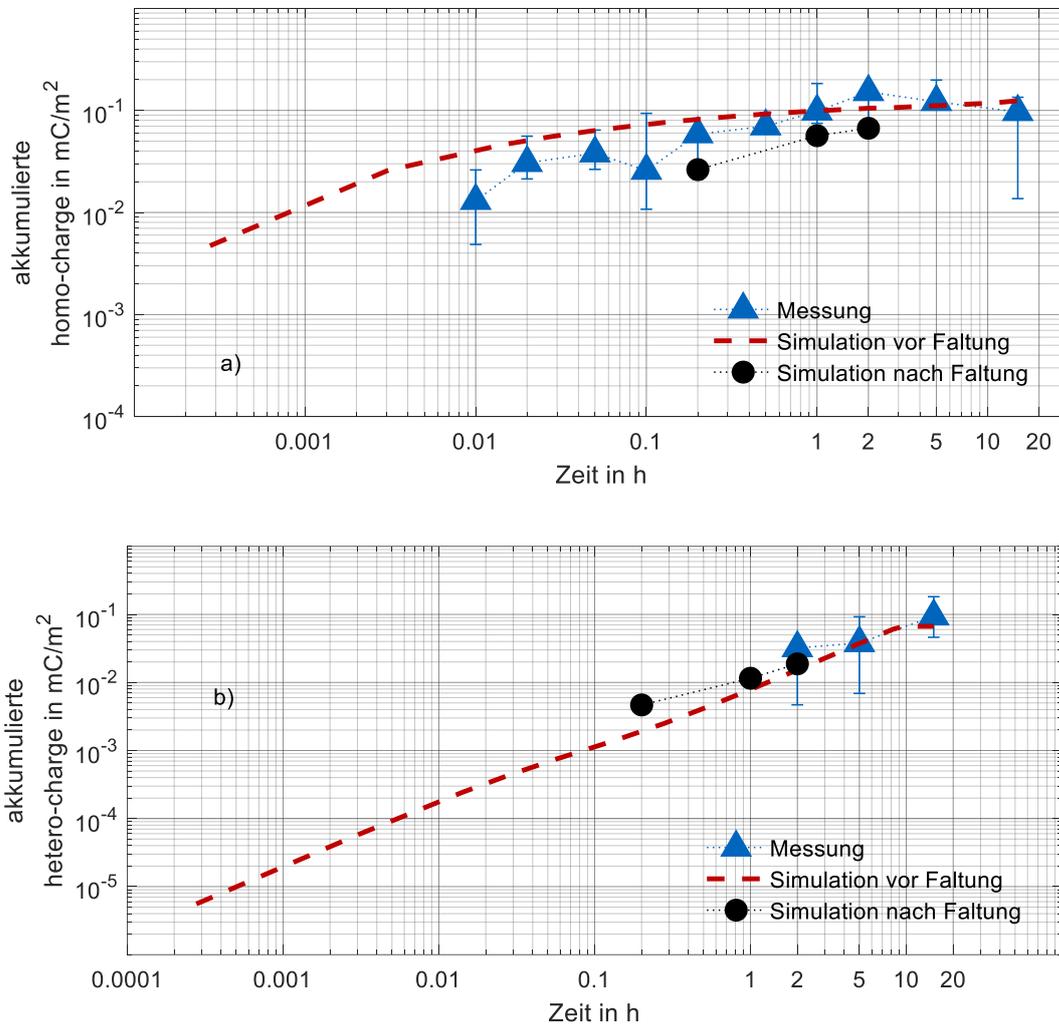


Bild 9-15: Gemessene und simulierte akkumulierte Ladung in EP2 bei 25 °C, 10 kV (9,2 kV/mm) und verschiedenen Belastungsdauern; a) akkumulierte *homo-charge*, b) akkumulierte *hetero-charge*

Da sich in dieser Darstellung Ladungen unterschiedlicher Polarität überdecken, weichen diese Ergebnisse leicht von den simulierten Verläufen der akkumulierten Ladung ab. Insgesamt ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation feststellbar. Die akkumulierte *homo-charge* steigt auf etwa  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$  an. Daraus kann die Dichte der besetzten Oberflächenzustände nach Gl. 9-6 zu  $9,36 \cdot 10^{14} \text{ 1/m}^2$  abgeschätzt werden. Dieser Wert liegt nach Literaturangaben in einer sinnvollen Größenordnung (z.B.  $1,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$  in [Ber-85] für HDPE Aluminium-Elektroden bei 11 kV/mm, vgl. Abschnitt 2.2.2.1).

$$N_{ss} = \frac{\sigma}{e} = \frac{1,5 \cdot 10^{-4} \text{C/m}^2}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}} = 9,36 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{m}^2} \quad \text{Gl. 9-6}$$

Werden die akkumulierten *homo-charges* und *hetero-charges* bei einer Temperatur von 40 °C bei verschiedenen Feldstärken in der Simulation bestimmt und mit den Messungen verglichen, kann der in Bild 9-16 gezeigte Verlauf ermittelt werden. Genau wie bei einer Temperatur von 25 °C steigt die akkumulierte *homo-charge* und die akkumulierte *hetero-charge* mit der angelegten Feldstärke an. Bei einer Temperatur von 40 °C konnte auch in der Messung akkumulierte *hetero-charge* festgestellt werden. Sowohl bei akkumulierter *homo-charge* als auch bei akkumulierter *hetero-charge* kann eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation festgestellt werden.

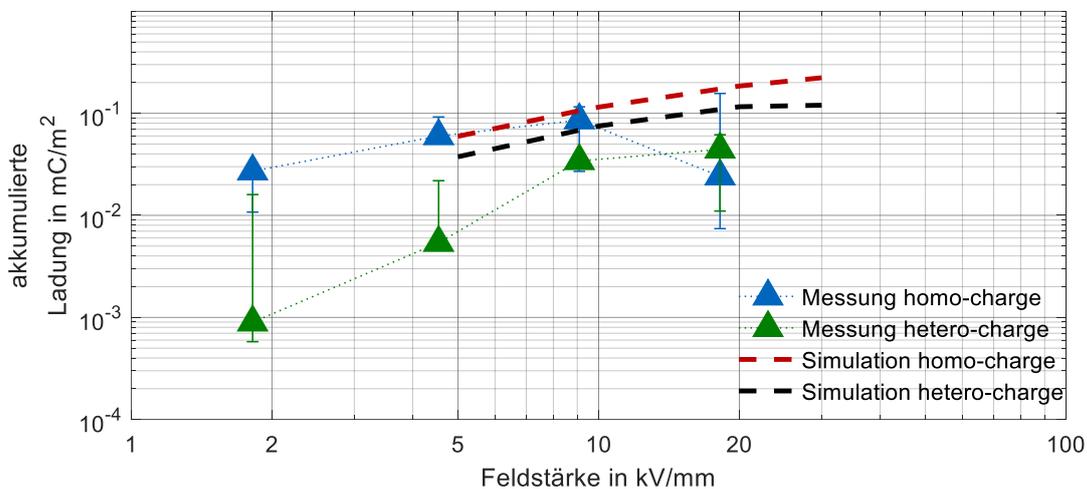


Bild 9-16: Gemessene und simulierte *homo-charges* und *hetero-charges* in EP2 bei 40 °C und verschiedenen Feldstärken

Die akkumulierte Ladung wird bei 25 °C und verschiedenen Feldstärken für einen abgeschliffenen Isolierstoffprüfling simuliert und in Bild 9-17 mit der simulierten akkumulierten Ladung in einem unbehandelten Isolierstoffprüfling verglichen. Es zeigt sich insgesamt eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Verläufen. Insbesondere bei geringen Feldstärken ist die akkumulierte Ladung sehr ähnlich. Bei hohen Feldstärken ist eine geringe Abweichung feststellbar. So steigt die akkumulierte Ladung in unbehandelten Isolierstoffprüflingen an. In abgeschliffenen Isolierstoffprüflingen bleibt sie nach dem Anstieg zu Beginn etwa konstant, was darauf zurückzuführen ist, dass Ladungsträger aufgrund der entfernten Oberflächenschicht abfließen können.

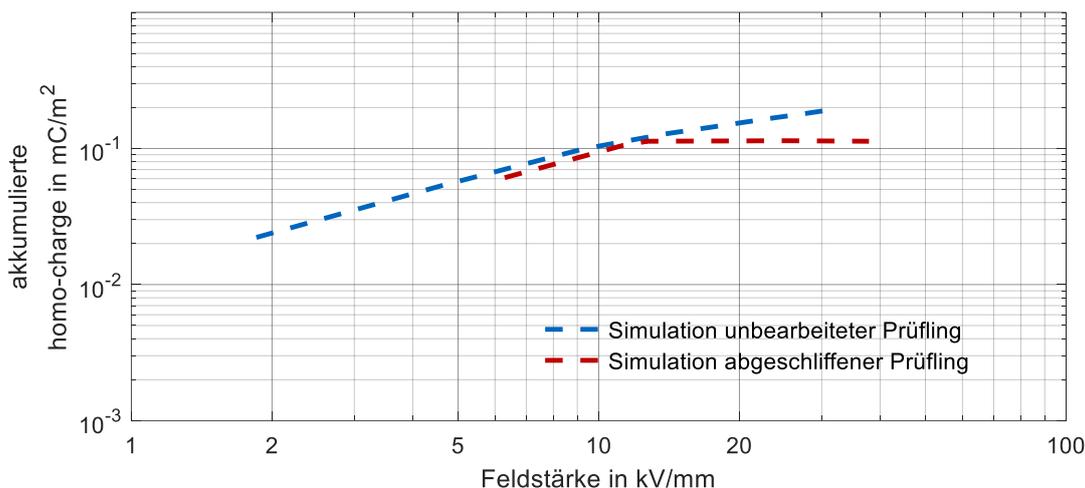


Bild 9-17: Simulierte *homo-charges* in EP2 bei 25 °C und verschiedenen Feldstärken in abgeschliffenen und unveränderten Isolierstoffprüflingen

Das Ladungstransportmodell konnte auch erfolgreich auf die Simulation der Ladungsdichteverteilung in EP1 angewendet werden. Dazu wurden insbesondere die Anfangsladungsträger aus der Simulation entfernt, weshalb keine *hetero-charges* akkumulierten. Die restlichen Simulationsparameter wurden nur leicht verändert.

### 9.3 Simulation des Gesamtstroms in Epoxidharzformstoff

Wird ein Isolierstoffprüfling aus EP2 sprungförmig mit einer elektrischen Feldstärke von 2 kV/mm bzw. 5 kV/mm beaufschlagt, liefert die Simulation den in Bild 9-18 gezeigten Gesamtstrom in der Simulationsanordnung. Zum Vergleich sind in Bild 9-18 außerdem die gemessenen Gesamtströme eingezeichnet, die bereits in Bild 7-2 vorgestellt wurden. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den simulierten Gesamtströmen. Der simulierte Gesamtstrom wird zu Beginn durch den Polarisationsstrom bestimmt, der durch die zeitabhängige Permittivität implementiert ist. Dieser Anteil nimmt ab, bis der Gesamtstrom gegen Ende der Simulationsdauer durch den Injektionsstrom nach dem Schottky-Mechanismus bestimmt wird. Die Darstellung ist auf den maximal gemessenen Wert der Gesamtstromdichte normiert (5 kV/mm nach einer Sekunde).

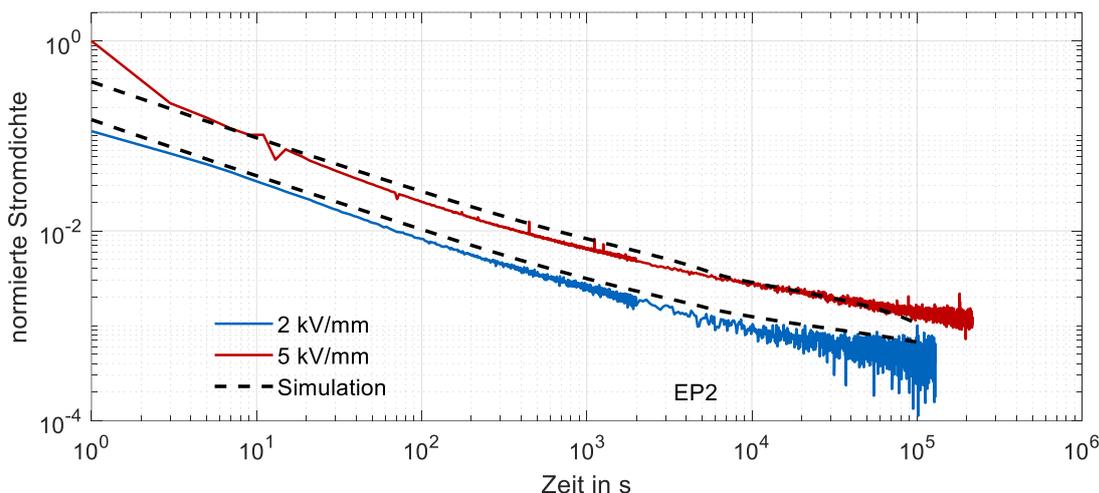


Bild 9-18: Gemessenes und simuliertes Gesamtstromdichten in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 bei sprungförmiger Erregung mit unterschiedlichen Feldstärken und einer Temperatur von 25 °C; Stromdichten auf maximalen Wert normiert

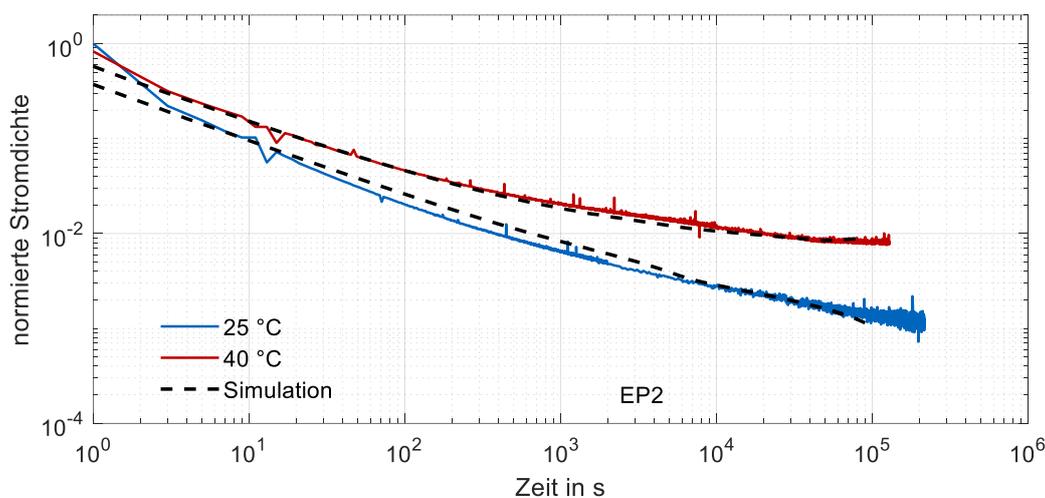


Bild 9-19: Gemessenes und simuliertes dielektrisches Antwortverhalten von plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus EP2 bei unterschiedlichen Temperaturen und einer sprungförmigen Erregung mit 5 kV/mm; Stromdichten auf maximalen Wert normiert

Wird der Gesamtstrom bei sprungförmiger Erregung mit 5 kV/mm bei verschiedenen Temperaturen simuliert und mit den Messungen verglichen, können die in Bild 9-19 gezeigten Verläufe der Gesamtstromdichte ermittelt werden. Es zeigt sich eine deutliche Zunahme der Gesamtstromdichte mit der Temperatur. Dies ist in der Simulation insbesondere auf den höheren Injektionsstrom zurückzuführen. Es kann insgesamt eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation festgestellt

werden. Die Darstellung ist auf den maximal gemessenen Wert der Gesamtstromdichte normiert.

Die quasi-stationären Stromdichten werden nach einer Beanspruchungsdauer von 25 Stunden in der Simulation bestimmt und mit den gemessenen Stromdichten in Bild 7-8 verglichen (Bild 9-20). Es zeigt sich eine Zunahme der quasi-stationären Stromdichten mit der elektrischen Feldstärke. Es kann eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation festgestellt werden. Die Darstellung ist auf den minimal gemessenen Wert der quasi-stationären Stromdichte normiert.

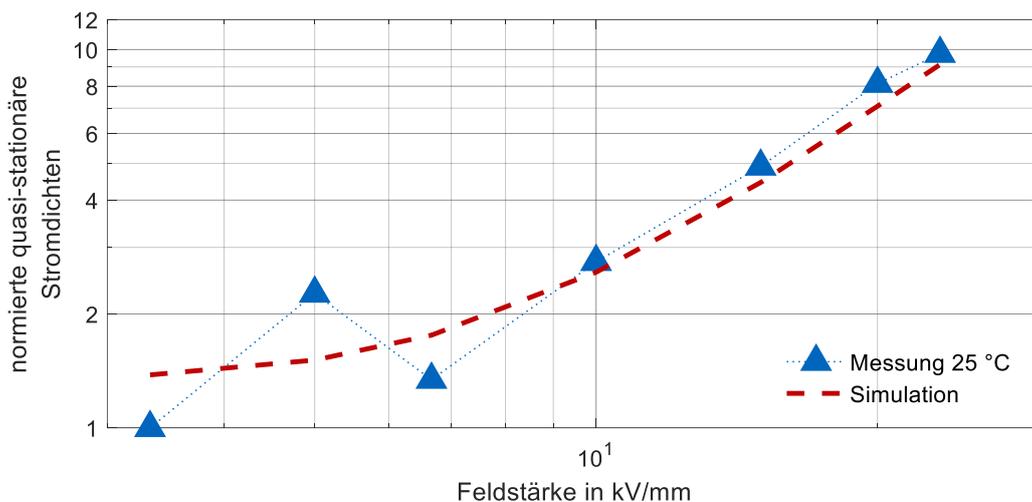


Bild 9-20: Gemessene und simulierte quasi-stationäre Stromdichten in Isolierstoffprüflingen aus EP2 mit eingegossenen Elektroden aus Aluminium bei verschiedenen Feldstärken nach einer Belastungsdauer von 30 Stunden; auf minimalen Wert normiert

## 9.4 Fazit

Zur Verifikation des Ladungstransportmodells wurde die räumliche und zeitliche Entwicklung der Raumladungsdichteverteilung in Epoxidharzformstoff simuliert und mit Messungen verglichen.

Folgendes zeigt sich in der Simulation: Ladungsträger werden aus den Elektroden in den Isolierstoff injiziert und akkumulieren vor den Elektroden. Die Injektion wird dabei durch den Schottky-Mechanismus und durch Oberflächenzustände bestimmt. Injizierte Ladungsträger akkumulieren in tiefen Haftstellen, die insbesondere vor den Elektroden eine hohe Dichte aufweisen. Speziell beim untersuchten Isolierstoff EP2 akkumulieren bei längeren Beanspruchungsdauern außerdem *hetero-charges* vor beiden Elektroden, da sie von der Oberflächenschicht darin behindert werden, die entgegengesetzte Elektrode zu erreichen. Werden die tiefen Haftstellen an der

Prüflingsoberfläche entfernt, können injizierte Ladungsträger weiter in den Isolierstoff vordringen. Die Akkumulation von *hetero-charges* ist deutlich reduziert, da sie nun die entgegengesetzte Elektrode erreichen und hauptsächlich abfließen können. Diese Vorgänge konnten durch die Messungen verifiziert werden.

Es wurden außerdem die Stromdichten an der Oberfläche des Isolierstoffprüflings simuliert und daraus der Strom in den Zuleitungen berechnet.

Folgendes zeigt sich in der Simulation: Der in den Zuleitungen gemessene Strom setzt sich aus dem Injektionsstrom gemäß dem Schottky-Mechanismus und dem Polarisationsstroms zusammen. Der Polarisationsstrom wird durch eine zeitabhängige Permittivität modelliert. Die simulierten zeitlichen Verläufe des Gesamtstromes und die Abhängigkeit des quasi-stationären Stromes über der Feldstärke konnten durch Messungen verifiziert werden.

Das entwickelte Ladungstransportmodell kann auch zur Bestimmung der elektrischen Feldverteilung in GIS eingesetzt werden, um die Leitfähigkeitsmechanismen im festen Isolierstoff abzubilden. Auch im Isolator käme es zur Ladungsträgerinjektion von Ladungsträgern, welche nach der Injektion als *homo-charges* in tiefen Haftstellen vor der Elektrode akkumulieren. Es kommt somit zu einer Absenkung der elektrischen Feldstärke vor der Elektrode. Aufgrund der geringen Eindringtiefe der injizierten Ladungsträger, ändern diese das elektrische Feld entlang der Gas-Feststoff-Grenzfläche jedoch nicht nennenswert.

## 10 Zusammenfassung

Wird ein Isoliersystem sprungförmig mit Gleichspannung beaufschlagt, geht die anfängliche kapazitive Feldverteilung, die durch die Permittivitäten der beteiligten Isolierstoffe bestimmt ist, in die stationäre resistive Feldverteilung über. Die resistive Feldverteilung wird durch die spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten der beteiligten Isolierstoffe bestimmt. Zur Auslegung von Isoliersystemen in GIS müssen die physikalischen Effekte bekannt sein, welche die spezifische elektrische Leitfähigkeit beeinflussen. In der vorliegenden Arbeit wurden die Einflussfaktoren auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Epoxidharzformstoff untersucht.

Zu diesem Zweck wurde ein Ladungstransportmodell entwickelt, das die Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff, die Bewegung von Ladungsträgern im Isolierstoff, die Akkumulation von Ladungsträgern und die Polarisation berücksichtigt. Dieses Ladungstransportmodell wurde im FEM-Programm COMSOL Multiphysics® implementiert. Auf diese Weise kann die räumliche und zeitliche Entwicklung der Ladungsdichte in Epoxidharzformstoff berechnet werden. Die Simulationsparameter wurden dabei aus der Literatur entnommen oder aus eigenen Messungen abgeschätzt.

Zur Verifikation des Ladungstransportmodells wurden die physikalischen Leitfähigkeitsmechanismen in Epoxidharzformstoff durch Raumladungsmessungen nach der PEA-Methode in einem weiten Parameterbereich von Feldstärke (ca. 2 kV/mm bis 20 kV/mm) und Temperatur (25 °C bis 60 °C) geklärt. Es konnte festgestellt werden, dass unter Gleichspannungsbelastung Ladungsträger in den Isolierstoff injiziert werden und vor der Elektrode als *homo-charges*, also als gleichpolare Ladungen, akkumulieren. Die Injektion von Ladungsträgern in den Isolierstoff ist dabei vom Kontakt zwischen der Elektrode und dem Isolierstoff abhängig. Es zeigte sich eine deutlich stärkere Injektion von Ladungsträgern am Übergang von einer Aluminiumelektrode zum Isolierstoff als am Übergang von leitfähigem Silikon zum Isolierstoff. Es konnte schon bei relativ geringen Feldstärken von unter 5 kV/mm eine Injektion von Ladungsträgern in den Isolierstoff festgestellt werden. Im untersuchten Feldstärkebereich von 2 kV/mm bis ca. 18,5 kV/mm wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der akkumulierten *homo-charge* und der angelegten Spannung ermittelt. Bei ausreichend langen Beanspruchungsdauern konnte in einem der untersuchten Isolierstoffe die Akkumulation von *hetero-charges*, also gegenpolaren Ladungen, vor den Elektroden beobachtet werden. Die Akkumulation von *hetero-charges* trat bei höheren Temperaturen und hohen Feldstärken beschleunigt auf.

Es wurde festgestellt, dass die Akkumulation von Ladungsträgern vor den Elektroden durch eine Oberflächenschicht beeinflusst wird, die aufgrund des Gießprozesses (Gießhaut) und vermutlich aufgrund von Oxidschichten zu tiefen Haftstellen führt. Diese Haftstellen bewirken die Akkumulation von Raumladungen. Es akkumulieren daher sowohl *homo-charges*, da diese nach der Injektion nicht weit in den Isolierstoff gelangen können, als auch *hetero-charges*, da diese nicht bis zur Gegenelektrode gelangen können, um abzufließen. Wird diese Oberflächenschicht durch das Abschleifen der Prüflingsoberfläche entfernt, akkumulieren die injizierten Ladungsträger nicht mehr in direkter Nähe zur Elektrode, sondern dringen als Ladungspaket weiter in den Isolierstoffprüfling vor. Die Akkumulation von *hetero-charges* ist deutlich reduziert. Die Oberflächenschicht hat allerdings keinen Einfluss auf die gemessene spezifische elektrische Leitfähigkeit der Prüflinge.

In Widerstandsmessungen gemäß VDE 0307-3-1 wurde das dielektrische Antwortverhalten von Epoxidharzformstoff in Abhängigkeit der Temperatur und der Feldstärke bestimmt. Es konnte gezeigt werden, dass die dielektrische Antwortfunktion durch die Curie-von Schweidler-Funktion approximiert werden kann. Der Exponent  $n$  der Curie-von Schweidler-Funktion wird dabei nur schwach von der Feldstärke und der Temperatur beeinflusst. Bei Messungen mit Feldstärken von bis zu 27 kV/mm an Isolierstoffprüflingen mit eingegossenen Elektroden konnte gezeigt werden, dass der quasi-stationäre Strom des untersuchten Epoxidharzformstoffes ab einer kritischen Feldstärke von ca. 10 kV/mm stärker ansteigt, als dies durch das ohmsche Gesetz zu erwarten wäre. Dies wird auf Injektionsprozesse zurückgeführt. Die Feldstärkeabhängigkeit der Stromdichte folgt der Gesetzmäßigkeit des Schottky-Mechanismus.

Für diese Arbeit wurde ein Aufbau erstellt, der es ermöglicht, Ladungsträger beidseitig auf die Oberflächen eines plattenförmigen Isolierstoffprüflings aufzubringen und anschließend den Ladungsabbau berührungslos zu messen. Der Ladungsabbau erfolgte dabei primär durch das Isolierstoffvolumen. Durch diesen Aufbau ist es möglich, die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Isolierstoffes ohne Kontakt zu einer Elektrode zu bestimmen. Die nach dieser Methode ermittelten spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten von Epoxidharzformstoff stimmen gut mit den spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten überein, die durch eine Strom/Spannungsmessung gemäß VDE 0307-3-1 bestimmt wurden.

Die räumliche und zeitliche Entwicklung der Ladungsdichte im Isolierstoffvolumen und die Stromdichte in den Zuleitungen eines zwischen zwei Elektroden kontaktierten plattenförmigen Isolierstoffprüflings nach einer sprungförmigen Erregung mit einer Gleichspannung wurde mit dem Ladungstransportmodell simuliert. Das

Ladungstransportmodell konnte durch Raumladungsmessungen und Widerstandsmessungen gemäß VDE 0307-3-1 verifiziert werden.

Die Erkenntnisse über die Ladungsdichteverteilung in plattenförmigen Isolierstoffprüflingen aus Epoxidharzformstoff sind auch Isolatoren in GIS übertragbar. Auch dort ist mit der Injektion von Ladungsträgern aus den Elektroden in den Isolierstoff zu rechnen. Aufgrund der geringen Eindringtiefe der injizierten Ladungsträger haben diese jedoch keinen deutlichen Einfluss auf die elektrische Feldverteilung entlang der Gas-Feststoff-Grenzfläche. Injizierte Ladungsträger (homo-charges) werden die Feldstärke vor den Elektroden des Isolators reduzieren.

## 11 Literaturverzeichnis

- [Ala-18] S. Alam, Y. V. Serdyuk, S. M. Gubanski  
*Field-dependent electric conductivities of silicone rubbers deduced from measured currents and surface potential decay characteristics*  
International Journal of Polymer Analysis and Characterization,  
21 Sep 2018
- [Ali-94] J. M. Alison, R. M. Hill  
A model for bipolar charge transport, trapping and recombination in degassed crosslinked polyethene  
Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 27, Number 6, pp. 1291-1299, 1994
- [Ali-98] J.M. Alison  
*A high field pulsed electro-acoustic apparatus for space charge and external circuit current measurement within solid insulators*  
Meas. Sci. Technol. 9 (1998) 1737–1750
- [And-10] T. Andritsch  
*Epoxy Based Nanodielectrics for High Voltage DC-Applications – Synthesis, Dielectric Properties and Space Charge Dynamics*  
Dissertation TU Delft, 2010
- [Bal-01] M. A. Baldo and S. R. Forrest  
*Interface-limited injection in amorphous organic semiconductors*  
Physical Review B, Volume 64, 2001
- [Bar-47] J. Bardeen  
*Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact*  
Physical Review Volume 71, Number 10, 15. Mai 1947
- [Bär-10] R. Bärsch, A. Küchler  
*Beanspruchungen und elektrisches Verhalten von Isoliersystemen bei Gleich- und Mischfeldbeanspruchungen*  
ETG-Fachtagung 28.09.2010, Köln; Paper 1.3

- [Ber-85] H. von Berlepsch  
*Interpretation of surface potential kinetics in HDPE by a trapping model*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 18 (1985) 1155-1170
- [Ber-88] H. von Berlepsch  
*Charge carrier transport in polyethylene studied by surface potential kinetics*  
Progr. Colloid Polym. Sci., Vol. 78, pp.109-112, 1988
- [Bey-86] M. Beyer, W. Boeck, K. Möller, W. Zaengl  
*Hochspannungstechnik - Theoretische und praktische Grundlagen*  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH,  
Berlin Heidelberg New York 1986
- [Bla-01] G. Blaise  
*Charge localization and transport in disordered dielectric materials*  
Journal of Electrostatics 50 (2001) 69-89, 2001
- [Bou-06] F. Boufayed, G. Teyssède, C. Laurent  
*Models of bipolar charge transport in polyethylene*  
Journal of Applied Physics 100, 104105 (2006)
- [Bro-11] T.L. Brown, H.E. LeMay, B.E. Bursten  
*Chemie*  
Pearson Higher Education, München, Harlow, Amsterdam,  
10. Auflage 2011
- [Chr-07] T. Christen, M. Seeger,  
*Simulation of unipolar space charge controlled electric fields*  
Journal of Electrostatics 65 (2007) 11-20, pp. 11-20, 2007
- [Chu-80] J. Chutia and K. Barua  
*DC conduction phenomenon in polyvinylacetate films*  
J. Phys. D: Appl. Phys., 13 (1980) L9-13
- [Dav-69] D. K. Davies  
*Charge generation on dielectric surfaces*  
Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 2, Number 11, 1969
- [Dis-92] L.A Dissado, J.C Fothergill  
*Electrical Degradation and Breakdown in Polymers*  
The Redwood Press, Wiltshire, UK, 1992

- [Dis-07a] L. A. Dissado and S. Le Roy  
*The effect of Contact Charge upon the Injection Current at an Electrode-Insulator Interface*  
2007 IEEE International Conference on Solid Dielectrics, Winchester, 2007, pp. 31-34
- [Dis-07b] L. A. Dissado, S. Zadeh, J. C. Fothergill and A. See  
*Temperature dependence of charge packet velocity in XLPE cable peelings*  
2007 Annual Report - Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Vancouver, BC, 2007, pp. 425-428
- [Dis-11] L. A. Dissado, G. C. Montanari, and D. Fabiani  
*Fast soliton-like charge pulses in insulating polymers*  
Journal of Applied Physics 109, 064104 (2011)
- [Fab-09a] D. Fabiani, G. C. Montanari, L. A. Dissado, C. Laurent and G. Teyssedre  
*Fast and slow charge packets in polymeric materials under DC stress*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 16, no. 1, pp. 241-250, February 2009
- [Fab-09b] D. Fabiani, G. C. Montanari, E. Siracusano and L. A. Dissado  
*Ultra-fast space charge packets in nanostructured epoxy-based materials*  
2009 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Virginia Beach, VA, 2009, pp. 31-34
- [Far-03] M. Farahani, H. Borsi, E. Gockenbach  
*Calculation and Measurement of Dielectric Response Function in Insulation Systems of High Voltage Rotating Machines*  
Proceedings of the 7th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials 2003, vol.1, no., pp.290,293 vol.1, 1-5 June 2003
- [Fre-13] M.F. Fréchette ; M. Guo ; Th. Heid ; E. David ; S. Savoie ; S. Sutton ; S.J. Han  
*Dielectric response of polyethylene modified with nanosilica*  
2013 IEEE Electrical Insulation Conference (EIC), Ottawa, ON, 2013, pp. 276-280
- [Fuk-94] M. Fukuma, M. Nagao and M. Kosaki  
*Computer analysis on transient space charge distribution in polymer*  
Proceedings of 1994 4th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM), Brisbane, Queensland, Australia, 1994, pp. 24-27 vol.1

- [Gal-05] O. Gallot-Lavallée, G. Teyssède, C. Laurent and S. Rowe  
*Space charge behaviour in an epoxy resin: the influence of fillers, temperature and electrode material*  
Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 38, Number 12,  
pp. 2017-2025, 2005
- [Gre-16a] R. Gremaud, Z. Zhao, M. Baur  
*Measurement of DC conduction in alumina-filled epoxy*  
2016 IEEE International Conference on Dielectrics (ICD), Montpellier,  
2016, pp. 1097-1101
- [Gre-16b] R. Gremaud, C.B. Doiron, M. Baur, P. Simka, V. Teppati, M. Hering et. al.  
*Solid-gas insulation in HVDC gas-insulated system: Measurement, modeling and experimental validation for reliable operation*  
Cigré D1-101, Paris, 2016
- [Ham-51] B.V. Hamon  
*An approximate method for deducing dielectric loss factor from direct-current measurements*  
Proceedings of the IEE - Part IV: Institution Monographs, vol. 99, no. 3,  
pp. 151-155, July 1952
- [Hel-00] A. Helgeson  
*Analysis of dielectric response measurement methods and dielectric properties of resin-rich insulation during processing*  
Dissertation Kungl. Tekniska Högskolan Strockholm, Schweden, 2000
- [Her-16] M. Hering  
Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung  
Dissertation, TU Dresden, 2016
- [Her-17] M. Hering, U. Riechert, S. Tenbohlen  
*Gasolierte Schaltanlagen für die Hochspannungsgleichstromübertragung*  
Energietechnische Gesellschaft im VDE (ETG) Mitgliederinformation  
01/2017, S. 6-9
- [Hil-71] R.M. Hill  
*Hopping conduction in amorphous solids*  
Philosophical Magazine, 24:192, 1307-1325, 1971

- [Hip-54] A. v. Hippel  
*Dielectric Materials and Applications*  
Technology Press of MIT and John Wiley, New York, 1954
- [Hoa-14] A. T. Hoang, Y. V. Serdyuk, S. M. Gubanski  
*Electrical Characterization of a New Enamel Insulation*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 21,  
No. 3; June 2014
- [Hoa-15] A. T. Hoang, Y. V. Serdyuk, S. M. Gubanski  
*Mechanisms of Surface Potential Decay on Enamel Wire Coatings*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,  
vol. 22, no. 6, pp. 3470-3480, December 2015
- [Hor-03] T. Hori, K. Kaneko, T. Mizutani and M. Ishioka  
*Effects of Electrode on Space Charge in Low-Density Polyethylene*  
Proceedings of the 7th International Conference on Properties and  
Applications of Dielectric Materials June 1-5 2003 Nagoya
- [Hoz-94] N. Hozumi, H. Suzuki, T. Okamoto, K. Watanabe, A. Watanabe  
*Direct observation of time dependent space charge profiles in XLPE cable  
under high electric fields*  
IEEE Trans. on DEI, Vol. 1, No. 6, pp. 1068-1076 (1994)
- [Hoz-98] N. Hozumi, T. Takeda, H. Suzuki, T. Okamoto  
*Space charge behavior in XLPE cable insulation under  
0.2-1.2 MV/cm dc fields*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5, no. 1,  
pp. 82-90, Feb. 1998
- [Hoz-15] N. Hozumi, M. Hor  
*Space Charge Measurement for Full-scale HVDC Cables Using  
Pulsed-electroacoustic Method*  
Cigré SCD1 Colloquium, Rio de Janeiro, Brazil – September 13-18, 2015
- [Ied-84] M. Ieda  
*Electrical Conduction and Carrier Traps in Polymeric Materials*  
IEEE Transactions on Electrical Insulation, vol. EI-19, no. 3, pp. 162-178,  
June 1984

- [Jon-05] J. P. Jones, J. P. Llewellyn, T. J. Lewis  
*The contribution of field-induced morphological change to the electrical aging and breakdown of polyethylene*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,  
vol. 12, no. 5, pp. 951-966, Oct. 2005
- [Jon-83] A.K. Jonscher  
*Dielectric Relaxation in Solids*  
Chelsea Dielectrics Press, London, 1983
- [Kan-97] K. Kaneko, T. Odaka, Y. Suzuoki, T. Mizutani  
*Study on space charge dynamics by computer simulation: Formation and transport of space charge packet*  
Proceedings of 5th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Seoul, South Korea, 1997, pp. 821-824  
vol.2
- [Kan-99] K. Kaneko, T. Mizutani, Y. Suzuoki  
*Computer simulation on formation of space charge packets in XLPE films*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 6, no. 2, pp. 152-158, April 1999
- [Kao-81] K. Kao, W. Hwang  
*Electrical Transport in Solids*  
Pergamon Press: New-York, 1981
- [Kao-04] K.C. Kao  
*Dielectric Phenomena in Solids*  
Elsevier Academic Press, San Diego, USA, 2004
- [Kin-86] J. Kindersberger  
*The statistical time-lag to discharge inception in SF<sub>6</sub>*  
Dissertation Technische Universität München, 1986
- [Kin-08a] J. Kindersberger, C. Lederle  
*Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - part I: simulation*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 15, no. 4, pp. 941-948, August 2008

- [Kin-08b] J. Kindersberger, C. Lederle  
*Surface charge decay on insulators in air and sulfurhexafluorid - part II: measurements*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 15, no. 4, pp. 949-957, August 2008
- [Kon-96] H. Kon, Y. Suzuoki, T. Mizutani  
*Packet-like Space Charges and Conduction Current in Polyethylene Cable Insulation*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 3 No. 3, June 1996
- [Kre-95] F.H. Kreuger  
Industrial High DC Voltage  
Delft University Press, Delft, 1995
- [Kri-12] A. Krivida, J. Kindersberger, T. Tanaka, A. Vaughn, M. Frechette et al.  
*Characterization of Epoxy Microcomposite and Nanocomposite Materials for Power Engineering Applications*  
IEEE Electrical Insulation Magazine, vol. 28, no. 2, pp. 38-51, March-April 2012
- [Kum-11] S. Kumara, Y. V. Serdyuk, and S. M. Gubanski  
*Surface charge decay on polymeric materials under different neutralization modes in air*  
IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 18, pp. 1779-1788, 2011.
- [Lab-91] A. F. Labadz, J. Lowell  
*Charge transfer across metal-SiO<sub>2</sub> interfaces*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 24 1416, 1991
- [Lam-70] M.A. Lampert, P. Mark  
*Current Injection in Solids*  
Academic Press, New York, London, 1970
- [Lau-13] C. Laurent, G. Teyssedre, S. Le Roy, F. Baudoin  
*Charge Dynamics and its Energetic Features in Polymeric Materials*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 20, No. 2; April 2013

- [LeR-04] S. Le Roy , G. Teyssedre, P. Segur, C. Laurent  
*Modelling of space charge, electroluminescence and current in low density polyethylene under DC and AC field*  
Proc. IEEE Conf. Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Boulder, 17-20 Oct 2004, pp. 29-32
- [LeR-16] S. Le Roy, G. Teyssèdre, C. Laurent  
*Modelling Space Charge in a Cable Geometry*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation  
Vol. 23, No. 4; August 2016
- [Lew-76] T. J. Lewis  
*Charge transport in polymers*  
Conference on Electrical Insulation & Dielectric Phenomena -  
Annual Report 1976, Buck Hill Falls, PA, USA, 1976, pp. 533-561
- [Lew-84] T.J. Lewis  
*The role of Electrodes in Conduction and Breakdown Phenomena in Solid Dielectrics*  
IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. EI-19 No. 3, June 1984
- [Lew-86] T.J. Lewis  
*Electrical Effects at Interfaces and Surfaces*  
IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. EI-21 No. 3, June 1986,  
pp. 289-295
- [Lew-90] T.J. Lewis  
*Charge transport, charge injection and breakdown in polymeric insulators*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 23 (1990) pp. 1469-1478
- [Lew-93] T. J. Lewis, J. P. Llewellyn, M. J. van der Sluijs  
*Electrokinetic properties of metal-dielectric interfaces*  
IEE Proceedings A - Science, Measurement and Technology, vol. 140,  
no. 5, pp. 385-392, Sept. 1993
- [Lew-02] T. J. Lewis  
*Polyethylene under electrical stress*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 9, no. 5,  
pp. 717-729, Oct. 2002

- [Li-94] Ying Li, M. Yasuda, T. Takada  
*Pulsed electroacoustic method for measurement of charge accumulation in solid dielectrics*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 1, no. 2, pp. 188-195, Apr 1994
- [Li-95] Y. Li, M. Aihara, K. Murata, Y. Tanaka, T. Takada  
*Space charge measurement in thick dielectric materials by pulsed electroacoustic method*  
Review of Scientific Instruments , Volume 66, Number 7, pp. 3909-3916, July 1995
- [Low-80] J. Lowell, A. C. Rose-Innes  
*Contact electrification*  
Advances in Physics, 1980, Vol. 29, No. 6, 947-1023
- [Lut-09] B. Lutz, J. Kindersberger  
*Determination of volume resistivity of polymeric insulators by surface charge decay*  
Proceedings of the 16th International Symposium on High Voltage Engineering, Johannesburg, 2009
- [Lut-11] B. Lutz  
*Einflussfaktoren auf die elektrische Feldverteilung in Isoliersystemen mit polymeren Isolierstoffen bei Gleichspannungsbelastung*  
Dissertation, Technische Universität München, 2011
- [Lv-13] Z. Lv, X. Wang, K. Wu, X. Chen, Y. Cheng and L. A. Dissado  
*Dependence of charge accumulation on sample thickness in Nano-SiO<sub>2</sub>doped IDPE*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 20, no. 1, pp. 337-345, February 2013
- [Lv-15] Z. Lv, J. Cao, X. Wang, H. Wang, K. Wu and L. A. Dissado  
*Mechanism of space charge formation in cross linked polyethylene (XLPE) under temperature gradient*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 22, no. 6, pp. 3186-3196, December 2015

- [Mac-00] J. W. Mackersie, M. J. Given, R. A. Fouracre  
*The electrical properties of filled and unfilled commercial epoxy resins*  
2000 Eighth International Conference on Dielectric Materials,  
Measurements and Applications (IEE Conf. Publ. No. 473), Edinburgh, UK,  
2000,  
pp. 15-20
- [Mat-05] K. Matsui, Y. Tanaka, T. Takada, T. Fukao, K. Fukunaga, T. Maeno, J.M.  
Alison  
*Space Charge Behavior in Low-density Polyethylene at Pre-breakdown*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 12,  
No. 3; June 2005
- [Mbo-18] P.S. Mbololo Noah, L. Zavattoni, S. Agnel, P. Notingher, J.C. Laurentie, P.  
Vinson, A. Girodet,  
*Space Charge Measurements for HVDC GIS Spacer using the Thermal Step  
Method*  
Cigré, D1-104, Paris 2018
- [Miz-76] T. Mizutani, Y. Takai, T. Osawa and M. Ieda,  
*Barrier heights and surface states of metal polymer (PET) contacts*  
J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 9, 1976, pp. 2253-2259
- [Miz-80] T. Mizutani, T. Tsukahara, M. Ieda  
*The effects of oxidation on the electrical conduction of polyethylene*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 13 1673-1679, 1980
- [Miz-86] T. Mizutani, S. Ikeda, M. Ieda  
*Oxidation-Enhanced TSC and TSSP of Polyethylene*  
Japanese Journal of applied physics, Vol. 25, No. 1, January, 1986, pp. 22-26
- [Miz-06] T. Mizutani  
*Behavior of charge carriers in organic insulating materials*  
IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectric Phenomena (CEIDP), Kansas City, USA,  
pp. 1-10, 2006
- [Mes-01] F. Messerer  
*Gas-Insulated Substation (GIS) for HVDC*  
Dissertation, TU München, 2001

- [Mol-05] P. Molinié  
*Measuring and Modeling Transient Insulator Response to Charging: the Contribution of Surface Potential Studies*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 12, No. 5;  
October 2005
- [Mon-99] G.C. Montanari, D. Fabiani, L. Bencivenni, B. Garros, C. Audry  
*Space-charge and conduction-current measurements for the evaluation of aging of insulating materials for DC applications*  
99 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (Cat. No.99CH36319), Austin, TX, USA, 1999, pp. 38-42 vol.1
- [Mon-11] G. C. Montanari, Fabiani, L. A. Dissado  
*A new conduction phenomenon observed in Polyethylene and Epoxy Resin: Ultra-Fasst Soliton Conduction*  
Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics 2011, 49, 1173-1182
- [Mon-12] G. C. Montanari, M. XuD. Fabiani, L. A. Dissado  
*The effect of mechanical relaxation on ultra-fast charge pulses in flexible epoxy resin nanocomposites*  
Applied Physics A, June 2012, Volume 107, Issue 3, pp 539–551
- [Mon-13] G.C. Montanari, D. Fabiani, L.A. Dissado  
*Fast Charge Pulses: the Evidence and its Interpretation*  
Solid Dielectrics (ICSD), 2013 IEEE International Conference on Solid Dielectrics (ICSD), vol., no., pp.10-14, June 30 -July 4 2013
- [Mot-79] N. F. Mott and E. A. Dassvies  
*Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*  
Oxford University Press, Oxford, 2. Auflage 1979
- [Nem-03] E. Németh  
*Triboelektrische Aufladung von Kunststoffen*  
Dissertation, Technischen Universität Bergakademie Freiberg, 2003
- [Nor-02] M.A. Noras  
*Non-contact surface charge/voltage measurements – capacitive probe – principle of operation*  
Trek Application Note Number 3001, Trek Inc., Medina, 2002

- [Pfi-77] G. Pfister  
*Hopping transport in a molecularly doped organic polymer*  
Physical Review B, Volume 16, Number 8, pp. 3676-3687, 15. Oktober 1977
- [Pre-13] I. Preda, J. Castellon, S. Agnel, P. Notinghamer, M. Fréchet et al.  
*Conduction currents and time to frequency domain transformation for epoxy resin nanocomposites*  
2013 IEEE International Conference on Solid Dielectrics (ICSD), Bologna, 2013, pp. 1060-1063
- [Qin-18] S. Qin, Y. Tu, T. Tan, S. Wang and C. Wang  
*The investigation of charge transport properties of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Epoxy composite material*  
2018 12th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM), Xi'an, 2018, pp. 937-940
- [Rie-02] U. Riechert  
*Eignung von Polyethylen für Gleichspannungs-Energiekabel.*  
Dissertation, TU Dresden, 2002
- [Sac-78] W. Sachse, Y.-H. Pao  
*On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids*  
Journal of Applied Physics, Volume 49, Number 8, pp. 4320-4327, 1978
- [Sch-75] H. Scher, E.W. Montroll  
*Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids*  
Physical Review B, Volume 12, Number 6, pp. 2455-2477, 15. September 1975
- [Sho-48] W. Shockley, G.L. Pearson  
*Modulation of Conductance of Thin Films of Semi-Conductors by Surface Charges*  
Phys. Rev. 74, 232 – Published 15 July 1948
- [Sch-07] E. Ritter von Schweidler  
*Studien über die Anomalien im Verhalten der Dielektrika*  
Aus den Sitzungsber. der kaiserl. Akad. der Wissensch. in Wien., Mathem.-naturw. K1. 116. p. 1055, 1907

- [Sea-82] D.A. Seanor  
*Electrical Properties of Polymers*  
Academic Press, New York London Paris, 1982
- [Sec-17] M. Secklehner, R. Hussain and V. Hinrichsen  
*Tailoring of new field grading materials for HVDC Systems*  
017 INSUCON - 13th International Electrical Insulation Conference  
(INSUCON), Birmingham, 2017, pp. 1-6
- [See-01] A. See, L.A. Dissado, J.C. Fothergill  
*Electric Field Requirements for Charge Packet Generation and Movement in XLPE*  
2001 IEEE 7th International Conference on Solid Dielectrics, June 25-29, 2001, Eindhoven, the Netherlands
- [Ses-87] G.M. Sessler  
*Electrets*  
Topics in Applied Physics, Volume 33, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987
- [Str-12] U. Straumann, M. Schüller, C.M. Franck  
*Theoretical Investigation of HVDC Disc Spacer Charging in SF6 Gas Insulated Systems*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 19, no. 6, pp. 2196-2205, December 2012
- [Tak-98] T. Takada, Y. Tanaka, N. Adachi, Xiaokui Qin  
*Comparison between the PEA method and the PWP method for space charge measurement in solid dielectrics.*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5, no. 6, pp. 944-951, Dec 1998
- [Tak-99] T. Takada  
*Acoustic and optical methods for measuring electric charge distributions in dielectrics*  
Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on , vol.6, no.5, pp. 519-547, Oct 1999
- [Tak-06] T. Takada, J. Holboell, A. Toureille, J. Densley, N. Hampton, J. Castellon et al  
*Space charge measurement in dielectrics and insulating materials – PEA, PWP (PIPWP & LIPP) and TSM methods*  
Cigré Technical Brochure 288, WG D1.12.01, 2006

- [Tal-13] M. Taleb, G. Teyssedre, S. Le Roy, C. Laurent  
*Modeling of charge injection and extraction in a metal/polymer interface through an exponential distribution of surface states*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 20, no. 1, pp. 311-320, February 2013
- [Ten-14] M. Tenzer  
*Funktionell gefüllte Isolierwerkstoffe für Hochfeld-Gleichspannungs-Isoliersysteme in kompakten gasisolierten Anlagen*  
Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2014
- [Tey-05] G. Teyssedre., C. Laurent  
*Charge Transport Modeling in Insulating Polymers: From Molecular to Macroscopic Scale*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation”, Vol. 12, No. 5, Oct 2005
- [Tey-17] G. Teyssedre, S.T. Li, K. Makasheva<sup>1</sup>, N. Zhao, L. Milliere, C. Laurent  
*Interface Tailoring for Charge Injection Control in Polyethylene*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 24, no. 3, pp. 1319-1330, June 2017
- [Tey-18] G. Teyssedre, S. T. Li, K. Makasheva, N. Zhao and C. Laurent  
*Interface tailoring for charge injection mitigation in insulators: Different principles and achievements*  
12th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM), Xi'an, 2018, pp. 17-21
- [Thi-96] A. Thielen, J. Niezette, G. Feyder, J. Vanderschuerens  
*Thermally stimulated current study of space charge formation and contact effects in metal-polyethylene terephthalate filme-metal systems. I. Generalities and theoretical model*  
J. Phys. Chem Solids Vol 57. No. 11, pp. 1567-1580, 1996
- [Tsc-18] M. Tschentscher  
*Conduction and Interface Phenomena in Gas-Insulated DC Systems*  
Diss. ETH Nr. 25106, Zürich, 2018
- [Vu-16] C.T. Vu, L. Zavattoni, P. Vinson, A. Girodet  
*DC GIS: Importance of simulations for the design and testing*  
Cigré D1-102, Paris, 2016

- [Wag-24] K. W. Wagner  
*Theoretische Grundlagen. In „Die Isolierstoffe der Elektrotechnik“*  
von H. Schering, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1924
- [Wen-18a] T. Wendel, J. Kindersberger, M. Hering  
*Influence of Field Strength and Temperature on the Space Charge  
Distribution in Epoxy under DC Stress*  
ICHVE Athen, 2018
- [Wen-18b] T. Wendel, J. Kindersberger, M. Hering, K. Juhre  
*Space charge measurement in epoxy according to the pulsed electroacoustic  
method under consideration of attenuation and dispersion*  
VDE Hochspannungstechnik, Berlin, 2018
- [Wes-94] S. Westerlund, L. Ekstam  
*Capacitor theory*  
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 1, no. 5, pp.  
826-839, Oct. 1994.
- [Whi-32] J. B. Whitehead, A. Banos  
*Predetermination of the A-C. Characteristics of Dielectrics*  
Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, vol. 51, no.  
2, pp. 392-402, June 1932
- [Win-14] A. Winter, J. Kindersberger, M. Tenzer, V. Hinrichsen, L. Zavattoni et.al.:  
*Solid/Gaseous Insulation Systems for Compact HVDC Solutions*  
Cigré D1-102, Paris, 2014
- [Win-15] A. Winter  
*Elektrische Felder in Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter  
Gleichspannungsbelastung*  
Dissertation Technische Universität München, 2015
- [Yan-07] K. Yang, G. Zhang, M. Dong and Z. Yan  
*Electroluminescence and Surface Trap Distribution in Polymeric Insulation*  
2007 IEEE International Conference on Solid Dielectrics, Winchester,  
2007, pp. 235-238
- [Zae-03] W. Zaengl  
*Dielectric Spectroscopy in Time and Frequency Domain for HV Power  
Equipment, Part I: Theoretical Considerations*  
IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 19, No. 5, 2003, pp. 5-19

- [Zav-14] L. Zavattoni  
Conduction phenomena through gas and insulating solids in HVDC Gas Insulated Substations, and consequences on electric field distribution  
Dissertation Université de Grenoble, 2014
- [Zha-12] J. Zhao, G. Chen, P. L. Lewin  
*Investigation into the formation of charge packets in polyethylene: Experiment and simulation*  
Journal of Applied Physics 112, 034116 (2012)
- [Zha-18a] S. Zhao  
*HVDC GIS Models taking into account current loading*  
Contribution to SC D1 General Discussion Meeting PS1/Q1, CIGRE Session 2018, Paris
- [Zha-18b] S. Zhao  
*Influencing factors on field distribution of GIS insulators under DC voltage*  
VDE-Hochspannungstechnik 2018 · 12.-14.11.2018 in Berlin
- [Zha-18c] S. Zhao, J. Kindersberger, M. Hering, K. Juhre  
*Measurement of surface potential at the gas-solid interface for validating electric field simulations in gas-insulated DC systems*  
Cigré D1-102, Paris, 2018

### **Normen**

- VDE 0307-3-1 Dielektrische und resistive Eigenschaften fester Isolierstoffe  
Teil 3-1: Bestimmung resistiver Eigenschaften  
(Gleichspannungsverfahren) – Durchgangswiderstand und  
spezifischer Durchgangswiderstand – Basisverfahren  
Deutsche Norm, 2017

## I Formelzeichen und Abkürzungen

### Abkürzungen

|                 |   |
|-----------------|---|
| EP              | Epoxidharzformstoff                                       |
| GIS             | gasisolierte metallgekapselte Anlage                      |
| PEA             | pulsed electroacoustic method                             |
| PE              | Polyethylen   |
| PET             | Polyethylenterephthalat                                   |
| PVDF            | Polyvinylidenfluorid                                      |
| PWP             | pressure wave method                                      |
| SF <sub>6</sub> | Schwefelhexafluorid                                       |
| TSM             | thermal step method                                       |
| VPE             | vernetztes Polyethylen                                    |
| XLPE            | <i>Cross-linked polyethylene</i> (vernetztes Polyethylen) |

### Formeln

|                  |   |
|------------------|---|
| $A$              | Richardson-Konstante  |
| $A$              | Konstante zur nachbildung des Gesamtstromes   |
| $b$              | Dicke des Piezosensors (in m)   |
| $C_{\text{ext}}$ | Konstante, die den Anteil der Ladungsträger angibt, die über die Elektrode abfließen können |
| $C_{\text{ss}}$  | Ersatzkapazität der des Kontaktbereiches zwischen Elektrode und Isolierstoff                |
| $C_0$            | Geometrische Kapazität  |
| $C_1, C_2$       | Konstanten  |
| $d$              | Prüflingsdicke  |
| $D$              | Dielektrische Verschiebungsdichte (in As/m <sup>2</sup> )                                   |
| $D_e$            | Diffusionskonstante für Elektronen  |
| $e$              | Elementarladung (in C)  |
| $E$              | Elektrische Feldstärke (in V/m)   |
| $E_{\text{DC}}$  | Konstante Elektrische Feldstärke (in V/m)   |
| $f$              | Frequenz (in 1/s)   |
| $f(t)$           | Dielektrische Antwortfunktion   |

## Formelzeichen und Abkürzungen

|                        |   |
|------------------------|---|
| $F(r)$                 | Coulomb'sche Kraft  |
| $h$                    | Planck-Konstante (in eVs)   |
| $h(t)$                 | Übertragungsfunktion des Piezosensors   |
| $i_G$                  | Gesamtstrom (in A)  |
| $i_{G\text{ mess}}$    | Gemessener Gesamtstrom (in A)   |
| $i_{\text{depol}}$     | Depolarisationsstrom (in A)   |
| $i_{\text{pol}}$       | Polarisationsstrom (in A)   |
| $I_S$                  | Stationärer Strom (in A)  |
| $J$                    | Elektrische Stromdichte (in A/m <sup>2</sup> )  |
| $J_{\text{depol}}$     | Depolarisationsstromdichte (in A/m <sup>2</sup> )   |
| $J_G$                  | Gesamtstromdichte (in A/m <sup>2</sup> )  |
| $J_{\text{pol}}$       | Polarisationsstromdichte (in A/m <sup>2</sup> )   |
| $k$                    | Boltzmannkonstante ( $1,38064852 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ )   |
| $k$                    | Wellenzahl  |
| $K_1, K_2$             | Konstanten  |
| $K_{\text{TR}}$        | Trappingkoeffizient   |
| $l_c$                  | die mittlere Entfernung zwischen zwei Stößen (in m)   |
| $m$                    | Masse (in kg)   |
| $m^*$                  | Effektive Elektronenmasse (in kg)   |
| $n$                    | Eponent der Curie-von Schweidler-Funktion   |
| $n_c$                  | Dichte der Elektronen im Leitungsband (in m <sup>-3</sup> )   |
| $n_{\text{D,ges}}$     | Dichte der Donatoren  |
| $n_{\text{D,besetzt}}$ | Dichte der Donatoren, die noch kein Elektron an das Leitungsband abgegeben haben  |
| $n_e$                  | Elektronendichte (in m <sup>-3</sup> )  |
| $n_{e0}$               | Dichte der bei niedrigen Feldstärken nach dem Mechanismus der Raumladungsbegrenzten Stromdichte injizierten Elektronen bei geringen Feldstärken (in m <sup>-3</sup> ) |

## Formelzeichen und Abkürzungen

|                |   |
|----------------|---|
| $n_{eI}$       | Nach der raumladungsbegrenzten Stromdichte injizierte Elektronen bei hohen Feldstärken (in $m^{-3}$ ) |
| $n_{eff}$      | Dichte an Zuständen der Energie $W$ im Metall (in $m^{-3}$ )  |
| $n_{eff}$      | Dichte aktiver Zustände im Leitungsband (in $m^{-3}$ )  |
| $N_{eff}$      | die effektive Zustandsdichte im Leitungsband (in $m^{-3}$ )   |
| $n_h$          | Löcherdichte (in $m^{-3}$ )   |
| $n_i$          | Dichte der Ladungsträgerart „i“ (in $m^{-3}$ )  |
| $n_I$          | Ionendichte (in $m^{-3}$ )  |
| $N'_{ss\ e,h}$ | Formparameter (in $eV^{-1}m^{-1}$ )   |
| $N_{ss\ e,h}$  | Dichte an Oberflächenzuständen ( <i>surface states</i> ) (in $m^{-3}$ )                               |
| $n_t$          | die Dichte der besetzten Haftstellen (in $1/m^3$ )  |
| $n_{t\ e,h}$   | Dichte an in Haftstellen gebundener Elektronen (e) bzw. Löchern (h) (in $m^{-3}$ )                    |
| $N_t$          | Haftstellendichte (in $m^{-3}$ )  |
| $N_{t\ e,h}$   | Haftstellendichte für Elektronen (e) bzw. Löcher (h) (in $m^{-3}$ )                                   |
| $q_{het}$      | Akkumulierte hetero-charge (in $C/m^2$ )  |
| $q_{hom}$      | Akkumulierte homo-charge (in $C/m^2$ )  |
| $q_i$          | Elektrische Ladung des Ladungsträgers „i“ (in C)  |
| $Q_{ss}$       | Ladung in Oberflächenzuständen (in C)   |
| $p$            | Druck   |
| $P$            | Wahrscheinlichkeit  |
| $P$            | Polarisation  |
| $P_{therm}$    | Wahrscheinlichkeit der thermischen Anregung   |
| $P_{tun}$      | Tunnelwahrscheinlichkeit  |
| $P_0$          | Wellenamplitude   |
| $p(W, T)$      | die Wahrscheinlichkeit, dass bei der Temperatur $T$ ein Zustand der Energie $W$ besetzt ist           |
| $r$            | Abstand (in m)  |

## Formelzeichen und Abkürzungen

|  |   |
|--|---|
| $r_m$                                      | Abstand von einem Donator an dem die potentielle Energie ein Maximum aufweist (in m)                  |
| $R$  | Reflexionskoeffizient des Schottky-Mechanismus  |
| $R$  | Abstand zwischen zwei Haftstellen (in m)  |
| $t$  | Zeit (in s)   |
| $t_{\text{form}}$                          | Formierdauer (in s)   |
| $T$  | Temperatur (in K)   |
| $T_0$                                      | Formparameter   |
| $\Delta T_p$                               | Dauer des elektrischen Impulses bei der PEA-Messung (in s)  |
| $\Delta T_s$                               | Zeitdauer, die der Impuls benötigt um den Piezosensor bei der PEA-Messung zu durchqueren (in s)       |
| $\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{TR}}$ | Trappingrate für Elektronen   |
| $\left(\frac{dn_h}{dt}\right)_{\text{TR}}$ | Trappingrate für Löcher   |
| $S(f)$                                     | Systemfunktion der PEA-Messung im Frequenzbereich   |
| $S_e$                                      | Quellen- und Senkenterm für Elektronen  |
| $S_h$                                      | Quellen- und Senkenterm für Löcher  |
| $U$  | Elektrische Spannung (in V)   |
| $U_{\text{DC}}$                            | Elektrische Gleichspannung (in V)   |
| $U_{\text{extern}}$                        | Extern eingeprägte elektrische Spannung (in V)  |
| $\Delta U$                                 | elektrische Spannung über den Kontaktbereich zwischen einem Polymer und einem Metall (in V)           |
| $v_d$                                      | Driftgeschwindigkeit (in $\text{ms}^{-1}$ )   |
| $V$  | Potentielle Energie (in VAs)  |
| $V_m$                                      | Faktor, um welchen das Maximum der potentiellen Energie gemäß des Schottky-Mechanismus reduziert wird |
| $dv_x, dv_y, dv_z$                         | Richtungskomponenten der Elektronengeschwindigkeit (in $\text{ms}^{-1}$ )                             |
| $v_p$                                      | Schallgeschwindigkeit im Piezosensor (in $\text{ms}^{-1}$ )   |
| $v_{\text{th}}$                            | thermische Geschwindigkeit der Elektronen (in $\text{ms}^{-1}$ )                                      |

## Formelzeichen und Abkürzungen

|                  |  |
|------------------|--|
| $v_s$            | Schallgeschwindigkeit in einem Isolierstoff (in $\text{ms}^{-1}$ )                                 |
| $w(t)$           | Übertragungsfunktion des Messkreises bei der PEA-Messung   |
| $W$              | Energieniveau (in eV)  |
| $W_a$            | Aktivierungsenergie (in eV)  |
| $W_c$            | Energieniveau des Leitungsbandes (in eV)   |
| $W_d$            | Ionisierungsenergie eines Donators   |
| $W_F$            | Ferminiveau (in eV)  |
| $W_f$            | Flachstes besetztes Energieniveau in den Oberflächenzuständen (in eV)                              |
| $W_g$            | Bandabstand (in eV)  |
| $W_m$            | tiefstes besetztes Energieniveau in den Oberflächenzuständen (in eV)                               |
| $W_{ss}$         | Energieniveau der Oberflächenzustände ( <i>surface states</i> ) (in eV)                            |
| $W_t$            | Haftstellentiefe (in eV)   |
| $W_v$            | Energieniveau des Valenzbandes (in eV)   |
| $\Delta W$       | Energiedifferenz zwischen zwei Haftstellen (in eV)   |
| $\Delta W_t$     | Energiedifferenz zwischen Leitungsband und Haftstellen (in eV)                                     |
| $x$              | Position im Isolierstoffprüfling   |
| $x_s$            | Maximale Dicke der Oberflächenschicht in die Ladungsträger injiziert werden (nach [Dav-69]) (in m) |
| $x_m$            | Abstand des Energiemaximums von der Elektrode (Schottky-Mechanismus) (in m)                        |
| $x_0$            | Integrationskonstante bei der Berechnung der raumladungsbegrenzten Stromdichte                     |
| $Z_{Al}$         | Akustische Impedanz von Aluminium  |
| $Z_S$            | Akustische Impedanz des Piezosensors   |
| $Z_S$            | Akustische Impedanz eines Isolierstoffprüflings  |
| $\alpha$         | Faktor zur Berücksichtigung des Abfalls der Wellenfunktion mit dem Abstand                         |
| $\alpha(\omega)$ | Dämpfungsmaß im Frequenzbereich  |

## Formelzeichen und Abkürzungen

|                   |  |
|-------------------|--|
| $\beta(\omega)$   | Dispersionsfaktor im Frequenzbereich   |
| $\delta$          | Schichtdicke mit Oberflächenzuständen ( <i>surface states</i> ) (in m)                                   |
| $\epsilon_0$      | Permittivität des Vakuums (in (As)/(Vm))   |
| $\epsilon_r$      | relative Permittivität   |
| $\epsilon_{r,HF}$ | relative Permittivität bei hohen Frequenzen  |
| $\epsilon_{r,S}$  | Stationäre relative Permittivität  |
| $\eta$            | Relative Auflösung einer PEA-Messung   |
| $\theta$          | Faktor zur Berücksichtigung des Einflusses von Haftstellen auf die spezifische elektrische Leitfähigkeit |
| $\vartheta$       | Temperatur (in C°)   |
| $\rho$            | Raumladungsdichte (in C/m <sup>3</sup> )   |
| $\sigma$          | Flächenladungsdichte (in C/m <sup>2</sup> )  |
| $\kappa$          | Spezifische elektrische Leitfähigkeit (in S/m)   |
| $\kappa_0$        | Stoffkonstante (in S/m)  |
| $\mu_e$           | Elektrische Elektronenbeweglichkeit (in m <sup>2</sup> /(Vs))  |
| $\mu_{0,e}$       | Stoffkonstante (in m <sup>2</sup> /(Vs))   |
| $\mu_h$           | Elektrische Löcherbeweglichkeit (in m <sup>2</sup> /(Vs))  |
| $\mu_{0,h}$       | Stoffkonstante (in m <sup>2</sup> /(Vs))   |
| $\mu_i$           | Elektrische Beweglichkeit der Ladungsträgerart „i“ (in m <sup>2</sup> /(Vs))                             |
| $\mu_l$           | Elektrische Ionenbeweglichkeit (in m <sup>2</sup> /(Vs))   |
| $\mu_{0,l}$       | Stoffkonstante (in m <sup>2</sup> /(Vs))   |
| $\nu_0$           | Attempt-to-escape Frequenz (in s <sup>-1</sup> )   |
| $\tau_c$          | Mittlere Zeitdauer zwischen zwei Stößen (in s)   |
| $\tau_t$          | Verweildauer eines Ladungsträgers in einer Haftstelle (in s)   |
| $\Delta\tau$      | Abtastfrequenz bei der PEA-Messung (in 1/s)  |
| $\varphi$         | Elektrisches Potential (in V)  |

## Formelzeichen und Abkürzungen

---

|                          |   |
|--------------------------|---|
| $\varphi_{\text{oben}}$  | Elektrisches Potential auf der Prüflingsoberseite (in V)                  |
| $\varphi_{\text{unten}}$ | Elektrisches Potential auf der Prüflingsunterseite (in V)                 |
| $\phi$                   | Wellenphase   |
| $\phi_{\text{m}}$        | Austrittsarbeit einer metallischen Elektrode (in eV)                      |
| $\phi_{\text{p}}$        | Austrittsarbeit eines Polymers (in eV)                                    |
| $\phi_{\text{eff}}$      | Effektive Potentialbarriere (Schottky Mechanismus)                        |
| $\phi_{\text{eff}}$      | effektive Ionisierungsenergie des Donators (reduzierte Potentialbarriere) |
| $\Phi$                   | Höhe der Potentialbarriere zwischen einem Metall und einem Polymer        |
| $\chi$                   | Elektronenaffinität   |
| $\chi$                   | Suszeptibilität   |
| $\chi_{\text{s}}$        | Stationäre Suszeptibilität  |
| $\chi_{\text{HF}}$       | Suszeptibilität bei hohen Frequenzen                                      |
| $\chi_{\text{HF}}$       | Suszeptibilität bei hohen Frequenzen                                      |
| $\chi_{\text{s}}$        | Stationäre Suszeptibilität  |
| $\omega$                 | Kreisfrequenz (in 1/s)  |