

Bergische Universität Wuppertal
Fakultät 4 - Physik



Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Fachgruppe Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

Elektronenspektroskopie von feldemittierten und laser-gepulsten Elektronen aus Halbleitern mit Diamantstruktur

Erstgutachter : Prof. Dr. D. Lützenkirchen-Hecht
Zweitgutachter : Prof. Dr. R. Schreiner

vorgelegt von
M. Sc. Vitali Porshyn

Oktober 2017

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20180109-095908-3

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20180109-095908-3>]

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen zu den untersuchten Prozessen	3
2.1	Elektronische Eigenschaften von Festkörpern	3
2.2	Einfluss von Störstellen	9
2.3	Austrittsarbeit	13
2.4	Kollektive Anregung	14
2.4.1	Plasmonen	14
2.4.2	Exzitonen	16
2.5	Feldemission	18
2.5.1	Fowler–Nordheim-Modell	18
2.5.2	Stratton-Modell	23
2.5.3	Feldemission aus schwach dotierten Halbleitern	25
2.5.4	Feldüberhöhungsfaktor	26
2.5.5	Feldemission aus einzelnen Atomen	28
2.6	Photoemission	30
2.6.1	Photoschwelle	30
2.6.2	Drei-Stufen-Modell	31
2.6.3	Spektroskopische Methoden und Quanteneffizienz	34
2.7	Thermische Emission	37
2.7.1	Photoverstärkte thermische Emission	38
2.8	Explosive Elektronenemission	40
2.8.1	Ecton-Modell	41
2.8.2	Physikalisches Prinzip der Langmuir-Sonde	45
3	Messsysteme zur Charakterisierung von Elektronenemittern	47
3.1	Photo-Feldemissionsspektroskop	47
3.1.1	Kathodenaufbau	50
3.1.2	Kathodenleitung	51
3.1.3	Gate-Aufbau	53
3.1.4	Durchstimmbarer Laser	54
3.1.5	Elektronenspektrometer	58
3.1.6	Steuerung des Messsystems	61
3.2	Feldemissionsrastermikroskop	62

3.3	Integrale Messapparatur mit Leuchtschirm	64
3.4	Rasterelektronenmikroskop	65
3.5	Optisches Profilometer mit Rasterkraftmikroskop	66
3.6	Röntgendiffraktometer	68
4	Charakterisierung von schwarzen Si-Feldemittern	70
4.1	Flache b-Si-Emitter	71
4.1.1	Strom-Spannungs-Charakteristik	71
4.1.2	Elektronenspektroskopie	74
4.1.3	Quanteneffizienz	77
4.2	Strukturierte b-Si-Emitter	81
5	Charakterisierung von emittierenden Si-Einzelspitzen und Arrays aus Si-Einzelspitzen	84
5.1	Messergebnisse zu den Einzelspitzen	85
5.1.1	Strom-Spannungs-Charakteristik und Photosensitivität	85
5.1.2	Elektronenspektroskopie	88
5.2	Messergebnisse zu den Arrays	90
5.2.1	Emissionshomogenität	90
5.2.2	Elektronenspektroskopie	91
6	Charakterisierung von flachen Ge-Einkristallen	97
6.1	Lokale Feldemission	98
6.2	Photoemission	101
6.3	PVTE-Phänomen	104
6.4	EEE-Phänomen	108
6.4.1	Allgemeine Charakterisierung	109
6.4.2	Emissionsstabilität	116
6.4.3	Elektronenspektren	117
7	Charakterisierung von flachen und spitzen Diamant-basierten Emittern	121
7.1	Messergebnisse zum flachen BDD-Kristall	122
7.1.1	Lokale Feldemission	123
7.1.2	Photoemission	124
7.1.3	PVTE-Phänomen	128
7.1.4	EEE-Phänomen	130

7.2	Messergebnisse zu den Diamantnadeln	133
7.2.1	Strom-Spannungs-Charakteristik	136
7.2.2	Spektrale Empfindlichkeit des FE-Stroms	137
8	Zusammenfassung und Ausblick	143
	Literatur	147
	Symbole und Abkürzungen	

1 Einleitung

Elektronenemitter gehören zu den wichtigsten Bestandteilen von modernen Elektronenmikroskopen, Freie-Elektronen-Lasern, Röntgen- und Terahertz-Quellen, Vakuumsensoren und zahlreichen anderen Anwendungen [1–4]. Mit der fortschreitenden Entwicklung und Miniaturisierung der Anlagen steigen auch die Anforderungen bezüglich der maximal erreichbaren Ströme, Lebensdauer, Emissionsstabilität, Pulsbarkeit und Emittanz der Kathoden. Die einfachste Art von Elektronenquelle stellt eine Glühkathode dar, womit relativ hohe Emissionsströme weit über 100 A erzielt werden können [5]. Gleichzeitig muss die Kathode dieser Art über eine entsprechend große Fläche verfügen. Außerdem funktioniert sie im Pulsbetrieb relativ träge und weist auf natürliche Weise eine große Emittanz auf.

Kalte Kathoden, i. A. Photo- und Feldemissions-Kathoden, sind im Gegenteil dazu für einen einfachen kompakten Aufbau am besten geeignet. Dabei sind speziell Photokathoden schnell pulsbar und können aktuell im Pulsbetrieb auch relativ hohe Peakströme bis zu 50 A erreichen [6]. Die Performance einer Photokathode wird im Wesentlichen anhand ihrer Quanteneffizienz, Emittanz, Reaktionszeit und Lebensdauer beurteilt [7, 8]. Alkali und Antimonit basierte Photokathoden, sowie mit Cs aktivierte GaAs-Photokathoden weisen zurzeit die höchsten Quanteneffizienzen von bis zu 20 % und Reaktionszeiten von einigen ps auf [9]. Die Emittanz der Photokathoden ist jedoch prinzipiell durch minimale erreichbare Brennfleckgröße begrenzt. Ein typischer Wert beträgt einige 1 mm mrad für zum Beispiel eine auf Cs₂Te basierte Photokathode [10]. Die Lebensdauer von hocheffizienten Photokathoden beträgt typisch nur einige 10 Stunden [8].

Im Vergleich dazu sind Feldemissionskathoden auf natürliche Weise sehr kohärente Elektronenquellen mit einer hohen Lebensdauer, die bevorzugt dort eingesetzt werden, wo hochkollimierte Elektronenstrahlen benötigt werden, zum Beispiel in hochauflösenden Elektronenmikroskopen [11, 12]. Der maximale Strom aus einem einzelnen frei stehenden Feldemitter ist allerdings physikalisch durch seine kleine Dimension eingeschränkt und hat eine übliche Größenordnung von einigen μ A. Deshalb kommen typisch Feldemitterarrays oder Strukturen mit einer hohen Emitterdichte zum Einsatz, um eine effizientere Feldemissionskathode zu erzeugen [13, 14].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden umfassende Untersuchungen der feld- und laserinduzierten Elektronenemission aus Halbleitern der vierten Hauptgruppe (Diamant, Si und Ge) mit den an der Bergischen Universität Wuppertal selbst entwickelten spektroskopi-

schen Systemen vorgenommen. Es wurde eine Kombination aus der Photoemission und der Feldemission angestrebt, die sog. photoinduzierte Feldemission, um eine Elektronenquelle sicherzustellen, die gleichzeitig hohe Emissionsströme liefert und eine kleine Emittanz aufweist. Dabei konnten auch spezielle Phänomene wie die photoverstärkte thermische Emission und die explosive Elektronenemission in Abhängigkeit von der Photonenenergie, der Laserintensität und der elektrischen Feldstärke gezielt angeregt und im Detail untersucht werden. Dazu wurden vor allem flache Kristalle (Diamant und Ge) mit einer wohl definierten Morphologie eingesetzt. Darüber hinaus wurden grundlegende Feldemissionseigenschaften und Photosensitivität von Diamantnadeln, sowie von strukturierten und zufällig verteilten Si-Spitzen untersucht, die unter anderem ein großes Anwendungspotential haben.

Die im Folgenden präsentierte Dissertation ist zusammen mit der Einleitung in sieben Kapitel gegliedert. In dem zweiten Kapitel werden die für das Verständnis der Experimente notwendigen theoretischen Grundlagen erläutert. Das dritte Kapitel behandelt den aktuellen Stand des modifizierten Photo-Feldemissionsspektroskops und die anderen Messtechniken, die für die Charakterisierung der Proben eingesetzt wurden. In den Kapiteln 4 und 5 werden die Messergebnisse zur Feld- und Photoemission aus n- und p-dotierten Si-Wafern mit unterschiedlich strukturierten Oberflächen präsentiert. Die Kapitel 6 und 7 beschreiben die Experimente an Diamant- und Ge-Kristallen. Eine zusätzliche Beschreibung zu Inhalt und Motivation befindet sich am Anfang der jeweiligen Kapitel.

2 Grundlagen zu den untersuchten Prozessen

In dem Kapitel soll ein Überblick über die relevanten theoretischen Konzepte zur Elektronenemission aus dem Festkörper vermittelt werden. Im Mittelpunkt steht eine Anregung von Festkörpern mit Photonenenergien in der Größenordnung der Austrittsarbeit und unter hohen elektrischen Feldstärken $> 1 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$. Je nach dem auf welchem Wege ein Elektron den Festkörper verlässt, lassen sich einige grundlegende Emissionsmechanismen unterscheiden: Feldemission (FE), Photoemission (PE), thermische Emission (TE) und explosive Elektronenemission (EEE). Darüber hinaus gibt es Kombinationen aus den genannten Emissionsprozessen. Zum Beispiel kann ein effizientes Austreten des Elektrons aus dem Festkörper unter hohen elektrischen Feldstärken erfolgen, wenn deren Energie zwischen dem Fermi-Niveau und dem Vakuumniveau liegt. Dazu muss das Elektron thermisch oder durch Absorption eines Photons zunächst auf ein Zwischeniveau angeregt werden und kann erst danach aus diesem Niveau heraustunneln. Man spricht in diesen Fällen von thermischer Feldemission (TFE) oder photoinduzierter Feldemission (PFE) [15, 16]. Speziell bei Halbleitern lassen sich thermische und Photoanregungen mit Photonenenergien unterhalb der Photoschwelle auch ohne Einwirkung des elektrischen Feldes zu einer sog. photoverstärkten thermischen Emission (PVTE) kombinieren [17].

2.1 Elektronische Eigenschaften von Festkörpern

Der Begriff „Festkörper“ steht für einen Aggregatzustand, in dem Materie unter moderaten mechanischen Belastungen weitgehend ihre Form und ihr Volumen beibehält [18]. Bei geeigneten Drucken und Temperaturen lässt sich jede Substanz in eine feste Form umwandeln. Es wird dabei zwischen einkristallinen, polykristallinen, quasikristallinen und amorphen Festkörper unterschieden [19].

Die einfachste Form stellt ein idealer Kristall als eine periodische Anordnung von Atomen dar. Seine Struktur wird als mathematische Abstraktion durch ein Gitter und eine Basis von Atomen an jedem Gitterpunkt beschrieben. Eine spezielle primitive Zelle eines Kristallgitters ist eindeutig definiert und wird als Wigner-Seitz-Zelle bezeichnet. Eine Richtung im Gitter wird durch drei ganze Zahlen indiziert, die sog. Millerschen Indizes. Auf diese Weise kann jeder Vektor in der gewünschten Richtung in den kleinstmöglichen ganzzahligen Komponenten der Basisvektoren ausgedrückt werden. In der Praxis will man aber eher eine bestimmte Netzebene in einem beliebigen Gitter

eindeutig ansprechen. Der Vektor, der senkrecht auf der Netzebene steht und die Ebene charakterisiert, wird als reziproker Gittervektor bezeichnet. Seine Länge ist proportional zum reziproken Abstand \vec{G}_{hkl} der Netzebenen:

$$|\vec{G}_{hkl}| = \frac{2\pi}{d_{hkl}}, \quad (1)$$

mit dem Netzebenenabstand d_{hkl} .

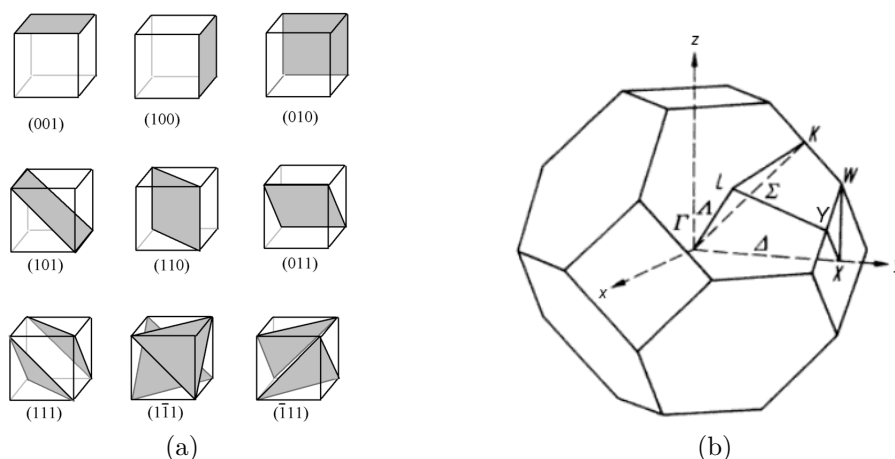


Abb. 1: Erste Brillouin-Zone eines kubisch flächenzentrierten Gitters und die Miller Indizierung. (a) Einige Ebenen in kubischen Kristallen [20]. In (b) bezeichnet der Punkt Γ den Ursprung der 1. Brillouin-Zone (BZ), der Punkt X steht für die kristallographische Richtung $[1,0,0]$, der Punkt K entspricht der Richtung $[1,1,0]$, der Punkt L bezeichnet die Richtung $[1,1,1]$ usw. entsprechend den gängigsten Bezeichnungen [21].

Die primitive Wigner-Seitz-Zelle des reziproken Gitters wird als die erste Brillouin-Zone definiert. Dieser Formalismus ist in Abbildung 1 veranschaulicht. Die Abstände d_{hkl} zwischen zwei benachbarten Ebenen sind demnach direkt aus den Indizes berechenbar. Je nach einer bevorzugten Orientierungsrichtung des Einkristalls wird ihm die entsprechende Miller Indizierung zugeschrieben. Es gilt zum Beispiel für ein kubisches Gittersystem die folgende Beziehung:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{\bar{h}^2 + \bar{k}^2 + \bar{l}^2}}, \quad (2)$$

mit den Millerschen Indizes \bar{h} , \bar{k} , \bar{l} und der Gitterkonstante a .

Um die Verteilung der Elektronen im Festkörper korrekt zu beschreiben, muss das periodische Kristallpotential der positiven Atomrümpfe berücksichtigt werden. Es reicht

nicht mehr aus, die Elektronen als freies Elektronengas zu behandeln oder die Atome mit ihren diskreten Energieniveaus einzeln zu betrachten. Elektronen im Festkörper erfahren eine gitterperiodische Modulation. Die atomaren Energieniveaus spalten sich nach dem Pauli-Prinzip in weitere diskrete Energiezustände auf und bilden Energiebänder. Die Bandstruktur, bzw. die Dispersionsrelation $E(\vec{k})$, von Festkörpern kann unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips aus den Lösungen der Schrödingergleichung [22] für ein Elektron näherungsweise berechnet werden. Die Wellenfunktion des Elektrons besitzt dabei eine spezielle Form [19]:

$$\psi(\vec{r}) = u(\vec{r}) \exp(i\vec{k}\vec{r}), \quad (3)$$

mit dem Ortsvektor \vec{r} und dem Wellenvektor \vec{k} . Dabei steht $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ für eine ebene Welle. $u(\vec{r})$ bezeichnet eine Funktion, welche die Periodizität des Gitters beschreibt. Die Gleichung 3 ist als Blochsches Theorem bekannt.

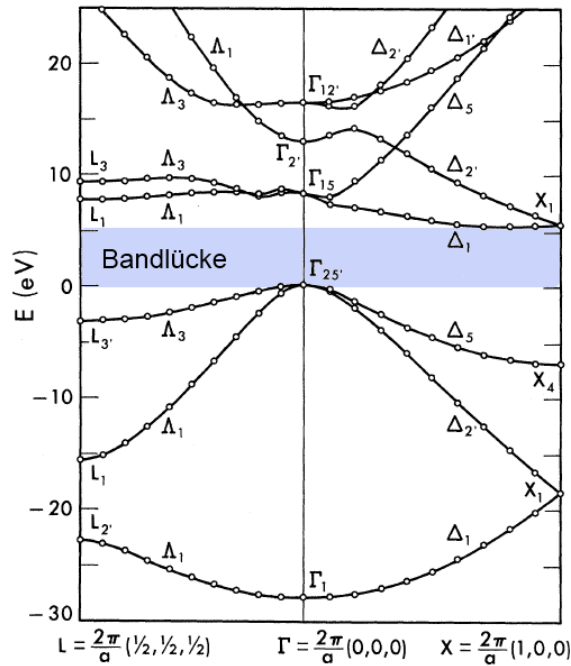


Abb. 2: Bandstruktur von Diamant längs Richtungen hoher Kristallsymmetrie ermittelt durch den Pseudopotential-Formalismus, adaptiert aus [23].

Eine einfache und anschauliche Möglichkeit zur Berechnung der Energiebänder ist durch eine Näherung für quasi-freie oder quasi-gebundene Elektronen gegeben [24]. Bei der Näherung für quasi-freie Elektronen wird das zusätzliche periodische Potential als kleine

Störung betrachtet. Die Näherung für quasi-gebundene Elektronen geht von stärker lokalisierten Rumpfniveaus aus und behandelt die Wechselwirkung der Atome als Linearkombinationen der atomaren Orbitale (LCAO-Methode [25]). Beide Näherungen eignen sich aber nur zu einer groben Berechnung der Bandstruktur, die keine weiteren Phänomene und Wechselwirkungseffekte im Festkörper behandeln. Mittlerweile existiert jedoch eine Reihe von verschiedenen Formalismen, die eine genauere Betrachtung der Bandstruktur erlauben. Unter der meist angewendeten deutlich präziseren Formalismen sind hier die Methode der Greenschen Funktionen [26], die Methode der erweiterten ebenen Wellen [27], die Methode der optimierten Potentiale [28] und FLAPW (Full Potential Linearized Augmented Plane Wave Method) [29] zu benennen.

Die Darstellung der Bandstruktur erfolgt bezogen auf die Richtungen hoher Kristallsymmetrie, wie in Abbildung 2 am Beispiel von Diamant dargestellt ist. Die Energieskala ist gerade so gewählt, dass der Nullpunkt das vollständig besetzte Band markiert, das sog. Valenzband. Die höchste Energie im Grundzustand wird auch als Fermi-Energie E_F bezeichnet. Das Valenzband bei Diamant ist durch eine Bandlücke $E_g = 5,48 \text{ eV}$ [23] vom energetisch höher liegenden unbesetzten Band, dem sog. Leitungsband, getrennt. Für eine von 0 K verschiedene Temperatur wird dem Gitter eine thermische Energie zugeführt, die eine elektronische Anregung verursacht und so zu einer Umbesetzung führt. Ein Teil der Elektronen gelangt dadurch in das Leitungsband, da in der energetisch verbotenen Zone keine Zustände existieren. Die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung eines Zustandes durch ein Elektron folgt der Fermi-Dirac-Verteilung [30, 31]:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)}, \quad (4)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B . Wegen der Ladungserhaltung muss die Fermi-Energie in der Mitte der verbotenen Zone liegen. Aus Gleichung 4 folgt unmittelbar, dass bei Raumtemperatur Diamant nur eine verschwindet kleine Menge an freien Ladungsträger im Leitungsband besitzen kann und damit ein Nichtleiter oder Isolator ist. Bei Materialien mit einer kleineren Bandlücke als Diamant, i. A. $E_g < 4 \text{ eV}$, den sog. Halbleitern, werden durch thermische Anregung entsprechend mehr freie Ladungsträger erzeugt, so dass ihre elektrische Leitfähigkeit temperaturabhängig signifikant steigt. Alle leitfähigen Materialien, die keine Bandlücke aufweisen, gehören zu der Gruppe der normalen metallischen Leiter. Zusätzlich ergibt sich mit der oben genannten LCAO-Methode, dass sich jeder dargestellte Ast im Bandschema auf die entsprechende molekulare Bindung bezieht. So steht etwa bei Diamant mit der Elektronenkonfiguration $1s^2 2[sp^3]^4$

das Valenzband für das bindende und das Leitungsband eben für das anti-bindende $\sigma - sp^3$ -Hybridorbital.

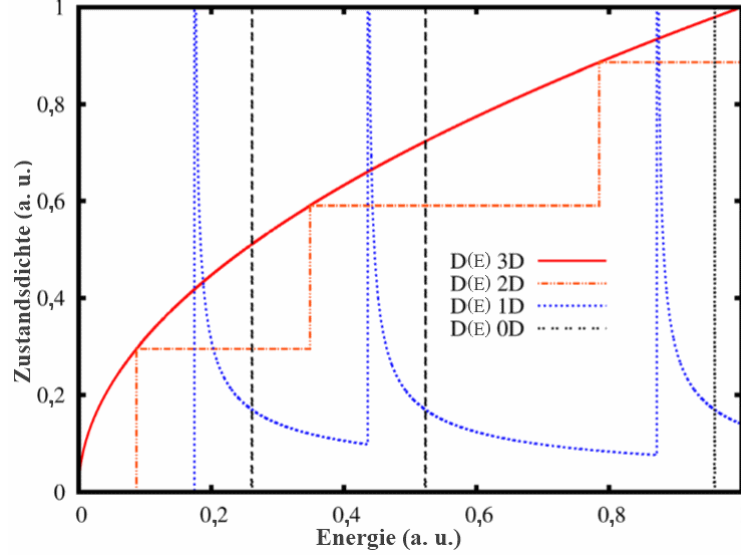


Abb. 3: Zustandsdichte $D(E)$ der quasi-freien Elektronen für 0D, 1D, 2D und 3D Systeme nach Gleichung 5 [32]. Die Energieskala ist zwischen dem Valenzbandminimum und dem Fermi-Niveau gesetzt.

Die Integration über alle Zustände pro Energieintervall liefert die Zustandsdichte $D(E)$ [24]:

$$D(E) = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{E(\vec{k})=const} \frac{dS_E}{|\vec{\nabla}_{\vec{k}} E(\vec{k})|}, \quad (5)$$

mit V als Volumen, bzw. $\frac{V}{(2\pi)^3}$ als Dichte der Zustände im Impulsraum, dS_E als Flächenelement der Fläche konstanter Energie und $\vec{\nabla}_{\vec{k}} E(\vec{k}) = \frac{dE(\vec{k})}{dk_{\perp}}$, wobei die k_{\perp} -Komponente senkrecht auf S_E steht.

Die Zustandsdichte ist eine messbare physikalische Größe, die stark von der Dimension des betrachteten Systems abhängt. Die Punkte mit $|\vec{\nabla}_{\vec{k}} E(\vec{k})| = 0$ stellen ein Extremum in der Dispersionsrelation dar und werden als Van-Hove-Singularitäten bezeichnet [33]. In drei Dimensionen bleibt die Zustandsdichte stetig und weist an den Singularitäten ein Maximum oder ein Minimum auf. In weniger als drei Dimensionen treten Unstetigkeiten auf, bzw. die Divergenz an den Punkten, wie es Abbildung 3 zeigt. Dieser Formalismus sagt voraus, dass in dimensionsreduzierten Systemen, wie sehr dünne Schichten (2D), Quantendrähte (1D) oder Quantenpunkte (0D), eine ausgeprägt

modifizierte Dispersionsrelation erscheint [32]. Es sind zum Beispiel diskrete Zustände möglich, die bei Halbleitern durchaus in der Bandlücke liegen können. Aber auch die Größe der Bandlücke kann sich ändern.

Alle Oberflächen von Festkörpern sind im Unterschied zu dem Hauptvolumen (Bulk) zweidimensional. Mit einem Rastertunnelmikroskop (RTM) lässt sich die lokale Zustandsdichte einer Oberfläche am Fermi-Niveau direkt erfassen, wie Abbildung 4 zeigt. Die Messung beruht auf dem Tunneleffekt, der in Abschnitt 2.5 erläutert wird. Zum Beispiel weist die Oberfläche des pyrolytischer Graphits (HOPG) eine hexagonale Struktur mit einem Gitterabstand von 0,14 nm auf. Der messbare Abstand zwischen den Maxima erscheint mit etwa 0,25 nm, da jedes zweite Atom im Hexagon einen Bindungspartner in der darunterliegenden Schicht hat [34]. Folglich zeigen die ungesättigten Bindungen eine höhere Elektronendichte als ihre direkten Nachbarn in der Ebene.

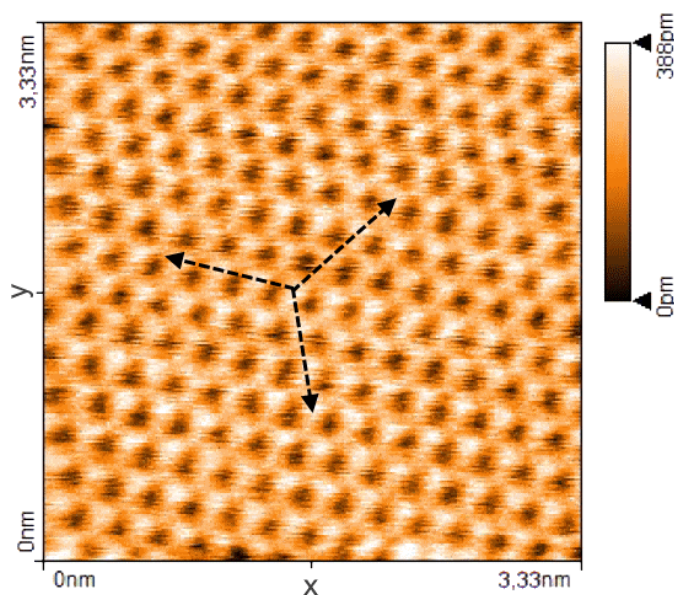


Abb. 4: Lokale Zustandsdichte des HOPG aufgenommen mit dem RTM (Nanosurf easyScan 2). Mit den Pfeilen ist eine regelmäßige periodische Struktur in drei etwa um 120° gegeneinander verdrehten Richtungen verdeutlicht.

Eine weitere wichtige Größe, die auch experimentell bestimmt werden kann, ist die effektive Masse m^* [35]. Sie hat einen direkten Bezug auf die Dispersionsrelation und lässt sich im einfachsten 1D-Fall wie folgt ausdrücken:

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E(k)}{dk^2} \right)^{-1}, \quad (6)$$

mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar . Der positive Wert der effektiven Masse wird den Elektronen m_e und der negative Wert den Löchern m_h zugeordnet. Sie ist umgekehrt proportional zur elektrischen Leitfähigkeit des Festkörpers. So weist eine große effektive Masse auf eine reduzierte Beweglichkeit der Elektronen hin, die mit deren Streuung am Gitter, bzw. an den Zonenrändern, im Zusammenhang steht. Im Allgemeinen ist die Leitfähigkeit σ über die folgende Beziehung durch die Summe der Beiträge von Elektronen und Löchern definiert [36]:

$$\sigma = (n_e e^2 \frac{\tau_e}{m_e} + n_h e^2 \frac{\tau_h}{m_h}), \quad (7)$$

mit n_e und n_h als jeweils Dichte der freien Elektronen und Löcher, τ_e und τ_h als jeweilige mittlere Stoßzeiten und e als Elementarladung. Sie wird in der Einheit Siemens pro Meter angegeben. Dabei steht der Ausdruck $e \frac{\tau}{m}$ für die Ladungsträgerbeweglichkeit und hat die Einheit $\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$. Diese Größe wird experimentell meistens mit Messungen des Hall-Widerstands ermittelt [37].

2.2 Einfluss von Störstellen

Durch eine Störung der Periodizität eines Kristallgitters werden seine elektronischen Eigenschaften signifikant beeinflusst. Die typischen Gitterfehler wie Leerstellen, Zwischengitteratome, Korngrenzen, Stapelfehler usw. sind in realen Kristallen immer präsent. Insbesondere Oberflächen sind stark betroffen. Eine Konsequenz daraus ist, dass das Bändermodell auf die dominierende Störung angepasst werden muss, um zum Beispiel damit verbundene mögliche Zustände in der verbotenen Zone zu berücksichtigen. Solche Zustände lassen sich zum Beispiel durch einen gezielten Ionenbeschuss der Oberfläche erzeugen [38].

Eine gezielte Verunreinigung, bzw. Dotierung, eines Halbleiters oder Isolators mit Fremdatomen beeinflusst unmittelbar die Lage der Fermi-Energie und erzeugt Dotierniveaus in der Bandlücke. In Abbildung 5 ist zum Beispiel die Veränderung der Leitfähigkeit von Bor-dotiertem Diamant in Abhängigkeit von der Dotierung dargestellt. Die Leitfähigkeit steigt mit der Dichte der Fremdatomen vor allem bei niedrigen Temperaturen an, wo die thermische Anregung weniger eine Rolle spielt. Bezogen auf die Bandstruktur in Abbildung 2 wird mit Bor oberhalb des Valenzbandes ein Akzeptorniveau mit der Aktivierungsenergie $E_a = 0,37 \text{ eV}$ erzeugt [39]. E_a sinkt mit steigendem Bor-Anteil und das Fermi-Niveau verschiebt sich näher zu der oberen Valenzbandkante. Damit bildet

sich ein p-Typ Halbleiter. Sein Ladungstransport findet vorwiegend im Valenzband statt.

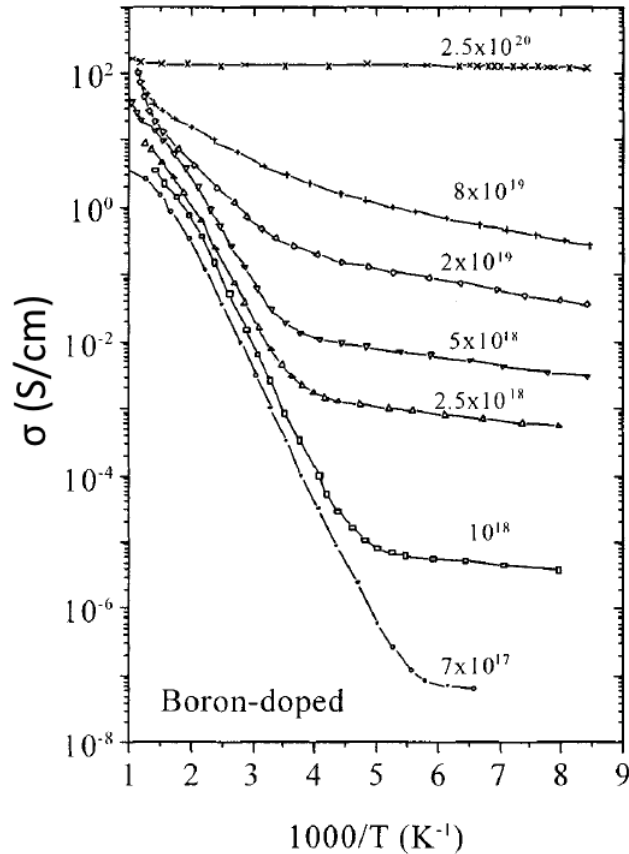


Abb. 5: Elektrische Leitfähigkeit von Bor-dotierten Diamant vs. der reziproken Temperatur für unterschiedliche Dichte der Akzeptoren in cm^{-3} [40].

Die Dotierung mit Bor wird hauptsächlich durch die chemische Gasphasenabscheidung (CVD-Verfahren) realisiert [41, 42]. Mit dem Verfahren lassen sich künstliche Diamant-Schichten auf einem geeigneten Substrat aufwachsen. Die Qualität der Proben reicht von grob polykristallinen bis hin zu feinen einkristallinen, ein paar Kubikmillimeter großen Stücken. Auf diese Weise erzeugte Kristalle zeigen die selben physikalischen Eigenschaften wie natürliche Diamanten.

Eine Dotierung von Diamant mit einem chemisch fünfwertigen Element wie Stickstoff oder Phosphor hat zur Folge, dass unterhalb des Leitungsbandes Donatorniveaus jeweils mit $E_a = 1,7 \text{ eV}$ und $E_a = 0,56 \text{ eV}$ entstehen [43]. Auf diese Weise wird ein n-Typ Halbleiter erzeugt. Der Ladungstransport findet in dem Fall im Leitungsband statt.

Der elektrische Strom durch einen dotierten Halbleiter oder Isolator ist durch eine

Raumladung begrenzt, die zwischen den Elektroden entsteht, sobald eine Spannung angelegt wird. Es gilt für die Strom-Spannungs-Charakteristik die Beziehung [44]:

$$I \propto U^{n+1}, n \geq 1. \quad (8)$$

Für $n = 1$ entspricht die Beziehung dem Mott-Gurney-Gesetz für einen perfekten Kristall ohne Störstellen. Darüber hinaus kann ein weiterer Leitungsmechanismus bei hohen Feldstärken auftreten, der sog. Poole-Frenkel Effekt [45]:

$$I \propto U \exp \left(\left(\sqrt{\frac{e^3 U}{\pi \varepsilon \varepsilon_0 l}} - \phi_{PF} \right) \frac{1}{k_B T} \right), \quad (9)$$

mit der Permittivität des Vakuums ε_0 , der Dielektrizitätszahl des Halbleiters ε und der Länge l des Materialstücks. ϕ_{PE} steht für die Potentialbarriere zwischen einem lokalisierten Zustand in der Bandlücke und der unteren Leitungsbandkante. Der Effekt äußert sich dadurch, dass ein Elektron im Volumen aus einem lokalisierten Zustand in der Bandlücke ins Leitungsband angeregt wird, zum Beispiel thermisch, dort bewegt er sich dort kurz im elektrischen Feld und relaxiert dann in einen anderen lokalisierten Zustand. Auf die gleiche Weise wird er von dort aus wieder angeregt und wandert so durch den Kristall.

Falls man einen p-dotierten oder einen n-dotierten Halbleiter miteinander oder mit einem Metall in Kontakt bringt, rekombinieren die freien Ladungsträger im Übergangsbereich an den Gitterdefekten [46]. Es bildet sich eine Verarmungszone, bzw. eine Raumladungszone. Da die Fermi-Niveaus sich beim Kontakt angleichen, entsteht eine Unstetigkeit im Bandschema, die häufig als eine „Krümmung“ der Bänder dargestellt wird. Die Größe der Raumladungszone \mathcal{S} wird im Allgemeinen durch interne Ausgleichsströme (Diffusionsstrom, Driftstrom) bestimmt. Sie hängt über folgende Beziehung von der Dotierungsstärke und der Temperatur ab [47]:

$$\mathcal{S}(T, U, n_d) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{en_d} \left(U_d - U - \frac{2k_B T}{e} \right)}, \quad (10)$$

mit n_d für die Störstellenkonzentration und der Diffusionsspannung U_d , i. A. $eU_d < E_g$. Gleichung 10 geht von einer sprunghaften Änderung des Potentials an der Grenzschicht aus und bezieht sich nur auf eine Seite des pn-Übergangs. Bei einer mittleren Störstellenkonzentration von 10^{16} cm^{-3} unter Normalbedingungen ergibt sich für die Halbleiter mit der Diamantstruktur ein Wert von \mathcal{S} zwischen 200 und 300 nm. Außerdem lässt

sich die Verarmungszone unter einer äußeren Spannung U je nach Polung vergrößern (Sperrrichtung) oder verkleinern (Durchlassrichtung). Dies wird im Bandschema häufig als eine zusätzliche Krümmung der Bänder um den Betrag der Spannungsdifferenz repräsentiert.

Im Bereich des pn-Übergangs befinden sich Defekt-Niveaus (Traps), deren Natur nicht immer eindeutig geklärt ist, und über die die Relaxation eines Elektrons von der unteren Leitungsbandkante in die obere Valenzbandkante sehr effizient stattfinden kann [48]. Dabei wird die überschüssige Energie in der Form von Lichtquanten frei. Eine unmittelbare Rekombination aus dem Valenzband in das Leitungsband ist mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ebenfalls möglich. Entscheidend dabei ist, ob es sich um eine direkte oder indirekte Bandlücke handelt. Die indirekte Rekombination setzt voraus, dass das Elektron nicht nur seine Energie, sondern auch seinen Impuls ändert. Der Impulswechsel findet unter Beteiligung von Gitterschwingungen (Phononen) statt und stellt ein vergleichsweise seltenes Ereignis dar.

Für den Zusammenhang zwischen Strom und Spannung unter Normalbedingungen in Durchlassrichtung gilt die Shockley Gleichung [49]:

$$I_F \propto \exp\left(\frac{eU}{nk_B T}\right), n \approx 1 \dots 2, \quad (11)$$

mit $n = 1$ für einen pn-Übergang mit einer schwachen Dotierung und $n = 2$ für einen stark dotierten pn-Übergang.

In Sperrrichtung wird hauptsächlich der Beitrag der Temperatur zur Leitfähigkeit signifikant. Außerdem werden mehr Defekt-Niveaus in der ausgeweiteten Verarmungszone von dem Prozess erfasst. Es gelten die folgenden Relationen [47]:

$$I_R \propto \exp\left(-\frac{E_g}{nk_B T}\right), n \approx 1 \dots 2; \quad (12)$$

$$I_R \propto \mathcal{S} \propto \sqrt{U}. \quad (13)$$

Ab einer materialabhängigen Feldstärke kann ein freies Elektron im Halbleiter noch mindestens zwei weitere anregen. Es wird eine Kettenreaktion ausgelöst, die als Avalanche-Effekt bezeichnet wird [50]. Der Effekt ist bei Isolatoren und in Sperrrichtung betriebenen pn-Übergängen besonders auffällig, da sich hier die Leitfähigkeit stark verbessert und signifikant von den idealen Charakteristiken abweicht [51]. Der Prozess kann dann zur starken Erwärmung bis hin zur Zerstörung der pn-Struktur führen.

2.3 Austrittsarbeit

Um dem Festkörper ein Elektron komplett zu entziehen, muss eine Mindestenergie aufgebracht werden. Sie ist eine fundamentale Größe und wird als Austrittsarbeit ϕ bezeichnet [52–54]. Auch Prozesse, die beim Kontakt von zwei Oberflächen ablaufen, hängen unmittelbar von deren Austrittsarbeiten ab. Die Austrittsarbeit hat einen direkten Zusammenhang mit der Bandstruktur und dem Zustand der Oberfläche. Im Allgemeinen spielt es eine große Rolle, ob die betrachtete Oberfläche einkristallin, polykristallin, glatt oder rau ist. Wie in Abbildung 4 gezeigt wurde, gibt es Oberflächen, die auch ungesättigte Bindungen aufweisen. Gasmoleküle, die an der Oberfläche adsorbieren, können die Austrittsarbeit erheblich verändern. Dabei unterscheidet man je nach Bindungsart zwischen Physisorption und Chemisorption. Bei der Physisorption handelt es sich um eine schwache Bindung in der Größenordnung von 0,04 bis 0,4 eV, die durch Van-der-Waals-Kräfte zustande kommt [55]. Chemisorption stellt eine stärkere Bindung zwischen 0,4 und 4 eV dar [56]. In Abbildung 6 ist gezeigt, wie sich eine Monolage Adsorbate im Vakuum zeit- und druckabhängig ausbildet.

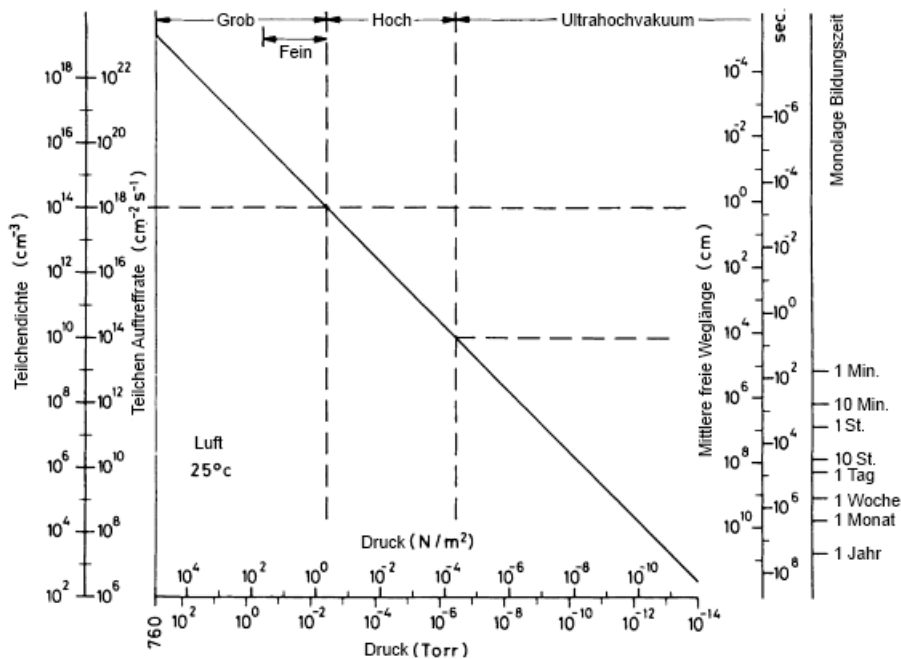


Abb. 6: Monolage Adsorbate vs. Zeit und Druck, adaptiert aus [57].

Bezogen auf das Bändermodell ist die Austrittsarbeit als Energiedifferenz zwischen Vakuumenergie E_{VAC} und Fermi-Energie E_F definiert [24]. Sie liegt bei den Elementen

typisch im Bereich von 2 bis 6 eV [58]. Für die Bestimmung von ϕ existieren zahlreiche experimentelle Methoden, die auf unterschiedlichen physikalischen Grundprinzipien basieren [59], für die die Ergebnisse in der Literatur typisch um einige 100 meV schwanken. Die meist angewendeten Methoden basieren auf den in weiteren Abschnitten separat erläuterten Effekten der Elektronenemission: Photoemission, thermische Emission und Feldemission. Außerdem wird erfolgreich die Kontaktpotentialmethode angewandt [60]. Dabei nutzt man die Tatsache aus, dass ein elektrisches Feld sich zwischen zwei verschiedenen Materialien bedingt durch ihre unterschiedlichen Austrittsarbeiten aufbaut.

2.4 Kollektive Anregung

Vielteilchen-Systeme sind in der Lage Energie aufzunehmen, die sich sehr effizient im ganzen Volumen verteilt. Gitterschwingungen, Plasmaoszillationen, Spinwellen usw. sind typische Anregungszustände, die das komplette Teilchensystem betreffen. Sie lassen sich quantisieren und als Quasiteilchen analytisch beschreiben. Plasmonen und Exzitonen sind Quasiteilchen, die in den hier präsentierten Experimenten unmittelbar eine wichtige Rolle spielen. Sie sind im Folgenden näher erläutert.

2.4.1 Plasmonen

Als Plasmonen werden quantisierte kollektive, longitudinale Anregungen des Leitungselektronengases in einem Metall oder der Valenzelektronen in einem Halbleiter oder Isolator bezeichnet. Von besonderem Interesse in dem Zusammenhang sind Oberflächenplasmonen, die parallel zur Oberfläche schwingen und sich unter bestimmten Bedingungen mit Licht anregen lassen [61]. Die Anregung erfordert eine linear polarisierte elektromagnetische Welle, die beim Einfall eine elektrische Feldkomponente senkrecht zur Oberfläche hat. Außerdem muss für den Impulsübertrag die folgende Dispersionsrelation erfüllt werden [62]:

$$|\vec{k}_{pl}| = |\vec{k}| \sqrt{\frac{Re(\varepsilon_1)Re(\varepsilon_2)}{Re(\varepsilon_1) + Re(\varepsilon_2)}}, |\varepsilon_1| > \varepsilon_2 \wedge \varepsilon_1 < 0, \quad (14)$$

wobei \vec{k}_{pl} für Wellenvektor des Plasmons steht, und $Re(\varepsilon_2) = 1$ für Vakuum gilt. Aus Gleichung 14 folgt, dass für die Anregung der Oberflächenplasmonen im Vakuum an der Grenzfläche ε_1 etwa kleiner als -1 erforderlich ist. Zusätzlich für eine effiziente Anregung muss ein betragsmäßig kleinerer Impuls der einfallenden Welle noch verstärkt

werden. Dies geschieht typisch lokal durch eine Streuung an Oberflächendefekten [63]. Demnach entsteht eine Schwingung der Oberflächenladung, wie in Abbildung 7 gezeigt ist. Die angeregte elektromagnetische Schwingung zerfällt senkrecht zur Oberfläche exponentiell, so dass im Normalfall keine Strahlung von der Oberfläche ausgeht und die Energie nur parallel zur Oberfläche dissipiert. Durch eine geeignete geometrische Struktur, wie sie mit Dünnschichten, Drähten, Nanoteilchen usw. realisiert werden kann, kann die optische Auskopplung der angeregten Plasmonen ermöglicht werden [64].

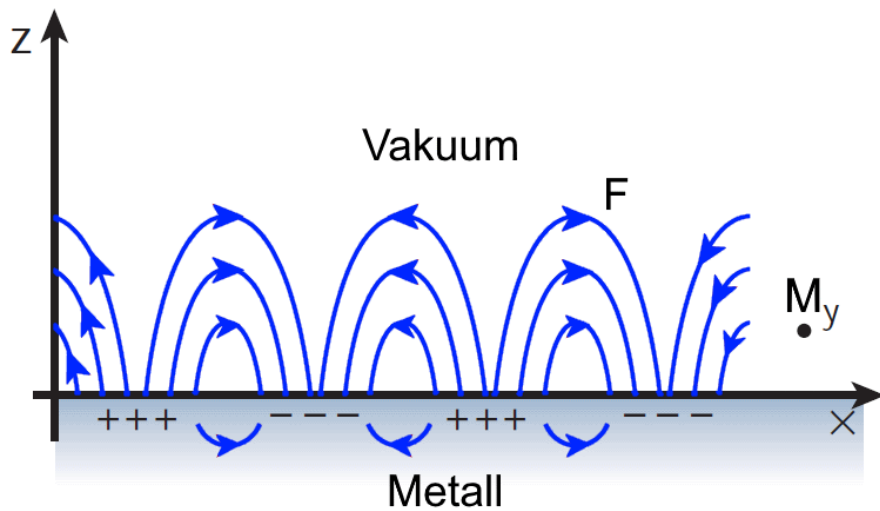


Abb. 7: Oberflächenplasmon an der Grenzfläche zwischen Vakuum und Metall mit seinen dreidimensionalen Feldkomponenten [65]. Das elektrische Feld \vec{F} schwingt in x-Richtung und das Magnetfeld \vec{M} senkrecht dazu.

Die Reichweite eines Plasmons λ_{pl} in der Ebene hängt ebenfalls mit der komplexen Dielektrizitätskonstante der Medien zusammen:

$$\lambda_{pl} = \frac{1}{|\vec{k}_{pl}|} \left(\frac{Re(\varepsilon_1) + Re(\varepsilon_2)}{Re(\varepsilon_1)Re(\varepsilon_2)} \right)^3 \frac{Re(\varepsilon_1)^2}{Im(\varepsilon_1)}. \quad (15)$$

In Abbildung 8 sind die frequenzabhängigen Dielektrizitätszahlen für Germanium und Diamant im Vergleich dargestellt. In Germanium ist eine Plasmonenanregung nahe der Photoschwelle erlaubt, in Diamant nicht. Zum Beispiel für eine Anregung mit einer Photonenenergie von 5 eV würde die Reichweite eines Plasmons bei Germanium bis zu 1 mm betragen.

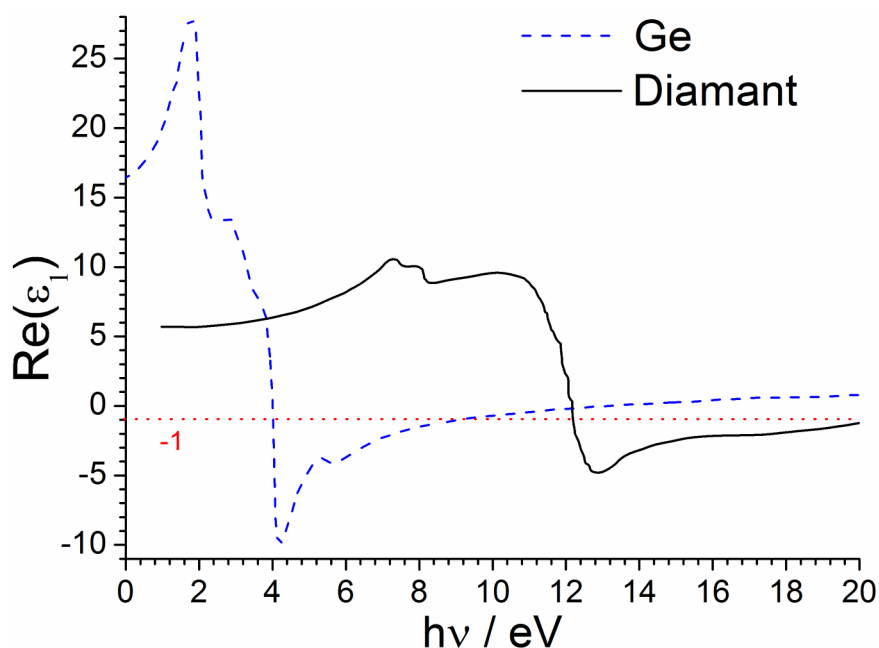


Abb. 8: Verlauf des Realteiles $Re(\epsilon_1)$ der komplexen Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von der eingestrahelten Photonenenergie $h\nu$, experimentelle Daten aus [66, 67].

2.4.2 Exzitonen

Durch Photonenabsorption kann im Halbleiter oder Isolator ein gebundenes Elektron-Loch-Paar entstehen, die als Exziton bezeichnet wird [68]. Im Unterschied zu Plasmonen geht es hier primär um eine Volumeneigenschaft. Man unterscheidet zwischen stark gebundenen Exzitonen (Frenkel-Exzitonen) mit einer Bindungsenergie von ca. 1 eV und schwachgebundenen Exzitonen (Mott-Wannier-Exzitonen), deren Bindungsenergie typisch einige 10 meV beträgt. Zusätzlich können weitere Zwischenzustände definiert werden. Bei den Frenkel-Exzitonen handelt es sich um die Anregung von einem einzelnen Atom im Gitter, welche aufgrund der Kopplung zwischen den Atomen auf die Nachbaratome überspringt und so durch den Kristall wandert. Diese Art der Anregung wird hauptsächlich in kristallisierten Edelgasen oder ionischen Kristallen beobachtet [69, 70]. Der Abstand zwischen dem Elektron und dem Loch, die eine metastabile Bindung eingehen, ist bei den Mott-Wannier-Exzitonen wesentlich größer als der Abstand zwischen den Nachbaratomen. Die anziehende Coulomb-Kraft ist in dem Fall kleiner. Dieser Typ der Anregung ist charakteristisch für Halbleiter, bzw. Isolatoren. In Abbildung 9 ist die Lage der Exzitonen-Energieniveaus in der Bandlücke dargestellt. Auch mehrere zusammenhängende Elektron-Loch-Paare können lokal gebildet werden.

In dem Fall spricht man von Polyexzitonen [71]. Die Anregung kann optisch, mit einem freien Elektronenstrahl oder infolge eines Stromflusses erfolgen.

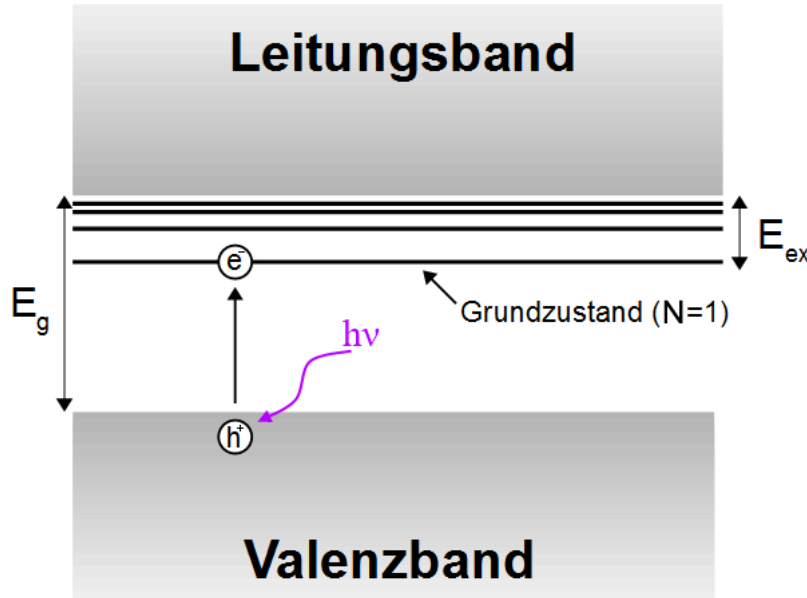


Abb. 9: Dargestellt sind Exzitonen-Energieniveaus E_{ex} , die sich direkt unterhalb der unteren Leitungsbandkante befinden. Zusätzlich ist ein gebundenes Elektron-Loch-Paar gezeigt, das durch eine optische Anregung mit der Photonenenergie $h\nu$ entstanden ist.

Die Lage der Energieniveaus von einfachen Mott-Wannier-Exzitonen in Bezug zur unteren Leitungsbandkante lässt sich in Analogie zum Wasserstoffatom in guter Näherung mit dem Bohrschen Atommodell beschreiben [72]:

$$E_N = E_g - \frac{e^4}{2\hbar^2 N^2 \epsilon} \left(\frac{m_e m_h}{m_e + m_h} \right), N \geq 1, \quad (16)$$

dabei steht ϵ für die Dielektrizitätskonstante bei $h\nu = 0$. Dementsprechend rücken die Niveaus mit steigender Dielektrizitätszahl dichter zum Leitungsband.

Exzitonen sind im Allgemeinen instabil. Sie werden typisch an Gitterschwingungen gestreut und zerfallen unter Emission von Licht. Mittels Photolumineszenz-Spektroskopie (PL) werden exzitonische Prozesse zeitlich und räumlich aufgelöst erst seit wenigen Jahren direkt beobachtet und intensiv untersucht [73]. Für die Rekombination und die Anregung von Exzitonen gelten die üblichen quantenmechanischen Auswahlregeln (k-Auswahlregel) [74], so dass nicht alle Niveaus nach Gleichung 16 besetzt werden. Exzitonen sind zwar ladungsneutral, stellen aber ein Wellenpaket dar, das nach der Anregung durch den Kristall wandert und die Energie transportiert. Wie experimentell

bestätigt wurde, erfüllt die exzitonische Dichte $n_{ex}(x, y, z, t)$ die folgende Diffusionsgleichung [75]:

$$\frac{\partial n_{ex}}{\partial t} = \mathcal{D} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right) n_{ex} - \frac{n_{ex}}{t_{ex}}, \quad (17)$$

mit der Diffusionskonstante \mathcal{D} und der Lebensdauer t_{ex} .

2.5 Feldemission

Feldemission ist ein physikalisches Phänomen, das auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt basiert. Sie wird typisch im Ultrahochvakuum bei hohen lokalen Feldstärken ab etwa $1 \frac{\text{GV}}{\text{m}}$ beobachtet. Dabei tunneln Elektronen aus dem Festkörper und werden allein durch das Vorhandensein von starken elektrischen Feldern frei, obwohl ihnen keine Extraenergie zum Überwinden der Austrittsarbeit zur Verfügung steht. Ursprünglich wurde der FE-Mechanismus unter Betrachtung von metallischen Feldemitter korrekt im Rahmen der Fowler-Nordheim-Theorie (FN-Theorie) beschrieben [76]. Anschließend gab es Versuche, die FN-Theorie auf Halbleiter zu erweitern. Einige grundlegende Ideen dazu stammen von Stratton [77]. Außerdem spielt auch die geometrische Form der Feldemitter eine wichtige Rolle in dem Prozess.

2.5.1 Fowler–Nordheim-Modell

Das eindimensionale FN-Modell betrachtet ein ideales Metall bei 0 K mit einer perfekt glatten Oberfläche. Dementsprechend wird das Verhalten der Elektronen im Metall durch die Sommerfeld-Theorie des freien Elektronengases beschrieben. Bei dieser Konfiguration sind alle elektronischen Zustände gemäß der Fermi-Dirac-Verteilung besetzt, siehe Gleichung 4. Ein weiterer Aspekt dieser Theorie ist die Tatsache, dass Metalloberflächen Äquipotentialflächen sind, so dass ein Elektron in der Nähe einer Metalloberfläche eine entgegengesetzt geladene Bildladung im Metall hervorruft. Die Wechselwirkung entspricht in dem Fall gerade dem Coulombschen Gesetz. Somit wird das eindimensionale Bildpotential U_{bild} in z-Richtung an der Metalloberfläche wie folgt definiert:

$$eU_{bild}(z) = E_{VAC} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{4z}. \quad (18)$$

In Anwesenheit von einem äußeren elektrischen Feld ergibt sich für die Potentialbarriere:

$$eU_{pot}(z) = eU_{bild}(z) - eFz. \quad (19)$$

Wie es in Abbildung 10 dargestellt ist, wird die Potentialbarriere in Bezug auf das Vakuumniveau etwas abgesenkt. Diese Absenkung wird als Schottky-Absenkung $\Delta\phi_{Schottky}$ bezeichnet.

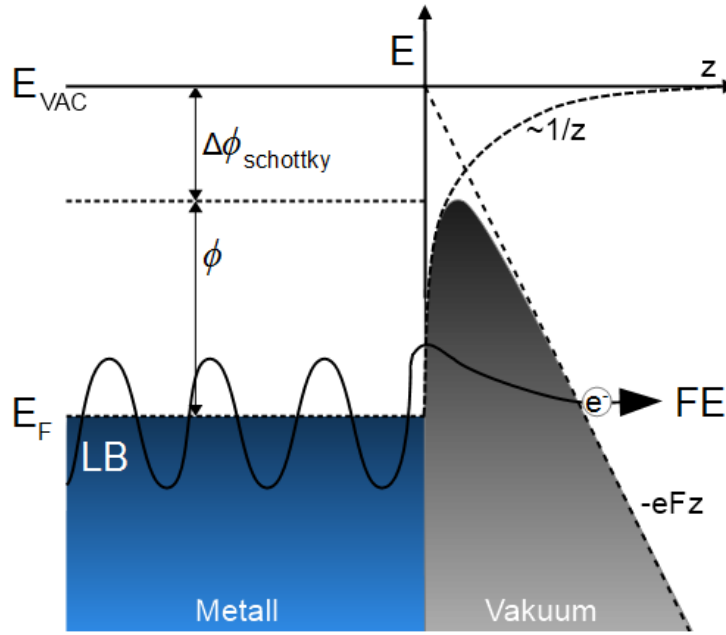


Abb. 10: Schematische Darstellung der Potentialbarriere an einer Metalloberfläche im äußeren elektrischen Feld. Die Potentialbarriere hat eine endliche Breite und kann von Elektronen aus dem Fermi-Niveau mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit überwunden werden, falls die Wellenlänge ihrer Wellenfunktion in der Größenordnung der Breite des Potentialwalls liegt.

Die Schottky-Absenkung ergibt sich aus dem Maximum der Potentialkurve in Abhängigkeit von der Feldstärke F zu:

$$\Delta\phi_{Schottky}(F) = 3,79 \cdot 10^{-2} \sqrt{F} \text{ [eV]}, \quad (20)$$

mit F in $\frac{\text{MV}}{\text{m}}$. Bei einer Feldstärke von $1 \frac{\text{GV}}{\text{m}}$ beträgt der Wert ca. 1,2 eV.

Für die Bestimmung der Tunnelwahrscheinlichkeit $\mathcal{W}(E_z)$ muss die Schrödingergleichung für diese Potentialbarriere gelöst werden. Dabei bezeichnet E_z die kinetische Energie des Elektrons in z -Richtung. Das mathematische Problem wird vereinfacht,

indem Gleichung 19 durch ein Dreieckspotential $eU_{pot}(z) = \phi + E_F - eFz$ angenähert wird. Damit ergibt sich die Lösung mit Hilfe der WKB-Näherung [78–80]:

$$\ln(|\mathcal{W}(E_z)|) = -2 \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{\frac{2m_e(eU_{pot}(z) - E_z)}{\hbar^2}} dz. \quad (21)$$

Werden alle Elektronen mit verschiedenen Energien gezählt, die pro Sekunde und pro Einheitsfläche auf die Barriere treffen, dann kann die Ladungsträgerversorgung unter Annahme des freien Elektronengases, unter Berücksichtigung der Zustandsdichte und der Geschwindigkeit der Elektronen wie folgt mit der Funktion $\Pi(E)$ ausgedrückt werden:

$$e\Pi(E) = eD(E) \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k_z} f(E) \simeq \frac{4\pi m_e e}{\hbar^3} f(E). \quad (22)$$

Die Energieverteilung $\mathcal{T}_e(E, F)$ der emittierten Elektronen ist das Produkt aus der Tunnelwahrscheinlichkeit und $\Pi(E)$:

$$\mathcal{T}_e(E, F) = e\Pi(E) \int_{E_F}^E \mathcal{W}(E_z) dE_z \quad (23)$$

$$\Rightarrow \mathcal{T}_e(E, F) = \frac{\frac{\bar{A}\bar{C}F}{\phi^{\frac{1}{2}}\bar{t}(\bar{y})} \exp\left(-\frac{\bar{B}\phi^{\frac{3}{2}}\gamma(\bar{y})}{F}\right) \exp\left(\frac{\bar{C}\phi^{\frac{1}{2}}\bar{t}(\bar{y})(E-E_F)}{F}\right)}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1}. \quad (24)$$

Die Emissionsstromdichte $j(F)$ ergibt sich durch Integration von Gleichung 24 mit der Näherung $f(E) \approx 1$:

$$j(F) = \int_0^\infty \mathcal{T}_e(E, F) dE = \frac{\bar{A}F^2}{\phi\bar{t}^2(\bar{y})} \exp\left(-\frac{\bar{B}\phi^{\frac{3}{2}}\gamma(\bar{y})}{F}\right), \quad (25)$$

mit den folgenden Parameter: $\bar{A} = 1541 \cdot 10^3 \frac{\text{A}\cdot\text{eV}\cdot\text{m}^2}{\text{MV}^2}$, $\bar{B} = 6830 \frac{\text{MV}}{\text{eV}^{1.5}\cdot\text{m}}$, $\bar{C} = 10246 \frac{\text{MV}}{\text{eV}^{1.5}\cdot\text{m}}$, $\bar{t}(\bar{y}) = \gamma(\bar{y}) - \frac{2}{3}\bar{y}\frac{d\gamma(\bar{y})}{d\bar{y}}$, $\gamma(\bar{y}) = 1 - \bar{y}^2 + \frac{1}{3}\bar{y}^2\ln(\bar{y})$, $\bar{y} = \frac{\Delta\phi_{Schottky}}{\phi}$. Eine ausführliche analytische Lösung und Diskussion von Gleichungen 23 und 25 befindet sich zum Beispiel in [81]. Auch alle Konstanten und die sog. Nordheimfunktionen $\bar{t}(\bar{y})$, $\gamma(\bar{y})$ sind dort vollständig tabelliert.

Die gemessene Energieverteilung ist unschärfer, da jeder Energieanalysator eine endliche Auflösung aufweist. Die Faltung der Gleichung 24 mit einer Gaußschen Funktion, wie

in Abbildung 11 dargestellt ist, führt dazu, dass der Emissionspeak zu den niedrigeren Energien hin verschiebt. Die hochenergetische Flanke verbreitert sich dabei wesentlich stärker im Vergleich zur niederenergetischen Flanke. Vielmehr ändert sich der Verlauf der niederenergetischen Flanke bei einer moderaten Auflösung unter 100 meV kaum. Die Temperatur des Emitters beeinflusst aufgrund von Gleichung 24 das Spektrum auf die ähnliche Art und Weise.

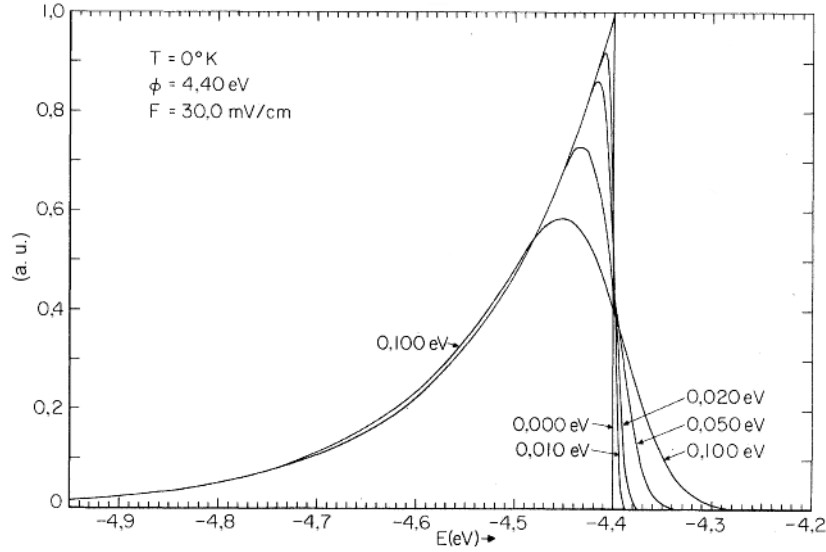


Abb. 11: Energieverteilung der feldemittierten Elektronen, die sich aus Gleichung 24 für typische Werte von ϕ und F bei $T = 0\text{ K}$ unter Berücksichtigung der Energieauflösung eines Energieanalysators ergibt [81].

Unter realen Bedingungen beginnen kalte Kathoden schon bei einer Feldstärke um ca. $50 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ zu emittieren. Dies liegt vor allem daran, wie bereits in Abschnitt 2.2 angedeutet, dass reale Oberflächen keine perfekt glatten Oberflächen sind. Die Form der Oberfläche ist oft entscheidend für den Verlauf und die Dichte der elektrischen Feldlinien unmittelbar an der Grenzfläche, wo das Tunneln von Elektronen stattfindet. Die auftretende Feldüberhöhung wird als β -Faktor bezeichnet. Dieser Faktor hängt unmittelbar von der Geometrie des Emitters ab, siehe Abschnitt 2.5.4. Nach der entsprechenden Anpassung der Gleichungen 24 und 25 ergeben sich die folgenden praktisch anwendbaren Beziehungen für den FE-Strom und die Energieverteilung nach Fowler und Nordheim:

$$I(\beta, F, S) = \frac{\bar{A}(\beta F)^2 S}{\phi \bar{t}^2(\bar{y})} \exp\left(-\frac{\bar{B}\phi^{\frac{3}{2}}\gamma(\bar{y})}{\beta F}\right), \quad (26)$$

$$\mathcal{T}_e(\beta, F, S, E) = \frac{\frac{\bar{A}\bar{C}\beta F}{\phi^{\frac{1}{2}}\bar{t}(\bar{y})} \exp\left(-\frac{\bar{B}\phi^{\frac{3}{2}}\gamma(\bar{y})}{\beta F}\right) \exp\left(\frac{\bar{C}\phi^{\frac{1}{2}}\bar{t}(\bar{y})(E-E_F)}{\beta F}\right)}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1}, \quad (27)$$

mit der effektiv emittierenden Fläche S .

Der Einfluss der beiden zusätzlichen Parameter (β , S) auf die Feldemission wurde bereits in der Vergangenheit sehr detailliert untersucht [82]. Die Übereinstimmung der theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Werten war in den meisten Experimenten insofern zufriedenstellend. Die Bestimmung der einzelnen Unbekannten (β , S , ϕ) aus Messdaten erfolgt mit der linearen FN-Anpassung, indem $\ln(\frac{I}{F^2})$ gegen $\frac{1}{F}$ (bzw. $\ln(\frac{I}{V^2})$ gegen $\frac{1}{V}$) aufgetragen wird. Zusätzlich muss das FE-Spektrum bekannt sein und Gleichung 27 erfüllen.

Theoretisch ist die Stromdichte der Feldemission allein durch die Verarmung des Leitungsbandes des Emitters begrenzt und beträgt bei typischen metallischen Emittlern ca. $10^3 \frac{\text{A}}{\mu\text{m}^2}$. Praktisch wurden schon einige $1 \frac{\text{A}}{\mu\text{m}^2}$ im gepulsten Betrieb und $0,1 \frac{\text{A}}{\mu\text{m}^2}$ im DC-Betrieb erreicht [83, 84]. Dabei liegt der eigentliche FE-Strom typisch weit unter 1 mA.

Nach dem Verlassen der Oberfläche divergiert ein freies Elektronenbündel räumlich. Das Produkt aus Winkeldivergenz und Querschnittfläche des Elektronenstrahls dient als Maß für diesen Effekt und wird als Emittanz ϵ bezeichnet. Dabei handelt es sich um die normierte Emittanz der Form [85]:

$$\epsilon = \frac{1}{m_e c} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2}, \quad (28)$$

mit der Position x ($\langle x \rangle$ ist der Erwartungswert von x) und dem Impuls p_x senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die hier als z angenommen wurde.

Die Emittanz einer FE-Quelle ϵ_f ist besonderes günstig, da Elektronen die Oberfläche nahezu senkrecht verlassen, i. A. $\epsilon_f < 10^{-4}$ mm mrad. Vielmehr liefert die Auswertung von Gleichung 28 unter Einbeziehung der Tunnelwahrscheinlichkeit in Zylinderkoordinaten für eine planare Oberfläche den folgenden Zusammenhang [86]:

$$\epsilon_f(F) = r \frac{\hbar}{c} \sqrt{\frac{2E_F}{m_e}} \left(\frac{4E_F}{\hbar F} \sqrt{2m_e \phi \bar{b}(\bar{y})} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (29)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , dem Radius r der Emissionsquelle und

$$\bar{b}(\bar{y}) = 1 + \frac{1}{9}\bar{y}^2 (1 - \ln(\bar{y})).$$

Anwendungstechnisch ist speziell die Brillanz Br einer Elektronenquelle als ein Maß für die Phasenraumdicke eines Strahles von Interesse. Die normierte Brillanz kann wie folgt ausgedrückt werden [87]:

$$Br \cong \frac{I}{\epsilon^2}. \quad (30)$$

Die theoretische Brillanz einer FE-Quelle kann in einem günstigen Fall einige $10^{17} \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{rad}^2}$ betragen. Die bekannten experimentell erzielten Brillanzen liegen zwischen $10^{13} \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{rad}^2}$ und $10^{16} \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{rad}^2}$ [88, 89].

2.5.2 Stratton-Modell

Bedingt durch eine deutlich kleinere Konzentration von freien Ladungsträgern in Halbleitern und Isolatoren, wird ihre Oberflächenschicht durch ein externes elektrische Feld polarisiert. Der Grundgedanke von Stratton ist, dass die Konzentration der freien Elektronen in dem oberflächennahen Bereich des Feldemitters aufgrund des teilweisen Eindringens des elektrischen Felds erheblich ansteigt, was zu einer Entartung des Elektronengases führt. Es findet also in Analogie zum pn-Übergang eine Bandkrümmung statt. Die Entartung wurde, wie in Abbildung 12 gezeigt ist, durch den Parameter ϑ repräsentiert, der für den Abstand des Fermi-Niveaus zur unteren Leitungsbandkante steht. Eine weitere grundlegende Annahmen der Theorie ist, dass nur ein sehr kleiner Teil der Elektronen, die auf die Potentialbarriere zulaufen, tatsächlich ins Vakuum emittiert werden. Dementsprechend wird das Fermi-Niveau im Bulk für so einen Emissionsprozess als räumlich konstant angenommen. Das ist die Null-Strom-Approximation. Ansonsten wird die Berechnung der Emissionsdichte und der Energieverteilung nach Stratton analog zur in Abschnitt 2.5.1 beschriebenen Methode durchgeführt. Es ergibt sich in Abhängigkeit von dem Vorzeichen des Parameters ϑ (ϑ_s nahe der Oberfläche) das folgende Ergebnis für die Emissionsstromdichte aus dem Leitungsband [90]:

$$j(F, \chi, \vartheta_s) = \frac{\bar{A}F^2}{\varphi} \exp\left(-\frac{\bar{B}\varphi^{\frac{3}{2}}\gamma(\bar{Y})}{F}\right) \times \left(1 - \left(1 + \frac{\bar{C}\vartheta_s\varphi^{1/2}}{F}\right) \exp\left(\frac{\bar{C}\vartheta_s\varphi^{1/2}}{F}\right)\right), \vartheta_s > 0; \quad (31)$$

$$j(F, \chi, \vartheta_s) = \frac{4\pi m_e e (k_B T)^2}{\hbar^3} \exp\left(-\frac{\bar{B} \chi^{\frac{3}{2}} \gamma(\bar{Y})}{F}\right) \exp\left(\frac{\vartheta_s}{k_B T}\right), \vartheta_s < 0; \quad (32)$$

mit χ als Elektronenaffinität, $\varphi = \chi - \vartheta_s$ und $\bar{Y} = \sqrt{\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}} \frac{e^3 F}{\varphi^2}$.

Dabei hängt ϑ_s von der elektrischen Feldstärke nahezu linear ab:

$$\vartheta_s(F) = \left(\frac{15\hbar^3}{128\pi^2\varepsilon(2m_e)^{3/2}}\right)^{\frac{2}{5}} F^{\frac{4}{5}}. \quad (33)$$

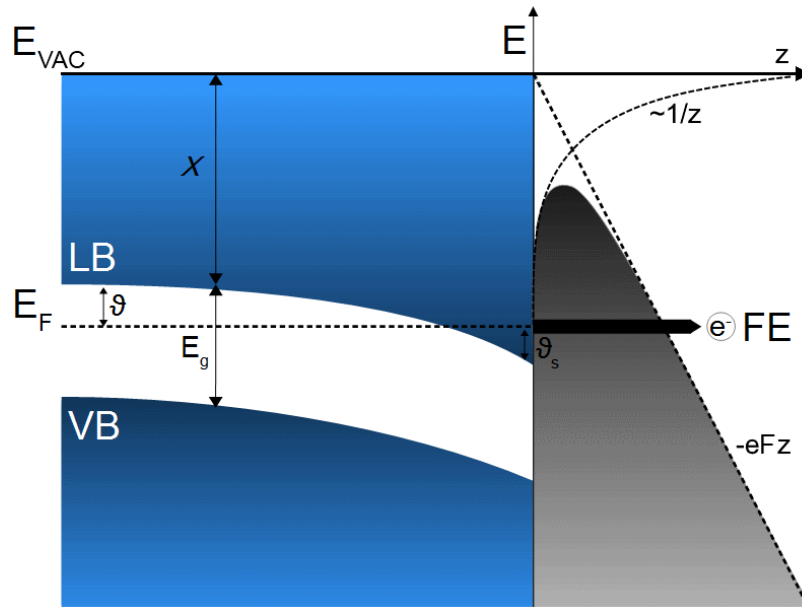


Abb. 12: Bandschema des oberflächennahen Bereichs eines Halbleiter mit einer beliebigen Dotierung. Die Darstellung entspricht der Null-Strom-Approximation. Die Parameter sind im Text erklärt.

Ein positiver Wert von ϑ_s ist nur bei n-dotierten Halbleitern denkbar, da die zusätzlichen Elektronen aus dem Leitungsband dort auch ohne ein externes elektrisches Feld freie Oberflächenzustände tendenziell besetzen. Dadurch entsteht eine Art Spannungsdifferenz zwischen dem Volumen und der Oberfläche. Folglich besteht in dem Fall an der Halbleiter-Vakuum-Grenzfläche eine zusätzliche natürliche Bandkrümmung zu höheren Energien, die von dem externen elektrischen Feld zunächst kompensiert werden muss. Davon ausgehend wurde die Feldemission aus dem Valenzband von Stratton auch als wahrscheinlich angesehen und theoretisch ebenfalls behandelt. Allerdings gibt

es bis jetzt keine sicheren Nachweise für die Feldemission aus Zuständen unterhalb der Bandlücke. Insgesamt lässt sich die Stratton-Theorie sehr eingeschränkt auf reale Experimente anwenden. Sie sagt aber für $\vartheta_s > 0$ eine FN-artige und für $\vartheta_s < 0$ eine ausgeprägt temperaturabhängige Emission voraus.

2.5.3 Feldemission aus schwach dotierten Halbleitern

Schwach n-dotierte und p-dotierte Halbleiter zeigen unter Normalbedingungen typisch eine stark nichtlineare Charakteristik in FN-Koordinaten ($\ln(\frac{I}{U^2})$ vs. $\frac{1}{U}$), siehe Abbildung 13. Ihr Strom-Spannungsverlauf lässt sich dabei in drei verschiedene Bereiche gliedern: Bereich I entspricht dem gewöhnlichen FN-artigen Verhalten, im Bereich II (Raumladungszone) kommt es zu einer Sättigung und im Bereich III tritt eine Stoßionisation auf, wobei wieder ein FN-Verhalten womöglich mit einer größeren Steigung als im Bereich I beobachtet wird. In einem starken elektrischen Feld unterscheiden sich n- und p-Halbleiter durch die Struktur ihrer Raumladungszone. Während die Ladungsträgerkonzentration im n-Halbleiter schrittweise von der Oberfläche ins Innere abnimmt, wird angenommen, dass bei einem p-Halbleiter die Verarmungszone unmittelbar nahe der Oberfläche entsteht. Folglich wird der Emissionsstrom aus einem p-Halbleiter im Wesentlichen durch die Leitfähigkeit der Raumladungszone bestimmt. In dem Fall wirkt ein p-Typ Feldemitter ähnlich wie ein in Sperrrichtung geschalteter pn-Übergang, siehe Abschnitt 2.2.

Die Analogie zum pn-Übergang wurde von einigen Autoren aufgegriffen, um insbesondere das Verhalten des Sättigungsstroms I_{sat} theoretisch und experimentell zu untersuchen [91, 92]. Der Sättigungsstrom lässt sich unabhängig von der Feldstärke wie folgt ausdrücken [93]:

$$I_{sat} = ev_e n_i S, \quad (34)$$

mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i ($n_i = \sqrt{n_e n_h}$), der Driftgeschwindigkeit v_e von Elektronen und der Querschnittsfläche S . Mit $n_i \propto \exp(-E_g/2k_B T)$ folgt direkt eine qualitative Beziehung für die Temperaturabhängigkeit:

$$I_{sat} \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right). \quad (35)$$

Für die Feldabhängigkeit des Sättigungsstroms existiert bis jetzt keine zufriedenstellende Theorie [94]. Die Forschung an schwach dotierten Halbleitern wird erschwert, weil irreversible mechanische Veränderungen des Feldemitters in der Regel bedingt durch den

Avalanche-Effekt stattfinden, sobald Bereich III spannungsmäßig erreicht wird. Darüber hinaus existieren einige Hinweise darauf, dass eine „defekte“ oder oxidierte, ein paar Nanometer dünne Oberflächenschicht notwendig ist, um eine effiziente Verarmungszone zu erzeugen. So verschwand die in Abbildung 13 dargestellte Nichtlinearität in einigen bekannten Experimenten mit p-dotierten Si-Spitzen nach ihrem kurzzeitigen Tempern im Ultrahochvakuum bei etwa 450 °C [93, 95].

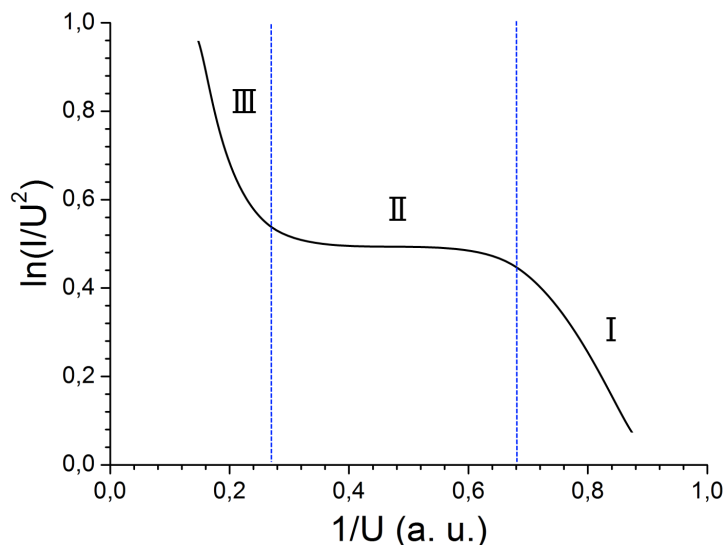


Abb. 13: Typische I-U Charakteristik eines schwach dotierten halbleitenden Feldemitters in FN-Koordinaten. Der Verlauf ist in drei Bereiche geteilt, wie im Text beschrieben. Die Darstellung basiert auf zahlreichen experimentellen Beobachtungen an Ge [91], Si [96], SiC [97] und Diamant [98].

2.5.4 Feldüberhöhungsfaktor

Da der Emissionsstrom näherungsweise mit dem Quadrat der Feldüberhöhung steigt, ist es möglich gezielt durch eine passende Emittergeometrie relativ höhere Emissionsströme zu erzeugen. Für viele wichtige Geometrien wie die Hemisphäre auf einer Ebene, der Hemiellipsoid auf einer Ebene, die hyperbolische Ebene, die Schwebekugel über einer Emitterebene und die Halbkugel auf einem Zylinder existieren bereits sehr genaue numerische und analytische Lösungen [99], vgl. Abbildung 14 und Tabelle 1.

Falls eine hohe Stromdichte angestrebt ist, können Feldemitter nach dem oben genannten Modell des zylindrischen Stabes realisiert werden. Die Feldverstärkung lässt sich in diesem Fall näherungsweise durch das $\frac{H}{r}$ -Verhältnis mit H als Höhe und r als Radius der Feldemitter so hoch einstellen, wie es im jeweiligen Fertigungsprozess möglich,

bzw. notwendig ist. Die erreichbare Stromdichte ist bei Spitzen in realen Experimenten jedoch durch eine Überhitzung und anschließende Zerstörung der Feldemitter begrenzt [100].

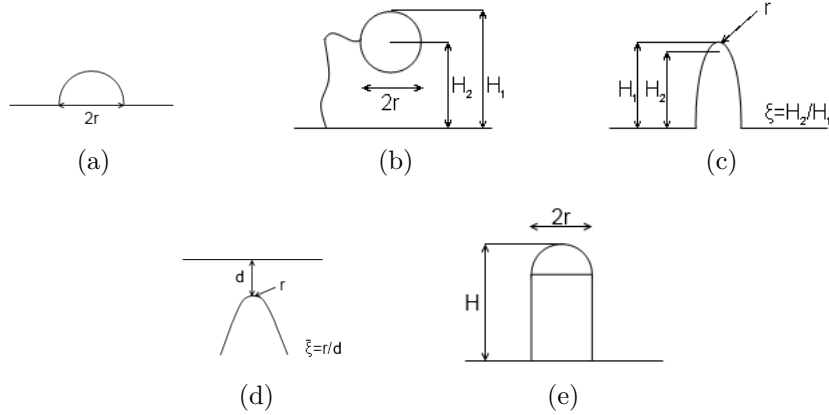


Abb. 14: Verschiedene Modelle, die bisher erfolgreich untersucht wurden und für viele praktische Anwendungen wichtig sind [99]. (a) Hemisphäre als Kathode. (b) Schwebekugel als Kathode. (c) Hemiellipsoid als Kathode. (d) Hyperboloid als Kathode. (e) Zylindrischer Stab mit einer Halbkugel an der Spitze.

Tab. 1: Feldüberhöhungsfaktor β für verschiedene und häufig in der Praxis vorkommende Emittergeometrien unter Annahme, dass der Abstand zwischen den Elektroden unendlich groß ist, da wo er nicht expliziert angegeben ist. Die Bezeichnung der Parameter entspricht den Skizzen in Abbildung 14 [99].

Hemisphäre (Abb. 14a)	$\beta = 3$	
Schwebekugel (Abb. 14b)	$\beta = \left(\frac{H}{r} + 2, 5\right)$	
Hemiellipsoid (Abb. 14c)	$\beta = \frac{2\xi^3}{(1-\xi^2)\left(\ln\frac{1+\xi}{1-\xi} - 2\xi\right)}$	$\xi \rightarrow 1: \beta \approx 2\frac{H}{r} \frac{1}{\ln\left(4\frac{H}{r}\right) - 2}$
Hyperboloid (Abb. 14d)	$\beta = \frac{\sqrt{1+\xi}}{\xi \operatorname{arctanh}\sqrt{\frac{1}{1+\xi}}}$	
Zylindrischer Stab (Abb. 14e)	$\beta \approx 1, 2 \left(\frac{H}{r} + 2, 5\right)^{0,9}$	

Um die Belastung der Emitterspitzen zu reduzieren, wird häufig mit kurzen Stromimpulsen oder mit Clustern aus Emittern gearbeitet. Anhand von einigen erfolgreichen Untersuchungen an Kohlenstoffnanoröhren (CNTs) wurde bereits festgestellt, wie man die Emitterspitzen auf der Oberfläche strukturieren sollte, so dass eine optimale Stromdichte erzielt wird, siehe Abbildungen 15 und 16. Laut diesen Untersuchungen wird die

Stromdichte einer solchen Anordnung maximal, falls der Abstand zwischen den Emitterspitzen dem Zweifachen ihrer Höhe entspricht [101]. Mit einem größer werdenden Abstand fällt die Stromdichte ab, weil die Emitterdichte kleiner wird. Die Stromdichte pro Emitter bleibt dabei konstant. Falls der Abstand kleiner als der optimale Abstand wird, schirmen sich die Emitter gegenseitig ab und der β -Faktor reduziert sich. Folglich wird die Stromdichte dadurch begrenzt.

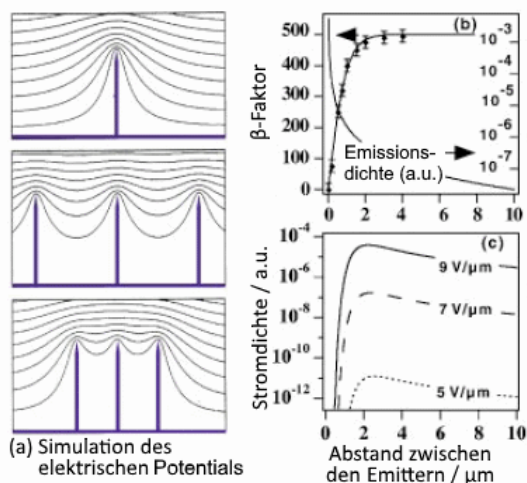


Abb. 15: Untersuchung der FN-Eigenschaften von Kohlenstoffnanoröhren (CNTs). Die anhand der Simulation vorhergesagte Abhängigkeit der Stromdichte von der Emitterdichte lässt sich auch experimentell bestätigen [101]. (a) Dargestellt sind die simulierten Äquipotentiallinien für die 1 μm hohen Spitzen mit einem Radius von 2 nm. Die Abstände zwischen den Emitterspitzen sind entsprechend 4, 1 und 0,5 μm . (b) Feldüberhöhungsfaktor β in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen den Emitterspitzen. (c) Stromdichte in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen den Emitterspitzen.

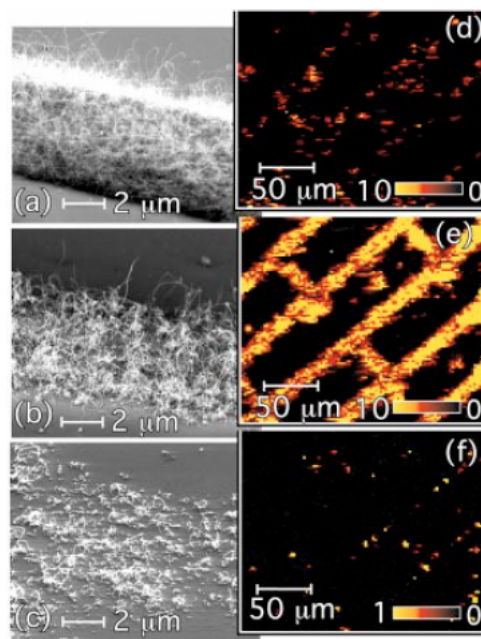


Abb. 16: REM- und FESM-Aufnahmen von Kohlenstoffnanoröhren (CNT), die mit CVD-Verfahren präpariert wurden. Die Farbcodierung entspricht $\frac{\mu\text{A}}{\text{pixel}}$ [101]. Abbildungen (a), (d) zeigen einen Bereich mit einer großen, (b), (e) mit einer mittleren und (c), (f) mit einer kleinen Dichte von CNTs.

2.5.5 Feldemission aus einzelnen Atomen

Es ist möglich ein Feldemitter so herzustellen, dass eine einatomare thermodynamisch stabile Spitze entsteht [102, 103]. Das Atom an der Spitze hat in dem Fall eine

reduzierte Anzahl von Bindungspartnern. Im positiven elektrischen Feld wandert seine elektronische Hülle vom Bulk weg, wie in Abbildung 4 dargestellt ist. Folglich wird die Entartung seiner elektronischen Struktur teilweise aufgehoben. Das elektrische Feld führt auch dazu, dass eine Art Potentialbarriere zwischen dem Bulk und dem Atom an der Spitze entsteht. Das Tunneln durch eine doppelte Potentialbarriere über lokalisierte Zustände wird als resonantes Tunneln bezeichnet. Das Phänomen wird nicht nur im Fall von einatomaren Spitzen beobachtet. Wenige Nanometer dünne Oxidschichten, Adsorbate oder Nanopartikel mit reduzierten Freiheitsgraden sind ebenfalls Strukturen, die diskreten Energieniveaus aufweisen können, siehe Abbildung 3.

Die Energieniveaus des äußeren Atoms werden mit steigender Feldstärke relativ zum Fermi-Niveau des Bulk abgesenkt. Falls ein Zustand gerade dem Fermi-Niveau entspricht, verstärkt sich der Emissionsstrom und umgekehrt. Damit macht sich das resonante Tunneln zum einen durch eine Welligkeit in der I-U Charakteristik bemerkbar, zum anderen können in den Elektronenspektren äquidistante diskrete Peaks auftauchen, siehe Abbildung 17. Eine umfassende theoretische Behandlung des Phänomens findet man zum Beispiel bei Gadzuk [104].

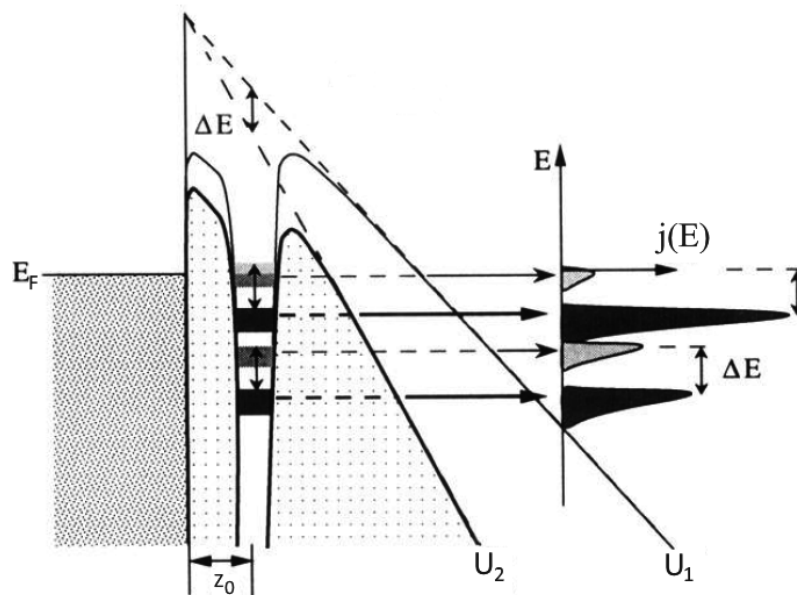


Abb. 17: Vereinfachtes Modell der Feldemission aus einer einatomaren Spitze für zwei verschiedene angelegten Spannungen U , adaptiert aus [105]. Die helleren Bänder und die entsprechenden Spektren stehen für zwei diskrete Energieniveaus bei U_1 . Die dunkleren Bänder sind die gleichen Bänder nach ihrer Verschiebung zu kleineren kinetischen Energien hin bei einer größeren Spannung U_2 . z_0 ist die Dicke der Potentialbarriere zwischen dem Atom und dem Festkörper.

2.6 Photoemission

Im Allgemeinen ist die Photoemission ein physikalischer Prozess, bei dem Elektronen aus dem Festkörper durch die Absorption von Photonen herausgelöst werden. Dieses Phänomen wurde bereits vor der Entdeckung des Elektrons von Hertz beobachtet und untersucht [106]. Schließlich ist eine Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen Feldern und der festen Materie zu einem wichtigen Aspekt der modernen Physik geworden. Im Folgenden werden unterschiedliche Punkte der Photoemission geschildert, die speziell für die Photoanregung eines Festkörpers nahe der Photoschwelle relevant sind.

2.6.1 Photoschwelle

Der lineare Zusammenhang zwischen der Frequenz des anregenden Lichtes ν und der kinetischen Energie E_{kin} von photoemittierten Elektronen wird durch die Einsteinsche Gleichung ausgedrückt [107]:

$$E_{kin} = h\nu - \phi, \quad (36)$$

hierbei steht ϕ für die Austrittsarbeit, die bei Metallen auch der nominellen Photoschwelle Φ entspricht. Falls die Energie des anregenden Lichtes die Photoschwelle übersteigt, werden auch stärker gebundene Elektronen aus dem Festkörper emittiert. Gleichung 36 erweitert sich in dem Fall um den Betrag der Bindungsenergie E_B :

$$E_{kin} = h\nu - \Phi - E_B. \quad (37)$$

Für Halbleiter ist die nominelle Photoschwelle als Energiedifferenz zwischen Vakuumenergie E_{VAC} und Valenzbandkante E_V definiert. Frühere Studien der Photoemission aus hochqualitativen Si-Kristallen ergaben, dass die real messbare Photoschwelle entscheidend von der Dotierung abhängt, siehe Abbildung 18. Auch Oberflächenzustände und eine Raumladung an der Grenzfläche sind nicht vernachlässigbar. Bei schwach dotierten Halbleitern wird die Photoschwelle maximal, so dass die ersten angeregten Elektronen aus dem Valenzband kommen. Eine starke Dotierung führt dazu, dass die Photoschwelle sinkt und im Grenzfall der Austrittsarbeit entspricht.

Falls die Photoschwelle unterschritten wird, handelt es um eine einfache Photoanregung, bzw. um einen optischen Übergang mit einer anschließenden Relaxation des

angeregten Elektrons. Für die direkten optischen Übergänge gilt die k -Auswahlregel. Es können also nur Elektron-Loch-Paare erzeugt oder vernichtet werden, deren Impuls mit dem Impuls des beteiligten Photons exakt übereinstimmt. Darüber hinaus sind auch indirekte optische Übergänge bedingt durch einen zusätzlichen Impulsaustausch zwischen Elektronen und Phononen möglich.

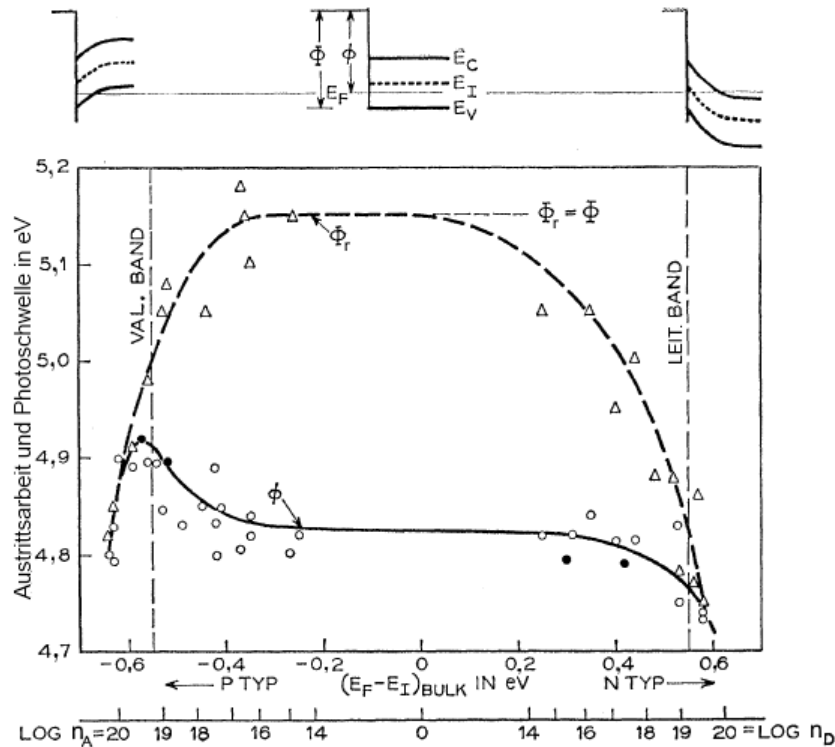


Abb. 18: Reduzierte Photoschwelle Φ_r und nominelle Austrittsarbeit ϕ eines durch Spaltung präparierten Si(111)-Kristalls in Abhängigkeit von der Dotierung, adaptiert aus [108]. $(E_F - E_I)_{BULK}$ und E_I bezeichnen jeweils die Lage des Fermi-Niveaus und die Mitte der Bandlücke. n_A und n_D sind jeweils Akzeptor- und Donatordichten in cm^{-3} . Die gestrichelte und die durchgezogene Linien zeigen theoretisch erwartete Verläufe unter Berücksichtigung der Oberflächeneffekte. Die Dreiecke und die Kreise stehen jeweils für die experimentell ermittelten Werte von Φ_r und ϕ .

2.6.2 Drei-Stufen-Modell

Der Prozess der Anregung von Photoelektronen im Festkörper unmittelbar nach der Absorption eines Photons lässt sich unter der Anwendung der Störungstheorie im Rahmen des Drei-Stufen-Modells beschreiben [109]. Die erste Stufe im Modell bezeichnet den Übergang des angeregten Elektrons aus dem Blochzustand in den Zustand eines freien Elektrons.

In der zweiten Stufe diffundiert dieses freie Elektron im Festkörper zur Oberfläche. Während der kurzen Zeit können im Festkörper Streuprozesse an Phononen und anderen Elektronen stattfinden. In der Phase trägt insbesondere Elektron-Elektron-Streuung zu einem nennenswerten Energieverlust bei. Nach einer gewissen Strecke erfährt nur der Bruchteil $1/e$ der angeregten Elektronen keine Streuung. Diese Strecke wird als mittlere freie Weglänge λ_{e-e} bezeichnet, bzw. als mittlere freie Flugzeit, falls man den Prozess im Impulsraum betrachtet. Die so definierte mittlere freie Weglänge hängt hauptsächlich von dem Material ab, in dem die Streuung stattfindet, und von der Energie der angeregten Elektronen, wie die universelle Kurve in Abbildung 19b zeigt. Der Verlauf der Kurve ist für alle Materialien so ähnlich, weil das Verhalten der Elektronen nach der Anregung im Festkörper in guter Näherung mit dem Modell des freien Elektronengas beschrieben werden kann. Hier spielt nur der Abstand zwischen den Elektronen im Elektronenplasma eine Rolle, der für alle Festkörper nahezu gleich ist und etwa $1/n_e^{1/3} \approx 5 \text{ \AA}$ beträgt [110]. Für eine derartige Näherung muss lediglich beachtet werden, dass die thermische Energie $\frac{3}{2}k_B T$ der Elektronen nach der Anregung größer als die Coulombenergie $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}n_e^{1/3}$ werden muss. Deshalb muss eine Anregung mit $h\nu \gtrsim 2,1 \text{ eV}$ stattfinden, um im Festkörper ein nahezu ideales Elektronenplasma zu erzeugen.

Die letzte Stufe des Modells beschreibt, wie das angeregte Elektron den Festkörper verlässt. Dabei muss die Normalkomponente der Geschwindigkeit des Elektrons zur Oberfläche groß genug sein, um das Oberflächenpotential zu überwinden. Außerdem wird das aus dem Festkörper propagierende Photoelektron wegen der Impulserhaltung an der Oberfläche „gebrochen“, wie Abbildung 19a zeigt. Die Brechung führt zu einer größeren Emittanz ϵ_{ph} im Vergleich zur FE-Quelle, i. A. $\epsilon_{ph} > 10^3 \epsilon_f$. Für einen beleuchteten Fleck mit dem Radius r auf der Oberfläche folgt [111]:

$$\epsilon_{ph} = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{2 E_{kin}}{3 m_e c^2}}. \quad (38)$$

Für die typischen Werte von $r \approx 1 \text{ mm}$ und $E_{kin} \approx 1 \text{ eV}$ und ausgehend von praktisch erreichbaren Photoströmen von etwa 10 A bei gepulsten Photokathoden ergibt sich für ihre Brillanz im Optimalfall ein Wert von ca. $3 \cdot 10^{13} \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{rad}^2}$.

Die Anzahl der angeregten Photoelektronen hängt im Wesentlichen vom linearen materialspezifischen Absorptionskoeffizienten $\mu(h\nu)$ ab. Nach dem Lambert-Beerschen Gesetz reduziert sich die Intensität $I_{ph}(x)$ der elektromagnetischen Strahlung nach dem Durchlaufen eines Absorbers der Dicke x wie folgt [112]:

$$\frac{dI_{ph}(x)}{dx} = -\mu(h\nu) I_{ph}(x). \quad (39)$$

Für praktische Anwendungen wird aus Gleichung 39 auch die Eindringtiefe λ_{ab} abgeleitet. Falls die Dicke der Schicht gerade λ_{ab} entspricht, beträgt die Intensität: $I_{ph}(\lambda_{ab})/I_{ph,0} = 1/e$. Oberhalb der Photoschwelle beträgt ein typischer Wert von λ_{ab} ca. 10 nm. Unterhalb der Photoschwelle vergrößert sich die Eindringtiefe speziell bei Halbleitern und Isolatoren über mehrere Größenordnungen bis das Material für $h\nu < E_g$ durchsichtig wird [113].

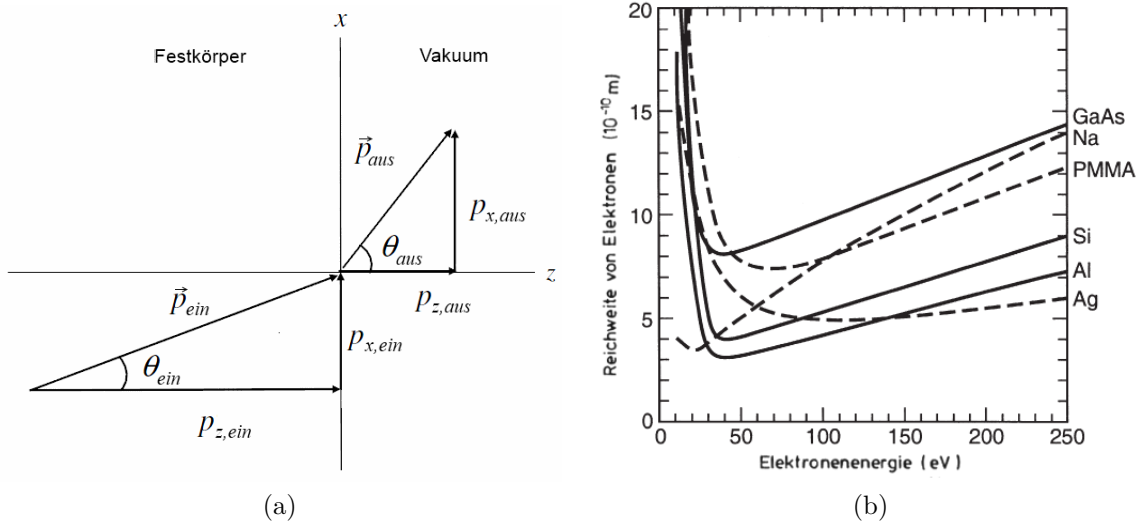


Abb. 19: (a) Schema der Veränderung des Elektronenimpulses \vec{p} an der Grenzfläche zum Vakuum [114]. Außerhalb der Oberfläche beträgt der maximale Ausfallswinkel $\theta_{aus,max} = 180^\circ$. Im Festkörper für ein Elektron mit der Energie E beträgt der maximale Einfallswinkel $\theta_{ein,max} = \arccos\left(\sqrt{\frac{E_F + \phi}{E + h\nu}}\right)$. Die Elektronen mit dem Einfallswinkel größer als $\theta_{ein,max}$ werden in den Festkörper zurück reflektiert. Die transversale Impulskomponente ist eine Erhaltungsgröße $p_{x,ein} = p_{x,aus}$. Die senkrechte Impulskomponente p_z verändert sich nach Gleichung 37. (b) Mittlere freie Weglänge der Elektronen für verschiedene Materialien [115].

Falls eine hohe Photonendichte in kurzer Zeit eingestrahlt wird, können nichtlineare Absorptionsprozesse auftreten. Ein Elektron kann dann mehrmals angeregt werden und erlangt in seinem Endzustand ein vielfaches von $h\nu$. Folglich gilt für die Mehrphotonenabsorption die folgende Beziehung:

$$\frac{dI_{ph}(x)}{dx} = -\sum_i \mu_i(h\nu) I_{ph}^i(x). \quad (40)$$

Dementsprechend lassen sich die zusätzlichen Absorptionskoeffizienten nur mit Störungstheorie höherer Ordnung ermitteln. Die Wahrscheinlichkeit für derartige Prozesse sinkt aber dramatisch mit der steigenden Ordnung. Bereits für Untersuchungen von Zwei-Photon-Prozessen müssen Hochleistung-Pikosekunden-Laserstahlquellen eingesetzt werden [116]. Bei Halbleitern hängt der Zwei-Photonen-Absorptionskoeffizient $\mu_2(h\nu)$ auch von der Bandlücke ab. In guter Näherung lässt sich $\mu_2(h\nu)$ wie folgt berechnen [117]:

$$\mu_2(h\nu, E_g) \approx 444 \times \frac{E_g^2}{(h\nu)^5 \tilde{n}^2} \left(\frac{2h\nu}{E_g} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{\text{cm}}{\text{GW}} \right], \quad (41)$$

mit dem linearen Brechungsindex $\tilde{n}(h\nu)$. Typische Werte zum Beispiel für Si, Ge und Diamant für $h\nu = 5 \text{ eV}$ sind jeweils $\mu_{2,\text{Si}} \approx 1,64 \frac{\text{cm}}{\text{GW}}$, $\mu_{2,\text{Ge}} \approx 1,68 \frac{\text{cm}}{\text{GW}}$ und $\mu_{2,\text{C}} \approx 0,46 \frac{\text{cm}}{\text{GW}}$.

2.6.3 Spektroskopische Methoden und Quanteneffizienz

Um Informationen über die elektronische Bandstruktur, die Photoschwelle und die Austrittsarbeit eines Festkörpers zu gewinnen, können Photoelektronen direkt mit einem Energieanalysator gemessen werden. Je nach Anregungsenergie enthält ein Photoelektronenspektrum (PE-Spektrum) umfangreiche Informationen über die charakteristischen Linien der Rumpfniveauelektronen oder über die Zustandsdichte nahe der Fermi-Energie, siehe das Schema in Abbildung 20. Aufgrund der relativ kurzen Absorptionslänge werden bei der PE-Spektroskopie überwiegend die Elektronen aus oberflächennahen Schichten detektiert. Die elektronischen Zustände von strukturierten Festkörperoberflächen, dünnen Schichten oder Adsorbaten können auf diese Weise gezielt untersucht werden. Umgekehrt muss für die Untersuchung des Festkörpervolumens die Oberfläche möglichst glatt, sauber und defektfrei sein. Die Energieverteilung von Photoelektronen wird immer in Bezug auf das gemeinsame Fermi-Niveau aufgenommen, falls der Energieanalysator und die Probe leitend verbunden sind. Außerdem wird die effektive Bremsspannung des Spektrometers typisch um den Betrag einer bekannten Austrittsarbeit verkleinert, um vor allem die Problematik des Kontaktpotentials zu umgehen und eine komplette Spektrenaufnahme auch ohne Bias-Spannung zu ermöglichen. Folglich steht die gemessene $E_{kin,min}$ für die Austrittsarbeit der Probe. Falls die Einstrahlungsenergie bekannt ist, lässt sich aus der Breite des PE-Spektrums wie folgt die Photoschwelle der Probe bestimmen:

$$\Phi = h\nu - (E_{kin,max} - E_{kin,min}). \quad (42)$$

Die charakteristische Linien in einem PE-Spektrum sind von verschiedenen physikalischen Effekten überlagert. Es treten zum Beispiel unvermeidlich sog. wahre Sekundärelektronen auf. Sie kommen durch bereits erwähnte inelastische Streuprozesse beim Austritt eines Elektrons aus dem Festkörper zustande. Der Anteil der Sekundärelektronen nimmt bezogen auf das aufgenommene PE-Spektrum kontinuierlich zu niedrigen Energien zu, siehe Abbildung 21. Weiterhin, infolge der endlichen Lebensdauer der Anregungszustände, müssen die spektralen Linien eine endliche Breite aufweisen, i. A. werden sie in der Lorentzform detektiert. Zusätzlich stellen die emittierten freien Elektronen eine Raumladungswolke nahe der Oberfläche dar, die mit steigender Emissionsdichte zur Erhöhung der Austrittsarbeit führt [118]. Falls die Emissionsdichte schwankt, kann das gesamte Spektrum auf der Energieskala ebenfalls um einige meV hin und her wandern. Bei ausreichend hohen Feldstärken ist der Effekt allerdings vernachlässigbar. Im Idealfall wird eine Veränderung des Photostroms mit der angelegten Spannung durch das Langmuir-Childsche Raumladungsgesetz beschrieben [119, 120]:

$$I = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{SU^{\frac{3}{2}}}{d}, \quad (43)$$

mit der Querschnittfläche S und dem Elektrodenabstand d .

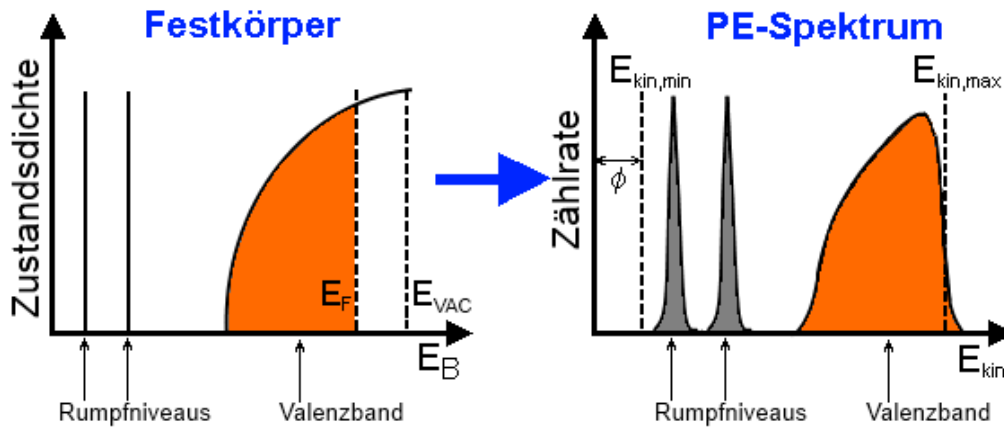


Abb. 20: Idealisiertes PE-Spektrum mit zwei Rumpfniveauständen und einem die Fermi-Energie kreuzenden Band. ϕ ist die nominelle Austrittsarbeit der Probe. $E_{kin,max}$ und $E_{kin,min}$ stehen jeweils für die maximale und die minimale kinetische Energie im aufgenommenen PE-Spektrum.

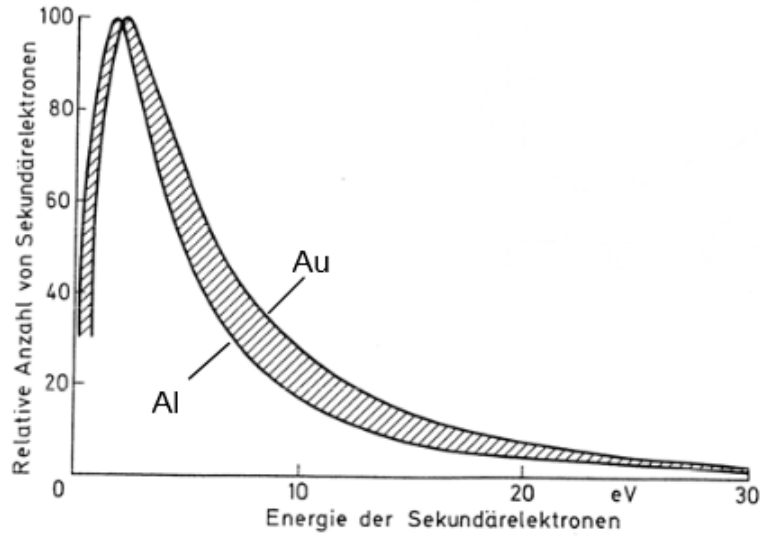


Abb. 21: Typische Energieverteilung der Sekundärelektronen für Aluminium und Gold im Vergleich dargestellt [121].

Der integrale Photostrom wird zur spektralen Analyse der Quanteneffizienz QE herangezogen. Dabei handelt es sich um eine Messung des Verhältnisses von allen herausgelösten Photoelektronen zu der Anzahl der eingestrahlteten Photonen in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Ausgehend vom Drei-Stufen-Modell gilt für die spektrale Abhängigkeit der Quanteneffizienz bei Metallen die folgende Beziehung [122]:

$$QE = \int_{E_F + \phi}^{E_F + h\nu} \mathcal{N}(E) \mathcal{W}(E) dE, \quad (44)$$

mit der Energieverteilung der photoangeregten Elektronen $\mathcal{N}(E)$ innerhalb des Festkörpers und der Austrittswahrscheinlichkeit $\mathcal{W}(E)$. Wie bereits in Abschnitt 2.6.2 angedeutet wurde, können alle mit $h\nu > \phi$ angeregten Elektronen als freies Elektronengas angesehen werden. Damit ist die Größe $\mathcal{N}(E)$ für $k_B T \ll (E_F + \phi)$ in guter Näherung konstant. $\mathcal{W}(E)$ ergibt sich unter Berücksichtigung des maximalen Einfallswinkels $\theta_{\text{in,max}}$, siehe Abbildung 19a, als Verhältnis des erlaubten kanonischen Raumwinkels zum vollen Raumwinkel zu:

$$\mathcal{W}(E) = \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{E_F + \phi}{E + h\nu} \right)^{\frac{1}{2}} \right). \quad (45)$$

Anschließende Integration von Gleichung 44 und Reihenentwicklung um ϕ liefern:

$$QE(h\nu) \propto (h\nu - \phi)^2. \quad (46)$$

Eine noch detailliertere Betrachtung der Quanteneffizienz bei Metallen findet sich zum Beispiel in [114].

Für Halbleiter gilt ein etwas anderer Zusammenhang von QE vs. $h\nu$. Unter Berücksichtigung von Oberflächenzuständen sowie direkten und indirekten Übergängen erhielt Kane mit dem gleichen Formalismus abhängig von den angenommenen dominanten Effekten mehrere, voneinander abweichende Beziehungen [123]. Für die wichtigsten praxisnahen Fällen der indirekten Anregung der Bulk- und Oberflächenzustände sowie der Anregung von rauen Oberflächen gilt nach Kane [123]:

$$QE(h\nu) \propto (h\nu - \Phi)^{\frac{5}{2}}. \quad (47)$$

In der Regel besteht aber eine wesentlich komplexere Kombination aus verschiedenen Prozessen, die zu einem Zusammenhang höherer Ordnung führen und nur in seltenen Fällen Gleichung 47 erfüllen. In Experimenten tritt häufig der folgende Fall auf [124]:

$$QE(h\nu) \propto (h\nu - \Phi)^3. \quad (48)$$

Zusätzlich zur Quanteneffizienz lässt sich die spektrale Empfindlichkeit \mathcal{R} als eine anwendungstechnisch relevante Größe wie folgt definieren [125]:

$$\mathcal{R}(h\nu) = \frac{QE(h\nu)}{h\nu} \left[\frac{\text{A}}{\text{W}} \right]. \quad (49)$$

2.7 Thermische Emission

Falls einem Elektronenemitter thermische Energie zugeführt wird, verändert sich die Besetzung seiner elektronischen Zustände gemäß der Fermi-Verteilung, siehe Gleichung 4. Folglich steigt die Anzahl der Elektronen, die eine ausreichende kinetische Energie besitzen, um die Potentialbarriere an der Festkörper-Vakuum-Grenzfläche zu überwinden. Für die Berechnung der Emissionsstromdichte gilt im Grunde die selbe Überlegung wie in Abschnitt 2.5.1 für die Feldemission. Ausgehend von der Gleichung $j = e \int \mathcal{T}(E)$ unter Annahme von $f(E) \approx \exp(\frac{E_F - E}{k_B T})$ erhält man nach einiger Rechnung als Ergebnis die bekannte Richardson-Dushman-Gleichung (RD-Gleichung) [126, 127]:

$$j(T) = \zeta A (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k_B T}\right), \quad (50)$$

mit $A = \frac{4\pi m_e e}{h^3}$. Es wird angenommen, dass ζ ein zusätzlicher materialabhängiger Faktor ist, der die Reflexion der anlaufenden Elektronen an der Festkörper-Vakuum-Grenzfläche repräsentiert. Eine Auftragung $\ln(\frac{j}{T^2})$ vs. $\frac{1}{T}$ erlaubt die Bestimmung der Austrittsarbeit und der materialspezifischen Konstante.

In einem externen elektrischen Feld tritt aufgrund der Schottky-Absenkung $\Delta\phi_{Schottky}$ eine verstärkte thermische Emission auf. Demnach wird Gleichung 50 wie folgt angepasst:

$$j(T) = \zeta A (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{\phi - \Delta\phi_{Schottky}}{k_B T}\right), \quad (51)$$

Die Energieverteilung der thermisch emittierten Elektronen lässt sich durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung approximieren [128]:

$$\mathcal{T}_e(E) \propto E^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right). \quad (52)$$

Eine Abweichung von der Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist vor allem durch den ζ -Faktor bedingt und betrifft hauptsächlich die niederenergetische Flanke des Spektrums, deren Breite in der Praxis etwa 0,2 eV beträgt.

Erreichbare Stromdichten infolge der thermischen Emission sind leicht abzuschätzen, da jeder Emittor unter seinem Schmelzpunkt betrieben werden muss. Ausgehend von Gleichung 50 muss ein typischer kreisförmiger Emittor (10 μm Durchmesser) für einen nennenswerten Emissionsstrom von einigen pA deutlich heißer als 1500 K werden. Deshalb liegen die praktisch erreichbaren Stromdichten generell unter $1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\mu\text{m}^2}$ [129, 130]. Die Emittanz einer thermischen Elektronenquelle ϵ_{th} folgt aus Gleichung 38 mit $E_{kin} = \frac{3}{2}k_B T$ und liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie ϵ_{ph} . Es ergibt sich hier eine vergleichsweise niedrige Brillanz von etwa $10^9 \frac{\text{A}}{\text{m}^2\text{rad}^2}$ [131].

2.7.1 Photoverstärkte thermische Emission

Die photoverstärkte thermische Emission ist eine Kombination aus thermischer und Photoemission in einem physikalischen Prozess, der in Halbleitern ablaufen kann, siehe Abbildung 22. Ein Elektron wird über die Bandlücke angeregt, thermalisiert in das

Leitungsband gemäß der Fermi-Verteilung und diffundiert zur Potentialbarriere an der Oberfläche. Wenn das Elektron die Barriere mit Energien größer als die Elektronenaffinität erreicht, wird es emittiert, vorausgesetzt, eine kleine positive Absaugspannung vorhanden ist. Auf diese Weise können die Valenzelektronen die absorbierte Photonenenergie mit $h\nu \ll \phi$ und zugleich die gespeicherte thermische Energie nutzen, um die Potentialbarriere zu überwinden. In dem Prozess entsteht ein Quasi-Fermi-Niveau $E_{F,q}$ mit $E_{F,q} > E_F$. Dadurch können potentiell langlebige Zustände effizienter besetzt werden. Da die Rekombination der Elektronen aus dem Leitungsband relativ lange dauert, i. A. Mikrosekunden [132], wird zweckmäßig angenommen, dass die Konzentration der Ladungsträger dort unmittelbar zum PVTE-Strom beiträgt. Die Lage des Quasi-Fermi-Niveaus hängt mit der Dichte der photoangeregten Elektronen $n_{e,ph}$ wie folgt zusammen [17]:

$$E_{F,q} = E_F + k_B T \ln \left(\frac{n_{e,ph}}{n_{e,gl}} \right), \quad (53)$$

mit der Konzentration der Ladungsträger $n_{e,gl}$ im thermischen Gleichgewicht.

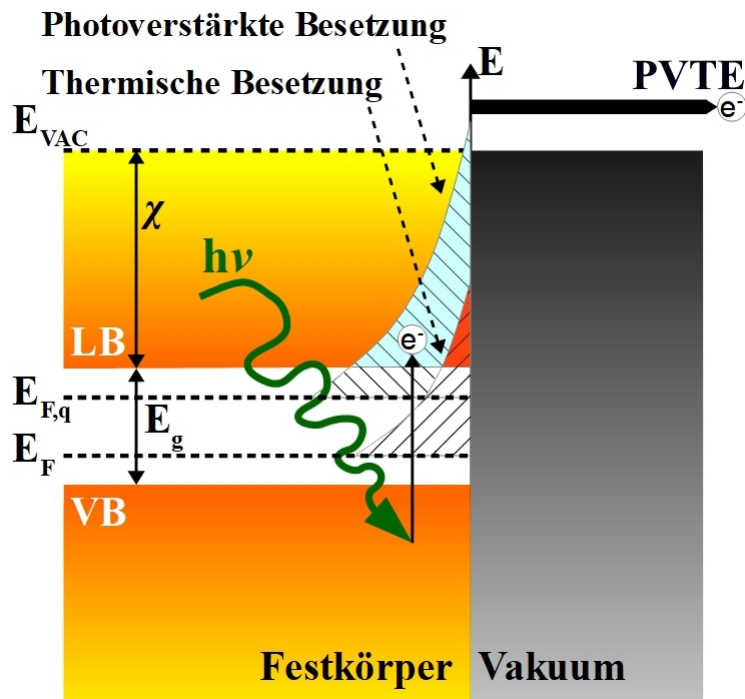


Abb. 22: Schematische Darstellung des PVTE-Mechanismus. Photoanregung mit Photonenenergien unterhalb der Photoschwelle erhöht die Besetzung des Leitungsbandes und verstärkt die thermische Emission. Die Parameter sind im Text erläutert.

Das Einsetzen von Gleichung 53 in die Richardson-Dushman-Gleichung und Umschreiben nach der Ladungsträgerkonzentration ergibt die folgende Beziehung für die Stromdichte im PVTE-Prozess [17]:

$$j(n_{e,ph}, T) = en_{e,ph}v_{e,\perp} \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right), \quad (54)$$

mit der mittleren Elektronengeschwindigkeit $v_{e,\perp}$ senkrecht zur Oberfläche. Diese Relation veranschaulicht direkt die Wirkung einer Photoanregung: die Beleuchtung erhöht linear die Konzentration der Ladungsträger im Leitungsband über den Gleichgewichtswert $n_{e,gl}$, während die Emissionsrate durch die thermische Energie in Bezug auf die Elektronenaffinität bestimmt wird.

2.8 Explosive Elektronenemission

Die explosive Elektronenemission ist eine Art Elektronenemission aus einer Plasmahülle, die an der Oberfläche der Kathode unter bestimmten Voraussetzungen entstehen kann. Um den Prozess der Plasmabildung einzuleiten, ist eine hohe Energiekonzentration von typischerweise $10^4 \frac{\text{J}}{\text{g}}$ in dem Mikrovolumen nahe der Oberfläche erforderlich [133]. Weiterhin verändert die Emission die Oberflächenstruktur der Kathode, was zu charakteristischen Veränderungen der emittierenden Oberflächen (Kraterbildung) führt. Die Emission dieser Art wird typisch während einer explosionsartigen Verdampfung eines Feldemitters beobachtet. Daher wurde sie bisher hauptsächlich an metallischen und kohlenstoffbasierten Emittlern, wie sehr dünne Kohlenstoffschichten, Kohlenstoffnanoröhrchen oder Kohlenstoffnanofasern, untersucht [134–137]. Es wurde ebenfalls schon früh beobachtet, dass eine dem Laserpuls folgende außergewöhnlich starke Elektronenemission durch eine intensive Laserbestrahlung mit Intensitäten größer als $300 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ bei einem zwischen den Elektroden angelegten Potential unterhalb der FE-Schwelle auftreten kann [138–140]. Im Grunde ist das Phänomen der Laserinduzierten EEE bis jetzt kein vollständig verstandener Effekt. In dieser Arbeit sind einige Einsätze zur Aufklärung des Emissionsmechanismus vorgestellt, siehe Abschnitt 6.4. Da Plasmen mit einer Langmuir-Sonde [141] charakterisiert werden können, wurde insbesondere das physikalische Prinzip hinter dieser Plasma-Diagnostik zur Aufklärung des EEE-Mechanismus herangezogen. Das EEE-Modell, das von Mesyats und seinen Kollegen entwickelt wurde [136] und hier im Weiteren erläutert wird, gilt für Metalle und beschreibt den Explosionsprozess im Allgemeinen.

2.8.1 Ecton-Modell

Der EEE-Prozess kann anhand der Explosionsstärke charakterisiert werden, wie in Abbildung 23 dargestellt ist. Es können Explosionen entstehen, die von kleinen Mikroplasmen an der Kathodenoberfläche bis hin zu einer Bogenentladung zwischen den Elektroden reichen. Als Ereignisort kommen alle möglichen lokalen Oberflächendefekte, empfindliche Adsorbat- oder Oxidschichten und Korngrenzen in Frage. Die Temperatur der betroffenen Stelle steigt dabei mit etwa $10^{12} \frac{\text{K}}{\text{s}}$. Der Temperaturanstieg führt zu einer besonders effizienten thermischen Emission. Dabei steigt der spezifische Widerstand des Materials R_s bis eine kritische Stromdichte j_c erreicht wird.

Eine wichtige Größe im EEE-Prozess ist die spezifische Einwirkung δ , die wie folgt definiert ist:

$$\delta = \int_0^{t_v} j_c^2 dt, \quad (55)$$

mit dem Zeitversatz t_v zwischen der Einwirkung und der Explosion. Es wurde festgestellt, dass die Größe δ nahezu unabhängig von dem Material ist und nur geringfügig mit der Größenordnung der beiden Variablen t_v und j_c variiert. Bei Metallen beträgt die spezifische Einwirkung etwa $1 \cdot 10^9 \frac{\text{A}^2\text{s}}{\text{cm}^4}$.

Der Zeitversatz ist eine feldabhängige Größe, die typisch einige Nanosekunden beträgt. Experimentell wurde der folgende Zusammenhang beobachtet:

$$t_v \propto F^{-3}. \quad (56)$$

Nachdem die kritische Temperatur T_c erreicht wird, kommt es zu einer schnellen Transformation der Materie vom festen Zustand in einen Plasmazustand. Die spezifische Einwirkung lässt sich mit der Näherung $R_s \propto R_{s,0}T$ auch durch die folgende klassische Gleichung beschreiben:

$$\delta = \rho \int_{T_0}^{T_c} \frac{\kappa}{R_s} dT = \frac{\rho\kappa}{R_{s,0}} \ln \left(\frac{T_c}{T_0} \right), \quad (57)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität κ unter Annahme, dass sie für die Anfangstemperatur $T_0 \geq 300 \text{ K}$ temperaturunabhängig ist. Gleichung 57 erlaubt eine Vorhersage für δ in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen. Je größer die Anfangstemperatur

ist und je niedriger der Schmelzpunkt liegt, desto kleiner muss folglich die spezifische Einwirkung sein. Zum Beispiel würde sich nach Gleichung 57 für ein schwach dotiertes Germanium ($R_s \approx 20 \Omega \text{ cm}$) unter Normalbedingungen ein Wert von $0,1 \frac{\text{A}^2 \text{s}}{\text{cm}^4}$ ergeben.

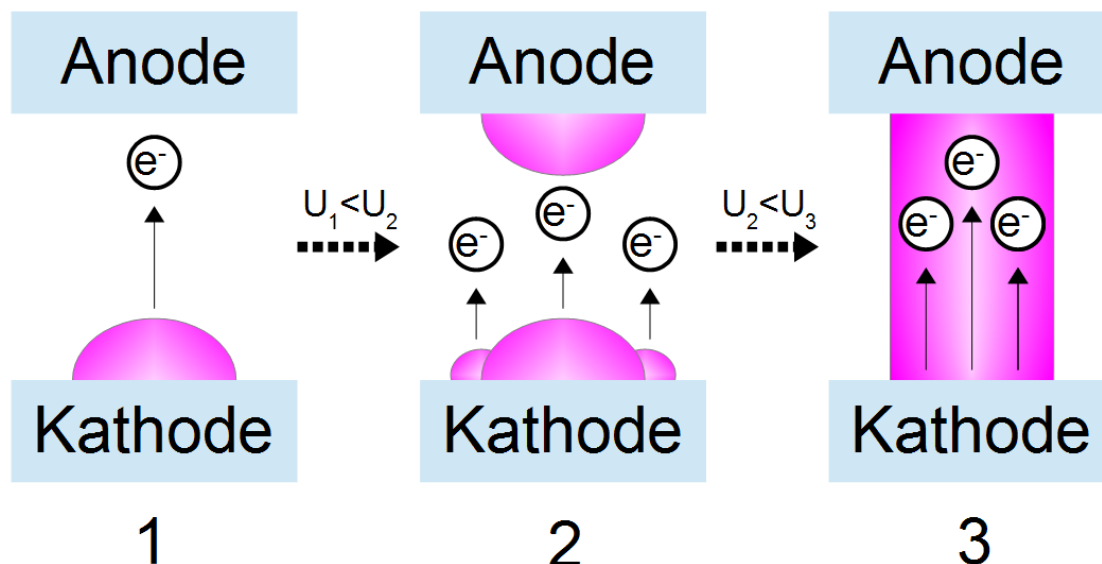


Abb. 23: Drei unterschiedliche Explosionsprozesse, die in Abhängigkeit von der ursprünglich angelegten Spannung U zwischen den Elektroden ablaufen können, wie im Text beschrieben.

Nach der Explosion entsteht im Idealfall zunächst eine dichte kreisförmige Plasmawolke, das sog. Ecton mit dem Radius r , die mit der Oberfläche im Kontakt ist. Die Elektronenemission wird dadurch nicht unterbrochen. Elektronen gelangen aus dem Festkörper in das Plasma und werden von dort aus emittiert. Die thermische Bilanz für die Plasmawolke kann mit der Diffusionsgleichung in Kugelkoordinaten wie folgt ausgedrückt werden:

$$\rho \kappa \frac{dT}{dt} = \bar{\lambda} \left(\frac{2}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{d^2 T}{dr^2} \right) + \frac{I^2(t) R_s(T)}{\Omega^2 r^2}, \quad (58)$$

mit dem Raumwinkel $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta_o/4)$ und der Wärmeleitfähigkeit $\bar{\lambda}$. θ_o steht hier für den Öffnungswinkel, der für eine ebene Fläche gleich π ist. Der Term $\frac{I^2(t) R_s(T)}{\Omega^2 r^2}$ beschreibt die Joulesche Erwärmung. Außerdem wurde für die Beschreibung des Ausgangszustands der Plasmawolke angenommen, dass unter Normalbedingungen ρ und κ temperaturunabhängig sind. Die Plasmawolke kann nur für eine kurze Zeitspanne bestehen bleiben, da sie durch die Wärmeleitung, durch den Ausstoß der heißen Masse

ins Vakuum und durch eine Abnahme der Stromdichte aufgrund der Ausdehnung schnell wieder abkühlt. Die Wärmeleitung spielt für kleine Zeiten $t \leq 1 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ keine Rolle, deshalb kann der Term $\bar{\lambda} \left(\frac{2}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{d^2T}{dr^2} \right)$ zunächst vernachlässigt werden. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass sobald die Wärmeleitung einsetzt, die Emission rapide zum Stillstand kommt. Dies passiert bei einem charakteristischen Explosionsradius r_c und nach einer charakteristischen Zeit t_c , die der Lebensdauer des Ectons entspricht:

$$\frac{r_c^2}{t_c} = \frac{\bar{\lambda}}{\rho\kappa}. \quad (59)$$

Mit den Annahmen $r \propto r_0 T$ und $I(t) \approx I_c$, mit I_c als FE-Strom unmittelbar vor der Explosion, ergeben sich aus Gleichungen 57, 58 und 59 die folgenden materialspezifischen Beziehungen für eine spontan emittierende Plasmawolke:

$$r_c = I_c \left(8\pi \sqrt{\left(\frac{\delta\bar{\lambda}}{\rho\kappa} \right) \sin^2 \frac{\theta_o}{4}} \right)^{-1}, \quad (60)$$

$$t_c = I_c^2 \left(256\pi^2 \frac{\delta\bar{\lambda}^2}{\rho^2\kappa^2} \sin^4 \frac{\theta_o}{4} \right)^{-1}. \quad (61)$$

In der Praxis stellt r_c eine Messgröße dar, aus der man auf t_c und I_c , bzw. j_c , schließen kann. Dabei ist die Explosion eines Feldemitters ein zufälliges Ereignis. Typische Stromdichten in derartigen Experimenten betragen einige $10 \frac{\text{A}}{\mu\text{m}^2}$. Nach der Explosion entstehen Krater mit einem Radius zwischen 1 und $10 \mu\text{m}$.

Nach dem Erreichen des charakteristischen Explosionsradius kann ein Wärmeaustausch zwischen dem Plasma und der Oberfläche zu einer wiederholten Explosion am Rande der bereits existierenden Plasmawolke führen. In Abbildung 23 ist das Ereignis als Explosionsprozess zweiter Art dargestellt. Dazu ist ein höheres Potential zwischen den Elektroden erforderlich. Zusätzlich trifft ein höherer Emissionsstrom die Anode. Durch eine starke lokale Aufheizung kommt es zu einer Abdampfung und Ionisation des Anodenmaterials. Falls die Spannung weiter erhöht wird, steigt die Teilchendichte, bzw. der Druck \tilde{p} , zwischen den Elektroden so weit, dass eine Bogenentladung entsteht. Diese Art der Explosion ist in Abbildung 23 als Explosionsprozess dritter Art bezeichnet. Die Elektronen im Plasmabogen sind dann nicht mehr frei. Sie verlieren ihre Energie infolge der Ionisation und werden komplett von der Anode abgefangen. Die Dauer des Endladungsprozesses hängt aus technischer Sicht unmittelbar von der Leistung und der Reaktionszeit der Spannungsquelle ab. Eine dauerhaft funktionierende Gasentla-

ung erfordert einen gewissen Mindeststrom, der unter Beteiligung eines Ectons ca. 1 A beträgt. Der Plasmabogen hinterlässt eine unregelmäßig verstärkte Erosion der Oberfläche, da die ionisierten Atome intensiv zurückschlagen. Der Plasmawiderstand R_{pl} lässt sich wie folgt ausdrücken [142]:

$$R_{pl} = 1,03 \cdot 10^{-4} T_e^{-\frac{3}{2}} Z \cdot \ln \Lambda, \quad (62)$$

mit $T_e = \frac{2}{3} E_{kin}$, dem Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda = \ln \left(T_e^{\frac{3}{2}} / \sqrt{\pi} Z e^3 n_e^{\frac{1}{2}} \right)$ und der Ordnungszahl Z . Damit ist der Elektronenfluss im Plasmabogen im Vergleich zu einer freien Elektronenemission für die gleiche Potentialdifferenz signifikant stärker begrenzt.

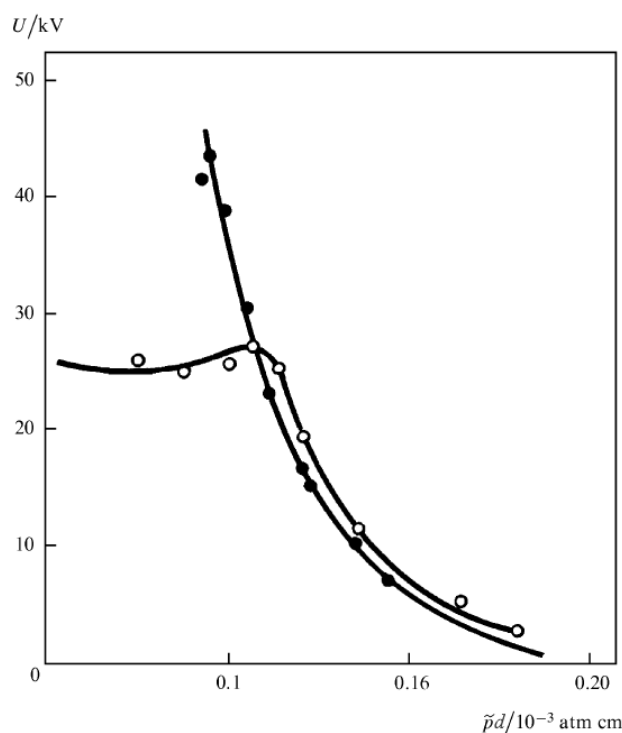


Abb. 24: Dargestellt ist ein Teil der Paschenkurve $U = f(\tilde{p}d)$ für $\tilde{p}d \rightarrow 0$. Die klassische Abhängigkeit (●) und die Abhängigkeit im Anwesenheit eines Ectons (○) sind anhand der experimenteller Daten repräsentiert. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen den Verlauf [136].

Insgesamt kann die Spannung zwischen den Elektroden bei den für die Feldemission in Frage kommenden Feldstärken nicht beliebig erhöht werden, wie Abbildung 24 zeigt. Falls ein Ecton aktiviert wurde, besteht für die Plasmazündung im Vakuum eine Abweichung zum Paschen-Gesetz [143]. Damit kommt es zum Beispiel bei einem

Elektrodenabstand von $500\ \mu\text{m}$ und einem Druck unter 10^{-6} mbar bereits für ca. 25 kV zur Plasmazündung. Allein das Anfangspotential bestimmt, welche Art der Explosion den Prozess zeitlich dominiert.

2.8.2 Physikalisches Prinzip der Langmuir-Sonde

Bei einer Langmuir-Sonde handelt es sich um einen dünnen, keramisch-isolierten Draht, zum Beispiel aus Wolfram, dessen Spitze eine bestimmte Form hat und frei von der Keramik ist. Nachdem die Spitze in eine Plasmawolke eingeführt wird, fließt in dem Draht ein elektrischer Strom in Abhängigkeit von der Bias-Spannung U_b der Spitze relativ zum Plasmapotential U_p . Durch einer Veränderung der Bias-Spannung kann ortsaufgelöst eine Strom-Spannungs-Charakteristik aufgenommen werden. Daraus lässt sich auf Plasmaparameter wie Elektronentemperatur T_e , Elektronendichte n_e und Plasmapotential schließen. Auch eine komplette Aufnahme der Energieverteilung der Elektronen im Plasma (EEDF) ist möglich. Dabei stellt die Sonde nur eine lokale Störung dar, die auf die gemessenen Parameter keinen nennenswerten Einfluss hat.

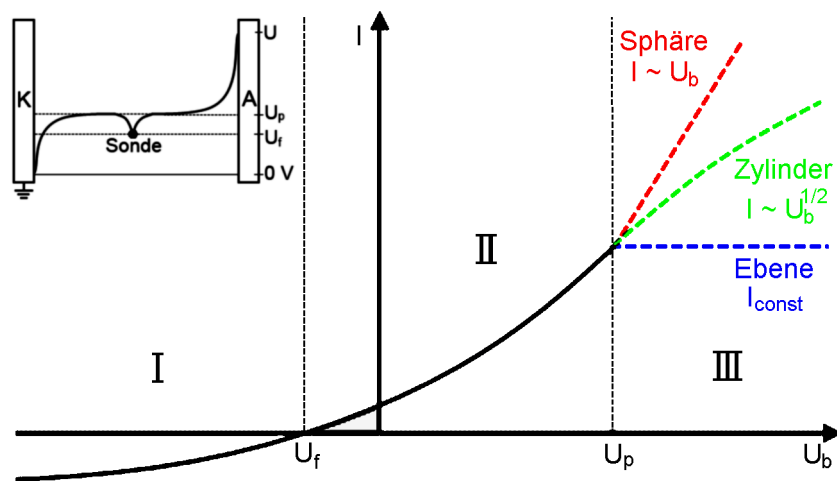


Abb. 25: Ideale Strom-Spannungs-Charakteristik einer Langmuir-Sonde für eine sphärische, zylindrische und ebene Sonde. Für jeden Bereich gilt eine abweichende Spannungsabhängigkeit wie im Text beschrieben. Der Wendepunkt in dem Verlauf tritt auf, falls die Bias-Spannung U_b gleich dem Plasmapotential U_p ist. U_f steht für eine stromlose Spannung. Der Einschub zeigt schematisch den Verlauf des Potentials im Plasma zwischen zwei Elektroden unter Berücksichtigung der Langmuir-Sonde.

Von besonderem Interesse für den Elektronenfluss aus dem Plasma und umgekehrt ist die Plasma-Festkörper-Grenzschicht, die die Sonde umgibt. In den meisten Fällen fließen

Ionen in die Grenzschicht hinein und bilden dadurch bedingt durch eine vorhandene Potentialdifferenz eine Raumladungszone [144]. Die Dicke der Plasmahülle steht im Zusammenhang mit der Debye-Länge λ_D [145]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_e e}}. \quad (63)$$

λ_D gibt an, in welchem Abstand von der Oberfläche die lokale Überschussladung im Plasma auf das 1/e-fache abklingt. Generell beträgt die Größe der Plasmahülle bei Plasmen mit $n_e > 10^8 \text{ cm}^{-3}$ einige λ_D [146].

Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Sonde lässt sich im Idealfall in drei Bereiche unterteilen, wie in Abbildung 25 dargestellt ist. Ein Kontakt mit dem Plasma erzeugt ein gewisses freies Potential U_f . Bei Bias-Spannungen kleiner als U_f , bzw. bei sehr negativen Bias-Spannungen wird ein Ionensättigungsstrom beobachtet. Im Bereich II gibt es einen exponentiellen Stromanstieg, der im einfachsten Fall unter Annahme der maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Plasma beschrieben werden kann. Zunächst erreichen nur die hochenergetischen Elektronen am wahrscheinlichsten die Sonde. Für den Fall $U_b = U_p$ ist das Plasmapotential optimal ausgeglichen. Folglich ist für $U_b \geq U_p$ die maximale Stromdichte $j_{pl,s}$, bzw. der maximale Elektronenfluss, durch die Grenzschicht erreicht. In der Praxis wurde beobachtet, dass die Strom-Spannungs-Charakteristik entscheidend durch die Geometrie der Spitze beeinflusst wird, falls die Plasmahülle etwa genau so groß wie die Spitze der Sonde ist. Analytisch unter Berücksichtigung der jeweiligen Geometrie wurde der Fall zum Beispiel von Mott-Smith und Langmuir ausführlich behandelt. So ergeben sich im Bereich III für eine zylindrische und sphärische Spitze jeweils die folgenden Stromdichten $j_{pl,zyl}$ und $j_{pl,sph}$ [147]:

$$j_{pl,zyl} = 2j_{pl,s} \sqrt{\left(\frac{1}{\pi} + \frac{(eU_b - eU_p)}{T_e \pi} \right)}, \quad U_b > U_p; \quad (64)$$

$$j_{pl,sph} = j_{pl,s} \left(1 + \frac{(eU_b - eU_p)}{T_e} \right), \quad U_b > U_p. \quad (65)$$

Eine ebene Geometrie ist in der Praxis bedingt durch die Ausdehnung der Plasmahülle mit steigender Spannung nicht realisierbar. Deshalb zeigt eine ebene Sonde immer das gleiche Verhalten wie eine sphärische [148].

3 Messsysteme zur Charakterisierung von Elektronenemittern

Die meisten Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mit dem Photo-Feldemissionspektroskop (PFES) durchgeführt [149–153]. In dem Kapitel gibt es eine allgemeine Übersicht dazu. Die Charakterisierung des gepulsten durchstimmbaren Lasers (Ekspla, NT342A-SH) und des Elektronenspektrometers (Phoibos 100) im Hinblick auf die Photo- und die explosive Elektronenemission wurde vertieft. Die Aufklärung einiger Emissionsmechanismen

(FESM) und der integralen Messapparatur mit Leuchtschirm (IMLS) [154–156]. Außerdem wurden verschiedene kommerzielle Systeme wie das Rasterelektronenmikroskop (REM), das Rasterkraftmikroskop (RKM), das optische Profilometer (OP) und das Röntgendiffraktometer (XRD) speziell zur Oberflächencharakterisierung und Strukturanalyse eingesetzt.

3.1 Photo-Feldemissionsspektroskop

Der gesamte Aufbau besteht aus einem Ultrahochvakuum-System (UHV-System), Nd:YAG-Laser, Strom- und Spannungsquellen, Elektronenspektrometer und Messgeräten. Das UHV-System ist in eine Vor- und Hauptkammer unterteilt, wie in Abbildung 26 und Abbildung 27 dargestellt ist. In der Vorkammer befindet sich ein Lineartranslator mit dem Träger für ein für das System geeigneten Probenhalter. Die maximale Größe der Proben beträgt etwa $20 \times 20 \times 2$ mm. Präparierte Proben werden zunächst durch die Ladeluke in die Vorkammer eingebracht. Sie wird anschließend auf ca. 10^{-7} mbar evakuiert. Dabei geschieht das Einschleusen staubfrei unter Reinraumbedingungen (Klasse ISO 5). Die Evakuierung erfolgt zu Beginn bis zu 10^{-2} mbar mit einer Rotationspumpe und anschließend mit einer Turbomolekularpumpe. Die Vorkammer ist von der Hauptkammer durch eine Schleuse getrennt. Nachdem der Druck in der Vorkammer auf 10^{-7} mbar abgesunken ist, wird die Schleuse geöffnet und die Probe mit dem Lineartranslator in die Hauptkammer transportiert. In der Hauptkammer befindet sich ein Triodensystem und ein Periskop. Mit dem Wobblestick wird der Probenhalter in die richtige Position gebracht und ist damit ein Teil der Triode. Danach wird der Lineartranslator wieder zurückgefahren und die Schleuse geschlossen. Anschließend kann der Druck mit der Ionengetterpumpe auf einen Enddruck ca. 10^{-9} mbar abgesenkt werden. Für die Drucküberwachung und die Restgasanalytik in der Hauptkammer steht

zusätzlich zu den gewöhnlichen Drucksensoren ein Massenspektrometer zur Verfügung. Es zeigt sich typisch, dass im Optimalfall nur Wasser, Wasserstoff und Stickstoff im Restgas enthalten sind, wobei der Anteil an Wasserstoff stark dominiert. Vorne an dem Hauptflansch ist das Elektronenspektrometer montiert. Hinten an der Hauptkammer befinden sich ein Lineartranslator für die Positionierung der Kathode und die Flansche mit den elektrischen Durchführungen.

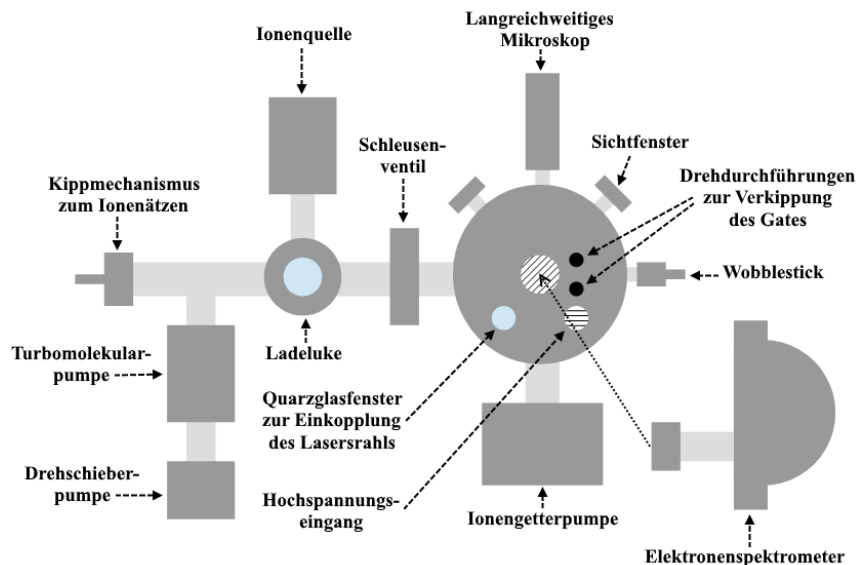


Abb. 26: Schema der PFES-Messanlage für die Untersuchung der Elektronenemission aus kalten Kathoden unter starken elektrischen Feldern und Laserbeleuchtung.

Die Triode im Inneren der Hauptkammer ist das Kernstück der Messanlage. Sie besteht aus einem komplexen Kathodenteil, einer Extraktionselektrode, i. A. Gate-Elektrode, und der Eingangsöffnung des Elektronenspektrometers, die als Anode fungiert. Der Kathodenaufbau wird von einem Lineartranslator getragen und der Gate-Aufbau ist auf dem Hauptflansch montiert. Das Schema in Abbildung 28 verdeutlicht das Funktionsprinzip der Triode. An das Gate kann eine Hochspannung bis zu ± 20 kV angelegt werden. Die Kathode lässt sich mit einem Batterieblock negativ bis zu ± 100 V vorspannen. Der Laserstrahl wird durch ein Quarzfenster in die Hauptkammer eingekoppelt und trifft die Probenoberfläche unter einem Winkel von $(24 \pm 0,5)^\circ$ relativ zur Flächennormale. Der Abstand zwischen dem Gate und einer Probe wird mit einem Kamerasystem überwacht. Es besteht aus einem langreichweitigen Mikroskop und einer Digitalkamera außerhalb des Vakuums, sowie einem Periskopsystem innerhalb der Hauptkammer. Der minimale noch erkennbare Abstand hängt dabei von der im konkreten Fall erreichten

Bildqualität ab und liegt typisch bei $40\ \mu\text{m}$. Das eingebaute Doppelspiegel-Periskop ermöglicht den Spalt zwischen dem Gate und der Kathode gleichzeitig von zwei verschiedenen Blickrichtungen zu beobachten, die um ca. 78° gegeneinander verdreht sind. Damit ist eine Kontrolle der Verkippung von flachen Oberflächen in Bezug zum Gate oder eine genauere Positionierung von nadelförmigen Emittier sichergestellt.

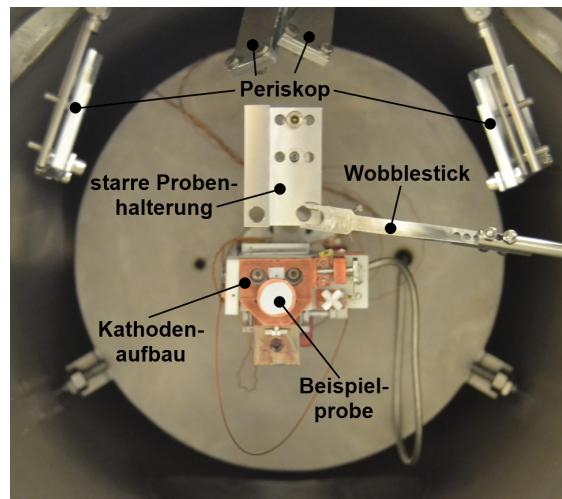


Abb. 27: Einblick in das Innere der Hauptkammer mit dem optimierten Kathodenaufbau aus der gleichen Blickrichtung wie in Abbildung 26. Das vorab eingebaute Probenkarussell für die Aufbewahrung von bis zu vier Proben wurde im Hinblick auf eine für die Zukunft geplante Vorrichtung zum effizienten Vorheizen der Proben durch eine starre robustere Konstruktion ersetzt, die bis zu zwei Proben aufnehmen kann.

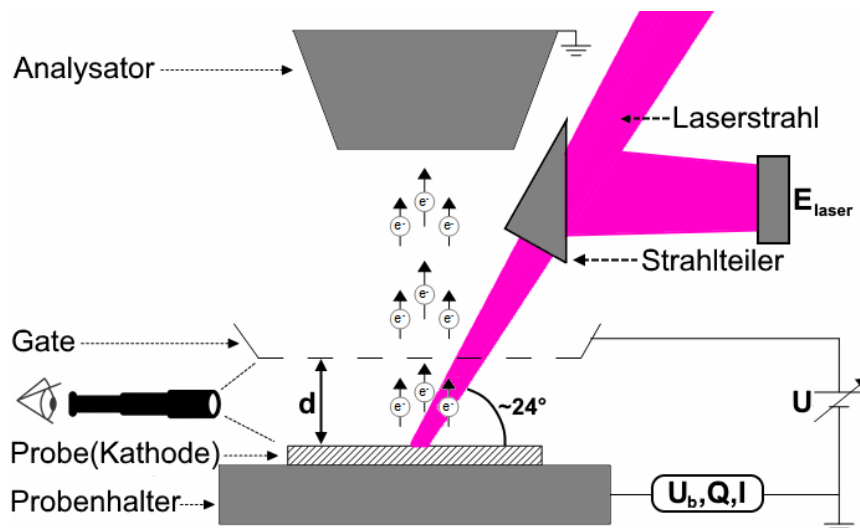


Abb. 28: Schematische Darstellung der Triodenkonfiguration im PFES-System. Die Parameter sind im Text erläutert.

3.1.1 Kathodenaufbau

Die aktuelle Kathodenhalterung besteht aus zwei Lineartischen, zwei PT100-Widerständen, zwei 50 Ω -SMD¹-Widerständen (maximale Belastung 10 W, Grenzfrequenz 4 GHz), einem SMA²-Steckverbinder und vier Flügelschrauben, die sich von außen mit dem Wobblestick bedienen lassen, siehe Abbildung 29. Die Lineartische sind so verschraubt, dass Proben auf der Ebene parallel zum Gate bis zu 18 mm in die entsprechende Richtung verschoben werden können. Die PT100-Widerstände am Lineartisch und vorne an der Kathode dienen zur Überwachung der Temperatur. Durch die 50 Ω -SMD-Widerstände zusammen mit den Flügelschrauben wird die in Abbildung 30 dargestellte Schaltung realisiert. Außerdem wurde durch den Einsatz von etwas dickeren Isolatoren die Kapazität der Kathode zur Erde auf ca. 6 pF verkleinert. Die gesamte Kathodenhalterung kann mit einem Drehmechanismus von außen um ca. 5 cm in die Gate-Richtung verschoben werden. Die Übersetzung beträgt dabei ca. 21 $\frac{\mu\text{m}}{1^\circ}$.

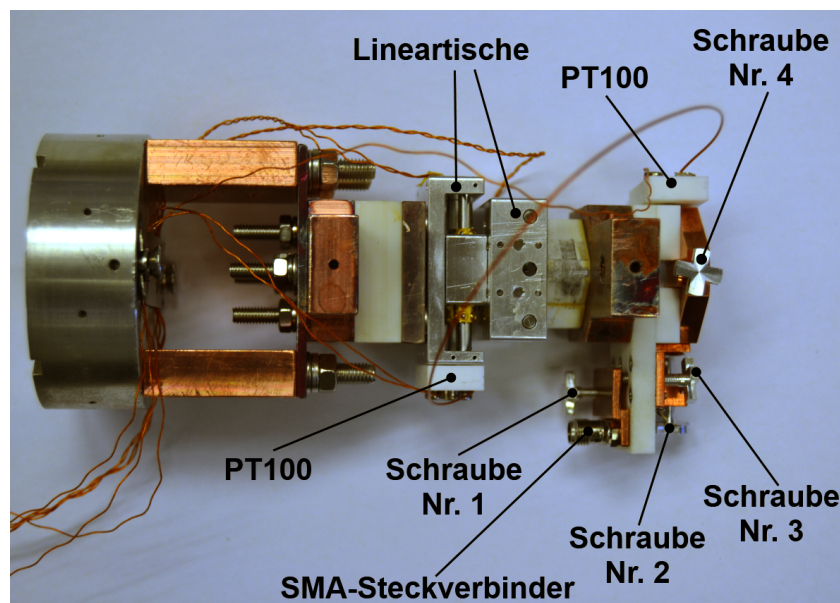


Abb. 29: Aufnahme des Kathodenteils, der in der Hauptkammer auf dem Lineartranslator fixiert wird. Die Schrauben Nr. 1, 2, 3 dienen als Schalter für die Kathodenleitung, siehe Abbildung 30. Mit der Schraube Nr. 4 wird der Probenhalter mechanisch abgesichert. Die SMD-Widerstände sind zwischen den Kupferplättchen eingelötet, in denen die Flügelschrauben sitzen. Alle elektrischen, sowie thermischen Isolatoren wurden aus Macor realisiert. Der PT100-Widerstand an dem Lineartisch dient als Sicherung gegen Überhitzung.

¹Oberflächenmontiertes Bauelement in der Elektronik

²Sub-Miniature-A

Wenn der Lineartranslator von außen mit flüssigen Stickstoff gekühlt wird, kann die Temperatur einer Probe um ca. $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgesenkt werden. Eine Aufheizung des Lineartranslators um ca. $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist zwar ebenfalls möglich, allerdings steigt in dem Fall der Druck in der Hauptkammer zunächst signifikant, so dass die Prozedur nicht für jede Messung, bzw. jede Probe geeignet ist. Die Temperaturveränderung der Proben verläuft relativ träge, so dass mehrere Stunden notwendig sind, um einen gewünschten Endwert zu erreichen.

3.1.2 Kathodenleitung

Die Schrauben Nr. 1, 2, 3 in Abbildung 30 wirken wie Schalter. Mit den zugeordneten Schrauben, also geschlossenen Schaltern, Nr. 2 und 3 wird ein Stromimpuls in einen Spannungsimpuls umgewandelt. Das Signal wird optimal zum Oszilloskop geleitet, gleichzeitig ist die Leitung für eine Rückreflexion besser angepasst. Falls die Schraube Nr. 2 geöffnet wird, reduziert sich die Signalamplitude ohne nennenswerten Störungen. Mit der Schraube Nr. 1 kann ein kleiner Widerstand von ca. $0,5\ \Omega$ erzielt werden, wenn sie das Gegenstück nur knapp berührt. Damit werden auch Hochstromimpulse direkt messbar, die zum Beispiel infolge der explosiven Elektronenemission entstehen können. Alternativ dazu lässt sich die Signalstärke auch außerhalb der Hauptkammer mit geeigneten hochfrequenten Dämpfungsgliedern anpassen.

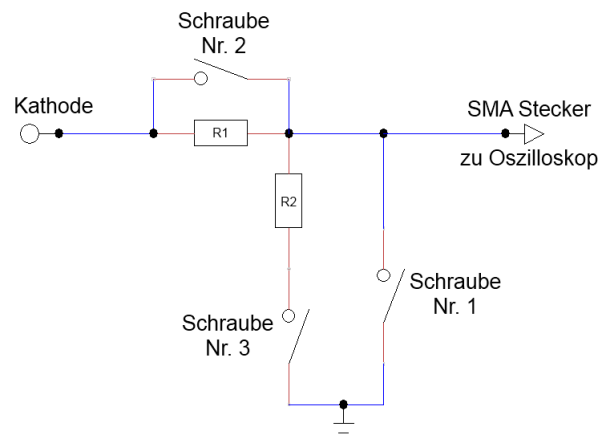


Abb. 30: Spannungsteiler direkt an der Kathode. R1 und R2 sind $50\ \Omega$ -SMD-Widerstände.

Um eine bessere Impedanzanpassung zu ermöglichen, wurde die Kathodenleitung nach außen mit einem 50 cm langen SMA-Koaxialkabel und einer passenden SMA

Vakuum-Hochfrequenzdurchführung realisiert. Falls die Schraube Nr. 3 geschlossen ist, und auch das angeschlossene Oszilloskop einen Eingangswiderstand R von ca. $50\ \Omega$ hat, ist die Kathodenleitung nahezu optimal angepasst [157]. Allerdings beträgt die Kapazität C der Kathodenleitung etwa $84\ \text{pF}$. Dies führt dazu, dass unabhängig davon, ob die R1- und R2-Widerstände zugeschaltet sind, ein Tiefpass mit der Zeitkonstante $RC \approx 4,25\ \text{ns}$ entsteht. Mit der Anordnung lassen sich einzelne Stromimpulse, die durch vergleichbar kurze Laserpulse ausgelöst werden, sicher erfassen und ab einer Pulsdauer von $5\ \text{ns}$ auch zeitlich auflösen, siehe Abschnitt 6.2.

Für zeitaufgelöste Messungen mit dem PFES-System stehen drei Oszilloskope zur Verfügung: ein $50\ \text{MHz}$ -Oszilloskop (Pico Technology, Picoscope 4226), ein $2\ \text{GHz}$ -Oszilloskop (Agilent, Infiniium 54852A) und ein $12\ \text{GHz}$ -Oszilloskop (Pico Technology, Picoscope 9211A), die eine maximale Eingangsspannung von jeweils $\pm 20\ \text{V}$, $\pm 5\ \text{V}$ und $\pm 1\ \text{V}$ verarbeiten können. Alle im Weiteren präsentierten Messergebnisse wurden mit dem $2\ \text{GHz}$ -Oszilloskop erzielt. Mit einem selbst aufgebauten Impulsgenerator wurde seine Kalibrierung vorgenommen, wie Abbildung 31 zeigt. Die Impulserzeugung basierte dabei auf der Aufladung und der Selbstentladung eines gewöhnlichen Koaxialkabels. Mit dieser Methode lassen sich nahezu perfekte Rechteckimpulse mit einer Anstiegszeit von etwa $0,1\ \text{ns}$ erzeugen [157]. Die Breite des Pulses entspricht dabei der doppelten Signallaufzeit durch das Kabel.

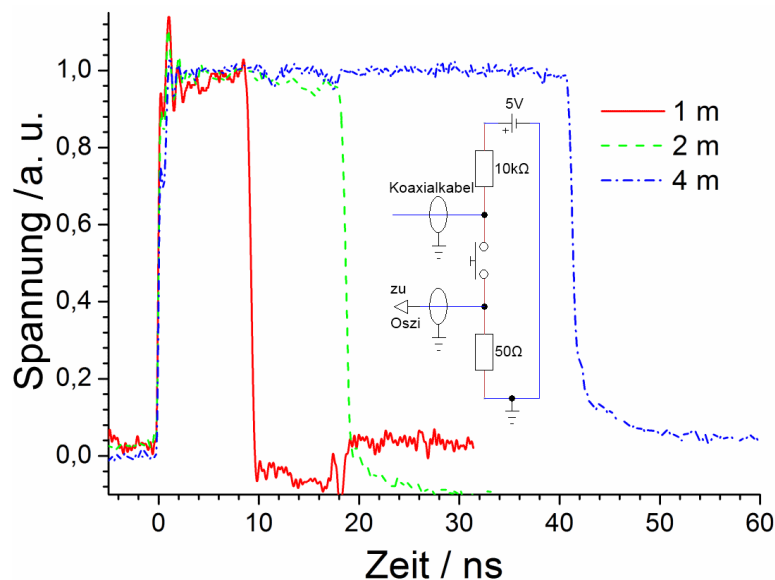


Abb. 31: Typische Rechteckimpulse gemessen mit dem $2\ \text{GHz}$ -Oszilloskop, die sich mit der dargestellten Schaltung für unterschiedliche Kabellängen erzeugen lassen. Die Anstiegszeit (von $10\ \%$ auf $90\ \%$) beträgt ca. $0,2\ \text{ns}$.

3.1.3 Gate-Aufbau

In einer Standardkonfiguration befindet sich auf der Gateseite eine Halterung für ein Gitter. Dabei besteht ein typisches Gitter aus Kupfer und hat ein hexagonales Muster mit einer 0,25 mm-Gitterkonstante und einer Stegbreite von 40 μm . Sein Außendurchmesser beträgt 3,05 mm. Die Halterung kann von außen um ca. $\pm 3,4^\circ$ in Bezug auf die Ebene gekippt werden, in der die Kathodenoberfläche liegt. Der Abstand zwischen dem Gitter und der Spektrometeröffnung entspricht dem nominellen Arbeitsabstand des Elektronenanalysators von etwa 28,6 mm. Ausgehend von zahlreichen Simulationen mit dem Softwarepaket COMSOL[®] Multiphysics zu der Triode wurde noch ein grobes Gitter mit einer 1,28 mm-Gitterkonstante in den Spektrometereingang eingesetzt, um ein homogeneres elektrisches Feld zwischen dem Gate und der Anode zu erzeugen. Die Elektronentransmissionen der Triodenkonfiguration unter Annahme von feldemittierten Elektronen aus einer flachen Oberfläche und mit einem typischen Gate-Kathode-Abstand von 0,3 mm beträgt etwa 22 %.

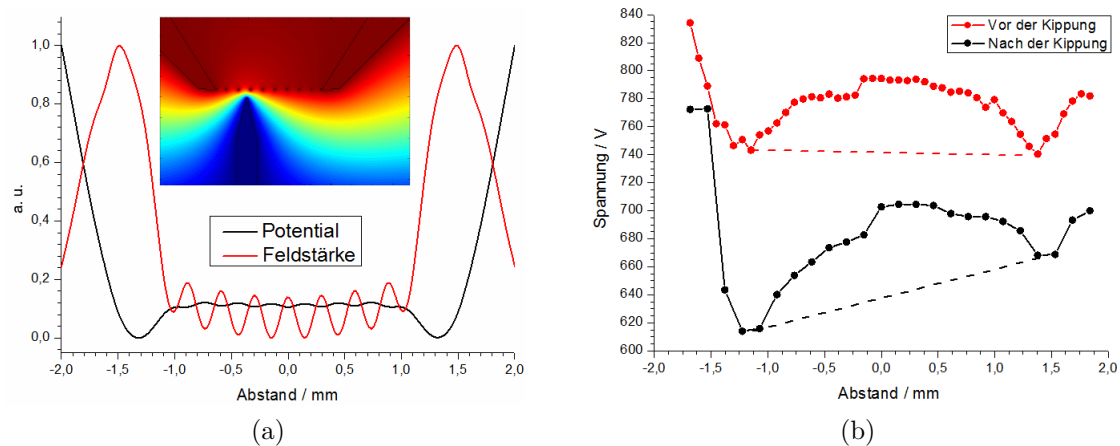


Abb. 32: (a) Comsol-Simulation des Verlaufs von normierter Feldstärke und Potential im Abstand von 150 μm vor dem Gitter (295 μm Gitterkonstante, 40 μm Stegbreite) für eine flache Oberfläche. Im Einschub ist das zugehörige 2D-Modell des Gates zusammen mit einer typischen Nadel (Radius der Spitze $\approx 10 \mu\text{m}$) dargestellt, die zur Abtastung des Gates eingesetzt werden kann. (b) Spannungsverlauf vor und nach der Kippung des Gates für einen konstanten FE-Strom von 2 nA, bzw. es wurde pro Datenpunkt eine FN-Kurve aufgenommen. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die Kippung.

Wie die Simulation in Abbildung 32a zeigt, entsteht eine unvermeidliche ausgeprägte lokale Feldüberhöhung im Bereich vor den Gitterkanten sowie vor den Gitterstegen durch den Einsatz von Gittern. Das Gitter wurde entsprechend der Simulation mit

einer geeigneten Wolframnadel durch seinen Mittelpunkt mit 200 μm pro Schritt in zwei verschiedenen Kippstellungen abgerastert, siehe die Abbildung 32b. Vor der Kippung ließ sich eine lokale Feldüberhöhung mindestens um 10 % an den Gitterrändern nachweisen. Nach der Kippung um ca. 2° wurde die Feldüberhöhung an einem Gitterrand um weitere 30 % verstärkt. Deswegen muss während Experimenten an flachen Proben immer eine möglichst parallele Ausrichtung des Gates gewährleistet werden.

3.1.4 Durchstimmbarer Laser

Der Laser besteht aus einem komplexen optischen System, wie in Abbildung 33 schematisch gezeigt ist. Der primäre Laserstrahl mit der Wellenlänge von 1064 nm wird im optischen Resonator durch eine Blitzlampe mit einer Pulsfrequenz von 10 Hz generiert. Danach läuft der primäre Strahl zunächst durch einen KDP-Frequenzverdoppler und anschließend durch einen KDP-Frequenzmischer, um einen Strahl mit der Wellenlänge von 355 nm zu erzeugen. Alle drei Laserstrahlen können separat ausgekoppelt werden. Der Laserstrahl mit $\lambda = 355 \text{ nm}$ wird in einen OPO eingespeist, der ebenfalls aus einem Resonator besteht und über weitere optisch aktive Kristalle verfügt, in denen die parametrische Fluoreszenz stattfindet, bzw. aus einem einfallenden Photon werden zwei weitere erzeugt, deren Energie in der Summe gleich der Anregungsenergie ist. Die Energie der erzeugten Photonen hängt von der Lage der optischen Achse des Kristall relativ zum Laserstrahl ab. Um die gewünschte Wellenlänge zu erzeugen, werden die Kristalle mechanisch gegeneinander gedreht, wie in Abbildung 33 angedeutet ist. Auf diese Weise wird erreicht, dass der Laser lückenlos von 210 nm bis 2300 nm durchstimmbaar ist. Die Energieunschärfe des OPOs und die Strahldivergenz betragen laut dem Hersteller jeweils etwa 0,7 meV, bzw. weniger als 2 mrad. Die spektrale Charakteristik des Laserstrahl wurde mit einem optischen Spektrometers (Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR) nachgemessen, ohne dass eine nennenswerte Abweichung von den Herstellerangaben festgestellt wurde.

Für die Einkopplung des Laserstrahls in die Hauptkammer wird ein verfahrbarer Justagetisch verwendet. Außerdem kann der Strahl nach Bedarf durch zusätzliche optische Komponente wie Neutraldichtefilter, Strahlteiler und eine Linse geführt werden. Die Position der Linse wird mit einem Schrittmotormechanismus gesteuert, welcher direkt an dem Justagetisch montiert ist.

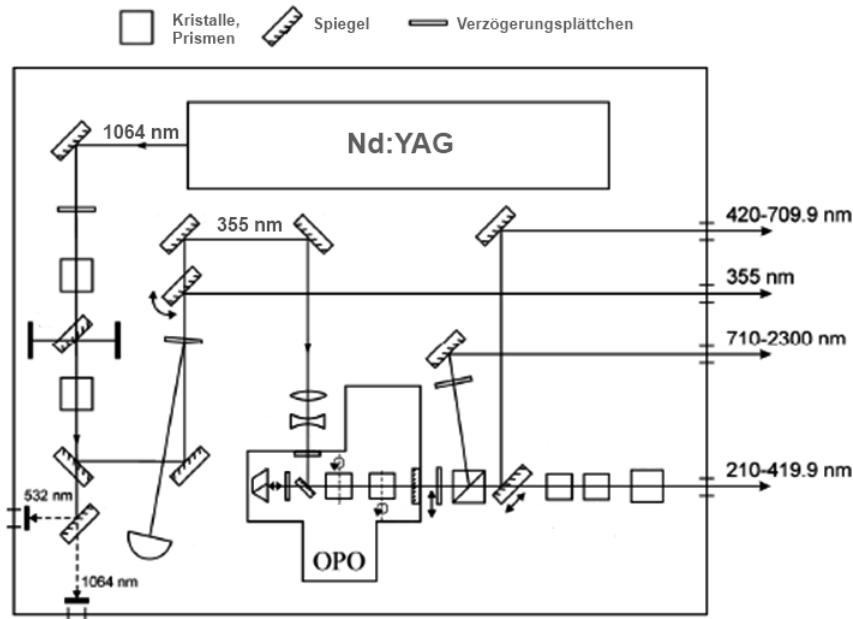


Abb. 33: Optisches System des NT342A-SH Lasers, adaptiert aus [158]. Der Strahlengang ist mit den Pfeilen und Linien verdeutlicht. Als Frequenzverdoppler und Frequenzmischer kommen Kalium-Dideuterium-Phosphat (KDP) Kristalle zum Einsatz. In dem und nach dem optisch parametrischen Oszillator (OPO) sind Beta-Barium Borat Kristalle installiert.

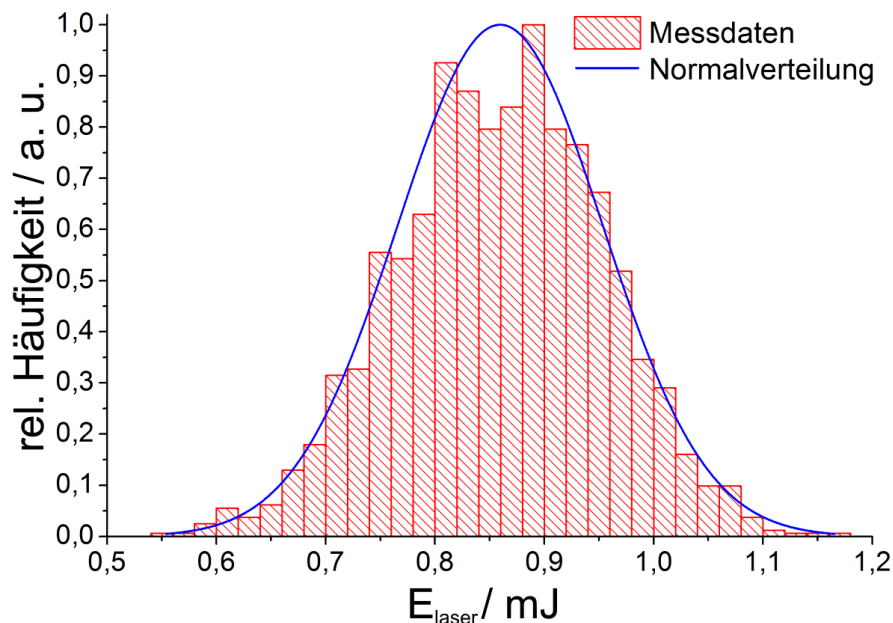


Abb. 34: Typische Verteilung der Pulsenergie aufgenommen für eine Minute für $\lambda = 310$ nm. Die dargestellten Daten lassen sich gut durch eine Normalverteilung anpassen.

Die Überwachung der Pulsenergie E_{laser} geschieht mit pyroelektrischen Sensoren (PE25BF, PE10-C, PE10BF-C) der Firma Ophir [159]. Die Energie der Laserstrahlen vor dem OPO kann weit über 60 mJ pro Puls eingestellt werden. Hinter dem OPO variiert die maximale Energie pro Puls je nach Wellenlänge und ist mit 0,2 mJ bei 355 nm am kleinsten. Wie Abbildung 34 beispielhaft zeigt, schwankt die Puls-zu-Puls-Stabilität grundsätzlich bezogen auf die relative Standardabweichung der dargestellten Verteilung um bis zu 12 %. Zusätzlich unterliegt die Pulsenergie auch einer ausgeprägten Langzeitschwankung mit einer Periode von ca. 3 min. Der Einfluss dieser Schwankungen auf die elektrischen und spektroskopischen Messungen lässt sich durch eine simultane Messung des Laserstrahls mit Hilfe von Strahlteilerplatten korrigieren. Davon profitieren insbesondere Aufnahmen von Quanteneffizienz bei moderaten Pulsleistungen, i. A. $< 1 \frac{MW}{cm^2}$. Der relative Messfehler der Quanteneffizienz liegt in diesem Fall typisch unter 5 %. Für die Ermittlung der Quanteneffizienz wird generell die folgende Beziehung verwendet:

$$QE(h\nu) = \frac{Q}{E_{laser}} h\nu, \quad (66)$$

wobei es sich hier um die Laserpulsenergie handelt, die sich unter Berücksichtigung der Absorption durch das Vakuumfenster, die Linse und das Gitter ergibt.

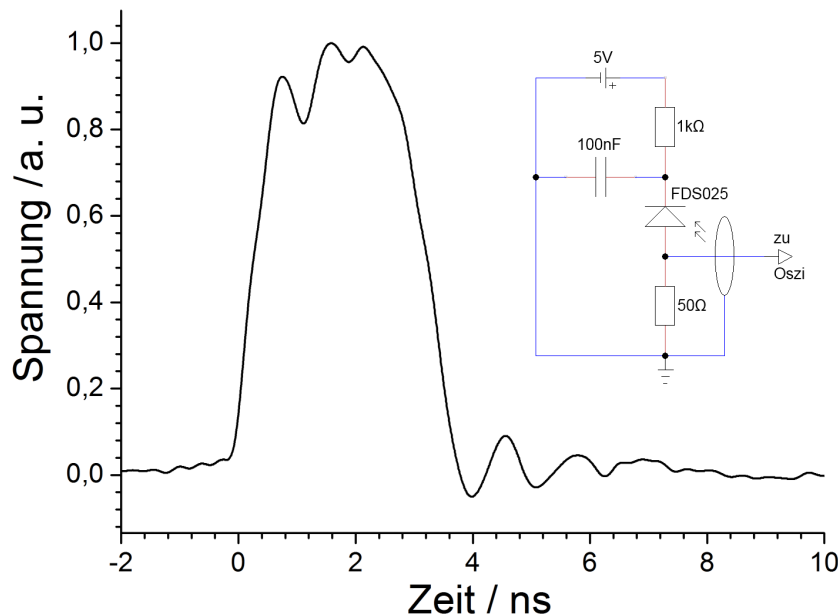


Abb. 35: Typische Pulsdauer des Lasers, die mit einer schnellen Si-Photodiode (FDS025) für $\lambda = 360$ nm aufgenommen wurde.

Um die Pulsdauer des Laserstrahls zu bestimmen, wurde eine Schaltung mit Photodiode realisiert, siehe Abbildung 35. Die Kapazität der dafür eingesetzten Si-Photodiode (FDS025) beträgt laut dem Hersteller (Thorlabs®) ca. 2 pF. Dazu kommt noch ein Verbindungsstück zum Oszilloskop mit einer Kapazität von ca. 5 pF. Die Grenzfrequenz des verwendeten 50 Ω-Messwiderstandes beträgt 2 GHz. Damit ergibt sich für die Anstiegszeit der Messanordnung etwa 0,5 ns. Ein zusätzliches RC-Glied vor der Photodiode begrenzt den Batteriestrom, leistet einen Spannungspuffer und dient als Tiefpass. Schließlich wurde mit dem Detektor festgestellt, dass die Pulsdauer zwischen 2,5 ns und 4,5 ns schwankt, und die Anstiegszeit des Laserpulses unter 0,5 ns liegt. Darüber hinaus wurden keine nennenswerten Unterschiede in der Pulsform oder Pulsdauer abhängig von der Wellenlänge festgestellt. Für die weiteren Bestimmungen der Strahlungsintensität wurde im Folgenden ein konstanter Wert von 3,5 ns verwendet. Der Laserstrahl hat ein Gaußsches Strahlprofil mit der ursprünglichen Halbwertsbreite $\varnothing_{s,0}$ von 4 mm. Die tatsächliche Brennfleckgröße auf der Probe hängt von der Fokussierung ab, wobei für die kleinste Brennfleckgröße gilt [160]:

$$\varnothing_{s,min} = \sqrt{\left(\frac{\varnothing_{s,0}\Delta\mathcal{F}}{\mathcal{F}}\right)^2 + \left(\frac{\lambda\mathcal{F}}{\pi\varnothing_{s,0}}\right)^2}, \quad (67)$$

mit der Brennweite der Linse \mathcal{F} , der Wellenlänge λ und der Schärfentiefe $\Delta\mathcal{F}$. Der eigentliche Abstand von der Linse bis zu der Probe und die Schärfentiefe konnten sehr genau mit Hilfe der explosiven Elektronenemission aus Germanium bestimmt werden, siehe Abbildung 74b. Für die typischen Parameter des PFES-Systems: $\mathcal{F} = 433$ mm, $\Delta\mathcal{F} = 10$ mm und $\varnothing_{s,0} = 4$ mm ergibt sich $\varnothing_{s,min} \approx 200$ μm nahezu unabhängig von der Wellenlänge.

Durch das in Abschnitt 3.1.3 erwähnte Extraktionsgitter am Gate werden ca. 20 % der Laserenergie absorbiert. Außerdem findet eine Fresnel-Beugung [161] am Gate statt. Es handelt sich dabei um die Beugung an einer Kante mit folgendem Intensitätsverlauf I_{ph} auf der Oberfläche:

$$I_{ph}(x) = I_{ph,0} \left(\left(\int_{-\infty}^x \cos\left(\frac{\pi y^2}{\lambda d}\right) dy \right)^2 + \left(\int_{-\infty}^x \sin\left(\frac{\pi y^2}{\lambda d}\right) dy \right)^2 \right), \quad (68)$$

mit dem Abstand d zwischen dem Gate und der Oberfläche. Das Strahlprofil wird also in der Nähe von den Gitterstegen modifiziert. Die Intensität ist maximal unmittelbar am Gittersteg, wie in Abbildung 36 dargestellt ist. Der Effekt kann im Grunde zu

charakteristischen Mustern auf der Oberfläche führen, wenn eine ausreichend hohe Laserleistung eingestrahlt wird.

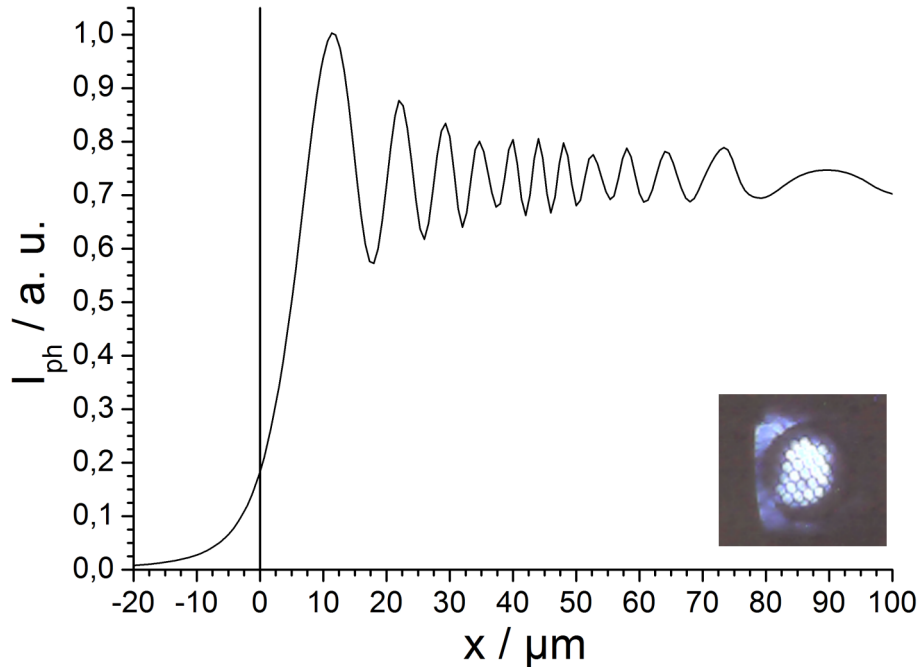


Abb. 36: Voraussichtlicher Intensitätsverlauf auf einer flachen Kathodenoberfläche für einen Elektrodenabstand von $500 \mu\text{m}$. $x = 0$ ist die Position einer Kante. Der Einschub zeigt das mit dem UV-Licht beleuchtete Gate von der Seite des Elektronenanalysators.

3.1.5 Elektronenspektrometer

Die Analyse der emittierten Elektronen geschieht mit einem spektroskopischen System, welches aus elektrostatischen Linsen, einem hemisphärischem Analysator und einer Detektoreinheit besteht, siehe Abbildung 37a. Dieses System wurde für die Spektroskopie von niederenergetischen Elektronen und Ionen von 0 bis $\pm 3,5 \text{ keV}$ konzipiert. Zuerst gelangen Elektronen in die Spektrometeröffnung, werden dort umgelenkt und durchlaufen bis zum Eintritt in die Hemisphären eine bestimmte Potentialdifferenz. In dem elektrischen Feld zwischen den Hemisphären wird der Elektronenstrahl abgelenkt und räumlich aufgefächert, falls die Elektronen unterschiedliche kinetische Energie haben. Dabei wird die sog. Passenergie E_{pass} durch die Potentialdifferenz der Hemisphären festgelegt. Das Elektronenspektrometer ist so eingestellt, dass nur Elektronen die Hemisphären passieren können, deren kinetische Energie im Bereich $\pm 10\%$ um die Passenergie liegt. Am Austrittsspalt ist eine Mikrokanalplatte positioniert, die die Elektronen räumlich aufgelöst vervielfacht und auf einen Phosphorschirm schickt. Mit

dem Phosphorschirm wird das verstärkte Signal in Licht umgewandelt und anschließend von einer CCD³-Kamera je nach gewünschter Integrationszeit (typisch von 0,1 bis 1 s) erfasst, wie in Abbildung 37b dargestellt ist. Auf den 2D-Aufnahmen repräsentiert eine Achse die energiedispersive Richtung und die andere eine Mischung aus Orts- und Winkeldispersion.

Ein unter Hochspannung stehendes Extraktionsgitter unmittelbar vor der Spektrometeröffnung beeinflusst deutlich die vom Hersteller vorgesehenen Charakteristiken des Geräts. Deshalb wurden solche wichtigen Eigenschaften wie Auflösung und Akzeptanz des Triodensystems mit Hilfe von wohldefinierten Proben ermittelt. Dabei wurde zum Beispiel die kleine Emittanz eines punktförmigen Feldemitters aus Wolfram ausgenutzt, der vor dem Gitter unterschiedlich positioniert wurde. Wie in Abbildung 38a zu sehen ist, kann man davon ausgehen, dass Elektronen aus dem kompletten Bereich vor dem Gitter ins Spektrometer gelangen. In der Nähe von Gitterstegen und für einen kleineren Abstand zum Gitter ist die Transmission jedoch reduziert. Damit die Elektronen überhaupt ins Spektrometer gelangen, muss eine minimale Bias-Spannung U_b an der Kathode angelegt werden. Die Bias-Spannung muss dabei größer als das Kontaktpotential zwischen der Spektrometeröffnung und der Kathode sein.

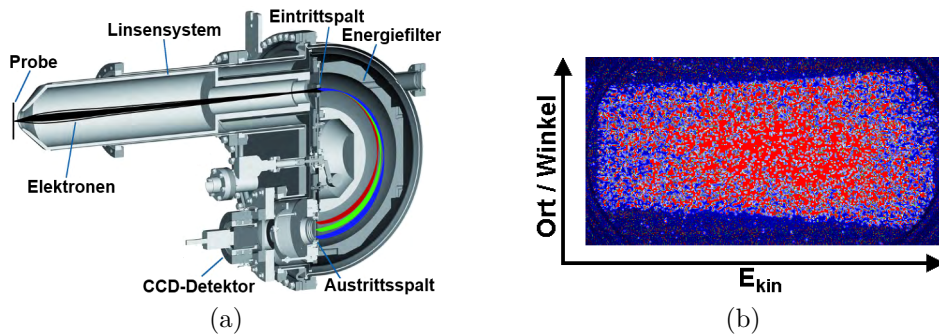


Abb. 37: Arbeitsprinzip des spektroskopischen Systems. In (a) ist das Elektronenspektrometer vom Typ Phoibos[®] [162] dargestellt und die Energiedispersion innerhalb der Hemisphären verdeutlicht. (b) zeigt eine vollständige 2D-Aufnahme des CCD-Detektors mit dem komplett abgebildeten Austrittsspalt des Analysators.

Es stellte sich heraus, dass die spektrale Auflösung ΔE_{an} insgesamt ausreichend mit der folgenden üblichen Gleichung [163] abgeschätzt werden kann:

$$\frac{\Delta E_{an}}{E_{pass}} \simeq \frac{1}{4} \left(\frac{\varnothing_{ein} + \varnothing_{aus}}{r_h} + \alpha^2 \right), \quad (69)$$

³charge-coupled device (Ladungsgekoppeltes Bauteil)

falls die Eintrittsspaltgröße \varnothing_{ein} , die Austrittsspaltgröße \varnothing_{aus} und der mittlere Radius r_h der Hemisphären bekannt sind, und der Eintrittswinkel α vernachlässigbar klein ist ($\alpha = 0^\circ$ steht für einen senkrechten Einfall auf den Eintrittspalt).

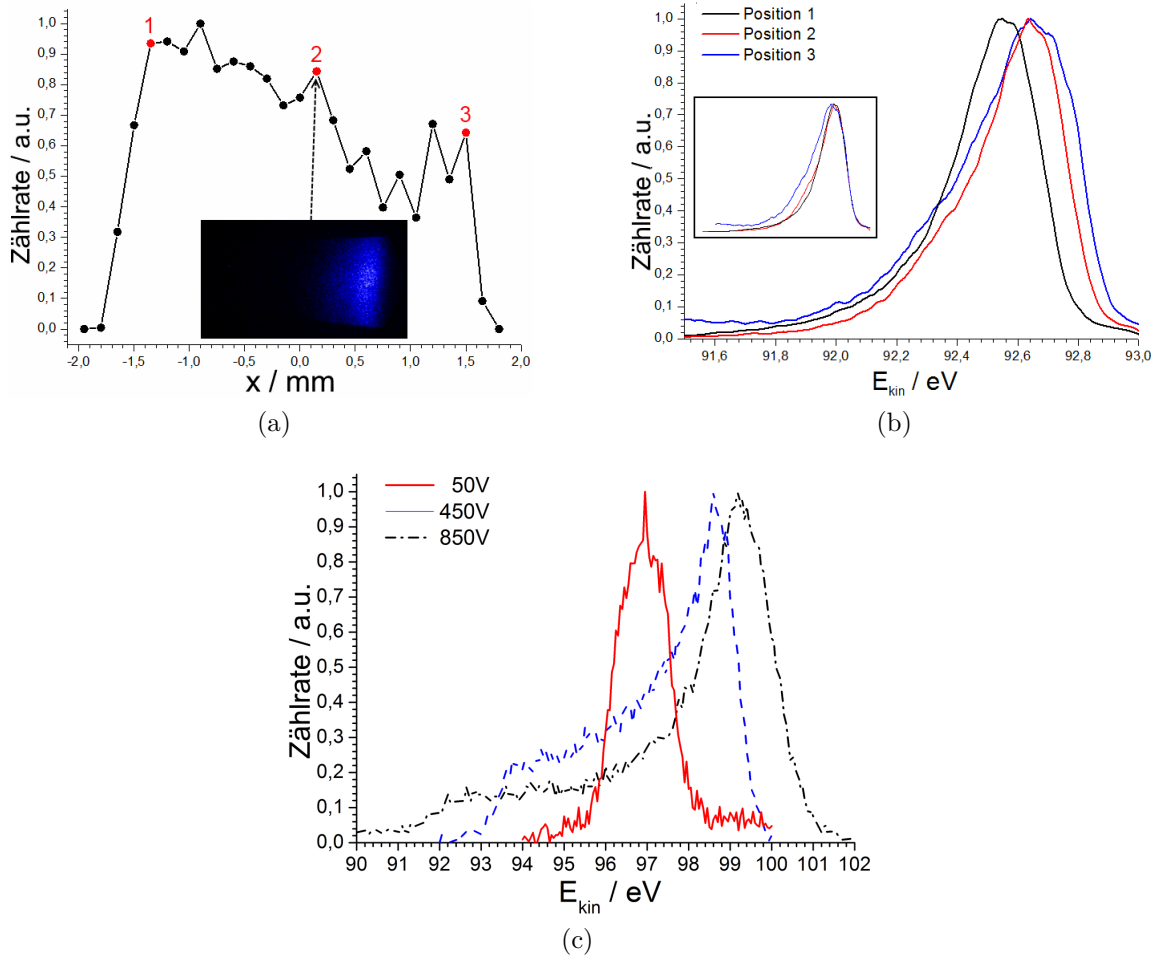


Abb. 38: Spektroskopie von feld- und photoemittierten Elektronen. (a) Verlauf der normierten Gesamtintensität pro Aufnahme für einen punktförmigen Feldemitter (Spitzenradius ca. $4 \mu\text{m}$) in Richtung parallel zum Gitter durch seinen Mittelpunkt für die offene Irisblende, $\varnothing_{ein} = 7 \text{ mm}$, $E_{pass} = 10 \text{ eV}$ und $U_b = 92,8 \text{ V}$. (b) FE-Spektren, die sich auf die in (a) ausgezeichneten Positionen beziehen. (c) PE-Spektrum einer einkristallinen (100) n-dotierten GaP-Probe dargestellt, das für $h\nu = 5,85 \text{ eV}$, $\varnothing_{ein} = 3 \text{ mm}$, $E_{pass} = 10 \text{ eV}$, $U_b = 92,8 \text{ V}$ und variable Gatespannung U aufgenommen wurde. Die asymmetrische spektrale Verbreiterung ist im Text erläutert.

Die Physik hinter der Elektronenemission kann aber in manchen Fällen durchaus zu einer deutlichen Abweichung von Gleichung 69 führen. So spielt die Größe des Eintrittspalts bei der Untersuchung eines einzelnen Feldemitters meistens keine Rolle,

da die Elektronenquelle nur wenig Nanometer ausgedehnt ist und sehr gerichtet emittiert. Eine deutliche Positionsänderung des Emitters vor dem Gate führt dagegen unweigerlich zu einer Verschiebung des Spektrums auf der Energieachse. Bei Untersuchungen von Emitterarrays sind dadurch generell schlechtere Auflösungen als nominell möglich. Einige Aufnahmen der photoemittierten Elektronen zeigten, dass die Auflösung in ungünstigen Fällen mehr von dem Eintrittswinkel in die Hemisphären als von der Eintrittspaltgröße abhängen kann. Die in Abbildung 38c gezeigte spannungsabhängige Verbreiterung der PE-Spektren am Beispiel einer flachen GaP-Probe [150] ist nur möglich, falls der resultierende Eintrittswinkel sich durch die steigende Spannung am Gate bis zu einem gewissen Maximum signifikant vergrößert. In dem Fall ist eine signifikante spektrale Verbreiterung vor allem auf eine große Winkeldivergenz des emittierten Elektronenstrahls in Verbindung mit der hervorragenden Akzeptanz der Triode zurückzuführen. Um diesem auflösungsmindernden Effekt entgegenzuwirken, verfügt die Spektrometeröffnung über eine Irisblende (Öffnungsdurchmesser \varnothing_{iris} von 2 bis 27 mm), die den Eintrittswinkel etwas verkleinern kann. Allerdings lässt ein kleinerer Eintrittspalt und die geschlossene Irisblende weniger Elektronen durch. Noch ein kleinerer Eintrittswinkel wird erreicht, wenn Proben möglichst weit vom Gate untersucht werden, wobei es ebenfalls zu einer starken Signalreduzierung kommt. Deshalb verlangt die Spektroskopie einen gewissen Kompromiss zwischen der Auflösung und den erreichbaren Zählraten.

Da die Breite des aufgenommenen spektralen Bereichs von der Passenergie abhängt, lassen sich hochaufgelöste Spektren aufnehmen, die nur etwa 5 eV breit sind. Darüber hinaus kann die Potentialdifferenz zwischen der Spektrometeröffnung und dem Eintrittspalt variiert werden. Auf diese Weise wird durch die Integration über die gesamte 2D-Aufnahme ebenfalls ein Spektrum über einen größeren Energiebereich erfasst, wie in Abbildung 38c gezeigt ist. Eine der wichtigsten Eigenschaften des PFES-System ist, dass die integrierte Intensität für einen punktförmigen einzelnen Feldemitter dem Kathodenstrom proportional ist.

3.1.6 Steuerung des Messsystems

Das Netzwerk für die Datenaufnahme und die Datenverarbeitung besteht zum Teil aus Messgeräten und zum Teil aus Steuerungselektronik. Alle Komponenten sind so verschaltet, dass die Messungen mit einem Personalcomputer durchgeführt werden können. Zur Verfügung steht die selbst entwickelte Software unter LabVIEW[®], sowie die

Originalsoftware der einzelnen Messgeräte. Die eigene Software wurde so ausgelegt, dass zu jeder einfachen Datenoperation, wie zum Beispiel das Auslesen des Pikoamperemeters, ein eigenständiges Unterprogramm existiert. Schließlich sind die Unterprogramme zu einem Komplex zusammen integriert. Alle Hauptprogramme sind dementsprechend auf eine effiziente Datenerfassung wie I-U-Kurve, QE vs. $h\nu$ usw. ausgelegt. Eine Version des Bedienfeldes und eine detaillierte Beschreibung der Steuerungselektronik befindet sich in [153].

Insgesamt lassen sich die folgenden Daten mit dem aktuellen PFES-Software simultan erfassen und gegeneinander darstellen:

- Kathodenstrom ab 1 pA;
- Anodenstrom ab 1 μ A;
- Kathodenaufladung ab 100 fC;
- Temperatur der Lineartische und des Probenhalters im Bereich von -200 °C bis 350 °C (Auflösung ca. $0,5$ °C);
- Pulsenergie des Lasers im Bereich von 5 μ J bis 300 μ J mit Strahlteiler und ab 1 μ J ohne Strahlteiler;
- Druck in der Hauptkammer;
- Elektronenspektren.

Außerdem unterstützt die PFES-Software die folgende Ansteuerung:

- Hochspannung am Gate im Bereich 9 V bis 20 kV (Auflösung ca. $0,6$ V);
- Wellenlänge des Lasers in 1 nm Schritten;
- Einstellungen des Elektronenspektrometers (E_{kin} , E_{pass} , Detektorspannung usw.);
- Position der Linse und der Lineartische in 100 μ m Schritten.

3.2 Feldemissionsrastermikroskop

Mit dem FESM-System lassen sich einzelne Feldemitter sowie auch Feldemitterarrays untersuchen. Der Aufbau des UHV-Systems basiert hier auf dem gleichen Prinzip mit der Vor- und Hauptkammer wie bei dem PFES-System in Abschnitt 3.1. Die Vorkammer verfügt hier über ein Ofen, in dem Proben auf bis zu 1200 °C geheizt werden können. In die Hauptkammer, wie in Abbildung 39 gezeigt, können je nach Größe bis zu sieben Proben eingebracht werden. Die Anodhalterung unterstützt bis zu fünf Anoden.

Die zu untersuchende Kathode wird in einer Plattform fixiert, die sich unter einer nadelförmigen Anode im Fokus von einer Ionen- und Elektronenquelle befindet. Die Plattform kann in drei Raumrichtungen mit Hilfe von Piezoelementen verschoben werden. In ihrer untersten Position relativ zur Anode kommt sie mit einer gewölbten Fläche in Kontakt, so dass eine kleine Verschiebung in eine andere Richtung zur Kippung der Trägerplattform führt. Auf diese Weise wird die Ausrichtung der Kathodenebene relativ zur Anode vorgenommen. Die Anode kann auch mechanisch von außen in der Höhe verstellt werden. Der Spalt zwischen den Elektroden lässt sich für die meisten Kathodengeometrien bis zu einer Größe von $10\ \mu\text{m}$ direkt mit einem langreichweitigen Mikroskop beobachten. Nach einer korrekten Positionierung der Kathode lassen sich Bereiche in der Größe von etwa $1\ \text{cm}^2$ abrastern.

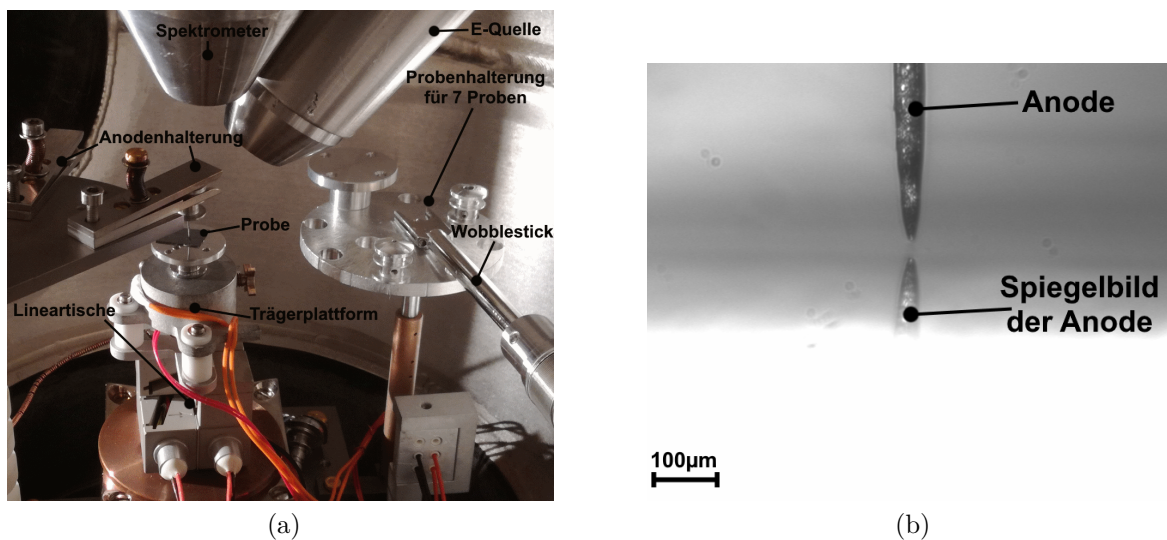


Abb. 39: Aufbau des FESM-Systems. (a) Einblick in die Hauptkammer mit ihren wichtigsten Komponenten. Der Druck im Inneren beträgt etwa 10^{-9} mbar. (b) Optische Aufnahme der nadelförmigen Anode mit einem Spitzenradius von etwa $5\ \mu\text{m}$, mit der eine flache Diamantoberfläche abgerastet wird. Anoden werden typisch aus einem Wolframdraht in einem Ätzverfahren selbst hergestellt [164].

Die Bedienung des FESM-System erfolgt ebenfalls vom Personalcomputer mit einer Labview-basierten Software [165]. Das Abrastern einer Probe kann mit einer konstanten Spannung bis zu $10\ \text{kV}$ oder mit einem konstanten Strom (typisch $1\ \text{nA}$) erfolgen. Die Auflösung eines FE-Scans hängt von dem Schritt der Piezomotoren (minimal $63,5\ \text{nm}$), dem Elektrodenabstand und der Größe der Anodenspitze ab. Zum Beispiel ist mit einer Anodenspitze, deren Radius $10\ \mu\text{m}$ ist, und für eine Spaltgröße von $10\ \mu\text{m}$ eine Ortsauflösung von etwa $20\ \mu\text{m}$ erreichbar.

Es sei zu erwähnen, dass das FESM-System zusätzlich mit einer Elektronen- und Ionenquelle, einer Detektoreinheit für Sekundärelektronen, einem Elektronenspektrometer und einem Heizmodul unter der Trägerplattform ausgestattet ist. Eine weitere detailliertere Beschreibung dieser Messapparatur befindet sich in [164].

3.3 Integrale Messapparatur mit Leuchtschirm

Eine Möglichkeit Feldemitter unmittelbar zu lokalisieren besteht mit dem IMLS-System. Da einzelne Feldemitter sehr gerichtet emittieren, kann ihre Verteilung in einer Diodenanordnung, wie in Abbildung 40a dargestellt ist, direkt auf einen Phosphorschirm abgebildet werden. Für diesen Zweck werden Phosphorschirme von Typ P43⁴ [166] eingesetzt. Ab einer bestimmten Beschleunigungsspannung $U_{phos,min} \gtrsim 700$ V, siehe Abbildung 40b, leuchtet der Phosphorschirm grün ($\lambda \approx 535$ nm). Mit einer CCD-Kamera außerhalb des Vakuums werden laufende Aufnahmen von ihm gemacht.

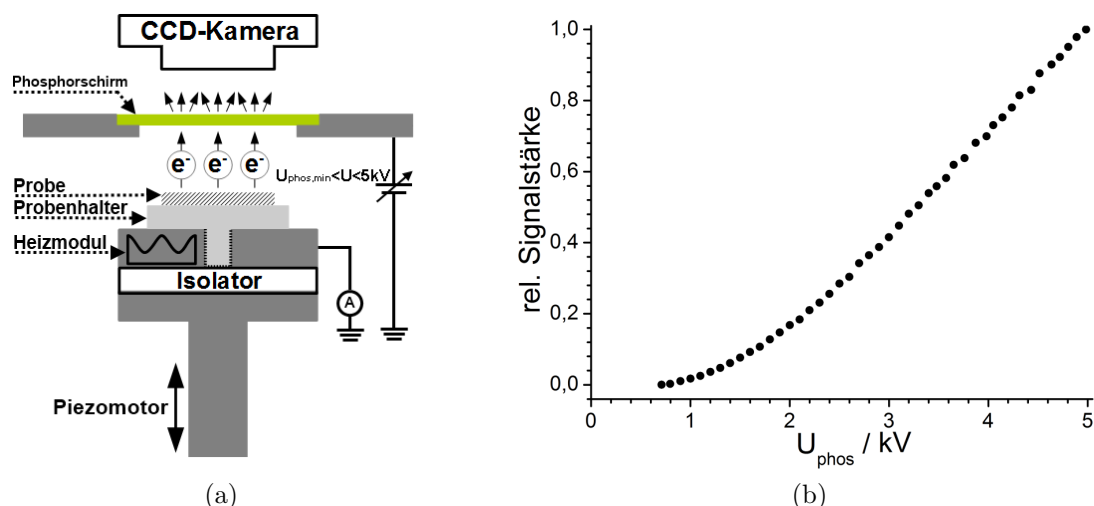


Abb. 40: (a) Schematische Darstellung der Diodenanordnung im IMLS-System. $U_{phos,min}$ steht für eine minimale sinnvolle Spannung am Phosphorschirm. (b) Gemessene Spannungscharakteristik eines Phosphorschirms, der typisch im IMLS-System zum Einsatz kommt.

Die hier eingesetzten Phosphorschirme bestehen aus einer ca. 100 nm dünnen ITO⁵-Schicht, die elektrostatische Aufladungen verhindert, und der eigentlichen ca. 6 μ m dicken Phosphorschicht mit 2 – 3 μ m Korngröße. Als Substrat wird Borosilikatglas

⁴Gd₂O₂S : Tb

⁵Indiumzinnoxid - ein halbleitender, im sichtbaren Licht weitgehend transparenter Stoff.

verwendet. Die minimale praktische Ortsauflösung des IMLS-Systems beträgt etwa 20 μm . Die Reaktionszeit der Phosphoschirme liegt bei 3 ms.

Die Kathodenseite des IMLS-Systems kann relativ zur Anode mit einem Piezomotor um 20 mm von außen gesteuert verstellt werden. Im einfachsten Fall wird der Spalt zwischen den Elektroden mit einem wenige Mikrometer dicken Isolator festgelegt. Die Probenhalterung sitzt auf einer Heizplatte, so dass eine relativ schnelle Aufheizung der Kathoden bis 200 °C möglich ist. Die Anodenseite kann nur bei dem offenen System richtig positioniert und gekippt werden. Mit einer zweistufigen potentialgetrennten Anodenhalterung lässt sich auch eine Triodenkonfiguration realisieren, in der FE-Kathoden zum Beispiel zur Erzeugung von Röntgenstrahlung eingesetzt werden können. Der typische Druck in der Kammer beträgt etwa 10^{-7} mbar. Die Vakuumananschlüsse sind so ausgelegt, dass das Verhalten der Kathoden in Anwesenheit von verschiedenen Gasen und unter höheren Drucken studiert werden kann. Außerdem kann die Zusammensetzung des Restgases in der Kammer mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (QMG 112) ermittelt werden. Die Verschaltung der IMLS-Komponenten und die Software für die Datenaufnahme sind detailliert in [165, 167] erläutert.

3.4 Rasterelektronenmikroskop

Mit einem Rasterelektronenmikroskop lassen sich Oberflächen leitfähiger Materialien mit einer Ortsauflösung besser als 1 nm untersuchen [1]. Das Messprinzip basiert auf einem lokalen Bombardement der zu untersuchenden Oberfläche mit freien Elektronen. Die Elektronen werden typisch aus einer Glühkathode emittiert, danach je nach erforderlicher Einstellung auf bis zu 30 keV beschleunigt und auf einen Fleck fokussiert, siehe Abbildung 41a. Nach dem Aufprall des Elektronenstrahls entstehen verschiedene charakteristische Signale, siehe Abbildung 41b. In Abhängigkeit von dem Signaltyp erhält man bestimmte Informationen über die Probe. Zum Beispiel um die Probenmorphologie zu studieren, werden die Sekundärelektronen detektiert, da ihre Entstehungstiefe einige 10 nm beträgt, und sie eine wohl bekannte Energieverteilung aufweisen, siehe Abbildung 21. Sie werden typisch mit einem Szintillator in Licht umgewandelt und von einem CCD-Sensor erfasst. Anschließend wird das verarbeitete Signal als Graustufenbild dargestellt.

In dieser Arbeit wurde ein REM von Typ Jeol® 6510 eingesetzt. Seine theoretische Ortsauflösung beträgt 3 nm (praktisch sind etwa 20 nm erreichbar). Außerdem ist das Gerät mit einem energiedispersiven Röntgendetektor (EDX-Detektor) ausgestattet.

Damit lässt sich auch die charakteristische Röntgenstrahlung [115] aus tieferen Schichten ($1 - 3 \mu\text{m}$) detektieren. Begrenzt durch die Transmission eines etwa $100 \mu\text{m}$ dicken Vakuumfensters können alle charakteristischen Linien mit mehr als ca. 100 eV erfasst werden, also alle ab Li.

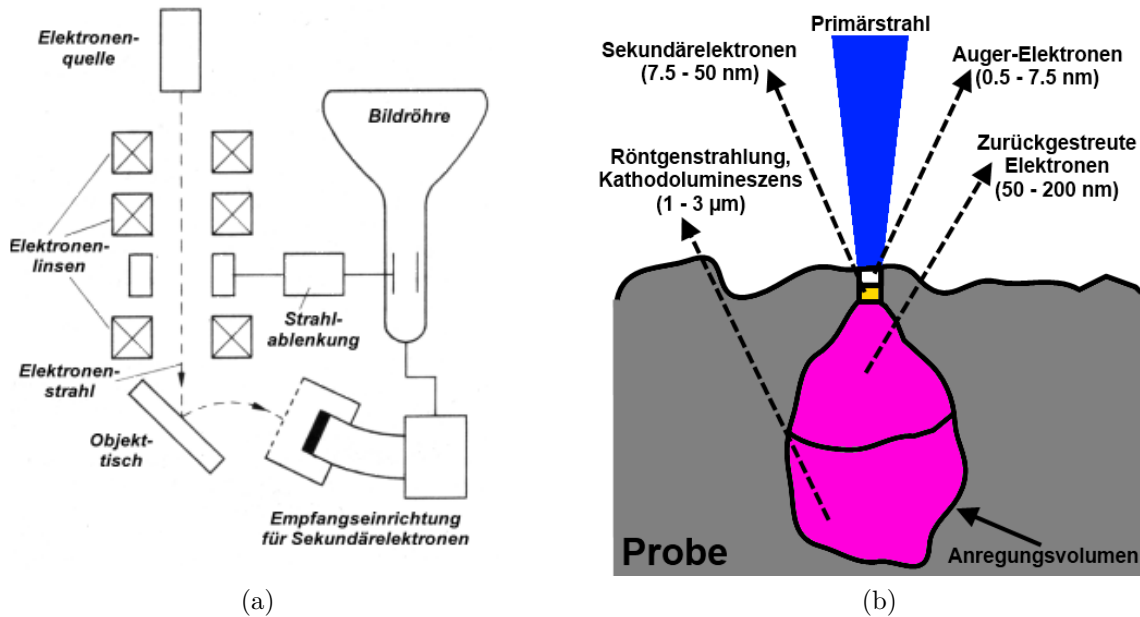


Abb. 41: (a) Schematische Darstellung eines REMs [1]. (b) Verschiedene Arten von Signalen, die ein beschleunigter gebündelter Elektronenstrahl in den oberflächennahen Schichten anregt. Die Angaben in den Klammern beziehen sich grob auf die Tiefe, aus der das Signal kommt.

3.5 Optisches Profilometer mit Rasterkraftmikroskop

Optische Profilometrie und Rasterkraftmikroskopie erlauben eine direkte quantitative Beurteilung der Oberflächentopographie in Bezug auf verschiedene Gestaltabweichungen wie Gruben, Kratzer, Löcher, Korngrenzen usw. . Die Stärke dieser Untersuchungsmethoden liegt insbesondere in ihrer hochpräzisen vertikalen Auflösung von einigen nm.

Die optische Messung erfolgt nach dem chromatischen Aberration-Prinzip [168], wie in Abbildung 42a dargestellt ist. Auf die zu untersuchende Oberfläche wird weißes Licht fokussiert und die reflektierte Intensität spektral aufgelöst aufgenommen. Dabei bezieht sich das Maximum im Spektrum auf die optimal fokussierte Wellenlänge. Daraus wird der Abstand von der Oberfläche zum Messkopf ermittelt. Durch Abrastern der

Oberfläche ergibt sich ein 3D-Datensatz mit den jeweiligen Intensitätswerten pro Schritt. Dabei arbeitet der Sensor absolut berührungslos und zerstörungsfrei. Anschließend wird die Intensität ausgehend vom festgelegten relativen Messkopf-Probe Abstand in die Topographie umgerechnet. Die rückgestreute Gesamtintensität wird ebenfalls aufgezeichnet. Daraus lässt sich zum Beispiel auf die Reinheit der Probe schließen, denn häufig insbesondere durch Polieren in die Oberfläche eingebaute Fremdkörper zeigen hier einen deutlichen Kontrast. Aber auch andere Oberflächendefekte wie Kratzer und Gitterfehler können auf diese Weise rein qualitativ kontrastreich abgebildet werden.

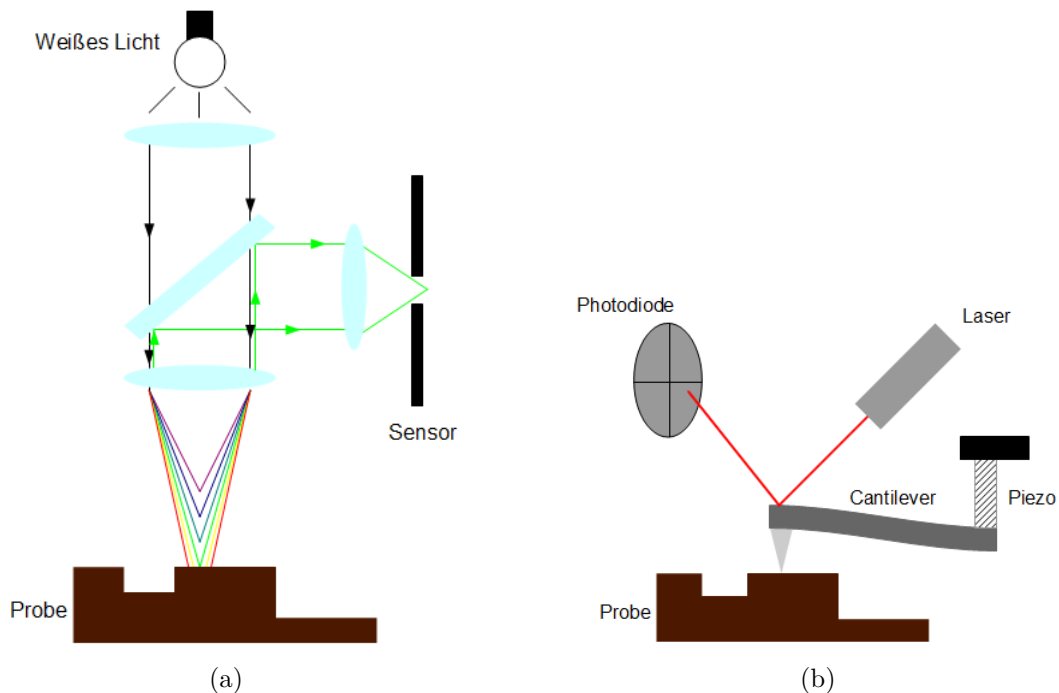


Abb. 42: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips von OP in (a) und RKM in (b).

Ganz anders funktioniert das Abrastern mit einem RKM. Die Oberfläche wird mit einer wenige Nanometer scharfen Nadel abgetastet, die auf einem sog. Cantilever befestigt ist [169], siehe Abbildung 42b. Auf seiner Rückseite ist eine reflektierende Schicht (typisch aus Gold, Platin oder Chrom) aufgetragen, die mit einem Laser bestrahlt wird. Der reflektierte Laserstrahl fällt auf ein Array aus lichtempfindlichen Sensoren. Auf diese Weise wird eine Verformung, bzw. Verbiegung, im Kontakt-Modus oder eine Schwingung im Nicht-Kontakt-Modus des Cantilevers aufgenommen, die aufgrund seiner Wechselwirkung mit der Oberfläche entsteht. Im einfachsten Fall wird die Sollposition relativ zur Oberfläche hergestellt, die Veränderung aufgezeichnet und

in die Topografie umgerechnet. Die relative Bewegung zwischen der Nadel und der Probe lässt sich typisch über Piezo-Stellelemente realisieren. Im Kontakt-Modus wirkt auf die Oberfläche eine geringe Kraft von einigen nN.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Komplettsystem MicroProf® [170] aus dem OP und dem RKM eingesetzt. Die typische Auflösung der optischen Topographiemessung liegt bei etwa 2 µm lateral und 3 nm vertikal. Der Messbereich des OPs beträgt 300 µm pro Schicht. Bei größeren Objekten bis einer maximalen Profiltiefe von 3 mm, werden die Daten aus mehreren Schichten zusammengesetzt. Es können großflächige Objekte bis zu 25 × 25 cm² untersucht werden. Mit dem RKM lässt sich theoretisch im Optimalfall eine Auflösung von 3 nm lateral und 1 nm vertikal erreichen. Dafür ist vor allem eine scharfe Nadel erforderlich. Der Radius von verwendeten Nadeln liegt unter 7 nm. Die maximale Abtastfläche des RKM beträgt 95 × 95 µm.

3.6 Röntgendiffraktometer

Durch Beugung von Röntgenstrahlung an Kristallen lässt sich ihre Struktur zerstörungsfrei analysieren. In einem günstigen Fall sind auch Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Materials, bzw. Bestimmung von Fremdanteilen, möglich. Beugungsverfahren basieren auf einer selektiven Reflexion an Netzebenescharen. Eine Voraussetzung für die konstruktive Interferenz bei der Reflexion der einfallenden Strahlung an den Netzebenen des Kristalls ist die Bragg-Bedingung, siehe Gleichung 70. Ist die Bedingung erfüllt, so interferiert die Strahlung konstruktiv. Sie ist genau dann erfüllt, wenn der Gangunterschied von reflektierten Strahlen an zwei benachbarten Netzebenen gerade ein ganzzahliges Vielfaches von der Wellenlänge ist [171]:

$$N\lambda = \sin(\theta_B) 2d_{hkl}, \quad (70)$$

mit der Ordnung des Reflexes N und dem Braggwinkel θ_B .

Die Bragg-Bedingung gibt nur die Lage der Reflexe an, nicht aber deren Intensität. Die relativen Reflexintensitäten werden durch das Betragsquadrat des sog. Strukturformfaktors \mathcal{G}_{hkl} bestimmt, der das Streuvermögen der Basisatome angibt. Der Strukturformfaktor ist abhängig von der Art und Verteilung der Atome in der Elementarzelle [171]:

$$\mathcal{G}_{hkl} = \sum_{s=1} g_s e^{2\pi i(hx_s + ky_s + lz_s)}, \quad (71)$$

mit g_s als atomarer Formfaktor und x_s, y_s, z_s als Koordinaten des s -ten Basisatoms in der Einheitszelle. In manchen Kristallsystemen mit einer mehratomigen Basis aus gleichen Atomen, wie zum Beispiel bei einer kubisch raumzentrierten Struktur, kommt es zu einer Auslöschung der Reflexe ($\mathcal{G}_{hkl} = 0$) trotz der erfüllten Bragg-Bedingung, wie anhand von Gleichung 71 vorhergesagt werden kann.

Die Qualität der untersuchten Kristalle wurde mit einem Röntgendiffraktometer Philips X'Pert[®] Pro MPD [172] kontrolliert. Als Röntgenquelle wurde eine Kupferanode verwendet. Sie liefert die \mathcal{K}_α -Linie ($\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$), die sich mit Hilfe des Ni-Filters von der Bremsstrahlung und der \mathcal{K}_β -Linie trennen lässt. Die Aufnahme der Diffraktogramme geschieht durch ein systematisches Abscannen des θ_B , bzw. $2\theta_B$ Winkels, wie in Abbildung 43 dargestellt ist.

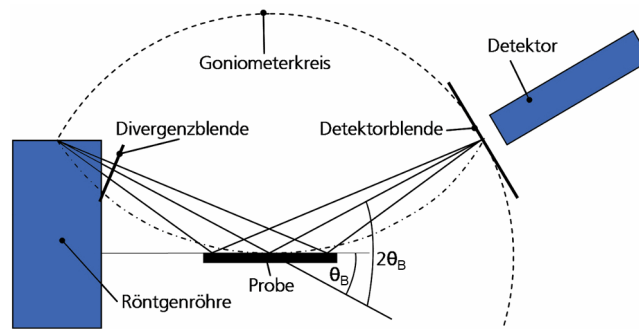


Abb. 43: Schematische Darstellung der Röntgendiffraktometrie [173]. Die Veränderung des Winkels geschieht durch eine präzise Bewegung der Röntgenröhre und des Detektors auf einem Kreis (Goniometerkreis).

4 Charakterisierung von schwarzen Si-Feldemittern

Bei schwarzem Si-Material (b-Si) handelt es sich um eine einkristalline Struktur, deren Oberfläche unter intensiven Ionen- oder Laserbeschuss stark modifiziert wurde [174, 175]. Vor allem die Bezeichnung „schwarz“ bezieht sich auf die Eigenschaft der aufgerauten Oberflächen verstärkt sichtbare Strahlung zu absorbieren [176, 177]. Vielmehr entstehen auf der Oberfläche zahlreiche dicht gepackte nadelförmige Strukturen, die eine gewisse Feldüberhöhung aufweisen. Auf diese Weise kommt also ein dichtgepacktes Array aus Feldemittern zustande [178, 179]. Es liegt nahe, dass FE-Eigenschaften von solchen Arrays mit der Dotierung des modifizierten Kristalls zusammenhängen. Das Material bietet insgesamt einen gewissen Spielraum, um eine gewünschte FE-Charakteristik zu erreichen. Vor allem die p-Dotierung kann eine Sättigung des FE-Stroms zur Folge haben, siehe Abschnitt 2.5.3. Die daraus resultierende Licht- und Temperaturempfindlichkeit sind für einige Anwendungen interessant, zum Beispiel, da wo es auf schnell gepulste Elektronenquellen ankommt, wie es in Beschleunigern der Fall ist [180–182]. Auf der anderen Seite könnte ein n-dotiertes b-Si für Anwendungen in Frage kommen, für die hohe und stabile FE-Ströme notwendig sind, zum Beispiel für Vakuumsensoren oder Röntgenquellen [183, 184].

Die Arbeit beschäftigt sich sowie mit p- als auch mit n-dotierten b-Si-Proben. Sie wurden an der Ostbayerischen Technischen Hochschule Regensburg aus Siliziumeinkristallen präpariert. Das Herstellungsverfahren basiert auf der Photolithographie, die mit dem reaktiven Ionenätzen kombiniert wird, wie in [153, 185] im Detail beschrieben ist. Um eine bessere Feldüberhöhung zu erreichen und die Emissionsquellen definiert zu strukturieren, werden Proben erzeugt, die mehrere Säulen mit einer Höhe von etwa $23\ \mu\text{m}$ und einem Durchmesser von etwa $4,5\ \mu\text{m}$ besitzen. Auf den Säulen befinden sich die eigentlichen, dicht gepackten kegelförmigen Nadeln (Dichte ca. $10^{12}\ \mu\text{m}^{-2}$, Höhe ca. $2\ \mu\text{m}$) mit sehr scharfen Spitzen (Radius von ca. $10\ \text{nm}$). Die Säulen bilden ein geordnetes rechteckförmiges Array mit üblichen Größen von 4×4 , 10×10 , 32×32 und einem Abstand von $50\ \mu\text{m}$ zueinander. Das Substrat weist herstellungsbedingt ebenfalls die nadelförmige Struktur auf.

Eine umfangreiche Analyse der Photosensitivität, Stromstabilität und Temperaturabhängigkeit der Bor-dotierten b-Si(100)-Kristalle (Akzeptorkonzentration ca. $10^{16}\ \text{cm}^{-3}$) mit einer Rasterstruktur befindet sich in [186, 187]. Im Folgenden werden ergänzende Untersuchungen dazu an dem gleichen Material vorgestellt. Es wurden speziell QE-Messungen und Elektronenspektroskopie an den Proben ohne Säulen durchge-

führt. Außerdem wird hier über die Emissionseigenschaften von Phosphor-dotierten b-Si-Kristallen (Donatorkonzentration ca. 10^{19} cm^{-3}) mit Säulen berichtet. Die Probenpräparation und das Einschleusen in das PFES-System sowie IMLS-System wurde unter Reinraumbedingungen (Klasse ISO 5-6) durchgeführt. Die Proben wurden auch gelegentlich nach Bedarf in einem Ultraschallbad mit dem hochreinen Isopropanol ($> 99,95\%$) gereinigt. Ihre weitere Prozessierung erfolgte im Vakuum ohne Heiz- oder Sputter-Methoden.

4.1 Flache b-Si-Emitter

4.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

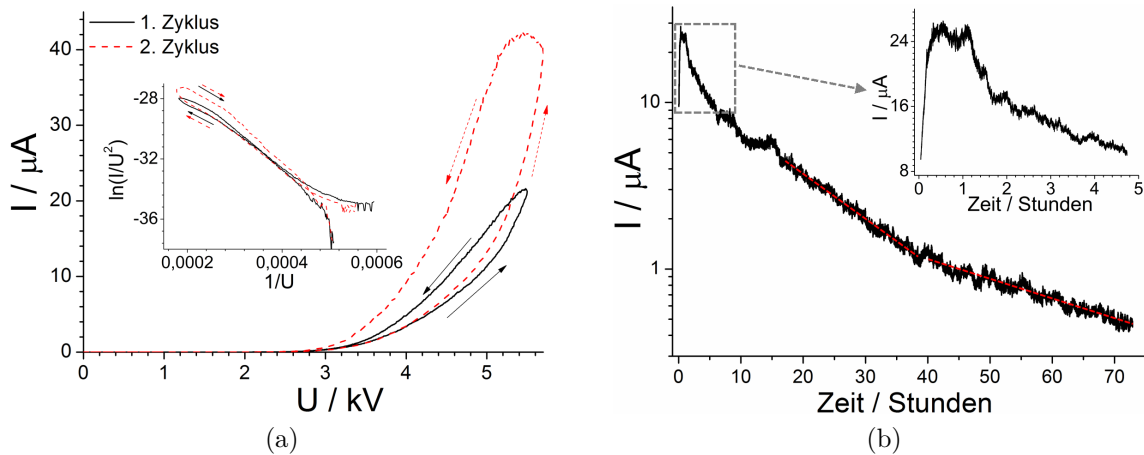


Abb. 44: (a) I-U-Kennlinien einer flachen b-Si-Probe bei den ersten Scan-Zyklen. In der Einfügung sind die dazugehörigen FN-Kurven präsentiert. (b) Zeitabhängigkeit des FE-Stroms bei $4,5 \text{ kV}$ ($12,85 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) und dem Anfangsstrom von $10 \mu\text{A}$. Die Einfügung verdeutlicht den Verlauf in den ersten Stunden. Nach 75 Stunden betrug der FE-Strom nur noch etwa 475 nA . Die gestrichelten Linien veranschaulichen die exponentiellen Verläufe zwischen 16 und 35 Stunden und ab 40 Stunden mit jeweils $I = -(0,34 \pm 0,02) + (12 \pm 0,04) \exp(- (1,51 \pm 0,01) 10^{-5}t)$ und $I = (0,17 \pm 0,02) + (4 \pm 0,04) \exp(- (1,04 \pm 0,01) 10^{-5}t)$.

Die Aufnahme von den Daten, die in diesem Abschnitt präsentiert sind, wurde in einer fixierten Diodenkonfiguration mit einem Elektrodenabstand von $350 \mu\text{m}$ durchgeführt. In der Konfiguration befindet sich die Probe auf dem Probenhalter zusammen mit einem Si-Gitter (Fläche $2 \times 2 \text{ mm}^2$, Stegbreite $20 \mu\text{m}$, Periode $150 \mu\text{m}$) als Anode. Zwischen dem Si-Gitter und der Probe ist ein wohldefinierter Abstandshalter (typisch

ein oder mehrere 50 μm dicke Glimmerplättchen mit dem Öffnungsdurchmesser von 3 mm) eingeklemmt, wie in [186] beschrieben ist. Anschließend wird die Anode mit dem Gate des PFES-Systems kontaktiert. Es wurde das Verhalten der Kathode vor allem bei großen FE-Strömen untersucht. Die I-U-Kurven wurden mit $1 \frac{\text{V}}{\text{s}}$ aufgenommen.

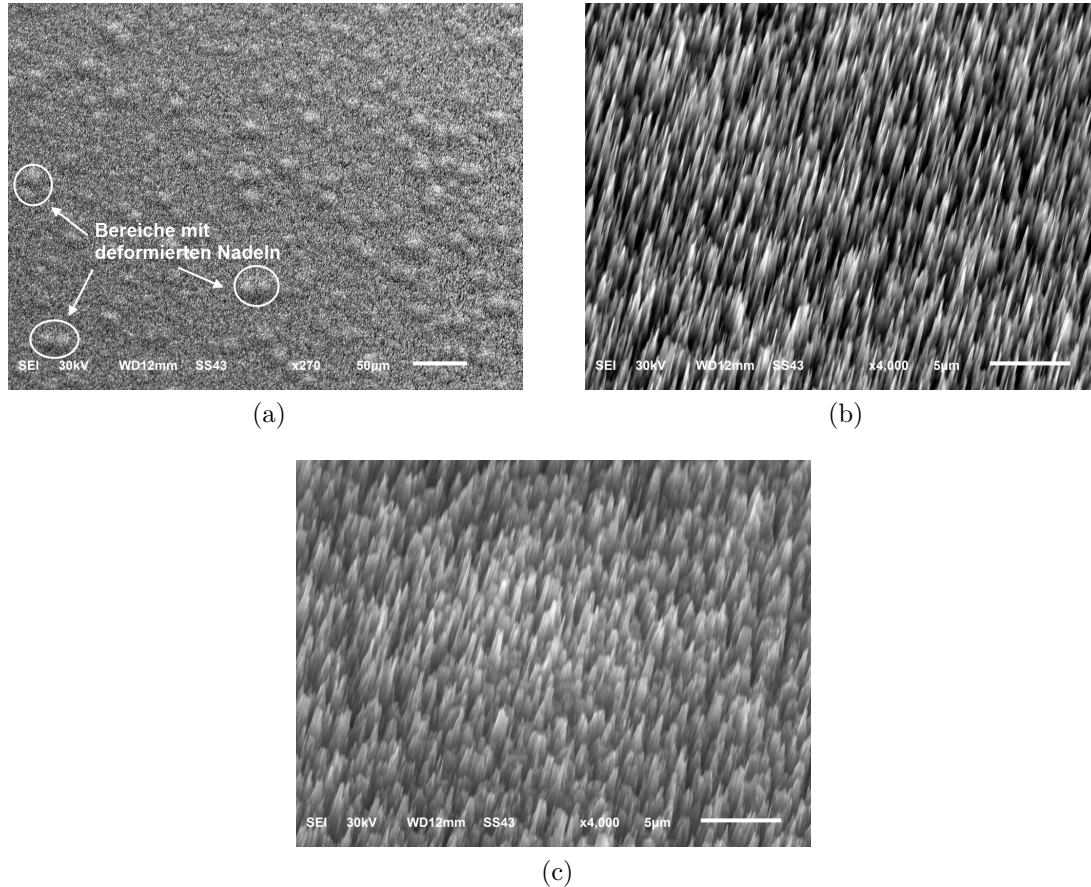


Abb. 45: REM-Aufnahmen einer flachen b-Si-Probe nach der Untersuchung. In (a) ist die unregelmäßige Verteilung der degradierten Bereiche zu sehen, die nach einer Messung entstehen, wie mit der Markierung verdeutlicht. (b) und (c) zeigen einen typischen Bereich mit den jeweils intakten und abgestumpften Nadeln.

Wie in Abbildung 44a dargestellt ist, beginnt die Kathode während des ersten Scan-Zyklus bei ca. 1,6 kV ($4,57 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) zu emittieren. Mit steigender Spannung zeigt die Kurve bis etwa 3,9 kV ($11,14 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) nahezu einen FN-artigen Verlauf. Darüber hinaus erscheint eine schwach ausgeprägte Sättigung. Der abgeschlossene Zyklus zeigt eine Hysterese mit einer Schlussspannung, die etwa der Einsatzspannung entspricht. Tendenziell verläuft die FN-Kurve im Rücklauf steiler. Es findet also zunächst eine gewisse Aktivierung der Feldemitter statt. Die Aktivierung erfordert im Grunde eine bestimmte Zeit und ist

ursächlich für die beobachtete Hysterese. Nach ein paar Scan-Zyklen wurden Emissionsströme bis zu $90 \mu\text{A}$ bei $4,9 \text{ kV}$ ($14 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) erreicht. Die Stromschwankungen für die übliche Integrationszeit des Pikoamperimeters von 20 ms liegen unter 4% . Allerdings konnte die Reproduzierbarkeit der I-U-Kurven für die Ströme größer als 100 nA nicht gewährleistet werden.

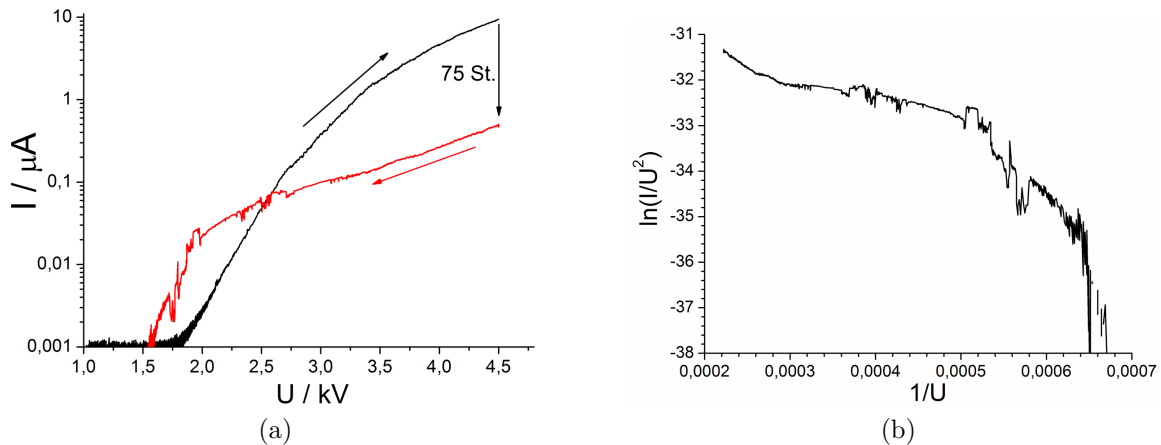


Abb. 46: (a) Vollständiger Scan-Zyklus im Rahmen der Langzeitstabilitätsmessung wie in Abbildung 44b. In (b) ist die zu (a) zugehörige FN-Kurve beim Rücklauf dargestellt.

Wie eine anschließende Langzeitstabilitätsmessung zeigt, siehe 44b, liegt es nahe, das FE-Verhalten der Kathode für eine feste Spannung von $4,5 \text{ kV}$ ($12,86 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) in drei Phasen zu unterteilen: 1) Aktivierungsphase, 2) Phase einer konstanten Feldemission und 3) Phase der Degradation. Während der Aktivierungsphase, die bei der untersuchten Probe knapp 18 Minuten andauerte, steigt der FE-Strom kontinuierlich bis auf Werte von ca. $25 \mu\text{A}$. Als eine Ursache für den Stromanstieg, wie in [187] vermutet, kommt in dem Fall vor allem die Joulesche Erwärmung der Feldemitter in Frage. In der zweiten Phase, die etwa eine Stunde andauerte, wird ein quasi stabiles Stromniveau mit diesem Maximalstrom beobachtet. Eine optimale Temperaturbilanz bei den Feldemittern scheint auf den ersten Blick in dem Fall erreicht zu sein. Ab einem bestimmten Zeitpunkt fangen die Feldemitter dann aber an, zu degradieren. Folglich fällt der FE-Strom über mehrere Stunden kontinuierlich ab. Der Stromabfall hängt unmittelbar mit der Verformung der Nadeln, bzw. der Feldemitter, zusammen. Diese Tatsache lässt sich eindeutig anhand der REM-Aufnahmen bestätigen, siehe Abbildung 45. Dabei fällt auf, dass die betroffenen Bereiche auf der Oberfläche eine gewisse Ausdehnung aufweisen. Es ist zu vermuten, dass die aktiven Feldemitter einer verstärkten Adsorption ausgesetzt wurden. Die ionisierten Restgasionen schlugen auf die Feldemitter zurück und zerstörten sie mit einer gewissen

Wahrscheinlichkeit. Dabei wurde der ganze Bereich um den jeweiligen Emitter herum betroffen. Andererseits ist es auch denkbar, dass die meisten Feldemitter einer für sie kritischen Feldstärke ausgesetzt waren und in ihrer Avalanche-Region betrieben wurden, so dass ihre Temperatur kontinuierlich stieg. Dadurch konnten auch die Nachbarspitzen aufgeheizt und zur Emission angeregt werden. Die ursprünglichen Emitter wurden dann stumpfer durch das eingeleitete Temperatur-Strom-Feedback. Nach ihrer strukturellen Veränderung stieg die Feldüberhöhung an ihren Nachbarn, und diese wurden selbst zu den stärksten Emittieren. Die zeitabhängige Degradation in Abbildung 44b lässt sich für die Zeiten zwischen 15 und 35 Stunden und ab 40 Stunden zufriedenstellend durch eine Exponentialfunktion anpassen.

Das spontane Emissionsverhalten nach 75 Stunden führte dazu, dass die FN-Kurve eine deutlich stärker ausgeprägte Sättigung zeigte, siehe Abbildung 46, die sonst nur für eine redundante Struktur mit den Säulen beobachtet wurde, wie in [187]. Es ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Emitterdichte während der Emission bei der Probe tendenziell mit der Zeit absank. Die stärker ausgeprägte Sättigung deutet darauf hin, dass der Anteil von Emittieren, die zeitgleich in der Sättigung betrieben wurden, größer geworden ist.

4.1.2 Elektronenspektroskopie

Für die spektroskopische Untersuchung wurde eine flache b-Si-Probe in der gewöhnlichen Diodenkonfiguration eingesetzt. Der Abstand zwischen dem Gate und der Probe betrug bei allen Messungen ca. 550 μm . Nach einer Prozessierung bei ca. 4 μA , die tendenziell eine Desorption und eine Deoxidation der Feldemitter auslösen sollte [188], wurde ein relativ stabiler I-U-Verlauf (3% Stromschwankung) mit einem geringen Langzeitdrift in einem Bereich bis 10 nA erreicht. Durch die flexible Anordnung der Elektroden war die Spektroskopie an verschiedenen Orten auf der Probe möglich. Die Prozessierung nach einer Positionswechsel wurde jedes Mal kurz wiederholt.

Im Folgenden wurde eine Verschiebung von Elektronenspektren auf der Energieskala mit zu- und abnehmender Gatespannung verfolgt. Die in Abbildung 47 dargestellten Daten zeigen eine typische Veränderung der Spektren und sind repräsentativ für die gesamte Probe. Aufgrund einer stark eingeschränkten Akzeptanz der Triode, kann bei der Messung davon ausgegangen werden, dass die aufgenommenen Spektren zu einem einzelnen Feldemitter gehören. Diese Tatsache bestätigt sich insbesondere durch die charakteristische Form des Spektrums am Fermi-Niveau, vgl. Abbildung 11, mit der

zu erwartenden Halbwertsbreite von etwa 250 meV. Außerdem verschiebt sich das Spektrum zwar für eine steigende Gatespannung, wird aber nicht wesentlich breiter oder spaltet sich auf, wie es für ein großes Si-Feldemitterarray der Fall ist [189], so dass eine derartig synchrone kollektive Emission eher unwahrscheinlich erscheint. Nichtsdestotrotz aus statistischer Sicht wäre es sogar vorteilhaft, wenn mehrere Nadeln für einen Spannungsbereich identisch emittieren würden.

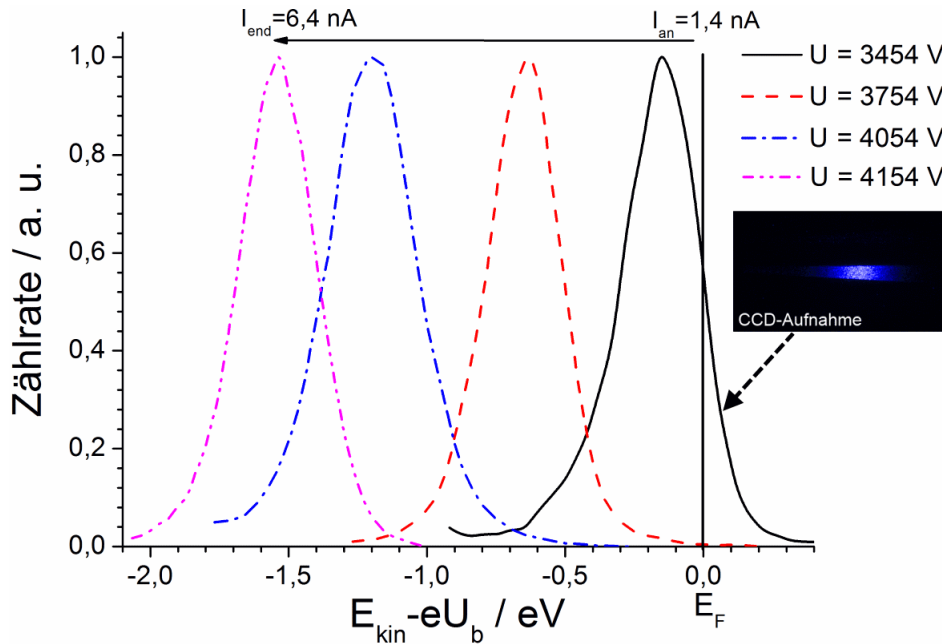


Abb. 47: Elektronenspektren einer flachen b-Si-Probe für verschiedene Gatespannungen U . Die Spektren sind ein Teil der Messreihe in Abbildung 48. Zusätzlich ist der FE-Strom am Anfang als I_{an} und am Ende als I_{end} der Untersuchung notiert. Die Spektren wurden in dem 2D-Bildmodus aufgenommen, wie die CCD-Aufnahme verdeutlicht. Es wurde mit einem spektralen Auflösungsvermögen von 32 meV gearbeitet ($\varnothing_{iris} = 2$ mm, $\varnothing_{ein} = 0,8$ mm, $E_{pass} = 8$ eV). Die Zählrate dieser Messreihe sind mit dem eigentlichen FE-Strom nicht korreliert. Deshalb handelt es sich um einen lokalen nicht dominanten Feldemitter, oder eine nicht dominante Gruppe von Feldemittern.

Die aufgenommenen Spektren und deren Verhalten in Abhängigkeit von der Gatespannung sind typisch für das untersuchte Material und deuten auf einen oxid- und adsorbatfreien Si-Feldemitter hin [190–192]. Wie Abbildungen 47 und 48 zeigen, erhöhten sich für steigende Gatespannungen die Zählraten, das Spektrum verschob sich zu niedrigen kinetischen Energien hin und seine hochenergetische Flanke wurde verbreitert. Die maximale aufgenommene Verschiebung betrug 1,55 eV für $U = 4154$ V bei einer festen Akzeptanz der Triode, bzw. bei einer konstanten Einstellung der Irisblende

und der Passenergie. Für eine größere Akzeptanz der Triode waren auch Spektren detektierbar, deren Breite durchaus mehrere eV auf der Energieachse betrug, wie es für eine integrale Feldemission aus verschiedenen Nadeln zu erwarten wäre.

Da die Zählrate direkt proportional zum lokalen Emissionsstrom ist, wurde ihre Spannungsabhängigkeit in FN-Koordinaten analysiert, siehe Abbildung 48a. Der Verlauf der FN-Kurve lässt sich zufriedenstellend mittels einer einfachen linearen Regression beschreiben und deutet somit auf eine FN-artige Feldemission hin. Der Spannungsabfall über der Kathode, also die Verschiebung der Peak-Maxima mit steigendem Strom, ist offensichtlich zu klein im Vergleich zum Gesamtpotential, um die gewöhnliche FN-Charakteristik signifikant zu beeinflussen. Da die spektrale Verschiebung typisch im Sättigungsbereich beobachtet wird [187], liegt die Vermutung nahe, dass auch der untersuchte Feldemitter in der Sättigung betrieben wird. Andererseits ergibt ein Spannungsabfall um etwa 2 V über eine 2 μm hohe Nadel eine Feldstärke von 1 $\frac{\text{MV}}{\text{m}}$. Dies bedeutet, dass die emittierende Struktur noch nicht den Avalanche-Durchbruch erreichte, der bei Silizium erst ab knapp 10 $\frac{\text{MV}}{\text{m}}$ anfängt [193, 194]. Außerdem steht der Spannungsabfall auch für eine gewisse Heizleistung, die in der Spitze deponiert wird.

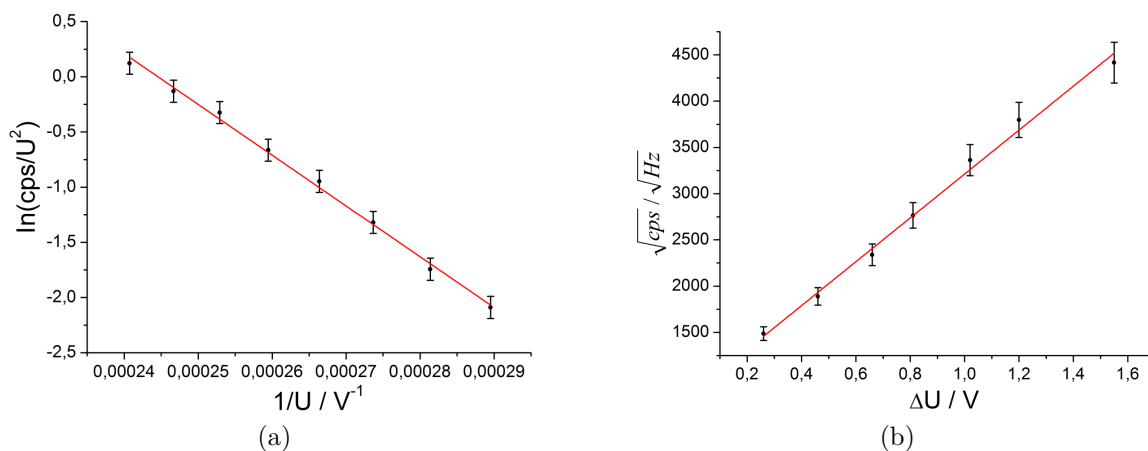


Abb. 48: (a) Zählrate cps aufgetragen gegen inverse Gatespannung U in den FN-Koordinaten mit der dazu gehörigen Regressionsgeraden ($\ln\left(\frac{\text{cps}}{U^2}\right) = (-46012 \pm 1092)\frac{1}{U} + (11,25 \pm 0,29)$). (b) Wurzel aus der Zählrate aufgetragen gegen Spannungsabfall mit der dazu gehörigen Regressionsgeraden ($\text{cps}^{\frac{1}{2}} = (2372 \pm 73)\Delta U + (841 \pm 49)$). Der Spannungsabfall wurde mit einem Gauß-Fit aus den Spektren wie in Abbildung 47 ermittelt. Die Messunsicherheit ergibt sich aus der Mittelung von mehreren Spektren pro Spannungsschritt (mindestens 10 Spektren in 20 s). Sie liegt unter 10 %. Die Regressionsgeraden verdeutlichen nur den Zusammenhang. Da die absolute Stromwerte unbekannt sind, kann keine sonstige quantitative physikalische Information aus deren Parameter gewonnen werden.

Es folgte aus Messreihen an verschiedenen Positionen, dass die spektrale Verschiebung, bzw. der Spannungsabfall ΔU an dem Feldemitter, ausschließlich mit den Zählraten zusammenhängt und nicht mit der Gatespannung. Diese Beziehung wurde anhand von den verschiedenen in Abschnitt 2 erläuterten Modellen (siehe Gleichungen 8, 9, 11 und 13) analysiert. Die optimale Approximation der Messdaten war mit dem Mott-Gurney-Gesetz für einen raumladungsbegrenzten Strom gegeben, wie in Abbildung 48b dargestellt ist. Deshalb wird die Leitfähigkeit hier durch die finite Anzahl der Defekt-Niveaus begrenzt. Der charakteristische Spannungsabfall entspricht damit den Ergebnissen, die auch in den direkten Kontaktmessungen an undotierten halbleitenden Kristallen erhalten werden [195, 196]. Folglich ist es bei den untersuchten Proben sehr wahrscheinlich, dass die Raumladungszone auf die ganze Si-Nadel ausgedehnt ist. Zusätzlich deutet eine eher symmetrische Form des Spektrums mit steigender spektraler Verschiebung darauf hin, dass der Feldemitter sich nicht mehr im thermischen Gleichgewicht befindet. Insbesondere nimmt die Breite der hochenergetischen Flanke zu, was auf die Generation von sog. „heißen Elektronen“ im Kristall hindeutet [197].

4.1.3 Quanteneffizienz

Die Analyse der Quanteneffizienz des b-Si-Materials wurde mit Photonenenergien im Bereich zwischen 2,95 und 5,9 eV an der gleichen Probe wie in Abschnitt 4.1.2 in der flexiblen Diodenkonfiguration durchgeführt. Die applizierte gepulste Laserleistung war unter $0,5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$. Der Elektrodenabstand wurde auf 350 μm gesetzt, so dass eine messbare Feldemission erst ab 1650 V auftrat. Im Folgenden konnten die in Abbildungen 49 und 50 dargestellten Zusammenhänge an drei verschiedenen Stellen der Probe reproduziert werden.

Für $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ und $U = 1600 \text{ V}$ wurde ein maximaler, zeitlich konstanter Wert der Quanteneffizienz gleich $4 \cdot 10^{-5}$ im Laufe von 10 min gemessen, um daraus auf die QE-Schwankung zu schließen. Daraus wurde die relative Standardabweichung der Quanteneffizienz unter 3 % ermittelt. Ein Vergleich der gemessenen Quanteneffizienz mit dem Wert $22,5 \cdot 10^{-5}$, der für einen Kristall mit der gleichen Dotierung, Kristallorientierung und nahezu perfekt flachen Oberfläche bekannt ist [198], zeigt eine Abweichung nach unten um etwa einen Faktor 5. Der nicht vernachlässigbare Unterschied lässt eindeutig vermuten, dass die Oberfläche zum größten Teil mit einer SiO_2 -Oxidschicht ($E_g = 8 \text{ eV}$) bedeckt war [199], die eine Dicke von etwa 2 nm hatte [200, 201]. Allerdings bietet die b-Si-Probe gleichzeitig eine wesentlich größere Absorptionsfläche an. Dieser Vorteil

scheint aber keinen großen Beitrag zur Photoemission zu liefern, weil vermutlich die verwendete Wellenlänge des Lasers größer als der Abstand der Nadeln zueinander ist.

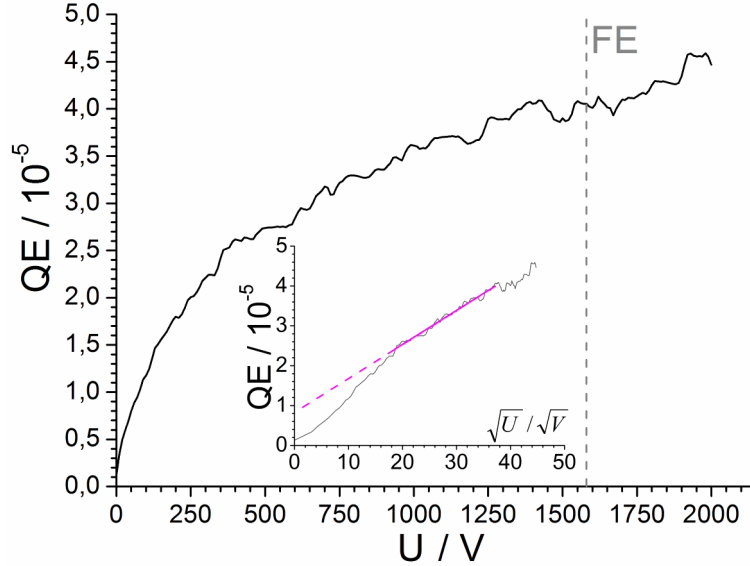


Abb. 49: Spannungsabhängigkeit der Quanteneffizienz QE der b-Si-Materials für $h\nu = 5,9 \text{ eV}$. In der Einfügung ist QE gegen Wurzel aus der Gatespannung U aufgetragen. Die durchgezogene Linie, bzw. die gestrichelte als Extrapolation, ist die lineare Anpassung ($QE = 10^{-6}(0,86 \pm 0,01) \left(U^{\frac{1}{2}} + (9,41 \pm 0,48) \right)$). Zu bemerken ist, dass die Regressionsparameter hier nicht unmittelbar zu der absoluten Bestimmung von Φ und $\Delta\Phi$ herangezogen werden können, da sie auch unbekannte Größen beinhalten, wie zum Beispiel die mittlere freie Weglänge der Photoelektronen und die Feldüberhöhung [114].

Zunächst wurde die Spannungsabhängigkeit der Quanteneffizienz bei $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ untersucht, wie Abbildung 49 zeigt. Die beste lineare Anpassung ergibt sich im Spannungsbereich ab 400 V ($1,14 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) für $QE \propto \sqrt{U}$. Der Zusammenhang repräsentiert eindeutig die Schottky-Absenkung, wie es auch für einen oxidfreien flachen Si-Kristall der Fall ist [198]. Vielmehr ist es auch theoretisch zu erwarten, dass für $\Delta\Phi \ll (h\nu - \Phi)$ die folgende übliche Beziehung:

$$QE(h\nu, U) \propto \left(h\nu - \Phi + \Delta\Phi \left(\sqrt{U} \right) \right)^n, n \geq 1 \quad (72)$$

unabhängig von der Potenzen für eine Entwicklung nach \sqrt{U} die Näherung $QE \propto \sqrt{U}$ ergibt.

Unterhalb von 400 V liegt ein anderer Trend vor, der vermutlich eine Mischung aus

der Schottky-Absenkung und der raumladungsbegrenzten Emission nach Gleichung 43 darstellt.

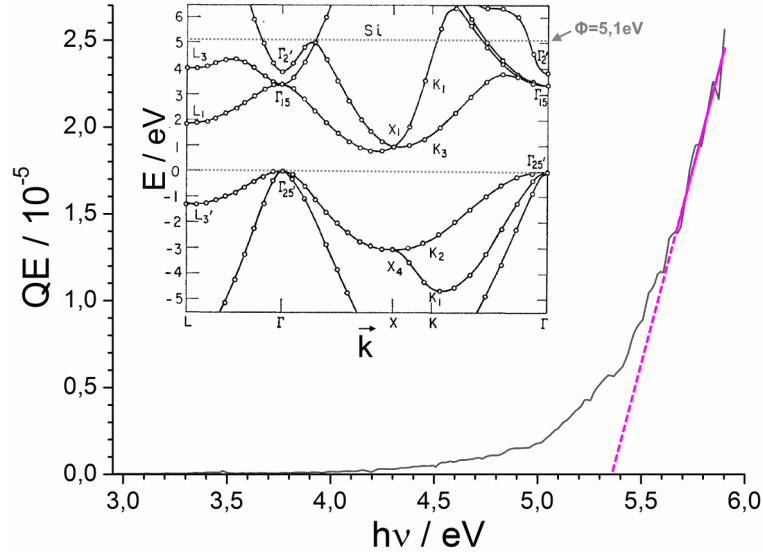


Abb. 50: Quanteneffizienz QE gegen Photonenenergie $h\nu$ für die Gatespannung von 400 V aufgetragen. Die durchgezogene Linie, bzw. die gestrichelte als Extrapolation, ist die lineare Anpassung ($QE = 10^{-6}(45 \pm 3)(h\nu - (5,36 \pm 0,02))$). In der Einfügung ist das Bandschema von Silizium nach [202, 203] mit dem markierten Niveau der indirekten Photoschwelle dargestellt.

Der aufgenommene Verlauf der Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Photonenenergie lässt sich generell in verschiedene Bereiche ausgehend von der Darstellung $QE^{\frac{1}{3}}$ vs. $h\nu$ aufteilen, wie in Abbildungen 50 und 51 angedeutet ist. Ein linearer Zusammenhang nach Gleichung 72 kann nur für $h\nu > 5,66$ eV zufriedenstellend angepasst werden, siehe Abbildung 50. Aus der Approximation ergibt sich die Photoschwelle von $(5,36 \pm 0,02)$ eV für den direkten Übergang aus dem Valenzband in einen Zustand oberhalb des nominellen Vakuumniveaus. Der hier ermittelte Wert liegt knapp unter dem für ein flaches oxidfreies Silizium charakteristischen Wert von 5,45 eV [198]. Die Abweichung könnte gerade durch das Oxid bedingt sein, wobei auch die Schottky-Absenkung hier in Frage kommt. Zwischen $h\nu$ 5,00 und 5,65 eV befindet sich ein Übergangsbereich, in dem indirekte Anregungen aus dem Valenzband stattfinden. Im Bereich von 4,50 bis 4,99 eV Photonenenergie ist die Emission aus Oberflächenzuständen möglich [204]. Anderenfalls könnten vor allem die direkten Übergänge $\Gamma_{25'} \rightarrow \Gamma_{15}$ und $\Gamma_{25'} \rightarrow \Gamma_{2'}$ entsprechend der Einfügung in Abbildung 50 angeregt werden. Die Besetzung dieser Niveaus ist sehr wahrscheinlich und würde freie Elektronen im Leitungsband von SiO_2

erzeugen, das 4,25 eV oberhalb von dem Valenzband des Siliziums liegt [199]. Ein sprunghafter Wechsel im Verlauf der Kurve, der sich als ein minimales Plateau zwischen 4,35 und 4,5 eV bemerkbar macht, deutet auf die absolute Photoschwelle hin, bzw. würde der nominellen Austrittsarbeit entsprechen, deren Wert durch die Dicke der Oxidschicht festgelegt ist [205]. Die beobachtete Emission unterhalb der Schwelle kann hier im Rahmen des PVTE-Modells interpretiert werden, siehe Abschnitt 2.7.1. Dabei wird angenommen, dass in Silizium die photo- und thermisch verstärkte Besetzung des Leitungsbandes etwa nach der Boltzmann-Verteilung zu höheren Energien erfolgt. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen die Austrittsarbeit überwinden, obwohl die Anregungsenergie des Lasers unterhalb dieser Schwelle liegt.

Wie Abbildung 51 zeigt, verschieben sich die Kurven mit steigender Gatespannung zu kleineren Anregungsenergien hin. Die Absenkung beträgt abgelesen an der Photoschwelle etwa 0,12 eV. Der Wert kann bezogen auf die Spannungsdifferenz $\Delta U = 1200$ V in Gleichung 20 für die Schottky-Absenkung eingesetzt werden. Damit ergibt sich ein Wert von 3 ± 1 für die Feldüberhöhung an den Spitzen und ein Wert von etwa (70 ± 10) meV für die Schottky-Absenkung bei 400 V. Die Feldüberhöhung ist wie erwartet bedingt durch die hohe Emitterdichte der eng stehenden Si-Nadeln eher gering. Insgesamt liegt die maximale beobachtete Schottky-Absenkung bei der Probe im Spannungsbereich bis 1600 V unter 0,2 eV.

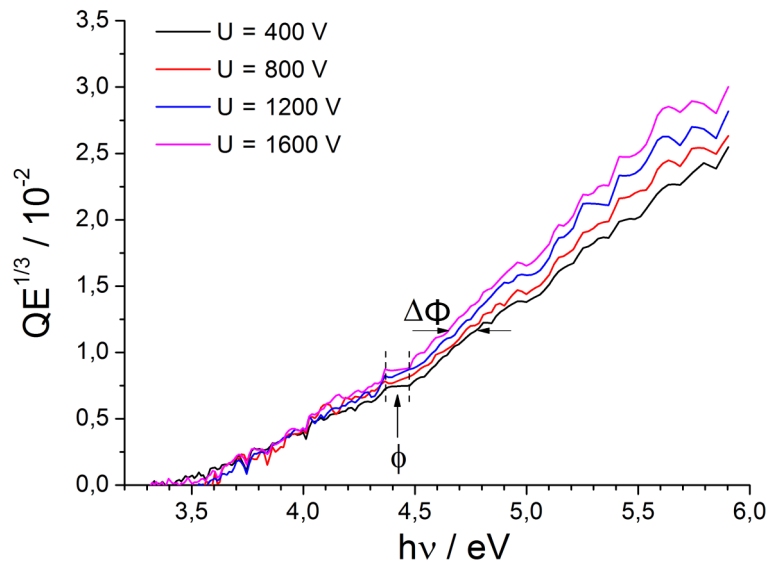


Abb. 51: Dritte Wurzel der Quanteneffizienz $QE^{1/3}$ gegen Photonenenergie $h\nu$ für vier verschiedene Gatespannungen U aufgetragen. Die wahrscheinliche Lage der Austrittsarbeit und die Größe der Absenkung der Photoschwelle sind mit den Pfeilen angedeutet.

4.2 Strukturierte b-Si-Emitter

Die Untersuchungen an dem n-dotierten b-Si-Material mit dem Fokus auf die Homogenität und die Stromstabilität eines Arrays wurden im IMLS-System bei 10^{-7} mbar durchgeführt. Der Abstand zwischen den Elektroden war mit einem Glimmerplättchen auf $50\ \mu\text{m}$ fixiert. Während der Untersuchung wurde auch die Zusammensetzung des Restgases überwacht. Der allgemeine Anstieg des Drucks in der Vakuumkammer mit den steigenden Emissionsstrom oder während der Heizung der Kathode bis $200\ ^\circ\text{C}$ war hauptsächlich mit dem Anstieg der Wasserdampf- und Wasserstoffanteile verbunden. Außerdem befindet sich auch Stickstoff in der Vakuumkammer. Da das Stickstoffmolekül N_2 etwa die gleiche Masse wie Silizium hat, konnte eine mögliche Abdampfung der eigentlichen Si-Spitzen auf diese Weise nicht eindeutig festgestellt werden.

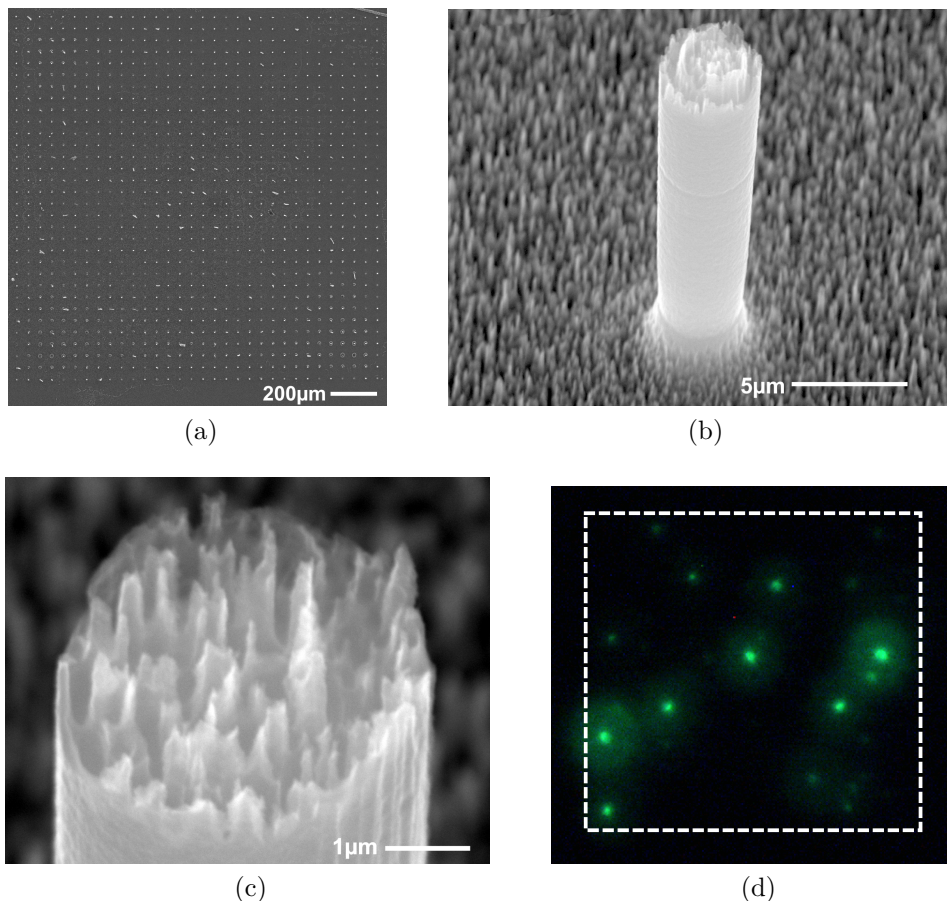


Abb. 52: (a) REM-Aufnahme des untersuchten b-Si-Feldemitterarrays von oben. (b) Typische Säule im Array. (c) Oberteil der Säule aus (b). (d) Aufnahme des Phosphorschirms bei $I \approx 10\ \text{nA}$ nach einer Prozessierung. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die Lage des Arrays unter dem Phosphorschirm.

Die hier betrachtete Probe ist ein zum Teil unvollständiges 32×32 Feldemitterarray mit mindestens 700 intakten Säulen (ca. $23 \mu\text{m}$ Höhe, ca. $4,5 \mu\text{m}$ Durchmesser), wie in Abbildung 52 anhand von REM-Aufnahmen dargestellt ist. Die anfängliche Einsatzfeldstärke für 1 nA war ca. $7,52 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ (376 V) nach dem 2. Scan-Zyklus. Vielmehr fiel die Einsatzschwelle nach einigen Scan-Zyklen deutlich unter $5 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ (250 V), siehe Abbildung 53a. Die Prozessierung mit $I < 100 \text{ nA}$ wurde fortgesetzt bis die Hysterese im Verlauf nicht mehr auftrat.

Aus der Erscheinung der Feldemitter auf dem Phosphorschirm bei $I \approx 10 \text{ nA}$, siehe Abbildung 52d, lässt sich darauf schließen, dass die eigentliche Anzahl der emittierenden Säulen deutlich kleiner als die Dimension des Arrays ist. Der Befund ist generell für verschiedene Arrays mit der vorgestellten Geometrie repräsentativ. So sind in Abbildung 52d nur etwa 25 Feldemitter aktiv. Davon sind 8 Stück dominierend. Die Elektronenemission kam in dem Fall langfristig reproduzierbar aus identischen Positionen, wobei allerdings immer leichte Schwankungen auftraten. Es wurde auch beobachtet, dass einige starke Feldemitter sprunghaft sehr schwach wurden oder gar verschwanden. Es handelt sich also insgesamt bei der Probe um eine labile FE-Quelle, die davon profitiert, dass die ausfallenden Feldemitter auf einer Säule eine Wahrscheinlichkeit haben, durch ihren Nachbarn ersetzt zu werden und damit die Lebensdauer der Kathode zu verlängern.

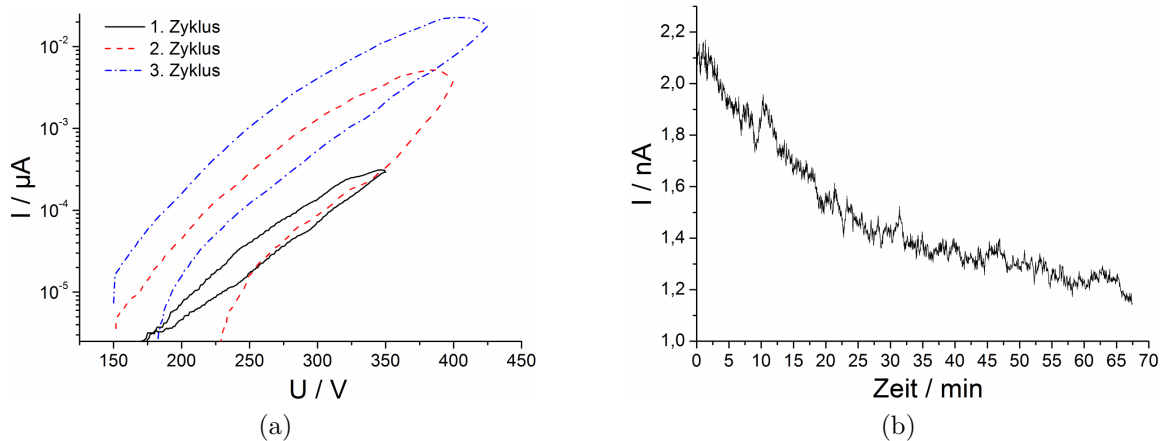


Abb. 53: (a) Strom-Spannungs-Charakteristik des untersuchten b-Si-Feldemitterarrays bei den ersten Scan-Zyklen mit $1 \frac{\text{V}}{\text{s}}$. (b) Stabilität der Emission bei niedrigen Stromstärken während ca. 1 Stunde nach dem „vollständigen“ Aktivierung des Arrays.

Abschließend wurde eine Langzeitstabilitätsmessung bei einem relativ kleinen Emissionsstrom von ca. 2 nA durchgeführt, siehe Abbildung 53b. Das Ergebnis belegt eindeutig,

dass die Ursache für den Emitterausfall nicht allein auf hohe FE-Ströme zurückzuführen ist. Der wahrscheinlichste Grund für den langfristigen Stromabfall wird auch hier in der Ionisation des Restgases mit anschließender Adsorption oder sogar Zerstörung der Emissionsstelle vermutet.

Im Vergleich zum ähnlichen p-Typ-Array, dessen Eigenschaften in [186] beschrieben sind, zeigte das n-Typ-Array keine Sättigung in der FN-Kurve. Dementsprechend war auch keine Reaktion auf eine Beleuchtung detektierbar. Die kurzzeitige Stromstabilität lag bei 5% und ist vergleichbar mit dem Ergebnis in Abschnitt 4.1.1. Aufgrund dieses durchaus stabilen FN-artigen Stromverhaltens und der Unempfindlichkeit gegen Licht werden die n-dotierten b-Si-Feldemitterarrays demnächst als ein vielversprechender Kandidat für eine Anwendungen in einer kompakten Röntgenquelle getestet, für die bereits früher erfolgreich p-dotierte Arrays erprobt wurden [206].

5 Charakterisierung von emittierenden Si-Einzelspitzen und Arrays aus Si-Einzelspitzen

Eine interessante Alternative zu den Kathoden, die im vorigen Kapitel vorgestellt wurden, stellen einfache spitze Si-Säulen, sog. HAR(High Aspect Ratio)-Emitter, mit einem hohen Aspektverhältnis dar. Es handelt sich dabei um Strukturen, die ebenfalls an der Ostbayrischen Technischen Hochschule Regensburg auf Basis von Bor- und Phosphor-dotierten Siliziumeinkristallen mit Hilfe der Photolithographie und des reaktiven Ionenätzens produziert wurden [207–209]. In einem zusätzlichen Herstellungsschritt konnten auch p-dotierte Proben mit metallisierten Spitzen erzeugt werden. Dafür wurden die fertigen Strukturen mit einem Photolack abgedeckt, der danach so weit zurückgeätzt wurde, bis der obere Teil der Säulen herausragte. Schließlich wurde ein Lift-off-Verfahren nach dem Abscheiden einer 10 nm dicken Au-Schicht in einem Sputterprozess durchgeführt. Es wurden einzelne Spitzen, sowie hexagonal geformte Arrays mit 7, 91, 271 und 1141 Säulen in einer dreieckigen Anordnung mit Spitze-zu-Spitze Abstand von 20 μm hergestellt. Wie in Abbildung 54 gezeigt ist, sind generell n-Si-Säulen von der Form her etwas gleichmäßiger und stabiler gelungen als p-Si-Säulen.

Die Größe von 77 zufällig ausgewählten Au-bedeckten HAR-Strukturen wurde mit dem REM analysiert. Es zeigte sich, dass die Au-bedeckten Säulen eine durchschnittliche Höhe von etwa 6 μm und eine ziemlich breite Spitzendurchmesserverteilung mit einem mittleren Radius von ca. 30 nm aufweisen, siehe Abbildung 54c. Es wurde erwartet, dass die Au-Metallisierung der Spitzen die natürliche Oxidbildung verhindern und damit eine leichtere Aktivierung der Feldemitter ermöglichen sollte. Allerdings wurde kein signifikanter Unterschied im FE-Verhalten zwischen den Au-bedeckten Arrays und den unbedeckten Arrays festgestellt. Darüber hinaus waren die Au-bedeckten Strukturen, wie im Folgenden präsentiert wird, weiterhin sehr lichtempfindlich im optischen Bereich, obwohl die Eindringtiefe in Gold in dem Fall nur etwa 2 nm beträgt [210]. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Stromsättigungseffekte bei den Kathoden durch eine Ladungsträgerverarmung in der kompletten Säule entstehen können und nicht unbedingt unmittelbar an der Spitze.

Im Weiteren wird ein typisches FE-Verhalten der p- und n-dotierten Si-Einzelspitzen, sowie auch spektroskopische Untersuchungen und Untersuchungen der Emissionshomogenität an den Au-beschichteten und unbeschichteten p-dotierten strukturierten

Arrays präsentiert. Alle Proben wurden unter Reinraumbedingungen wie im vorherigen Abschnitt behandelt.

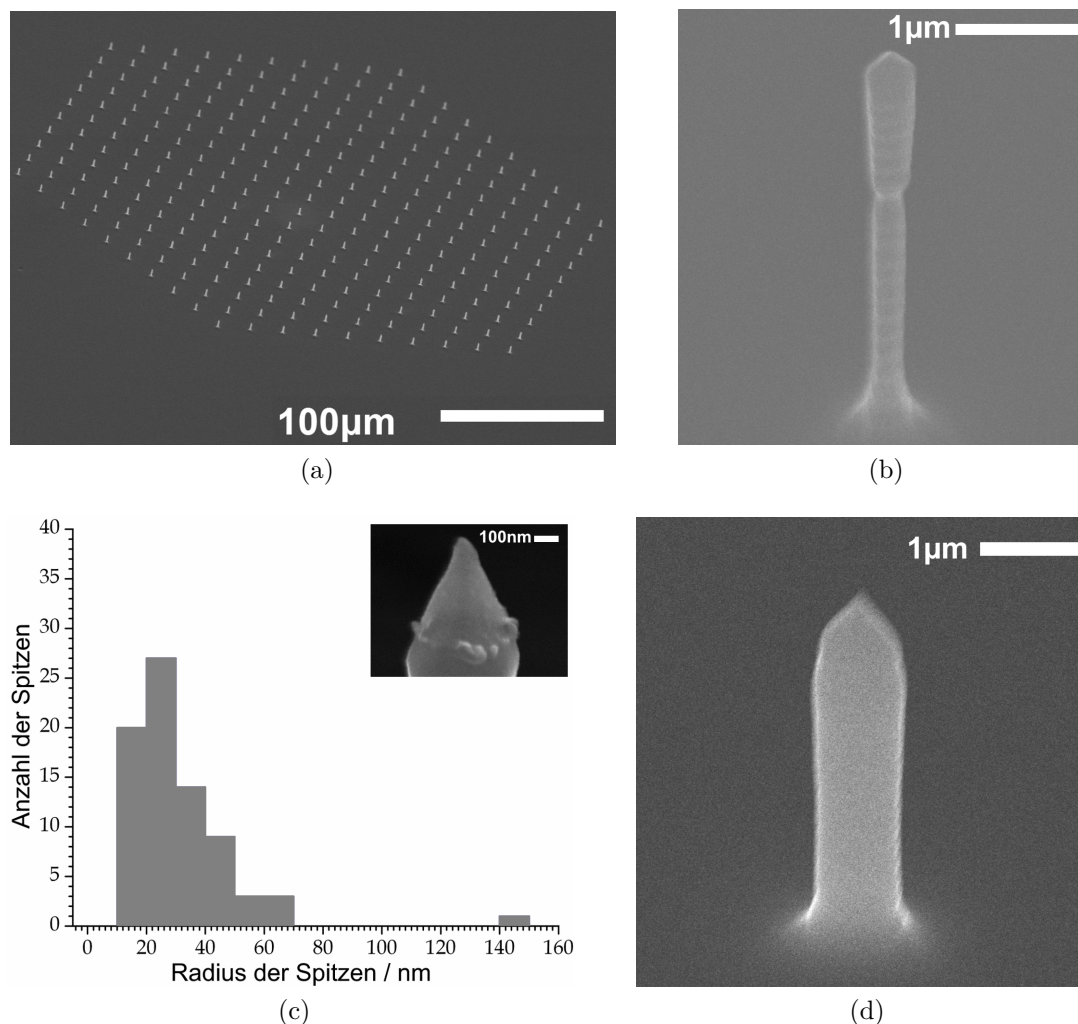


Abb. 54: (a) Array aus 271 p-Si-Säulen. (b) Typische einzelne Säule eines p-Si-Arrays in (a). (c) Verteilung der Radien in einem Array mit Au-bedeckten Säulen, wie in der Einfügung gezeigt. (d) Typische einzelne Säule eines n-Si-Arrays.

5.1 Messergebnisse zu den Einzelspitzen

5.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik und Photosensitivität

Einzelne Au-beschichtete p-Si-Emitter wurden mit einer kegelstumpfförmigen Anode (Durchmesser ca. 300 μm) im FESM-System untersucht (die Untersuchung ist auch repräsentativ für die unbeschichteten p-Si-Emitter). Der Abstand zwischen der Elektro-

den war dabei auf $32\ \mu\text{m}$ eingestellt. Während des ersten Scan-Zyklus wurde häufig ein starker Aktivierungseffekt beobachtet, wie in Abbildung 55 zu sehen ist. Eine sprunghafte Aktivierung führte manchmal zu einer sofortigen Zerstörung der Feldemitter. Mit einem zugeschalteten hohen Lastwiderstand (typisch $100\ \text{G}\Omega$), der die Zeitkonstante der Signalleitung stark erhöht und auch den Stromfluss begrenzt, ließ sich meistens ein solcher unkontrollierter Stromanstieg am Anfang ausreichend verhindern. Da bei den Au-beschichteten Proben herstellungsbedingt kein Oberflächenoxid vorhanden sein könnte, kommt vor allem die Anwesenheit von Adsorbaten als der wahrscheinlichste Grund für das Verhalten in Frage, wie auch in [211] erwähnt.

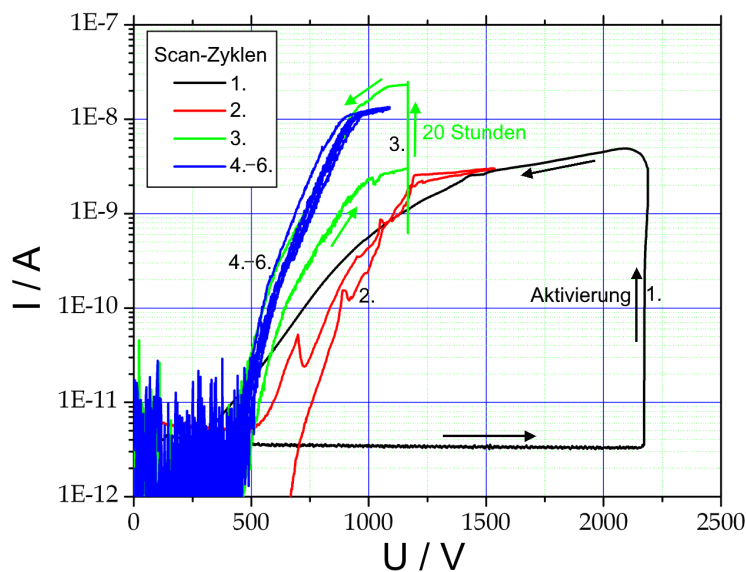


Abb. 55: Strom-Spannungs-Charakteristik eines Au-beschichteten p-Si-HAR-Emitters. Der Ablauf der Scan-Zyklen ist mit den Pfeilen verdeutlicht. Ein $100\ \text{G}\Omega$ -Widerstand wurde nur bei dem ersten Scan-Zyklus in Reihe zu der Kathode angeschlossen. Die Standardeinstellung für das Scannen war $1\ \frac{\text{V}}{\text{s}}$.

Nach den ersten drei Scan-Zyklen, wie in Abbildung 55, wurde eine Stromsättigung bei etwa $2,5\ \text{nA}$ erreicht. Wie bereits angedeutet, ist eine Sättigung der Au-beschichteten Strukturen nicht selbstverständlich und deutet in dem Fall auf eine volumenabhängige Strombegrenzung hin. Ausgehend von dem kleinsten Radius der Säulen von ca. $115\ \text{nm}$, siehe Abbildung 54b, der Driftgeschwindigkeit von $v_e \approx 10^7\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ [212], der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration $n_i \approx 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$ [213] für Silizium bei $300\ \text{K}$ und der Dotierungskonzentration von $n_A \approx (10^{16} \dots 10^{17})\ \text{cm}^{-3}$ ergibt sich ein maximaler Sättigungsstrom nach Gleichung 34 unter Berücksichtigung des Massenwirkungsgesetzes ($n_e = \frac{n_i^2}{n_A}$ [47]) zwischen $6,4$ und $64\ \text{nA}$. Der beobachtete Sättigungswert entspricht damit

hier mit großer Wahrscheinlichkeit einer vollständigen Verarmung der emittierenden Säule. Ein Au-Si-Schottky-Kontakt kann in diesem Fall unter Berücksichtigung von früheren Studien der Kontaktpotentiale ausgeschlossen werden [214].

Im Laufe einer weiteren Langzeitstabilitätsmessung der selben Probe über 20 Stunden wurde ein konstanter Stromanstieg bis 12 nA beobachtet. Der Effekt war irreversibel. Deshalb lag der Stromanstieg in dem Fall nicht nur an dem Temperaturanstieg. Da die Form des Feldemitters nach der Untersuchung unverändert blieb, liegt die Vermutung nahe, dass eine Diffusion des Bors aus der emittierenden Säule hinaus stattfinden konnte [215]. Darüber hinaus lässt sich auch die Diffusion von anderen Verunreinigungen wie Sauerstoff und Wasserstoff nicht ausschließen. Die weiteren Scan-Zyklen, siehe Abbildung 55, zeigten reproduzierbare I-U-Kurven mit einem durchschnittlichen β -Faktor von 473 (unter Annahme der Austrittsarbeit von Au $\phi = 5,1$ eV [59]) vergleichbar mit dem geometrischen $\frac{H}{r}$ -Verhältnis. In den nächsten 14 Stunden wurde bei 988 V ($30,88 \frac{MV}{m}$) in der Stromsättigung eine Emissionsstabilität besser als 1% beobachtet.

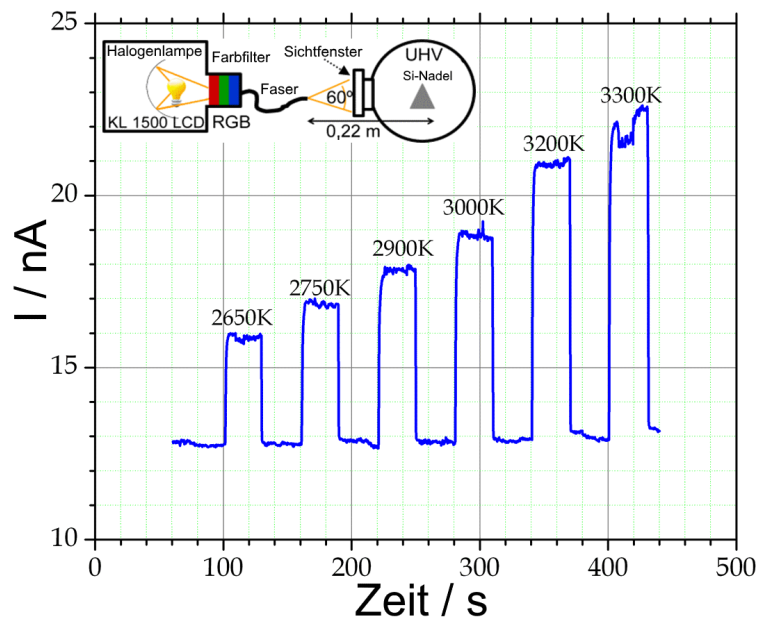


Abb. 56: Schaltverhalten und Stromstabilität eines einzelnen Au-beschichteten p-Si-HAR-Emitters unter der Beleuchtung mit einer Halogenlampe, wie in der Einfügung schematisch dargestellt ist. Eine detaillierte Beschreibung der Messanordnung befindet sich in [216].

Zusätzlich wurde die Lichtempfindlichkeit des FE-Stroms im Plateau-Bereich mittels einer Halogenlampe (KL 1500 LCD) und Farbfilter untersucht, wie in Abbildung 56 dargestellt ist. Die Strahlungsspektren nach den Farbfilter entsprechen dabei etwa den

Planckschen Spektren mit einem ausgeprägten Maximum. Die Leistung der Lampe wurde so nachgeregelt, dass die Strahlungsintensität auf der Kathode unabhängig vom jeweils verwendeten Filter gleich blieb. In Abhängigkeit von der Farbtemperatur des Lichtes zwischen 2650 und 3300 K konnte der FE-Strom auf diese Weise von 12 bis hin zu 22 nA geschaltet werden. Insgesamt stieg die Photosensivität der Kathode deutlich für kürzere Wellenlängen durch die steigende Anzahl der freien Ladungsträger im Leitungsband [217], wie bereits in [216] für ein ähnliches Material berichtet wurde. Zu bemerken ist, dass in dem Zusammenhang nur der unbeschichtete Teil der Säule die Photoempfindlichkeit aufweisen könnte, was für eine weitgehende Ladungsträgerverarmung in den kompletten Säule spricht und damit auf eine Art geometrisch begrenzter Feldemission in dem Plateau hindeutet.

5.1.2 Elektronenspektroskopie

Einzelne n-Si-HAR-Spitzen wurden im PFES-System bei einem festen Elektrodenabstand von 350 μm wie in Abschnitt 4.1.1 untersucht. Sie zeigten ebenfalls eine sprunghafte Aktivierung, wie in Abbildung 55, und erforderten einige Scan-Zyklen für die Reproduzierbarkeit der I-U-Kurven, wie in Abbildung 53a. Der maximale FE-Strom für die Strukturen, bei dem eine geometrisch bedingte Stromsättigung ausgehend von dem Durchmesser der Säulen zu erwarten war, wurde nach Gleichung 34 auf etwa 6,4 μA abgeschätzt. Es hat sich gezeigt, dass sich dieser Wert praktisch nie erreichen lässt, da die Feldemitter bereits bei einer Stromstärke zwischen 1 und 4 μA zerstört werden. Vielmehr zeigten die Feldemitter einen FN-artigen Verlauf und keine Lichtempfindlichkeit, wie es bereits für das ähnliche Material in Abschnitt 4.2 berichtet wurde. Die Einsatzspannung für 1 nA lag zwischen 1100 V ($3,14 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) und 1600 V ($4,57 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$). Im Folgenden wurde die Langzeitstabilität und ein FE-Spektrum nach einer Prozessierung anhand mehreren Scan-Zyklen von einem typischen Feldemitter aufgenommen.

Das bei $I \approx 6 \text{ nA}$ aufgenommene Spektrum, siehe Abbildung 57a, liegt auf dem Fermi-Niveau und ist charakteristisch für ein n-dotiertes Silizium [189]. Seine Gestalt und die Position auf der Energieskala blieben in dem Beobachtungsraum zwischen 3 und 100 nA über mindestens eine Stunde nahezu konstant. Die Auswertung der niederenergetischen Flanke des Spektrums und eine Kombination der Steigungen aus dem FE-Spektrum s_{SP} und FN-Verlauf s_{FN} lieferten jedoch einen viel zu großen, unrealistischen Wert für die Austrittsarbeit $\phi = -1,5 \frac{s_{FN}}{s_{SP}} \frac{1}{U} \approx 74 \text{ eV}$, die sonst nach dem FN-Verfahren für Metalle hinreichend genau bestimmt werden kann [81]. Trotz

ihrer guten elektrischen Leitfähigkeit kann die FN-Theorie nur sehr eingeschränkt auf hochdotierte n-Si-HAR-Emitter angewendet werden.

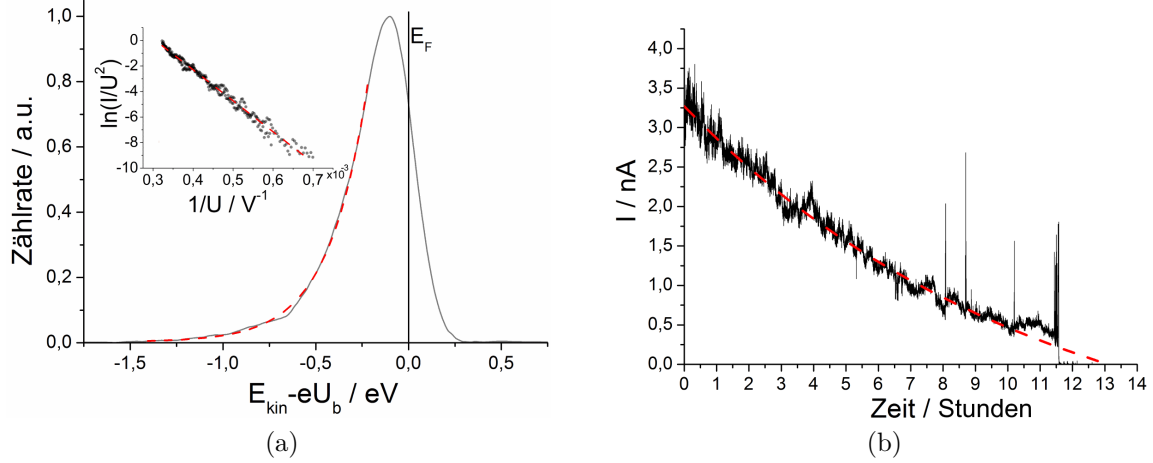


Abb. 57: (a) FE-Spektrum eines n-Si-HAR-Emitters für $U = 2340 \text{ V}$ ($6,69 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), $\varnothing_{iris} = 2 \text{ mm}$, $\varnothing_{ein} = 0,8 \text{ mm}$ und $E_{pass} = 20 \text{ eV}$. Die gestrichelte Linie markiert die exponentielle Anpassung der niederenergetischen Flanke ($cps = (0,0029 \pm 0,0005) + 0,0033 \exp((E_{kin} - 1,376) / (0,2109 \pm 0,0001))$). Die durchgezogene Linie markiert das Fermi-Niveau. Die Einfügung in (a) zeigt die FN-Kurve eines vollständigen Scan-Zyklus mit der dazu gehörigen Regressionsgeraden (gestrichelte Linie) ($\ln(\frac{I}{U^2}) = (-24292 \pm 167) \frac{1}{U} + (7,42 \pm 0,07)$). (b) Langzeitstabilität des FE-Stroms. Die exponentielle Anpassung ($I = (-1,45 \pm 0,03) + 5 \exp(-(t + 1,03) / (11,1 \pm 0,1))$) des Trends zwischen 10 min und 10 Stunden ist mit der gestrichelten Linie verdeutlicht.

Während der Langzeitstabilitätsmessung stieg der FE-Strom, angefangen bei einem relativ kleinen Wert von 3 nA , wie in Abbildung 57b gezeigt, zunächst auf etwa $3,4 \text{ nA}$ in den ersten 10 min . Die Stromschwankung betrug dabei bezogen auf die relative Standardabweichung ca. 7% . Danach sank der FE-Strom kontinuierlich im Laufe der nächsten 12 Stunden bis zu einem Wert von etwa $0,2 \text{ nA}$, als verstärkte sprunghafte Stromschwankungen um bis zu einer Größenordnung einsetzten. In den nächsten 10 min kam die Feldemission ganz zum Erliegen. Der beobachtete Verlauf lässt sich in guter Näherung mit einer Exponentialfunktion beschreiben, die einen verschwindend geringen Offset aufweist. Ein Vergleich mit den Daten in Abbildung 53b zeigt, dass ein HAR-Emitter wesentlich länger unter einer konstanten Gatespannung emittierte, als die b-Si-Säulen des n-Typs, die einem größeren Druck, bzw. einem intensiveren Ionenbombardement im IMLS-System ausgesetzt wurden. Der Feldemitter wurde abschließend durch Anlegen einer höheren Spannung erfolgreich reaktiviert.

Eine weitere Kontrolle mit dem REM ergab, dass der untersuchte HAR-Emitter nicht

zerstört wurde. Daher wurde die Feldemission höchstwahrscheinlich spontan durch Adsorbate komplett unterbunden, wobei die aktive Phase des Feldemitters zufriedenstellend mit der Exponentialverteilung beschrieben werden konnte.

5.2 Messergebnisse zu den Arrays

5.2.1 Emissionshomogenität

Die FE-Homogenität und die Effizienz⁶ eines sechseckigen Au-beschichteten p-Si-HAR-Arrays mit 91 Säulen wurde hochaufgelöst bei 10^{-9} mbar im FESM-System untersucht. Die Untersuchung ist auch repräsentativ für ein unbeschichtetes p-Si-HAR-Array. Eine kegelstumpfförmige Wolframnadel mit einem Spitzendurchmesser von etwa $3\ \mu\text{m}$ diente als Anode. Der effektive Elektrodenabstand betrug dabei $(22 \pm 3)\ \mu\text{m}$. Das Array wurde zunächst drei mal bei einem konstanten Strom von $1\ \text{nA}$ und danach bei den festen Spannungen von $400\ \text{V}$ ($18,18\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), $500\ \text{V}$ ($22,72\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) und $550\ \text{V}$ ($25\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) abgerastert, wie in Abbildung 58 gezeigt ist.

Während der ersten Abtastung mit konstantem Strom und einer Spannungsbegrenzung von $700\ \text{V}$ ($31,82\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) wurden nur wenige Feldemitter aktiviert, und die Effizienz des Arrays betrug etwa 35%. Weitere Feldemitter ließen sich mit einer höheren erlaubten Maximalspannung von $1000\ \text{V}$ ($45,45\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) aktivieren. Die Effizienz stieg dabei auf etwa 70%. Für die maximale Spannungsgrenze von $1200\ \text{V}$ ($54,55\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), bei der eine ausreichende Ortsauflösung gewährleistet werden konnte, ließ sich die Effizienz lediglich auf 73% erhöhen.

Die anschließenden Aufnahmen bei konstanten Spannungen von $400\ \text{V}$ ($18,18\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) und $500\ \text{V}$ ($22,72\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) zeigten eine relativ hohe FE-Homogenität von jeweils 1 bis $10\ \text{nA}$ und 1 bis $24\ \text{nA}$. Allerdings war die Effizienz mit jeweils 44 und 52% für die Spannungswerte eher gering. Im Gegensatz dazu war bei $550\ \text{V}$ ($25\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) eine sehr große Spanne im FE-Strom zwischen 1 und $600\ \text{nA}$ zu sehen, wobei die Effizienz bereits bei 71% lag.

Insgesamt kann man festhalten, dass für jeden einzelnen potenziellen Feldemitter im Array eine etwas andere Einsatzspannung erforderlich ist. Nach der Aktivierung halbiert sich die Einsatzspannung in der Regel für die gleiche Effizienz. Darüber hinaus variiert der Sättigungsstrom im Array relativ stark, so dass einige Feldemitter bis zu $600\ \text{nA}$ liefern konnten. Zum einen liegt dies vermutlich an leicht unterschiedlichen Radien der Säulen und zum anderen könnte auch eine abweichende Oberflächenleitfähigkeit

⁶Verhältnis der aktiven Feldemitter zu allen potenziellen Feldemittern

der Säulen bedingt durch eine unregelmäßige Oxidschicht zur Streuung der Messwerte beitragen.

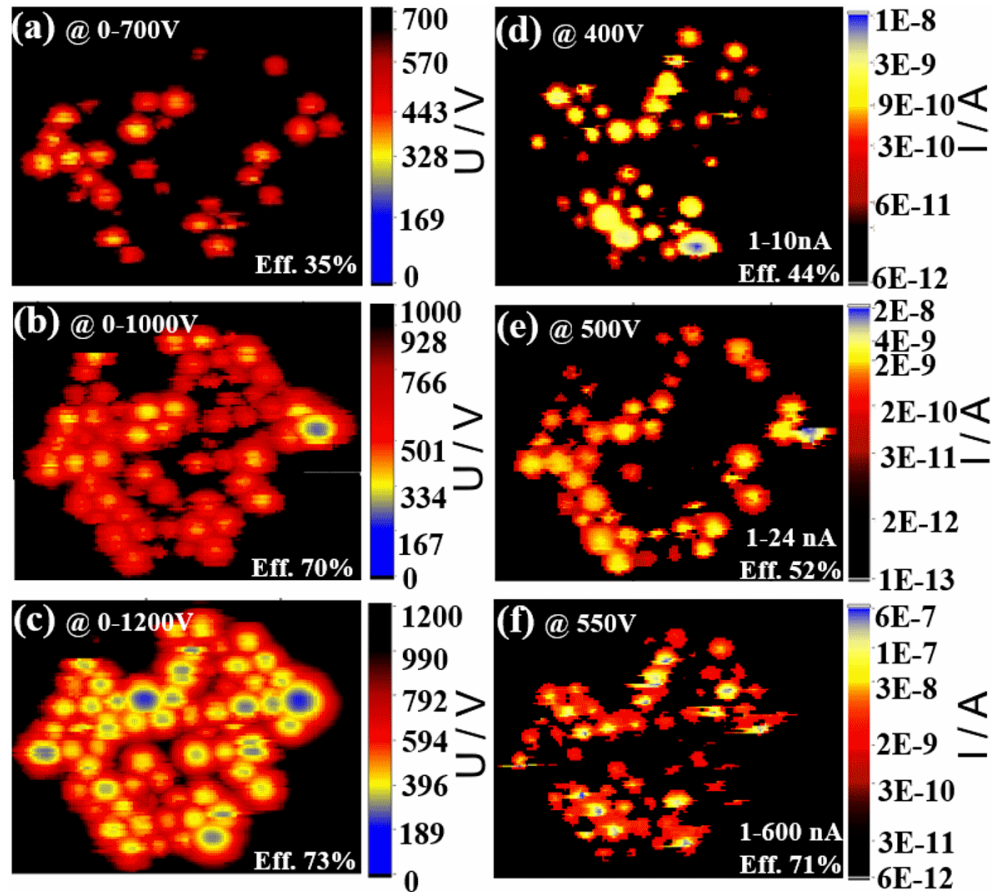


Abb. 58: (a), (b) und (c) Spannungskarten eines Au-beschichteten p-Si-HAR-Arrays für $I = 1 \text{ nA}$. (d), (e) und (f) Stromkarten für jeweils 400 V, 500 V und 550 V.

5.2.2 Elektronenspektroskopie

Die spektroskopischen Untersuchungen an einem unbeschichteten p-Si-HAR-Array mit 271 Säulen wurden im PFES-System in der flexiblen Elektrodenanordnung durchgeführt. Wie in Abbildung 59a gezeigt ist, wurde die Probe so positioniert, dass ein definiertes Abrastern des größten Teils des Wafers auch über das Array hinaus mit den Lineartischen möglich war. Anschließend wurde der komplette Bereich bei verschiedenen Gatespannungen mit und ohne Lasereinstrahlung mit einer Schrittweite von 0,5 mm abgerastert. Der Elektrodenabstand beträgt dabei etwa $500 \mu\text{m}$. Mit dem Verfahren gelingt es das Array eindeutig zu lokalisieren und von den potenziellen parasitären Emittoren zu unterscheiden, wie in Abbildung 59b zu sehen ist. Die parasitäre Emission

stammte hauptsächlich von dem Rand der Probe. Außerdem trug die Beleuchtung mit dem Laser dazu bei, dass ein Teil der HAR-Emitter ohne jeglichen Stromsprung aktiviert werden konnte. Ausgehend von einem relativ geringen Wert der Quanteneffizienz von ca. $2,2 \cdot 10^{-5}$, welche großflächig beobachtet wurde, lässt sich folgern, dass die Oberfläche eindeutig mit einer Oxidschicht bedeckt war. Zusätzlich wurde versucht bei moderaten Laserleistungen unter $1 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ im Laufe von 10 min mit einer Pulsfrequenz von 10 Hz das Oxid und Adsorbate auf dem Array durch eine gezielte Einstrahlung zu reduzieren.

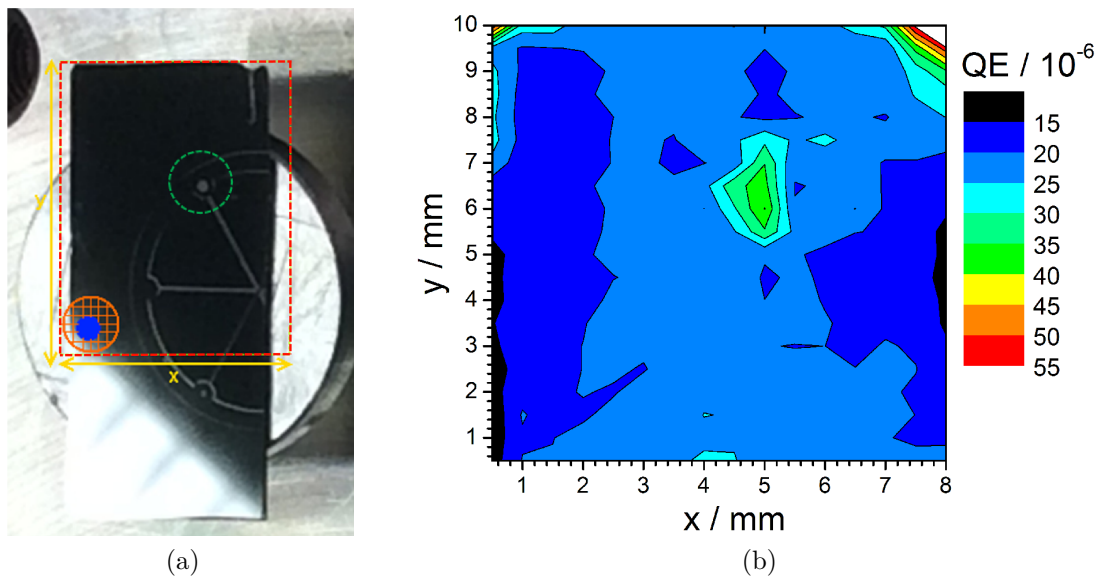


Abb. 59: (a) Wafer mit dem p-Si-HAR-Array auf dem Probenträger. Die Position des Arrays und der untersuchte Bereich sind mit den gestrichelten Linien markiert. Zusätzlich sind das Gitter und der Laserfleck mit dem Durchmesser von 1,8 mm im Ursprung aufgezeichnet. (b) Ergebnis der Abrasterung in Einheiten von QE des in (a) markierten Bereichs für $h\nu = 5,83 \text{ eV}$, $I_{ph} \approx 11 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ und $U = 1 \text{ kV}$. Die scheinbar erhöhte Quanteneffizienz ist auf den FE-Strom an den entsprechenden Orten zurückzuführen.

Nach einer weiteren Konditionierung des Arrays anhand der Scan-Zyklen bei einem Elektrodenabstand von $200 \mu\text{m}$ wurde eine relativ reproduzierbare Strom-Spannungs-Charakteristik mit einer minimalen Hysterese für die FE-Ströme unter 20 nA und die für p-dotiertes Silizium erwartete Lichtempfindlichkeit erzielt, siehe Abbildung 60. Dabei zeigte die abschließende I-U-Kurve einen ausgeprägten stufenförmigen Verlauf, welcher sich als Überlagerung des FE-Stroms aus einem zunächst dominierenden Feldemitter, der seine Sättigung erreicht hat, und des FE-Stroms aus weiteren Feldemittern, die erst bei höheren Feldstärken aktiv werden, interpretieren lässt. Insgesamt wurde eine starke

Sättigung erst bei einem Strom oberhalb von 35 nA und ab einer Spannung von 3,5 kV ($17,5 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) beobachtet. Für eine größere Spannung von 4,34 kV ($21,7 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) war eine negative Langzeitdrift des FE-Stroms zu sehen, die in dem Fall auf eine fortschreitende Degradation des Arrays hindeutete.

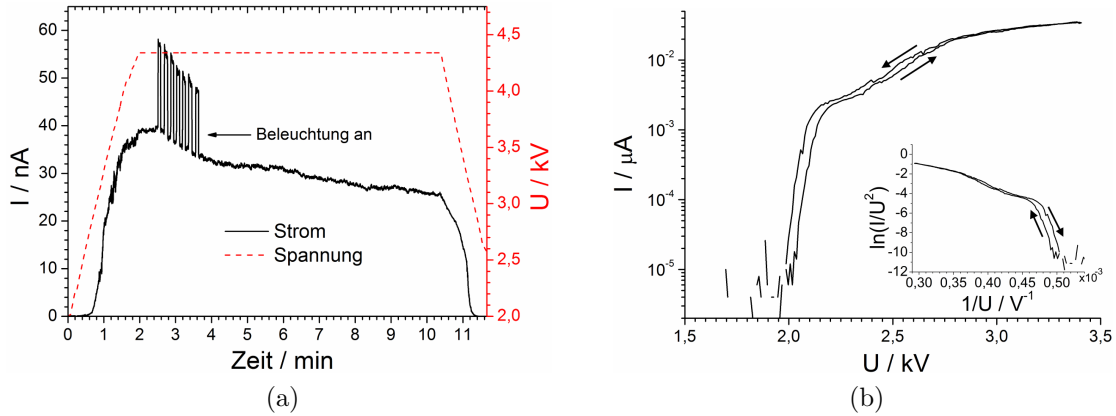


Abb. 60: Strom-Spannungs-Charakteristik des p-Si-HAR-Arrays. (a) Langzeitstabilitätsmessung und Lichtempfindlichkeit des Arrays. (b) I-U-Verlauf während der anschließenden spektroskopischen Untersuchungen.

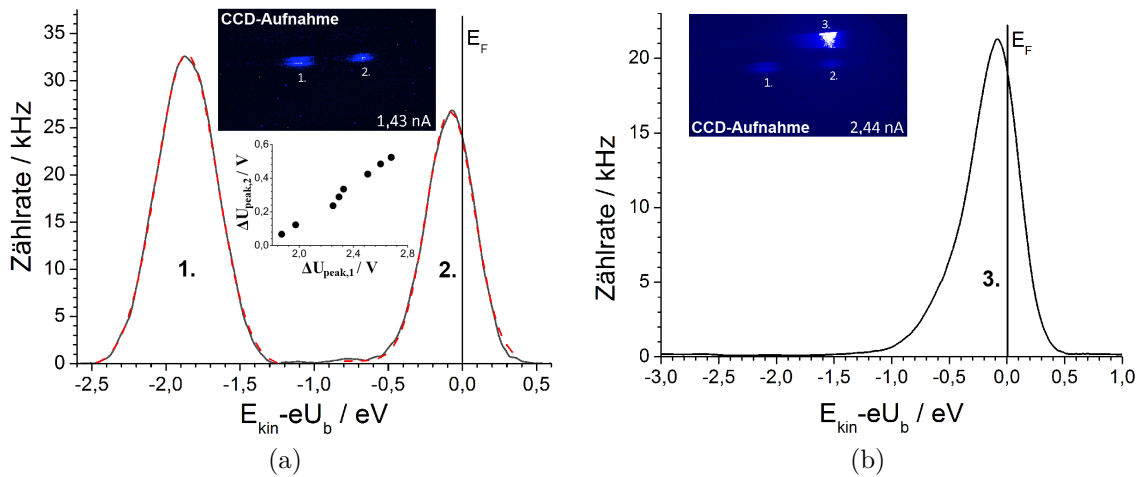


Abb. 61: FE-Spektrum eines p-Si-HAR-Arrays, welches aus 271 potenziellen Feldelementen besteht. (a) Emissionspeaks Nr. 1 und Nr. 2 für $I = 1,43 \text{ nA}$ und eine kleine Akzeptanz der Triode ($\varnothing_{iris} = 2 \text{ mm}$, $\varnothing_{ein} = 0,2 \text{ mm}$ und $E_{pass} = 20 \text{ eV}$). In der Einfügung ist die zugehörige 2D-Aufnahme dargestellt. Die gestrichelten Linien verdeutlichen die Anpassung der Daten mit einer Gauß-Funktion. In der weiteren Einfügung ist die spektrale Verschiebung der beiden Peaks gegeneinander aufgetragen. (b) Emissionspeak Nr. 3 für $I = 2,44 \text{ nA}$ und eine andere Akzeptanz der Triode ($\varnothing_{iris} = 7 \text{ mm}$, $\varnothing_{ein} = 0,8 \text{ mm}$ und $E_{pass} = 20 \text{ eV}$) mit der korrespondierenden 2D-Aufnahme.

Im nächsten Schritt wurden FE-Spektren des Arrays aufgenommen, wie in Abbildung 61 dargestellt ist. In Abhängigkeit von der Akzeptanz der Triode konnten für FE-Ströme um 2,5 nA und Spannungen von ca. 2,2 kV (im Bereich des Knicks der I-U-Kurve in Abbildung 60b) simultan drei Emissionspeaks in den Spektren detektiert werden, die wohl separiert voneinander auf der 2D-Aufnahme erschienen. Für die kleinste erreichte Akzeptanz waren immer gleichzeitig zwei Peaks in den Spektren präsent. Ihre leicht unterschiedliche Breite auf der winkeldispersiven Skala und ein mit der Gatespannung steigender Peak-zu-Peak-Abstand auf der Energieskala sprachen dafür, dass die Peaks mit großer Wahrscheinlichkeit von zwei verschiedenen Feldemittern stammten, die sehr nahe beieinander positioniert waren, zum Beispiel auf einer Säule. Für eine größere Akzeptanz der Triode war noch ein zusätzlicher separater Peak auf der 2D-Aufnahme zu sehen. Die Zählraten der Spektren waren mit dem FE-Strom nicht korreliert. Daher handelt es sich hier um Aufnahmen von nicht dominanten Feldemittern.

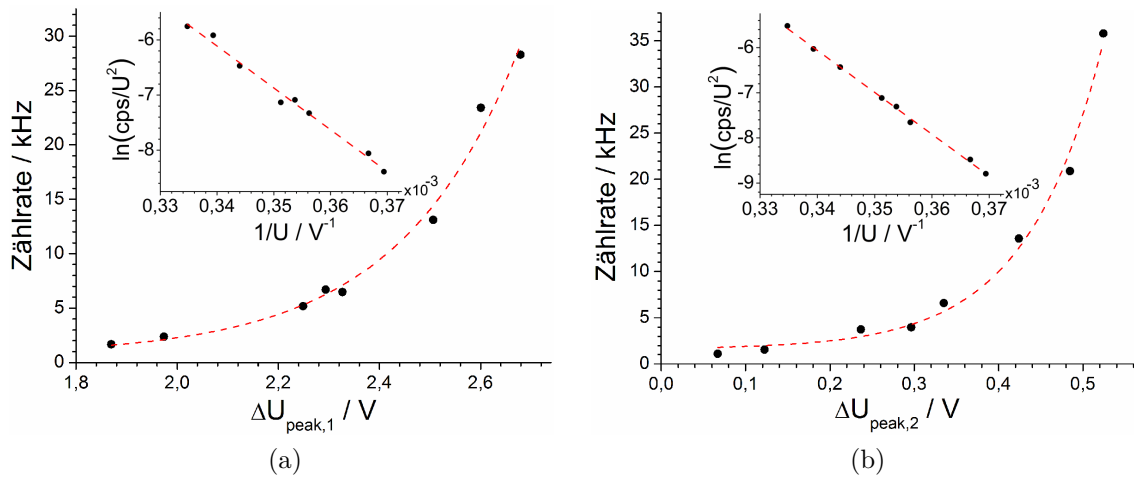


Abb. 62: Spektrale Verschiebung ΔU , bzw. ein Spannungsabfall, aufgetragen gegen Zählrate cps für den Peak Nr. 1 in (a) und den Peak Nr. 2 in (b). Die Messunsicherheit liegt unter 1%. Die entsprechenden exponentiellen Anpassungen sind mit den gestrichelten Linien verdeutlicht (jeweils $cps = (656 \pm 1311) + 0,35 \exp((4,22 \pm 0,6) \Delta U)$ in (a) und $cps = (1593 \pm 852) + 100 \exp((11 \pm 1) \Delta U)$ in (b)). In den Einfügungen sind Zählrate gegen Gatespannung in FN-Koordinaten dargestellt. Die gestrichelten Linie repräsentieren dabei die Geradenanpassungen an die Daten (jeweils $\ln\left(\frac{cps}{U^2}\right) = (19,7 \pm 1,1) - (75973 \pm 3241) \frac{1}{U}$ in (a) und $\ln\left(\frac{cps}{U^2}\right) = (25,5 \pm 0,6) - (92932 \pm 1724) \frac{1}{U}$ in (b)).

Für eine Gatespannung von 2150 V lag der Peak Nr. 1 auf dem Fermi-Niveau und zeigte keine weitere qualitative Veränderung für eine niedrigere Spannung, bzw. einen

kleineren FE-Strom. Sein Profil konnte mit einer Gauß-Funktion besser als mit der üblichen FN-artigen Verteilung approximiert werden. Die Halbwertsbreite des Peaks betrug dabei etwa 400 meV auch für Elektronen, die vom Fermi-Niveau stammen. Dies deutet generell auf eine Feldemission von „heißen Elektronen“ hin. Eine starke Verbreiterung des Peaks oder Aufspaltung mit der steigenden Gatespannung war nicht gegeben.

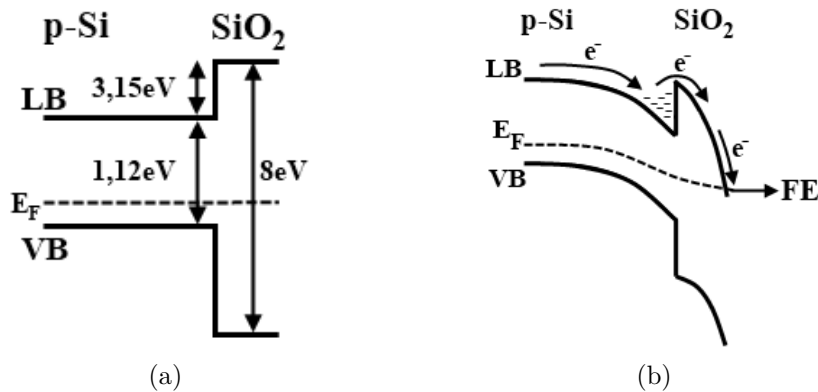


Abb. 63: Bandschema eines p-Si/SiO₂-Heteroübergangs ohne Vorspannung in (a) und mit Vorspannung in (b). Demnach wird das SiO₂-Leitungsband gegenüber dem p-Si-Leitungsband während der Emission abgesenkt. Elektronen laufen im p-Si-Leitungsband auf die Potentialbarriere der Höhe 3,15 eV zu und besetzen frei Zustände am Übergang. Der Elektronenüberschuss bewirkt eine Verarmungszone im Übergangsbereich.

Die Analyse der Zählraten in Abhängigkeit von der Gatespannung, siehe Abbildung 62a, ergab einen eindeutig FN-artigen Verlauf. Das Ergebnis war im Grunde erwartet, denn der gemessene Spannungsabfall um einige Volt über der Kathode ist vernachlässigbar gegenüber dem Gesamtpotential. Die spektrale Verschiebung mit steigender Zählrate, bzw. Strom, siehe Abbildung 62a, konnte quantitativ am besten durch eine Exponentialfunktion approximiert werden. Damit erscheint vor allem das Shockley-Modell in diesem Zusammenhang zu zutreffen. Die beobachtete Feldemission würde demnach aus einem Oberflächenoxid resultieren, das eine Art Heteroübergang in Sperrrichtung an der Grenzschicht zu Silizium bildet, wie in Abbildung 63 schematisch verdeutlicht ist. Die maximal mögliche spektrale Verschiebung unter Berücksichtigung nur dieses Mechanismus entspricht dann vermutlich der Höhe der Potentialbarriere von 3,15 eV zwischen Silizium und SiO₂ [218]. Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass eine Raumladungszone unmittelbar auf der Spitze der emittierenden Säule entsteht, die gerade eine Stromsättigung im Sinne von Abbildung 13 verursacht und einen

photoempfindlichen Bereich erzeugt. Für den Peak Nr. 2 ergaben sich ähnliche Zusammenhänge wie für den Peak Nr. 1, siehe Abbildung 62b, die ebenfalls im Rahmen des Shockley-Modells erklärt werden konnten.

Im Gegenteil dazu wies der Peak Nr. 3 eine ausgeprägte FN-artige Gestalt auf und war vergleichbar mit dem Spektrum eines einzelnen oxidfreien n-Si-HAR-Emitters wie in Abbildung 57. Seine nicht ganz optimale Lage am Rand des Detektors auf der winkeldispersiven Skala erlaubte aber keine weitere quantitative Auswertung der Zählraten. Zu bemerken ist, dass eine Verschiebung des Peaks Nr. 3 auf der Energieskala für $I > 10 \text{ nA}$ ebenfalls beobachtet werden konnte.

6 Charakterisierung von flachen Ge-Einkristallen

Germanium als ein Halbleitermaterial bietet eine günstige Kombination aus einer hohen Elektronenbeweglichkeit von $4000 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ im Leitungsband, einer schmalen indirekten Bandlücke von etwa 0,66 eV bei 300 K und einem relativ niedrigen Schmelzpunkt von 1190 K [47, 219, 220]. Aufgrund seiner Eigenschaften ließen sich damit, mit den verfügbaren Laserleistungen, umfassende spektroskopische Untersuchungen realisieren, die bis hin zur kontrollierten Elektronenemission aus Ge-Plasmen reichen [221]. Insbesondere die explosive Elektronenemission aus Germanium ist für solche Anwendungen in der Hochleistungselektronik interessant, die viel Wert auf eine hochbrillante und robuste Elektronenquelle legen, wie zum Beispiel freie Elektronenlaser [9], Terahertz- und Mikrowellenquellen [222, 223] und Gyrotrons [224]. Konkret handelt es sich vor allem um die Erzeugung von starken gepulsten Elektronenpaketen, die für eine Verstärkung der hochfrequenten (HF) Strahlung mit Spitzenleistungen oberhalb von 100 MW eingesetzt werden können. Da die Intensität der HF-Strahlung stark von der Ladung pro Puls abhängt [225], erscheint eine gut konditionierte EEE-Quelle in dieser Hinsicht den konventionellen thermischen Kathoden überlegen zu sein. Außerdem erfordert der Einsatz von thermischen Quellen eine relativ komplexe Konstruktion des Elektronenstrahlensystems auf Grund ihrer hohen Betriebstemperatur von ca. 1000 °C und mehr [226]. Vielmehr zeigen aktuelle Studien zur Strahlerzeugung und Bündelung in einem typischen relativistischen Mikrowellenverstärker, dass die Intensität einer EEE-Quelle mit der Pulsdauer und Wiederholfrequenz signifikant erhöht werden kann [227, 228]. Allerdings ist zum einen die Wiederholfrequenz durch die Relaxationszeit des Plasmas begrenzt und zum anderen führt eine lange Pulsdauer zu einer größeren Ausdehnung des Plasmas, die eine unerwünschte Bogenentladung zur Folge haben kann. Da beide Parameter stark von dem Kathodenmaterial abhängen [229], erfordert ihre Optimierung eine systematische Forschung an unterschiedlichen Materialien.

Im Folgenden werden verschiedene Elektronenemissionseigenschaften und die Veränderung der Oberflächenmorphologie unter gepulster Laserbeleuchtung mit dem Schwerpunkt auf der explosiven Elektronenemission von flachen Ge-Einkristallen (Größe ca. $10 \times 10 \times 0,5$ mm) präsentiert. Es handelt sich um mit Antimon hochdotierte ($0,01 - 0,1 \Omega \text{ cm}$) Ge-Wafer(100) von der Firma Crystec[®] [230]. Ursprünglich verfügen sie über eine auf Nanometer glatt polierte Oberfläche, die eine natürliche, etwa 2 nm dicke, Oxidschicht besitzt [231]. Alle Proben wurden unter Reinraumbedingungen präpariert und eingeschleust. Die typische Reinigung der Oberflächen erfolgte mit hochreinem

Isopropanol im Ultraschallbad wie in Abschnitt 4 beschrieben. In der Vorkammer des PFES-Systems wurden die Proben mit der dort installierten Ionenquelle (Ar^+ , 4,5 keV Beschleunigungsspannung) nach Bedarf gereinigt. Ihre Kristallinität wurde einmalig vor und nach dem Ionenätzen (ca. 1 μm Abtrag) mit XRD-Untersuchungen verifiziert. Es wurde unabhängig von dem Ionenbeschuss ein für Germanium (100)-Wafer charakteristischer scharfer Einzelpeak bei $2\theta_B = 66,06^\circ$ detektiert, wobei die Eindringtiefe der $\text{Cu-K}\alpha$ -Strahlung etwa 20 μm betrug. Deshalb könnte man bei der Behandlung im Grunde von einem sanften Absputtern mit minimalen Oberflächenmodifikationen ausgehen. Im weiteren Verlauf wurden drei Proben in der flexiblen Diodenanordnung an mehreren Stellen untersucht.

6.1 Lokale Feldemission

Typische Einsatzspannungen, bzw. Einsatzfeldstärken, im PFES-System für den FE-Strom von 1 nA lagen bei allen Ge-Proben unabhängig von der Dotierung mit und ohne Oberflächenoxid jeweils bei ca. 5,8 kV ($29 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) und 7,6 kV ($38 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), wie in Abbildung 64 zu sehen ist. Im Fall von oxidierten Oberflächen unterlagen die I-U-Kurven starken Schwankungen und waren von einem Scan-Zyklus zum anderen nicht reproduzierbar. Das Verhalten ist typisch für eine parasitäre Feldemission aus mikroskopischen Fremdpartikeln, deren Anwesenheit auf den ersten Blick nicht zu hundert Prozent ausgeschlossen werden konnte. Grundsätzlich reicht ein einziger Mikropartikel, um einen Oxiddurchbruch zu verursachen und noch mehr Mikropartikel zu erzeugen, die eine gewisse Feldüberhöhung aufweisen und als Feldemitter aktiv werden. Spätere REM-Untersuchungen zeigten zahlreiche Spuren von lokalen Explosionen, siehe Abbildung 64, die eine materialspezifische Zerstörung der mit dem natürlichen Oxid bedeckten Ge-Oberfläche unter hohen Feldstärken repräsentieren. Diese waren hauptsächlich lokale Löcher mit einem Durchmesser von 1 μm und deutlich ausgeprägten Rändern. Außerdem entstanden mehrere Nanopartikel in diesen Bereichen.

Nach dem Abtragen einer mindestens 1 μm dicken Schicht an einer anderen Stelle der Probe durch den Ionenbeschuss wurde die Einsatzfeldstärke um etwa 27 % deutlich erhöht und reproduzierbare FN-artige I-U-Charakteristiken beobachtet, siehe Abbildung 64c. Der Feldüberhöhungsfaktor lag zwischen 35 und 70 und deutete auf eine moderate Oberflächenunregelmäßigkeit hin [232], die im Experiment im besten Fall nach dem Ionenbeschuss entstand. Eine auffällige Zerstörung der oxidfreien Oberfläche unter hohen Feldstärken wurde mit REM-Untersuchungen nicht beobachtet.

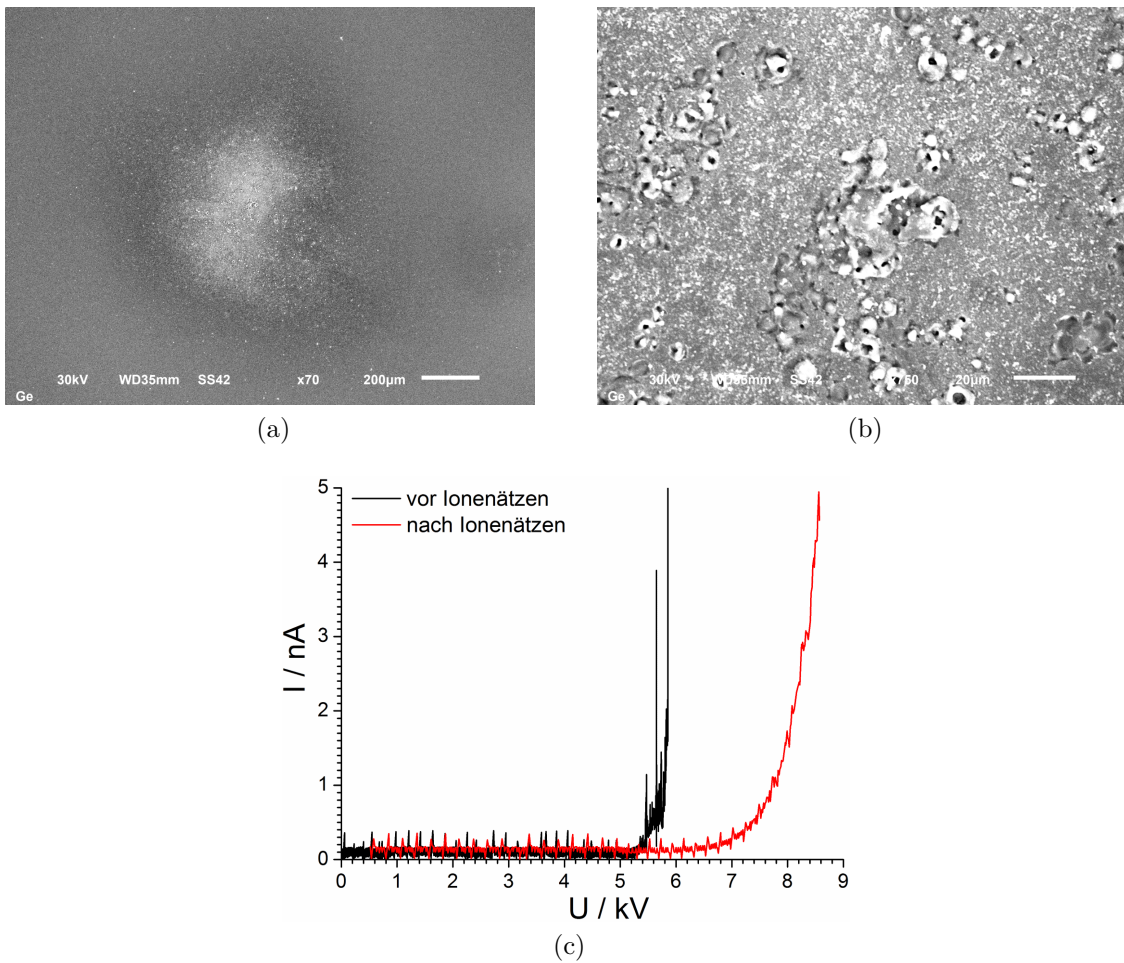


Abb. 64: (a) und (b) REM-Aufnahmen der typischen Zerstörungen der oxidierten Oberfläche, die nach einer FE-Untersuchung unter hohen Feldstärken entstehen (Draufsicht). (c) I-U-Kurven eines flachen n-dotierten Germaniums mit einer oxidierten und oxidfreien Oberfläche aufgenommen im PFES-System mit der Gitteranode bei einem Elektrodenabstand von 200 μm.

Im Hinblick auf eine signifikante Oberflächenveränderung, wie sie durch die explosive Elektronenemission passiert, siehe Abschnitt 6.4, aber auch um weitere Stärken des PFES-System über die spektroskopischen Möglichkeiten hinaus zu demonstrieren, wurde nach dem Ionenätzen eine definierte Strukturierung der Oberfläche in Form eines rechteckigen Musters erzeugt, wie Abbildung 65 zeigt. Das Muster stellt eine Art Array dar, das aus den nahezu äquidistant platzierten Stellen besteht, an denen eine Laserablation betrieben wurde. Der Abstand zwischen den Stellen beträgt jeweils 250 μm und 210 μm in x- bzw. y-Richtung. Die Abweichung von der rechteckigen Form dient als Markierung. Es wurden 600 Pulse mit einer Wiederholfrequenz von 10 Hz,

einer Wellenlänge von 360 nm und einer Intensität von $1,1 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$ pro Schritt eingestrahlt. Die beabsichtigte Fokussierung betrug etwa $200 \mu\text{m}$, wobei die eigentliche Ablation gemäß dem Gaußschen Strahlprofil bevorzugt im Mittelpunkt der betroffenen Stelle stattfand. Deshalb wurde effektiv nur ein etwas kleinerer Bereich von ca. $140 \mu\text{m}$ im Durchmesser angeschmolzen. Außerdem wurde zur Unterstützung des Prozesses eine Gatespannung von 2 kV bei einem Elektrodenabstand von $400 \mu\text{m}$ angelegt.

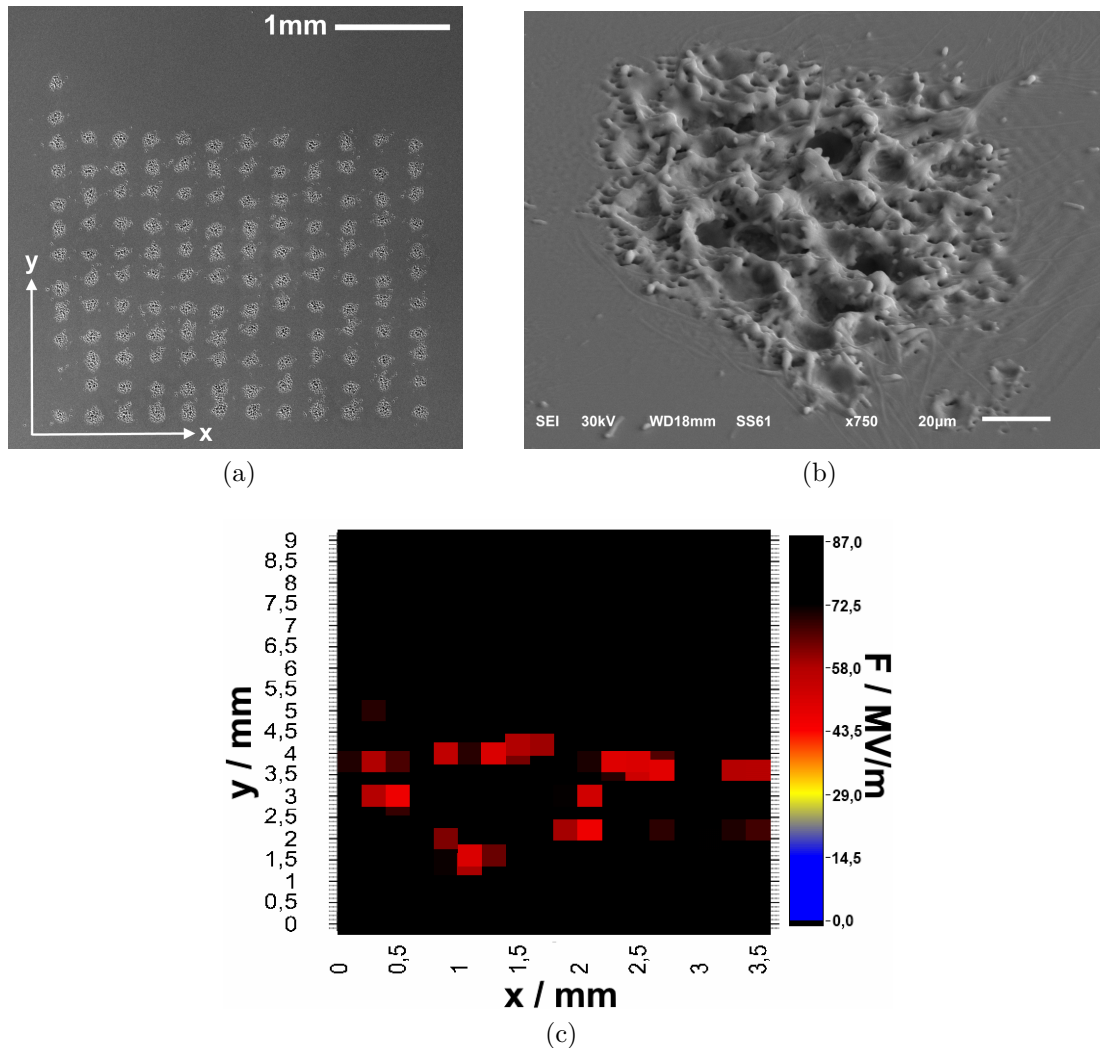


Abb. 65: (a) und (b) REM-Aufnahmen des mit Hilfe von Laserablation erzeugten gesamten Arrays (Draufsicht) und einer einzelnen ablatierten Stelle. (c) Spannungskarte des in (a) dargestellten Arrays aufgenommen im FESM-System bei dem Elektrodenabstand von $35 \mu\text{m}$ und der maximalen Spannung von 3 kV. Der Durchmesser der Anode betrug $200 \mu\text{m}$. Es wurde insgesamt ein Bereich von $3,5 \times 9 \text{ mm}$ abgerastert, der wesentlich größer als das Array ist, so dass die Markierung des Arrays etwa bei $(0 \text{ mm}; 4,5 \text{ mm})$ liegt und die Koordinatensysteme in (a) und (c) übereinstimmen.

Die zahlreichen entstandenen Gruben bis zu $6\ \mu\text{m}$ tief an den Ablationsstellen mit ihren herausragenden unregelmäßigen Rändern resultieren nach einer gängigen Vorstellung nicht direkt aus dem Aufschmelzen der Oberfläche, sondern primär aus einem „Kochen“ der etwas tiefer liegenden Schichten, wodurch Gasblasen bereits im Inneren der Ge-Probe entstehen, die dann die oberste Lage quasi durchstoßen [233]. Ein echter Abtrag wird also mit einem ns-gepulsten-Laser an Germanium nicht erreicht. Schließlich wurde die Einsatzfeldstärke dieses Arrays im FESM-System untersucht, siehe Abbildung 65c. Die typischen Werte pro ablatierte Stelle lagen zwischen 35 und $40\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ und waren damit im Vergleich sogar höher, als der ursprünglich oxidierte Zustand des Wafers. Eine integrale Messung des Arrays mit einer größeren Anode (2 mm im Durchmesser) zeigte entsprechend eine deutlich niedrigere Einsatzfeldstärke von $15\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$. Bei den weiteren Untersuchungen an dem Material wurde die Feldstärke immer unter jeglicher FE-Schwelle gehalten.

6.2 Photoemission

Die PE-Untersuchungen wurden mit Photonenenergien im Bereich zwischen 2,96 und 5,9 eV und mit Laserintensitäten unter $20\ \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ durchgeführt. Die relative Standardabweichung der Quanteneffizienz lag bei allen Messungen zwischen 3 und 5 %. Für eine feste Wellenlänge von 5,9 eV und eine praktische Gatespannung von 2,4 kV ergab sich für die Quanteneffizienz vor und nach dem Ionenbeschuss ($1\ \mu\text{m}$ Abtrag) $4,4 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1,17 \cdot 10^{-3}$, siehe Abbildung 66a. Unabhängig von dem Vorhandensein des Oberflächenoxids ab einer Gatespannung von ca. 470 V wurde ein $QE \propto \ln(U)$ Zusammenhang festgestellt, siehe Abbildung 66b. Damit flacht die QE-U-Kurve für höhere Gatespannungen im Vergleich zu der $QE \propto \sqrt{U}$ Beziehung wesentlich stärker ab, die ausgehend von der Kanes Theorie in der Regel zunächst angenommen werden könnte [123]. Eine wahrscheinliche Erklärung dazu ist, dass die Schottky-Absenkung generell nicht exakt einer Wurzelabhängigkeit von der Feldstärke bei allen Halbleitern folgt. Die Abweichung wird gerade erst für deutlich höhere Feldstärken messbar. Eine genauere theoretische Betrachtung der Absenkung der Austrittsarbeit bei Halbleitern unter Berücksichtigung ihrer Polarisierbarkeit von einigen anderen Autoren unterstützt diese Vermutung [234]. Unterhalb von 470 V kann man im Wesentlichen wie in Abschnitt 4.1.3 von einer raumladungsbegrenzten Photoemission ausgehen.

Zusätzlich wurde die Pulsdauer des Photostroms erfasst, wie die Einfügung in Abbildung 66b zeigt. Die Halbwertsbreite der Pulse betrug etwa 4 ns und entsprach damit in

allen Fällen der Dauer des Laserpulses. Die optimale Signalqualität wurde mit dem geöffneten Schalter Nr. 2 und dem geschlossenen Schalter Nr. 3 erzielt, deshalb mit einem $50\ \Omega$ Serienwiderstand und einer Erdung des Emitters über einen weiteren $50\ \Omega$ Widerstand (siehe Abschnitt 3.1.1). Ein restliches Nachschwingen des Signals deutet auf eine Dämpfung in der Signalleitung und damit auf eine äußerst kurze Signalanstiegszeit oder Signalabfallzeit ($\ll 4,25\ \text{ns}$) hin [157].

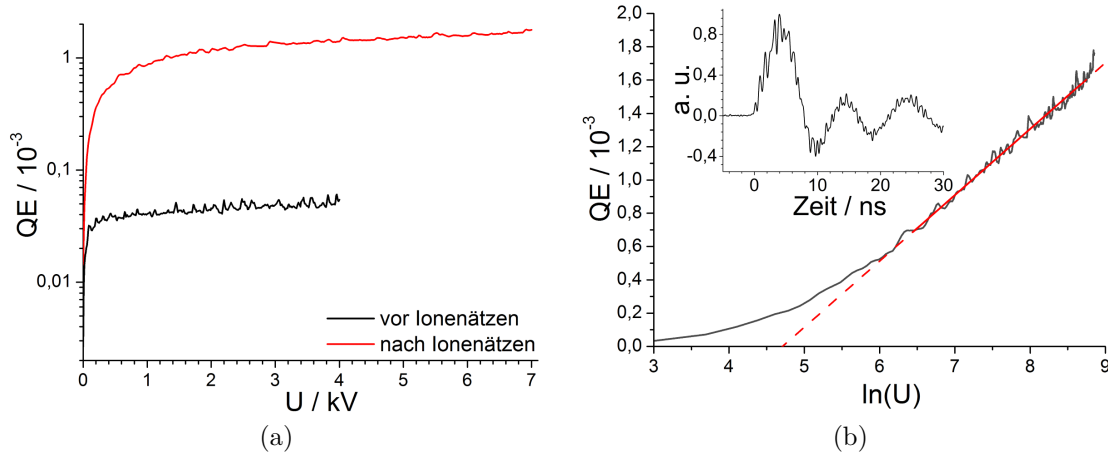


Abb. 66: (a) Spannungsabhängigkeit der Quanteneffizienz QE des flachen n-dotierten Germaniums für $h\nu = 5,9\ \text{eV}$ mit und ohne natürliches Oberflächenoxid. (b) QE gegen natürlichen Logarithmus von der Gatespannung U aufgetragen. Die durchgezogene Linie, bzw. die gestrichelte als Extrapolation, ist die lineare Anpassung ($QE = 10^{-6} ((-1869 \pm 22) + (397 \pm 3) \ln(U))$). In der Einfügung ist die typische Pulsform des Signals während der Photoanregung präsentiert.

Der Verlauf der Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Photonenenergie in der $QE^{\frac{2}{3}}$ vs. $h\nu$ Darstellung, wie in Abbildung 67 gezeigt ist, lässt sich unabhängig von dem Ionenbeschuss in mindestens zwei unterschiedliche Bereiche aufteilen. Der Bereich ab etwa $5,35\ \text{eV}$ aufwärts kommt der theoretischen Vorhersage nach Kane am nächsten [123]. Demnach handelt es sich bei den entsprechenden Wellenlängen bevorzugt um eine direkte sowie indirekte Photoanregung der Zustände im Volumen mit der anschließenden Streuung der Photoelektronen an den Oberflächendefekten. Eine lineare Anpassung im Bereich ab $5,35\ \text{eV}$ ergibt für die Photoschwellen $(5,03 \pm 0,08)\ \text{eV}$ und $(4,71 \pm 0,07)\ \text{eV}$, jeweils für die oxidierte und die oxidfreie Ge-Probe. Die auf diese Weise ermittelte Photoschwelle, ausgehend von den anderen bekannten Experimenten an Germanium [235], entspricht etwa seiner Austrittsarbeit, wobei die typische Genauigkeit der Bestimmung mit der Methode $\pm 0,05\ \text{eV}$ beträgt. Unterhalb von $5,35\ \text{eV}$

zeichnet sich ein Trendwechsel durch eine Abweichung von dem linearen Verlauf ab. Dabei handelt es sich hier unterhalb von 5 eV mit großer Wahrscheinlichkeit hauptsächlich um die Photoemission aus den Oberflächenzuständen, die in der Bandlücke liegen [236]. Die Photoschwelle für die Oberflächenzustände würde sich aus den Daten zu $(4,25 \pm 0,1)$ eV ergeben. Allerdings kann der Ursprung der Elektronenemission unterhalb der Austrittsarbeit allein anhand der indirekten PE-Spektroskopie, also ohne Spektroskopie der emittierten Elektronen, nicht eindeutig beurteilt werden.

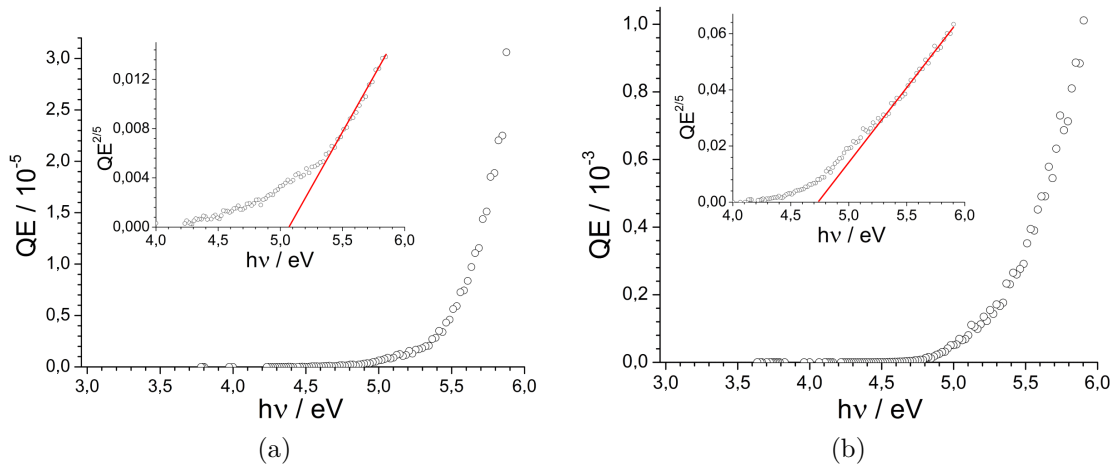


Abb. 67: Quanteneffizienz QE einer flachen Ge-Probe in Abhängigkeit von Photonenenergie $h\nu$ für die Gatespannung U von 2400 V und den Elektrodenabstand von 200 μm vor dem Ionenbeschuss in (a) und nach dem Ionenbeschuss in (b). In den Einfügungen sind die Daten als $QE^{2/5}$ vs. $h\nu$ präsentiert. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen lineare Anpassungen zwischen 5,35 und 5,9 eV, woraus sich die Photoschwelle ergibt, wie im Text beschrieben.

Die direkte PE-Spektroskopie wurde im Folgenden an den oxidfreien Oberflächen betrieben. Es wurden Elektronenspektren von $h\nu = 5,9$ eV bis hin zu $h\nu = 4,4$ eV in etwa 0,1 eV Schritten aufgenommen. Einige repräsentative Spektren sind in Abbildung 68a dargestellt. Für $h\nu < 4,77$ eV erschienen alle Spektren an der gleichen Position auf der Energieskala mit der gleichen Form als ein einziger symmetrischer Peak mit einer Halbwertsbreite von ca. 225 meV. Der Wert entspricht etwa der festgelegten spektralen Auflösung, die hier zugunsten von höheren Zählraten etwas größer eingestellt wurde. Die Position des Peaks stimmt mit der vorher ermittelten Photoschwelle für Oberflächenzustände von $(4,25 \pm 0,1)$ eV überein. Auch unter Berücksichtigung der maximal möglichen Schottky-Absenkung von 130 meV nach Gleichung 20 liegt die festgestellte Position weiterhin deutlich unterhalb der nominellen Austrittsarbeit. Deshalb ist hier

zusätzlich zu vermuten, dass die beobachtete Elektronenemission nahezu senkrecht zur Oberfläche aus einem angeregten Zustand kommt, zum Beispiel aus dem L_3 -Zustand wie im Bandschema in Abbildung 68b zu sehen, der knapp unter der Photoschwelle liegt. Dies sind Indizien für photoinduzierte Feldemission. Die Vermutung wird dadurch unterstützt, dass erst ab $h\nu = 4,77\text{ eV}$ aufwärts eine signifikante Zunahme der Breite der niederenergetischen Flanke erfolgt, die in dem Fall nur bedingt durch eine sprunghaft größer werdende Winkeldivergenz der photoemittierten Elektronen passieren kann, vgl. Abschnitt 7.1.2. Vielmehr wäre für eine genauere Aufklärung des Emissionsmechanismus zwischen $h\nu = 4,25\text{ eV}$ und $h\nu = 4,77\text{ eV}$ eine direkte Emittanzmessung notwendig. Ansonsten zeigten die Spektren oberhalb von $h\nu = 4,77\text{ eV}$ die erwartete zunehmend asymmetrische Verbreiterung der hochenergetischen Flanke mit steigender Photonenenergie. Der Peak verschob sich ebenfalls zu höheren kinetischen Energien hin, wie erwartet für eine Photoanregung deutlich oberhalb der Austrittsarbeit [124].

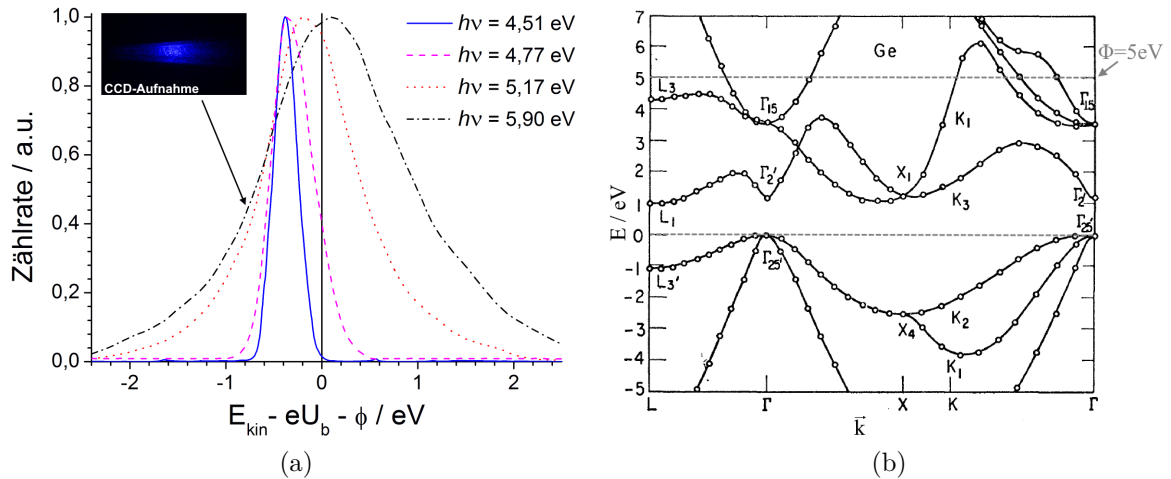


Abb. 68: (a) Elektronenspektren einer flachen Ge-Probe für verschiedene Photonenenergien $h\nu$ in Bezug zum Vakuumniveau ($E_{VAC} = 0\text{ eV}$). Für die Austrittsarbeit wurde $\phi = 4,7\text{ eV}$ angenommen. In der Einfügung ist die entsprechende 2D-Aufnahme für $h\nu = 5,9\text{ eV}$ dargestellt. Alle Spektren wurden mit den folgenden festen Einstellungen aufgenommen: $U = 2092\text{ V}$, $d = 200\text{ }\mu\text{m}$, $\varnothing_{iris} = 11\text{ mm}$, $\varnothing_{ein} = 3\text{ mm}$ und $E_{pass} = 30\text{ eV}$. (b) Bandschema von Germanium mit dem markierten Niveau der indirekten Photoschwelle [203].

6.3 PVTE-Phänomen

Mit einer durchschnittlichen Pulsleistung von $2\frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ ließ sich eine Elektronenemission deutlich unter der nominellen Austrittsarbeit detektieren, wie in Abbildung 69a

dargestellt ist. Da eine höhere Strahlungsintensität direkt die Messempfindlichkeit der Quanteneffizienz verbesserte, konnte die Untersuchung im Bereich zwischen 3,5 und 4,5 eV mit einer Genauigkeit besser als 10 % durchgeführt werden. Wie es anhand von verschiedenen Merkmalen, die im Weiteren erläutert werden, festgestellt wurde, handelt es sich bei der beobachteten Emission im Wesentlichen um den PVTE-Prozess, der durch Gleichung 54 repräsentiert ist. Eine einfache thermische Emission lässt sich hier bereits aufgrund der niedrigen Schmelztemperatur des Germaniums durch das Einsetzen von geeigneten Werten in Gleichung 50, aber auch anhand von bekannten Experimenten ausschließen [237]. Ausgehend von Gleichung 54 kann die Quanteneffizienz bezogen auf den PVTE-Prozess im einfachsten Fall wie folgt ausgedrückt werden:

$$QE \propto \exp\left(-\frac{\chi - \Delta\phi_{Schottky}}{k_B T}\right), \quad (73)$$

wobei die Beziehung in Analogie zu der thermischen Emission direkt durch den Schottky-Term ergänzt wurde. Die angenommene theoretische Betrachtung erklärt aber nicht die beobachtete Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der Photonenenergie. Wie Abbildung 69b zeigt, ist die von der Photonenenergie abhängige Absorption der Strahlung in Germanium, bzw. der Absorptionskoeffizient μ , unterhalb von 4,4 eV sehr wahrscheinlich direkt proportional zur Quanteneffizienz. Damit hängt die Quanteneffizienz hier unmittelbar von den potentiellen direkten Bandübergängen ab. In dem relevanten Bereich wird die Absorption höchstwahrscheinlich im Wesentlichen durch die $\Gamma_{25'} \rightarrow \Gamma_{15}$ und $X_4 \rightarrow X_1$ Übergänge dominiert, siehe Abbildung 68b.

Eine genauere Untersuchung der Leistungsabhängigkeit des PVTE-Prozesses ist in Abbildung 70a zu sehen. Demnach weicht die lineare Beziehung zwischen der erzeugten Ladung und der implizierten Laserleistung für $h\nu = 4$ eV oberhalb von $5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ zunehmend ab. Folglich kann der beobachtete Verlauf bis etwa $7,5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ mit einer Parabel zufriedenstellend beschrieben werden, woraus sich eine PVTE-Schwelle von ca. $14 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ ergibt. Da die Temperatur der Oberfläche während der Einstrahlung keine konstante Größe ist, besteht hier kein Widerspruch zu Gleichung 54. Bereits für Laserleistungen um $5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ treten leichte Veränderung der Oberflächenstruktur auf, siehe die Einfügung in Abbildung 70a. Es wurde ein Bienenwabenmuster mit den Interferenzerscheinungen erzeugt, deren Form sich eindeutig auf die Fresnel-Beugung an den Gitterstegen zurückführen lässt, analog zu Abbildung 36. Mit den anschließenden OP- und RKM-Untersuchungen wurde an diesen Stellen festgestellt, dass in diesem Fall das Oberflächenmaterial geringfügig bis zu einer Tiefe von 20 nm abgetragen wurde. Zu bemerken ist aber, dass die

präsentierte Oberflächenmodifikation weit über 10^4 Laserpulse erforderte. Vielmehr ließ sich grob abschätzen, dass infolge einer 10-Hz-Pulsfolge aus 50 Pulsen, etwa eine Atomlage abgetragen wurde. Diese feine feldunterstützte Art von Laserablation liegt damit deutlich unterhalb von der bekannten Laserablationsschwelle von $100 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ [238]. Ab einer Laserleistung von $7,5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ treten bereits nach einer einzelnen 10-Hz-Pulsfolge aus 50 Pulsen deutliche Schmelzerscheinungen der Oberfläche auf. Daraus lässt sich schließen, dass die Effizienz der PVTE-Prozesses signifikant sinkt, sobald die eingestrahlte Energie in das Schmelzen und das Verdampfen des Oberflächenmaterials aufgewendet wird.

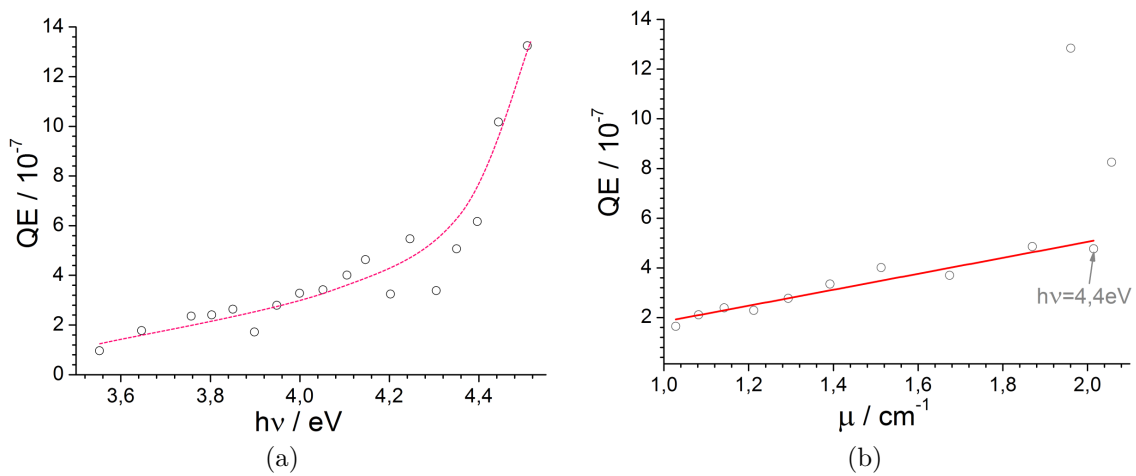


Abb. 69: (a) Quanteneffizienz QE einer oxidfreien Ge-Probe in Abhängigkeit von der Photonenenergie $h\nu$ aufgenommen unterhalb der Photoschwelle mit $U = 2000 \text{ V}$ und $d = 500 \mu\text{m}$. Die gestrichelte Linie verdeutlicht den Datenverlauf. (b) Quanteneffizienz aus (a) aufgetragen gegen die entsprechenden extrapolierten Werte des Absorptionskoeffizienten μ von Germanium nach [113]. Die durchgezogene Linie verdeutlicht die lineare Anpassung ($QE = 10^{-7} ((-1,79 \pm 0,48) + (3,54 \pm 0,35) \mu)$).

Für die Spannungsabhängigkeit der Quanteneffizienz wurde ausgehend von Gleichung 73 hier der $\ln(QE) \propto \sqrt{U}$ Zusammenhang vorgeschlagen, siehe Abbildung 70b. Die geeignete Anpassung beschreibt den Verlauf oberhalb von 500 V sehr gut und entspricht im Grunde dem theoretischen Konzept des PVTE-Prozesses, dass eine gewisse Feldstärke notwendig ist, um eine Elektronenemission unterstützen zu können. Insbesondere soll an der Stelle betont werden, dass auch die photoverstärkte thermische Emission von der Schottky-Absenkung profitieren kann. Unterhalb von 500 V liegt, wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, die raumladungsbegrenzte Emission vor. Die periodischen Schwankungen der Kurve hängen mit den korrespondierenden Schwankungen der

Laserleistung während des Laserbetriebs zusammen und verdeutlichen die bereits erläuterte nichtlineare Absorption. Wie in der Einfügung in Abbildung 70b dargestellt ist, beträgt die typische Pulsdauer der photoverstärkten thermischen Emission etwa 5 ns. Sie wurde in der selben Konfiguration wie in dem vorherigen Abschnitt bestimmt und liegt ebenfalls in der Größenordnung des Laserpulses.

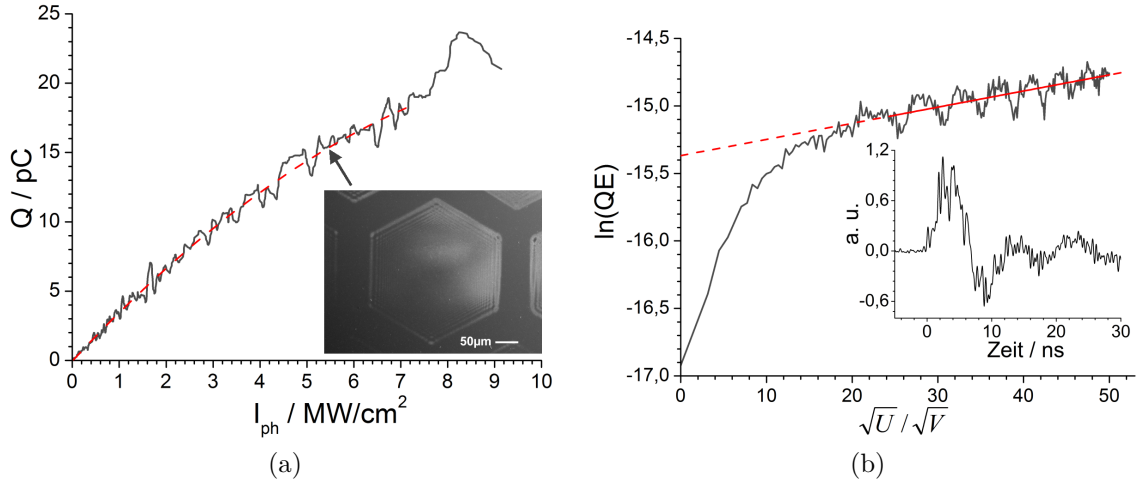


Abb. 70: (a) Zusammenhang zwischen Ladung Q und Laserintensität I_{ph} für $U = 2$ kV ($4 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$). Die gestrichelte Linie ist eine parabolische Anpassung ($Q = (-0,049 \pm 0,038) + (3,64 \pm 0,03) I_{ph} + (-0,15 \pm 0,004) I_{ph}^2$). In der Einfügung ist die REM-Aufnahme einer untersuchten Stelle nach etwa 10^4 Laserpulsen bei $5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ dargestellt. (b) Beziehung zwischen Quanteneffizienz QE und Gatespannung U in der $\ln(QE) \propto \sqrt{U}$ Darstellung mit dem zugehörigen linearen Anpassung (die durchgezogene Linie: $\ln(QE) = (-15,37 \pm 0,03) + (0,012 \pm 0,0008) U^{\frac{1}{2}}$). Die Einfügung in (b) zeigt eine typische Pulsform des Signals während der photoverstärkten thermischen Emission (vergl. auch Abbildung 66b).

Im Folgenden wurden Elektronenspektren der photoverstärkten thermischen Emission für verschiedene Photonenenergien zwischen $h\nu = 2,95$ eV und $h\nu = 4$ eV aufgenommen, siehe Abbildung 71. Es wurde festgestellt, dass alle Spektren nahezu identisch unabhängig von der Laserleistung (max. $1 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$), der Gatespannung (max. 2 kV) und der Photonenenergie erscheinen. Die Halbwertsbreite eines Spektrums mit der eingestellten Auflösung des Spektrometers besser als 150 meV betrug ca. 1 eV. Insgesamt hat ein typisches PVTE-Spektrum von Germanium eine asymmetrische Form mit den näherungsweise exponentiell verlaufenden niederenergetischen sowie hochenergetischen Flanken. Der Verlauf der hochenergetischen Flanke unterscheidet sich nicht wesentlich von dem Verlauf einer normalen thermischen Emission nach Gleichung 76. Bei der

niederenergetischen Flanke könnte es sich auf Grund des wahrscheinlich exponentiellen Zusammenhangs um einen Tunnelprozess knapp unter der Photoschwelle handeln, denn die Peakposition liegt mit ± 100 meV auf der Energieskala ziemlich genau auf dem erwarteten Vakuumniveau und damit deutlich oberhalb von der eingestrahlten Photonenenergie. Außerdem schließt das Spektrum eine Mehrphotonenabsorption eindeutig aus, die unter Berücksichtigung der Laserleistung nach Gleichung 41 ohnehin nicht zu erwarten wäre.

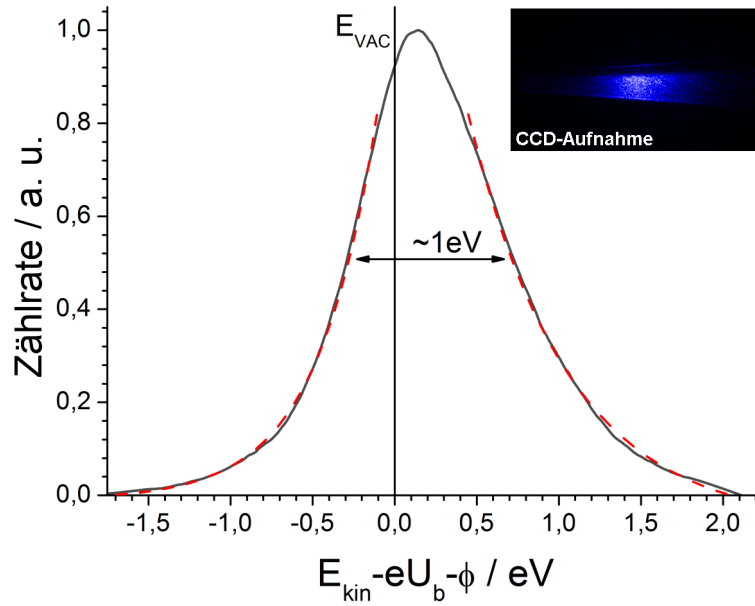


Abb. 71: PVTE-Spektrum von Germanium für $U = 2092$ V ($4,18 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), $\varnothing_{iris} = 11$ mm, $\varnothing_{ein} = 3$ mm und $E_{pass} = 20$ eV. Die gestrichelten Linien markieren die exponentiellen Anpassungen der beiden Flanken (niederenergetische: $cps = (-0,009 \pm 0,001) - 1,74 \exp((E_{kin} - 0,0092) / (0,364 \pm 0,002))$, hochenergetische: $cps = (-0,064 \pm 0,002) + 0,464 \exp((E_{kin} - 0,86) / (0,608 \pm 0,004))$). In der Einfügung ist die entsprechende 2D-Aufnahme zu sehen. Für die Austrittsarbeit wurde $\phi = 4,7$ eV angenommen.

6.4 EEE-Phänomen

Eine weitere Erhöhung der Strahlungsintensität im Vergleich zum vorherigen Abschnitt führt zur explosiven Elektronenemission aus Germanium, die nahezu unabhängig von der Oberflächenkonditionierung der Kristalle für bestimmte Versuchsparameter beobachtet wurde. Die im Weiteren präsentierten Spektralen- und Spannungscharakteristiken der explosiven Elektronenemission waren gleich reproduzierbar für oxidfreie sowie oxidbedeckte Proben in einem weiten Druckbereich unterhalb von 10^{-3} mbar. Für

die detaillierten Untersuchungen wurden oxidfreie Proben eingesetzt. Eine typische Einstellung der Versuchsanordnung, mit der eine kontrollierte explosive Elektronenemission erzeugt wurde, sofern nicht anders angegeben, implizierte die flexible Elektrodenanordnung mit einem Elektrodenabstand von $500\ \mu\text{m}$, eine Gatespannung von $1,5\ \text{kV}$ und eine eingestrahlte Photonenenergie von $3,45\ \text{eV}$, die weit unter der nominellen Austrittsarbeit liegt. Ein typischer Strahldurchmesser und die Strahlungsintensität waren jeweils $0,6\ \text{mm}$ und $12\ \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$. Es wurde hauptsächlich die Wirkung von einzelnen Laserpulsen untersucht.

6.4.1 Allgemeine Charakterisierung

Die Aufnahme der Q-U-Kurven geschah unter Berücksichtigung der potenziellen parasitären Feldemission unterhalb von $6\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ und bis zu einer Gatespannung von $12\ \text{kV}$, wie in Abbildung 72 zu sehen ist. Die Elektronenemission erschien dabei stark von der Gatespannung abhängig zu sein. Oberhalb von $5,8\ \text{kV}$ konnte eine ausgeprägte Bogenentladung, bzw. eine Art Koronaentladung, zwischen den Elektroden beobachtet werden. In diesem Fall sank die detektierte Ladung trotz einer höheren Gatespannung etwa um eine Größenordnung. Diese signifikante Veränderung der Emissionscharakteristik begrenzte offensichtlich die maximale erzielbare Ladung pro Laserpuls, welche mit der Emission von freien Elektronen assoziiert werden könnte. Man kann in dem Fall bezogen auf Abbildung 23 von dem Übergang zum 3. Explosionsprozess sprechen. Darüber hinaus stieg der Druck in der Vakuumkammer bei jeder Koronaentladung kurzfristig um eine Größenordnung an, wobei ansonsten nur minimale Druckschwankungen auftraten.

Der eigentliche interessante Spannungsbereich in Abbildung 72d stellt eine Ladungsverteilung in einer dreieckigen Form dar, die nach oben durch eine Gerade eingeschränkt werden kann. Dabei repräsentiert die Gerade mit der Steigung Q_v von etwa $115,6\ \frac{\text{nC}}{\text{kV}}$ die maximale erzielte Ladung für einen bestimmten Spannungswert. Eine breite Verteilung der Ladung unter der Geraden deutet darauf hin, dass nicht mit jedem Laserpuls die explosive Elektronenemission gleich stark auftrat. Diese Art Instabilität ist zum Teil auf die Schwankungen der Laserleistung zurückzuführen, siehe Abbildung 34. Vielmehr lässt sich die Streuung der Ladungswerte unter bestimmten Bedingungen auch reduzieren, wie in dem folgenden Abschnitt genauer erläutert wird. Die beobachtete Obergrenze für die Emission bei einer gegebenen Spannung wird nach den gängigen etablierten Vorstellungen durch eine Raumladung verursacht, die infolge von hohen EEE-Strömen

im Bereich nah zu der Emissionsstelle an der Oberfläche auftritt [239, 240]. Die maximale detektierte Ladungsmenge betrug etwa $1 \mu\text{C}$ für Laserpulsenergie von etwa $105 \mu\text{J}$, woraus sich eine sehr hohe Quanteneffizienz von etwa $3,3 \%$ ergibt. Die minimale detektierte Ladungsmenge, welche der explosiven Elektronenemission zugeordnet werden konnte, war ca. 15 nC entsprechend einer Quanteneffizienz von ca. $5 \cdot 10^{-4} \%$.

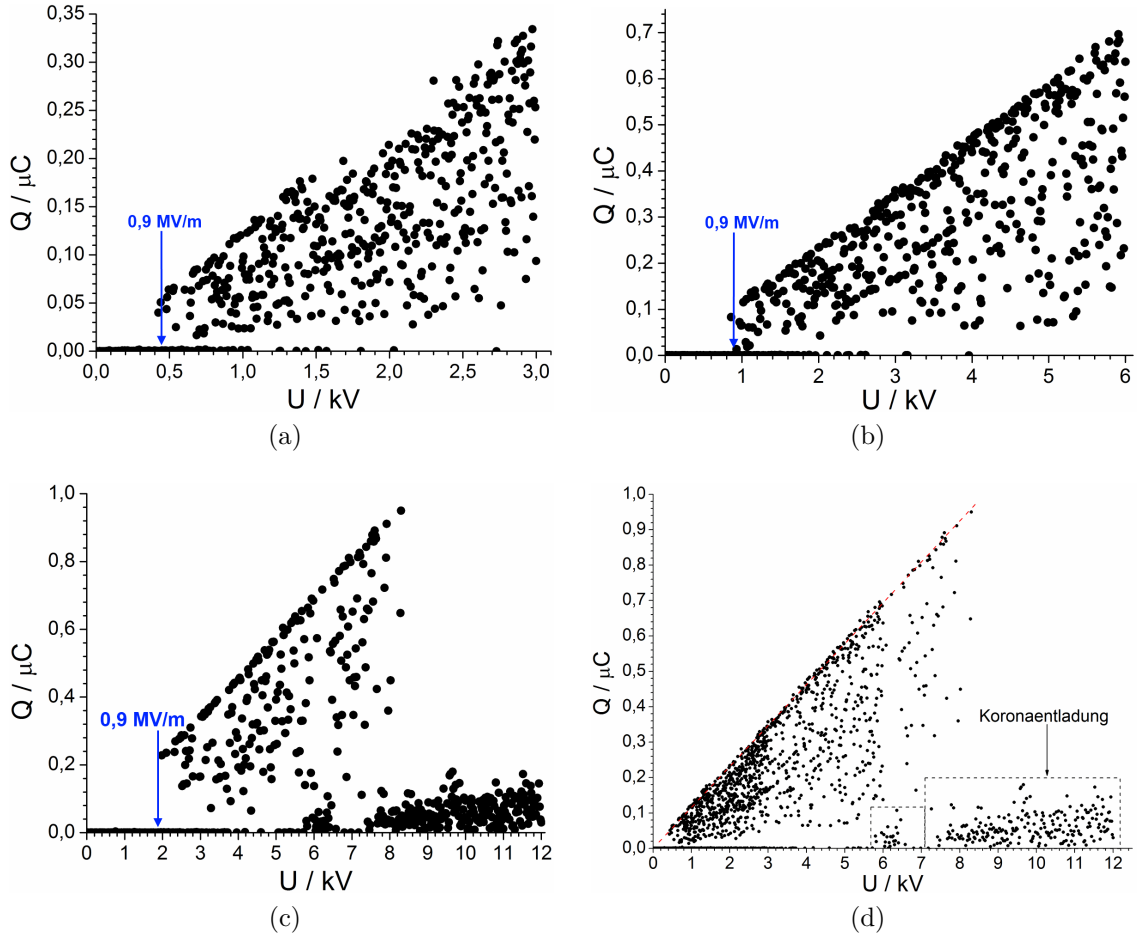


Abb. 72: Q-U-Charakteristik der explosiven Elektronenemission von Germanium gemessen mit einem Laserpuls pro Spannungsschritt für $d = 0,5 \text{ mm}$ in (a), $d = 1 \text{ mm}$ in (b) und $d = 2 \text{ mm}$ in (c). (d) repräsentiert eine Zusammensetzung aus (a), (b) und (c). Die gestrichelte Linie in (d) verdeutlicht den linearen Zusammenhang zwischen der maximalen Ladung und der Spannung, wie im Text beschrieben. Die Daten, die zu optisch sichtbaren Bogenentladungen korrespondieren, sind ebenfalls mit den gestrichelten Linien hervorgehoben.

Aus dem Vergleich zwischen Abbildungen 72a, 72b, und 72c lässt sich folgern, dass die EEE-Einsatzschwelle in erster Linie nicht mit der Spannung, sondern eher mit

der Feldstärke zusammenhängt. So tritt die Emission für $d = 0,5 \text{ mm}$, $d = 1 \text{ mm}$ und $d = 2 \text{ mm}$ jeweils bei etwa 450 V , 900 V und 1900 V auf. In allen Fällen kann die Einsatzfeldstärke auf ca. $0,9 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ abgeschätzt werden. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit früheren Studien von Plasmen, die während der explosiven Elektronenemission entstehen [241, 242]. Demnach gehen schnelle Elektronen dem Plasma an der Plasma-Festkörper-Grenzschicht sofort verloren, weil sie leicht in den Festkörper eindringen und dort schnell in freie Zustände relaxieren können. Der Prozess führt zur Ausbildung einer Raumladungszone unmittelbar im Übergangsbereich, siehe Abbildung 23. Folglich ist eine gewisse Einsatzfeldstärke notwendig, um den Elektronentransport aus dem Festkörper in das Plasma zu ermöglichen. Genau genommen setzt der Emissionsmechanismus in dem Fall die Existenz einer Potentialbarriere an der Plasma-Festkörper-Grenzschicht voraus, welche thermisch angeregte Elektronen überwinden oder durchtunneln müssen, um in das Plasma zu gelangen.

Im Gegensatz zum Langmuir-Childschen Raumladungsgesetz, welches für eine raumladungsbegrenzte Emission die Beziehung $Q \propto U^{\frac{3}{2}}$ vorhersagt, besteht hier zwischen der maximalen Ladung und der Gatespannung ein streng linearer Zusammenhang, wie es bereits angedeutet wurde, siehe Abbildung 72d. Eine naheliegende Erklärung dazu wäre, dass die Linearität aus der Ausdehnung der Plasmahülle bei zunehmender Gatespannung resultiert. Die Elektronen würden in dem Fall aus einer sphärischen Plasmahülle emittiert. Demnach folgt die Elektronenemission während der Explosion den selben physikalischen Prinzipien, die eine nicht ideal flache oder eine sphärische Langmuir-Sonde in einem Plasma-Test-Experiment für $U_b > U_p$ zeigt, siehe Abbildung 25, und erfüllt die folgende Beziehung:

$$Q(U) \cong S j_{pl,s} \left(1 + \frac{e(U - U_p)}{T_e} \right) t_c. \quad (74)$$

Ein weiteres wichtiges EEE-Merkmal sind die Krater auf der Oberfläche, die durch die Explosion und die anschließende Plasmaeinwirkung entstehen. Alle erzeugten Krater, die zu den maximalen Ladungswerten in Abbildung 72d korrespondieren, hatten unabhängig von der Gatespannung immer eine ähnliche runde Form mit einem Kraterdurchmesser von ca. $12 \mu\text{m}$, siehe Abbildung 73a. Da eine direkte Korrelation zwischen der Gatespannung und dem Kraterdurchmesser nicht vorhanden war, kann davon ausgegangen werden, dass die Größe der Krater nur von der Dauer der Laserpulse abhängt. Eine genauere OP- und RKM-Untersuchung der Krater zeigte ihre typische Tiefe von $2 \mu\text{m}$. Die Höhe der Kraterländer und der Spuren der herausgeschleuderten

Schmelze war etwa $1\ \mu\text{m}$. Zu bemerken ist, dass nach einem einzelnen Laserschuss, der die explosive Elektronenemission ausgelöst hat, nur ein einzelner Krater entstand und keine weitere Oberflächenveränderungen auftraten. Erst nach mehreren Laserpulsen verwandelte sich der gesamte beleuchtete Bereich schrittweise in einen Zustand wie in Abbildung 70a (zuzüglich Krater), bis hin zu einem Zustand wie in Abbildung 65b dargestellt ist.

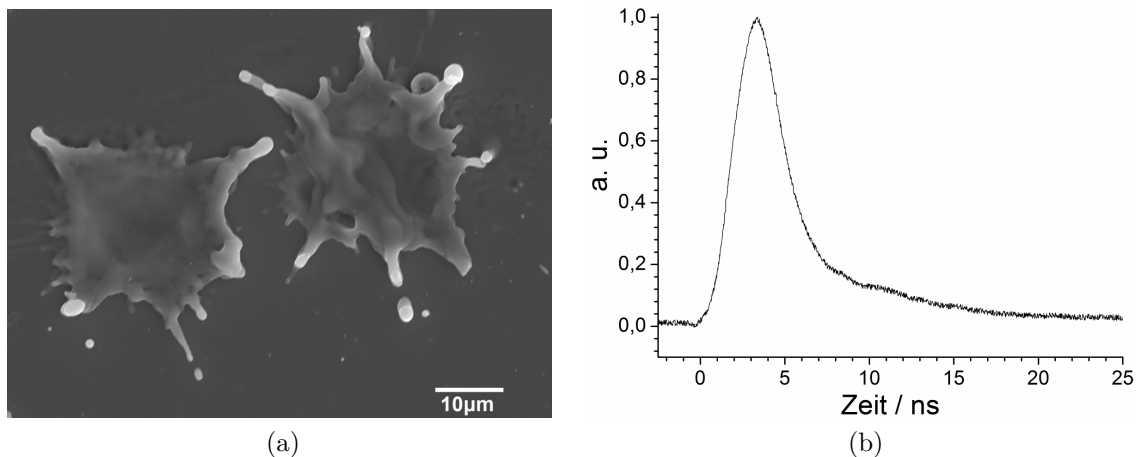


Abb. 73: (a) REM-Aufnahme von typischen Kratern, die nach der explosiven Elektronenemission auf der Oberfläche von Germanium entstehen und einen Radius von etwa $12\ \mu\text{m}$ aufweisen. (b) Typische Pulsform des um 60 dB gedämpften Signals während der Emission.

Die Form der Krater deutet darauf hin, dass die Explosion, bzw. die Plasmabildung, in etwas tiefer liegenden oberflächennahen Schichten passiert und kein reiner Oberflächeneffekt ist, denn die Eindringtiefe der verwendeten Laserstrahlung beträgt nur ca. $10\ \text{nm}$ und ist klein im Vergleich zur festgestellten Kratertiefe. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass eine effiziente thermische Emission aufgrund des Feldeindringens in die oberflächennahen, thermisch aufgeheizten Bereiche noch vor der Explosion stattfindet. Schließlich wird sie bis hin zum Avalanche-Durchbruch verstärkt, wodurch eine Plasmabildung passiert. Vielmehr belegen einige frühere Experimente zur Aufheizung von Germanium mit einem gepulsten Nanosekunden Laser, dass die effektiv aufgeheizte Oberflächenschicht eine Größenordnung dicker im Vergleich zur Eindringtiefe der Photonen ist [243]. Im Allgemeinen beträgt sie einige $100\ \text{nm}$. Außerdem hat Germanium eine relativ niedrige Schwelle für die Stoßionisation von etwa $15\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ [244], die insbesondere an Oberflächenstrukturen mit einem erhöhten β -Faktor hier leicht erreicht werden kann. Obwohl die Stoßionisationsrate mit steigender Temperatur

von Germanium abnimmt, erhöht sich die Feldeindringtiefe deutlich [245]. Insgesamt ist es deshalb sehr wahrscheinlich, dass eine effiziente lokale thermische Emission die Explosion auslöst und in die explosive Elektronenemission übergeht.

Alternativ ist auch eine sofortige Plasmabildung denkbar, falls Strukturen in dem betroffenen Bereich existieren, die eine besonders niedrige Ablationsschwelle aufweisen und schlagartig verdampfen können. Dagegen spricht aber die Tatsache, dass generell ohne eine angelegte Gatespannung mit der entsprechenden Strahlungsleistung nach wenigen einzelnen Pulsen gar keine Oberflächenveränderung feststellbar ist. Daher ist die Anwesenheit eines statischen elektrischen Feldes für den EEE-Prozess unabdingbar.

Aus Stetigkeitsgründen muss die Stromdichte vor dem Durchbruch die selbe Größenordnung haben wie danach die Anfangsstromdichte durch die Plasmahülle, i. A. $j_c \approx j_{pl,s}$. Der Wert der kritischen Stromdichte j_c lässt sich mit Hilfe von Gleichung 74 und unter Berücksichtigung der beobachteten Q-U-Beziehung abschätzen. Für $U \gg U_p$ kann Gleichung 74 vereinfacht werden, woraus die folgende Beziehung resultiert:

$$j_c \approx \frac{T_e Q_v \left[\frac{\text{C}}{\text{eV}} \right]}{S t_c}. \quad (75)$$

Mit $Q_v \approx 115,6 \frac{\text{nC}}{\text{kV}}$ und $S \approx 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$, sowie $T_e \approx 0,5 \text{ eV}$ und $t_c \approx 2,4 \text{ ns}$, deren Bestimmung im Weiteren erläutert wird, ergeben sich Stromdichten von $j_c \approx 5 \cdot 10^3 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$. Die hier bestimmte kritische Stromdichte ist eine Konstante, die von solchen Grundeigenschaften des Materials wie Dichte und Wärmeleitfähigkeit abhängt. Der hier festgestellte Wert ist kleiner im Vergleich zu typischen Werten zwischen 10^7 und $10^9 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$, die im Fall der feldinduzierten explosiven Elektronenemission an Metallen beobachtet wurden [136]. Dementsprechend würde sich ein Wert von ca. $6,2 \frac{\text{A}^2 \text{s}}{\text{cm}^4}$ für die spezifische Einwirkung unter Berücksichtigung von anderen Materialparametern von Germanium bei Raumtemperatur nach Gleichung 60 ergeben.

Die Länge der EEE-Pulse wurde in der selben Anordnung wie in Abschnitt 6.2 mit einem zusätzlichen passiven Dämpfungsglied (-60 dB) in der Signalleitung untersucht. Es wurde festgestellt, dass die gesamte Signallänge im Durchschnitt etwa 15 ns beträgt, siehe Abbildung 73b, wobei die Signalspitze in die ersten 5 ns fällt und die Abfallzeit mehrere Nanosekunden beträgt. Damit besteht die Vermutung, dass die explosive Elektronenemission zum Teil selbständig nach der Aktivierung abläuft. Entscheidend für den Prozess ist jedoch die eigentliche Explosionszeit, bzw. die Einwirkungszeit der Laserstrahlung, die ausgehend von den theoretischen Vorstellungen unmittelbar von

der Feldstärke und der Strahlungsintensität abhängen soll. Dementsprechend führt die Erhöhung der beiden Parameter zu einer kürzeren und effizienteren Explosion. Auf der anderen Seite beeinflusst eine eher unkontrollierte Schwankung der Einwirkungszeit, bedingt durch die Laserinstabilität, direkt die insgesamt erzielte Ladungsmenge pro Laserpuls, siehe Abbildung 72. Die maximale Ladung für eine bestimmte Gatespannung wird demnach für die längsten Laserpulse und kürzesten Einwirkungszeiten t_v , siehe Gleichung 56, erzielt.

Für die Abschätzung der auftretenden Spitzenströme I_{max} kann zum einen die Halbwertsbreite der EEE-Pulse herangezogen werden, die etwa 3,5 ns beträgt. Zum anderen kann unter Berücksichtigung der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{pl} des laserinduzierten Plasmas, die bei Germanium etwa $5 \cdot 10^3 \frac{m}{s}$ beträgt [246], ebenfalls die Zeit der hochaktiven Phase des Ectons als $t_c = r_c/v_{pl} \approx 2,4$ ns ermittelt werden. Folglich ergibt sich für $I_{max} = Q_{max}/t_c$ mit $Q_{max} \approx 1 \mu C$ eine Spanne zwischen 286 und 417 A.

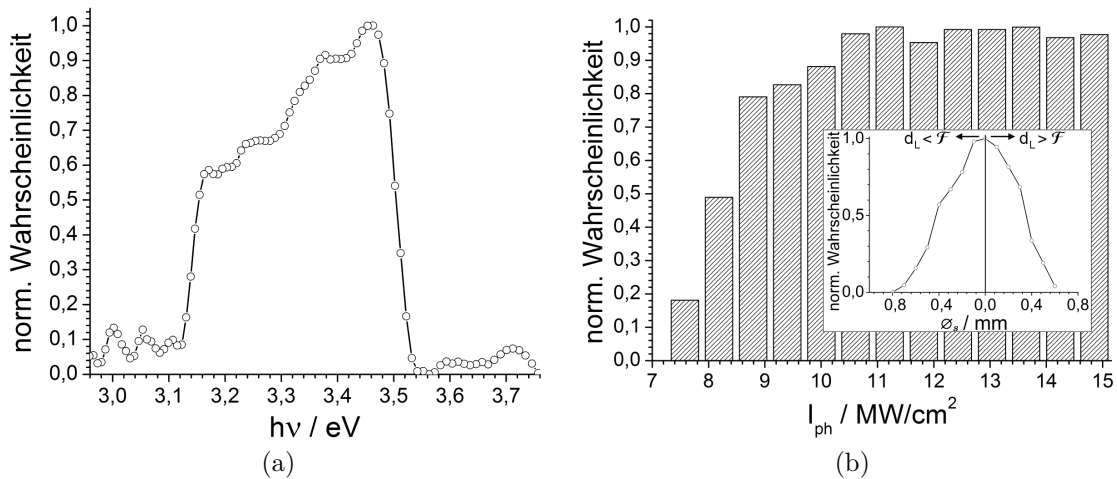


Abb. 74: (a) EEE-Eintrittswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Photonenenergie $h\nu$ in (a) und in Abhängigkeit von der Strahlungsintensität I_{ph} für $h\nu = 3,45$ eV in (b). Die Einfügung in (b) zeigt die EEE-Eintrittswahrscheinlichkeit für die mittlere Laserleistung von 10,7 kW in Abhängigkeit von dem theoretischen Strahldurchmesser ϕ_s unter Vernachlässigung von Gleichung 67. f und d_L sind jeweils die Brennweite der den Laserstrahl fokussierenden Linse und der Abstand der Linse zur Probe. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen die Verläufe der Messdaten.

Die Untersuchung der spektralen Abhängigkeit der explosiven Elektronenemission wurde im weiten Bereich zwischen 0,54 und 5,9 eV mit 100 Pulsen pro $h\nu$ -Schritt und mit einer mittleren Laserleistung von $12 \frac{MW}{cm^2}$ durchgeführt. Wie in Abbildung 73a zu sehen ist, stieg die EEE-Eintrittswahrscheinlichkeit signifikant zwischen 3,13

und 3,51 eV. Offensichtlich ist, dass die Absorption in den oberflächennahen Schichten und damit auch die thermische Aufheizung mit einer größeren Photonenenergie zunimmt. Deshalb ist eine Mindestphotonenenergie von etwa 3,14 eV notwendig, um die explosive Elektronenemission auszulösen. Für eine größere Photonenenergie tritt sie häufiger und stabiler auf, bis die maximale Wahrscheinlichkeit bei 3,45 eV erreicht wird. Die erzielte Ladungsmenge hängt dabei etwa linear von der Photonenenergie ab. Zwischen 3,45 und 3,51 eV sinkt die EEE-Eintrittswahrscheinlichkeit jedoch rapide. Dabei zeichnet sich der Verlauf durch seine relativ steilen Flanken von 3,13 bis 3,16 eV und von 3,49 bis 3,51 eV aus. Das spektroskopische EEE-Verhalten entspricht in guter Näherung dem Beugungsspektrum, das von Cowan an dünnen Ge-Schichten im Rahmen seiner Untersuchungen von Oberflächenplasmonen beobachtet wurde [247]. Dabei stellte Cowan fest, dass die ersten starken Oberflächenplasmonresonanzen bereits für 3,5 eV auftreten. Folglich ist es sehr wahrscheinlich, dass dieser zweite zerstörungsfreie Energieabsorptionsmechanismus für Photonenenergien höher als 3,51 eV über die explosive Elektronenemission dominiert. Schließlich wird die EEE-Erzeugung für größere Photonenenergien nur mit einer höheren Laserleistung möglich.

Für $h\nu = 3,45$ eV wurde eine statistische Auswertung der Laserleistungsabhängigkeit der explosiven Elektronenemission über 4535 Laserpulsen durchgeführt. Demnach lag die EEE-Leistungsschwelle bei etwa $7,5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$, siehe Abbildung 74b. Für kleinere Strahlungsintensitäten nahm die EEE-Eintrittswahrscheinlichkeit rapide ab, wobei selten einzelne EEE-Ereignisse bis unter $1 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ beobachtet werden. Im Gegensatz dazu konnte oberhalb von etwa $11 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ die Emission mit einer fast hundertprozentigen Wahrscheinlichkeit effizient angeregt werden. Die hier festgestellten Intensitätsschwellen sind im Vergleich zu den Werten, die für die laserinduzierte explosive Elektronenemission an Kupfer beobachtet wurden [138, 139], viel kleiner, i. A. $\ll 300 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$. Wie die Einfügung in Abbildung 74b zeigt, liefert die Variation der Fokussierung des Laserstrahls mit 100 Pulsen pro Schritt generell ähnliche Ergebnisse zur EEE-Laserleistungsabhängigkeit. Zu bemerken ist, dass die Breite des Maximums im präsentierten Verlauf, auch aufgenommen bei noch kleineren Laserleistungen, weiterhin etwa 200 μm betrug und damit gut zu einer realen minimalen Brennfleckgröße korrespondierte.

Zusammenfassend lässt sich das folgende Verhalten beobachten: für Laserpulsintensitäten kleiner als $10 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ wird die explosive Elektronenemission an Germanium nicht mit jedem Laserpuls erzeugt, für Laserpulsintensitäten oberhalb von dieser Schwelle erzeugt jeder Laserpuls die Emission mit einer abweichenden Ladungsmenge pro Schuss, wie in Abbildung 72 gezeigt ist. Die bekannte EEE-Theorie sagt vorher [136], dass der Grund

für ein solches Verhalten hauptsächlich in der Unregelmäßigkeit der Oberfläche liegt. Mikropeaks, Einschlüsse von Fremdpartikeln und die geschaffenen Krater repräsentieren potentielle Emissionszentren, die ganz unterschiedlich auf die Laserstrahlung und das angelegte Potential reagieren.

Ein unregelmäßiges EEE-Auftreten konnte auch für andere Photonenenergien außerhalb des Bereichs zwischen 3,13 und 3,51 eV beobachtet werden, wobei dafür wesentlich stärkere Laserpulse $> 50 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ notwendig waren. Darüber hinaus sank die detektierte Ladungsmenge pro Puls auf einige nC für eine Laserleistung um $90 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$, was sich durch das Auftreten von Bogendurchschlägen erklären lässt. Die entsprechenden REM-Aufnahmen bestätigten in diesem Fall das Vorhandensein von großflächigen Oberflächenveränderungen, die für eine Laserablation von Germanium bereits nach einem einzelnen Laserschuss typisch sind [233, 248]. Das Ergebnis ist insgesamt in guter Übereinstimmung mit der erwarteten nominellen Laserablationsschwelle von etwa $100 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$, die mit einem ähnlichen experimentellen Aufbau, wie hier verwendet, für Germanium festgestellt wurde [238].

6.4.2 Emissionsstabilität

Die wichtigsten Parameter, die die EEE-Emissionsstabilität beeinflussen können, wurden bereits in dem vorherigen Abschnitt erläutert. In Ergänzung dazu wurde festgestellt, dass auch die Oberflächentemperatur eine relevante Größe für den EEE-Prozess ist. Im Allgemeinen ist es zu erwarten, dass jeder Laserpuls die Oberfläche für eine gewisse Zeit geringfügig aufheizt. Wenn nun eine Pulsfolge eingestrahlt wird, ist es vorstellbar, dass in Abhängigkeit von der Pulsfrequenz und der Gesamtzahl der Pulse, die betroffene Oberfläche auf eine bestimmte Temperatur erwärmt werden kann.

Im Folgenden ließ sich auf diese Weise indirekt der Temperatureinfluss auf die EEE-Stabilität verdeutlichen. Es wurde ein direkter Vergleich zwischen der Einstrahlung von einer definierten Pulsfolge aus 10 Pulsen mit 10 Hz und der Einstrahlung von Einzelpulsen im vorgegebenen Zeitraum von 10 min vollzogen, siehe Abbildung 75a. Offensichtlich streute die emittierte Ladungsmenge pro Einzelpuls stark zwischen einigen wenigen nC und der bereits zuvor ermittelten Maximalladung von etwa 150 nC, während die durchschnittliche Ladungsmenge einer Pulsfolge mit $N = 10$ relativ stabil auf einem Niveau von 150 nC mit einer Standardabweichung von 20 nC blieb. Die Daten in Abbildung 75b deuten darauf hin, dass die tatsächliche Verbesserung bereits für $N = 2$ auftritt. Im Grunde ließ sich die maximale Ladungsmenge von 150 nC mit

einer minimalen Standardabweichung bereits für eine Pulsfolge aus 5 Pulsen erreichen, siehe Abbildung 75b. Erst für kleinere Pulsfolgen sank die Effizienz des EEE-Prozesses deutlich. Da die Rekombinationszeit in Germanium kürzer als 1 ms ist [249], kann davon ausgegangen werden, dass eine verbesserte Emissionsstabilität im Wesentlichen mit einer steigenden Oberflächentemperatur zusammenhängt. Vielmehr kann eine höhere Oberflächentemperatur in Beziehung zu einer niedrigeren EEE-Leistungsschwelle, i. A. einer kürzeren Einwirkungszeit, und einer besseren elektrischen Leitfähigkeit des Volumens gesetzt werden.

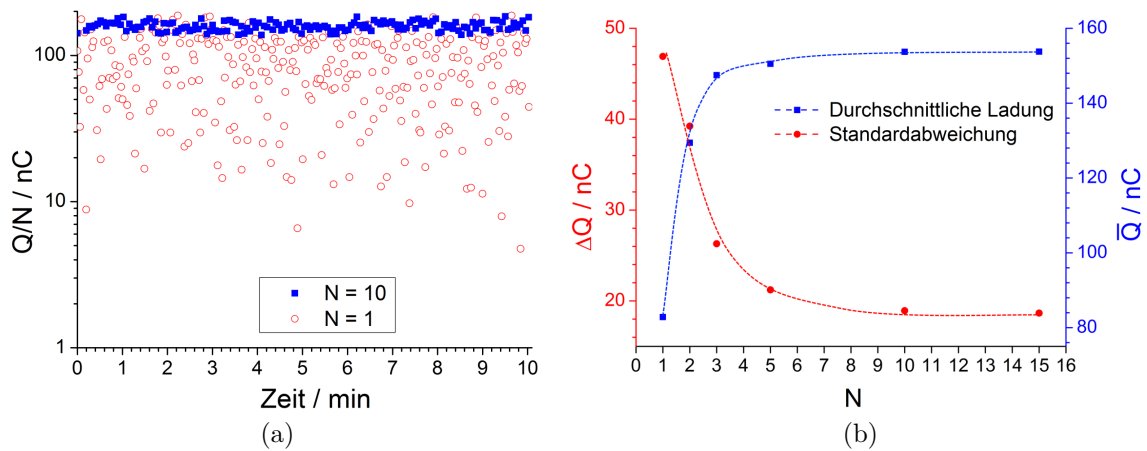


Abb. 75: (a) EEE-Zeitstabilität (Q vs. t) für eine Pulsfolge mit $N = 10$ und $N = 1$. Die Zeitverzögerungen zwischen den Pulsen einer Pulsfolge und zwischen den Pulsfolgen sind jeweils 100 ms und 1,7 s. Die erwartete maximale Ladung pro Puls liegt bei etwa 150 nC (b) Durchschnittliche Ladungsmenge \bar{Q} und Standardabweichung ΔQ in Abhängigkeit von der Anzahl der Pulse N in einer Pulsfolge. \bar{Q} und ΔQ basieren auf die Auswertungen der entsprechenden zeitlichen Verläufe wie in (a). Die präsentierten Zusammenhänge sind mit den gestrichelten Linien verdeutlicht.

6.4.3 Elektronenspektren

Im Grunde repräsentiert die typische Energieverteilung der freien Elektronen, die infolge der explosiven Elektronenemission entstehen, einen einzelnen asymmetrischen Peak, der sich energetisch nah am erwarteten Vakuumniveau befindet, wie in Abbildung 76 gezeigt ist. Da die meisten Elektronen in dem Prozess direkt aus dem Plasma emittiert werden, ist es sehr wahrscheinlich, dass das aufgenommene Spektrum der Elektronenverteilung des Plasmas entspricht und auch als solches betrachten werden soll.

Die verallgemeinerte Elektronenenergieverteilungsfunktion (EEDF) kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\mathcal{T}_{pl}(E) = K_{1,n} E^{\frac{1}{2}} \exp\left(-K_{2,n} \left(\frac{E}{T_e}\right)^n\right), n \geq 1 \quad (76)$$

mit den Konstanten $K_{1,n}$ und $K_{2,n}$, die in Abhängigkeit von n aus korrespondierenden Gleichungen nach Takahashi et al. ermittelt werden können [250]. Dabei gibt der Exponent die Abweichung der Verteilung von der idealen Maxwell-Boltzmann-Verteilung an, für die $n = 1$, $K_{1,n} = 1$ und $K_{2,n} = 1$ gilt.

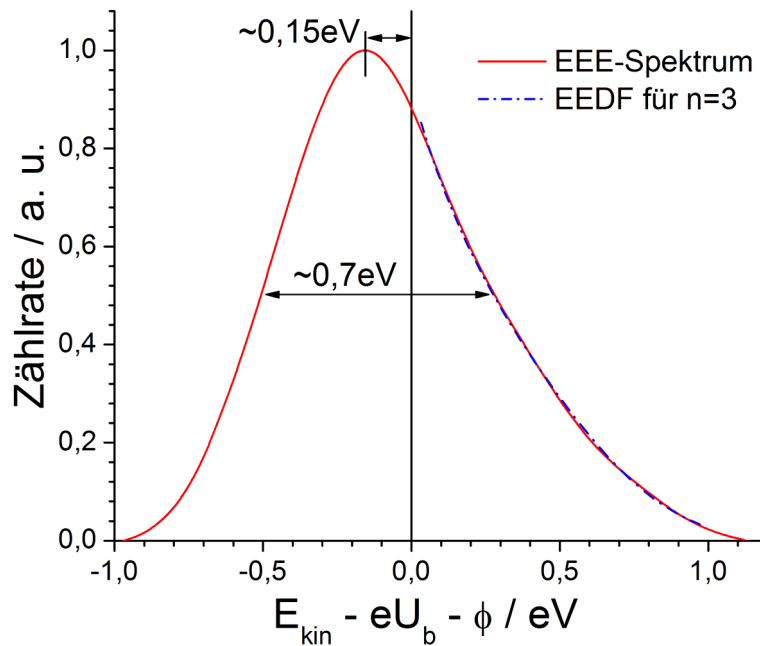


Abb. 76: EEE-Spektrum aufgenommen für $h\nu = 3,45 \text{ eV}$ und $U = 1,5 \text{ kV}$ im Vergleich zu der an die Messdaten angepassten theoretischen EEDF mit $n = 3$ unter Berücksichtigung von 5 bis 85 % der hochenergetischen Flanke. Das geschätzte spektrale Auflösungsvermögen betrug 40 meV ($\varnothing_{iris} = 7 \text{ mm}$, $\varnothing_{ein} = 0,8 \text{ mm}$, $E_{pass} = 20 \text{ eV}$). Für die Austrittsarbeit wurde $\phi = 4,7 \text{ eV}$ angenommen.

Bemerkenswert ist, dass das gemessene EEE-Spektrum relativ zum Vakuumniveau zu niedrigeren kinetischen Energien verschoben ist, so dass die langsamsten Elektronen etwa $0,95 \text{ eV}$ unterhalb von diesem Niveau erscheinen. Diese Tatsache bildet einen der stärksten Unterschiede der aufgenommenen Energieverteilung zu einer ganz gewöhnlichen thermischen Emission, trotz gewisser Ähnlichkeiten. Die Ähnlichkeiten äußern sich hauptsächlich durch die asymmetrische Form und die näherungsweise exponentiell verlaufende hochenergetische Flanke. Allerdings steht die Position des Peaks eines

typischen TE-Spektrums auf der Energieskala in einem direkten Zusammenhang mit der Austrittsarbeit, bzw. der Peak liegt für eine relativ niedrige Temperatur energetisch knapp oberhalb der Austrittsarbeit [251]. Darüber hinaus verbreitert sich die niederenergetische Flanke eines TE-Spektrums mit zunehmender Temperatur gemäß Gleichung 76, wobei sich der eigentliche Peak tendenziell zu höheren Energien verschiebt. Im Gegensatz dazu beträgt die Halbwertsbreite des EEE-Spektrums knapp 0,7 eV, wobei der Peak deutlich unterhalb der nominellen Austrittsarbeit von 4,7 eV liegt. Die beobachtete spektrale Verschiebung könnte dadurch erklärt werden, dass die Austrittsarbeit des Materials durch das Vorhandensein des Plasmas an der Oberfläche signifikant beeinflusst wird. Falls die Temperatur des Materials an der Plasma-Festkörper-Grenzschicht nah an deren Schmelzpunkt liegt, weist Germanium eine reduzierte Austrittsarbeit von etwa 4,5 eV auf und seine Bandlücke verkleinert sich um mindestens 0,4 eV [252, 253]. Demnach gelangen Elektronen aus einem nahe am Schmelzpunkt thermisch angeregten Festkörper in das Plasma. Darüber hinaus deutet eine gewisse Verbreiterung der niederenergetischen Flanke, die etwas von dem Verlauf nach Gleichung 76 abweicht, auf einen zusätzlichen Tunnelprozess an der Plasma-Festkörper-Grenzschicht hin.

Aus der Anpassung des aufgenommenen EEE-Spektrums nach Gleichung 76, die erst unter Berücksichtigung von höheren Potenzen bis etwa $n \approx 3$ optimal gelingt, lässt sich folgern, dass die Emissionsquelle sich sehr wahrscheinlich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Dabei wurde angenommen, dass der mögliche Beitrag der thermischen Emission kurz vor der Explosion zum Spektrum vernachlässigbar klein ist. Die mittlere Elektronenenergie $\langle E \rangle$ im Plasma ergibt sich aus der Beziehung $\langle E \rangle = \int E \mathcal{T}_{pl}(E) / \int \mathcal{T}_{pl}(E)$ zu etwa 0,8 eV. Für die Elektronentemperatur folgt dementsprechend $T_e = \frac{2}{3} \langle E \rangle = 0,5 \text{ eV}$, bzw. 6000 K. Die ermittelten Werte sind damit im Vergleich zu den Ergebnissen, welche an Metallen während der feldinduzierten explosiven Elektronenemission beobachtet wurden [136], deutlich kleiner.

Ausgehend davon, dass die Dicke der Plasmahülle einige Debye-Längen beträgt, kann im Folgenden auch die Plasmadichte anhand von Gleichung 63 abgeschätzt werden. Unter Berücksichtigung der Kratertiefe von ca. 1 μm als die maximale Dicke der Plasmahülle und der Eindringtiefe der Strahlung von ca. 10 nm als die minimale Dicke der Plasmahülle resultiert für die Plasmadichte eine Spanne von 10^{-19} bis 10^{-23} m^{-3} . Dieses Ergebnis entspricht im Grunde den Beobachtungen, die in ähnlichen Untersuchungen der laserinduzierten Ge-Plasmen gemacht wurden [246].

Die soweit ermittelten Parameter erlauben auch die Abschätzung der thermischen Emittanz der EEE-Quelle. Unter Annahme, dass die Elektronen aus einer ebenen

Oberfläche emittiert werden, ergibt sich nach Gleichung 38 ein relativ kleiner Wert von ca. $6 \mu\text{m mrad}$. Die Annahme ist berechtigt, weil das Verhältnis des Kraterradius zur Kratertiefe relativ klein ist, in etwa 1:10. Vielmehr kann in dem Zusammenhang das detaillierte Modell eines hemisphärischen thermischen Emitters von Jensen et al. herangezogen werden [254]. Nach diesem Modell hängt die Emittanz ϵ_{th} stark von der Höhe des emittierenden Kugelsegments ab. Außerdem wird ϵ_{th} mit steigender Feldstärke geringer. Für die maximale Höhe des Kugelsegments und $F = 6 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ folgt ein Wert von ca. $1,26 \text{ mm mrad}$. Demzufolge lässt sich unter Berücksichtigung der beobachteten EEE-Ströme eine Brillanz nach Gleichung 30 besser als $5 \cdot 10^{13} \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{rad}^2}$ für eine EEE-Ge-Kathode vorhersagen. Damit ist die Brillanz dieser EEE-Quelle mindestens so gut wie die optimal erreichbare Brillanz von typischen PE-Quellen, siehe Gleichung 38.

7 Charakterisierung von flachen und spitzen Diamant-basierten Emittern

Robustheit und Lebensdauer einer Elektronenquelle sind weitere Aspekte, die über ihre Brillanz und erreichbare Peakströme hinaus eine wichtige Rolle spielen. Vielmehr wird anwendungstechnisch eine Kombination aus den folgenden Eigenschaften angestrebt: eine große Eindringtiefe der Photonen mit Photonenenergien in der Nähe der Photoschwelle, eine große freie Weglänge der photoangeregten Ladungsträger und eine gute Widerstandsfähigkeit gegen hohe elektrische Felder und Ionenbeschuss. Aus diesen Gesichtspunkten erscheint Diamant aufgrund seiner breiten Bandlücke von 5,48 eV, der hohen Elektronen- und Löchermobilität von jeweils 4500 und 3800 $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$, einer hohen Wärmeleitfähigkeit von etwa 24 $\frac{\text{W}}{\text{cmK}}$, seiner chemischen Inertheit und mechanischen Stabilität ein idealer Kandidat für optisch angetriebene Kathoden zu sein [255]. Darüber hinaus kann eine definierte negative Elektronenaffinität (NEA) auf Diamantoberflächen unter bestimmten Voraussetzungen erzeugt werden [256]. Die negative Elektronenaffinität wurde im Allgemeinen als ein wesentliches Merkmal einiger effizienten Photokathoden ausgezeichnet, zum Beispiel im Falle von Cs aktivierten GaAs-Kathoden [257]. Insgesamt erscheint der potentielle Einsatz von Diamant-basierten Kathoden sehr breit. Sie sind für Vakuumsensoren, kompakte mobile Röntgenquellen, aber auch für Mikrowellensender und Gyrotrons interessant, um nur einige Beispiele zu nennen.

Im Weiteren werden Emissionscharakteristiken von zwei verschiedenen Typen von Diamanten präsentiert. Die FE-Eigenschaften von monokristallinen Diamantnadeln wurden im Dunklen und unter Beleuchtung mit Nanosekunden-Laserpulsen untersucht. Dabei konnte eine herausragende Zunahme des Emissionsstroms unter Beleuchtung mit Photonenenergien von über 5,0 eV nachgewiesen werden. Das bemerkenswerte Merkmal des beobachteten Phänomens ist die Tatsache, dass der beleuchtete und der feldemitierende Bereich der Diamantnadeln in der verwendeten experimentellen Konfiguration deutlich räumlich separiert wurden. Der Abstand zwischen den beiden Orten betrug mehr als 100 μm . Außerdem wurden umfassende spektroskopische Untersuchungen der photo- und feldinduzierten Elektronenemission an einem mit Bor hochdotierten, stark texturierten, flachen polykristallinen Diamant (BDD) durchgeführt. Abgesehen von der gewöhnlichen Photoemission wurden für ausreichend hohe Laserleistungen auch solche Phänomene wie die explosive Elektronenemission und die photoverstärkte thermische Elektronenemission beobachtet und genauer analysiert.

7.1 Messergebnisse zum flachen BDD-Kristall

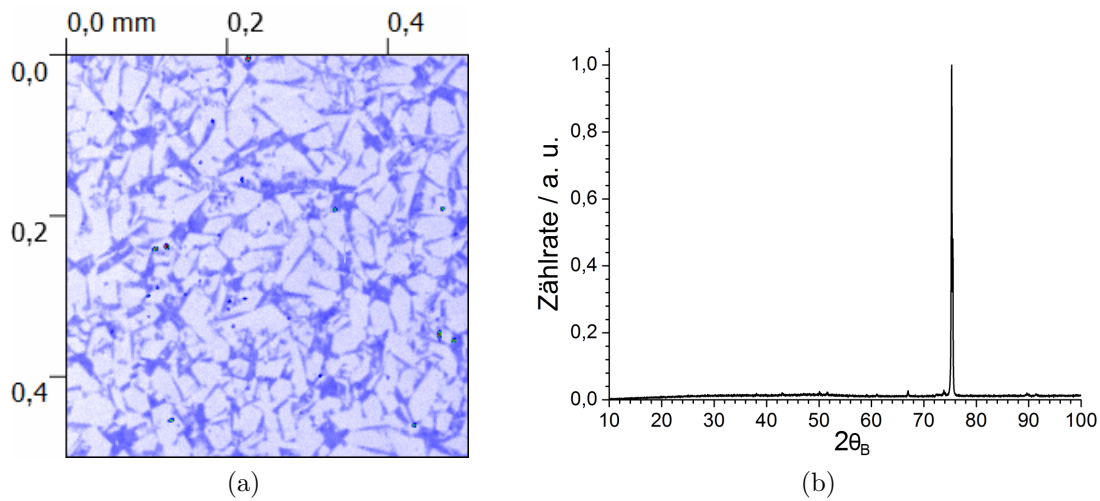


Abb. 77: (a) Hochaufgelöste optische Aufnahme der BDD-Oberfläche an einem für die gesamte Oberfläche repräsentativen Ort gemessen mit dem optischen Profilometer (Ortsauflösung ca. $1 \mu\text{m}$). Der Messung zugrunde liegt die Intensität des zurückgestreuten Lichts. (b) Charakteristisches Diffraktogramm des BDD unter Anwendung von $\text{Cu-K}\alpha$ -Strahlung.

Die im Folgenden untersuchte Kristallstruktur stellt einen kommerziell aufgewachsenen p-dotierten CVD-Diamant-Wafer dar [258]. Die Größe und die Dotierung der verwendeten Probe waren jeweils $10 \times 10 \times 0,5 \text{ mm}$ und $n_A \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, was einer elektrischen Leitfähigkeit im Bereich von $0,105 - 0,038 \Omega\text{cm}$ entspricht. Wie in Abbildung 77a dargestellt ist, beträgt die typische Größe der Kristallite etwa 20 bis $30 \mu\text{m}$. Die mechanische Verarbeitung der Oberfläche wurde kommerziell mit einem diamantbeschichteten Schleifring durchgeführt. Die daraus resultierende quadratische Rauheit, gemessen mit dem RKM, war kleiner als 10 nm . Außerdem wurde auf der Rückseite der Probe eine ca. $1 \mu\text{m}$ dünne Goldschicht aufgedampft, um im Aufbau einen Schottky-Kontakt zu vermeiden. Als ein Ergebnis der Röntgenbeugung, siehe Abbildung 77b, wurde nur ein einziger Peak bei $2\theta_B$ von $75,3^\circ$ beobachtet, welcher der Reflexion von (220)-Netzebene des Diamanten entspricht. Das Diffraktogramm deutet generell auf eine qualitativ starke Texturierung hin [259]. Das Ergebnis ist für die ganze Probe repräsentativ, da die Eindringtiefe der $\text{Cu-K}\alpha$ -Strahlung bei Diamant etwa $700 \mu\text{m}$ beträgt [115]. Die abschließende Reinigung der Oberflächen vor allen Untersuchungen erfolgte unter Reinraumbedingungen mit hochreinem Isopropanol im Ultraschallbad, wie bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnt ist. Um eine definierte adsorbatfreie

Oberfläche zu erhalten, wurde die Probe im Vakuum einem sanften Ionenbeschuss (Ar^+ , 4,5 keV Beschleunigungsspannung, 5 min Prozesszeit) mit einem angestrebten Abtrag von ca. 1 nm ausgesetzt. Die meisten Untersuchungen wurden im PFES-System in der gewöhnlichen flexiblen Diodenkonfiguration bei einem Elektrodenabstand von 500 μm durchgeführt [260].

7.1.1 Lokale Feldemission

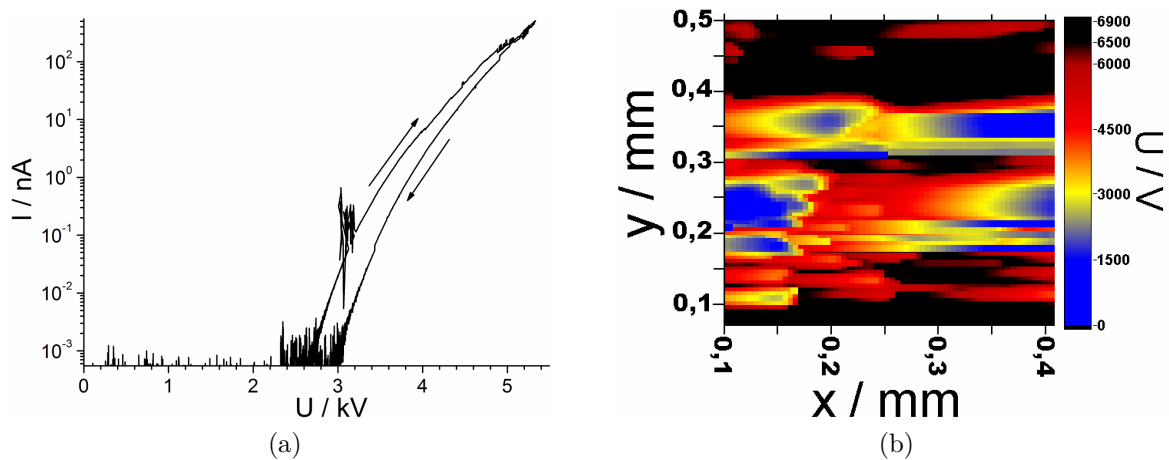


Abb. 78: (a) Strom-Spannungs-Charakteristik des flachen BDD-Kristalls nach einer Aktivierung an einer beliebigen Stelle. (b) Typische Spannungskarte der BDD-Oberfläche für $I = 0,1$ nA. Die Ortsauflösung entlang der horizontalen Linien ist durch die Hysterese im FE-Verhalten vermindert.

Die lokalen Untersuchungen des BDD-Kristalls wurden im FESM-System mit einer Wolframanode mit einem Spitzendurchmesser von ca. 5 μm und bei einem Elektrodenabstand von 8,5 μm durchgeführt. Aus der Einstellung resultiert eine nominelle Ortsauflösung von etwa 6,5 μm . Die Messungen an ausreichend weit von einander entfernten lokalen Stellen ergaben in den meisten Fällen einen sprunghaften Einsatz des messbaren FE-Stroms, der höchstwahrscheinlich erst nach einem lokalen Durchbruch der Oberfläche auftrat. Für einen solchen Durchbruch war typisch mindestens eine Spannung, bzw. ein Feld, von jeweils 5 kV und $600 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ notwendig. Nach der Aktivierung sank die FE-Schwelle bis zu 1,5 kV bzw. $176 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$. Die anschließenden Strom-Spannungs-Charakteristiken zeigten typischerweise ein FN-artiges Verhalten mit einer relativ stabilen Emission und einer Hysterese, siehe Abbildung 78a. Die Analysen der FN-Kurven mit $\phi = 4,9$ eV (siehe nächsten Abschnitt) ergaben β -Faktoren unter 10, was

auf eine Emission aus relativ stumpfen Strukturen hindeutet. Vielmehr wurden Spannungskarten einiger Stellen von der Größe ca. $0,5 \times 0,5$ mm mit einer Schrittweite von $5 \mu\text{m}$ aufgenommen, siehe Abbildung 78b. Eine Korrelation zwischen den Korngrenzen, die nach einer gängigen theoretischen Vorstellung wahrscheinlich wäre [261], und Spannungskarten konnte jedoch nicht festgestellt werden. Es ist viel wahrscheinlicher, dass nur die lokalen Defekte der Oberfläche an dem FE-Prozess teilnahmen. Außerdem führte bereits ein einziger Durchbruch zu signifikanten morphologischen Veränderungen im Radius von etwa $50 \mu\text{m}$, wie in Abbildung 79 zu sehen ist. Die betroffenen Stellen wiesen im REM einen erhöhten Sekundäremissionsfaktor auf. Eine Umwandlung des Diamanten in eine andere Struktur, zum Beispiel in Graphit, ist damit eine weitere Folge der Aktivierung.

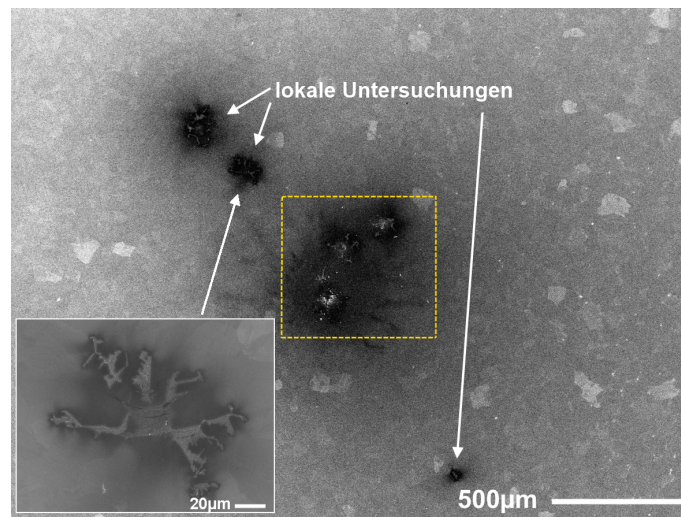


Abb. 79: Morphologische Veränderungen der BDD-Oberfläche, die unvermeidlich während der Feldemission auftreten. Die dunklen Bereiche sind einige lokal untersuchte Stellen. Die gestrichelten Linien markieren ungefähr den zu Abbildung 78b korrespondierenden Bereich. Im Einschub ist eine vergrößerte Aussicht dargestellt.

7.1.2 Photoemission

Die Quanteneffizienz im UV-Bereich wurde bei einer mittleren Laserintensität unterhalb von $50 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ mit einer Genauigkeit von 5 % aufgenommen, wie in Abbildung 80a dargestellt ist. Die beobachtete Photoschwelle lag ziemlich genau bei $4,9 \pm 0,05$ eV. Der kleinste messbare QE-Wert war etwa $5 \cdot 10^{-7}$, wobei das QE-Grundrauschen auf etwa $1 \cdot 10^{-7}$ geschätzt wurde. Im Grunde entsprach der gemessene Verlauf etwa den üblichen Beobachtungen an Diamanten mit unterschiedlichen Dotierungen und Kris-

tallorientierungen [262–264]. Im Folgenden ließen sich in der doppelt-logarithmischen Darstellung deutlich drei verschiedene Trends unterscheiden. Die Art der Darstellung wurde speziell ausgehend von der allgemeinen Beziehung:

$$QE \propto (h\nu - \Phi)^n, n > 0, \quad (77)$$

gewählt, die auf Diamant zutrifft und im Idealfall in der doppelt-logarithmischen Darstellung für die dominierenden Potenzen Geraden ergeben sollen [265].

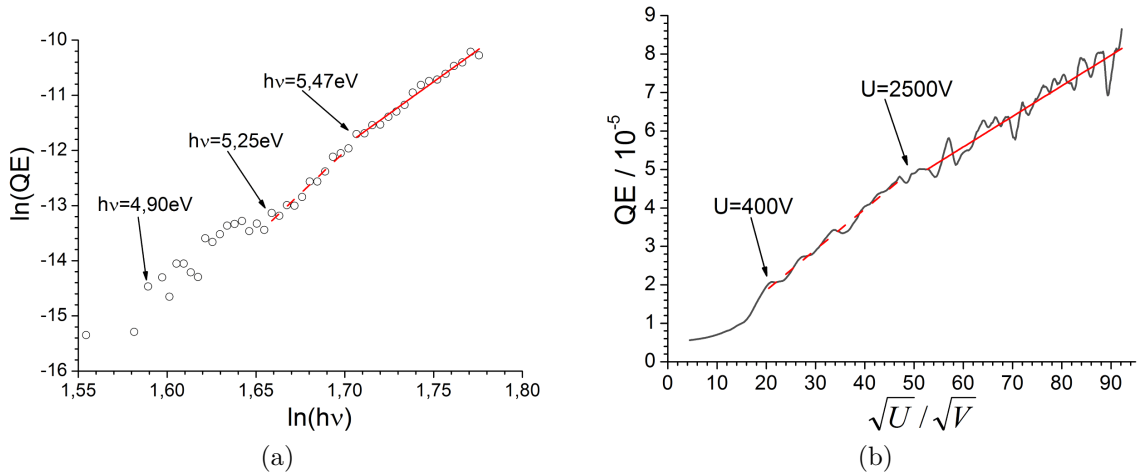


Abb. 80: (a) Spektrale Abhängigkeit der Quanteneffizienz QE des BDD-Kristalls in der doppelt-logarithmischen Darstellung bei $U = 1 \text{ kV}$. Die durchgezogene $(\ln(QE) = (23,2 \pm 0,8) \ln(h\nu) + (-65 \pm 1))$ und die gestrichelte $(\ln(QE) = (31 \pm 2) \ln(h\nu) + (-78 \pm 3))$ Linien verdeutlichen die potentiellen linearen Zusammenhänge. (b) Spannungsabhängigkeit U der Quanteneffizienz vom BDD-Kristall für $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ mit den jeweiligen linearen Anpassungen (die durchgezogene Linie: $QE = 10^{-6} \left((0,79 \pm 0,01)U^{\frac{1}{2}} + (8 \pm 1) \right)$, die gestrichelte Linie: $QE = 10^{-6} \left((1,06 \pm 0,01)U^{\frac{1}{2}} - (2,6 \pm 0,4) \right)$).

Als Ursprung der Photoemission für die Anregung mit den Photonenenergien zwischen 4,9 und 5,25 eV kommt vor allem eine Anregung vom Bor-Akzeptorniveau bei 0,37 eV in das erste erlaubte Exzitonen-Energieniveau bei etwa 5,26 eV in Frage [266, 267]. Die Elektronenemission tritt in dem Fall in Abhängigkeit von der Lage der nominellen Austrittsarbeit als direkte Überwindung der Potentialbarriere oder als Tunneleffekt auf, wobei eine direkte Überwindung der Potentialbarriere eine negative Elektronenaffinität voraussetzen würde. Die Lage des Fermi-Niveaus kann ausgehend von der Dotierungshöhe höchstens auf 0,37 eV oberhalb der Valenzbandkante geschätzt werden

[268]. Ein signifikanter Trendwechsel zeichnet sich im Verlauf der Kurve für $h\nu$ -Werte ab ca. 5,25 eV ab. Dabei erscheint ein linearer Zusammenhang für die Werte zwischen 5,25 und 5,47 eV sehr wahrscheinlich zu sein. Die Quanteneffizienz stieg in dem Bereich von $2 \cdot 10^{-6}$ auf $8,2 \cdot 10^{-6}$ an. Als eine dominierende Anregung lässt sich hier der Übergang vom Valenzband zu den Exzitonen-Energieniveaus stark vermuten. Der nächste Trendwechsel im Verlauf bei $h\nu \approx 5,47$ eV entspricht optimal der erwarteten indirekten Anregung über die Bandlücke. Oberhalb von 5,47 eV lassen sich die experimentellen Daten sehr gut durch einen linearen Zusammenhang beschreiben und weisen eine relativ flachere Steigung auf.

Der Verlauf der Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Gatespannung, bzw. der Feldstärke, für $h\nu = 5,9$ eV zeigte ebenfalls einige verschiedene Trends, wie in Abbildung 80b dargestellt ist. Die zutreffende lineare Anpassung in den Bereichen zwischen etwa 400 und 2500 V und oberhalb von 2500 V für QE vs. \sqrt{U} repräsentiert die Schottky-Absenkung. Die abweichende Steigung ab 2500 V, bzw. $5 \frac{MV}{m}$, könnte eventuell durch einen etwa ab dieser Feldstärke einsetzenden Avalanche-Effekt bedingt sein [269]. Unterhalb von 400 V wurde eine raumladungsbegrenzte Photoemission beobachtet.

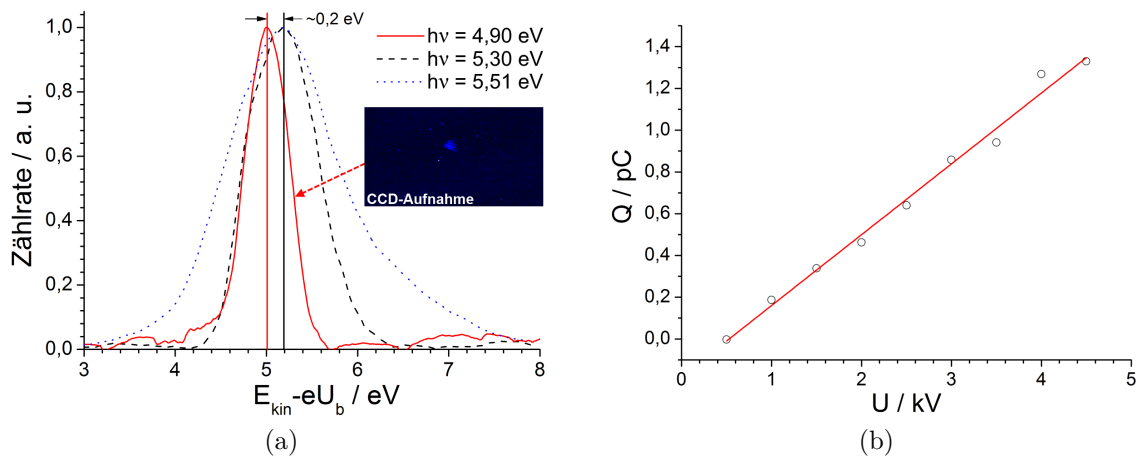


Abb. 81: (a) Elektronenspektren einer flachen BDD-Probe für verschiedene Anregungsenergien. Die Aufnahmen wurden mit $\varnothing_{iris} = 7$ mm, $\varnothing_{ein} = 0,2$ mm, $E_{pass} = 60$ eV und $U = 101,2$ V erzielt. Die Einfügung zeigt die zugehörige 2D-Aufnahme. (b) Spannungsabhängigkeit der emittierten niederenergetischen Elektronen für $h\nu = 5,02$ eV. Die durchgezogene Linie verdeutlicht einen wahrscheinlichen linearen Zusammenhang ($Q = (0,34 \pm 0,01)U - (0,18 \pm 0,04)$).

Im Folgenden wurden Elektronenspektren bei einer festen Einstellung des Triodensystems aufgenommen, siehe Abbildung 81a. Das Triodensystem wurde so abgestimmt,

dass das Spektrum für die Anregung mit $h\nu = 4,9\text{ eV}$ mit einer spektralen Auflösung von etwa 50 meV gemessen werden konnte. Die Halbwertsbreite des Spektrums betrug dabei ca. $0,5\text{ eV}$ und die Peakposition lag bei $E_{kin} \approx 5\text{ eV}$ auf der Energieskala relativ zum Fermi-Niveau. Die Form des Spektrums kommt generell einer Gauß-Verteilung sehr nah. Für die Photonenenergien bis $5,3\text{ eV}$ verbreiterte sich die hochenergetische Flanke um etwa den selben Betrag, mit dem die Photonenenergie skaliert wurde. Außerdem konnte ab $h\nu = 5,3\text{ eV}$ eine Verschiebung des Maximums um ca. $0,2\text{ eV}$ zu den höheren kinetischen Energien hin beobachtet werden. Die neue Peakposition blieb für weiter vergrößerte Anregungsenergien unverändert, wobei eine drastische Verbreiterung des Spektrums inklusive seiner niederenergetischen Flanke ab $h\nu = 5,51\text{ eV}$ auftrat. Diese überproportionale spektrale Verbreiterung deutet bedingt durch die experimentelle Anordnung vor allem auf eine sprunghaft größer werdende Winkeldivergenz der emittierten Elektronen hin. Diese abrupte Zunahme der Winkeldivergenz der emittierten niederenergetischen Elektronen aus BDD-Kristallen ist ein bekanntes Phänomen [270]. Im Umkehrschluss bedeutet es, dass die angeregten Elektronen weit unterhalb von $h\nu = 5,51\text{ eV}$ bevorzugt senkrecht die Oberfläche verlassen, was für eine gewöhnliche Photoemission jedoch nicht üblich ist. Darüber hinaus zeigte die für $h\nu = 5,02\text{ eV}$ aufgenommene Q-U-Kurve, siehe Abbildung 81b, einen nahezu linearen Verlauf, der generell deutlich vom gewöhnlichen FN-Verlauf oder dem Verlauf für $h\nu = 5,9\text{ eV}$ abweicht.

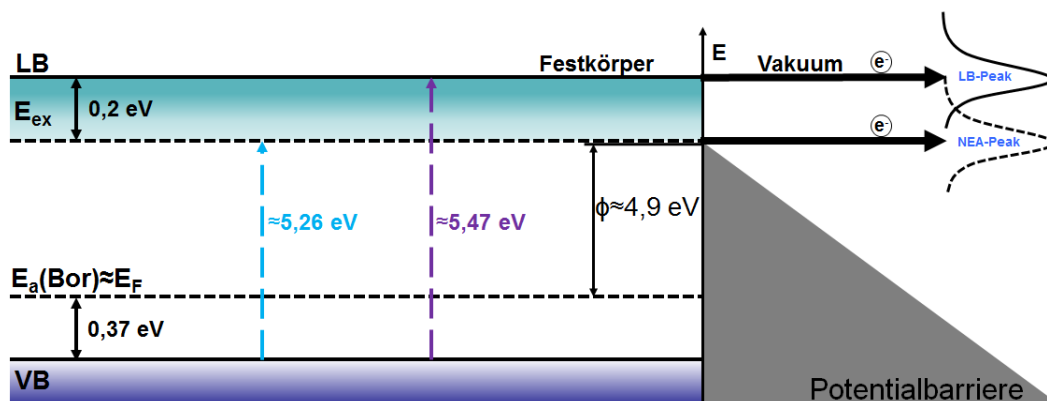


Abb. 82: Schematische Darstellung der zu dem Verlauf in Abbildung 80a korrespondierenden Bandübergänge im BDD-Kristall. Es wird von einer Elektronenemission aus zwei verschiedenen Zuständen ausgegangen. Zum einen bilden Elektronen, die gerade die Austrittsarbeit überwinden, einen sog. NEA-Peak. Zum anderen gibt es Elektronen, die den Festkörper mit einer entsprechend höheren kinetischen Energie verlassen, weil sie infolge eines Exzitonenzerfalls ab $h\nu \approx 5,26\text{ eV}$ oder einer direkten Anregung ab $h\nu \approx 5,47\text{ eV}$ in das Leitungsband gelangen und von dort aus emittiert werden.

Die potentiell beobachteten Emissionsmechanismen des BDD-Kristalls werden in einem Bandschema zusammengefasst, siehe Abbildung 82. Dabei wurde eine wahrscheinliche Austrittsarbeit von $\approx 4,9$ eV und damit eine negative Elektronenaffinität von mindestens $-0,2$ eV ausgehend von bekannten Kontaktpotentialmessungen an einem ähnlichen Material [271] und den hier erzielten Messergebnissen angenommen. Zu bemerken ist, dass die exzitonischen Zustände im Allgemeinen sehr effizient unter Einwirkung des elektrischen Felds zerfallen [272–274], wobei die Elektronen zunächst in das Leitungsband gelangen und von dort aus emittiert werden.

7.1.3 PVTE-Phänomen

Für höhere Laserintensitäten trat eine Elektronenemission aus der BDD-Probe nach der Anregung mit Photonenenergien auch unterhalb der Austrittsarbeit auf. Wie bereits in Abschnitt 6.3 an Germanium festgestellt wurde, handelt es sich für Leistungen im Bereich von einigen $\frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ mit einer großen Wahrscheinlichkeit um eine photoverstärkte thermische Anregung (PVTE-Prozess). So erfordert zum Beispiel eine Mehrphotonenabsorption bei Diamant einige $25 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$ und erscheint unter anderem auch ausgehend von Gleichung 41 eher unwahrscheinlich zu sein [275, 276]. Vielmehr konnte es anhand von den verschiedenen aufgenommenen Elektronenspektren für $h\nu$ -Werte zwischen 3,8 und 4,5 eV eindeutig bestätigt werden, dass die angeregten Elektronen im Schnitt etwa die Schwellenenergie besitzen, siehe Abbildung 83a. Die charakteristische Form der Elektronenverteilung wurde dabei unabhängig von der Photonenenergie beobachtet. Die typische Halbwertsbreite des Spektrums betrug für die angestrebte spektrale Auflösung von 150 meV etwa 1 eV. Die Peakposition lag bei $(4,93 \pm 0,05)$ eV. Für den Verlauf der niederenergetischen Flanke wäre eine exponentielle Anpassung denkbar. Die hochenergetische Flanke wies dagegen eine reproduzierbare Schulter auf, der auf eine hier nicht vollständig aufgelöste Feinstruktur zwischen 4,9 und 5,3 eV auf der Energieskala hindeutete.

Die Befunde passen insgesamt gut mit den Beobachtungen zusammen, die auch in Abbildung 81a bei den einfachen PE-Spektren gemacht werden konnten. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Emission zum einen aus dem Leitungsband des BDD-Kristalls stammt, deshalb die Elektronen werden thermisch dorthin angeregt, und zum anderen aus einem weiteren Niveau, das einige 0,1 eV darunter liegt. Demnach lässt sich also an der Stelle weiterhin eine Austrittsarbeit von ca. 4,9 eV oder sogar niedriger vermuten, wodurch ein zusätzlicher NEA-Peak zustande kommt.

Der festgestellte Zusammenhang zwischen der erzeugten Ladung und der eingestrahlichten Laserintensität, wie in Abbildung 83b gezeigt, ist offensichtlich nichtlinear und lässt sich optimal mit einer Parabel anpassen, welche im Unterschied zu den ähnlichen Erkenntnissen bei Germanium, vgl. Abbildung 70a, nach oben geöffnet ist. Die Abweichung von der Linearität ist allerdings hier etwas signifikanter. Genau genommen erscheint die Temperatur der BDD-Oberfläche während der Einstrahlung ausgehend von Gleichung 54 keine dominierende Größe zu sein. Für die PVTE-Leistungsschwelle bei $U = 5 \text{ kV}$ und $h\nu = 4,5 \text{ eV}$ konnte insgesamt ein Wert von ca. $190 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ ermittelt werden. Die gemessene Pulsdauer des Emissionsprozesses betrug etwa 5 ns und entsprach im Wesentlichen dem in Abbildung 70b bereits für Germanium präsentierten Ergebnis.

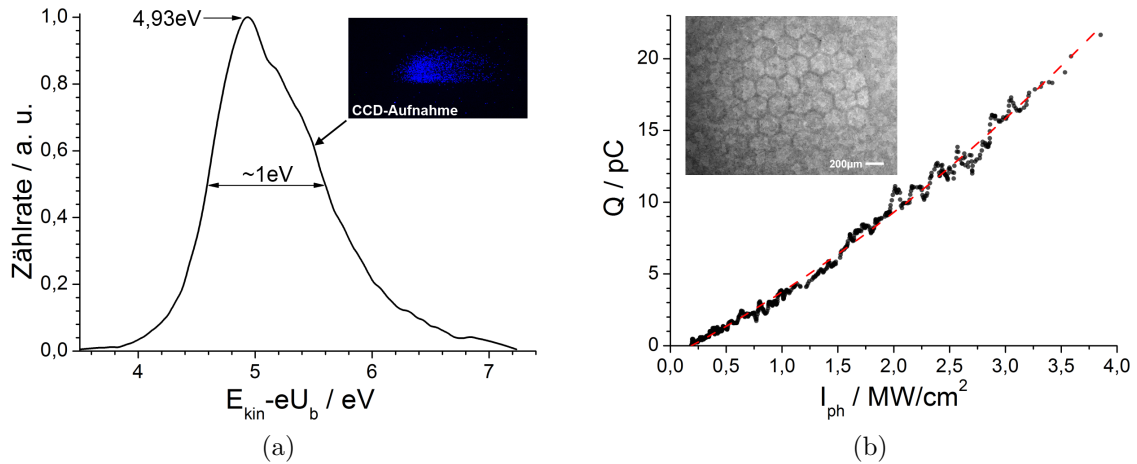


Abb. 83: (a) Typisches PVTE-Spektrum vom BDD-Kristall aufgenommen für $h\nu = 4 \text{ eV}$ mit $\varnothing_{iris} = 7 \text{ mm}$, $\varnothing_{ein} = 3 \text{ mm}$, $E_{pass} = 20 \text{ eV}$ und $U = 100,6 \text{ V}$. Die Einfügung zeigt die zugehörige 2D-Aufnahme. (b) Zusammenhang zwischen Ladung Q und Laserintensität I_{ph} für $h\nu = 4,5 \text{ eV}$. Die gestrichelte Linie ist eine parabolische Anpassung ($Q = (-0,78 \pm 0,04) + (4,02 \pm 0,07) I_{ph} + (0,51 \pm 0,02) I_{ph}^2$). Die REM-Aufnahme in der Einfügung zeigt das Abbild des hexagonalen Gitters auf der Oberfläche nach dem mehrfachen Laserbeschuss.

Wie die Einfügung in Abbildung 83b zeigt, lässt sich nach einer intensiven Bestrahlung eine auffällige Erhöhung des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten der Oberfläche an dem Emissionsort beobachten. Der betroffene Bereich erschien damit im Rasterelektronenmikroskop weniger leitfähig zu sein. Darüber hinaus ergaben OP- und RKM-Untersuchungen an der selben Stelle keine Gestaltabweichungen, die auf einen Abtrag des Oberflächenmaterials hindeuten würden. Damit tritt sehr wahrscheinlich während des PVTE-Prozesses zusätzlich eine Bor-Diffusion auf, und zwar weg von

der bestrahlten Oberfläche. Derartige Diffusionsprozesse bei Diamanten lassen sich bekanntlich in einem äußeren elektrischen Feld intensivieren, so dass die Bor-Moleküle sich weg von den positiv geladenen Bereichen bewegen [277]. Folglich bewirkte die ausgelöste photoverstärkte thermische Elektronenemission zusätzlich eine spontane Veränderung der Dotierung in oberflächennahen Schicht.

7.1.4 EEE-Phänomen

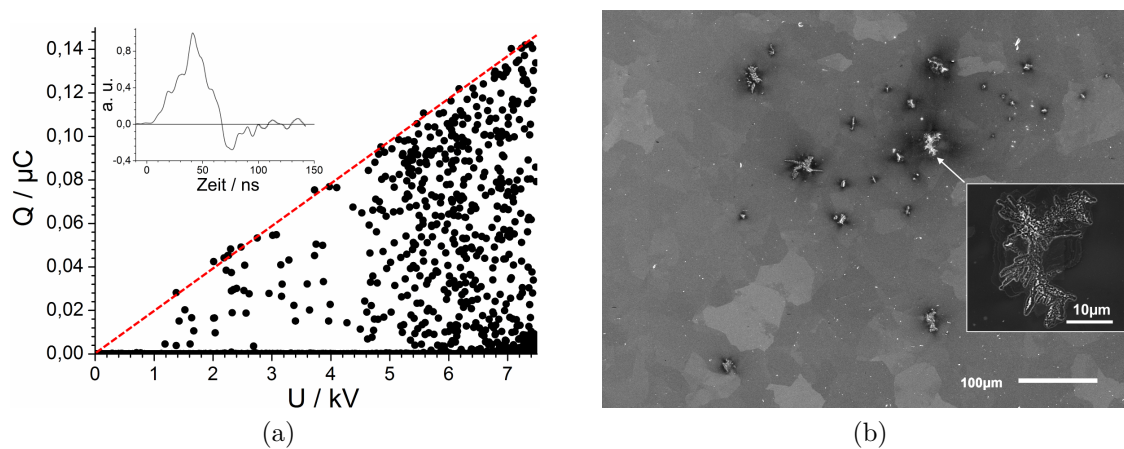


Abb. 84: (a) Q-U-Charakteristik der explosiven Elektronenemission vom BDD-Kristall gemessen mit einem Laserpuls (Leistung etwa $0,6 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$) pro Spannungsschritt für $h\nu = 4,5 \text{ eV}$. Die gestrichelte Linie verdeutlicht den linearen Zusammenhang zwischen der maximalen Ladung und der Spannung. In der Einfügung ist die typische Pulsform des Stromsignals während der Emission dargestellt (gemessen mit dem geschlossenen Kontakt Nr. 1, siehe Abbildung 30). (b) REM-Aufnahme von typischen Oberflächenveränderungen nach einem mehrfachen Laserbeschuss (ca. 30 Pulse) bei $U = 5 \text{ kV}$, wobei die maximale Ladung pro Schuss mindestens 5 mal erzielt wurde.

Die eindeutigen EEE-Merkmale sind die besondere Q-U-Charakteristik und die deutlichen Explosionsspuren auf der Oberfläche, wie bereits in Abschnitt 6.4.1 im Detail erläutert wurde. Wie in Abbildung 84a zu sehen ist, bildet die Q-U-Verteilung auch im Fall von Diamant eine Art Dreieck, wobei die maximale Ladungsmenge pro Puls in Abhängigkeit von der Gatespannung sehr gut einem linearen Zusammenhang nach Gleichung 74 folgt. Die Steigung ist dabei mit etwa $24,2 \frac{\text{nC}}{\text{kV}}$ deutlich kleiner im Vergleich zum Ergebnis an Germanium. Ab ca. $U = 7 \text{ kV}$ und einer maximalen Ladung von ca. 140 nC wurden auffällige Überschläge zwischen den Elektroden beobachtet. Im Unterschied zu Germanium liegt der Tripelpunkt des Kohlenstoffs bei etwa 10^5 mbar

und 4600 K [278, 279]. Daher kann sich während der Explosion keine Schmelze bilden. Dementsprechend wurden nach der explosiven Elektronenemission keine Krater, sondern eher „sternförmige“ Zerstörungen in der Form von Rissen und Gruben beobachtet, die eine Tiefe von 20 bis 50 nm aufweisen, siehe Abbildung 84b. Es bestand keine Korrelation zwischen der ursprünglichen Oberflächenmorphologie, bzw. Korngrenzen, und der Gestalt der Explosionsspuren. Damit bestätigt sich, dass im Wesentlichen Oberflächendefekte (Mikropeaks, Einschlüsse von Fremdpartikeln usw.) in dem EEE-Prozess als Auslöser eine entscheidende Rolle spielen. Der Durchmesser der beschädigten Bereiche hatte keine klar definierten Grenzen und betrug im Schnitt etwa $16\ \mu\text{m}$. Die ermittelte Pulsdauer von etwa 64 ns, siehe Einschub in Abbildung 84a, unabhängig von der Gatedspannung deutet darauf hin, dass der EEE-Prozess hier zum größten Teil spontan ablief, nachdem die dafür erforderliche Energie in oberflächennahen Schicht absorbiert wurde. Die erzielten EEE-Ströme und Quanteneffizienzen für die Laserpulsenergie von etwa 0,6 mJ waren jeweils kleiner als 5 A und 0,1 %.

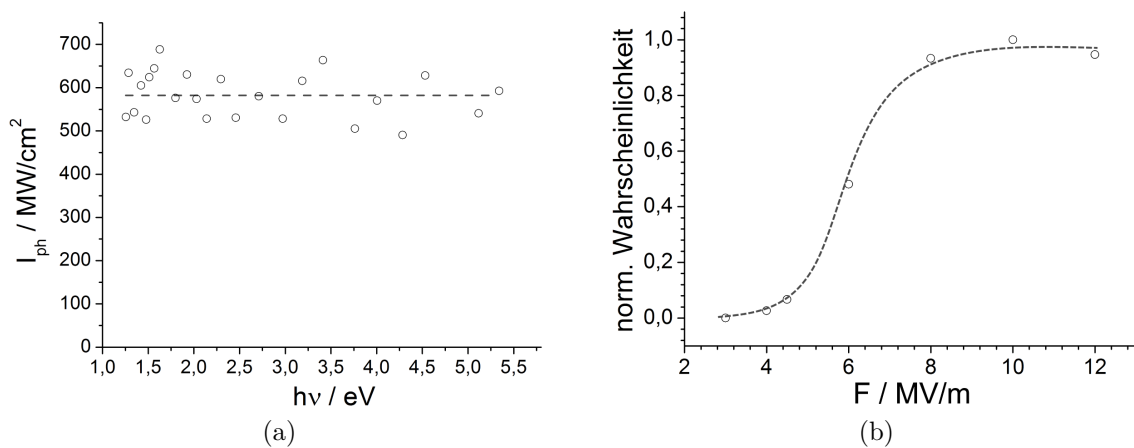


Abb. 85: EEE-Leistungsschwelle I_{ph} in Abhängigkeit von der Photonenenergie $h\nu$ in (a) und EEE-Eintrittswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Feldstärke für $h\nu = 4, 5\ \text{eV}$, $U = 5\ \text{kV}$ und dem variablen Elektrodenabstand in (b). Jedem Datenpunkt zugrunde liegt eine statistische Auswertung über ca. 500 Laserpulse. Die durchgezogenen Linien illustrieren die Verläufe der Messdaten.

Eine gezielte EEE-Anregung aus dem BDD-Kristall war mit einer mehr als 90 % Wahrscheinlichkeit möglich für Laserintensitäten über $580\ \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ und Feldstärken über $9\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, wie in Abbildungen 85a und 85b dargestellt ist, wobei einzelne Ereignisse bis zu jeweils $50\ \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ und $3\ \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ nachgewiesen werden konnten. Dabei wurde festgestellt, dass die Leistungsschwelle praktisch unabhängig von der eingestrahlten Photonenenergie im Bereich

zwischen 1,25 und 5,34 eV war. Das Ergebnis bestätigt im Grunde, dass der EEE-Prozess hauptsächlich ein Oberflächenphänomen ist. Vielmehr ist in dem untersuchten Energiefenster die Reflektivität nahezu konstant [280], und die Oberflächenplasmonenresonanzen sind ausgeschlossen, siehe Abbildung 8, so dass der Absorptionskoeffizient für die Lichtquanten quasi unabhängig von deren Energie wird. Zu bemerken ist, dass die festgestellte Leistungsschwelle deutlich unter der üblichen Laserablationsschwelle eines CVD-Diamanten von ca. $5,5 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$ liegt [281]. Darüber hinaus ließ sich die EEE-Stabilität nicht wie in Abschnitt 6.4.2 durch einen Beschuss mit 10-Hz-Pulsfolgen verbessern, was auf die hohe thermische Leitfähigkeit von Diamant zurückzuführen ist. Insgesamt erwies sich die explosive Elektronenemission aus dem BDD-Kristall im Vergleich zu Germanium als spontaner und weniger effizient.

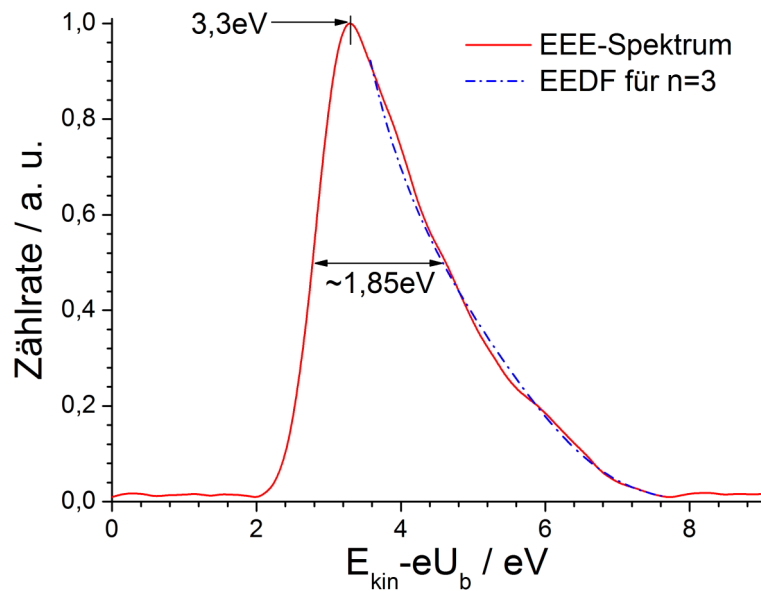


Abb. 86: EEE-Spektrum aufgenommen für $h\nu = 4 \text{ eV}$ und $U = 5 \text{ kV}$ im Vergleich zur an die Messdaten angepassten theoretischen EEDF mit $n = 3$ unter Berücksichtigung von 3 bis 93% der hochenergetischen Flanke. Das spektrale Auflösungsvermögen betrug bei den gewählten Einstellungen etwa 120 meV ($\varnothing_{\text{iris}} = 2 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{ein}} = 0,8 \text{ mm}$, $E_{\text{pass}} = 60 \text{ eV}$).

Eine typische Energieverteilung der EEE-Elektronen aus dem BDD-Kristall ist in 86 Abbildung dargestellt. Im Allgemeinen hat sie die bereits in Abschnitt 6.4.3 erläuterte asymmetrische Form und weist unter Berücksichtigung der kompletten niederenergetischen Flanke eine deutliche Verschiebung um etwa 2,9 eV in Bezug zum potentiellen Vakuumniveau bei $(E_{\text{kin}} - eU_b) \approx 4,9 \text{ eV}$ zu niedrigeren kinetischen Energien hin auf. Ausgehend von Gleichung 76 ergibt sich unter Vernachlässigung der thermischen Emis-

sion vor dem Durchbruch, ähnlich wie für Germanium, eine optimale Anpassung der hochenergetischen Flanke für höhere Potenzen bis zu $n \approx 3$ im Exponent. Dies ist lediglich ein Merkmal von einem dichten Plasma in einem Nichtgleichgewichtszustand. Die mittlere Elektronenenergie und die Elektronentemperatur im Plasma ergeben sich zu etwa 1,96 eV bzw. 1,31 eV. Damit kann die Plasmadichte unter Einbeziehung der festgestellten Abtragtiefe auf einen Wert von etwa 10^{23} m^{-3} abgeschätzt werden. Das Ergebnis stimmt weitgehend mit den früheren experimentellen Beobachtungen vom laserinduzierten Plasma aus Kohlenstoff überein [282].

Da die niederenergetische Flanke auf der Energieskala zwischen etwa 2,0 und 3,3 eV erscheint, kann davon ausgegangen werden, dass die Austrittsarbeit während der explosiven Elektronenemission ebenfalls in diesem Energiefenster liegt. Bekanntlich sind die anfänglich verschiedenen Austrittsarbeiten für unterschiedliche Kristallorientierungen am Phasenübergang vom festen in den flüssigen, bzw. gasförmigen, Zustand gleich, wie es zum Beispiel an Kupfer früher im Detail untersucht wurde [283]. Demnach wird an dieser Stelle vermutet, dass sich ein fester Diamant an der Plasma-Festkörper-Grenzschicht temperaturmäßig in einem Zustand nah an dem Sublimationspunkt befindet und damit die niedrigste mögliche Austrittsarbeit eines festen Kohlenstoffs aufweist. Im Allgemeinen beträgt die niedrigste bekannte Austrittsarbeit von CVD-Diamanten etwa 2,4 eV [284]. Der Wert passt insofern zufriedenstellend mit der festgestellten spektralen Verschiebung zusammen. Die bekannten temperaturabhängigen Untersuchungen der Austrittsarbeit von Diamanten bis 1800 K zeigen auch, dass sie sich bis dahin kaum verändert [285]. Deshalb muss mit einer signifikanten Reduktion der Austrittsarbeit erst bei viel höheren Temperaturen als den hier vorliegenden gerechnet werden.

7.2 Messergebnisse zu den Diamantnadeln

Die im Folgenden untersuchten einkristallinen Diamantnadeln wurden in einem mehrstufigen Prozess an der Lomonossow-Universität Moskau hergestellt. Zunächst wurden polykristalline (100)-texturierte Diamantschichten durch ein CVD-Verfahren aufgewachsen. Die Parameter des CVD-Prozesses wurden so gewählt, dass die Schichten am Ende zahlreiche etwa 100 μm lange nadelförmige Diamant-Einkristalle enthielten, die von einem weniger geordneten Material aus nanokristallinem Diamant und einem ungeordneten amorphen Kohlenstoff umschlossen waren. In einem zusätzlichen Schritt fand die thermische Oxidation der Diamantschichten statt. In Abhängigkeit von der Oxidationstemperatur wurden alle Komponenten außer den großen nadelartigen Kris-

tallen gezielt aufgelöst und verdampft. Eine detaillierte Beschreibung der angewandten Prozesse und eine umfassende Charakterisierung der produzierten Diamantnadeln befindet sich in [98, 153, 286, 287].

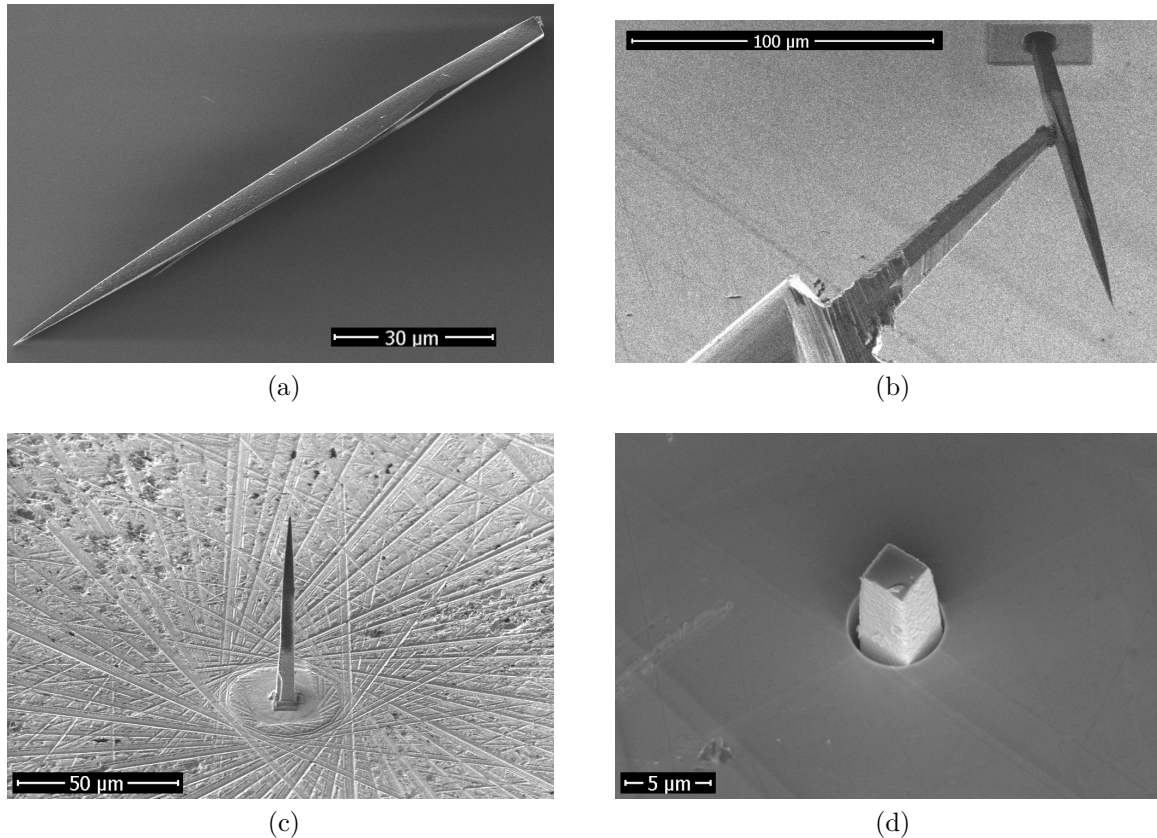


Abb. 87: REM-Aufnahmen der untersuchten Diamant-Struktur. (a) Typische Form der Diamantnadel. (b) Einfügen der Diamantnadel in die Bohrung eines Wafers mit Hilfe eines Mikromanipulators. Fertige Struktur von Vorder- (c) und Rückseite (d).

Individuelle Diamantnadeln mit einer Länge von ca. 120 bis 160 μm wurden ausgewählt und am baskischen Forschungsinstitut CIC nanoGUNE in San Sebastian in einen Si-Wafer eingebettet, wie in Abbildung 87 dargestellt ist. Zu diesem Zweck wurden zunächst n-dotierte Si-Wafer bis zu einer Dicke von etwa 250 μm mechanisch abgeschliffen. Daraus wurden Träger für die Diamantnadeln mit einer typischen Größe von 5 × 5 mm² herausgeschnitten. In ihrer Mitte wurde eine sphärische Vertiefung mit einem Durchmesser von etwa 3,5 mm und einer minimalen Restdicke des Wafers von etwa 50 μm erzeugt. Schließlich wurde die dünnste Stelle des Wafers unter Verwendung eines fokussierten Ionenstrahls (FIB, Helios DualBeam NanoLab 450S, FEI Co., Niederlande) durchgebohrt. Der typische Durchmesser der Durchgangslöcher

betrug $5\ \mu\text{m}$. Im Weiteren wurden die zuvor selektierten Diamantnadeln durch eine elektronenstrahlunterstützte Pt-Abscheidung mit einem Mikromanipulator mechanisch verbunden und anschließend in die präparierte Bohrung eingefügt. Die Trennung des Mikromanipulators von der Nadel und ihre Fixierung am Wafer wurden ebenfalls mit Hilfe des Elektronenstrahls durchgeführt. Schließlich stellte die eingebaute Nadel einen spitzenförmigen Emitter in der Mitte der Nische dar, wobei das stumpfe Ende der Nadel auf der anderen Seite des Wafers herausragte, siehe Abbildung 87d. Unter Berücksichtigung der Dicke des Wafers und bedingt durch eine hohe Absorption des Si-Wafers und Platin im UV-Bereich ($3,1 - 5,9\ \text{eV}$) kann davon ausgegangen werden, dass der Wafer im Bereich um den Nadel herum komplett undurchsichtig war [288–290]. Die typische Höhe der Nadeln über dem Wafer in der Nische war etwa $65 - 95\ \mu\text{m}$. Der Durchmesser der Spitzen variierte zwischen 50 und $250\ \text{nm}$.

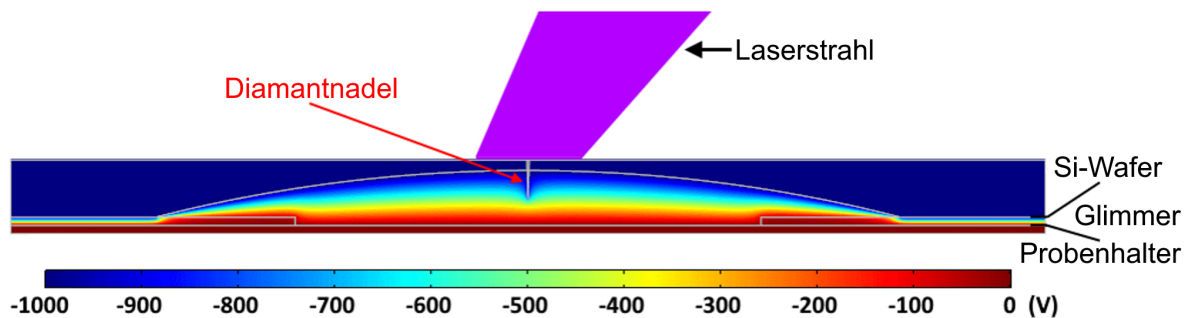


Abb. 88: Allgemeines Schema der Diodenstruktur und simulierter Verlauf des elektrischen Potentials für $U = -1\ \text{kV}$.

Die hier präsentierte Messungen wurden in einer Diodenkonfiguration durchgeführt, die für eine rückwärtige Beleuchtung des Diamanten optimiert wurde [291]. Eine Probe wurde im Detail untersucht. An einer anderen Probe wurden alle beobachteten Effekte grob reproduziert. Wie das Schema in Abbildung 88 zeigt, diente ein für das PFES-System geeigneter spiegelglatt polierter Probenhalter aus Aluminium als Anode. Als Abstandshalter wurde ein $40\ \mu\text{m}$ dickes Glimmerplättchen mit einer passenden kreisförmigen Öffnung von $2,2\ \text{mm}$ im Durchmesser eingesetzt, das eine Durchschlagfestigkeit von mindestens $2\ \text{kV}$ aufwies. Die erwähnten geometrischen Parameter der Nadel wurden für die Schätzung des lokalen elektrischen Feldes an der Spitze verwendet. Die numerischen Berechnungen mit der Comsol-Software unter Annahme eines vernachlässigbar kleinen Eindringens des elektrischen Feldes in den Diamant ergaben einen β -Faktor von 400 . Dies stellt eine ausreichende Feldüberhöhung gegenüber potenziellen Oberflächendefekten in der Nische dar. Auf der hinteren Seite des Wafers konnte die potentiell beleuchtete

Fläche auf $(30 \pm 20 \%) \mu\text{m}^2$ abgeschätzt werden. Auf dem Probenhalter wurde der Wafer mit geeigneten Klemmen fixiert und über ein Federblech aus Kupfer mit dem Gate im PFES-System kontaktiert.

7.2.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Die Aktivierung des Feldemitters wurde im Dunklen und ohne Laserbeleuchtung durchgeführt. Dazu wurde die Spannung in Schritten von etwa $1,5 \frac{\text{V}}{\text{s}}$ mit einem zugeschalteten $100 \text{ G}\Omega$ -Widerstand langsam erhöht, bis ein messbarer FE-Strom auftrat, siehe Abbildung 89a. Dabei sind zwei signifikante Stromsprünge bei 1081 V ($6,36 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) und 1615 V ($9,5 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) aufgetreten, die auf eine explosive Aktivierung hindeuteten. Der explosive Charakter der Aktivierung konnte im Nachhinein auch an der unregelmäßigen Form der Spitze bestätigt werden, wie die Einfügung in Abbildung 89b zeigt. Einige weitere Scan-Zyklen waren notwendig, um eine stabile reproduzierbare Strom-Spannungs-Kennlinie mit einer nahezu verschwindenden Hysterese zu erhalten. Die Einsatzfeldstärke für 1 nA betrug nach der Prozessierung ca. 675 V ($3,97 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$). Der maximale beobachtete FE-Strom war 120 nA bei 1970 V . Die Stromstabilität war typischerweise besser als 3% . Zusätzlich wurde eine schwache unregelmäßige Umschaltung zwischen diskreten Stromniveaus detektiert, welche speziell für die Feldemission aus Kohlenstoffnanoröhren charakteristisch ist [292]. Daher lässt sich vermuten, dass die eigentliche Emissionsquelle an der Spitze in dem Zusammenhang eine von Diamantstruktur abweichende Kohlenstoffmodifikation darstellte.

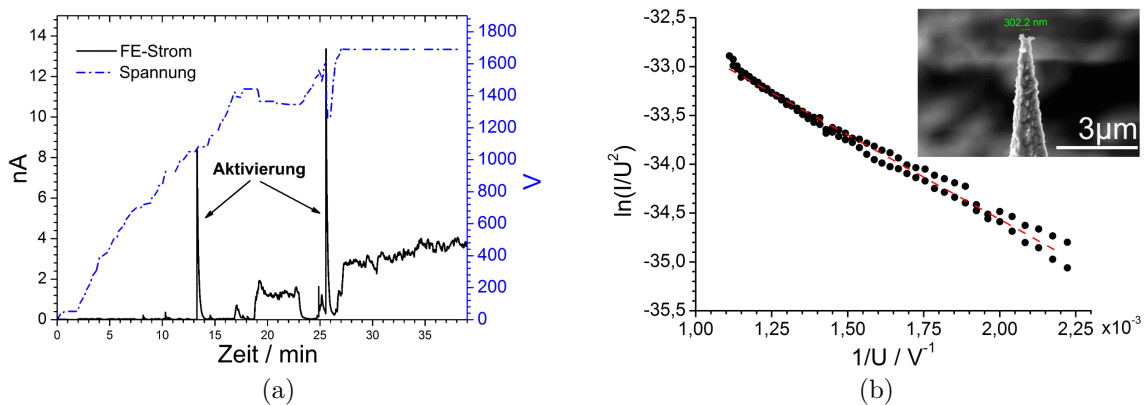


Abb. 89: I-U-Charakteristik der untersuchten Diodenstruktur. (a) Der erste Scan-Zyklus. (b) Der finale Verlauf in FN-Koordinaten mit der entsprechenden linearen Anpassung (die gestrichelte Linie: $\ln\left(\frac{I}{U^2}\right) = (-31,1 \pm 0,03) - (1730 \pm 21) \frac{1}{U}$). In der Einfügung in (b) ist die REM-Aufnahme des nadelförmigen Emitters im finalen Zustand dargestellt.

Da bekanntlich ein undotierter Diamant eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit hat, siehe Abbildung 5, kann die beobachtete Elektronenemission nur auftreten, wenn die Ladungsträger über Defektzustände in der Bandlücke transportiert werden [293]. Für Diamantnadeln wurde bereits früher speziell der in Abschnitt 2.2 erwähnte Poole-Frenkel Leitungsmechanismus nachgewiesen [98]. Allerdings ließ sich die erzielte I-U-Kurve in FN-Koordinaten zufriedenstellend linear approximieren, wie es eher für einen metallischen Emitter üblich ist. Die Abweichung des beobachteten I-U-Verlaufs von der bekannten Charakteristik ist vor allem darin begründet, dass die eingesetzte Nadel ohne Tempern, welches bei der Diodenstruktur ausgeschlossen war, eine erhöhte Oberflächenleitfähigkeit aufweist.

7.2.2 Spektrale Empfindlichkeit des FE-Stroms

Die rückwärtige Beleuchtung der Diamantnadel mit dem gepulsten Laserstrahl führte zu einer ausgeprägten Zunahme des FE-Stroms in Abhängigkeit von der Gatespannung und der Photonenenergie, siehe als Beispiel Abbildung 90a. In dem Experiment wurden 10 Hz-Pulsfolgen in einem Zeitintervall von etwa 20 s auf die Probe eingestrahlt und simultan die Pulsenergie aufgenommen. Die aus den zeitaufgelösten Strommessungen resultierenden Impulslängen betragen etwa 4 ns, ähnlich wie bereits in Abbildung 66b präsentiert wurde, und bestätigten im Grunde, dass die Länge der einzelnen Stromimpulse ungefähr gleich der typischen Länge des Laserpulses war.

Der messbare Unterschied zwischen dem durchschnittlichen FE-Strom unter Beleuchtung und im Dunklen ist im Weiteren als photostimulierter FE-Strom (PSFE-Strom) bezeichnet. Schwankungen des PSFE-Stroms wurden primär durch die Schwankung der Laserintensität verursacht. Aus den resultierenden Gaußschen Verteilungen der Laserintensität und des PSFE-Stroms pro Zeitintervall wurden die jeweiligen Mittelwerte und Standardabweichungen extrahiert. Die Messgenauigkeit des PSFE-Stroms lag insgesamt zwischen 7 % und 20 %.

Es zeigte sich, wie in Abbildung 90b zu sehen ist, dass der PSFE-Strom und die eingestrahlte Laserleistung in guter Näherung linear zusammenhängen. Solche lineare Zusammenhänge wurden unabhängig von der Photonenenergie im Bereich zwischen 4 und 5,9 eV beobachtet, wobei unterhalb von 4 eV die Datenqualität stark abnahm. Das Ergebnis ist intuitiv erwartet für lineare Absorptionsprozesse in Halbleitern [294, 295]. Zu bemerken ist, dass das Auftreten von nichtlinearen Absorptionseffekten in Diamant, zum Beispiel Zwei- oder Drei-Photonen-Absorption, zwar möglich ist, aber

eine viel höhere Laserintensität von mindestens $25 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$ erfordert, wie bereits in Abschnitt 7.1.3 erwähnt wurde. Die maximale durchschnittliche Laserintensität im vorliegenden Experiment lag hingegen unterhalb von $200 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

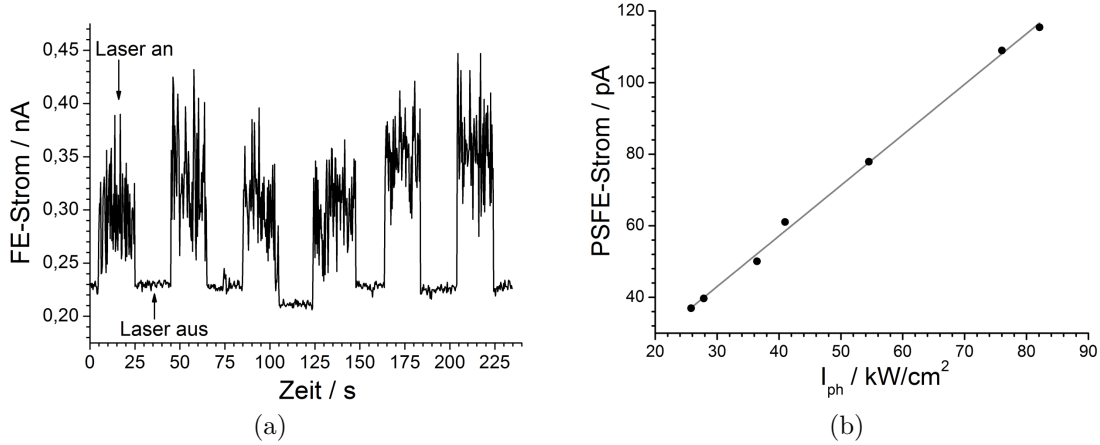


Abb. 90: (a) Wirkung der Laserstrahlung auf den FE-Strom und Zeitstabilität der Emission. (b) Verlauf des PSFE-Stroms in Abhängigkeit von der Laserintensität I_{ph} mit der dazu gehörigen linearen Anpassung ($I_{PSFE} = (1,41 \pm 0,03)I_{ph} + (0,6 \pm 1,5)$). Die ausgeprägte Schwankung des FE-Stroms in (a) während der Einstrahlung entspricht der Schwankung der Laserintensität. Die Messungen wurden mit $U = 500 \text{ V}$ und $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ durchgeführt.

Ferner wurde festgestellt, dass der PSFE-Strom stark von der Photonenenergie abhängt, wie in Abbildung 91a dargestellt ist. Die Beziehung zwischen den beiden Größen ließ sich optimal durch die spektrale Empfindlichkeit \mathcal{R} ausdrücken, die messtechnisch wie folgt ermittelt wurde:

$$\mathcal{R} = \frac{I_{PSFE}}{S_{bel}I_{ph}}, \quad (78)$$

mit I_{PSFE} als PSFE-Strom, i. A. unter Berücksichtigung der Integrationszeit des Picoamperemeters von $0,1 \text{ s}$ und der Laserpulsdauer, und S_{bel} als beleuchtete Fläche der Nadel.

Der maximale Wert der spektralen Empfindlichkeit von etwa $41,7 \frac{\text{mA}}{\text{W}}$ wurde für die höchste verfügbare Photonenenergie von $5,9 \text{ eV}$ beobachtet. Für kleinere Photonenenergien nahm die spektrale Empfindlichkeit rapide um drei Größenordnung ab, wobei die Nachweisgrenze bei $h\nu = 4,0 \text{ eV}$ erreicht wurde. Die in Abbildung 91a dargestellte Ableitung erster Ordnung $d\mathcal{R}/d(h\nu)$ verdeutlicht diesen gesamten Datenverlauf. Dem-

nach lassen sich mindestens zwei verschiedene Photonenenergiebereiche unterscheiden. Zum einen steigt die spektrale Empfindlichkeit zwischen 4,1 eV und 5 eV mit $3,5 \frac{\text{mA}}{\text{W eV}}$ nahezu linear. Zum anderen vergrößert sich der Wert der Ableitung sprunghaft um Faktor 4 ab 5 eV. Da die spektrale Empfindlichkeit mit der optischen Absorption zusammenhängt [296], kann der beobachtete Verlauf auf die fundamentale Absorptionskante des Diamanten bei 5,26 eV für 300 K bezogen werden [297].

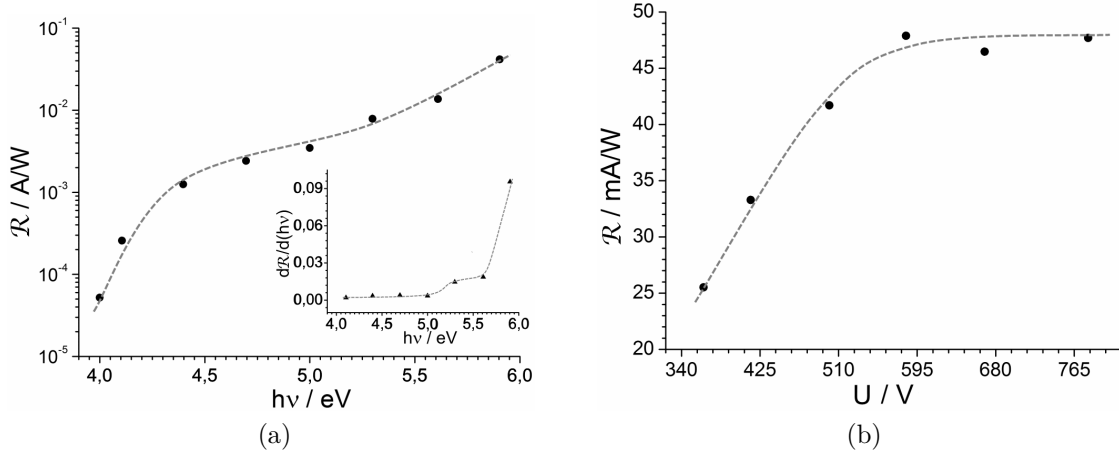


Abb. 91: Verlauf der spektralen Empfindlichkeit \mathcal{R} in Abhängigkeit von der Photonenenergie $h\nu$ für $U = 500$ V in (a) und von der Gatespannung U für $h\nu = 5,9$ eV und $I_{ph} = 73 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ in (b). Die Einfügung in (a) zeigt die Ableitung erster Ordnung von \mathcal{R} . Die gestrichelten Linie verdeutlichen den Datenverlauf.

Für einen bekannten Referenzwert des Absorptionskoeffizienten bei einer festen Photonenenergie lässt sich die spektrale Empfindlichkeit, bzw. der eigentliche Absorptionskoeffizient durch ein sog. Konstantphotostromverfahren (KPV) ermitteln [298, 299]. Das Verfahren ist insbesondere unempfindlich gegenüber Absorptionsprozessen, die im Zusammenhang mit Oberflächenzuständen auftreten können [300]. Daher wird es oft effizient zur Untersuchung von Diamantdünnschichten eingesetzt. Die Methode erfordert allerdings normalerweise einen konstanten Stromfluss durch die Probe. In dem hier beschriebenen Experiment konnte zumindest ein konstantes $\frac{I_{PSFE}}{I_{ph}}$ -Verhältnis für verschiedene Photonenenergien sichergestellt werden, siehe Abbildung 90b. Folglich wurde eine gute qualitative Übereinstimmung des aufgenommenen \mathcal{R} vs. $h\nu$ Verlaufs mit den KPV-Spektren von undotierten CVD-Diamantdünnschichten festgestellt, die eine Dicke von etwa $50 \mu\text{m}$ und eine Stickstoffkonzentration von 10 ppm aufweisen [301, 302]. Dünnere CVD-Diamantschichten mit einer Dicke unter $1 \mu\text{m}$, welche zum Beispiel in UV-Detektoren verwendet werden [303], zeigen zwar etwas anderen Trend

für $h\nu < 5 \text{ eV}$, aber die absoluten Werte der spektralen Empfindlichkeit von der selben Größenordnung wie bei den hier verwendeten Diamantnadeln.

Ausgehend von den früheren Studien an Diamantdünnsschichten ist bekannt, dass die Eindringtiefe von Photonen mit $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ ein Wert von $5 \mu\text{m}$ nicht überschreitet [302]. Demnach werden freie Ladungsträger primär in dem Bereich am Fuß der Diamantnadel, bzw. mehr als $100 \mu\text{m}$ weit weg von dem eigentlichen Emissionspunkt an der Spitze erzeugt. Es ist naheliegend, dass der Ladungstransport entlang der Nadel über verschiedene Mechanismen erfolgen kann. In Frage kommt vor allem die Anregung von exzitonischen Zuständen. Die Energietransport kann auf diese Weise über eine Distanz von einigen $10 \mu\text{m}$ gewährleistet werden, so wurde für einen zweidimensionalen Fall bei Raumtemperatur eine Diffusionslänge von mindestens $34 \mu\text{m}$ berichtet [304]. Da die Diamantnadel einem elektrischen Feld ausgesetzt ist, kann davon ausgegangen werden, dass in dem Fall die Ionisation der gebundenen Elektronen-Loch-Paare wahrscheinlicher wird als ihre Rekombination. Vielmehr passt die beobachtete Schwelle im Anregungsspektrum zwischen 5 und $5,3 \text{ eV}$, siehe Abbildung 91a, bei einer konstanten Gatespannung gut mit der Lage der in dem vorherigen Abschnitt erwähnten exzitonischen Zuständen des Diamanten zusammen. Darüber hinaus können die induzierten freien Ladungsträger, bzw. „heiße Elektronen“, sich unter dem Einfluss des elektrischen Feldes in Diamant ebenfalls über eine Entfernung von bis zu $30 \mu\text{m}$ ausbreiten [197, 305–307]. Schließlich erreicht eine bedeutende Menge der im Volumen erzeugten „heißen Elektronen“ die Emissionsstelle und trägt zur Verstärkung des bestehenden FE-Stroms bei. Zu bemerken ist, dass eine schwache Anregung von Exzitonen und freien Ladungsträger bedingt durch die vorhandenen N-Defektzustände bereits unterhalb vom exzitonischen Grundzustand bei $5,26 \text{ eV}$ relativ zum Fermi-Niveau beginnt [301]. Eine Stromsättigung in Abhängigkeit von der Laserintensität wurde nicht beobachtet, woraus es sich in allen Fällen auf eine exzitonische Dichte weit unter dem sogenannten Mott-Limit von $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ schließen lässt [308].

Für eine Schätzung der tatsächlich erzeugten maximalen exzitonischen Dichte können auch die folgenden Beziehungen herangezogen werden [309]:

$$n_{ex} = \frac{n^*}{2} + n_{total} - \sqrt{\left(\frac{n^*}{2}\right)^2 + n^*n_{total}}, \quad (79)$$

$$n_{total} = n_{ex} + n_{e,ph} = \frac{\tau_{e,R}\mu I_{ph}}{eh\nu}, \quad (80)$$

mit $n^* = 1,68 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ als Konstante, die unter Berücksichtigung von $E_{ex} \approx 0,2 \text{ eV}$ in Diamant das Verhältnis von den erzeugten freien Elektronen zu den Exzitonen im thermodynamischen Gleichgewicht angibt. Für eine typische Rekombinationszeit $\tau_{e,R} \simeq 2,8 \text{ ns}$ in CVD-Diamant [310], $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ und $I_{ph} < 200 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ ergibt sich für n_{total} und n_{ex} jeweils $< 5,95 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $< 5,03 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

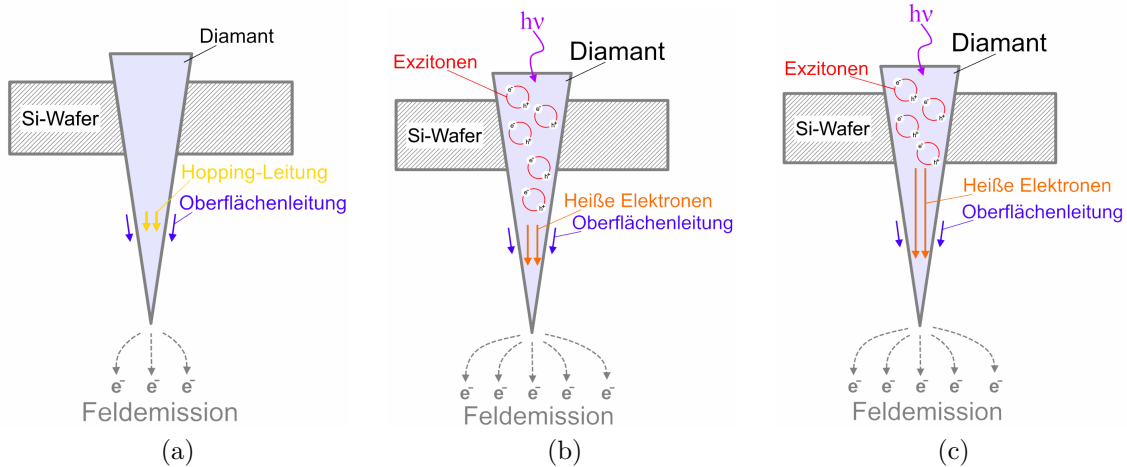


Abb. 92: Schematische Darstellung des Ladungstransports durch die Diamantnadeln mit einer erhöhten Oberflächenleitfähigkeit und einer definierten Trennung zwischen dem Emissionspunkt und der beleuchteten Fläche. (a) Aktive Leitungsmechanismen während der gewöhnlichen Feldemission. (b) Energie und Ladungstransport mit Hilfe von Exzitonen und „heißen Elektronen“ während der Beleuchtung mit dem Laser für die selbe Gatespannung wie in (a). (c) Verstärkte Ionisation von Exzitonen infolge von höheren Gatespannungen als in (b).

Wie in Abbildung 91b dargestellt ist, wurde ein signifikanter Anstieg der spektralen Empfindlichkeit für höhere Gatespannungen beobachtet, wobei ab einer Gatespannung von 600 V eine Sättigung bei einem Wert von etwa $47 \frac{\text{mA}}{\text{W}}$ eintrat. Diese Abhängigkeit lässt sich ebenfalls durch die feldunterstützte Ionisation von Exzitonen erklären. Ein höheres elektrisches Feld in der Nadel erhöht unmittelbar die Ionisationswahrscheinlichkeit von Exzitonen. Folglich stehen mehr freien Ladungsträger zur Verfügung, die zum FE-Strom beitragen. Es ist sehr wahrscheinlich, dass alle mit dem Laserpuls erzeugten Exzitonen ab einer gewissen Gatespannung ionisiert werden und damit die maximale spektrale Empfindlichkeit erreicht wird, wie es experimentell beobachtet wurde und in Abbildung 92 schematisch dargestellt ist. Ein höherer FE-Strom in dem Sättigungsbereich kann in dem Fall nur durch eine höhere Laserintensität erzielt werden. Insgesamt wurden für $I_{ph} < 200 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ PSFE-Ströme bis zu 14 mA , bzw. Stromdichten

in der Größenordnung von $1 \frac{\text{A}}{\mu\text{m}^2}$, erreicht. Der Wert entspricht eine Erhöhung der Elektronendichte im Leitungsband während der Beleuchtung auf $8,75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Das Ergebnis liegt knapp unter der abgeschätzten maximalen exzitonischen Dichte, wie es auch nach der erläuterten Vorstellung erwartet wird.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Elektronenemissioneigenschaften von Halbleitern der vierten Hauptgruppe (Diamant, Si und Ge) unter starken elektrischen Feldern und durchstimmbarer Laserbeleuchtung an verschiedenen anwendungsrelevanten Proben untersucht. Es wurden sowohl bekannte Phänomene wie die Feld- und Photoemission als auch bis jetzt weniger erforschte Effekte wie die photoverstärkte thermische Emission und die explosive Elektronenemission beobachtet und genauer analysiert. Außerdem wurde die PFES-Anlage optimiert, um zeitaufgelöste Strommessungen auf der Nanosekunden-Skala zu ermöglichen.

Die Kathodenseite in der PFES-Anlage wurde gründlich überarbeitet und die Kathodenleitung ausschließlich aus hochfrequenz tauglichen Komponenten ausgeführt. Schließlich lassen sich im PFES-System Stromimpulse ab einer Pulsdauer von 5 ns mit einem geeigneten Oszilloskop hinreichend auflösen. Darüber hinaus wurde eine neue Probenhalterung eingebaut, die in Zukunft mit einem Heizelement ausgestattet werden kann, so dass nach Bedarf Proben bis zu 1000 °C im UHV aufgeheizt werden können. Damit wäre zum Beispiel eine Rekristallisierung der Probenoberflächen nach der Ionenätzen sichergestellt oder ein Tempern möglich.

Im Hinblick auf verschiedene Elektronenemissionsarten und Oberflächenmodifikationen, die unter Beleuchtung von Proben mit dem gepulsten Laser realisiert werden können, wurde eine vertiefte Charakterisierung des Triodensystems gegeben. In dem Zusammenhang wurde auf die Qualität der Laserpulse und die Beugungsphänomene am Extraktionsgitter eingegangen. Die leicht inhomogene Feldverteilung vor dem Gate in Kombination mit der hervorragenden Akzeptanz des Elektronenspektrometers stellen im Grunde zusätzliche Ansprüche an die spektralen Aufnahmen und deren Interpretation dar. Vielmehr würde in Zukunft eine zusätzliche aktiv fokussierende Elektrode, die sich auch in der Form eines zum Teil durchlässigen Phosphorschirms realisieren lässt, hinter dem Gate eine Verbesserung der spektroskopischen Eigenschaften schaffen.

Bei den p- und n-dotierten Si-Proben standen ihre FE-Eigenschaften im Mittelpunkt. Es wurden flache p-dotierte b-Si Proben, n-dotierte b-Si Proben mit Säulen, p- und n-dotierte Si-Einzelspitzen, sowie p-dotierte Si-Arrays untersucht. Einige p-dotierte Si-Spitzen verfügten über eine nm-dicke Au-Beschichtung, die zu einer besseren Aktivierung der Emitter beitragen und eventuell eine Stromsättigung der p-Typ Emitter verhindern sollte. Ein signifikanter Unterschied der FE-Eigenschaften und der Photosensitivität zwischen den Au-beschichteten und den unbeschichteten Proben konnte aber nicht

festgestellt werden, weil der Zustand der Oberfläche in dem untersuchten Fall nicht wie häufig angenommen für die Stromsättigungseffekte ausschlaggebend war.

Das I-U-Verhalten von den flachen b-Si Proben wurde im Wesentlichen durch ihre dicht gepackte Struktur aus einzelnen Emittlern bestimmt. Bei einer für die Probe kritischen Feldstärke von $12,86 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ und dem FE-Strom von $10 \mu\text{A}$ wurde der typische Lebenszyklus der Kathode aufgenommen, welcher aus einer Aktivierungsphase, dem Gleichgewichtszustand und einer Degradation besteht. In einem kleinen Bereich zwischen $1,4$ und $6,4 \text{ nA}$ konnte die Veränderung der Elektronenverteilung aus einer Einzelspitze erfasst werden. Dabei erschien ein raumladungsbegrenzter Stromfluss durch die Nadel in dem konkreten Fall als Grund für die spektrale Verschiebung, bzw. ein Anlass für die Stromsättigung zu sein. Außerdem ergaben Quanteneffizienzmessungen an der Probe bei Feldstärken unterhalb von $4,57 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, dass ein Großteil der Oberfläche oxidiert war, bzw. die feine Spitzen-Strukturierung keinen wirklichen Vorteil für eine effizientere optische Anregung darstellte. Darüber hinaus wurde die Austrittsarbeit von b-Si zu $4,5 \text{ eV}$ ($\pm 5\%$) bestimmt und auch eine Emission unterhalb dieser Schwelle unter Berücksichtigung von der Schottky-Absenkung beobachtet, die durch PVTE- und PFE-Mechanismen zustande kam.

Eine weitere direkte Beobachtung von feldemittierten Elektronen aus p-dotierten Si-Proben wurde mit HAR-Emittlern realisiert. Dabei zeigte es sich hier, dass die spektrale Verschiebung bedingt durch die Oxidschicht auf den Emitterspitzen eintrat. Die Homogenität von Feldemitterarrays wurde generell mit Hilfe von den FESM- und IMLS-Systemen orts aufgelöst untersucht. Es wurde festgestellt, dass nur wenige Emittler auf natürliche Art und Weise bedingt durch eine leicht unterschiedliche Morphologie der Säulen aktiv sind, typisch ein paar Prozent des gesamten Arrays. Durch eine lokale Aktivierung des Arrays war eine signifikante Steigerung ihrer Effizienz möglich.

Die wahrscheinlichsten Gründe für die Verrundung der Si-Emitter waren ihre Erwärmung und möglicherweise bei nm großen Objekten auch ein Beschuss mit ionisierten Teilchen aus dem Restgas. Dabei verursachte der Ionenbeschuss bei den μm großen Säulen nachweislich eine Deaktivierung der Feldemitter, jedoch ohne erkennbare Zerstörungen. Insgesamt deuteten die Messdaten für unterschiedliche Si-Emitter darauf, dass die Deaktivierung eines Feldemitters bei einer festen Gatespannung exponentiell mit der Zeit abläuft.

Die umfangreichen Untersuchungen an den Ge-Einkristallen ergaben, dass eine Photoanregung mit Laserintensitäten deutlich unter der Laserablationsschwelle zu einer intensi-

ven explosiven Elektronenemission führt und damit das Material für eine Anwendung in Hochleistungselektronik interessant macht. Es konnten aus den Proben Ladungsmengen bis zu $1 \mu\text{C}$ extrahiert werden, ohne dass sich dabei der Druck in der Hauptkammer messbar verändert hat. Die maximalen Ladungsmengen wurden für $I_{ph} = 12 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ und $U = 8 \text{ kV}$ erzielt. Sie entsprechen einer Quanteneffizienz von bis zu $3,3\%$ und einem Kathodenstrom von bis zu 417 A . Für höhere Gatespannungen und Laserintensitäten traten jeweils Bogenentladungen und Ablation des Ge-Kathodenmaterials in dem Prozess auf. An den eigentlichen Emissionsstellen entstanden wohldefinierte Krater mit einem Radius von ca. $12 \mu\text{m}$. Messungen mit variablen Photonenenergien zeigten, dass die Proben besonders empfindlich auf Laserpulse im Bereich zwischen $3,13$ und $3,51 \text{ eV}$, mit einem Maximum bei $3,45 \text{ eV}$ reagieren, so dass die explosive Elektronenemission in dem Bereich mit einer hohen Wahrscheinlichkeit und Reproduzierbarkeit angeregt werden konnte. Darüber hinaus wurden Elektronenenergieverteilungen während der explosiven Elektronenemission aufgenommen, die von gewöhnlichen TE-Spektren deutlich abweichen und im Grunde eine Emission aus dem Ge-Plasma repräsentieren.

Für Laserintensitäten kleiner als $2 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ und Photonenenergien kleiner als die Austrittsarbeit konnte bei Germanium die photoverstärkte thermische Emission angeregt werden, deren charakteristische Elektronenenergieverteilung und weitere Eigenschaften ebenfalls präsentiert und detailliert beschrieben wurden. Die Ergebnisse zeigten, dass ein direktes Tunneln aus den Zwischenniveaus unterhalb des Vakuumniveaus, die laut dem Bandschema besetzt werden konnten, vermutlich bedingt durch eine schnelle Relaxation der photoangeregten Elektronen im Gitter unmöglich war. Die Elektronen thermalisierten im Kristall und verließen die Oberfläche hauptsächlich mit Energien oberhalb der Tunnelbarriere. Die Suche nach effizienten PFE-Quellen wäre in diesem Zusammenhang an Materialien mit langlebigen Zuständen denkbar. Diese sind zum Beispiel einige Modifikationen von Korund wie Rubin [311] und Saphir [312].

Weitere Untersuchungen von photo-feld-induzierten Effekten wurden an einem flachen stark p-dotierten Diamant durchgeführt. Anhand von aufgenommenen PE-Spektren konnte bei dem BDD-Kristall seiner NEA-Eigenschaft bestätigt werden, die offenbar auch ohne eine explizite Oberflächenterminierung vorlag. Der NEA-Peak erschien bei $E_{kin} \approx 4,9 \text{ eV}$ relativ zum Fermi-Niveau. Zusätzlich wurde auch indirekt eine relativ kleine Emittanz der Photoelektronen im Bereich zwischen $4,9$ und $5,47 \text{ eV}$ festgestellt. Allerdings ließ sich die Emission in dem Bereich bedingt durch eine schwache Skalierbarkeit der Quanteneffizienz mit der Feldstärke nicht dem PFE-Effekt zuordnen. Vielmehr handelte es sich hier um eine Emission knapp oberhalb des Vakuumniveaus.

Für Laserleistungen ab $190 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ wurde die photoverstärkte thermische Emission auch bei der BDD-Probe nahezu unabhängig von Photonenenergien deutlich unter der nominellen Photoschwelle angeregt und charakterisiert.

Für die erste EEE-Anregung aus dem BDD-Kristall waren Schwellen von mindestens $50 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ und $3 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ erforderlich. Der BDD-Kristall zeigte sich im Vergleich zu den Ge-Kristallen als ein wesentlich instabilerer EEE-Emitter mit einigen speziellen EEE-Merkmalen. Dazu zählt insbesondere die spektrale Verschiebung der Elektronenverteilung während der explosiven Elektronenemission um fast 2 eV, die auf eine stark reduzierte Austrittsarbeit der BDD-Oberfläche unter der Plasmaeinwirkung hindeutet. Damit erscheint die explosive Elektronenemission generell, abgesehen von potenziellen praktischen Anwendungen, auch ein nützlicher Effekt zu sein, um die Austrittsarbeit von Materialien zu untersuchen, die mit einem Plasma im direkten Kontakt stehen. Für weitere EEE-Spektroskopie erscheinen daher alle Elemente prinzipiell interessant. Abschließend wurde eine Messanordnung mit undotierten einzelnen Diamantnadeln realisiert, so dass die beleuchtete Oberfläche und der Emissionspunkt räumlich separiert wurden. Die Nadeln waren dabei in einen Si-Wafer eingebettet, der keine Laserstrahlung durchließ. Es wurde sichergestellt, dass die Feldemission aus einer feinen Nadelspitze kam, während die andere, stumpfe Seite der Nadel mit dem Laser beleuchtet wurde. Schließlich konnte eine signifikante Photosensitivität der Nadel während der Feldemission beobachtet werden. Die maximale gemessene spektrale Empfindlichkeit erreichte $47 \frac{\text{mA}}{\text{W}}$ für $h\nu = 5,9 \text{ eV}$ und $F = 3,5 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$. Der Zusammenhang zwischen der spektralen Empfindlichkeit und der Photonenenergie konnte anhand von den bekannten Referenzen eindeutig dem Diamant zugeordnet werden. Es wurde ausgemacht, dass der Ladungstransport unter Beteiligung von Exzitonen erfolgt, die in Richtung der Emissionsstelle diffundieren und dort zu „heißen Elektronen“ ionisiert werden. Das beobachtete Phänomen bietet damit grundsätzlich noch weitere Anhaltspunkte an. So wäre ein direkter Nachweis von Exzitonen zum Beispiel mittels Photolumineszenz ebenfalls denkbar. Außerdem sollen in Zukunft für die Anordnung getemperte Diamantnadeln mit einer reduzierten Oberflächenleitfähigkeit eingesetzt werden. In Hinblick auf den exzellenten Ladungstransport in Diamant weckt die Forschung an anderen diversen Diamantstrukturen und Diamantdünnschichten auch ein großes Interesse, und sollte in Zukunft systematisch fortgesetzt werden.

Literatur

- [1] L. Reimer. *Scanning electron microscopy: physics of image formation and micro-analysis*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1998.
- [2] J. Gardelle, P. Modin, and J. T. Donohue. *Radiation at 100 and 200 GHz From a Compact Planar Smith-Purcell Free-Electron Laser*. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 7, 151, 2017.
- [3] J. Booske. *Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to terahertz and high power microwave generation*. Phys. Plasmas 15, 055502, 2008.
- [4] J. Booske, R. Dobbs, C. Joye, C. Kory, G. Neil, G. Park, and R. Temkin. *Vacuum electronic high power terahertz sources*. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 1, 54, 2011.
- [5] M. E. Herniter und W. D. Getty. *Thermionic Cathode Electron Gun for High Current Densities*. IEEE Trans. Plasma Sci. 15, 351, 1987.
- [6] M. Altarelli, R. Brinkmann, M. Chergui, W. Decking, B. Dobson, S. Düsterer, G. Grübel, W. Graeff, H. Graafsma, J. Hajdu, J. Marangos, J. Pflüger, H. Redlin, D. Riley, I. Robinson, J. Rossbach, A. Schwarz, K. Tiedtke, T. Tschentscher, I. Vartaniants, H. Wabnitz, H. Weise, R. Wichmann, K. Witte, A. Wolf, M. Wulff, und M. Yurkov. *The European X-Ray Free-Electron Laser: Technical Design Report*. Desy 2006-097, Hamburg, 2007.
- [7] L. Faillace. *Recent advancements of RF guns*. Phys. Procedia 52, 100, 2014.
- [8] L. Cultrera. *Advances in Photocathodes for Accelerators*. Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference (IPAC2014), Dresden, Germany, 2014.
- [9] D. H. Dowell, I. Bazarov, B. Dunham, K. Harkay, C. Hernandez-Garcia, R. Legg, H. Padmore, T. Rao, J. Smedley, und W. Wan. *Cathode R and D for future light sources*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 622, 685, 2010.
- [10] R. Xiang, A. Arnold, P. Michel, P. Murcek, und J. Teichert. *Thermal Emittance Measurement of the Cs₂Te Photocathode in FZD Superconducting RF*. Proceedings of the 32th International Free Electron Laser Conference (FEL2010), Malmö, Sweden, 2010.
- [11] R. Speidel und D. Kurz. *Richtstrahlwertmessungen an einem Strahlerzeugungssystem mit Feldemissionskathode*. Optik 49, 173, 1977.
- [12] K. J. Hanszen, R. Lauer, und G. Ade. *Possibilities of brightness measurements in*

- non-rotationally symmetrical electron beams by measuring the current density and determining the decrease of contrast in electron interferograms or micrographs.* Optik 71, 64, 1985.
- [13] C. A. Spindt, C. E. Holland, A. Rosengreen, und I. Brodie. *Field-Emitter Arrays for Vacuum Microelectronics.* IEEE Trans. Electron Devices 38, 2355, 1991.
- [14] W. Zhu, C. Bower, O. Zhou, G. Kochanski, und S. Jin. *Large current density from carbon nanotube field emitters.* Appl. Phys. Lett. 75, 873, 1999.
- [15] E. L. Murphy und R. H. Good. *Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region.* Phys. Rev. 102, 1464, 1956.
- [16] R. Reifenberger, H. A. Goldberg, und M.J.G. Lee. *Measurement of the total energy distribution in photo-induced field emission.* Surf. Sci. 83, 599, 1979.
- [17] J. W. Schwede, I. Bargatin, D. C. Riley, B. E. Hardin, S. J. Rosenthal, Y. Sun, F. Schmitt, P. Pianetta, R. T. Howe, Z.-X. Shen, und N. A. Melosh. *Photon-enhanced thermionic emission for solar concentrator systems.* Nat. Mater. 9, 762, 2010.
- [18] C. M. Eulitz, S. Scheuermann, und H. J. Thier. *Brockhaus ABC Chemie.* F.A. Brockhaus, 1965.
- [19] Ch. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik.* Oldenbourg, 1999.
- [20] C. D. N. Chan. *Example of crystallographic planes and Miller indices for a cubic structure.* 2005. de.wikipedia.org.
- [21] L. Bergmann und C. Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik.* Band 6, De Gruyter, 2005.
- [22] Erwin Schrödinger. *Quantisierung als Eigenwertproblem.* Ann. Phys. (Berlin, Ger.), Bd. 79, S. 361, 489, 734; Bd. 81, S. 109, 1926.
- [23] W. Saslow, T. K. Bergstresser, und M. L. Cohen. *Band structure and optical properties of diamond.* Phys. Rev. Lett. 16, 354, 1966.
- [24] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik.* Springer, 1999.
- [25] W. Kutzelnigg. *Friedrich Hund and Chemistry.* Angew. Chem. Int. Ed. Engl. 35, 572, 1996.
- [26] U. Rössler. *Energy Bands of CsI (Green's Function Method).* phys. stat. sol. (b) 34, 207, 1969.
- [27] T. L. Loucks. *Augmented plane wave Method: a guide to performing electronic structure calculations.* 1967. W. A. Benjamin.

-
- [28] J. D. Talman und W. F. Shadwick. *Optimized effective atomic central potential*. Phys.Rev. A14, 36, 1976.
- [29] M. Weinert, E. Wimmer, und A. J. Freeman. *Total-energy all-electron density functional method for bulk solids and surfaces*. 1982. Phys. Rev. B26, 4571.
- [30] E. Fermi. *Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases*. Z. Physik 36, 902, 1926.
- [31] P. A. M. Dirac. *On the theory of quantum mechanics*. Proc. R. Soc. London, Ser. A112, 762, 1926.
- [32] E. G. Barbagiovanni, D. J. Lockwood, und P. J. Simpson and L. V. Goncharova. *Quantum confinement in Si and Ge nanostructures: Theory and experiment*. Appl. Phys. Rev. 1, 011302, 2014.
- [33] L. V. Hove. *The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal*. Phys. Rev. 89, 1189, 1953.
- [34] R. C. Tatar und S. Rabii. *Electronic properties of graphite: A unified theoretical study*. Phys. Rev. B 25, 4126, 1982.
- [35] W. G. Spitzer und H. Y. Fan. *Determination of Optical Constants and Carrier Effective Mass of Semiconductors*. Phys. Rev. 106, 882, 1957.
- [36] N. F. Mott. *The Electrical Conductivity of Transition Metals*. Proc. R. Soc. London, Ser. A153, 699, 1936.
- [37] G. L. Pearson und J. Bardeen. *Electrical Properties of Pure Silicon and Silicon Alloys Containing Boron and Phosphorus*. Phys. Rev. 75, 865, 1949.
- [38] L. Patrick und W. J. Choyke. *Photoluminescence of Radiation Defects in Ion-Implanted 6H SiC*. Phys. Rev. B 5, 3253, 1971.
- [39] G. S. Gildenblat, S. A. Grot, und A. Badzian. *Homoepitaxial and polycrystalline diamond films*. Proc. IEEE 79 (5), 647, 1991.
- [40] M. H. Nazare und A. J. Neves. *Properties, Growth and Applications of Diamond*. Inspec, London, 2001.
- [41] C. Yan, Y. K. Vohra, H. Mao, und R. J. Hemley. *Very high growth rate chemical vapor deposition of single-crystal diamond*. Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. 99, 12523, 2002.
- [42] J. H. T. Luong, K. B. Male, und J. D. Glennon. *Boron-doped diamond electrode: synthesis, characterization, functionalization and analytical applications*. Analyst, 2009, 134, 1965, 2009.

- [43] S. Majdi. *Electronic Characterization of CVD Diamond*. Uppsala Universitet, 2010.
- [44] A. Rose. *Space-Charge-Limited Currents in Solids*. Phys. Rev. 97, 1538, 1955.
- [45] J. Frenkel. *On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semiconductors*. Phys. Rev. 54, 647, 1938.
- [46] C. T. Sah, R. N. Noyce, and W. Shockley. *Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics*. Proc. IEEE 45 (9), 1228, 1957.
- [47] S. M. Sze und K. K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, New Jersey, 2007.
- [48] F. Fuchs, V. A. Soltamov, S. V ath, P. G. Baranov, E. N. Mokhov, G. V. Astakhov, und V. Dyakonov. *Silicon carbide light-emitting diode as a prospective room temperature source for single photons*. Sci. Rep. 3, 1637, 2013.
- [49] F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal, und W. Shockley. *Theory and Experiment for a Germanium p-n Junction*. Phys. Rev. 81, 637, 1951.
- [50] M. Sparks, D. L. Mills, R. Warren, T. Holstein, A. A. Maradudin, L. J. Sham, E. Loh, und D. F. King. *Theory of electron-avalanche breakdown in solids*. Phys. Rev. B 24, 3519, 1981.
- [51] M. S. Tyagi. *Zener and Avalanche Breakdown in Silicon alloyed p-n Junctions - I*. Solid-State Electron. 11, 99, 1968.
- [52] A. L. Hughes und L. A. DuBridge. *Photoelectric Phenomena*. McGraw-Hill, New York, 1932.
- [53] V. S. Fomenko. *Emissive Properties of Materials*. Naukova Dumka, Kiev, 1970.
- [54] H. Kawano. *Emissive Properties of Materials*. Prog. Surf. Sci. 83, 1, 2008.
- [55] G. Halsey. *Physical Adsorption on Non-Uniform Surfaces*. J. Chem. Phys. 16, 931, 1948.
- [56] J.J. Lander. *Chemisorption and ordered surface structures*. Surf. Sci. 1, 125, 1964.
- [57] A. Roth. *Vacuum Technology*. North Holland, Amsterdam, 1976.
- [58] Herbert B. Michaelson. *The work function of the elements and its periodicity*. J. Appl. Phys. 48, 4729, 1977.
- [59] G. N. Derry, M. E. Kern, und E. H. Worth. *Recommended values of clean metal surface work functions*. J. Vac. Sci. Technol. A33, 060801, 2015.

-
- [60] M. Nonnenmacher, M. P. O. Boyle, und H. K. Wickramasinghe. *Kelvin probe force microscopy*. Appl. Phys. Lett. 58, 2921, 1991.
- [61] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, und R. N. Hamm. *Surface-Plasmon Resonance Effect in Grating Diffraction*. Phys. Rev. Lett. 21, 1530, 1968.
- [62] J. R. Sambles, G. W. Bradbery, und F. Z. Yang. *Optical-excitation of surface-plasmons - an introduction*. Contemp. Phys. 32, 173, 1991.
- [63] H. Ditlbacher, J. R. Krenn, N. Felidj, B. Lamprecht, G. Schider, M. Salerno, A. Leitner, und F. R. Aussenegg. *Fluorescence imaging of surface plasmon fields*. Appl. Phys. Lett. 80, 404, 2002.
- [64] Vasily Temnov und Ulrike Woggon. *Nanoplasmonik in Hybridstrukturen*. Wiley, Physik Journal 9, 6, 2010.
- [65] W. L. Barnes, A. Dereux, und T. W. Ebbesen. *Surface-Plasmon Resonance Effect in Grating Diffraction*. Nature 424, 824, 2003.
- [66] H. R. Philipp und H. Ehrenreich. *Optical Properties of Semiconductors*. Phys. Rev. 129, 1550, 1963.
- [67] R. A. Roberts und W. C. Walker. *Optical Study of the Electronic Structure of Diamond*. Phys. Rev. 161, 730, 1967.
- [68] J. Frenkel. *Nanoplasmonik in Hybridstrukturen*. Phys. Rev. 37, 17, 1931.
- [69] W. B. Fowler. *Electronic Band Structure and Wannier Exciton States in Solid Krypton*. Phys. Rev. 132, 1591, 1963.
- [70] T. Muto, S. Oyama, und H. Okuno. *Electronic Structure of the Exciton in Ionic Crystal*. Prog. Theor. Phys. 20, 804, 1958.
- [71] J. Omachi, T. Suzuki, K. Kato, N. Naka, K. Yoshioka, und M. Kuwata-Gonokami. *Observation of Excitonic N-Body Bound States: Polyexcitons in Diamond*. Phys. Rev. Lett. 111, 026402, 2013.
- [72] N. Bohr. *The spectra of helium and hydrogen*. Nature 92, 231, 1914.
- [73] G. M. Akselrod, P. B. Deotare, N. J. Thompson, J. Lee, W. A. Tisdale, M. A. Baldo, V. M. Menon, und V. Bulovic. *Visualization of exciton transport in ordered and disordered molecular solids*. Nat. Commun. 5, 3646, 2014.
- [74] L.D. Landau und E.M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik IV, Quantenelektrodynamik*. 7. Auflage, Akademie Verlag, 1991.
- [75] H. Morimoto, Y. Hazama, K. Tanaka, und N. Naka. *Ultrahigh exciton diffusion in intrinsic diamond*. Phys. Rev. B 92, 201202(R), 2015.

- [76] R. H. Fowler und L. Nordheim. *Electron Emission in Intense Electric Fields*. The Royal Society, 1928. Vol. 119, 173-181.
- [77] R. Stratton. *Theory of Field Emission from Semiconductors*. Phys. Rev. 125, 67, 1962.
- [78] Gregor Wentzel. *Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik*. Zeitschrift für Physik, 1926. Ausgabe 38, Nr. 6-7, 1926, S. 518-529.
- [79] Hendrik Anthony Kramers. *Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung*. Zeitschrift für Physik, 1926. Ausgabe 39, 10, Springer, Berlin, Heidelberg, S. 828.
- [80] Léon Brillouin. *La mécanique ondulatoire de Schrödinger: une méthode générale de résolution par approximations successives*. Comptes Rendus de l'Academie des Sciences, 1926. 183, 1926, S. 24-26.
- [81] J. W. Gadzuk und E. W. Plummer. *Field Emission Energy Distribution (FEED)*. Reviews of Modern Physics, 1973. Volume 45, Nr. 3.
- [82] T. Habermann, A. Göhl, G. Müller, N. Pupeter, und H. Piel. *The role of geometric field Enhancement for the enhanced field emission of niobium*. Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC1996), Sitges, Barcelona, Spain, 1996.
- [83] W. P. Dyke und J. K. Trolan. *Field emission: large current densities, space charge and vacuum arc*. Phys. Rev. 89(4), 799, 1953.
- [84] E. E. Martin, J. K. Trolan, , und W. P. Dyke. *Stable, high density field emission cold cathode*. J. Appl. Phys. 31(5), 782, 1960.
- [85] G. O'Shea. *Reversible and irreversible emittance growth*. Phys. Rev. E 57, 1081, 1998.
- [86] K. L. Jensen, P. G. O'Shea, D. W. Feldman, und J. L. Shaw. *Emittance of a field emission electron source*. J. Appl. Phys. 107, 014903, 2010.
- [87] I. G. Brown. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, S. 65, 2004.
- [88] A. V. Crewe, D. N. Eggenberger, J. Wall, und L. M. Welter. *Electron Gun Using a Field Emission Source*. Rev. Sci. Instrum. 39, 576, 1968.
- [89] W. Qian, M. R. Scheinfein, und J. C. H. Spence. *Brightness measurements of nanometer-sized field-emission-electron sources*. J. Appl. Phys. 73, 704, 1993.

-
- [90] R. Stratton. *Field Emission from Semiconductors*. Proc. Phys. Soc. B68, 746, 1955.
- [91] J. R. Arthur. *Photosensitive field emission from p-type Germanium*. J. Appl. Phys. 36, 3221, 1965.
- [92] L. M. Baskin, O. I. Lvov, und G. N. Fursej. *General Features of Field Emission from Semiconductors*. phys. stat. sol. (b) 47, 49, 1971.
- [93] D.K. Schroder, R.N. Thomas, J. Vine, und H.C. Nathanson. *The semiconductor field-emission photocathode*. IEEE Trans. Electron Devices 21, 785, 1974.
- [94] R. G. Forbes. *Field emission: the theoretical link between voltage loss, reduction in field enhancement factor, and Fowler-Nordheim-plot saturation*. www.arXiv.org, cond-mat.mes-hall, arXiv:1612.02187, 2016.
- [95] G. N. Fursej und N. V. Egorov. *Field emission from p-type Si*. Phys. Status Solidi B32, 23, 1969.
- [96] G. N. Fursej und N. V. Egorov. *Field Emission from p-Type Si*. Phys. Stat. Sol. 32, 23, 1969.
- [97] M. Choueib, A. Ayari, P. Vincent, S. Perisanu, und S. T. Purcell. *Evidence for Poole-Frenkel conduction in individual SiC nanowires by field emission transport measurements*. J. Appl. Phys. 109, 073709, 2011.
- [98] V. I. Kleshch, S. T. Purcell, und A. N. Obraztsov. *Single Crystal Diamond Needle as Point Electron Source*. Sci. Rep. 6, 35260, 2016.
- [99] Jose Mauricio Marulanda. *Carbon Nanotubes*. InTech, 2010. Chapter 17.
- [100] D. V. Glazanov, L. M. Baskin, und G. M. Fursej. *Kinetic of the pulsed heating of field-emission cathode point with real geometry by a high-density emission current*. Zh. Tekh. Fiz. 59, 6, 1989.
- [101] L. Nilsson, O. Groening, C. Emmenegger, O. Kuettel, E. Schaller, und L. Schlapbach. *Scanning field emission from patterned carbon nanotube films*. Appl. Phys. Lett. 76, 15, 2000.
- [102] H. S. Kuo, I. S. Hwang, T. Y. Fu, Y. C. Lin, C. C. Chang, und T. T. Tsong. *Preparation of Single-Atom Tips and Their Field Emission Behaviors*. e-J. Surf. Sci. Nanotech. 4, 233, 2006.
- [103] E. Rokuta, H. S. Kuo, T. Itagaki, K. Nomura, T. Ishikawa, B. L. Cho, I. S. Hwang, T. T. Tsong, und C. Oshima. *Field emission spectra of single-atom tips with thermodynamically stable structures*. Surf. Sci. 602, 2508, 2008.

- [104] J. W. Gadzuk. *Resonance-Tunneling Spectroscopy of Atoms Adsorbed on Metal Surfaces: Theory*. Phys. Rev. B 1, 2110, 1970.
- [105] V. T. Binh, S. T. Purcell, N. Garcia, und J. Doglioni. *Field-emission electron spectroscopy of single-atom tips*. Phys. Rev. Lett. 69, 2527, 1992.
- [106] H. Hertz. *Über einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung*. Ann. d. Phys. u. Chem. 267, 983, 1887.
- [107] A. Einstein. *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Ann. d. Phys. 17, 132, 1905.
- [108] F. G. Allen und G. W. Gobeli. *Work Function, Photoelectric Threshold, and Surface States of Atomically Clean Silicon*. Phys. Rev. 127, 150, 1962.
- [109] C. N. Berglund und W. E. Spicer. *Photoemission Studies of Copper and Silver: Theory*. Phys. Rev. A136, 1030, 1964.
- [110] S. Hüfner. *Photoelectron Spectroscopy: Principles and Applications*. Springer-Verlag, 2003.
- [111] R. Ganter, R. J. Bakker, C. Gough, M. Paraliiev, M. Pedrozzi, F. Le Pimpec, L. Rivkin, und A. Wrulich. *Nanosecond field emitted and photo-field emitted current pulses from ZrC tips*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A565, 423, 2006.
- [112] Gerd Wedler. *Lehrbuch der Physikalischen Chemie*. Wiley, 1982.
- [113] D. E. Aspnes und A. A. Studna. *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV*. Phys. Rev. B 27, 985, 1983.
- [114] D. H. Dowell und J. F. Schmerge. *Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes*. Phys. Rev. 12, 074201, 2009.
- [115] A. Thompson, I. Lindau, D. Attwood, Y. Liu, E. Gullikson, P. Pianetta, M. Howells, A. Robinson, K. J. Kim, J. Scofield, J. Kirz, J. Underwood, J. Kortright, G. Williams, und H. Winick. *X-Ray Data Booklet*. University of California, Berkeley, 2009.
- [116] J. H. Bechtel, W. L. Smith, und N. Bloembergen. *Two-photon photoemission from metals induced by picosecond laser pulses*. Phys. Rev. B 15, 4557, 1977.
- [117] M. Sheik-Bahae, D.C. Hutchings, D.J. Hagan, und E. W. V. Stryland. *Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids*. IEEE J. Quantum Electron. 27, 1296, 1991.

-
- [118] X. J. Zhoua, B. Wannberg, W. L. Yang, V. Brouet, Z. Sun, J. F. Douglas, D. Dessau, Z. Hussain, und Z. X. Shen. *Space charge effect and mirror charge effect in photoemission spectroscopy*. J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 142, 27, 2005.
- [119] C. D. Child. *Discharge From Hot CaO*. Phys. Rev. (Series I) 32, 492, 1911.
- [120] I. Langmuir. *The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum*. Phys. Rev. 2, 450, 1913.
- [121] L. Reimer und G. Pfefferkorn. *Rasterelektronenmikroskopie*. Springer, 1977.
- [122] F. Wooten und R. N. Stuart. *Fowler's Hypothesis and the Determination of Photoemission Thresholds*. Phys. Rev. 186, 592, 1969.
- [123] E. O. Kane. *Theory of Photoelectric Emission from Semiconductors*. Phys. Rev. 127, 131, 1962.
- [124] G. W. Gobeli und F. G. Allen. *Photoelectric Properties of Cleaved GaAs, GaSb, InAs, and InSb Surfaces; Comparison with Si and Ge*. Phys. Rev. 137, A245, 1965.
- [125] K. W. Busch und M. A. Busch. *Multielement Detection Systems for Spectrochemical Analysis*. s. 372, Wiley, New York, 1990.
- [126] O. W. Richardson. *The emission of electricity from hot bodies*. 2 ed., Green and co., Longmans, 1921.
- [127] S. Dushman. *Electron Emission from Metals as a Function of Temperature*. Phys. Rev. 21, 623, 1923.
- [128] A. R. Hutson. *Velocity Analysis of Thermionic Emission from Single-Crystal Tungsten*. Phys. Rev. 98, 889, 1955.
- [129] K. Togawa, H. Baba, K. Onoe, T. Inagaki, T. Shintake, und H. Matsumoto. *CeB6 electron gun for the soft X-ray FEL project at SPring-8*. Nucl. Instr. and Meth. A528, 312, 2004.
- [130] M. Bakr, M. Kawai, T. Kii, und H. Ohgaki. *CeB6: Emission Performance and Uniformity Compared With LaB6 for Thermionic RF Guns*. IEEE Trans. Electron Devices 63 (3), 1326, 2016.
- [131] A. N. Broers. *Electron Gun using Long-Life Lanthanum Hexaboride Cathode*. J. Appl. Phys. 38, 1991, 1967.
- [132] G. Bemski. *Recombination in Semiconductors*. Proc. IRE 46, 990, 1958.
- [133] R. K. Parker, R. E. Anderson, und C. V. Duncan. *Plasma-induced field emission*

- and the characteristics of high-current relativistic electron flow.* J. Appl. Phys. 45, 2463, 1974.
- [134] C. N. Fursey. *Field Emission and Vacuum Breakdown.* EI-20, 659, 1985.
- [135] E. A. Litvinov. *Theory of Explosive Electron Emission.* EI-20, 683, 1985.
- [136] G. A. Mesyats. *Ectons and their role in plasma processes.* Plasma Phys. Controlled Fusion 47, A109, 2005.
- [137] F. Zhou, H. Wan, J. Chuan, S. Bai, and J. Yang. *Explosive electron emission from a surface-modified carbon/carbon composite cathode.* J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 305203, 2013.
- [138] P. G. Strupp, P. C. Stair, and E. Weitz. *Explosive electron emission from a surface-modified carbon/carbon composite cathode.* J. Appl. Phys. 69, 3472, 1991.
- [139] X. J. Wang, T. Tsang, H. Kirk, T. Srinivasan-Rao, J. Fischer, K. Batchelor, P. Russell, and R. C. Fernow. *Intense electron emission due to picosecond laser-produced plasmas in high gradient electric fields.* J. Appl. Phys. 72, 888, 1992.
- [140] R. Ganter, R. J. Bakker, M. Dehler, J. Gobrecht, C. Gough, E. Kirk, F. Le Pimpec, S. C. Leenmann, K. L. Li, M. Paraliiev, M. Pedrozzi, J. Y. Raguin, L. Rivkin, V. Schlott, H. Sehr, S. Tsujino, and A. Wrulich. *Peak current performances from electron sources based on field emission.* Proceedings of the 28th International Free Electron Laser Conference (FEL2006), Berlin, Germany, 2006.
- [141] H. M. Mott-Smith und I. Langmuir. *The Theory of Collectors in Gaseous Discharges.* Phys. Rev. 28, 727, 1926.
- [142] L. Spitzer. *Physics of Fully Ionized Gases.* Interscience, New York, 1956.
- [143] F. Paschen. *On the potential difference required for spark initiation in air, hydrogen, and carbon dioxide at different pressures.* Ann. Phys. (Berlin, Ger.) 273 (5), 69, 1889.
- [144] R. M. Clements und P. R. Smy. *The positively biased planar Langmuir probe in high-pressure plasma.* J. Phys. D: Appl. Phys. 26, 1916, 1976.
- [145] F. F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion.* Plasma Physics Vol. 1, Plenum Press, 1984.
- [146] P. R. Smy. *The use of Langmuir probes in the study of high pressure plasmas.* Adv. Phys. 25, 517, 1976.

-
- [147] H. M. Mott-Smith und I. Langmuir. *The Theory of Collectors in Gaseous Discharges*. Phys. Rev. 28, 727, 1926.
- [148] N. Hershkowitz. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. "How Langmuir probes work in Plasma Diagnostics, Academic Press, 1989.
- [149] B. Bornmann, S. Mingels, F. Dams, C. Prommesberger, R. Schreiner, D. Lützenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Electron spectrometer in adjustable triode configuration for photo-induced field emission measurements*. Rev. Sci. Instrum. 83, 013302, 2012.
- [150] S. Mingels, V. Porshyn, B. Bornmann, D. Lützenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Sensitive fast electron spectrometer in adjustable triode configuration with pulsed tunable laser for research on photo-induced field emission cathodes*. Rev. Sci. Instrum. 86, 043307, 2015.
- [151] S. Mingels, V. Porshyn, B. Bornmann, D. Lützenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Spectrometer for laser-pulsed electrons from field emission cathodes*. Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference (IPAC2014), Dresden, Germany, 2014.
- [152] S. Mingels, V. Porshyn, D. Lützenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Highly sensitive spectrometer for field emission cathodes under pulsed tunable laser illumination*. Proceedings of the 28th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC2015), Guangzhou, China, 2015.
- [153] S. Mingels. *Elektronenspektroskopische Untersuchungen an kalten Kathoden unter hohen elektrischen Feldern und durchstimmbarer Laserbeleuchtung*. Dissertation, Universität Wuppertal, 2016.
- [154] E. Mahner. *Untersuchung der erhöhten Feldemission von Niob mit einem UHV-Rasterelektronenmikroskop*. Dissertation, Universität Wuppertal, 1995.
- [155] D. Lysenkov und G. Müller. *Field emission measurement techniques for the optimisation of carbon nanotube cathodes*. Int. J. Nanotechnology 2, 239, 2005.
- [156] D. Lysenkov und G. Müller. *Improved current densities of carbon nanotube cathodes by pulsed operation*. J. Vac. Sci. Technol. B 24, 1067, 2006.
- [157] A. P. Speiser. *Impulsschaltungen*. Heidelberg Berlin, 1963.
- [158] Ekspla. *Bedienungsanleitung des NT342A-SH Lasers*. 2010.
- [159] Ophir. *Datenblatt des pyroelektrischen Sensors PE25BF*. 2014. <http://www.ophiropt.com/laser>.

- [160] Beuth. *Charakterisierung von Laserstrahlen und Laseroptiken*. DIN-Taschenbuch 341, 2005.
- [161] M. Born und E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [162] SPECS. *Handbuch des Phoibos-Elektronenspektrometers*. 2014.
- [163] R. E. Imhof, A. Adams, und G. C. King. *Energy and time resolution of the 180° hemispherical electrostatic analyser*. J. Phys. E: Sci. Instrum. 9, 138, 1976.
- [164] S. Lagotzky. *Systematische Untersuchung und Reduktion der Elektronenfeldemission von metallischen Oberflächen in Teilchenbeschleunigern*. Dissertation, Universität Wuppertal, 2015.
- [165] A. Navitski. *Scanning field emission investigations of structured CNT and MNW cathodes, niobium surfaces and photocathodes*. Dissertation, Universität Wuppertal, 2010.
- [166] GIDS-GmbH. *Phosphor Screens brochure*. 2017. <http://www.gids-gmbh.com>, besucht am 09.2017.
- [167] P. Serbun. *A systematic investigation of carbon, metallic and semiconductor nanostructures for field-emission cathode applications*. Dissertation, Universität Wuppertal, 2014.
- [168] B. Michelt und J. Schulze. *Die Spektralfarben des Nanometers*. Mikroproduktion 2, 39, 2005.
- [169] G. Binnig, C. F. Quate, und Ch. Gerber. *Atomic Force Microscope*. Phys. Rev. Lett. 56, 930, 1986.
- [170] Fries Research und Technology. *MicroProf*. 2017. <http://www.frt-gmbh.de>, besucht am 9.2017.
- [171] L. Spiess. *Moderne Röntgenbeugung*. Vieweg Teubner Verlag Wiesbaden, 2012.
- [172] Philips. *X'Pert*. 2017. <http://www.panalytical.com>, besucht am 9.2017.
- [173] Schmitz Metallographie. *Restaustenitbestimmung*. 2017. <http://www.schmitz-metallographie.de/>, besucht am 8.2017.
- [174] M. Stubenrauch, M. Fischer, C. Kremin, S. Stoebenau, A. Albrecht, und O. Nagel. *Black silicon-new functionalities in microsystems*. J. Micromech. Microeng. 16, 82, 2006.
- [175] R. Torres, V. Vervisch, M. Halbwx, T. Sarnet, P. Delaporte, M. Sentis, J. Ferreira, D. Barakel, S. Bastide, F. Torregrosa, H. Etienne, und L. Roux. *Femtosecond laser*

- texturization for improvement of photovoltaic cells: Black silicon*. J. Optoelectron. Adv. Mater. 12, 621, 2010.
- [176] C. Sun, P. Jiang, und B. Jiang. *Broadband moth-eye antireflection coatings on silicon*. Appl. Phys. Lett. 92, 061112, 2008.
- [177] K. Han und C. H. Chang. *Numerical Modeling of Sub-Wavelength Anti-Reflective Structures for Solar Module Applications*. Nanomaterials 4, 87, 2014.
- [178] A. V. Karabutov, V. D. Frolov, E. N. Loubnin, A. V. Simakin, und G. A. Shafeev. *Low-threshold field electron emission of Si micro-tip arrays produced by laser ablation*. Appl. Phys. A 76, 413, 2003.
- [179] S. Ravipati, C. J. Kuo, J. Shieh, C. T. Chou, und F. H. Ko. *Fabrication and enhanced field emission properties of novel silicon nanostructures*. Microelectron. Reliab. 50, 1973, 2010.
- [180] A. Aboubacar, M. Dupont, J. Gardes, M. Laguna, M. Querrou, und L. P. Says. *Electron beams triggered by a laser pulse of a few tens ns duration from silicon cathodes with array of tips in high electric field*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 340, 74, 1994.
- [181] A. Aboubacara, A. Chbihi, M. Dupont, J. Gardes, M. Laguna, und M. Querrou. *Silicon cathodes with array of tips used as pulsed photoemitters*. J. Vac. Sci. Technol. B 13, 616, 1995.
- [182] R. Ganter, R. Bakker, C. Gough, S. C. Leemann, M. Paraliiev, M. Pedrozzi, F. Le. Pimpec, V. Schlott, L. Rivkin, und A. Wrulich. *Laser-photofield emission from needle cathodes for low-emittance electron beams*. Phys. Rev. Lett. 100, 064801, 2008.
- [183] A. Avdic, A. M. Lausch, E. Bertagnolli, und A. Lugstein. *Miniaturized wide-range field-emission vacuum gauge*. Nanomater. Nanotechnol. 4, 29, 2014.
- [184] A. Basu, M. E. Swanwick, A. A. Fomani, und L. F. Velasquez-Garcia. *Miniaturized wide-range field-emission vacuum gauge*. J. Phys. D: Appl. Phys. 48, 225501, 2015.
- [185] C. Langer, C. Prommesberger, R. Lawrowski, R. Schreiner, P. Serbun, G. Müller, F. Düsberg, M. Hofmann, M. Bachmann, und A. Pahlke. *Field emission properties of p-type black silicon on pillar structures*. J. Vac. Sci. Technol. B 34, 02G107, 2016.
- [186] S. Mingels, V. Porshyn, P. Serbun, D. Lützenkirchen-Hecht, G. Müller, C. Prommesberger, C. Langer, und R. Schreiner. *Photo-enhanced field emission properties*

- of p-doped black Si arrays*. Proceedings of the 29th International Vacuum Nano-electronics Conference (IVNC2016), Vancouver, Kanada, 2016.
- [187] S. Mingels, V. Porshyn, C. Prommesberger, C. Langer, R. Schreiner, D. Lutzenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Photosensitivity of p-type black Si field emitter arrays*. J. Appl. Phys. 119, 165104, 2016.
- [188] A. Navitski, S. Lagotzky, D. Reschke, X. Singer, und G. Müller. *Field emitter activation on cleaned crystalline niobium surfaces relevant for superconducting rf technology*. Phys. Rev. ST Accel. Beams 16, 112001, 2013.
- [189] J. Shaw. *Effects of surface oxides on field emission from silicon*. J. Vac. Sci. Technol., B: Nanotechnol. Microelectron.: Mater., Process., Meas., Phenom. 18, 1817, 2000.
- [190] M. H. Herman. *Photo field emission and field emission energy distributions from silicon*. Dissertation, Pennsylvania State University, 1982.
- [191] A. J. Miller und R. Johnston. *The influence of surface treatment on field emission from silicon microemitters*. J. Phys.: Condens. Matter 3, 231, 1991.
- [192] R. Johnston und A. J. Miller. *Field emission from silicon emitters*. Surf. Sci. 266, 155, 1992.
- [193] K. G. McKay. *Avalanche Breakdown in Silicon*. Phys. Rev. 94, 877, 1954.
- [194] W. Fulop. *Calculation of avalanche breakdown voltages of silicon p-n junctions*. Solid-State Electron. 10, 39, 1967.
- [195] M. A. Lampert. *Simplified Theory of Space-Charge-Limited Currents in an Insulator with Traps*. Phys. Rev. 103, 1648, 1956.
- [196] M. A. Lampert, A. Rose, und R. W. Smith. *Space-Charge-Limited currents as a technique for the study of imperfections in pure crystals*. J. Phys. Chem. Solids 8, 464, 1959.
- [197] L. Reggiani. *Hot-Electron Transport in Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1985.
- [198] G. W. Gobeli und F. G. Allen. *Direct and Indirect Excitation Processes in Photoelectric Emission from Silicon*. Phys. Rev. 127, 141, 1962.
- [199] R. Williams. *Photoemission of Electrons from Silicon into Silicon Dioxide*. Phys. Rev. 140, A569, 1965.
- [200] M. Morita, T. Ohmi, E. Hasegawa, M. Kawakami, und M. Ohwa. *Growth of native oxide on a silicon surface*. J. Appl. Phys. 68, 1272, 1990.

-
- [201] A. H. Al-Bayati, K. G. Orrman-Rossiter, J. A. van den Berg, und D. G. Armour. *Composition and structure of the native Si oxide by high depth resolution medium energy ion scattering*. Surf. Sci. 241, 91, 1991.
- [202] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen. *Electronic structure of silicon*. Phys. Rev. B 10, 5095, 1974.
- [203] M. L. Cohen und T. K. Bergstresser. *Band Structures and Pseudopotential Form Factors for Fourteen Semiconductors of the Diamond and Zinc-blende Structures*. Phys. Rev. 141, 789, 1966.
- [204] L. F. Wagner und W. E. Spicer. *Observation of a Band of Silicon Surface States Containing One Electron Per Surface Atom*. Phys. Rev. Lett. 28, 1381, 1972.
- [205] C. Raisin, E. Vieujot-Testemale, A. B. Brahim, J. M. Palau, und L. Lassabater. *Work function measurements during growth of ultra thin films of SiO₂ on characterized silicon surfaces*. Solid-State Electron. 27, 413, 1984.
- [206] M. Bachmann, F. Dams, F. Düsberg, M. Hofmann, A. Pahlke, C. Langer, R. Lawrowski, C. Prommesberger, R. Schreiner, P. Serbun, D. Lützenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Extraction of the characteristics of current-limiting elements from field emission measurement data*. J. Vac. Sci. Technol., B: Nanotechnol. Microelectron.: Mater., Process., Meas., Phenom. 35, 02C103, 2017.
- [207] C. Langer, R. Lawrowski, C. Prommesberger, F. Dams, P. Serbun, M. Bachmann, G. Müller, und R. Schreiner. *High Aspect Ratio Silicon Tip Cathodes for Application in Field Emission Electron Sources*. Proceedings of 27th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC2014), Engelberg, Schwitzerland, 2014.
- [208] R. Lawrowski, C. Langer, C. Prommesberger, F. Dams, M. Bachmann, und R. Schreiner. *Fabrication and Simulation of Silicon Structures with High Aspect Ratio for Field Emission Devices*. Proceedings of 27th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC2014), Engelberg, Schwitzerland, 2014.
- [209] P. Serbun, V. Porshyn, G. Müller, S. Mingels, D. Lützenkirchen-Hecht, M. Bachmann, F. Düsberg, F. Dams, M. Hofmann, A. Pahlke, C. Prommesberger, C. Langer, R. Lawrowski, und R. Schreiner. *Field emission behavior of Au-tip-coated p-type Si pillar structures*. Proceedings of 29th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC2016), Vancouver, Kanada, 2016.
- [210] P. B. Johnson und R. W. Christy. *Optical Constants of the Noble Metals*. Phys. Rev. B 6, 4370, 1972.

- [211] P. R. Schwoebel und I. Brodie. *Surface-science aspects of vacuum microelectronics*. J. Vac. Sci. Technol. B 13,139, 1995.
- [212] K. X. Liu, C. J. Chiang, und J. P. Heritage. *Photoresponse of gated p -silicon field emitter array and correlation with theoretical models*. J. Appl. Phys. 99, 034502, 2006.
- [213] K. Misiakos und D. Tsamakis. *Accurate measurements of the silicon intrinsic carrier density from 78 to 340 K*. J. Appl. Phys. 74, 3293, 1993.
- [214] B. L. Smith und E. H. Rhoderick. *Schottky Barriers on p-Type Silicon*. Solid-State Electron. 14, 71, 1971.
- [215] N. E. B. Covern, K. T. F. Janssen, G. F. A. van de Walle, und D. J. Gravesteijn. *Impurity diffusion via an intermediate species: The B-Si system*. Phys. Rev. Lett. 65, 2434, 1990.
- [216] P. Serbun, B. Bornmann, A. Navitski, G. Müller, C. Prommesberger, C. Langer, F. Dams, und R. Schreiner. *Stable field emission of single B-doped Si tips and linear current scaling of uniform tip arrays for integrated vacuum microelectronic devices*. J. Vac. Sci. Technol. B31, 02B101, 2013.
- [217] M. A. Green und M. J. Keevers. *Optical Properties of Intrinsic Silicon at 300 K*. Progr. Photovoltaics 3, 189, 1995.
- [218] B. K. Ridley. *Mechanism of electrical breakdown in SiO₂ films*. J. Appl. Phys. 46, 998, 1975.
- [219] D. L. Rode. *Electron Mobility in Ge, Si, and GaP*. Phys. Status Solidi B 53(1), 245, 1972.
- [220] C. J. Glassbrenner und G. A. Slack. *Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3K to the Melting Point*. Phys. Rev. 134, A1058, 1964.
- [221] V. Porshyn, S. Mingels, D. Lützenkirchen-Hecht, und G. Müller. *Laser-initiated explosive electron emission from flat germanium crystals*. J. Appl. Phys. 120, 043303, 2016.
- [222] R. A. Lewis. *A review of terahertz sources*. J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 374001, 2014.
- [223] R. J. Barker und E. Schamiloğlu. *High Power Microwave Sources and Technologies*. John Wiley and Sons, Inc., New York, 2001.
- [224] K. Sakamoto, M. Tsuneoka, A. Kasugai, T. Imai, T. Kariya, K. Hayashi, und

- Y. Mitsunaka. *Major Improvement of Gyrotron Efficiency with Beam Energy Recovery*. Phys. Rev. Lett. 73, 3532, 1994.
- [225] M. Friedman, J. Krall, Y. Y. Lau, und V. Serlin. *Externally modulated intense relativistic electron beams*. J. Appl. Phys. 64, 3353, 1988.
- [226] J. X. Qiu, B. Levush, J. Pasour, A. Katz, C. M. Armstrong, D. R. Whaley, J. Tucek, K. Kreisler, und D. Gallagher. *Vacuum tube amplifiers*. IEEE Microwave Mag. 10, 38, 2009.
- [227] D. Zhu, J. Zhang, H. Zhong, und Z. Qi. *An X-band high-impedance relativistic klystron amplifier with an annular explosive cathode*. Phys. Plasmas 22, 113301, 2015.
- [228] D. Zhu, J. Zhang, H. Zhong, und Z. Qi. *Gyrotron with dual electrode ferroelectric cathode operating at high repetition rate and long pulse*. IEEE Trans. Electron Devices 61, 921, 2014.
- [229] K. Ronald, A. W. Cross, A. D. R. Phelps, H. Yin W. He, und S. N. Spark. *Explosive cathode gyrotron experiments*. IEEE Trans. Plasma Sci. 26(3), 375, 1998.
- [230] CrysTec. *CrysTec*. 2017. <http://www.crystec.de/>, besucht am 8.2017.
- [231] S. K. Sahari, H. Murakami, T. Fujioka, T. Bando, A. Ohta, K. Makihara, S. Higashi, und S. Miyazaki. *Native Oxidation Growth on Ge(111) and (100) Surfaces*. Jpn. J. Appl. Phys. 50, 04DA12, 2011.
- [232] J. Noer, P. Niedermann, N. Sankarraman, und O. Fischer. *Electron field emission from intentionally introduced particles on extended niobium surfaces*. J. Appl. Phys. 59, 3851, 1986.
- [233] V. Cracium, D. Cracium, C. Boulmer-Leborgne, und J. Hermann. *Subsurface boiling during pulsed laser ablation of Ge*. Phys. Rev. B 58, 6787, 1998.
- [234] G. Busch und J. Wullschlegel. *Der Schottky-Effekt an reinen Silizium-Oberflächen*. Phys. kondens. Materie 12, 47, 1970.
- [235] J. A. Dillon und H. E. Farnsworth. *Work-Function Studies of Germanium Crystals Cleaned by Ion Bombardment*. J. Appl. Phys. 28, 174, 1957.
- [236] G. M. Guichar, G. A. Garry, und C. A. Sébenne. *Photoemission yield spectroscopy of electronic surface states on germanium (111) surfaces*. Surf. Sci. 85, 326, 1979.
- [237] N. Tallaj und M. Buyle-Bodin. *Work function measurements on germanium by thermionic emission*. Surf. Sci. 69, 428, 1977.

- [238] T. W. Reenaas, Y. S. Lee, F. R. Chowdhury, M. Gupta, Y. Y. Tsui, T. Y. Tou, S. L. Yap, S. Y. Kok, und S. S. Yap. *Femtosecond and nanosecond pulsed laser deposition of silicon and germanium*. Appl. Surf. Sci. 354, A206, 2015.
- [239] W. W. Dolan, W. P. Dyke, und J. K. Trolan. *The field emission initiated vacuum arc. 2. The resistively heated emitter*. Phys. Rev. 91, 1054, 1953.
- [240] P. A. Chatterton. *A theoretical study of field emission initiated vacuum breakdown*. Proc. Phys. Soc. 88, 231, 1966.
- [241] A. G. Parfenov. *Nonstationary model of cathode and near-cathode phenomena in a vacuum arc*. Doctoral thesis, Institute of Electrophysics, Ekaterinburg, 1992.
- [242] N. Radic, B. Santic, und V. Vujnovic. *Floating potential and plasma sheath in vacuum arc plasma*. J. Appl. Phys. 73, 7174, 1993.
- [243] J. R. Meyer, M. R. Kruer, und F. J. Bartoli. *Optical heating in semiconductors: Laser damage in Ge, Si, InSb, and GaAs*. J. Appl. Phys. 51, 5513, 1980.
- [244] S. L. Miller. *Avalanche breakdown in germanium*. Phys. Rev. 99, 1234, 1955.
- [245] T. T. Tsong. *Avalanche breakdown in germanium*. Surf. Sci. 81, 28, 1979.
- [246] J. J. Camacho, L. Diaz, und J. M. L. Poyato. *Time-resolved spectroscopic diagnostic of laser-induced plasma on germanium targets*. J. Appl. Phys. 109, 103304, 2011.
- [247] J. J. Cowan. *Surface plasmon resonance radiation from germanium*. Thin Solid Films 28, 125, 1975.
- [248] M. H. Iqbal, S. Bashir, M. S. Rafique, A. Dawood, M. Akram, K. Mahmood, A. Hayat, R. Ahmad, T. Hussain, und A. Mahmood. *Pulsed laser ablation of Germanium under vacuum and hydrogen environments at various fluences*. Appl. Surf. Sci. 344, 146, 2015.
- [249] R. N. Hall. *Electron-hole recombination in germanium*. Phys. Rev. 87, 387, 1952.
- [250] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, und T. Fujiwara. *Electron energy distribution of a current-free double layer: Druyvesteyn theory and experiments*. Phys. Rev. Lett. 107, 035002, 2011.
- [251] A. Modinos. *Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy*. Plenum Press, S. 31, 1984.
- [252] A. H. Smith. *Temperature Dependence of the Work Function of Semiconductors*. Phys. Rev. 75, 953, 1949.

-
- [253] P. Lautenschlager, P. B. Allen, und M. Cardona. *Temperature dependence of band gaps in Si and Ge*. Phys. Rev. B 31, 2163, 1985.
- [254] K. L. Jensen, D. A. Shiffler, J. J. Petillo, Z. Pan, und J. W. Luginsland. *Emittance, surface structure, and electron emission*. Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams, 17, 043402, 2014.
- [255] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, und M. Shur. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. Vol. 1, World Scientific, New Jersey, S. 58, 1996.
- [256] I. L. Krainsky und V. M. Asnin. *Negative electron affinity mechanism for diamond surfaces*. Appl. Phys. Lett. 72, 2574, 1998.
- [257] K. N. Chanlek, J. D. Herbert, R. M. Jones, L. B. Jones, K. J. Middleman, und B. L. Milityn. *The degradation of quantum efficiency in negative electron affinity GaAs photocathodes under gas exposure*. J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 055110, 2014.
- [258] J. V. Macpherson. *A practical guide to using boron doped diamond in electrochemical research*. Phys. Chem. Chem. Phys. 17, 2935, 2015.
- [259] Dan Wu, Y. C. Ma, Z. L. Wang, Q. Luo, C. Z. Gu, N. L. Wang, C. Y. Li, X. Y. Lu, und Z. S. Jin. *Optical properties of boron-doped diamond*. Phys. Rev. B 73, 012501, 2006.
- [260] V. Porshyn, P. Serbun, und D. Lützenkirchen-Hecht. *Electron emission from flat Boron-doped diamond under high electric field and pulsed tunable laser illumination*. Proceedings of 30th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC2017), Regensburg, Germany, 2017.
- [261] P. W. May, S. Höhn, M. N. R. Ashfold, W. N. Wang, N. A. Fox, T. J. Davis, und J. W. Steeds. *Field emission from chemical vapor deposited diamond and diamond-like carbon films: Investigations of surface damage and conduction mechanisms*. J. Appl. Phys. 84, 1618, 1998.
- [262] F. J. Himpsel, J. A. Knapp, J. A. VanVechten, und D. E. Eastman. *Quantum photoyield of diamond(111)-A stable negative-affinity emitter*. Phys. Rev. B 20, 624, 1979.
- [263] C. Bandis und B. B. Pate. *Electron Emission Due to Exciton Breakup from Negative Electron Affinity Diamond*. Phys. Rev. Lett. 74, 777, 1995.
- [264] D. Takeuchi. *Total photoyield spectroscopy experiments on hydrogen-and oxygen-terminated diamond films*. New Diamond Front. Carbon Technol. 15, 297, 2005.

- [265] C. Bandis und B. B. Pate. *Photoelectric emission from negative-electron-affinity diamond (111) surfaces: Exciton breakup versus conduction-band emission*. Phys. Rev. B 52, 12056, 1995.
- [266] R. Sauer, N. Teofilov, und K. Thonke. *Exciton condensation in diamond*. Diamond Relat. Mater. 13, 691, 2004.
- [267] K. Murayama, R. Natsui, und H. Koami. *Exponential Tail in the Luminescence Spectrum from Electron-Hole Liquid and Electron-Hole Plasma in Diamond*. J. Phys. Soc. Jpn. 82, 043701, 2013.
- [268] Y. Takano. *Superconductivity in CVD diamond films*. J. Phys.: Condens. Matter 21, 253201, 2009.
- [269] V. Mortet und A. Soltani. *Impurity impact ionization avalanche in p-type diamond*. Appl. Phys. Lett. 99, 202105, 2011.
- [270] L. Diederich, O. M. Küttel, P. Aebi, und L. Schlapbach. *Electron affinity and work function of differently oriented and doped diamond surfaces determined by photoelectron spectroscopy*. Surf. Sci. 418, 219, 1998.
- [271] J. B. Cui, J. Ristein, und L. Ley. *Electron Affinity of the Bare and Hydrogen Covered Single Crystal Diamond (111) Surface*. Phys. Rev. Lett. 81, 429, 1998.
- [272] D. F. Blossey. *Wannier Exciton in an Electric Field. I. Optical Absorption by Bound and Continuum States*. Phys. Rev. B 2, 3976, 1970.
- [273] D. L. Smith, D. S. Pan, und T. C. McGill. *Impact ionization of excitons in Ge and Si*. Phys. Rev. B 12, 4360, 1975.
- [274] H. Weman, Q. X. Zhao, und B. Monemar. *Electric-field-induced quenching of shallow and deep bound excitons in silicon*. Phys. Rev. B 38, 6185, 1988.
- [275] J. I. Dadap, G. B. Focht, D. H. Reitze, und M. C. Downer. *Two-photon absorption in diamond and its application to ultraviolet femtosecond pulse-width measurement*. Opt. Lett. 16(7), 499, 1991.
- [276] C. Wang, L. Jiang, X. Li, F. Wang, Y. Yuan, L. Qu, und Y. Lu. *Nonlinear ionization mechanism dependence of energy absorption in diamond under femtosecond laser irradiation*. J. Appl. Phys. 113, 143106, 2013.
- [277] T. Sung, G. Popovici, , M. A. Prelas, R. G. Wilson, und S. K. Loyalka. *Boron diffusion into diamond under electric bias*. J. Mater. Res. 12, 1169, 1997.
- [278] D. Haaland. *Graphite-liquid-vapor triple point pressure and the density of liquid carbon*. Carbon. 14, 357, 1976.

-
- [279] A. G. Whittaker. *The controversial carbon solid-liquid-vapour triple point*. Nature. 276, 695, 1978.
- [280] H. R. Phillip und E. A. Taft. *Kramers-Kronig Analysis of Reflectance Data for Diamond*. Phys. Rev. 136, A1445, 1964.
- [281] M. S. Komlenok, V. V. Kononenko, V. G. Ralchenko, S. M. Pimenov, und V. I. Konov. *Laser Induced Nanoablation of Diamond Materials*. Phys. Procedia 12, 37, 2011.
- [282] S. S. Harilal, C. V. Bindhu, R. C. Issac, V. P. N. Nampoori, und C. P. G. Vallabhan. *Electron density and temperature measurements in a laser produced carbon plasma*. J. Appl. Phys. 82, 2140, 1997.
- [283] E. H. Blevis und C. R. Crowell. *Temperature Dependence of the Work Function of Single-Crystal Faces of Copper*. Phys. Rev. 133, A580, 1963.
- [284] M. Kataoka, C. Zhu, F. A. M. Koeck, und R. J. Nemanich. *Thermionic electron emission from nitrogen-doped homoepitaxial diamond*. Diamond Relat. Mater. 19, 110, 2010.
- [285] W. A. Mackie, J. E. Plumlee, und A. E. Bell. *Work function measurements of diamond film surfaces*. J. Vac. Sci. Technol., B: Nanotechnol. Microelectron.: Mater., Process., Meas., Phenom. 14, 2041, 1996.
- [286] A. N. Obraztsov, P. G. Kopylov, B. A. Loginov, M. A. Dolganov, R. R. Ismagilov, und N. V. Savenko. *Single crystal diamond tips for scanning probe microscopy*. Rev. Sci. Instrum. 81, 013703, 2010.
- [287] S. T. Lee, Z. Lin, und X. Jiang. *CVD diamond films: nucleation and growth*. Mater. Sci. Eng. 25, 123, 1999.
- [288] M. A. Green und M. J. Keevers. *Optical properties of intrinsic silicon at 300 K*. Prog. Photovoltaics 3, 189, 1995.
- [289] M. A. Green. *Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients*. Sol. Cells 92, 1305, 2008.
- [290] A. Y-C. Yu, W. E. Spicer, und G. Hass. *Optical properties of platinum*. Phys. Rev. 171, 834, 1968.
- [291] V. Porshyn, V. I. Kleshch, E. A. Obraztsova, A. L. Chuvilin, D. Lützenkirchen-Hecht, und A. N. Obraztsov. *Photoinduced effects in field electron emission from diamond needles*. Appl. Phys. Lett. 110, 182101, 2017.
- [292] J. M. Bonard, J. P. Salvetat, T. Stoeckli, W. A. de Heer, L. Forro, und A. Chate-

- lain. *Field emission from single-wall carbon nanotube films*. Appl. Phys. Lett. 73(7), 918, 1998.
- [293] F. T. Tuyakova, E. A. Obraztsova, E. V. Korostylev, D. V. Klinov, K. A. Prusakov, A. A. Alekseev, R. R. Ismagilov, und A. N. Obraztsov. *Photo- and cathodoluminescence of needle-like single crystal diamonds*. J. Lumin. 179, 539, 2016.
- [294] J. M. Ralston und R. K. Chang. *Optical limiting in semiconductors*. Appl. Phys. Rev. 15, 164, 1969.
- [295] M. Grundmann. *The Physics of Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, S. 268, 2010.
- [296] G. Moddel, D. A. Anderson, und W. Paul. *Derivation of the low-energy optical-absorption spectra of α -Si: H from photoconductivity*. Phys. Rev. B 22, 1918, 1980.
- [297] C. D. Clark, P. J. Dean, und P. V. Harris. *Intrinsic edge absorption in diamond*. Proc. R. Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci. 277(1370), 312, 1964.
- [298] H. G. Grimmeiss und L.-Å. Ledebø. *Spectral distribution of photoionization cross sections by photoconductivity measurements*. J. Appl. Phys. 46, 2155, 1975.
- [299] M. Vanecek, J. Kocka, J. Stuchlik, und A. Triska. *Direct measurement of the gap states and band tail absorption by constant photocurrent method in amorphous silicon*. Solid State Commun. 39, 1199, 1981.
- [300] T. Pisarkiewicz und T. Stapinski. *Density of GaP states deconvoluted from photoconductive spectra for undoped amorphous silicon and silicon-carbon thin films*. Acta Phys. Pol. A87, 407, 1995.
- [301] E. Rohrer, C. F. O. Graeff, R. Janssen, C. E. Nebel, und M. Stutzmann. *Nitrogen-related dopant and defect states in CVD diamond*. Phys. Rev. B 54, 7874, 1996.
- [302] E. Rohrer, C. E. Nebel, M. Stutzmann, A. Floeter, R. Zachai, X. Jiang, und C.-P. Klages. *Photoconductivity of undoped, nitrogen- and boron-doped CVD- and synthetic diamond*. Diamond Relat. Mater. 7, 879, 1998.
- [303] Z. Remes, R. Petersen, K. Haenen, M. Nesladek, und M. D'Olieslaeger. *Mechanism of photoconductivity in intrinsic epitaxial CVD diamond studied by photocurrent spectroscopy and photocurrent decay measurements*. Diamond Relat. Mater. 14, 556, 2005.
- [304] H. Morimotoa, Y. Hazamaa, K. Tanakaa, und N. Nakaa. *Exciton lifetime and diffusion length in high-purity chemical-vapor-deposition diamond*. Diamond Relat. Mater. 63, 47, 2016.

-
- [305] L. S. Pan, S. Han, D. R. Kania, M. A. Plano, and M. I. Landstrass. *Electrical properties of high quality diamond films*. Diamond Relat. Mater. 2, 820, 1993.
- [306] M. J. G. Lee. *Field emission of hot electrons from tungsten*. Phys. Rev. Lett. 30, 1193, 1973.
- [307] N. S. Xu, Y. Tzeng, and R. V. Latham. *A diagnostic study of the field emission characteristics of individual micro-emitters in CVD diamond films*. J. Phys. D: Appl. Phys. 27, 1988, 1994.
- [308] M. Nagai, R. Shimano, K. Horiuchi, and M. Kuwata. *Phase diagram of the quantum degenerate electron-hole system in diamond*. Phys. Status Solidi B 238, 509, 2003.
- [309] Martin Kozak, Frantisek Trojanek, and Petr Maly. *Temperature and density dependence of exciton dynamics in IIa diamond: Experimental and theoretical study*. Phys. Status Solidi B 211, 2240, 2014.
- [310] T. Malinauskas, K. Jarasiunas, E. Ivakin, V. Ralchenko, and A. Gontar and S. Ivakhnenko. *Optical evaluation of carrier lifetime and diffusion length in synthetic diamonds*. Diamond Relat. Mater. 17, 1212, 2008.
- [311] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature 187, 493, 1960.
- [312] P. H. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti : Al₂O₃*. J. Opt. Soc. Am. 3, 125, 1986.

Symbole und Abkürzungen

A, ζ	Parameter der RD-Theorie
Br	Brillanz
C	Elektrische Kapazität
D	Zustandsdichte
E	Relative Energie eines Elektrons
E_a	Aktivierungsenergie
E_B	Bindungsenergie
E_C	Energetische Lage der unteren Leitungsbandkante
E_{ex}	Bindungsenergie von Exzitonen
$E_{F,q}$	Quasi-Fermi-Niveau
E_F	Fermi-Energie
E_g	Bandlücke
E_I	Mitte der Bandlücke
E_{kin}	Kinetische Energie eines Elektrons
E_{laser}	Laserpulsenergie
E_{pass}	Passenergie des Analysators im Elektronenspektrometer
E_{VAC}	Vakuumenergie
E_V	Energetische Lage der oberen Valenzbandkante
E_z	Kinetische Energie eines Elektron in Richtung senkrecht zur Oberfläche
F, \vec{F}	Elektrisches Feld
H	Höhe eines Feldemitters
I	Kathodenstrom
I_c	Kritischer Strom in einem EEE-Prozess
I_F	Strom durch den in Durchlassrichtung vorgespannten pn-Übergang
I_{ph}	Strahlungsintensität
I_{PSFE}	Photostimulierter Feldemissionsstrom
I_R	Strom durch den in Sperrichtung vorgespannten pn-Übergang
I_{sat}	Sättigungsstrom
M, \vec{M}	Magnetisches Feld
N	Natürliche Zahl
Q	Elektrische Ladung
Q_v	Steigung der Q-U-Kurve

QE	Quanteneffizienz
R	Elektrischer Widerstand
r_0	Anfangsradius eines Ectons
R_{pl}	Elektrischer Widerstand eines Plasmas
$R_{s,0}$	Spezifischer Widerstand bei Raumtemperatur
R_s	Spezifischer Widerstand
S	Emittierende Fläche; Querschnitt, der von einem elektrischen Strom durchflossen wird
S_{bel}	Beleuchtete Fläche
S_E	Fläche konstanter Energie in Bezug auf die reziproke Darstellung eines Kristallgitters
ssp	Steigung der niederenergetischen Flanke eines FN-Elektronenspektrums
T	Temperatur
T_0	Anfangstemperatur
T_c	Kritische Temperatur in einem EEE-Prozess
T_e	Elektronentemperatur
U	Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode; Potentialdifferenz zwischen den Enden eines Leiters
U_{bild}	Bildpotential
U_b	Bias-Spannung
U_d	Diffusionsspannung
U_f	Freies Potential
U_{phos}	Spannung am Phosphorschirm
U_{pot}	Potentialbarriere
U_p	Plasmapotential
V	Volumen
Z	Ordnungszahl
a	Gitterkonstante
c	Lichtgeschwindigkeit
cps	Zählrate
d	Abstand zwischen Kathode und Anode
d_{hkl}	Netzebenenabstand
d_L	Abstand zwischen Kathode und den Laserstrahl fokussierender Linse
e	Elementarladung
f	Fermi-Dirac-Verteilung

g	Atomarer Formfaktor
h	Plancksches Wirkungsquantum
$h\nu$	Photonenenergie
j	Elektrische Stromdichte
j_c	Kritische Stromdichte in einem EEE-Prozess
j_{pl}	Stromdichte in einer Plasmahülle
k_{\perp}	Komponente von \vec{k} senkrecht zu S_E
k_B	Boltzmann-Konstante
l	Länge eines Leiters
m^*	Effektive Masse
m_e	Masse eines Elektrons
m_h	Masse eines Lochs
n	Reele Zahl
n_A	Akzeptordichte
n_D	Donatordichte
n_d	Störstellenkonzentration
$n_{e,gl}$	Elektronendichte im Festkörper im thermischen Gleichgewicht
$n_{e,ph}$	Dichte der photoangeregten Elektronen im Festkörper
n_{ex}	Exzitonische Dichte
n_e	Elektronendichte
n_h	Löcherdichte
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte
p, \vec{p}, p_x, p_z	Impuls
r	Radius einer Emissionsquelle
r_c	Charakteristischer Explosionsradius in einem EEE-Prozess
r_h	Mittlere Radius der Hemisphären des Analysators im Elektronenspektrometer
s_{FN}	Steigung der FN-Kurve
t	Zeit
t_c	Charakteristische Explosionszeit; Lebensdauer eines Ectons
t_{ex}	Mittlere Lebensdauer eines Exzitons
t_v	Einwirkungszeit in einem EEE-Prozess
u	Bloch-Funktion
$v_{e,\perp}$	Mittlere Elektronengeschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche
v_e	Driftgeschwindigkeit von Elektronen

v_{pl}	Ausbreitungsgeschwindigkeit von Plasma
x, y, z	Raumrichtungen
z_0	Dicke der Potentialbarriere
ΔE_{an}	Energieauflösung des Analysators im Elektronenspektrometer
ΔQ	Standardabweichung von Q
ΔU	Spannungsabfall über einem Elektronenemitter; Spektrale Verschiebung; Spannungsdifferenz
$\Delta \mathcal{F}$	Schärfentiefe einer Linse
$\Delta \phi_{Schottky}$	Schottky-Absenkung
$\Delta \Phi$	Veränderung der Photoschwelle
$\Gamma, X, K, L, \Delta, \Sigma, \Lambda, Y, W$	Kristallographische Richtungen hoher Symmetrie
Ω	Raumwinkel
Φ	Photoschwelle
Φ_r	Reduzierte Photoschwelle
Π	Energieverteilung der Elektronen im Festkörper, die auf die Potentialbarriere zulaufen
α	Eintrittswinkel in den Analysators im Elektronenspektrometer
β	Feldüberhöhungsfaktor
δ	Spezifische Einwirkung in einem EEE-Prozess
ϵ	Emittanz
ϵ_f	Emittanz einer Feldemissionsquelle
ϵ_{ph}	Emittanz einer Photoemissionsquelle
ϵ_{th}	Emittanz einer thermischen Elektronenquelle
κ	Spezifische Wärmekapazität
λ	Wellenlänge
λ_{ab}	Eindringtiefe der elektromagnetischen Strahlung
λ_D	Debye-Länge
λ_{e-e}	Mittlere freie Weglänge
λ_{pl}	Reichweite eines Plasmons
μ	Absorptionskoeffizient
ν	Frequenz
ϕ	Austrittsarbeit
ϕ_{PE}	Energetischer Abstand zwischen einem lokalisierten Zustand in der Bandlücke und der unteren Leitungsbandkante

ψ	Wellenfunktion
ρ	Dichte
σ	Elektrische Leitfähigkeit
$\tau_{e,R}$	Mittlere Rekombinationszeit
τ_e	Mittlere Stoßzeit der Elektronen
τ_h	Mittlere Stoßzeit der Löcher
θ_{aus}	Ausfallswinkel
θ_B	Braggwinkel
θ_{ein}	Einfallswinkel
θ_o	Öffnungswinkel
ε	Dielektrizitätszahl
ε_0	Permittivität des Vakuums
φ	$\chi - \vartheta_s$
$\vartheta, \vartheta_s, \bar{Y}$	Parameter der Stratton-Theorie
$\xi, \bar{\xi}$	Parameter in den Modellen der lokalen Feldüberhöhung
\mathcal{D}	Exzitonen-Diffusionskonstante
\mathcal{F}	Brennweite einer Linse
\mathcal{G}_{hkl}	Strukturfaktor
\mathcal{N}	Energieverteilung der photoangeregten Elektronen im Festkörper
\mathcal{R}	Spektrale Empfindlichkeit
\mathcal{S}	Größe der Raumladungszone
\mathcal{T}_e	Energieverteilung der emittierten Elektronen
\mathcal{T}_{pl}	EEDF
\mathcal{W}	Tunnelwahrscheinlichkeit; Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen aus dem Festkörper
\varnothing_{aus}	Austrittsspaltgröße des Analysators im Elektronenspektrometer
\varnothing_{ein}	Eintrittsspaltgröße des Analysators im Elektronenspektrometer
\varnothing_{iris}	Durchmesser der Irisblende im Elektronenspektrometer
\varnothing_s	Halbwertsbreite des Gaußschen Strahlprofils; Brennfleckgröße
Im	Imaginärteil einer komplexen Zahl
Re	Realteil einer komplexen Zahl
$\bar{\lambda}$	Wärmeleitfähigkeit
$\bar{A}, \bar{B}, \bar{C}$	Konstanten der FN-Theorie

$\bar{h}, \bar{k}, \bar{l}$	Millersche Indizes
\bar{Q}	Mittelwert von Q
\bar{t}, γ, \bar{b}	Nordheimfunktionen der FN-Theorie
\bar{y}	$\Delta\phi_{Schottky}/\phi$
χ	Elektronenaffinität
\hbar	Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
$\langle x \rangle$	Erwartungswert von x
\tilde{n}	Brechungsindex
\tilde{p}	Druck
\vec{G}_{hkl}	Reziproker Abstand von Netzebenen
\vec{k}	Wellenvektor
\vec{k}_{pl}	Wellenvektor eines Plasmons
\vec{r}	Ortsvektor
0D,1D,2D,3D	Null-, Ein-, Zwei-, Dreidimensional
$\ln\Lambda$	Coulomb-Logarithmus
b-Si	Schwarzes Silizium
BDD	Bor-dotierter Diamant
BZ	Brillouin-Zone
CNT	Kohlenstoffnanoröhre
CVD	Chemische Gasphasenabscheidung
DC	Gleichstrom
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
EEDF	Energieverteilung der Elektronen im Plasma
EEE	Explosive Elektronenemission
FE	Feldemission
FESM	Feldemissionsrastermikroskop
FLAPW	Full Potential Linearized Augmented Plane Wave (engl.)
FN	Fowler-Norheim
HAR	Hohes Aspektverhältnis
HF	Hochfrequenz
HOPG	Pyrolytischer Graphit
IMLS	Integrale Messapparatur mit Leuchtschirm
KDP	Kalium-Dideuterium-Phosphat

KPV	Konstantphotostromverfahren
LB	Leitungsband
LCAO	Linearkombinationen der atomaren Orbitale
NEA	Negative Elektronenaffinität
OP	Optisches Profilometer
OPO	Optisch parametrischer Oszillator
PE	Photoemission
PFE	Photoinduzierte Feldemission
PFES	Photo-Feldemissionsspektroskop
PL	Photolumineszenz-Spektroskopie
PSFE	Photostimulierte Feldemission
PVTE	Photoverstärkte thermische Emission
RD	Richardson-Dushman
REM	Rasterelektronenmikroskop
RKM	Rasterkraftmikroskop
RTM	Rastertunnelmikroskop
TE	Thermische Emission
TFE	Thermische Feldemission
UHV	Ultrahochvakuum
UV	Ultraviolett
VB	Valenzband
XRD	Röntgendiffraktometer

Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei all denjenigen, die mich während meiner Promotionszeit in jeder Hinsicht motiviert und unterstützt haben.

Ganz besonders gilt dieser Dank meinem ersten Betreuer Prof. Dr. Müller für seine inspirierende Führung, ständige Verfügbarkeit, Ermutigung, Geduld und einfach für seine professionelle Unterstützung.

Ein großer Dank gilt auch meinen weiteren Betreuern Prof. Dr. Dirk Lützenkirchen-Hecht und Prof. Dr. Ronald Frahm, die nach der schweren Erkrankung von Herrn Müller eine sofortige umfassende Rückendeckung gaben und die Weiterführung der laufenden Projekte in vollen Umfang ermöglichten.

Meinen Kollegen aus den PFES- und FE-Labors Stephan Mingels und Pavel Serbun danke ich für ein angenehmes Arbeitsklima, konstruktive fachliche Diskussionen und generell für eine enge produktive Zusammenarbeit während der gesamten Zeit.

Ich danke allen weiteren Mitarbeiter in unserem Arbeitskreis: Jan-Christoph Gasse, Stefan Lagotzky, Benjamin Bornmann, Jonas Kläs und Süleyman Soykarci, für interessante Anregungen und immer ein offenes Ohr für meine Fragen und Problemen.

Zudem danke ich allen unseren Kooperationspartner: Prof. Dr. Rupert Schreiner, Prof. Dr. Alexander Obraztsov, Dr. Viktor Kleshch, Christoph Langer und Christian Prommersberger, die unseres Labor mit den neuartigen Si-Materialien und Diamantnadeln versorgten und damit eine gemeinsame spannende Forschung initiierten.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Dissertation mit dem Thema:

Elektronenspektroskopie von feldemittierten und laser-gepulsten Elektronen aus Halbleitern
mit Diamantstruktur

vollkommen selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht veröffentlicht wurde und keinem anderen Fachbereich und keiner anderen wissenschaftlichen Hochschule vorgelegen hat.

Wuppertal, Oktober 2017

Vitali Porshyn