

4 Der Mikrostreifendetektor

Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, emittiert der Konverter nach dem Neutroneneinfang einen Sekundärelektroncluster in den Gasraum. Diese Elektronen werden zunächst durch ein homogenes elektrisches Feld in Richtung auf den Mikrostreifendetektor beschleunigt, das durch eine Potentialdifferenz zwischen Konverter und Mikrostreifendetektor erzeugt wird. Da es sich bei Gadolinium um ein Metall handelt, kann an den Konverter eine Spannung von -1200 V angelegt werden. Die dem Konverter zugewandte Seite des Mikrostreifendetektors besteht aus Anoden- und Kathodenstreifen (vgl. Abschnitt 4.1), wobei an den Kathoden eine Spannung von typ. -400 V anliegt und die Anoden sich auf 0 V befinden. Die gleiche Feldverteilung und damit auch die gleiche Gasverstärkung wird durch Verschieben des Potentials um 400 V erreicht. Dann befindet sich der Konverter auf -800 V , die Kathoden auf 0 V und die Anoden auf $+400\text{ V}$. Die jeweils auf Erdpotential befindlichen Elektroden werden an die Verzögerungsleitungen zur Auslese der Signale kontaktiert. Ob es günstiger ist, die Anoden- oder Kathodenstreifen auszulesen, wurde durch Simulation der Signalausbreitung entschieden (siehe Abschnitt 5.1).

4.1 Aufbau des Mikrostreifendetektors

Dem hier verwendeten Mikrostreifendetektor (MSGC) liegt ein vollkommen neues Design zugrunde, das für den Niederdruckbetrieb optimiert wurde. Wie diese Optimierung durchgeführt wurde, wird in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben. Zum besseren Verständnis wird in diesem Abschnitt der Aufbau des optimierten Mikrostreifendetektors vorgestellt. Auf die Technologie, die für diesen Aufbau notwendig ist, wird in Abschnitt 4.4 näher eingegangen.

Da die aktive Fläche eines Segmentes des vierfach segmentierten Detektors $254 \times 254\text{ mm}^2$ beträgt, wurde nicht eine Siliziumscheibe als Substrat verwendet, sondern eine Glasplatte. Diese hat keine elektrische Funktion, sondern dient nur als Unterlage für den weiteren Schichtaufbau. Damit sie auch bei dieser großen Fläche mechanisch stabil ist, wurde eine Dicke von 3 mm gewählt. Das Glas darf kein Bor enthalten, da ^{10}B einen hohen Einfangwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen von 3836 barn aufweist (vgl. Tabelle 2.2), im Glas aber keine Neutronen absorbiert werden sollen. Diese Anforderung wird von der Sorte B270 von DESAG erfüllt. Außerdem muß das Glas eine sehr glatte Oberfläche haben, damit die aufzubringenden Schichten homogen aufwachsen.

Auf diese Glasplatte wird die erste Metallschicht aufgesputtert. Sie hat eine besondere Form (siehe Abbildungen 2.10 und 4.1) und dient zur Bestimmung der y -Koordinate. Die Dicke dieser Metallschicht soll etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ betragen; und sie besteht aus Gold mit einem Flächenwiderstand von nominell $R_{\square} \approx 0.03\text{ }\Omega/\square$. Dieser ist kleiner als bei aufgesputtertem Aluminium ($R_{\square} \approx 0.05\text{ }\Omega/\square$) und deutlich kleiner als bei Chrom ($R_{\square} \approx 3\text{ }\Omega/\square$). Ein kleiner Flächenwiderstand ist wichtig für eine kleine Dämpfung und eine schnelle Anstiegszeit der in-fluenzierten Signale. Auf diese Metallschicht wird eine Isolationsschicht aufgebracht, die eine Dicke von $2.5\text{--}3\text{ }\mu\text{m}$ hat. Diese Schicht kann z.B. aus SiO_2 bestehen und dient zur elektrischen Isolierung der beiden Metallschichten. Der spezifische Widerstand von SiO_2 ist ca. $10^{17}\text{ }\Omega\text{ cm}$, und diese Material hat eine ausreichend hohe Durchschlagsfestigkeit ($> 1\text{ kV}/\mu\text{m}$). Auf diese Isolationsschicht wird eine ca. 100 nm dünne Schicht aus amorphem, diamantähnlichen Kohlenstoff ($a\text{-SiCN:H}$) abgeschieden. Diese sog. DLC-Schicht (Diamond-Like-Carbon) hat durch eine Dotierung mit Stickstoff- und Wasserstoffatomen einen variablen Flächenwiderstand (je nach Dotierung), und der benötigte Widerstand wurde durch Simulationsrechnungen

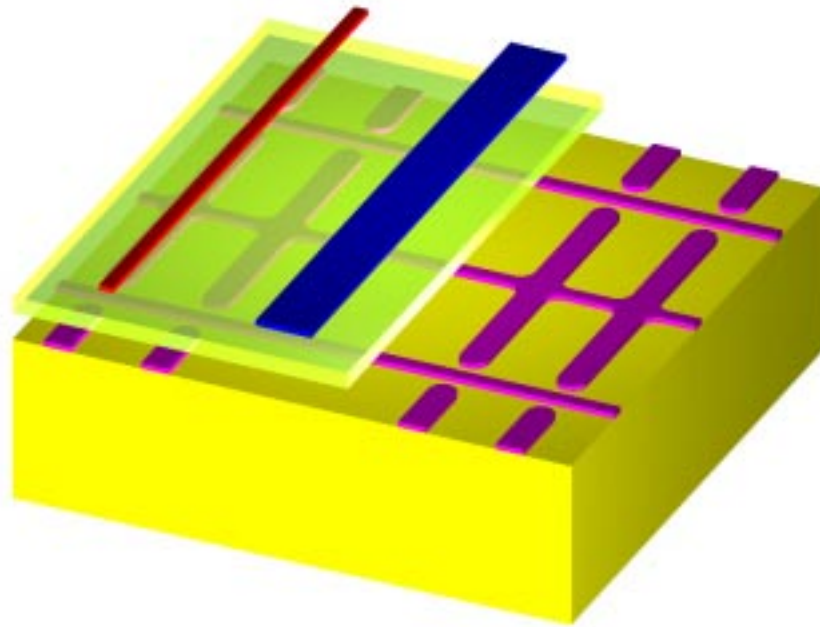


Abbildung 4.1: 3D–Ausschnitt des aktiven Bereichs des Mikrostreifendetektors. Farbzuordnung: Glasplatte in gelb, Metallschicht1 in Magenta, SiO₂– und DLC–Schicht in hellgrün (leicht durchsichtig), Anoden in rot und Kathoden in blau. Im rechten Bildbereich sind die SiO₂/DLC–Schichten und die darüberbefindliche Anode weggelassen.

(siehe Abschnitt 4.2.2) auf $10^{14} \Omega/\square$ festgelegt. Die Verwendung einer solchen Schicht hat zwei Vorteile: Einerseits wird das elektrische Feld im Gasraum (oberhalb des Mikrostreifendetektors) unabhängig vom Potential, auf dem sich die untere Metallschicht befindet, andererseits wird das elektrische Feld zwischen Anoden– und Kathodenstreifen in der Nähe der Oberfläche des Mikrostreifendetektors nahezu homogen (siehe Abschnitt 4.2.2).

Auf diese DLC–Schicht wird die bereits erwähnte zweite Metallschicht aufgebracht. Diese besteht aus Streifen unterschiedlicher Breite, die senkrecht zu denen der ersten Metallschicht verlaufen. Durch diese Metallschicht wird die x–Koordinate der Neutronenabsorption bestimmt. Der schmalere dieser Streifen mit einer Breite von $25 \mu\text{m}$ ist der Anodenstreifen, der breitere Streifen ($100 \mu\text{m}$) der Kathodenstreifen. Der Abstand zwischen Anoden und Kathoden beträgt $255 \mu\text{m}$ und der zwischen zwei Anoden $635 \mu\text{m}$.

4.2 Optimierung der Gasverstärkung

Die Elektronen, die den Neutronenkonverter verlassen, werden durch das elektrische Feld zwischen Konverter (gleich Driftkathode) und Mikrostreifendetektor in Richtung auf den Mikrostreifendetektor beschleunigt. Bei dieser beschleunigten Bewegung steigt ihre kinetische Energie. Wenn die Elektronen über ausreichend kinetische Energie verfügen, können sie durch inelastische Stöße mit den Gasatomen diese ionisieren. Die freiwerdenden Elektronen werden ihrerseits in Richtung Mikrostreifendetektor beschleunigt und nehmen dabei ebenfalls Energie auf. Nach einer bestimmten Flugstrecke, die mittlere freie Weglänge genannt wird, können beide Elektronen erneut die Gasatome ionisieren. Die freigesetzten Elektronen werden ebenfalls beschleunigt, und auf diese Weise entsteht eine Sekundärelektronenlawine.

Die Elektronen folgen aber nicht exakt den elektrischen Feldlinien. Bei der Bewegung der Elektronen durch das Gas kommt es häufig zu elastischen Stößen mit den Gasmolekülen. Diese bewirken wegen der kleinen Elektronenmasse m_e im Verhältnis zur Molekülmasse M nur einen geringen Energieverlust, aber es kommt zu einer Änderung der Bewegungsrichtung des Elektrons. In jedem Stoß wird der Anteil $\Delta E/E = (2m_e M)/(m_e + M)^2 \cdot (1 - \cos \theta_{CM})$ übertragen, wobei θ_{CM} der Streuwinkel im Schwerpunktssystem ist. Daher ist der Bewegung der Elektronen entlang der Feldlinien eine ungerichtete thermische Bewegung überlagert (Diffusion).

Um die Gasverstärkung berechnen zu können, muß die Bewegung der Elektronen im Gas richtig beschrieben werden. Dies geschieht mit Hilfe der Maxwell-Boltzmann-Transportgleichung (siehe z.B. [Phe85]). Um die Lösung dieser Gleichung berechnen zu können, müssen die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen inelastischen Streuprozesse, z.B. Vibrationsanregungen des Moleküls oder Anregung eines Elektrones in eine höhere Elektronenschale, bis zu hinreichend hohen Energien bekannt sein. Diese Streuquerschnitte können durch Messung der Driftgeschwindigkeit w der Elektronen im Gas, der transversale Diffusion D_T und der longitudinale Diffusion D_L bestimmt werden. In Abbildung 4.2 sind die verschiedenen Streuwirkungsquerschnitte für Isobutan in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt.

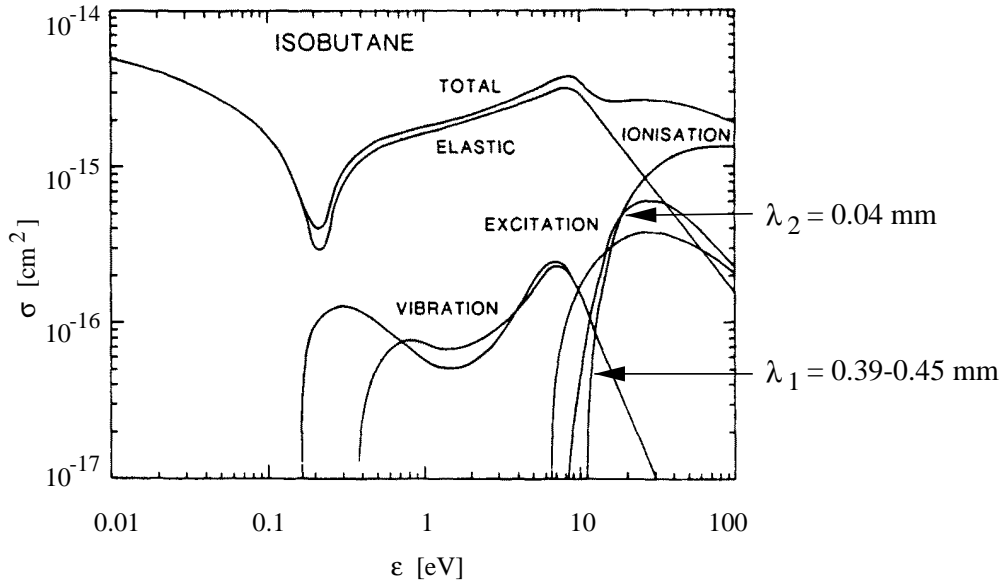


Abbildung 4.2: Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Elektronen an Isobutan in Abhängigkeit von der Elektronenenergie [Bia91]. Dabei ist λ_1 die mittlere freie Ionisationsweglänge der Elektronen im homogenen Feld des Detektors und λ_2 diejenige im höheren alternierenden Feld zwischen den Anoden- und Kathodenstreifen der MSGC.

Das im Streuwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ bei einer Elektronenenergie von ca. 0.2 eV vorhandene Minimum wird mit Ramsauer-Townsend-Minimum bezeichnet. Bei Isobutan ist dieses weniger stark ausgeprägt, als bei den schwereren Edelgasen (Ar, Kr, Xe) und den kompakten, fast sphärischen Molekülgasen (CF_4 , CH_4). Zum Nachweis einzelner Elektronen kommt es mehr auf eine hohe Gasverstärkung und nicht so sehr auf eine hohe Driftgeschwindigkeit an. Für eine solche muß der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation schon bei niedrigen Elektronenenergien anfangen. Daher ist Isobutan hervorragend geeignet, da der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation bereits bei 10.56 eV beginnt. Bei Detektoren, die eine hohe

Driftgeschwindigkeit der Elektronen erfordern, wird ein Gas mit einem tiefen und breiten Ramsauer–Townsend–Minimum verwendet. Außerdem sollten inelastische Streuquerschnitte (z.B. Vibrationsanregungen) vorhanden sein, die über einen möglichst großen Energiebereich bis an den Rand des Minimums heranreichen. In einem solchen Fall werden die Elektronenenergien über einen großen Energiebereich bis zur Energie des Minimums reduziert. Beide Bedingungen werden optimal von CF_4 erfüllt (vgl. Abb. 2.2 auf Seite 8), und daher ist CF_4 am besten geeignet, wenn es bei kleinen E/p -Werten (E =Feldstärke, p =Gasdruck) auf eine hohe Driftgeschwindigkeit der Elektronen ankommt. CF_4 ist jedoch als Zählgas im Niederdruckbetrieb nicht geeignet, da bei den dort auftretenden hohen reduzierten Feldstärken E/p und den daraus resultierenden hohen Elektronentemperaturen bei Elektronenenergien oberhalb von 4.65 eV Elektroneneinfang stattfindet [Sch95]. Dies ist bei Isobutan nicht der Fall.

Um die Gasverstärkung für beliebige Geometrien berechnen zu können, müssen die Streuwirkungsquerschnitte für Isobutan bekannt sein und die Ergebnisse der Berechnungen mit experimentellen Werten verglichen werden. Durch Anpassung der Wirkungsquerschnitte an experimentelle Daten wird die Genauigkeit der Berechnungen weiter erhöht. Das Monte-Carlo-Programm, das für die Berechnung der Gasverstärkung verwendet wurde, stammt von S.F. Biagi und heißt MSGCSIM [Bia97]. Es ist speziell für die Berechnung der Gasverstärkung bei Mikrostreifen- und Mikropunkt-detektoren (MDOT) geschrieben worden. Biagi ist Experte für Elektronentransport in Zählgasen und hat auch das Programm MAGBOLTZ [Bia89] geschrieben, das als Standardprogramm für Elektronentransportrechnungen in der CERN-Bibliothek verfügbar ist.

Um zu zeigen, wie genau die Gasverstärkung mit MSGCSIM berechnet werden kann, sind in Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4 berechnete und gemessene Gasverstärkungen bei einem Mikrostreifen- bzw. Microdot-Detektor miteinander verglichen. Bei den untersuchten Gasen handelt es sich um Mischungen zwischen Argon und DME bzw. Neon und DME. Es wird deutlich, daß die Abweichungen zwischen gemessener und berechneter Gasverstärkung minimal sind.

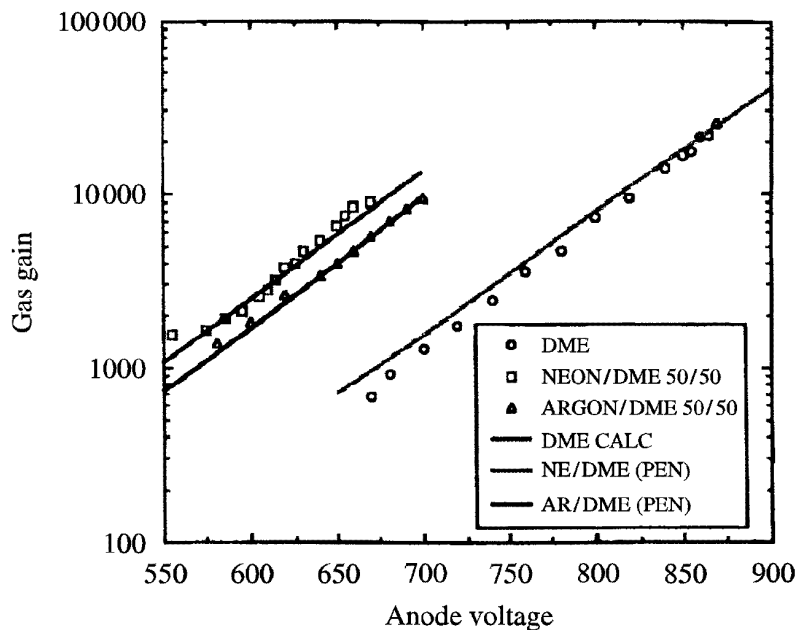


Abbildung 4.3: Mit einem Mikrostreifendetektor gemessene und berechnete Gasverstärkungen für DME, Neon/DME (50:50) und Argon/DME (50:50) [Sau98].

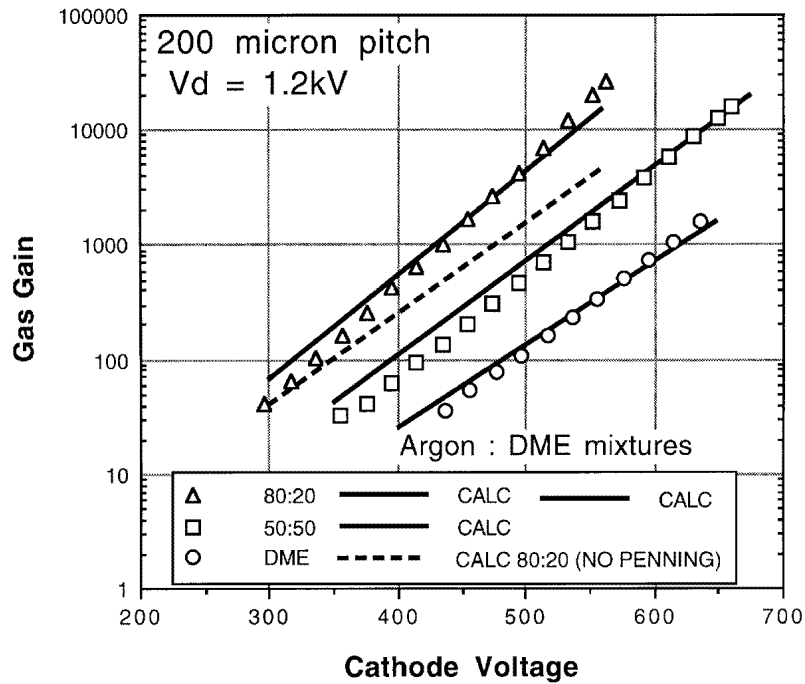


Abbildung 4.4: Vergleich von gemessenen und berechneten Gasverstärkungen bei einem MDOT-Detektor für verschiedene Mischungsverhältnisse von Argon und DME [Bia98].

Mit Hilfe dieses Programmes lassen sich also recht genauer Voraussagen über die Gasverstärkung bei unterschiedlichen Detektorgeometrien machen. Die für eine hohe Verstärkung notwendige Anordnung der Elektroden kann berechnet werden; eine solche vollständige Optimierung des Detektors mittels Berechnung der Gasverstärkung, der influenzierten Signale und des Signaltransports in den Streifenelektroden und angeschlossenen Verzögerungsleitungen wurde erstmals in der Literatur in diesem Projekt durchgeführt. Da aber innerhalb des Programmes MSGCSIM nicht das für die Berechnung der Gasverstärkung notwendige elektrische Feld bestimmt wird, muß diese Feldberechnung mit einem weiteren Programm erfolgen.

4.2.1 Berechnung des elektrischen Feldes

Mit dem Programm MAXWELL 3D [MAX] ist es möglich, für beliebige zwei- und dreidimensionale Geometrien elektrische und magnetische Felder zu berechnen. Die verwendeten Materialien können konstante, ortsabhängige oder anisotrope Materialeigenschaften haben. Für die Feldberechnung können statische Ladungsverteilungen und statische Stromverteilungen zu verwenden.

Die zugrundeliegende Berechnungsmethode ist das sog. "finite Elemente" Verfahren. Dabei wird der gesamte Bereich, in dem die Berechnung erfolgen soll, in Unterbereiche (finite Elemente) aufgeteilt. Bei zweidimensionalen Rechnungen erfolgt die Aufteilung in Dreiecke und bei dreidimensionalen Geometrien in Tetraedern. An deren Eckpunkten wird das elektrische Feld mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen in einem iterativen Verfahren berechnet. Diese lauten in differentieller Form:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Dabei ist \vec{D} die dielektrische Verschiebung, ρ die Verteilung der elektrischen Ladung, \vec{B} die magnetische Induktion, \vec{E} das elektrische Feld, \vec{H} das magnetische Feld und \vec{j} die elektrische

Stromdichte. Für beliebige Geometrien lassen sich diese Gleichungen aber nicht mehr analytisch lösen. Die gesamte Geometrie wird in Dreiecke (finite Elemente) eingeteilt und an den Eckpunkten wird für die Lösung der Gleichungen unter Einbeziehung der Randbedingungen ein Startwert gesetzt. Anschließend wird dieser Wert so lange variiert, bis die Abweichung eine vom Benutzer vorgegebene Genauigkeitsgrenze unterschreitet. Für die Berechnung der elektrischen Feldverteilung im Neutronendetektor mußte die Abweichung kleiner 10^{-20} sein.

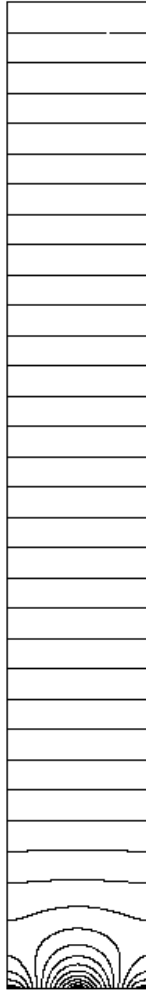


Abbildung 4.5: Verteilung des elektrischen Potentials ϕ zwischen Konverter und Mikrostreifendetektor. Der linke und rechte Rand ist als Symmetrieebene definiert und spiegelt die definierte Geometrie.

zwischen Konverter (oben in der Abbildung) und Mikrostreifendetektor (unten) und ist 4.5 mm lang. In den ersten 4 mm (vom Konverter in Richtung Mikrostreifendetektor) ergibt sich eine homogene Verteilung der Äquipotentiallinien; diese verlaufen parallel zur Konverteroberfläche. Die Potentialdifferenz zwischen benachbarten Potentiallinien beträgt 30 V. In den letzten 0.5 mm oberhalb des Mikrostreifendetektors sind die Äquipotentiallinien nicht mehr parallel zur Oberfläche.

In Abbildung 4.6 ist dieser inhomogene Bereich vergrößert dargestellt und der Verlauf der elektrischen Feldlinien eingezeichnet. Der Abstand der Feldlinien wurde willkürlich gewählt.

Die Genauigkeit dieser Feldberechnung ist unabhängig von der Anzahl der verwendeten Dreiecke. Das elektrische Feld innerhalb eines solchen wird aber von den drei Eckpunkten aus interpoliert. Diese Berechnung wird um so genauer, je kleiner die Fläche des Dreiecks ist. Wird die Anzahl der Elemente erhöht, in die die gesamte Geometrie aufgeteilt wird, so ist deren Fläche kleiner und die Interpolation innerhalb genauer. Auch hier kann vom Benutzer des Programms ein Wert für die Genauigkeit der Interpolation vorgegeben werden. An dieser Stelle wurde ein Wert von 0.01% verwendet. Die Verkleinerung der Fläche der Elemente erfolgt vorrangig an den Stellen, an denen der größte Fehler bei der Interpolation aufgetreten ist.

Damit die Anzahl der Dreiecke und damit die Rechenzeit nicht zu groß werden, ist es möglich, Symmetrieebenen einzuführen. An diesen Ebenen wird die vorhandene Geometrie gespiegelt. Als Beispiel für einen solchen Fall ist in Abbildung 4.5 das elektrische Potential zwischen Konverter und Mikrostreifendetektor mit zwei Symmetrieebenen dargestellt. Es handelt sich hier um eine zweidimensionale Berechnung. Die x-Achse ist in dieser Darstellung $635 \mu\text{m}$ lang; sie geht von der Mitte einer Kathode bis zur Mitte der nächsten Kathode. Die y-Achse ist senkrecht zur Papierebene und in dieser Darstellung nicht gezeichnet. Die Anoden- und Kathodenstreifen verlaufen in y-Richtung und werden als unendlich lang angenommen. Die z-Achse verläuft

Auch hier ist die x-Achse $635 \mu\text{m}$ lang; es ist ein Bereich von der Mitte einer Kathode bis zur Mitte der nächsten Kathode dargestellt. Die Mitte der Anode befindet sich also bei Koordinate Null. Die Anode ist $25 \mu\text{m}$ breit und verläuft von $-12.5 \mu\text{m}$ bis $+12.5 \mu\text{m}$. Es wird deutlich, daß alle von oben (also vom Konverter) kommenden Feldlinien auf die Anode zulaufen. Die an den Kathoden startenden Feldlinien verlaufen ebenfalls in Richtung Anode, landen aber vor der Anode auf der Oberfläche des Mikrostreifendetektors.

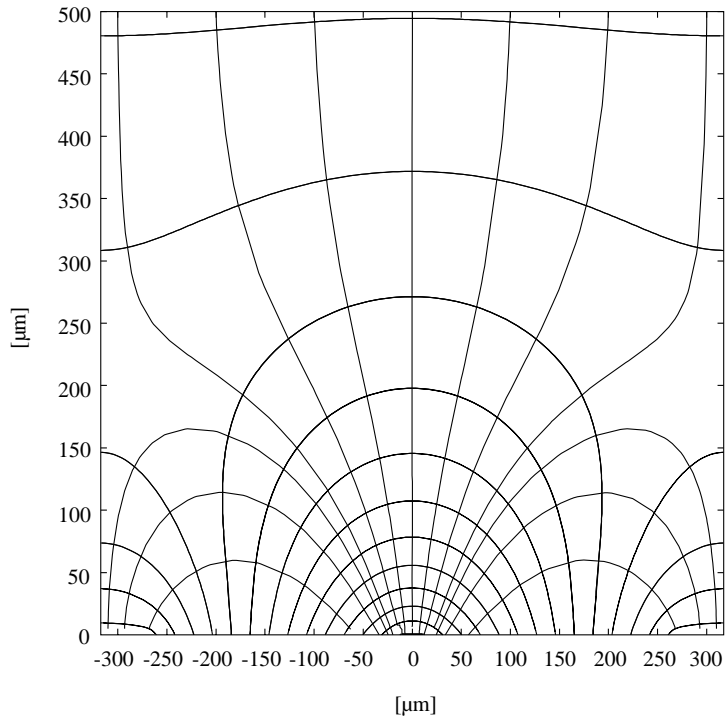


Abbildung 4.6: Verlauf der Äquipotentiallinien und elektrischen Feldlinien bis 0.5 mm oberhalb des Mikrostreifenzählers.

Daß die elektrische Feldverteilung zwischen Anode und Kathode dieses Aussehen hat, liegt an der Oberflächenleitfähigkeit des Mikrostreifendetektors. Diese wird durch eine 100 nm dicke Schicht erzeugt, die sich direkt unter den Anoden und Kathoden befindet.

4.2.2 Einfluß der DLC-Schicht

Die sog. DLC-Schicht ($a\text{-SiCN:H}$) spielt für die Gasverstärkung eine sehr wichtige Rolle, da sie eine hohe Verstärkung im inhomogenen Feld zwischen Anode und Kathode ermöglicht [Geb98]. Der elektrische Widerstand pro Flächeneinheit in dieser Schicht kann bei der Herstellung im Bereich von $1 \cdot 10^{12} \Omega/\square$ bis $1 \cdot 10^{16} \Omega/\square$ variiert werden. Bei einer Schichtdicke von 100 nm ergibt sich damit ein spezifischer Widerstand von $1 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{11} \Omega \text{ cm}$. Die darunter befindliche Isolationsschicht aus SiO_2 hat einen spezifischen Widerstand von $1 \cdot 10^{17} \Omega \text{ cm}$. Durch die DLC-Schicht ergeben sich folgende Vorteile:

Ein Teil der bei der Gasverstärkung gebildeten Elektronen landet nicht auf den Anodenstreifen, sondern auf der Oberfläche des Mikrostreifendetektors. Bei einem spezifischen Widerstand an der Oberfläche von $1 \cdot 10^{17} \Omega \text{ cm}$ kann die aufgebrauchte Ladung nicht abfließen,

und die Oberfläche lädt sich auf. Durch diesen Aufladungsprozeß kommt es zu einer Veränderung des elektrischen Feldes und damit zu einer Verringerung der Gasverstärkung. Durch die DLC-Schicht wird die Leitfähigkeit an der Oberfläche ausreichend erhöht, und die durch den Gasverstärkungsprozeß aufgebrauchte Ladung wird durch einen geringen Entladungsstrom neutralisiert. Die Oberfläche bleibt neutral und die Gasverstärkung unverändert hoch.

Die DLC-Schicht hat aber noch einen zweiten, sehr viel wichtigeren Effekt. Durch den kleineren spezifischen Widerstand der Schicht, kann in dieser ein sehr kleiner Strom zwischen Anoden- und Kathodenstreifen fließen. Bei einem Flächenwiderstand der Schicht von $1 \cdot 10^{14} \Omega/\square$ und einer Länge der Streifen von 254 mm, fließt zwischen einem Anodenstreifen und einem Kathodenstreifen ein Strom von ca. 4 nA. Dieser bewirkt eine Homogenisierung des elektrischen Feldes zwischen Anoden und Kathoden in der Nähe der Oberfläche des Mikrostreifendetektors, d.h. die Feldstärke ist dort überall gleich groß. Dieser Effekt ist in Abbildung 4.7 bis 4.9 dargestellt. Bei Abbildung 4.7 und 4.8 ist nur der Bereich zwischen einer Anode und einer Kathode aufgetragen. Die Anode befindet sich in dieser Darstellung am linken unteren Bildrand (+400 V), die Kathode am rechten unteren Bildrand (0 V). Die Metallschicht zur Bestimmung der zweiten Ortskoordinate (Second Coordinate Plane, SCP) ist in dieser zweidimensionalen Rechnung als vollflächig angenommen und befindet sich zur Verdeutlichung des Effektes der DLC-Schicht auf -200 V. Da eine genaue Simulation einer nur 100 nm dicken Schicht schwierig ist, wurde für die Rechnung eine Dicke von 1 μm angenommen. Der spezifische Widerstand wurde entsprechend erhöht, so daß der Flächenwiderstand gleich bleibt. Die Isolationsschicht aus SiO_2 ist in diesen Rechnungen 2 μm dick.

Durch den Vergleich von Abbildung 4.7 und 4.8 ist die Wirkung der DLC-Schicht sehr deutlich zu erkennen. Im Fall ohne DLC-Schicht ergibt sich eine hohe Dichte der Äquipotentiallinien an den Anoden- und Kathodenkanten. Dies entspricht einer sehr hohen Feldstärke an dieser Stelle (vgl. Abbildung 4.9). Das Potential von -200 V an der unteren Metallschicht wirkt sich sehr stark auf den Verlauf der Äquipotentiallinien oberhalb des Mikrostreifendetektors aus. Im Fall mit DLC-Schicht sind die Äquipotentiallinien zwischen Anode und Kathode nahezu gleichmäßig verteilt, und die elektrische Feldstärkekomponente parallel zur Oberfläche ist größtenteils konstant (siehe Abbildung 4.9). Das Potential von -200 V an der unteren Metallschicht hat keinen Einfluß auf den Verlauf der Äquipotentiallinien im Gasraum oberhalb des Mikrostreifendetektors. Diese Abschirmung (screening) funktioniert auch noch bei einem Potential von -1000 V an der unteren Metallschicht. Beim Neutronendetektor befinden sich die untere Metallschicht und die Anoden auf Erdpotential und stattdessen die Kathoden auf -400 bis -500 V; es ergibt sich das gleiche Potentiallinienbild wie in Abb. 4.8.

Es wurde untersucht, welcher Flächenwiderstand R_{\square} der DLC-Schicht nötig ist, um eine Homogenisierung des elektrischen Feldes zu erreichen. Dazu wurde dieser in den Rechnungen von $1 \cdot 10^{16} \Omega/\square$ bis $1 \cdot 10^{12} \Omega/\square$ variiert. In Abbildung 4.9 ist der Betrag des elektrischen Feldes parallel zur Oberfläche des Mikrostreifendetektors für verschiedene Flächenwiderstände dargestellt. Für Werte $R_{\square} \leq 1 \cdot 10^{15} \Omega/\square$ ergeben sich praktisch keine Änderungen in der Kurvenform. Bei einer Erhöhung des Flächenwiderstandes auf $1 \cdot 10^{16} \Omega/\square$ ist eine deutliche Abweichung von den vorherigen Kurven sichtbar. In diesem Fall wird das Potential der unteren Metallschicht nicht mehr vollständig durch die DLC-Schicht abgeschirmt. Der Vergleich mit dem Fall ohne DLC-Schicht macht noch einmal den großen Effekt dieser Schicht deutlich. Da einerseits eine möglichst gute Homogenisierung des elektrischen Feldes erreicht werden soll, aber andererseits der dazu notwendige Strom so klein wie möglich sein soll, wurde der Flächenwiderstand der DLC-Schicht für den Neutronendetektor auf $1 \cdot 10^{14} \Omega/\square$ festgesetzt.

Durch den Stromfluß in der DLC-Schicht verlaufen die Äquipotentiallinien innerhalb der Schicht senkrecht zur Oberfläche und das elektrische Feld hat nur eine Komponente, die parallel zur Schicht ist. Dies hat zur Folge, daß das Potential an einem Ort auf der Oberseite

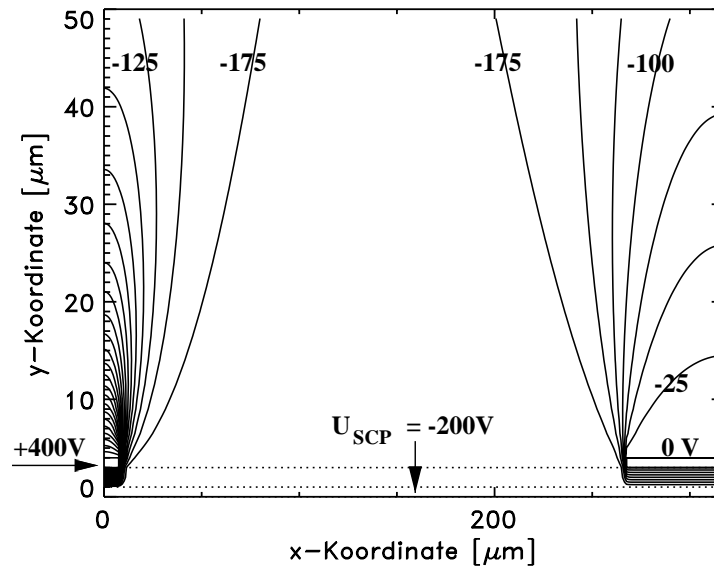


Abbildung 4.7: Verteilung der Äquipotentiallinien zwischen Anode und Kathode ohne DLC-Schicht.

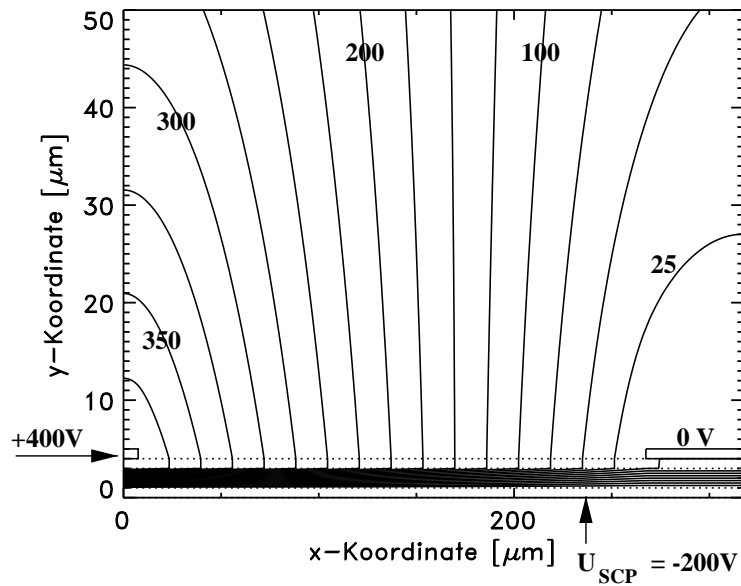


Abbildung 4.8: Äquipotentiallinien zwischen Anode und Kathode bei Verwendung einer DLC-Schicht mit einem Flächenwiderstand von $1 \cdot 10^{14} \Omega/\square$.

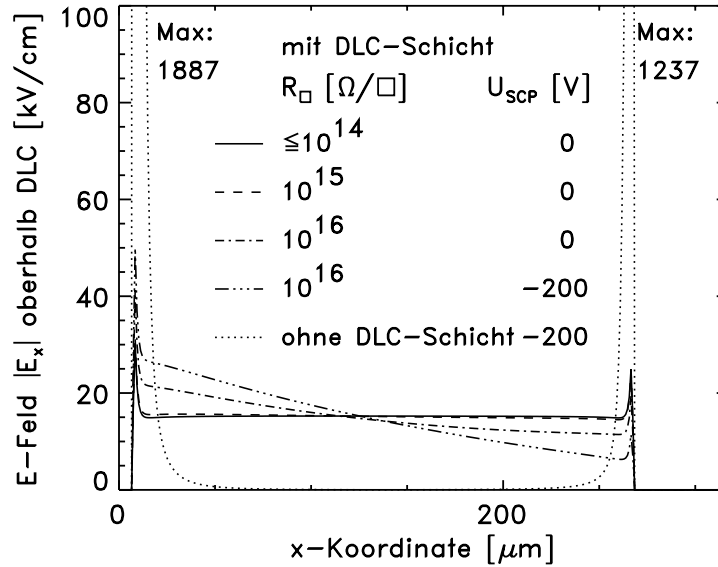


Abbildung 4.9: Elektrische Feldstärke parallel zur Oberfläche des Mikrostreifendetektors in Abhängigkeit vom Flächenwiderstand R_{\square} der DLC-Schicht und ohne DLC-Schicht. U_{SCP} ist das Potential an der unteren Metallschicht.

der Schicht das gleiche ist, wie an diesem Ort auf der Unterseite der Schicht. Der Ausgleich der Potentialdifferenz zwischen unterer und oberer Metallschicht erfolgt also nur innerhalb der SiO_2 -Schicht. Das elektrische Feld oberhalb der Schicht ist vollständig von einem elektrischen Feld unterhalb dieser Schicht abgeschirmt. Dies gilt allerdings nur für statische Felder; für Hochfrequenzsignale ist die DLC-Schicht vollständig transparent.

Der parallele Verlauf des statischen elektrischen Feldes zur DLC-Schicht ist aber nur innerhalb dieser Schicht gegeben. Je weiter der betrachtete Ort oberhalb der Schicht liegt, desto größer wird die senkrechte Komponente des elektrischen Feldes und damit ergeben sich Abweichungen von der vollständigen Homogenisierung des Feldes. In einer Entfernung von mehr als 500 nm von der Oberfläche des Mikrostreifendetektors gibt es nur noch die senkrechte Komponente des elektrischen Feldes.

4.2.3 Die Zweistufen-Gasverstärkung

Die Gasverstärkung zwischen Konverter und Mikrostreifendetektor (Abstand 4.5 mm) findet in zwei Stufen statt. In den ersten 4 mm (vom Konverter aus), sind die Äquipotentiallinien parallel zur Konverteroberfläche und das elektrische Feld ist in diesem Bereich konstant. Da das als Zählgas verwendete Isobutan nur einen Druck von 20 hPa hat, ist die reduzierte Feldstärke $E/p \simeq 100 \text{ V}/(\text{cm hPa})$ hoch genug, daß in diesen 4 mm bereits eine Gasverstärkung $G_1 \simeq 10^4$ stattfindet. Diese Volumenverstärkung verhält sich wie in einem Parallelplattendetektor. Nach diesen 4 mm gelangen die Elektronen in das alternierende Feld, das durch die Potentialunterschiede an den Anoden- und Kathodenstreifen entsteht. Durch den Einfluß der DLC-Schicht (vgl. Abschnitt 4.2.2) wird dieses Feld (i) im Gasraum zwischen den Anoden- und Kathodenkanten weitgehend konstant (im Gegensatz zu der in Abb. 4.7 dargestellten Oberfläche ohne Leitfähigkeit) und erstreckt sich (ii) so weit wie möglich gleichmäßig in z-Richtung (vgl. Abb. 4.10). Damit wird die Gasverstärkung G_2 in diesem Feldbereich maximal und etwa gleich für die drei in Abb. 4.10 als repräsentativ eingezeichneten Trajektorien

für die Sekundärelektronenlawinen. Während die Trajektorien 1 und 2 Feldlinien folgen, die vom Konverter kommen, hat die Trajektorie 3 ihren Ursprung oberhalb der Kathode. Aus der in Abb. 4.10 ebenfalls eingezeichneten Halbwertsbreite des durch Diffusion verbreiterten Lawinenkopfes kann entnommen werden, daß aufgrund der Diffusion alle Trajektorien etwa gleich bevölkert werden und zu dem influenzierten Signal beitragen. Die Gasverstärkungen G_1 und G_2 werden nachfolgend genauer diskutiert.

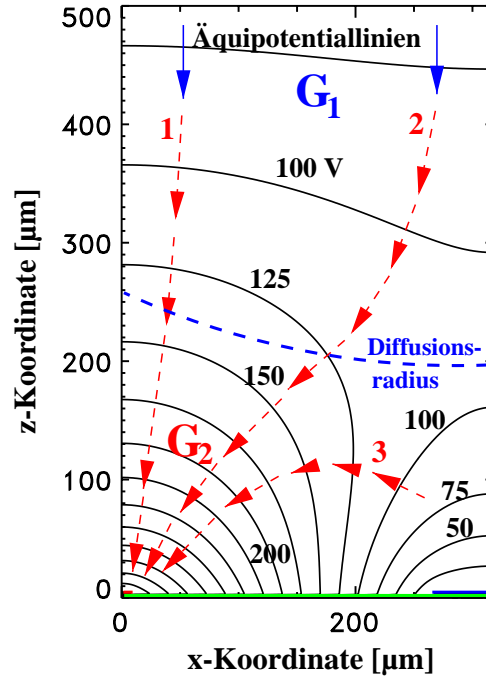


Abbildung 4.10: Mögliche Wege (1, 2 und 3) der Elektronenlawine aufgrund der Diffusion. Dabei beträgt das Potential am Konverter -800 V, an der Anode (links) $+400$ V und an der Kathode (rechts) 0 V.

Die Gasverstärkung im homogenen Bereich G_1 und die gesamte Gasverstärkung G wurden mit dem Programm MSGCSIM [Bia97] berechnet. Für die Bestimmung von G wurde eine Spannung am Konverter von -800 V und eine Kathodenspannung von 0 V angenommen. Die Anodenspannung wurde zwischen 350 V und 500 V variiert. Für die Abschätzung der Betriebssicherheit ist es wichtig, den Anteil der beiden Bereiche G_1 und G_2 an der gesamten Verstärkung $G = G_1 \times G_2$ zu kennen. Daher wurde für jede Anodenspannung der Ort bestimmt, an dem das Feld inhomogen wird (ca. 0.5 mm oberhalb der MSGC-Platte), und daraus die Aufteilung in G_1 und G_2 berechnet. Die ermittelten Werte für G_1 , G_2 und G sind in Abbildung 4.11 dargestellt.

Den berechneten Gasverstärkungen G_1 und G_2 entsprechen mittlere freie Ionisationsweglängen λ_1 bzw. $\bar{\lambda}_2$ (gemittelt im Bereich des inhomogenen Feldes) der Elektronen. Besonders $\bar{\lambda}_2$ ist für das Verständnis der Lawinenentwicklung in Anodennähe und die Optimierung der Elektrodenstruktur der unteren Metallschicht von Bedeutung (siehe Abschnitt 4.3).

Wird die Elektronenrekombination und der Anlagerung von freien Elektronen an Gasatome vernachlässigt, so gilt für die Gasverstärkung im homogenen Feld:

$$G = e^{\alpha \cdot d} \quad \text{und} \quad \lambda = 1/\alpha$$

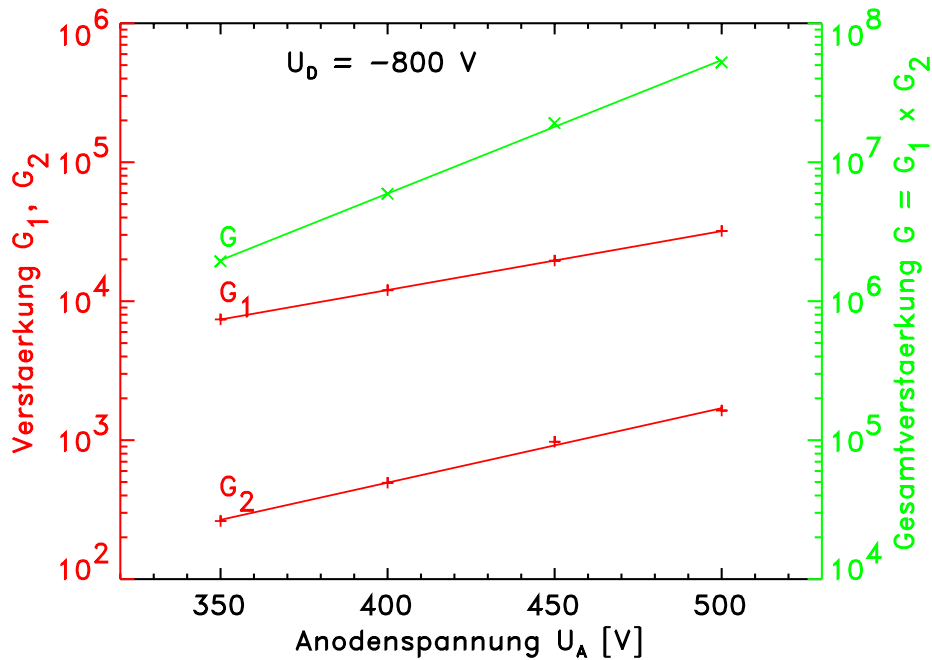


Abbildung 4.11: Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Die Spannung am Konverter U_D beträgt -800 V. Die Kurven G_1 und G_2 beziehen sich auf die linke Ordinate, während die Gesamtverstärkung G an der rechten Achse abzulesen ist.

Dabei ist α der sog. 1. Townsendkoeffizient, der die Ionisation des Gases beschreibt, λ ist die mittlere freie Ionisationsweglänge der Elektronen (d.h. der mittlere Abstand zwischen zwei Ionisationsprozessen) und d die von der Lawine zurückgelegte Wegstrecke. Für die Gasverstärkung G_1 ergeben sich daraus mittlere freie Weglängen von $\lambda = 0.45 - 0.39$ mm mit $d \approx 4$ mm und Anodenspannungen von $350 - 500$ V. Je höher die Anodenspannung, desto kleiner wird die mittlere freie Weglänge λ . Der zu diesen freien Weglängen gehörende Streuwirkungsquerschnitt σ ist gegeben durch $\sigma = \alpha/N$, wobei N die Teilchenzahldichte des Gases ist. Für 20 hPa Isobutan ergibt sich eine Teilchenzahldichte von $N = 4.94 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die daraus resultierenden Streuwirkungsquerschnitte für den Bereich G_1 betragen von $\sigma = 4.5 \cdot 10^{-17} - 5.2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. Aus Abbildung 4.2 kann die zu diesen Streuquerschnitten gehörende Elektronenenergie abgelesen werden, die für die Verstärkung G_1 zwischen 11.8 eV und 11.9 eV liegt.

Die Gasverstärkung im inhomogenen Feldbereich G_2 ergibt sich als Summe über alle Trajektorien mit Verstärkungen $\exp(\int \alpha(x) dx)$ entlang der einzelnen Trajektorien. Da aber die elektrische Feldstärke in der Nähe der Oberfläche des Mikrostreifendetektors nahezu konstant ist, kann die mittlere freie Weglänge der Elektronen in diesem Bereich berechnet werden. Bei $+400$ V Anodenspannung beträgt die Feldstärke 15.7 kV/cm und die reduzierte Feldstärke $785 \text{ kV}/(\text{cm hPa})$; aus dieser ergibt sich $\lambda_2 = 30 \mu\text{m}$. Da die elektrische Feldstärke oberhalb des Mikrostreifendetektors etwas kleiner ist, beträgt die freie Weglänge für den Bereich der Verstärkung G_2 im Mittel ca. $40 \mu\text{m}$. Aus dem zu dieser freien Weglänge λ_2 gehörenden Streuquerschnitt von $5.1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ läßt sich wie im obigen Fall die Energie der Elektronen bestimmen, die 18.9 eV beträgt. Dieser Wert ist sehr viel kleiner, als die Elektronenenergie von ca. 100 eV , bei der der Ionisationswirkungsquerschnitt maximal wird; die mittlere freie Weglänge für diesen Fall beträgt $16 \mu\text{m}$ bei 20 hPa. Der Vergleich mit den Betriebsbedin-

gungen anderer Niederdruckzähler zeigt, daß Gasverstärkung in einem Bereich stattfindet, in dem die Energie der Elektronen noch relativ klein ist. Daher ist dies ein sicherer und stabiler Betriebsmodus für den Neutronendetektor.

Trotz der relativ kleinen Elektronenenergien wird bereits eine hohe Gasverstärkung von mehr als $5 \cdot 10^6$ erreicht. Dies ist wichtig, damit auch einzelne Elektronen aus dem Neutronenkonverter am Mikrostreifendetektor nachgewiesen werden können. Es ist aber nicht möglich, durch höhere Anoden- oder Konverterspannungen die Gasverstärkung beliebig zu steigern. Eine obere Grenze ergibt das Raether-Kriterium. Bei Gasverstärkungen von mehr als 10^8 kommt es zur Ausbildung von Sekundärlawinen, die zu einem sog. Einkanal- oder Streamer-Durchschlag führen. Diese Lawinen entstehen aufgrund des Aufbaus einer (negativen) Elektronenraumladung im Lawinenkopf; vermittelt durch Photonenemission und Photoionisation des Gases wird durch eine einzige Lawine bereits ein Plasma-Entladungskanal ausgebildet.

Eine Möglichkeit festzustellen, ob die Gasverstärkung noch im unkritischen Bereich ist, ergibt sich, indem für eine feste elektrische Feldstärke die Verteilung der Elektronenzahlen in der Lawine für sehr viele Ereignisse aufgetragen wird. Dies kann experimentell oder in einer Monte-Carlo-Rechnung erfolgen, indem die Elektronenlawine z.B. 100000 mal von einem einzelnen Elektronen am Konverter gestartet und die dabei entstehende gesamte Elektronenzahl bestimmt wird. Eine solche Verteilung ist in Abbildung 4.12 für eine Anodenspannung von 500 V, Kathodenspannung 0 V und einer Konverterspannung von -800 V dargestellt.

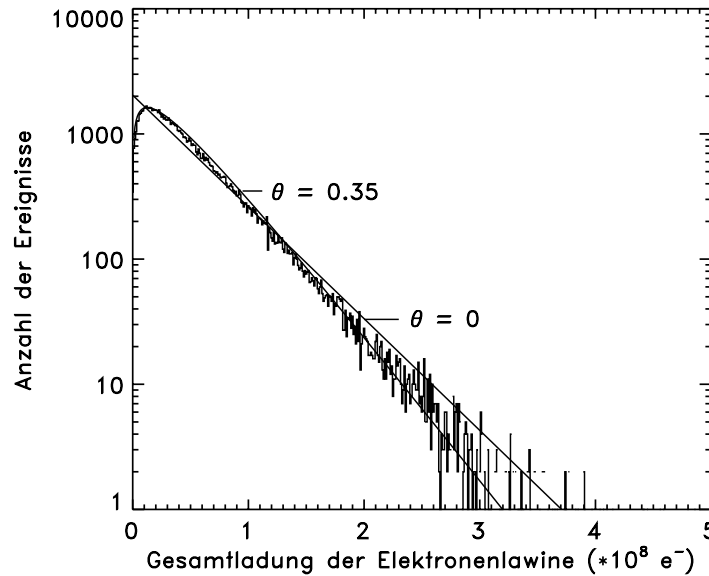


Abbildung 4.12: Verteilung der Gasverstärkung für $U_A = 500$ V, $U_{Kath} = 0$ V und $U_{Konv} = -800$ V und 100000 Ereignissen mit Polya-Anpassung. Die mittlere Gesamtladung \bar{q} beträgt $4.9 \cdot 10^7$ e⁻.

Um aus dem Verlauf dieser Verteilung Rückschlüsse auf die Stabilität der Gasverstärkung zu ziehen, wird der Kurvenverlauf mit der sog. Polya-Funktion

$$P(q) = [(1 + \theta) \cdot (q/\bar{q})]^\theta \cdot e^{-(1+\theta) \cdot q/\bar{q}}$$

angepaßt [Va'96, Alk70]. Dabei ist θ eine empirische Konstante und \bar{q} die mittlere Gasverstärkung. Mit Hilfe von θ kann entschieden werden, ob die Verstärkung stabil oder instabil (Durchschläge wahrscheinlich) ist. Für $\theta < 0$ handelt es sich um einen instabilen

Verstärkungsmodus mit wenigen sehr großen Lawinen, und die Wahrscheinlichkeit, daß durch UV-Photonen Sekundärlawinen ausgelöst werden, die zum Durchschlag führen, ist hoch. Für $\theta > 0$ ergibt sich ein stabiler Modus. Die in Abbildung 4.12 dargestellte mit dem Programm MSGCSIM berechnete Verteilung wurde mit der Polya-Funktion angepaßt und es ergab sich $\theta = 0.35$. Zum Vergleich ist auch ein Kurvenverlauf mit $\theta = 0$ eingezeichnet. Es zeigt sich, daß selbst bei dieser hohen Gasverstärkung mit einer Anodenspannung von 500 V $\theta > 0$ ist und ein stabiler Zustand vorliegt. In der Simulation sind allerdings Sekundärlawinen nicht berücksichtigt, die durch UV-Photonen am CsI-Konverter ausgelöst werden. Diese entstehen hauptsächlich in der Nähe der Anode, wo die Lawinengröße maximal ist. Sie werden weitgehend im Isobutan absorbiert und z.T. am Extraktionsgitter reflektiert.

Ein weiterer begrenzender Faktor bei Mikrostreifendetektoren sind Elektronen bzw. Elektronencluster, die aus der Kathode des Mikrostreifendetektors oder in deren Nähe aus der DLC-Schicht bzw. dem Substrat herausgelöst werden. Bei Detektoren, die im Einstufenverstärkungsmodus bei Normaldruck betrieben werden, ist die Gasverstärkung zwischen Anode und Kathode in der gleichen Größenordnung bzw. ohne DLC-Schicht ca. um eine Größenordnung höher als die Gasverstärkung der Elektronen, die vom Konverter oder im Gasraum freigesetzt werden. Daher kommt es durch diese Elektronencluster aus der Oberfläche zu Spannungsüberschlägen, die zur Zerstörung des Anodenstreifens führen können. Für den auf den Niederdruckfall optimierten Mikrostreifendetektor stellen solche Elektronencluster kein Problem dar, da hier die Gasverstärkung zwischen Anodenstreifen und Kathodenstreifen nur etwa 500 beträgt. Dies ist im Vergleich zur gesamten Gasverstärkung vernachlässigbar.

4.3 Optimierung der Mikrostreifengeometrie

Die durch die Gasverstärkung freigesetzten Elektronen bewegen sich in Richtung der Anodenstreifen des Mikrostreifendetektors und influenzieren dabei auf diese ein negatives Signal. Da die Halbwertsbreite des Lawinenkopfes in der Nähe der MSGC-Oberfläche ca. 0.9 mm beträgt, wird ihre Ladung gaußförmig auf 3–5 Anodenstreifen im Abstand von $635 \mu\text{m}$ verteilt (vgl. Abb. 4.17). Die Breite wird durch die in Kapitel 5 beschriebene interpolierende Aussetechnik verstärkt. Damit kann (im Gegensatz z.B. zu den HERA-B-Detektoren) der Ort des Signals genauer als über den Streifenabstand bestimmt werden.

Aufgrund der Diffusion der Elektronen im Gas bewegen sich diese nicht nur von oben auf die Anode zu, sondern auch von der Seite. Durch die DLC-Schicht ergibt sich in der Nähe der Elektroden ein homogenes elektrisches Feld zwischen Anode und Kathode (vgl. Abschnitt 4.2.2). Für die gemittelte Ionisationsweglänge der Elektronen in diesem Bereich wurde im letzten Abschnitt ein Wert von $\lambda = 40 \mu\text{m}$ bestimmt. Um für die Gasverstärkung in diesem Bereich einen hinreichend hohen Wert zu erhalten, muß ein genügend großer Abstand zwischen Anode und Kathode vorhanden sein. Bei einem Wert von $255 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Gasverstärkung von $e^{255/40} \approx 600$. Diese ist ausreichend, um eine hohe Gesamtverstärkung zu ermöglichen und klein genug, um Durchschläge durch Elektronen aus der Nähe der Kathodenoberfläche zu vermeiden.

Die Höhe des influenzierten Signals ist aber nicht unabhängig von Ort und Größe der anderen Metallstreifen. Daher wurde die Geometrie des Mikrostreifendetektors optimiert, um große und schnelle Signale zu erhalten. Für die Berechnung des auf der Anode influenzierten Signals darf die untere Metallschicht aber nicht außer acht gelassen werden. Die zwischen den beiden Metallschichten befindlichen DLC- und SiO_2 -Schichten sind für das durch die bewegten Elektronen erzeugte transiente elektrische Feld transparent (die DLC-Schicht schirmt nur statische Felder ab). Das auf der unteren Metallschicht influenzierte Signal wechselwirkt mit den auf der Anode und der Kathode influenzierten Signalen. Es ist also notwendig, die Signale auf allen Metallschichten zu berechnen und dadurch die Form der Elektroden in der unte-

ren Metallschicht zu optimieren. Diese Berechnung der gegenseitigen Wechselwirkung der auf mehreren benachbarten Elektroden gleichzeitig influenzierten Signale erfolgt innerhalb des Programms MSGCSIM nach dem sog. “Weighting Field Concept” [Wal78, Gat82]. Bei dieser Methode wird der Strom $i(t)$, der auf eine Elektrode durch eine bewegte Ladung q am Ort P influenziert wird, berechnet durch die Beziehung $i(t) = -q \cdot \vec{E}(P) \cdot \vec{v}(t)$. Dabei ist $\vec{v}(t)$ der Geschwindigkeitsvektor der bewegten Ladung und $\vec{E}(P)$ das “Weighting Field” am Punkt P . Dieses Feld wird mit Hilfe des sog. Green’schen “reciprocal theorem” berechnet, welches die in einem System aus Elektroden befindlichen Ladungen q und Potentiale V korreliert mit den Ladungen q' und den Potentialen V' durch die Beziehung $\sum q'V = \sum qV'$. Die Ladung q an der Stelle P wird dabei transformiert zu einer influenzierten Ladung q' am Ort der Elektrode.

Um auf der unteren Metallschicht ein möglichst gleich großes Signal wie auf der Anode zu erhalten, wird den Metallstreifen der unteren Schicht, die ebenfalls einen Wiederholabstand (Pitch) von $635 \mu\text{m}$ haben, eine besondere Form gegeben. Die Streifen sind $25 \mu\text{m}$ breit (wie die Anode) und verlaufen senkrecht zu den Anodenstreifen (siehe Abbildung 4.13). Um möglichst viel Signal auf die Streifen zu influenzieren, werden die Streifen durch Pads ergänzt, die parallel zur Anode verlaufen. Es gibt verschiedene Möglichkeiten diese Pads anzuordnen. Eine Möglichkeit wäre, diese Pads direkt unter die Anode zu setzen. Dies ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die gestrichelte Linie stellt die untere Metallschicht dar (Second Coordinate Plane, SCP), die SiO_2/DLC -Schicht ist nicht gezeichnet. Die Pads sind hier $50 \mu\text{m}$ breit und $600 \mu\text{m}$ lang und befinden sich direkt unter der Anode. Wenn sich die Elektronen auf die Anode zu bewegen, wird sowohl auf der Anode als auch auf dem Pad in der unteren Metallschicht ein negatives Signal influenziert.

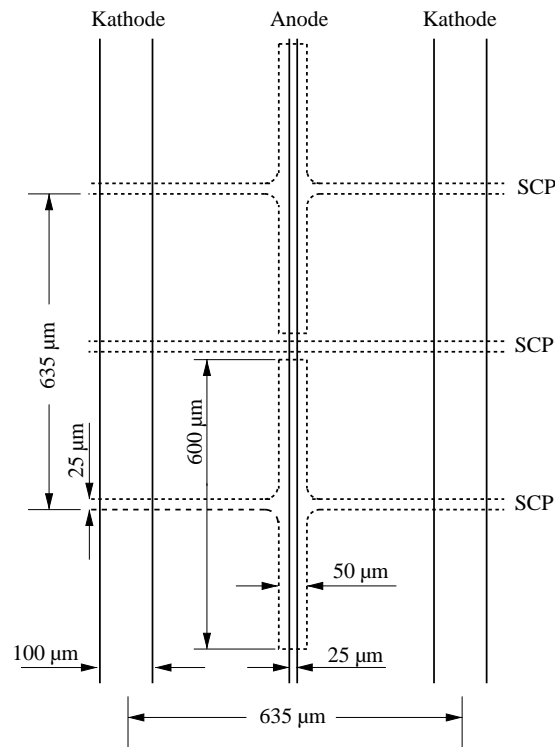


Abbildung 4.13: Mögliche Form der unteren Metallschicht (SCP, gestrichelt dargestellt).

Diese Anordnung der Pads hat aber mehrere Nachteile. Da sich Anode und Pad näherungsweise an der gleichen Stelle befinden, teilt sich das influenzierte Signal auf beide auf. Das

Signal auf der Anode ist nur etwa halb so groß, wie es ohne den Pad in der unteren Metallschicht wäre. Mit dieser Anordnung wird zwar das Ziel erreicht, daß beide Signale ungefähr gleich groß sind, aber dies führt zum Verlust der halben Signalhöhe. Ein weiterer Nachteil ist die hohe Kapazität zwischen Anode und Pad in dieser Konfiguration. Der Abstand der beiden Metallebenen beträgt nur $2.5 - 3 \mu\text{m}$, und durch den großen geometrischen Überlapp ergibt sich eine große Kapazität von 0.2 pF pro Pad. Diese führt zu einer unerwünschten Verteilung des influenzierten Anodensignals über die Anoden-Pad-Kapazitäten auf die SCP-Streifen und von dort auf alle anderen Anodenstreifen sowie zu einer Beeinflussung der Delay-Line-Auslese (vgl. Abschnitt 5.5).

Zur Vermeidung dieser Nachteile wird eine andere Geometrie gewählt. Das Pad unter der Anode wird in zwei Teile geteilt und diese werden rechts und links von der Anode plaziert (vgl. Abbildung 4.14). Da sich die Elektroden jetzt nicht mehr direkt unter der Anode befinden,

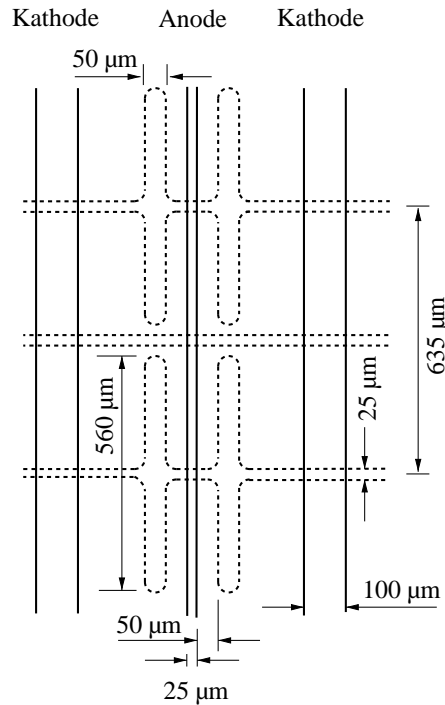


Abbildung 4.14: Anordnung der Pads in der unteren Metallschicht (gestrichelt) links und rechts von der Anode.

den, ist die kapazitive Kopplung stark vermindert. Bei einem Abstand von $50 \mu\text{m}$ zwischen Anode und Pad ergibt sich eine Kapazität von 0.012 pF . Dieser Wert beinhaltet nicht die Kapazität zwischen der Anode und dem $25 \mu\text{m}$ breiten Streifen in der unteren Metallebene, so daß insgesamt die Anoden-Pad-Kapazität bei dieser Geometrie etwa 0.037 pF beträgt.

Der Abstand zwischen den Anodenstreifen und den Pad-Elektroden beeinflusst jedoch die influenzierten Signale unmittelbar und wurde daher so optimiert, daß beide Signale möglichst groß sind. Dazu wurde zuerst die Breite der Pad-Elektroden bei $50 \mu\text{m}$ konstant gehalten und ihr Abstand zur Anode von $10 - 170 \mu\text{m}$ variiert. Das auf die Elektroden influenzierte Signal besteht aus zwei Komponenten:

1. Einer schnellen Komponente, die durch die Bewegung der Elektronen in Richtung auf die Anode erzeugt wird und eine zeitliche Länge von weniger als 10 ns hat,
2. einer langsamen Komponente mit gleicher Polarität, die durch die Bewegung der Ionen in Richtung der Kathode entsteht.

Da aufgrund der Verwendung schneller Vorverstärker mit kurzen Differentiationszeiten nur das schnelle Signal ausgewertet wird, ist auch nur dieses für die Optimierung des Abstandes verwendet worden. In Abbildung 4.15 ist die relative gemittelte Ladung pro 10 ns in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Anode und den Pads dargestellt. Bei kleineren Abständen als

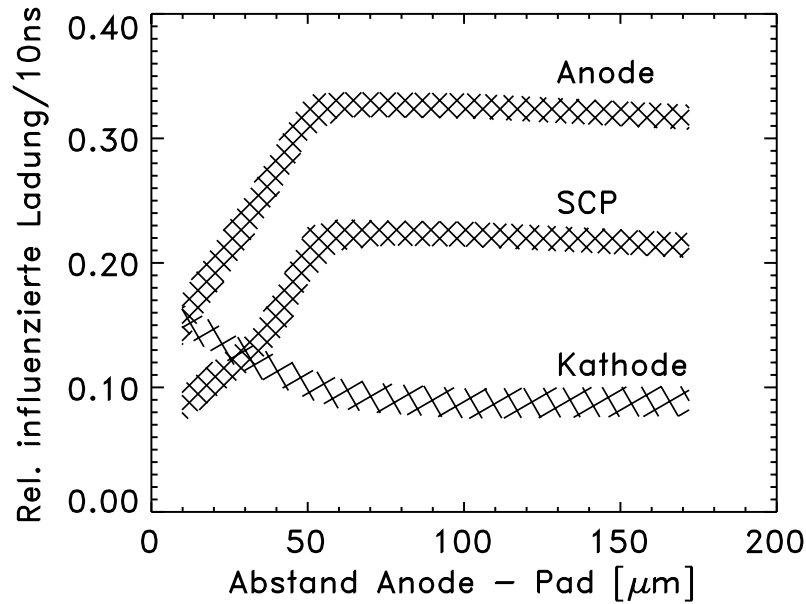


Abbildung 4.15: Relative gemittelte Ladung pro 10 ns in Abhängigkeit vom Abstand Anode zu Pad. Die Werte sind als Fehlerband dargestellt, dessen Breite der Statistik der Monte-Carlo-Rechnungen entspricht.

50 μm beeinflussen sich Anode und Pad so, daß die maximale Signalhöhe nicht erreicht wird. Dies liegt hauptsächlich an der mittleren freien Weglänge λ der Elektronen. Wie in Abschnitt 4.2.3 gezeigt wurde, hat λ in unmittelbarer Nähe der Anode einen Wert von ca. 30 μm , d.h. innerhalb eines Abstandes von ca. 30 μm findet der letzte Elektronenmultiplikationsschritt statt, und die Lawine erreicht ihre Endgröße. Sind Anode und Pad sehr dicht zusammen, so bewegen sich die Elektronen in voller Anzahl sowohl auf die Anode als auch auf die benachbarte Padkante zu und es wird auf beiden ein negatives Signal induziert. Wie bei der vorherigen Geometrie wird das induzierte negative Signal auf Anode und Pad aufgeteilt. Gleichzeitig wird auf dem entfernten Teil des Pads jedoch ein positives Signal durch die sich entfernenden Elektronen induziert, so daß das Summensignal auf dem Pad verkleinert wird. Zusätzlich erzeugen die Signale beider Elektroden auf der benachbarten Elektrode Spiegelladungen entgegengesetzter Polarität, die ebenfalls die Signalamplitude reduzieren.

Wie Abb. 4.15 zeigt, steigen die Anoden- wie auch die Pad-Signalamplituden bei Vergrößerung des Abstandes zwischen Anode und Pad an und erreichen bei ca. 50 μm Abstand ein Maximum. Bei diesem Abstand ist das Padsignal positiv, da die maximale Lawinengröße erst näher an der Anode erreicht wird, und das Padsignal somit hauptsächlich von sich entfernenden Elektronen erzeugt wird. Das Pad übernimmt damit effektiv die Rolle der Kathode und schirmt diese ab. Das Signal auf der Kathode nimmt daher ab. Das Anodensignal wird maximal, da die Influenz von Spiegelladungen durch das Pad abnimmt. Der optimale Abstand zwischen Anode und Pad liegt also bei 50 – 55 μm . Wird bei diesem Abstand die Breite des Pads zwischen 25 – 75 μm variiert, so werden die induzierten Signale noch etwas hinsichtlich

ihrer Breite verändert. Die Breite der Elektrode und deren Abstand zur Anode wurde auf $50\ \mu\text{m}$ festgelegt. Die bei dieser Geometrie auf der Anode und dem Pad influenzierten Signale sind in Abbildung 4.16 dargestellt.

Wie auch schon aus Abbildung 4.15 deutlich wurde, ist das auf das Pad influenzierte Signal etwas kleiner als das Anodensignal. Aber innerhalb dieser kurzen Integrationszeit von $10\ \text{ns}$ werden auf der Anode 33% und auf dem Pad 22% der gesamten in der Lawine freigesetzten Ladung influenziert. Beide durch die Elektronen hervorgerufenen Signale haben eine Halbwertsbreite (FWHM) von ca. $5\ \text{ns}$. Dies ist wichtig, um mit den verwendeten schnellen Verzögerungsleitungen eine gute Orts- und Zeitauflösung und eine schnelle Datenauslese zu ermöglichen.

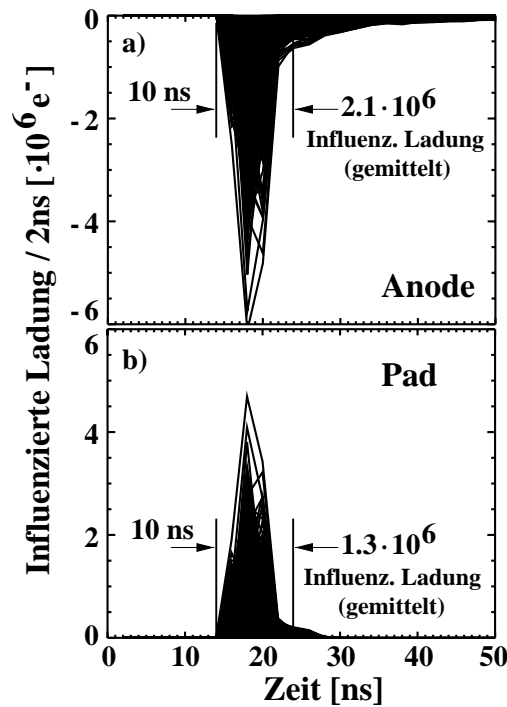


Abbildung 4.16: Auf Anode und Pad (SCP) influenzierte Signale für 1000 Ereignisse.

Die in Abbildung 4.16 dargestellten Signalamplituden sind nur auf einem Anoden- bzw. Padstreifen influenziert. Durch die Diffusion wird die Ladung in der Lawine auf mehrere Anoden- bzw. Padstreifen aufgeteilt. Um die Anzahl der Anodenstreifen zu bestimmen, auf die ein Signal influenziert wird, wurde für 1000 Ereignisse die Elektronenlawine direkt über einem Anodenstreifen gestartet. Für diese Ereignisse wurde die auf die Anodenstreifen in $10\ \text{ns}$ influenzierte Ladung gemittelt, und die daraus resultierende Verteilung ist in Abbildung 4.17 dargestellt.

Durch die Elektronenlawine wird im Mittel gleichzeitig auf $3 - 5$ Anoden ein Signal influenziert. Diese Verteilung wurde mit einer Gaußfunktion angepaßt und die Halbwertsbreite dieser Kurve beträgt $0.9\ \text{mm}$. Durch die kapazitive Interpolation zwischen den Anodenstreifen, die in Kapitel 5 beschrieben wird, wird das Signal zwischen benachbarten Anodenstreifen aufgeteilt; daher wird die Halbwertsbreite beim Auslesen effektiv vergrößert. Das Signal an der mittleren Anode ist größer als in Abbildung 4.16 angegeben, da hier alle Ereignisse direkt über der mittleren Anode (bei $1.27\ \text{mm}$) gestartet wurden. Im anderen Fall war der Startpunkt der Elektronenlawine zufällig zwischen zwei Kathodenstreifen verteilt.

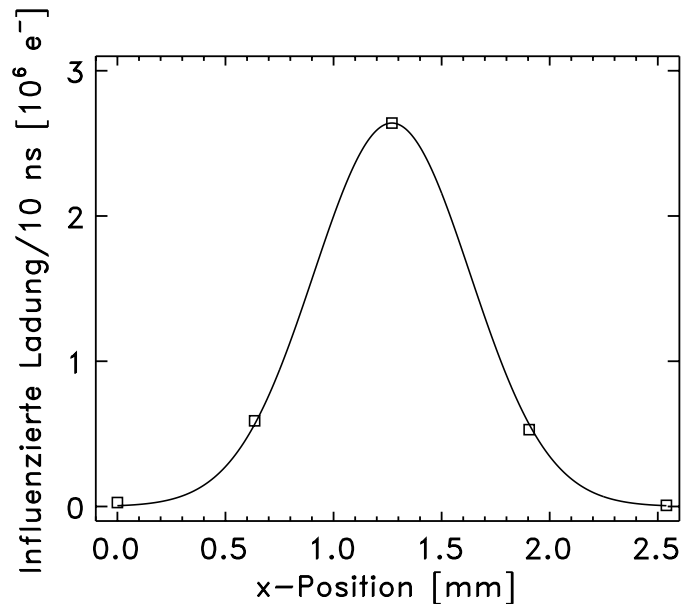


Abbildung 4.17: Verteilung der auf den Anoden influenzierten Ladung. Die Werte sind für 1000 Ereignisse gemittelt und über 10 ns aufintegriert.

4.4 Technische Realisierung des Mikrostreifendetektors

In diesem Abschnitt sollen die Prozesse vorgestellt werden, die zur Herstellung des Mikrostreifendetektors notwendig sind. Bei der Fertigung des Detektors traten unerwartete Schwierigkeiten auf, die zu erheblichen zeitlichen Verzögerungen führten. Daher konnten im Rahmen dieser Arbeit keine Testmessungen an einem Prototypen vorgenommen werden. Die Herstellungsprozesse werden in der gleichen Reihenfolge dargestellt, wie sie auch beim Fertigungsverfahren auftreten.

Der aktive Bereich des Mikrostreifendetektors hat eine Fläche von $254 \times 254 \text{ mm}^2$, und die Glasplatte hat eine Gesamtfläche von $285 \times 285 \text{ mm}^2$. Der komplette Neutronendetektor hat auf jeder Seite des Neutronenkonverters vier solche Mikrostreifendetektoren. Um die Herstellungsverfahren zu erproben, wurde mit der Fertigung eines kleineren Prototypen begonnen. Die Glasplatte dieses Prototypen hat eine Fläche von $4'' \times 4''$ ($101.6 \times 101.6 \text{ mm}^2$) und der aktive Bereich umfaßt $76.2 \times 76.2 \text{ mm}^2$.

Die mechanische Grundlage für den Detektor bildet das Glassubstrat. Das verwendete Glas darf kein Bor enthalten, da das Bor-Isotop ^{10}B , das zu 20% in der natürlichen Isotopenzusammensetzung von Bor enthalten ist, einen vergleichsweise hohen Einfangwirkungsquerschnitt von 3836 barn für thermische Neutronen hat. Daher wurde das Glas B270 von der Firma DESAG ausgewählt. Außerdem muß das Glas eine sehr hohe Oberflächengüte aufweisen, da auf dieser Oberfläche alle weiteren Schichten aufgebaut werden. Die Oberflächenrauigkeit muß besser als bei feuerpolierten Oberflächen sein.

4.4.1 Die erste Metallschicht

Auf das Glassubstrat wird das erste Ti/Au/Ti-Metallschichtensystem aufgebracht. Für den $4'' \times 4''$ -Prototypen geschah dies bei der Firma IMT in der Schweiz [IMT]. Das Abscheiden der Metallschichten erfolgt durch einen Mehrschichten-Sputterprozeß (vgl. Abschnitt 3.4.1).

Um die Metallschichten strukturieren zu können, wird eine Maske verwendet. Dazu wird um das nicht ätzbare Gold strukturieren zu können, vor Beginn des Sputterprozesses auf die Glasplatte eine UV-Licht-empfindliche Schicht aufgebracht und belichtet. Die Standardmethode zur Herstellung dieser Maske ist die Verwendung eines Films. Die aufzubringende Struktur wird auf diesen Film gedruckt, und die Belichtung der Schicht auf der Detektorplatte erfolgt durch diesen mit der Struktur versehenen Film hindurch. Diese Methode hat aber den Nachteil, daß bei sehr feinen Strukturen von nur einigen μm Breite, die Qualität der Ränder nicht mehr ausreichend ist. Daher wird ein sog. Photoresist-Verfahren zur Herstellung einer Maske mit sehr scharf definierten Randbereichen verwendet.

Bei diesem Verfahren wird die Maske auf folgende Weise hergestellt:

1. Auf einer UV-durchlässigen Quarzglasplatte befindet sich eine homogene Schicht aus Eisenoxid oder Chrom und auf dieser ein UV-empfindliches Polymer (Photoresist). Dieses wird mit Hilfe eines Elektronenstrahls oder eines speziellen Laserdruckers strukturiert.
2. Diese strukturierte Polymerschicht dient als Maske für einen Ätzprozeß, bei dem die Struktur auf die darunter befindliche Metallschicht übertragen wird. Die so präparierte Platte wird als Original bezeichnet.
3. Auf der Detektorplatte wird ein Photoresist in flüssigem Zustand mit einem Spinner (rotierende Scheibe) gleichmäßig verteilt. Nachdem das Lösungsmittel verdunstet ist, kann die Strukturierung dieser Schicht erfolgen.
4. Das Original wird mit Hilfe einer sehr präzisen Justierungsapparatur (Mask-Aligner) über der Detektorplatte ausgerichtet und auf das Photoresist abgesenkt. Die Ausrichtung muß sehr genau erfolgen, da ein Verschieben nach dem Kontakt mit dem Photoresist nicht mehr möglich ist.
5. Das Photoresist (PR) wird durch die Quarzglasplatte hindurch belichtet. Durch den direkten Kontakt zwischen Vorlage und PR treten bei diesem Verfahren keine Parallaxeffekte auf und die erreichbare Randschärfe ist sehr gut.

Bei dem für die Strukturierung von Gold benutzten sog. "Lift-Off"-Verfahren wird der Teil der Maske durch ein Lösungsmittel wieder entfernt, an dem später die Metallschicht vorhanden sein soll. Anschließend wird die Metallschicht aufgesputtert und befindet sich zum Teil auf dem Glassubstrat und zum Teil auf der PR-Maske. Der Teil der Metallschicht, der sich auf der Maske befindet, wird beim Lift-Off-Verfahren wieder entfernt. Bei diesem Verfahren wird die Maske unter der aufgesputterten Metallschicht durch ein Lösungsmittel entfernt, so daß sich die darüberbefindliche Metallschicht ebenfalls ablöst. Nur dort, wo sich keine Maske befand, bleibt die Metallschicht auf dem Glassubstrat haften. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß die Kanten der Metallstreifen nahezu senkrecht verlaufen, da dies für die darüberliegenden Schichten ungünstig ist.

Als Material für diese Metallschicht wird Gold (Au) verwendet, da mit einem Sputterprozeß ein sehr kleiner Flächenwiderstand von $0.03 \Omega/\square$ erreicht wird. Bei einer Höhe der Metallschicht von $1 \mu\text{m}$ entspricht dies einem Volumenwiderstand von $3 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$. Bei massivem Gold beträgt dieser $2.2 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$. Es gibt Materialien, wie z.B. Kupfer und Silber, die einen kleineren Volumenwiderstand als Gold aufweisen ($1.7 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$ bzw. $1.6 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$). Kupfer hat allerdings den Nachteil, daß es während des Sputtervorganges oder bei den weiteren Produktionsschritten oxydieren kann. Dadurch würde sich der Widerstand der Kupferschicht deutlich erhöhen. Wird Silber verwendet, kommt es beim Aufputtern der Schicht zur Bildung von einzelnen Silberbereichen, die aneinander grenzen (Agglomeration). Dies bewirkt einen deutlich höheren Widerstand als bei Gold. Erst durch Heizen der aufgesputterten

Silberschicht auf 400°C bis 600°C können kleinere Widerstände als bei Gold erzielt werden. Dieser Ausheizvorgang ist aber beim Mehrschichtenaufbau des Mikrostreifendetektors nicht möglich. Materialien mit einem etwas größeren Volumenwiderstand als Gold, wie z.B. Aluminium, zeigen nach dem Sputtervorgang ebenfalls einen höheren Widerstand. Somit ist Gold als Material für die Metallschicht am besten geeignet. Eine Messung des Widerstandes der Metallstreifen ergab allerdings einen Flächenwiderstand von $0.058 \Omega/\square$ (vgl. Abschnitt 4.5).

Um die Haftung des Goldes auf dem Glas zu verbessern, wird unter das Gold noch eine dünne Schicht aus Titan (Ti) aufgebracht. Diese hat eine Dicke von weniger als 50 nm, und die gesamte Schichtdicke beträgt nominell $1 \mu\text{m}$. Da die Frage zu klären war, ob auf der Oberseite des Goldes ebenfalls eine dünne Titanschicht zur Verbesserung der Haftung der nachfolgenden Schichten notwendig ist, wurden für die $4'' \times 4''$ -Prototypen beide Varianten (mit und ohne zweiter Titanschicht) realisiert. Allerdings darf nur der Teil zusätzlich mit Titan abgedeckt werden, auf den eine weitere Schicht aufgebracht wird. Am Rand des Detektors darf das Gold nicht abgedeckt werden, da hier die Streifen durch gebundene Golddrähte an die Ausleseelektronik kontaktiert werden (siehe Abbildung 4.18). Die Grenze der Ti-Abdeckung ist auch gleichzeitig der Rand der SiO_2/DLC -Schicht.

Bei Messungen der Gesamtdicke wurde bei beiden Varianten statt der geforderten $1 \mu\text{m}$ nur eine Dicke von ca. $0.6 - 0.7 \mu\text{m}$ festgestellt (siehe Abschnitt 4.5).

4.4.2 Die unteren $\text{M}\Omega$ -Widerstandstreifen

Als nächste Schicht folgen drei hochohmige Widerstandstreifen, die beim Fraunhofer-Institut für Schicht und Oberflächentechnik (FhG-IST) entwickelt werden sollten. Diese $\text{M}\Omega$ -Streifen werden als Ladewiderstände zur Hochspannungszuführung verwendet und aufgrund der interpolierenden Auslesemethode benötigt, die genauer in Abschnitt 5.4 dargestellt wird. Die Widerstandstreifen stellen sicher, daß sich die damit verbundenen Metallstreifen nicht elektrostatisch aufladen bzw. ein auf ihnen influenziertes Signal nach Masse abfließen kann. Die Position dieser Streifen wird durch eine Maske festgelegt, die von IMT nach der Fertigstellung der Metallschicht¹ aufgebracht wird und ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

Das verwendete Material muß eine gewisse Leitfähigkeit aufweisen, um die elektrostatische Aufladung des Metalls zu verhindern. Die Leitfähigkeit darf aber nicht zu hoch sein, da sonst das thermische Rauschen der Widerstände die Ortsauflösung verschlechtert. Ein Widerstand im Bereich von ca. $1 \text{M}\Omega$ zwischen den Streifen stellt den geeigneten Kompromiß dar. Um diesen Wert zu erreichen, darf die Schichtdicke und Breite aber nicht zu klein sein, da im Falle von Hochspannungsüberschlägen die Schicht eine gewisse Strombelastung unbeschadet überstehen muß. Diese maximale Strombelastung wird im Abschnitt 4.4.6 abgeschätzt. Die Abstände zwischen den zu kontaktierenden Metallstreifen betragen $135 - 250 \mu\text{m}$. Deshalb sollte der Flächenwiderstand der Streifen im Bereich $10^6 - 10^7 \Omega/\square$ liegen. Ein solch hoher Flächenwiderstand ist technisch aber nicht einfach zu realisieren (deutlich höhere oder niedrigere Flächenwiderstände sind einfacher herzustellen). Bei FhG-IST wurde versucht, diesen Wert mit Schichten aus amorphen Kohlenstoffverbindungen (a-C, a-SiC und insbesondere a-GeC:H und a-GeCP:H) zu erreichen. Es bestanden Erfahrungen mit a-SiC:H-Schichten (vgl. Abschnitt 4.4.4), die höhere Widerstände aufweisen, und der Schichtwiderstand sollte durch Ersetzen von Si durch Ge auf den erforderlichen Wert reduziert werden. Der Widerstand konnte im Vergleich zu a-SiC:H-Schichten um mehrere Größenordnungen verringert werden, er blieb bei der besten Schicht jedoch noch um einen Faktor 30 zu hoch (siehe Tabelle 4.1). Weiterhin wurden verschiedene Materialien RF-gesputtert, teilweise unter Zugabe geeigneter Reaktivgase. Bei den a-SiC-Schichten lag der Widerstand zu hoch. Bei RF-gesputterten a-C-Schichten wurde annähernd der richtige Widerstandsbereich erreicht, die Haftung dieser Schichten war jedoch nicht ausreichend.

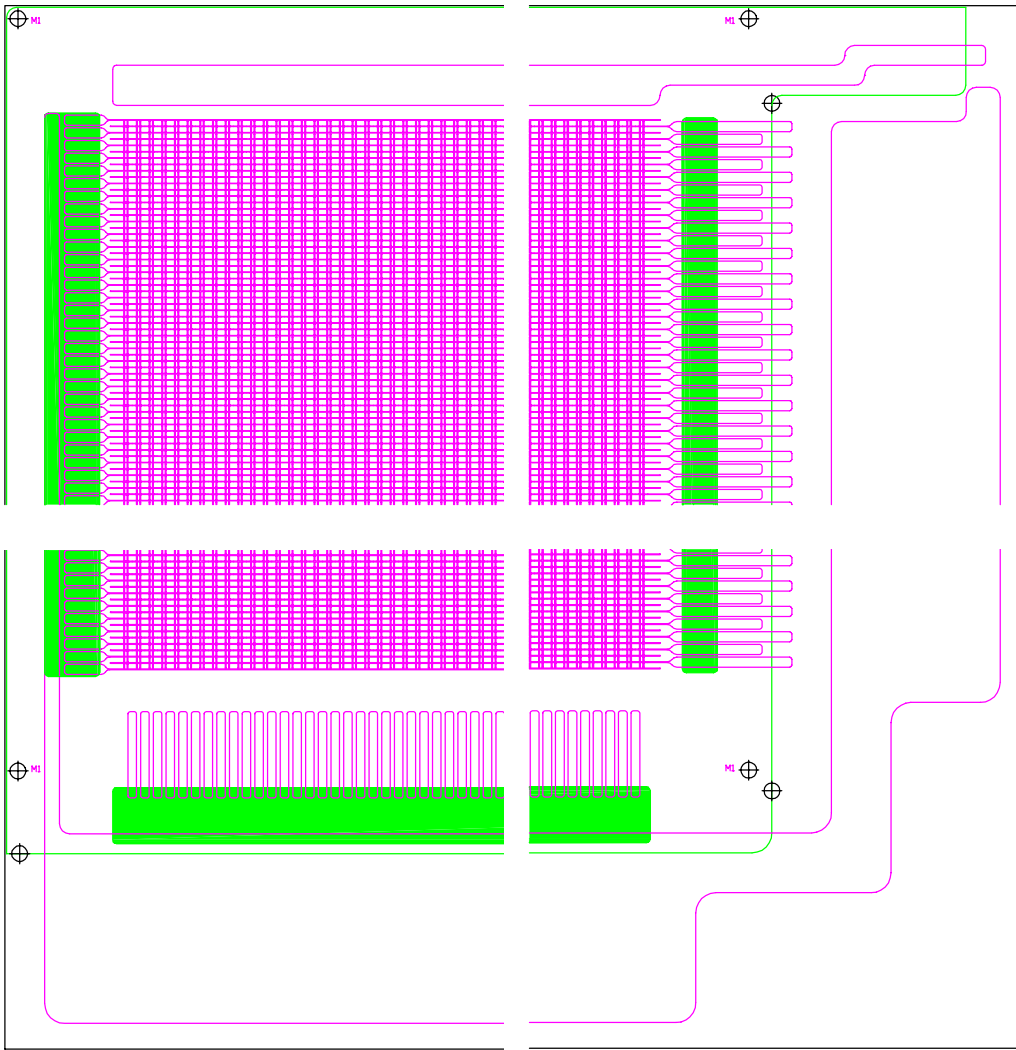


Abbildung 4.18: Untere Metallschicht (magenta) des $4'' \times 4''$ -Prototypen (mit Unterbrechungen). Die gefüllten grünen Flächen stellen die $M\Omega$ -Widerstandsstreifen dar und die grüne Linie den Rand der SiO_2/DLC -Schicht.

Schicht	Herstellungsprozeß	Flächenwiderstand Ω/\square
a-C	RF-gesputtert	$4 \cdot 10^7$
a-C	RF-gesputtert mit Bias	$1.5 \cdot 10^3, 1.5 \cdot 10^4$
a-SiC	RF-gesputtert	$2 \cdot 10^9, 9 \cdot 10^{11}$
a-GeC:H	PE-CVD	$3 \cdot 10^8, 9 \cdot 10^8, 6 \cdot 10^9$
a-GeCP:H	PE-CVD	$1.5 \cdot 10^9, 3 \cdot 10^9$

Tabelle 4.1: Erreichte Flächenwiderstände mit Schichten auf Kohlenstoffbasis.

Weiterhin wurden RF-gesputterte Germanium-Schichten untersucht. Mit diesen wurden Werte von $1.2 \cdot 10^6$ bis $4 \cdot 10^6 \Omega/\square$ bei Schichtdicken von $0.5 - 1 \mu\text{m}$ erzielt. Da diese Schichten geeignete Widerstandswerte aufwiesen, wurde eine Serie von MSGC-Prototyp-Platten ($4'' \times 4''$) beschichtet. Es stellte sich aber heraus, daß das Germanium chemisch nicht stabil genug war — insbesondere bei Naßchemie im alkalischen Bereich — und der Widerstand

sich durch die nachfolgenden Prozeßschritte veränderte. Es bildete sich Germaniumoxyd, das einen deutlich größeren Flächenwiderstand aufwies. Somit ist keine Langzeitstabilität dieser Schichten gewährleistet.

Als nächstes wurden durch reaktives Sputtern hergestellte Schichten aus CrSiO_x untersucht. Bei diesem Schichtsystem konnten geeignete Flächenwiderstände erreicht werden. Allerdings sind diese Schichten zu inhomogen und die Prozesse sind zu wenig reproduzierbar. Hier wäre weitere Entwicklungsarbeit notwendig.

In einer Arbeit von H. Steemers und R. Weisfield wurde jedoch gezeigt [Ste88], daß eine Schicht aus CrSiO_2 , die mit einem keramischen Target der gleichen Zusammensetzung RF-gesputtert wurde, den gewünschten Widerstandswert aufweisen kann. Bei dieser Kombination aus Metall und Isolator kommt es darauf an, in der gesputterten Schicht das richtige Verhältnis von Cr und SiO_2 zu erreichen. Das Chrom liegt in der SiO_2 -Matrix in Inseln von ca. 2 nm Durchmesser vor, zwischen denen ein Tunnelstrom durch den Isolator SiO_2 die Leitfähigkeit erzeugt. Abbildung 4.19 macht deutlich, welche Flächenwiderstände durch Variieren des Cr-Anteils in SiO_2 realisiert werden können. Eine Widerstandsänderung im Bereich von $1 - 10 \text{ M}\Omega/\square$ entspricht einer Änderung des Cr-Anteils von ungefähr 5%. Um den richtigen Widerstand in der aufgesputterten Schicht zu erzeugen, kommt es darauf an, daß erstens der richtige Cr-Anteil im Sputtertarget vorliegt und daß zweitens keine Oxidation des Cr beim Sputtern erfolgt. Dabei muß die Ionisation des Chroms und des Sauerstoffs aus dem Restgas im RF-Plasma berücksichtigt werden.

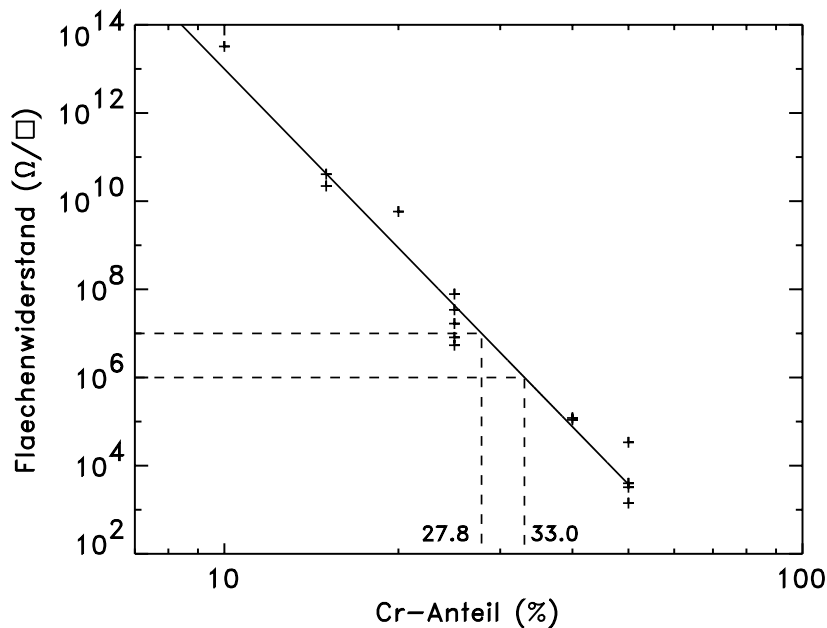


Abbildung 4.19: Flächenwiderstand von CrSiO_2 -Schichten in Abhängigkeit vom Cr-Anteil. Die Kreuze stellen die Meßwerte von H. Steemers und R. Weisfield dar [Ste88].

Bei FhG-IST wurden Sputterversuche mit einem zugekauften Cr/ SiO_2 -Cermet-Target durchgeführt. Dieses war jedoch bereits nach der Herstellung hochohmig, so daß die aufgesputterten Schichten ebenfalls hochohmig waren. Es wurde versucht durch Co-Sputtern von Cr (durch Aufbrennen einer Cr-Scheibe auf das Cermet-Target) den Widerstand der Schicht zu verringern. Diese Versuche lieferten Widerstände in der geforderten Größe. Das Verfahren erfordert jedoch weitere Entwicklungsarbeiten. Die Cr/ SiO_2 -Cermet-Schichten haben im

Vergleich zu reaktiv gesputterten Cr/SiO_x-Schichten den entscheidenden Vorteil, daß der O₂-Anteil bereits stöchiometrisch abgesättigt ist, so daß kein Tempern nach dem Aufputtern notwendig ist, um den Widerstand zu stabilisieren. Dieses wäre wegen der verwendeten Masken nicht möglich (s.o.).

4.4.3 Die Isolationsschicht

Die nächste Schicht im Produktionsprozeß dient zur elektrischen Isolation der unteren und oberen Metallschicht. Diese besteht aus SiO₂, da dieses Material eine hohe Durchschlagsfestigkeit von mehr als 0.5 kV/μm besitzt und auch bei der Si-Chip-Herstellung verwendet wird. Da aber nicht die komplette untere Metallschicht mit SiO₂ abgedeckt wird, muß zuvor eine Maske aufgebracht werden. Der Rand dieser SiO₂-Schicht ist in Abbildung 4.18 durch die grüne Linie markiert. Der Bereich außerhalb dieser Linie bleibt frei von SiO₂ und dient zum Kontaktieren der Metallstreifen mit einer Impedanzwandlerschaltung zur Auslese der Signale.

Diese SiO₂-Schicht sollte ebenfalls vom Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik (FhG-IST) mittels PECVD-Verfahren (plasma enhanced chemical vapour deposition) aufgebracht werden. Bei einem CVD-Prozeß ohne Plasmaunterstützung werden die gasförmigen Ausgangsstoffe (Precursor) in der Reaktionskammer gemischt und reagieren dann an der Substratoberfläche bei 500°C bis 1000°C zu der gewünschten Schichtverbindung. Solch hohe Temperaturen sind aber im Falle des Mikrostreifendetektors nicht möglich. Der wesentliche Vorteil der plasmaunterstützten CVD liegt in der Erniedrigung der erforderlichen Temperatur. Bei diesem Verfahren wird in der Reaktionskammer durch RF-Einstrahlung ein Plasma erzeugt, und dadurch werden die gasförmigen Ausgangsstoffe energetisch angeregt. Dadurch können diese chemisch miteinander reagieren, und die entstandene Verbindung wird auf dem Substrat abgeschieden.

Die zur Abdeckung der Randbereiche erforderliche Photomaske ist nur bis zu einer Temperatur von ca. 150°C stabil. Daher wurde von FhG-IST versucht, die Temperatur beim PECVD-Prozeß so niedrig wie möglich zu halten. Bei einer Prozeßtemperatur zwischen 100°C und 200°C ist es FhG-IST aber nicht gelungen, SiO₂-Schichten ohne Defekte (Löcher) herzustellen. Zwei Beispiele in verschiedener Vergrößerung für diese Schichten sind in Abbildung 4.20 und 4.21 dargestellt. Die Häufigkeit der Defekte ist für den Mikrostreifendetektor nicht tolerabel, da die elektrische Isolation beider Metallschichten nicht mehr gegeben ist. Diese ist aber für einen funktionierenden Detektor notwendig, und daher wurde die Herstellung alternativer Isolationsschichten untersucht.

Eine Möglichkeit wäre, statt einer einzelnen Schicht ein Schichtsystem zu verwenden. Bei der Herstellung von Kondensatoren für Speicherchips (DRAMs) wird zwischen zwei Lagen aus SiO₂ eine Schicht aus Si₃N₄ aufgebracht [Hön89]. Diese hat die Eigenschaft, die Löcher im SiO₂ abzudecken, und durch ein Schichtsystem von SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ (ONO-System) wird eine vollständige elektrische Isolation der beiden Metallebenen erreicht. Eine Si₃N₄-Schicht konnte aber bei FhG-IST noch nicht im PECVD-Verfahren hergestellt werden, da dafür als gasförmiger Ausgangsstoff Silan (SiH₂Cl₂) erforderlich ist. Dieses Gas ist sehr explosiv, und für dessen Verwendung fehlte die erforderliche Genehmigung.

Eine weitere Alternative wäre die Verwendung von Polyimid als Isolationsschicht. Dieses hat eine sehr glatte Oberfläche und eine ausreichende Durchschlagsfestigkeit. Die Alterungsbeständigkeit von Polyimid ist aber fraglich. Seine Eigenschaften können sich unter Einfluß von UV-Strahlung im Entladungsplasma verändern (die DLC-Schicht ist z.T. UV-transparent). Hinzu kommt, daß Polyimid durch den Herstellungsprozeß Wasser enthält und bei 200°C ausgehärtet werden muß, was zu Problemen mit der Stabilität der Photomaske führt.

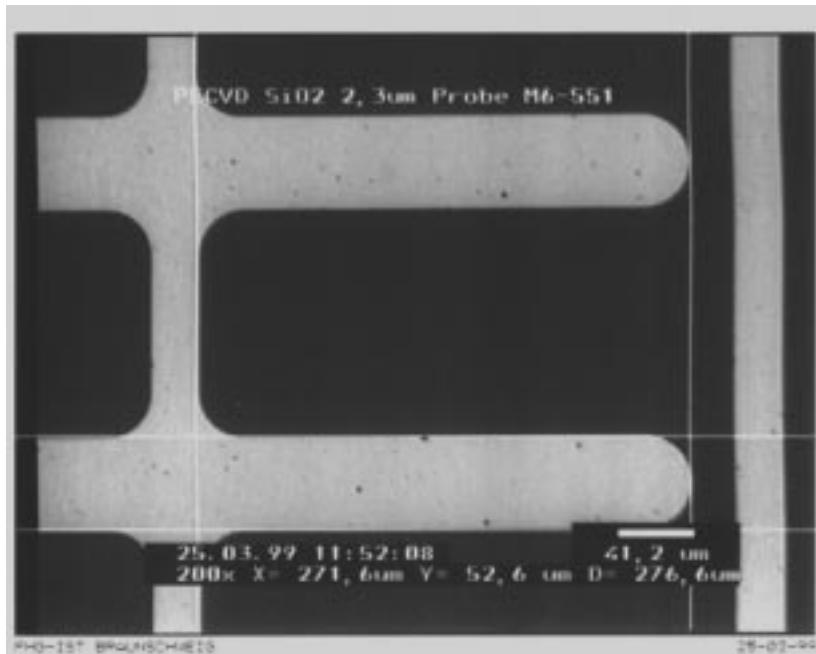


Abbildung 4.20: Mikroskopaufnahme der Metallschicht1 (zu sehen ist ein Teil der Padstruktur) mit darüberbefindlicher SiO_2 -Schicht. Die dunklen Punkte auf der hellen Metallschicht sind Löcher im SiO_2 .

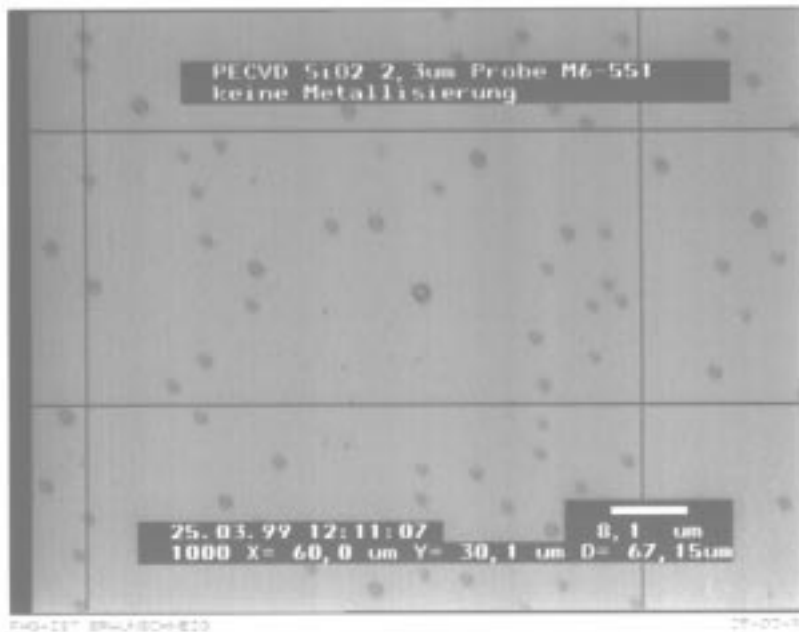


Abbildung 4.21: Defekte in der SiO_2 -Schicht mit höherer Vergrößerung.

Daher wurde von FhG-IST stattdessen die Eignung einer Polysiloxan-Schicht experimentell untersucht. Polysiloxan wird industriell als harte Schutzschicht auf Polycarbonat-Brillengläsern verwendet. Das Material wird mit einem Lösungsmittel gemischt und in flüssigem Zustand auf das Substrat aufgebracht. Die auf Testgläsern im Tauchverfahren erzielten Schichten waren von guter Qualität. Es stellte sich aber heraus, daß das Lösungsmittel die Photomaske ablöst und das Polysiloxan sich mit dem Photolack vermischt. Außerdem hat dieses Material eine relative Dielektrizitätskonstante von $\epsilon_r = 7$. Die führt zu einer relativ großen kapazitiven Kopplung zwischen den Metallschichten, was ungünstig für die Signalausbreitung auf dem Mikrostreifendetektor ist. Daher ist eine Polysiloxanschicht nur sehr bedingt geeignet.

Eine vielversprechende Möglichkeit stellen sog. ORMOCER-Schichten dar, die vom Fraunhofer-Institut für Silicatforschung entwickelt wurden [Pop98]. Bei diesen ORMOCERs handelt es sich um anorganisch-organische Hybrid-Polymere mit Silicat-Netzwerken. Diese können speziell für die jeweilige Anwendung angepaßt werden. Aufgebracht wird diese Schicht durch ein sog. "Spin-on"-Verfahren. Dabei wird die Polymer-Schicht in flüssiger Form auf das sich drehende Substrat gegossen und verteilt sich gleichmäßig auf dessen Oberfläche. Nachdem das Lösungsmittels verdunstet ist, wird die Schicht bei 120 – 180°C ausgehärtet. Die relative Dielektrizitätskonstante der ORMOCERs beträgt 3.2, und die Feuchtestabilität ist hervorragend. Da aber diese Schichten speziell für jeden Anwendungsfall entwickelt und angepaßt werden, ist damit ein hoher Zeit- und Kostenaufwand verbunden. Bevor diese zum Einsatz kommen, wird daher noch eine andere Möglichkeit erprobt.

Dabei handelt es sich um gesputterte SiO₂-Schichten. Diese konnten bei FhG-IST bisher nicht zur Herstellung des Mikrostreifendetektors verwendet werden, da sich die vorhandene Sputteranlage nicht in einem Reinraum befindet. Mit Fertigstellung einer neuen Anlage, die sich in einem Reinraum der Klasse 1000 befindet, können diese Schichten bei niedrigen Temperaturen aufgesputtert werden. Das durch einen Sputterprozeß hergestellte SiO₂ weist deutlich weniger Defekte auf, als die im PECVD-Verfahren hergestellten Schichten. Seit Dezember 1999 wird auch bei IPM (Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences) an der Entwicklung von Isolationsschichten gearbeitet.

4.4.4 Die DLC-Schicht

Auf die Isolationsschicht wird eine a-SiCN:H aufgebracht. Diese wird im folgenden und in der Detektorliteratur wegen ihrer Verwandtschaft zu diesen Schichten nicht ganz korrekt als DLC-Schicht (Diamond Like Carbon) bezeichnet. Dafür wird die gleiche Maske wie für die SiO₂-Schicht verwendet, und der Rand dieser Schicht ist ebenfalls durch die grüne Linie in Abbildung 4.18 gekennzeichnet. Diese DLC-Schicht wird mittels des PECVD-Verfahrens bei einer Temperatur von nur 50°C abgeschieden. Daher treten bei diesem Produktionsschritt keine Probleme mit der Temperaturbelastung der Photomaske auf. Bei dieser DLC-Schicht handelt es sich um eine N-dotierte, amorphe Kohlenstoff-Schicht mit einem Oberflächenwiderstand von ca. $10^{14} \Omega/\square$ und einer Schichtdicke von etwa 100 nm. FhG-IST hatte diese Schichten für die großflächigen Mikrostreifendetektoren des HERA-B-Projektes entwickelt. Bei ihrer Herstellung traten keine Probleme auf.

4.4.5 Die zweite Metallschicht

Auf diese DLC-Schicht wird von IMT die zweite Metallschicht aufgesputtert. Auch hier wird zur Verbesserung der Haftung auf der DLC-Schicht erst eine weniger als 50 nm dicke Schicht aus Titan aufgebracht und anschließend eine Goldschicht von nominell 1 μm Dicke abgeschieden. Diese wird wie bei der ersten Metallschicht durch eine Maske mit dem Lift-Off-Verfahren strukturiert.

Es soll an dieser Stelle eine Besonderheit dieses Mehrschichtenaufbaus erläutert werden. Wie in Abschnitt 5.4 gezeigt wird, kann nur jede zweite Anode direkt an die Ausleseelektronik angeschlossen werden. Die dazwischen liegenden Anoden werden durch zusätzliche Metallstreifen in der unteren Metallschicht beidseitig kapazitiv an die ausgelesenen Anoden gekoppelt (siehe Abbildung 4.22). Alle Anoden werden außerhalb des Detektionsbereiches in breitere Streifen-Strukturen (sog. Pads) überführt (vgl. auch Abbildung 4.23). Die Breite dieser Streifen beträgt 0.5 mm, und sie sind 5.3 mm bzw. 6 mm lang. Die längeren Streifen werden durch Bonden an die Ausleseelektronik angeschlossen. Die kürzeren Streifen sind nur kapazitiv an ihre Nachbarn gekoppelt. Um eine Kapazität von 5 pF zwischen diesen Streifen zu erreichen, wird in der unteren Metallschicht ebenfalls ein Metallpad plaziert. Dieser befindet sich zum Teil unter der ausgelesenen und zum Teil unter der benachbarten Anode. Er hat eine Länge von 4.3 mm und eine Breite von 0.435 mm. Der geometrische Überlapp zu dem jeweiligen Streifen in der oberen Metallschicht beträgt 0.15 mm.

Damit ergibt sich eine kapazitive Koppelung von ca. 10 pF. Da sich die Kapazitäten von der Anode zur unteren Metallschicht und von dieser zur benachbarten Anode in Reihe

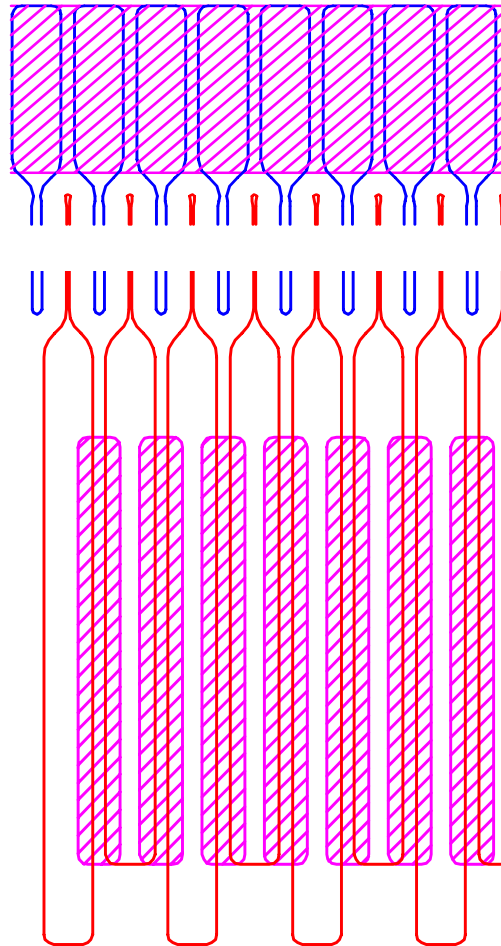


Abbildung 4.22: Erhöhung der Koppelkapazität zwischen den beiden Metallebenen durch zusätzliche Metallstreifen (magenta). Die Anoden und die zugehörigen Auslese pads sind rot und die Kathoden blau dargestellt; die Widerstandsschichten und die SiO_2/DLC -Schicht ist weggelassen.

befinden, ergibt sich ein Gesamtwert von 5 pF zwischen benachbarten Anodenstreifen. Die gleiche Anordnung wird auch für die Streifen in der unteren Metallschicht zur Auslese des zweiten Ortssignals angewandt. In diesem Fall befinden sich die zusätzlichen Metallstreifen in der oberen Metallschicht.

Es gibt noch einen weiteren Fall, bei dem die kapazitive Kopplung zwischen den beiden Metallschichten ausgenutzt wird. Für Neutronenstreuexperimente, bei denen die Flugzeit der Neutronen ausgewertet wird, ist ein unverzögertes Startsignal notwendig. Daher werden die Kathoden in der oberen Metallschicht außerhalb des aktiven Bereiches ebenfalls verbreitert. Diese Kathodenenden sind 1.75 mm lang und 0.5 mm breit. In der unteren Metallschicht befindet sich unter diesen Kathodenpads ein ebenso breiter Metallstreifen (vgl. Abbildung 4.22 oben). Dadurch wird eine kapazitive Kopplung von ca. 10 pF zwischen dem Kathodenende und dem Metallstreifen realisiert. Wird auf einem Anodenstreifen ein Signal influenziert, so entsteht auf dem benachbarten Kathodenstreifen ein Signal, das in die entgegengesetzte Richtung läuft. Dieses wird durch die Kopplung auf den Metallstreifen in der unteren Metallschicht übertragen und von dort für alle Kathodenstreifen gemeinsam unverzögert ausgelesen.

Diese Kapazität an den Kathodenenden hat außerdem den Vorteil, daß dadurch das auf der Kathode influenzierte Signal gedämpft wird. Durch diese Dämpfung entsteht zwischen Anode und Kathode eine Zweistreifenleitung mit guten Signaltransporteigenschaften. Das gleiche Verfahren wird bei den Streifen in der unteren Metallschicht angewandt. Auch dort wird das Rückflußsignal kapazitiv auf einen Streifen gekoppelt, der sich in der oberen Metallschicht befindet. Hier wird ebenfalls das unverzögerte Signal der unteren Metallschicht ausgekoppelt.

4.4.6 Die oberen $M\Omega$ -Streifen

Auf der oberen Metallschicht sind ebenfalls Widerstandsstreifen außerhalb des aktiven Detektorbereiches erforderlich. Diese sind jedoch dem Zählgas des Detektors ausgesetzt und grenzen an das Plasma des Gasverstärkungsprozesses, sofern sie nicht durch eine zusätzliche SiO_2 -Randschicht abgedeckt werden. Daher ist es bei diesen Streifen besonders wichtig, daß das Material chemisch stabil ist. Es kommt daher nur das bereits in Abschnitt 4.4.2 diskutierte Cr/SiO_2 in Betracht. Die Position dieser Widerstandsstreifen ist in Abbildung 4.23 dargestellt.

Der untere und der rechte Widerstandsstreifen dienen zur Vermeidung von Aufladungseffekten, und über den oberen $M\Omega$ -Streifen erfolgt die Hochspannungszuführung der Kathoden. Diese Art der Zuführung ist sehr vorteilhaft, da im Falle von Hochspannungsüberschlägen der Kurzschlußstrom jedes einzelnen Kathodenstreifens durch den Ladewiderstand reduziert wird. Falls also Überschläge auftreten sollten, sind deren schädliche Auswirkungen auf die Anoden und Kathoden deutlich kleiner als beim direkten Anschluß der Kathoden an die Spannungszuführung. Außerdem wird beim Absenken des Potentials eines Streifens dasjenige der benachbarten Streifen teilweise mit abgesenkt, so daß die Entladung zwischen den Streifen unterbrochen wird. Es muß allerdings sichergestellt sein, daß der Widerstandsstreifen durch die bei Überschlägen auftretenden Ströme nicht beschädigt wird. Daher wurde die Strombelastung des $M\Omega$ -Streifen abgeschätzt. Die dafür relevanten Parameter sind in Abbildung 4.24 zusammengefaßt.

Die mögliche Dauerstrombelastung im Falle eines Kurzschlusses zwischen zwei benachbarten Elektroden wurde auf folgende Weise berechnet: An den Kathoden liegt maximal eine Spannung von -500 V an. Der Widerstand zwischen einem Kathodenstreifen und der Hochspannungszuführung beträgt 500 k Ω und der zu den benachbarten Kathoden beträgt 77 k Ω . Zu den 500 k Ω liegen also (unter Vernachlässigung der Kopplung zu weiteren Kathoden) beidseitig jeweils 577 k Ω parallel, was einen gesamten Ladewiderstand von 183 k Ω ergibt.

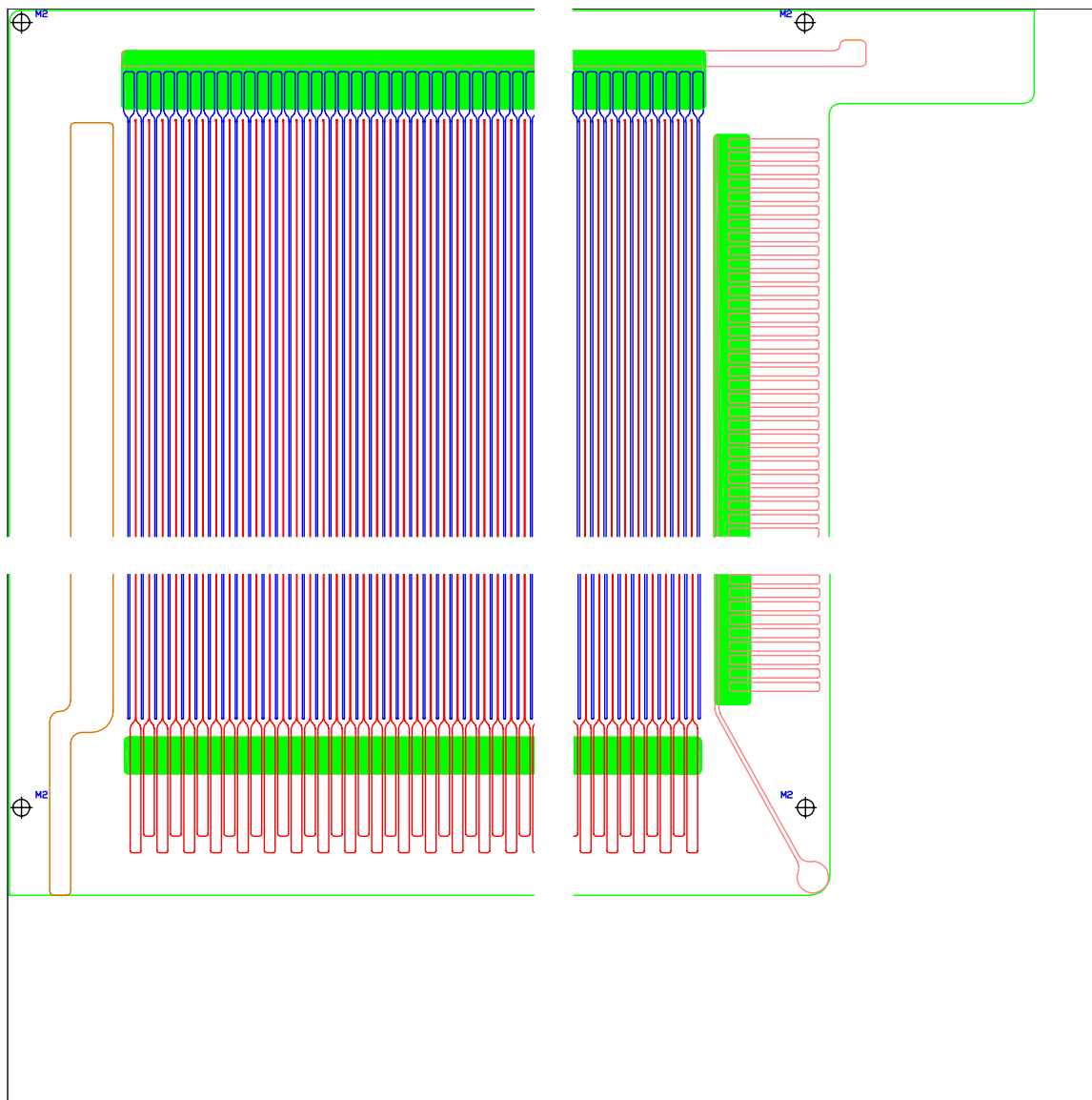


Abbildung 4.23: Metallschicht 2 (Anoden rot, Kathoden blau) des 4" × 4"-Prototyps (mit Unterbrechungen). Die gefüllten grünen Flächen stellen die MΩ-Widerstandsstreifen dar und die grüne Linie den äußeren Rand der vollflächigen SiO₂/DLC-Schicht.

Der mögliche Dauerstrom bei einer Spannung von 500 V beträgt also $I = U/R \approx 3$ mA. Dieser Dauerstrom kann zu keiner Beschädigung der Widerstandsschicht führen. Zusätzlich wird noch ein Vorwiderstand von 3 MΩ in der Hochspannungszuführung in Reihe geschaltet, der den Entladestrom auf 0.125 mA begrenzt. Außerdem werden sog. Sparkalarmdiskriminatoren und -schalter verwendet, die im Falle eines Hochspannungsüberschlags die Hochspannung sehr schnell (< 50 V/μs) herunterfahren, so daß die beim Überschlag entstehende Entladung unterbrochen wird.

Die Kontaktierung der Kathoden über den Widerstandsstreifen hat aber noch einen weiteren Vorteil. Da jeder Kathodenstreifen insgesamt eine Kapazität von 58 pF gegen Masse hat und an ihm eine Spannung von maximal -500 V anliegt, wird pro Streifen eine Ladung von $2.5 \cdot 10^{-8}$ C gespeichert. Im Falle eines Hochspannungsdurchschlages wird die Kapazität innerhalb von 5 – 10 ns entladen. Die auf den benachbarten Kathoden gespeicherte Ladung

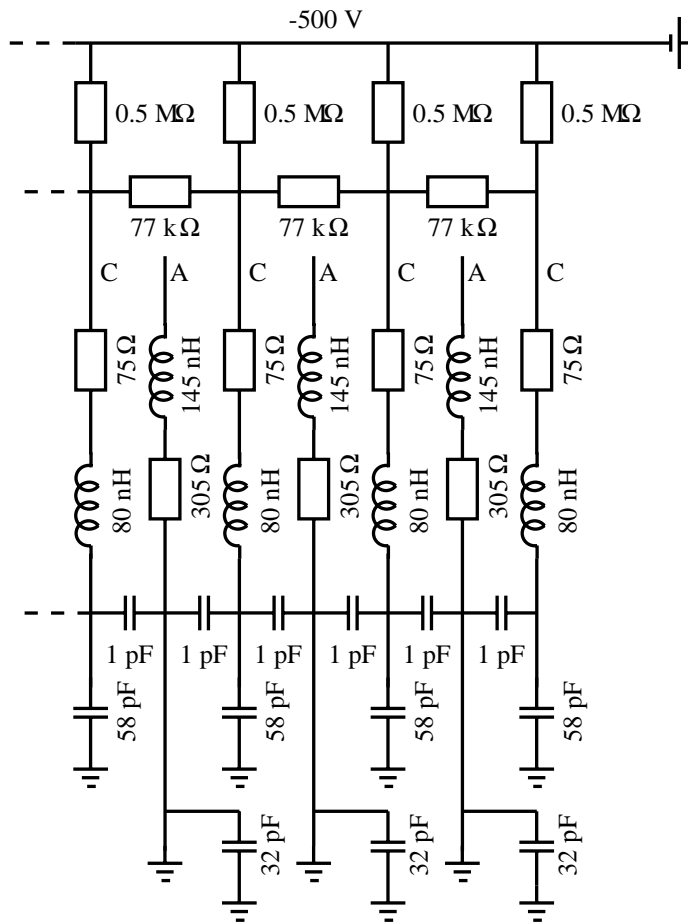


Abbildung 4.24: Schematische Darstellung aller Parameter, die für die Abschätzung des Stromes zwischen Anoden (A) und Kathoden (C) bei Spannungsüberschlägen relevant sind. Die untere Metallschicht ist dabei vereinfacht als Massenebene angenommen.

kann nur über den Ladewiderstand abfließen, was eine erhebliche zeitliche Verzögerung der Entladung bewirkt. Daher trägt nur die auf einem Kathodenstreifen gespeicherte Ladung zu dem kurzzeitigen Entladungsstrom bei. Die Kapazität eines Kathodenstreifens ist über die gesamte Streifenlänge verteilt, und der Streifen hat einen Widerstand von 75Ω . Daraus ergibt sich ein kurzzeitiges Entladungsstrom von maximal 1 A.

Wie in Abschnitt 5.5 gezeigt wird, sind die Anoden nicht direkt an die Delay-Line angeschlossen, sondern an eine sog. Impedanzwandlerschaltung. Zum Schutz der dabei verwendeten Bauelemente, insbesondere des Transistors, befinden sich am Eingang der Schaltung Dioden, die den bei einem Überschlag kurzzeitig fließende Strom nach Masse ableiten. Mit Hilfe eines Testaufbaus der Schaltung wurde untersucht, ob sowohl die Dioden als auch der Transistor die Strompulse unbeschadet überstehen. Mit einer Frequenz von 10 Hz wurden Rechteckpulse mit einer Amplitude von 2 A und einer Anstiegszeit von etwa 400 ps über einen Vorwiderstand von 47Ω eingekoppelt. Sowohl die zwei parallelen Dioden als auch der Transistor haben mehr als 10^7 Entladungen unbeschadet überstanden. Nach einem Stromstoß benötigt der Transistor ca. $3 \mu\text{s}$, um wieder seinen zuvor eingestellten Arbeitspunkt zu erreichen. Da solche Spannungsüberschläge bei dem für den Niederdruckfall optimierten Mikrostreifendetektor nur sehr selten auftreten, ist die Schaltung ausreichend geschützt.

4.5 Testmessungen an den Mikrostreifendetektorplatten

An der unteren Metallschicht, die von IMT auf das $4'' \times 4''$ -Glassubstrat aufgebracht wurde, sind verschiedene Testmessungen durchgeführt worden. Zum einen wurde die Höhe dieser Metallschicht mit Hilfe eines Laserprofilometers bestimmt. Diese sollte $1 \mu\text{m}$ betragen (vgl. Abschnitt 4.4.1).

Bei einem Laserprofilometer wird der Strahl eines Halbleiterlaser durch ein Linsensystem auf die Oberfläche der zu untersuchenden Probe fokussiert. Das von der Oberfläche reflektierte Licht wird durch ein Spiegel- und Prismensystem jeweils zur Hälfte auf zwei Photodioden verteilt. An beiden Dioden wird also die gleiche Signalamplitude registriert. Wenn sich der Abstand zwischen der Probe und dem Linsensystem ändert, wird das reflektierte Licht nicht mehr symmetrisch auf die Photodioden verteilt und die resultierende Signalamplitude wird unterschiedlich groß. Die Fokussierung des Laserstrahls wird so lange verändert, bis die Signalamplitude an beiden Photodioden wieder gleich groß ist. Diese Änderung der Fokussierung entspricht der Höhenänderung auf der Oberfläche der Probe. Die Genauigkeit der Messung hängt vom Reflexionsvermögen der untersuchten Oberfläche ab. Ist deren Reflexionsvermögen sehr hoch (z.B. bei Metallen), sind Höhenänderungen bis ca. 5 nm nachweisbar. Die Reflexion an der Glasoberfläche ist vergleichsweise gering und die Genauigkeit der durchgeführten Messungen wird daher mit ca. $0.1 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

Es wurden sowohl Proben vermessen, deren Metallschicht aus Ti/Au besteht, als auch Proben mit einer Metallschicht aus Ti/Au/Ti. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Es wird deutlich, daß die Höhe der Metallstreifen an dieser Stelle

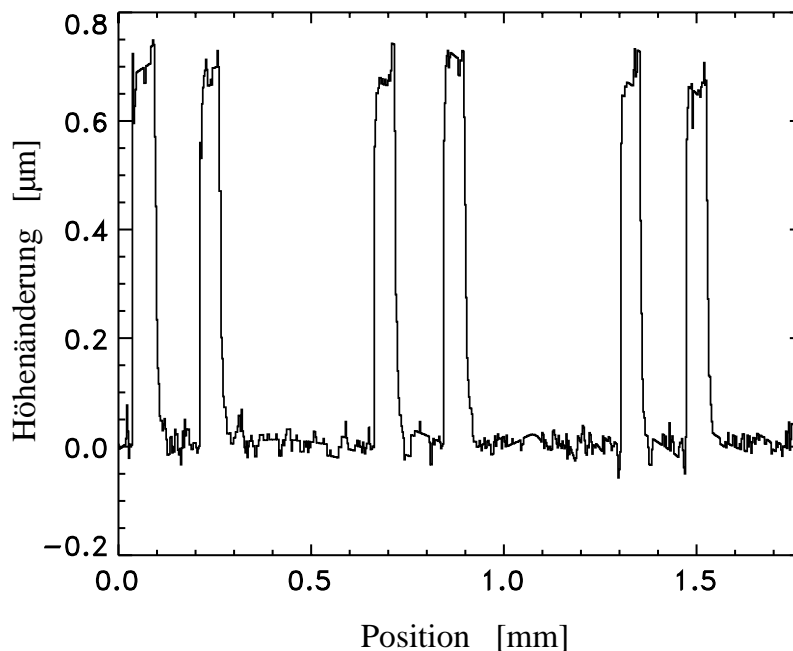


Abbildung 4.25: Bestimmung der Höhe der unteren Metallschicht (Ti/Au/Ti) an der $50 \mu\text{m}$ breiten Pad-Struktur.

nur $0.7 \mu\text{m}$ beträgt. Die weiteren Messungen ergaben für beide Varianten eine Schichthöhe von $0.6 - 0.7 \mu\text{m}$. Die geforderte Höhe von $1 \mu\text{m}$ wurde also nicht ganz erreicht. Bei der nächsten Produktion der Metallschichten wird IMT versuchen, Schichten von $1 \mu\text{m}$ Höhe abzuscheiden.

Die Höhe der Metallschicht ist relevant, da sich mit zunehmender Höhe der Widerstand vermindert. Daher wurde der Widerstand der Metallstreifen in Abhängigkeit von deren Länge gemessen (siehe Abbildung 4.26).

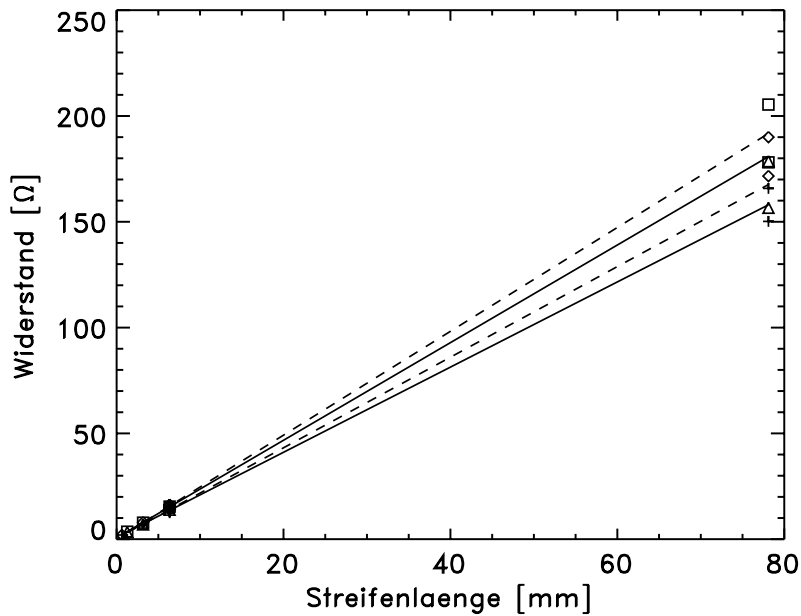


Abbildung 4.26: Messung des Widerstandes der Streifen der unteren Metallschicht. Die durchgezogenen Kurven gelten für eine Metallschicht aus Ti/Au/Ti, die gestrichelten Kurven für Ti/Au. Die jeweils untere Kurve gehört zu den Streifen mit Pad-Struktur, die obere zu den Rückflußstreifen.

Die gemessenen Werte wurden durch eine Gerade angepaßt. Deren Steigung entspricht dem Widerstand pro Längeneinheit, und der Wert bei einer Streifenlänge von 0 mm ist der Kontaktwiderstand. Für diesen wurde sowohl für Ti/Au/Ti, als auch für Ti/Au ein Wert von $0.3 - 0.4 \Omega$ ermittelt. Bei der Variante Ti/Au/Ti mußte allerdings erst die Ti-Schicht durchdrungen werden, bevor sich dieser Wert ergab.

Aus dem gemessenen spezifischen Widerstand wurde der Flächenwiderstand bestimmt (siehe Tabelle 4.2). Wie in Abbildung 4.26 deutlich wird, ergaben sich für die Streifen mit

	Ti/Au/Ti	Ti/Au
Pad-Streifen	$(0.050 \pm 0.001) \Omega/\square$	$(0.054 \pm 0.003) \Omega/\square$
Rückflußstreifen	$(0.058 \pm 0.001) \Omega/\square$	$(0.061 \pm 0.004) \Omega/\square$

Tabelle 4.2: Aus den Steigungen der angepaßten Geraden berechnete Flächenwiderstände. Der Fehler ergibt sich aus dem Fehler der Steigung der Geraden.

Pad-Struktur und für die Rückflußstreifen leicht unterschiedliche Werte. Dies könnte damit zusammenhängen, daß an den Pads die Streifenbreite zunimmt und damit der Widerstand an diesen Stellen kleiner wird. Die aus den Meßwerten bestimmten Flächenwiderstände sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Wie erwartet, sind die ermittelten Flächenwiderstände größer als $0.03 \Omega/\square$, dem Wert, der von Fa. IMT angegeben wurde, da die Höhe der Metallschicht kleiner als $1 \mu\text{m}$ ist. Allerdings würde sich durch eine Reduzierung der Schichthöhe von $1 \mu\text{m}$ auf $0.6 - 0.7 \mu\text{m}$ nur eine Erhöhung von $0.03 \Omega/\square$ auf $0.043 - 0.05 \Omega/\square$ ergeben. Die etwas größeren gemessenen Werte deuten auf einen größeren spezifischen Widerstand der aufgesputterten Schicht hin. Die gemessenen Widerstände insbesondere der Anodenstreifen ergeben jedoch eine noch akzeptable Signaldämpfung.

