Entwicklung einer Multielektroden-Extrapolationskammer als Prototyp einer Primärnormal-Meßeinrichtung zur Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser-Energiedosis von Beta-Brachytherapiequellen

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
des Fachbereichs Physik
der Universität Dortmund

Vorgelegt von

Diplom-Physiker Markus Bambynek
aus Wozniki

Dortmund
Mai 2000

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

1.1. Einführung in die Beta-Brachytherapie

Die Strahlentherapie nimmt neben der Operation und der Chemotherapie einen wichtigen Platz bei der Behandlung bösartiger und gutartiger Tumoren ein. Die biologisch schädigende Wirkung von ionisierender Strahlung beruht auf der Zerstörung des Erbgutes der Zelle. Dieses geschieht insbesondere bei einem Doppelstrangbruch der DNA-Helix, denn anders als bei einem Einzelstrangbruch können die Doppelbrüche kaum mit den zelleigenen Mechanismen repariert werden. Die Folge einer solchen Schädigung ist das Unvermögen der betroffenen Zellen, sich richtig zu teilen, wodurch die Lebensdauer auf einige wenige Zellperioden limitiert wird.

Je nach Bestrahlungstechnik spricht man in der Strahlentherapie von Brachy- oder Teletherapie. Die Brachytherapie („brachy“, griechisch: kurz, nahe) ermöglicht die lokale Applikation hoher Dosen in Klinischen Zielvolumina erster Ordnung, d.h. in Tumorvolumen und Tumorsaum, soweit sie der Nahbestrahlung zugänglich sind. Der steile Dosisabfall hilft, benachbarte Risikoorgane zu schonen. Dazu werden umschlossene Radionuklide im Zielvolumen (intracavitär, endoluminal, endovasal bzw. interstitiell) oder nahe dem Zielvolumen positioniert (Kontakttherapie).

Bei der Teletherapie („tele“, griechisch: fern, weit) wird mittels spezieller Bestrahlungsgeräte von außen bestrahlt. Sowohl bei der Brachy- als auch bei der Teletherapie werden als Strahlung Elektronen sowie Photonen geeigneter Energie verwendet. In geringem Umfang existieren auch Behandlungsmethoden mit Neutronen- und Protonenstrahlung sowie mit schweren Ionen.

Im folgenden sollen zwei spezielle Brachytherapieformen, vorgestellt werden, die Betastrahler nutzten und die insbesondere die Aufgabenstellung dieser Dissertation motivieren.

1.1.1. Augentumor-Brachytherapie

Pro Jahr erkranken in Deutschland ca. 1000 Personen an Augentumoren. Die beiden häufigsten bösartigen Augentumoren sind das *Retinoblastom*[1], das vorwiegend im Kindesalter auftritt, und das *Aderhautmelanom*[2]. Das Retinoblastom befällt typischerweise flächenhaft die Netzhaut (Retina), das Aderhautmelanom geht von den Pigmentzellen der Aderhaut (Chorioidea) aus und bildet in den meisten Fällen eine knollenförmige Wölbung; in seltenen Fällen ist es flach ausgebildet. Das Eindringen des Aderhautmelanoms in den Glaskörper kann eine Netzhautablösung verursachen, die bei Nichtbehandlung zum Verlust der Sehfähigkeit führen kann. Augentumoren metastasieren vorwiegend in Knochen und Leber und gefährden damit unmittelbar das Leben des Patienten, wodurch eine Behandlung zwingend erforderlich ist [Ley87], [Reim93].

Bis in die fünfziger Jahre bestand nur die Möglichkeit, durch eine operative Entfernung des Auges dem Betroffenen zu helfen. Heutzutage ist man bestrebt, mit den diversen neuen Therapiemöglichkeiten die Enukleation und somit den Verlust des Augenlichts zu umgehen. Die Wahl der am besten geeigneten Therapieform hängt von der Größe, Form und Position des Tumors im Auge ab. So kann zum Beispiel die Licht- oder Laserkoagulation bei einer Tumorprominenz bis zu 1,5 mm als Therapie sinnvoll angewendet werden. Diese Therapieform nutzt den Effekt der Proteindenaturierung beim Aufheizen der Tumorzellen. Die Methode wurde 1952 von Meyer-Schwickerath eingeführt [Reim93]. Seit Anfang der sechziger Jahre ist man dazu übergegangen, größere Tumoren mit ionisierender Strahlung zu behandeln. Für die strahlentherapeutische Behandlung der Aderhautmelanome stehen die Brachytherapie mit ^{125}Jod- und ^{106}Ruthenium-Applikatoren sowie die Teletherapie mit Protonen zur Verfügung.

Die ersten Augen-Applikatoren wurden 1960 von Stallard entwickelt [Reim93]. Hierbei wurde auf der konkaven Seite einer Kalotte aus Edelstahl, Silber oder Gold ra-

[1] Blastom ist die allgemeine Bezeichnung für eine Geschwulst, also einen „soliden“ Tumor.
[2] Melanom ist ein Tumor, der von pigmentbildenden Zellen der Haut ausgeht.

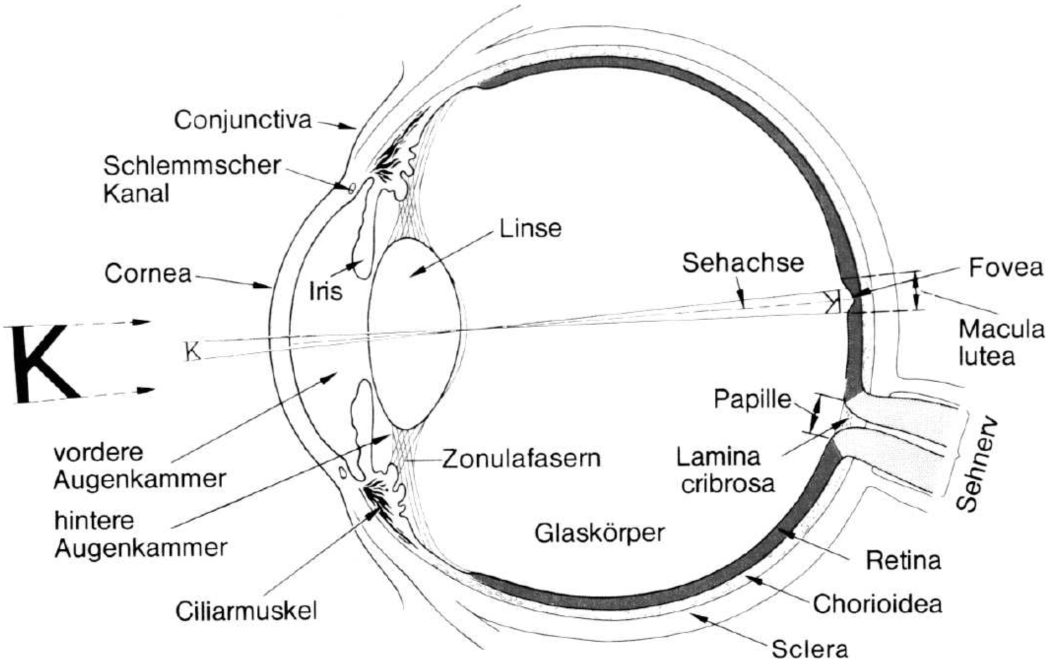


Abbildung 1.1.: Schematische Zeichnung eines Augenquerschnittes [Schm85].

dioaktives Material aufgebracht. Die Krümmung der Kalotte ist mit der Krümmung des Auges abgestimmt, so daß das Einführen eines solchen Applikators zwischen den Augapfel und die Augenhöhle möglich ist. Der Applikator wird für die Bestrahlungszeit von einigen Tagen hinter den Tumor auf die Lederhaut genäht (Abbildung 1.2). Um eine korrekte Positionierung des Applikators zu erreichen, wird das Auge während des Eingriffs durchleuchtet. Der Arzt ist dann bemüht, den Applikator genau auf den Schatten des oft stark pigmentierten Tumors aufzunähen. Als Strahlenquellen werden heutzutage ^{106}Ru/^{106}Rh bei etwa 80 % aller Behandlungen sowie ^{125}I verwendet. Bei ^{106}Ru/^{106}Rh handelt es sich um einen Beta-Strahler mit einer Maximalenergie von 3,54 MeV. Dieser wird für Tumoren mit einer Prominenz bis 6 mm erfolgreich eingesetzt. Bei größeren Tumoren wird der Photonen-Strahler ^{125}I eingesetzt. Mit seiner relativ niedrigen maximalen Energie von 35,5 keV können mit dieser Strahlenquelle die Anforderungen des Strahlenschutzes gut erfüllt werden.

Die häufigsten unerwünschten Nebenwirkungen, die nach einer strahlentherapeutischen Behandlung auftreten, sind erhöhter Augeninnendruck (Sekundärglaukome), Linsentrübung (Katarakte) und Zerstörung des Sehnervs (Optikusneuropatien). Un-

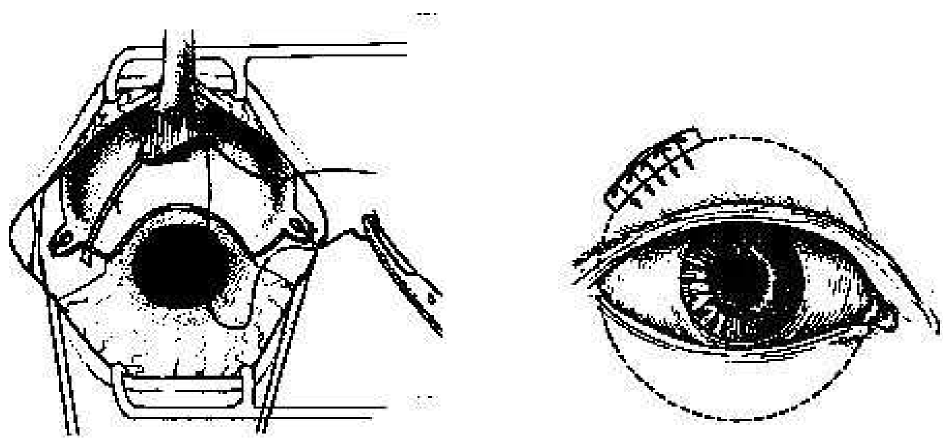


Abbildung 1.2.: *Augenbrachytherapie mit Applikator: Links: Aufnähen eines Applikator auf die Lederhaut unter die zur Seite geschobene Binderhaut (Conjunctiva), rechts: plazierter Applikator [Schü99].*

befriedigend ist insbesondere bei der Behandlung mittelgroßer bis großer Augentumoren die sehr hohe Rezidivrate.

1.1.2. Kardiovaskuläre Brachytherapie

Erkrankungen des Herz-Kreislaufsystems sind in den Industriestaaten mit etwa 50 % die häufigste Todesursache. In Deutschland starben 1996 43 % an Herzinfarkte, den direkten Symptomen der koronaren Herzkrankheit [Sta98]. Die sogenannte Ballondilatation (perkutane transluminale koronare Angioplastie, PTCA) ist seit etwa 20 Jahren das Verfahren zur Behandlung von Herzkranzgefäßverschlüssen (Stenosen) [Serr94]. Dieses Verfahren wurde durch Dotter [Dott64] entwickelt und durch Grützig [Grü79] in die Routineanwendung eingeführt. Sie wird pro Jahr etwa 100000 mal in Deutschland bzw. 400000 mal in den USA durchgeführt. Eine signifikante Limitierung dieser Behandlungsform stellt die hohe Restenosierungsrate bis zu 50 % dar [Bau94], [Cali91], [Grav89], [Hol84]. Bei der Restenosierung handelt es sich um ein erneutes Verschließen des Gefäßes [Ross93].

Zur Zeit ist weder die Entstehung von Stenosen noch die der Restenosierung genau verstanden. Es ist bekannt, daß es bei der Angioplastie von Koronararterien häufig zu einer Ruptur der Gefäßwand kommt [Cali91]. Schon einige Tage nach solchen Interventionen wird eine erhöhte Proliferation glatter Gefäß-Muskelzellen beobachtet. Sie wandern ins Innere des Gefäßlumens und tragen zur Bildung einer Neointima bei. Die erneute Plaquebildung führt dann meist innerhalb weniger Monate zu einem wiederkehrenden Gefäßverschluß [And96], [Clow83], [Fus90]. Alle Versuche zur Verhinderung der Restenosierung, wie zum Beispiel durch Einbringung von Gefäßstützen (stents), Verwendung von Laserverfahren oder von Medikamenten führten nicht zum erhofften Erfolg [Fisch94], [Fra93], [Kos97].

Aus den guten Erfahrungen der Keloid-Strahlenbehandlung [3] wurde geschlossen, daß eine Strahlentherapie mit niedrigen Dosen eine Restenosierung der Koronarien verhindern könnte [Bor88], [Ina74]. So hat man 1990 eine neue Form der endovasalen Brachytherapie, die so genannte kardiovaskuläre Brachytherapie, ins Leben gerufen [Cro96], [Daw91], [Forr91], [Mass96], [Nath96], [Qua98], [Qua99], [Qua2000], [Wak97]. Bei dieser Therapieform werden die Gefäße mit Dosen in der Größenordnung von 20 Gy in 2 mm Abstand von der Katheterachse in einer Fraktion direkt nach der PTCA bestrahlt.

Zur Bestrahlung des überdehnten Gefäßabschnittes sind viele neue endovasale Brachytherapieverfahren in Vorbereitung und im Einsatz [Wak96], [Wak99-2]. In den letzten Jahren wurden die unterschiedlichsten Strahler, mit Photonen-, Beta- oder gemischten Strahlungsfeldern, mit niedriger, mittlerer, hoher Dosisleistung und mit Halbwertzeiten von wenigen Stunden bis zu vielen Jahren entwickelt (siehe Tabelle 1.1). Zur permanenten Bestrahlung mit niedriger Dosisleistung werden radioaktive Gefäßstützen implantiert [Fische94]. Zur temporären Bestrahlung mit mittlerer Dosisleistung werden Strahlerreihen mit ^{192}Ir-, ^{125}I- oder ^{103}Pd- bzw. ^{90}Sr/^{90}Y-, ^{90}Y- oder ^{32}P-Seeds, sowie offene Radionuklide in flüssiger Form (^{32}P, ^{186}Re, ^{188}Re) oder als Gas (^{133}Xe) zur Füllung von Ballonkathetern angewendet [Qua99]. Weiterhin finden in der kardiovaskulären Brachytherapie mit hoher Dosisleistung neu entwickelte katheterbasierte, automatische Afterloadingsysteme mit ^{90}Y , ^{90}Sr/^{90}Y bzw. ^{188}W/^{188}Re Bestrahlung Anwendung. Das Afterloadingverfahren selbst wurde bereits 1960 von Hentschke entwickelt. Es erlaubt, die Strahlenbehandlung in Ruhe vorzubereiten, zu optimieren und ohne unnötige Strahlenbelastung des Personals durchzuführen. Dazu werden unter Röntgen-Lokalisation geeignete Strahlerführungssonden und Applikatoren gelegt, in die anschließend Strahler eingebracht werden. Un-

[3] Beim Keloid handelt es sich um eine Bindegewebewucherung, die sich bei individueller Disposition Wochen bis Monate nach einem operativen Eingriff im Bereich von Narben entwickelt.

Radionuklid	$\bar{E}/MeV$	E_{max}/MeV	$T_{1/2}$
β-Strahler			
^{186}Re	0,4	1,1	3,8 d
^{32}P	0,7	1,7	14 d
$^{188}W/^{188}Re$	0,1	0,3	69 d
	0,8	2,1	17 h
$^{90}Sr/^{90}Y$	0,2	0,5	28,5 a
	0,9	2,3	64 h
^{90}Y	0,9	2,3	64 h
γ-Strahler			
$^{103}Pd/^{103m}Rh$	0,021	0,023	17 d
^{125}I	0,028	0,035	60 d
^{99m}Tc	0,14	0,14	6 h
^{192}Ir	0,4	0,6	74 d

Tabelle 1.1.: *Charakteristika endovasaler Strahler. $\bar{E}$ ist die mittlere Energie, E_{max} die Maximalenergie und $T_{1/2}$ die Halbwertszeit.*

terschiedlichste Transportmechanismen wurden entwickelt, um Strahler automatisch aus dem Afterloadinggerät heraus in zuvor unter sorgfältiger Lokalisation gelegte Strahlerführungssonden zu transportieren, dort ggf. zu bewegen und sicher zurückzuführen. Pneumatische und hydraulische Afterloadingsysteme erlauben es, eine vorher zusammengestellte Anordnung von nichtaktiven und aktiven Strahlern (z.B. ^{137}Cs-Kugeln oder ^{90}Sr-Seeds) in den Applikator und zurück zu transportieren. Zur Zeit werden sogar Systeme mit einer Miniatur-Röntgenröhre zur katheterbasierten Röntgen-Brachytherapie entwickelt [Chor2000].

Die zahlreichen klinischen Studien, die in den letzten Jahren durchgeführt wurden, sind sehr vielversprechend [Wak98], [Wak99-1]. Fast bei jeder Studie hat die kardiovaskuläre Strahlentherapie das Risiko der Restenosierung signifikant vermindert. Die breite klinische Anwendung steht daher kurz bevor.

Unklar allerdings ist, welche strahlenbiologischen Mechanismen zum Erfolg führen. Rubins Hypothese, daß die sehr strahlenempfindlichen Monozyten / Makrophagen die Auslöser und damit die Zielzellen der Strahlentherapie sind, erscheint plausibel [Rub98]. Bereits kurz nach der Dilatation setzen sie Zytokine frei, die einerseits weitere Makrophagen anfordern, andererseits die glatten Muskelzellen und die Adventitiazellen zur Proliferation und Migration stimulieren.

Weiterhin ist unklar, welche Dosisverteilung für die endovasale Strahlenbehandlung optimal ist, ob Beta- oder Photonen-Strahler geeigneter sind sowie welche zeitliche Dosisapplikation besser ist: unmittelbar nach oder vor der Intervention - mit hoher oder niedriger Dosisleistung - oder als Langzeitbestrahlung mit radioaktiven Implantaten (stents).

1.2. Anforderungen und Stand der Dosimetrie an Beta-Brachytherapiequellen

Augentumor-Brachytherapie

Die Messung der steilen Dosisgradienten in der Augentumor-Brachytherapie erfordert hohe Ortsauflösung und damit ein kleines Detektorvolumen (≈ 1 mm^3) [Wiecz94], [Bam96], [Flü97], [Bam99]. Für eine solche Dosimetrie scheiden also die in der klinischen Dosimetrie sonst verwendeten Ionisationskammern mit Volumina von mehr als 100 mm^3 aus. Eine weitere Anforderung ist dadurch gegeben, daß - bedingt durch große Streuanteile - sich die Teilchenspektren in der Tiefe des Meßvolumens zum niederenergetischen Bereich ändern. Weiterhin haben die verwendeten Augenapplikatoren eine vergleichsweise geringe maximale Dosisleistung von etwa 3 mGy/s, die über fünf Größenordnungen entlang einer Strecke von 15 mm auf etwa 0,1 μGy/s abfallen [Flü96]. Dieses bedeutet eine hohe Anforderung an den dynamischen Meßbereich und an die Empfindlichkeit des Detektors.

Eine in größerem Umfang verwendete Detektorsonde, die diesen Bedingungen mit Einschränkung der Wasseräquivalenz (Dichte zum Beispiel für LiF 2,6 g/cm^3) erfüllt, ist der Thermolumineszenzdetektor (TLD). Der Nachteil dieser Dosimeter ist der relativ große Aufwand bei der Messung und der Auswertung.

Ein weiteres relativ messendes Dosimetriesystem auf der Basis von Plastikszintillatoren, das seit etwa 1989 an der Universität Dortmund und später auch am Universitätsklinikum Essen entwickelt und optimiert wurde, kann weitgehend den oben genannten Anforderungen der relativen Dosimetrie an Beta-Augenapplikatoren genügen [Flü89], [Flü93], [Flü94], [Qua94-1], [Qua94-2], [Wiecz94], [Flü95], [Flü96], [Qua96], [Bam96], [Bam99]. Plastikszintillationsdetektoren zeichnen sich gegenüber TLD vor allem durch eine bessere Gewebeäquivalenz und die Möglichkeit einer direkten Auslese des Meßwertes aus, wodurch die Meßgeschwindingkeit deutlich erhöht werden kann.

Die Wasser-Energiedosisleistungen der Beta-Augenapplikatoren werden von Herstellern mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von 30% bei ^{106}Ru/^{106}Rh-Applikatoren (Firma BEBIG) beziehungsweise 20 % bei ^{90}Sr-Applikatoren (Firma Amersham Buchler) angegeben. Die Angaben der Firma BEBIG stützen sich auf eine Kalibrierung durch das nationale Standardinstitut der ehemaligen DDR, das Amt für Standardisierung von 1988, Meßwesen und Warenprüfung (ASMW). Die Angaben der Firma Amersham Buchler beruhen auf eigenen Messungen mit einer Extrapolationskammer. Vergleiche von Meßwerten der Wasser-Energiedosisleistungen von ^{90}Sr-Augenapplikatoren der Firma Amersham Buchler mit den Meßergebnissen am NIST ergaben Unterschiede in der Größenordnung von 20 % [Soa93], [Soa95].

Kardiovaskuläre Brachytherapie

Die Anforderungen an die dosimetrische Meßtechnik sind in der kardiovaskulären Brachytherapie noch höher als in der oben vorgestellten Augentumor-Brachytherapie. Der noch steilere Dosisabfall von typischerweise 5 Größenordnungen innerhalb der ersten 10 Millimeter Abstand von der Quelle verlangt eine Ortsauflösung im Submillimeterbereich. Die Wasser-Energiedosisleistung dieser Therapien kann sowohl wesentlich höher (bis 1 Gy/s bei hochdosisleistung Brachytherapiesystemen) als auch wesentlich niedriger (bis 1 μ Gy/min bei radioaktiven Stents) sein.

Zur absoluten und relativen Dosimetrie der Strahler der kardiovaskulären Brachytherapie haben die Task Group 60 (TG60) der American Assosiation of Physicists in Medicine (AAPM) und die amerikanische Food and Drug Administration (FDA) Empfehlungen erarbeitet [Nath99]. Die wesentlichen Anforderungen an die Dosimetrie der kardiovaskulären Beta-Brachytherapiestrahler sind:

1. Die Kalibrierung katheterbasierter Beta-Strahlersysteme soll in Einheiten der Wasser-Energiedosisleistung im radialen Referenzabstand von 2 mm von der Systemmitte erfolgen. (AAPM)

2. Die Kalibrierung radioaktiver Stents soll in 0,5 mm radialem Abstand von der Stentoberfläche in Stentmitte durchgeführt werden und die dort über einen Zeitraum von 28 Tagen erreichte Wasser-Energiedosis angegeben werden. (AAPM)

3. Es muß angegeben werden, wie der Strahler kalibriert wurde. (FDA).

4. Die Gleichmäßigkeit der Dosisleistung längs katheterbasierter Systeme in 2 mm Abstand von der Systemachse sowie auf einem Kreis mit 2 mm Radius muß innerhalb von 10 % liegen. (AAPM)

5. Zur Beschreibung der Durchdringungsfähigkeit bzw. Reichweite der Strahlung soll die Wasser-Energiedosis von 0,5 mm bis 10 mm in Abständen von 0,5 mm relativ zur Wasser-Energiesdosis in 2 mm Tiefe angegeben werden. (AAPM)

6. Für jedes System soll ein Atlas der 3D-Dosisverteilungen mitgeliefert werden, um Dosisvariationen im Zielvolumen abschätzen zu können. (AAPM)

7. Die radiale Dosisfunktion, die Geometriefunktion und die Anisotropiefunktion sollen für jedes katheterbasierte System bestimmt werden. (AAPM)

8. Der Einfluß unterschiedlich schwächenden Materials (z.B. Kontrastmittel, Gas, Stent, Führungsdraht) soll angegeben werden. (FDA).

Bis 1995 war die Messung relativer Dosisverteilungen gemäß der oben genannten Anforderungen mit TLDs [Pop95-1] beziehungsweise Plastikszintillatoren nicht möglich.

Dann gab es wesentliche Fortschritte in der Plastikszintillator-Dosimetrie im Rahmen zweier DFG-Projekte [DFG Qu-39/7] und [DFG Qu-39/16-1] am Universitätsklinikum Essen und der Universität Dortmund. So wurde eine Doppelkanal-Szintillations-Detektorsonde gebaut, die eine Ortsauflösung von besser als 0,4 mm ermöglicht. Die Sonde wurde mechanisch so konzipiert, daß die Positionierung des effektiven

Meßortes mit einer Standard-Unsicherheit von etwa 10 μm in einem Phantom erreicht wurde [Bam2000]. Angesichts der hohen Wasser-Energiedosisleistungen bei den verwendeten Beta-Quellen (bis 1 Gy/s), wurde die Nicht-Linearität des Ansprechsvermögens bezüglich der Wasser-Energiedosisleistung bis in diesen Bereich untersucht. Die Abweichung von der Linearität betrug hierbei maximal $\pm$ 2 %. Um eine Bestimmung der Wasser-Energiedosisleistung kardiovaskulärer Brachytherapiestrahler zu ermöglichen, wurde zusammen mit dem National Institut of Standards and Technology (NIST), dem nationalen Standardinstitut der USA, ein Konzept zur Kalibrierung des Szintillationssystems erarbeitet und mit Hilfe einer kalibrierten ^{90}Sr-Quelle realisiert [Bam2000]. Mit dem so entwickelten System wurden die typischen kardiovaskulären Beta-Strahler der Radionuklide $^{90}Sr/^{90}Y$, ^{90}Y und ^{186}Re (siehe Tabelle 1.1) hochauflösend vermessen [Bam2000].

Des weiteren wurde ein auf Radiochrom-Filmen basierendes, relatives Dosimetriesystem durch das NIST in Zusammenhang mit dieser Therapieform etabliert [Soa93], [Soa98]. Ähnlich aufwendig wie bei den TLDs gestaltet sich die Meß- und Auswerteprozedur mit diesem System. Das System ist über etwa zwei Größenordnungen bezüglich der Wasser-Energiedosisleistung linear und das mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von etwa 4 %.

Kalibrierungen von Beta-Quellen für die kardiovaskulären Brachytherapie hinsichtlich der Wasser-Energiedosisleistung werden zur Zeit nur von NIST durchgeführt. Absolutmessungen erfolgten mit Hilfe einer Extrapolationskammer mit einer Auflösung von 12 mm^2 (Durchmesser der Sammelelektrode 4 mm). Relativmessungen mit großer Ortsauflösung erfolgten mit Radiochrom-Filmen. Die relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit betrug hierbei etwa 7,5 % [Soa98].

1.3. Motivation und Aufgabe der Dissertation

Die AAPM TG60 hat eine Reihe von dosimetrischen Anforderungen für die vaskuläre Brachytherapie erarbeitet (siehe oben). Offen bleibt jedoch, wie diese Anforderungen erfüllt werden können.

Der Normenausschuß Radiologie hat sich grundsätzlich für die Meßgröße Wasser-Energiedosis und für Kalibrierungen im Wasserphantom entschieden, um das Nachfolgeproblem für die Standard-Ionendosis mit der Einheit Röntgen und Kalibrierungen frei in Luft bei der Dosimetrie in der Strahlentherapie zu lösen [DIN6814]. Der Grund für diese Entscheidung liegt - zusätzlich zu der grundlegenden Bedeutung der Größe Wasser-Energiedosis für die Strahlentherapie - darin, daß die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der in der Klinik auszuführenden Messungen der Wasser-Energiedosis im Wasserphantom erheblich gesteigert werden kann, wenn das Dosimeter bereits durch den Hersteller für diese Größe im Wasserphantom kalibriert wird [Hohl86].

Das jetzige Primärnormal-Meßeinrichtung der PTB zur Darstellung der Gewebe-Energiedosisleistung von Beta-Strahlern ist für Anwendungen im Strahlenschutz konzipiert und nicht für die Therapie anwendbar. So sollte im Rahmen dieser Dissertation ein Prototyp einer Primärnormal-Meßeinrichtung entwickelt, aufgebaut und erprobt werden, mit dem die Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser-Energiedosis von Beta-Brachytherapiequellen im Wasserphantom möglich ist. Bei einer Primärnormal-Meßeinrichtung wird mit Hilfe eines Fundamentalmeßverfahrens der Wert der Meßgröße durch Messung der entsprechenden Basiseinheiten und Basiskonstanten bestimmt. Das Primärnormal weist die höchsten metrologischen Forderungen auf. Bei der Entwicklung der Primärnormal-Meßeinrichtung sollte die oben genannten Anforderungen der Task Group 60 (TG60) der American Assosiation of Physicists in Medicine (AAPM) und die amerikanische Food and Drug Administration (FDA) berücksichtigt. Weiterhin sollte mit Hilfe eines solchen Primärnormals es möglich sein - anders als beim NIST - eine räumliche Dosisverteilung zu messen, ohne auf ein zusätzliches sekundäres relatives Dosimetriesystem zurückgreifen zu müssen. Hierdurch kann dessen zusätzliche relative Standard-Meßunsicherheit (zur Zeit etwa 3 bis 5 %) vermieden werden. Die relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der Wasser-Energiedosisleistung sollte deutlich unter 7,5 % liegen, dem Wert, der zur Zeit vom NIST erreicht wird.

Das Primärnormal-Meßeinrichtung sollte auf der Basis einer segmentierten Extrapolationskammer entstehen und insbesondere eine hohe Ortsauflösung und die Möglichkeit der Messung hoher Dosisleistungen bieten.

Konkret sollten folgende Punkte bearbeitet werden:

- Aufbau einer **M**ultielektroden-**E**xtrapolations**k**ammer(MEK), bestehend insbesondere aus einer segmentierten Sammelelektrode, die mit Hilfe lithographischer Verfahren auf einem Wafer hergestellt wird und einer hochpräzisen Verschiebevorrichtung für diese Sammelelektrode.

- Aufbau eines kompletten MEK-Meßstandes. Hierbei sind zusätzlich zu der MEK alle Meßinstrumente und Vorrichtungen gemeint, mit Hilfe derer die zur Bestimmung der Wasser-Energiedosisleistung notwendigen Parameter erfaßt werden. Hierbei sollte insbesondere eine Multielektrometer-Elektronik entwickelt werden, die die gleichzeitige Messung der Ionisationsströme der verschiedenen Einzelelektroden ermöglicht.

- Untersuchung aller Komponenten des MEK-Meßstandes auf ihre Eignung.

- Bearbeitung von physikalischen Fragestellungen, die sich vor allem aus der speziellen Konstruktion der MEK ergeben. Zum einem ist die erhöhte Rückstreuung der Sammelelektrode verglichen mit Wasser zu berücksichtigen, da die Realisierung der Sammelelektrode nur mit Materialien relativ hoher effektiver Ordnungszahlen wie Saphir (Al_20_3) oder Silizium möglich war. Zum anderen erforderte die Messung bei sehr geringen Kammertiefen ($\leq 100\ \mu$m) spezielle Untersuchungen des Sättigungsverhaltens der MEK.

- Anschließend sollten beispielhaft Extrapolationskammer-Messungen mit dem MEK-Meßstand an einer ^{90}Sr-Flächenquelle durchgeführt werden.

- Schließlich sollte aufgrund der Erfahrungen mit dem Prototyp eine optimierte MEK-Version für den Einsatz als Primärnormal-Meßeinrichtung der PTB entworfen werden.

2. Grundlagen der Beta-Dosimetrie

2.1. Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Im folgenden sollen die in der Arbeit relevanten Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie näher erläutert werden. Dabei sollen relevante Definitionen und Größen vorgestellt werden.

2.1.1. Allgemeines

Beim Durchgang von Elektronen durch Materie beobachtet man die folgenden Arten der Wechselwirkung:

1. Unelastische Stöße mit den Hüllenelektronen (Ionisation und Anregung, Erzeugung von δ-Elektronen).
2. Erzeugung von Čerenkovstrahlung.
3. Erzeugung von Bremsstrahlung im Feld des Kerns und der Hüllenelektronen.
4. Elastische Streuung im Kernfeld, dessen Stärke nach außen hin durch die abschirmende Wirkung der Hüllenelektronen rasch abnimmt.
5. Unelastische Wechselwirkung mit dem Atomkern (Kernanregung mit nachfolgender γ-Emission).

Unter den bei 1. genannten δ-Elektronen versteht man die von primären Elektronen oder von Sekundärelektronen einer Photonenstrahlung angestoßenen Elektronen, die genügend Energie erhalten haben, um ebenfalls Ionisationen auslösen zu können. Das Fluenzspektrum $\Phi_E(E)$ der von "schnellen" Elektronen (ab etwa 0,5 MeV) erzeugten δ-Elektronen ist in einem weiten Bereich (zwischen 5 und 100 keV) ungefähr proportional zu $1/E^2$. Dieses bedeutet, daß vergleichsweise viele δ-Elektronen mit sehr niedrigen Energien erzeugt werden [Møll32], [Wide60], [Hard74].

Zum Energieverlust im für die klinische Dosimetrie relevanten Energiebereich der Elektronen tragen fast nur die unter 1. und 2. genannten Effekte bei. Der durch die oben aufgezählten Prozesse bedingte Energieverlust dE der Elektronen pro Wegelement dx in der Materie wird durch das lineare Bremsvermögen S beschrieben

$$S = \frac{dE}{dx}\,. \tag{2.1}$$

Das lineare Bremsvermögen kann je nach Ursache der Abbremsung der Elektronen in zwei Anteile aufgespalten werden: das Stoßbremsvermögen S_{col}, verursacht durch inelastische Stöße der Elektronen mit Materie, und das Strahlungsbremsvermögen S_{rad} verursacht durch die Emission der Bremsstrahlung. Für viele Anwendungen erweist sich weiterhin eine dichteunabhängige Größe als günstig, die man durch die Normierung des Bremsvermögens auf die Dichte des Materials erhält. Diese Größe wird Massen-Bremsvermögen (S/ρ), Massen-Stoßbremsvermögen (S_{col}/ρ) beziehungsweise Massen-Strahlungsbremsvermögen (S_{rad}/ρ) genannt.

Es gilt also:

$$S = S_{col} + S_{rad} \qquad \textit{beziehungsweise} \qquad \frac{S}{\rho} = \frac{S_{col}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho}\,. \tag{2.2}$$

In der Abbildung 2.1 sind die beiden Anteile des Massen-Bremsvermögens für Wasser, Aluminium, Kupfer und Blei als Funktion der kinetischen Energie dargestellt. Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, spielt bei den typischen mittleren Energien der Beta-Brachytherapiequellen um 1 MeV das Massen-Strahlungsbremsvermögen gegenüber dem Massen-Stoßbremsvermögen eine untergeordnete Rolle.

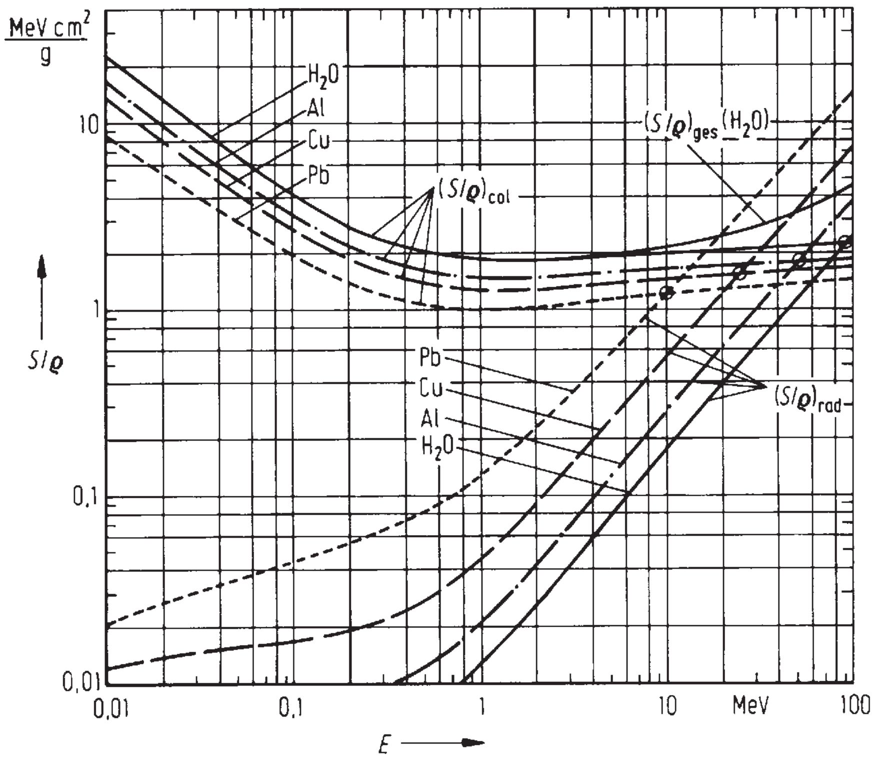


Abbildung 2.1.: *Massen-Stoßbremsvermögen (S_{col}/ρ) und Massen-Strahlungsbremsvermögen (S_{rad}/ρ) für Elektronen in Wasser, Aluminium, Kupfer und Blei als Funktion der kinetischen Energie [Reich90].*

2.1.2. Energieverlust durch Stöße

Ausgehend vom Møller-Wirkungsquerschnitt läßt sich das durch Ionisation und Anregung bedingte Massen-Stoßbremsvermögen (S_{col}/ρ) in Abhängigkeit von der Elektronenenergie berechnen zu [Møll32],[ICRU37]:

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{1}{\rho}\left(\frac{dE}{dx}\right)^{col} = \frac{a}{\beta^2}\,\frac{Z}{A_r m_u}\left[\ln\left(\frac{E}{I}\right)^2 + \ln(1+\tau/2) + F(\tau) - \delta\right] \qquad (2.3)$$

mit:

E Elektronenenergie,

$a = 2\pi r_e^2 m_e c^2$,

$\beta = v/c$,

v Geschwindigkeit des Elektrons

Z Ordnungszahl,

A_r relative Atommasse,

$\tau = E/m_e c^2$,

I mittlere Anregungsenergie der Atome,

$F(\tau) = (1-\beta^2)[1+\tau^2/8-(2\tau+1)\ln 2]$,

δ Dichteeffekt-Korrektur.

Die in Abbildung 2.1 ersichtliche Abnahme von S_{col}/ρ mit zunehmender Energie unterhalb 1 MeV wird überwiegend durch den Faktor $1/\beta^2$ bestimmt. Dieser beträgt bei 0,01, 0,1 beziehungsweise 1 MeV 26, 3,3 beziehungsweise 1,13. Oberhalb von 1 MeV sorgt der Ausdruck in der eckigen Klammer für den "relativistischen Anstieg" des Stoßbremsvermögens. Zu beachten ist, daß die leichten Stoffe ein größeres Massen-Stoßbremsvermögen besitzen als die schweren. Eine wichtige Größe in der Formel 2.3 ist die Dichteeffekt-Korrektion δ [Fermi40]. Sie berücksichtigt den relativistischen Effekt der Verminderung des Bremsvermögens infolge der Polarisation des Mediums, die das senkrecht zur Flugrichtung des bewegten Teilchens relativistisch gedehnte elektrische Feld abschwächt.

2.1.3. Energieverlust durch Strahlung

Infolge der elektromagnetischen Wechselwirkung erfährt ein Elektron in geringem Abstand an einem Atomkern oder Hüllenelektron eine starke Radialbeschleunigung. Diese führt oft zur Ausstrahlung der so genannten Bremsstrahlung. Den differentiellen Energieverlust des Elektrons, der durch die Bremsstrahlung verursacht wird, bezeichnet man als Strahlungsbremsvermögen S_{rad} beziehungsweise Massen-Strahlungsbremsvermögen (S_{rad}/ρ). Auf der Quantentheorie beruhende Näherungsformeln für das Massen-Strahlungsbremsvermögen wurden zuerst von Bethe und Heitler 1934 entwickelt [Bethe34]. Einige nach diesen Formeln berechnete Werte sind in der Abbildung 2.1 wiedergegeben.

Für Elektronen im Energiebereich 2 MeV $\leq E \leq$ 50 MeV gilt für das Massen-Strahlungsbremsvermögen die folgende Näherungsformel [ICRU37]:

$$\frac{S_{rad}}{\rho} = \frac{1}{\rho}\left(\frac{dE}{dx}\right)^{rad} \approx b\frac{(\tau+1)\,Z^2}{A_r m_u}\,\Phi_{rad,n}\left(1+\frac{d}{Z}\right) \tag{2.4}$$

mit:

$$b = 4r_e^2 m_e c^2/137 = 1,185 \times 10^{-27}\,MeV cm^2 \quad ,$$
$$d = \Phi_{rad,e}/\Phi_{rad,n} \quad ,$$
$$\Phi_{rad,n} = \left(\alpha r_e^2 Z^2\right)^{-1} \int_0^T \tfrac{E_\gamma}{E}\,\tfrac{d\sigma_n}{E_\gamma}\,dE_\gamma \quad ,$$
$$\Phi_{rad,e} = \left(\alpha r_e^2\right)^{-1} \int_0^{T^‘} \tfrac{E_\gamma}{E}\,\tfrac{d\sigma_e}{E_\gamma}\,dE_\gamma$$
$$E = T + mc^2 \quad ,$$
$$T^‘ = mc^2 T\left[T + 2mc^2 - \beta(T+mc^2)\right]^{-1} \quad .$$

Hierbei sind die Größen E_γ die Energie der erzeugten Photonen, E die Energie der Elektronen, $\frac{d\sigma_n}{E_\gamma}$ und $\frac{d\sigma_e}{E_\gamma}$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Emission eines Photons mit der Energie E_γ wegen der Wechselwirkung am Kern (**n**ucleus) beziehungsweise am Hüllen**e**lektron.

Die Proportionalität von (S_{rad}/ρ) zu Z^2/A_r bewirkt, daß beim Massen-Strahlungsbremsvermögen (anders als beim Massen-Stoßbremsvermögen) die schweren Stoffe größere Werte besitzen als die leichten. Wie in der Abbildung 2.1 zu erkennen ist, spielt die Bremsstrahlung eine untergeordnete Rolle (≤ 1 %) beim Abbremsen von Elektronen in Materialien mit einer effektiven Ordnungszahl kleiner 13 (Aluminium) im Energiebereich bis etwa 1 MeV.

In diesem Zusammenhang wird die Definition der effektiven Ordnungszahl einer Materialmischung ($\bar{Z}_m$) vorgestellt, die insbesondere bei den Betrachtungen zur Materialäquivalenz eine wichtige Rolle spielt. Die effektive Ordnungszahl einer Materialmischung ist gegeben durch:

$$\bar{Z}_m = \frac{\sum \frac{w_i Z_i^2}{A_i}}{\sum \frac{w_i Z_i}{A_i}} \,. \tag{2.5}$$

Hierbei ist Z_i die Ordnungzahl, A_i die Massenzahl und w_i der Gewichtsanteil der i-ten Komponente des Materials.

2.1.4. Čerenkov-Effekt

Geladene Teilchen emittieren bei Bewegung in Materie Čerenkovlicht, wenn ihre Geschwindigkeit $v = \beta c$ größer als die Geschwindigkeit von Licht c/n (n ist der Brechungsindex des Mediums) ist. Die kinetische Schwellenenergie $E_{kin}^{\check{C}}$, ab der Elektronen in einem Medium mit dem Brechungsindex n in der Lage, sind Čerenkovlicht zu emittieren, läßt sich mit der Bedingung $\beta = 1/n$ berechnen zu:

$$E_{kin}^{\check{C}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-(1/n)^2}} - m_e c^2. \tag{2.6}$$

Für Plexiglas (n = 1,49) beträgt die Schwellenenergie etwa 170 keV. Das Čerenkovlicht wird symmetrisch zur Bahn des Teilchens als eine kegelförmige Wellenfront unter dem Winkel

$$\Theta_C = arccos(1/n\beta) \tag{2.7}$$

zur Flugrichtung emittiert. Die Anzahl der Photonen, die im Wellenlängenintervall $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ pro Weglänge dx des Teilchens produziert werden, läßt sich wie folgt berechnen:

$$\frac{d^2N}{dx\,d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right). \tag{2.8}$$

Das Spektrum von Čerenkovlicht ist also in einem Wellenlängenintervall, in dem sich der Brechungsindex nur geringfügig ändert, näherungsweise proportional zu $1/\lambda^2$.

Der Beitrag dieses Prozesses zum Energieübertrag an die Materie ist vernachlässigbar.

2.1.5. Transmission, Absorption und Rückdiffusion von Elektronen

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron aus einer Absorberschicht, die von einem Elektronenstrahl getroffen wird, auf der anderen Seite austritt, nennt man **Transmissionskoeffizient** η_T. Die Wahrscheinlichkeit für den Austritt nach rückwärts heißt **Rückdiffusionskoeffizient** η_B, die Wahrscheinlichkeit für die Absorption des Elektrons **Absorptionkoeffizient** η_A. Hierbei gilt die Beziehung:

$$\eta_T + \eta_B + \eta_A = 1\,. \tag{2.9}$$

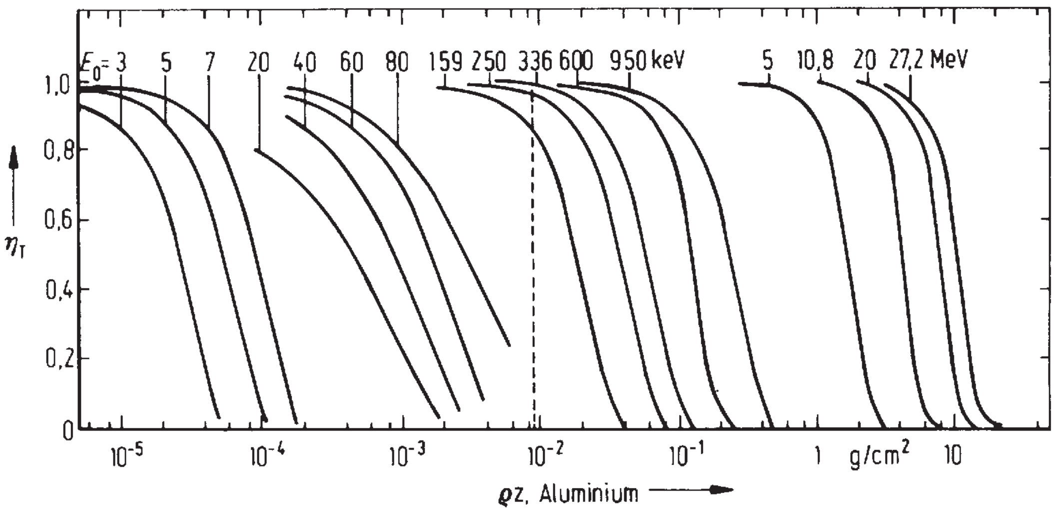


Abbildung 2.2.: *Transmissionskoeffizient η_T von Aluminium für Elektronen verschiedener Anfangsenergien E_0 bei senkrechtem Strahleneinfall in Abhängigkeit von der flächenbezogenen Masse ρz [Hard74]. Die gestrichelte Linie (bei 9 mg/cm^2) ist die Aluminium-Schichtdicke, die für Elektronen die flächenbezogene Masse der Keimschicht der menschlichen Haut entspricht (7 mg/cm^2 Gewebe).*

Beispiele für Transmissionskoeffizienten η_T in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Energie der einfallenden Elektronen sind in der Abbildung 2.2 dargestellt.

Der Rückdiffusionskoeffizient η_B hängt von der Dicke z der bestrahlten Schicht ab. In dem für die Arbeit relevanten Energieintervall zeigt die Abbildung 2.3 die Relativwerte für η_B einiger Materialien in Abhängigkeit von der auf die mittlere Bahnlänge R_0 bezogenen Schichtdicke bei senkrechtem Einfall der Elektronen.

Absolutwerte von η_B in Abhängigkeit von der Energie für einige Stoffe in der Abbildung 2.4 dargestellt.

2.1.6. Reichweite und Bahnlänge von Elektronen

Anders als bei Photonen, für die nach dem Schwächungsgesetz keine Tiefe angegeben werden kann, die nicht von einzelnen Photonen noch überschritten wird, haben Elektronen in Materie eine endliche Eindringtiefe.

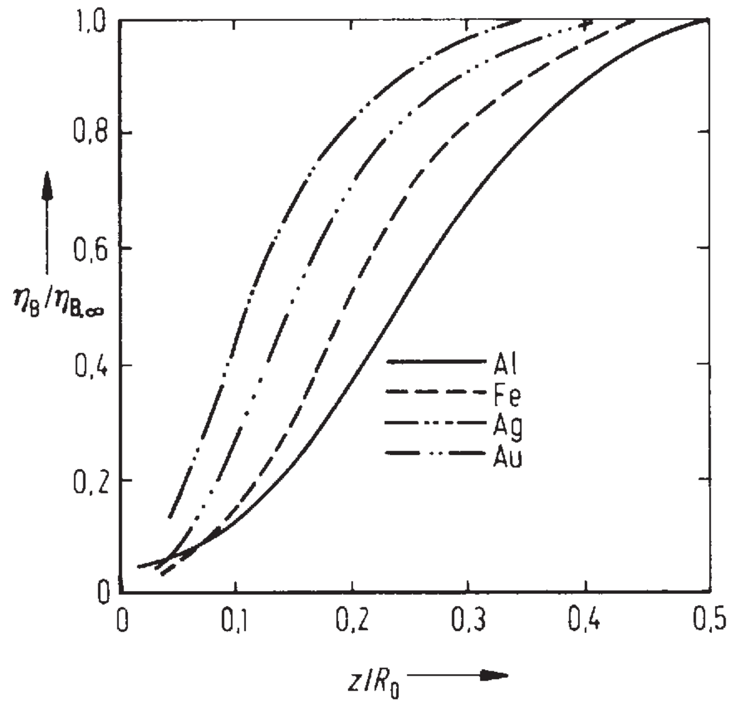


Abbildung 2.3.: *Anstieg des (auf den Höchstwert $\eta_{B,\infty}$ bezogenen) Rückdiffusionskoeffizienten η_B für Elektronen bei senkrechtem Einfall in Abhängigkeit von der Dicke des Rückstreukörpers Abszisse: Verhältniss der Schichtdicke z zur Bahnlänge R_0. Die Kurven gelten für den Energiebereich 0,6 bis 1,8 MeV [Hard74]*

Die **Reichweite R** ("projizierte Reichweite") ist die in der Anfangsrichtung gemessene Eindringtiefe eines Elektrons. Winkelstreuung und Energieverlustschwankungen verursachen eine statistische Reichweitenverteilung. Je nach Anwendung werden verschiedene Reichweite-Kenngrößen definiert. Die **mittlere Reichweite** $\bar{R}$ ist nach Harder [Hard74] gegeben durch das Integral:

$$\bar{R} = \int_0^\infty \eta_T(z)\, dz \,. \tag{2.10}$$

Diese Reichweite ist annähernd gleich der Schichtdicke, bei der der Transmissionskoeffizient auf die Hälfte abgesunken ist. Die **maximale Reichweite** R_{max} ist durch den Punkt definiert, an dem der Transmissionskoeffizient für die primären Elektronen gleich null wird. Die maximale Reichweite ist infolge der Richtungsänderun-

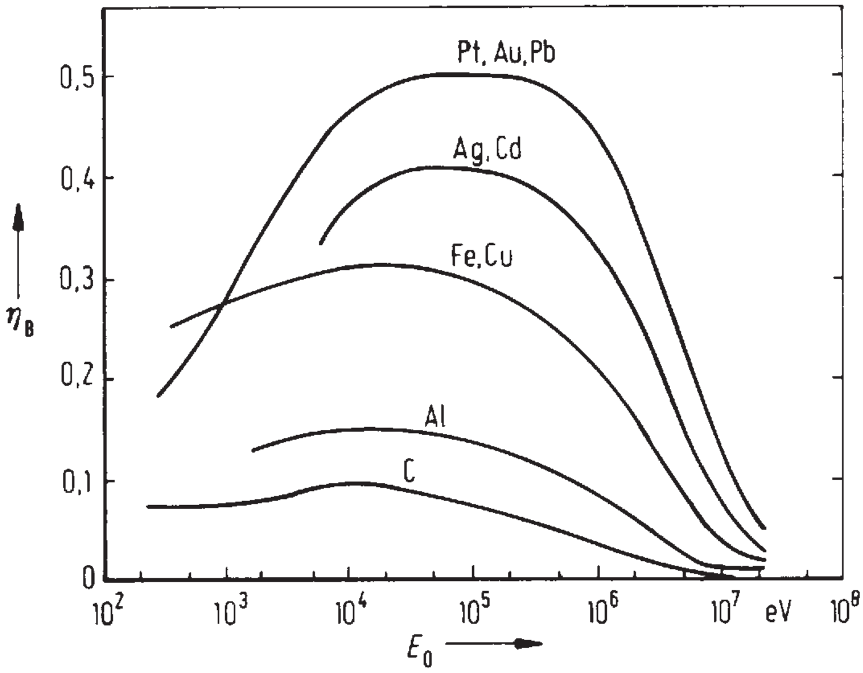


Abbildung 2.4.: *Rückdiffusionskoeffizienten für monoenergetische Elektronen, die senkrecht auf einen halbunendlich ausgedehnten Körper treffen [Hard74]*

gen durch Vielfachstreuung stets kleiner als die maximale Bahnlänge, die nach der Näherung der kontinuierlichen Abbremsung berechnet werden kann. Die maximale Reichweite von Betastrahlen ist für den Strahlenschutz von besonderer Bedeutung; einige typische Abhängigkeiten sind deshalb in der Abbildung 2.5 dargestellt. Für den in der Arbeit relevanten Energiebereich von 0,01 MeV bis 2,5 MeV gilt nach Turner [Tur86] die folgende empirisch gewonnene Energie-Reichweitenbeziehung:

$$\rho R_{max} = 0,412\, E^{1,27-0,0954 \ln E}\,, \tag{2.11}$$

mit E in MeV und ρR_{max} in g/cm^2.

Die **Bahnlänge R** („wahre Reichweite") wird oft als Bezugswert beim Vergleich der Reichweiten der Elektronen in verschiedenen Stoffen benutzt (Skalierung der Tiefen). Unter Bahnlänge versteht man die längs der Elektronenbahn einschließlich aller Krümmungen vom Anfangs- bis zum Endpunkt sich ergebende Wegstrecke. Die

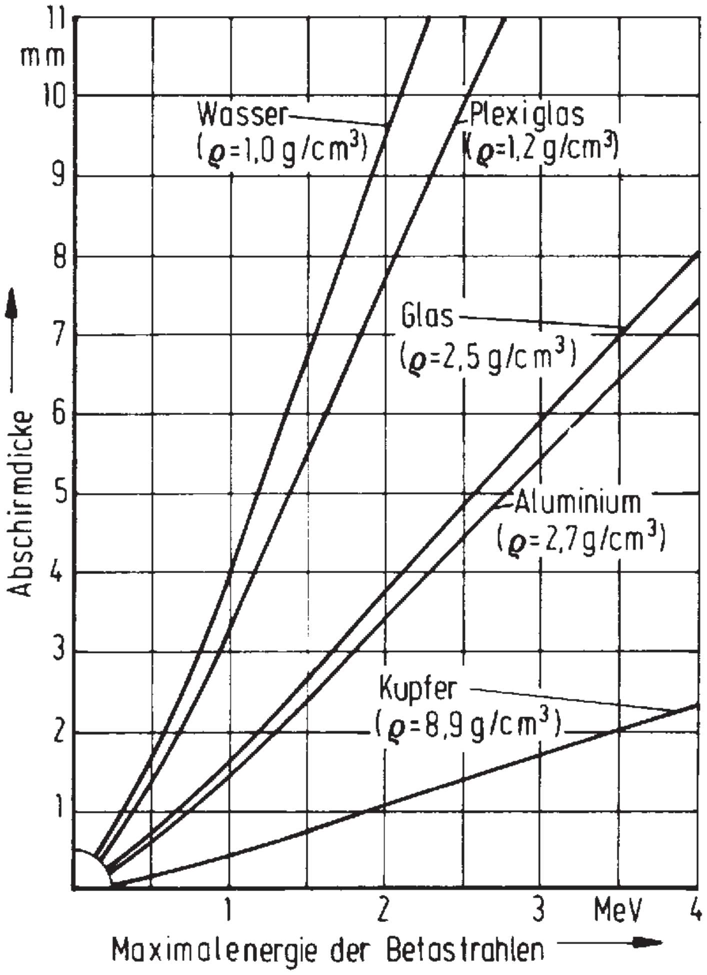


Abbildung 2.5.: *Schichtdicken verschiedener Stoffe, die zur vollständigen Abschirmung von Betastrahlung notwendig sind, in Abhängigkeit von der Maximalenergie der Betastrahlen (nach DIN 6843 (1981)). Die Schichtdicken entsprechen also der maximalen Reichweite der Betateilchen.*

Fluktuation der Energieverluste führt zu Bahnlängenschwankungen. Eine **mittlere Bahnlänge** R_0 kann näherungsweise mit Hilfe des Gesamt-Massen-Bremsvermögens S/ρ bei gegebener Anfangsenergie E_0 wie folgt ermittelt werden:

$$\rho R_0 = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S(E)/\rho} \,. \tag{2.12}$$

Dabei bedient man sich der Näherung der kontinuierlichen Abbremsung, d.h. man nimmt an, daß alle Elektronen entsprechend den (nur im statistischen Mittel genauen) Formeln ihre Energie kontinuierlich abgeben.

2.1.7. Energieparameter

Beim Durchgang eines Elektronenstrahles durch Materie verbreitert sich durch die Fluktuation der Energieverluste die Energieverteilung der Elektronen, es entstehen Degradationsspektren. Zu der Verbreiterung, tragen auch energiereiche δ-Elektronen bei, die vom Elektronenstrahl im Absorber erzeugt wurden. Die wichtigsten Parameter der spektralen Energieverteilung sind: die **Maximalenergie** E_{max}, die **wahrscheinlichste Energie** E_p, definiert durch den Energiewert des Maximums der Kurve, und die **mittlere Energie** $\bar{E}$ als Mittelwert der Verteilung der spektralen Fluenz Φ_E:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{max}} E\Phi_E \, dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \, dE} \, . \tag{2.13}$$

2.2. Allgemeine Dosisbegriffe

Im folgenden sollen die für die Arbeit relevanten dosimetrischen Begriffe und Größen näher erläutert werden.

Energiedosis

Die Energiedosis D erlaubt eine quantitative Beschreibung der physikalischen Wirkung ionisierender Strahlung auf Materie. Sie ist definiert als die pro Massenelement $dm = \rho dV$ deponierte mittlere Energie $d\bar{\varepsilon}$:

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \, . \tag{2.14}$$

Die SI-Einheit der Energiedosis ist das Gray (1 Gy = 1 J/kg).

Der Differentialquotient dD/dt; mit dD als der Energiedosis, die in der Zeit dt deponiert wird, definiert die Energiedosisleistung $\dot{D}$:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \, . \tag{2.15}$$

Die Einheit der Energiedosisleistung ist Gray durch Sekunde (Gy/s).

Die Angabe einer Energiedosis muß die Nennung des Bezugsmaterials, das heißt des Materials von dm, einschließen. In der Strahlentherapie wird in der Regel die Wasser-Energiedosis D_w verwendet.

Ionendosis

Eine weitere, früher in der Dosimetrie häufig verwendete Größe ist die Ionendosis J. Sie ist definiert als der Differentialquotient dQ / dm, mit dQ als dem Betrag der elektrischen Ladung der Ionen eines Vorzeichens, die in Luft in einem Volumenelement dV durch ionisierende Strahlung unmittelbar oder mittelbar gebildet werden, und $dm_a = \rho_a dV$ als der Masse der Luft mit der Dichte ρ_a in diesem Volumenelement:

$$J = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{1}{\rho_a}\frac{dQ}{dV} \ . \tag{2.16}$$

Die Einheit der Ionendosis ist Coulomb durch Kilogramm (C/kg).

Der Differentialquotient dJ durch dt; mit dJ als der Ionendosis, die in der Zeit dt erzeugt wird, definiert die Ionendosisleistung $\dot{J}$:

$$\dot{J} = \frac{dJ}{dt} \ . \tag{2.17}$$

Die Einheit der Ionendosisleistung ist Ampere durch Kilogramm (A/kg).

2.3. Sondenmethode

2.3.1. Allgemeines

Im folgenden wird auf die Ermittlung der Wasser-Energiedosis mit luftgefüllten Ionisationskammern nach der Sondenmethode eingegangen [DIN6800], [Hohl88]. Bei Sondenmethode mit Ionisationskammern wird die Ladung der Ionen eines Vorzeichens gemessen, die durch ionisierende Strahlung in einer Ionisationskammer erzeugt wurden. Die gebildeten Ionen werden durch ein elektrisches Feld gesammelt, dessen Feldstärke einerseits so groß ist, daß (nahezu) alle Ionen erfaßt werden (Sättigung) oder daß ihre Ladung durch Extrapolation auf Sättigung bestimmt werden kann;

die Feldstärke ist andererseits so klein, daß Vervielfachung der Ladung durch Gasverstärkung ausgeschlossen ist. Die erzeugte und gesammelte Ladung ist unter diesen Bedingungen proportional zur Luft-Energiedosis, zur Größe des Meßvolumens und zur Luftdichte. Die Ladung kann durch Multiplikation mit Umrechnungsfaktoren in die Energiedosis in anderen, die Ionisationskammer umgebenden Materialien umgerechnet werden. Von besonderer Bedeutung sind sehr kleine, praktisch wandlose Ionisationskammern ("Hohlräume"), die das Strahlungsfeld nicht merklich stören. In diesem Fall steht die in der Luft des Hohlraumes gemessene Luft-Energiedosis in einer eindeutigen, theoretisch erfaßbaren Beziehung zur Wasser-Energiedosis im ungestörten umgebenden Material. Die hiermit zusammenhängende Theorie (Abschnitt 2.3.2) behandelt Ionisationskammern mit variablem Luftvolumen, mit denen auf das Luftvolumen Null extrapoliert werden kann (so genannte Extrapolationskammer). Diese eignen sich besonders zur Bestimmung der Luft-Energiedosis.

2.3.2. Bragg-Gray-Theorie

Für die Herleitung der Bragg-Gray-Gleichungen soll im ersten Schritt eine vereinfachte Anordnung betrachtet werden, und zwar soll ein paralleler Elektronenstrahl mit der monoenergetischen Energie E_0 auf eine dünne Schicht mit der Ordnungszahl Z und der Dichte ρ senkrecht einfallen. Es wird angenommen, daß diese Schicht so dünn sei, daß folgende Annahmen gemacht werden können:

- Das Stoßbremsvermögen S_{col} innerhalb der betrachteten Schicht wird durch die praktisch konstante Energie E_0 bestimmt.
- Alle Teilchen passieren die Schicht.

Außerdem wird angenommen, daß der Netto-Energietransfer der δ-Elektronen aus der betrachteten Schicht vernachlässigt werden kann, weil ein δ-Elektronengleichgewicht zwischen der betrachteten und den umgebenden Schichten besteht. Vom δ-Elektronengleichgewicht in einem kleinen Volumenelement spricht man dann, wenn die Netto-Energiebilanz, die von den δ-Elektronen aus dem Volumenelement heraustransportierten und nicht in Bremsstrahlung umgewandelten Energie und die in das Volumenelement hineintransportierten und darin verbleibenden Energie, Null ist.

Der Energieverlust ΔE durch Stöße pro Fläche ΔF wäre bei einer Teilchenfluenz Φ und der Schichtdicke t:

$$\frac{\Delta E}{\Delta F} = \Phi \left(\frac{dE}{dx}\right)_{E_0} t = \Phi \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{E_0} \rho t \,. \tag{2.18}$$

Dividiert man die Gleichung 2.18 durch ρt erhält man sofort die Energiedosis D in der betrachteten Schicht zu:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta F\, \rho t} = \frac{\Delta E}{\Delta m} = \Phi \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{E_0} \,. \tag{2.19}$$

Nun soll eine Anordnung betrachtet werden, in der zwei Medien w und g aneinander grenzen (siehe Abbildung 2.6 A). Diese Grenzschicht wird von einem Elektronenfeld mit der Teilchenfluenz Φ und der monoenergetischen Energie E_0 durchquert.

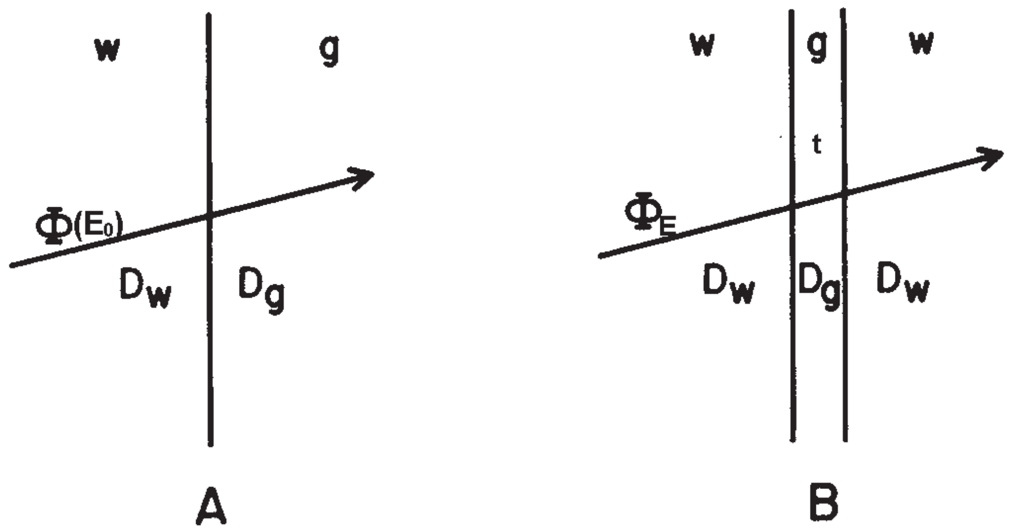


Abbildung 2.6.: *Prinzipskizze für die Herleitung der Bragg-Gray-Gleichungen:*
A: Eine Grenzschicht aus den Medien w und g wird von einem Elektronenfeld der Teilchenfluenz Φ *und der Energie* E_0 *durchquert.*
B: Eine dünne Zwischenschicht mit dem Medium g und der Tiefe t wird in einem Umgebungsmedium w betrachtet. Diese Anordnung wird mit einem Elektronenfeld mit der spektralen Fluenz Φ_E *bestrahlt.*

Bei einem angenommenen δ-Elektronengleichgewicht zwischen den Schichten g und w gilt gemäß der Gleichung 2.19 für die Energiedosis in g und w unmittelbar an der Grenzschicht die Relation:

$$D_g = \Phi \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{g,E_0} \quad und \quad D_w = \Phi \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{w,E_0} . \tag{2.20}$$

Da die Teilchenfluenz an der Grenzschicht gleich ist, gilt für das Verhältnis der Energiedosen unmittelbar an der Grenzschicht:

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{(S_{col}/\rho)_{w,E_0}}{(S_{col}/\rho)_{g,E_0}} . \tag{2.21}$$

W. H. Bragg (1910) und L. H. Gray (1929, 1936) benutzten die oben vorgestellten Gleichungen als Grundlage für ihre Hohlraumtheorie, die im folgenden beschrieben wird [Gray29], [Gray36], [Att86].

Wie in der Abbildung 2.6 B dargestellt, wird für die Herleitung der Bragg-Gray-Gleichungen eine dünne Zwischenschicht g mit der Tiefe t in einem Umgebungsmedium w betrachtet. Diese Schicht wird mit einem Elektronenfeld mit der spektralen Fluenz Φ_E bestrahlt.
Folgende Annahmen sollen gelten:

1. Die Tiefe t des Detektors in Strahlrichtung muß so klein sein, daß die Flußdichte sowie die Winkel- und Energieverteilung der primären Elektronen nicht verändert werden.

2. Die Energie, die von den im Detektor durch Photonen ausgelösten Sekundärelektronen auf das Detektormaterial übertragen wird, muß im Verhältnis zu der insgesamt auf den Detektor übertragenen Energie verschwindend klein sein. Die Sonde soll also wie ein für Photonen unempfindlicher Elektronendetektor wirken.

3. Die spektrale Flußdichteverteilung der Elektronen aller Generationen innerhalb des Detektors muß ortsunabhängig sein. Diese Forderung impliziert also ein δ-Elektronengleichgewicht zwischen der Kammerwand und dem Sondenmedium.

Diese drei oben genannten Bedingungen werden im Allgemeinen als **Bragg-Gray-Bedingungen** bezeichnet. Sie bedeuten insgesamt, daß die am interessierenden Punkt im Detektor erzeugte Energiedosis allein durch die Energiebilanz der in den Detektor ein- und aus ihm austretenden Elektronenstrahlung der ersten Generation bestimmt wird [Hard66].

Die 1. und die 2. Bedingung lassen sich erfüllen, indem man die Dicke des Detektors klein gegen die mittlere Reichweite der Elektronen im Detektor macht: t $\ll \bar{R}$. Die 3. Bedingung betrifft die δ-Elektronen niedriger Energie. Diese erzeugen, wenn Wand und Detektor sich in der Ordnungszahl unterscheiden, im Detektor einen Randeffekt ähnlich dem durch Sekundärelektronen bei Photonenstrahlung, nur erheblich kleiner.

Wenn alle drei Bedingungen für die betrachtete Anordnung erfüllt sind, so gilt gemäß der Gleichung 2.20 in der Zwischenschicht g die Beziehung für die Energiedosis:

$$D_g = \int_0^{E_{max}} \Phi_E(E) \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_g (E)\, dE = \Phi \left(\frac{\bar{S}^{col}}{\rho}\right)_g \tag{2.22}$$

mit:

$$\frac{\bar{S}^{col}}{\rho} = \frac{1}{\Phi} \int_0^{E_{max}} \Phi_E(E) \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right) (E)\, dE \quad und \quad \Phi = \int_0^{E_{max}} \Phi_E(E) dE\,. \tag{2.23}$$

Entsprechend gilt unmittelbar an der Grenzschicht im Umgebungsmaterial w:

$$D_w = \Phi \left(\frac{\bar{S}^{col}}{\rho}\right)_w\,. \tag{2.24}$$

Hierbei wird $\bar{S}^{col}/\rho$ als mittleres Massen-Stoßbremsvermögen und Φ als Gesamtelektronenfluenz bezeichnet.

Bildet man nun das Verhältnis der beiden absorbierten Energiebeiträge in w und g, so erhält man die **erste Bragg-Gray-Formel** für Sonden, die die oben genannten Bragg-Gray-Bedingungen erfüllen und zwar:

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{\left(\frac{\bar{S}^{col}}{\rho}\right)_w}{\left(\frac{\bar{S}^{col}}{\rho}\right)_g} = s_{w/g}^{BG} \tag{2.25}$$

$s_{w/g}^{BG}$ wird als das Verhältnis der gemittelten Massen-Stoßbremsvermögen in Bragg-Gray-Näherung bezeichnet.

Ist das Zwischenmedium g Luft, so gilt für die absolute Bestimmung der Luft-Energiedosis D_g:

$$D_g = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_g , \tag{2.26}$$

wobei Q die gemessene Ionisations-Ladung in der Luftmasse $m = \rho V$ und $\bar{W}$ die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft ist. Für die Brachytherapie kann für trockene Luft $\bar{W}$=33,97 eV $\pm$ 0,06 eV angenommen werden [Bout87].

Für die absorbierte Energiedosis an der Grenzschicht im Medium w gilt die **zweite Bragg-Gray-Formel**:

$$D_w = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_g s_{w/g}^{BG} . \tag{2.27}$$

Diese Gleichung erlaubt somit die Berechnung der absorbierten Dosis im Umgebungsmaterial, wenn die entsprechenden Größen m, $\left(\bar{W}/e\right)_g$, $s_{w/g}^{BG}$ und die mit einer geeigneten Ionisationskammer gemessene Ladung Q bekannt sind.

2.4. Extrapolationskammer

Die folgenden allgemeinen Ausführungen beziehen sich insbesondere auf das jetzige Primärnormal der PTB für die Darstellung der ICRU-Gewebe-Energiedosisleistung $\dot{D}_t$ von Beta-Strahler das für den Dosisleistungs-Bereich des Strahlenschutzes konzipiert ist und den dosimetrischen Anforderungen von Therapiequellen nicht genügt [Böhm86], [Drake90], [ICRU56].

2.4.1. Prinzipieller Aufbau und Wirkungsweise

Die absolute Dosisleistung an der Oberfläche oder im Innern eines Phantoms bei Betastrahlung läßt sich mit Hilfe einer Extrapolationskammer bestimmen.

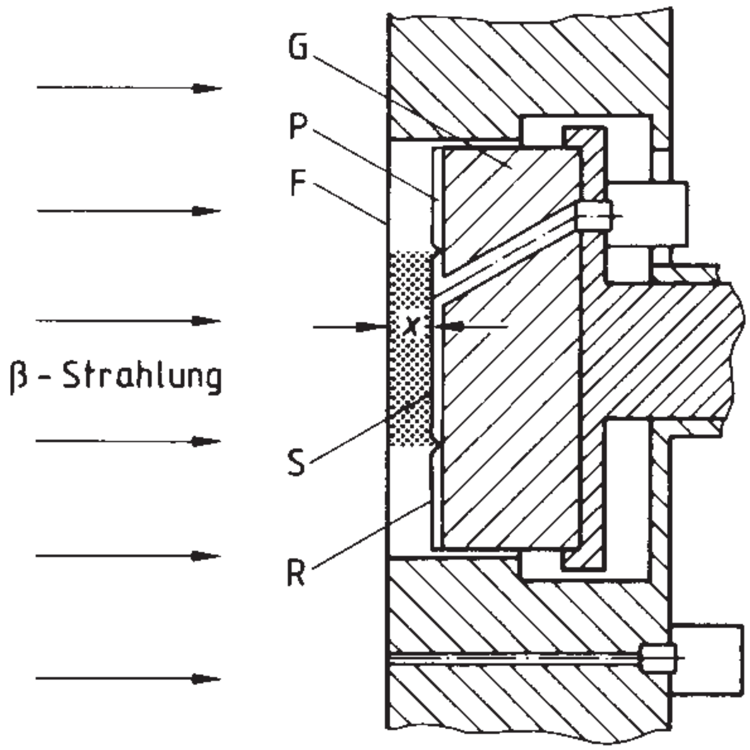


Abbildung 2.7.: *Extrapolationskammer für Betastrahlung nach Böhm: G Graphitkolben (6 cm Durchmesser), P Plexiglas-Schicht mit einem sehr dünnen Graphitüberzug, F Eintrittsfenster (Hostaphanfolie, die auf der Seite des Meßvolumens graphitiert ist), x Kammertiefe: 0 mm bis 10,5 mm, S Sammelelektrode (3 cm Durchmesser, das Meßvolumen ist punktiert dargestellt), R Schutzringelektrode, die von der Sammelelektrode durch eine Nut von 0,2 mm Tiefe und 0,2 mm Breite getrennt ist [Böhm86].*

Einen Querschnitt durch eine Extrapolationskammer nach Böhm zeigt die Abbildung 2.7. Die Elektronen treten von links durch eine graphitierte Hostaphan-Folie (F) in das Meßvolumen (punktiert dargestellt) ein. Die Eintrittsfolie ist durch einen Ring auf das Elektrodengehäuse aus Plexiglas gespannt. An diese Folie kann die Kammerspannung gelegt werden. Gegenelektrode ist die graphitierte Oberfläche (S) einer dünnen Plexiglas-Schicht (P), die auf einem Graphit-Block befestigt ist. Die Oberfläche der Gegenelektrode ist in eine kreisförmige Meßelektrode von 30 mm Durchmesser und einen Schutzring von 15 mm Breite durch eine Nut von 0,2 mm

Breite und 0,2 mm Tiefe unterteilt. Die Meßelektrode ist durch einen ca. 0,1 mm dicken Kohlefaden mit einer Buchse verbunden. Das empfindliche Meßvolumen der Kammer kann durch eine Änderung des Abstandes der beiden Elektroden im Bereich von 0 bis 10,5 mm variiert werden.

Mit Hilfe einer solchen Extrapolationskammer kann ein definiertes, kleines, luftgefülltes Ionisationsvolumen veränderlicher Luftmasse m_a in einem Phantom realisiert werden. Aus der Änderung des Ionisationsstromes ΔI pro Änderung der Luftmasse $\Delta m_a = \rho_0 a \Delta l$ bei Bragg-Gray-Bedingungen kann gemäß der Gleichung 2.27 die Dosisleistung $\dot{D}_w$ im Bezugsmaterial w bestimmt werden zu:

$$\dot{D}_w = \frac{\Delta D_w}{\Delta t} = s_{w/a} \left(\frac{\bar{W}_a}{e}\right) \left(\frac{\Delta Q}{\Delta t \Delta m_a}\right)_{BG} = s_{w/a} \left(\frac{\bar{W}_a}{e\, a\, \rho_0}\right) \left(\frac{\Delta I}{\Delta l}\right)_{BG}, \qquad (2.28)$$

mit:

$$s_{w/a} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_w dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_a dE}. \qquad (2.29)$$

Hierbei ist:

$s_{w/a}$	das Verhältnis der über die spektrale Elektronenfluenz gemittelten Massen-Stoßbremsvermögen für das Bezugsmaterial w und Luft a,
$\bar{W}_a$	die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft bei den Bedingungen während der Messung; bei einer relativen Feuchte von 45 % entspricht dieser Wert 33,87 eV ± 0,06eV [CCE85],
e	die Elementarladung,
a	die effektive Kollektorfläche des Sammelvolumens der Extrapolationskammer,
ρ_0	die Luftdichte bei Bezugsbedingungen, d.h. bei der absoluten Temperatur T_0 = 293,15 K, beim Luftdruck p_0 = 101300 Pa und der relativen Feuchte r_0 = 45 % (ρ_0 = 1,1995 kg/m^3) [Böhm86],

$\left(\frac{\Delta I}{\Delta l}\right)_{BG}$ der Quotient Δ I / Δl im Grenzfall von Bragg-Gray-Bedingungen; ΔI ist die durch die Änderung der Kammertiefe Δl hervorgerufene Änderung des Ionisationsstromes,

Φ_E spektrale Elektronenfluenz im betrachteten Meßvolumen,

$\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{a,w}$ Massen-Stoßbremsvermögen für das Bezugsmaterial w und Luft a.

Es wird vorausgesetzt, daß geringfügige Abweichungen von den Bragg-Gray-Bedingungen infolge der unterschiedlichen Materialien der Kammerwand und der Luft entweder sehr klein sind oder durch die Extrapolation des Quotienten $\Delta I/\Delta m_a$ auf die Kammertiefe null eliminiert werden können. Das heißt, es wird angenommen:

$$\left(\frac{\Delta I}{\Delta l}\right)_{BG} = \left(\frac{\Delta I}{\Delta l}\right)_{\Delta l \to 0} . \tag{2.30}$$

Da in der Strahlentherapie in der Regel die Wasser-Energiedosis gefordert wird, wird im folgenden das Bezugsmaterial w Wasser sein.

2.4.2. Korrektionsfaktoren

Um die Wasser-Energiedosisleistung $\dot{D}_w$ zu erhalten, müssten bei der Anwendung der Gleichung 2.30 alle Bragg-Gray-Bedingungen gelten. Da diese idealen Bedingungen bei realen Extrapolationskammern nur annäherend erfüllt sind, werden die Abweichungen von den Idealbedingungen durch Korrektionsfaktoren einbezogen. Hinzu kommen Korrektionsfaktoren die berücksichtigen, daß die aktuellen Meßbedingungen von denen abweichen, die für die Messung als "Standardbedingungen", so genannten Bezugsbedingungen vorgegeben sind. Solche Bezugsbedingungen sind für Luft: T_0 = 293,15 K, p_0 = 101300 Pa und r_0 = 45 % und für das Bezugsmaterial Wasser. Bei Bezugsbedingungen haben die Korrektionsfaktoren den Wert 1.

Man unterscheidet zwei Typen von Korrektionsfaktoren, und zwar diejenigen, die während der gesamten Messung der Extrapolationskurve konstant bleiben k_{ba}, k_{ra}, k_{wi} und die, die dabei variieren können $k_{ad}, k_{el}, k_{in}, k_{di}, k_{pe}, k_{ac}, k_{de}, k_{sat}$.
Hierbei ist:

k_{ba}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der unterschiedliche Rückstreuung zwischen Wasser und der Sammelelektrode,
k_{ra}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der radiale Inhomogenität des Beta-Strahlenfeldes senkrecht zur Strahlenachse,
k_{wi}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Streuung und Absorption der Beta-Strahlung durch die Eintrittsfolie ("Folienfaktor"),
k_{ad}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Abweichung der Luftdichte von ρ_0 im Meßvolumen ("Dichtefaktor"),
k_{el}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der "Eintrittsfolien-Durchbiegung",
k_{in}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Grenzflächeneffekte im Meßvolumen der Extrapolationskammer (berücksichtigt das eventuelle Fehlen des δ-Elektronengleichgewichts),
k_{di}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Divergenz des Beta-Strahlenfeldes ("Divergenzfaktor"),
k_{pe}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Störung der Beta-Strahlung durch die Seitenwände der Kammer ("Wandfaktor"),
k_{ac}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Schwächung der Beta-Strahlung im Meßvolumen,
k_{de}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls der Beta-Quelle ("Zerfallsfaktor"),
k_{sat}	Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Diffusions- und Rekombinationseffekte des Ionisationsstromes im Meßvolumen ("Sättigungsfaktor") .

Die Bestimmung und die Größe der einzelnen Korrektionsfaktoren werden in den nächsten Abschnitten konkret für die neuentwickelte MEK vorgestellt.

Berücksichtigt man alle Stör- und Einflußgrößen so gilt dann für die Wasser-Energiedosisleistung an der Oberfläche des Wasserphantoms die folgende Beziehung:

$$\dot{D}_w(x_0) = S_{w/a} \left(\frac{\bar{W}_a}{e\, a\, \rho_0} \right) k^{'} \left(\frac{d(k\, I)}{dl} \right)_{l \to 0} , \qquad (2.31)$$

mit:

$k^{'} = k_{ba} k_{ra} k_{wi}$,

$k = k_{ad} k_{el} k_{in} k_{di} k_{pe} k_{ac} k_{de} k_{sat}$.

3. Entwicklung einer Multielektroden-Extrapolationskammer (MEK)

Kernaufgabe der Dissertation bestand in der Entwicklung und Erprobung des Prototyps einer Primärnormal-Meßeinrichtung für die Darstellung der Wasser-Energiedosis für Beta-Therapiequellen. Mit Hilfe einer solchen Primärnormal-Meßeinrichtung sollte es möglich sein, eine vollständige 3D-Dosisverteilung in einem Wasserphantom zu vermessen, ohne zusätzlich auf ein sekundäres, relativ messendes Dosimetriesystem zurückgreifen zu müssen. So sollten die verhältnismäßig hohen relativen Standard-Meßunsicherheiten von etwa 3 bis 5 % der zur Zeit verwendeten relativ messenden Systeme vermieden werden. Diese Vorgabe impliziert die Forderung nach einer simultanen Mehrkanal-Messung, da eine angestrebte Vermessung einer 3D-Verteilung mit einer Extrapolationskammer mit der geforderten Auflösung mit einer einzelnen Sammelelektrode Wochen dauern würde. So sollte ein Prototyp auf der Basis einer segmentierten Extrapolationskammer entstehen, die insbesondere den Anforderungen bezüglich der hohen Ortsauflösung und hohen Dosisleistung genügt. Außerdem sollte es möglich sein, die einzelnen Sammelelektroden parallel auslesen zu können, um so den zeitlichen Vorteil der Multielektrode erst nutzbar zu machen.

Bei der entwickelten Multielektroden-Extrapolationskammer (MEK) handelt es um einen Prototyp, das heißt im Vordergrund stand eine möglichst "schnelle" Realisierung der Kammer, um daran grundsätzliche Erfahrungen mit den neuen Konzepten und Verfahren sammeln zu können.

3.1. Aufbau des MEK-Meßstandes

Im folgenden Teil wird der neuentwickelte MEK-Meßstand beschrieben, welcher die Messung der Wasser-Energiedosisleistung von Beta-Strahler ermöglicht. Hauptbestandteile der Meßvorrichtung sind die MEK und ein empfindliches Vielkanal-Elektrometer.

3.1.1. Allgemeine Anforderungen an den MEK-Meßstand

Der MEK-Meßstand soll alle notwendigen Meßdaten liefern, um die Wasser-Energiedosisleistung $\dot{D}_w$ typischer Beta-Strahler der Brachytherapie (siehe Tabelle 1.1) in einem Wasserphantom bestimmen zu können. Die durch die Therapien vorgegebene notwendige laterale Ortsauflösung soll größenordnungsmäßig bei 1 mm liegen.

Gemäß der Gleichung 2.30, werden zur Ermittlung der Energiedosisleistung in erster Linie die beiden Größen Δm und ΔI benötigt. Damit müssen die folgenden Meßgrößen erfaßt werden:

- Extrapolationskammer-Ionisationsstrom,
- Kammertiefe l,
- Klimadaten wie Temperatur T, Luftdruck p und relative Luftfeuchte r.

Diese Meßgrößen sind bei jeder Einzelmessung zu erfassen. Die hierdurch entstehenden Anforderungen an die einzelnen Meßkomponenten werden bei ihrer Diskussion angegeben.

Wie bereits in der Einleitung angesprochen, sollte die relative Standard-Meßunsicherheit der mit dem MEK-Meßstand gemessenen Wasser-Energiedosisleistung deutlich geringer als 7,5 % betragen.

3.1.2. Schematischer Aufbau des MEK-Meßstandes

Den schematischen Aufbau des Meßstandes zeigt die Abbildung 3.1. Die dort mit kG beziehungsweise nG gekennzeichneten Komponenten sind **k**ommerziell erworben bzw. während der Doktorarbeit **n**euentwickelt worden.

Der MEK-Meßstand setzte sich aus folgenden Komponenten zusammen:

1. MEK, bestehend hauptsächlich aus den Komponenten:
   a: Saphir- oder Silizium-Wafer als segmentierte Multielektrode,
   b: Piezo-Makrotranslatoren,
   c: Induktive Abstandssensoren,
   d: mechanische Abstandstaster,
   e: Kapazitive Meßbrücken für eine Parallel-Justierung der Eintrittsfolie zum Wafer,
   f: Temperatursensor,

2. Elektronik, bestehend aus Piezo-Verstärkermodulen und Regelmodulen für die induktiven Abstandssensoren,

3. 40 Kanal-Multielektrometer,

4. Elektronik für die mechanischen Abstandstaster,

5. Rechnergesteuerte Spannungsquelle zur Bereitstellung der Kammerspannung,

6. Steuerelektronik für die Multielektrometer,

7. Elektronik für die kapazitive Parallel-Justierung der Eintrittsfolie zum Wafer,

8. extern triggerbare Voltmeter,

9. Temperatur-Fühler,

10. Multimeter mit 80-Pol Scanner,

11. Digital-Barometer,

12. Standard-PC mit einer IEEE-488-Schnittstellenkarte.

Die einzelnen Komponenten sind so gewählt, daß sie die Messung bzw. Parametervorgaben mit der jeweils geforderten Genauigkeit erlauben. Weiterhin wurde darauf geachtet, daß die Komponenten von einem PC gesteuert und ausgelesen werden können. Dadurch sollte es möglich sein, Meßabläufe zu automatisieren.

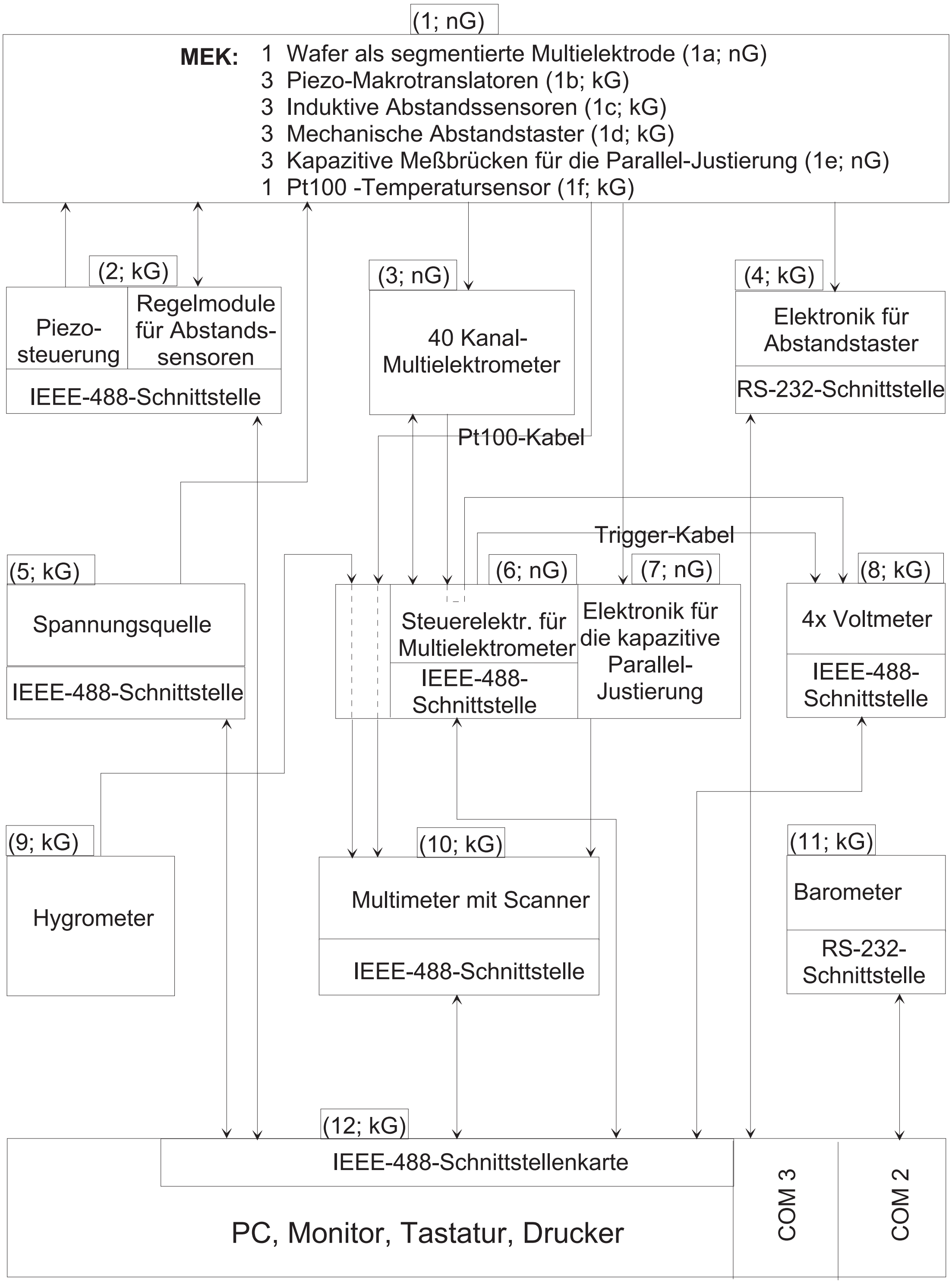


Abbildung 3.1.: *Schematischer Aufbau des MEK-Meßstandes.*

Eine ausführliche Beschreibung der neuentwickelten Komponenten wie der MEK, der Parallel-Justierungselektronik und des Vielkanal-Elektrometers mit den zugehörenden kommerziellen Komponenten folgt im Abschnitt 3.2. Die jeweiligen Anforderungen und Beschreibungen der kommerziell erworbenen Komponenten finden sich in Abschnitt 3.3.

3.2. Aufbau der neuentwickelten Komponenten

3.2.1. Entwicklung der segmentierten Sammelelektrode der MEK mit Hilfe der Elektronenstrahl-Lithographie

Das "Herz" der MEK ist ein strukturierter Wafer[1] , der eine Multi-Sammelelektrode darstellt.

Die hohen Anforderungen an die Ortsauflösung bei der Dosismessung an therapeutischen Betaquellen überschreitet die Grenzen der "klassischen" mechanischen Verfahren für die Herstellung einer Sammelelektrode. Das Hauptproblem ist darin begründet, daß die Isolationsbreite zwischen der Sammelelektrode und der Schutzringelektrode mit herkömmlichen Verfahren einige Zehntelmillimeter beträgt. Die hierdurch resultierende Verzerrung des elektrischen Feldes führt zu einer relativen Standard-Meßunsicherheit in der Größenordnung von 10 % der effektiven Fläche der Sammelelektroden in der geforderten Dimension von etwa 1 mm^2. Diese Meßunsicherheit wirkt sich direkt auf die relative Standard-Meßunsicherheit der Wasser-Energiedosis aus.

Auf der Suche nach Verfahren zur Herstellung deutlich schmalerer Isolationsbreiten ist man auf die Fertigungtechnik der Halbleitertechnologie gestoßen, die Elektronenstrahl-Lithographie. Hierbei ist die Fertigung der geforderten Flächen auf Wafern mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit im Promill-Bereich und mit Isolationsabständen im μm-Bereich möglich. Durch den Zugang zum Reinraumzentrum der PTB war nicht nur die theoretische Möglichkeit, sondern auch die praktische Realisierung einer solchen "Wafer-Multisammelelektrode" gegeben.

[1] Als Wafer wird in der Lithographie ein Trägersubstrat mit sehr guter Ebenheit und extrem niedriger Oberflächenrauigkeit bezeichnet.

Für ein besseres Verständnis sollten zunächst die wesentlichen bei der Herstellung der Multielektroden verwendeten Dünnschichttechniken der Elektronenstrahl-Lithographie beschrieben werden.

So sind in der Abbildung 3.2 die beiden bei der Herstellung der Multielektrode verwendeten Ätz- und Lift-off-Prozesse schematisch gegenüber gestellt.

Im vorliegenden Fall wird beim **Ätz-Prozeß** zunächst das Substrat mit einer Aluminiumschicht bedeckt. Anschließend wird ein Negativlack [2] (AZ PN114 der Firma Hoechst) auf die Probe aufgeschleudert. Die "Belichtung" der Struktur wird mit einen Elektronenstrahl-System der Firma Leika Typ EBPG4HR durchgeführt. Die Elektronen werden hierbei auf 50 keV gegen den Wafer beschleunigt. Die nachfolgende chemische Entwicklung wird im AZ Developer der Firma Clariant durchgeführt. Der eigentliche Ätzvorgang wird in einer Standard-Aluminium-Ätzlösung vorgenommen. Am Ende wird der Lack in einem Acetonbad abgelöst.

Beim verwendeten **Lift-off-Prozeß** wird das Substrat mit Positivlack [3] (AR-P 671-01 und AR-P 610.06 der Firma Allresist GmbH) belackt und genau wie beim Ätz-Prozeß mit dem Elektronenstrahlsystem "belichtet". Die chemische Entwicklung der Probe wurde mit dem Entwickler AR 600-55 der Firma Allresist durchgeführt. Anschließend folgte die Beschichtung mit dem gewünschten Stoff und der gewünschten Dicke in einer Sputtern- oder Bedampfungs-Anlage der Firma Congo Vac. Das Ablösen des Lackes wird wie beim Ätz-Prozeß mit Aceton vorgenommen.

Zur Realisierung von Nanometer-Strukturen wird ein weiterer Prozeß das sogenannte **Sputtern** (Zerstäuben) eingesetzt. Hierbei wird in eine Hochvakuum-Kammer ein Prozeßgas (im allgemeinen Argon) eingelassen, dessen Atome in einem Plasma ionisiert werden. Die so entstandenen Ionen werden durch die Plasmaspannung gegen ein Target beschleunigt, aus dem sie einzelne Atome des massiven Targetmaterials herauslösen. Diese fliegen durch ein Magnetfeld gerichtet zur Substratoberfläche, wo eine gewünschte Schicht entsteht. Durch eine Kalibrierung können so Schichtdicken im Nanometerbereich mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von weniger als $\pm$ 5 % entstehen.

Als Trägersubstrat wurde ein Saphir-Wafer mit 76,2 mm (3 Zoll) Durchmesser und

[2] Beim Negativlack werden bei einer Belichtung die Polymerketten vernetzt.
[3] Beim Positivlack werden bei einer Belichtung die Polymerketten gebrochen.

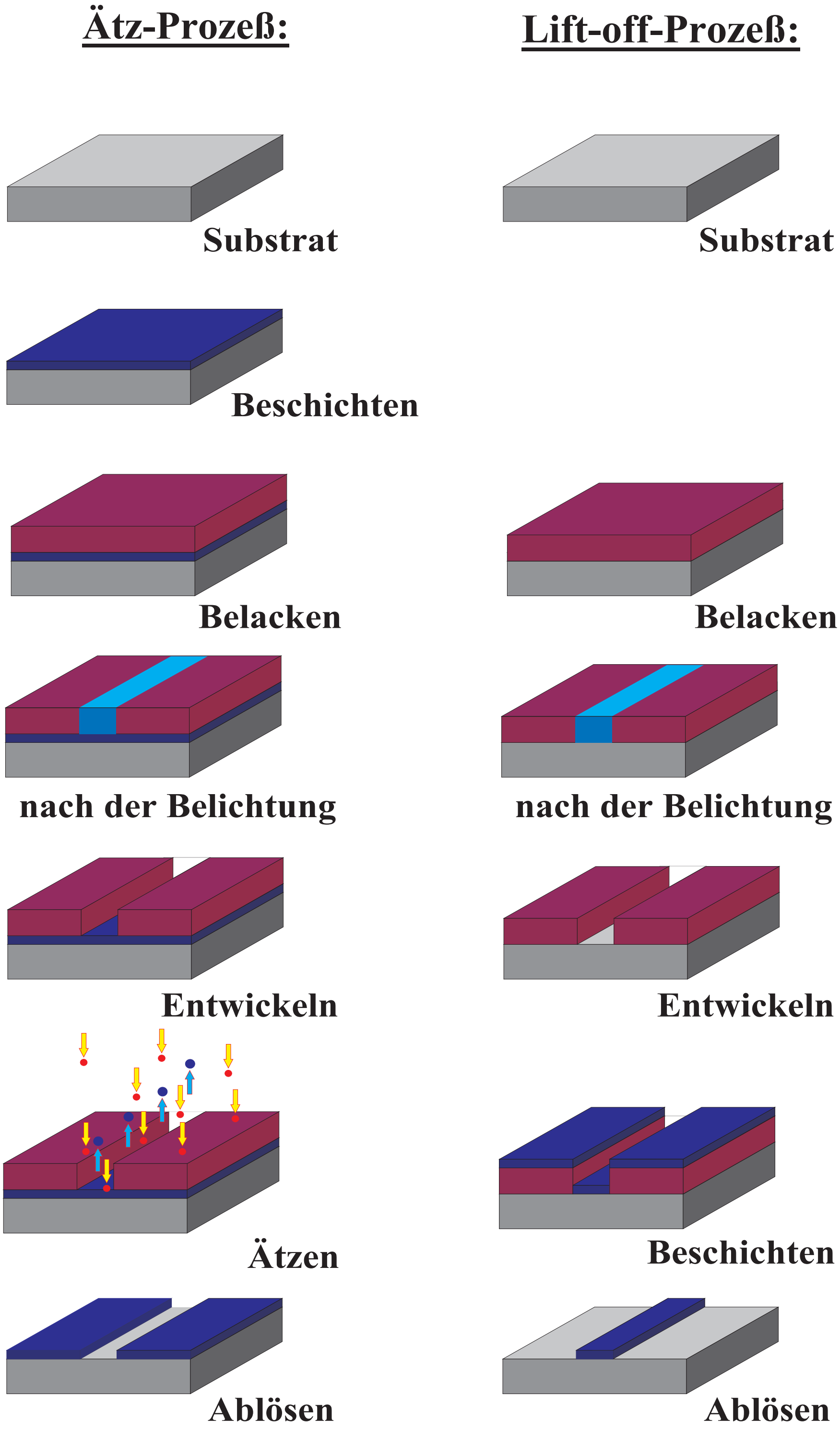


Abbildung 3.2.: *Schematische Darstellung des Ätz- und Lift-off-Prozesses.*

Physikalische Eigenschaften	
Effektive Ordnungszahl	10,6
Dichte	3,97 g/cm^3
Elektrische Eigenschaften	
Dielektrizitätskonstante	7,5 - 11,5
Spez. Volumenwiderstand bei 25 ^oC	$> 10^{14}\Omega$cm
Thermische Eigenschaften	
Längenausdehnungskoeffizient	5,8 10^{-6} K^{-1}
Max. Dauergebrauchstemperatur	1800-1950 ^{o}C
Wärmeleitfähigkeit bei 20 ^oC	35-40 Wm^{-1}K^{-1}
Chemische Eigenschaften	
Gute Verträglichkeit mit Halogenen, Laugen, Metallen und Säuren	

Tabelle 3.1.: *Eigenschaften von Saphir (Al_2O_3).*

430 μm Dicke gewählt. Saphir (Al_2O_3) empfahl sich aufgrund seiner günstigen elektrischen, thermischen, chemischen und nicht zuletzt dosimetrische Eigenschaften. Mit $\bar{Z} = 10,6$ besitzt Al_2O_3 die niedrigste effektive Ordnungszahl der kommerziell erhältlichen Wafer, was in Hinblick auf die Rückstreukorrektur wichtig ist. In der Tabelle 3.1 sind die relevanten Eigenschaften des eingesetzten Wafers zusammengestellt. Die guten thermischen und chemischen Eigenschaften sind insbesondere für die lithographischen Verfahren zwingend notwendig. Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde weiterhin ein oxidierter 3 Zoll Si-Wafer verwendet. Der Einsatz dieses Wafers ist insbesondere im Hinblick auf zu vernachlässigende Polarisationseffekte interessant. Anders als bei dem Saphir-Wafer sind bei dem Si-Wafer wesentlich kleinere Aufladungen zu erwarten, da sich hinter einer sehr dünnen SiO_2-Isolationsschicht von nur 0,6 μm ein Si Halbleiter befindet, der problemlos geerdet werden kann.

Das in der Abbildung 3.3 zum Testen entwickelte und realisierte Multielektroden-Design wurde wie folgt hergestellt:

1. Der Wafer wird in einer Sputtern-Anlage mit einer 50 nm $\pm$ 3 nm Aluminium-Grundschicht beschichtet. In dieser Schicht werden alle relevanten Strukturen wie Elektrodenflächen, Kondensatorflächen und deren Leitungen gebildet.

2. Die Kontaktpads aus Gold werden mit Hilfe eines Lift-off-Prozesses aufgebracht. Die Beschichtung erfolgt dabei mit 10 nm Chrom und 50 nm Gold in einer Hochvakuum-Bedampfungsanlage (siehe Abbildung 3.3 unten Mitte). Die Chromschicht dient hierbei lediglich als Haftunterlage für die eigentliche Gold-Kontaktschicht.

3. Die gesamte Grundstruktur wird durch einen Ätz-Prozeß erstellt.

4. Über den Zuleitungen zu den Sammelelektroden wird eine 100 nm SiO_2-Isolatorschicht durch einen Lift-off-Prozeß aufgebracht (siehe Abbildung 3.3 oben). Für diese Beschichtung wurde die Sputtern-Anlage eingesetzt. Diese Abschirmung soll verhindern, daß die ionisierten Teilchen auf die Leitungen auftreffen und so die Messung verfälschen.

5. Zuletzt wird eine 150 nm Aluminium-Schicht durch einen Lift-off-Prozeß über die SiO_2-Isolatorschicht aufgebracht (siehe Abbildung 3.3 oben). Hierbei wurde wie in Schritt 1 die Sputter-Anlage verwendet.

In der Mitte des Wafers befinden sich neun 1 mm x 1 mm und zwei 3 mm x 3 mm Sammelelektroden. Die 1 mm^2 große Fläche liefern die geforderte Ortsauflösung, wohingegen die 9 mm^2 große Fläche für Konsistenzuntersuchungen oder systematische Untersuchungen bezüglich der Randeffekte gewählt wurde. Die genaue Anordnung und Zuordnung der Sammelelektroden kann der Abbildung 3.4 entnommen werden. Die symmetrische Anordnung der Elektroden um den Mittelpunkt kann für Konsistenzuntersuchungen genutzt werden. Die einzelnen Elektroden sind mit einem Isolationsabstand von nur 2 μm von der Schutzelektrode getrennt (siehe Abbildung 3.3 unten links). Die bei der Realisierung des Designs auf einem Wafer zu berücksichtigende Standard-Meßunsicherheit der Seitenlänge einer Elektrode beträgt etwa 1 μm. Das heißt, bei der 1 mm^2-Elektrode beträgt die relativen Standard-Meßunsicherheit der Fläche von 0,15 %, bei der 9 mm^2-Elektrode 0,05 %.

Die fünf abgegrenzten Flächen C_{A1}, C_{A3}, C_{A5}, C_{A7} und C_{A8} werden für eine kapazitive Abstandsbestimmung zwischen der Eintrittsfolie und dem Wafer mit Hilfe der sogenannten Spannungssprung-Methode (siehe Abschnitt 4.5.1) benötigt. Hierbei bilden diese Flächen zusammen mit der Eintrittsfolie gut definierte Plattenkondensatoren. Die weiteren drei Kondensator-Flächen C_{A2}, C_{A4} und C_{A6} bilden ebenfalls

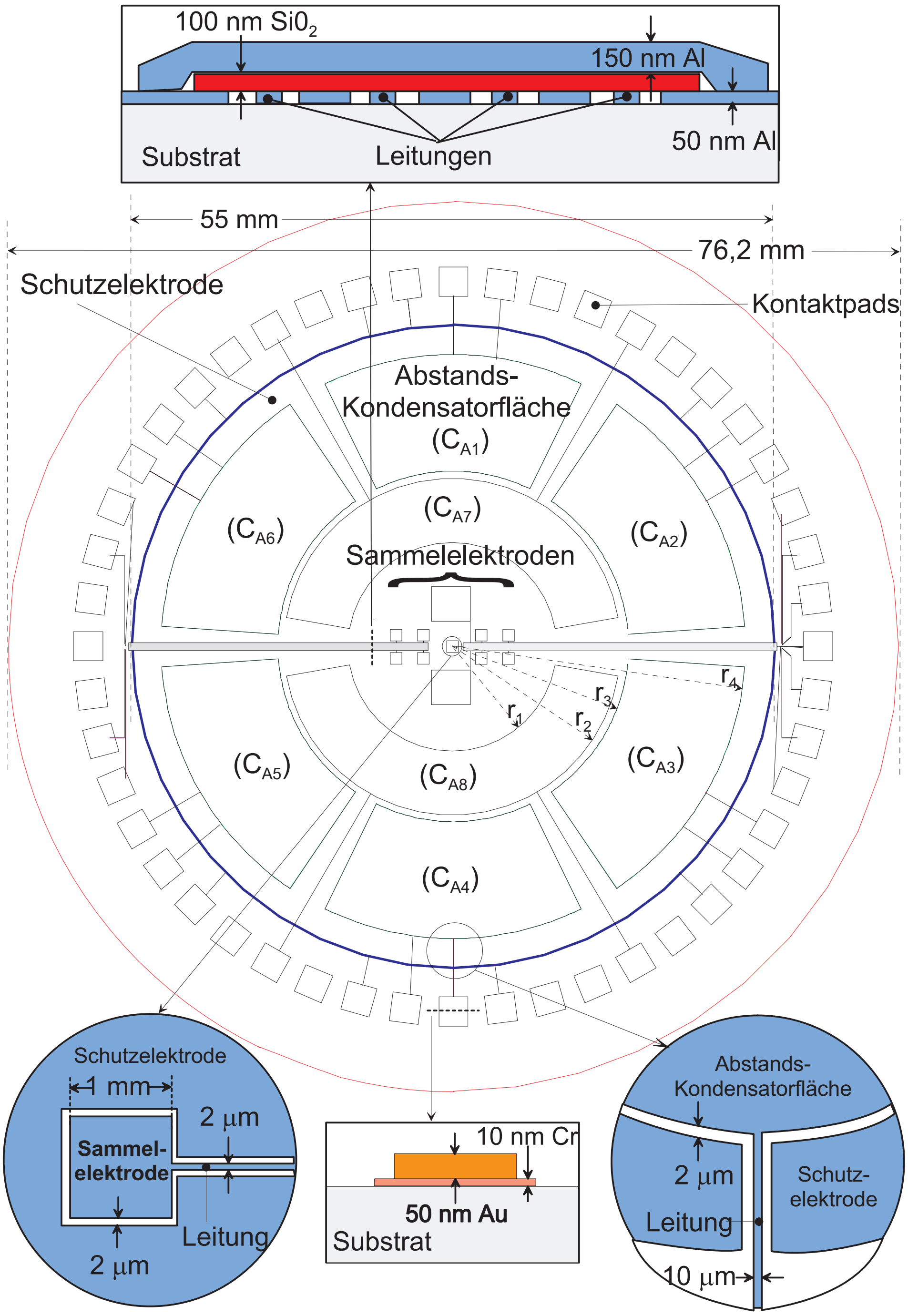


Abbildung 3.3.: *Darstellung des Multielektroden-Designs.*

Plattenkondensatoren mit der Eintrittsfolie und werden für eine Parallel-Justierung der Eintrittsfolie zum Wafer benötigt. Im Laufe der Arbeit sind zwei Designs entworfen und realisiert worden, welche sich lediglich in der Wahl der Radien r_1 bis

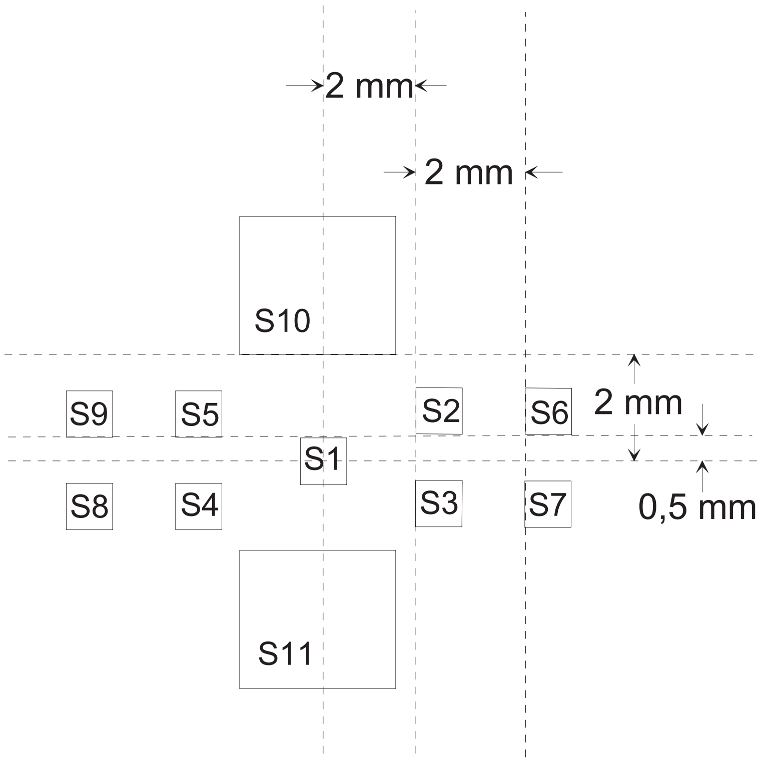


Abbildung 3.4.: *Ausschnitt aus dem Waferdesign zur Darstellung der genauen Anordnung und Zuordnung der Sammelelektroden. Die neun kleinen Elektroden haben die Abmessung 1 mm x 1 mm, die zwei großen 3 mm x 3 mm.*

r_4 unterscheiden. Am Anfang wurden die Radien r_1 = 9 mm, r_2 = 14,526 mm, r_3 = 15 mm und r_4 = 25 mm gewählt worden. Im Zuge der Untersuchungen wurde offensichtlich, daß die Wahl kleinerer Radien günstiger ist (siehe Abschnitt 4.2). So wurden die Wafer mit den Radien r_1 = 6 mm, r_2 = 9,5 mm, r_3 = 10 mm und r_4 = 16,497 mm hergestellt. Die Radien wurden jeweils so gewählt, daß die inneren und äußeren Flächen gleich waren und zwar beim ersten Design 181,514 mm^2 und beim zweiten 78,114 mm^2. Die Flächengröße war durch die elektrischen Anforderungen einer Kapazität als Wegaufnehmer gegeben. Die Abstands-Kondensatorflächen haben jeweils zwei Zuleitungen. Hierdurch soll verhindert werden, daß aufgrund eines Zuleitungsfehlers - was bei der Herstellung im Durchschnitt bei jedem zweitem Wafer geschah - der Wafer nicht sofort unbrauchbar wird. In diesem Zusammenhang sei angemerkt, daß für die Herstellung eines Wafers etwa ein Monat benötigt wird. Die in der Abbildung 3.3 mit blau abgegrenzte Schutzelektrode wird mit Hilfe mehrerer

Zuleitungen geerdet. Abzüglich der Abstands-Kondensator- und Masse-Leitungen könnten noch 26 von den insgesamt 48 Pads durch die Sammelelektrodenleitungen belegt werden. Das vorliegende Design nutzt lediglich 11 davon.

Es sei angemerkt, daß bis zu der ersten kompletten fehlerfreien Herstellung eines Wafers mit dem in der Abbildung 3.3 dargestellten Design etwa anderthalb Jahre Untersuchungszeit benötigt wurden. So mußten in dieser Zeit diverse Parameter wie Belichtungsdosis, Lacke, Lackdicke, Entwickler, Entwicklungszeiten etc. optimiert werden. Dieses hängt mit dem in der Elektronenstrahl-Lithographie untypischen großflächigen Design zusammen.

3.2.2. Mechanische Konstruktion der MEK

Ähnlich wie bei der "klassischen" Extrapolationskammer (siehe Abbildung 2.7) sollen bei der MEK mehrere definierte, luftgefüllte Ionisationsvolumen veränderlicher Luftmasse realisiert werden. Die Abbildung 3.5 stellt das Prinzip der MEK dar. Hier können durch die Änderung des Abstandes zwischen einer aluminisierten Mylarfolie und der oben vorgestellten Wafer-Multisammelelektrode Meßvolumina definiert variiert werden. Wegen der besonderen dosimetrischen Anforderungen der Beta-Brachytherapiequellen sollte die Kammertiefe l definiert zwischen etwa 20 und 200 μm variiert werden können. Die 20 μm Kammertiefe wird hierbei als eine minimale mechanisch realisierbare Kammertiefe angenommen. Damit bei dem gewünschten Abstand von 20 μm die Eintrittsfolie mit dem Wafer nicht in Kontakt tritt, muß eine Mindest-Parallelität der beiden Ebenen von etwa 250 μrad gewährleistet sein. Ebenfalls muß bei der Änderung der Kammertiefe sichergestellt sein, daß die beiden Ebenen parallel bleiben. Weiterhin muß während der Meßzeit die eingestellte Tiefe auf wenige Zehntel Mikrometer stabil bleiben. Erst eine solche Stabilität ermöglicht die genauen Untersuchung des Sättigungsverhaltens der MEK bei kleinen Kammertiefen (siehe 6.3).

Ein Querschnitt durch die mechanische Konstruktion der MEK ist in der Abbildung 3.6 zu sehen.

Eine aluminisierte Mylarfolie, an die die Kammerspannung gelegt wird, ist durch einen Plexiglas-Ring auf einen Plexiglaseinsatz gespannt. Dieser ist an das Aluminium-Kammergehäuse befestigt. Gegenelektrode ist der segmentierte Wafer, der auf einen

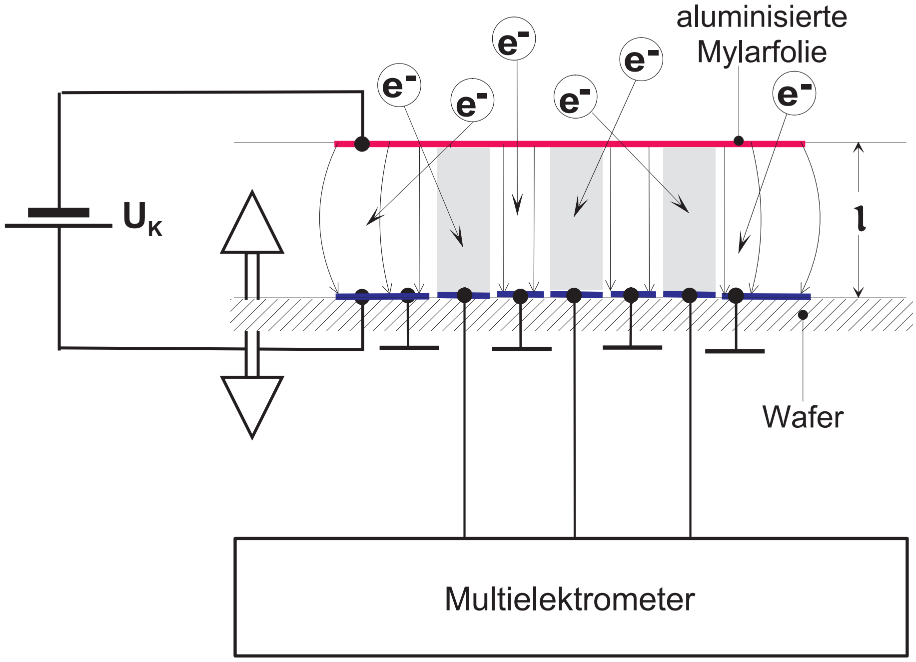


Abbildung 3.5.: *Prinzipskizze einer MEK. Durch die Änderung der Kammertiefe l können die luftgefüllten Meßvolumina (grau eingezeichnet) einer Sammelelektrode variiert werden. Die Eintrittsfolie, an der die Kammerspannung U_K angelegt wird, ist rot dargestellt.*

sehr planen (besser als 0,25 μm) Macor[4]-Ring aufgeklebt wird, um so eine bessere Ebenheit zu erreichen (siehe Abschnitt 4.2). Zusammen mit dem Rückstreukörper aus Solid Water [5] wird die Wafer-Multisammelelektrode mit fünf Federn gegen eine Plexiglasführung gedrückt. Hierdurch kann relativ problemlos ein Wechsel der Einsätze, bestehend aus Wafer und Macor-Ring, vorgenommen werden. In der Plexiglasführung sind die Kabel für die Auslese der Ionisationsströme befestigt, an deren Ende Kontaktfedern auf die Wafer-Kontaktpads drücken. Die oben genannten Teile sind auf einem Aufbautisch befestigt. Für die Bewegung der Wafer-Elektrode gegen die Eintrittsfolie sind drei Piezo-Makrotranslatoren der Firma PI gewählt worden, welche einen maximalen Hub von 1 mm erlauben. Durch die Regelung mit einem rückgekoppelten induktiven Abstandssensor sollte gemäß der Herstellerangaben ei-

[4] Beim Macor handelt es sich um eine Glaskeramik, die relativ einfach mechanisch bearbeiten werden kann.

[5] Solid Water ist ein von der Firma Gammex entwickeltes, wasseräquivalentes Phantommaterial [White77].

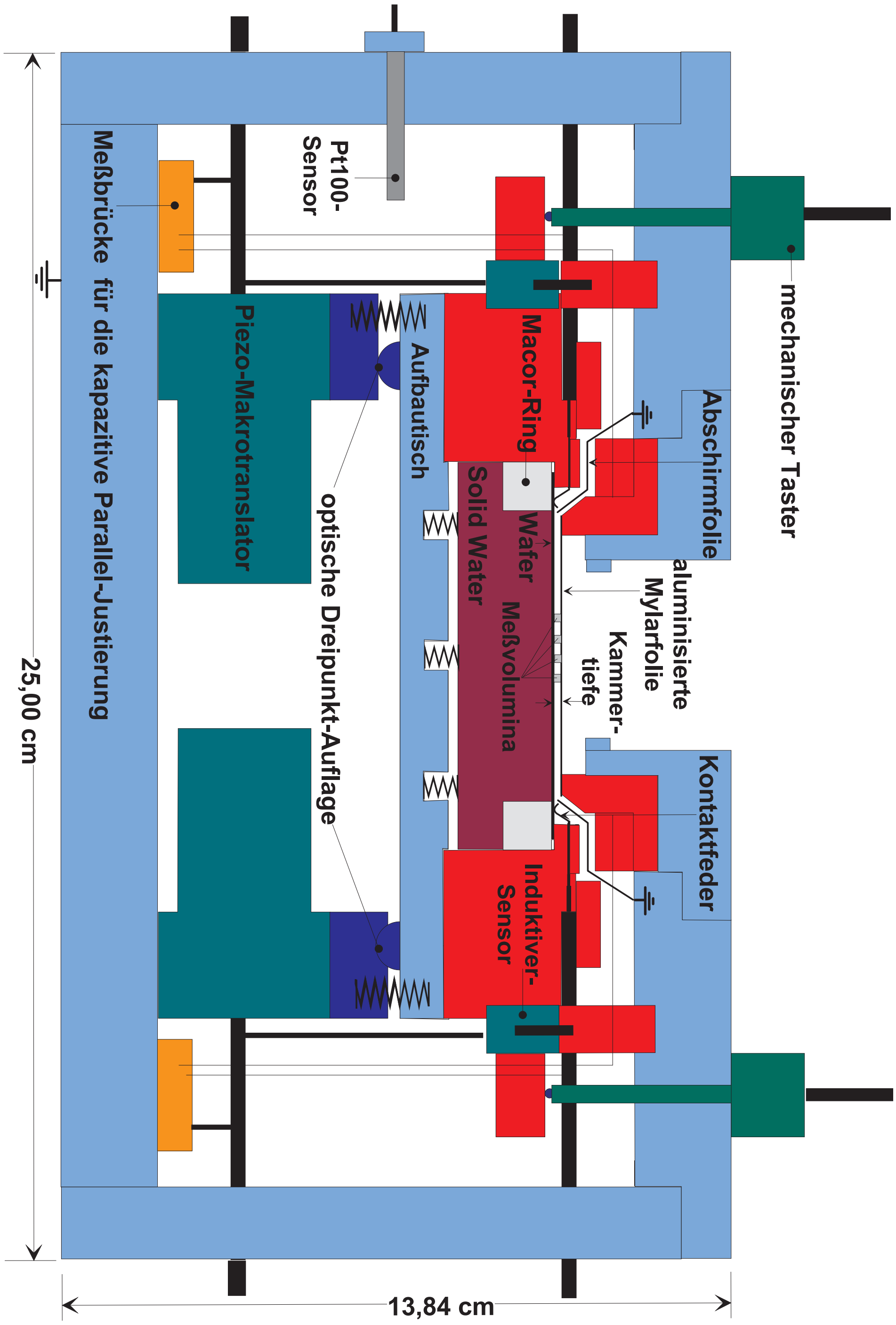


Abbildung 3.6.: *Schematischer Aufbau der MEK. Bis auf die mechanischen Taster sind alle Komponenten richtig skaliert. Material-Farb-Zuordnung: blau: Aluminium; dunkel blau: Edelstahl; rot: Plexiglas.*

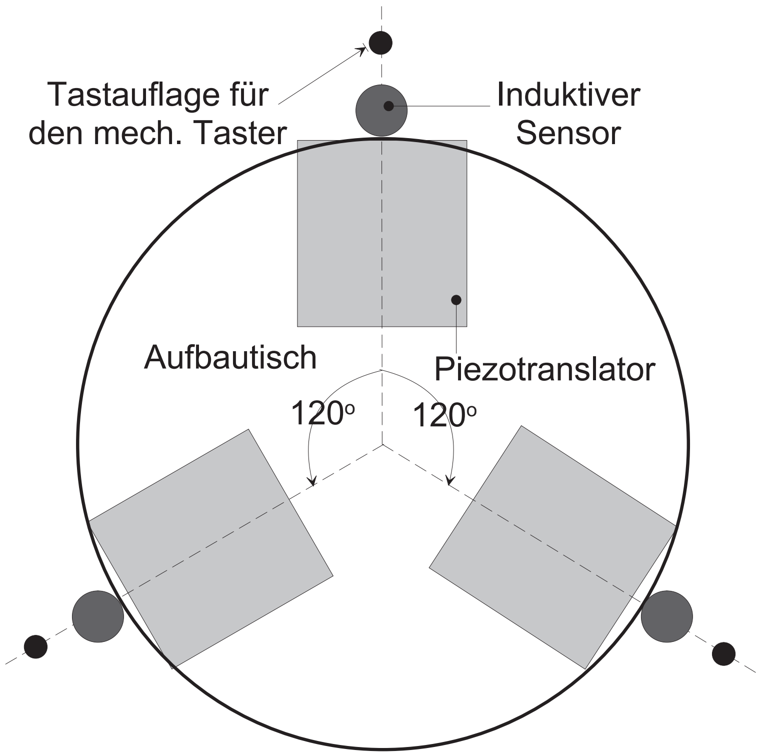


Abbildung 3.7.: 120^o-*Anordnung der Piezotranslatoren mit den jeweiligen mechanischen Tastern beziehunhsweise induktiven Abstandssensoren.*

ne Positionierungsgenauigkeit von besser als 0,05 μm und eine Reproduzierbarkeit von besser als 0,01 μm möglich sein. Die drei Translatoren, die, wie in der Abbildung 3.7 dargestellt, in Winkelabständen von je 120^o angeordnet sind, sind über eine so genannte optische Dreipunkt-Auflage an den Aufbautisch angekoppelt. Diese Ankopplung erlaubt eine spannungsfreie beliebige Kippung des Aufbautisches, was für eine Parallel-Justierung der Folie zum Wafer erforderlich ist. Während der Untersuchungen der Translationsmechanik mit Hilfe eines Laser-Meßstandes (siehe Abschnitt 4.1) mußte festgestellt werden, daß außer den induktiven Sensoren ein weiteres, unabhängiges Längenmeßsystem integriert werden muß. Daher wurden zusätzlich drei mechanische Taster der Firma Heidenhain, die jeweils entlang der Translatorachse angeordnet sind, eingebaut. In dem gesamten Aufbau sind weiterhin die drei Meßbrücken für die kapazitive Parallel-Justierung (siehe 3.2.3) und eine Temperatursonde Pt100 integriert. Die Temperatursonde wird im Zusammenhang mit der Luftdichtekorrektion benötigt.

3.2.3. Entwicklung der Parallel-Justierelektronik

Wie oben bereits begründet wurde, ist eine parallele Ausrichtung der Eintrittsfolie zum Wafer essentiel. Für eine solche Justierung wurde eine Elektronik basierend auf einer Kapazitätsmeßbrücke entwickelt.

Bevor die Einzelheiten der Elektronik vorgestellt werden, werden an dieser Stelle einige theoretische Betrachtungen zum Plattenkondensator als kapazitivem Wegaufnehmer vorgenommen werden.

Grundlagen zum Plattenkondensator

Beim kapazitiven Wegaufnehmer wird im allgemeinen die Beziehung zwischen den elektrischen und geometrischen Eigenschaften eines Kondensators ausgenutzt, um mechanische Größen in elektrische umzuformen. So gilt für die Kapazität C eines idealen Plattenkondensators mit der Fläche A und dem Plattenabstand d:

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_o A}{d}\,. \tag{3.1}$$

Hierbei ist die relative Dielektrizitätskonstante der Luft ϵ_r= 1 und die elektrische Feldkonstante $\epsilon_o = 8,85418782\ 10^{-12}$ F/m. In der Abbildung 3.8 ist C als Funktion für die auf dem Wafer realisierbaren und sinnvollen Kondensatorflächen von 200 mm^2 bis 50 mm^2 dargestellt. Die Gleichung 3.1 gilt nur für einen Plattenkondensator mit homogenem Feld, d.h. für einen unendlich großen Kondensator. Das elektrische Feld eines geladenen realen Plattenkondensators ist nur im Innenbereich zwischen den Platten homogen. Am Rande greift es in den umgebenden Raum, wie in der Abbildung 3.9 dargestellt, über. Durch die Einführung einer sogenannten Schutzringelektrode (Engl. “guard-ring“) werden die hierdurch bedingten Abweichungen deutlich verkleinert.

Die Realisierung einer solchen Schutzringelektrode ist in der Abbildung 3.9 dargestellt. Diese Anordnung eines Kondensators mit einer zusätzlichen Schutzringelektrode ergibt einen annähernd idealen Plattenkondensator. Wenn die Schutzringelektrode ausreichend breit ist und das gleiche Potential wie die mittlere Elektrode besitzt, befindet sich im Innenbereich zwischen den Platten ein homogenes elektrisches Feld.

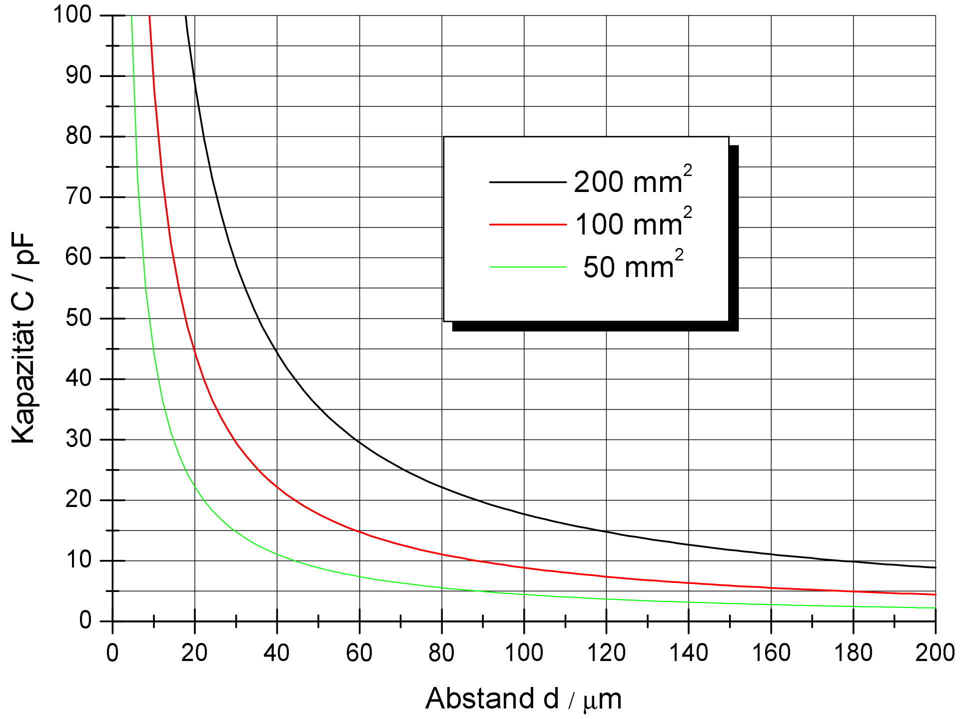


Abbildung 3.8.: *Kapazität als Funktion des Abstandes der Elektroden eines Plattenkondensators für verschiedene Kondensatorflächen.*

Die am Rande in den umgebenden Raum übergreifenden Feldlinien haben somit keinen Einfluß auf den Zustand der mittleren Elektrode. Obwohl geometrisch ideale Bedingungen (w $\rightarrow$ 0; B $\rightarrow \infty$) (siehe Abbildung 3.9) praktisch nicht erfüllt werden können, verbessert die neue Anordnung die Übereinstimmung mit der Gleichung 3.1 erheblich. Daß heißt, für den inneren Teilkondensator gilt:

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_o \pi r_1^2}{d} . \tag{3.2}$$

Restlichen Abweichungen haben folgende Gründe:

1. Zwischen dem Außenrand der Mittelelektrode und der Schutzringelektrode existiert ein freier Raum mit der Breite w (Spaltbreite). Somit greifen Teile der Feldlinien am Rande der Mittelelektrode in diesen Spalt hinein. Der Einfluß ist von der Spaltbreite w und dem Elektrodenabstand d abhängig (siehe

Abbildung 3.10). Dies kompliziert die Gleichung 3.2 und bewirkt eine Linearitätsabweichung für die Beziehung d $\propto$ (1/C).

2. Die endliche Größe der Schutzringelektrode. Es ist deutlich zu sehen, daß mit der Breite der Schutzringelektrode der Einfluß der Feldlinienstreuungen an ihrem Rand abnimmt (siehe Abbildung 3.11). Daraus folgt, daß der Kondensator eine genügende Breite B der Schutzringelektrode erhalten muß (im Folgenden als Schutzringbreite bezeichnet). Für die Optimierung der Baugröße muß B gerade so groß gewählt werden, wie es die angestrebte Genauigkeit erfordert.

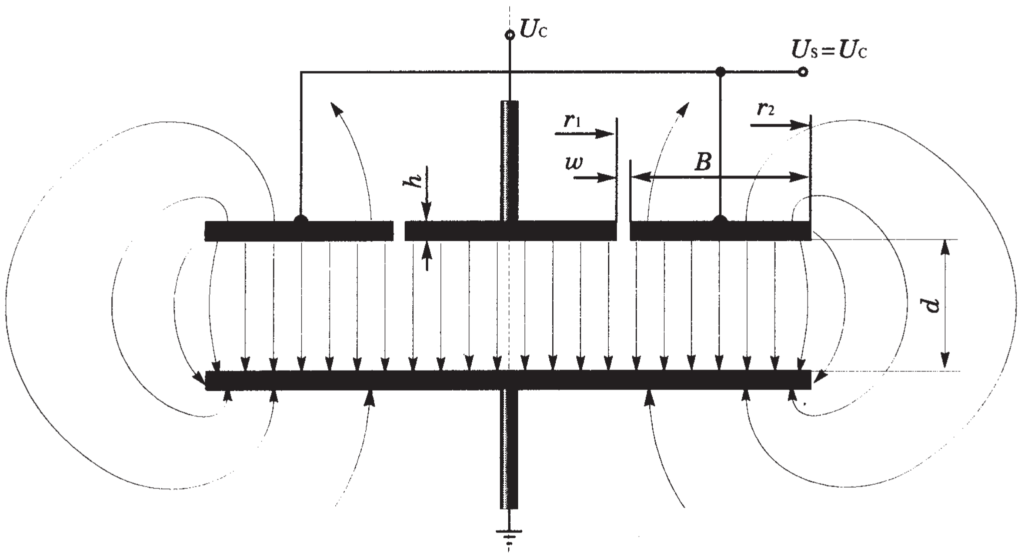


Abbildung 3.9.: *Plattenkondensator mit Schutzringelektrode [Zhao95].*

Einfluß der Spaltbreite w eines Plattenkondensators mit Schutzringelektrode

Bei großem Plattenabstand (d/w $\gg$ 1) eines Plattenkondensators mit Schutzringelektrode sind die am Schutzringspalt austretenden Feldlinien in der Nähe der Gegenelektrode zu dieser wieder senkrecht (Abbildung 3.10), die Äquipotentiallinien also parallel zur Gegenelektrode und vom Mittelpunkt O bis r > r_1 + w unverändert eben. Das heißt, der Gradient des Potentials (dU/dz) ist bei großem Plattenabstand in der Nähe der Gegenelektrode konstant und das Feld homogen. Die Feldstärke ist dort gleich wie bei einer Platte ohne Spalt. Wenn der Radius r_1 genügend groß ist,

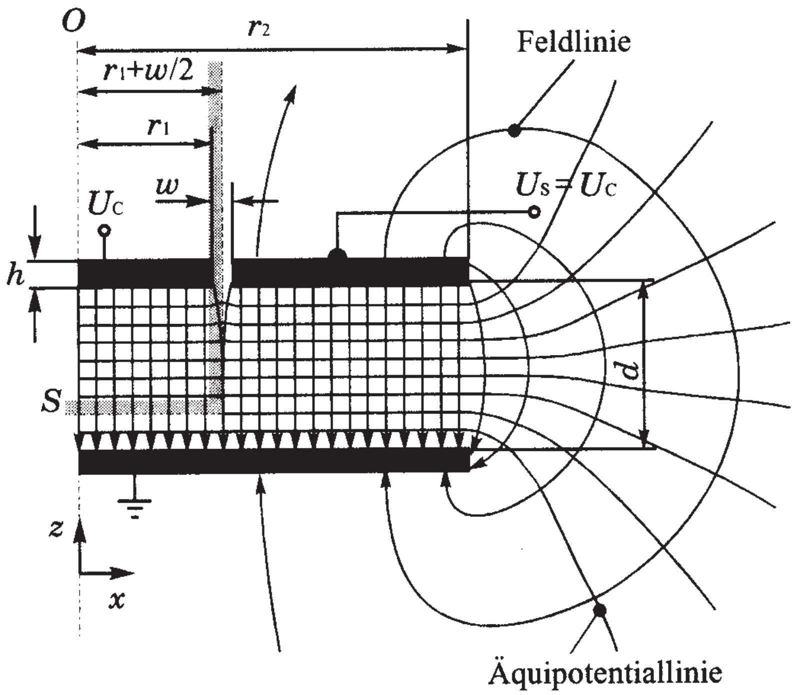


Abbildung 3.10.: *Der Verlauf der elektrischen Feldlinien und Äquipotentiallinien [Zhao95].*

so daß der Spalt als quasigerade betrachtet werden kann, ist die effektive Fläche der Mittelektrode um die halbe Spaltbreite w/2 vergrößert, weil die Scheibe S mit dem Radius (r + w/2) alle Feldlinien aus der Mittelelektrode erfaßt. So ergibt sich die Kapazität für großen Plattenabstand (d/w $\gg$ 1) und großen Radius ($r_1/d \gg 1$):

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_o \pi \left(r_1^2 + \frac{w}{2}\right)^2}{d} = \frac{\epsilon_r \epsilon_o \pi r_1^2}{d} \left(1 + \frac{w}{2r_1}\right)^2 . \tag{3.3}$$

Weitere genauere Analysen des Einflusses von Spaltbreite w bei kleinen Plattenabständen wurden durch verschiedene Rechenmodelle abgeschätzt. Die wichtigsten Modelle in diesem Zusammenhang sind das Modell nach Maxwell [Max04] und das nach Rosa & Dorsey [Rosa07]. Bezogen auf die Verhältnisse auf dem realisierten Wafer ergibt sich hierbei lediglich ein Unterschied von maximal 0,05 % gegenüber der oberen Abschätzung (Gleichung 3.3).

Bei dem entwickelten Wafer-Design wurde 2 μm als Spaltbreite für die Kondensatorflächen gewählt, was bei einem typischen Plattenabstand von 100 μm die Forderung d/w $\gg$ 1 erfüllt. Angesichts der großen Kondensatorflächen (78,114 mm^2 oder 181,514 mm^2) ist der Randeffekt weitgehend zu vernachlässigen, da dieser nur etwa 0,05 % beträgt. Interessanter ist in diesem Zusammenhang die Betrachtung der Sammelelektrodenfläche. Hier muß der Randeffekt bei den Abmessungen von 1mm x 1mm und der Spaltbreite von 2 μm mit 0,2 % berücksichtigt werden.

Einfluß der Schutzringbreite B eines Plattenkondensators mit Schutzringelektrode

Ein Plattenkondensator mit Schutzringelektrode kann als ideal behandelt werden, wenn die Spaltbreite genügend klein (w $\ll$ d) und die Schutzringbreite B ausreichend groß ist. Für die optimale Konstruktion eines Plattenkondensators mit Schutzringelektrode muß man den Einfluß der Schutzringbreite berücksichtigen, um gute Linearität und gute Abschirmung zu erreichen. Moon & Sparks haben einige Experimente durchgeführt, um den Einfluß der Schutzringbreite zu quantifizieren [Moon48]. Sie setzten Metallringe unterschiedlicher Radien r ($r_m < r < r_0$) zwischen die Elektroden eines Plattenkondensators (siehe Abbildung 3.11). Hierbei ist r_m der Radius des Schutzspaltes zwischen Mittelelektrode und Schutzringelektrode und r_0 der effektive Außenradius der Schutzringelektrode. Bei konstantem Abstand d_0 ändert sich die Kapazität mit dem Radius r_0. Untersucht wurde die Abhängigkeit der Differenz ΔC zwischen gemessener Kapazität C und der Kapazität C_0 des Plattenkondensators ohne Metallring von der relativen Schutzringbreite B/d_0. Bei größerer Schutzringbreite B = r_0 - r_m ist die relative Änderung der Kapazität $\Delta C/C_0$ kleiner als bei kleinen B. Je nachdem, ob der Metallring mit der Gegenelektrode oder mit der Schutzringelektrode verbunden ist, hat er unterschiedlichen Einfluß auf die Kapazität (Kurve (a) und (b) in Abbildung 3.11). Der Einfluß des Metallringdurchmessers auf die Kapazität ist bei größerer Schutzringbreite B (B/$d_0 > 2,5$) kaum noch nachweisbar. Das heißt, die Kapazität des Plattenkondensators wird von fremden Körpern, hier dem Metallring, nicht mehr beeinflußt, wenn die Schutzringbreite größer als etwa 2,5 d_0 ist.

Um die Einflüsse der Schutzringbreite besser zu quantifizieren, wurden auch theoretische Modelle betrachtet. So haben Heerens & Vermeulen ein Modell für die Berechnung eines derartigen Plattenkondensators entwickelt [Herr75]. Das wesentliche

Ergebnis dieser Berechnungen ist, daß der Einfluß der Schutzringbreite bei mehr als dem Dreifachen des maximalen Plattenabstandes d_{max} kleiner als 0,01 % ist.

Bei dem Wafer-Design wurde eine Schutzringbreite von mindestens 2,5 mm gewählt, was dem Fünffachen des maximalen Plattenabstandes von 0,5 mm entspricht.

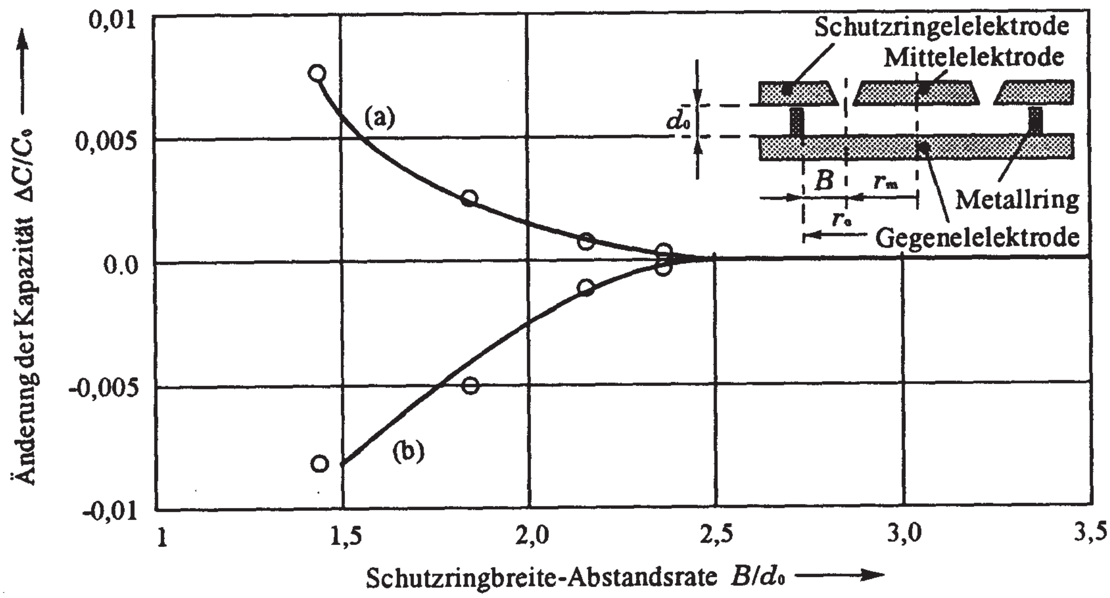


Abbildung 3.11.: *Änderung der Kapazität mit der Schutzringbreite [Herr75]:*
(a) wenn der Metallring mit der Gegenelektrode verbunden ist,
(b) wenn der Metallring mit der Schutzringelektrode verbunden ist.

Einfluß der Parallelität beim Plattenkondensator

Die Gleichungen 3.1, 3.2 und 3.3 gelten für Plattenkondensatoren mit parallelen Platten. Bei geringfügiger Nichtparallelität kann man den Mittenabstand einsetzen; bei größerer Parallelitätsabweichung muß dies noch korrigiert werden [Rosa07].

Da die entwickelte Elektronik keine größere Nichtparallelität als maximal einen Keilwinkel von 250 μrad zwischen den Kondensatorplatten erlaubt, spielt dieser Effekt bei der MEK eine vernachlässigbare Rolle (relative Standard-meSSunsicherheit kleiner als 0,01 %). Zur Verdeutlichung ist in der Abbildung 3.12 die Abweichung von der Reziprozität von Kapazität und Plattenabstand als Funktion des Plattenabstandes bei unterschiedlicher Abweichung von der Parallelität dargestellt. Die Angaben sind auf eine Kapazität von 10 pF bezogen, die der gewählten Referenzkapazität der entwickelten Elektronik entspricht.

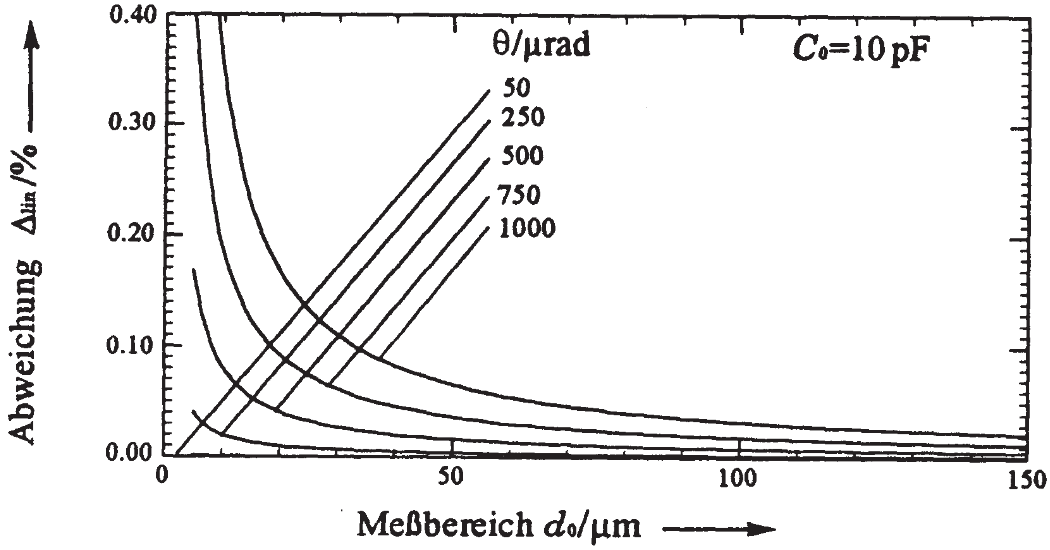


Abbildung 3.12.: *Abweichung von der Reziprozität von Kapazität und Plattenabstand bei verschiedenen Keilwinkeln θ zwischen den Kondensatorplatten als Funktion des Plattenabstandes [Zhao95].*

Parallel-Justierungselektronik

Für die Parallel-Justierung des Wafers zur Eintrittsfolie werden an drei Stellen des Wafers gleiche Abstände zwischen diesem und der Eintrittsfolie eingestellt. Diese drei "Stellen" sind die drei Kondensator-Flächen C_{A2}, C_{A4} und C_{A6}, die mit einer geeigneten Kapazitätsmeßtechnik hierfür verwendet werden. Nimmt man an, daß die Wafer- und Eintrittsfolienfläche jeweils eben sind, kann eine Flächen-Parallelität angenommen werden.

Bei kleinen Kapazitätsänderungen werden zur Erzielung ausreichender Auflösung und geringer Standard-Meßunsicherheit in der Kapazitätsmeßtechnik Wechselstrombrücken verwendet [Zhao95] und [Kne63]. Dieses Verfahren mit Nullabgleich weist eine hohe Empfindlichkeit und eine geringe Meßunsicherheit auf. Die Abbildung 3.13 zeigt schematisch die verwendete Kondensator-Wechselstrombrücke mit 2 Wechselspannungsquellen und zwei passiven Bauelementen C_m und C_r. Der Kondensator C_m ist einer der drei oben genannten Abstandskapazitäten C_{A2}, C_{A4}, C_{A6} und C_r der Referenzkondensator. Im Abgleichfall, $I_0 = I_m$ - $I_r = 0$ gilt dann:

$$\frac{U_m}{\frac{1}{j\omega C_m}} = \frac{U_r}{\frac{1}{j\omega C_r}} \qquad \Rightarrow \qquad \frac{U_m}{U_r} = \frac{C_r}{C_m}\,. \tag{3.4}$$

Hierbei ist U_r die Spannung am Referenzkondensator und U_m die Spannung an einer Wafer-Abstandskapazität. Diese Beziehung ist unabhängig von der Frequenz der Spannungsquellen. Vorteilhaft bei dieser Schaltung ist die Tatsache, daß die Störeinflüsse durch die Kapazität C_K der Zuführungen zu den beiden Mittelelektroden von C_r und C_m durch das im Abgleichfall ($I_0 = 0$) im Punkt K (siehe Abbildung 3.13) entstehende virtuelle Massepotential unterdrückt werden.

Bei bekanntem Verhältnis U_m/U_r, bekannter Größe der Referenzkapazität und bekannter Wafer-Kondensatorfläche A läßt sich der Plattenabstand für den Fall des Abgleichs d_{abgl} bestimmen zu:

$$d_{abgl} = \frac{U_r}{U_m} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{C_m}\,. \tag{3.5}$$

Die entwickelte Elektronik besteht aus drei baugleichen Kapazitätsbrücken, die mit dem gleichen Spannungsverhältnis betrieben werden. Sind alle drei Brücken abgeglichen, so sind ebenfalls alle drei Abstände gleich. In der aufgebauten Elektronik sind die drei Referenzkapazitäten auf je einer Platine in dem MEK-Gehäuse untergebracht, wohingegen sich die restliche Elektronik außerhalb befindet. So wird der mögliche Einfluß von Streukapazitäten durch kurze und gleich lange Leitungen minimiert. Bedingt durch die Baugleichheit der Platinen sollten mögliche Streukapazitäten einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die parallele Ausrichtung haben, da alle Abstände durch die gleiche Streukapazität beeinflußt werden. Da weiterhin für die absolute Abstandsbestimmung ein anderes Verfahren gewählt wurde, ist das Problem der Streukapazitäten von untergeordneter Rolle.

Die drei Referenzkapazitäten wurden so ausgewählt, daß die maximale relative Abweichung der einzelnen Kapazitäten unter 1,5 % liegt. Das bedeutet, daß die ein-

Design	U_r/U_m	d_{abgl} / μ m
Erstes Design mit A = 181,5 mm^2	1 0,5	157,6 78,8
Zweites Design mit A = 78,1 mm^2	1 0,5	67,8 33,9

Tabelle 3.2.: *Einstellungen der Parallel-Justierelektronik mit einer Referenzkapazität C_r = 10,2 pF. Die Abgleichabstände d_{abgl} ergeben sich direkt aus dem Verhältnis der Referenzspannung zu der Wafer-Abstandskapazitäts-spannung sowie aus der Fläche der Wafer-Abstandskapazität (siehe Gleichung 3.5).*

gestellten Abstände mit etwa diesen relativen Standard-Meßunsicherheiten behaftet sind. Der Wert der Referenzkapazitäten von 10,2 pF ist mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von 2 % versehen. Die Elektronik erlaubt die Einstellung von zwei Spannungsverhältnissen U_r/U_m und zwar 1 und 0,5.

Somit ergeben sich bei den beiden mit unterschiedlichen Kondensatorflächen realisierten Multielekroden-Designs, wie in der Tabelle 3.2 dargestellt, verschiedene Abgleichabstände. Die Wahl der Parameter war so gewählt, daß die Abgleichabstände in dem gewünschten Abstandsmeßbereich von 20 bis 250 μm lagen.

Im Prinzip läßt sich mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik also eine absolute Kammertiefe einstellen. Diese Kammertiefe ist allerdings wegen unvermeidbarer Streukapazitäten und Leitungskapazitäten C_{Km} und C_{Kr}, die nicht direkt bestimmt werden können, zu ungenau, so daß sie nur als erster Ausgangswert verwendet werden kann. Die genaue absolute Kammertiefe läßt sich mit Hilfe der Spannungssprung-Methode (siehe Abschnitt 4.5.1 auf elektrische Weise bestimmen.

3.2.4. Entwicklung der Multielektrometer-Elektronik

Für die Bestimmung der Wasser-Energiedosisleistung ist die Messung des Ionisationsstromes bei verschiedenen Kammertiefen und die Extrapolation der Steigung $(\Delta I/\Delta l)$ auf die Kammertiefe $l = 0$ notwendig. Auf das Strommeßgerät wird im folgenden eingegangen. Es wurde so ausgelegt, daß in einem Strombereich von

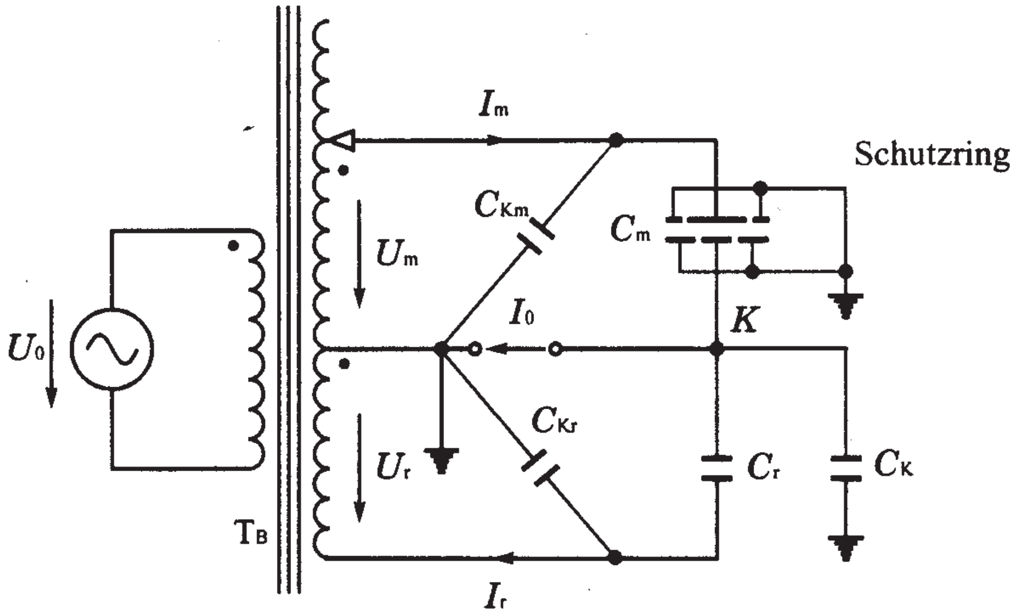


Abbildung 3.13.: *Prinzipskizze einer Kapazitätsmeßbrücke. Dieses Prinzip liegt der entwickelten Elektronik für die Parallel-Justierung des Wafers zur Eintrittsfolie zugrunde.*

$5x10^{-14}$ A bis 10^{-11} A mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von besser als 0,5 % gemessen werden kann. Dieser Strombereich ergibt sich aus einer Abschätzung, die den geforderten Dosisleistungsbereich und die geforderte Ortsauflösung berücksichtigt.

Wie oben beschrieben, können mit dem segmentierten Wafer gleichzeitig bis zu 26 Sammelelektroden gemessen werden, von von dennen im vorliegenden Design 11 realisiert wurden (siehe Abbildung 3.4). Die dadurch mögliche Verkürzung der Meßzeit bleibt jedoch nur erhalten, wenn die Stromauslese der Sammelelektroden ebenfalls gleichzeitig ablaufen kann. Eine Lösung mit einzelnen kommerziell erhältlichen Elektrometern der geforderten Spezifikationen war aus finanziellen Gründen nicht möglich. Deshalb wurde eine spezielle, wesentlich preiswertere Elektronik unter der Leitung von Dr. G. Hilgers aus dem Fachlabor 6.53 "Strahlenmeß- und Datentechnik" der PTB entwickelt. In der Abbildung 3.14 ist ein vereinfachtes Schaltbild der Elektronik dargestellt.

Zur Messung sehr kleiner Gleichströme hat sich die in der Abbildung 3.14 schematisch dargestellte Schaltung bewährt. Das Meßprinzip beruht auf der Aufladung eines Kondensators im Rückkopplungskreis eines Operationsverstärkers (OPV) in einer definierten Zeitspanne (Integrator). Der zu messende Strom I bewirkt an dem Kondensator C in einer Zeitspanne Δt eine Ausgangsspannungsänderung ΔU , so daß gilt:

$$I = -\frac{\Delta U\ C}{\Delta t}\,. \tag{3.6}$$

Die Elektrometer befinden sich in zwei Gehäusen mit je 5 Standard-Europa-Karten, die im folgenden mit A0 bis A9 gekennzeichnet werden. Auf jeder Karte befinden sich vier Kanäle (im folgenden mit K1 bis K4 gekennzeichnet), die parallel ausgelesen werden können. Die einzelnen Elektrometerkarten sind mit drei verschieden großen Nenn-Kapazitäten bestückt, und zwar jeweils mit C_1 = 100 pF, C_2 = 1 nF und C_3 = 10 nF, die das Messen in drei verschiedenen Strombereichen erlauben. Die Kapazitäten sind so dimensioniert, daß in dem oben geforderten Strombereich mindestens 10 Messungen je 100 s durchgeführt werden können, ohne daß die Kapazität entladen werden muß. Für das Starten und das Beenden der Messung sowie das Setzen der freien Parameter wie

- Anzahl der Elektrometerkarten KN_i (mit i= 1, 2, ..., 10),
- Zeitintervall t_i für die kontinuerliche Weiterschaltung der einzelnen Elektrometerkarten an die Voltmeter (mit t_1 = 0,133 s, t_2 = 0,2 s, t_3 = 0,4 s, t_4 = 0,8 s, t_5 = 1,333 s, t_6 = 2,0 s, t_7 = 4,0 s, t_8 = 8,0 s, t_9 = 13,333 s, t_{10} = 20,0 s, t_{11} = 40,0 s, t_{12} = 80,0 s),

ist die Steuerungskarte in einem separaten Gehäuse verantwortlich, die vom Rechner über eine IEEE-488-Schnittstelle angesteuert werden kann. Um Leckströme von mehr als 0,1 fA zu verhindern, wurden Reed-Relais mit einem genügend hohen Widerstand ($\geq 10^{14}\,\Omega$) gewählt. Das Auslesen der momentanen Spannungen an den vier Kondensatoren einer Elektrometerkarte geschieht parallel mit vier kommerziellen Multimetern der Firma Prema, Typ 5017, die ihrerseits mit dem Rechner ausgelesen werden können. Der Zeitpunkt der Spannungsmessung wird durch ein von der Steuerungskarte ausgelöstes, externes Triggersignal dem Voltmeter vorgeben. So wird zum Beispiel bei einer Wahl von fünf Elektrometerkarten ($KN_5 = 5$) und einem Schaltzeitintervall von t_{10} = 20,0 s jeder Elektrometerkanal nach einer Zeit von $\Delta t = KN_5\, t_{10}$ = 100 s solange ausgelesen, bis ein Stop-Signal kommt.

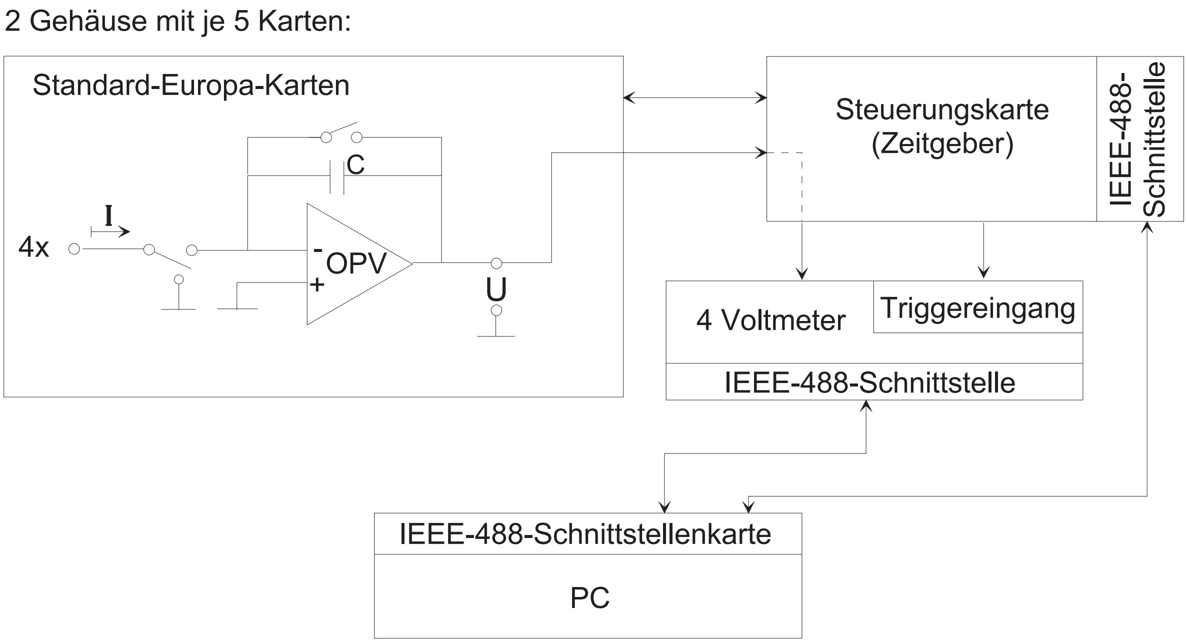


Abbildung 3.14.: *Vereinfachter Schaltbild des entwickelten 40 Kanal-Multielektrometers zur parallelen Messung der Ionisationsströme der MEK*

Wie aus der Gleichung 3.6 ersichtlich, gehen in die Gesamt-Standard-Meßunsicherheit des Stromes die Standard-Meßunsicherheit des Rückkoppelkondensators, des Zeitgebers, des Voltmeters und die zeitlichen Schwankungen des Eingangsruhestromes des Operationsverstärkers ein. Für den Aufbau wurden folgende Komponenten bzw. Meßgeräte gewählt:

- Als Kapazitäten in der Rückkopplung wurden Polystyrolkapazitäten der Firma LCR Components verwendet. Diese zeichnen sich durch einen niedrigen Temperaturkoeffizienten von 0,02 % pro K und eine sehr gute Langzeitstabilität von $\pm(0,2\% + 0,4pF)$ aus.

- Ein programmierbarer Quarz-Oszillator wurde als Zeitgeber verwendet. Die relative Standard-Meßunsicherheit des gewählten Oszillators beträgt im Temperaturbereich von -10 ^oC bis +70 ^oC 0,02 % der Sollfrequenz. Der Zeitgeber kann mit einer vom Rechner vorwählbaren Frequenz Triggerimpulse an die Voltmeter senden.

- Die zeitlichen Schwankungen des Eingangsruhestromes des Operationsverstärkers innerhalb der Meßzeit müssen so gering sein, daß die relative Standard-Meßunsicherheit von etwa 0,5 % auch im unteren Strommeßbereich nicht überschritten wird. Dies bedeutet, daß bei einem Meßstrom von 100 fA der Eingangsruhestrom sich höhstens um 0,5 fA ändern darf. Dies ist gemäß der Spezifikation aus dem Datenblatt des verwendeten OPV der Firma National Semiconductor, Typ LMC6041, erfüllt. Dieser OPV ist mit einem extrem niedrigen Eingangsruhestrom von einigen fA sowie einer geringen Temperaturabhängigkeit von etwa 0,25 fA / K im Temperaturbereich von 20 bis 60 ^{o}C spezifiziert.

- Der Integrator wird bei einer Ausgangsspannung U im Bereich von 0,1 V bis 5 V betrieben. Das für die Messung von U verwendete Digitalvolmeter mißt in diesem Bereich mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von $\leq$ 0,1 %.

3.3. Kommerzielle Komponenten des MEK-Meßstandes

3.3.1. Rechnergesteuerte Spannungsquelle

Die Kammerspannung U_K geht einerseits durch die Sättigungkorrektion k_{sat} (siehe Abschnitt 5) in die Bestimmung des Ionisationsstromes ein, andererseits kann die zeitlichen Schwankungen der Kammerspannung die Bestimmung des Ionisationsstromes verfälschen.

Infolge von Fluktuationen der Kammerspannung U ergeben sich Stromschwankungen I_{Drift}, die dem Ionisationsstrom überlagert sind:

$$I_{Drift} = \frac{dU}{dt} C_K \, . \tag{3.7}$$

Da bei der Integration kurzzeitige Stromschwankungen ohne Gleichstromanteil herausfallen, sind nur die langsamen Fluktuationen mit Gleichstromanteil von Bedeutung. Bei einer Drift der Kammerspannung ΔU innerhalb der Meßzeit Δt wird ein Ionisationsstrom von

$$I_{Drift} = \frac{\Delta U C_K}{\Delta t} \tag{3.8}$$

vorgetäuscht. Ein Strom I_{Drift} = 0,1 fA (unter 0,5 % des minimalen Meßstroms) entspricht demnach bei einer maximalen Kammerkapazität von etwa 0,2 pF (Kammertiefe 50 μm und Elektrodenfläche 1 mm^2) und einer typischen Meßzeit von t = 100 s einer Spannungsänderung ΔU = 50 mV. Bei einer Kammerspannung von 10 V sollte während der Meßzeit um nicht mehr als 50 mV driften.

Bei den verwendeten Kammerspannungen zwischen 5 V und 30 V hängt die Sättigungskorrektion nur relativ gering von der Kammerspannung ab. Bei einer Kammertiefe von 100 μm und einem durch eine Betaquelle erzeugten Ionisationsstrom von 0,5 pA führt eine Schwankung der Kammerspannung um 1 % nur zu einer Änderung des Sättigungskorrektionsfaktors von 0,02 %.

Die im Meßstand verwendete Spannungsquelle ist eine rechnergesteuerte Spannungsquelle, die im Elektrometer der Firma Keithley Model 617 integriert ist. Die Spannung kann man im Spannungsbereich von -102 V bis 102 V in 50 mV Schritten einstellen. Die angegebene Genauigkeit innerhalb eines Jahres im Temperaturbereich von 18 ^oC bis 28 ^oC ist ± (0,2 % + 50 mV). Der Temperaturkoeffizient in diesem Bereich ist mit ± (0,005 % + 1mV) pro K angegeben. Eine eigene Langzeituntersuchung der Stabilität der Quelle über 24 Stunden mit einer Zeitauflösung von 300 s Minuten ergab eine maximale Abweichung, die kleiner als ± 1 mV ist.

3.3.2. Meßgeräte für die Klimadaten

Die Luftdichte in der Extrapolationskammer geht direkt in die Berechnung der Luftmasse im Sammelvolumen ein. Die relative Standard-Meßunsicherheit dieser Größe sollte nicht mehr als 0,2 % betragen. Verteilt man diese Meßunsicherheit gleichmäßig auf die Meßgrößen Lufttemperatur T, Luftdruck p und Luftfeuchte r, die für die Berechnung der Luftdichte benötigt werden, so erhält man jeweils relative Standard-Meßunsicherheiten von etwa 0,1 %. Bei den Messungen erfolgt im allgemeinen eine Korrektion der Daten auf die Bezugsbedingungen T = 293,15 K, p = 101300 Pa und r = 45 %.

In guter Näherung läßt sich die Luftdichte ρ im Bereich der Lufttemperatur von 15 ^{o}C bis 25 ^{o}C aus der folgenden Zahlenwertgleichung berechnen:

$$\rho = \rho_0 \frac{2,9053p - 0,02563r \left(\frac{T}{293,15}\right)^{17,97}}{T}, \tag{3.9}$$

hierbei sind:

T	die absolute Lufttemperatur in K,
p	der Luftdruck in kPa,
r	die relative Luftfeuchte in %,
ρ_0	die Luftdichte bei Bezugsbedingungen mit $\rho_0 = 1,1995\ kg/m^3$.

Messung der Lufttemperatur T

Gemäß der Gleichung 3.9 geht die relative Standard-Meßunsicherheit der Temperatur näherungewise linear in die Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der Luftdichte ein. Demnach entspricht die angestrebte relative Standard-Meßunsicherheit der absoluten Temperaturmessung von mindestens 0,1 % einer Standard-Meßunsicherheit von 0,3 K. Daher sollte das Temperaturmeßgerät eine Standard-Meßunsicherheit von besser als 0,3 K besitzen.

Als Thermometersonde wird ein Platinsensor Pt100, der auf der Basis einer Widerstandsmessung funktioniert, verwendet. Die Vierdraht-Widerstandsmessung mit Linearisierung wird mit dem Digitalmultimeter der Firma Prema durchgeführt, der hierzu eine eingebaute Schnittstelle besitzt. Die Sonde ist im Temperaturbereich von 18 bis 28 ^oC mit einer Auflösung von 0,001 K und einer Standard-Meßunsicherheit von ± 0,05 K spezifiziert. Eine Kalibrierung der verwendeten Sonde auf ± 0,1 K wurde mit einem kalibrierten Thermometer durchgeführt.

Messung des Luftdrucks p

Entsprechend der Temperatur soll der Luftdruck mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von höchstens 0,1 %, also 100 Pa, gemessen werden. Hierfür wurde ein elektronisches Barometer Typ 370 der Firma Setra eingesetzt. Im Luftdruckbereich von 80 bis 110 KPa und dem Temperaturbereich von 0 bis 45 ^oC ist das Gerät mit einer Standard-Meßunsicherheit von 20 Pa durch den Hersteller zertifiziert. Mit Hilfe einer RS-232-Schnittstelle kann der Rechner durch eine serielle Schnittstelle den Meßwert auslesen.

Messung der relativen Luftfeuchtigkeit r

Abweichungen der relativen Luftfeuchtigkeit vom Referenzwert 45 % erfordern nur eine verhältnismäßig kleine Korrektion (siehe Gleichung 3.9). In der Nähe der Bezugsbedingung verursacht eine Änderung der Luftfeuchtigkeit um 10 % erst eine relative Änderung der Luftdichte um 0,1 %. Deshalb muß zur Einhaltung der geforderten Standard-Meßunsicherheit der Luftdichte die relative Luftfeuchte nur mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von 10 % gemessen werden.

Für die Messung der Luftfeuchte wurde das Hygrometer MP 100A der Firma Rotronik verwendet. Dieser Fühler ist im Bereich von 5 bis 95 % relative Luftfeuchte mit ± 2% Luftfeuchte durch den Hersteller spezifiziert. Der Meßwert wird in Form einer analogen elektrischen Spannung zur Verfügung gestellt. Dabei entsprechen 0 V einer relativen Luftfeuchte von 0 % und 1 V einer von 100 %. Die Spannung wird mit dem Multimeter mit Scanner ausgelesen.

3.3.3. Multimeter mit 80-Pol Scanner

Für die Auslese des Pt100-Temperatursensors, der Gleichspannung der Hygrometersonde und der Wechselspannungen der Elektronik für die kapazitive Abstandsmessung wird ein 7 $\frac{1}{2}$ stelliges Digitalmultimeter mit 80 Pol Scanner Typ 5017 SC der Firma Prema eingesetzt. Der Scanner wird im 4-Pol Modus betrieben, so daß man 20 4-Pol Eingänge nutzen kann. Das Gerät wird mit Hilfe einer IEEE-488-Schnittstelle mit einem Rechner ausgelesen. Alle geforderten Meßgenauigkeiten werden durch das Meßgerät gut erfüllt.

4. Untersuchung der einzelnen Komponenten des MEK-Meßstandes

4.1. Untersuchung der Translationsmechanik der MEK

Für die Bewegung der Wafer-Elektrode gegen die Eintrittsfolie sind, wie bereits im Abschnitt 3.2.2 beschrieben, drei Piezo-Makrotranslatoren verantwortlich. Durch die Regelung mit einem rückgekoppelten induktiven Abstandssensor, der wegen der Hysterese- und Drift-Effekte der Piezokeramik notwendig ist, sollte gemäß der Herstellerangaben eine Positionierungsgenauigkeit von besser als 0,05 μm und eine Reproduzierbarkeit von besser als 0,01 μm möglich sein. Diese Angaben sollten überprüft werden.

Da nicht nur die Translation in einem Punkt auf dem Wafer von Interesse ist, sondern die gesamte Bewegung der Wafer-Ebene verfolgt werden soll, müßte in drei Punkten auf dem Wafer gleichzeitig gemessen werden. Eine andere Möglichkeit, die Bewegung einer Ebene vollständig zu bestimmen, ist die Messung einer Punkt-Translation mit gleichzeitiger Messung zweier Kippwinkel. Im Fachlabor 5.31 "Maß und Form" der PTB war es möglich, die zweite Variante meßtechnisch zu realisieren.

In der Abbildung 4.1 ist der Aufbau für die Messung der Bewegung der Wafer-Ebene in der MEK dargestellt. Für diese Untersuchungen wurde der Ring-Einsatz mit der Eintrittsfolie entfernt, um so die Bewegung des Wafers optisch verfolgen zu

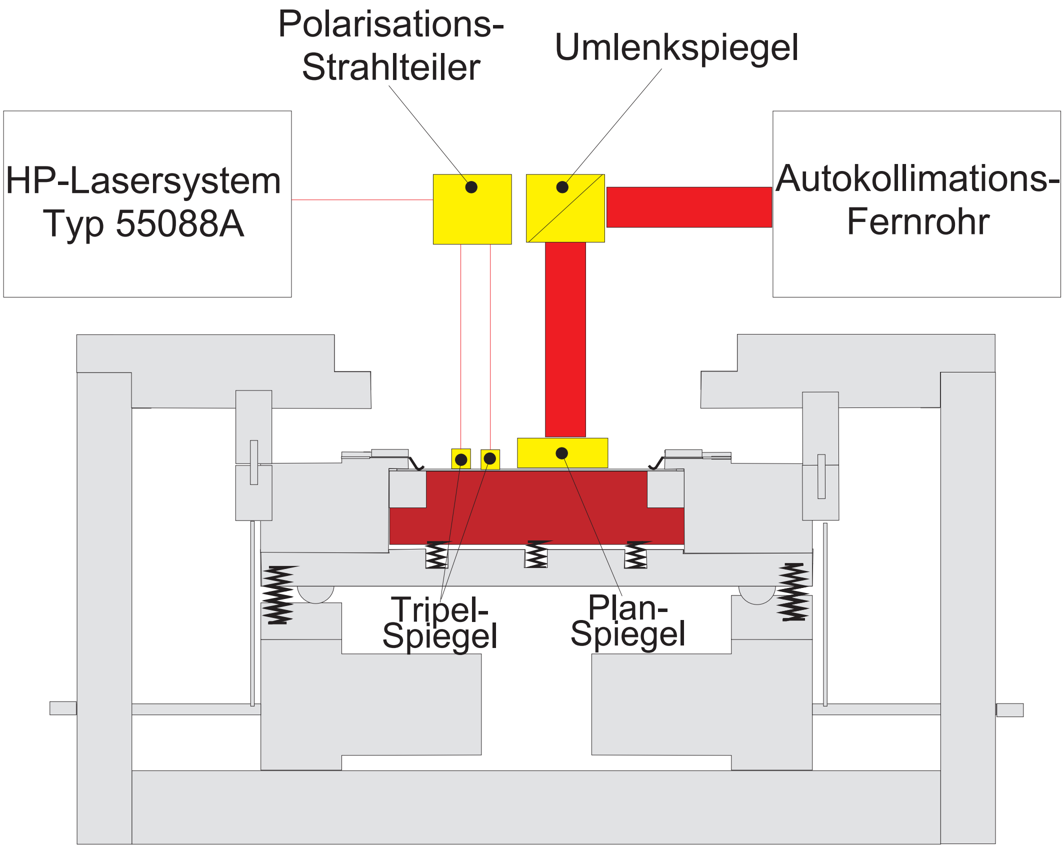


Abbildung 4.1.: *Meßaufbau für die Untersuchung der Bewegung der Wafer-Ebene in der MEK.*

können. Für die Messung der Punkt-Translation wurde ein 2 Moden-Interferometer der Firma HP, Typ 55088A, verwendet. Die Auflösung dieses Interferometers beträgt 10 nm, wohingegen die Standard-Meßunsicherheit bei etwa 50 nm liegt. Für die Rückreflexion sind zwei Tripelspiegel auf dem Wafer befestigt, in deren Mitte der Translations-Meßpunkt M angenommen wird (siehe Abbildung 4.2). Für die Messung zweier Kippwinkel wurde ein Autokollimationsfernrohr der Firma Möller-Wedel, Typ 2 Axis Elcomat, eingesetzt. Dieses optoelektronisch auslesbare Gerät hat eine Auflösung von 0,05 μrad und eine maximale Standard-Meßunsicherheit von 0,5 μrad. Weiterhin wurden ein Umlenkspiegel und ein auf dem Wafer befestigter Planspiegel für die Messung der Kippwinkel benötigt. Die für die Auswertung benötigten detaillierten geometrischen Verhältnisse können der Abbildung 4.2 entnommen werden.

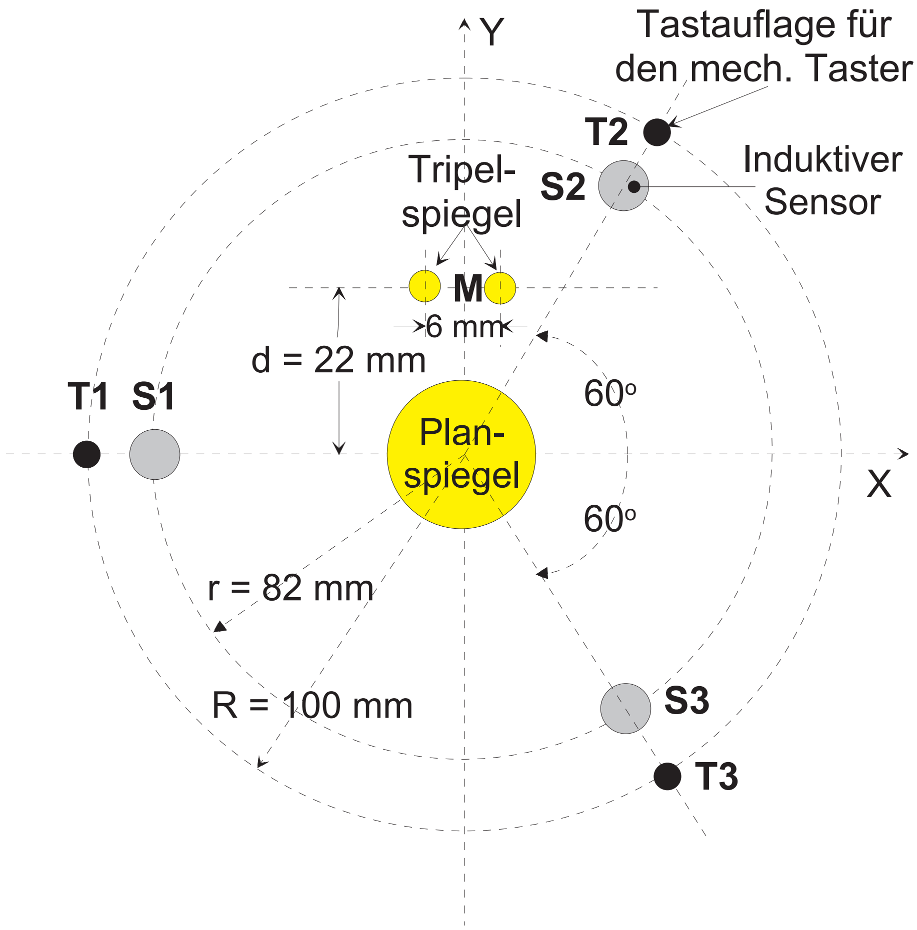


Abbildung 4.2.: *Detaillierte Darstellung der geometrischen Verhältnisse für die Untersuchung der Translationsmechanik (siehe Abbilgung 4.1).*

Vor der Durchführung der Messung wurde das Autokollimationsfernrohr entlang des Wafer-Koordinatensystems ausgerichtet, so daß zusammen mit der Angabe der Punkt-Translation h(M) eine Umrechnung auf die tatsächlichen Translationen h(S1), h(S2) und h(S3) in den induktiven Rückkoppelsensoren möglich ist und zwar durch die Gleichungen:

$$
\begin{aligned}
h(S1) &= h(M) - r\,tan(\alpha_y) - d\,tan(\alpha_x) \\
h(S2) &= h(M) - r\,cos(60^o)\,tan(\alpha_y) + (r\,sin(60^o) - d)\,tan(\alpha_x) \\
h(S3) &= h(M) - r\,cos(60^o)\,tan(\alpha_y) - (r\,sin(60^o) + d)\,tan(\alpha_x)\,,
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

Hierbei ist d = 22 mm und r = 82 mm, Die beiden Winkel α_x und α_y beschreiben die

Vorgabe/μm	h(M)/μm	$\alpha_x/\mu rad$	$\alpha_y/\mu rad$	h(S1)/μm	h(S2)/μm	h(S3)/μm
0	0	12,1	-0,5	0	0	0
100	100,25	34,9	100,9	91,4	105,5	102,3
200	201,15	47,0	196,9	184,2	211	206
300	302,50	51,9	288,1	278	316,3	310,6
400	404,15	48,5	373,5	372,7	421,3	416,1
500	505,80	34,0	451,1	468,3	525,4	522,3
600	607,50	8,2	518,5	565	628,6	629,1
700	709,15	-26,7	575,2	662,4	731	736,6
800	810,55	-69,8	617,1	761,7	831,9	843,5
900	911,65	-119,3	646,0	861,5	931,7	950,4

Tabelle 4.1.: *Zusammenstellung der vorgegebenen, der gemessenen (h(M), α_x, α_y) und der gemäß der Gleichungen 4.1 umgerechneten (h(S1), h(S2), h(S3)) Werte für die Untersuchung der Translationsmechanik.*

Kippung entlang der x- beziehungsweise der y-Achse des Wafers (siehe Abbildung 4.2).

Für die Untersuchung der Translationsmechanik wurden alle drei Achsen zugleich in 100 μm-Schritten bewegt. Nach jedem Schritt wurden die zwei Kippwinkel und die Punkt-Translation protokolliert. Aufgrund der Klimatisierung des Meßraumes auf $\pm$ 0,1 K konnten temperaturbedingte Effekte weitgehend ausgeschlossen werden.

Anschließend wurden gemäß der Gleichung 4.1 die tatsächlichen Translationen h(S1), h(S2) und h(S3) berechnet. In der Tabelle 4.1 sind die protokollierten Meßwerte und die berechneten Größen zusammengestellt. Wie man leicht sehen kann, weichen die gemessenen von den vorgegebenen Werten in nicht akzeptablem Maße ab. Zur besseren Verdeutlichung der Abweichungen ist in der Abbildung 4.3 das Verhältnis der gemessenen (MESS) und der vorgegebenen (VOR) Translationsdifferenz innerhalb des gesamten Hubbereiches von 1 mm für die drei induktiven Sensoren dargestellt. Diese Darstellung macht deutlich, daß die Regelung der Translatoren mittels dieser Sensoren eine starke Nichtlinearität aufweist.

Nur die Stabilität und Reproduzierbarkeit dieses Translationssystems wurde im für die Messungen ausreichendem Maße festgestellt und zwar konnte eine Stabilität von besser als 0,2 μm und eine Reproduzierbarkeit von besser als 0,25 μm festgestellt werden. Diese Angaben beziehen sich auf den klimatisierten Raum ($\Delta T \leq \pm$ 0,1 K), in dem die Messungen durchgeführt wurden. Da die Anforderungen nicht

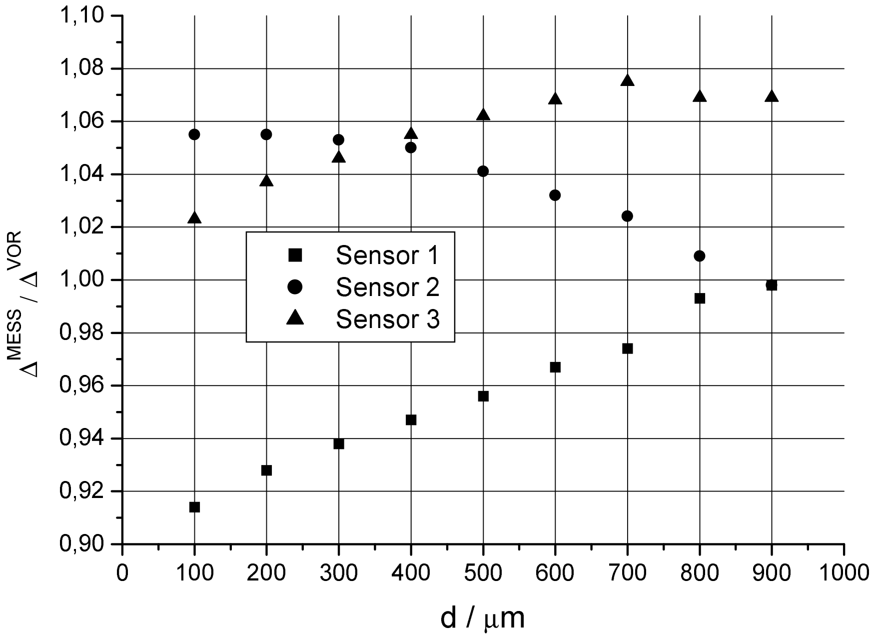


Abbildung 4.3.: *Verhältnis der gemessenen (MESS) und der vorgegebenen (VOR) Translationsdifferenz für die drei induktiven Sensoren entlang der Hubachse d. Die vorgegebene Translationsdifferenz Δ^{VOR} innerhalb des Hubbereiches von 1 mm betrug bei allen drei Sensoren jeweils 100 μm.*

erfüllt wurden, mußte ein weiteres, unabhängiges Längenmeßsystem der Firma Heidenhain, bestehend aus drei Tastern des Typs MT12B und einer Ausleseelektronik POSITIP 855 beschafft werden. Das Funktionsprinzip dieses Systems basiert auf dem Heidenhain-Diadur-Verfahren. Hierbei ist ein Präzisions-Glasmaßstab mit einer Strichgitter-Teilung starr mit dem Meßbolzen des Meßtasters verbunden. Die Abtastung dieses Maßstabs erfolgt photoelektrisch über Gegengitter und Photoelemente. Die bei der Verschiebung des Meßbolzens in den Photoelementen erzeugten Signale werden in der separaten Ausleseelektronik ausgewertet und angezeigt. Dieses Sys-

Vorgabe/μm	h(M)/μm	$\alpha_x/\mu rad$	$\alpha_y/\mu rad$	h(S1)/μm	h(S2)/μm	h(S3)/μm
0	0	0	0	0	0	0
100	99,95	1	1	99,8	100,1	99,9
200	200	1	-0,5	199,9	200,0	200,1
300	299,95	-1	2	300	300	299,7
400	399,9	1,5	1	399,7	400,1	399,9
500	500	0,5	1,5	499,9	500,1	499,9
600	600,05	1	2,5	599,9	600,3	599,8
700	700,1	1,5	0,5	699,9	700,2	700,1
800	800	-1	-1	800	799,9	800,1
900	899,9	-1	-2	900	899,7	900,1

Tabelle 4.2.: *Zusammenstellung der durch Heidenhain-Taster vorgegebenen, der gemessenen (h(M), α_x, α_y) und der gemäß der Gleichungen 4.1 umgerechneten (h(T1), h(T2), h(T3)) Werte für die Untersuchung der Translationsmechanik mit den Heidenhain-Tastern als Referenz-Meßsystem.*

tem sollte als Referenz für das Translationssystem dienen. Die Taster können gemäß der Herstellerangaben eine Standard-Meßunsicherheit von bis zu 0,5 μm aufweisen. Durch eine Selektion wurden allerdings drei Taster geliefert, die eine zertifizierte maximalen Standard-Meßunsicherheit von weniger als 0,1 μm über den gesamten Meßweg von 12 mm aufwiesen. Diese Meßtaster wurden, wie in den Abbildungen 3.6 und 4.2 dargestellt, entlang der Achsen der Piezo-Translatoren eingebaut.

Zusammen mit dem zusätzlichen Heidenhain-System wurden die Untersuchungen mit dem oben vorgestellten optischen System, bestehend aus dem Interferometer und dem Autokollimationsfernrohr, wiederholt. Diesmal wurde allerdings die Regelung auf der Basis des Heidenhain-Systems durchgeführt. Das heißt, die Werte für die rückgekoppelten induktiven Sensoren wurden solange rechnergesteuert verändert, bis die Heidenhain-Taster ihre Sollwerte erreicht haben. Wie man der Tabelle 4.2 entnehmen kann, konnte eine Übereinstimmung von besser als 0,3 μm innerhalb des gesamten Hubs zwischen den eingestellten Heidenhain-Taster-Werten und den optisch gemessenen und umgerechneten Werten festgestellt werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß für eine definierte Translation des Wafers das Piezo-Sensor-System allein nicht geeignet ist. Erst zusammen mit einem unabhängigen Längenmeßsystem, hier in Form des Heidenhain-Taster-Systems, ist eine ausreichend genau definierte Translation des Wafers möglich.

4.2. Untersuchung der Ebenheit der Wafer-Sammelelektroden

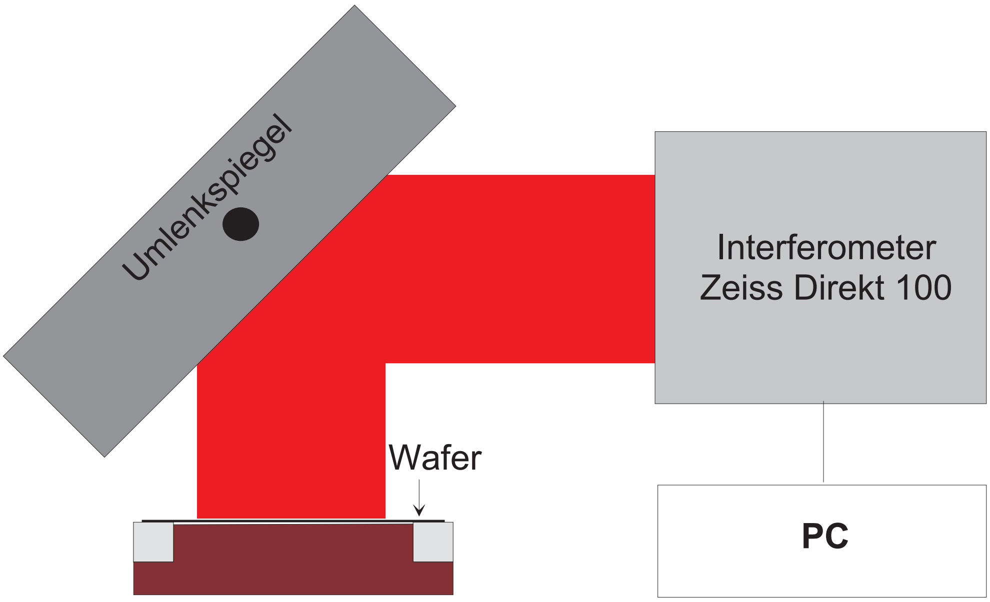


Abbildung 4.4.: *Schematischer Aufbau für die Untersuchung der Ebenheit der Wafer mit Hilfe eines Laser-Interferometermeßstandes.*

Aus folgenden Gründen sollten die verwendeten Wafer eine Ebenheit im Bereich von wenigen Mikrometern aufweisen:

- Damit auch bei der angestrebten minimalen Kammertiefe von 20 μm die Eintrittsfolie den Wafer nicht berührt, darf die Unebenheit des Wafers etwa $\pm$ 5 μm nicht überschreiten. Diese Forderung ergibt sich, da auch die Unebenheit der aufgespannten Folie und die mit Ungenauigkeit behaftete Parallel-Justierung des Wafers zur Eintrittsfolie berücksichtigt werden müssen.

- Da die Bestimmung der Kammertiefe außerhalb der eigentlichen Sammelelektroden geschieht (siehe Abbildung 3.3), ist eine Ebenheit von wenigen Mikrometern essentiell. Insbesondere bei der Untersuchung des Sättigungsverhaltens der Ionisationsströme bei kleinen Abständen wird eine genaue Kenntnis der Kammertiefe von einigen Mikrometern wichtig.

Eine Ebenheit von besser als $\pm 2\,\mu$m innerhalb des gesamten Wafers und besser als $\pm 0,5\,\mu$m im inneren Bereich (40 mm Durchmesser) wurde durch den Hersteller (CrysTec GmbH) angegeben.

Da ein aluminisierter Wafer die Qualität eines optischen Spiegels besitzt, ist es naheliegend, die Oberfläche direkt mit einem optischen Verfahren zu untersuchen.

Im Fachlabor 4.21 "Bildoptik und Spektrometrie" der PTB konnte für diese Untersuchung ein Laser-Interferometriesystem Direct 100 der Firma Zeiss eingesetzt werden [Küch90], [Frei90]. Dort wird dieses Gerät für die flächenhafte Prüfung optischer Bauteile wie Linsen, Spiegel, Prismen etc. eingesetzt. Das Meßprinzip beruht auf der direkten Messung der Fizeau-Kurven [Schr90]. Fizeau-Kurven entstehen an Stelle parallerer Streifen, wenn zwei verschiedene Oberflächen einen unregelmäßigen Luftzwischenraum bilden. Da die Punkte gleichen Luftabstandes verbinden, zeigen sich in Form von Höhenlienien mit dem Abstand $\lambda/2$ unmittelbar die Form einer Prüffläche an, wenn die Referenzfläche plan ist.

Eine Besonderheit des Systems ist die Echtzeit-Auswertung. Innerhalb von 2 bis 3 ms wird jeweils ein 2D-Interferogramm mit einer 480x480 Pixel-CCD-Kamera aufgenommen. In einem Rechner mit Video-Pipeline werden dann innerhalb von 40 ms aus nur einem einzigen Interferogramm die Phasenstreifen berechnet. Wegen der kurzen Zykluszeit von nur 40 ms ist es möglich, über viele Phasenbilder zu mitteln. Das verbessert die Statistik der Messung erheblich, mittelt aber vor allem den Einfluß von Luftschlieren heraus.

Mit Hilfe dieses Gerätes ist man in der Lage, Flächen bis zu einem Durchmesser von 150 Millimetern auf einmal interferometrisch zu messen. Die Auflösung des Systems liegt bei $\lambda/1000$ während die Standard-Meßunsicherheit mit etwa $\lambda/100$, zu veranschlagen ist. Bei dem standardmäßig verwendeten He-Ne-Laser mit $\lambda = 633\,nm$ liegt somit die Standard-Meßunsicherheit bei nur einigen Nanometern.

Der Meßaufbau ist in der Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Der im Interfero-

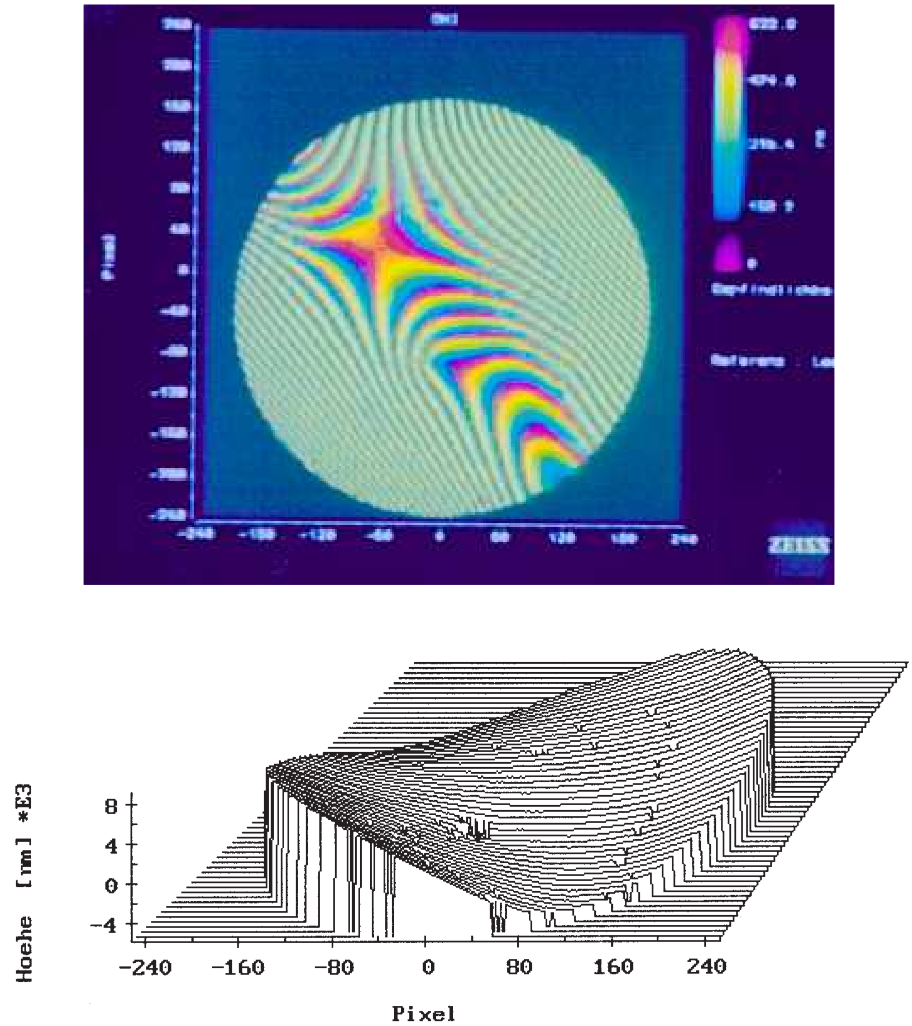
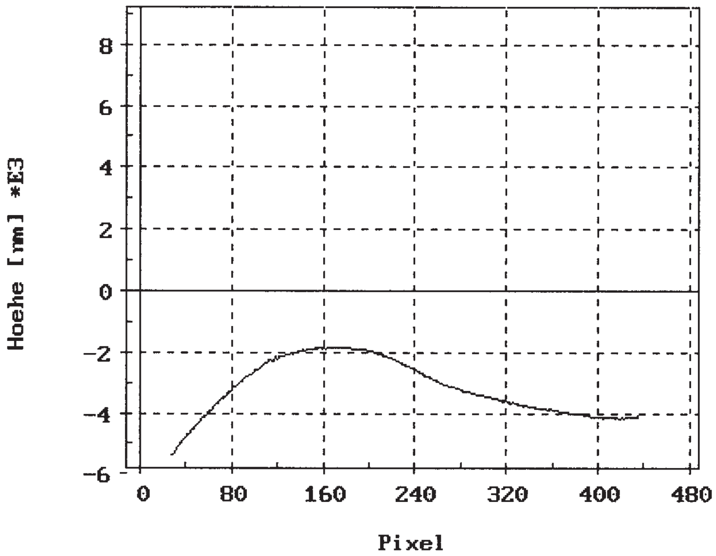


Abbildung 4.5.: *Oberfläche eines Saphir-Wafers. Oben: Interferogramm des inneren Bereiches (Durchmesser 50 mm). Unten: Quantitative 3D-Darstellung des oberen Interferogramms. Ein Pixel entspricht hierbei 0,125 mm. Die Höhe ist in μm angegeben.*



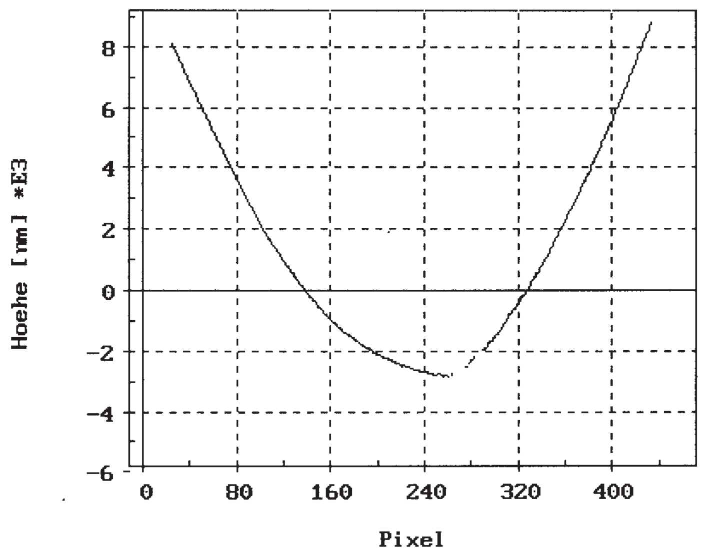


Abbildung 4.6.: *Zwei Schnitte durch das in der Abbildung 4.5 dargestellte Interferogramm. Ein Pixel entspricht hierbei 0,125 mm. Die Höhe ist in µm angegeben.*

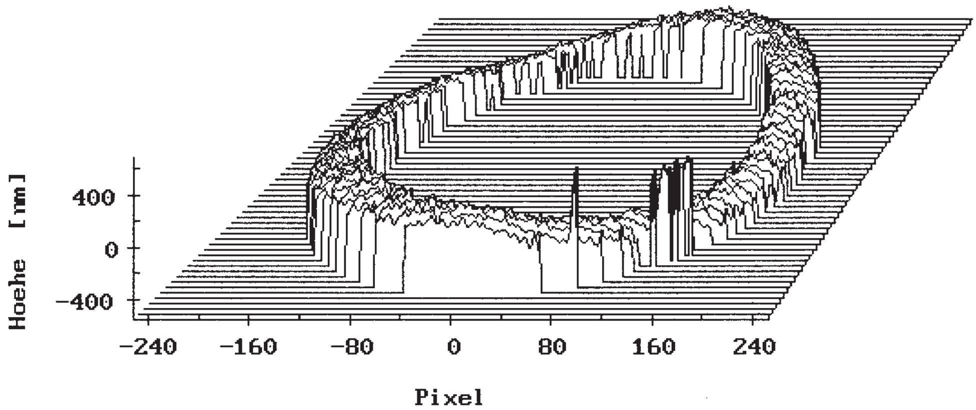


Abbildung 4.7.: *3D-Darstellung der Oberfläche eines Wafer-Ringes. Ein Pixel entspricht hierbei 0,2 mm.*

meter generierte Lichtstrahl wird über einen Spiegel direkt auf den Wafer umgelenkt. Für die Auswertung wurde in der Regel über zehn Aufnahmen gemittelt. Die verwendete Software ist in der Lage, die gemessenen Strukturen, wie in der Abbildung 4.5 zu sehen, "dreidimensional" darzustellen. Außerdem können beliebige Schnitte in der aufgenommenen Pixelmatrix vorgenommen und dargestellt werden (siehe Abbildung 4.6). Ebenfalls möglich ist auch der Ausdruck der Interferogramme selbst (siehe Abbildung 4.5).

Insgesamt wurden 10 Saphir- und 3 Silizium-Wafer untersucht.

Saphir-Wafer

Bei der Untersuchung der Saphir-Wafer wurden bei der Mehrzahl der Wafer weit größere Unebenheiten als die vom Hersteller angegeben festgestellt. So wurde innerhalb des gesamten Wafers (Durchmesser 76 mm) eine Unebenheit von $\pm 3\,\mu$m bis $\pm 10\,\mu$m und innerhalb des inneren Bereiches (Durchmesser 40 mm) von $\pm 1,5\,\mu$m bis $\pm 5\,\mu$m beobachtet. Zudem mußte festgestellt werden, daß die meisten Wafer eine stark asymmetrische, meist sattelförmige, Form aufweisen. In der Abbildung 4.5 ist die Oberfläche eines solchen sattelförmig unebenen Wafers dargestellt.

Als Konsequenz der Untersuchungen wurden die Wafer auf einem "Wafer-Ring" aus Macor aufgeklebt, um so zumindest eine radiale Symmetrisierung der Wafer zu erreichen. Diese Symmetrie ist insbesondere für die parallele Justierung des Wa-

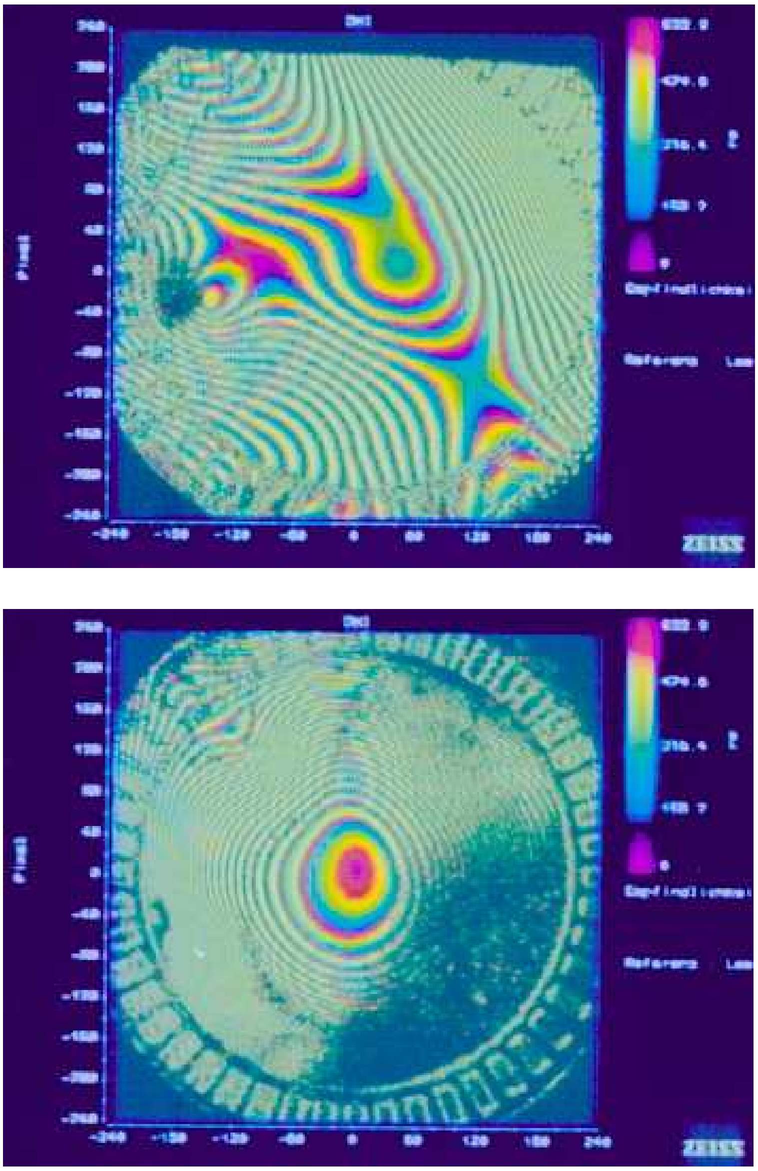


Abbildung 4.8.: *Interferogramme eines Saphir-Wafers. Oben: Wafer frei. Unten: Wafer nach der Klebung auf einen Macor-Ring. Ein Pixel entspricht hierbei 0,125 mm.*

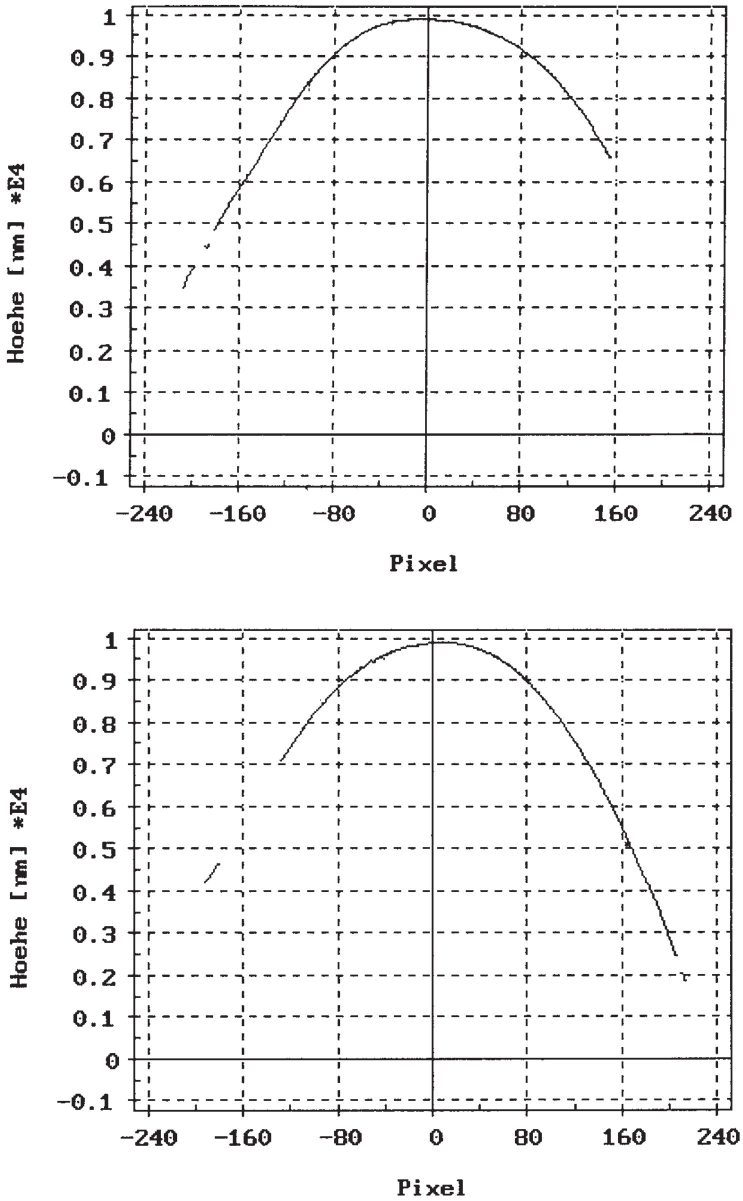


Abbildung 4.9.: *Zwei senkrechte Schnitte durch ein Interferogramm eines Saphir-Wafers mit relativ großer Unebenheit. Ein Pixel entspricht hierbei 0,125 mm. Die Höhe 1 entspricht 10 μm.*

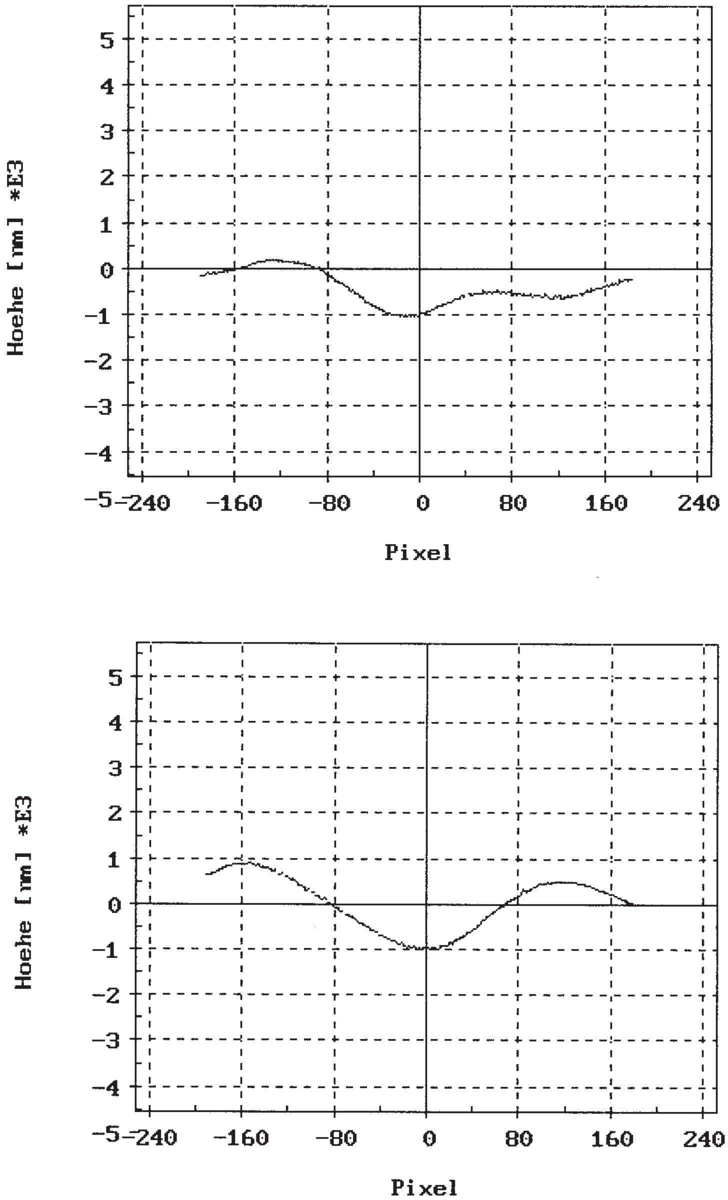


Abbildung 4.10.: *Zwei senkrechte Schnitte durch ein Interferogramms eines Wafers mit relativ kleiner Unebenheit. Ein Pixel entspricht hierbei 0,125 mm. Die Höhe ist in μm angegeben.*

fers entscheidend. Die Macor-Ringe wurden bis auf $\pm 0,5 \mu$m in der mechanischen Werkstatt plangeläppt. In der Abbildung 4.7 ist die Oberfläche eines solchen Wafer-Ringes dargestellt. Beim Macor selbst handelt es sich um eine mechanisch bearbeitbare Glaskeramik der Herstellerfirma Schröder Spezialglastechnik, welche sich inbesondere durch einen kleinen und annähernd gleichen Ausdehnungskoeffizienten wie Saphir auszeichnet. Bevor Macor für die Herstellung der Ringe verwendet wurde, wurden diese aus Edelstahl angefertigt. Hierbei hat sich jedoch im Laufe dieser Arbeit herausgestellt, daß die parallele Justierung nicht mit der erforderlichen Genauigkeit und Reproduzierbarkeit möglich war.

Mit Hilfe der Macor-Ringe konnte, wie in der Abbildung 4.8 zu sehen, eine radiale Symmetrisierung des Wafers erreicht werden. Eine Verbesserung der Ebenheit konnte allerdings nur geringfügig festgestellt werden. So wurde innerhalb des gesamten Wafers eine Unebenheit von $\pm 3\,\mu$m bis $\pm 7\,\mu$m und innerhalb des inneren Bereiches von $\pm 1,5\,\mu$m bis $\pm 5\,\mu$m festgestellt.

Da die Streuung der Unebenheit der Wafer, wie Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen, sehr breit ist, sollten Wafer mit geringer Unebenheit ausgewählt werden.

Silizium-Wafer

Bei der Messung der drei Si-Wafer wurden noch größere Unebenheiten als bei den Saphir-Wafern gemessen. Sie betrugen innerhalb des gesamten Wafers $\pm 5\,\mu$m bis $\pm 10\,\mu$m und innerhalb des inneren Bereiches $\pm 4\,\mu$m bis $\pm 6\,\mu$m. In der Abbildung 4.11 sind zwei senkrechte Schnitte durch ein Interferogramm eines typischen Si-Wafers abgebildet. Bei den Wafern wurde allerdings keine so starke Asymmetrie festgestellt wie bei den Saphir-Wafern. Die gewünschte Verbesserung der Ebenheit durch das Verkleben der Wafer mit einem Macor-Ring fiel wie bei den Saphir-Wafern nur geringfügig aus.

Aus der Tatsache, daß die eingesetzten Wafer eine nicht vernachlässigende Unebenheit aufweisen und die Messung der Kammertiefe außerhalb der eigentlichen Sammelfläche vorgenommen wird, sollten die jeweiligen Kammertiefen bei genauer Kenntnis der Beschaffenheit der Oberfläche des Wafers korrigiert werden. Dieses ist allerdings nur zu beachten bei Untersuchungen, bei denen die genaue Kenntnis der Kammertiefe von wenigen Mikrometern notwendig ist. Dieses ist bei Untersuchungen

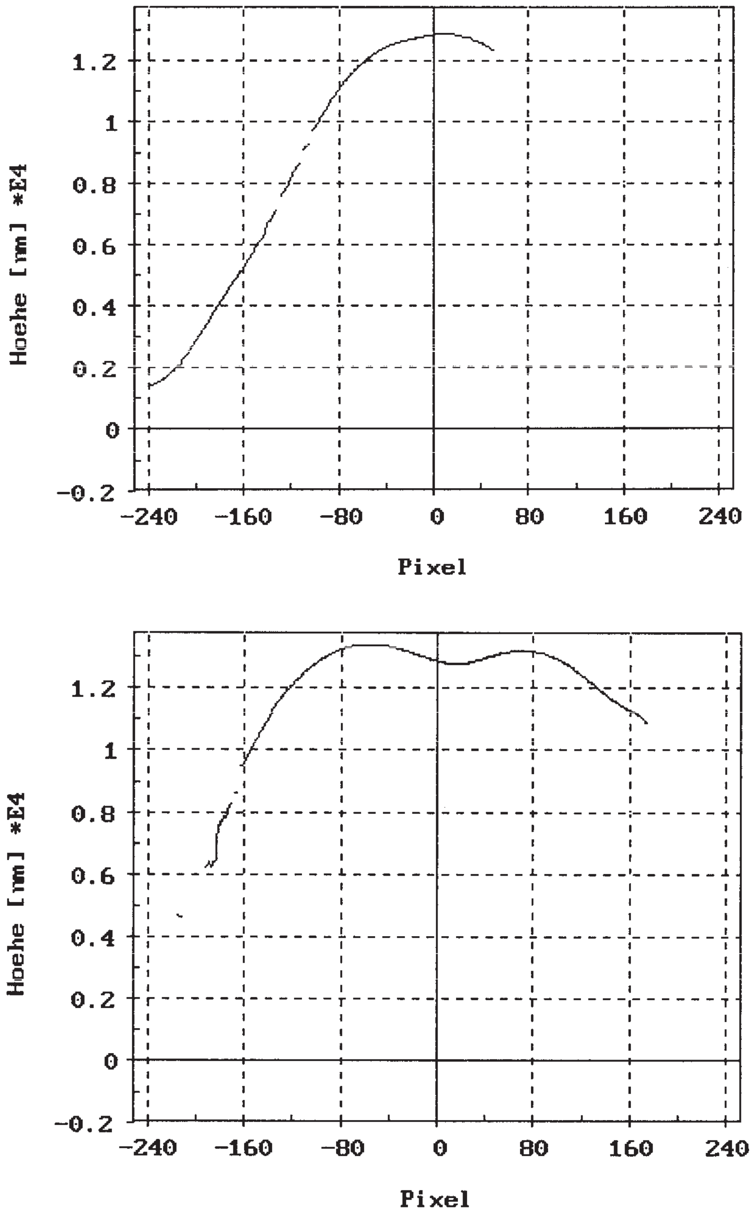


Abbildung 4.11.: *Zwei senkrechte Schnitte durch ein Interferogramms eines typischen Si-Wafers. 1 Pixel entspricht hierbei 0,125 mm. Die Höhe 1 entspricht 10 μm.*

des Sättigungsverhalten des Ionisationsstromes bei kleinen Kammertiefe ($\leq 50\mu$m) wichtig. Nicht notwendig ist es dagegen bei den eigentlichen Extrapolationskammer-Messungen, wo es in erster Linie auf den Quotienten der Änderung des Ionisationsstromes und Änderung der Kammertiefe ankommt.

Um die Messung der Kammertiefe so nah wie möglich an den Sammelflächen vornehmen zu können, wurde das Wafer-Design derart verändert, daß zwei zusätzliche kapazitive Flächen C_{A7} und C_{A8} (siehe Abbildung 3.3) direkt in der Nähe der Sammelelektroden angebracht wurden. Der Mittelwert der beiden Abstände wird dann bei den Messungen als die eigentliche Kammertiefe genommen. Die typische Standard-Meßunsicherheit dieser Kammertiefe beträgt etwa 3 μm

4.3. Untersuchung der Durchbiegung der Eintrittsfolie der MEK

Bei den vorgesehenen kleinen Kammertiefen und den für die Untersuchung des Sättigungsverhaltens von Ionisationsströmen vorgesehenen hohen Kammerspannungen sind elektrische Feldstärken bis 250 V/mm zu erwarten. Es sollte vorab sichergestellt werden, daß eine zu erwartende Durchbiegung der Eintrittsfolie der MEK so gering ausfällt, daß sie keinen signifikanten Einfluss auf die Messergebnisse hat.

Für diese Untersuchungen wurde ebenso wie bei denjenigen zur Ebenheit der Wafer-Sammelelektroden ein Laser-Interferometriesystem Direct 100 der Firma Zeiss eingesetzt. Diese direkte optische Untersuchung war hier ebenfalls möglich, da die aluminisierte Eintrittsfolie ebenso wie der Wafer die Qualität eines optischen Spiegels besitzt (siehe Abbildung 4.4).

In der Abbildung 4.12 ist der Meßaufbau schematisch dargestellt. Der Lichtstrahl wird über einen Spiegel auf die Eintrittsfolie umgelenkt. Für die Auswertung wurde in der Regel über zehn Aufnahmen gemittelt. Dieses war auch notwendig, um die durch die Luftschwankungen verursachten Folienschwankungen zu mitteln.

Es wurden bei zwei typischen Kammertiefen von $l_1 = 100\mu$m und $l_2 = 200\mu$m Messungen im Spannungsbereich von 0 V bis 25 V bei l_1 und von 0 V bis 50 V bei l_2 durchgeführt.

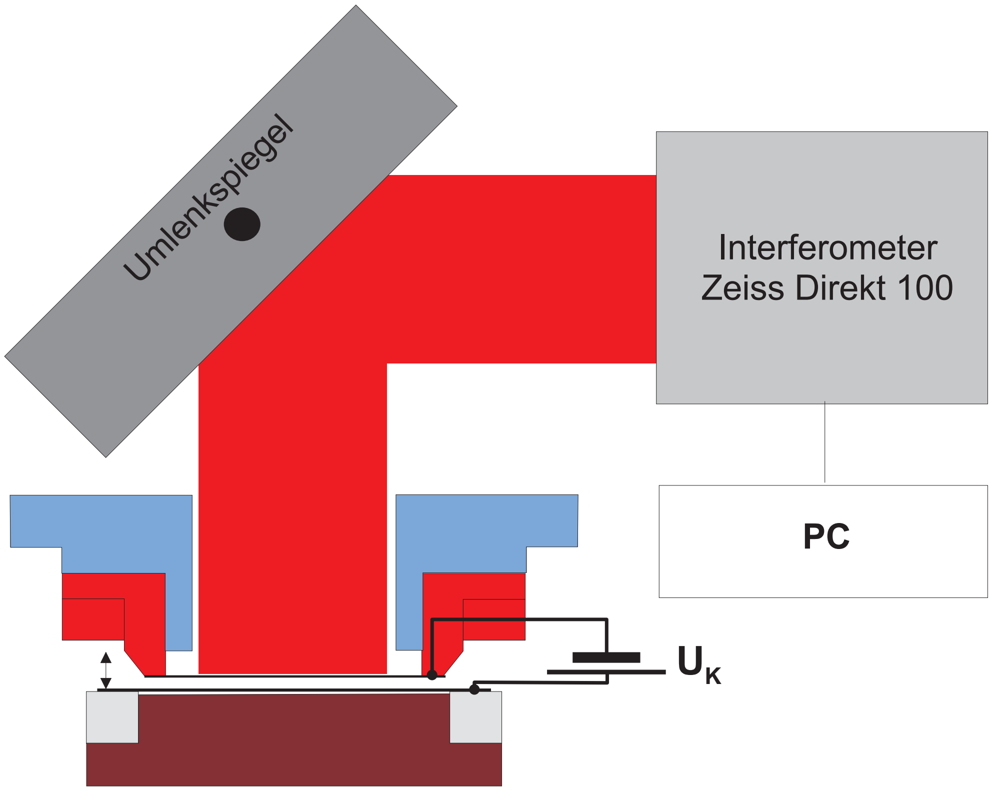


Abbildung 4.12.: *Schematischer Aufbau für die Untersuchung der Durchbiegung der Eintrittsfolie mit Hilfe eines Laser-Interferometermeßstandes.*

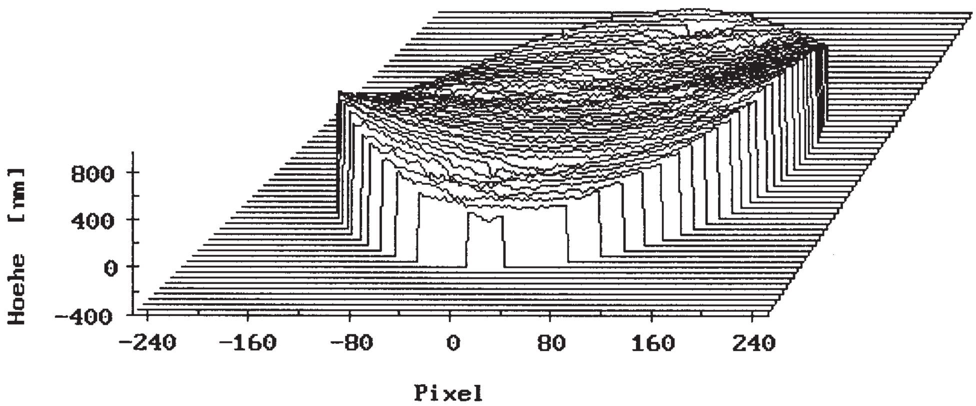


Abbildung 4.13.: *3D-Darstellung der Oberfläche der Eintrittsfolie ohne angelegte Spannung. Dargestellt ist ein innerer Ausschnitt von 40 mm im Durchmesser. Ein Pixel entspricht hierbei 0,1 mm.*

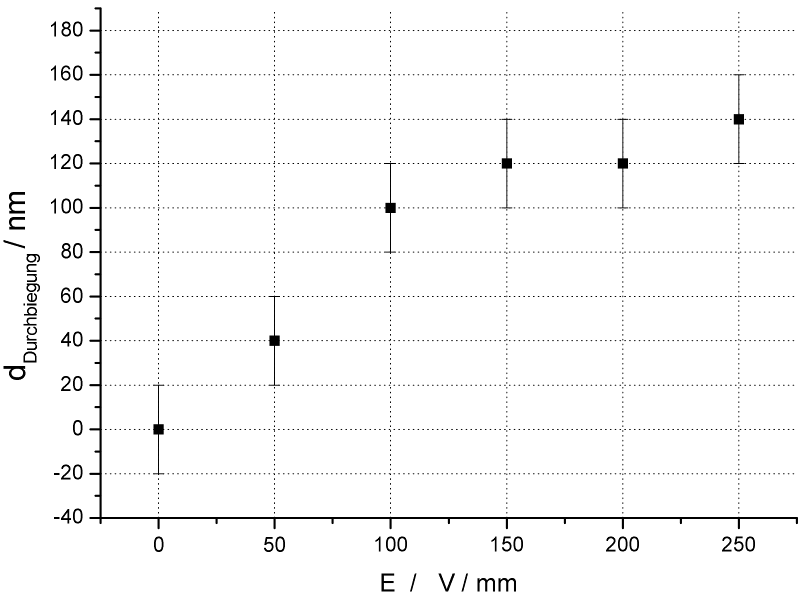


Abbildung 4.14.: *Durchbiegung der Eintrittsfolie in deren Mitte in Abhängigkeit von der Feldstärke. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

Die Verhältnisse auf der Oberfläche der Eintrittsfolie ohne angelegte Spannung kann man der Abbildung 4.13 entnehmen. Wie man dort erkennt, ist die Oberfläche der Folie innerhalb eines inneren Ausschnittes von 40 mm Durchmesser um 1 μm nach unten gewölbt.

Legt man eine Spannung an, so ziehen sich die Folie und der Wafer an. Hierdurch wird eine weitere geringfügige Durchbiegung der Folie verursacht. Die Durchbiegung der Folienmitte in Abhängigkeit von der Feldstärke kann man der Abbildung 4.14 entnehmen. Wie man dort sieht, hat eine Feldstärke von 250 V/mm nur eine Durchbiegung von 140 nm zur Folge. Zur Veranschaulichung kann man in der Abbildung 4.15 die Differenz zweier Schnitte durch die Mitte der Folie für 0 V/mm und 250 V/mm sehen.

Insgesamt kann festgestellt werden, daß die Durchbiegung der Eintrittsfolie für die in der Arbeit vorgesehenen Messungen vernachlässigt werden kann.

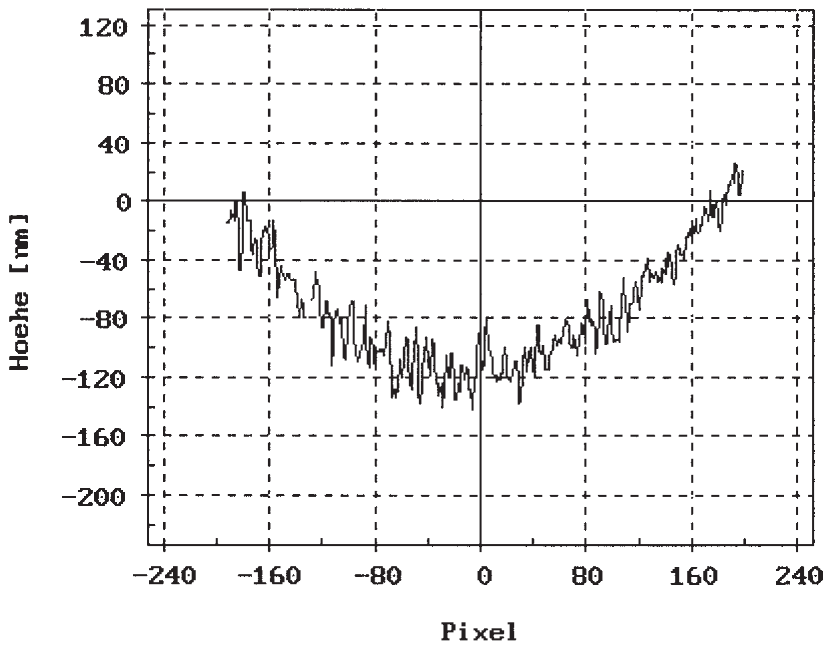


Abbildung 4.15.: *Differenz zweier Schnitte durch die Mitte der Eintrittsfolie bei 0 V/mm und 250 V/mm. Ein Pixel entspricht hierbei 0,1 mm.*

4.4. Untersuchung der Multielektrometer-Elektronik

Untersuchung der Eingangsruheströme des Operationsverstärkers

Die zeitlichen Schwankungen des Eingangsruhestromes des Operationsverstärkers I_{LO} innerhalb der Meßzeit von etwa einer Stunden dürfen auch im unteren Strommeßbereich nicht dazu führen, daß die angestrebte relative Standard-Meßunsicherheit von 0,5 % überschritten wird. Dies bedeutet, daß bei einem Meßstrom von 100 fA der Leckstrom sich nicht um mehr als 0,5 fA ändern darf. Da der Meßraum nicht klimatisiert ist und Temperaturschwankungen bis 0,3 K pro Stunde vorkommen können, wurden die Eingangsruheströme des Operationsverstärkers in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht. Hierzu wurde die gesamte Elektronik in einem Klimaschrank untergebracht. Im Temperaturbereich von 15 ^{o}C bis 30 ^{o}C wurden dann in je 5 ^{o}C-Schritten die Eingangsruheströme gemessen. In der Abbildung 4.16 sind die Ergebnisse stellvertretend für eine Elektrometerkarte dargestellt. Wie man bereits innerhalb dieser Karte sieht, variiert die Größe der Eingangsruheströme der einzelnen Kanäle stark, und zwar hier von 3 fA bis 7 fA bei 20 ^oC. Betrachtet man alle Elektrometerkanäle so reicht der Eingangsruhestrom von 2,5 fA bis 8 fA. Die Standardabweichung bei diesen Messungen bewegte sich im Bereich von 0,05 fA bis 0,1 fA. Was die Temperaturabhängigkeit im für die Messung relevanten Bereich von 20 ^{o}C bis 25 ^{o}C anbetrifft, wurde ebenfalls eine starke Variation festgestellt. So reichte die Änderung des Eingangsruhestromes pro Kelvin von 0,4 fA bis 0,8 fA.

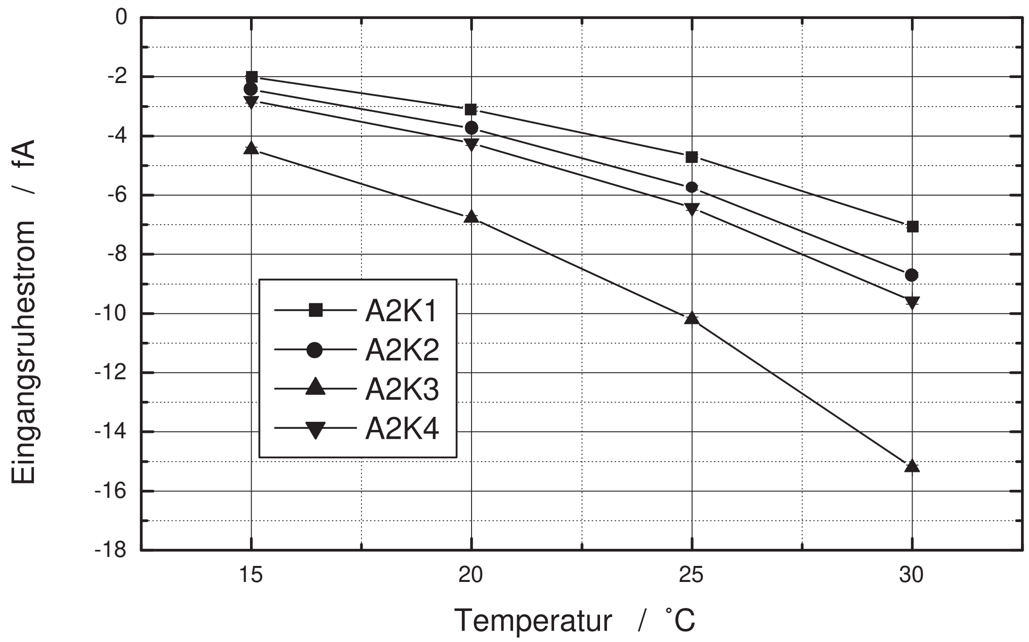


Abbildung 4.16.: *Abhängigkeit des Eingangsruhestromes von der Umgebungstemperatur einer Elektrometerkarte für verschiedene Kanäle (siehe Abbildung 3.14.*

Kalibrierung der Elektrometer mit Hilfe der Spannungssprung-Methode

Wie im Abschnitt 3.2.4 beschrieben, beruht die Messung des Stromes bei der entwickelten Elektronik auf der Messung der Aufladung eines Kondensators in einer definierten Zeitspanne. Somit ist die Kalibrierung der Elektrometer im vorliegenden Fall nichts anderes als die exakte Bestimmung der Größe der einzelnen Rückkoppelkondensatoren. Die Spannungssprung-Methode ist ein bewährtes Vorgehen, um die Größe einer unbekannten Kapazität sehr präzise zu bestimmen [Böhm76].

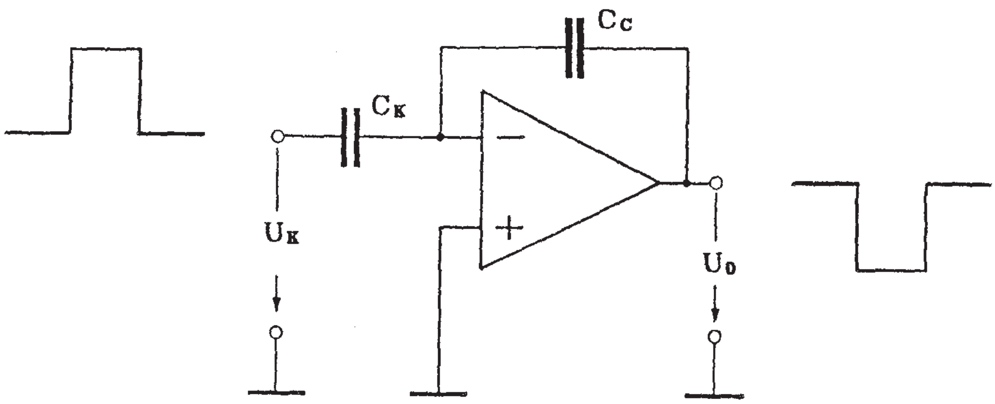


Abbildung 4.17.: *Schaltung zur Erklärung der Spannungssprung-Methode [Drake90].*

Zur Erklärung der Spannungssprung-Methode ist in der Abbildung 4.17 eine Schaltung dargestellt. Dort ist der Eingang des zu kalibrierenden Elektrometerkanals durch den Eingang des Operationsverstärkers symbolisiert. Dieser wird bei der Spannungssprung-Methode mit einem Anschluß eines Kapazitäts-Sekundärnormals der Kapazität C_K verbunden. Das andere Ende des Kapazitäts-Sekundärnormals ist am Ausgang der programmierbaren Spannungsquelle Keithley 617 angeschlossen, die die Spannung U_K liefert. Da der positive (+) Eingang des Operationsverstärkers geerdet ist, liegt auch der negative (-) Eingang nahezu auf Massepotential. U_K ist dann die Spannung über C_K und entsprechend U_0 die Spannung über C_C. Über den Rechner wird die Spannung U_K am Kapazitäts-Sekundärnormal mehrfach sprunghaft um den Betrag ΔU_K geändert. Die Spannungssprünge am Kapazitäts-Sekundärnormal verändern dessen Ladung, der dazu notwendige Strom fließt auf den Rückkoppelkondensator und führt dort ebenfalls zu einem Spannungssprung ΔU_0. Nach jeden Spannungssprung wird die Spannung U_K am Kapazitäts-Sekundärnormal und U_0 am Ausgang des Strommeßkopfes, d.h. am Rückkoppelkondensator, gemessen und gespeichert. Im Idealfall, d.h. bei unendlich hoher Leerlaufverstärkung des Operationsverstärkers und bei Vernachlässigung von sogenannten Streukapazitäten der elektrischen Leitungen oder der Eingangskapazität des Verstärkers, gilt für die Ladungen ΔQ_K und ΔQ_C auf den beiden Kondensatoren:

$$\Delta Q_K = \Delta U_K C_K = \Delta Q_C = -\Delta U_0 C_C \tag{4.2}$$

Für die gesuchte Kapazität C_C ergibt sich dann:

$$C_C = \frac{-\Delta U_K}{\Delta U_0} C_K \tag{4.3}$$

Der Einfluß der Leerlaufverstärkung des Operationsverstärkers, der Streukapazitäten der Zuleitungen und der Eingangskapazität des Operationsverstärkers auf die zu bestimmende Kapazität C_C wurde zu weniger als 0,1 % abgeschätzt.

Für die Kalibrierung der einzelnen Rückkoppelkondensatoren wurde ein Programm geschrieben, das den Kalibrierablauf automatisch ablaufen läßt. Hierbei wurde der Spannungssprung-Meßzyklus mehrfach wiederholt, um so die statistische Standard-Abweichung der Kapazität der einzelnen Kondensatoren zu bestimmen.

Dabei läuft der folgende Meßzyklus ab:

1. Zuerst wird der Eingang des Meßkopfes geerdet und an das Kapazitäts-Sekundärnormal wird die Spannung 0 V gelegt.

2. Nach einer Wartezeit von fünf Sekunden wird der Eingang des Meßkopfes enterdet, und es werden mit dem Digitalvoltmeter Prema 5017 die Spannungen U_{K1} am Einkoppelkondensator und U_{01} am Rückkoppelkondensator gemessen.

3. Dann wird ein Spannungssprung durchgeführt und nach einer Wartezeit von weiteren fünf Sekunden werden an den genannten Punkten die Spannungen U_{K2} und U_{02} gemessen.

4. Anschließend wird der Spannungssprung wieder rückgängig gemacht, indem wieder 0 V angelegt wird.

5. Die Spannungen U_{K3} und U_{03} werden gemessen.

6. Am Ende wird der Eingang des Meßkopfes geerdet.

Die Spannungssprünge ΔU_K und ΔU_0 ergeben sich dann zu:

$$\Delta U_K = U_{K2} - \frac{1}{2}(U_{K3} - U_{K1}) \quad \textit{und} \quad \Delta U_0 = U_{02} - \frac{1}{2}(U_{03} - U_{01})\,. \tag{4.4}$$

Durch den oben beschriebenen Meßablauf wird der Einfluß eines eventuell vorhandenen Driftstromes eliminiert, solange dieser konstant ist und nicht von der Spannung am Eingang der Schaltung abhängt.

Die Kalibrierungen wurden je nach Karte, das heißt je nach Größe des Rückkoppelkondensators, mit den folgenden Kapazitäts-Sekundärnormalen durchgeführt:

1. CL 2/2 - 100 mit der Kapazität 111,116 pF $\pm$ 0,005 %

2. CL 2/3 - 250 mit der Kapazität 257,576 pF $\pm$ 0,005 %

3. CL 2/4 - 500 mit der Kapazität 501,560 pF $\pm$ 0,005 %

4. CL 2/5 - 1000 mit der Kapazität 1001,11 pF $\pm$ 0,005 %

Die maximale relative Abweichung der kalibrierten Werte lag im Bereich von 0,05 % bei einer statistischen Standard-Abweichung von ebenfalls 0,05 % (n = 10). Wiederholte man die Kalibrierung innerhalb eines Tages, so wurde je nach Kanal eine relative Abweichung von 0,05 % bis 0,1 % festgestellt. Weiterhin wurden Kalibrierungen nach 10 beziehungsweise nach 40 Tagen durchgeführt, um so die Langzeit-Stabilität der Elektrometer-Kalibrierung zu prüfen. In der Abbildung 4.18 ist die relative Änderung der Kalibrationswerte der einzelnen Rückkoppelkondensatoren des Multielektrometers nach 10 beziehungsweise nach 40 Tagen dargestellt. Wie man dort sieht, reichen die relativen Abweichungen je nach Kanal von 0,05 % bis 0,2 %.

Angesichts der hier beschriebenen Meßunsicherheiten bei der Kalibrierung, der zeitlichen Schwankungen der Kalibrierwerte sowie der Standard-Meßunsicherheiten der Eingangsruheströme wurde bei den Messungen mit dem Multielektrometer eine relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der Elektrometer von $\pm$ 0,3 % des Meßwertes zuzüglich $\pm$ 0,5 fA festgestellt. Außerdem ist es vorerst erforderlich, innerhalb eines Jahres monatlich die Kalibrierung der Rückkoppelkondensatoren zu wiederholen, da bei einigen Kanälen eine systematische Tendenz im Bereich von 0,1 % pro Monat nicht ausgeschlossen werden kann.

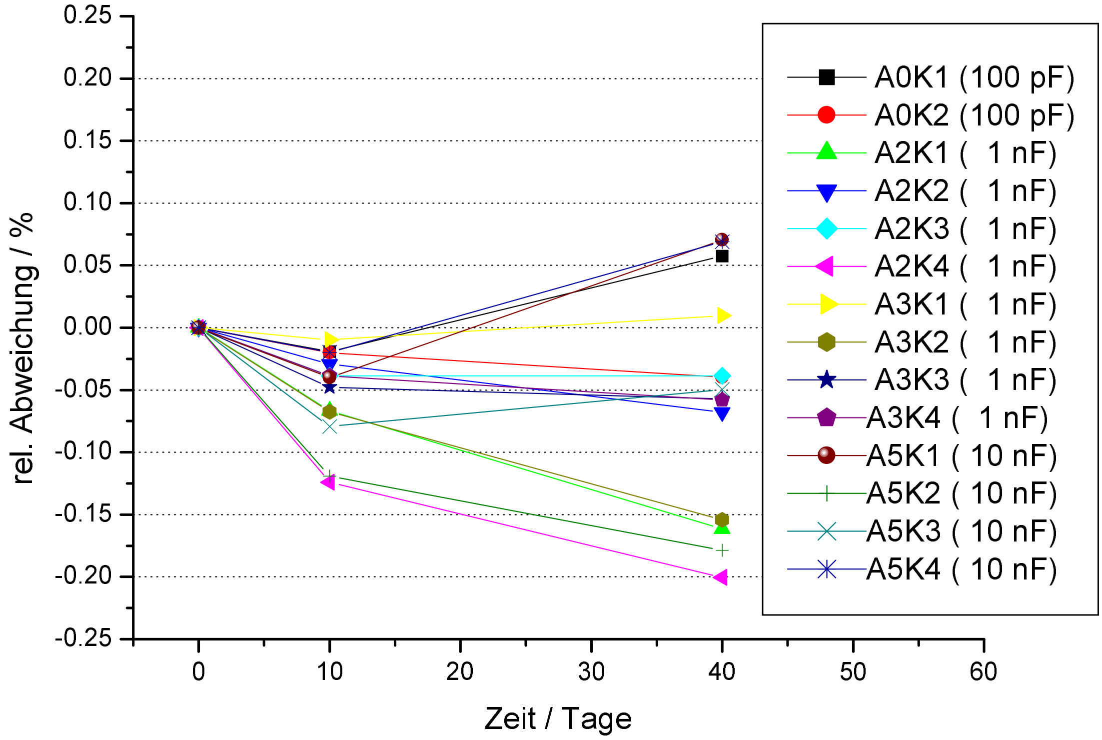


Abbildung 4.18.: *Relative Änderung der Kalibrationswerte der Rückkoppelkondensatoren des Multielektrometers mit der Zeit. Die Größe der Kapazität der Kondensatoren wurde mit Hilfe der Spannungssprung-Methode bestimmt.*

4.5. Untersuchungen der Verfahren zur Bestimmung der Kammertiefe

4.5.1. Bestimmung der Kammertiefe mit Hilfe der Spannungssprung-Methode

Mit Hilfe der Spannungssprung-Methode kann die Kammertiefe auf elektrische Weise präzise bestimmt werden [Drake90].

Die Spannungssprung-Methode wurde bereits im Abschnitt 4.4 vorgestellt. Verwendet wurde wiederum eine Schaltung gemäß Abbildung 4.17 mit dem Unterschied, daß das Kapazitäts-Sekundärnormal C_K durch die einzelnen Kammerkapazitäten ersetzt war. Mit der als bekannt vorausgesetzten Kapazität des Rückkoppelkondensators C_C ergibt sich dann gemäß der Gleichung 4.3 die Kammerkapazität C_K zu:

$$C_K = \frac{-\Delta U_0}{\Delta U_K} C_C \,. \tag{4.5}$$

Der Zusammenhang zwischen der Kapazität eines Plattenkondensators (hier Kammerkondensator) und dem Plattenabstand (hier Kammertiefe) wurde bereits im Abschnitt 3.2.3 beschrieben. Danach gilt für die Kammerkapazität C_K mit der Fläche A und der Kammertiefe l allgemein:

$$C_K = \frac{\epsilon_r \epsilon_o A}{l} \qquad \Rightarrow \qquad l = \epsilon_r \epsilon_o A \frac{1}{C_K} \,. \tag{4.6}$$

Wie bereits im Abschnitt 3.2.3 erklärt, läßt sich im Prinzip mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik eine Kammertiefe (siehe Tabelle 3.2), im weiteren l_{PJ} genannt, einstellen. Diese Kammertiefe ist allerdings wegen unvermeindbarer Streukapazitäten C_S, die nicht direkt bestimmt werden können, zu ungenau, so daß sie nur als erster Ausgangswert verwendet werden kann. Die tatsächliche Kammertiefe l setzt sich also aus dem Ausgangswert l_{PJ} und einem noch zu bestimmenden Offset l_{off} zusammen zu:

$$l = l_{PJ} - l_{off} \,. \tag{4.7}$$

Die elektrisch gemessene Kapazität C_{mess} setzt sich, wie bereits erwähnt, aus einer kleinen, von der Kammertiefe unabhängigen Streukapazität C_S und der tatsächlichen Kammerkapazität C_K zusammen, so daß gilt:

$$C_{mess} = C_K + C_S \,. \tag{4.8}$$

Aus den Gleichungen 4.6, 4.7 und 4.8 ergibt sich zusammen die Beziehung:

$$l_{PJ} = \epsilon_r \epsilon_o A \frac{1}{C_{mess} - C_S} + l_{off} \,. \tag{4.9}$$

Wird die Kapazität C_{mess} in Abhängigkeit von der voreingestellten Kammertiefe l_{PJ} gemessen, können die Parameter wie die effektive Fläche des Kondensators A, die

Streukapazität C_S und insbesondere dem zur Bestimmung der tatsächlichen Kammertiefe l notwendigen Offset l_{off} durch eine lineare Regression berechnet werden.

Untersuchungen mit Saphir-Wafern

Bei der Untersuchung der Spannungssprung-Methode wurden drei Saphir-Wafer mit dem "alten" Design, das heißt mit den größeren effektiven Kapazitätflächen von 181,7 mm^2, eingesetzt. Vorweg sei angemerkt, daß nach einem zusätzlichen Einbringen einer Abschirmfolie zwischen den Kontaktfedern und der Eintrittsfolie die Standard-Meßunsicherheit und Reproduzierbarkeit der Methode wesentlich verbessert wurde. Offensichtlich können die entstehenden "Störkapazitäten" zwischen den Kontaktpads sowie Kontaktfedern und der Eintrittsfolie, die auch seitlich an dem Spannring aluminisiert ist, nicht vernachlässigt werden.

Für die Messung der einzelnen Kammerkapazitäten in Abhängigkeit von der Kammertiefe wurde das Programm für die Kalibrierung der Rückkoppelkondensatoren derart modifiziert, daß man gleichzeitig drei Kapazitäten bestimmen konnte. Ansonsten wurde der im Abschnitt 4.4 beschriebene Ablauf beibehalten.

Im ersten Schritt wurde der Wafer und die Eintrittsfolie mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik ausgerichtet. Durch die eingesetzten Referenzkapazitäten von 10,2 pF ergab sich bei Null-Abgleich für ein eingestelltes Spannungsverhältnis von etwa 1 eine Kammertiefe von etwa 160 μm (siehe Tabelle 3.2). Diese wurde als erster Ausgangswert l_{PJ} der Kammertiefe verwendet.

Für die Bestimmung der freien Parameter A, C_S und l_{off} wurden die Kammerkapazitäten C_{mess} in dem Kammertiefenbereich von 100 μm bis 400 μm in 50 μm-Schritten messen. Anschließend wurde eine Regression gemäß der Gleichung 4.9 durchgeführt. In der Abbildung 4.19 sind die Meßdaten mit den ermittelten Fitparametern für eine der beiden inneren Kammerkapazitäten dargestellt. Wie man der Abbildung entnehmen kann, beschreibt das Modell sehr gut die Meßpunkte. Auch die Größe der einzelnen Parameter liegt sehr gut im erwarteten Bereich. So weicht in diesem speziellen Fall die effektive Kondensatorfläche nur um 1,2 mm^2 von der angenommenen Fläche ab, die gemäß des Designs bei 181,7 mm^2 liegen sollte. Insgesamt wurde eine effektive Fläche der inneren Kapazitäten von 183 mm^2$\pm$ 1 mm^2 gemessen; bei den äußeren Flächen betrug sie 184,5 mm^2$\pm$ 1,5 mm^2. Die auf diese Weise ermittelten Kammertiefen der inneren Kapazitäten $(l_{PJ} - l_{off})$ haben insgesamt eine maximale Standard-Meßunsicherheit von 1 μm. Bei den äußeren Kapazitäten ergaben sich Standard-Meßunsicherheiten bis 2 μm. Der maximale Unterschied bei den inneren Flächen betrug 1,3 μm, wohingegen bei den äußeren eine maximale Abweichung bis 4 μm gemessen wurde. Bei der Annahme, daß die Flächen eben sind, würde sich hiernach ein maximaler Kippwinkel zwischen der Eintrittsfolie und dem Wafer von 100 μrad ergeben. Dieses bedeuten, daß die mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik voreingestellte Ausrichtung im Rahmen der geforderten Genauigkeit von maximal 200 μrad lag. So konnte also mit Hilfe einer unabhängigen Methode die Eignung der Parallel-Justierelektronik verifiziert werden.

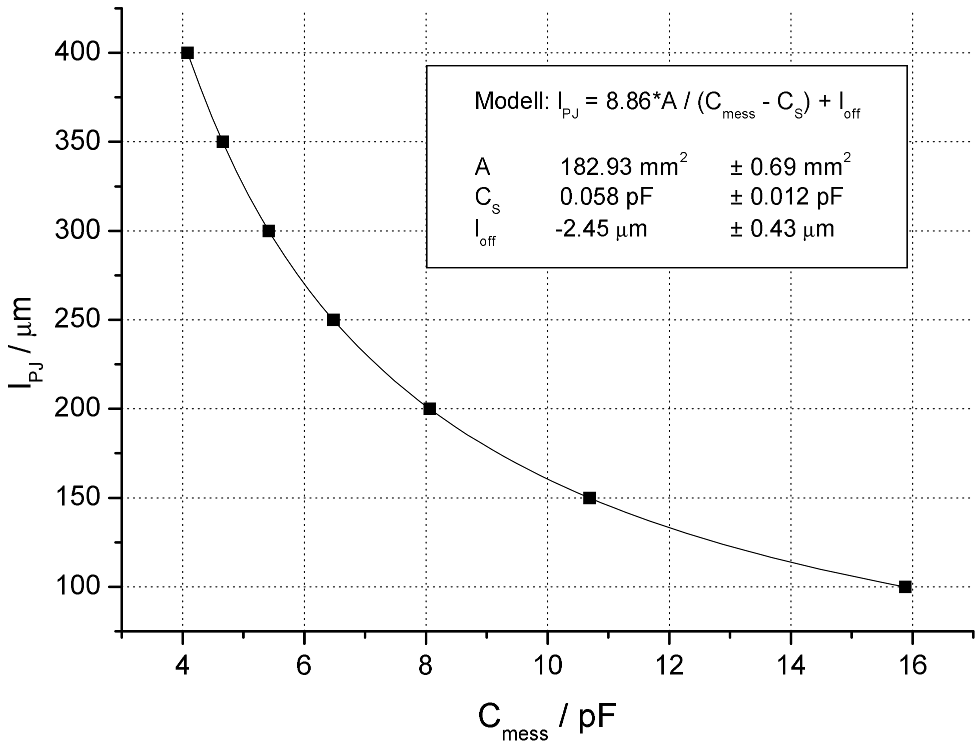


Abbildung 4.19.: *Darstellung der Abhängigkeit der Kammertiefe von der mit Hilfe der Spannungssprung-Methode gemessenen Kammerkapazität einer inneren Kondensatorkapazität (erstes Design). Es wurde die Regressionsvorschrift aus Gleichung 4.9 verwendet.*

Berücksichtigt man bei der Angabe der Kammertiefe der einzelnen Sammelelektroden die Unebenheit der Wafer sowie die Standard-Meßunsicherheit, die durch eine Temperaturänderung in dem nicht klimatisierten Meßraum entstand, so lag die Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der einzelnen Kammertiefen bei 2,5 μm.

Untersuchungen mit Si-Wafern

Bei der Bestimmung der Kammertiefe mit Hilfe der Spannungssprung-Methode ergaben sich bei der Verwendung der oxidierten Si-Wafer als Multielektrode wesentlich größere Standard-Meßunsicherheiten und eine schlechtere Reproduzierbarkeit als mit den Saphir-Wafern. Die Standard-Meßunsicherheit lag in der Größenordnung von 12 μm, die Reproduzierbarkeit bei 8 μm. Aus zeitlichen Gründen konnte nicht geklärt werden, welche die Ursachen dafür waren.

4.5.2. Bestimmung der Kammertiefe mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik

Untersuchungen mit Saphir-Wafern

Wie bereits oben erwähnt, konnte mit Hilfe der Spannungssprung-Methode verifiziert werden, daß die mittels der Parallel-Justierelektronik eingestellte Parallelität des Wafers zur Eintrittsfolie im Rahmen der gestellten Forderung lag.

Eine weitere Frage, der nachgegangen werden mute, war die nach der Reproduzierbarkeit einer Kammertiefe, die mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik eingestellt wird. Falls die Einstellung sich innerhalb von wenigen Mikrometer reproduzieren läßt, könnte man jene Kammertiefe - nach einer einmaligen Kalibrierung mit der Spannungssprung-Methode - als Referenz-Kammertiefe nutzen. Diese Frage nach der Reproduzierbarkeit gewann weiterhin an Bedeutung, als festgestellt wurde, daß die Bestimmung der Kammertiefe mit Hilfe der Spannungssprung-Methode bei eingebauter Quelle - also während jeder Extrapolationskammer-Messung - nur mit einer nicht akzeptablen Standard-Meßunsicherheit von $\pm 10\,\mu$m möglich ist, wohingegen bei der durch die Parallel-Justierelektronik eingestellten Kammertiefe kein Einfluß der Quelle festgestellt werden konnte. Wichtig zu erwähnen ist in diesem Zusammenhang ebenfalls, daß die Einstellung der Kammertiefe mit der

Parallel-Justierelektronik gegenüber der Bestimmung der Kammertiefe mit Hilfe der Spannungssprung-Methode wesentlich schneller und einfacher ist.

Bei wiederholtem Vergleich der mit der Parallel-Justierelektronik eingestellten Kammertiefe mit derjenigen, die mit Hilfe der Spannungssprung-Methode bestimmt wurde, konnte eine Reproduzierbarkeit von $\pm 1,5\ \mu$m festgestellt werden. Die einjustierte Kammertiefe wurde hierbei mit dem Mittelwert der Kammertiefe der beiden inneren Kammerkapazitäten verglichen, welche mit Hilfe der Spannungssprung-Methode bestimmt wurden.

Benutzt man die mittels der Parallel-Justierelektronik absolut kalibrierte Referenztiefe zum Nachregeln der Kammertiefe, was während einer Extrapolationskammer-Messung in einem nicht klimatisierten Raum notwendig ist, ergibt sich eine Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der Kammertiefe von 3 μm.

Untersuchungen mit Si-Wafern

Ebenso wie bei der Bestimmung der Kammertiefe mit der Spannungssprung-Methode ergaben sich bei dem Eisatz der Parallel-Justierelektronik mit den oxidierten Si-Wafern als Multielektrode wesentlich größere Standard-Meßunsicherheiten und eine schlechtere Reproduzierbarkeit der eingestellten Paralellität und der Referenztiefe als mit den Saphir-Wafern. So konnte nur eine die Reproduzierbarkeit der eingestellte Kammertiefe von 5 μm festgestellt werden.

4.6. Untersuchung der Aufladungseffekte und der Isolationsverhältnisse der Wafer

Aufgrund der kleinen Ionisationsvolumina ($\approx$ 0,1 mm^3) liegen die Meßströme bei den Extrapolationskammer-Messungen im Bereich von etwa 50 fA bis 1 pA. Diese Ströme können einerseits durch nicht genügende Isolationsverhältnisse und andererseits durch Aufladungseffekte (insbesondere beim Saphir-Wafer, einem sehr guten Isolator) verfälscht werden.

Messungen mit Saphir-Wafer ohne Quelle

Zunächst wurden Messungen ohne Quelle durchgeführt, um das Isolationsverhalten der Wafer zu untersuchen. Hierbei wurde der Kammerstrom der einzelnen Sammelelektroden bei typischen Kammertiefen zwischen 100 μm und 200 μm und typischen Kammerspannungen von $\pm 5V$ bis $\pm 20V$ gemessen. Um den Einfluß von Aufladungs- und Polarisationseffekten abzuschätzen, wurde diese Messungen sowohl direkt nach der Entnahme der Quelle als auch nach einigen Stunden durchgeführt.

Dabei wurde folgendes beobachtet:

1. Zu dem Eingangsruhestrom der einzelnen Elektrometer kommt ein weiterer "Wafer-Leckstrom" I_{WL} hinzu. Dieser zusätzliche Strom tritt bereits vor einer Bestrahlung beziehungsweise 2 Stunden nach einer Betrahlung auf und beträgt je nach Elektroden 1 fA bis 10 fA.

2. Es wurde weiterhin festgestellt, daß der Wafer-Leckstrom der einzelnen Elektroden abhängig von der Polarität der angelegten Kammerspannung ist. Die Höhe der durch einen Polaritätswechsel bedingten Stromdifferenzen ΔI_{WL} ist ebenfalls elektrodenspezifisch und liegt je nach Elektrode in einem Bereich von 1 fA bis 15 fA (siehe Abbildung 4.20). Die Stromdifferenzen besitzen keine relevante Feldstärkenabhängigkeit und erreichen etwa 10 Minuten nach einem Polaritätswechsel einen Sättigungswert. Bei den eigentlichen Extrapolationskammer-Messungen sollte also die Datenaufnahme frühestens etwa 10 Minuten nach einem Polaritätswechsel vorgenommen werden.

3. Die Höhe der Stromdifferenz ΔI_{WL} nimmt mit der Zeit nach der Entnahme der Quelle kontinuierlich ab, so daß angenommen werden kann, daß dieser Effekt mit der Aufladung des Wafers zusammenhängt. Während der Messungen mit einer Quelle müßte daher diese Stromdifferenz noch größer sein.

4. Es konnten diejenigen Sammelelektroden identifiziert werden, die eine nicht ausreichende Isolierung aufweisen. Ein Beispiel für eine solche Sammelelektrode ist in den Abbildungen 4.21 und 4.22 durch die Elektrode A2K4 gegeben. Dort sieht man, daß nach einem Polaritätswechsel der Leckstrom jener Elektrode nicht einen konstanten Wert erreicht.

5. Die elektrodenspezifischen Isolationsverhältnisse sind, wie in den Abbildungen 4.21 und 4.22 zu sehen, über mehrere Wochen reproduzierbar. Dort sind

Messungen dargestellt, die nach einer Zeitdifferenz von 17 Tagen (6.07.99 - 23.07.99) durchgeführt wurden.

6. Bei Messungen, die direkt nach der Entnahme der Quelle durchgeführt wurden, konnte insbesondere bei den 3 mm x 3 mm Sammelelektroden der Abfluß der im Wafer absorbierten β-Teilchen beobachtet werden (siehe Abbildung 4.21 und 4.22).

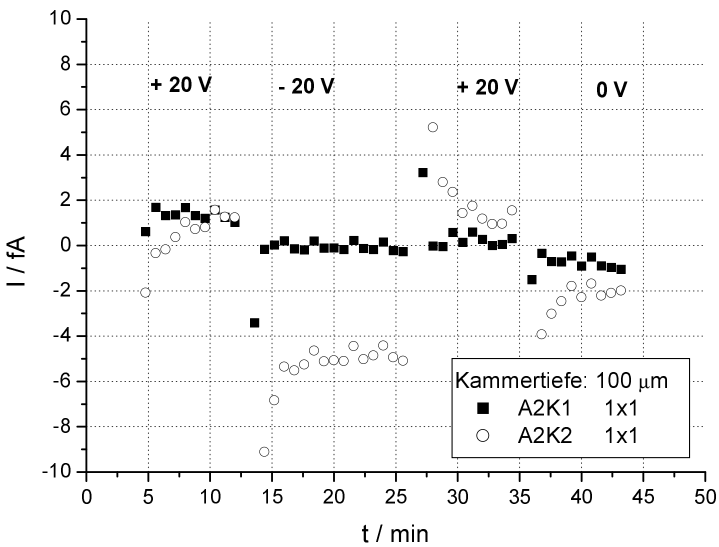


Abbildung 4.20.: *Verlauf der mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, A2K2) gemessenen Meßströme der 1 mm² Elektroden (1x1) auf Saphir-Wafer direkt nach der Entnahme der Quelle. Bei t = 12 min und t = 26 min wurde jeweils die Polarität gewechselt. Bei t = 35 min wurde die Kammerspannung abgeschaltet.*

Messungen mit Si-Wafer ohne Quelle

Bei den Si-Wafern wurden ähnliche Unterschiede bezüglich der Isolationsverhältnisse gegenüber den Saphir-Wafern festgestellt.

Lokale Aufladungseffekte auf dem Saphir-Wafer

Bei den ersten Messungen mit einer ^{90}Sr-Quelle (Meßaufbau siehe Abbildung 6.7) wurde festgestellt, daß sich unterschiedliche Meßstromverläufe ergaben je nachdem,

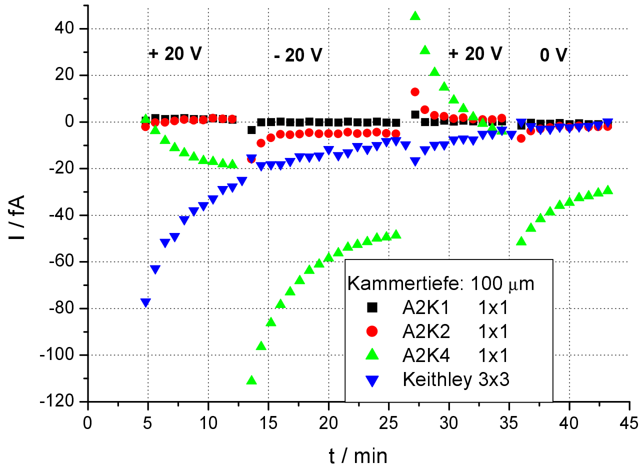


Abbildung 4.21.: *Verlauf der mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, ...) bzw. Keithley 617 (Keithley) gemessenen Meßströme der 1 mm² Elektroden (1x1) bzw. der 9 mm² Elektrode (3x3) auf Saphir-Wafer direkt nach der Entnahme der Quelle am 6.7.99. Bei t = 12 min und t = 26 min wurde jeweils die Polarität gewechselt. Bei t = 35 min wurde die Kammerspannung abgeschaltet.*

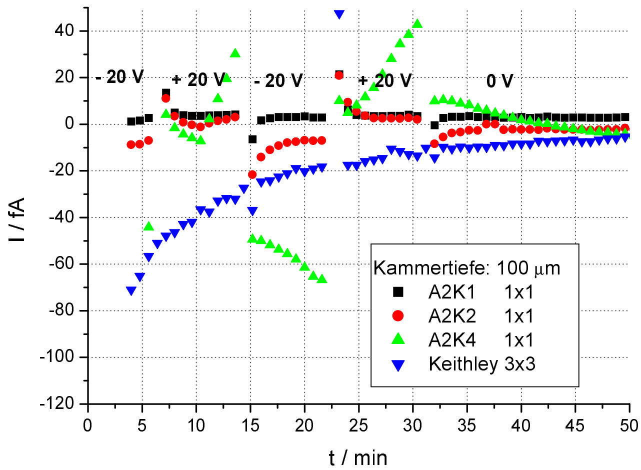


Abbildung 4.22.: *Verlauf der mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, ...) bzw. Keithley 617 (Keithley) gemessenen Meßströme der 1 mm² Elektroden (1x1) bzw. der 9 mm² Elektrode (3x3) auf Saphir-Wafer direkt nach der Entnahme der Quelle am 23.7.99. Bei t = 7 min, t = 15 min und t = 23 min wurde jeweils die Polarität gewechselt. Bei t = 32 min wurde die Kammerspannung abgeschaltet.*

ob eine Sammelelektrode mit der Multi-Elektrometerelektronik oder dem Keithley 617 Elektrometer ausgelesen wurden. So war bei Verwendung der Multi-Elektrometerelektronik ein überlagerter Störstrom während der ersten 20 bis 30 Minuten zu beobachten (siehe Abbildung 4.23). Bei der Sammelelektrode, die mit dem Keithley Gerät ausgelesen wurde, konnte hingegen kein solcher signifikanter Störstrombeitrag festgestellt werden (siehe Abbildung 4.23). Auf der Suche nach einer Ursache für diesen Sachverhalt wurde festgestellt, daß die Eingänge der einzelnen Kanäle der Multi-Elektrometerelektronik zwischen den Messungen offen sind. Das heißt, da die Sammelelektroden zwischen den Messungen nicht geerdet sind, bilden sich in der unmittelbaren Nähe der Sammelelektroden lokale Aufladungen. Diese reichen dann aus, um bei einer Messung den oben beschrieben Meßstromverlauf zu verursachen. Beim Keithley Gerät können solche Aufladungen nicht entstehen, da hier der Eingang zwischen den Messungen geerdet wird. Nachdem die Multi-Elektrometerelektronik derart schalttechnisch verändert wurde, daß die Eingänge zwischen den Messungen geerdet wurden, trat das Problem der Aufladungen, wie aus Abbildung 4.24 folgt, nicht mehr auf.

Messungen mit Saphir-Wafer mit Quelle

Um die weiteren Ausführungen besser verstehen zu können, soll an dieser Stelle eine vereinfachte, für diese Zwecke aber ausreichende Betrachtung der Meßströme mit einer Quelle vorgenommen werden. Eine ausführlichere Betrachtung folgt im Abschnitt 6.1.

Es kann angenommen werden, daß der Meßstrom bei einer positiven Polarität I_+, daß heißt bei einer positiven Kammerspannung, sich aus dem eigentlichen Ionisationsstrom I und einem parasitären Strom I_{p+} zusammensetzt zu:

$$I_+ = I + I_{p+} \,. \tag{4.10}$$

Entsprechendes gilt bei negativer Polarität I_- :

$$I_- = -I + I_{p-} \,. \tag{4.11}$$

Der größte Anteil des parasitären Stromes entsteht durch quellenbedingte Aufladungseffekte im Wafer. Man kann daher in guter Näherung annehmen, daß die pa-

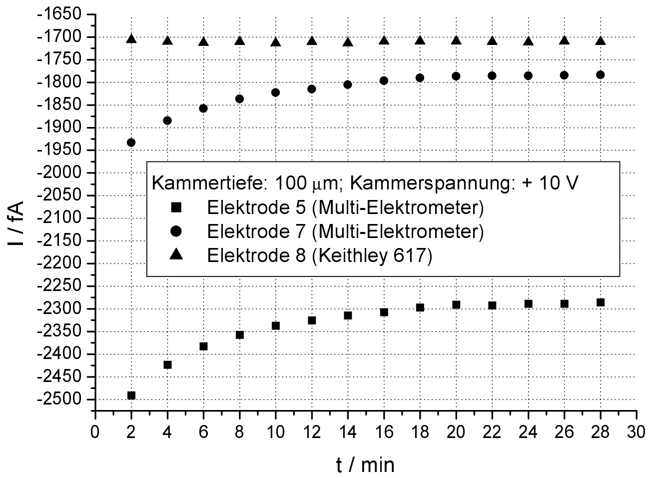


Abbildung 4.23.: *Zeitlicher Verlauf des Meßstromes eines Saphir-Wafers mit Quelle, ausgelesen mit dem Keithley Elektrometer beziehungsweise mit der Multi-Elektrometerelektronik. Die Eingänge der einzelnen Kanäle der Multi-Elektrometerelektronik waren vor den Messungen offen. Bei allen ausgelesenen Sammelelektroden handelt es sich um solche mit 1 mm^2 Fläche.*

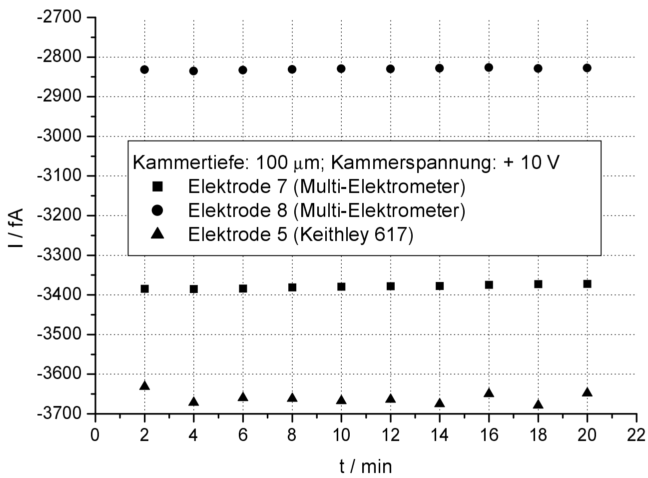


Abbildung 4.24.: *Zeitlicher Verlauf des Meßstromes eines Saphir-Wafers mit Quelle, ausgelesen mit dem Keithley Elektrometer beziehungsweise mit der Multi-Elektrometerelektronik. Die Eingänge der einzelnen Kanäle der Multi-Elektrometerelektronik waren vor den Messungen geerdet. Bei allen ausgelesenen Sammelelektroden handelt es sich um solche mit 1 mm^2 Fläche.*

rasitären Ströme I_{p+} und I_{p-} von der Polarität unabhängig sind:

$$I_{p+} = I_{p-} = I_p \,. \tag{4.12}$$

Bildet man die Summe oder aber die Differenz der beiden Ströme, so erhält man in einem Fall das Doppelte des parasitären Stroms und in dem anderen Fall das Doppelte des Ionisationsstromes:

$$I_p = \frac{1}{2}(I_+ + I_-) \,, \tag{4.13}$$

$$I = \frac{1}{2}(I_+ - I_-) \,. \tag{4.14}$$

Um den Ionisationsstrom von den möglichen parasitären Strömen separieren zu können, müssen also bei den Extrapolationskammer-Messungen die Ströme bei beiden Polaritäten gemessen werden. Der Einfluß der Feldstärke auf die Höhe des parasitären Stroms wurde ebenfalls untersucht, indem dieser bei einer typischen Kammertiefe von 100 μm bei verschiedenen Kammerspannungen gemessen wurde. In der Abbildung 4.25 ist der parasitäre Strom in Abhängigkeit von der Feldstärke für einen Saphir-Wafer dargestellt. Wie man sieht, ist der Betrag der einzelnen parasitären Ströme elektrodenspezifisch und zumeist auch feldstärkenabhängig. Im Sättigungsbereich ab 100 V/mm erstreckt er sich von 310 fA bis 380 fA. Der Einfluß der Feldstärkeabhängigkeit des parasitären Stromes auf die Extrapolationskammer-Messungen wird im Abschnitt 6.1 diskutiert.

Damit bei den Extrapolationskammer-Messungen der Betrag des Ionisationsstromes nicht verfälscht wird, ist gemäß der obigen Gleichungen die Konstanz des parasitären Stromes über die Meßzeit (in der Regel über mehrere Stunden) wichtig. Da der Betrag des parasitären Stromes in der Größenordnung der typisch zu erwartenden Ionisationsströme liegt, ist die Konstanz sogar im Prozent-Bereich notwendig. Für die Feststellung der Konstanz wurden innerhalb der ersten 24 Stunden nach Einführen der Quelle wiederholt Messungen bei gleichen Bedingungen durchgeführt. Wie man in der Abbildung 4.27 sehen kann, ist der parasitäre Strom nach etwa einer Stunde innerhalb der relativen Standard-Meßunsicherheit von einem Prozent stabil. Die Werte der ersten Messung, die etwa 20 Minuten nach dem Einführen der Quelle durchgeführt wurde, sind vorwiegend kleiner. Angesichts dieser Ergebnisse kann an-

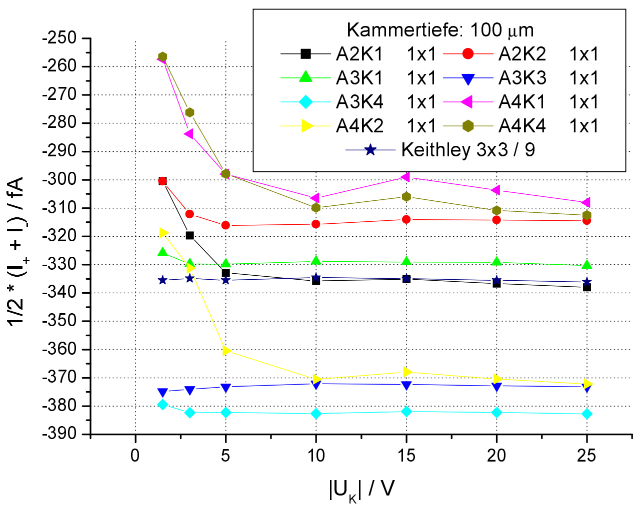


Abbildung 4.25.: *Darstellung der Abhängigkeit des parasitären Stromes von der Feldstärke für einen Saphir-Wafer gemessen mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley). Der Wert für die 9 mm²-Elektrode (3x3) wurde per Division durch 9 auf die Fläche der 1 mm²-Elektrode skaliert, um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen.*

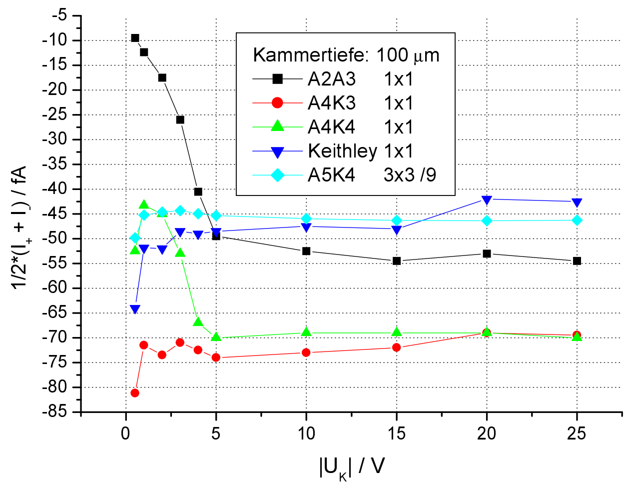


Abbildung 4.26.: *Darstellung der Abhängigkeit des parasitären Stromes von der Feldstärke für einen Si-Wafer gemessen mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley). Der Wert für die 9 mm²-Elektrode (3x3) wurde per Division durch 9 auf die Fläche der 1 mm²-Elektrode skaliert, um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen.*

genommen werden, daß innerhalb der ersten Stunde nach dem Einführen der Quelle sich zunächst ein Aufladungs-Gleichgewicht im Wafer einstellen muß. Für die Extrapolationskammer-Messungen bedeutet das insbesondere, daß diese erst etwa eine Stunde nach Einführen der Quelle beginnen sollte.

Trägt man die Differenzen der Meßströme der beiden Polaritäten gegen die Zeit auf, so kann man sich ebenfalls überzeugen, daß der Ionisationsstrom besser als ein Prozent reproduzierbar ist. In der Abbildung 4.28 sind die jeweiligen relativen Abweichungen der Ionisationsströme der einzelnen Sammelelektroden dargestellt.

Messungen mit Si-Wafer mit Quelle

Entsprechend der Messungen mit dem Saphir-Wafer wurden ebenfalls Messungen mit einem Si-Wafer durchgeführt. Hierbei wurden wesentlich kleinere parasitäre Ströme gemessen. Im Sättigungsbereich ab 100 V/mm erstrecken sich diese von 45 fA bis 75 fA (siehe Abbildung 4.26). Dieser Sachverhalt wurde erwartet, da in der nur 0,6 μm Isolatorschicht (SiO_2) kaum Aufladungseffekte durch die β-Teilchen erwartet wurden.

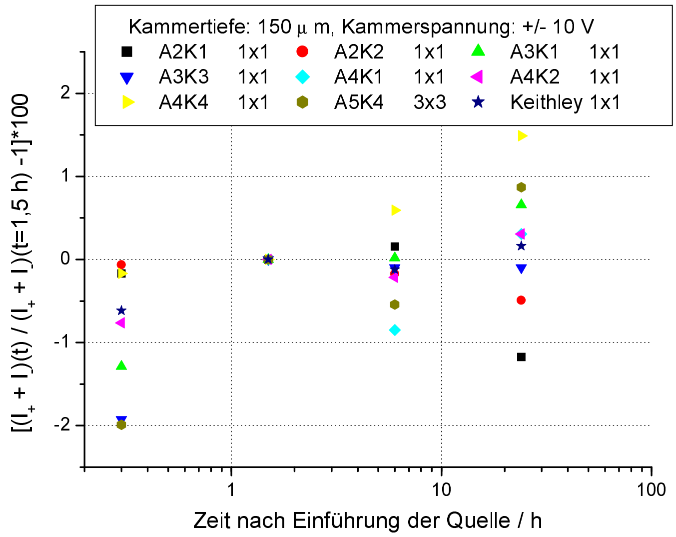


Abbildung 4.27.: *Darstellung der Abweichung des parasitären Stromes in % innerhalb der ersten 24 Stunden nach Einführung der Quelle in die Kammer. Die parasitären Ströme der einzelnen 1 mm²-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm²-Elektrode (3x3) sind hierbei auf den jeweiligen Wert bei 1,5 Stunden normiert.*

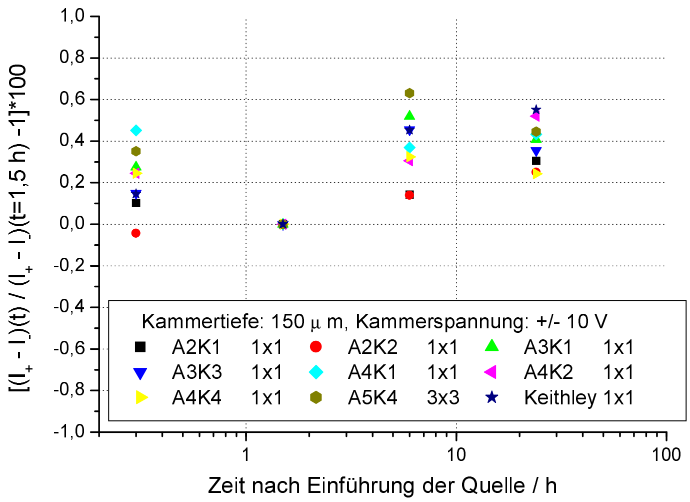


Abbildung 4.28.: *Darstellung der Abweichung des Ionisationsstromes in % innerhalb der ersten 24 Stunden nach Einführung der Quelle in die Kammer. Die Ionisationsströme der einzelnen 1 mm²-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm²-Elektrode (3x3) sind hierbei auf den jeweiligen Wert bei 1,5 Stunden normiert.*

5. Bestimmung des Rückstreufaktors k_{ba}

Da man für die Beta-Brachytherapiequellen an der Wasser-Dosisleistung interessiert ist, müßte die Sammelelektrode im Idealfall aus Wasser bestehen. Die Messung erfolgt jedoch mit Wafern, deren effektive Ordnungszahl ($\bar{Z}^{Al_2O_3} = 10{,}6$; $\bar{Z}^{Si} = 14$) sich deutlich von der effektiven Ordnungszahl von Wasser ($\bar{Z}^{H_2O} = 6{,}6$) unterscheidet. Der Unterschied mit der Rückstreuung wird durch den Korrektionsfaktor k_{ba} berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.4.2). k_{ba} ist hierbei der Quotient des Rückstreufaktors für Wasser und für das Elektroden-Material. Die Rückstreufaktoren wurden experimentell mit dünnen Thermolumineszenz-Detektoren (TLDs) gemessen.

5.1. Anforderungen an die TLDs und deren Auswahl

Bei der Auswahl eines geeigneten Detektors für die Bestimmung des Rückstreufaktors spielten zwei Forderungen eine entscheidende Rolle:

1. Die Detektoren sollten möglichst dünn sein. Hintergrund dieser Forderung ist das Bemühen, den zusätzlichen Dosisbeitrag direkt oberhalb der Sammelelektrode zu bestimmen, da auch die Kammertiefen im Submillimeterbereich liegen.

2. Das Ansprechvermögen der Detektoren sollte im Energiebereich unterhalb 1 MeV möglichst unabhängig von der Elektronenenergie sein. Grund hierfür ist

die Tatsache, daß die rückgestreuten Elektronen eine geringere Energie haben als die Primärelektronen.

Die ausgewählten ultradünnen LiF-TLDs [1] erfüllen weitgehend die obigen Forderungen. Zum einen ist die 10 bis 20 μm dünne LiF-Pulverschicht auf einem 50 μm dicken Kaptonträger dünn genug und zum anderen ist das Ansprechvermögen mindestens bis hinunter zu 200 keV konstant (siehe Abbildung 5.1). Diese TLDs wurden bereits im Rahmen eines EU-Projektes "Dosimetry of weakly penetrating radiation" erfolgreich eingesetzt [Chri99].

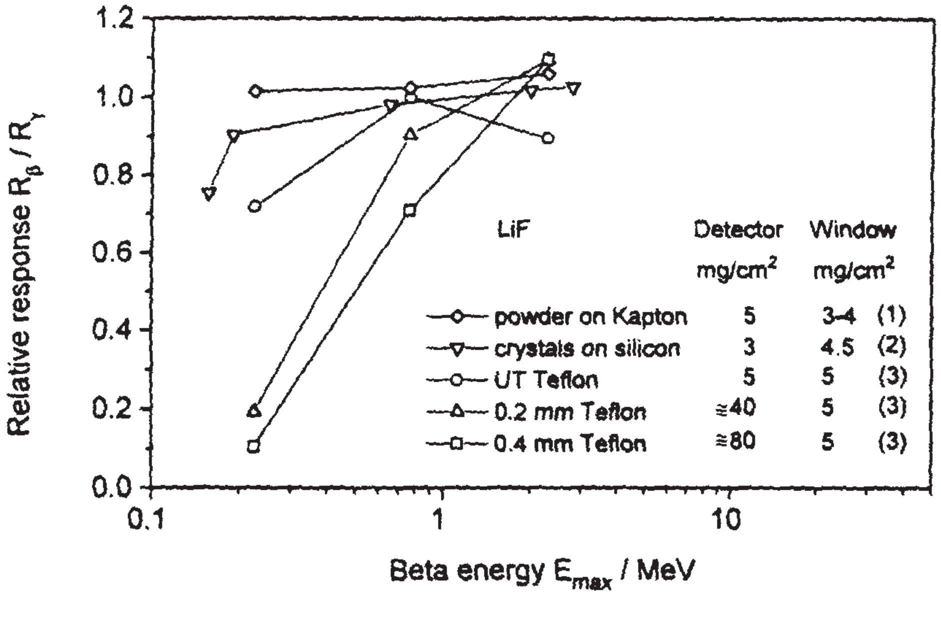


Abbildung 5.1.: *Ansprechvermögen verschiedener LiF-TLDs in Abhängigkeit von der Elektronenenergie [ICRU56]. Die verwendeten TLDs sind "powder on Kapton".*

[1] Hergestellt durch die Firma Corad in Frankreich

5.2. Aufbau und Durchführung der Messungen

Als Basis für den Aufbau zur Bestimmung der Rückstreufaktoren diente das neue Beta Sekundär-Normal 2 der PTB für Strahlenschutzmessungen [Amb97]. Mit Hilfe dieser Vorrichtung ist man in der Lage, Beta-Bestrahlungen mit einer Reproduzierbarkeit in der applizierten Gewebe-Energiedosis von besser als 0,5 % durchzuführen.

Zur Messung wurden kreisförmigen mit einem Durchmesser von 4,5 mm TLDs der sensitiven Fläche nach unten auf verschiedene Rückstreukörper gelegt und mit jeweils 400 mGy bestrahlt (siehe Abbildung 5.2). Für eine bessere Statistik wurden bei einer Messung jeweils 9 TLDs verwendet. Die Bestrahlungen wurden bei einem festen Quellen-TLD-Abstand von 30 cm durchgeführt, was bei der eingesetzten ^{90}Sr/^{90}Y-Quelle einer Energiedosisleistung von etwa 50 μGy/s entsprach. Die Dosisleistungsangabe bezieht sich auf Wasser als Rückstreuer.

Für die Untersuchungen wurden zwei Gruppen von Rückstreumaterialien benutzt. Für einen Vergleich mit Literaturwerten wurden die folgenden Materialien benutzt: Luft, Plexiglas (PMMA), Graphit, M3-Phantommaterial [Reich90], Aluminium, Messing und Blei. Die Dicke der verwendeten Proben betrug 2 cm. Bei der Luft-Probe wurden die TLDs auf eine 3,5 μm dünne Mylarfolie gelegt, die auf einen Ring von 100 mm Durchmesser gespannt war.

Weitere gemessene Proben dienten der Bestimmung der Rückstreufaktoren für die eingesetzten und relevanten Rückstreumaterialien in der MEK:

- Wasserprobe:
  Hierbei wurde über ein mit Wasser gefülltes Gefäß eine 3,5 μm dünne Mylarfolie gespannt, auf der die TLDs positioniert wurden. Der Einfluß der Mylarfolie kann hierbei vernachlässigt werden. Die Wasserprobe diente auch als Referenzprobe, daß heißt sie wurde bei jedem Meßdurchlauf [2] messen. So sollte verhindert werden, daß eine kollektive Empfindlichkeitsänderung der TLDs die Ergebnisse verfälschte.

- Saphir-Wafer:
  Der gemessene Saphir-Wafer wurde wie die in der MEK eingesetzten Wafer

[2] Mit dem Meßdurchlauf ist der Einsatz aller 80 TLDs und deren Auswertung gemeint.

mit 50 nm Aluminium beschichtet und auf eine 20 mm dicke Scheibe aus Solid Water Scheibe aufgelegt.

- 3 Saphir-Wafer:
  Hierbei wurden zwischen aluminisiertem Wafer und Solid Water Scheibe zwei weitere Saphir-Wafer gelegt. Durch diese Messung sollte untersucht werden, wie weit der Rückstreufaktor einer 430 μm dicken Saphirschicht von einer deutlich dickeren ($\geq$ 1 mm) Saphirschicht abweicht. Hintergrund dieser Untersuchung ist die Frage, ob Saphir-Wafer mit Dicken über 1 mm eine wesentlich größere Verfälschung der gewünschten Verhältnisse verursachen, als es ohnehin ein 430 μm dicker Wafer schon tut. Bei den dickeren Wafern wäre gegenüber den Wafern eine wesentlich bessere Ebenheit erreichbar.

- Si-Wafer:
  Entsprechend dem Saphir-Wafer wurde ein aluminisierter Si-Wafer auf eine 20 mm dicke Scheibe aus Solid Water gelegt.

- 1 mm dicke Kapton-Platte:
  Die Kaptonplatte wurde ebenfalls auf eine 20 mm dicken Scheibe aus Solid Water gelegt. Hintergrund dieser Messung ist der mögliche zukünftige Einsatz einer Kapton-Platte als Wafer. Seitens der Elektronenstrahl-Lithographie wäre dieses verfahrenstechnisch möglich. Kapton wäre gegenüber Saphir oder Silizium mit einer effektiven Ordnungszahl von 6,23 “wasseräquivalenter“.

- RW3 [3]:
  Eine Scheibe des wasseräquivalenten Phantommaterials mit einem Durchmesser von 80 mm und 20 mm Dicke.

- Solid Water:
  Eine Scheibe des wasseräquivalenten Phantommaterials mit einem Durchmesser von 80 mm und 20 mm Dicke.

Außerdem wurden bei der Wasser- und der Saphir-Wafer-Probe Messungen mit 2 mm beziehungsweise 5 mm RW3-Absorber durchgeführt (siehe Abbildung 5.2).

[3] Beim RW3 handelt es sich um ein wasseräquivalentes Phantommaterial aus Polystyrol und 2 % Gewichtsanteil TiO_2 [Bru85], [Hard88].

Hierdurch sollte untersucht werden, ob die Rückstreufaktoren von den während der Messung einer Tiefendosiskurve typisch vorkommenden Betaspektren abhängen.

Die 80 eingesetzten TLDs wurden im Vorfeld kalibriert, was durch eine gleichzeitige wiederholte Bestrahlung aller TLDs mit gleicher Dosis geschah. Die Auswertung der TLDs wurde im Fachlabor 6.31 " Orts- und Personendosimetrie " der PTB mit dem TLD-Auswertegerät TOLEDO TLD Reader 654 der Firma Pitman Instruments durchgeführt. Bei den Messungen wurden immer alle TLDs eingesetzt und alle ausgelesen. Dieses Verfahren sollte verhindern, daß die TLDs im Laufe der Messungen ihre Empfindlichkeit unterschiedlich änderten.

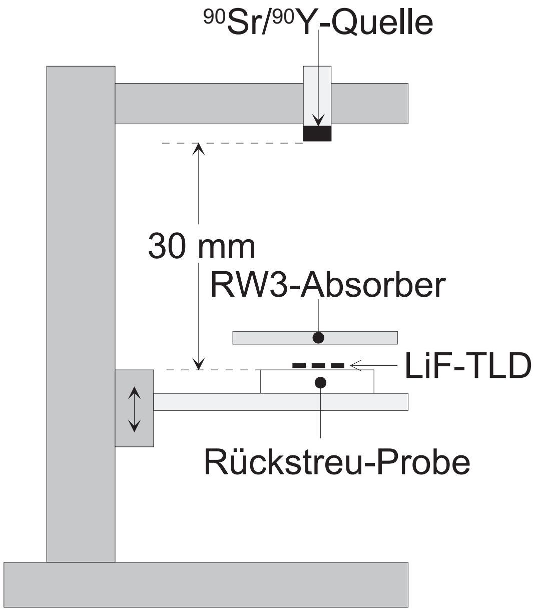


Abbildung 5.2.: *Aufbau zur Bestimmung der Rückstreufaktoren.*

5.3. Auswertung und Diskussion der Messungen

5.3.1. Untersuchung der Kalibrierung

Die Kalibrierung wurde vor den eigentlichen Messungen überprüft, indem alle TLDs mit der gleichen Gewebe-Energiedosis von etwa 500 mGy bestrahlt wurden. Hierzu wurde ebenfalls der in der Abbildung 5.2 dargestellte Aufbau mit Plexiglas als Rückstreu-Probe verwendet. Die Resultate der einzelnen TLDs stimmten innerhalb von 2 % überein (siehe Abbildung 5.3).

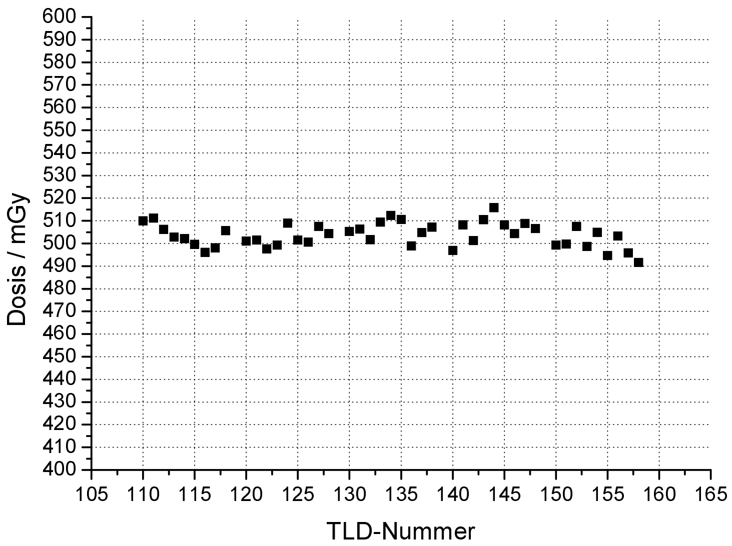


Abbildung 5.3.: *Überprüfung der Kalibrierung der TLDs. Alle TLDs wurden hierbei unter gleichen Bedingungen mit einer Gewebe-Energiedosis von etwa 500 mGy bestrahlt.*

Die Kalibrierung wurde während und am Ende der Messungen verifiziert. Hierbei wurden keine signifikanten Abweichungen festgestellt.

5.3.2. Untersuchung der Linearität bezüglich der applizierten Dosis

Im Vorfeld der Messungen wurde ebenfalls die Abweichung von der Linearität bezüglich der applizierten Dosis im für die Bestimmung der Rückstreufaktoren vorgesehenen Dosisbereich untersucht. Hierbei wurden jeweils 9 TLDs in Schritten von 100 mGy mit der gleichen Gewebe-Energiedosis bestrahlt. Wie man in der Abbildung 5.4 sieht, stimmten die Mittelwerte über die 9 TLD-Werte mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von etwa 1 % mit den erwarteten Dosen überein.

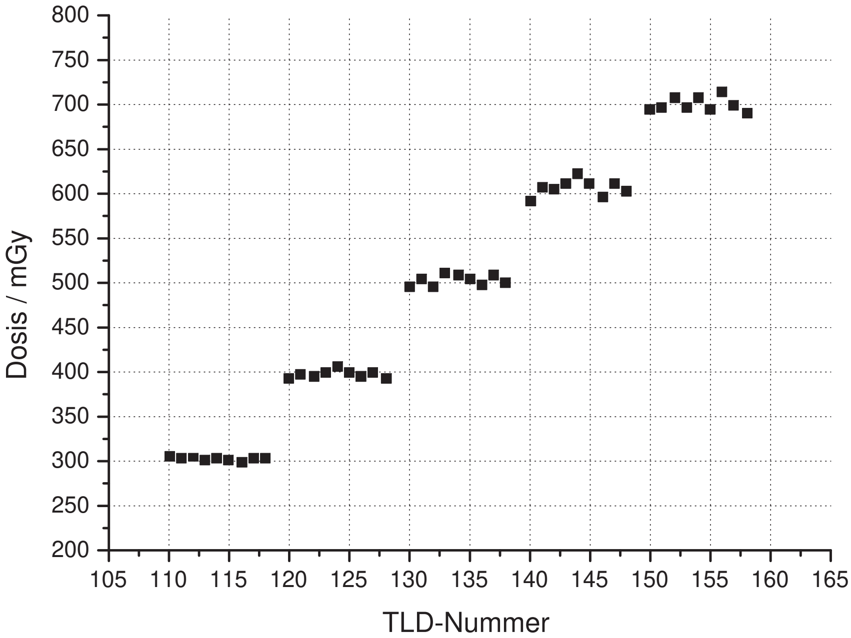


Abbildung 5.4.: *Überprüfung der Linearität der TLDs bezüglich der applizierten Gewebe-Energiedosis im für die Bestimmung der Rückstreufaktoren relevanten Dosisbereich. Die TLDs wurden in Schritten von 100 mGy bestrahlt.*

5.3.3. Vergleich mit Literaturwerten

Eine weitere Überprüfung der TLDs auf ihre Eignung für die vorliegende Aufgabestellung bestand darin, bekannte Rückstreufaktoren zu verifizieren. Konkret bezog sich die Verifikation auf Messungen von 1982 in der PTB an Proben aus "Luft", PMMA, Graphit, M3-Phantommaterial, Aluminium, Messing und Blei [Mur82]. Anders als bei den eigenen Messungen wurden damals die Rückstreufaktoren mit 20 μm dicken und im Durchmesser 6 mm breiten $CaSO_4$:Dy/Teflon-TLDs des Typs $UT - CaSO_4$ der Firma Pitman durchgeführt. In der Abbildung 5.5 sind die eigenen und die aus der Literatur entnommenen Daten, die sich jeweils auf PMMA als Referenz-Probe beziehen, gegenübergestellt. Wie man dort leicht erkennen kann, weichen die Rückstreufaktoren mit zunehmender Ordnungszahl immer weiter voneinander ab. Den systematischen Effekt sieht man noch besser in der Abbildung 5.6, wo die jeweiligen Verhältnisse der mit beiden TLD-Typen gemessenen Rückstreufaktoren aufgetragen sind.

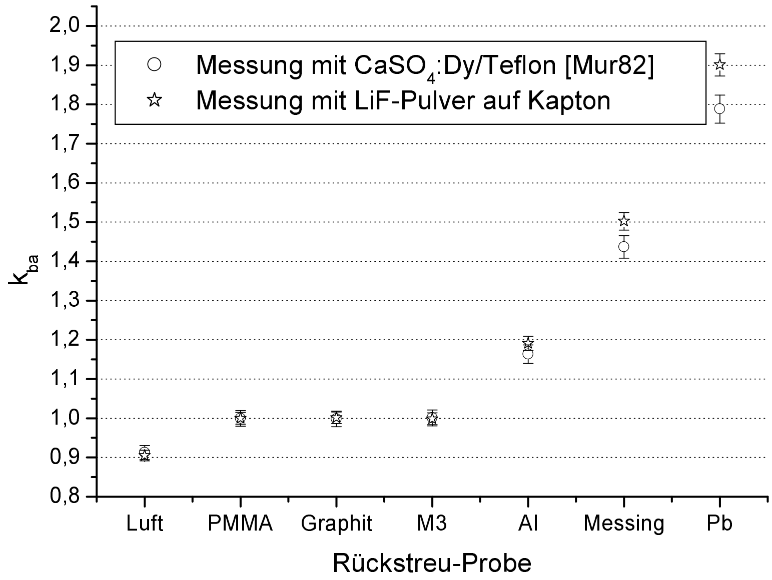


Abbildung 5.5.: *Gegenüberstellung der gemessenen Rückstreufaktoren mit LiF-TLDs (eigene Messungen) und $CaSO_4$:Dy/Teflon-TLDs (Literaturwerte), jeweils bezogen auf PMMA als Referenzmaterial. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

Eine Erklärung für diese Diskrepanz liefert das relative Ansprechvermögen der $CaSO_4$-:Dy-TLDs in Abhängigkeit von der Energie der Beta-Teilchen (siehe Abbildung 5.7). Aufgrund dieser Abhängigkeit werden die rückgestreuten niederenergetischen Elektronen bei den $CaSO_4$:Dy-TLDs weniger "berücksichtigt" als die primären Elektronen. Je größer der Beitrag der rückgetreuten Elektronen an der Gesamtdosis ist, desto mehr tritt diese "Verfälschung" zu Tage, wie es die Ergebnisse anzeigen. Für die Bestimmung für die MEK relevanten Rückstreufaktoren wurden Materialen bis zur Ordnungszahl 14 (Si-Wafer) verwendet, so daß die festgestellte Diskrepanz, die erst bei höheren Ordnungszahlen (Messing, Blei) relevant auftritt, sich nicht signifikant auswirken würde.

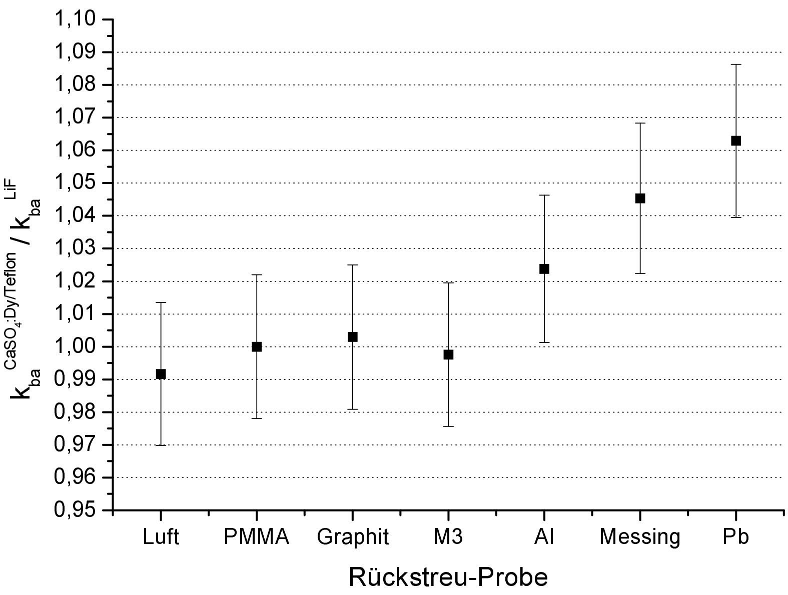


Abbildung 5.6.: *Verhältnisse der mit den beiden TLD-Typen LiF (eigene Messungen) und $CaSO_4$:Dy/Teflon (Literaturwerte) gemessenen Rückstreufaktoren, jewils bezogen auf auf PMMA als Referenzmaterial. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

5.3.4. Für die MEK relevante Rückstreufaktoren

Die für den Betrieb der MEK vordringlich benötigten Rückstreufaktoren des Saphir- und des Si-Wafers wurden mit Hilfe des oben beschriebenen Aufbaus bestimmt zu $k_{ba}^{Al_2O_3} = 0{,}915 \pm 0{,}013$ und $k_{ba}^{Si} = 0{,}87 \pm 0{,}017$ (siehe Abbildung 5.8). Die höhere relativen Standard-Meßunsicherheit beim Si-Wafer ist wegen der kleineren Anzahl der durchgeführten Messungen statistisch bedingt. Bei der Untersuchung des Rückstreufaktors in Abhängigkeit von der Absorberdicke zwischen der Quelle und dem Saphir-Wafer und dadurch von den in der Meßpraxis typisch vorkommenden Energiespektren am Saphir-Wafer konnte innerhalb der Standard-Meßunsicherheit keine Abweichung festgestellt werden (siehe Abbildung 5.9).

Ebenfalls interessant war die Bestimmung des Rückstreufaktors bei dickeren Saphir-Schichten. Am Anfang war man bemüht, so dünne Wafer wie möglich einzusetzen, um die Rückstreuverhältnisse so wenig wie möglich zu stören. Die Ergebnisse der

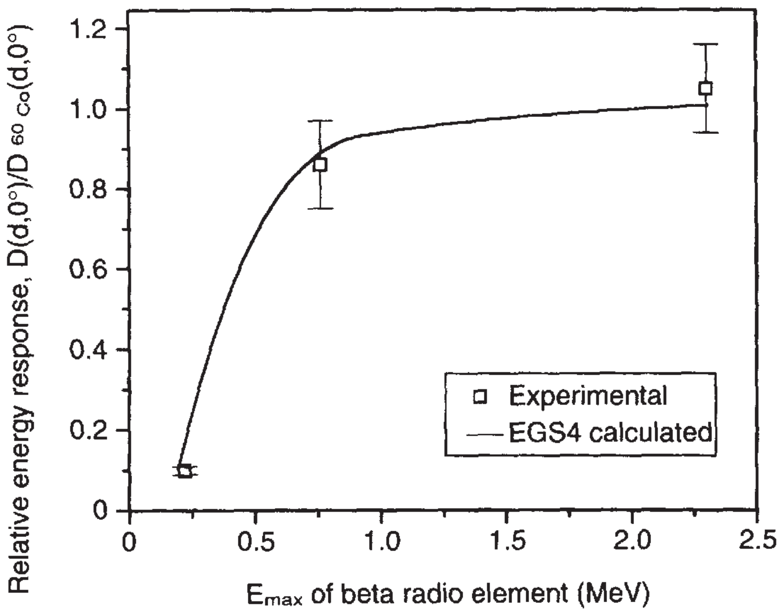


Abbildung 5.7.: *Relatives Ansprechvermögen von $CaSO_4$:Dy-TLDs in Abhängigkeit von der maximalen Energie verschiedener Beta-Strahler: $^{90}Sr/^{90}Y$($E_{max} = 2,27$ MeV), ^{204}Tl ($E_{max} = 0,76$ MeV) und ^{147}Pm ($E_{max} = 0,22$ MeV) [Lug96].*

Untersuchung zeigen nun, daß die Saphirdicke zumindest oberhalb von 430 μm offensichtlich nur noch eine vernachlässigbare Rolle spielt (siehe Abbildung 5.9). Konkret heißt das also, daß man in der Zukunft eher auf die Ebenheit der Wafer Rücksicht nehmen sollte als auf deren Dicke.

Weitere relevante Rückstreufaktoren sind ebenfalls in der Abbildung 5.8 dargestellt. Hier sollte man insbesondere auf den "günstigen" Rückstreufaktor von 1,028 der 1 mm Kapton-Probe hinweisen.

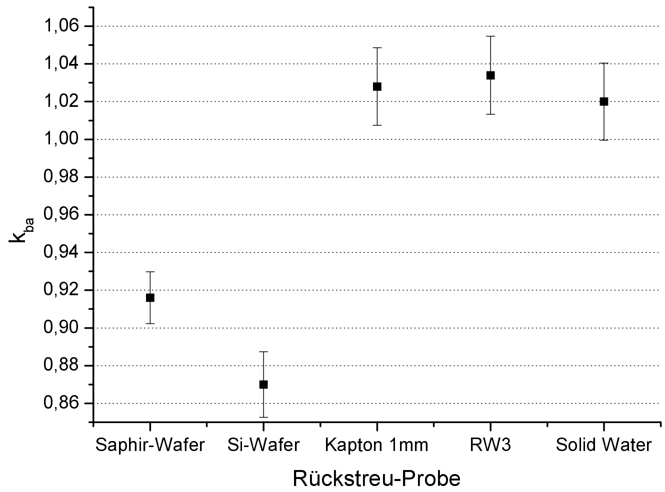


Abbildung 5.8.: *Rückstreufaktoren bezogen auf Wasser für in der MEK relevante Material-Proben. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

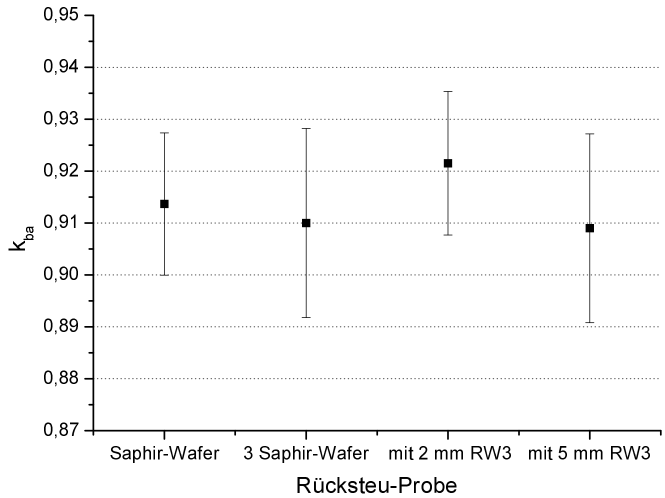


Abbildung 5.9.: *Rückstreufaktoren bezogen auf Wasser für einen Saphir-Wafer, drei gestapelte Saphir-Wafer und ein Saphir-Wafer unter einem 2 mm beziehungsweise 5 mm dicken RW3-Absorber. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

6. Betrachtung der Komponenten des mit der MEK gemessenen Stromes

6.1. Allgemeines

Der mit der Elektrometer-Elektronik gemessene Strom einer Sammelelektroden besteht nicht nur aus dem Ionisationsstrom, sondern setzt sich aus mehreren Stromkomponenten zusammen:

- Der eigentliche Ionisationsstrom I, der durch die $\beta-$Teilchen im durch die segmentierte Sammelelektrode vorgegebenen Volumen entsteht. Wegen der Ladungserhaltung ist der Strombetrag unabhängig von der Polarität der angelegten Kammerspannung; es gilt also $I = I_{ion+} = -I_{ion-}$.

  Nur diese Stromkomponente ist ein Maß für die zu bestimmende Wasser–Energiedosisleistung. Alle im folgenden aufgezählten Stromkomponenten werden als Störströme betrachtet.

- Der Wafer-Leckstrom I_{WL} ist ein elektrodenspezifischer Stromanteil, der durch die Isolationsverhältnisse auf dem Wafer bestimmt ist (siehe Abschnitt 4.6). Der Wafer-Leckstrom hängt von der angelegten Polarität ab. Die durch den Polaritätswechsel bedingten Stromdifferenzen $\Delta I_{WL} = I_{\Delta WL+} - I_{\Delta WL-}$ sind ebenfalls elektrodenspezifisch und liegen je nach Elektrode in einem Bereich von 1 fA bis 15 fA. Die Stromdifferenzen besitzen keine relevante Feldstärkeabhängigkeit und erreichen 10 Minuten nach einem Polaritätswechsel ihren Sättigungswert (siehe Abbildung 4.20). Da die elektrodenspezifischen Isolationsverhältnisse langzeitstabil sind, wirkt sich dieser Strom nur auf den Strom-Offset bei einer Extrapolationskammer–Messung auswirken.

- Der durch die Beta-Strahlung induzierte Polarisationsleckstrom I_{pol}. Hierbei handelt es sich um die in der Wafer-Isolatorschicht absorbierten Elektronen, die durch Rückdiffusion zu den Elektroden gelangen und abfließen. Dieser Anteil erreicht eine Stunde, nachdem die Quelle in der Kammer eingebracht wurde, einen stabilen Gleichgewichtswert, der von der Polarität unabhängig ist ($I_{pol+} = I_{pol-} = I_{pol}$). Ebenfalls weist dieser Anteil keine Abhängigkeit von der Kammertiefe im für die Extrapolationskammer–Messungen relevanten Bereich von 50 μm bis 150 μm auf (siehe Abbildung 7.7). Ab einer Feldstärke von etwa 100 V/mm erreicht dieser Strom einen Sättigungswert um 300 fA/mm^2 bei einer Sammelelektrode auf dem Saphir-Wafer und nur etwa 30 fA/mm^2 bei einer Sammelelektrode auf dem Si-Wafer. Diese Angaben beziehen sich auf eine Wasser–Energiedosisleistung um 10 Gy/min. Der Unterschied dieses Anteils zwischen den beiden Wafer-Typen ist in der Dicke des Isolators unter der Aluminium-Sammelelektrodenschicht begründet, in der sich die Elektronen sammeln. So liegt beim Si-Wafer nur eine Isolatorschicht aus SiO_2 von 0,6 μm zwischen Aluminium- und Si-Schicht vor, wohingegen beim Saphir-Wafer die 430 μm Dicke komplett aus einem Isolator besteht.

- Ein durch die Bremsstrahlung induzierter Leckstrom I_{br} außerhalb des Sammelvolumens ist ein weiterer parasitärer Störanteil. Bei diesem Strom handelt es sich um einen Ionisationsstrom, der unmittelbar in der Nähe der Kontaktfedern entsteht. Dieser Anteil ist während der gesamten Extrapolation konstant, so daß er sich nur auf den Strom-Offset auswirken kann. Eine obere Abschätzung dieses Anteils, der durch die Kammerkonstruktion vorgegeben ist, ergab einen Strom von 5 fA bei Verwendung typischer Beta-Brachytherapiequellen.

- Ein durch die sogenannten Sekundärelektronen bedingter Strom I_{sec} muß ebenfalls berücksichtigt werden. Dieser Anteil wird ausführlich im Abschnitt 6.2 betrachtet. Die bis etwa 20 V hängt er von der Kammerspannung ab und nimmt darüber hinaus einen Sättigungswert an. Bei einer typischen Wasser–Energiedosisleistung von 10 Gy/min beträgt dieser gemäß Literaturdaten etwa 15 fA bei der verwendeten Anordnung [Schu63], [Bur68a], [Bur68b], [Böhm81]. Die Abhängigkeit dieses Stromes von der Dosisleistung und somit also von der Kammertiefe kann für die Extrapolationskammer–Messungen vernachlässigt werden. Durch den symmetrischen Aufbau - an beiden Seiten des Ionisationsvolumens befinden sich Aluminiumschichten (siehe Abbildung 6.3) - gilt im allgemeinen $I_{sec+}(U_K) = -I_{sec-}(U_K) = I_{sec}(U_K)$.

- Weiterhin müssen die Eingangsruheströme I_{LO} der Operationsverstärker der einzelnen Elektrometer berücksichtigt werden. Diese sind von der Polarität unabhängig und langzeitstabil, es gilt also $I_{LO+} = I_{LO-} = I_{LO}$.

Berücksichtigt man all die oben aufgezählten Beiträge, so ergibt sich bei einer positiven Polarität der Meßstrom zusammen zu:

$$I_+ = I + I_{WL+} + I_{pol} + I_r + I_{sec}(U_K) + I_{LO}\,. \tag{6.1}$$

Entspechendes gilt für die negative Polarität:

$$I_- = -I + I_{WL-} + I_{pol} + I_{br} - I_{sec}(U_K) + I_{LO}\,. \tag{6.2}$$

Bildet man die Summe, $I^{‘}$, beziehungsweise die Differenz, $I_p^{‘}$, der beiden Ströme, so erhält man in einem Fall das Doppelte des parasitären Stromes I_p abzüglich des Sekundärelektronenstromes $I_{sec}(U_K)$ und in dem anderen Fall das Doppelte des Ionisationsstromes mit einem von der Kammertiefe unabhängigen Strom-Offset, bestehend aus dem doppelten Sekundärelektronenstrom $I_{sec}(U_K)$ und der durch den Polaritätswechsel bedingten Stromdifferenz des Wafer-Leckstromes $\Delta I_{WL} = I_{WL+} - I_{WL-}$.

Es gilt also:

$$I_p^{‘} = \frac{1}{2}(I_+ + I_-) = \frac{1}{2}(I_{WL+} + I_{WL-}) + I_{pol} + I_{br} + I_{LO} = I_p - I_{sec}(U_K)\,, \tag{6.3}$$

$$I^{‘} = \frac{1}{2}(I_+ - I_-) = I + \frac{1}{2}\Delta I_{WL} + I_{sec}(U_K)\,. \tag{6.4}$$

6.2. Sekundärelektronen

Trifft ein monoenergetischer Elektronenstrahl mit der Energie E_O auf einen Festkörper auf, so treten aus diesem wiederum Elektronen aus. Das Energiespektrum der rückgestreuten Elektronen ist in der Abbildung 6.1 schematisch dargestellt. Wie dort dargestellt, unterscheidet man drei Elektronengruppen, und zwar:

(i) elastisch rückgestreute primäre Elektronen,

(ii) inelastisch rückgestreute primäre Elektronen bis hinunter zu einer Energie von etwa 30 eV,

(iii) Sekundärelektronen im Energiebereich unter etwa 30 eV mit einem scharfen Maximum bei 1 bis 3 eV. Dieses Energiespektrum ist - anders als bei den beiden anderen Gruppen - durch das Targetmaterial bestimmt.

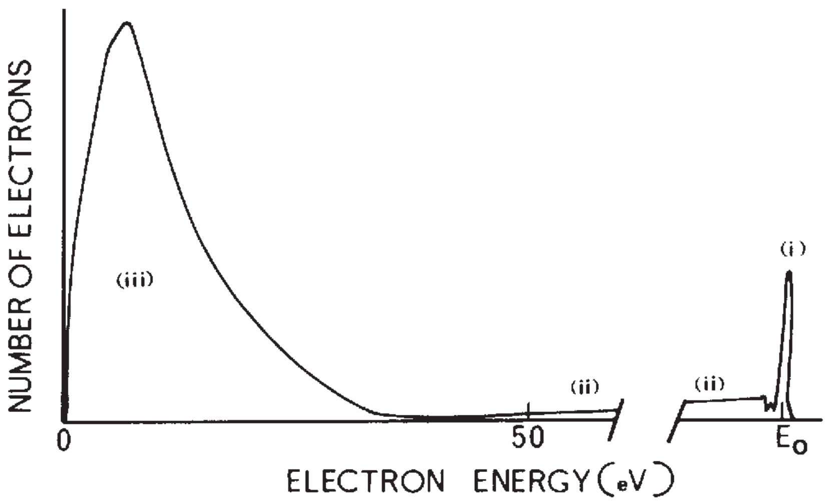


Abbildung 6.1.: *Schematisch dargestelltes Energiespektrum rückgestreuter Elektronen eines monoenergetischen Elektronen-Strahls mit der Energie E_O, der auf einen Festkörper auftrifft. Hierbei handelt es sich bei: (i) um die elastisch rückgestreute primäre Elektronen, (ii) inelastisch rückgestreute primäre Elektronen und (iii) die Sekundärelektronen [Flüg56].*

Der Effekt der so genannten Sekundärelektronen-Emission (SE) wurde schon um 1900 entdeckt und vielfach untersucht [Aust02], [Brui54]. Für den Betrieb der Extrapolationskammer ist das Spektrum und die Größe der SE für Aluminium interessant, da sowohl die Mylarfolie als auch die Wafer mit einer etwa 50 nm dicken Aluminium-Schicht bedeckt sind. Das Energiespektrum für Aluminium kann man der Abbildung 6.2 entnehmen. Wie dort zu sehen ist, liegt das Maximum der Verteilung bei etwa 2 eV und die Energie erstreckt sich bis maximal 20 eV. Das bedeutet, daß die Sekundärelektronen nicht ionisierend wirken und sie können bei einer Kammerspannung U_K um 20 V vollständig umgedreht werden. Was den Sekundärelektronenstrom betrifft, der linear von der Dosisleistung und der Auftrittsfläche abhängt, ist in der Literatur ein Wert von etwa 100 fA pro Gy/s pro mm^2 zu finden [Schu63], [Bur68a], [Bur68b]. Für eine typische Sammelelektrode von 1 mm^2 und eine Wasser–Energiedosisleistung von 10 Gy/min ergibt sich ein Strom von etwa 17 fA.

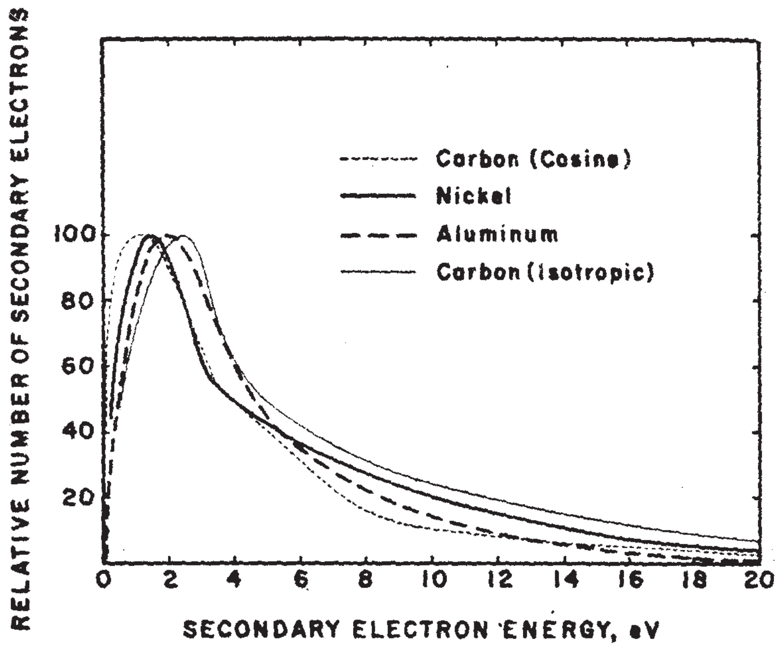


Abbildung 6.2.: *Energiespektrum der Sekundärelektronen für Graphit, Nickel und Aluminium [Schu63].*

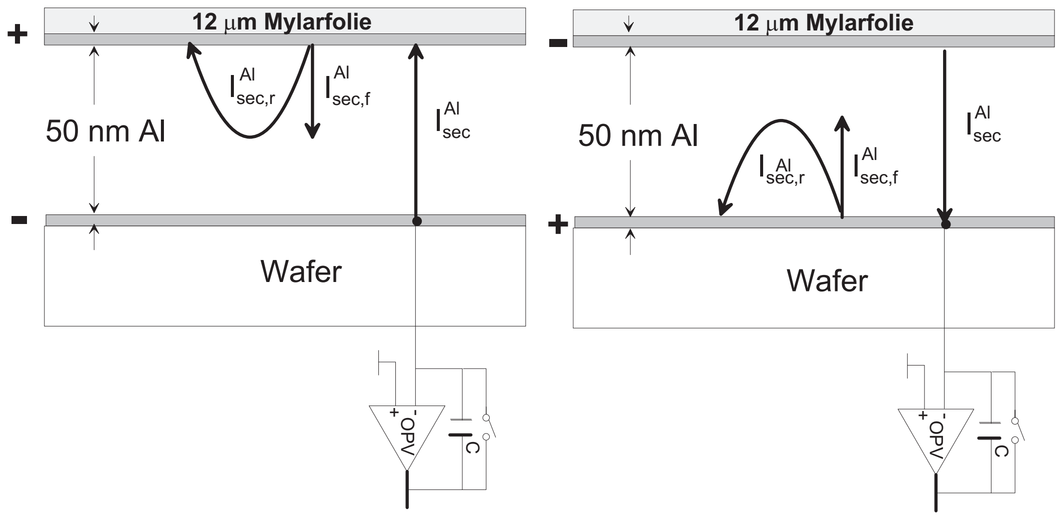


Abbildung 6.3.: *Schematische Darstellung der Sekundärelektronen-Emission in der MEK bei positiver (a) beziehungsweise negativer (b) Polarität. Der Sekundärelektronen-Strom* I_{sec}^{Al} *der jeweiligen Aluminium-Schicht mit positiver Polarität setzt sich aus einem "umkehrenden" Anteil* $I_{sec,r}^{Al}$ *und einem zu der gegenüberliegenden Elektrode fließenden Anteil* $I_{sec,f}^{Al}$ *zusammen . Die Größe des jeweiligen Anteils ist von der angelegten Kammerspannung abhängig.*

Für die Extrapolationskammer–Messungen ist der Sekundärelektronen-Strom also nicht relevant, wenn die Kammerspannung für alle Kammertiefen konstant gewählt wird. In diesem Fall kann man davon ausgehen, daß der effektive Sekundärelektronen-Strom für alle Kammertiefen gleich ist, da die Dosisleistungsabhängigkeit dieses Stromes bei den üblichen Kammertiefeänderungen von etwa 100 μm vernachlässigt werden kann. Man erhält also einen über die Kammertiefe konstanten Strom-Beitrag in der Höhe des Sekundärelektronen-Stromes für Aluminium bei der angelegten Kammerspannung $I_{sec}^{Al}(U_K)$.

6.3. Sättigungskorrektion des Ionisationsstromes

6.3.1. Grundlagen

Auf dem Weg zu den Elektroden rekombiniert ein Teil der Elektronen und ionisierten Luftionen durch die Effekte der Volumenrekombination, der Anfangsrekombination und der Rekombination durch Diffusion. Da man für die absolute Dosimetrie an dem Ionisationsstrom bei vollständiger Sättigung - also ohne Rekombinationsverluste - interessiert ist, muß der gemessene Ionisationsstrom mit einem Korrektionsfaktor k_{sat} multipliziert werden, welcher die oben genannten Effekte berücksichtigt. Vielfach wird auch mit dem als Sättigungsgrad f bezeichneten Kehrwert f = 1 / k_{sat} gerechnet, der das Verhältnis der gesammelten zur erzeugten Ladung darstellt.

Die drei Rekombinationseffekte werden wie folgt unterschieden:

- Die **Volumenrekombination** (verantwortlich für f_v) entsteht durch Diffusion und elektrostatische Anziehung der im Ionisationsvolumen homogen verteilten Ladungsträger.
- Als **Anfangsrekombination** (verantwortlich für f_i) wird die Rekombination der getrennten Ladungsträger längs der Bahn eines geladenen Teilchens bezeichnet, wobei die Ladungsträger in Anhäfungen auftreten. Die Anfangsrekombination hängt von der Dichte der Ionisierung längs der Bahn der Teilchen ab, sie hängt daher - im Gegensatz zur Volumenrekombination - nicht von der Dosisleistung ab.
- Bei der **Rekombination durch Diffusion** (verantwortlich für f_d) gelangt ein Teil der Ladungsträger durch Diffusion gegen die Richtung des angelegten Feldes zur "falschen Elektrode". Dieser Anteil ist nur von der Kammerspannung abhängig.

Für Sättigungsdefizite kleiner als 10 % und für planparallele Ionisationskammern bei kontinuierlicher Strahlung gelten für den jeweiligen Sättigungsgrad die folgenden Formeln [Böhm76]:

$$f_v = 1 - \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma_{exp}}\right)^2 \quad \text{[Mie04]}\,, \tag{6.5}$$

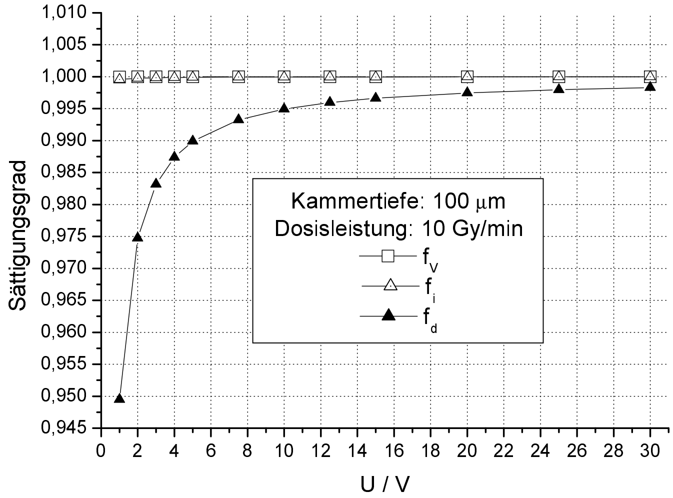


Abbildung 6.4.: *Sättigungsgrad der einzelnen Rekombinationskomponenten in Abhängigkeit von der Kammerspannung gemäß der Gleichungen 6.5, 6.6 und 6.7 bei einer typischen Kammertiefe und einer für die kardiovaskulären Brachytherapiequellen typischen Wasser–Energiedosisleistungen.*

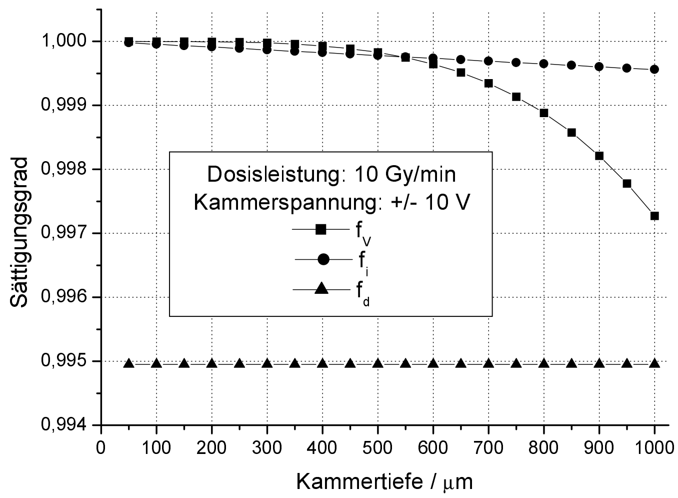


Abbildung 6.5.: *Sättigungsgrad der einzelnen Rekombinationskomponenten in Abhängigkeit von der Kammertiefe gemäß der Gleichungen 6.5, 6.6 und 6.7 bei einer typischen Kammerspannung und einer für die kardiovaskulären Brachytherapiequellen typischen Wasser–Energiedosisleistungen.*

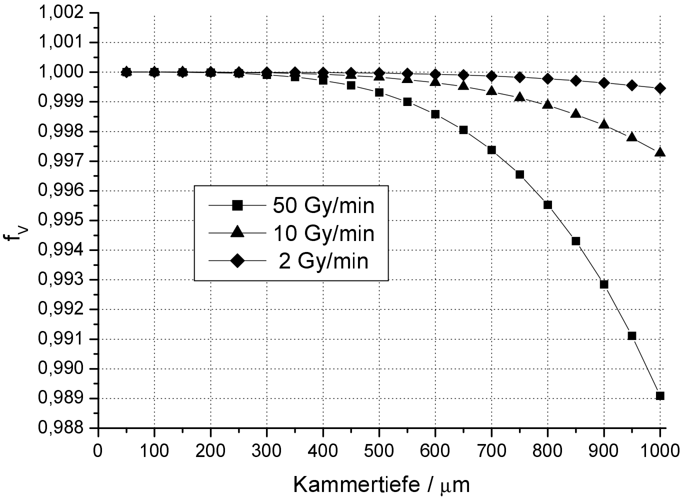


Abbildung 6.6.: *Volumen-Sättigungsgrad in Abhängigkeit von der Kammertiefe gemäß der Gleichung 6.5 bei in der kardiovaskulären Brachytherapie typisch auftretenden Wasser–Energiedosisleistungen.*

$$f_i = 1 - \frac{E_1 l}{U} \quad \text{[Kara40]}\,, \tag{6.6}$$

$$f_d = 1 - \frac{2kT}{eU} \quad \text{[Lang13]}\,. \tag{6.7}$$

Hierbei ist:

Γ_0^2	$= (5,05 \pm 0,25)10^{13} V^2 A^{-1} m^{-1}$,
Γ_{exp}^2	$= U^2 l^{-4} q_m^{-1}$,
l	die Kammertiefe,
q_m	die gemessene Ionisationladung pro Sammelvolumen und Zeit,
U	die Kammerspannung,
E_1	= 4,4 V m^{-1},
T	die Lufttemperatur.

In den Abbildungen 6.4, 6.5 und 6.6 sind die jeweiligen Sättigungsgrade für eine typische Meßsituation mit der MEK dargestellt. In dem Kammertiefenbereich bis 250 μm und dem mit hoher Ortsauflösung messbaren Wasser–Energiedosisleistungsbereich von 2 Gy/min bis 60 Gy/min spielt hiernach nur die Rekombination durch die Diffusion eine Rolle. Auch hierbei ist bereits bei einer Kammerspannung von mehr als 10 V nur eine Sättigungskorrektur von einem halben Prozent nötig.

Multipliziert man die einzelnen Faktoren, so erhält man den Kehrwert des Korrektionsfaktors zu:

$$\frac{1}{k_{sat}} = f_v f_i f_d = (1 - \frac{\Gamma_0^2 l^4 q_m}{U^2})(1 - \frac{E_1 l}{U})(1 - \frac{2kT}{eU})\,. \tag{6.8}$$

6.3.2. Aufbau und Durchführung der Messungen

Bei den folgenden Messungen wurde die oben vorgstellte Beziehung 6.8 zwischen dem Sättigungsgrad, der Kammertiefe und der Kammerspannung auf ihre Eignung für die MEK überprüft. Hierbei wurden die Meßströme bei verschiedenen typischen Kammmertiefen und unter der Variation der Kammerspannung gemessen.

Für die Untersuchung des Sättigungsverhaltens des Ionisationsstromes wurde eine Meßsituation gewählt, die typisch für den vorgesehenen Einsatz der MEK ist. So wurde eine ^{90}Sr-Flächenquelle mit einem Durchmesser von 15,6 mm definiert definiert vor der Eintrittsfolie der MEK positioniert (siehe Abbildung 6.7 oder detaillierter Abbildung 7.1). Eine 2 mm dicke RW3 Schicht simuliert hierbei eine Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung in 2 mm Wassertiefe.

Bei der Untersuchung wurden typische Kammertiefen gewählt, die bei den Extrapolationskammer–Messungen vorgesehen waren, und zwar 100 μm und 200 μm. Um die Ergebnisse mit den Untersuchungen des Sättigungsverhaltens bei der "klassischen" Extrapolationskammer vergleichen zu können, wurde ebenfalls bei einer Kammertiefe von 500 μm gemessen. Mit der "klassischen" Extrapolationskammer ist hier die Extrapolationskammer nach Böhm gemeint (siehe Abschnitt 2.4). Die Kammerspannung selbst wurde von 0 V bis mindestens bis 20 V variiert, um alle Sekundärelektronen "umzudrehen" (siehe Abschnitt 6.2). Die Wasser–Energiedosisleistung von etwa 10 Gy/min lag im für die kardiovaskuläre Brachytherapiequellen typischen Bereich.

Während der Messung wurde die Kammertiefe mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik nachjustiert, so daß nur eine maximale Abweichung der Referenz-Kammertiefe von

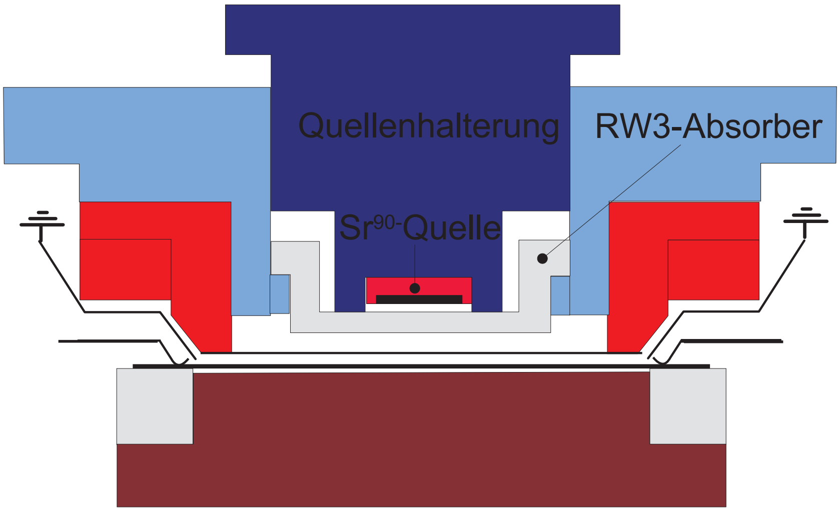


Abbildung 6.7.: *Meßaufbau für die Untersuchung der Sättigungskorrektion des Ionisationsstromes sowie für die Extrapolationskammer–Messungen.*

$\pm 1,5\mu$m auftreten konnte.

6.3.3. Auswertung und Diskussion der Messungen

Saphir-Wafer

Es wurden Sammelelektroden zweier Saphir-Wafer bezüglich des Sättigungsverhaltens untersucht. Beide Wafer liefern vergleichbare Ergebnisse, so daß im folgenden nur auf die Ergebnisse eines der Wafer eingegangen wird.

Die Ströme $I^{‘}$ wurden zunächst mit dem klassischen Korrektionsfaktor k_{sat} gemäß der Gleichung 6.8 korrigiert und für die jeweilige Kammertiefe in Abhängigkeit von der Kammerspannung, normiert auf den Wert bei 20 V, aufgetragen (siehe Abbildung 6.8).

Auserdem dargestellt sind für die Sammelelektroden in der Abbildung 6.9 die Änderungen des korrigierten Stromes $\Delta(k_{sat} * I^{‘})$ pro Änderung der Kammerspannung ΔU für die jeweiligen Kammertiefen 100 μm, 200 μm und 500 μm.

Wie in den Abbildungen 6.8 und 6.9 dargestellt, erfaßt die klassische Sättigungskorrektion k_{sat} nicht alle Effekte, die das Sättigungsverhalten der Wafer-Sammelelektrode ausmachen. Im einzelnen stellt man folgendes fest:

1. Die Sättigungscharakteristik unterscheidet sich signifikant zwischen den einzelnen Kammertiefen.

2. Innerhalb einer Kammertiefe unterscheiden sich die Sättigungcharakteristiken der einzelnen Sammelelektroden insbesondere bei Kammerspannung unterhalb 5 V signifikant. So variieren bei der Kammertiefe 100 μm und der Kammerspannung 1,5 V die normierten Werte in einem Bereich von 10 %.

3. Die Änderung des korrigierten Stromes pro Änderung der Kammerspannung in Abhängigkeit von der Kammerspannung ist von der Kammertiefe ab einer Kammerspannung von etwa 10 V weitgehend unabhängig. Hierbei gilt weiterhin, daß ab einer Kammerspannung von etwa 10 V die elektrodenspezifischen Unterschiede kaum eine Rolle spielen.

4. Starke Unterschiede fallen bei den Sättigungscharakteristiken zwischen der 1 mm^2- und der 9 mm^2-Sammelelektrode auf.

5. Bei der Kammertiefe von 500 μm konnte nur bei der 9 mm^2-Sammelelektrode ab einer Kammerspannung von 5 V in guter Näherung die Sättigungscharakteristik einer "klassischen" Extrapolationskammer beobachtet werden.

Gründe für das beschriebene Sättigungsverhalten liegen einerseits in den elektrodenspezifischen Isolationsverhältnissen auf dem Wafer (siehe Abschnitt 4.6) und andererseits spielt die Sekundärelektronen-Emission eine Rolle (siehe Abschnitt 6.2). Die starken Unterschiede der Sättigungscharakteristika zwischen den 1 mm^2- und 9 mm^2-Sammelelektroden weisen auf einen Randeffekt hin, also ebenfalls auf ein Isolationsproblem. Dieser Effekt müßte noch systematisch untersucht werden, indem man bei gleicher Zuleitungsgeometrie die Elektrodenflächen und deren Isolationsbreiten variiert.

Aus dem beobachteten Sättigungsverhalten ergab sich für die Durchführung der Extrapolationskammer–Messungen wichtige Forderung, bei allen Kammertiefen die gleiche Kammerspannung zu wählen, die mindestens 10 V betragen sollte. Hierdurch wird verhindert, daß die für die Dosimetrie relevante Größe der Änderung des Ionisationsstromes pro Änderung der Kammertiefe verfälscht wird.

Si-Wafer

Aus zeitlichen Gründen wurde nur ein Si-Wafer bezüglich des Sättigungsverhaltens untersucht.

Durch die große Standard-Meßunsicherheit bei den notwendigen Nachjustierungen der Kammertiefe während der Messungen mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik mußten hierdurch bedingte relative Standard-Meßunsicherheit in der Größenordnung von 2 % bei den Ionisationsströmen in Kauf genommen werden.

Die hierbei ermittelten Ergebnisse entsprechen weitgehend denen der Saphir-Wafer, was die oben erwähnte Annahme bestätigt, daß die elektrodenspezifischen Isolationsverhältnisse und die Sekundärelektronen-Emission für die beschriebenen Effekte verantwortlich sind. In den Abbildungen 6.10 und 6.11 sind die entsprechen Sättigungsverhältnisse eines Si-Wafers dargestellt.

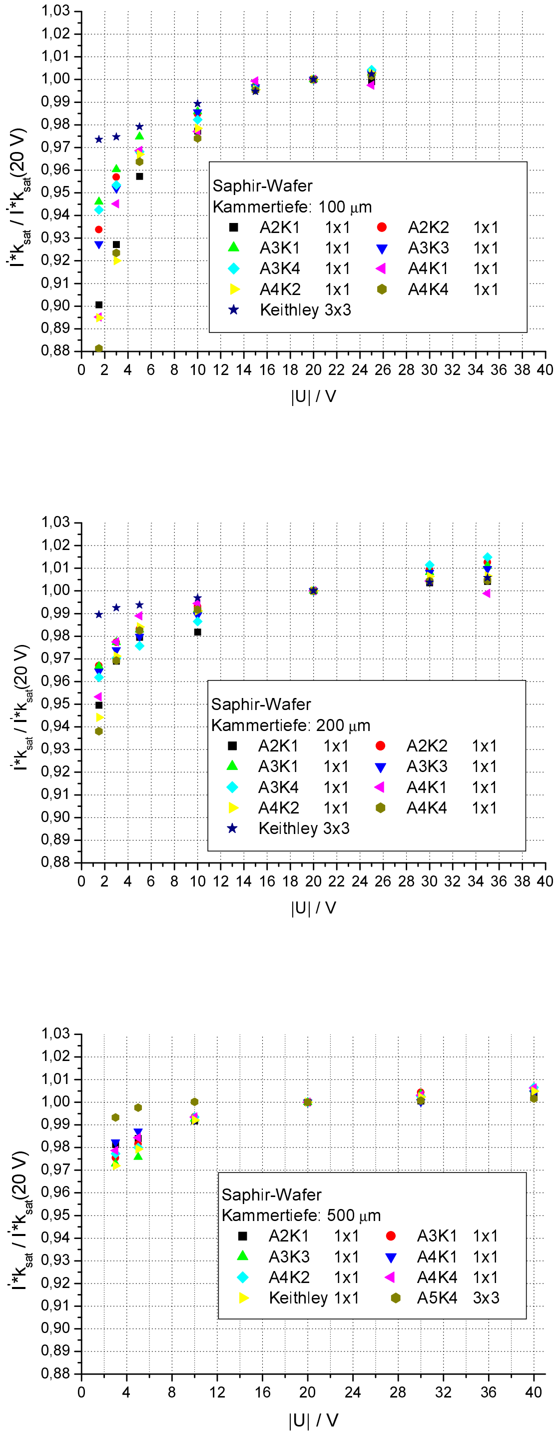
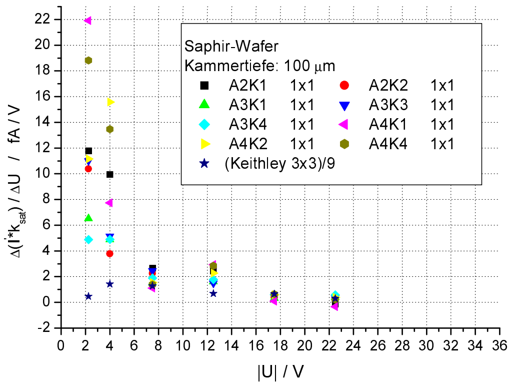
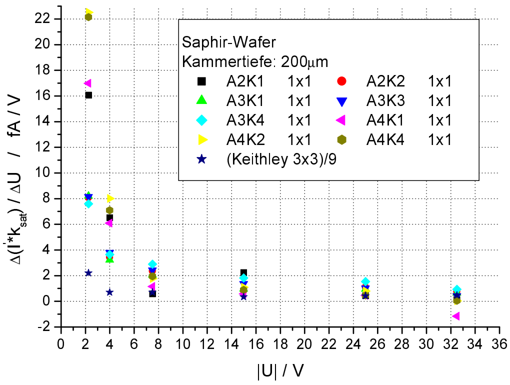


Abbildung 6.8.: *Normierte Darstellung der korrigierten Meßströme der einzelnen 1 mm^2-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm^2-Elektrode (3x3) bei einer Kammertiefe von 100 µm (oben), 200 µm (mitte) und 500 µm (unten) in Abhängigkeit von der Kammerspannung. Die Ströme wurde mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen.*





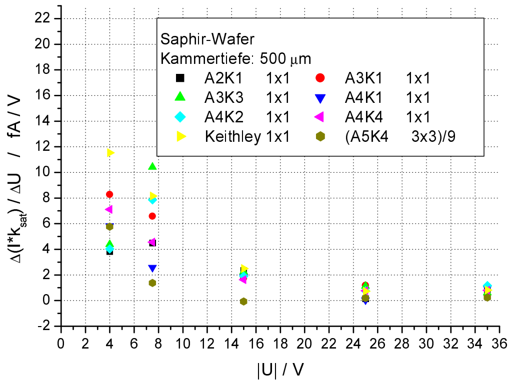
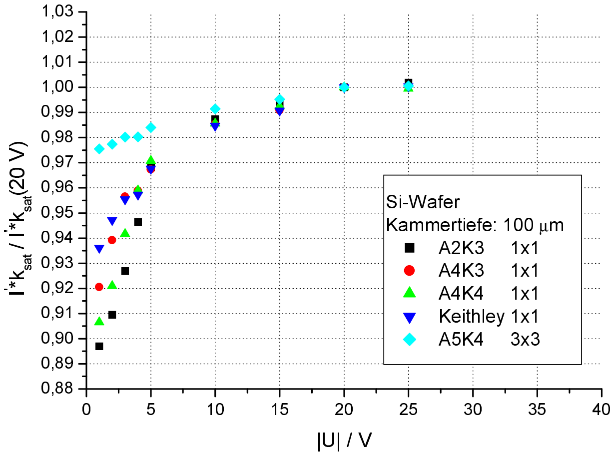


Abbildung 6.9.: *Änderung des korrigierten Stromes pro Änderung der Kammerspannung in Abhängigkeit von der Kammerspannung der einzelnen 1 mm²-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm²-Elektrode (3x3) bei einer Kammertiefe von 100 µm (oben), 200 µm (mitte) und 500 µm (unten). Die Werte für die 9 mm²-Elektrode wurden durch 9 dividiert. Die Ströme wurde mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen.*



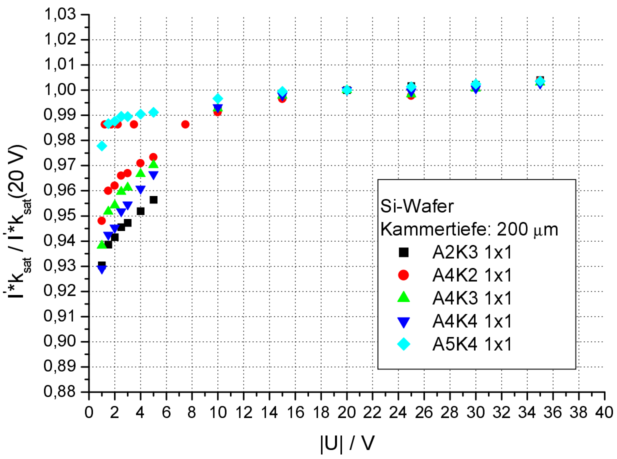
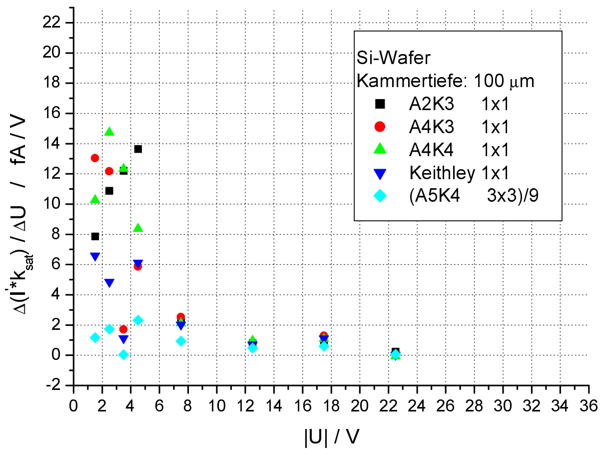


Abbildung 6.10.: *Normierte Darstellung der korrigierten Ströme der einzelnen 1 mm^2-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm^2-Elektrode (3x3) bei einer Kammertiefe von 100 µm (oben) und 200 µm (unten) in Abhängigkeit von der Kammerspannung. Die Ströme wurde mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen.*



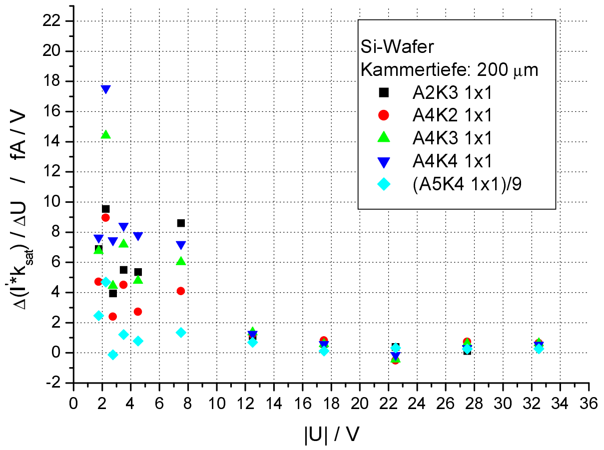


Abbildung 6.11.: *Änderung des korrigierten Stromes pro Änderung der Kammerspannung der einzelnen 1 mm*^{2}*-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm*^{2}*-Elektrode (3x3) in Abhängigkeit von der Kammerspannung bei einer Kammertiefe von 100 µm (oben) und 200 µm (unten). Die Werte für die 9 mm*^{2}*-Sammelelektrode wurden durch 9 dividiert. Die Ströme wurde mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1, ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen.*

7. Extrapolationskammer–Messungen an einer ^{90}Sr/^{90}Y-Quelle

Mit der in den vorherigen Kapiteln im Detail beschriebenen und untersuchten MEK wurden zum Abschluß der Arbeit beispielhaft Extrapolationskammer–Messungen an einer ^{90}Sr/^{90}Y-Flächenquelle durchgeführt. Mit diesen Messungen sollte die Eignung der Kammer als Primärnormal-Meßeinrichtung zur Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser–Energiedisis in einem Wasserphantom überprüft werden.

7.1. Meßaufbau und vorbereitende Messungen

Der prinzipielle Aufbau für die Extrapolationskammer–Messungen wurde bereits in der Abbildung 6.7 dargestellt. In der Abbildung 7.1 sind die wesentlichen geometrischen Verhältnisse nochmals gezeigt. So befindet sich die 0,1 mm Edelstahl-Austrittsfolie der ^{90}Sr/^{90}Y-Quelle 4 mm oberhalb der MEK-Eintrittsfolie. Der Durchmesser der mit 6,2 GBq Aktivität belegten Fläche beträgt 15,6 mm. Eine 2 mm dicke RW3-Absorberschicht befindet sich zwischen der Quelle und der Eintrittsfolie. Diese Anodnung mit der 2 mm dicke RW3-Absorberschicht wurde so gewählt, da sie der Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung in 2 mm Wassertiefe gut simuliert. In der kardiovaskuläre Brachytherapie ist die Angabe der Wasser–Energiedosisleistung in 2 mm Wassertiefe von besonderem Interesse ist.

Bei dieser Anordnung ist der genaue laterale Bezug der Quelle zum Wafer-Design

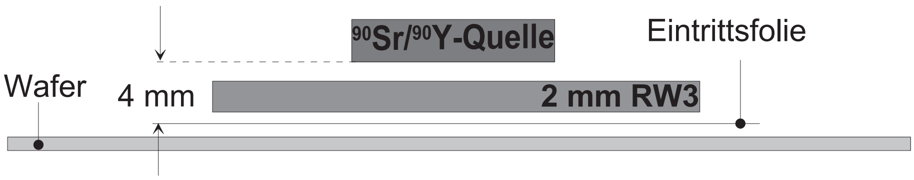


Abbildung 7.1.: *Geometrische Anordnung für die Extrapolationskammer–Messungen.*

nicht gegeben. Das bedeutet für diese Meßanordnung, daß ein Vergleich der Wasser–Energiedosisleistungen, die mit zwei verschiedenen Wafern gleichen Designs gemessen wurden, nur im Rahmen der möglichen fehlerhaften Zuordnung des Meßortes im abgeschätzten Bereich von 4 % vorgenommen werden kann.

Im Vorfeld der Extrapolationskammer–Messungen wurde mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik der Wafer parallel zur Eintrittsfolie ausgerichtet. Anschließend wurde mit Hilfe der Spannungssprung-Methode die absolute Kammertiefe mit einer Standard-Meßunsicherheit von 2,5 μm bestimmt (siehe Abschnitt 4.5.1).

7.2. Durchführung der Extrapolationskammer–Messung

Die minimal einstellbare Kammertiefe bei den eingesetzten Wafern war mechanisch auf etwa 35 μm limitiert. Hierbei spielte insbesondere die Unebenheit der Wafer und des Folienspannringes eine Rolle. Mindestens weitere 20 μm Kammerabstand wurden benötigt, um bei vorgesehenen Kammerspannungen bis 20 V keinen Luft-Durchschlag zu verursachen. So wurden bei den Extrapolationskammer–Messungen Kammertiefen im Bereich von 60 μm bis 160 μm in 15 μm- beziehungsweise 20 μm-Schritten gemessen. Die Positionierung der Quelle konnte mit einer Reproduzierbarkeit von besser als 10 μm in der Tiefe und einem Grad in der Ebene der Symmetrieachse vorgenommen werden, was für die zu bestimmende Wasser–Energiedosisleistung einen Einfluß von maximal 2 % bedeutete. Die Messungen wurden mit beiden Polaritäten durchgeführt. Hierbei wurde darauf geachtet, daß nach jeder Spannungsänderung mindestens 10 Minuten bis zur erneuten Strommessung verstrichen. Hierdurch wurde das beobachtete Sättigungsverhalten nach einem Spannungswechsel berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.6). Aufgrund der Sättigungsverhältnisse der Meßströme wurde eine Kammerspannung im Bereich von 10 V bis 20 V für alle Kammertiefen gewählt. Die Referenz-Kammertiefe [1] wurde mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik nach jeder Kammertiefen-Verstellung nachjustiert. So konnte auch in dem nicht klimatisierten Meßraum die Standard-Meßunsicherheit für die Kammertiefe während der gesamten Meßzeit von etwa drei bis vier Stunden auf weniger als 3 μm festgelegt.

7.3. Auswertung der Messungen

Für die Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung gilt die bereits im Abschnitt 2.4 angegebene Gleichung

$$\dot{D}_w = s_{w/a} \left(\frac{\bar{W}_a}{e\, a\, \rho_0} \right) k^{`} \left(\frac{d(k\, I)}{dl} \right)_{l \to 0} . \tag{7.1}$$

Für die Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung muß gemäß dieser Gleichung nicht nur die Änderung des Ionisationsstromes pro Änderung der Kammertiefe bekannt werden, sondern auch die Größen $s_{w/a}$, $\bar{W}_a$, a und ρ_0 sowie die Korrektionsfaktoren $k^{`} = k_{ba}k_{ra}k_{wi}$ und $k = k_{ad}k_{el}k_{in}k_{di}k_{pe}k_{ac}k_{de}k_{sat}$ (siehe Abschnitt 2.4.2).

7.3.1. Größen für die Bestimmung der Wasser-Energiedosis

$s_{w/a}$:

$s_{w/a}$ ist das Verhältnis der über die spektrale Elektronenfluenz gemittelten Massen-Stoßbremsvermögen für das Bezugsmaterial Wasser w und Luft a (siehe Abschnitt 2.4.1). Das Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen, das in der Abbildung 7.2 für den in der vorliegenden Arbeit relevanten Energiebereich dargestellt ist, besitzt eine nicht zur vernachlässigende Energieabhängigkeit. Um diese zu berücksichtigen muß die spektrale Teilchenfluenz am Meßort bekannt sein.

[1] Bei der Referenz-Kammertiefe handelt es sich um die Kammertiefe, die bei der Parallel-Justierung eingestellt wird.

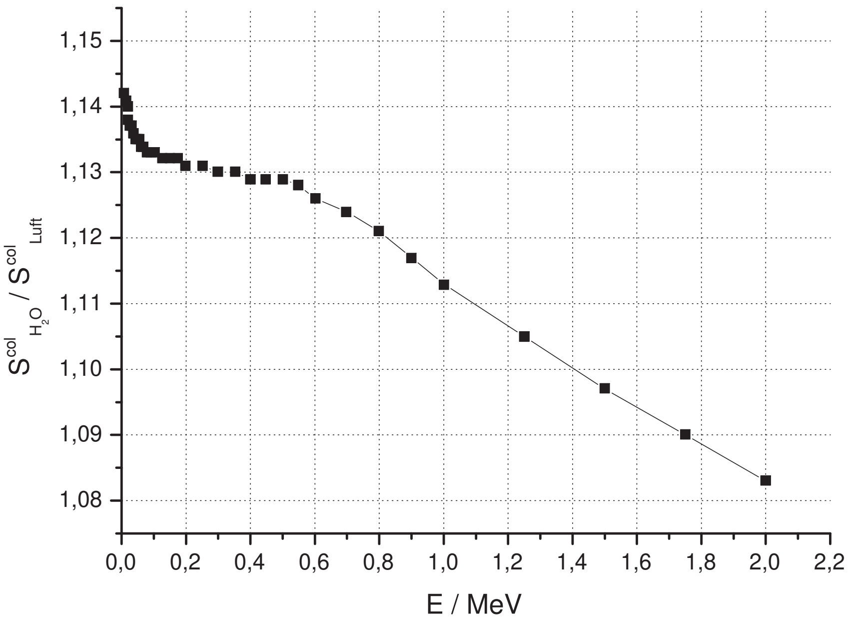


Abbildung 7.2.: *Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen für das Bezugsmaterial Wasser und Luft in Abhängigkeit von der Teilchenenergie.*

Ein Beispiel für die Abhängigkeit der Größe $s_{w/a}$ von der spektralen Elektronenfluenz wird an Hand einer in dieser Arbeit typischen Meßsituation verdeutlicht. So ändert sich $s_{w/a}$ bei einer ^{90}Sr/^{90}Y-Quelle ohne Absorber gegenüber einer Messung in etwa 2 mm Wassertiefe von 1,119 ± 0,005 auf 1,124 ± 0,005, also um 0,5 %. Die für diese Bestimmung zu Grunde liegenden spektralen Elektronenfluenzen sind in der Abbildung 7.3 dargestellt.

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen, wo die spektrale Teilchenfluenz am Meßort relativ gut bekannt war, wurde die relative Standard-Meßunsicherheit von $s_{w/a}$ mit 0,6 % angenommen [ICRU56].

$\bar{W}_a$:

$\bar{W}_a$ ist die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft unter den während der Messung vorliegenden Bedingungen. Bei einer relativen Feuchte von 45 % beträgt dieser Wert 33,87 eV ± 0,06 eV [CCE85].

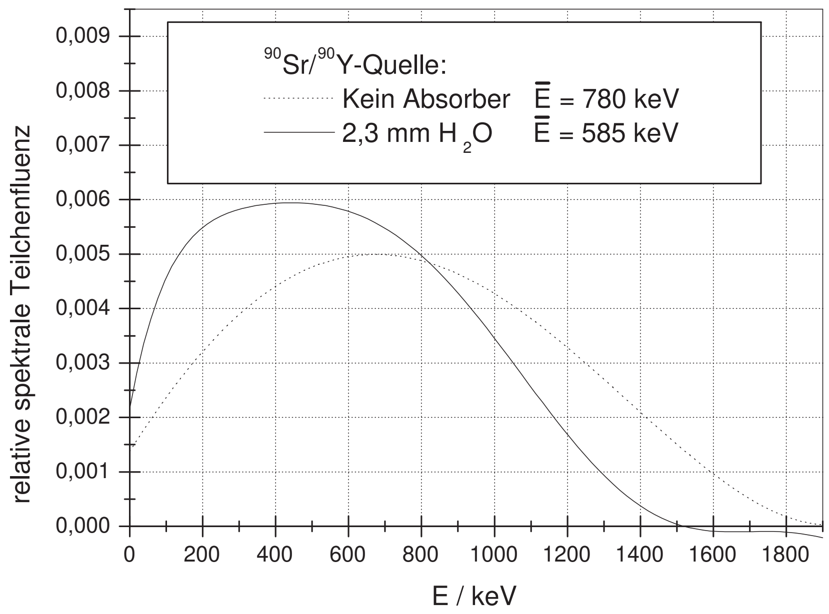


Abbildung 7.3.: *Relative spektrale Teilchenfluenz für die verwendete $^{90}Sr/^{90}Y$-Quelle ohne und hinter einem 2,3 mm dicken wasseräquvalenten Absorber. Die Messungen wurden mit einem Si-Detektor durchgeführt [Hel99].*

a_i:

a_i ist die effektive Kollektorfläche der i-ten Sammelelektrode auf dem Wafer. Da die Isolationsbreite um die Sammelelektroden nur $(2,5 \pm 1)\,\mu$m beträgt und die in der Elektronenstrahl-Lithographie bezifferten Strukturgenauigkeiten besser als 1 μm sind, ergibt sich für die 1 mm^2-Sammelelektrode eine relative Standard-Meßunsicherheit von 0,2 %. Bei der 9 mm^2-Sammelelektrode berträgt sie nur 0,07 %. Bei Wafern, bei dennen die Zuleitungen nicht abgeschirmt sind, erhöht sich die relative Standard-Meßunsicherheit, erheblich und zwar auf etwa 1 % bei den 1 mm^2-Sammelelektroden und 0,4 % bei den 9 mm^2-Sammelelektroden.

ρ_0:

$\rho_0 = (1,1995 \pm 0,0006)$ kg/m^3 ist die Luftdichte bei Bezugsbedingungen, d.h. bei der absoluten Temperatur T_0 = 293,15 K, dem Luftdruck p_0 = 101300 Pa und der relativen Feuchte r_0 = 45 % [Böhm86].

7.3.2. Korrektionsfaktoren

k_{ba}:

Der Rückstreufaktor k_{ba} berücksichtigt die unterschiedliche Rückstreuung zwischen dem Bezugsmaterial Wasser und der Sammelelektrode. Die in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe von ultradünnen LiF-TLDs ermittelten Rückstreufaktoren sind beim Saphir-Wafer $k_{ba}^{Al_2O_3} = 0{,}915 \pm 0{,}014$ und beim Si-Wafer zu $k_{ba}^{Si} = 0{,}87 \pm 0{,}017$ (siehe Abschnitt 5.3.4).

k_{ra}:

k_{ra} ist die Korrektion der Inhomogenität des Beta-Strahlenfeldes senkrecht zur Strahlenachse. Hintergrund dieser Korrektion ist die zwangsläufige Mittelung der Wasser–Energiedosisleistung über die am Meßort vorliegende Verteilung durch die nicht punktförmige Sammelelektrodenfläche. Dieser Faktor ist also von der am Meßort vorliegenden Dosisverteilung und der Größe der Sammelelektrodenfläche abhängig. Bei den kleinen Sammelelektroden der MEK von 1 mm^2 und der gemessenen Dosisverteilung einer Flächenquelle konnte dieser Faktor vernachlässigt werden, das heißt $k_{ra} = 1$.

k_{wi}:

Der Folienfaktor k_{wi} berücksichtigt die Streuung und Absorption der Beta-Strahlung in der Eintrittsfolie. In vorliegender Meßanordnung muß der Einfluß der 12 μm dicken Mylarfolie berücksichtigt werden. Dieser ließe sich am besten durch die Messung einer Tiefendosiskurve quantifizieren, die aus zeitlichen Gründen aber nicht durchgeführt wurde. Für die Abschätzung der relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit kann eine relative Standard-Meßunsicherheit dieses Faktors von 0,5 % angenommen werden.

k_{ad}:

Der Dichtefaktor k_{ad} berücksichtigt die Abweichung der Luftdichte unter Messbedingungen von ρ_0. Mit der im Abschnitt 3.3.2 angegeben Formel 3.9 läßt sich die Luftdichte leicht berechnen. Mit dem im Meßstand integrierten Thermometer, Hygrometer und Barometer wird die Luftdichte mit einer relative Standard-Meßunsicherheit von etwa 0,1 % bestimmt werden.

k_{el}:

k_{el} berücksichtigt die elektrostatische Anziehung der Eintrittsfolie und der Sammelelektrode. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Durchbiegung der Eintrittsfolie ergab $k_{el} = 1$ mit einer relativen Standard-Meßunsicherheit von 0,1 %.

k_{in}:

k_{in} berücksichtigt die Grenzflächeneffekte im Sammelelektroden-Meßvolumen. Mit den Grenzflächeneffekten steht das Fehlen des δ-Elektronengleichgewichts an den Grenzflächen aluminisierter Mylarfolie und Luft und aluminisiertem Wafer und Luft in direktem Zusammenhang. Untersuchungen zur Auswirkung der Grenzeffekte auf den Dosisleistungsverlauf im Meßvolumen wurden mit Hilfe einer speziell hierfür entwickelten Drei-Elektroden-Extrapolationskammer an einer Zinn-Luft-Grenzfläche durchgeführt [Böhm81]. Die dabei herausgefundenen Verhältnisse sind in der Abbildung 7.4 dargestellt.

An Hand dieser Daten wurde eine Abschätzung für die bei der Extrapolation benutzten Kammertiefen und beiden Grenzflächen durchgeführt. Hierbei wurde der durch die Grenzflächeneffekte bedingte Dosisleistungsbeitrag linear mit dem Unterschied des Verhältnisses der Massen-Stoßbremsvermögen für von Zinn beziehungsweise Aluminium bezüglich Luft skaliert. Für die im folgenden vorgestellten Extrapolationskammer–Messungen ergab diese Abschätzung einen Faktor von $k_{in} = 1,023 \pm 0,025$. Dabei wurde die in der Abbildung 7.3 dargestellte spektrale Fluenz zugrunde gelegt.

Für eine bessere Abschätzung müßten noch Untersuchungen durchgeführt werden, die die angenommene lineare Skalierung bestätigen und andererseits den möglichen Einfluß der Schichtdicke des angrenzenden Materials quantisieren. Konkret müßte also der Einfluß der beiden Parameter :

- Metallsorte, die auf dem Wafer beziehungsweise der Mylarfolie aufgetragen wird, wie zum Beispiel Aluminium, Chrom, Silber und Gold und
- Dicke der verwendeten Aluminiumbeschichtung

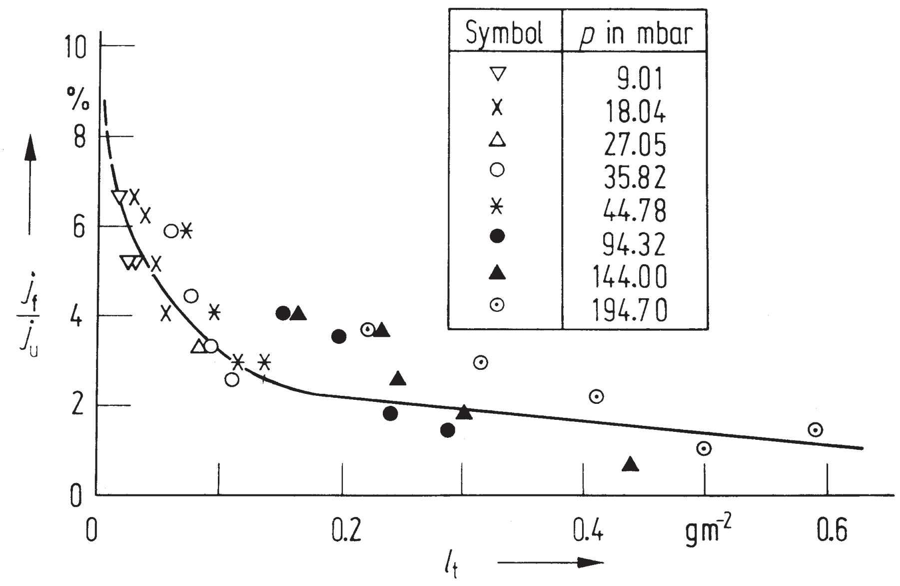


Abbildung 7.4.: *Verhältnis des durch Grenzflächeneffekte bedingten Dosisleistungsbeitrags $\dot{J}_f$ zu der Dosis ohne diesen Störeffekt $\dot{J}_U$ als Funktion des Produktes l_t von Kammertiefe und Luftdichte für eine Zinn-Luft-Grenzfläche [Schn81].*

systematisch untersucht werden. Derartige Messungen konnten in der vorliegenden Arbeit aus zeitlichen Gründen nicht durchgeführt werden.

k_{di}:

Der Divergenzfaktor k_{di} berücksichtigt die Divergenz des Beta-Strahlenfeldes entlang der Kammertiefe. Im Nahfeld der Beta-Quellen (einige Millimeter von der Quelle entfernt), sei es bei einer Flächenquelle oder einer Linienquelle, liegen so hohe Dosisleistungsgradienten vor, daß sogar innerhalb der ersten 100 μm Kammertiefe Dosisleistungsunterschiede von mehreren Prozent auftreten können (siehe Abbildung 7.5).

Eine rechnerische Korrektion ist nur bei wenigen einfachen Anordnungen möglich. Der Divergenzfaktor für in der Therapie interessante Anordnungen der Quellen lassen sich nur mit relativen Standard-Meßunsicherheiten von mehreren Prozent abschätzen.

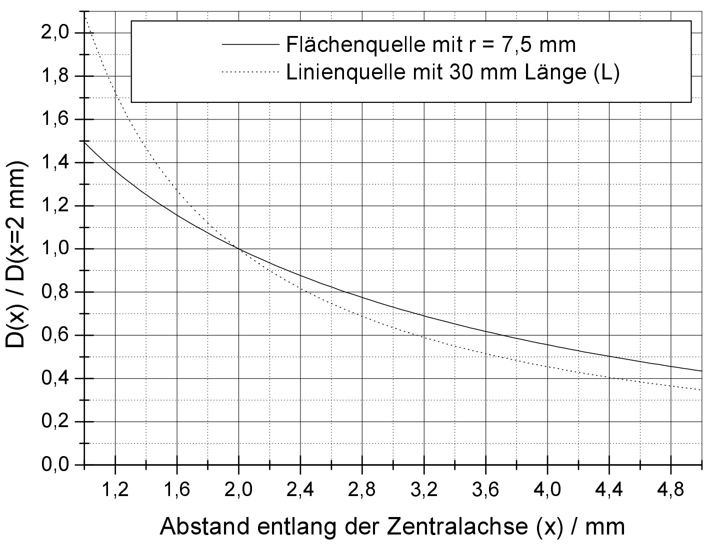


Abbildung 7.5.: *Berechnete Tiefendosiskurven zweier Quellentypen in Luft. Bei der Flächenquelle ist der Verlauf der Tiefendosiskurve entlang der Symmetrieachse der Quelle angegeben* ($\dot{D}_w \propto \ln(\frac{x^2+r^2}{x^2})$)*, bei der Linienquelle derjenige von der Quellenmitte senkrecht zur Symmetrieachse* ($\dot{D}_w \propto \frac{1}{x} \arctan \frac{L}{2x}$).

Eine messtechnische Bestimmung solcher Faktoren wäre möglich, wenn die Quellen-Anordnung selbst definiert gegenüber der Eintrittsfolie verfahren werden könnte. An die Realisierung einer solchen Vorgehensweise ist für die neue MEK gedacht. Für die in der Arbeit durchgeführten Extrapolationskammer–Messungenwurde ein Faktor $k_{di} = 1{,}015 \pm 0{,}01$ abgeschätzt.

k_{pe}

Der Wandfaktor k_{pe} berücksichtigt die Störung der Beta-Strahlung durch die Seitenwände der MEK. Diese Faktor spielt bei der MEK keine Rolle, da die Wände so weit von dem eigentlichen Sammelvolumen liegen, daß eine mögliche Störung vernachlässigt werden kann (relative Standard-Meßunsicherheit $\ll 0{,}1$ %). Daher gilt $k_{pe} = 1$.

k_{ac}:

k_{ac} berücksichtigt die Schwächung der Beta-Strahlung im Meßvolumen. Die Schwächung der in der Brachytherapie verwendeten Beta-Quellen in Luft kann bei typischen Kammertiefen von 0,1 mm vernachlässigt werden (relative Standard-Meßunsicherheit $\leq$ 0,1 %). Es gilt also auch hier $k_{ac} = 1$.

k_{de}:

Der Zerfallsfaktor k_{de} berücksichtigt den radioaktiven Zerfall der Beta-Quelle. Gemäß des Zerfallsgesetzes gilt:

$$k_{de} = \exp\left(\frac{\tau \ln 2}{t_{\frac{1}{2}}}\right) . \tag{7.2}$$

Hierbei ist $t_{\frac{1}{2}}$ die Halbwertszeit der zu messenden Quelle (10523 $\pm$ 10 Tage bei ^{90}Sr/^{90}Y) und τ die Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt der Messung und dem Zeitpunk der absoluten Kalibrierung.

k_{sat}:

Der Sättigungsfaktor k_{sat} berücksichtigt die Diffusions- und Rekombinationseffekte des Ionisationsstromes im Meßvolumen. Dieser Korrektionsfaktor wurde bereits im Detail im Abschnitt 6.3 betrachtet. Für die vorliegenden Messungen wurde eine relative Standard-Meßunsicherheit von 0,5 % abgeschätzt.

7.3.3. Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung

Messungen mit Saphir-Wafer

Für die Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung müssen zunächst die Änderung des Ionisationsstromes $d(kI)$ in Abhängigkeit von der Änderung der Kammertiefe dl der einzelnen Sammelelektroden bestimmt werden. Wie im Abschnitt 6.1 erläutert, erhält man durch die Bildung der Differenz der beiden Meßströme I_+ und I_- den doppelten Ionisationsstrom I plus einen von der Kammertiefe unabhängigen Strom-Offset (siehe Gleichung 6.4). Diese Größe $I^{\text{'}}$ kann für die Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung herangezogen werden, da lediglich die differenzielle

Größe $d(kI)/dl$ relevant ist und ein Offset somit keine Rolle spielt.

In der Abbildung 7.6 sind exemplarisch für 4 Sammelelektroden Extrapolationskurven[2] dargestellt. Wie man sieht, ist die lineare Beziehung zwischen der Kammertiefe und dem Ionisationsstrom in dem Kammertiefenbereich von 60 μm bis 160 μm sehr gut erfüllt.

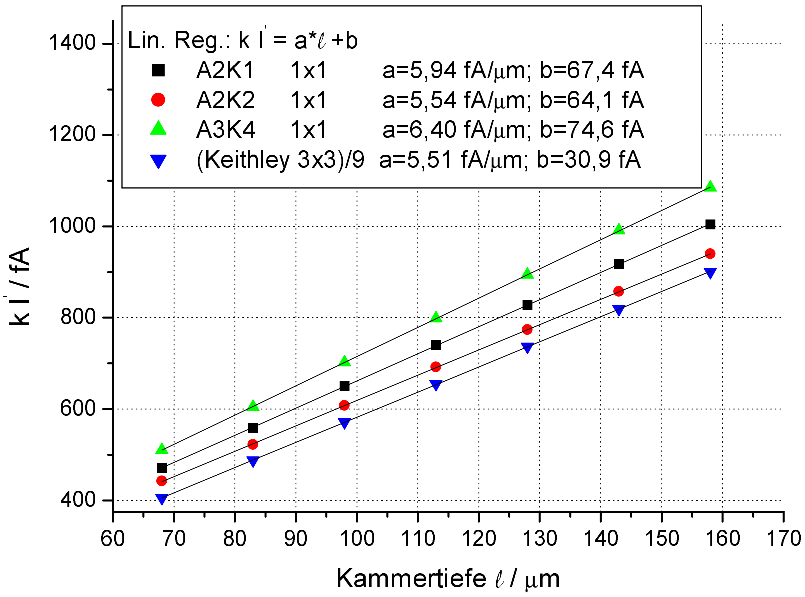


Abbildung 7.6.: *Darstellung der korrigierten Meßströme der einzelnen 1 mm^2-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm^2-Elektrode (3x3) in Abhängigkeit von der Kammertiefe. Die Messungen wurden mit gleicher Kammerspannung von ± 20 V durchgeführt. Die Ströme wurden mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen.*

Die Annahme, daß der parasitäre Stromanteil I_p (siehe Gleichung 6.3) unabhängig von der Kammertiefe ist, wurde bestätigt. Wie aus der Abbildung 7.7 folgt, treten lediglich Abweichungen im Rahmen der relativen Standard-Meßunsicherheit von 1 % auf.

[2]Bei der Extrapolationskurve handelt es sich um eine Ausgleichsfunktion, die die Beziehung zwischen korrigiertem Ionisationsstrom und Kammertiefe beschreibt.

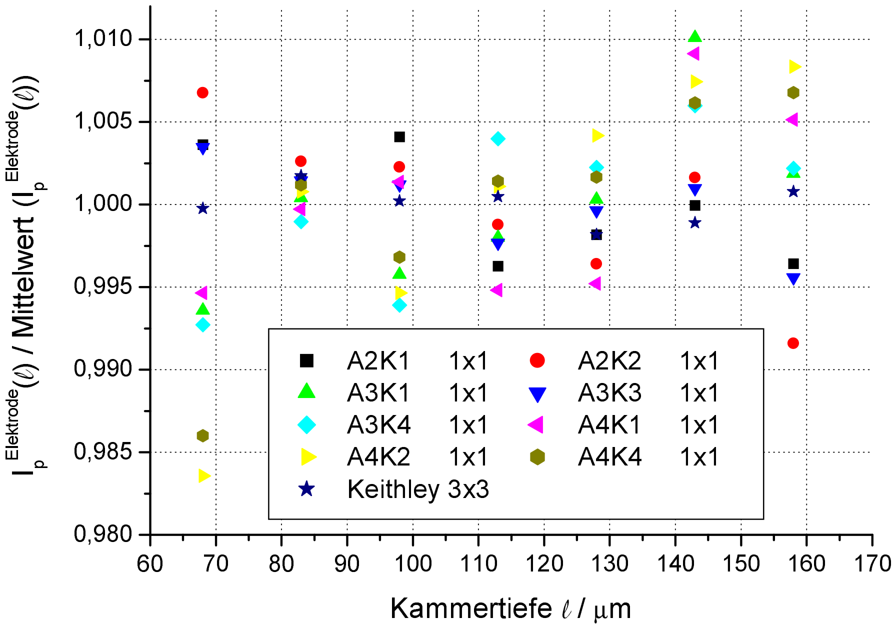


Abbildung 7.7.: *Darstellung des auf den jeweiligen Mittelwert normierten parasitären Stromes der einzelnen 1 mm^2-Elektroden (1x1) bzw. 9 mm^2-Elektrode (3x3) I_p in Abhängigkeit von der Kammertiefe. Diese Messungen wurden mit gleicher Kammerspannung von ± 20 V durchgeführt. Die Ströme wurden mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen.*

Um den Einfluß der angelegten Kammerspannung einerseits auf die Steigung der Extrapolationskurve - die proportional zur Wasser–Energiedosisleistung ist - und andererseits auf den Strom-Offset zu untersuchen, wurden Extrapolationsmessungen unter gleichen Bedingungen aber mit unterschiedlichen Kammerspannungen von ± 10 V beziehungsweise ± 20 V durchgeführt. Wie man der Abbildung 7.8 entnehmen kann, sind die Steigungen der Extrapolationskurven - und damit auch die daraus bestimmten Wasser–Energiedosisleistungen - zumindest im Bereich von 10 V bis 20 V unabhängig von der Kammerspannung sind. Anders verhält es sich mit den Strom-Offsets, wo im Durchschnitt eine Abweichung von 10 fA bei der Extrapolationskammer–Messung mit der Kammerspannung $\pm 10\ V$ gegenüber jener mit $\pm 20\ V$ festgestellt wurde (siehe Abbildung 7.9). Einer der Gründe hierfür ist der

Sekundärelektronen-Strom, der mit der Kammerspannung ansteigt (siehe Abschnitt 6.2).

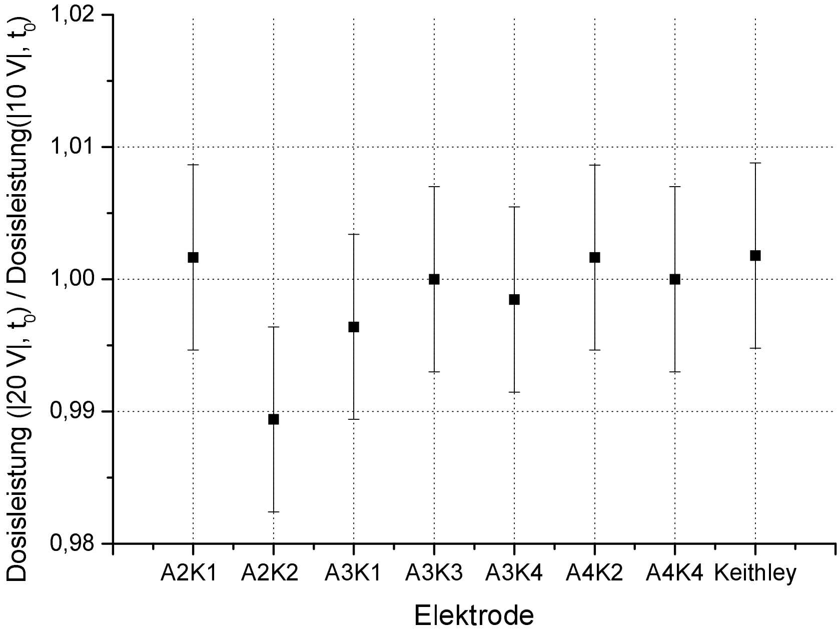


Abbildung 7.8.: *Vergleich der gemessenen Wasser–Energiedosisleistungen in Abhängigkeit von der angelegten Kammerspannung von* $\pm 10\ V$ *beziehungsweise* $\pm 20\ V$. *Alle Messungen wurden bis auf die Änderung der Kammerspannung unter gleichen Bedingungen durchgeführt. Insbesondere wurde die Quelle nicht aus- und eingebaut. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

Um die Reproduzierbarkeit der Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistungen zu prüfen, wurde nach 40 Stunden eine Extrapolationmessung mit $\pm 20\ V$ wiederholt. In der Zwischenzeit wurde am Meßaufbau keine Änderung vorgenommen, das heißt, insbesondere wurde die Quelle nicht aus- und eingebaut. Die Änderungen der jeweiligen Wasser–Energiedosisleistung lagen je nach Sammelelektrode zwischen 0 % und 2 % (siehe Abbildung 7.10) und lassen sich zum Teil durch die thermisch bedingte Änderung der Lage der Quelle bezüglich der Eintrittsfolie erklären.

Nach einem Ablauf von 10 Tagen wurde eine weitere Extrapolationskammer–Messung unter gleichen Bedingungen durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der gemesse-

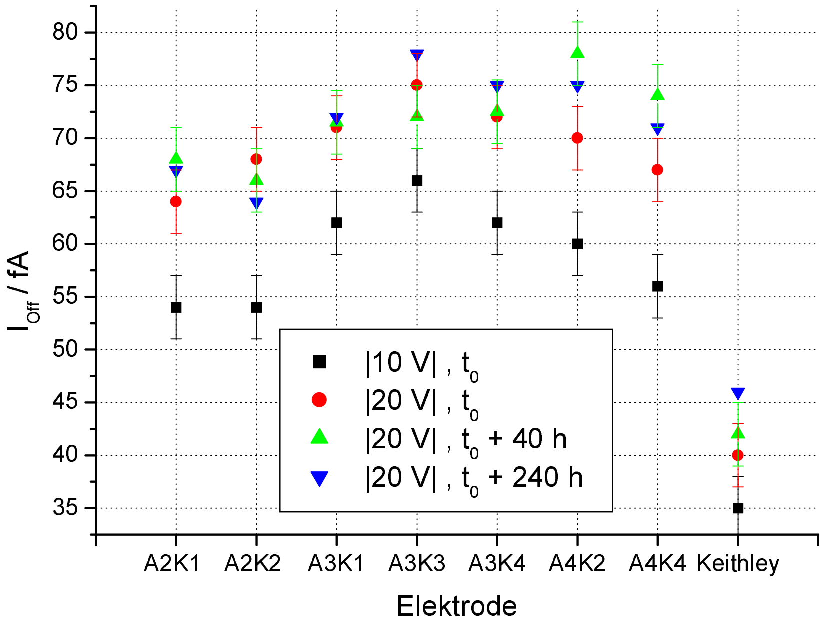


Abbildung 7.9.: *Darstellung der bei verschiedenen Kammerspannungen bestimmten Strom-Offsets. Bei der mit Keithley bezeichneten Elektrode handelt es sich um eine 9 mm*^{2}*-Sammelelektrode, wohingegen alle anderen 1 mm*^{2}*-Sammelelektroden darstellen. Die Werte für die 9 mm*^{2}*-Elektrode wurden durch 9 dividiert. Die Ströme wurden mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

nen Wasser–Energiedosisleistungen nach Aus- und Einbau der Quelle zu ermitteln. Hierbei wurde eine Übereinstimmung von durchschnittlich 0,5 % festgestellt (siehe Abbildung 7.11). Die durch die abweichende Positionierung der Quelle mögliche relative Standard-Meßunsicherheit wurde mit 1 % abgeschätzt.

Die aus der Extrapolationskammer–Messung berechneten und für die mittlere Sammelelektrode auf 100 normierten Werte der Wasser–Energiedosisleistungen sind in der Abbildung 7.12 schematisch auf den Sammelelektrodenflächen eingetragen. Die Wasser–Energiedosisleistungen liegen demnach im Bereich von 10 Gy/min, also im typischen Dosisleistungsbereich der kardiovaskulären Brachytherapie. Die festgestell-

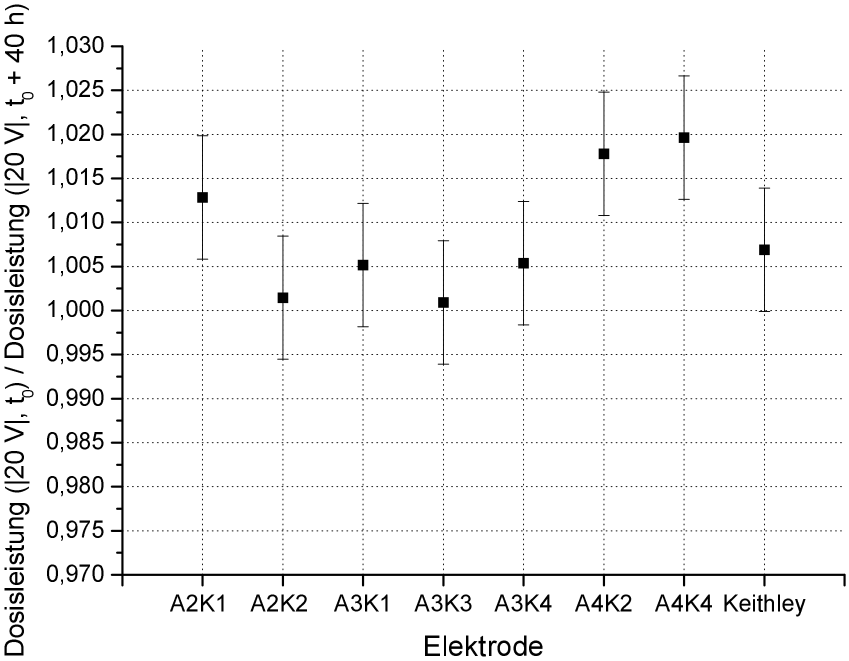


Abbildung 7.10.: *Vergleich der gemessenen Wasser–Energiedosisleistungen der einzelnen 1 mm²-Elektroden (A2K1 ...) bzw. 9 mm²-Elektrode (Keithley) in Abhängigkeit vom Zeitpunkt der Messung. Beide Messungen wurden unter gleichen Meßbedingungen durchgeführt, das heißt insbesondere ohne Aus- und Einbau der Quelle. Die Ströme wurden mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

te Asymmetrie der Verteilung kann einerseits mit der Inhomogenität der Aktivitätsverteilung der Quelle und andererseits mit der fehlenden Zentrierung der Quellenmitte bezüglich des Waferdesigns erklärt werden.

Die Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der ermittelten Wasser–Energiedosisleistung wird in dem nachfolgenden Abschnitt 7.3.4 diskutiert.

Messungen mit Si-Wafer

Die Extrapolationskammer–Messungenmit dem Si-Wafer als Sammelelektrode wur-

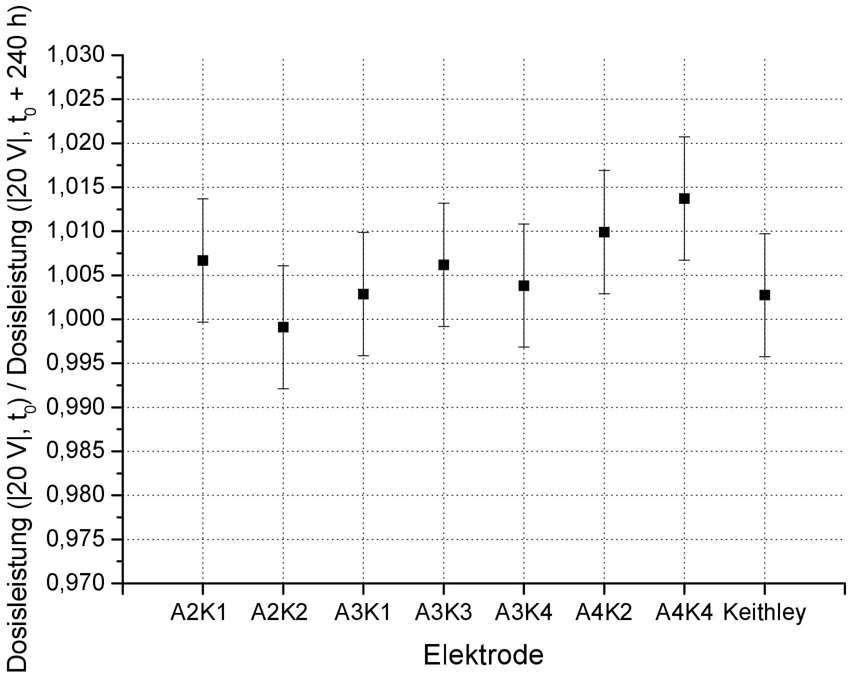


Abbildung 7.11.: *Vergleich der gemessenen Wasser–Energiedosisleistungen der einzelnen 1 mm²-Elektroden (A2K1 ...) bzw. 9 mm²-Elektrode (Keithley) zweier Extrapolationskammer–Messungen nach Aus- und Einbau der Quelle. Beide Extrapolationskammer–Messungenwurden mit einer Kammerspannung von ±20 V durchgeführt. Die Ströme wurden mit der Multielektrometer-Elektronik (A2K1 ...) bzw. dem Keithley 617 (Keithley) gemessen. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standard-Meßunsicherheit.*

den in der gleichen Art und Weise wie diejenigen mit dem Saphir-Wafer durchgeführt. Die entsprechenden Wasser–Energiedosisleistungen sind in der Abbildung 7.13 rechts angegeben. Die bereits im Abschnitt 4.5.2 erwähnten Probleme bei dem Nachjustieren der Kammertiefe mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik führten zu einer zusätzlichen relativen Standard-Meßunsicherheit der Steigung $d(k\,I^{`})/dl$ von 2 %.

Der eingesetzte Si-Wafer wies eine Reihe von Mängeln auf, die durch schlechte Isolierung oder durch Zuleitungsunterbrechungen verursacht wurden, so daß nur 5 der 11 Sammelelektroden für die Bestimmung der Wasser–Energiedosisleistung eingesetzt

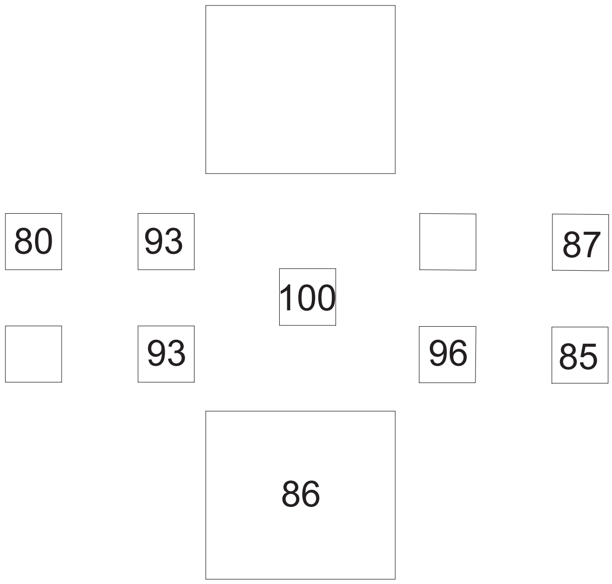


Abbildung 7.12.: *Mit einem Saphir-Wafer als Sammelelektrode gemessene relative Dosisverteilung einer $^{90}Sr/^{90}Y$-Flächenquelle. Die Wasser–Energiedosisleistung bei 100 beträgt 11,4 Gy/min. Die genaue Dimensionierung siehe Abb. 3.4. Die Sammelelektroden ohne eine Angabe wiesen eindeutige Mängel auf, die durch schlechte Isolierung oder durch Zuleitungsunterbrechungen verursacht wurden.*

werden konnten. Aus zeitlichen Gründen wurde auf eine Herstellung einer besseren Sammelelektroden verzichtet.

Die relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der ermittelten Wasser–Energiedosisleistung ist wiederum in dem nachfolgenden Abschnitt 7.3.4 angegeben.

Vergleich der Resultate mit Saphir- beziehungsweise Si-Wafer als Sammelelektrode

Ein zur Zeit vorliegendes Defizit der in dieser Arbeit entwickelten MEK liegt darin, daß der räumliche transversale Bezug zwischen der Quelle und der Sammelelektrode fehlt. Daher ist ein Vergleich der mit zwei unterschiedlichen Wafern gemessenen Wasser–Energiedosisleistung nur im Rahmen einer zusätzlichen relativen Standard-Meßunsicherheit von etwa 4 % möglich. Die in der Abbildung 7.13 gegenübergestellten Dosisleistungsverteilungen sind daher mit einer relativen Gesamt-Standard-

Meßunsicherheit von etwa 6 % zu betrachten. Insgesamt stimmen die Dosisleistungen der beiden Verteilungen im Rahmen dieser Unsicherheiten überein. Es fällt auf, daß die mit dem Si-Wafer bestimmte relative Dosisverteilung bezüglich der Designmitte symmetrischer ist als diejenige mit dem Saphir-Wafer. Dieses erklärt sich vermutlich damit, daß die Designmitte und Quellenmitte bei der Anordnung mit Si-Wafer näher beieinander liegen.

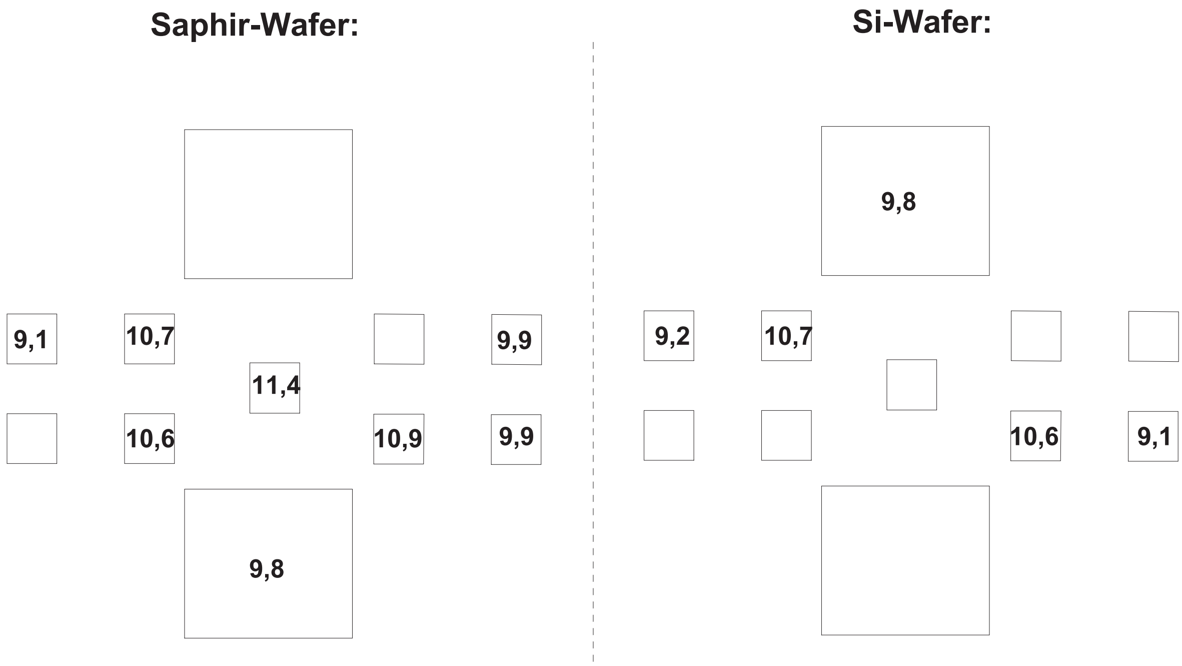


Abbildung 7.13.: *Gegenüberstellung von Dosisleistungsverteilungen, gemessen mit einem Saphir- beziehungsweise eienm Si-Wafer. Die Werte sind in Gy/min angegeben. Zur genauen Dimensionierung siehe Abb. 3.4. Die Sammelelektroden ohne eine Angabe wiesen eindeutige Mängel auf, die durch schlechte Isolierung oder durch Zuleitungsunterbrechungen verursacht wurden.*

7.3.4. Betrachtung der Standard-Meßunsicherheit

Gemäß der Tabelle 7.1 ergibt sich eine relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der Wasser–Energiedosisleistung von 3,2 % bei den Messungen mit dem Saphir-Wafer. Die relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit erhöht sich beim Si-Wafer auf 4 %, da hier eine höhere relative Standard-Meßunsicherheit des Rückstreufaktors

Kammerkonstanten, Korrektionsfaktoren	**Relative Standard-Meßunsicherheit in %**
$s_{w/a}$	0,6
$\bar{W}_a$	0,2
a_i (1 mm^2)	0,3
a_i (9 mm^2)	0,1
ρ_0	0,05
k_{ba}	1,4
k_{wi}	0,5
k_{ad}	0,1
k_{el}	0,1
k_{in}	2,5
k_{di}	1
k_{sat}	0,5
$\dot{D}_w$	3,2

Tabelle 7.1.: *Relative Standard-Meßunsicherheiten bei den durchgeführten Extrapolationskammer-Messungen mit Saphir-Wafer als Elektrode.*

von 2 % und eine zusätzliche relative Standard-Meßunsicherheit von 2 %, die aufgrund der Probleme bei dem Nachjustieren der Kammertiefe mit Hilfe der Parallel-Justierelektronik entsteht (siehe Abschnitt 4.5.2), berücksichtigt werden müssen.

7.4. Diskussion

Die durchgeführten Extrapolationskammer–Messungen an einer ^{90}Sr/^{90}Y-Quelle zeigen, daß die MEK als Primärnormal-Meßeinrichtung für die Beta-Dosimetrie von Beta-Brachytherapiequellen geeignet ist. Insbesondere konnte festgestellt werden, daß eine lineare Beziehung zwischen der Kammertiefe und dem Ionisationsstrom bis zu Kammertiefen von 60 μm gegeben ist. Die angestrebte Messungen bis zu Kammertiefen von 20 μm war aufgrund der vorgefundenen Unebenheiten der Wafer nicht möglich.

Mit einer relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit von 3,2 % - und damit deutlich unterhalb der 7,5 % beim NIST - erfüllt die MEK die Erwartungen. Auch die festgestellte Reproduzierbarkeit von 1 % spricht für die Eignung der MEK als eine Primärnormal-Meßeinrichtung zur Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser–Energiedosis in einem Wasserphantom.

Will man mit einer Ortsauflösung von 1 mm^2 und einer relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit von 3,2 % Wasser–Energiedosisleistungen mit der MEK bestimmen, so ist dieses erst ab etwa 1 Gy/min möglich. Grund hierfür sind die niedrigen Ionisationsströme von 50 fA und weniger.

Vergleichsmessungen mit dem NIST waren aus zeitlichen Gründen nicht möglich, sollten aber in der Zukunft durchgeführt werden.

7.5. Weiterentwicklung der MEK

Aufgrund der während des Aufbaus und der Untersuchungen der MEK gewonnenen Erfahrungen wurde am Ende dieser Arbeit zusammen mit dem Konstruktionsbüro der PTB eine optimierte neue MEK entworfen. In der Abbildung 7.14 ist die mechanische Konstruktion dargestellt. Die wesentlichen Verbesserungen zu dem realisierten Prototyp sind:

1. Die gesamte Wafer-Hubmechanik ist auf einem 2 Achsen-Kreuztisch mit Linearmeßsystem aufgebaut. Damit soll es möglich sein, die Wasser–Energiedosisleistung einer Quelle kontinuierlich zu scannen und damit die Ortsauflösung zu erhöhen. Einzelne Wafer-Designs können dann flexibler für unterschiedliche Meßsituationen eingesetzt werden. So werden weniger der aufwendigen Wafer-Elektroden benötigt.

2. Die mechanischen Taster wurden im Inneren der Kammer verlagert. Hierdurch entsteht Platz für weitere Aufbauten auf dem Kammerdeckel.

3. Die Zuleitungen zu den Kontaktpads auf dem Wafer sollen auf einer Leiterplatine realisiert werden. Hierdurch wird ein einfacherer Austausch der Wafer-Elektroden möglich.

4. Für die notwendige definierte räumliche transversale Zuordnung zwischen Quelle und Sammelelektroden ist ein Meßmikroskop-Aufsatz vorgesehen, der eine Positionierung mit der Standard-Meßunsicherheit von 50 μm ermöglicht.

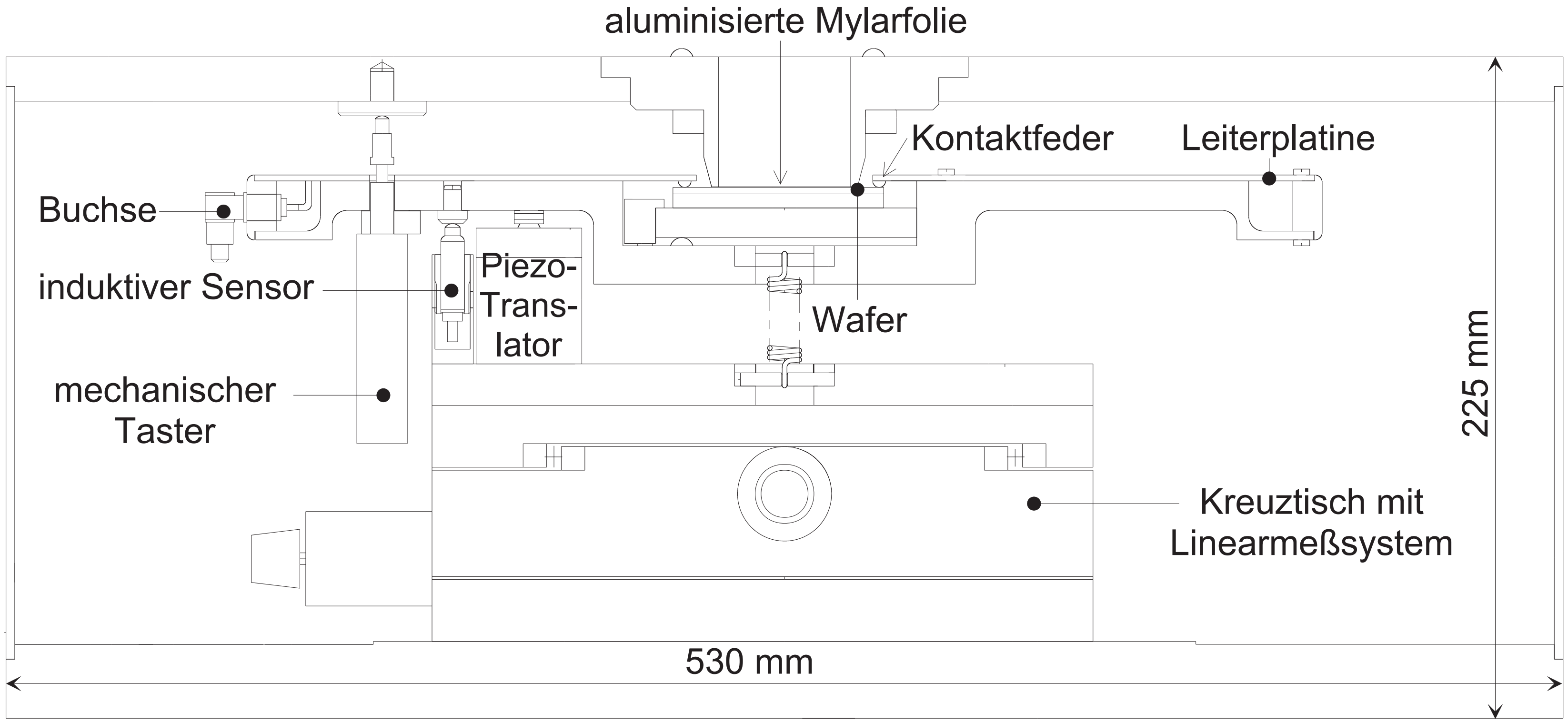


Abbildung 7.14.: *Mechanische Konstruktion der neuen MEK.*

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der Entwicklung, dem Aufbau, der Untersuchung und dem Einsatz eines Prototyps einer Primärnormal-Meßeinrichtung zur Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser-Energiedosis von Beta-Brachytherapiequellen. Mit Hilfe einer solchen Primärnormal-Meßeinrichtung sollte es möglich sein, eine vollständige 3D-Dosisverteilung in einem Wasserphantom zu messen, ohne auf ein zusätzliches sekundäres relativ messendes Dosimetriesystem zurückgreifen zu müssen. So werden dessen zusätzliche relative Standard-Meßunsicherheiten von derzeit etwa 3 bis 5 % vermieden.

Das entwickelte und aufgebaute System basiert auf einer Multielektroden-Extrapolationskammer (MEK), bestehend insbesondere aus einer segmentierten Sammelelektrode, die mit Hilfe der Elektronenstrahl-Lithographie auf einem Wafer hergestellt wurde, und einer hochpräzisen Verschiebevorrichtung für diese Sammelelektrode. Für die notwendige parallele Ausrichtung der Wafer-Elektrode bezüglich der Eintrittsfolie wurde eine Justierelektronik, basierend auf einer Kapazitätsmeßbrücke entwickelt. Dieses Verfahren mit Nullabgleich weist eine genügend hohe Empfindlichkeit auf, so daß eine parallele Ausrichtung zwischen der Eintrittsfolie und dem Wafer von besser als 100 μrad möglich war. Um den Vorteil der segmentierte Sammelelektrode voll auszunutzten, wurde eine Multielektrometer-Elektronik entwickelt, die eine gleichzeitige Messung der Ströme der vielen Sammelelektroden im Strombereich von 50 fA bis 10 nA ermöglicht.

Im Laufe der Arbeit wurden Untersuchungen aller Komponenten des MEK-Meßstandes auf ihre Eignung durchgeführt. Hierbei handelte es sich um selbst entwickelte und gekaufte Meßinstrumente und Vorrichtungen, mit deren Hilfe die zur Bestimmung der Wasser-Energiedosisleistung notwendigen Parameter erfaßt wurden.

Zunächst wurde mit Hilfe eines Interferometers und eines Autokollimationsfernrohres die Translationsmechanik der MEK untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß das Piezo-Sensor-System allein für eine ausreichend genaue Translation des Wafers nicht geeignet war. Erst zusammen mit einem zusätzlichen unabhängigen Längenmeßsystem, das in Form eines mechanischen Taster-Systems realisiert wurde, war eine ausreichend genau definierte Translation des Wafers möglich. Aufgrund mechanischer und dosimetrischer Randbedingungen sollten die Elektroden-Wafer eine Ebenheit im Bereich von wenigen Mikrometern aufweisen. Daher wurde die Ebenheit der Wafer mit Hilfe eines Laser-Interferometriesystems überprüft. Bei dieser Untersuchung wurden bei der Mehrzahl der Wafer weit größere Unebenheiten als gefordert festgestellt. Viele Wafer wiesen zudem eine stark asymmetrische, meist sattelförmige Form auf. Diese Asymmetrie wurde weitgehend durch Aufkleben der Wafer auf spezielle Planringe behoben. Da eine breite Streuung der Unebenheit der Wafer festgestellt wurde, soll in Zukunft eine Selektion der Wafer vorgenommen werden. Bei der Untersuchung der Durchbiegung der Eintrittsfolie der MEK, wurde ebenfalls ein Laser-Interferometriesystem eingesetzt. Die Durchbiegung der Eintrittsfolie konnte für die durchgeführten Messungen vernachlässigt werden. Angesichts der festgestellten Standard-Meßunsicherheiten bei der Kalibrierung der Multielektrometer-Elektronik mit Hilfe der Spannungssprung-Methode sowie den Schwankungen der Eingangsruheströme wurde eine relative Gesamt-Standard-Meßunsicherheit der Elektrometer von 0,3 % des Meßwertes zuzüglich einer Standard-Meßunsicherheit 0,5 fA im Strombereich von 50 fA bis 10 nA festgestellt. Weiterhin wurde gezeigt, daß mit Hilfe der Spannungssprung-Methode die Kammertiefe mit einer Gesamt-Standard-Meßunsicherheit von 2,5 μm bestimmt werden kann. Auch die Aufladungseffekte der Wafer sowie deren Ladungsverluste aufgrund unzureichender Isolation der Elektroden wurden untersucht. Hierbei wurde festgestellt, daß beide Einflüsse eine signifikant Rolle spielen können. Es wurden jedoch Arbeitsbedingungen der MEK gefunden, bei denen der Einfluß vernachlässigt werden kann.

Weitere Untersuchungen betrafen die physikalischen Fragestellungen, die sich vor allem aus der speziellen Konstruktion der MEK ergaben und in die Bestimmung von so genannten Korrektionsfaktoren für die MEK mündeten. Hierbei ist die Bestimmung der Rückstreufaktoren der Sammelelektroden mit Hilfe ultradünnen LiF-TLDs hervorzuheben. Es wurden keine Abhängigkeit des Rückstreufaktors von den in der Brachytherapie typischen Energiespektren festgestellt. Bei der Untersuchung des Sättigungsverhaltens der MEK bei kleinen Kammertiefen wurden Abweichungen von der klassischen Sättigungskorrektion festgestellt. Gründe hierfür lagen in den elektrodenspezifischen Isolationsverhältnissen der Wafer und der Sekundärelektronen-Emission von Sammelelektroden und Eintrittsfolie. Unterschiede in den Sättigungskurven der 1 mm^2- und 9 mm^2-Sammelelektroden wiesen auf einen Randeffekt hin, der in der Zukunft noch untersucht werden sollte. Aus dem festgestellten Sättigungsverhalten ergaben sich für die Durchführung der Extrapolationskammer-Messungen wichtige Forderungen. So sollte zum Beispiel bei allen Kammertiefen eine gleiche Kammerspannung gewählt werden, die mindestens 10 V beträgt. Hierdurch wird verhindert, daß die festgestellten elektrodenspezifischen Isolationsverhältnise und die Sekundärelektronen-Emission die Dosisbestimmung verfälschen.

Die am Ende dieser Arbeit durchgeführten Extrapolationmessungen an einer $^{90}Sr/^{90}Y$-Flächenquelle zeigten die Eignung der MEK für die Beta-Dosimetrie. Es wurde ein lineare Zusammenhang zwischen der Kammertiefe und dem Ionisationsstrom bis zur kleinen Kammertiefen von 60 μm festgestellt. Die durchgeführten Messungen hatten eine relative Gesamt-Meßunsicherheit von 3,2 % und waren damit deutlich besser als bei den Messungen des NIST (7,5 %). Die festgestellte Reproduzierbarkeit der Messungen betrug etwa 1 %. Aufgrund der durchgeführten Messungen hat die MEK ihre Eignung als Primärnormal-Meßeinrichtung zur Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser-Energiedosis von Beta-Brachytherapiequellen in einem Wasserphantom gezeigt. Ab einer Wasser-Energiedosisleistung von 1 Gy/min sind Messungen mit hoher Ortsauflösung im 1 mm^2-Bereich und einer relativen Standard-Meßunsicherheit von 3,2 % möglich.

Aufgrund der während des Aufbaus und der Untersuchungen der MEK gewonnenen Erfahrungen wurde am Ende dieser Arbeit eine optimierte neue MEK entworfen, die in der Zukunft als Primärnormal-Meßeinrichtung zur Darstellung und Weitergabe der Meßgröße Wasser-Energiedosis von Beta-Brachytherapiequellen in einem Wasserphantom eingesetzt wird. Die wesentliche Verbesserung zu dem realisierten Prototyp war der Aufbau der gesamten Wafer-Hubmechanik auf einem 2 Achsen-Kreuztisch mit Linearmeßsystem. Damit sollte es möglich sein, die Dosisverteilung einer Quelle zu scannen. So kann die Ortsauflösung weiter erhöht werden und ein Wafer-Design kann flexibler eingesetzt werden.

Literaturverzeichnis

[Amb97] P. Ambrosi: *Verbessertes Beta-Sekundär-Normal*, PTB news 97.1 (1997).

[And96] H.R. Andersen, M. Maeng, M. Thorwest, E. Falk: *Remodeling rather than neointimal formation explains luminal narrowing after deep vessel wall injury. Insights from a porcine coronary (re)stenosis model*, Circulation 93: 1716-1724 (1996).

[Att72] F.H. Attix: *Topics in radiation dosimetry*, Academic Press, New York London (1972).

[Att86] F.H. Attix: *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York Chichester Brisbane Toronto Singapore (1986).

[Aust02] L. Austin, H. Starke: *Über die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung sekundär Emission*, Ann. Phys. Lpz 9: 271, (1902).

[Bam96] M. Bambynek: *Entwicklung eines Mehrkanal-3D-Dosimetriesystems basierend auf Plastikszintillatoren und Simulationsrechnungen zur Optimierung der Dosisverteilung für die Augentumortherapie mit* ^{125}I, Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Universität Dortmund (1996).

[Bam99] M. Bambynek, D. Flühs, M. Heintz, H. Kolanoski, D. Wegener, U. Quast: *Fluorescence* ^{125}I *eye applicator*, Med. Phys. 26: 2476-2481 (1999).

[Bam2000] M. Bambynek, D. Flühs, U. Quast, D. Wegener, C.G. Soares: *A high-precision, high-resolution and fast dosimetry system for beta sources ap-*

plied in cardiovascular brachytherapy, Med. Phys. 27: (im Druck April 2000).

[Bau94] G. Bauriedel, R. Kandolf, U. Welsch, B. Höfling: *Mechanisms of restenosis after angioplasty*, Z. Kardiol. 83 (Suppl.): 31-41 (1994).

[Bedd92-1] A.S. Beddar, T.R. Mackie, F.H. Attix: *Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: I. Physical characteristics and theoretical considerations*, Phys. Med. Biol. 37: 1883-1900 (1992).

[Bedd92-2] A.S. Beddar, T.R. Mackie, F.H. Attix: *Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry. II. Properties and measurements*, Phys. Med. Biol. 37: 1901-1913 (1992).

[Ber71] I.B. Berlan: *Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules.*, Academic Press New York, (1971).

[Bethe34] H. Bethe, W. Heitler: *On the stopping of fast particles and the creation of positive electrons*, Proc. Roy. Soc A146: 83 (1934).

[Bor88] T.L. Borok, M. Bray, I. Silclair, et al.: *Role of ionizing irradiation for 393 keloids*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 15: 865 (1988).

[Bou87] F.L. Bouquet: *Radiation Damage in Materials*, Second Edition Systems Company Graham, (1987).

[Bout87] M. Boutillon, A.M. Perroche-Roux: *Re-evaluation of the W value for electrons in dry air*, Phys. Med. Biol. 32: 213-219, (1987).

[Böhm76] J. Böhm: *Saturation Corrections for Plan-Parallel Ionisation Chambers*, Phys. Med. Biol. 21 No. 5: 754-759 (1976).

[Böhm80] J. Böhm: *The perturbation correction factor of ionisation chambers in β-radiation fields*, Phys. Med. Biol. 25 No. 1: 65-75 (1980).

[Böhm81] J. Böhm, M. Schneider, K. Hohlfeld, H. Reich: *Ionisation Current Measurements at Low Gas Pressures and Small Chamber Dimensions*, Proc. 7th Symposium on Microdosimetry 8-12 Sept. 1980, Oxford7UK, pp. 143-155, Ed. J. Booz, H.G. Ebert, H.D. Hartfiel, EUR 7147 DE-EN-FR, Harwood Academic Publishers, Chur-London-New York (1981).

[Böhm82] J. Böhm, M. Schneider: *Determination of Absorbed Dose Rates with Air-Filled Extrapolation Chambers at Small Chamber Dimensions or Low Gas Pressures*, CEC-Report EUR 7365 EN: 190-197 (1982).

[Böhm86] J. Böhm: *The National Primary Standard of the PTB for Realizing the Unit of the Absorbed Dose Rate to Tissue for Beta Radiation* , PTB-Dos-13 April(1986).

[Böhm86b] J. Böhm: *Review of Extrapolation Chamber Measurements of Beta Rays and low Energy X Rays*, Rad. Prot. Dos. 14 No. 2: 193-198 (1986).

[Bru85] I.A.D. Bruinvis, S. Heukelom, B.J. Mijnheer: *Comparison of ionisation measurements in water and polysterene for electron beam dosimetry*, Phys. Med. Biol. Vol. 30, No. 10: 1043-1053 (1985).

[Brui54] H. Bruining: *Physics and applications of secondary electron emission*, London Pergamon Press Ltd (1954).

[Bur68a] T.E. Burlin, S.R. Husain: *The low energy portion of the electron spectrum established within and emitted from irradiated conducting materials*, Phys. Med. Biol. Vol. 13, No. 2: 169-179 (1968).

[Bur68b] T.E. Burlin, S.R. Husain: *The fluence of low energy electrons established within and emitted from irradiated conducting materials*, Phys. Med. Biol. Vol. 13, No. 3: 347-358 (1968).

[Cali91] R.M. Califf, D.F. Fortin, D.J. Fridl, et al.: *Restenosis after coronary angioplasty. An overview*, J. Am. Coll Cardiol. 17: 2b-13b (1991).

[CCE85] CCEMRI, Section I, Paris, 8. Meeting, April (1985).

[Chor2000] V.I. Chornenky: *The soft X-ray system*, R. Waksman, P.W. Serruys: "Handbook of Vascular Brachytheray" London: Dunitz: 163-166 (2000).

[Chri99] Poul Christensen aus Risø National Laboratory, private Mitteilung (1999).

[Clow83] A.W. Clowes, M.A. Reidy, M.M. Clowes: *Mechanisms of stenosis after arterial injury*, Lab. Invest. 49: 208-215 (1983).

[Cro96] I.R. Crocker, R. Waksman: *Radiation for prevention of restenosis: Where are we?*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 36: 959-961 (1996).

[Daw91] J.T. Dawson: *Theoretical considerations regarding low-dose radiation therapy for prevention of restenosis after angioplasty*, Tex. Heart Inst. J. 18: 4-7 (1991).

[DFG Qu-39/7] U. Quast, D. Flühs, M. Bambynek, M. Heintz, H. Kolanoski, D. Wegener: *Dosimetrische 3D-Bestrahlungsplanung; Schnelle, hochauflösende Dosimetrie - Basis für die 3D-Bestrahlungsplannung, untersucht am Beispiel der Augentumortherapie*, DFG-Projekt Qu-39/7-1 und -2 (1994-1999).

[DFG Qu-39/16-1] U. Quast, D. Flühs, M. Bambynek, M. Heintz, F. Indenkämpen, D. Wegener, R. Erbel, D. Baumgart, c. v. Birgelen: *Weiterentwicklung der intravaskulären Ultraschall-Lokalisation und der szintilltionsdosimetrischen Bestrahlungsplanung zur Optimierung der kardiovaskulären Brachytherapie*, DFG-Projekt Qu-39/16-1 (1999).

[DIN6814] Deutsches Institut für Normung: *Begriffe und Benennungen in der radiologischen Technik- Dosisgrößen und Dosiseinheiten*, DIN 6814-3 Berlin (1985).

[DIN6800] Deutsches Institut für Normung: *Dosismeßverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung: Ionisationsdosimetrie*, DIN 6800-2 Berlin (1997).

[Dott64] C.T. Dotter, M.P. Judkins: *Transluminal treatment of arteriosclerotic obstruction: Description of a new technique and a preliminary report on its application*, Circulation 30: 654 (1964).

[Drake90] K.H. Drake, J. Böhm: *Automatisierter Meßstand für die Dosimetrie von Betastrahlung*, PTB-Dos-19 April(1990).

[Fermi40] E. Fermi: *The ionisation loss of energy in gases and in condensed materials*, Phys. Rev. 57: 485-494 (1940).

[Fisch94] D.L. Fischman, M.B. Leon, D.S. Baim: *A randomized comparison of coronary stent placement and balloon angioplasty in the treatment of coronary artery disease*, N. Eng. J. Med. 331: 496-501 (1994).

[Fische94] T.A. Fischell, B.K. Kharma, D.R. Fischell, P.G. Loges, C.W. Coffey, D.M. Duggan, A.J. Naftilan: *Low-dose β-particle emission from stent wire results in complete localized inhibition of smooth muscle cell proliferation*, Circulation 90: 2956-2963 (1994).

[Flü89] D.Flühs: *Aufbau und Einsatz eines Szintillationsdetektorsystems zur Messung von Dosisverteilungen an einem ^{60}Co-Teletherapiegerät*, Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Universität Dortmund (1989).

[Flü93] D. Flühs, M. Heintz, C. Wieczorek, A. Wieschollek, H. Kolanoski, U. Quast: *Plastikszintillationsdetektor - schnelle 3D-Dosimetrie für die Bestrahlungsplanung von ^{125}I und ^{106}Ru/^{106}Rh-Augenapplikatoren*, in Müller RG, Erb J (ed): Tagungsband DGMP Medizinische Physik '93. Erlangen, 358-359 (1993).

[Flü94] D. Flühs, F. Indenkämpen, M. Heintz, H. Kolanoski, U. Quast: *Tissue equivalent scintillator probes: Fast, precise ^{1}92Ir-afterloading dosimetry. Dosimetric treatment planning and verification*, Radioth. Oncol. 31: 1-26 (1994).

[Flü95] D. Flühs, F. Indenkämpen, M. Heintz, H. Kolanoski, U. Quast: *Tissue equivalent plastic scintillator probe: Fast, precise ^{192}Ir-afterloading dosimetry, dosimetric treatment planning and verification*, Medizinische Physik '95: 244-245. Editor: Richter, J. DGMP, Würzburg (1995).

[Flü96] D. Flühs, M. Heintz, F. Indenkämpen, C. Wieczorek, H. Kolanoski, U. Quast: *Direct reading measurement of absorbed dose with plastic scintillators - The general concept and applications to ophtalmic dosimetry*, Med. Phys. 23: 427-434 (1996).

[Flü97] D. Flühs: *Dosisverteilungen in der Strahlentherapie in Bereichen mit eingeschränktem Sekundärteilchengleichgewicht*, Doktorarbeit am Fachbereich Physik der Universität Dortmund (1997).

[Flü99] D. Flühs, Universitätsklinik Essen, private Mitteilung (1999) .

[Flüg56] S. Flügge: *Handbuch der Physik; Band 21: Elektronen-Emission Gasentladungen 1*, Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg (1956).

[Forr91] J.S. Forrester, M. Fishbein, R. Helfant, J. Fagin: *A paradigm for restenosis based on cell biology: Clues for the development of new preventive therapies. Review*, J. Am. Coll. Cardiol. 17: 758-769 (1991).

[Fra93] S.M. Franklin, F.P. Faxon: *Pharmacologic prevention of restenosis after coronary angioplasty: Review of the randomized clinical trials*, Coronary Artery Dis. 4: 232-242 (1993).

[Frei90] K. Freischlad, M. Küchel, W. Wiedmann, W. Kaiser, M. Mayer: *High precision interferometric testing of spherical mirrors with long radius of curvature*, SPIE Vol. 1332: 8-17 (1990).

[Fus90] J.H. Ip, V. Fuster, L. Badimon, M.B. Taubman, J.H. Chesebro: *Syndroms of accelerated atherosclerosis: Role of vascular injury and smooth muscle cell proliferation*, J. Am. Coll. Cardiol. 15: 1667-1687 (1990).

[Grav89] M.B. Gravanis, G.S. Roubin: *Histopathological phenomena at the site of percutaneous transluminal coronary angioplasty: The problem of restenosis*, Hum. Pathol. 20: 477-485 (1989).

[Gray29] L.H. Gray: *The absorption of penetrating radiation*, Proc. Roy. Soc. A 122: 647-667 (1929).

[Gray36] L.H.Gray: *An ionisation method for the absolute measurement of δ-ray energy*, Proc. Roy. Soc. A 156: 578-596 (1936).

[Gross78] B. Grosswendt, E. Waibel: *Transport of Low Energy Electrons in Nitrogen and Air*, Nuclear Instruments and Methods 155: 145-156 (1978).

[Grü79] A.R. Grüntzig, A. Senning, W.E. Siegenthaler: *Nonoperative dilatation of coronary artery stenosis: Percutaneous transluminal coronary angioplasty*, N. Eng. J. Med. 301: 61-68 (1979).

[Han94] G.K. Hansson: *Immunological control mechanisms in plaque formation*, Basic Res. Cardiol. 89 (Suppl. 1): 41-46 (1994).

[Hard66] D. Harder: *Physikalischen Grundlagen der Dosimetrie*, Urban & Schwarzenberg, Sonderband zur Strahlentherapie 62, 254-279 (1966).

[Hard70] D. Harder: *Some general results from the Transport theory of elektron absorption*, 2nd Sympos. Microdosimetry. H. G. Ebert 4452: 567-594 (1970).

[Hard74] D. Harder: *Elektronen und Betateilchen*, Jaeger und Hübner Verlag, (1974).

[Hard88] D. Harder, A. Rubach, K.-P. Hermann, A. Überschär: *Wasser- und gewebeäquivalente Festkörperphantome für hochenergetische Photonen und Elektronen*, Medizinische Physik 1988 Hrsg.: F. Nüsslin: 325-330 (1988).

[Heit54] W. Heitler: *The Quantum Theory of Radiation*, Clarendon Press Oxford, (1954).

[Hel99] K. Helmstädter, PTB FL. 6.31, private Mitteilung (1999).

[Herr75] W.C. Heerens, F.C. Vermeulen: *Capacitance of Kelvin Guardring capacitors with modified edge geometry*, J. Appl. Phys. Vol. 46 No. 6: 2486 (1975).

[Hoff96] R. Hoffman, G.S. Mintz, G.R. Dussaillant, et al.: *Patterns and mechanisms of in-stent restenosis: A serial intravascular ultrasound study*, Circulation 94: 1247-1254 (1996).

[Hol84] D.R. Holmes, R.E. Vlietstra, H.C. Smith, et al.: *Restenosis after percutaneous transluminal coronary angioplasty (PTCA): A report from the PTCA registry of the National Heart, Lung, and Blood Institute*, Am. J. Cardiol. 53: 77C-81C (1984).

[Hohl86] K. Hohlfeld, M. Ross: *Dosismessverfahren für Ionisationskammern, die zur Anzeige der Wasser-Energiedosis kalibriert sind*, Medizinische Physik 1986, Herausgeber: Lebrecht von Klitzing, Mediz. Universität zu Lübeck (1986).

[Hohl88] K. Hohlfeld: , Dosimetry in Radiotherapy Vol. 1, International Atomic Energy Agency Vienna ISBN 92-0-010088-0 (1988).

[Hub75] J.H.Hubbell et al.: *Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions and Photo Scattering Cross Sections*, J. Phys. Chem. Ref. Data 4: 471 (1975).

[Hub82] J.H.Hubbell: *Photon mass attenuation and energy absorbtion coefficients from 1 keV to 20 MeV*, Int.J.Appl.Radiat.Isot. 33: 1269 (1982).

[ICRP75] ICRP: *Report of the task group on reference man*, ICRP Report 23 (1975).

[ICRU31] ICRU: *Average Energy Required to Produce an Ion Pair*, ICRU Report 31 (1979).

[ICRU37] ICRU: *Stopping Powers for Elektrons and Positrons*, ICRU Report 37 (1984).

[ICRU56] ICRU: *Dosimetry of External Beta Rays for Radiation Protection*, ICRU Report 56 (1997).

[Ina74] C.H.A. Inalsingh: *An experience in treating 501 patients with keloids*, Johns Hopkins Med. J. 134: 284- 290 (1974).

[Kara40] E. Kara-Michailova, D.E. Lea, Proc. Camb. Phil. Soc. 36: 101-126 (1940).

[Kne63] V. Kneller, L.N. Sokolov: *Bridge Converters of Resistance, Capacitance and Inductance into Frequency*, Electrical Measurement Juni (1963).

[Kos97] K. Kostopoulos, K. Wang, I.K. de Scheerder: *Local drug delivery with stents*, Frontiers in interventional cardiology. 1st edition: 183-194. Editors: Beyar, R., Keren, G., Leon, M.B., Serruys, P.W. Martin Dunitz, London (1997).

[Kri89] H. Krieger, W. Petzold: *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Bd.2: Anwendungen in der Strahlentherapie und der klinischen Dosimetrie*, B.G.Teubner Stuttgart(1989).

[Küch90] M. Küchel: *The new Zeiss interferometer*, SPIE Vol. 1332: 655-663 (1990).

[Lang13] P. Langevin , Le Radium 10: 113-154 (1913).

[Leo87] W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag Berlin-Heidelberg (1987).

[Ley87] W. Leydhecker: *Augenheilkunde*, Springer–Verlag Berlin (1987).

[Lomm89] P.K. Lommatzsch: *Intraokulare Tumoren: Leitfaden für Diagnostik und Therapie*, Ferdinant Enke Verlage (1989).

[Lug96] E. Luguera, F. Fernandez, C. Domingo, C. Baixeras, H. Prevost: *Simulation of the Energetic and Angular Response of a* $CaSO_4 : Dy$ *Dosemeter to weakly Penetrating Beta Radiation Using the EGS4 Transport Code*, Rad. Prot. Dos. 65 No. 4: 321-324 (1996).

[Mass96] V. Massullo, P.S. Teirstein, S. Jani, et al.: *Endovascular brachytherapy to inhibit coronary artery restenosis: An introduction to the SCRIPPS Coronary Radiation to Inhibit Proliferation Post Stenting trial*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 36: 973-975 (1996).

[Max04] J.C. Maxwell: *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Artical No. 201, 3rd edn. Oxford Univertity Press London: Geoffrey Cumberlege (1904).

[Mie04] G. Mie, Ann. Phys. Lpz. 13: 857-889 (1904).

[Moon48] C. Moon, C.M. Sparks: *Standards for Low Values of Direct Capacitance*, J. Res. Natl. Bur. Stand. (U.S.) A41: 497 (1948).

[Møll32] C. Møller: *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie*, Ann. Physik 14: 531-585 (1932).

[Mur82] B.K.S. Myrthy, J. Böhm: *Measurements of Backscatter and Transmission Factors for Beta Rays Using Thermoluminescence Dosimeters*, Rad. Prot. Dos. 2: 63-67 (1982).

[Nath96] R. Nath, K.B. Roberts: *Vascular irradiation for the prevention of restenosis after angioplasty: A new application for radiotherapy*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 36: 977-979 (1996).

[Nath99] R. (chair) Nath, H. Amols, C. Coffey, D. Duggan, S. Jani, Z. Li, M. Schell, C. Soares, J. Whiting, P.E. Cole, I. Crocker, R. Schwartz: *Intravascular* *brachytherapy physics: Report of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 60*, Med. Phys. 26: 119-152 (1999).

[Pop95-1] Y. Popowski, V. Verin, I. Papirov, et al.: *High dose rate brachytherapy for prevention of restenosis after percutaneous transluminal coronary angioplasty: Preliminary dosimetric tests of a new source presentation*, Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys. 33: 211-215 (1995).

[Pop95-2] Y. Popowski, V. Verin, I. Papirov, et al.: *Intra-arterial* $^{9}0Y$ *brachytherapy: Preliminary dosimetric study using a specially modified angioplasty balloon*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 33: 713-717 (1995).

[Pop96] Y. Popowski, V. Verin, P. Urban: *Endovascular* β*-irradiation after percutaneous transluminal coronary balloon angioplasty*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 36: 841-845 (1996).

[Qua79] U. Quast, J.F. Goncalves, K.H. Schick, B. Strauch, L. Glaeser, M. Busch: *Multidetector endodosimetry probe with silicon-pn-junction-diodes for in-vivo-dosimetry*, Strahlentherapie 155: 489-493 (1979).

[Qua94-1] U. Quast, D. Flühs, H. Kolanoski: *Clinical dosimetry with plastic scintillators - almost energy independent, direct absorbed dose reading with high resolution*, in IAEA: Radiotherapy Dosimetry: Radiation Dose in Radiotherapy from Prescription to Delivery, IAEA-SR-188 37 (1994).

[Qua94-2] U. Quast, D. Flühs, M. Heintz, F. Indenkämpen, H. Kolanoski: *Tissue equivalent plastic scintillator probes: Fast, precise 192Ir-afterloading dosimetry. Principles and clinical application*, Radioth. Oncol. 31: 1-22 (1994).

[Qua96] U. Quast, D. Flühs, H. Kolanoski: *Clinical dosimetry with plastic scintillators - almost energy independent, direct absorbed dose reading with high resolution, Review*, IAEA-Seminar on Radiation Dosimetry: Radiation Dose in Radiotherapy from Prescription to Delivery: 165-169. IAEA-TECDOC-896. IAEA, Vienna (1996).

[Qua98] U. Quast, D. Flühs, M. Bambynek: *Endovascular brachytherapy treatment planning and radiation protection*, Herz 23: 1-10 (1998).

[Qua99] U. Quast: *Definition and determinants of the relevant parameters of vascular Brachytherapy*, New Perspectives London: Remedica Publishing (ISBN 1901346072): 51-74 (1999).

[Qua2000] U. Quast: *Reporting vascular brachytherapy*, Editorial. Cardiovascular radiation medicine (im Druck März 2000).

[Reich90] H. Reich (Hrsg.): *Dosimetrie ionisierender Strahlung*, B.G. Teubner Stuttgart (1990).

[Reim93] M. Reim: *Augenheilkunde*, 4.Auflage Ferdinant Enke Verlag, Stuttgart (1993).

[Rosa07] E.B. Rosa, N.E. Dorsey: *A New Determination of the Ratio of the Electromagnetic to the Elektrostatic Unit of Electricity*, Bulletin Bureau Standards Vol. 3: 512 (1907).

[Ross93] R, Ross: *The pathogenesis of atherosclerosis: A perspective for the 1990's*, Nature 362: 801-809 (1993).

[Rub98] P. Rubin, J.P. Williams, P. Riggs, et al.: *Cellular and molecular mechanisms of radiation inhibition of restenosis. Part I: Role of the macrophage and plattelet-derived growth factor*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 40: 929-941 (1998).

[Schm85] R. F. Schmidt, G. Thews, *Physiologie des Menschen*, 22., korrigierte Auflage, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo (1985).

[Schn81] M. Schneider, J. Böhm, K. Hohlfeld, H. Reich: *Experimental Determination of the Dose in the Vicinity of a Tin-Air Interface*, Proc. 7th Symposium on Microdosimetry 8-12 Sept. 1980, Oxford7UK, pp. 231-241, Ed. J. Booz, H.G. Ebert, H.D. Hartfiel, EUR 7147 DE-EN-FR, Harwood Academic Publishers, Chur-London-New York (1981).

[Schr90] G. Schröder: *Technische Optik*, Vogel Fachbuch (1990).

[Schu63] A.A. Schultz, M.A. Pomerantz: *Secondary Electron Emission Produced by Relativistic primary electrons*, Phys. Rev. 130: 2135-2141 (1963).

[Schü99] A. Schüler: *Informationsmaterial für Patienten - Aderhautmelanom*, online im Internet: http://www.uni-essen.de/augenklinik/if/infoahmm.html (Stand: 10.05.1999).

[Sel93] S.M. Seltzer: *Calculation of Photon Mass Energy–Transfer and Mass Energy–Absorption Coefficients*, Radiation Research. 136: 147 (1993).

[Serr94] P.W. Serruys, P. de Jaegere, F. Kimeneij, et al.: *A comparison of balloon-expandable stent implantation with balloon angioplasty in patients with coronary artery disease*, N. Eng. J. Med. 331: 489-495 (1994).

[Soa91] C.G. Soares: *Calibration of Ophthalmic Applicators at NIST - A Revised Approach*, Med. Phys. 18: 787-793 (1991).

[Soa93] C.G. Soares, W.L. McLaughlin: *Measurement of radial dose distributions around small beta particle emitters using high resolution radiochromic foil dosemeters*, Nuclear Protection Dosimetry 47: 367-72 (1993).

[Soa95] C.G. Soares: *Comparison of NIST and manufacturer calibrations of* $^{90}Sr/^{90}Y$ *ophtalmic applicators*, Med. Phys. 22: 1487-93 (1995).

[Soa98] C.G. Soares, P. Halpern, C.K. Wang: *The calibration and characterization of catheter-based beta-particle emitting sources for use in intravascular brachytherapy*, Med. Phys. 25: 339-346 (1998).

[Soa2000] C.G. Soares, S. Vynckier, H. Järvinnen, et al.: *Dosimetry of beta-ray ophthalmic applicators: Comparison of different measurement methods*, Med. Phys. (im Druck 2000).

[Sta98] Statistisches Bundesamt [Hrsg.]: *Statistisches Jahrbuch 1998*, Metzler-Poeschel, Wiesbaden (1998S).

[Storm70] E. Storm, H.I. Israel: *Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100*, Nucl. Data Tables A7 (1970).

[Tur86] J. E. Turner: *Atoms, Radiation and Radiation protection*, Pergamon Press New York (1986).

[Wach76] F. Wachsmann: *Kurven und Tabellen für die Radiologie*, 2.Auflage Springer Berlin-Heidelberg-New York (1976).

[Wak96] R. Waksman, S.B. King III, I.R. Crocker, R.F. Mould: *Vascular Brachytherapy*, Nucletron Publishing, Veenendaal, NL(1996).

[Wak97] R. Waksman: *Radiation therapy for restenosis: From preclinical studies to human trials*, Stent 1: 9-13 (1997).

[Wak98] R. Waksman: *Clinical trials in radiation therapy for restenosis: Past, present and future*, Vasc. Radioth. Monitor 1: 10-18 (1998).

[Wak99-1] R. Waksman: *Intracoronary radiation therapy for restenosis prevention: Status of the clinical trials*, Cardiovasc. Rad. Med. 1: 20-29 (1999).

[Wak99-2] R. Waksman: *Vascular Brachytherapy*, 2nd edition. Futura Publishing, Armonk N.Y. (1999).

[Wide60] R. Wideroe: *Physikalische Untersuchungen zur Therapie mit hochenergetischen Elektronenstrahlen*, Strahlentherapie 113: 161-177 (1960).

[Wiecz94] C. Wieczorek: *Aufbau eines Mehrkanal-3D-Dosimetriesystems basierend auf Plastikszintillatoren zur Anwendung in der Augentumortherapie*, Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Universität Dortmund (1994).

[White77] D.R. White, R.J. Martin, R. Darlison: *Epoxy resin based tissue substitutes*, British Journal of Radiation 50: 814-821 (1977).

[Zhao95] X. Zhao: *Hochauflösende dreidimensionale Positionierungsbestimmung bei Rastensondenmikroskopen mittels kapazitiver Aufnehmer*, Doktorarbeit Technische Universität Braunschweig (1995).

A. Die verwendeten Konstanten

Bezeichnung	**Symbol**	**Wert**	**Einheit**
Klassischer Elektronenradius	r_e	$2{,}8179 \cdot 10^{-15}$	m
Ruhemasse des Elektrons	m_e	$9{,}1094 \cdot 10^{-31}$	kg
Elementarladung	e	$1{,}6022 \cdot 10^{-19}$	As
Vakuum Lichtgeschwingigkeit	c	$2{,}9979 \cdot 10^{8}$	$\frac{m}{s}$
Atomare Masseneinheit	m_u	$1{,}6606 \cdot 10^{-27}$	kg
Ruheenergie des Elektrons	$m_e c^2$	0,511	MeV
Boltzmann Konstante	k	$1{,}3807 \cdot 10^{-23}$	J/K

Danksagung

Dr. P. Ambrosi und Prof. Dr. J. Böhm danke ich für die Vergabe des Themas, die Aufnahme in das Labor und die Bereitschaft, als ständige Diskussionspartner und vertrauensvolle Betreuer zur Verfügung zu stehen.

Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die Aufnahme an seinen Lehrstuhl und für die Bereitschaft, sich in dieser interdisziplinären Zusammenarbeit zu angagieren sowie als vertraunsvoller Dissertations-Betreuer zur Verfügung zu stehen.

Prof. Dr. U. Quast danke ich für die Aufnahme als Mitarbeiter in sein Forschungsprojekt und seinen fachlichen Rat in Fragen der medizinischen Physik. Hierdurch war es möglich, den klinischen Bezug dieser Arbeit herzustellen.

Dr. T. Weimann aus dem PTB Fach-Labor 2.401 Einzelelektronentunneln danke ich für die Ermöglichung und tatkräftige Unterstützung bei der Entwicklung und Herstellung der Wafer-Sammelelektroden im Reinraumzentrum.

Dr. G. Hilgers danke ich für die maßgeblichen Beiträge bei der technischen Entwicklung und Umsetzung der Multielektrometer-Elektronik und der Parallel-Justierelektronik.

K. Helmstädter und G. Buchholz danke ich für ihre zahlreichen Diskussionen und Anregungen über physikalische und meßtechnische Probleme.

M. Heintz danke ich für seine vielfältige Unterstützung während dieser Arbeit.

R. Behrens danke ich für die Unterstützung und Beratung bei den Messungen zur Bestimmung des Rückstreufaktors mit Hilfe der TLDs.

G. Winterbottom danke ich für die Unterstützung und Beratung bei Entwicklung und Realisierung der Kammermechanik.

M. Ahlborn danke ich für die Unterstützung bei der Auswertung der TLD-Messungen.

R. Harke danke ich aus dem PTB Fach-Labor 2.401 Einzelelektronentunneln danke ich für die Unterstützung bei der Herstellung der Wafer-Sammelelektrode.

Den Mitarbeitern des PTB Fach-Labors 6.31 Orts- und Personendosimetrie danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und das freundschaftliche Arbeitsklima.

Dr. Schneider, Dr. M. Schulz und Dr. J. Weingärtner aus dem PTB Fach-Labor Bildoptik und Spektrometrie danke ich für die Beratung, Unterstützung und Ermöglichung der Untersuchungen zur Ebenheit der Wafer und Durchbiegung der Eintrittsfolie.

R. Hahn und Dr. F. Lüdicker aus dem PTB Fach-Labor Maß und Form danke ich für die Beratung, Unterstützung und Ermöglichung der Untersuchungen der Translationsmechanik der MEK.

M. Müller und H. Lüllmann aus dem PTB Fach-Labor Konstruktion und Geräteentwicklung danke ich für die maßgeblichen Beiträge bei der Entwicklung der neuen, optimierten MEK.

Ferner möchte ich besonders meiner Frau Jola für ihre Unterstützung und ihr Verständnis danken.