

# Untersuchung zur $\beta$ -Dosimetrie an zwei Typen von kardiovaskulären Quellen

Diplomarbeit

am Universitätskrankenhaus Eppendorf  
Radiologische Klinik  
Abteilung für Strahlentherapie und Radioonkologie



vorgelegt von  
**Manuel Todorovic**  
aus Hamburg

Hamburg  
22. August 2000



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Wechselwirkung von Teilchen mit Materie</b>	<b>5</b>
2.1	Ionisierende Strahlung . . . . .	5
2.2	Erzeugung von ionisierender Strahlung . . . . .	5
2.2.1	Erzeugung ionisierender Strahlung mittels eines medizinischen Linearbeschleunigers . . . . .	5
2.2.2	Radioaktive Strahlungsquellen . . . . .	7
2.3	Der $\beta$ -Zerfall . . . . .	7
2.3.1	Die $\beta^-$ -Umwandlung . . . . .	7
2.3.2	Die $\beta^+$ -Umwandlung . . . . .	8
2.3.3	Der Elektroneneinfang (EC) . . . . .	9
2.4	Elektronenwechselwirkung mit Materie . . . . .	10
2.4.1	Unelastische Stöße mit Hüllenelektronen . . . . .	11
2.4.2	Energieverlust durch Bremsstrahlungserzeugung . . . . .	13
2.4.3	Das Gesamtbremsvermögen für Elektronen . . . . .	15
2.5	Dosimetrische Grundlagen . . . . .	16
2.5.1	Die Energiedosis . . . . .	16
2.5.2	Die Ionendosis . . . . .	16
2.5.3	Die Kerma . . . . .	16
2.5.4	Das Sekundärteilchengleichgewicht . . . . .	17
2.5.5	Die Bragg-Gray-Bedingungen . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Verwendete Geräte</b>	<b>21</b>
3.1	Die Therapiegeräte . . . . .	21
3.1.1	Das Novoste System . . . . .	21
3.1.2	Das Guidant System . . . . .	22
3.2	Die Dosimetriegeräte . . . . .	23
3.2.1	Die Ionisationskammer . . . . .	23
3.2.2	Radiochrome Filme . . . . .	25
3.2.3	MOSFET-Detektoren . . . . .	27
3.3	Die Einrichtungen zur Filmauswertung . . . . .	28
3.3.1	Das Densitometer . . . . .	29

3.3.2	Der Filmscanner . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Dosimetrie mit GafChromic Filmen</b>	<b>31</b>
4.1	Dosiskalibrierung der Filme . . . . .	31
4.1.1	Bestimmung der Dosis-Korrektionsfaktoren . . . . .	32
4.1.2	Kalibrierung der Absolutkammer . . . . .	34
4.1.3	Bestrahlung der Absolutkammer im Meßaufbau . . . . .	35
4.1.4	Bestrahlung der Filme . . . . .	37
4.1.5	Auswertung der bestrahlten GafChromic Filme . . . . .	38
4.2	Zeitliches Verhalten der Filme . . . . .	40
4.3	Farbstabilisierung durch Rapid Colour Stabilization . . . . .	42
4.4	Kalibrierung der Filme auf optische Dichte . . . . .	44
4.5	Energieabhängigkeit des MD-55-2 . . . . .	46
<b>5</b>	<b>GafChromic Untersuchung der <math>\beta</math>-Quellen</b>	<b>49</b>
5.1	Die $^{32}\text{P}$ -Quelle . . . . .	49
5.2	Die $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ Quelle . . . . .	52
5.2.1	Homogenität der Dosisverteilung . . . . .	54
5.2.2	Reproduzierbarkeit der Positionierung der Quelle . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>61</b>
6.1	MCNP4B . . . . .	61
6.2	Simulation der Tiefendosiskurven . . . . .	64
6.3	Simulation der $\beta$ -Energie-Spektren . . . . .	68
<b>7</b>	<b>Untersuchung des MOSFET-Detektors</b>	<b>71</b>
7.1	Kalibrierung und Dosislinearität . . . . .	71
7.2	Tauglichkeit für die $\beta$ -Dosimetrie . . . . .	73
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>79</b>
A.1	Inputfile: Tiefendosiskurve der $^{32}\text{P}$ -Quelle . . . . .	79
A.2	Quellendefinition für $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ Simulationen . . . . .	81
<b>B</b>	<b>MOSFET-Messungen</b>	<b>83</b>
B.1	MOSFET-Messungen: 6 MV Photonen . . . . .	83
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>84</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>87</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Querschnitt durch eine bestrahlte Arterie . . . . .	2
2.1	Schematischer Aufbau eines Linearbeschleunigers . . . . .	6
2.2	Entstehung der Vernichtungsstrahlung beim $\beta^+$ -Zerfall . . . . .	10
2.3	Massenstoßbremsvermögen von Elektronen in versch. Materialien . . . . .	13
2.4	Entstehung von Bremsstrahlung . . . . .	14
2.5	Stoßbremsvermögen von Elektronen in Wasser und Blei . . . . .	15
3.1	Seed eines Novoste Quellenzugs . . . . .	21
3.2	Energiespektrum und Zerfallsschema von $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ . . . . .	22
3.3	Transferdevice des Novoste Systems . . . . .	23
3.4	Das Guidant System . . . . .	23
3.5	Energiespektrum und Zerfallsschema des $\beta^-$ -Zerfalls des $^{32}\text{P}$ -Atoms . . . . .	24
3.6	Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer . . . . .	24
3.7	Strom-Spannungs-Charakteristik einer Ionisationskammer . . . . .	25
3.8	Aufbau der GafChromic <sup>TM</sup> Filme HD-810 und MD-55-2 . . . . .	26
3.9	Schematischer Aufbau des MOSFET und typische Strom $I_{ds}$ Spannungs $U_g$ -Kennlinie . . . . .	27
3.10	Detail Aufnahme des MOSFET Detektors . . . . .	28
3.11	Das GafChromic Densitometer der Firma Nuclear Associates . . . . .	29
3.12	Optischer Weg innerhalb des Lumisys LS 75 . . . . .	30
4.1	Meßaufbau zur Dosis-Kalibrierung der GafChromic-Filme . . . . .	35
4.2	Meßaufbau zur Bestrahlung der GafChromic-Filme . . . . .	37
4.3	Dosiskalibrierung des MD-55-2 . . . . .	39
4.4	Dosiskalibrierung des HD-810 . . . . .	40
4.5	Zeitliches Verhalten des MD-55-2 . . . . .	41
4.6	Zeitliches Verhalten des HD-810 . . . . .	43
4.7	Mit der RCS-Methode stabilisierte MD-55-2 Filme . . . . .	44
4.8	Zusammenhang zwischen OD und rel. Schwärzung . . . . .	45
4.9	Optische Dichte gegen Dosis für 6 und 16 MV Bremsstrahlungsphotonen . . . . .	47
5.1	Das Phantom der Firma Guidant . . . . .	50
5.2	Scan einer $^{32}\text{P}$ -Quelle . . . . .	51
5.3	Dosisverteilung der $^{32}\text{P}$ -Quelle entlang eines Querprofils . . . . .	52

5.4	Intensitätsverteilung einer $^{32}\text{P}$ -Quelle . . . . .	53
5.5	Das Meßphantom der Firma Novoste und ein Vergleich der zwei Katheter für das Novostesystem . . . . .	54
5.6	Dosisverteilung der 30 mm Quelle untersucht mit dem MD-55-2 . . . . .	55
5.7	Dosisverteilung der 30 mm Quelle untersucht mit dem HD-810 . . . . .	56
5.8	Intensitätsverteilung eines $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Sourcetrain . . . . .	57
5.9	Messungen zur Reproduzierbarkeit der Quellenpositionierung . . . . .	59
6.1	Aufbau des simulierten Phantoms . . . . .	65
6.2	Simulierte Tiefendosiskurven von $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ und $^{32}\text{P}$ in Wasser und PMMA	66
6.3	Simulierte und gemessene Tiefendosiskurven von $^{32}\text{P}$ im Vergleich (Wasser)	67
6.4	Simulierte und gemessene Tiefendosiskurven von $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ im Vergleich (Wasser) . . . . .	68
6.5	Simulierte $\beta$ -Energie-Spektren in unterschiedlichen Tiefen PMMA: $^{32}\text{P}$ und $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ . . . . .	69
7.1	Auswertung der MOSFET-Messungen am linac MDX-2 . . . . .	73
7.2	Auswertung der MOSFET-Messungen an der $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle . . . . .	75

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Strahlentherapie beschäftigte sich bisher fast ausschließlich mit der Behandlung von malignen (bösartigen) Tumoren. Hierzu wurden die Tumore meist mit durch einen medizinischen Linearbeschleuniger erzeugter Photonen- oder Elektronenstrahlung bestrahlt, in der Hoffnung somit das Tumorwachstum zu stoppen und den Tumor zu schrumpfen.

Eine neue Herausforderung an die Strahlentherapie stellt nun die Behandlung von Stenosen in koronaren Gefäßen dar. Stenosen sind Verengungen in Blutgefäßen, die zu Verschlüssen dieser führen können.

In der Regel sind die Stenose gefährdeten Blutgefäße (Arterien) aus drei Schichten aufgebaut (siehe Abbildung 1.1):

- *Intima*: eine Schicht aus Endothelzellen, die die Innenseite der Arterie zum Lumen (Hohlraum des Blutgefäß) hin auskleidet.
- *Media*: der zentrale, muskuläre Teil der Arterie, der glatte Muskelzellen beinhaltet.
- *Adventitia*: Äußerste Schicht der Arterie. Die Adventitia besteht aus einem losen Verband von Bindegewebe und elastischen Fasern. Sie beinhaltet die Nervenbahnen, kleine Blutgefäße zur Versorgung der Arterie (Vasa Vasorum) und Lymphbahnen.

Der Querschnitt von koronaren Arterien variiert zwischen 2,5 und 4,5 mm und beträgt im Mittel 3 mm. Der Querschnitt durch eine koronare Arterie zeigt allerdings, daß die Dicken der einzelnen Schichten innerhalb des Gefäßes stark variieren.

Die heute gebräuchlichste interventionelle Behandlungsmethode der Stenose ist die *perkutane transluminale koronare Angioplastie (PTCA)*. Hierbei wird ein Ballonkatheter von einigen Millimetern Durchmesser in das Gefäß eingeführt und mit Drücken von 5 bis 15 bar aufgeblasen. Es kommt zu einer Überdehnung des Gefäßes, so daß die stenosierte Stelle wieder durchgängig ist. Alle interventionellen Methoden der Stenosenbehandlung führen zu Verletzungen der Gefäßwand, wie z. B. einem Riß in der Intima oder der Media. Nach einigen Wochen oder Monaten kommt es, bedingt durch

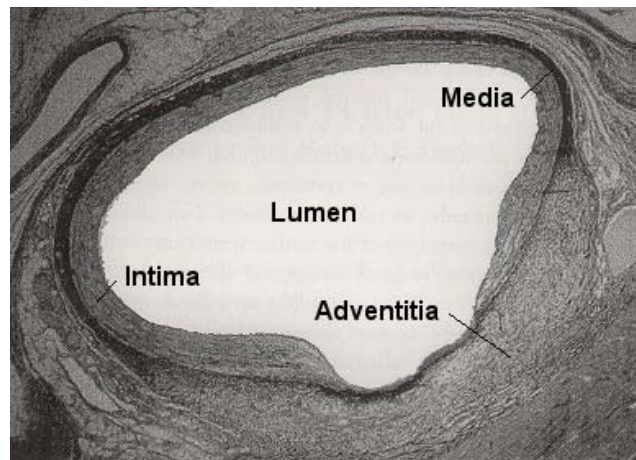


Abbildung 1.1: Querschnitt durch eine bereits bestrahlte Arterie. In der Mitte ist das Lumen zu sehen. Die einzelnen Schichten sind (von Innen nach Außen): Intima (unten als Folge der Bestrahlung nur sehr dünn ausgebildet), Media und die nach außen hin nicht klar begrenzte Adventitia.

die Verletzung der Gefäßwand, in ca. 40 % aller Fälle zu einem erneuten Verschluß der Arterie, einer Restenose.

Es gibt drei Hauptursachen für die Entstehung der Restenose: *Acute Elastic Recoil*, *Neointima Hyperplasie* und *Remodeling*. Durch Rückstellmechanismen kann es wenige Minuten nach der Gefäßweitung zu einer erneuten Verringerung des Gefäßlumens kommen (*Acute Elastic Recoil*). Dies macht es in ca. 50 % aller mit der PTCA behandelten Fälle erforderlich, daß ein Stent in das Gefäß eingesetzt werden muß. Ein Stent ist ein Gitter aus Metall, welches das Gefäß stützt, und somit ein Zusammenziehen des Gefäßes verhindert. Die Bildung einer *Neointima* wird durch unkontrollierte Proliferation von glatten Muskelzellen und Adventitiazellen verursacht, die in das Lumen der Arterie wandern und dort nach wenigen Monaten zu einer Plaquebildung führen. Spätverluste im Lumenquerschnitt (*Late Loss*) resultieren aus *Remodeling* Prozessen innerhalb der Gefäßwandstruktur, und treten erst viele Monate nach der PTCA auf. Da die Bildung einer *Neointima* nicht durch das Einbringen eines Stents verhindert werden kann, kommt es in 18 bis 32 % aller Fälle mit Stent zu einer sogenannten *In-Stent Restenose*. Hierbei wächst die *Neointima* durch das Metallgitter des Stents durch, so daß sich innerhalb des Stents ein Plaque bildet.

Die *kardiovaskuläre Brachytherapie* stellt eine vielversprechende neuartige Methode zur Verhinderung von Restenosen dar. Hierbei wird unmittelbar nach der erfolgten PTCA, bzw. wenn erforderlich nach erfolgtem Einbringen des Stents, eine radioaktive Quelle in das Gefäß eingebracht. Die vormals stenosierte, nun geweitete, Stelle wird mit einer Dosis zwischen 16 und 20 Gy bestrahlt. Hierzu eignen sich besonders Quellen mit  $\beta$ -Strahlern einer hohen maximal und mittleren Energie, wie z. B. die in dieser Arbeit

verwendeten Quellen aus  $^{32}\text{P}$  und  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ , da diese im Gewebe nur eine Reichweite von wenigen Millimetern haben.

Durch das Einbringen des radioaktiven Strahlers in die Arterie und der Bestrahlung der vormals stenosierten Stelle, kann es wiederum zu strahleninduzierten Schäden am Gefäß oder Herz kommen. Diese sind in Häufigkeit und Schwere von der applizierten Dosis abhängig, und reichen bis hin zum Absterben des bestrahlten Gewebes oder einer strahleninduzierten erneuten Stenose.

Da die Dosis, die strahleninduzierte Schäden am Gefäß bewirkt, größer ist, als die erforderliche Dosis zur Verhinderung einer Restenosierung der Arterie, existiert ein *therapeutisches Fenster*, ein Dosisbereich bei dem der 'Nutzen' größer ist, als der am Gefäß angerichtete 'Schaden'. Um dies sicherzustellen, werden hohe Anforderungen an die Dosimetrie gestellt.

Mit Hilfe der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Untersuchungen, soll versucht werden, diesen hohen Anforderungen gerecht zu werden, und eine gute, zuverlässige und gleichzeitig einfache Dosimetrie zu ermöglichen. Hierzu wurden die Eigenschaften eines neuartigen selbstentwickelnden radiochromen Filmdosimeters (GafChromic Filme) untersucht. Die beiden kardiovaskulären Quellen wurden mit den GafChromic Filmen untersucht und mit dem Monte-Carlo-Code MCNP4B simuliert. Hierbei wurden speziell die für die Dosimetrie wichtigen Tiefendosiskurven, sowie die Änderung der Energiespektren mit zunehmender Tiefe im Phantommaterial untersucht. Zuletzt wurde noch ein neuartiger MOSFET-Detektor auf seine Tauglichkeit für die  $\beta$ -Dosimetrie, und damit für die kardiovaskuläre Brachytherapie, untersucht.



# Kapitel 2

## Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

### 2.1 Ionisierende Strahlung

Man unterscheidet zwei Arten der ionisierenden Strahlung: die direkt ionisierende und die indirekt ionisierende Strahlung.

Bei der direkt ionisierenden Strahlung handelt es sich um elektrisch geladene Teilchen, wie z. B. Elektronen, Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen, die auf ihrem Weg durch die Materie die Atome unmittelbar durch Stöße ionisieren. Photonen und Protonen bilden die indirekt ionisierende Strahlung, da sie elektrisch neutrale Teilchen sind, und somit nicht direkt die Atome ionisieren können. Sie erzeugen bei der ersten Wechselwirkung elektrisch geladene Teilchen, die dann wiederum ihrerseits die sie umgebende Materie ionisieren können.

### 2.2 Erzeugung von ionisierender Strahlung

Es gibt zwei Arten der Erzeugung ionisierender Strahlung, die in der Strahlentherapie eine Rolle spielen: die Erzeugung von ionisierender Strahlung mittels eines medizinischen Elektronenlinearbeschleunigers und radioaktive Strahlungsquellen (radioaktive Zerfälle von natürlichen und künstlichen instabilen Isotopen).

#### 2.2.1 Erzeugung ionisierender Strahlung mittels eines medizinischen Linearbeschleunigers

In einem medizinischen Elektronenlinearbeschleuniger (engl.: linear accelerator, linac), wie er in Abb. 2.1 dargestellt ist, werden von einer Glühkatode emittierte Elektronen auf mehreren kurzen geradlinigen Beschleunigungsstrecken innerhalb eines evakuierten Rohres beschleunigt. Dies geschieht mittels hochfrequenter elektrischer Felder. Je

nach Art der Beschleunigungsstrecken unterscheidet man Wanderwellen- und Stehwellenbeschleuniger. Beim Wanderwellentyp wird die HF-Leistung auf der Elektroneneintrittsseite der Beschleunigungsstrecke zugeführt. In diesem Fall 'reiten' die Elektronen auf der Vorderseite eines Wellenberges in Fortpflanzungsrichtung, und werden so kontinuierlich beschleunigt. Beim Stehwellentyp stellt das Beschleunigungsrohr eine Aneinanderreihung von Resonatoren dar, die zur Schwingung in ihrem Grundmodus angeregt werden. Hierbei verläuft der elektrische Feldstärkenvektor längs der Strahlachse. Durch das gegenphasige Schwingen zweier benachbarter Resonatoren ergibt sich das Bild einer stehenden Welle. Die Elektronen finden nun in jedem Resonator die Feldstärke in der Richtung vor, in der sie beschleunigt werden [REI90].

Mittels eines Umlenkmagneten (meist Umlenkungen von  $90^\circ$  oder  $270^\circ$ ) wird der Elektronenstrahl zum Patienten umgelenkt. Gleichzeitig dient diese Umlenkung dazu, Elektronen mit anderen Energien als der gewünschten aus dem Strahl herauszufiltern. Die Elektronen unterschiedlicher Energien erfahren unterschiedlich starke Ablenkungen innerhalb des magnetischen Feldes, so daß am Ende ein Strahl mit Elektronen einer durch das Magnetfeld vorgegebenen Energie übrig bleibt.

Im Photonenbetrieb wird der Elektronenstrahl auf ein Bremsstrahlungstarget gelenkt. Hier werden die hochenergetischen Elektronen abgebremst, und es werden Bremsstrahlungsphotonen erzeugt, die dann therapeutisch genutzt werden können. Der sich anschließende Ausgleichskörper dient dazu, die räumliche Verteilung des stark vorwärtsgerichteten Strahl soweit zu verändern, daß in der therapeutischen Entfernung von 1 m zum Fokus ein möglichst homogenes Bestrahlungsfeld vorliegt.

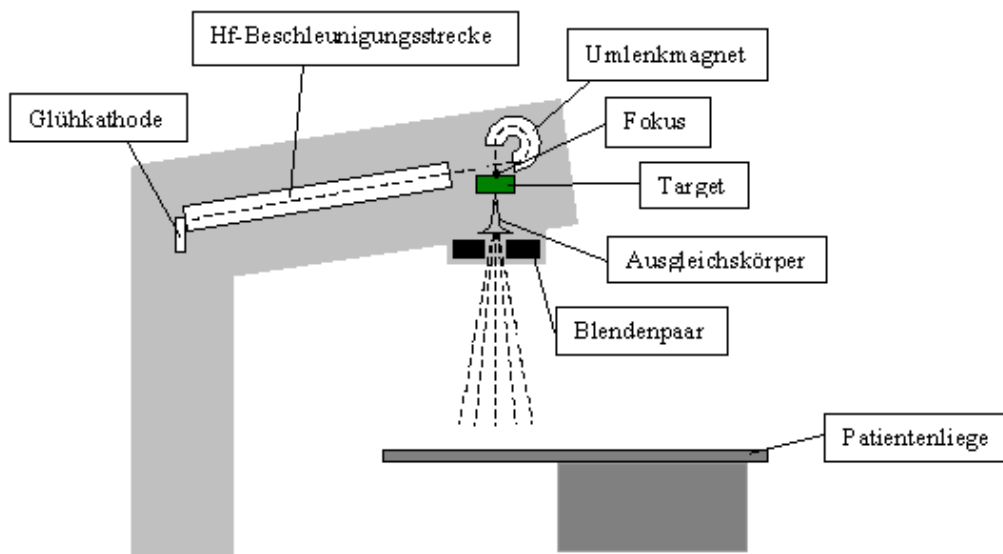


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines medizinischen Linearbeschleunigers.

Wird der Linac im Elektronenbetrieb genutzt, so wird dieses Bremsstrahlungstarget sowie der Ausgleichskörper aus dem Strahlengang gefahren, so daß die Elektronen therapeutisch genutzt werden können.

Da ein medizinischer Linearbeschleuniger ein kontinuierliches Photonenenergiespektrum produziert, dessen maximale Energie durch die Beschleunigungsenergie gegeben ist, werden die Energien der Photonenstrahlung durch die Angabe der Beschleunigungsenergie klassifiziert. Die im UKE vorhandenen Geräte liefern Photonenenergien von 4 MV bis 16 MV.

## 2.2.2 Radioaktive Strahlungsquellen

Die radioaktiven Strahlungsquellen unterscheiden sich je nach Art der bei dem radioaktiven Zerfall freiwerdenden Strahlung. Es gibt Gammastrahler (Emission von Photonen), Alphastrahler (hierbei werden Heliumkerne, sogenannte  $\alpha$ -Teilchen, frei) und Betastrahlern (Emission von Elektronen bzw. Positronen). Selten gibt es reine  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Strahler. In der Regel werden beim primären Zerfall  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Teilchen frei, die dann eventuell wieder  $\gamma$ -Strahlung erzeugen. Reine  $\gamma$ -Strahler kommen in der Natur überhaupt nicht vor. Diese unterschiedlichen Isotope finden heute fast ausschließlich Anwendung in der Brachytherapie, wobei reine  $\beta$ -Strahler speziell bei einem Großteil der kardiovaskulären Anwendungen benutzt werden.

Da sich diese Arbeit hauptsächlich mit den reinen  $\beta$ -Strahlern  $^{32}\text{P}$  und  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  befaßt, sollen im weiteren die physikalischen Zusammenhänge, die hiermit verknüpft sind, näher erläutert werden.

## 2.3 Der $\beta$ -Zerfall

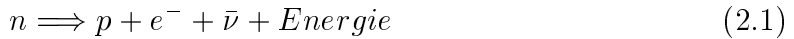
Wird die Ordnungszahl  $Z$  der Kerne in Abhängigkeit von deren Neutronenzahl  $N$  aufgetragen, dann beschränken sich die stabilen Kerne nur auf ein sehr schmales Band dieser Ebene. Alle übrigen Nuklide sind instabil und zerfallen spontan durch unterschiedliche Mechanismen.

Bei Isobaren (Kerne mit gleicher Massenzahl) mit deutlichem Neutronenüberschuß ist es energetisch günstig, wenn sich ein Neutron in ein Proton umwandelt. Besteht ein deutlicher Protonenüberschuß, so kann der umgekehrte Prozeß, die Umwandlung eines Protons in ein Neutron, stattfinden. Diese Umwandlung nennt man  $\beta$ -Zerfall [Pov96].

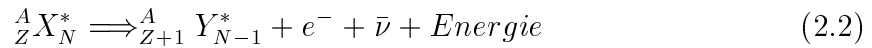
### 2.3.1 Die $\beta^-$ -Umwandlung

Herrscht in einem Radionuklid ein Neutronenüberschuß gegenüber dem stabilen Kern, so erfolgt in der Regel ein  $\beta^-$ -Zerfall. Hierbei wandelt sich im Kern des Mutternuklids ein Neutron in ein Proton um, so daß die hierbei frei werdende elektrische Elementarladung in Form eines Elektrons emittiert werden kann. Dieses Elektron nennt man aus historischen Gründen  $\beta^-$ -Teilchen. Betazerfälle werden durch die schwache Wechselwirkung verursacht. Da die Leptonenzahl erhalten bleiben muß, wird ein weiteres Teilchen

emittiert, daß das neu entstandene Elektron kompensieren muß. Dieses Teilchen heißt Elektronen-Antineutrino  $\bar{\nu}$ .



Durch die  $\beta^-$ -Zerfälle erhöht sich also die Ordnungszahl um 1 ( $Z \rightarrow Z + 1$ ), die Neutronenzahl verringert sich um 1 ( $N \rightarrow N - 1$ ). Die Massenzahl bleibt erhalten, so daß Betazerfälle also isobar sind [KRI98/1]. Die Energie, die bei einem Zerfall entsteht, wird in Form von kinetischer Energie auf die Zerfallsprodukte, also auf das  $\beta^-$ -Teilchen, das Antineutrino  $\bar{\nu}$  und den Tochterkern, verteilt und außerdem zur Bildung des Antiteilchens  $\bar{\nu}$  verwendet. Die Kerngleichung für den  $\beta^-$ -Zerfall des radioaktiven Mutternuklids X in das Tochternuklid Y lautet:



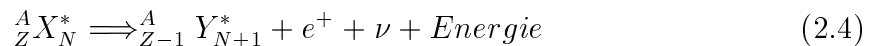
Da das emittierte Antineutrino  $\bar{\nu}$  nur äußerst gering mit Materie wechselwirkt, ist es nur sehr schwer nachzuweisen. Auf Grund dieser geringen Wechselwirkung, spielt das Antineutrino bei der Dosimetrie und dem Strahlenschutz keine Rolle. Neutrinos sind ungeladene Leptonen, mit einer Ruhemasse, die nahezu Null ist ( $< 7, 2 \cdot 10^{-6} \text{ MeV}/c^2$ ) [POV96]. Bezüglich der Energiebilanz des  $\beta^-$ -Zerfalls darf das Antineutrino jedoch nicht vernachlässigt werden. Der Grund hierfür ist die statistische Verteilung der kinetischen Energie auf die Zerfallsprodukte (das Antineutrino und das Elektron). Somit kann das Elektron jede beliebige Bewegungsenergie zwischen Null und der maximal verfügbaren Energie haben. Die jeweilige Differenz zwischen der Zerfallsenergie und der kinetischen Energie des Elektrons wird auf das Antineutrino übertragen. Die Existenz des Antineutrinos ist also der Grund dafür, daß die Energie der  $\beta^-$ -Teilchen nicht monoenergetisch, sondern kontinuierlich in Form eines Spektrums verteilt ist.

### 2.3.2 Die $\beta^+$ -Umwandlung

Atomkerne, die ein energetisch ungünstiges Neutronendefizit gegenüber ihren stabilen Nachbarnukliden haben, können ihre Neutronenzahl bei geeigneten energetischen Verhältnissen durch die Emission eines Positrons erhöhen. Ein Positron, es wird auch als  $\beta^+$ -Teilchen bezeichnet, ist das Antiteilchen zum Elektron, und besitzt somit die Ladung einer positiven Elementarladung.



Durch einen  $\beta^+$ -Zerfall findet also eine Verminderung der Ordnungszahl um 1 ( $Z \rightarrow Z - 1$ ) und eine Erhöhung der Neutronenzahl um 1 ( $N \rightarrow N + 1$ ) statt. Die Massenzahl A bleibt wie beim  $\beta^-$ -Zerfall erhalten. Wie auch schon bei der  $\beta^-$ -Umwandlung wird die freiwerdende Zerfallsenergie durch die emittierten Teilchen abtransportiert und zur Bildung des Neutrinos verwendet. Die Kerngleichung des  $\beta^+$ -Zerfalls sieht wie folgt aus:



Da bei dieser Art des Zerfalls ebenfalls ein Neutrino entsteht, und die freigesetzte Energie auf die Zerfallsteilchen aufgeteilt wird, erhält das Positron ebenfalls ein kontinuierliches Energiespektrum. Die maximale Positronenenergie entspricht der Zerfallsenergie. Beim freien Proton wurde ein  $\beta^+$ -Zerfall nach Gleichung 2.4 bisher noch nicht beobachtet. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Masse des freien Protons kleiner als die des Neutrons ist. Somit ist nach dem Energiesatz ein Zerfall des freien Protons in ein Neutron nicht möglich <sup>1</sup>.

Bewegt sich ein Positron durch Materie, so tritt eine Besonderheit auf, die mit dem Antiteilchencharakter des Positrons zusammenhängt. Beim Treffen auf ein Elektron, z.B. ein Hüllenelektron eines Atoms, kommt es zur gemeinsamen Vernichtung des Positrons und des Elektrons (Abbildung 2.2). Hierbei werden zwei  $\gamma$ -Quanten emittiert. Ihre Energie entspricht der Summe der Ruheenergie von Elektron und Positron und den Bewegungsenergien der beiden vernichteten Teilchen.

### 2.3.3 Der Elektroneneinfang (EC)

Ein weiterer möglicher Prozeß für Atomkerne, einen eventuellen Protonenüberschuß zu vermindern, ist der Einfang eines Elektrons (engl.: electron capture, EC) aus der Atomhülle. Hierbei wird ein Elektron aus einer der inneren Schalen der Atomhülle (meist aus der K-Schale) durch den Atomkern eingefangen. Dies ist möglich, da nach der Quantenmechanik die K-Elektronen auch eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb des Atomkerns haben. Ist aus energetischen Gründen kein  $\beta^+$ -Zerfall möglich, so findet ein Einfangprozeß statt. Das eingefangene Elektron bildet hierbei zusammen mit einem Proton ein Neutron sowie ein Neutrino. Der Elektroneneinfang folgt der Gleichung:



Genau wie beim  $\beta^+$ -Zerfall verringert sich hierbei die Ordnungszahl um 1 ( $Z \rightarrow Z - 1$ ), die Neutronenzahl erhöht sich um 1 ( $N \rightarrow N + 1$ ) und die Massenzahl  $A$  bleibt erhalten. Da die Atomhülle des Tochternuklides nach einem Elektroneneinfang immer ein Loch in einer der inneren Schalen aufweist, folgt darauf immer die Emission charakteristischer Photonenstrahlung oder eine Augerelektronenemission [KRI98/1]. Die charakteristischen Photonen werden nach der Schale benannt, in der sich das Elektronenloch befindet und auf die somit das Elektron von der äußeren Schale fällt. Bei der Augerelektronenemission wird die überschüssige Hüllenenergie abgebaut, indem die Energie des von einer äußeren Schale in das Loch auf der inneren Schale fallenden Elektrons unmittelbar auf ein benachbartes Hüllenelektron übertragen wird, und dieses dadurch aus der Atomhülle entfernt wird. Die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination unter Aussendung charakteristischer Photonenstrahlung wächst mit der vierten Potenz

---

<sup>1</sup>Der Vereinigungstheorie der schwachen und starken Wechselwirkung zu Folge sollte jedoch ein Protonenzerfall mit einer Halbwertszeit  $> 10^{31}$  Jahren existieren. Die Zerfallsgleichung soll  $p \rightarrow \pi^0 + e^+$  lauten. Hierbei würde allerdings der Erhaltungssatz für die Teilchenzahl verletzt werden, da ein Hadron (das Proton) verschwindet, und dafür ein Meson (das Pion) entsteht. Bis heute wurde der Protonenzerfall allerdings noch nicht zweifelsfrei nachgewiesen [KRI98/1].

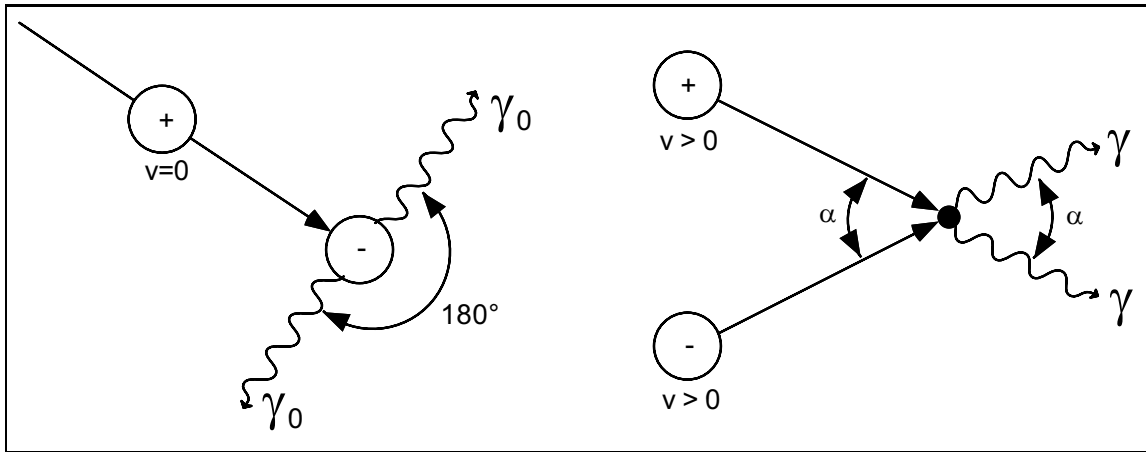


Abbildung 2.2: Die Entstehung der Vernichtungsstrahlung bei der Vernichtung des Teilchen-Antiteilchenpaares Elektron-Positron. Waren sowohl das Elektron als auch das Positron unmittelbar vor der Vernichtung in Ruhe, so werden die beiden 511-keV-Vernichtungsquanten unter einem Winkel von  $180^\circ$  zueinander emittiert (linke Abbildung). Dadurch wird sichergestellt, daß der Impuls vor und nach der Vernichtung Null ist und somit die Impulserhaltung erfüllt ist. Die Energie der Photonen entspricht der Ruheenergie der vernichteten Teilchen. Sind Elektron und Positron in Bewegung, so entspricht der Winkel zwischen den beiden Vernichtungsquanten dem zwischen Elektron und Positron. Die Bewegung der Vernichtungsquanten ist relativ zu der Bewegung von Elektron und Positron nach vorne gerichtet. Die Gesamtenergie der Vernichtungsquanten entspricht der Bewegungsenergie des Teilchenpaares vor der Vernichtung [KRI98/1].

der Ordnungszahl  $Z$ . Für den Augereffekt ist die Wahrscheinlichkeit hingegen weitgehend unabhängig von  $Z$ , und gleich dem Wert für die K-Photonenemission bei  $Z \approx 30$ . Charakteristische K-Photonenstrahlung tritt vor allem nach K-Schalen-Ionisation bei Elementen mit hoher Ordnungszahl auf. Bei leichteren Elementen überwiegt der Augereffekt. Bei mittelschweren Elementen ( $Z \approx 30$ ) sind beide Effekte für die K-Schale etwa gleich wahrscheinlich.

## 2.4 Elektronenwechselwirkung mit Materie

Geladene Teilchen, also auch Elektronen, verlieren ihre Energie auf eine völlig andere Art und Weise als ungeladene Teilchen. Photonen sind in der Lage Materie ohne jegliche Wechselwirkung, und somit auch ohne Energieverlust zu passieren. Wenn sie jedoch mit der Materie wechselwirken, so verlieren sie ihre gesamte Energie bei einer oder sehr wenigen Wechselwirkungen.

Elektronen hingegen wechselwirken auf Grund ihrer Ladung mit nahezu jedem Teil-

chen, das sie passieren. Hierbei verlieren sie aber jedesmal nur einen Bruchteil ihrer Energie. Man spricht daher von der "continuous slowing-down approximation" (CSDA) [ATT86]. Man beobachtet beim Durchgang von Elektronen durch Materie folgende Arten der elektromagnetischen Wechselwirkung:

- Unelastische Stöße mit den Hüllenelektronen (Ionisation und Anregung, Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen), Erzeugung von Čerenkovstrahlung.
- Erzeugung von Bremsstrahlung im Feld des Kerns und der Hüllenelektronen.
- Elastische Streuung im Kernfeld, dessen Stärke nach außen hin durch die abschirmende Wirkung der Hüllenelektronen rasch abnimmt.
- Unelastische Wechselwirkung mit dem Atomkern (Kernanregung mit nachfolgender  $\gamma$ -Emission).

Für die Elektronen in dem hier betrachteten Energiebereich spielen speziell nur die ersten beiden Punkte eine Rolle, so daß diese im folgenden genauer erläutert werden sollen.

### 2.4.1 Unelastische Stöße mit Hüllenelektronen

Den größten Teil ihrer Energie verlieren Elektronen durch vielfache unelastische Stoßprozesse mit den Atomhüllen der Absorberatome. Hierbei kommt es entweder zur Anregung der Atomhüllen oder zu deren Ionisation. Bei der Hüllenanregung wird die übertragene Energie nach Rekombination der Hüllenelektronen wieder durch Strahlungsemission freigesetzt. Die meisten Hüllenanregungen finden an Valenzelektronen, also schwach gebundenen äußeren Elektronen statt. Der Energieverlust des Elektrons durch eine einzelne Hüllenanregung ist gering, so daß also eine Vielzahl dieser Anregungen benötigt wird, um das Elektron merklich abzubremesen.

Bei der Ionisation steht die Differenz zwischen übertragener Energie und Bindungsenergie dem freiwerdenden Hüllenelektron (Sekundärelektron) als kinetische Energie zur Verfügung. Wenn das freiwerdende Elektron genug Energie hat um seinerseits weitere Ionisationen auszulösen, so spricht man von einem  $\delta$ -Elektron. Die meisten Stöße sind mit kleinen Energieüberträgen, also großen Stoßparametern verbunden. Nur wenige Elektronen verlieren einen Großteil ihrer Energie bei einem direkten und zentralen Stoßprozess mit Hüllenelektronen. Dieser Anteil spielt bei niedrigen und mittleren Elektronenenergien für die Stoßbremsung kaum eine Rolle, nimmt aber mit hohen Elektronenenergien zu.

#### 2.4.1.1 Das Stoßbremsvermögen von Elektronen

Die charakteristische Größe hierbei ist der Quotient aus dem Energieverlust eines Elektrons bei Stößen und der dabei zurückgelegten Wegstrecke im Absorber. Dieser Quoti-

ent wird Stoßbremsvermögen  $S_{col}$  ( $S_{col}$ , english: collision stopping power) genannt.

$$S_{col} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} \quad (2.6)$$

Das Stoßbremsvermögen ist eine Materialeigenschaft, da es die Wirkung eines Absorbers auf die Energie des einlaufenden Elektrons beschreibt. Eine exakte relativistische und quantenmechanische Behandlung zeigt, daß das Stoßbremsvermögen von Elektronen proportional zur Dichte und dem Verhältnis  $Z/A$  des Mediums ist. Bei kleinen Elektronenenergien (bis ca. 500 keV) ist es außerdem umgekehrt proportional zum Quadrat der Elektronengeschwindigkeit bzw. zum Verhältnis von Elektronenmasse  $m_e$  und der kinetischen Energie des einlaufenden Elektrons [KRI98/1].

$$S_{col} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{v^2} \propto \rho \cdot \frac{m_e}{E} \quad (2.7)$$

Bei hochenergetischen Elektronen müssen die relativistischen Veränderungen des Stoßbremsvermögens bei hohen Energien berücksichtigt werden. Daher muß in Gleichung 2.7 das  $1/E$ -Glied durch einen mit der Energie leicht anwachsenden Faktor  $R$  ersetzt werden. Dieser Faktor beinhaltet sämtliche relativistischen Effekte. Es ergibt sich damit näherungsweise für hohe Elektronenenergien:

$$S_{col} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot R \quad (2.8)$$

#### 2.4.1.2 Das Massenstoßbremsvermögen

Auf Grund der näherungsweisen Dichteproportionalität des Stoßbremsvermögens verwendet man für die praktische Arbeit das Verhältnis von Stoßbremsvermögen und Dichte. Dieses Verhältnis wird Massenstoßbremsvermögen eines Materials genannt (siehe Abb. 2.3) und wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [REI90]. Sie lautet für Elektronen [ICR37]:

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} = \frac{a}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A_r m_u} \cdot \left[ \ln \left( \frac{E}{I} \right)^2 + \ln(1 + \tau/2) + F(E) - \delta \right] \quad (2.9)$$

mit  $a = 2\pi r_e^2 \cdot m_e c^2$  und  $F(E) = (1 - \beta^2) \cdot [1 + \tau^2/8 - (2\tau + 1) \cdot \ln 2]$ .

$E$  kinetische Energie der Elektronen,  $Z$  Ordnungszahl,  $A_r$  relative Atommasse,  $m_u$  Atommassenkonstante,  $I$  mittlere Anregungsenergie der Atome,  $\tau = E/m_e c^2$ ,  $m_e c^2 = 0,511$  MeV Ruheenergie des Elektrons,  $\delta$  Dichteeffekt-Korrektur,  $r_e$  klassischer Elektronenradius,  $\beta = v/c$ ,  $a = 2,550 \cdot 10^{-25}$  MeVcm<sup>2</sup>.

Eine wichtige Größe in Formel 2.9 ist die Dichteeffekt-Korrektur  $\delta$ . Sie ist der Grund dafür, daß das Massenstoßbremsvermögen in Absorbern hoher Dichte immer niedriger

ist als das in leichteren Materialien. Der Grund für diesen Dichteeffekt ist die Polarisation der Absorberatome durch das relativistisch verzerrte elektrische Feld des einlaufenden Elektrons. Der Polarisationsgrad hängt von der lokalen Ladungsdichte und somit auch von der Dichte des Absorbers ab, da Elektronendichte und Massendichte in etwa proportional zueinander sind. Polarisierte Atome schirmen entferntere Regionen des Absorbers jedoch gegen das elektrische Feld des einlaufenden Elektrons ab und mindern dadurch die lokale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit.

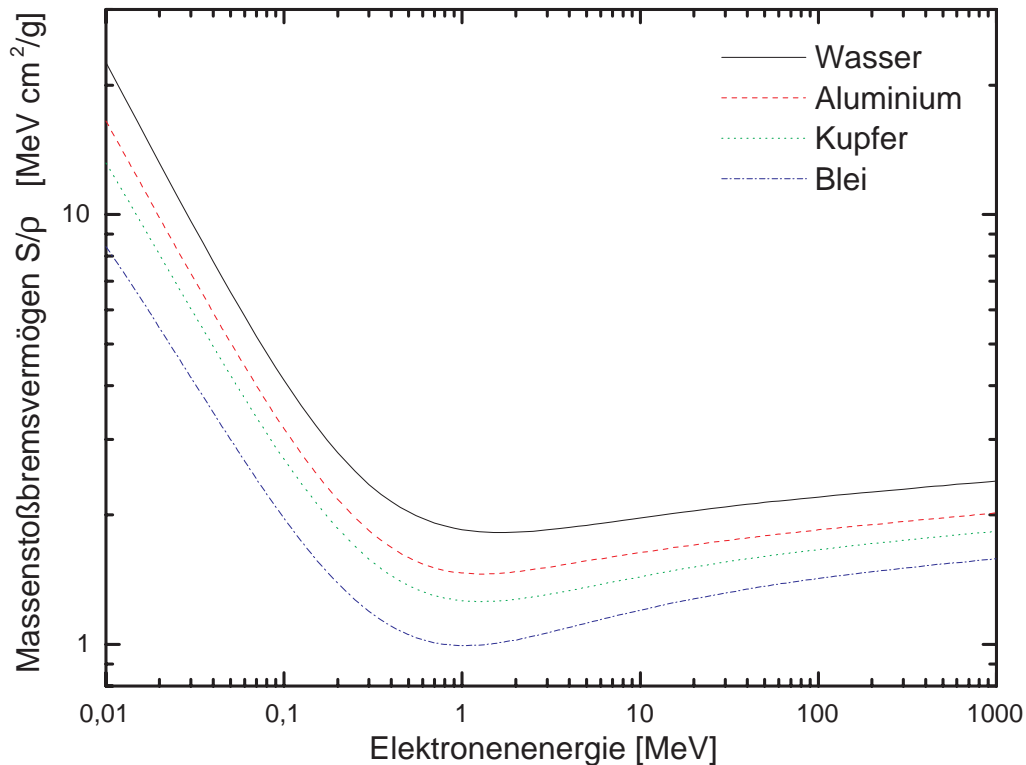


Abbildung 2.3: Das Massenstoßbremsvermögen für Elektronen in Wasser, Aluminium, Kupfer und Blei in Abhängigkeit der Elektronenenergie (nach Zahlenwerten aus [ICR37]).

### 2.4.2 Energieverlust durch Bremsstrahlungserzeugung

Ein weiterer Effekt des Energieverlustes beim Durchlaufen von Elektronen durch Materie ist die Erzeugung von Bremsstrahlung. Streuprozesse dieser Art, die zum Energieverlust der Elektronen durch Strahlung führen, finden in erster Linie an den Atomkernen des Absorbermaterials statt. Das elektrische Feld des Kerns bremst das Elektron ab, und der Energieverlust wird umgesetzt in ein Photon (Bremsstrahlungsphoton). Abb. 2.4 zeigt diesen Entstehungsprozess. Diese Bremsstrahlungsphotonen haben eine

spektrale Verteilung der Photonenenergie  $E$ . Um nun den gesamten Strahlungsverlust eines Elektrons beim Durchqueren einer Schichtdicke  $dx$  des Absorbermaterials zu erhalten, muß man über das Spektrum integrieren:

$$S_{rad} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{rad} = -\frac{E}{X_0}. \quad (2.10)$$

Wobei  $S_{rad}$  für radiation stopping power (englisch) steht. Die Strahlungslänge  $X_0$  ist hierbei wie folgt definiert [PER91]:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z \cdot (Z + 1) \cdot r_e^2 \cdot N_0}{137A} \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right). \quad (2.11)$$

Die mittlere Energie eines Elektronenstrahls nach Durchqueren einer Schicht der Dicke  $x$  ergibt sich dann nach Gleichung 2.10 durch Integration als:

$$\langle E \rangle = E_0 \cdot \exp \left( -\frac{x}{X_0} \right) \quad (2.12)$$

Die Strahlungslänge  $X_0$  läßt sich also als diejenige Schichtdicke des Materials definieren, die die mittlere Energie eines Elektronenstrahls um den Faktor  $e$  reduziert. Bei hohen

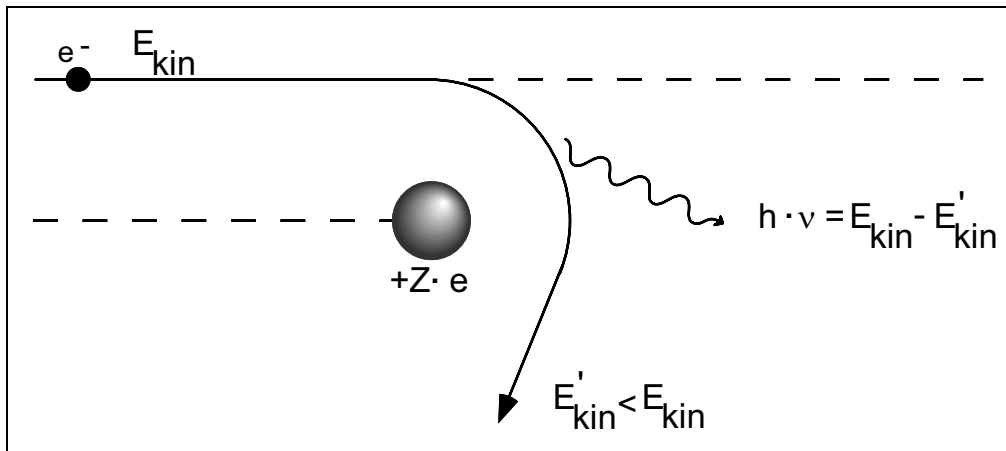


Abbildung 2.4: Entstehung von Bremsstrahlung von Elektronen im elektrischen Feld eines Atomkerns der Ladung  $Z \cdot e$ . Die Differenz der kinetischen Elektronenenergie vor und nach der Ablenkung wird in Form eines Bremsstrahlungsphotons ( $h \cdot \nu$ ) emittiert.

Energien dominiert der Bremsstrahlungsverlust, da der Energieverlust pro Schichtdicke durch Ionisation für schnelle Elektronen ungefähr konstant ist, und der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung mit der Energie zunimmt. Es läßt sich eine kritische Energie  $E_c$  definieren, bei der beide Verluste gleich sind. Ist die Energie größer als die kritische Energie dominiert der Bremsstrahlungsverlust. Ist sie geringer überwiegt der Energieverlust durch Ionisation. Mit den Gleichungen 2.9, 2.10 und 2.11 ergibt sich

$$E_c \simeq \frac{600}{Z} \text{ MeV}. \quad (2.13)$$

### 2.4.3 Das Gesamtbremsvermögen für Elektronen

Das Gesamtbremsvermögen für Elektronen in einem Medium ( $S_{tot}$ , englisch: total stopping power) ist definiert als der Quotient des durch alle Wechselwirkungen bedingten gesamten Energieverlustes des Elektrons und der dabei vom Elektron im Absorber zurückgelegten Wegstrecke. Es setzt sich additiv aus dem Stoß- und den Strahlungsbremsvermögen zusammen.

$$S_{tot} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{tot} = S_{col} + S_{rad} \quad (2.14)$$

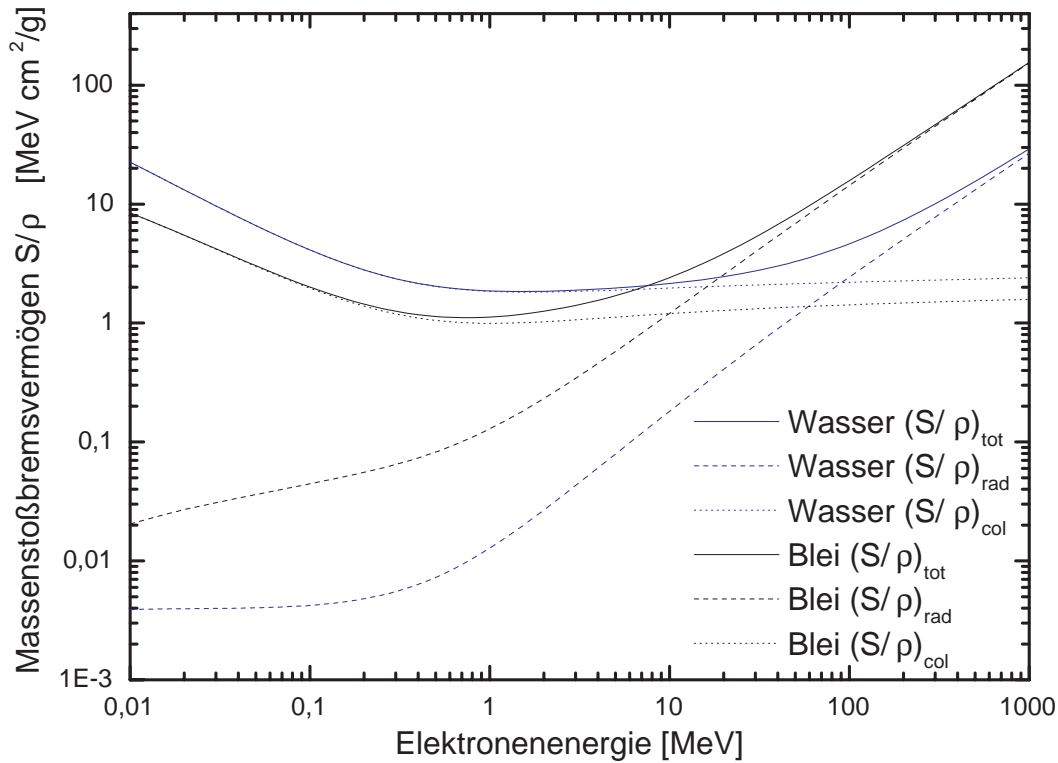


Abbildung 2.5: Das Massenstoß-, Massenstrahlungs- und Gesamtbremsvermögen für Elektronen in Wasser und Blei in Abhängigkeit der Elektronenenergie (nach Zahlenwerten aus [ICR37]).

Wie man aus Abbildung 2.5 sehen kann, überwiegt im niederenergetischen Teil der Anteil aus dem Massenstoßbremsvermögen  $S_{col}$ , wohingegen bei höheren Energien der Anteil aus der Bremsstrahlungserzeugung  $S_{rad}$  der dominante Term ist.

## 2.5 Dosimetrische Grundlagen

Bei den in Abschnitt 2.4 dargestellten Prozessen der Wechselwirkung mit Materie wird ein Teil der Energie der Teilchen an die Materie abgegeben. Die Dosimetrie befaßt sich mit der Messung dieser in der Materie deponierten Energie. Man unterscheidet zwischen drei verschiedenen Größen:

- Energiedosis
- Ionendosis
- Kerma

### 2.5.1 Die Energiedosis

Die Energiedosis ist die fundamentale physikalische Dosisgröße der klinischen Dosimetrie. Sie wird mit dem Buchstaben  $D$  abgekürzt und ist der Quotient aus dem Erwartungswert der bei einer Bestrahlung mit ionisierender Strahlung von einem Absorbermaterial der Dichte  $\rho$  absorbierten Energie  $dW_D$  und der Masse  $dm$  des bestrahlten Volumens [DIN 6814].

$$D = \frac{dW_D}{dm} = \frac{dW_D}{\rho \cdot dV} \quad (2.15)$$

Die SI-Einheit der Energiedosis ist das Gray ( $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$ ). Bei gleicher Zahl von Ionisationen in verschiedenen Materialien sind die Energiedosen abhängig von der atomaren Zusammensetzung der Absorber, da die Bindungsenergien der freigesetzten Elektronen vom jeweiligen Absorbermaterial abhängen. Zur vollständigen Angabe der Energiedosis gehört daher auch die Angabe des Absorbermaterials.

### 2.5.2 Die Ionendosis

Die Ionendosis  $J$  ist der Quotient aus dem Betrag der elektrischen Ladung  $dQ$  der Ionen eines Vorzeichens, die in einem Volumenelement  $dV$  eines Gases  $g$  durch ionisierende Strahlung unmittelbar oder mittelbar gebildet werden, und der Masse des Gases  $dm$  mit der Dichte  $\rho_g$  in diesem Volumenelement.

$$J = \frac{dQ}{dm_g} = \frac{dQ}{\rho_g \cdot dV} \quad (2.16)$$

Die Einheit der Ionendosis ist Coulomb durch Kilogramm ( $\frac{\text{C}}{\text{kg}}$ ).

### 2.5.3 Die Kerma

Die von ionisierender Strahlung in einem Material erzeugte Kerma (kinetic energy released per unit mass) ist der Quotient aus der durch ionisierenden Strahlung in

einem bestrahlten Volumen im Medium auf geladene Sekundärteilchen übertragenen Bewegungsenergie  $dE$  und der Masse  $dm$  des Volumens.

$$K = \frac{dE}{dm} = \frac{dE}{\rho \cdot dV} \quad (2.17)$$

Die SI-Einheit der Kerma ist ebenfalls das Gray. Sie wird vor allem aus meßtechnischen und theoretischen Erwägungen bei niederenergetischer Photonen- und Teilchenstrahlungen sowie Neutronenstrahlungsfeldern verwendet. Die Kerma ist in der Regel kein direktes Maß für die absorbierte Energie (Energiedosis), da die Sekundärteilchen ihre Energie teilweise außerhalb des Sondenvolumens abgeben können. Die Kerma hängt vom verwendeten Sondenmaterial ab, da die Bindungsenergien der Sekundärteilchen, die Erzeugungsrate der Sekundärteilchen und damit auch die insgesamt freigestetzte Bewegungsenergie von den Eigenschaften des bestrahlten Mediums abhängen [KRI98/2].

### 2.5.4 Das Sekundärteilchengleichgewicht

Laut DIN 6817 besteht ein vollständiges Dosimeter, welches zum Messen von ionisierender Strahlung in der Strahlentherapie eingesetzt wird, aus einer Ionisationskammer, einem Anzeigergerät und einer radioaktiven Kontrolleinrichtung [DIN 6817]. Prinzipiell unterscheidet man zwei Arten von Ionisationskammern: Gleichgewichts- und Hohlraumsonden.

Bei Gleichgewichtssonden muß in ihrem gesamten Volumen Sekundärteilchengleichgewicht herrschen.

An einem Punkt innerhalb eines Materials besteht Sekundärteilchengleichgewicht, wenn die Summe der kinetischen Energien der von indirekt ionisierender Strahlung erzeugten geladenen Sekundärteilchen, die in ein Volumenelement eintreten, gleich der Summe der kinetischen Energien der aus dem Volumen austretenden geladenen Sekundärteilchen ist. Es gilt also folgende Energiebilanz:

$$-E_{ex}^{\gamma,e} + E_{in}^e - E_{ex}^e - E_{ex}^{e,\delta} + E_{in}^{\delta} - E_{ex}^{\delta} = 0 \quad (2.18)$$

Die Indizes 'in' und 'ex' bedeuten Energiezufuhr in das Massenelement  $dm$  bzw. Energieabtransport. ' $\gamma$ ' steht für Photonen, 'e' für Sekundärelektronen und ' $\delta$ ' für Deltaelektronen. ' $E_{ex}^{\gamma,e}$ ' kennzeichnet den Energieabtransport durch Elektronen, denen von Photonen innerhalb des Massenelementes  $dm$  Energie übertragen wurde, 'e, $\delta$ ' denjenigen von Deltateilchen, die ihre Energie von Sekundärelektronen erhalten haben [KRI98/2]. Die Dosis berechnet sich dann wie folgt:

$$D_s = \frac{1}{dm} \cdot (E_{in}^{\gamma} - E_{ex}^{\gamma} - E_{ex}^{\gamma,e} + E_{in}^e - E_{ex}^e - E_{ex}^{e,\delta} + E_{in}^{\delta} - E_{ex}^{\delta}) \quad (2.19)$$

$E_{in}^{\gamma}$  und  $E_{ex}^{\gamma}$  beschreiben die Energiezufuhr bzw. den Energieabtransport von Photonen. Bei indirekt ionisierender Strahlung gibt es mehrere Möglichkeiten, weshalb Sekundärteilchengleichgewicht nicht erreicht werden kann [ATT86]:

- Inhomogenität der atomaren Zusammensetzung im betrachteten Volumen
- Inhomogenität der Dichte im betrachteten Zielvolumen
- Ungleichverteilung des Strahlenfeldes der indirekt ionisierenden Strahlung im betrachteten Volumen
- Anwesenheit eines inhomogenen elektrischen oder magnetischen Feldes

Dies kann z. B. in der Nähe einer Grenzfläche zu einem Medium unterschiedlicher Dichte oder atomarer Zusammensetzung der Fall sein.

Ein Spezialfall ist das Sekundärelektronengleichgewicht (SEG), bei dem für die Deltaelektronen kein Gleichgewicht gefordert wird. Gleichung 2.18 beinhaltet dann nur noch die Sekundärelektronenbeiträge:

$$-E_{ex}^{\gamma,e} + E_{in}^e - E_{ex}^e = 0 \quad (2.20)$$

Die Energieabsorption ist demnach unabhängig von der durch Sekundärelektronen in das Sondenvolumen hinein oder hinaus transportierten Energie. Die beiden ersten Photonen- und die Deltaelektronenterme in Gleichung 2.19 sind daher ausschließlich für die Energieübertragung oder -absorption in der Sonde und damit für die Entstehung des Meßeffectes und dessen räumliche Zuordnung verantwortlich.

Die Sekundärelektronengleichgewichtsbedingung hat praktische Konsequenzen für die Bauformen von Ionisationskammern. Um Kammern unter Sekundärelektronengleichgewicht verwenden zu können, muß die Kammerwandung äquivalent zum Sondenmaterial sein und eine Stärke haben, die größer als die maximale Reichweite der Sekundärelektronen in diesem Wandmaterial ist. Hierdurch wird sichergestellt, daß Sekundärelektronen aus der Umgebung das Meßvolumen nicht erreichen können. Reicht die Kammerwandstärke nicht aus, so werden sogenannte Aufbaukappen verwendet, um das Sekundärelektronengleichgewicht sicherzustellen.

### 2.5.5 Die Bragg-Gray-Bedingungen

Sind die Sondenabmessungen so klein, daß Energiebeiträge oder Energieverluste durch Photonen vernachlässigt werden können, oder sind die Energien so groß, daß zu starke Dicken der Aufbaukappen erforderlich werden, gelten die Bragg-Gray-Bedingungen. Sie lauten:

- Ein Hohlraum (Kammervolumen) ist so klein, daß dessen Existenz das Feld der geladenen Teilchen nicht stört.
- Die Energiedosis in diesem Hohlraum wird ausschließlich durch die geladenen Teilchen deponiert, die diesen Hohlraum passieren.

In diesem Fall wird bei der Konstruktion der Kammer darauf geachtet, daß zusätzlich noch  $\delta$ -Elektronengleichgewicht besteht. Die Dosis bestimmende Komponente ist jetzt nur noch das Sekundärteilchenfeld. Es ergibt sich damit für die Bragg-Gray-Bedingung:

$$E_{in}^{\gamma} - E_{ex}^{\gamma} - E_{ex}^{\gamma,e} - E_{ex}^{e,\delta} + E_{in}^{\delta} - E_{ex}^{\delta} = 0 \quad (2.21)$$

Somit sind für die Photonenstrahlung unter Bragg-Gray-Bedingung ausschließlich die bei den Photonenwechselwirkungen entstandenen Sekundärteilchen entscheidend. Bei Elektronenstrahlung sind unter Hohlraumbedingungen (Bragg-Gray-Bedingungen) unmittelbar die Elektronen der ersten Generation für die Dosisentstehung verantwortlich. Die Forderung nach  $\delta$ -Elektronengleichgewicht wird dadurch realisiert, daß die Hohlraumsonden kleinvolumig sind, und deren Meßvolumen von einer dünnen Wand aus luft- oder umgebungsäquivalentem Material umgeben ist.



# Kapitel 3

## Verwendete Geräte

### 3.1 Die Therapiegeräte

#### 3.1.1 Das Novoste System

Bei dem System der Firma Novoste<sup>1</sup> handelt es sich um einen sogenannten manuellen Afterloader, d. h. die radioaktiven Quellen werden nicht automatisch, wie bei herkömmlichen Afterloadern bewegt, sondern von Hand.

Das System besteht aus einem Transferdevice (siehe Abbildung 3.3), an das ein mehrlumiger Katheter angeschlossen wird, in dem die Quellen dann an den Behandlungsort, also die stenosierte Stelle im Gefäß, gebracht werden. Der Katheter für die Patientenbehandlung besitzt drei Lumen: ein großes Lumen das zum Quellentransport dient, ein Lumen in dem der kardiologische Führungsdraht entlang läuft und ein Lumen zum Wassertransport, damit die Quellen innerhalb des Katheters bewegt werden können.

Das einzige zum Gefäßsystem des Patienten offene und somit mit Blut in Berührung kommende Lumen ist das Führungsdrahtlumen.

Der Meßkatheter verfügt über zwei Lumen (Wasser- und Quellentransport), so daß die Quellen für Meßzwecke nahezu zentriert innerhalb des Katheters liegen.

Im Novoste System kommt als Quelle ein Zug (engl. source train) aus einzelnen radioaktiven Seeds (siehe Abbildung 3.1) zum Einsatz. Im Rahmen dieser Arbeit werden sowohl Geräte mit einem 30 mm source train (bestehend aus 12 Seeds) als auch

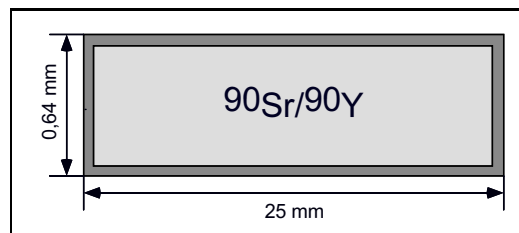


Abbildung 3.1: Seed eines Novoste Quellenzugs. Er besteht aus einem Zylinder aus rostfreiem Stahl mit einem Außendurchmesser von 0,64 mm und einem Innendurchmesser von 0,56 mm. Im Inneren befindet sich eine aus den Isotopen  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{90}\text{Y}$  gesinterte Hartkeramik. Die Enden des Zylinders sind mit 0,05 mm starken Stahlplatten laserver-schweißt.

<sup>1</sup>Novoste Corporation, Norcross, GA, USA

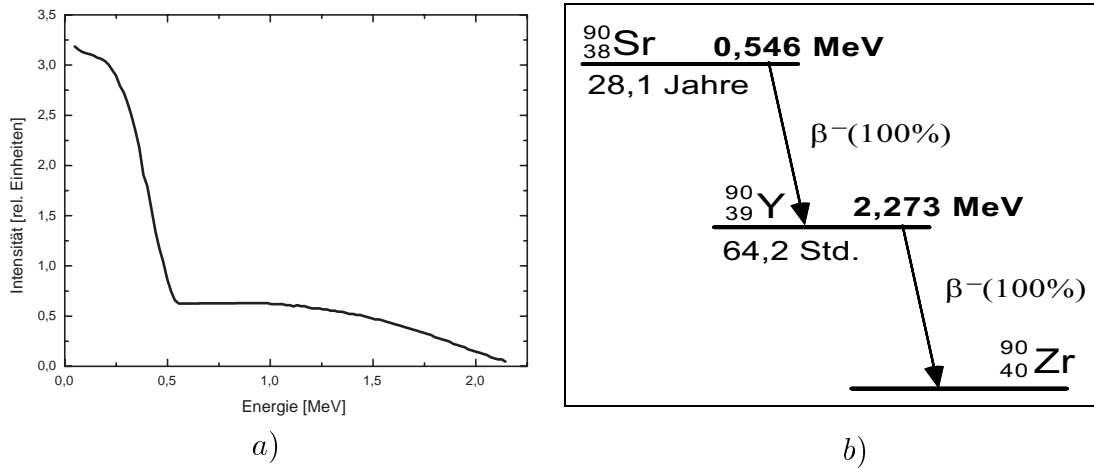


Abbildung 3.2: Die Abbildung a) zeigt das kombinierte Betaspektrum von  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ . In b) ist das Zerfallsschema von  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{90}\text{Y}$  dargestellt.

Devices mit 40 mm source train (16 Seeds) untersucht. Mittlerweile ist das Novoste System auch mit einer 60 mm langen Quelle verfügbar. Das Novoste System nutzt als radioaktiven Strahler eine Kombination aus Strontium-90 und Yttrium-90, so daß sich innerhalb der Seeds ein Gleichgewicht aus den beiden Isotopen bildet. Beide Elemente sind reine  $\beta^-$ -Strahler, wobei  $^{90}\text{Sr}$  eine maximale Energie von 0,546 MeV, und eine mittlere Energie von 0,196 MeV hat. Die Halbwertszeit von  $^{90}\text{Sr}$  beträgt 28,1 Jahre.  $^{90}\text{Y}$  hat eine Halbwertszeit von 64,2 Stunden. Die maximale Energie beträgt 2,273 MeV und die mittlere Energie beträgt 0,934 MeV [LED78]. Das kombinierte Energiespektrum für  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  sowie das zugehörige Zerfallsschema ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Durch die Umhüllung der Seeds aus rostfreiem Stahl werden die meisten der Zerfallselektronen des  $^{90}\text{Sr}$  aufgehalten, so daß die Bestrahlung fast ausschließlich durch die höher energetischen Betateilchen des  $^{90}\text{Y}$  erfolgt. In Abbildung 3.3 ist der im Gerät integrierte mit einem Plexiglasfenster ausgestattete Quellensafe erkennbar. In ihm wird die Quelle vor und nach der Benutzung aufbewahrt.

### 3.1.2 Das Guidant System

Bei dem Gerät der Firma Guidant<sup>2</sup> (siehe Abbildung 3.4) handelt es sich um einen automatischen Afterloader, der mittels eines PC bedient wird. Die radioaktive Quelle befindet sich bei diesem Gerät innerhalb des Kopfes, der Bestrahlungseinheit. Auch hier wird wieder ein speziell entwickelter Katheter angekoppelt, durch den dann die Quelle an ihren Bestimmungsort fährt. Bei diesem Katheter handelt es sich um einen zweilumigen Katheter, der mit einer spiralförmig um die Spitze angeordneten Luftkammer ausgestattet ist. Diese soll die exakte und zentrierte Lage innerhalb des Behandlungsgebietes sicherstellen. Bei Dosimetrie- und Meßaufgaben findet der Quellentransport

<sup>2</sup>Guidant Corporation Vascular Intervention, Houston, TX, USA



Abbildung 3.3: Das Transferdevice des Novoste Systems.

mittels eines einlumigen Katheters statt. Somit ist sichergestellt, dass die Quelle innerhalb des Katheters optimal zentriert ist.

Als Quelle dient bei dem Gerät Phosphor-32, das sich in der Spitze eines 0,46 mm starken Nitinol Drahtes befindet. Das Ende ist versiegelt, so daß ein Austreten von radioaktivem Material unmöglich ist. Die aktive Quellenlänge beträgt 27 mm.  $^{32}\text{P}$  ist ein reiner  $\beta^-$ -Strahler mit einer Halbwertszeit von 14,26 Tagen. Die maximale Betaenergie beträgt 1,71 MeV, im Mittel haben die  $\beta^-$ -Teilchen eine Energie von ca. 695 keV. Das zugehörige Energiespektrum sowie das Zerfallsschema ist in Abbildung 3.5 dargestellt.



Abbildung 3.4: Der Prototyp des endovaskulären Brachytherapiesystems der Firma Guidant.

## 3.2 Die Dosimetrieeräte

### 3.2.1 Die Ionisationskammer

Ionisationskammern (Abbildung 3.6) sind heute die am häufigsten verwendeten und sichersten Dosimeter. Der Grund hierfür liegt in ihrer guten Langzeitstabilität, dem unkomplizierten Umgang und dem guten physikalischen Verständnis ihrer Funktionsweise.

Die einfachste Ionisationskammerform ist ein elektrisch geladener Plattenkondensator der an eine Gleichspannungsquelle angeschlossen ist. Durch die Spannung werden die bei der Ionisation des Füllgases (meist Luft) erzeugten primären Ladungen gesammelt. Der hierdurch bewirkte Strom durch die Kammer nimmt zunächst auch bei konstanter Strahlungsintensität mit wachsender Elektrodenspannung zu, da die durch die Ionisation erzeugten Ladungsträger (positiv geladene Ionen und Elektronen) in schwachen elektrischen Feldern nicht schnell genug getrennt werden, und somit teilwei-

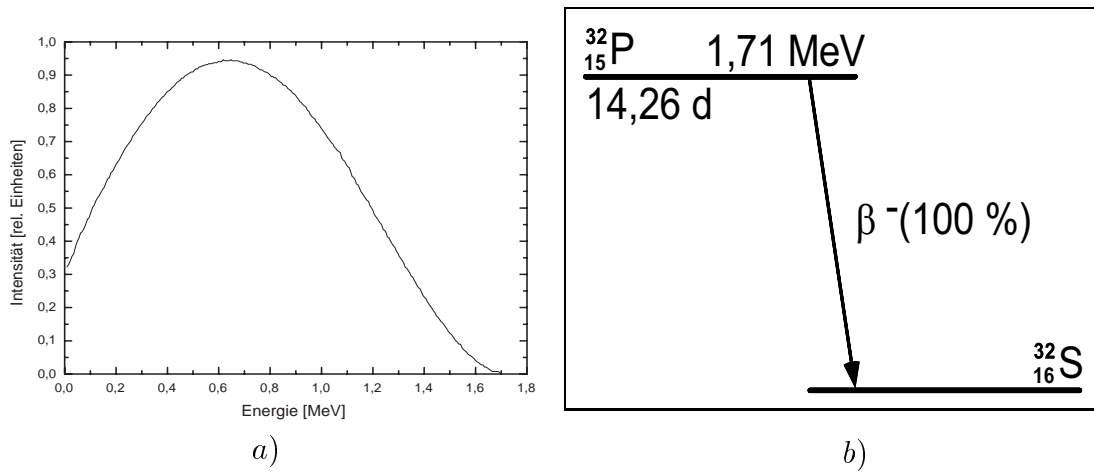


Abbildung 3.5: a) Das Energiespektrum der beim  $^{32}\text{P}$ -Zerfall emittierten  $\beta$ -Teilchen aus [CRO83]. Das Maximum des Energiespektrums der  $\beta$ -Teilchen liegt bei ca. 695 keV, die maximale Energie bei 1,71 MeV. b) Zerfallsschema des  $\beta^-$ -Zerfalls des  $^{32}\text{P}$ -Atoms, das zu 100 % in den stabilen Grundzustand des  $^{32}\text{S}$  zerfällt. Die Halbwertszeit dieses Zerfalls beträgt 14,26 Tage und es gibt eine maximale  $\beta$ -Energie von 1,71 MeV.

se rekombinieren können. Diese Rekombinationsrate ist außer vom elektrischen Feld auch vom Gasdruck und den chemischen Eigenschaften des Füllgases abhängig.

Eine Erhöhung der Spannung über den typischen Rekombinationsbereich hinaus führt zu einer schnellen und weitgehend vollständigen Trennung der Ladungsträgerpaare, so daß die Rekombinationsverluste nahezu verschwinden. Der Kammerstrom erhöht sich nun nicht mehr mit der Kammer-spannung, da bereits alle erzeugten Ladungsträger zu den Elektroden abgesaugt werden, und erreicht einen Sättigungswert (Abbildung 3.7). Die Höhe dieses Sättigungsstroms hängt allerdings von der Dosisleistung, dem Kammer-volumen und der Art des Füllgases ab. Wird die Kammer-spannung über die Sättigungs-spannung hinaus erhöht, so werden die durch die ionisierende Strahlung erzeugten Teilchen so sehr beschleunigt, daß sie wegen ihrer hohen kinetischen Energie ihrerseits Sekundärelektronen durch Stoßionisation des Füllgases erzeugen. Der Kammerstrom wächst trotz konstanter Dosisleistung an. Es wird also eine höhere Dosisleistung vorgetäuscht. Um solche Fehler zu verhindern, wird die Arbeitsspannung meist so gewählt, daß die Ionisationskammer in der Mitte des Sättigungsplateaus arbeitet. Ionisationskammern gibt es in den unterschiedlichsten Baufor-

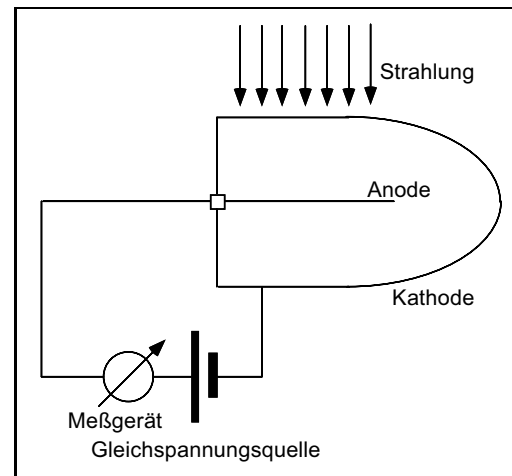


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung einer Ionisationskammer.

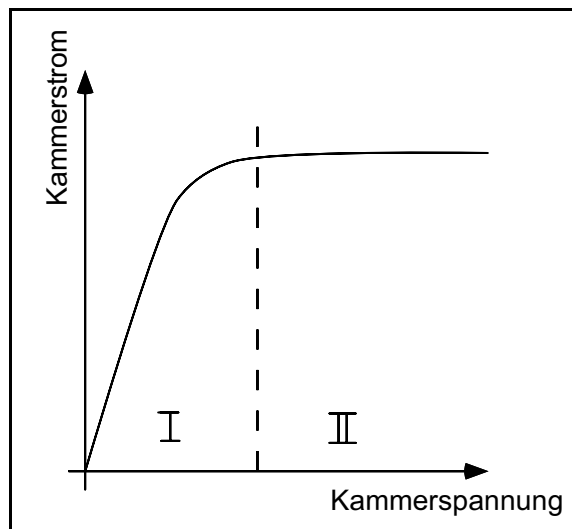


Abbildung 3.7: *Strom-Spannungs-Charakteristik einer Ionisationskammer. Der Kammerstrom nimmt zunächst stetig mit der Kammerspannung zu (Bereich I, Rekombinationsbereich). Im Sättigungsbereich (Bereich II) ist der Kammerstrom weitgehend unabhängig von der Kammerspannung. Hier ist der Strom dann proportional zur Dosisleistung.*

men und Größen. Die Wahl der Bauform hängt von der jeweiligen Meßaufgabe ab. Die Parallelplattenkammer wird, da ihre Empfindlichkeit leicht aus einfachen physikalischen Gesetzmäßigkeiten abgeleitet werden kann, für absolutdosimetrische Messungen eingesetzt. Dieser Kammertyp wird in den nationalen Laboratorien als Standardkammer für die Primärnormaldosimetrie zur Absolutdosimetrie und zu Eich- und Kalibrierzwecken eingesetzt [KR198/2]. Direkt oder indirekt sind alle klinischen Dosimeter an solche Standarddosimeter angeschlossen.

In dieser Arbeit wurden Ionisationskammern des Typs Schlauchkammern der Firma PTW mit der Bezeichnung 0,1 cm<sup>3</sup>-Kammer flex. Typ Nr. 23323, die unter Sekundärelektronengleichgewicht betrieben werden. Hierbei handelt es sich um eine Untergruppe des Kammertyps 2332, dessen Strahlungsqualitätsfaktoren in [IAE99] beschrieben werden.

### 3.2.2 Radiochrome Filme

In dieser Arbeit wurden radiochrome Filme als Filmdosimeter verwendet, die im Gegensatz zu den herkömmlichen radiographischen selbst entwickelnd sind. Es wurden zwei verschiedene Filmtypen untersucht, die beide von der Firma Nuclear Associates<sup>3</sup> vertrieben werden. Die beiden Filme tragen die Bezeichnung GafChromic<sup>TM</sup> Dosimetry Media HD-810 bzw. MD-55-2. Bei dem HD-810 Film handelt es sich um einen

<sup>3</sup>Nuclear Associates, 100 voice road, Carle Place, NY 11514-0349 USA

high dose Film der für Dosen von 50 - 2500 Gy geeignet ist. Er besteht aus einer 99  $\mu\text{m}$  dicken Polyesterbasis, auf der eine sensitive Schicht von 7  $\mu\text{m}$  Dicke aufgebracht ist. Der MD-55-2 Filmtyp ist für Dosen von 3 - 100 Gy spezifiziert, und besteht aus einer 159  $\mu\text{m}$  starken Polyesterbasis, auf der unten und oben jeweils eine sensitive Schicht von 15  $\mu\text{m}$  aufgebracht ist. Eine schematische Darstellung der Filme befindet sich in Abbildung 3.8. Die sensitiven Schichten beinhalten Mikrokristalle eines Monomers, die unter

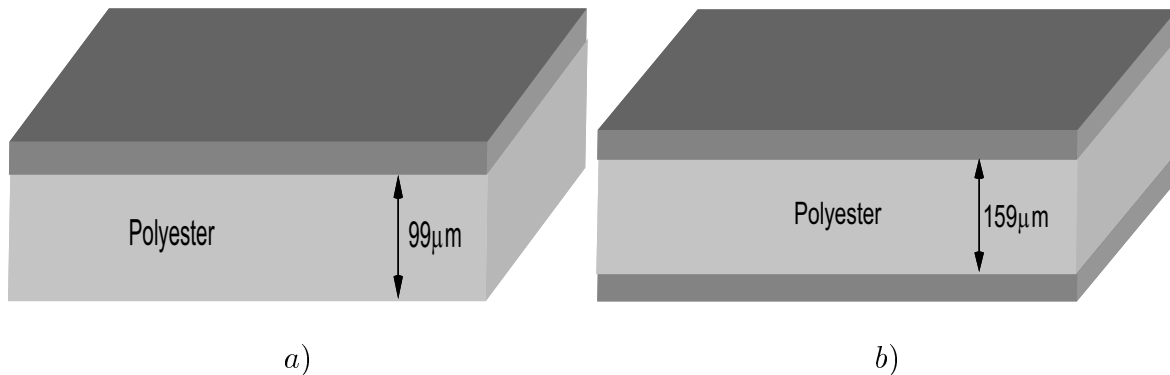


Abbildung 3.8: a) Der HD-810 mit seiner Polyesterbasis und der 7  $\mu\text{m}$  dicken sensitiven Schicht. In b) ist der Aufbau des MD-55-2 dargestellt. Im Gegensatz zum HD-810 hat er zwei sensitive Schichten von je 15  $\mu\text{m}$  Stärke.

Bestrahlung polymerisieren. Es entsteht ein blaues Polymer, das für die Blaufärbung des Films nach der Bestrahlung verantwortlich ist. Diese Färbung ist proportional zur applizierten Dosis, d. h. je dunkler der Film ist, umso höher muß die Dosis sein mit der er bestrahlt wurde. Beide Filmtypen zeigen zwei optische Absorptionsmaxima, und zwar bei 610 und 671 nm, wobei das bei 671 nm stärker ausgeprägt ist. Daher sollte die Auswertung möglichst mit Lichtquellen geschehen, die in der Nähe dieser Maxima emittieren. Da die Filme sich aber nicht nur durch die Bestrahlung mit ionisierender Strahlung blauverfärben, müssen bei der Benutzung von GafChromic<sup>TM</sup> Filmen einige wichtige Dinge berücksichtigt werden:

- Die Filme sollten möglichst nicht mit sichtbarem Licht in Berührung kommen, da dies zu einer Blauverfärbung führen kann.
- Die radiochromen Filme sind unbedingt von ultravioletem Licht fern zu halten, da sie um so sensibler sind, je kleiner die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist. Die Filme würden sich sofort blauverfärben, und ein weiterer Gebrauch wäre nicht mehr möglich.
- Außerdem sind die Filme nicht für den Einsatz in Flüssigkeiten geeignet, da hierdurch die sensitiven Schichten der Filme verletzt werden können.

Ein für die Dosimetrie wichtiger und großer Vorteil ist die gewebeähnliche chemische Zusammensetzung des Filmmaterials. Es müssen daher keine Materialkorrekturen bei der Dosimetrie mit den GafChromic Filmen berücksichtigt werden.

Die weiteren für dosimetrische Zwecke wichtigen Eigenschaften der Filme werden im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

### 3.2.3 MOSFET-Detektoren

Ein MOSFET (metal oxide-silicon field effect transistor) ist ein Feldeffekt Transistor, bei dem das Gate mit einer dünnen Isolierschicht (Metal Oxid) von einem pn-Übergang getrennt ist. Ein prinzipieller Aufbau des MOSFET ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Der zu dosimetrischen Zwecken eingesetzte MOSFET ist ein p-Kanal Typ, d.h. in ein n-dotiertes Substrat sind zwei p-dotierte Inseln, Source und Drain, eingelassen. Zwischen Gate und Substrat befindet sich die isolierende Metal-Oxid-Schicht. Liegt nun eine negative Spannung von ausreichender Größe  $U_g$  am Gate an, so werden eine Vielzahl an Minoritätsträgern, in diesem Fall „Löcher“, aus den Source und Drain Regionen an die Oxid-Silizium Grenzfläche gezogen. Sind genug Minoritätsträger vorhanden, so formt sich hier ein leitender Kanal, und ein elektrischer Strom kann zwischen Source und Drain ( $I_{ds}$ ) fließen. Wird der MOSFET nun bestrahlt, so findet innerhalb der Silizium-

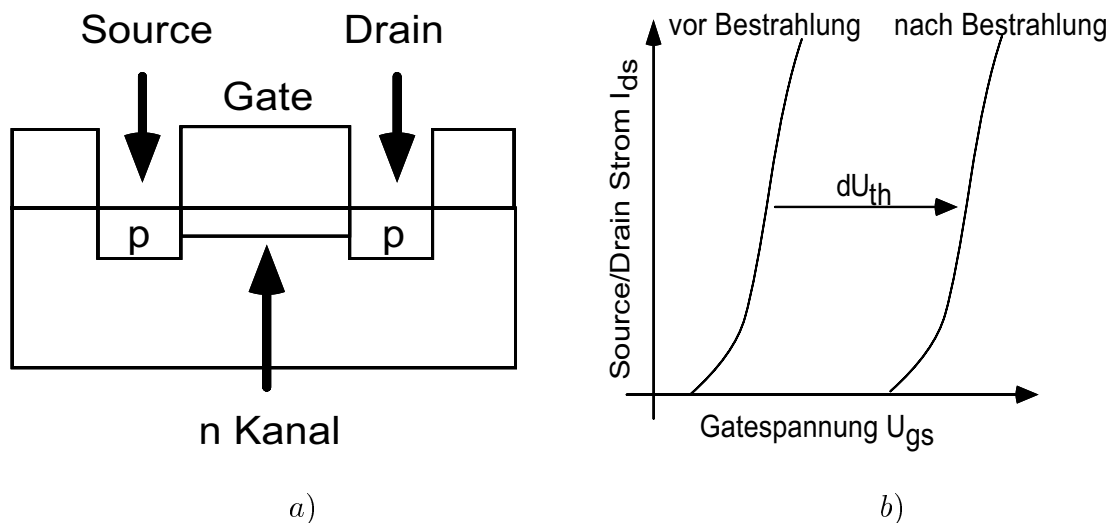


Abbildung 3.9: a) Schematische Darstellung des Aufbaus des MOSFET. In b) ist ein typischer Verlauf des Drain-Source Stroms  $I_{ds}$  gegen die Gatespannung  $U_g$  dargestellt. Die Thresholdspannung  $U_{th}$  ist die Gatespannung, die nötig ist, damit ein bestimmter Strom  $I_{ds}$  fließen kann. Dargestellt ist sowohl die Situation vor als auch nach der Bestrahlung.

Oxid Schicht folgendes statt [SOU94]:

Es werden auf Grund der ionisierenden Strahlung innerhalb der Schicht Elektron-Loch-Paare gebildet. Da die Mobilität von Elektronen innerhalb von  $\text{SiO}_2$  bei Raumtemperatur um etwa 4 Größenordnungen größer ist als die der Löcher, bewegen sich die Elektronen schnell zu den positiv geladenen Kontakten. Abhängig von der Art der einfallenden Strahlung und ihrer Energie rekombinieren einige der Elektron-Loch-Paare wieder. Die Löcher, die allerdings nicht rekombinieren, sind relativ unbeweglich und

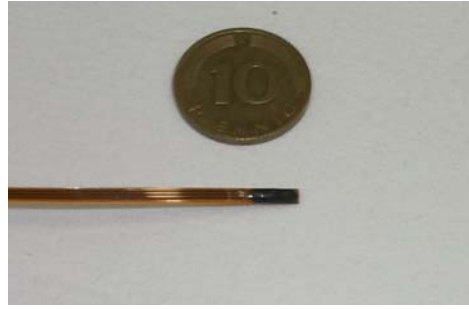


Abbildung 3.10: Aufnahme des MOSFET Detektors. Der eigentliche MOSFET befindet sich unter der 7 mm langen schwarzen Epoxydschutzkappe. Zu Erkennen sind auch die Zuleitung durch das Flachkabel.

bleiben in der Nähe der Stelle, an der sie erzeugt wurden.

Während einer Zeitspanne von ca. 1 Sekunde (bei Raumtemperatur) unterliegen die Löcher nun auf Grund des angelegten elektrischen Feldes einem stochastischen Hin- und Herspringen innerhalb des Oxids. Kommen sie dabei dicht genug (ca. 5 nm) an die Grenzfläche zwischen Substrat und Oxid, so werden sie in sogenannten 'long-term trapping sites' gefangen. Dieser Zustand ist von langer Dauer (im Bereich von Jahren), und führt zu einem negativen Shift der Threshold Spannung ( $U_{th}$ ).

Diese Änderung der Spannung  $U_{th}$  kann nun experimentell bestimmt werden, und ist proportional zur Gesamtmenge der gefangenen Ladungen. Da diese wiederum proportional zur applizierten Dosis ist, kann man also durch Bestimmung der Spannungsänderung die Dosis berechnen.

Das untersuchte Dosimetriesystem besteht aus den MOSFET Detektoren, die, wie in Abbildung 3.10 zu erkennen, auf einem Flachbandkabel unter einer Epoxydkappe angebracht sind, einer Spannungsquelle, die die Detektoren während der Bestrahlung mit der nötigen Spannung versorgen, sowie einer Ausleseeinrichtung, die ein Auswerten der MOSFET unmittelbar nach Bestrahlung erlaubt.

### 3.3 Die Einrichtungen zur Filmauswertung

Die durch die ionisierende Strahlung blaufärbten Filme werden, um eine Aussage über die applizierte Dosis zuzulassen, mit zwei Geräten ausgewertet:

- einem Densitometer der Firma Nuclear Associates,
- sowie einem Filmscanner LS 75 der Firma Lumisys<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Lumisys, 225 Humboldt Court, Sunnyvale, CA. 94089, USA

Hiermit ist es möglich, die optische Dichte der bestrahlten Filme zu bestimmen. Die optische Dichte ( $OD$ ) eines Filmes ist definiert als der dekadische Logarithmus des Verhältnisses von einfallender Intensität  $I_0$  zu transmittierter Lichtintensität  $I$ .

$$OD = \log\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (3.1)$$

Da Filme in der Regel schon eine gewisse Grundschwärzung, einen Grundschleier, aufweisen, die auf natürliche Umwelteinflüsse sowie eine Grundtrübung des Filmmaterials zurückzuführen ist, muß diese korrigiert werden.

Sowohl diese Korrekturmessungen, wie auch die eigentliche Bestimmung der optischen Dichte, läßt sich nun mit den nachfolgend beschriebenen Geräten durchführen.

### 3.3.1 Das Densitometer

Ein Densitometer dient dazu, die optische Dichte von Filmen zu messen. Herkömmliche Densitometer, die für die Bestimmung der optischen Dichte von Röntgenfilmen gedacht sind, bewerkstelligen dies, indem sie den Film mit einer Weißlichtquelle belichten, und mit einem Detektor auf der anderen Seite des Filmes messen, was für eine Intensität das Licht hat, das den Film durchdringt. Das in dieser Arbeit verwendete Densitometer

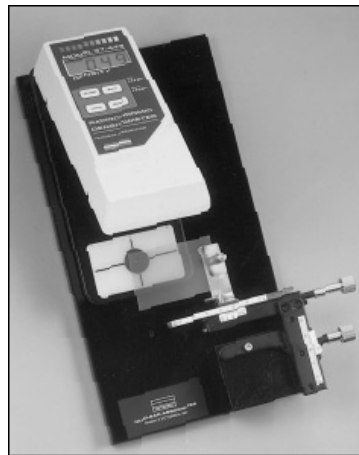


Abbildung 3.11: *Das GafChromic Densitometer der Firma Nuclear Associates mit der Filmtransporteinrichtung.*

der Firma Nuclear Associates (siehe Abbildung 3.11) ist speziell für den Gebrauch von GafChromic Filmen konzipiert. Es beinhaltet als Lichtquelle eine rote Leuchtdiode, die bei  $671 \pm 5$  nm emittiert. Somit wird sichergestellt, das die Auswertung des Films bei dem Absorptionsmaximum mit der stärkeren Ausprägung geschieht. Zusätzlich ist das Densitometer mit einer Filmtransporteinrichtung versehen, die es ermöglicht den GafChromic Film sehr exakt mittels zweier Mikrometerschrauben zu bewegen,

so daß die Position des Films sehr gut reproduzierbar ist. Auf der LCD-Anzeige des Densitometers läßt sich dann die optische Dichte des Films direkt ablesen.

### 3.3.2 Der Filmscanner

Filmscanner bestehen ähnlich wie Densitometer aus einer Lichtquelle und einem Detektor. Der in dieser Arbeit verwendete LS 75 der Firma Lumisys ist ein Laser-Photomultiplier-Scanner. Abbildung 3.12 zeigt den optischen Weg innerhalb des LS 75.

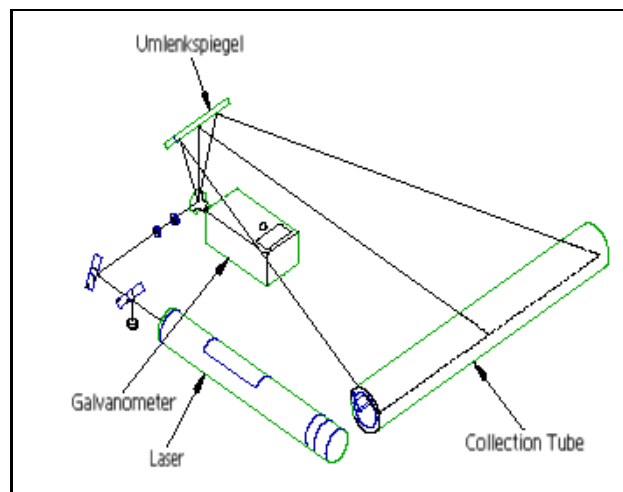


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des optischen Wegs innerhalb des LS 75.

Als Lichtquelle dient ein HeNe-Laser der bei einer Wellenlänge von 632,8 nm emittiert. Der Film wird vom Laser durchstrahlt und das transmittierte Licht wird mit einem Photomultiplier detektiert. Nachdem das Laserlicht mittels mehrerer Linsen fokussiert wird, trifft es auf ein Galvanometer. Dieses Galvanometer lenkt den Laserstrahl, durch einen Schrittmotor betrieben, auf den Umlenkspiegel, der dafür sorgt, daß der Film punktweise beleuchtet (abgetastet) wird. Unmittelbar hinter dem Film befindet sich die 'Collection Tube', die das einfallende Licht auffängt und an den Photomultiplier weiter leitet. Der Photomultiplier wandelt die Intensität des Lichts in ein elektrisches Signal um, das verstärkt wird und mit einem Analog/Digital-Wandler konvertiert wird [LUM99].

Die Daten des Filmscans liegen somit für den gesamten eingescannten Film digital vor, und können mittels einer Software weiterverarbeitet werden.

# Kapitel 4

## Dosimetrie mit GafChromic Filmen

Um die GafChromic Filme in der Dosimetrie einsetzen zu können, muß das Verhältnis zwischen der optischen Dichte der Filme und der applizierten Dosis bekannt sein. Es muß weiter auch bekannt sein, ob dieses Verhältnis von der Energie der die Schwärzung des Filmes hervorrufenden ionisierenden Strahlung abhängt.

Diese Punkte, sowie das zeitliche Verhalten der optischen Dichte der bestrahlten Filme, sollen im weiteren erörtert werden.

Alle hier beschriebenen Untersuchungen und Messungen wurden mit GafChromic Filmen der Batch-Nummer Lot#37350 (MD-55-2) bzw. Lot#7726-09 (HD-810) durchgeführt. So wurde ausgeschlossen, daß durch einen Wechsel in der Batch-Nummer Einflüsse auf die Messungen entstehen könnten.

### 4.1 Dosiskalibrierung der Filme

Zur Kalibrierung der Filme bezüglich der Energie wurde der in Abb. 4.1 dargestellte Meßaufbau verwandt. Er besteht aus mehreren Schichten Plexiglasplatten, und beinhaltet zwei Ionisationskammern.

Die Kalibrierung gliederte sich in 5 Teile:

- Berechnung der allgemeinen Korrekturfaktoren zur Dosisbestimmung
- Kalibrierung der Ionisationskammer für die Absolutdosimetrie
- Bestrahlung der Ionisationskammer für die Absolutdosimetrie im Meßphantom (siehe Abb. 4.1)
- Bestrahlung der Filme mit unterschiedlichen Monitorunits am gleichen Meßort wie die Absolutkammer (siehe Abb. 4.2)
- Auswertung der Filme mit dem LS 75

Diese einzelnen Schritte sollen im weiteren genauer beschrieben werden.

### 4.1.1 Bestimmung der Dosis-Korrektionsfaktoren

Will man Dosimetrie mit Ionisationskammern betreiben, so sind Korrekturen durchzuführen, die bis auf die Materialkorrektur alle in der [DIN 6800-2] beschrieben sind. Hierbei geht es darum, sämtlichen äußeren Einflüssen, die die Messung stören können, zu berücksichtigen.

Die zu bestimmenden Korrekturfaktoren sind im einzelnen:

$k_q$	Qualität der Photonenstrahlung
$k_\rho$	Luftdichte
$k_r$	Verdrängungseffekt
$k_S$	unvollständige Sättigung
$k_P$	Polarität der Ionisationskammerspannung
$k_T$	Temperatur
$k_F$	Feldgröße
$k_z$	Tiefe $z$ der Kammer im Phantom
$k_M$	Materialkorrektur

Die Korrekturen für die Luftdichte, die Polarität der Kammerpannung und die Temperatur werden dadurch berücksichtigt, daß man die Absolutkammer mit einer Kontrolleinrichtung kalibriert. Die Korrekturen der Tiefe  $z$  im Phantom und der Feldgröße sind nur für Energien  $< 300$  keV notwendig, und der Einfluß der unvollständigen Sättigung ist so gering, daß nur der Einfluß des Verdrängungseffektes, und der Strahlenqualität berücksichtigt werden muß. Sollen Aussagen über die Dosis in anderen Materialien, als in dem bestrahlten Phantommaterial getroffen werden, so muß auch noch eine Materialkorrektur durchgeführt werden.

#### 4.1.1.1 Strahlungsqualitätsfaktor $k_q$

Die Abhängigkeit des Ansprechvermögens einer Ionisationskammer von der Qualität der Photonenstrahlung wird mit dem Strahlungsqualitätsfaktor  $k_q$  beschrieben. Laut [DIN 6800-2] ist die Bezugsgröße für die Strahlungsqualität die Strahlungsqualität von  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung im Wasserphantom unter den dort angegebenen Bedingungen:

Tiefe im Phantom:	5 cm
Abstand Fokus-Kammer:	100 cm
Feldgröße (quadratisch):	$10 \times 10$ cm <sup>2</sup>

Eine wichtige bei der Bestimmung der Strahlungsqualität ist der Strahlungsqualitätsindex  $Q$ . Er ist das Verhältnis der Dosiswerte in 10 cm und 20 cm Tiefe im Wasserphantom. Da in Plexiglas eine um 14 % höhere Elektronendichte vorliegt als in Wasser, müssen zur Bestimmung von  $Q$  andere Tiefen gewählt werden, diese sind nach

[DIN 6800-2] 8,8 cm und 17,6 cm in PMMA. Es gilt daher für den Strahlungsqualitätsindex  $Q$ :

$$Q_{PMMA} = \frac{M_{17,6}}{M_{8,8}} \quad (4.1)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Photonenenergien wurde jeweils nach [DIN 6800-2] der Strahlungsqualitätsindex  $Q$  bestimmt. Die zugehörigen Strahlungsqualitätsfaktoren  $k_q$  wurden für die verwendete Schlauchkammer vom Typ 23323-flex (identisch mit 2332) aus der Literatur [IAE99] entnommen.

Energie [MV]	$Q$	$k_q$
6	0,57	1,000
16	0,65	0,993

Tabelle 4.1: *Strahlungsqualitätsindex  $Q$  und Strahlungsqualitätsfaktor  $k_q$*

#### 4.1.1.2 Verdrängungseffekt $k_r$

Die Korrektur des Verdrängungseffektes  $k_r$  berücksichtigt, daß der reale Meßort der Dosis durch die Ionisationskammer nicht deren Mitte ist, sondern das sensitive Volumen zwischen Mittelelektrode und Kammerinnenwand. Durch die Luftfüllung der Ionisationskammer wird zusätzlich noch eine Verringerung der Dichte im Phantom am Meßort verursacht. Das Kammerensignal entspricht demnach nicht der Energiedosis am Meßort, sondern an einem geometrisch verschobenen Ort im Phantom. Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben gezeigt, daß die Meßortverschiebung  $\Delta r$  bei zylindrischen Ionisationskammern, wie der 23323-flex, etwa dem halben Kammerinnenradius  $r$  entspricht [KRI98/2].

$$\Delta r = 0,5 \cdot r \quad (4.2)$$

Die Meßortverschiebung hängt neben der Bauart der Ionisationskammer noch von weiteren Größen, wie der Strahlrichtung, Streuanteilen im Strahlungsfeld und der Strahlungsqualität am Meßort ab, so daß sich geringfügige Abweichungen von der Gleichung 4.2 ergeben können. Laut [DIN 6800-2] berechnet sich der Verdrängungseffekt aus:

$$k_r = 1 + \frac{r}{2} \cdot \delta \quad (4.3)$$

Der Faktor  $\delta$  ergibt sich aus dem Betrag des Gradienten der Tiefendosiskurve in der Bezugstiefe  $z_0$  bei der Kalibrierung mit  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung dividiert durch den Anzeigewert in dieser Tiefe.

$$\delta = \frac{1}{M(z_0)} \cdot \left| \frac{dM}{dz} \right|_{z_0} \quad (4.4)$$

Hierbei beträgt der Fokus-Phantom-Oberflächenabstand 100 cm. In guter Näherung gilt  $\delta = 0,05 \text{ cm}^{-1}$ . Damit ergibt sich für die Ionisationskammer PTW 23323-flex eine Verdrängungseffekt-Korrektion von

$$k_r = 1 + \frac{r}{2} \cdot 0,05 \text{ cm}^{-1} = 1,0044 \pm 0,0003. \quad (4.5)$$

Aus den so bestimmten Kalibrierfaktoren  $k_q$  und  $k_r$  berechnet sich der Gesamtkalibrierfaktor  $k$  durch Multiplikation.

$$k = k_q \cdot k_r \quad (4.6)$$

### 4.1.2 Kalibrierung der Absolutkammer

Wie vorher schon erwähnt, werden die Einflüsse auf die Messung durch die Temperatur, den Luftdruck, die Luftfeuchtigkeit und die Polarität der Kammeranspannung dadurch berücksichtigt, daß die Absolutkammer mittels eines Prüfpräparates kalibriert wird.

Die Kalibrierung der zur Absolutdosimetrie benutzten Ionisationskammer 3632 vom Typ 23323 der Firma PTW<sup>1</sup> erfolgte mit einer zugehörigen Strontium-Quelle. Sowohl die Kammer als auch das Prüfpräparat und der Kammerhalter sind in dem Prüfschein 981396 erfaßt.

Zur Kammerkalibrierung wird der Kammerhalter orientierungsrichtig in das Quellengehäuse geschoben und gesichert. Die Richtigkeit der Orientierung wird sichergestellt, indem der Kammerhalter einen Stift besitzt, der im Quellengehäuse einrastet. Nun wird die Ionisationskammer ebenfalls orientierungsrichtig in den Kammerhalter geschoben. Hierbei ist darauf zu achten, daß die Skala auf der Schlauchkammer in Richtung der Markierung auf dem Kammerhalter zeigt.

Nach Anschluß der Kammer an einen Dosimeter (Anzeigergerät) wird fünfmal über einen 60 Sekunden Intervall integriert und das jeweilige Ergebnis notiert. Der Dosimeter wird hierbei mit 300 V Kammeranspannung und der Empfindlichkeitsstufe 2 betrieben. Der so ermittelte Wert (*Istwert*) wird dann mit einem *Sollwert*, der im Prüfschein 981396 angegeben ist, verglichen. Zusätzlich wird noch der Eigenablauf des Dosimeters (Anstieg der Dosimeter-Anzeige innerhalb eines 60 Sekunden Intervalls) bestimmt.

Mittels Quotientenbildung dieser beiden Werte wird nun der Kalibrierfaktor ermittelt.

$$k_v = \frac{\text{Sollwert}}{\text{Istwert} - \text{Eigenablauf}} \quad (4.7)$$

Am 24.6.1999 ergab sich als *Istwert*  $0,0204 \pm 0,0001 \text{ Gy}$ , der Eigenablauf des Dosimeters betrug  $0,0001$ . Der *Sollwert* beträgt laut Prüfschein  $0,0187 \text{ Gy}$ . Damit ergab sich für den Kalibrierfaktor:

$$k_v = 0,9167 \pm 0,0045.$$

Die so durchgeführte Kalibrierung ist nur für die als Absolutkammer eingesetzte Ionisationskammer notwendig, da die andere Kammer nur zu Referenzmessungszwecken benötigt wird.

---

<sup>1</sup>PTW, Lörracher Str. 7, 79115 Freiburg, Deutschland

### 4.1.3 Bestrahlung der Absolutkammer im Meßaufbau

Zur Bestimmung des Meßaufbau (siehe Abb. 4.1) zugehörigen Kalibrierfaktors wird die zuvor kalibrierte Absolutkammer in die obere Bohrung des Aufbaus eingebracht. Der Abstand bis zur Oberfläche des Plexyglas (PMMA) betrug 1,9 cm. Da die Filmkalibrierung mit 6 MV Photonenstrahlung durchgeführt wurde, reichten 1,9 cm Aufbaumaterial um sicherzustellen, daß die Bragg-Gray-Bedingung erfüllt ist, und somit Sekundärelektronengleichgewicht erreicht ist. Unterhalb der Absolutkammer befand sich im Abstand von 9,5 cm (PMMA) die Referenzkammer (ebenfalls eine Schlauchkammer vom Typ 23323-flex), die während der gesamten Messung benutzt wurde. Sie diente dazu, einen Referenzwert anzuzeigen, der nach erfolgreicher Bestimmung des Kalibrierfaktors des Meßaufbaus dazu dient, die Dosis am Ort des Films zu bestimmen. Unterhalb der Referenzkammer befand sich noch Plexiglas von ausreichender Dicke (13,5 cm), das als Rückstreumaterial diente.

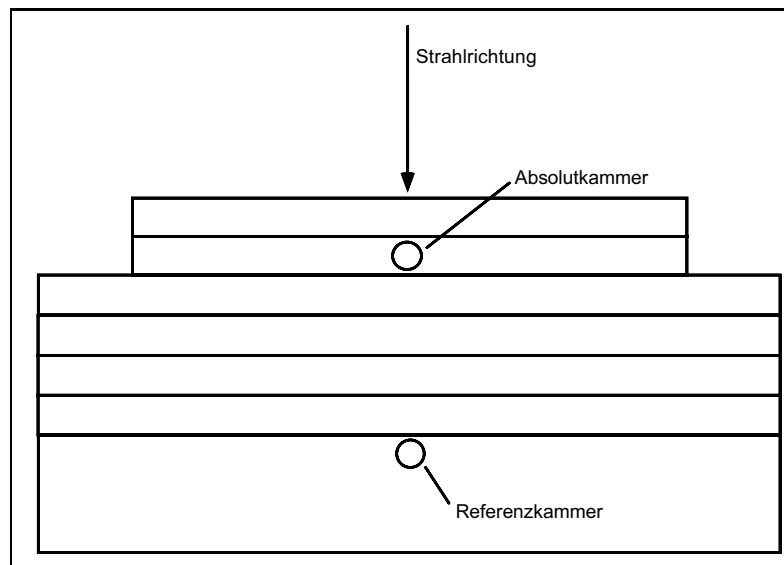


Abbildung 4.1: Meßaufbau zur Dosis-Kalibrierung der GafChromic-Filme. Der gesamte Aufbau besteht aus Plexiglas und verfügt über zwei Bohrungen, in die die beiden Ionisationskammern eingebracht werden können.

Die Kalibrierung geschah, indem der Meßaufbau mit einer definierten Anzahl von Monitorunits (MU) bestrahlt wird, und die Dosimeterwerte der beiden Kammer abgelesen werden. Monitorunits sind eine Zählinheit des Beschleunigers, die durch die im Beschleuniger integrierten Monitorkammern bestimmt werden. In guter Näherung gilt, daß 100 MU im Tiefendosismaximum unter Normbedingungen (siehe Kapitel 4.1.1.1) einem Gray entsprechen. Zur Kalibrierung wurde die Meßanordnung mit 1500 MU bestrahlt. Diese hohe Anzahl wurde gewählt, da 1500 MU etwa 15 Gy entsprechen, und der Aufbau für einen Dosisbereich kalibriert werden sollte, der später bei der Film-

bestrahlung auch Anwendung fand. Diese Messungen wurden fünfmal wiederholt, und es wurden die Mittelwerte der Dosimentoranzeigen für die beiden Kammern gebildet. Quotientenbildung dieser Mittelwerte ergab dann den Meßaufbau zugehörigen Kalibrierfaktor  $k_t$ .

$$k_t = \frac{D_{\text{Referenzkammer}}}{D_{\text{Absolutkammer}}} \quad (4.8)$$

Diese Kalibrierung ist für beide Filmtypen erforderlich. Da der HD-810 mit höheren MU-Anzahlen kalibriert wurde, wurde auch die Meßaufbaukalibrierung mit einer größeren Anzahl Monitorunits durchgeführt (2000 gegenüber 1500 beim MD-55-2). Hiermit wird der Tatsache Rechnung getragen, daß der HD-810 für höhere Dosen geeignet ist, und die Kalibrierung daher auch für einen größeren Dosisbereich durchgeführt werden sollte.

Messung	Referenzkammer [Gy]	Absolutkammer [Gy]
1	8,5090	17,0929
2	8,5202	17,1137
3	8,5216	17,1222
4	8,5173	17,1182
5	8,5095	17,1054
Mittelwert	8,5155 ± 0,0059	17,1105 ± 0,0116

Tabelle 4.2: *Ergebnisse der Kalibrierung der Meßanordnung: MD-55-2 vom 24.6.1999*

Mit den in Tabelle 4.2 zusammengefaßten Meßwerten ergab sich für den Kalibrierfaktor  $k_t$  des Meßaufbaus (MD-55-2):

$$k_t = 0,4977 \pm 0,0005.$$

Die in Tabelle 4.3 dargestellten Werte führten zu folgendem Kalibrierfaktor für den Meßaufbau des GafChromic Films HD-810:

$$k_t = 0,4991 \pm 0,0013.$$

Mit der durch die Gleichungen 4.6, 4.7 und 4.8 vollständig bestimmten Kalibrierfaktoren läßt sich die am Filmort applizierte Dosis nun wie folgt berechnen:

$$D_{\text{Film}} = \frac{k_v \cdot k}{k_t} \cdot D_{\text{Referenzkammer}} \quad (4.9)$$

Messung	Referenzkammer [Gy]	Absolutkammer [Gy]
1	11,3309	22,7765
2	11,3533	22,7520
3	11,3380	22,6975
4	11,3487	22,7140
5	11,3174	22,6380
Mittelwert	$11,3377 \pm 0,0143$	$22,7156 \pm 0,0534$

Tabelle 4.3: *Ergebnisse der Kalibrierung der Meßanordnung: HD-810 vom 1.7.1999*

#### 4.1.4 Bestrahlung der Filme

Der in Abbildung 4.1 dargestellte Aufbau wurde zur Filmbestrahlung leicht verändert. Die Plexiglasplatte von 1 cm Stärke, die die Absolutkammer enthielt, wurde durch zwei 0,5 cm dicke Plexiglasplatten ersetzt, die es gestatteten die zu bestrahlenden Filme in einem identischen Abstand zum Fokus wie die Achse der Absolutkammer zu positionieren. Dies ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Filmbestrahlung wurde, ebenso wie

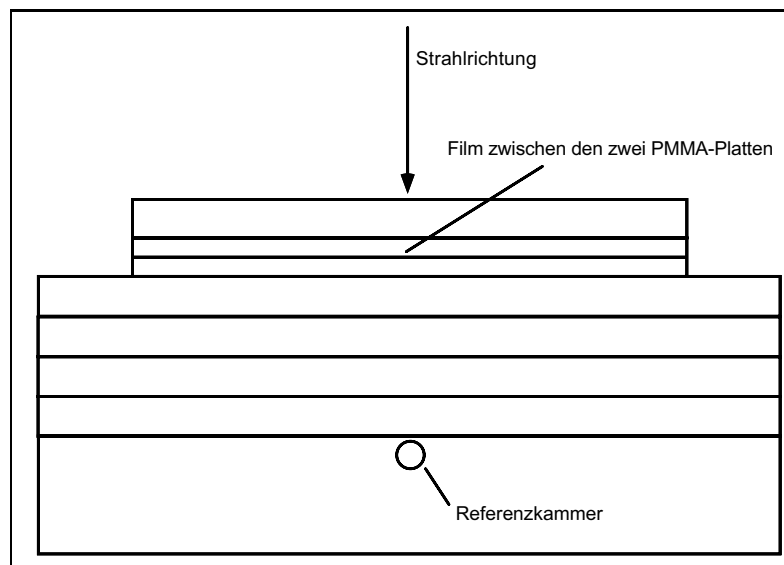


Abbildung 4.2: *Meßaufbau zur Bestrahlung der GafChromic-Filme. Anstelle der Plexiglasplatte mit der Absolutkammer wurden zwei halb so dicke Plexiglasplatten eingebaut. Zwischen diesen wurden die Filme bestrahlt.*

bei den Kalibrierungsmessungen mit einem  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  6 MV Photonenstrahlungsfeld durchgeführt. Der Abstand zwischen dem Fokus und der Oberfläche des Meßphantoms betrug 100 cm. Die Filme befanden sich im Zentralstrahl. Die zwei verschiedenen

Filmtypen wurden mit jeweils unterschiedlichen Anzahlen von Monitorunits bestrahlt. Hierbei wurden jeweils die Anzeigewerte des Dosimeters der Referenzkammer aufgenommen, um dann mit Gleichung 4.9 eine Bestimmung der applizierten Dosis zu gestatten. Die im einzelnen aufgenommenen Werte, und die damit bestimmten Dosen sind in den Tabellen 4.4 und 4.5 zusammengestellt.

Monitorunits MU	Dosis Referenzkammer [Gy]	berechnete Filmdosis [Gy]
500	2,8361	5,4492 $\pm$ 0,0264
1000	5,6708	10,8959 $\pm$ 0,0527
2000	11,3487	21,8054 $\pm$ 0,1056
3000	16,9948	32,6538 $\pm$ 0,1581

Tabelle 4.4: *Bestrahlungsschema der Dosiskalibrierung des MD-55-2*

Monitorunits MU	Dosis Referenzkammer [Gy]	berechnete Filmdosis [Gy]
2500	14,1800	26,5209 $\pm$ 0,1319
5000	28,3194	52,9658 $\pm$ 0,2634
7500	42,3765	79,2568 $\pm$ 0,3941
10000	56,3786	105,4449 $\pm$ 0,5244

Tabelle 4.5: *Bestrahlungsschema der Dosiskalibrierung des HD-810*

#### 4.1.5 Auswertung der bestrahlten GafChromic Filme

Nach der erfolgten Bestrahlung ruhten die Filme für 24 Stunden, um dann mit dem Filmscanner LS 75 ausgewertet zu werden. Da die bestrahlten Filme eine Größe von ca.  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  hatten, und der Scanner eigentlich für Röntgenfilme konzipiert wurde, wäre dieser nicht in der Lage gewesen, die Filme einzuziehen. Um dieses Problem zu beheben, wurde eine Einzugshilfe konstruiert. Hierbei handelte es sich um einen alten Röntgenfilm, in den eine Öffnung geschnitten wurde, in die die auszuwertenden Filme eingeklebt werden konnten. Die auf diese Weise eingescannten Filme wurden mit einem Computerprogramm ausgewertet. Dieses Programm (MVI) wurde in der Abteilung für Strahlentherapie und Radioonkologie des UKE Hamburg im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt, und ist in der Lage die vom Scanner erzeugten Bilddaten (TIFF-Format) darzustellen und auszuwerten [FRE00]. Zur Auswertung der Filme wurden die Bilddaten der gescannten Filme eingelesen. Es wurde ein möglichst homogen gefärbter Bereich aus der Mitte des Films ausgewählt, über den gemittelt wurde.

Auf die gleiche Art wurde auch ein unbestrahlter Film untersucht, um zu bestimmen, wie groß der Grundsleier des untersuchten Filmmaterials war. Bei den so bestimmten Werten handelt es sich um relative Schwärzungswerte. Die Ergebnisse für die beiden Filmtypen sind in den Abbildungen 4.3 und 4.4 zu sehen.

Beide Graphen zeigen, wie man an den Fitfunktionen sehen kann, einen deutlichen linearen Verlauf über dem beobachteten Dosisbereich.

Der Fit für den GafChromic MD-55-2 lautet

$$\text{Schw\u00e4rzung}_{rel} = 16,6502 \cdot \text{Dosis}_{Ref} + 72,5654.$$

Das Bestimmtheitsma\u00df  $R^2$  liegt bei 0,9996.

F\u00fcr den HD-810 ergab sich folgende Fit-Funktion:

$$\text{Schw\u00e4rzung}_{rel} = 2,4084 \cdot \text{Dosis}_{Ref} + 34,0144$$

In diesem Fall betr\u00e4gt das Bestimmtheitsma\u00df  $R^2 = 0,9999$ . Beide untersuchten Fil-

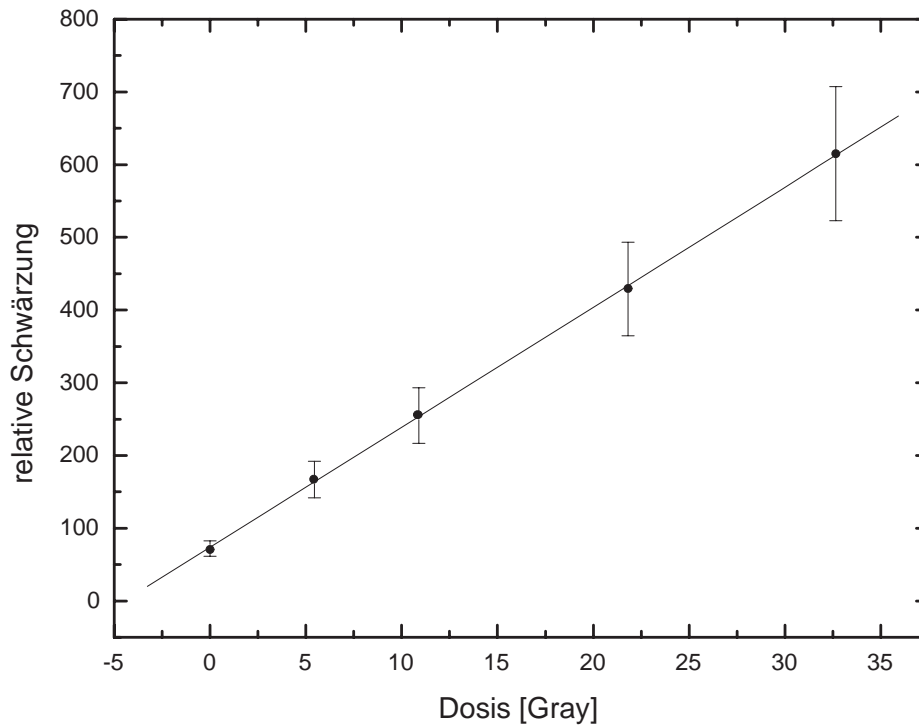


Abbildung 4.3: *Dosiskalibrierung des MD-55-2. Aufgetragen ist die relative Schw\u00e4rzung 24 Stunden nach Bestrahlung gegen die applizierte Dosis. Die Fehlerbalken entsprechen den f\u00fcr GafChromic Filme in der Literatur \u00fcblichen 15 % des Me\u00dfwertes. Dargestellt ist ebenfalls der lineare Fit.*

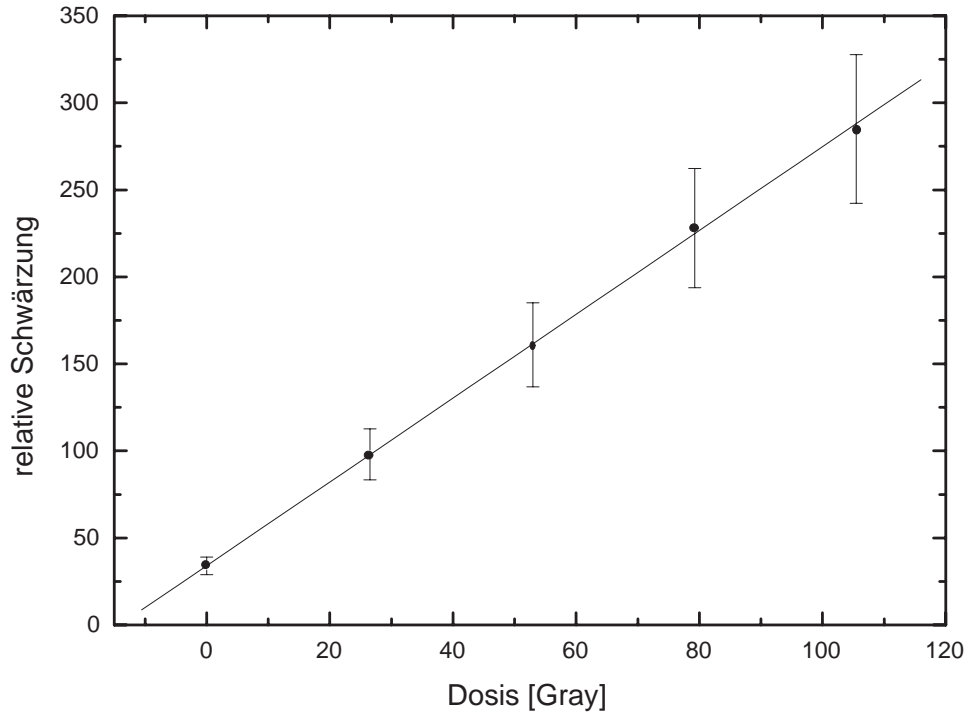


Abbildung 4.4: *Dosiskalibrierung des HD-810. Aufgetragen ist die relative Schwärzung 24 Stunden nach Bestrahlung gegen die applizierte Dosis. Der lineare Fit ist ebenfalls dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen, wie auch in Abb. 4.3, den für GafChromic Filme in der Literatur üblichen 15 % des Meßwertes.*

me zeigen in dem untersuchten Dosisbereich (MD-55-2: 0 bis ca. 33 Gy , HD-810: 0 bis ca. 105 Gy) einen deutlichen linearen Zusammenhang zwischen Dosis und der relativen Schwärzung des LS 75 (HeNe-Laser: 632,8 nm), die ein Maß für die optische Dichte des Films ist. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Herstellerangaben und Meßergebnissen in der Literatur ([MUE91], [KEL98] und [REI97]).

## 4.2 Zeitliches Verhalten der Filme

Als nächstes wurde untersucht, welchen Einfluß der Auswertzeitpunkt der bestrahlten Filme auf den Anzeigewert hat. Dies ist bei radiochromen Filmen im Gegensatz zu radiographischen Filmen erforderlich, da diese nicht entwickelt und anschliessend fixiert werden. Somit besteht die Möglichkeit, daß die Filme in der Zeit zwischen Bestrahlung und Auswertung nachdunkeln. Um dies zu untersuchen, wurden die zur Dosiskalibrierung bestrahlten Filme mehrfach zu unterschiedlichen Zeiten ausgewertet. Die Auswertungen der Filme wurden, wie zuvor beschrieben, mit dem Filmscanner LS

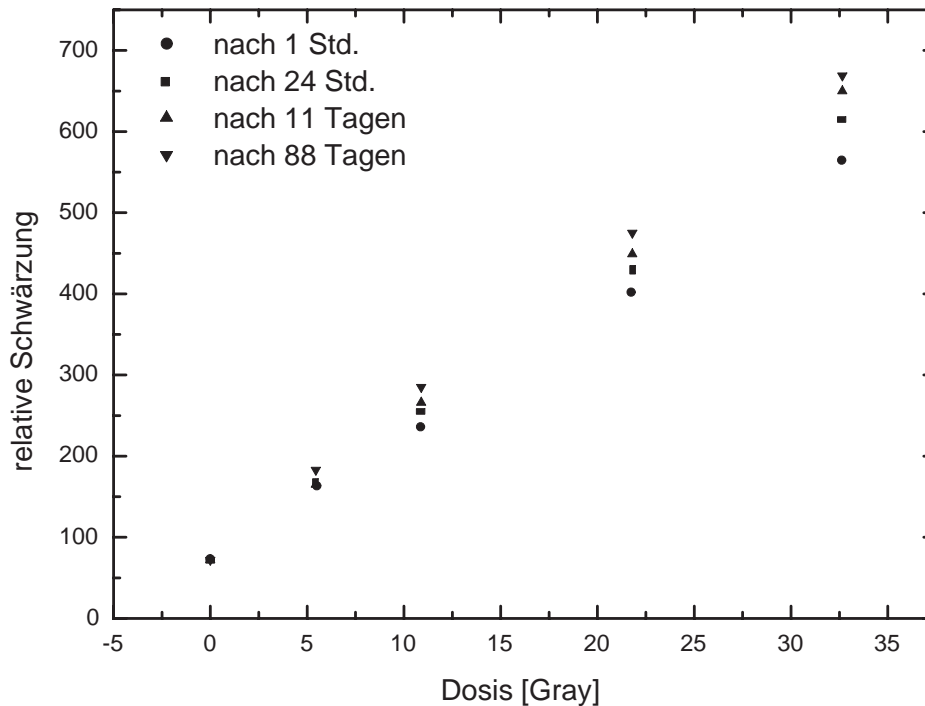


Abbildung 4.5: Zeitliches Verhalten des GafChromic MD-55-2. Aufgetragen ist die relative Schwärzung gegen die applizierte Dosis. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf die Darstellung der Fehlerbalken verzichtet.

75 der Firma Lumisys durchgeführt. Die sich daraus ergebenden Graphen sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt, die entsprechenden Werte sind in den Tabellen 4.6 und 4.7 zusammengefaßt.

Anhand der Graphen ist deutlich erkennbar, daß die Filme nach der Bestrahlung nachdunkeln. Dies stellt ein Problem der Dosimetrie mit GafChromic Filmen dar, das bei Messungen mit herkömmlichen (radiographen) Filmen nicht auftritt. Die Genauigkeit und Verlässlichkeit der mit den GafChromic Filmen bestimmten Dosis hängt empfindlich vom gewählten Auswertzeitpunkt ab. Der MD-55-2 dunkelte innerhalb der ersten 24 Stunden nach Bestrahlung um ca. 9 % nach. Wäre die Dosiskalibrierung also mit den Werten der 1 Stunde nach Bestrahlung stattgefundenen Auswertung erfolgt, so würde sich mit den nach 24 Stunden ermittelten Werten eine um 9 % höhere Dosis ergeben. Die Erhöhung der optischen Dichte von ca. 9 % liegt in guter Übereinstimmung mit den von Reinstein et al. [REI98] veröffentlichten Werten. Meigooni et al. [MEI96] hat für den MD-55-2 einen Anstieg von 15% für die optische Dichte innerhalb der ersten 5 Stunden gefunden (bei einer Auswertewellenlänge von 632,8 nm). Im weiteren läßt dieser Effekt nach, so daß die relative Schwärzung des MD-55-2 nach 11 Tagen nur

Dosis [Gy]	relative Schwärzung des MD-55-2 nach			
	1 Stunde	24 Stunden	11 Tage	88 Tage
0	72	72	72	72
5,4492	162	167	165	183
10,8959	237	255	266	285
21,8054	401	429	449	475
32,6538	566	615	650	669

Tabelle 4.6: *Zeitliches Verhalten des MD-55-2: Wertetabelle*

Dosis [Gy]	relative Schwärzung des MD-55-2 nach		
	1 Stunde	24 Stunden	70 Tage
0	34	34	34
26,5209	93	98	94
52,9658	155	161	164
79,2568	215	228	231
105,4449	280	285	285

Tabelle 4.7: *Zeitliches Verhalten des HD-810: Wertetabelle*

noch um ca. 4 % über der nach 24 Stunden liegt. Diese relative Stabilität ist ein weiterer Grund dafür, daß die Filme möglichst 24 Stunden nach Bestrahlung ausgewertet werden sollten [REI98].

Der Effekt des Nachdunkelns ist auch bei den bestrahlten Filmen des Typs HD-810 zu erkennen. Allerdings ist er weniger ausgeprägt als bei dem anderen Filmtyp. Der HD-810 dunkelt innerhalb der ersten 24 Stunden nur um ca. 4 % gegenüber der Auswertung 1 Stunde nach Bestrahlung nach. Auch im weiteren Verlauf ist dieser Prozess gegenüber dem MD-55-2 weniger stark ausgeprägt. Die mit dem LS 75 bestimmte relative Schwärzung ist innerhalb von 70 Tagen nach Bestrahlung nur um ca. 2 % gegenüber der 24 Stunden nach Bestrahlung ermittelten Werte gestiegen.

### 4.3 Farbstabilisierung durch Rapid Colour Stabilization

Für die Anwendung in der klinischen Dosimetrie ist das Nachdunkeln der GafChromic Filme ein großer Nachteil. Die GafChromic Filme werden unter anderem eingesetzt, um die oben beschriebenen kardiovaskulären Quellen zu prüfen, bevor diese am Patienten eingesetzt werden. Dies geschieht vor jeder Anwendung, so daß zwischen Anwendung und Kontrolle nur wenige (in der Regel ca. 3) Stunden liegen.

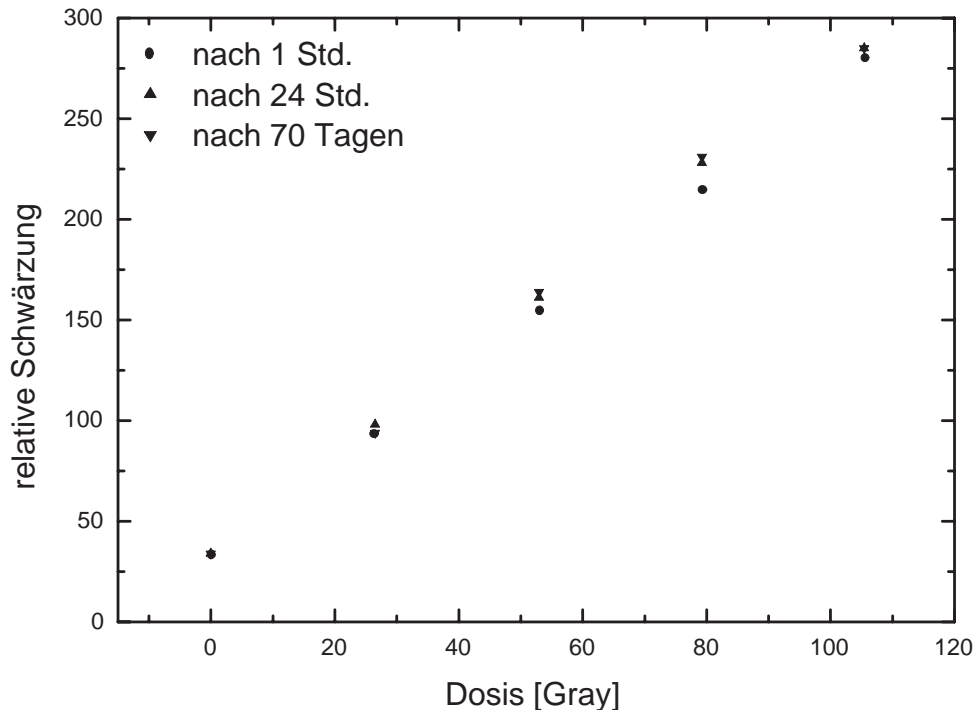


Abbildung 4.6: *Zeitliches Verhalten des HD-810. Aufgetragen ist die relative Schwärzung gegen die applizierte Dosis. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf die Darstellung der Fehlerbalken verzichtet.*

Um dieses Problem zu lösen, wurde das in [REI98] beschriebene Verfahren der Rapid Colour Stabilization (RCS) eingesetzt. Hierbei wurden die Filme unmittelbar nach Bestrahlung, spätestens aber 30 Minuten danach, bei 45° Celsius in einen Ofen gebracht, wo sie 2 Stunden verweilten. Anschließend wurden sie wie bisher auch mit dem LS 75 Filmscanner eingescannt und mit dem MVI-Programm ausgewertet.

In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse der Auswertung 1 Stunde nachdem die Filme im Ofen farbstabilisiert wurden dargestellt. Zum Vergleich wurden die Filme nach 9 Tagen erneut ausgewertet. Die hierbei ermittelten Schwärzungswerte unterscheiden sich nur um ca. 2,5 %. Diese Ergebnisse stehen in gutem Einklang mit den in [REI98] veröffentlichten Daten. Reinstein et al beschreiben dort einen Anstieg der optischen Dichte um weniger als 3 % innerhalb von 7 Tagen nach Bestrahlung.

Der mit der Höhe der Temperatur zunehmende Effekt der Farbstabilität der Gaf-Chromic Filme läßt vermuten, daß durch eine höhere Temperatur als 45° Celsius eine noch größere Stabilität der Farbe erzielt werden kann. Dies ist allerdings nicht der Fall, da ab Temperaturen von 50° Celsius das Filmmaterial zerstört wird, und sich der Film schlagartig von blau nach rot verfärbt.

Neben der zeitlichen Stabilisierung der Blaufärbung führte das Erhitzen der Filme im Ofen noch zu einem weiteren Effekt. Die im Ofen farbstabilisierten Filme wiesen einen leichten Anstieg der Blaufärbung gegenüber den nicht erhitzten Filmen auf. Dieser Unterschied lag allerdings nur bei ca. 1 %. Daher ist nicht davon auszugehen, daß durch die Ofenerhitzung die zeitliche Entwicklung der Blaufärbung beschleunigt wurde. Wäre dies der Fall gewesen, so hätte dieser Effekt deutlich stärker ausgeprägt sein müssen und mindestens 7 % Unterschied betragen müssen. Vielmehr wurde durch die Erhitzung des Filmmaterials auf 45° Celsius der Polymerisationsprozess, der zur Blaufärbung führt, gestoppt. Diese Vermutung wird durch die Tatsachen, das höhere Temperaturen [REI98] sowie längere Erhitzungszeiten [REI97] eine stärkere Stabilisierung bei nahezu gleicher optischen Dichte bewirken, gestützt.

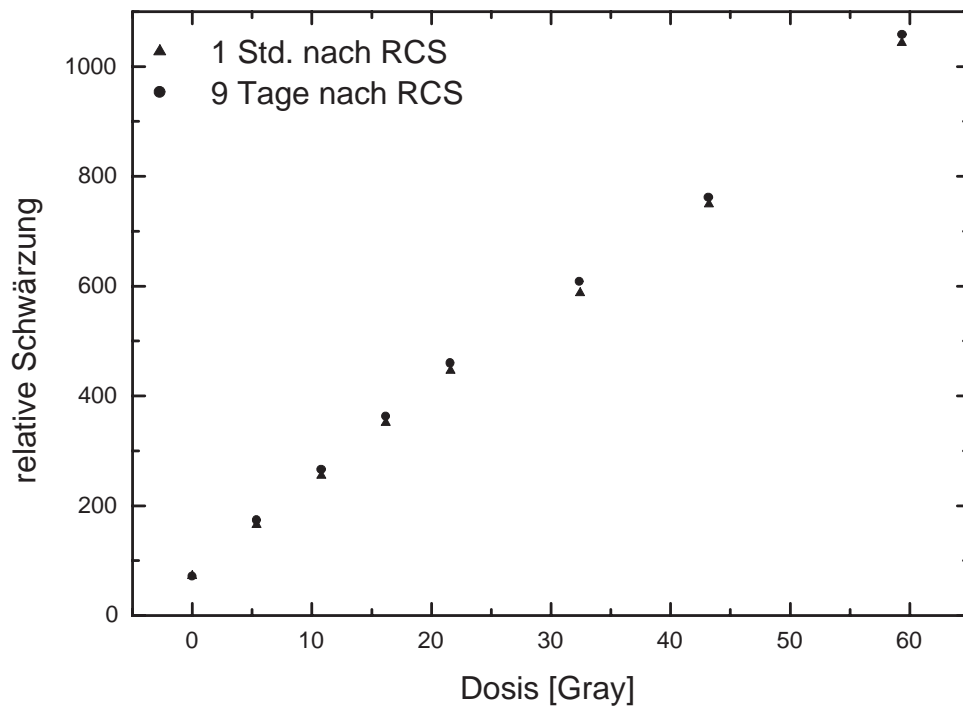


Abbildung 4.7: Darstellung der Dosiskalibrierung für den MD-55-2 GafChromic Film (RCS stabilisiert). Abgebildet ist die Auswertung 1 Stunde nach der Farbstabilisierung, sowie zum Vergleich eine Auswertung der gleichen Filme 9 Tage nach Bestrahlung.

## 4.4 Kalibrierung der Filme auf optische Dichte

Zur Kalibrierung der GafChromic Filme auf die optische Dichte wurde das in Kapitel 3.3.1 beschriebene Densitometer benutzt.

Zuerst wurde das Densitometer kalibriert. Dies geschah indem man den mitgelieferten Kalibrierfilm auswertete. Der bei dieser Auswertung erhaltene Wert für die optische Dichte wurde dann mit dem zum Kalibrierfilm zugehörigen OD-Wert verglichen. Ergaben sich hierbei unterschiedliche Werte, so konnten diese am Gerät abgeglichen werden.

Die mit der RCS-Methode farbstabilisierten Filme hatten eine Größe von ca.  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ . Dies erlaubte es, die Filme in einem Raster vom  $3 \times 3$  Meßpunkten zu untersuchen. Hierbei hatte jeder Meßpunkt einen Abstand von mindestens  $0,5 \text{ cm}$  zum Filmrand, so daß etwaige Störungen durch diesen vermieden werden konnten. Die

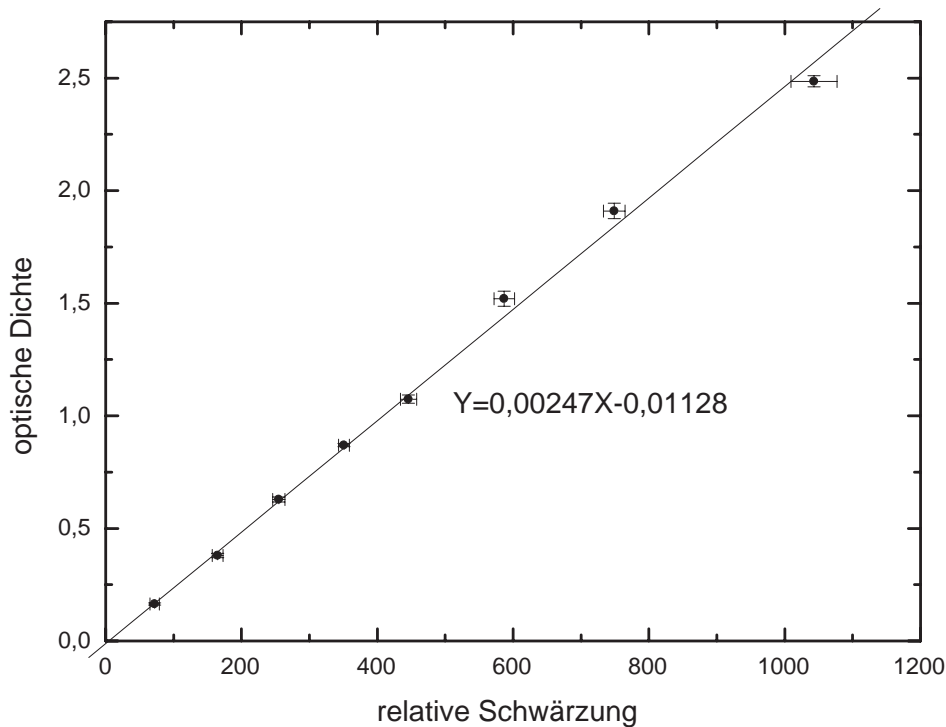


Abbildung 4.8: Darstellung des Zusammenhangs zwischen der optischen Dichte (bestimmt mit dem Densitometer (671 nm) und der relativen Schwärzung des LS 75 (632,8 nm). Angegeben ist zusätzlich die daraus bestimmte Kalibrierfunktion. Der  $R^2$ -Wert beträgt 0,99917.

so gewonnenen 9 OD-Werte je Film wurden gemittelt und den zugehörigen relativen Schwärzungswerten des Filmscanners gegenübergestellt. Abbildung 4.8 zeigt die so gewonnene Kalibrierfunktion, Tabelle 4.8 beinhaltet die Werte, die zu dieser geführt haben. Wie erwartet, zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen den mit dem Filmscanner ermittelten Schwärzungswerten und den optischen Dichten.

Die so bestimmte Kalibrierungskurve gestattet es, den mit Hilfe des Filmscanners LS 75 bestimmten relativen Schwärzungswerten, optische Dichten zuzuordnen. Diese

relaive Schwärzung Filmscanner 75	optische Dichte Densitometer
$72 \pm 7$	$0,164 \pm 0,005$
$165 \pm 8$	$0,380 \pm 0,010$
$255 \pm 9$	$0,628 \pm 0,011$
$351 \pm 8$	$0,870 \pm 0,007$
$446 \pm 12$	$1,074 \pm 0,018$
$587 \pm 15$	$1,520 \pm 0,033$
$749 \pm 16$	$1,910 \pm 0,034$
$1043 \pm 34$	$2,486 \pm 0,025$

Tabelle 4.8: Wertetabelle der Kalibrierung des GafChromic Film auf optische Dichte

Kalibrierungsmessung erlaubte es die Filme weiterhin bequem und großflächig mit dem Scanner auszuwerten und den relativen Schwärzungswerten optische Dichten zuzuordnen.

## 4.5 Energieabhängigkeit des MD-55-2

Ein weiterer wichtiger Punkt bei der Dosimetrie ist die Energieabhängigkeit des benutzten Dosimetriesystems. Im Fall der Filmdosimetrie bedeutet dies, die Abhängigkeit der optischen Dichten des bestrahlten Filmmaterials von der Energie der ionisierenden Strahlung.

Zur Untersuchung dieses Einflusses beim GafChromic Film MD-55-2 wurden die schon bestrahlten und mit der rapid colour stabilization farbstabilisierten Filme mit Filmen verglichen, die mit 16 MV Photonenstrahlung bestrahlt und RCS stabilisiert wurden. Hierbei wurde der gleiche Meßaufbau verwandt, der auch bei der Bestrahlung mit 6 MV Photonen benutzt wurde. Die Stärke des Aufbaumaterials wurde allerdings der höheren Energie angepaßt und betrug 2,9 cm. Abbildung 4.9 zeigt den Vergleich der bei unterschiedlichen Energien bestrahlten Filme. Sowohl die mit 16 MV als auch die mit 6 MV Bremsstrahlungsphotonen bestrahlten Filme wurden 1 Stunde nach erfolgter Ofenbehandlung mit dem LS 75 ausgewertet.

Wie aus Abbildung 4.9 erkennbar ist, konnte keine signifikante Energieabhängigkeit des MD-55-2 Filmmaterials innerhalb des untersuchten Dosisbereichs beobachtet werden. Die Steigung der Fitfunktion für die mit 16 MV Bremsstrahlungsphotonen bestrahlten Filme war um 2% höher als die der mit 6 MV Photonen bestrahlten Filme. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den in [MUE91] publizierten Werten.

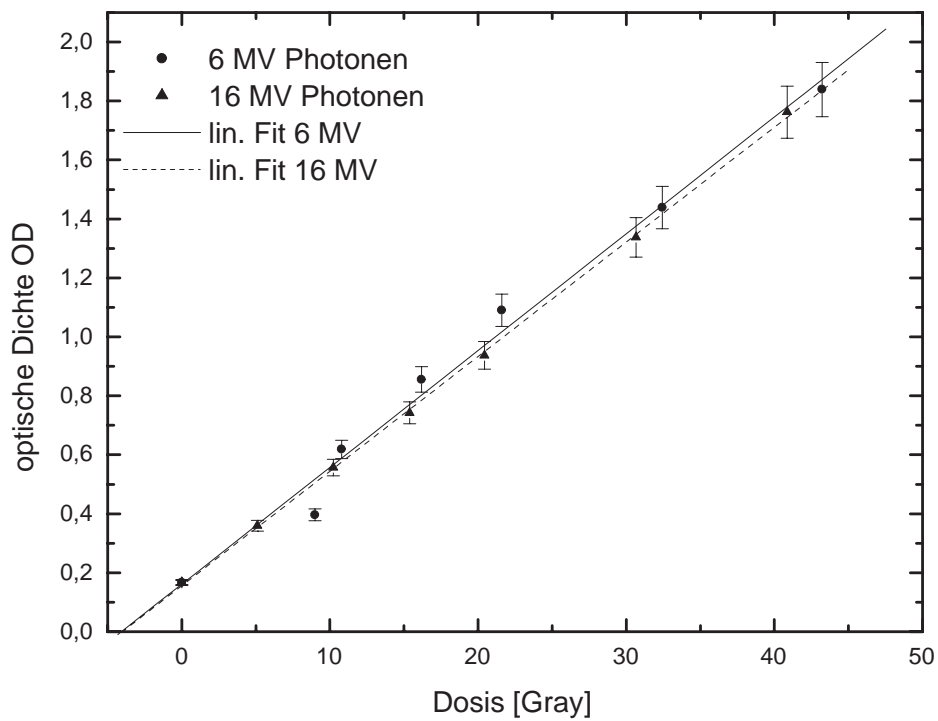


Abbildung 4.9: Gegenüberstellung der Ergebnisse für zwei verschiedene Photonenenergien (6 und 16 MV). Abgebildet sind zusätzlich für beide Meßreihen die linearen Fitfunktionen.



# Kapitel 5

## GafChromic Untersuchung der $\beta$ -Quellen

Mit Hilfe der kalibrierten GafChromic Filme wurden die kardiovaskulären Quellen untersucht. Die  $^{32}\text{P}$ -Quelle des Gerätes der Firma Guidant wurde mit dem MD-55-2 bezüglich ihrer Dosishomogenität untersucht. Die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle des Gerätes der Firma Novoste wurde ebenfalls auf ihre Dosishomogenität untersucht. Dies geschah sowohl mit dem MD-55-2 als auch dem HD-810.

Diese Untersuchungen sind für den therapeutischen Einsatz der Quellen von großer Bedeutung. Um eine erfolgreiche Behandlung zu gewährleisten muß die Energiedeposition im Gewebe über die gesamte Quellenlänge konstant sein.

Um die Bestrahlung planen zu können, ist es notwendig zu wissen, wie die Quellen im Katheter liegen, und welche Dosisverteilung daraus resultiert. Daher wurden die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quellen zusätzlich hinsichtlich ihrer reproduzierbaren Positionierung im Katheter untersucht.

### 5.1 Die $^{32}\text{P}$ -Quelle

Laut [NAT99] sollen dosimetrische Untersuchungen an kardiovaskulären Quellen in einem Abstand von 2 mm zur Quellenachse durchgeführt werden. Um dies zu realisieren wurde für die  $^{32}\text{P}$ -Quelle ein Plexiglas-Phantom verwandt, das von der Firma Guidant mitgeliefert wurde. Es ist in Abbildung 5.1 abgebildet. Im Phantom eingelassen befindet sich ein Katheter, in diesem Fall ein Schlauch, in dem die Quelle in das Phantom eingebracht werden kann. Im Abstand von 2 mm zur Quellachse befindet sich eine Aussparung, die Platz für den GafChromic Film bietet. Mit dieser Anordnung war es möglich, sicher zu stellen, daß der zu bestrahlende Film exakt 2 mm von der Quelle entfernt lag. Eine am Phantom befindliche Plastikschraube diente dazu die Filme zu markieren, so daß die Position des Filmes im Phantom auch nach der Bestrahlung anhand der Markierung erkennbar war.

Die Bestrahlung der Filme erfolgte mit einer am Gerät vorgewählten Solldosis. Die zugehörige Steuereinheit (ein handelsüblicher Computer) bestimmte daraus an Hand



Abbildung 5.1: Abgebildet ist das Meßphantom der Firma Guidant zur Dosimetrie an der  $^{32}\text{P}$ -Quelle. Das Phantom besteht aus Plexiglas. Gut zu erkennen ist die Plastikschraube, die zur Filmmarkierung dient und die Aussparung für den Film. Der GafChromic Film wird von links in das Phantom eingeführt und dann mit der Plastikschraube fixiert und markiert. Von rechts wird der Quellendraht durch den Katheter in das Phantom gefahren.

der Dosisleistung die Dauer der Bestrahlung. Der PC steuerte die Bestrahlung und stellte somit eine exakte Verweildauer der Quelle im Phantom sicher.

Die Auswertung der Filme geschah wie oben beschrieben. Sie wurden zuerst für 2 Stunden bei  $45^\circ$  Celsius im Ofen farbstabilisiert und anschließend mit dem Filmscanner LS 75 eingelesen. Hierzu wurden die Filme in einen größeren schon entwickelten Röntgenfilm eingeklebt, da der Filmscanner sonst nicht in der Lage gewesen wäre die ca.  $2 \times 6 \text{ cm}^2$  kleinen Filme einzuscannen. Das MVI-Programm diente dazu, die vom Scanner erzeugten Bilddaten zu visualisieren und auszuwerten. Um die Homogenität der Quelle zu untersuchen, wurde ein Schnitt durch den Film entlang der Quellenachse gelegt (siehe Abbildung 5.2). Die Dosisverteilung entlang der Quelle in 2 mm Abstand läßt sich über diese Längsschnitte der Filme ermitteln. Abbildung 5.3 zeigt die Auswertung eines solchen Längsschnitt durch einen MD-55-2 GafChromic Film. Jeder Punkt steht für den relativen Schwärzungswert an der Stelle im digitalen Bild. Diese relativen Schwärzungswerte wurden dann mit der zuvor bestimmten Kalibrierkurve in Dosiswerte umgerechnet und gegen die Länge aufgetragen. Mit der digitalen Auflösung des Films (PPL: Pixels per Line) und der tatsächlichen Länge des Röntgenfilms (18 cm) konnte durch Quotientenbildung ein Maßstab bestimmt werden, mit dem die Filme skaliert wurden.

$$L = \frac{\text{Digitale Auflösung des Scans (PPL)}}{\text{Länge eingescannter Film (18 cm)}} \quad (5.1)$$

Aus Abbildung 5.3 läßt sich erkennen, das die Quelle nicht über die ganze Länge

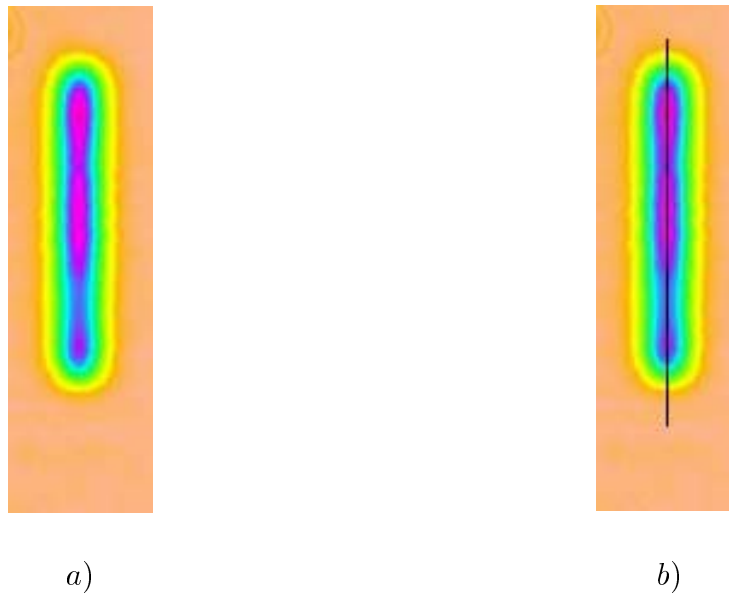


Abbildung 5.2: a) Darstellung eines Scans des MD-55-2 der  $^{32}\text{P}$ -Quelle mit dem MVI-Programm (in Falschfarben). In b) ist der gleiche Film dargestellt. Zusätzlich ist der Längsschnitt entlang der Quellenachse eingezeichnet.

homogen ist, so daß sich Unregelmäßigkeiten in der Dosisverteilung entlang der Quelle ergeben. Die Solldosis betrug in diesem Fall 30 Gy in 2 mm Abstand zur Quellachse. Im Mittel betrug die applizierte Dosis in 2 mm Abstand  $29,47 \pm 1,47$  Gy. Die Solldosis wurde also gut eingehalten. Es ergaben sich allerdings deutliche Dosischwankungen entlang der Quelle. Das Maximum betrug  $32,03 \pm 1,60$  Gy, die minimale Dosis betrug  $28,21 \pm 1,41$  Gy. Das Minimum lag in der Mitte der Quelle (bei 1,9 cm), das Maximum lag bei 2,65 cm, also am Ende der Quelle. Der Unterschied zwischen maximal und minimal applizierter Dosis betrug demnach 13,54 %.

Dieser Unterschied läßt sich nicht auf eine schlechte und ungenaue Positionierung der Quelle innerhalb des Katheters zurückzuführen, da das Lumen des Katheters den Quellendraht eng umschloß. Die Lage der Quelle im Katheter war somit fixiert, und der Abstand zur Referenzebene mit dem Film betrug für jeden Punkt der Quelle exakt 2 mm. Die Ursache für diese Differenz liegt daher in der Fertigung der Quelle. Die Aktivität der Quelle innerhalb des Drahtes ist nicht gleichverteilt.

Um die räumliche Dosisverteilung der Quelle in 2 mm Abstand zur Quellenachse beurteilen zu können, wurde die Intensitätsverteilung des eingescannten MD-55-2 Gaf-Chromic Films betrachtet. Sie ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Es läßt sich gut erkennen, daß trotz der inhomogenen Dosisverteilung unmittelbar unterhalb der Quelle (in 2 mm Abstand), die Dosisverteilung nach außen hin immer homogener und gleichverteilter wird. Der Punkt bei der Länge 3,3 cm und der Breite 4,5 mm mit einer Dosis von 35 Gy, ist auf eine Verschmutzung oder Beschädigung des Filmmaterials zurückzuführen. Der Quellendraht kann für diesen Dosisanstieg auf 35 Gy nicht verantwortlich sein, da sich die Quelle an dieser Stelle nicht befindet.

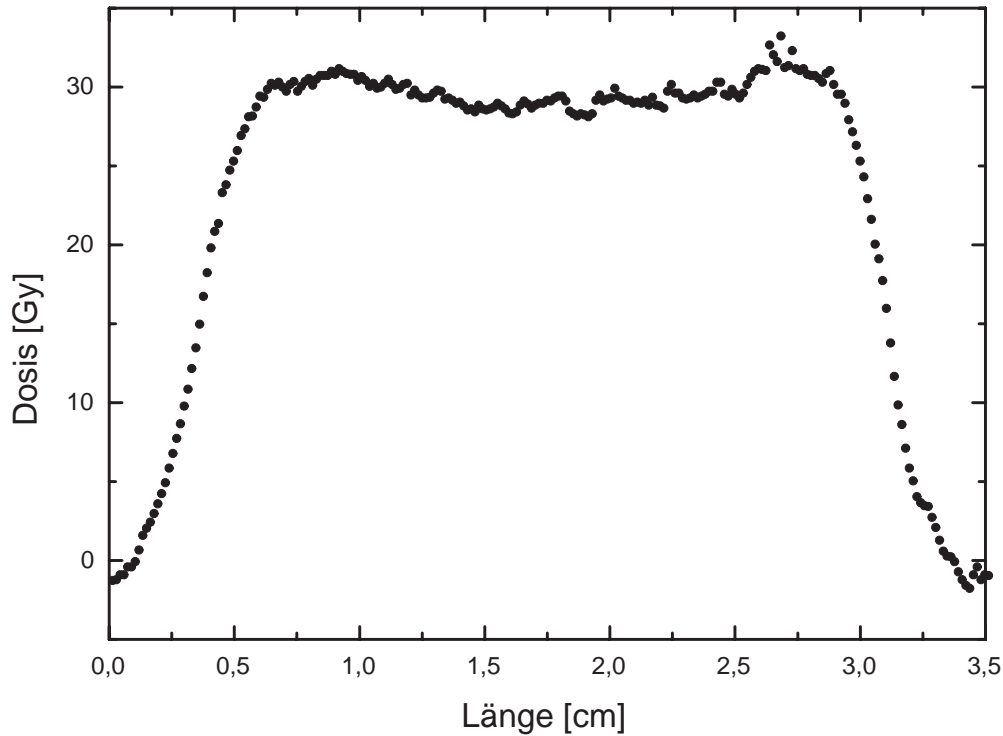


Abbildung 5.3: Dargestellt ist die graphische Auswertung eines Längsschnitts durch den bestrahlten GafChromic Film (in einer 2 mm von der Quellenachse entfernten Ebene).

Die Intensitätsverteilung zeigt, wie stark die Dosis im Abstand von 2 mm zur Quelle abfällt. Bereits nach einem Millimeter ist die Dosis von 32,5 Gy um etwa die Hälfte auf 17,5 Gy abgefallen. Nach einem weiteren Millimeter beträgt die applizierte Dosis nur noch 5 Gy.

Dieser starke Abfall der Dosis ist der Grund dafür, warum reine  $\beta$ -Strahler, wie z. B.  $^{32}\text{P}$ , besonders gut für kardiovaskuläre Anwendungen geeignet sind. Hierbei kommt es darauf an, daß an die Gefäßwand (in ca. 2 mm Abstand zur Quelle) möglichst viel Dosis appliziert wird, und das umliegende Gewebe (besonders das Herz) möglichst geschont wird.

## 5.2 Die $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ Quelle

Zur Untersuchung der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle wurde ebenfalls ein spezielles Phantom benutzt. Dies wurde von der Firma Novoste zur Verfügung gestellt. Das Phantom wurde aus einem Plexiglas äquivalentem Material gefertigt und besteht aus zwei Teilen (siehe Abbildung 5.5). Diese Teile sind so gearbeitet, daß sie exakt ineinander passen. Der untere Teil besitzt eine Aussparung, in die der GafChromic Film eingebracht werden

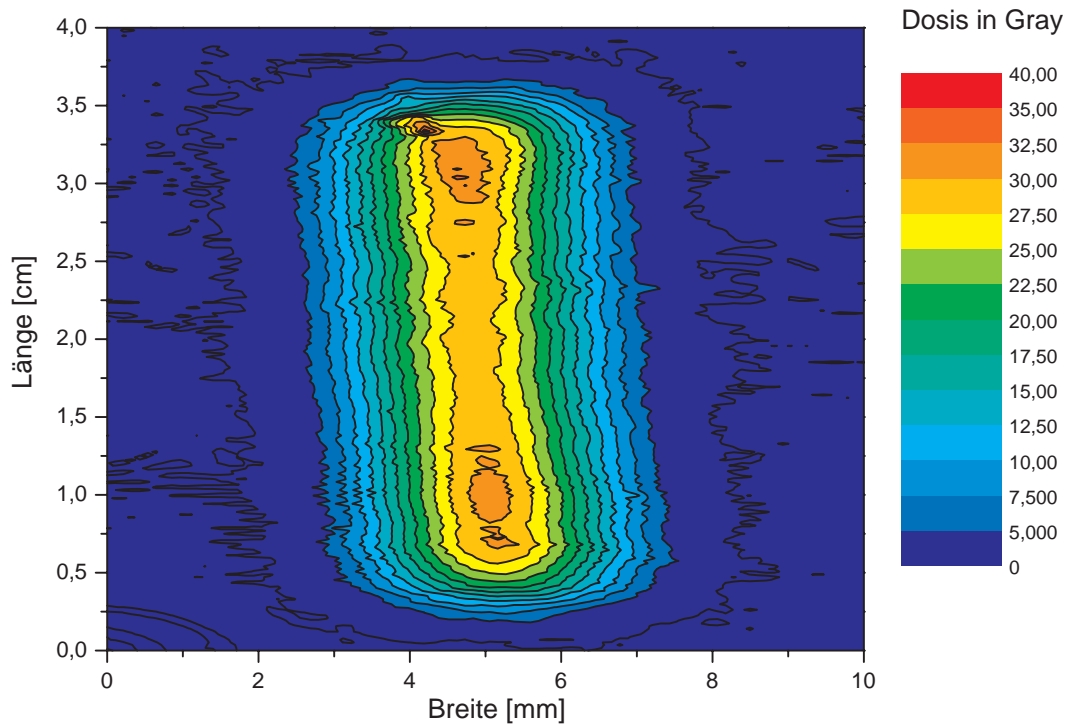


Abbildung 5.4: Dargestellt ist die Intensitätsverteilung einer  $^{32}\text{P}$ -Quelle der Firma Guidant in einer Ebene 2 mm entfernt von der Quellenachse.

kann. Im oberen Teil sitzt der Meßkatheter, in dem der Quellenzug in das Phantom gefahren werden kann.

Dieser Meßkatheter unterscheidet sich von dem Therapiekatheter in der Form, daß er nur zwei Lumen besitzt, ein großes für die Quellen-Seeds und ein kleineres für das zum Quellentransport benötigte Wasser. Durch das Einsparen, des für die Messungen nicht nötigen Führungsdrahtlumens, ist der Katheterquerschnitt deutlich kleiner. Zusätzlich ist das Lumen, indem die Quelle sich bewegt, zentrierter als in dem normalen Therapiekatheter. Die Querschnitte der beiden Katheter sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

Um die Seeds der Quelle bei der Filmbestrahlung in einer definierten Position zu halten, wurde das Phantom so konstruiert, daß die Quelle schräg von oben in das Phantom fährt. Durch die Gravitation werden die Seeds nach unten gezogen, und befinden sich während der Messungen am Ende des Katheters in einer stabilen Position.

Es wurde sowohl das System mit der 30 mm Quelle, bestehend aus 12 Seeds, als auch das System mit der 40 mm Quelle (16 Seeds) untersucht. Hierbei wurden beide Filmtypen benutzt. Die Quellen wurden zum einen auf die Homogenität ihrer Dosisverteilungen untersucht, und zum anderen wurde untersucht, welchen Einfluß die

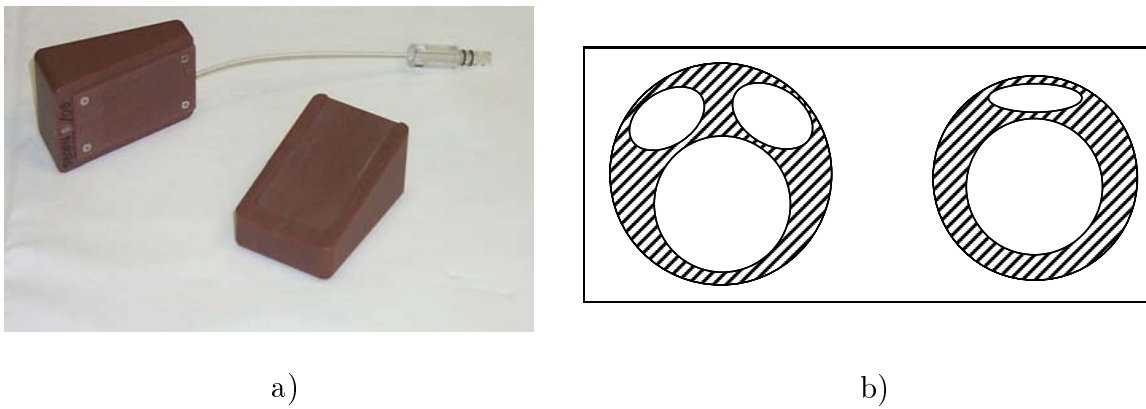


Abbildung 5.5: a) Aufnahme des Meßphantoms der Firma Novoste. Das Phantom besteht aus zwei Teilen, die aus PMMA äquivalentem Material gefertigt wurden. Der untere Teil besitzt eine Aussparung, in die der GafChromic Film eingebracht werden kann. In den oberen Teil wurde der Meßkatheter eingefaßt, so daß der Quellenzug in einem Abstand von 2 mm zum Film in das Phantom eingebracht werden kann. Teil b) zeigt die Querschnitte der beiden Katheter des Novostesystems im Vergleich. Der Therapiekatheter mit seinen drei Lumen ist links abgebildet. Er hat einen deutlich größeren Durchmesser als der zweilumige Meßkatheter (rechts), bei dem das große Lumen für die Quelle mittiger sitzt als bei dem Therapiekatheter.

Positionierung der Seeds im Phantom auf die Dosisverteilung hat.

### 5.2.1 Homogenität der Dosisverteilung

Zur Untersuchung der Homogenität der Dosisverteilung wurde genau wie bei der  $^{32}\text{P}$ -Quelle verfahren. Es wurde ein GafChromic Film in das Phantom eingebracht, und dann mit einer Solldosis bestrahlt, die sich aus der Dosisleistung (laut Prüferzertifikat) und einer bestimmten Bestrahlungsdauer bestimmte. Da das Phantom der Firma Novoste über keine Möglichkeit zur Filmmarkierung verfügte, wurde eine Ecke des Filmes abgeschnitten und der Film so markiert. Nach erfolgter Bestrahlung wurde der Film mit der RCS-Methode farbstabilisiert und mit dem Filmscanner ausgewertet. Um sicherzustellen, daß der GafChromic Film trotz seiner geringen Größe vom Scanner verarbeitet werden konnte, wurde wieder der ausgeschnittene Röntgenfilm eingesetzt. Anschließend erfolgte die Auswertung mit dem MVI Programm. Hierbei wurde ein Längsschnitt durch den Film gelegt. Eine graphische Auswertung einer Untersuchung des 30 mm Sourcetrains vom 14.04.2000 ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Es wurde ein GafChromic MD-55-2 verwendet. Die Solldosisleistung betrug laut Prüferzertifikat  $0,068 \text{ Gy/s}$ . Der Film wurde 5 Minuten lang bestrahlt. Damit ergab sich eine Solldosis von  $20,40 \text{ Gy}$ . Der gemessene mittlere Dosiswert des Querprofils betrug  $20,04 \pm 3,01 \text{ Gy}$ , und stimmte somit sehr gut mit dem Solldosiswert überein. Die mittlere Dosisleistung der Quelle ergab sich zu  $0,067 \pm 0,010 \text{ Gy/s}$ . Zum Ende der Quelle hin zeigte das Querprofil des bestrahlten Films allerdings einen deutlichen

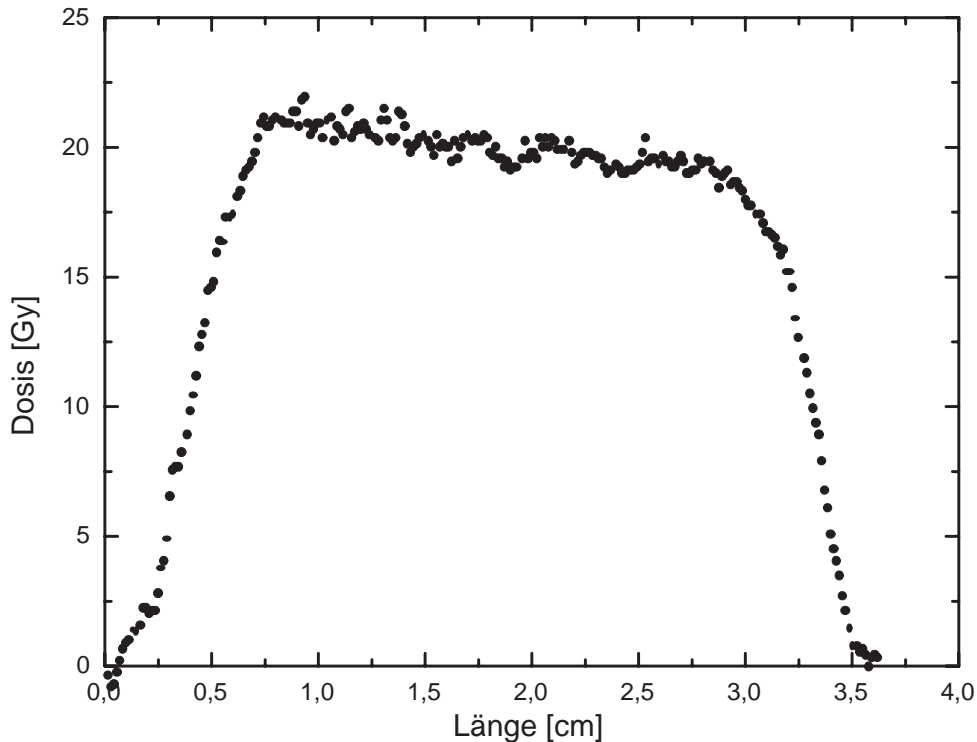


Abbildung 5.6: Dargestellt ist ein Längsschnitt durch einen, mit der 30 mm  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle am 14.04.2000 bestrahlten MD-55-2 GafChromic Film. Der Film wurde 5 Minuten bestrahlt. Die ermittelte mittlere Dosis betrug  $20,04 \pm 3,01$  Gy. Die Solldosis lag laut Zertifikat bei 20,40 Gy.

Dosisleistungsabfall. Die ermittelte Dosis betrug am Anfang der Quelle (bei 0,8 cm)  $21,09 \pm 1,05$  Gy und am Ende (bei 2,9 cm)  $19,15 \pm 0,96$  Gy. Innerhalb dieses bestrahlten Filmes gab es also einen kontinuierlichen Abfall der applizierten Dosis um 1,94 Gy. Der gleiche 30 mm Sourcetrain wurde mit einem HD-810 Film untersucht. Da dieser für höhere Dosen ausgelegt wurde, mußte die Bestrahlungsdauer angepaßt werden. Der HD-810 wurde 30 Minuten bestrahlt, so daß sich mit der im Prüfzertifikat angegebenen Dosisleistung von 0,068 Gy/s eine Solldosis von 122,40 Gy ergab. Die Auswertung des Längsschnitts durch den HD-810 GafChromic Film ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Im Mittel ergab sich eine applizierte Dosis von  $117,53 \pm 5,88$  Gy. Auch dieser Wert stimmt gut mit dem Solldosiswert überein. Die Auswertung mit dem HD-810 zeigte ebenfalls einen Abfall der Dosisleistung entlang der Quelle. Dieser Abfall war allerdings nicht kontinuierlich. Das Minimum der applizierten Dosis von  $108,81 \pm 5,44$  Gy lag nicht ganz am Ende der Quelle, sondern bei 3 cm. Die Untersuchung des Sourcetrain mit dem HD-810 zeigte außerdem noch eine weitere Einschnürung im Querprofil der Dosisverteilung bei 1,61 cm. Die applizierte Dosis betrug hier  $117,11 \pm 5,86$  Gy. Das

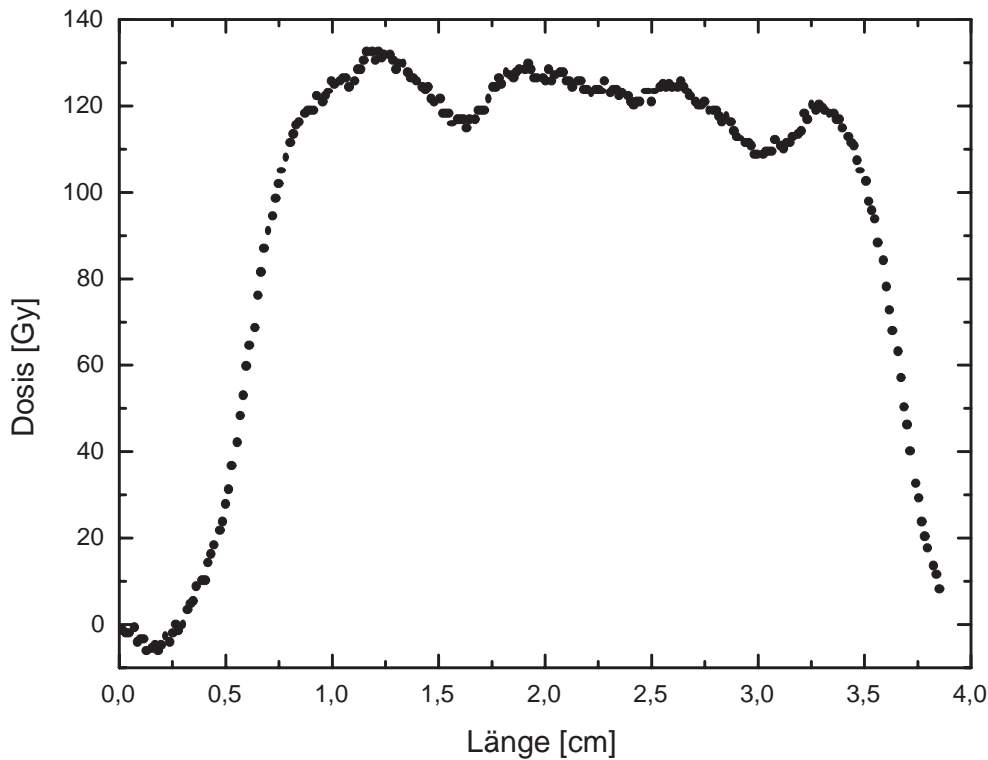


Abbildung 5.7: Dargestellt ist ein Längsschnitt durch ein mit der 30 mm Quelle bestrahlten HD-810. Der Film wurde 30 Minuten bestrahlt. Die ermittelte mittlere applizierte Dosis betrug  $117,53 \pm 5,88$  Gy. Die Solldosis lag laut Zertifikat bei  $122,40$  Gy.

Maximum in der Dosisverteilung betrug  $132,49 \pm 6,62$  Gy, und lag bei 1,24 cm, und somit nicht am Anfang der Quelle, wie es beim MD-55-2 der Fall war.

Zur Untersuchung der räumlichen Dosisverteilung des 30 mm Sourcetrains der Quelle der Firma Novoste wurde, wie auch bei der  $^{32}\text{P}$ -Quelle, eine zweidimensionale Intensitätsverteilung des bestrahlten Films erzeugt (siehe Abbildung 5.8).

Wie auch bei der  $^{32}\text{P}$ -Quelle zeigen sich deutliche Unterschiede in der Dosisverteilung entlang der Quelle. Der Film weist senkrecht unterhalb der Quelle deutliche Schwankungen in der applizierten Dosis auf. Bei der Länge 3 cm und der Breite 4,5 mm ist eine Einschnürung in der Dosisverteilung zu erkennen. Am Ende (Länge: 3,75 cm) des Quellenzugs fällt die Dosis zu früh ab. In größerer Entfernung zur Quelle weist der Film allerdings, ebenso wie der mit der  $^{32}\text{P}$ -Quelle bestrahlte Film, einen gleichmäßigen Dosisverlauf auf. Bewegt man sich senkrecht zur Quellenachse auf dem Film nach außen, so fällt die Dosis innerhalb eines Millimeters um über 50 % auf 13 Gy ab (von 26,13 Gy unmittelbar unterhalb der Quellenachse).

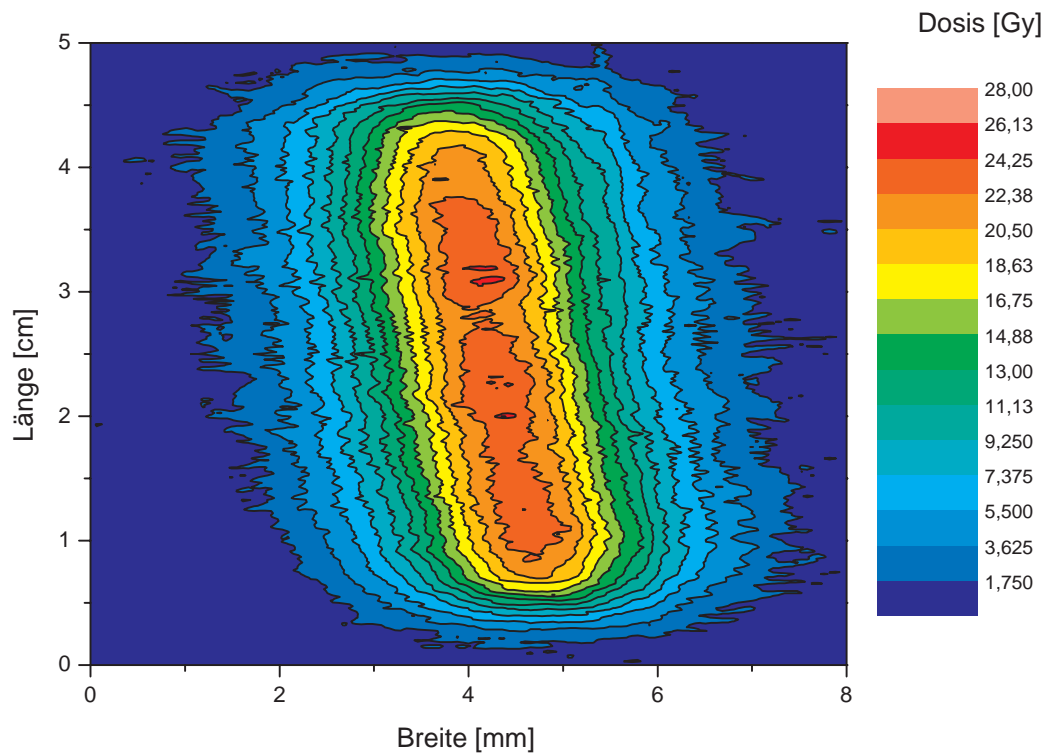


Abbildung 5.8: Dargestellt ist die Intensitätsverteilung eines  $30\text{ mm }^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Sourcetrain in einer Ebene  $2\text{ mm}$  entfernt von der Quellenachse.

### 5.2.2 Reproduzierbarkeit der Positionierung der Quelle

Das Querprofil des HD-810 unterschied sich stark von dem des MD-55-2, obwohl beide Filme mit der gleichen Quelle bestrahlt wurden. Diese Unterschiede zeigten sich auch noch in den Ergebnissen weiterer Untersuchungen, bei denen mehrere MD-55-2 GafChromic Filme nacheinander mit der  $40\text{ mm}$  Quelle jeweils  $2\text{ Minuten}$  bestrahlt wurden.

Hierbei wurde jeweils ein Film in das Phantom eingebracht. Dann wurde die Quelle in das Phantom gefahren, und der Film wurde  $2\text{ Minuten}$  lang bestrahlt. Nach erfolgter Bestrahlung wurde die Quelle wieder in das Transferdevice gefahren, der Film wurde gegen einen unbestrahlten GafChromic Film ausgetauscht, und dann wurde dieser  $2\text{ Minuten}$  bestrahlt. Da hierbei der Sourcetrain jedesmal von neuem in das Phantom gefahren werden mußte, konnte die Reproduzierbarkeit der Quellenpositionierung untersucht werden.

Abbildung 5.9 zeigt die graphische Auswertung dieser Messung. Nach erfolgter Bestrahlung der Filme wurden diese der Rapid Colour Stabilization Methode unterzogen, und anschließend mit dem Filmscanner LS 75 ausgewertet. Hierbei wurde wieder ein Längsschnitt durch das Quellprofil gelegt. Wie in Abbildung 5.9 zu sehen ist, führten

die nacheinander durchgeführten Messungen zu vollkommen unterschiedlichen Dosisverteilungen entlang des Quellenzugs. Auch die mittlere Dosisleistung war bei allen drei Messungen unterschiedlich und schwankte zwischen 0,075 Gy/s (b) und 0,09 Gy/s (c).

Die Positionierung der Quelle innerhalb des Phantoms, und damit auch innerhalb des Patienten, ist bei jedem Ausfahren der Quelle anders, und damit nicht reproduzierbar. Die Gründe hierfür liegen im Design des Katheters und der Quelle an sich. Die Quelle besteht aus einzelnen Seeds, die nicht miteinander verbunden sind. Da das Katheterlumen, in dem sich diese einzelnen Seeds bewegen sollen, einen größeren Querschnitt haben muß, als die Seeds, können sich diese innerhalb des Katheters gegeneinander verkippen und verkanten. Der gesamte Quellenzug weist dann keine Zylindersymmetrie mehr auf, es kommt vielmehr an jeder Grenzfläche zwischen den Quellenseeds zu einem Sprung in der Oberfläche. Dieser Effekt ist bei jedem Ein- und Ausfahren der Quelle anders. Hieraus resultieren dann, auf Grund der geringen Reichweite der Elektronen im Phantommateriale, die Unterschiede in den Dosisverteilungen. Zusätzlich ist innerhalb des Katheters eine Rotation der Seeds um ihre Längsachse möglich. Ist nun aber die Dosisverteilung der einzelnen Seeds nicht rotationssymmetrisch, so hat dies ebenfalls einen Einfluß auf die Dosisverteilung des gesamten Quellenzugs, der aus 12 (30 mm Quelle) bis 16 (40 mm Quelle) Seeds besteht.

Es waren zwei Ansätze möglich, um diesen Effekt zu verkleinern. Zum einen könnte man den Querschnitt des Quellenlumens verringern, so daß ein Verkippen der Seeds nicht mehr möglich wäre. Dies ist nur bis zu einem gewissen Punkt möglich, da sichergestellt werden muß, daß die Seeds ungehindert im Katheter bewegt werden können. Eine zweite, und vielversprechendere Lösung wäre, die Seeds untereinander zu verbinden. Dies ließe sich mit einer dünnen Feder oder einem kleinen Schlauch, z. B. aus Silikon, realisieren. Die Quelle wäre weiterhin flexibel genug, um auch durch den in die Herzgefäße des Patienten eingeführten Katheter zu gelangen, und wäre auf der anderen Seite aber fixiert genug, damit sich die einzelnen Seeds nicht gegeneinander verkippen und verdrehen können.

Für beide Quellen gilt, daß mit zunehmender Tiefe im Plexiglas das Energiespektrum weicher wird, also zu geringeren Energien verschoben wird. Der Grund hierfür ist, daß die Elektronen quasi kontinuierlich im Plexiglas wechselwirken und Energie verlieren. Wie in Abb. 6.5 zu erkennen, werden mit zunehmender Tiefe die niederenergetischen Bins immer stärker bevölkert, während die Energie Bins der hohen Energien immer leerer werden. Die maximale Energie der Elektronen nimmt ab. Für die  $^{32}\text{P}$ -Quelle sinkt sie von 1,45 MeV (in 1 mm PMMA) auf 1,20 MeV (in 4 mm PMMA). Für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle nimmt die maximale Energie von 1,95 MeV (in 1 mm PMMA) sogar um 0,57 MeV auf 1,38 MeV (in 4 mm PMMA) ab.

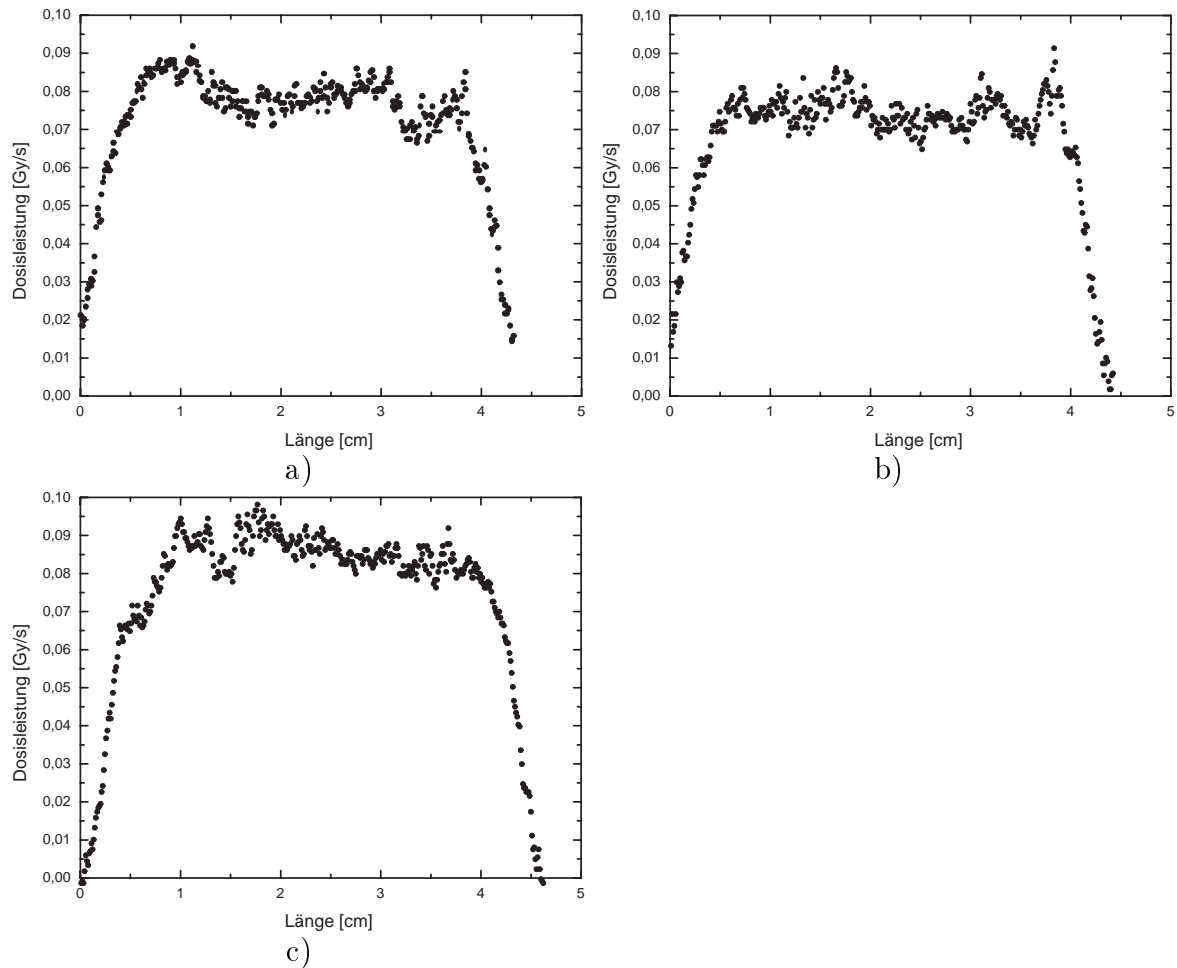


Abbildung 5.9: Dargestellt sind die graphischen Auswertungen der Messungen zur Reproduzierbarkeit der Quellenpositionierung. a) bis c) sind Längsschnitte durch drei mit der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle nacheinander bestrahlte Filme. Aufgetragen ist die Dosisleistung (in 2 mm Abstand zur Quellenachse) gegen die Filmlänge.



# Kapitel 6

## Monte-Carlo-Simulation

Für die Dosimetrie und die Planung der Bestrahlung ist die genaue Kenntnis der Quellen und ihrer Eigenschaften unverzichtbar. Daher wurden, um nähere Informationen über die Quellen und deren Energie- und Dosisverteilungen zu erhalten, Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt.

Hierbei wurden speziell die Tiefendosiskurven und die Energiespektren des  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quellenzugs und des  $^{32}\text{P}$ -Quellendrahtes untersucht und miteinander verglichen. Die Energiespektren wurden in unterschiedlichen Tiefen im Phantommaterial simuliert, um Kenntnisse über ihre Änderung in Abhängigkeit der Tiefe in Plexiglas zu erhalten.

Im weiteren soll zuerst der verwendete Monte-Carlo-Code beschrieben werden.

### 6.1 MCNP4B

MCNP4B ist ein Code zur Simulation des Transports von Photonen, Neutronen und Elektronen. Er wurde in Los Alamos am National Laboratory entwickelt. Die Ursprünge liegen in dem 1963 in Los Alamos entwickelten Monte-Carlo-Code MCS. Aus ihm ist dann 1977 MCNP hervorgegangen. Zuerst nur für Neutronen und Photonen ausgelegt, hieß MCNP Monte Carlo Neutron Photon [BR197].

Mit der Weiterentwicklung zu MCNP4 (1990) wurde neben vielen kleinen Änderungen auch ein Code zur Simulation des Transports von Elektronen eingeführt, so daß MCNP heute für Monte Carlo N-Particle steht. 1997 wurde der leicht modifizierte und an die neuen Rechnerstrukturen angepaßte MCNP4B-Code veröffentlicht, der in dieser Arbeit verwandt wurde.

MCNP ist in ANSI FORTRAN 77 geschrieben, und sowohl auf UNIX-Workstations als auch auf herkömmlichen Windows PC lauffähig. Mit MCNP ist man in der Lage Neutronen-, Photonen-, Elektronentransporte und Kombinationen aus diesen zu simulieren. Hierbei sind folgende Energiebereiche simulierbar:

- für Neutronen:  $10^{-11}$  MeV bis 20 MeV
- für Photonen: 1 keV bis 1000 MeV

- für Elektronen: 1 keV bis 1000 MeV

Zur Verwendung von MCNP muß eine Eingabedatei (*Input File*) erzeugt werden. Hierbei handelt es sich um eine gewöhnliche ASCII-Textdatei, die folgende Informationen über das zu untersuchende Problem beinhaltet:

- die Geometrie,
- die Beschreibung der verwendeten Materialien,
- die genau Beschreibung der Quelle,
- die Ausgabeform (*Tally*) und
- die möglicherweise verwendeten Varianzreduktionen.

Diese Angaben werden in sogenannten *Cards* festgehalten. *Cards* sind einzelne 80 Zeichen lange Zeilen des *Input File*. Damit MCNP die Vorgaben richtig verarbeiten kann, müssen die *Cards* in einer bestimmten Reihenfolge im *Input File* enthalten sein:

- Geometriedefinition mit *Cell* (Zellen) und *Surface Cards* (Oberflächen)
- Beschreibung der Materialien
- Gewichtung der einzelnen Zellen mit *Importance Cards*
- Festlegung der Teilchenart über eine *Mode Card*
- Quellendefinition
- Definition der zu untersuchenden Fragestellung mit einer *Tally Card*
- weitere Cards, wie z. B. *Cutoff Cards*, die bestimmen wann die Simulation beendet werden soll.

Im folgenden werden einige Punkte genauer beschrieben.

Zur Definition der Geometrie verwendet MCNP ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem. In diesem wird die Geometrie über sogenannte *Surface* und *Cell Cards* beschrieben. Die Zellen werden definiert, indem man die sie beschränkenden Oberflächen inklusive ihrer Orientierung im Koordinatensystem angibt. Als Oberflächen stehen sowohl Ebenen als auch Zylinder und Kugeln zur Verfügung. Diese Oberflächen können, um die Geometrie zu bestimmen, auf drei verschiedene Arten verknüpft werden:

- Schnittmenge: als Operator dient ein Leerzeichen (Space) zwischen den Oberflächen.
- Vereinigung: als Operator dient : zwischen den Oberflächen.

- Komplement: als Operator dient # zwischen den Oberflächen.

Jeder Zelle wird ein bestimmtes Material zugewiesen, aus dem diese besteht. Diese Materialien und ihre Dichten werden durch die *Material Cards* beschrieben. Den so beschriebenen Zellen können mit Hilfe der *Importance Cards* unterschiedliche Gewichtungen zugewiesen werden. Eine Gewichtung von 0 bedeutet z. B., daß das Teilchen bei Eintreten in diese Zelle nicht weiterverfolgt wird.

Zur Festlegung der zu simulierenden Transportprozesse wird eine *Mode Card* benutzt. Hierbei gibt es die Möglichkeiten entweder den Neutronentransport, Photonentransport oder Elektronentransport zu simulieren. Außerdem gibt es die Kombinationsmöglichkeiten Neutronen- und Photonentransport oder Elektronen- und Photonentransport (Hierbei werden z. B. die Primärelektronen, sowie die daraus resultierenden Bremsstrahlungsphotonen simuliert).

In MCNP ist es möglich verschiedene Arten von Quellen zu simulieren:

- Punktquellen
- Flächenquellen
- Volumenquellen
- mehrere verschiedene Quellen

Die Quellen werden mit den *Source Cards* definiert. Dies geschieht durch die Angabe der Art der Quelle, der Position, der Quellengeometrie (Ausrichtung, Durchmesser und Länge, bei einer wie hier verwendeten zylindrischen Quelle), der Energie (monoenergetisch, oder durch Angabe des Spektrums) und der emittierten Teilchenart (hier Elektronen, da es sich um reine  $\beta$ -Strahler handelt).

Je nachdem was für eine Fragestellung mit der Monte-Carlo-Simulation beantwortet werden soll, muß ein entsprechender Ausgabemodus ausgewählt werden. Man unterscheidet zwischen *Oberflächen Tallys* (die z. B. zur Bestimmung des Teilchenfluß durch die Oberfläche dienen) und *Pulshöhen Tallys* (die unter anderem zur Bestimmung von Energiedepositionen in Zellen dienen). Durch eine zusätzliche Angabe der Teilchenart (N,P oder E) und der Zellen- bzw. Oberflächennummer kann bestimmt werden, welche Teilchen in welcher Zelle, oder beim Durchgang durch welche Oberfläche gezählt werden sollen. Der *Pulshöhen Tally \*F8* bestimmt die Energiedeposition in einer Zelle und wurde in dieser Arbeit zur Bestimmung der Tiefendosiskurven verwendet.

Durch die Verwendung von *Cutoff Cards* werden die Bedingungen definiert, die zur Beendigung der Simulation führen. Man hat die Möglichkeit der Simulation eine bestimmte CPU-Zeit zur Verfügung zu stellen, oder gibt die Anzahl der Teilchen vor, die simuliert werden sollen. *NPS 100000* bedeutet z. B., daß die Simulation nach 100000 Teilchen beendet werden soll.

Bei der Simulation von Elektronen- und Photonentransport werden in MCNP folgende Wechselwirkungsprozesse berücksichtigt:

- Elektronen: Bremsstrahlungserzeugung, Møller Streuung ( $e^-e^-$ ), Paarvernichtung und Molièresche Vielfachstreuung
- Photonen: inkohärente (Compton) Streuung, kohärente (Thomson) Streuung, Photoeffekt und Paarerzeugung.

MCNP bietet mehrere Methoden zur *Variance Reduction*, wie z. B. verschiedene *Cutoffs* oder russisches Roulette. Mit den *Cutoffs* kann bestimmt werden, ab welcher Energie, oder nach welcher Zeit ein Teilchen nicht weiter verfolgt werden soll. Beim Russisches Roulette wird immer dann, wenn ein Teilchen von einer Zelle mit einer hohen Priorität in eine mit niedrigerer Priorität wechselt, zufällig entschieden ob dieses Teilchen weiterverfolgt wird oder nicht.

Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen mit MCNP4B wurde keine Varianzreduktion benutzt.

## 6.2 Simulation der Tiefendosiskurven

Die Tiefendosiskurven für die beiden unterschiedlichen Quellen wurden in einer Phantomgeometrie aus Plexiglas und einem Phantom aus Wasser simuliert. Es wurde jeweils die gleiche Geometrie benutzt, wobei im Inputfile die Materialkarten ausgetauscht wurden. Der zur Simulation der Tiefendosiskurve der  $^{32}\text{P}$ -Quelle in PMMA benutzte Inputfile befindet sich im Anhang.

Die simulierte Geometrie ist in Abb. 6.1 dargestellt. Sie bestand aus 10 Zylindern, deren Achse auf der y-Achse eines rechtshändigen kartesischen Koordinatensystems lag. Die Radien der Zylinder nahmen beginnend mit 0,05 cm nach außen hin jeweils um 0,05 cm zu, so daß der äußerste Zylinder einen Radius von 0,5 cm hatte. Um die Rechenzeit der Simulation gering zu halten, wurde die Phantomgeometrie durch zwei x-z-Ebenen (bei  $y=-2$  cm und  $y=2$  cm) begrenzt. Alle Teilchen, die diese Ebene oder die äußerste Zylinderoberfläche (Radius: 0,5 cm) überquerten, wurden anschließend nicht weiter verfolgt.

Zur Bestimmung der applizierten Dosen wurde der Pulshöhentally \*F8 verwendet, der die deponierte Energie in MeV pro Zelle angibt. Hierbei wurde die von Elektronen und eventuell erzeugten Photonen deponierte Energie in den einzelnen Zellen berücksichtigt. Diese Zellen wurden durch zwei weitere x-z-Ebenen (bei  $y=-0,1$  cm und  $y=0,1$  cm) begrenzt. Sie sind in Abb. 6.1 a) schraffiert dargestellt. Um eine ausreichend gute Statistik zu erzielen, wurden bei allen 4 Simulationen jeweils  $10^6$  Primäre Elektronen simuliert. Hierdurch war es möglich die Fehler unter 2 % zu halten.

Für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle wurde der 30 mm Sourcechain simuliert, die simulierte Quellenlänge für die  $^{32}\text{P}$ -Quelle betrug 27 mm. Die weiteren Abmessungen der simulierten Quellen (Zylindergeometrie um die y-Achse, Länge und Durchmesser) wurden den real existierenden Quellen nachempfunden. Die Energien der Quellen wurden durch Spektren vorgegeben, die aus der Publikation von Cross et al. entnommen wurden [CRO83], und in Kapitel 3.1 dargestellt sind. Die Spektren wurden in 17 (für  $^{32}\text{P}$ ) bzw. für  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  in 21 Energie-Bins aufgeteilt.

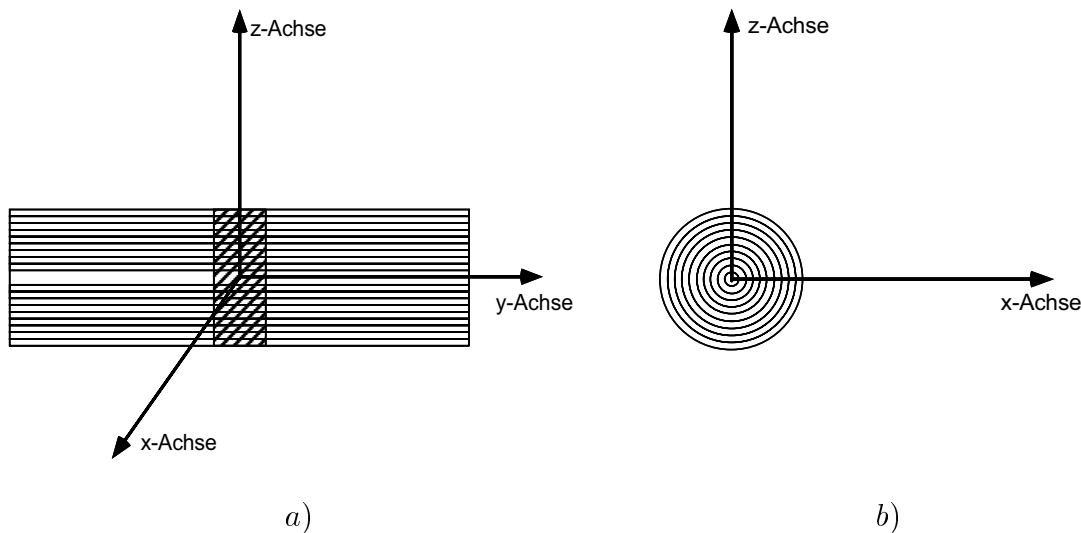


Abbildung 6.1: Darstellung des simulierten Phantoms. In a) ist ein Schnitt durch die  $y$ - $z$ -Ebene dargestellt. Die Zellen, in denen die deponierte Energie mit dem \*F8 Tally bestimmt wurde sind schraffiert dargestellt. Teil b) zeigt einen Schnitt durch die  $x$ - $z$ -Ebenen. Hier sind die 10 konzentrischen Zylinderoberflächen, aus denen das Phantom bestand gut zu erkennen. Die Achse der simulierten Quelle lag jeweils auf der  $y$ -Achse. Der Ursprung des Koordinatensystems befand sich in der Mitte der Phantomgeometrie und der simulierten Quelle.

Die Simulationen in PMMA wurden durchgeführt, da die tatsächlich vorhandenen Phantome aus diesem Material sind. Die Simulationen der Tiefendosiscurven in Wasser ermöglichten einen Vergleich mit von Bambynek et al. [BAM00] publizierten Werten, und somit die Beurteilung der Qualität der Simulation.

Abbildung 6.2 zeigt die für die beiden Quellentypen in Wasser und PMMA mit MCNP4B simulierten Tiefendosiscurven. Die Dosen wurden jeweils auf die empfohlene Referenztiefe von 2 mm normiert. Alle Kurven zeigen den erwarteten Verlauf. Die simulierten Tiefendosiscurven in Wasser liegen jeweils leicht über denen in PMMA. Dies ist auf die geringere Dichte von Wasser gegenüber PMMA ( $\rho = 1,19 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ) zurückzuführen.

Beide Quellentypen zeigen mit zunehmender Tiefe für beide Materialien einen sehr steilen Dosisabfall. Für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle beträgt die Dosis in Wasser in 0,3 cm 40 %, in 0,4 cm 19 % und in 0,5 cm nur noch 9 % der Normierungsdosis bei 0,2 cm Tiefe. Der Tiefendosisverlauf der  $^{32}\text{P}$ -Quelle sah ähnlich aus. Hier betrug die Dosis in Wasser in einer Tiefe von 0,3 cm 31 %, in 0,4 cm 10 % und in 0,5 cm 3 % des Dosiswertes bei 0,2 cm Tiefe. Dieser Verschiebung der Tiefendosiscurve für  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  gegenüber der für die  $^{32}\text{P}$ -Quelle zu größeren Tiefen ist auf die höhere Energie der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle, und damit auf die größere mittlere Reichweite der Elektronen, zurückzuführen. Die mittlere Energie von  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  beträgt 0,934 MeV. Damit ergibt sich mit der CSDA eine mittlere Reichweite von 0,33 cm in Wasser. Für  $^{32}\text{P}$  ergibt sich mit der mittleren Energie von 0,695 MeV eine mittlere Reichweite von nur 0,24 cm in Wasser.

Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen die Simulationsergebnisse für die Tiefendo-

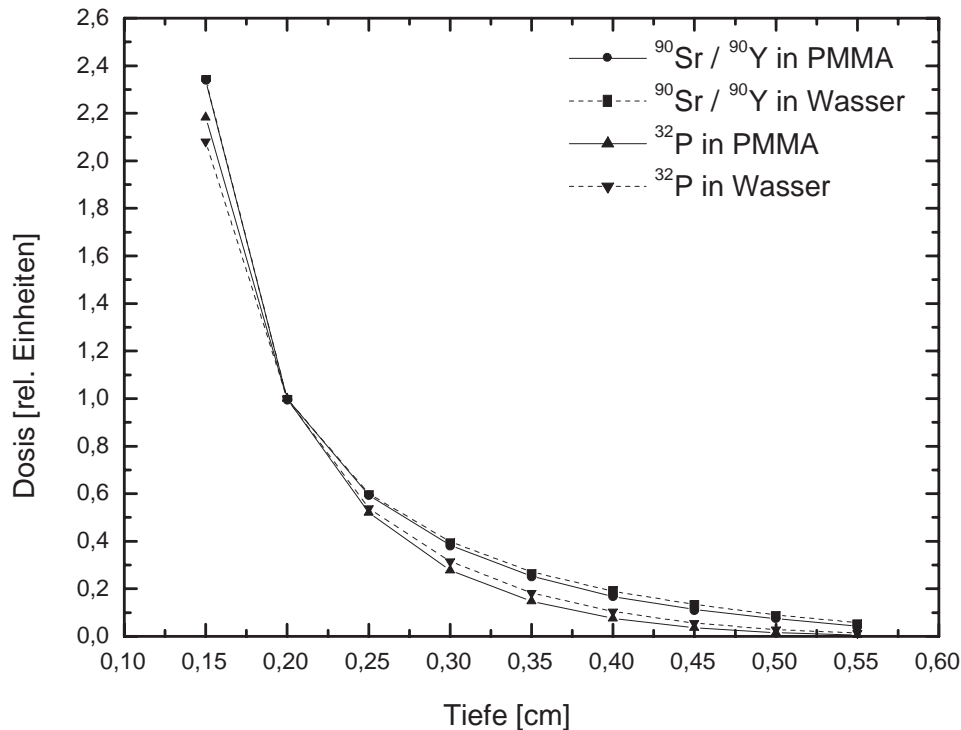


Abbildung 6.2: Dargestellt sind die simulierte Tiefendosiskurven der beiden Quellentypen in Wasser und PMMA. Gut zu erkennen ist der typische steile Dosisgradient, der der Grund für die gute Eignung der  $\beta$ -Quellen für die kardiovaskuläre Brachytherapie ist.

siskurven der  $^{32}\text{P}$ -Quelle und der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle in Wasser im Vergleich zu den von Bambynek et al. [BAM00] veröffentlichten Meßergebnissen.

Die simulierte Tiefendosiskurve für die  $^{32}\text{P}$ -Quelle der Firma Guidant wurde mit Messungen, die von Bambynek et al. ebenfalls an einer Guidantquelle durchführte, verglichen. Die Messungen von Bambynek et al. wurden in einem Phantom aus RW3 (einem Solid Water Material) mit GafChromic Filmen nicht bekannten Typs durchgeführt. Es zeigen sich gute Übereinstimmungen zwischen den simulierten und den gemessenen Werten. Lediglich die Werte in einer Tiefe von 1,5 mm weichen stark voneinander ab (21 % Unterschied von). Dies ist auf den in dieser Tiefe sehr steilen Dosisgradienten zurückzuführen. Schon eine Unsicherheit von wenigen Prozent in der angegebenen Tiefe führt an dieser Stelle der Tiefendosiskurve zu so großen Unterschieden in der ermittelten Dosis, so daß dieser Unterschied zwischen der simulierten und der gemessenen Dosis auf Ableseungenauigkeiten der Tiefe in der publizierten Tiefendosiskurve zurückzuführen ist.

Für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle wurde die simulierte Tiefendosiskurve ebenfalls mit von Bambynek et al. veröffentlichten Meßwerten verglichen. Diese wurden mit einem neu-

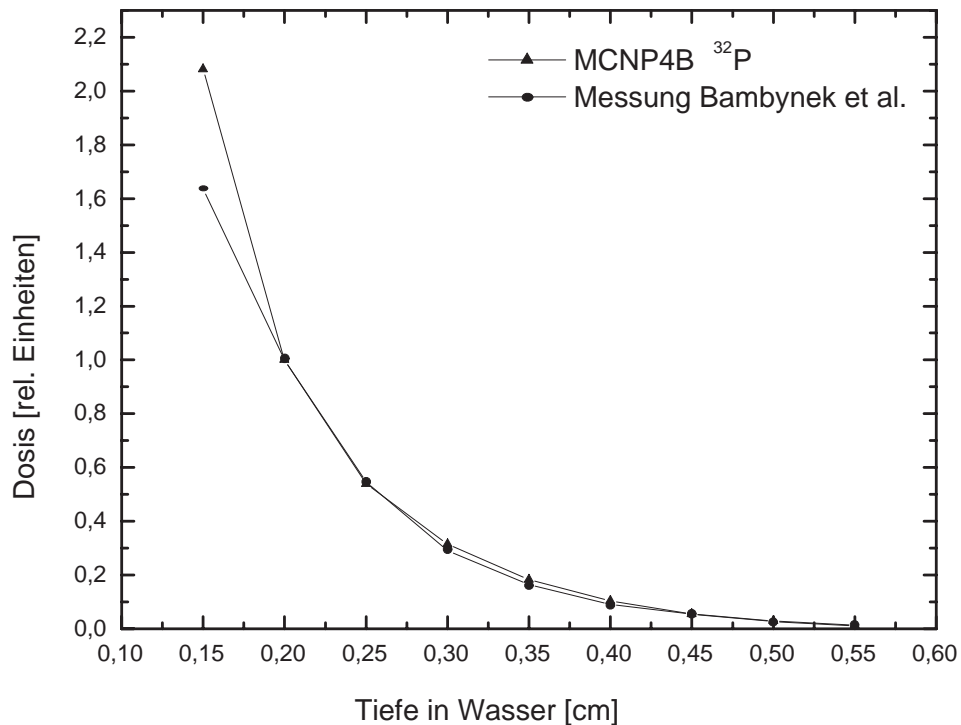


Abbildung 6.3: Vergleich der simulierten Tiefendosis der  $^{32}\text{P}$ -Quelle mit den von Bambynek et al. publizierten Meßwerten [BAM00]. Die Meßwerte wurden mit einem Gaf-Chromic Film in einem Phantom aus Solid Water aufgenommen. Beide Kurven sind auf die empfohlene Referenztiefe von 2 mm normiert.

artigen Plastiksintillator-Dosimeter in einem Phantom aus RW3 aufgenommen. Auch hier zeigt sich die gleiche gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den gemessenen Dosiswerten. Nur der Wert in der Tiefe von 1,5 mm der simulierten Kurve weicht stark von dem gemessenen Dosiswert ab (Unterschied von 18 %). Da auch diese gemessenen Werte in der Publikation [BAM00] nur in Form einer Kurve und nicht tabellarisch vorlagen, ist die Abweichung auf Ungenauigkeiten beim Ablesen der Werte zurückzuführen. Der Dosisgradient der Tiefendosiskurve ist, wie auch bei der  $^{32}\text{P}$ -Quelle, an dieser Stelle sehr steil. Geringfügige Fehler beim Ablesen der Tiefe führen somit schon zu erheblichen Fehlern beim Dosiswert. In größeren Tiefen wird der Verlauf der Tiefendosiskurve flacher, so daß die Ableseungenauigkeiten kaum noch einen Einfluß auf die daraus resultierende Dosis haben.

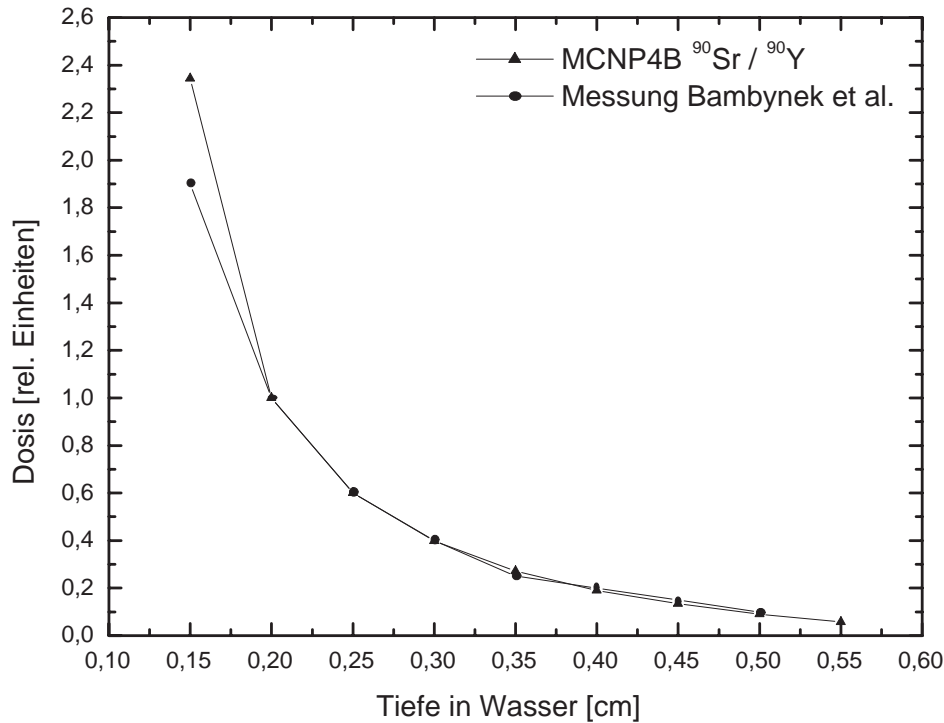


Abbildung 6.4: Vergleich der simulierten Tiefendosis der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle mit den von Bambynek et al. publizierten Meßwerten [BAM00]. Die Meßwerte wurden mit einem neuartigen Plastiksintillator Dosimeter in einem Phantom aus RW3 (Solid Water) aufgenommen. Beide Kurven sind auf die empfohlene Referenztiefe von 2 mm normiert.

### 6.3 Simulation der $\beta$ -Energie-Spektren

Zur Bestimmung der Tiefenabhängigkeit der  $\beta$ -Energie-Spektren der beiden Quellen wurden die Energiespektren in unterschiedlichen Tiefen in PMMA simuliert. Hierzu wurden die schon zur Simulation der Tiefendosiscurven verwendeten Geometrien (Phantom und Quellen) verwendet. Als Material wurde PMMA gewählt, um die tatsächlich vorhandenen Phantome nachzubilden.

Als Tally wurde der F2 Tally benutzt. Dies ist ein Oberflächentally, der den Teilchenfluß durch die angegebenen Oberflächen zählt. Es wurden nur Elektronen betrachtet, da die Änderung der  $\beta$ -Energie-Spektren untersucht werden sollte. Die möglichen Teilchenenergien ( $^{32}\text{P}$ : 0 bis 1,6 MeV,  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ : 0 bis 2,3 MeV) wurden in 60 gleich große Energiebins unterteilt, in die die Teilchen beim Durchqueren der Oberflächen je nach Energie reingezählt wurden. Es wurden jeweils  $10^6$  primär von der Quelle emittierte Elektronen simuliert. Die Abbildung 6.5 zeigt die Ergebnisse der Simulationen für die  $^{32}\text{P}$ - und die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle. Für beide Quelltypen zeigte sich, daß die Energiespektren mit zunehmender Tiefe im Plexiglas weicher wurden, die Spektren also zu niedri-

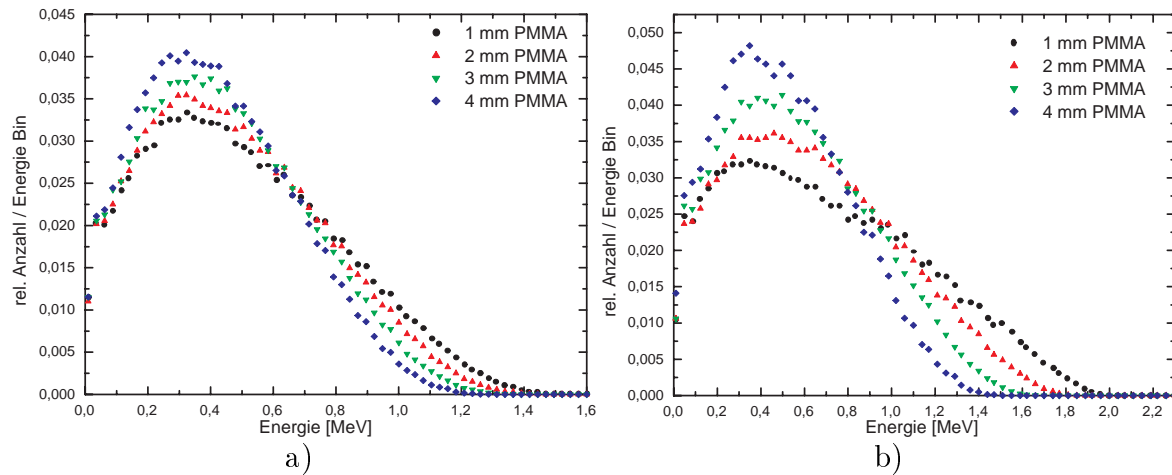


Abbildung 6.5: *Simulierte  $\beta$ -Energie-Spektren in unterschiedlichen Tiefen PMMA für die  $^{32}\text{P}$ - und die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle. Abbildung 6.5 a) zeigt die simulierte spektrale Energieverteilung der  $^{32}\text{P}$ -Quelle für Tiefen von 1 mm bis 4 mm in PMMA. Teil b) zeigt diese Energiespektren in den gleichen Tiefen für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle.*

geren Energien verschoben wurden. Dies läßt sich damit erklären, daß die Elektronen quasi kontinuierlich mit dem Phantommaterial wechselwirken und somit Energie verlieren. Die niederenergetischen Bins werden mit zunehmender Tiefe im PMMA stärker bevölkert und die Energiebins der hohen Energien werden immer leerer. Für die  $^{32}\text{P}$ -Quelle nimmt die maximale Energie der Elektronen von 1,45 MeV (in 1 mm PMMA) auf 1,20 MeV (in 4 mm PMMA) ab. Die maximale Energie der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle geht sogar um 0,57 MeV von 1,95 MeV (in 1 mm PMMA) auf 1,38 MeV (in 4 mm PMMA) zurück. Gleichzeitig bleibt für beide Quellen die mittlere Energie nahezu konstant ( $^{32}\text{P}$ : von 0,4 MeV in 1 mm Tiefe auf 0,3 MeV in 4 mm Tiefe,  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ : von 0,48 MeV (1 mm) auf 0,38 MeV (4 mm)). Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß die Elektronen mit hohen Energien abgebremst werden und dabei Energie verlieren, während die niederenergetischen Elektronen teilweise komplett gestoppt werden. Auf diese Art bleibt die Anzahl der niederenergetischen Elektronen nahezu erhalten, und die mittlere Energie bleibt annähernd konstant.



# Kapitel 7

## Untersuchung des MOSFET-Detektors

Die in dieser Arbeit untersuchten MOSFET-Detektoren waren eine Leihgabe der Firma Med-Tec<sup>1</sup>, die nur für sehr kurze Zeit zur Verfügung stand. Aus diesem Grund konnten nur sehr wenigen Experimente durchgeführt werden, die im folgenden beschrieben werden sollen.

### 7.1 Kalibrierung und Dosislinearität

Als erstes wurde untersucht, ob der Anstieg der Spannung der MOSFET-Detektoren linear zur applizierten Dosis ist, und die MOSFET demnach ein dosislineares Verhalten zeigen. Hierzu wurde analog zur Dosiskalibrierung der GafChromic Filme (siehe Kapitel 4.1) vorgegangen. Dazu wurde die als Absolutkammer verwendete Ionisationskammer vom Typ 23323 mit dem zugehörigen <sup>90</sup>Sr-Prüfpräparat kalibriert. Hierbei ergab sich ein Kalibrierfaktor  $k_v$  von

$$k_v = 0,9630 \pm 0,0002.$$

Zur anschließenden Bestrahlung der Absolutkammer in dem PMMA Phantom wurde der gleiche Meßaufbau benutzt, der auch schon zur Filmkalibrierung diente. Er wurde fünfmal mit jeweils 100 MU am medizinischen Linearbeschleuniger MDX-2 der Firma Siemens bestrahlt. Die verwendete Photonenenergie betrug 6 MV, und das Feld hatte eine Größe von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Der MOSFET-Detektor befand sich im Zentralstrahl. Es ergaben sich die in Tabelle 7.1 aufgeführten Werte.

Der aus der Bestrahlung der Absolutkammer im Meßaufbau resultierende Kalibrierfaktor ergab sich damit zu

$$k_t = 0,4692 \pm 0,0005.$$

---

<sup>1</sup>Med-Tec, Inc., 1401 8th Street, Orange City, IA 51041, USA

Messung	Referenzkammer [Gy]	Absolutkammer [Gy]
1	0,5041	1,0758
2	0,5052	1,0767
3	0,5052	1,0762
4	0,5053	1,0765
5	0,5048	1,0754
Mittelwert	$0,5049 \pm 0,0005$	$1,0761 \pm 0,0005$

Tabelle 7.1: *Ergebnisse der Bestrahlung der Absolutkammer im Meßaufbau für die Untersuchung des MOSFET*

Nun wurde die Absolutkammer gegen den MOSFET-Detektor ausgetauscht. Mit den zuvor bestimmten Kalibrierfaktoren ergab sich für die applizierte Dosis am Ort des MOSFET (siehe Gl. 4.9):

$$D_M = \frac{k_v}{k_t} \cdot D_{Ref} = 2,0532 \cdot D_{Ref}.$$

Der MOSFET wurde nun in dem Meßaufbau mit klar definierten Anzahlen von Monitorunits bestrahlt. Nach jeder einzelnen Bestrahlung wurde der MOSFET-Detektor ausgelesen und wieder auf Null eingestellt. Die angezeigten Spannungswerte (in mV), die zugehörigen Werte der Referenzkammer und die Monitorimpulsanzahl wurden notiert. Diese Werte befinden sich in tabellarischer Form im Anhang B.1. Der MOSFET wurde zuerst mit Monitorimpulsanzahlen von 50 bis 500 MU, und anschließend von 500 runter bis zu 50 MU bestrahlt, um eine eventuelle Hysterese in der Kurve aufzunehmen. Die Abbildung 7.1 zeigt die graphische Darstellung der Meßergebnisse. Aufgetragen ist für beide Meßreihen die Spannung des MOSFET gegen die applizierte Dosis. Es zeigte sich ein linearer Zusammenhang zwischen der am MOSFET abgelesenen Spannung und der applizierten Dosis. Der Konversionsfaktor  $k_{Photon}$  zur Berechnung der applizierten Dosis aus der MOSFET-Spannung ergab sich zu

$$k_{Photon} = 1,019 \cdot 10^{-2} \pm 0,051 \cdot 10^{-2} Gy/mV.$$

Aus Abb. 7.1 ist auch erkennbar, das der MOSFET keine Hysterese aufwies. Die im Anhang B.1 befindliche Tabelle beinhaltet neben den Meßwerten noch zusätzlich die Abweichungen der einzelnen Messungen von dem Konversionsfaktor  $k_{Photon}$ . Bis auf zwei Werte (1. Messung 75 MU und 2. Messung 300 MU) liegen alle Messungen innerhalb der üblichen 5 % Abweichung vom Konversionsfaktor.

Der MOSFET-Detektor zeigte bei den durchgeführten Messungen am medizinischen Linearbeschleuniger ein dosislineares Ansprechverhalten. Es zeigte sich keine Hysterese. Da der für jeden MOSFET-Detektor verschiedene Konversionsfaktor  $k_{Photon}$  nur einmal bestimmt werden muß, und die Auswertung des MOSFET sofort nach Bestrahlung

erfolgen kann, ist der MOSFET für dosimetrische Zwecke am medizinischen Linearbeschleuniger sehr gut geeignet.

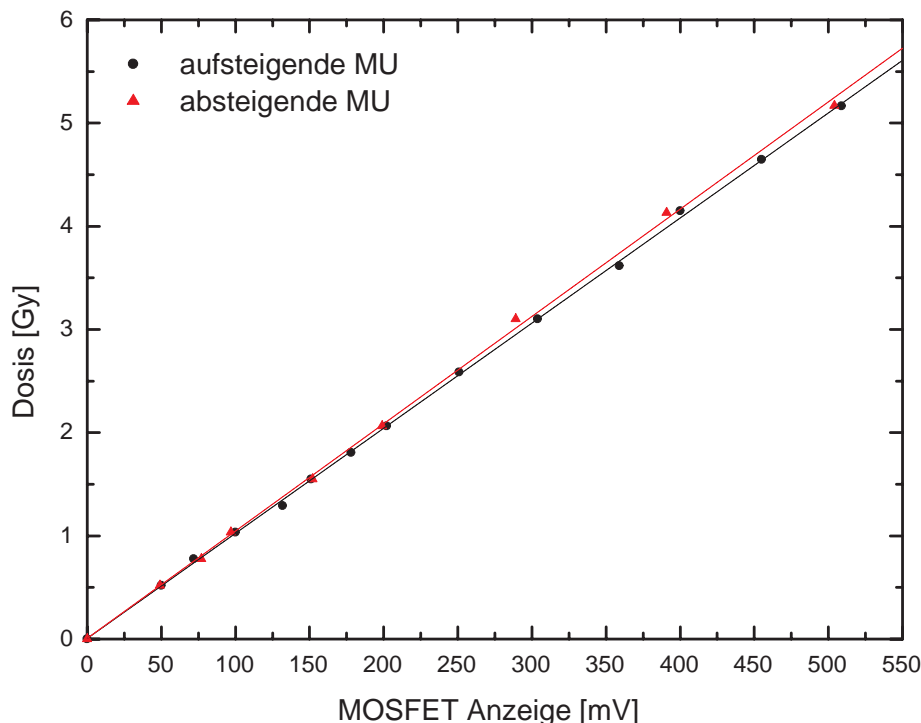


Abbildung 7.1: Auswertung der MOSFET-Messungen am linac MDX-2 mit 6 MV Photonenstrahlung. Für beide Meßreihen ist die MOSFET-Spannung gegen die applizierte Dosis aufgetragen. Es wurde kein Hystereseeffekt beobachtet. Die Ergebnisse sind unabhängig von der aufsteigenden oder absteigenden Monitorimpulszahl. Die Abbildung zeigt den linearen Zusammenhang zwischen der Dosis und der MOSFET-Spannung.

## 7.2 Tauglichkeit für die $\beta$ -Dosimetrie

Um zu überprüfen ob der MOSFET-Detektor auch ein geeignetes Dosimetriesystem für die bei der kardiovaskulären Brachytherapie verwandten  $\beta$ -Quellen ist, wurde das Ansprechverhalten des MOSFET mit der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle der Firma Novoste untersucht.

Die Messungen wurden in dem in Abbildung 5.5 dargestellten Phantom der Firma Novoste gemacht. Der MOSFET-Detektor wurde so im Phantom plaziert, das sich der sensitive Teil (unter der Epoxydkappe) im Abstand von 2 mm unter der Mitte der Quelle befand. Die Zuleitungen befanden sich hierbei auf einer Achse mit dem zum Quellentransport eingebauten Katheter. Um zu gewährleisten, das die Position des

MOSFET-Detektors während der Messungen unverändert blieb, wurde der Detektor mit Tesafilm an den oberen Teil des Meßphantoms geklebt. Die Epoxydschutzkappe befand sich an der zum unteren Teil des Phantoms zugewandten Seite des MOSFET-Detektors. So konnte gewährleistet werden, daß die Entfernung zwischen dem Detektor und der Quelle den geforderten 2 mm entsprach. Zwischen MOSFET-Detektor und dem unteren Teil des PMMA Phantoms wurde eine dünne Schicht aus flexiblem Plexiglasäquivalenten Material eingefügt, so daß die Epoxydschutzkappe des MOSFET sich in dieses Material hineindrücken konnte. Dies gewährleistete, daß sich innerhalb des Meßaufbaus keine die Meßergebnisse verfälschenden Lufteinschlüsse befanden.

Es wurden 4 Messungen durchgeführt, wobei sich die Quelle jeweils für unterschiedliche Zeit in dem Phantom befand. Nach jeder Messung wurde der MOSFET-Detektor ausgelesen und wieder auf Null gesetzt. Die Ergebnisse dieser Messung befinden sich in Tabelle 7.2. Die Solldosis errechnete sich aus der Dosisleistung der verwendeten Quelle in 2 mm Abstand (laut Zertifikat) und der Bestrahlungsdauer. Die Dosisleistung betrug laut Zertifikat für den verwendeten 40 mm Sourcestrahl

$$\left(\frac{dD}{dt}\right)_{Novoste} = 0,0874 \text{ Gy} / s .$$

Bestrahlungsdauer [s]	Solldosis [Gy]	MOSFET-Spannung [mV]
0	0,000	0,000
30	2,622	53
60	5,244	105
90	7,866	151
120	10,488	206

Tabelle 7.2: *Ergebnisse der Bestrahlung der Absolutkammer im Meßaufbau für die Untersuchung des MOSFET*

In Abbildung 7.2 sind die Ergebnisse der Messungen graphisch dargestellt. Es wurde die applizierte Dosis gegen die MOSFET-Spannung aufgetragen. Auch bei der Bestrahlung des MOSFET-Detektors mit der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle zeigte sich, genau wie bei der Bestrahlung mit dem  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Photonenfeld ein linearer Zusammenhang zwischen der applizierten Dosis und dem Anzeigewert des MOSFET-Detektors. Der hieraus bestimmte Konversionsfaktor betrug

$$k_{\beta} = 0,0506 \pm 0,0012 \text{ Gy} / \text{mV} .$$

Der am Linearbeschleuniger durch 6 MV Photonenbestrahlung bestimmte Konversionsfaktor weicht stark von dem mit der  $\beta$ -Quelle bestimmten Konversionsfaktor ab.

In beiden Fällen war der Zusammenhang zwischen der applizierten Dosis und der Spannung des MOSFET linear. Der MOSFET-Detektor benötigte aber bei der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle (mittlere Elektronenenergie: 0,934 MeV) eine um den Faktor Fünf höhere Dosis, um den gleichen Spannungswert anzuzeigen.

Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Dosis und der Spannung ist der MOSFET-Detektor auch für den Einsatz an endovaskulären Brachytherapie  $\beta$ -Quelle geeignet. Es müssen allerdings für den Einsatz an den  $\beta$ -Quellen eigene Konversionsfaktoren bestimmt werden.

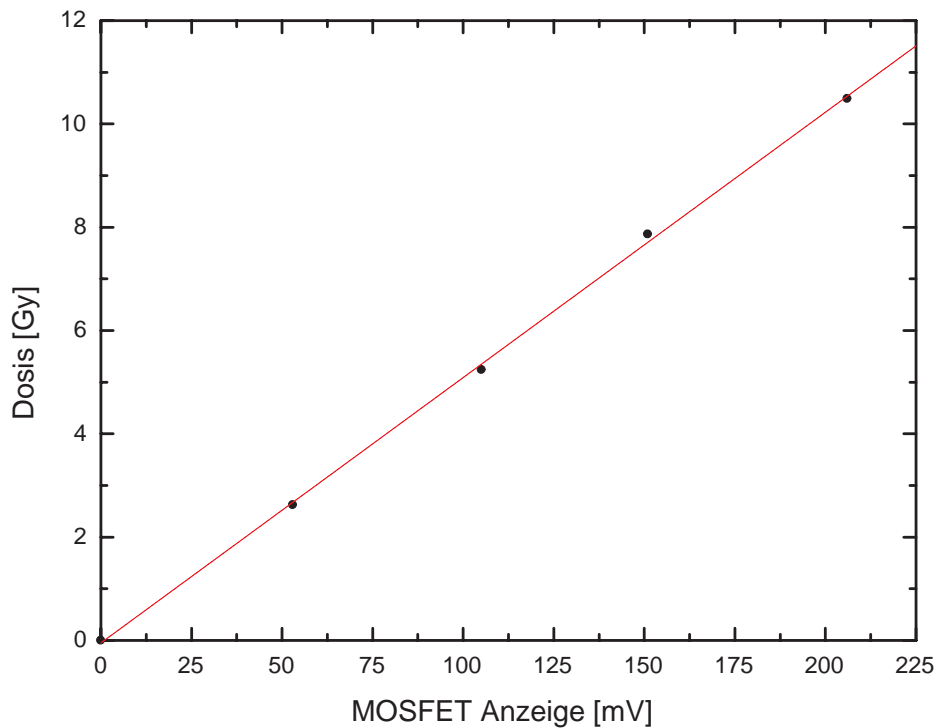


Abbildung 7.2: Auswertung der MOSFET-Messungen mit der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle. Aufgetragen ist die applizierte Dosis (berechnet aus der Bestrahlungsdauer und der Dosisleistung laut Zertifikat) gegen die MOSFET-Spannung. Auch hier zeigte sich, wie bei den Messungen am med. Linearbeschleuniger, ein linearer Zusammenhang. Es ergab sich als Konversionsfaktor  $k_{\beta} = 0,0506 \pm 0,0012 \text{ Gy/mV}$ .



# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Diplomarbeit wurden die dosimetrischen Eigenschaften von zwei selbstentwickelnden Filmdosimetern, den GafChromic Filmen MD-55-2 und HD-810, bestimmt. Diese Filme werden zur Dosimetrie an kardiovaskulären  $\beta$ -Quellen benutzt. Zuerst wurden die Filme an einem medizinischen Linearbeschleuniger mit Photonenstrahlung dosiskalibriert. Beide Filmtypen zeigten in dem untersuchten Dosisbereich (MD-55-2: 0 bis 33 Gy, HD-810: 0 bis 105 Gy) ein dosislineares Verhalten. Eine Bestrahlung mit zwei unterschiedlichen Photonenenergien (6 MV und 16 MV) ergab ein nichtenergieabhängiges Dosisanzeigeverhalten des GafChromic MD-55-2. Es wurde ein spezielles Verfahren zur Farbstabilisierung der GafChromic Filme (RCS) vorgestellt und untersucht. Mit diesem Verfahren konnte die Zeit zwischen Bestrahlung und Auswertung der Filme um 22 Stunden auf 2 Stunden nach Bestrahlung verkürzt werden.

Die im UKE zur kardiovaskulären Brachytherapie eingesetzten  $\beta$ -Quellen ( $^{32}\text{P}$  und  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ ) wurden mit den beiden Filmtypen auf ihre Dosishomogenität geprüft. Da die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle aus mehreren einzelnen Strahlern (Seeds) besteht, wurde die Reproduzierbarkeit der Quellenpositionierung, und die daraus eventuell resultierenden Unterschiede in der Dosisverteilung analysiert. Für beide Quellentypen ergaben sich deutliche Schwankungen in der applizierten Dosis (in 2 mm Abstand zur Quelle). Die  $^{32}\text{P}$ -Quelle wies Dosisschwankungen von bis zu 13,54 % innerhalb eines Films auf. Diese sind auf Unregelmäßigkeiten innerhalb der Quellenproduktion zurückzuführen. Die Unterschiede von 12 % (für den MD-55-2) und 17,5 % (HD-810) bei den durchgeführten Untersuchungen der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle resultieren nicht nur aus produktionsseitigen Schwankungen, sondern auch aus der Bauart der Quelle. Die einzelnen Seeds sind in der Lage sich innerhalb des Transportkatheters gegeneinander zu verkippen, so daß sich keine homogene Dosisverteilung einer Linienquelle ergibt, sondern eine Überlagerung von Dosisverteilungen mehrerer gegeneinander verkippter kurzer Linienquellen. Dies zeigte sich auch bei der Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Quellenpositionierung. Unmittelbar nacheinander durchgeführte Filmbestrahlungen führten für jeden Film zu einer anderen Dosisverteilung.

Um genauere Kenntnisse über die verwendeten zwei Quelltypen zu erlangen, wurden sowohl für die  $^{32}\text{P}$ - als auch die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle Monte-Carlo-Simulationen durch-

geführt. Mit dem Monte-Carlo-Code MCNP4B wurden die Tiefendosiskurven in Wasser und Plexiglas, und die Änderung der spektralen Energieverteilung mit zunehmender Tiefe in Plexiglas simuliert. Hierbei zeigte sich die gute Eignung der reinen  $\beta$ -Strahler für die kardiovaskuläre Brachytherapie. Sowohl für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle als auch die  $^{32}\text{P}$ -Quelle zeigte sich mit zunehmender Tiefe ein steiler Dosisabfall. Die applizierte Dosis der  $^{32}\text{P}$ -Quelle betrug in Wasser in 3 mm Tiefe 31 % und in 5 mm nur noch 3 % der Dosis in 2 mm Tiefe. Für die  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle ergaben sich 40 % (3 mm) und 9 % (5 mm) der Dosis in 2 mm Tiefe. Durch den Einsatz von  $^{32}\text{P}$  oder  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  als Quellenmaterial für die kardiovaskuläre Brachytherapie wird also sichergestellt, das eine Schonung des umliegenden Gewebes (speziell des Herzgewebes) gewährleistet ist.

Der untersuchte MOSFET-Detektor zeigte sowohl am medizinischen Linearbeschleuniger (Bestrahlung mit 6 MV Photonenstrahlung) als auch bei der Bestrahlung mit der  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -Quelle eine lineares Verhältnis zwischen applizierter Dosis und angezeigter Spannung. Er ist , im Gegensatz zu den GafChromic Filmen, unmittelbar nach der Bestrahlung auswertbar, und stellt somit eine vielversprechende Alternative zur Überprüfung der Quellen dar. Im Zusammenhang mit dem MOSFET-Detektor sind aber noch einige Fragestellungen zu klären, die, da der Detektor nur eine kurzzeitige Leihgabe der Firma Med-Tec war, im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden konnten. So muß noch untersucht werden ob, der MOSFET-Detektor ein energieabhängiges Ansprechverhalten besitzt und ob dies Ansprechverhalten abhängig ist, von der Richtung aus der er bestrahlt wird. Außerdem ist die genaue Position des dosissensitiven Teils des MOSFET bisher nicht bekannt. Da die  $\beta$ -Quellen aber, wie gezeigt, einen sehr steilen Dosisgradienten aufweisen, ist die Kenntnis der Lage, und damit des genauen Quellabstands des sensitiven Teils, unbedingt erforderlich.

# Anhang A

## Monte-Carlo-Simulation

### A.1 Inputfile: Tiefendosiskurve der $^{32}\text{P}$ -Quelle

espek1 – Guidantquelle: Tiefendosis, Eingangsspektrum, Zylindergeometrie  
c Cell Cards

```
1  1 -1.19 -1 -11 12 imp:e,p=1 $ rechts
2  1 -1.19 -2 1 -11 12 imp:e,p=1
3  1 -1.19 -3 2 -11 12 imp:e,p=1
4  1 -1.19 -4 3 -11 12 imp:e,p=1
5  1 -1.19 -5 4 -11 12 imp:e,p=1
6  1 -1.19 -6 5 -11 12 imp:e,p=1
7  1 -1.19 -7 6 -11 12 imp:e,p=1
8  1 -1.19 -8 7 -11 12 imp:e,p=1
9  1 -1.19 -9 8 -11 12 imp:e,p=1
10 1 -1.19 -10 9 -11 12 imp:e,p=1
11 1 -1.19 -1 -12 13 imp:e,p=1 $ Counting Cells
12 1 -1.19 -2 1 -12 13 imp:e,p=1
13 1 -1.19 -3 2 -12 13 imp:e,p=1
14 1 -1.19 -4 3 -12 13 imp:e,p=1
15 1 -1.19 -5 4 -12 13 imp:e,p=1
16 1 -1.19 -6 5 -12 13 imp:e,p=1
17 1 -1.19 -7 6 -12 13 imp:e,p=1
18 1 -1.19 -8 7 -12 13 imp:e,p=1
19 1 -1.19 -9 8 -12 13 imp:e,p=1
20 1 -1.19 -10 9 -12 13 imp:e,p=1
21 1 -1.19 -1 -13 14 imp:e,p=1 $ links
22 1 -1.19 -2 1 -13 14 imp:e,p=1
23 1 -1.19 -3 2 -13 14 imp:e,p=1
24 1 -1.19 -4 3 -13 14 imp:e,p=1
25 1 -1.19 -5 4 -13 14 imp:e,p=1
26 1 -1.19 -6 5 -13 14 imp:e,p=1
```

```
27  1 -1.19 -7 6 -13 14 imp:e,p=1
28  1 -1.19 -8 7 -13 14 imp:e,p=1
29  1 -1.19 -9 8 -13 14 imp:e,p=1
30  1 -1.19 -10 9 -13 14 imp:e,p=1
31  0 10 -11 14 imp:e,p=0
34  0 11 imp:e,p=0
35  0 -14 imp:e,p=0
```

c Surface Cards

```
1  cy 0.05
2  cy 0.1
3  cy 0.15
4  cy 0.2
5  cy 0.25
6  cy 0.3
7  cy 0.35
8  cy 0.4
9  cy 0.45
10 cy 0.5
11 py 2
12 py 0.1
13 py -0.1
14 py -2
```

mode p e

c Quellendefinition: zylindrische homogene Quelle entlang der y-Achse

```
sdef Par=3 pos 0 -1.35 0 rad=d1 axs 0 1 0 ext=d2 erg=d3
```

```
si1  0  0.023 $uniform sampling in circle with radius=0.023cm
```

```
sp1  -21  1
```

```
si2  0  2.7
```

```
sp2  -21  0
```

c

c Energiespektrum

c

```
#  si3  sp3
```

```
0  0
```

```
0.10166  0.04935
```

```
0.2063  0.06494
```

```
0.30321  0.07694
```

```
0.40517  0.08664
```

```
0.50565  0.09306
```

```
0.60434  0.09555
```

```
0.70169  0.0951
```

```

0.80351  0.09103
0.90428  0.08467
1.00342  0.07471
1.10196  0.06344
1.20511  0.04889
1.30291  0.03598
1.40086  0.0234
1.5055   0.01212
1.60538  0.00379
1.6953   3.99396e-4
M1  1000 8   8000 2   6000 5

```

c

```

f8:p,e 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 $ F8 Tally Energie Deposition in MeV per C
nps 1000000

```

## A.2 Quellendefinition für $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ Simulationen

c Quellendefinition: zylindrische homogene Quelle entlang der y-Achse

```

sdef Par=3 pos 0 -1.5 0 rad=d1 axz 0 1 0 ext=d2 erg=d3
si1  0  0.032 $uniform sampling in circle with radius=0.032cm
sp1  -21  1
si2  0  3
sp2  -21  0

```

c

c Energiespektrum

c

```

#  si3  sp3
0  0
0.10372  3.11853
0.19437  3.04077
0.30547  2.62562
0.40156  1.79391
0.4983   0.87217
0.60818  0.62581
0.69826  0.62683
0.80636  0.62804
0.89645  0.62906
1.00463  0.61902
1.11289  0.59773
1.20313  0.57624
1.29338  0.55475
1.40172  0.5222

```

1.49213	0.47821
1.60063	0.42316
1.70922	0.35686
1.79979	0.29035
1.90846	0.2128
1.99903	0.14629
2.10769	0.06874

# Anhang B

## MOSFET-Messungen

### B.1 MOSFET-Messungen: 6 MV Photonen

Monitorimpulse MU	$U_{MOSFET}$ mV	$D_{Referenz}$ Gy	$D_{korr}$ Gy	Konversionswertabweichungen Prozent
50	50	0,2528	0,5191	1,84
75	72	0,3779	0,7759	5,44
100	100	0,5038	1,0344	1,49
125	132	0,6289	1,2913	4,17
150	151	0,7546	1,5494	0,69
175	178	0,8800	1,8068	0,39
200	202	1,0056	2,0647	0,31
250	251	1,2587	2,5844	1,03
300	304	1,5100	3,1004	0,08
350	359	1,7618	3,6174	1,13
400	400	2,0199	4,1473	1,72
450	455	2,2626	4,6456	0,20
500	509	2,5161	5,1661	0,40
500	504	2,5169	5,1678	0,62
400	391	2,0121	4,1313	3,56
300	289	1,5108	3,1020	5,06
200	199	1,0059	2,0653	1,82
150	152	0,7547	1,5496	0,04
100	97	0,5037	1,0342	4,43
75	77	0,3780	0,7761	1,10
50	49	0,2525	0,5184	3,69

Tabelle B.1: *Meßwerte der MOSFET Bestrahlung am Linac MDX-2.*

# Literaturverzeichnis

- [ATT86] F. H. Attix *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*  
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986.
- [BAM00] M. Bambynek, D. Flühs, U. Quast, D. Wegener, C. G. Soares *A high-precision, high-resolution and fast dosimetry system for beta sources applied in cardiovascular brachytherapy*  
Med. Phys. 2000, Vol. 27, No. 4, 662-667.
- [BRI97] J. F. Briesmeister *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*  
RSICC, Oak Ridge, 1997.
- [CRO83] W. G. Cross, H. Ing, N. Freedman *A short atlas of beta-ray spectra*  
Phys. Med. Biol., 1983 Vol. 28, No. 11, 1251-1260.
- [DIN 6800-2] Deutsches Institut für Normung e. V. *DIN 6800-2 - Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung Teil2: Ionisationsdosimetrie*  
Beuth Verlag, Berlin, 1997.
- [DIN 6814] Deutsches Institut für Normung e. V. *DIN 6814 - Begriffe und Benennungen in der radiologischen Technik*  
Beuth Verlag, Berlin, 1985.
- [DIN 6817] Deutsches Institut für Normung e. V. *DIN 6817 - Dosimeter mit Ionisationskammern für Photonen- und Elektronenstrahlung zur Verwendung in der Strahlentherapie*  
Beuth Verlag, Berlin, 1984.
- [FRE00] T. Frenzel *Einsatz Intensitätsmodulierter Photonenfelder in der Strahlentherapie*  
Shaker Verlag, Aachen, 2000.
- [IAE99] IAEA *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiography*  
IAEA, Wien, 1999.

- [ICR37] International commission on radiation units and measurements *ICRU Report 37 - Stopping powers for electrons and positrons*  
ICRU Publications, Bethesda, 1984.
- [KEL98] P. O. Kellermann, A. Ertl, E. Gornik *A new method in radiochromic film dosimetry*  
Phys. Med. Biol. 1998, Vol. 43, 2251-2263.
- [KRI98/1] H. Krieger *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 1: Grundlagen*  
B. G. Teubner, Stuttgart, 1998.
- [KRI98/2] H. Krieger *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 2: Strahlungsquellen, Detektoren und klinische Dosimetrie*  
B. G. Teubner, Stuttgart, 1998.
- [LED78] C. M. Lederer, V. S. Shirley *Table of Isotopes, seventh edition*  
John Wiley & Sons, New York, 1978.
- [LUM99] Lumisys *Lumiscan 50/75/85 - Operators' Reference Guide*  
Lumisys, Sunnyvale, CA, 1999.
- [MEI96] A. S. Meigooni, M. F. Sanders, G. S. Ibbott, S. R. Szeglin *Dosimetric characteristics of an improved radiochromic film*  
Med. Phys. 1996, Vol. 23, No. 12, 1883-1888.
- [MUE91] P. J. Muench, A. S. Meigooni, R. Nath, W. L. McLaughlin *Photon energy dependence of the sensitivity of radiochromic film and comparison with silver halide film and LiF TLDs used for brachytherapy dosimetry*  
Med. Phys. 1991, Vol. 18, No. 4, 769-775.
- [NAT99] R. 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. 1999, Vol. 26, No. 2, 120-152.
- [PER91] D. H. Perkins *Hochenergiephysik*  
Addison-Wesley, Bonn, München, 1991.
- [POV96] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*  
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1996.
- [REI90] H. Reich *Dosimetrie ionisierender Strahlung*  
B. G. Teubner, Stuttgart, 1990.

- [REI97] L. E. Reinstein, G. R. Gluckman, H. I. Amols *Predicting optical densitometer response as a function of light source characteristics for radiochromic film dosimetry*  
Med. Phys. 1997, Vol. 24, No. 12 , 1935-1942.
- [REI98] L. E. Reinstein, G. R. Gluckman, A. G. Meek *A rapid colour stabilization technique for radiochromic film dosimetry*  
Phys. Med. Biol. 1998, Vol. 43, 2703-2708.
- [ROG95] D. W. O. Rogers, B. A. Faddegon, G. X. Ding, C.-M. Ma, J. Wei, T. R. Mackie *BEAM: A Monte Carlo Code to simulate radiotherapy treatment units*  
Med. Phys. 1995, Vol. 22, No. 5, 503-524.
- [SCH89] R. Schmidt *Scriptum zur Vorlesung Medizinische Strahlenphysik*  
Universität Hamburg, Hamburg, 1989.
- [SOU94] M. Soubra, J. Cygler, G. Mackay *Evaluation of a dual bias metal oxide-silicon semiconductor field effect transistor detector as radiation dosimeter*  
Med. Phys. 1994 Vol. 21, No. 4, 567-572.
- [WAK98] R. Waksman, P. W. Serruys *Handbook of Vascular Brachytherapy*  
Martin Dunitz, London, 1998.
- [WAK99] R. Waksman *Vascular Brachytherapy, second edition*  
Futura Publishing Company, Armonk, New York, 1999.

# Danksagung

Ich danke ...

- ... Herrn Prof. Dr. R. Schmidt für die außergewöhnlich interessante Aufgabenstellung, die Möglichkeit, eigene Forschungsschwerpunkte zu bilden, und die engagierte Betreuung.
- ... Herrn Prof. Dr. W. Scobel für die gute externe Betreuung und den Hinweis Herrn Prof. Dr. R. Schmidt auf ein Diplomarbeitsthema anzusprechen.
- ... Herrn Dipl.-Ing. H. Thurmann und Herrn Dipl.-Ing. M. Thom, die mir bei meinen Messungen an den kardiovaskulären Quellen stets behilflich waren.
- ... Herrn Dipl.-Phys. H. Kraus, Herrn Dipl.-Phys. T. Block und Herrn Dipl.-Ing. V. Platz, die jederzeit bereit waren meine Fragen zu beantworten.
- ... Herrn Dipl.-Phys. D. Albers, Herrn Dipl.-Phys. F. Cremers und Herrn Dipl.-Phys. T. Frenzel für so manche fruchtbare Diskussion und ihre Bereitschaft mir jederzeit hilfreich unter die Arme zugreifen.
- ... Frau Dr. C. Kausch und Herrn Dipl.-Phys. H. Duden für ihre Hilfe und stete Aufmunterung.
- ... meiner Familie und meiner Freundin, die mich immer wieder daran erinnern haben, daß es im Leben andere Dinge neben der Physik gibt.



Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und alle wesentlichen Hilfsmittel angegeben zu haben.

Hamburg, den 22. August 2000

Manuel Todorovic