



Institut für Materialphysik

Technische Universität Graz
Erzherzog-Johann-Universität



Dosimetrie kleiner und segmentierter Photonenfelder in der Präzisions-Strahlentherapie

Dissertation
DI Peter WINKLER

Graz, Oktober 2005

Betreuer:

Univ.-Prof. Dr. Peter Kindl
Institut für Materialphysik
Technische Universität Graz

Durchgeführt an der
Universitätsklinik für Strahlentherapie-Radioonkologie
LKH Univ. Klinikum Graz

Zusammenfassung

Moderne Methoden in der Radiotherapie verfolgen das Ziel der bestmöglichen konformalen Anpassung der Bestrahlungsfelder an das Zielvolumen, bei gleichzeitig größtmöglicher Schonung umliegender Strukturen. In der stereotaktischen Radiotherapie (SRT) kommen dabei häufig sehr kleine Felder zum Einsatz. Bei der intensitätsmodulierten Radiotherapie (IMRT) werden die Fluenzverteilungen der eingestrahlten Felder durch Segmentierung moduliert, was etwa bei der Erfassung konkaver Zielvolumina von Vorteil ist.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den physikalischen und messtechnischen Anforderungen an die Dosimetrie solcher Felder. Das Ansprechvermögen verschiedener Ionisationskammern, eines Festkörperdetektors und radiographischer Filme in Abhängigkeit von Photonenenergie und Dosisleistung, sowie der Einfluss der Detektorabmessungen auf die Messung werden untersucht [4]. Monte-Carlo Simulationen zur Bestimmung von Photonenenergiespektren und zur Dosisberechnung für spezielle Feldkonfigurationen werden durchgeführt.

Ein auf kalibrierten Filmen beruhendes System zur zweidimensionalen Planverifikation in der IMRT wird entwickelt und hinsichtlich seiner geometrischen und dosimetrischen Genauigkeit evaluiert [1].

Die klinische Umsetzung der untersuchten dosimetrischen Verfahren zur Kommissionierung des Bestrahlungsplanungssystems [2], periodischen Qualitätssicherung [3] und patientenbezogenen Planverifikation wird präsentiert.

Publikationen

- [1] Winkler P, Zurl B, Guss H, Kindl P und Stücklschweiger G. Performance analysis of a film dosimetric quality assurance procedure for IMRT with regard to the employment of quantitative evaluation methods. *Phys Med Biol*, 50(4): 643-654, 2005
- [2] Winkler P, Flitsch R, Stuecklschweiger G und Kindl P. Einfluss von Gewebeinhomogenitäten auf die Genauigkeit der Dosisberechnung in der IMRT. Medizinische Physik 2004 - Tagungsband der 35. DGMP Jahrestagung, ISBN 3-925218-84-X, 2004
- [3] Winkler P, Bergmann H, Stuecklschweiger G und Guss H. Introducing a system for automated control of rotation axes, collimator and laser adjustment for a medical linear accelerator. *Phys Med Biol* 48(9): 1123-1132
- [4] Winkler P und Stücklschweiger G. Möglichkeiten und Limitierungen der Dekonvolutionsmethode zur Dosimetrie kleiner Photonenfelder. Medizinische Physik 2002 - Tagungsband der 33. DGMP Jahrestagung, ISBN 3-925218-75-0, 2002

Dosimetry of small and segmented photon beams in high-precision radiotherapy

PhD - Thesis

DI Peter Winkler, October 2005

Department of Radiotherapy-Radiooncology
Univ. Medical School Graz, Austria

Supervisor: Univ. Prof. Dr. Peter Kindl
Institute of Materials Physics, Technical University Graz

Abstract

Up-to-date methods in radiotherapy strive for the best possible conformal adaptation of radiation fields to the target volume, while simultaneously sparing healthy tissues to the greatest possible extent. In stereotactic radiotherapy this is realised by the application of a high number of small photon beams. In the new field of intensity modulated radiotherapy (IMRT) the irradiated fields are segmented in a number of sub-fields, which leads to modulated fluence distributions. This method can help to improve the dose-to-target conformity even further.

The task of this work is to evaluate the physical and technical demands on the dosimetry of such photon beams. The detector response of several air-filled ionization chambers, a solid-state detector, and radiographic films is investigated with respect to photon energy and dose rate. The influence of detector dimensions on various measurements is examined. Monte-Carlo calculations are performed to simulate photon energy spectra and to study special beam-configurations.

A system for two-dimensional plan verification in IMRT based on absolute calibrated radiographic films is developed. The system's geometrical and dosimetric accuracy are evaluated.

The clinical implementation of the evaluated dosimetric procedures is presented. The latter includes commissioning of a dedicated treatment planning system, periodical quality assurance and patient-specific plan verification.

Danksagung

Ich möchte mich sehr herzlich bei den Leitern der Universitätsklinik für Strahlentherapie Graz, Univ. Prof. Dr. Arnulf Hackl beziehungsweise Univ. Prof. Dr. Karin Kapp, sowie beim leitenden Physiker, Univ. Doz. Dr. Georg Stücklschweiger, dafür bedanken, dass mir die Gelegenheit gegeben wurde, diese Arbeit an der Klinik durchzuführen.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer, Univ. Prof. Dr. Peter Kindl vom Institut für Materialphysik an der Technischen Universität Graz, für fachlich weiterleitende Gespräche, Supervision und nicht zuletzt für seine Geduld!

Graz, Oktober 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Allgemeines	1
1.1.1	Voraussetzungen und Rahmenbedingungen	3
1.1.2	Arbeitsthese	4
1.2	Beschreibung der Bestrahlungstechniken	5
1.2.1	Methoden zur exakten Lokalisation des Zielpunktes	5
1.2.1.1	"Virtuelle" oder CT-Simulation	5
1.2.1.2	Das Prinzip der stereotaktischen Lokalisation	5
1.2.2	Stereotaktische Radiotherapie am Linearbeschleuniger	6
1.2.2.1	Rotationstechnik mit Rundlochkollimatoren	6
1.2.2.2	Konformale Mehrfeldertechnik	8
1.2.3	Intensitätsmodulierte Radiotherapie (IMRT)	8
1.2.4	Konformale und dynamische konformale Pendeltechnik	11
2	Dosimetrie in der Strahlentherapie	13
2.1	Physikalische Grundlagen	13
2.1.1	Dosisermittlung nach der Sondenmethode	13
2.1.2	Elektronen-Photonen Schauer und spektrale Verteilungen in einem breiten Photonenstrahl	15
2.1.3	Zweidimensionale Dosimetrie und numerische Auswertung	17
2.2	Messaufgaben	18
2.2.1	Basisdatenmessung, Kommissionierung und Test des Planungssystems	18
2.2.2	Periodische Qualitätssicherung	22
2.2.3	Patientenbezogene Qualitätssicherung in der IMRT	22
3	Material	24
3.1	Linearbeschleuniger	24

3.2	Bestrahlungsplanungssysteme	28
3.3	Phantome	28
3.3.1	Wasserphantom	28
3.3.2	IMRT Phantom	29
3.3.3	Wachsphantom	30
3.3.4	Alderson-RANDO Phantom	30
3.4	Elektrometer und Detektoren	31
3.4.1	Elektrometer	31
3.4.2	Semiflex-Schlauchkammern	31
3.4.3	Wellhöfer Fingerhutkammern	32
3.4.4	Pin-Point Kammer	33
3.4.5	Diamantdetektor	34
3.4.6	Radiographische Filme	34
3.4.7	Thermolumineszenzdosimetrie	36
3.5	Monte Carlo Simulationen	36
4	Simulationsrechnungen	39
4.1	Allgemeines	39
4.2	Verifikation der Modellierung	40
4.3	Spektrale Verteilungen in Photonenfeldern unterschiedlicher Größe	41
4.4	Monte Carlo Simulationen spezieller Feldkonfigurationen	42
4.4.1	Outputfaktoren kleiner Felder	45
4.4.2	Halbschattenbreite an einer scharfen Feldgrenze	46
5	Charakterisierung von Detektoren	48
5.1	Volumen und Abmessungen - der Volumeneffekt	48
5.1.1	Punktmessungen	48
5.1.1.1	Messung von Outputfaktoren sehr kleiner Felder .	49
5.1.1.2	Messung der Ortsdosis für segmentierte Felder . .	50
5.1.1.3	Modellierung der Detektorantwortfunktion	52
5.1.1.4	Die Bedeutung des Detektorvolumens bei der Verifikation von Einzelfeldern in der IMRT	55
5.1.2	Profilmessungen	59
5.1.2.1	Korrektur des Volumeneffektes bei Profilmessungen durch Dekonvolution	61
5.2	Dosisleistungsabhängigkeit	64
5.2.1	Experimentelle Bestimmung der Dosisleistungsabhängigkeit des Diamantdetektors	66

5.2.2	Quantifizierung des Fehlers aufgrund der Dosisleistungsabhängigkeit bei segmentierten Feldern	69
5.3	Energieabhängigkeit	71
6	IMRT-Absolutdosimetrie mit Filmen	78
6.1	Funktionalität und Softwaretechnische Umsetzung	78
6.2	Genauigkeit der Methode - Fehlerabschätzung	80
6.2.1	Methode und Messverfahren	80
6.2.1.1	Dosimetrie	80
6.2.1.2	Positionierungsgenauigkeit und Geometrie	83
6.2.2	Ergebnisse	85
6.2.2.1	Dosimetrie	85
6.2.2.2	Positionierungsgenauigkeit und Geometrie	86
6.3	Diskussion	89
6.4	Berechnung und Interpretation des Gammakriteriums	90
7	Ergebnisse - Klinische Umsetzung	94
7.1	Basisdatenmessung und Kommissionierung des Bestrahlungsplanungssystems	94
7.1.1	Messung von Outputfaktoren und Querprofilen	94
7.1.2	Dosisberechnung bei Gewebeinhomogenitäten	96
7.2	Dosimetrie zur periodischen Qualitätssicherung	103
7.3	Patientenbezogene Dosimetrie – Planverifikation	104
	Literaturverzeichnis	106
	Abkürzungsverzeichnis	112

Teil 1

Einleitung

1.1 Allgemeines

Es ist das Bestreben der Strahlentherapie, Tumoren – oder, allgemeiner formuliert, Zielvolumen – so exakt wie möglich bei gleichzeitig bestmöglicher Schonung des umliegenden Gewebes zu erfassen. Das bezieht sich zum einen auf die genaue Umfassung des Zielvolumens im geometrischen Sinn, und zum anderen auf die exakte Dosimetrie der applizierten Strahlenfelder. So entwickelte sich die Therapie von der Anwendung großer, rechteckig begrenzter Felder hin zur konformalen Strahlentherapie. Dabei werden die Felder basierend auf tomographischen Bildern mit individuellen Blöcken an die Kontur des Zielvolumens angepasst. Es ist damit eine engere, "konformale" Anpassung der Referenzisodose an das Zielvolumen zu erreichen. Doch auch diese Behandlungsform stößt in manchen Fällen an ihre Grenzen. Der nächste Entwicklungsschritt – die intensitätsmodulierte Strahlentherapie – bedient sich deshalb der Fluenzmodulation zur verbesserten Anpassung des Isodosenverlaufes an das Zielvolumen.

Nach dem ICRU-Konzept [1, 2] muss die örtliche Unsicherheit bei der Lokalisation des klinischen Zielvolumens durch einen Sicherheitssaum entsprechender Breite erfasst werden, der um das klinische (in der Bildgebung sichtbare) Zielvolumen gelegt wird und auch noch mit der gewünschten Dosis belastet werden muss. Diese örtlichen Unsicherheiten umfassen die Bildgebung, Lagerung, Organbewegung, Lokalisation und mechanische Ungenauigkeiten des Bestrahlungsgerätes und müssen bei der Bestrahlungsplanung bekannt sein. Das vergrößerte Zielvolumen wird als Planungs-Zielvolumen (PTV) bezeichnet. Zur Schonung des umliegenden Gewebes ist es natürlich erstrebenswert, diese Unsicherheiten und somit

die Breite des Sicherheitssaumes so gering wie möglich zu halten. Das gelingt vorderhand vor allem durch exakte Lokalisations- und Positionierungstechniken. In jüngster Zeit gibt es darüber hinaus Bestrebungen, die Position des Patienten oder gar des Zielvolumens am Bestrahlungstisch röntgenbildgesteuert unmittelbar vor Beginn jeder einzelnen Behandlung zu kontrollieren und gegebenenfalls zu korrigieren.

Ein Spezialgebiet stellt die Radiochirurgie, also die radiotherapeutische Präzisionsbehandlung von Tumoren im Bereich des Schädels, dar. Dazu werden neben dem eigens dafür entwickelten Leksell GammaKnife zunehmend speziell adaptierte Elektronenlinearbeschleuniger eingesetzt. Ziel dieser Behandlung ist es, durch fokussierte Einstrahlung vieler Felder aus unterschiedlichen Richtungen einen möglichst steilen Dosisgradienten zu erreichen.

Die genannten Bestrahlungstechniken stellen aber nun aus mehreren Gründen gesteigerte Anforderungen an die Dosimetrie. Zum einen werden dabei kleinste Felder, oft mit einer Querschnittsfläche unter 1 cm^2 , appliziert. Die Fluenzmodulation in der intensitätsmodulierten Strahlentherapie wird durch Applikation einer großen Anzahl von Feldsegmenten erreicht, deren Grenzen mitten durch das Zielvolumen laufen. Es ist somit erforderlich, die Halbschattenbereiche an den Feldgrenzen sowie die Streustrahlungseffekte exakt zu erfassen, da diese nach Aufsummierung über alle Segmente erhebliche Dosisbeiträge im Zielvolumen liefern. Zu berücksichtigen sind auch mögliche Verschiebungen im Photonenenergiespektrum. Die von der AAPM [3] empfohlene Verifikation der Dosisberechnung in der intensitätsmodulierten Strahlentherapie schließlich erfordert ein System zur integrierenden 2- oder 3-dimensionalen Dosimetrie mit hoher örtlicher Auflösung.

Die experimentelle Bestimmung des Energiespektrums in einem therapeutischen Photonenstrahl ist wegen der hohen Intensität des Strahls nur schwer möglich. Das gilt im Besonderen, wenn auch die spektrale Verschiebung mit zunehmender Tiefe auf Grund von Compton-Streueffekten in einem ausgedehnten Phantom berücksichtigt werden soll. Als Alternative zur experimentellen Bestimmung bietet sich hier die rechnerische Bestimmung mit dem Monte Carlo Simulationsverfahren an [4, 5, 6, 7]. Dieses Verfahren bietet auch die Möglichkeit, die Orts- und Winkelverteilungen von Photonen und Sekundärelektronen aufzuzeichnen. Das Monte Carlo Verfahren wird darüber hinaus häufig zur Dosisberechnung in der Strahlentherapie und, wie auch in dieser Arbeit, als Referenz für dosime-

trische Methoden herangezogen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es nun, die Tauglichkeit einer Reihe von Detektoren für die Dosimetrie kleiner und segmentierter Felder unter Berücksichtigung der oben genannten speziellen Anforderungen zu bestimmen. Wo es möglich ist, werden Algorithmen zur Korrektur systematischer Messfehler entwickelt. Einen besonderen Schwerpunkt bildet die Filmdosimetrie, die mit der Verbreitung der intensitätsmodulierten Strahlentherapie und den damit verbundenen Anforderungen an die Messtechnik eine Renaissance erlebt. Verschiebungen im Photonenenergiespektrum in Abhängigkeit von Parametern wie Feldgröße, Tiefe im Phantom oder Ausblockung werden im Hinblick auf die dosimetrische Relevanz untersucht.

Die physikalischen Messungen beschränken sich bewusst auf den Einsatz gängiger, preisgünstiger Detektoren, wie sie für die Dosimetrie in der konventionellen Strahlentherapie zum Einsatz kommen.

1.1.1 Voraussetzungen und Rahmenbedingungen

Im Jahr 2002 wurde an der Universitätsklinik für Strahlentherapie-Radioonkologie am LKH Universitätsklinikum Graz ein Linearbeschleuniger für Präzisionsbestrahlungen adaptiert: das Gerät wurde mit einem micro Multi-Leaf Kollimator ausgestattet, der auch dynamische Behandlungen ermöglicht. Alternativ können spezielle Kollimatoren mit konischer Bohrung für radiochirurgische Pendel-Bestrahlungen angebracht werden. Zusätzlich wurde ein System zur stereotaktischen Lokalisation implementiert.

Seit dem Jahr 2002 stehen hier auch zwei Bestrahlungsplanungssysteme zur Verfügung, die über Algorithmen zur Berechnung intensitätsmodulierter Felder verfügen ("*inverse Bestrahlungsplanung*").

Die klinische Umsetzung dieser Modalitäten erfordert physikalische Qualitätssicherungsmaßnahmen, die man in drei Gruppen zusammenfassen kann: Kommissionierung und Test des Bestrahlungsplanung- und Applikationssystems, periodische Qualitätssicherung und patientenbezogene Validierung des Bestrahlungsplans.

1.1.2 Arbeitsthese

Die Dosimetrie kleiner und segmentierter Felder in der Präzisions-Strahlentherapie stellt besondere Anforderungen an die verwendeten Messsysteme. Um die erforderlichen Messungen mit ausreichender Genauigkeit durchführen zu können, ist die Auswahl eines entsprechenden Satzes von Detektoren erforderlich. Es ist dabei jedoch unabdingbar, eine Reihe von physikalischen Effekten bei den Messungen zu berücksichtigen.

- Im Rahmen dieser Arbeit werden einige luftgefüllte Ionisationskammern von unterschiedlichem Bau und Volumen, weiters ein Festkörperdetektor, Thermolumineszenzdosimeter und radiographische Filme untersucht. In einem ersten Schritt werden das Ansprechvermögen in Abhängigkeit von Dosisleistung und Photonenenergiespektrum, sowie die Bedeutung des Detektorvolumens für das Messergebnis der genannten Detektoren für die unterschiedlichen Messsituationen untersucht.
- Zur Berechnung von Photonenenergiespektren für verschiedene Feld/Phantom-Konfigurationen werden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Weiters werden Ergebnisse von Simulationsrechnungen als Referenz zur Dosimetrie besonders kleiner Felder beziehungsweise von Feldrändern herangezogen. Daraus wird die Bedeutung des Volumeneffektes, der auf die endlichen Detektorabmessungen zurückzuführen ist, modelliert.
- Wo es erforderlich und auch möglich ist, werden danach Algorithmen zur Korrektur der oben angesprochenen systematischen Fehler entworfen und getestet. Darauf aufbauend kann die Dosimetrie zur Kommissionierung und initialen Qualitätssicherung durchgeführt werden.
- Einen Schwerpunkt stellt weiters die Entwicklung eines Systems zur Absolutdosimetrie mit Filmen für die patientenbezogene Qualitätssicherung dar. Dieses in eine grafische Benutzeroberfläche integrierte System umfasst Werkzeuge zur quantitativen Analyse der Übereinstimmung von Messung und entsprechender Dosisplanung in einer Ebene. Das System wird hinsichtlich geometrischer und dosimetrischer Genauigkeit evaluiert.
- Zuletzt wird die klinische Umsetzung der beschriebenen dosimetrischen Verfahren präsentiert.

1.2 Beschreibung der Bestrahlungstechniken

In diesem Abschnitt werden die untersuchten Bestrahlungstechniken in aller Kürze vorgestellt. Eine ausführliche Darstellung der jeweiligen Komponenten, Methoden, oder Behandlungsbläufe würde hier zu weit führen, es wird daher auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen. Die Auflistung folgt in groben Zügen der historischen Entwicklung.

1.2.1 Methoden zur exakten Lokalisation des Zielpunktes

Die exakte Lokalisation einer Läsion sowie der umgebenden Strukturen ist eine wesentliche Voraussetzung für Spezialtechniken in der modernen Strahlentherapie. Dies gilt im Besonderen für Behandlungen im Schädel- und Halsbereich.

In der konventionellen Strahlentherapie wird der Zielpunkt der geplanten Felder – das Isozentrum – unter Durchleuchtung an einem diagnostischen Durchleuchtungsgerät mit digitalem Bildwandler aufgesucht. Als Vorlage dienen die Planungs-Computertomographie (CT), in der das Isozentrum markiert ist, und digital rekonstruierte Radiographien (DRR). Dieser Vorgang wird üblicherweise als "Simulation" bezeichnet. Die damit erreichbare Genauigkeit ist aber für Präzisionsbestrahlungen unter Umständen nicht ausreichend.

1.2.1.1 "Virtuelle" oder CT-Simulation

Bei der sogenannten virtuellen Simulation werden die Projektionslinien der orthogonalen Raumlasers vor der CT auf dem Patienten, beziehungsweise der Maske, mit Drahtkreuzen markiert. Diese Markierungen sind auf den CT-Bildern sichtbar, sodass nach Festlegung des Bestrahlungsisozentrums der Verschiebungsvektor vom ursprünglichen Markierungspunkt zum Isozentrum bestimmt werden kann. Dieser Vektor kann an das Steuersystem der beweglich montierten Raumlasers übertragen werden, die danach das festgelegte Isozentrum anfahren. Die Projektionslinien werden danach auf der Haut oder der Maske markiert.

Die virtuelle Simulation ist die bevorzugte Methode zur Lokalisation von Zielpunkten bei Präzisionsbehandlungen im Körperstammbereich.

1.2.1.2 Das Prinzip der stereotaktischen Lokalisation

Eine besonders präzise Möglichkeit zur Auffindung des Zielpunktes bietet die stereotaktische Lokalisation. In den 1970er Jahren wurden die ersten auf tomographischen Bildern (CT, MR) beruhenden Systeme zur stereotaktischen Loka-

lisation entwickelt. Dabei trägt der Patient während der Bildgebung den sogenannten stereotaktischen Grundring. Dieser ist entweder invasiv über Schraubenfixierung am Schädel (Abbildung 1.1a) oder durch ein starres Maskensystem (Abbildung 1.1b) mit dem Patienten verbunden. Die invasive Fixierung wird nur bei unfraktionierten Bestrahlungsserien gewählt, bei fraktionierten Serien mit 3 bis zu 25 Sitzungen wird ein Maskensystem zur reproduzierbaren Lagerung eingesetzt.

Auf diesen stereotaktischen Grundring wird ein "*localizer*" (Abbildung 1.1c) aufgesetzt, dessen Aufbau mit N-förmig eingearbeiteten Referenzstäben auf jedem Schnittbild Referenzpunkte hinterläßt. Aus diesen Referenzpunkten können Position und Orientierung der Schichten relativ zum Grundring softwaregestützt bestimmt werden.

Der Zielpunkt, also das bei der Bestrahlungsplanung festgelegte Isozentrum, wird auf den "*target positioner*" (Abbildung 1.1d) übertragen, der wiederum starr mit dem Grundring verbunden wird. Mit Hilfe dieses Aufsatzes wird der Patient so am Behandlungstisch positioniert, dass das bei der Planung festgelegte Isozentrum im Rotationsisozentrum des Linearbeschleunigers zu liegen kommt.

1.2.2 Stereotaktische Radiotherapie am Linearbeschleuniger

Die stereotaktische Radiotherapie an normalen medizinischen Linearbeschleunigern (dafür wird auch der Ausdruck "Radiochirurgie", meist im Zusammenhang mit Einzeitbestrahlungen, verwendet) bietet die Möglichkeiten, mit relativ geringem technischem Zusatzaufwand Präzisionsbestrahlungen durchzuführen. Medizinische Linearbeschleuniger finden breite Anwendung in der Tumorthherapie und sind daher in großer Zahl verfügbar.

1.2.2.1 Rotationstechnik mit Rundlochkollimatoren

Die Linearbeschleuniger-basierte stereotaktische Strahlentherapie wurde von 1988 von *W. Lutz* und *K.R. Winston* eingeführt [8]. Es wurden dabei zusätzliche Kollimatoren mit Rundlochbohrungen zwischen 12.5 und 30 mm Durchmesser verwendet, die außen an den Linearbeschleuniger-Kopf montiert werden. Durch diese Kollimatoren wird ein sehr steiler Dosisabfall am Feldrand erzeugt. Das wesentliche Verdienst der genannten Autoren besteht in der Entwicklung eines Qualitätssicherungskonzeptes, mit dessen Hilfe die Übereinstimmung der Rotationsachsen von Gantry, Tisch und Kollimator geprüft werden kann.



(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 1.1: Illustrationen zur stereotaktischen Lokalisation;
 (a): invasive Fixierung des Grundringes mit Schrauben am Schädel;
 (b): Verbindung des Grundringes mit dem Kopf über ein Maskensystem;
 (c): Durchführung eines CT-Scans mit aufgesetztem Localizer;
 (d): Positionierung am Behandlungstisch mit Target Positioner;

Mit solchen Rundlochkollimatoren werden durch sequentielle Bestrahlung von etwa 4 bis 6 Pendelfeldern annähernd sphärische Dosisverteilungen um den Fokus erzeugt. Diese Verteilungen zeichnen sich durch einen steilen Dosisgradienten am Rande aus, was auf die hohe Anzahl von Einstrahlrichtungen zurückzuführen ist. Zur Erfassung typischer klinischer, also nicht-sphärischer Zielvolumina ist es normalerweise erforderlich, mehrere Isozentren und somit auch mehrere Pendelfelder zu setzen. Damit verbunden ist aber immer eine Reduktion der Dosisinhomogenität im Zielvolumen. Aufgrund des hohen Zeitaufwands werden bei dieser Methode in der Praxis maximal drei Isozentren gesetzt.

1.2.2.2 Konformale Mehrfeldertechnik

Bei dieser Technik, für die im weiteren Text die Bezeichnung *conformal beam* (CB) verwendet wird, werden etwa 6 bis 10 nicht-koplanare Felder isozentrisch auf das Zielvolumen gesetzt. Die Feldbegrenzungen werden entweder mit Hilfe von individuell gegossenen Bleiblöcken oder mit einem Multileaf Kollimator (MLC) konformal an die Projektion des Zielvolumens unter der gegebenen Einstrahlrichtung angepasst. Da die stereotaktische Radiotherapie mit gegossenen Blöcken nicht einmal historisch wirklich von Bedeutung ist, wird diese Technik im weiteren nicht mehr behandelt.

Anstelle der integrierten MLCs, die meist eine Leafbreite von 10 mm aufweisen, werden in den letzten Jahren zunehmend micro-Multileaf Kollimatoren (mMLC) mit Leafbreiten in der Größenordnung von 2 bis 5 mm (je nach Hersteller) verwendet [9, 10], die außen an den Linearbeschleuniger-Kopf montiert werden. Von Bortfeld [11] wurde gezeigt, dass Lamellenbreiten unter 2 mm bei 6 MeV Photonen in Gewebe keine weitere Verbesserung hinsichtlich der Dosiskonformität mehr erwarten lassen.

Der Vorteil dieser Technik liegt darin, dass auch Zielvolumina, deren Gestalt von der Kugelform abweichen, mit nur einem Isozentrum erfasst werden können, was die Behandlungszeit kurz hält und gute Homogenität im Zielvolumen ermöglicht.

1.2.3 Intensitätsmodulierte Radiotherapie (IMRT)

Besondere Anforderungen an die Dosisplanung stellen konkav geformte Zielvolumina. Mit der oben beschriebenen konventionellen konformalen Technik unter Einsatz von drei bis fünf Feldern lassen sich solche Konkavitäten nicht aussparen. Liegt in diesem Bereich besonders schützenswertes Gewebe, so dass die Dosis dort niedrig gehalten werden muss, so kann das oft nur durch Dosisreduktion im

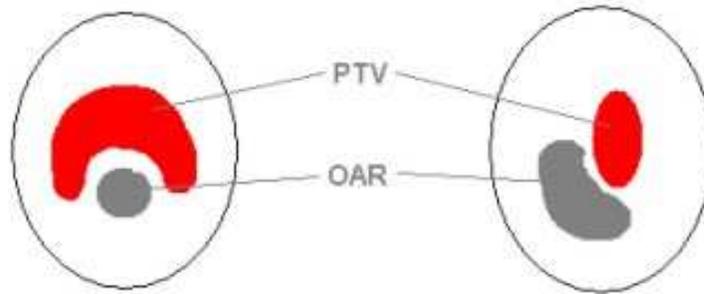


Abbildung 1.2: Beispiele für potenzielle Einsatzgebiete der IMRT; links: konkaves Zielvolumen (PTV); rechts: konvexes PTV mit angrenzendem Risikoorgan (OAR);

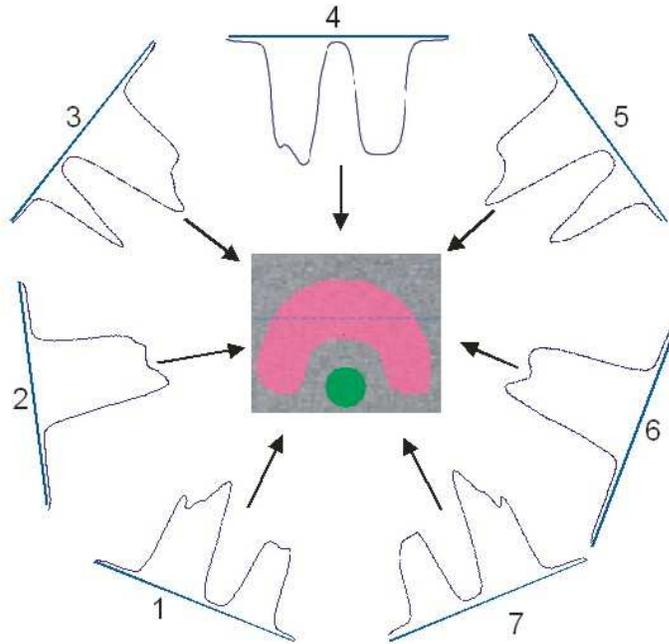
angrenzenden Bereich des Zielvolumens erreicht werden.

Ähnlich stellt sich die Situation dar, wenn Zielvolumen und Risikostrukturen über einen größeren Bereich eng aneinander liegen (Abb. 1.2).

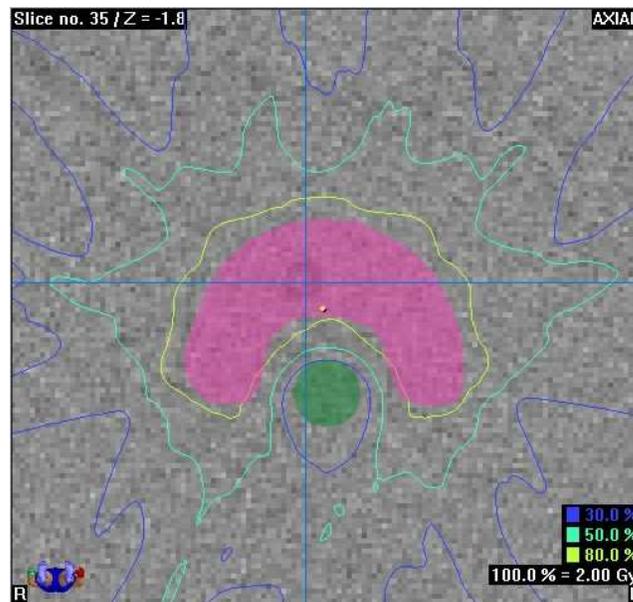
Es ist in diesem Fall also erforderlich, die Anzahl der Felder deutlich zu erhöhen, dabei die Risikobereiche individuell zu blocken und durch relative Gewichtung eine Annäherung an die Dosierungsvorgaben zu erreichen. Hier bietet die Intensitätsmodulation Abhilfe. Die Idee dieser Technik besteht darin, die zweidimensionale Fluenzverteilung der eingestrahelten Felder jeweils so zu modulieren, dass unter Aufrechterhaltung der Dosishomogenität im PTV *gezielt* die Dosis in bestimmten Arealen der Umgebung reduziert wird.

Diese Fluenzmodulation kann durch geeignet profilierte Kompensatoren, die in den Strahlengang geschoben werden, erreicht werden. Die wesentlich weiter verbreitete Methode ist jedoch die Aufteilung ("Segmentierung") der Felder in mehrere Teilfelder, die mit Hilfe eines computergesteuerten Multi-Leaf Kollimators sequentiell appliziert werden. Die Bestrahlung einer großen Anzahl von Feldern mit unterschiedlichen Gantrywinkeln wird also durch Segmentierung einer geringeren Anzahl von Feldern (üblicherweise 5 bis 7) ersetzt.

In Abbildung 1.3 ist dieses Prinzip schematisch dargestellt (zur Dosisberechnung am Phantom wurde das Bestrahlungsplanungssystem Brainscan eingesetzt, siehe Abschnitt 3). Sie zeigt die aus der Überlagerung von sieben eindimensional modellierten Fluenzprofilen resultierende zweidimensionale Dosisverteilung zur Erfassung eines konkaven PTV. Bei Betrachtung der Isodosenlinien zeigt sich, dass tatsächlich eine deutliche Dosisreduktion im Bereich des Risikoorgans bei



(a) Fluenzprofile



(b) Dosisverteilung

Abbildung 1.3: Prinzip der IMRT; Fluenzprofile für 7 Felder bei Bestrahlung eines hufeisenförmigen Planungszielvolumens mit eingebettetem Risikoorgan; unten ist die resultierende Dosisverteilung in der entsprechenden Schicht dargestellt; Weitere Erläuterungen im Text;

fast vollständiger Erfassung des PTV gelingt.

Zur Berechnung der Fluenzmodulationen verfügen Bestrahlungsplanungssysteme (BPS) der neueren Generation über spezielle Algorithmen. Diese arbeiten nach folgendem Schema: Für alle eingezeichneten Strukturen (PTV, OAR) und Teilvolumina davon können Dosierungsziele wie Minimal- oder Maximaldosis angegeben werden. Ausgehend von homogenen Fluenzprofilen erstellt der Algorithmus eine Zielfunktion als Maß für die Abweichung der Berechnung von den Zielvorgaben. Diese Zielfunktion wird dann iterativ minimiert, der Algorithmus gelangt schlussendlich zu idealisierten zweidimensionalen Fluenzprofilen für alle beteiligten Felder.

Zuletzt müssen noch Feldsegmente berechnet werden, die diese Profile bestmöglich approximieren. Dieser Schritt wird als *Segmentierung* bezeichnet. Je nach technischer Ausrüstung können statische ("*step and shoot*") oder dynamisch applizierbare Feldsegmente ("*sliding window*") erstellt werden. Bei den letztgenannten wird der Strahl während der Lamellenbewegung nicht unterbrochen, die gewünschte Intensitätsmodulation wird über variable Geschwindigkeit der Lamellen erreicht.

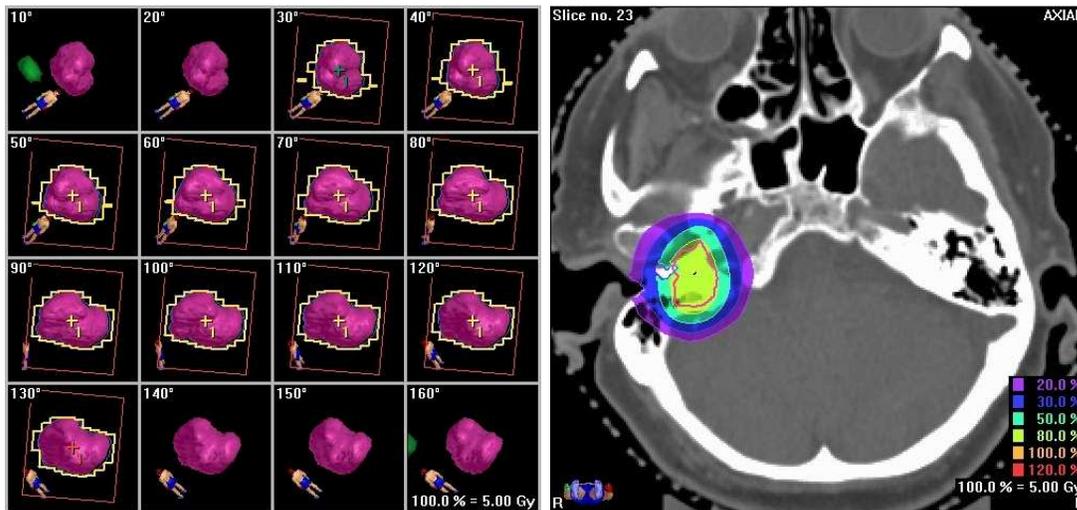
Die IMRT ist grundsätzlich kombinierbar mit einer stereotaktischen Lokalisationstechnik.

1.2.4 Konformale und dynamische konformale Pendeltechnik

Bei der konformalen Pendeltechnik werden 5 bis 7 isozentrische Pendelfelder auf das Zielvolumen gerichtet. Dazu wird bei verschiedenen Winkelstellungen des Patiententisches die Gantry jeweils über einen Winkelbereich von ca. 140° gependelt, wobei der Strahl währenddessen auf konstanter Dosisleistung gehalten wird. Mit Hilfe des MLC wird für jedes einzelne Pendelfeld eine Begrenzung gewählt, die das Zielvolumen über den gesamten Winkelbereich umfasst.

Bei der dynamisch-konformalen Pendelbestrahlung (engl. *dynamic conformal arcs*, DCA) handelt es sich um eine Weiterentwicklung dieser Technik [12, 13]. Hier wird vom Planungssystem in bestimmten Winkelschritten die Lamellenkonfiguration zur optimalen Erfassung des Zielvolumens individuell berechnet (Abbildung 1.4).

Bei der Behandlung führt der MLC die Lamellen in kontinuierlicher Bewegung ohne Strahlunterbrechung an die berechneten Positionen. Damit läßt sich



(a) Feldgrenzen

(b) Dosisverteilung

Abbildung 1.4: Dynamisch-konformale Pendeltechnik (DCA);
 (a): Anpassung der vom MLC geformten Feldgrenze (gelbe Linie) an das Zielvolumen (rot) in 10° Gantry-Winkelschritten.
 (b): Dosisverteilung (exemplarisch); charakteristisch ist der steile Dosisabfall zwischen 80% und 20% Isodose.

sowohl eine konformale Dosisanpassung an das Zielvolumen als auch gute Homogenität erreichen. Gleichzeitig wird durch die Verteilung der Einstrahlrichtungen über einen weiten Bereich das Volumen des Normalgewebes, das mit Dosen von etwa 20 bis 50% belastet wird, gering gehalten. Diese Technik verbindet somit gewissermaßen die Vorteile der Rotationstechnik mit denen der konformalen Mehrfeldertechnik.

Die dynamisch-konformale Pendelbestrahlung eignet sich vor allem für Zielvolumen mit 3 bis 5 cm Durchmesser, deren Gestalt von der Kugelform nicht zu stark abweicht.

Teil 2

Dosimetrische Aufgaben in der Strahlentherapie

2.1 Physikalische Grundlagen

2.1.1 Dosiermittlung nach der Sondenmethode

Ionisationskammermessungen zur Absolutdosisbestimmung in der Strahlentherapie werden üblicherweise nach der Sondenmethode in Wasser oder einem äquivalenten Material, also nicht Frei-Luft, durchgeführt. Dabei wird eine Sonde in ein Phantom eingebracht, in deren Material ersatzweise für das umgebende Material eine Sondenenergiedosis erzeugt wird. Die Anzeige des Messgerätes muss danach mit Hilfe von Korrekturfaktoren in die Energiedosis umgerechnet werden, die im Phantom ohne Anwesenheit der Sonde an deren Stelle deponiert werden würde.

Wenn in einem Volumenelement des Phantommaterials die von Photonen auf Sekundärelektronen übertragene, und von diesen aus dem Volumenelement hinaus transportierte, Energie gleich der von Sekundärelektronen in das Volumenelement hinein transportierten und darin verbleibenden Energie ist, spricht man von Sekundärelektronengleichgewicht (SEG). In diesem Fall verhalten sich die in zwei verschiedenen Materialien erzeugten Energiedosen wie die Massenenergieabsorptionskoeffizienten μ_{en}/ρ der beiden Materialien, vorausgesetzt die spektrale Photonenfluenzverteilung ändert sich nicht. Eine Änderung der Photonenfluenzverteilung ist jedoch zu erwarten, wenn das bestrahlte Material Grenzflächen zwischen Medien verschiedener Ordnungszahl aufweist. Wenn an Stelle des Bezugsmaterials (z.B. Wasser) das Detektormaterial (z.B. Luft) eingebracht wird,

ändert sich die Photonenfluenzverteilung jedenfalls, die Bedingung für Sekundärelektronengleichgewicht ist also nicht erfüllt, was eine Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens der Sonde zur Folge hat. Diese Abhängigkeit wird durch einen Korrektionsfaktor (k_Q , siehe unten) ausgeglichen.

Als Anhaltspunkt kann angenommen werden, dass Sekundärelektronengleichgewicht am Zentralstrahl eines Feldes dann gegeben ist, wenn der Strahlenfelddurchmesser zumindest zweimal so groß ist wie die Reichweite der Sekundärelektronen. Diese Reichweite wiederum entspricht etwa der Tiefe des Dosismaximums des Photonenstrahls.

Die Ionisationskammern werden in Verbindung mit dem Elektrometer mit ^{60}Co -Gammastrahlung im Wasserphantom zur Anzeige der Wasser-Energiedosis kalibriert. Zur Ermittlung der Energiedosis bei der betreffenden Photonenenergie am Linearbeschleuniger werden Korrektionsfaktoren gemäß der ÖNORM [14] angewendet. Die Wasser-Energiedosis D_W ergibt sich demnach aus der Anzeige M nach der folgenden Gleichung:

$$D_W = k_Q \cdot p_{TP} \cdot k_r \cdot N_{D,W} \cdot M \quad (2.1)$$

k_Q ist der Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der Qualität der Photonenstrahlung, p_{TP} berücksichtigt die von den Bezugsbedingungen abweichende Luftdichte, k_r den Verdrängungseffekt der luftgefüllten Kammer. $N_{D,W}$ ist der Kalibrierfaktor für Wasser-Energiedosis bei ^{60}Co -Gammastrahlung. Dieser Kalibrierfaktor wird in unserem Fall vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen ermittelt.

Der Faktor k_Q kann als bauartunabhängig angesehen werden und wird mit einer empirischen Formel aus dem Strahlenqualitätsindex Q berechnet, der sich wiederum aus dem Verhältnis der Anzeigen bei den Tiefen 10 cm und 20 cm in einem Wasserphantom ergibt.

Der Korrekturfaktor für die von den Bezugsbedingungen abweichende Luftdichte p_{TP} berücksichtigt bei offenen, nach außen belüfteten, Ionisationskammern den aktuellen Luftdruck p und die Temperatur T im Verhältnis zu den Bezugswerten p_0 und T_0 .

Die Korrektur des Verdrängungseffekts k_r kann entfallen, wenn der effektive Messort P_{eff} relativ zum Bezugspunkt um eine bestimmte Entfernung verschoben wird, die für Kompaktkammern vom Innenradius und der Strahlenqualität abhängt.

Weitere in der ÖNORM angegebene Korrektionsfaktoren sind nicht von Be-

deutung und werden in der Praxis vernachlässigt.

Vereinfacht wird die Kalibrierung bei sogenannten *Relativmessungen*. Als Relativmessungen werden in dieser Arbeit drei unterschiedliche Dosimetrieverfahren bezeichnet: Zum einen die Vermessung von Strahlenfeldern mit Tiefendosis- und Querprofilen, hier wird üblicherweise auf das Tiefendosismaximum beziehungsweise die Dosis auf der Zentralachse normiert; zum anderen Messungen der Ortsdosis von Feldern, die zur Dosis in einem Referenzfeld an einem Bezugspunkt bekannter Dosis in Beziehung gesetzt werden. Als Referenzfeld wird ein $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Feld mit 100 cm Fokus-Oberflächen-Abstand herangezogen, der Bezugspunkt befindet sich darin im Tiefendosismaximum, das für den 6 MeV Photonenstrahl in ungefähr 1.3 cm Tiefe liegt. Diese Messungen werden im Weiteren als Outputfaktormessungen bezeichnet. Zuletzt werden auch Messungen als Relativmessungen bezeichnet, bei denen die Konstanz eines Parameters über einen längeren Zeitraum in festgesetzten zeitlichen Intervallen überprüft wird.

Für diese drei Arten von Messungen, also Profilmessungen, Messungen mit indirekter Kalibrierung und periodische Konstanzprüfungen, ist der Absolutdosiswert nicht von Bedeutung, die genannten Korrekturfaktoren werden deshalb nicht angewandt.

2.1.2 Elektronen-Photonen Schauer und spektrale Verteilungen in einem breiten Photonenstrahl

Beim Eintreten eines hochenergetischen Photonenstrahls in Materie bilden sich sogenannte Elektronen-Photonen Schauer aus. Den Ausgangspunkt eines solchen Schauers bildet dabei entweder ein Paarbildungsprozess, bei dem bekanntlich ein Elektron und ein Positron gebildet werden, oder eine Compton-Streuung eines primären Photons mit Freisetzung eines Elektrons. Diese sekundären Teilchen können bei ausreichender Energie wiederum Bremsstrahlungsphotonen freisetzen und darüber hinaus nach Annihilation Vernichtungsquanten freisetzen.

Auf Grund dieser Prozesse steigt zunächst die Zahl der geladenen Teilchen im Material bei gleichzeitiger Abnahme der mittlere Energie. Mit zunehmender Tiefe verringert sich die Zahl der primären Photonen und damit in weiterer Folge auch die Zahl der Sekundärteilchen. Mit abnehmender Energie kommt es vermehrt zu Ionisations-Wechselwirkungen und nur noch in verringertem Maße zu Strahlungsbremung.

Der in dieser Arbeit betrachtete Photonenstrahl hat nach Austritt aus dem Beschleunigerkopf eine Maximalenergie von 6 MeV, eine mittlere Energie von circa 1.6 MeV und eine wahrscheinlichste Energie von 0.8 MeV. Bei diesem Strahl stellt sich, unter Berücksichtigung der niedrigen Ordnungszahlen im absorbierenden Material oder Gewebe, der beschriebene Schauer etwas einfacher dar. Es kommt nur vergleichsweise selten zu Paarbildungen, der dominierende Wechselwirkungsprozess für die primären Photonen ist die Compton-Streuung. Die erzeugten Compton-Elektronen verlieren ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisationsbremsung, Bremsstrahlungserzeugung tritt nur in vernachlässigbar seltenen Fällen auf.

Bei der Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren wird unter anderem die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens analysiert (Abschnitt 5.3). Um beurteilen zu können, wie stark sich eine eventuell vorhandene derartige Energieabhängigkeit auf Messergebnisse auswirken kann, ist eine gute Kenntnis der spektralen Photonenfluenzverteilung am Messort erforderlich. Im Speziellen ist dies für die Filmdosimetrie zu beachten [15, 16, 17].

Diese spektrale Verteilung hängt für Photonenstrahlen mit einer bestimmten Nominalenergie zunächst von der Feldgröße ab. Grund dafür ist der erhöhte Streuanteil im Phantom bei breiten Feldern. Besonders zu beachten ist aber auch, dass es innerhalb eines Photonenstrahls zu spektralen Verschiebungen kommt, da sich mit zunehmender Tiefe das Verhältnis von Compton-gestreuten zu primären Photonen verschiebt. Dadurch kann sich das Ansprechvermögen des verwendeten Detektors innerhalb einer Messung – etwa bei einem Profil-Scan – ändern, was wiederum zu Fehlern in der Bestimmung relativer Dosisverteilungen führen kann.

Aus diesen Gründen ist es zu analysieren und quantitativ auszuwerten, welches Ausmaß diese spektralen Verschiebungen haben, und wie sie sich unter Berücksichtigung der Materialeigenschaften der verwendeten Detektoren auf das Messergebnis auswirken. Eine solche Auswertung kann jedoch nicht für jede einzelne Messung individuell durchgeführt werden. Es wird deshalb der Versuch gemacht werden, Grenzen hinsichtlich Feldgröße und Messtiefe im Phantom zu finden, innerhalb derer der Effekt vernachlässigt werden kann.

2.1.3 Zweidimensionale Dosimetrie und numerische Auswertung

Für die integrierende, zweidimensionale Dosimetrie stehen verschiedene Systeme zur Verfügung. Zunächst gehören dazu natürlich konventionelle radiographische Filme. Weiters können radiochrome (Gafchromic) Filme, Ionisationskammer-Arrays oder digitale Systeme eingesetzt werden.

Die weiteste Verbreitung finden jedoch radiographische Filme, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet werden. Diese Filme enthalten in Gelatine eingebettete, auf eine Trägerfolie aufgebraute Silberhalogenidkristalle. In der Strahlentherapie werden meist sogenannte ready-pack Filme eingesetzt. Es handelt sich dabei um radiographische Filme, die einzeln lichtdicht in Papier verpackt sind, ohne Verstärkerfolien verwendet werden und nach Bestrahlung entwickelt werden müssen. Diese Filme haben eine wesentlich geringere Empfindlichkeit als Filme für die Röntgendiagnostik. Eine für die Auswertung günstige optische Dichte wird je nach Filmtyp bei 1 bis 5 Gy erreicht.

Diese Filme können eng in Aufbau- und Rückstreumaterial gepackt werden. Dazu wird idealerweise wasseräquivalenter Kunststoff oder Plexiglas (Polymethylmethacrylat, PMMA) verwendet.

Solche Messungen in zwei Dimensionen dienen häufig dazu, die von einem Bestrahlungsplanungssystem berechnete Dosisverteilung zu verifizieren. Dazu wird die gemessene Dosis mit der vom Bestrahlungsplanungssystem für die entsprechende Ebene berechneten Dosisverteilung in einem Phantom geometrisch korreliert und verglichen. Für die Beurteilung der Übereinstimmung bieten sich zunächst eine einfache Isodosenüberlagerung oder die Berechnung der Dosisdifferenz an. Die Dosisdifferenz ist ein geeignetes Maß in homogenen Dosisbereichen, wie etwa dem Plateau eines großen, offenen Feldes.

Darüber hinaus gibt es aber noch eine Reihe weiterer Möglichkeiten der numerischen Auswertung. Ein für Regionen mit starken Dosisgradienten geeigneter Parameter ist die Entfernung von einem gemessenen Datenpunkt zum nächstgelegenen Punkt gleicher Dosis in der Referenzverteilung, wobei hier in der Referenzverteilung bilinear interpoliert wird. Dieser Parameter wird als *distance to agreement* (DTA) bezeichnet [18]. Von Low *et al.* [19] wurde das Gamma-Index (γ) Konzept eingeführt, das in der Verifikation von IMRT-Plänen weite Verbreitung findet. Dieser Index stellt eine Verbindung zwischen Dosisdifferenz und DTA gemäß Gleichung 2.2 dar:

$$\gamma(\mathbf{r}_r) = \min \{ \Gamma(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r) \} \forall \{ \mathbf{r}_e \} \quad (2.2)$$

wobei gilt:

$$\Gamma(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r) = \sqrt{\frac{r^2(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r)}{\Delta d^2} + \frac{\delta^2(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r)}{\Delta D^2}} \quad (2.3)$$

und weiters:

$$r(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r) = |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_r| \quad \delta(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r) = D_e(\mathbf{r}_e) - D_r(\mathbf{r}_r)$$

$D_e(\mathbf{r}_e)$ ist die Dosis an der Stelle \mathbf{r}_e in der zu evaluierenden Dosisverteilung (also im Allgemeinen in der Messung), $D_r(\mathbf{r}_r)$ die Dosis in der Referenzverteilung (also dem Plan) an der Stelle \mathbf{r}_r . $r(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r)$ ist der Abstand der beiden Punkte, $\delta(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_r)$ die Differenz der Dosiswerte an den beiden Stellen.

r und δ werden in Gleichung 2.3 normiert, dazu werden Toleranzkriterien für Dosisdifferenz (ΔD) und für DTA ($\Delta \delta$) festgesetzt. Nimmt also für zwei Punkte \mathbf{r}_e und \mathbf{r}_r der Index Γ den Wert 1 an, so wird das kombinierte Toleranzkriterium hier gerade erfüllt. Werte größer als 1 bedeuten eine Verletzung des Kriteriums.

Entsprechend Gleichung 2.2 wird für jeden Punkt der auszuwertenden Verteilung die gesamte Referenzverteilung abgesucht, das gefundene Minimum gibt den eigentlichen γ -Index für den jeweiligen Punkt an.

Der γ -Index wird also in homogenen Dosisbereichen von der Dosisdifferenz bestimmt, an den Feldrändern und an anderen Bereichen starker Dosisgradienten vom *distance to agreement* Parameter. Es ergibt sich somit eine Aufweichung gegenüber der alleinigen Anwendung von einem der beiden Kriterien. Wie später noch diskutiert werden wird, können verschiedene Aspekte dieser γ -Index Auswertung in Betracht gezogen werden (vergl. Abschnitt 6.4, Seite 90). Die endgültige Festlegung von Kriterien dafür, ob ein Bestrahlungsplan klinisch eingesetzt werden kann, bleibt aber offen.

2.2 Messaufgaben

2.2.1 Basisdatenmessung, Kommissionierung und Test des Planungssystems

Als Grundlage für die dreidimensionale Dosisberechnung im Patienten oder in einem Phantom dient dem Bestrahlungsplanungssystem (BPS) der Basisdatensatz. Dies ist ein Satz von Messdaten, der die Strahlcharakteristik für alle Strahlenener-

gien an einem Beschleuniger ausreichend genau beschreibt. Dazu gehören Outputfaktoren, Tiefendosisverteilungen und Dosisquerprofile für verschieden Feldgrößen und Fokus-Oberflächen-Abstände, Transmissions- und Streuparameter.

Soll das BPS für die Berechnung kleiner und segmentierter Felder eingesetzt werden, so ist besondere Sorgfalt bei der Messung dieser Basisdaten angezeigt [3, 20, 21, 22].

Ein wesentliches Problem bei der Dosimetrie sehr kleiner Felder stellt das reduzierte oder fehlende Elektronengleichgewicht dar. Das hat dann einen Einfluss auf die Messung, wenn der Detektor einen luftgefüllten Hohlraum darstellt, dessen Anwesenheit am Messort eine zusätzliche Steigerung des Ungleichgewichtes zur Folge hat. Aus den obigen Ausführungen geht hervor, dass die minimale Feldgröße eines 6 MeV Photonenstrahls mit einem Tiefendosismaximum in ungefähr 1.3 cm, für den noch vollständiges Elektronengleichgewicht zu erwarten ist, bei ungefähr $3 \times 3 \text{ cm}^2$ liegt. Es ist also bei der Messung von Outputfaktoren kleiner Felder mit luftgefüllten Ionisationskammern darauf zu achten, dass das Detektorvolumen klein genug ist, um das Elektronengleichgewicht am Messort nicht wesentlich zu beeinflussen. Grundsätzlich zu bevorzugen ist in in einer solchen Messsituation jedoch – aufgrund seiner besseren Gewebeäquivalenz – ein Festkörperdetektor.

Weiters ist besonderes Augenmerk auf die exakte Dosimetrie an den Feldrändern zu richten. So wirkt sich beispielsweise eine Ungenauigkeit bei der Vermessung des Halbschattenbereiches eines Strahls mit einer Kantenlänge von nur wenigen Zentimetern wesentlich stärker aus als bei Feldern für die konventionelle Radiotherapie (RT) mit typischen Kantenlängen zwischen 10 und 30 Zentimetern. Klinische Bedeutung hat die exakte Kenntnis der Halbschattenform auch deshalb, weil in der Präzisions-RT häufig mit steilen Dosisgradienten in unmittelbarer Nähe von Risikostrukturen operiert wird.

In dieser Arbeit wurde auch die korrekte Funktion des Algorithmus im Bestrahlungsplanungssystem Brainscan hinsichtlich der Berücksichtigung von Inhomogenitäten im durchstrahlten Gewebe evaluiert. Dieser Algorithmus bedient sich dazu der radiologischen Weglänge r_{rad} . Gleichung 2.4 gibt die Definition von r_{rad} für die geometrische Tiefe im Phantom (r) von der Oberfläche S gerechnet als Wegintegral über die Dichteverteilung $\rho(z)$ entlang des Weges z an:

$$r_{rad}(r) = \int_S^r \rho(z) dz \quad (2.4)$$

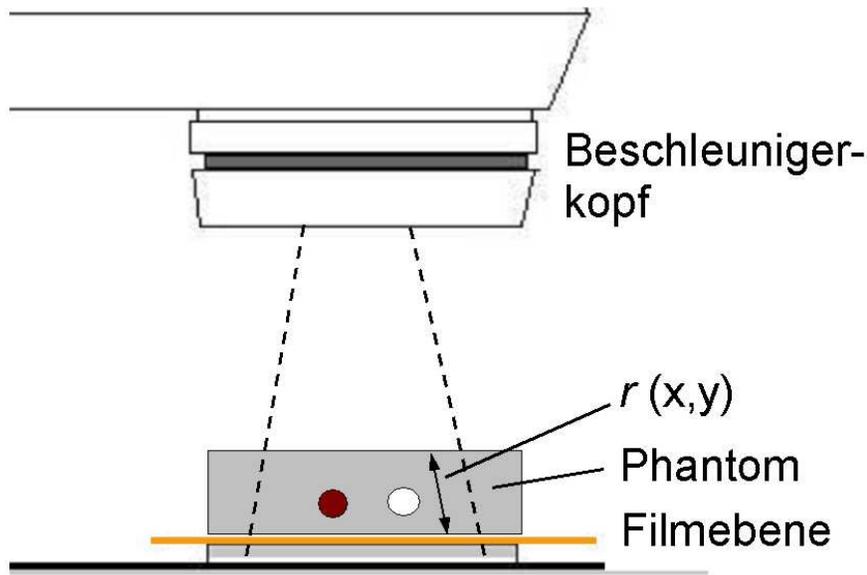


Abbildung 2.1: Messanordnung zur Bestimmung der radiologischen Weglänge $r(x,y)$ für alle Punkte (x_i, y_i) in der Filmebene hinter dem Phantom; die symbolische Darstellung zeigt ein inhomogenes Phantom, in der gleichen Anordnung wird ein homogenes Phantom gleicher Dicke bestrahlt;

Streng genommen handelt es sich bei ρ um die Elektronendichte, hier ist jedoch bei Gewebeäquivalenz eine weitgehende Proportionalität zur Dichte gegeben.

Um möglichst viele Punkte in unterschiedlicher radiologischer Tiefe simultan erfassen zu können, wird für diese Auswertung eine spezielle Vorgangsweise gewählt. Dazu werden einerseits ein homogenes, wasseräquivalentes Plattenphantom und andererseits ein inhomogenes Phantom gleicher Dicke, jeweils in der gleichen Anordnung, bestrahlt (Abbildung 2.1). Die Dosis hinter dem Phantom wird jeweils mit Film gemessen.

In Abbildung 2.2 ist die Vorgangsweise zur Bestimmung der mittleren Dichte $\bar{\rho}(x,y)$ entlang des Strahlweges für jeden Punkt (x,y) der Filmebene illustriert.

Für jeden Punkt (x,y) sind der Dosiswert aus der Messung mit dem homogenen Phantom $D_H(x,y)$ und die geometrische Tiefe r , also die Entfernung vom Eintrittspunkt in das Phantom zum Bezugspunkt, bekannt. Die Tiefendosiskurve wird nun auf dieses Wertepaar normiert. Anschließend wird der Dosiswert $D_{IH}(x,y)$ für die entsprechende Stelle aus der Messung mit einem inhomogenen Phantom bestimmt. Die diesem Dosiswert zugeordnete Tiefe entspricht der

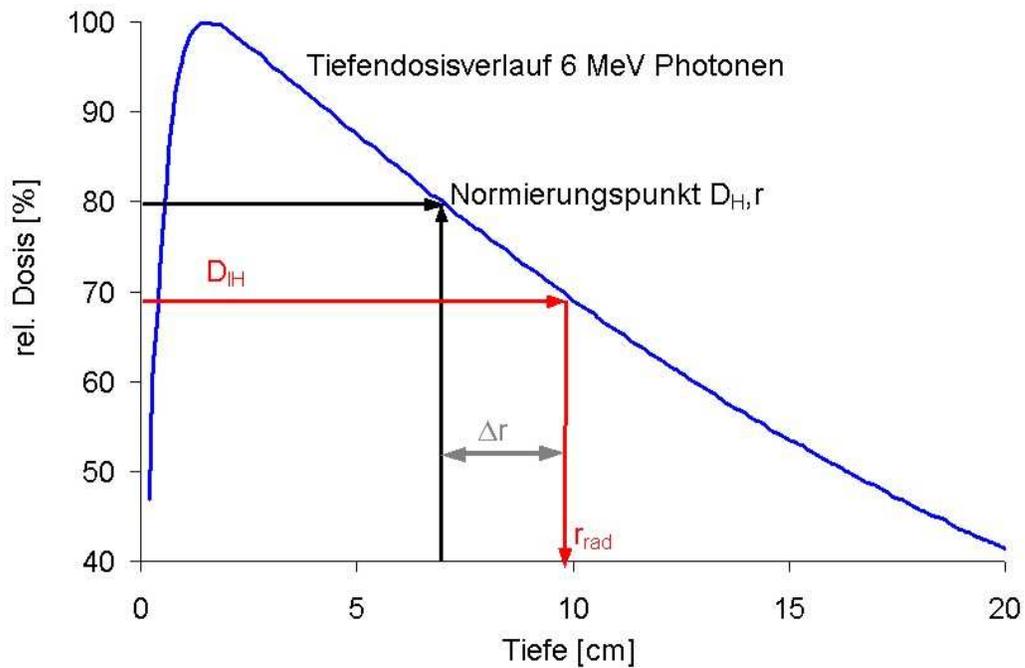


Abbildung 2.2: Illustration zur Bestimmung der mittleren Dichte entlang des Strahlweges für alle Punkte in der Filmebene;
 D_H, D_{IH} : Dosiswerte am Punkt (x, y) bei Messung mit homogenem bzw. inhomogenem Phantom;
 r, r_{rad} : geometrische bzw. radiologische Weglänge vom Eintrittspunkt zum Bezugspunkt;
 Δr : Differenz von r_{rad} und r ;
 Nähere Erläuterungen im Text;

radiologischen Weglänge $r_{rad}(x, y)$ vom Eintrittspunkt zu dieser Stelle.

Die mittlere Dichte entlang des geometrischen Strahlweges zum Bezugspunkt (x, y) ergibt sich dann unter Berücksichtigung von Gleichung 2.4 aus dem Quotienten von radiologischer und geometrischer Weglänge:

$$\bar{\rho}(x, y) = \frac{r_{rad}(x, y)}{r(x, y)} \quad (2.5)$$

Auf diese Weise wird eine zweidimensionale Matrix \mathbf{P} gewonnen, die als Information die jeweilige mittlere Dichte entlang des geometrischen Strahlweges enthält. Die Übereinstimmungen einer Dosismessung mit der entsprechenden Planung kann nun für verschiedene Feldkonfigurationen können nun in Beziehung zu dieser Verteilung \mathbf{P} gesetzt werden, sodass die Abhängigkeit der Genauigkeit der Dosisberechnung von der Homogenität des durchstrahlten Materials dargestellt werden kann.

2.2.2 Periodische Qualitätssicherung

Die periodische Konstanzprüfung von Parametern wie Feldhomogenität, Strahlenqualität oder Dosis-Monitor Proportionalität ist fester Bestandteil des Qualitätssicherungskonzeptes an einem medizinischen Linearbeschleuniger. Auch hier ist wieder zu beachten, dass das Konzept erweitert werden muss, wenn die betreffende Maschine für die Applikation von Präzisionsbestrahlungen eingesetzt wird [23, 24]. Dies gilt sowohl für mechanische [25], als auch für dosimetrische Parameter. Im Speziellen gilt das für dynamische MLC-Applikationen, da hier die Genauigkeit der Leaf-Positionierung einen entscheidenden Einfluss auf die Dosisverteilung hat.

Die Toleranzgrenzen für die Konstanzprüfungsverfahren müssen im Vergleich zur konventionellen Strahlentherapie den klinischen Anforderungen entsprechend enger gesetzt werden.

2.2.3 Patientenbezogene Qualitätssicherung in der IMRT

Ein Aspekt der Qualitätssicherung, der spezifisch für IMRT-Behandlungen ist, ist die patientenbezogene, individuelle Qualitätssicherung. Aufgrund der komplexen Anforderungen an die Bestrahlungsplanung und das Dosisapplikationssystem in der IMRT erscheint auch eine Reihe von möglichen Fehlerquellen denkbar. Es hat sich deshalb international als Standard etabliert, jeden Bestrahlungsplan vor der ersten Patientenbestrahlung individuell dosimetrisch zu verifizieren

[22, 26, 27, 28]. Dazu wird der fertige Gesamt- oder Hybridplan bestehend aus MLC-Segmenten, Monitoreinheiten und geometrischen Parametern auf den CT-Datensatz eines Phantoms übertragen und die Dosisverteilung dort neu berechnet. Das Phantom wird dann entsprechend bestrahlt, die Dosis wird zumindest an einem Bezugspunkt, darüber hinaus aber meist noch in zumindest einer Ebene gemessen und mit dem Dosisplan verglichen. Dazu werden auch die weiter oben erläuterten numerischen Auswertungen (DTA, γ -Index) durchgeführt. Dieses Verfahren erfasst einen großen Teil der möglichen Fehlerquellen.

Eine prinzipiell andere Methode zur patientenbezogenen, individuellen Planverifikation wäre es, eine unabhängige Kontrollrechnung durchzuführen und zusätzlich häufige und entsprechend umfassende periodische Qualitätssicherungsmaßnahmen am Beschleuniger durchzuführen. Eine Abwägung der Vor- und Nachteile der verschiedenen Verifikationsmethoden wurde von einem Komitee der AAPM vorgenommen [3]. Für Kliniken mit relativ geringen Patientenzahlen erscheint die dosimetrische Verifikation des Hybridplans als Methode der Wahl. Auch für unser Haus wurde deshalb ein solches Verfahren, basierend auf absolutdosimetrisch kalibrierten Filmen und Messung der Dosis am Bezugspunkt mit einer Sonde, entwickelt und implementiert (Abschnitt 6).

Teil 3

Material

3.1 Linearbeschleuniger

Bei dem verwendeten Beschleuniger handelt es sich um einen Elektronen-Linearbeschleuniger des Typs Clinac 2300C/D der Firma Varian (Abbildung 3.1). Dieser Beschleuniger arbeitet nach dem Stehwellenprinzip, die Hochfrequenz von ca. 3 GHz wird in einem Klystron erzeugt. Die beschleunigten Elektronen werden am Ende der Beschleunigungsstrecke mit einem 270° Umlenkmagneten auf das Bremsstrahlungstarget (bzw. im Elektronenbetrieb die Streufohlen) umgeleitet und dabei auch fokussiert. Die Oberkante des Bremsstrahlungstargets (Abbildung 3.1 wird im Weiteren als geometrischer "Fokus" bezeichnet. Der Abstand vom Fokus zum Isozentrum der Rotation des Beschleunigerkopfes beträgt 100 cm.

Der Beschleuniger kann für zwei Photonen- (Nominalenergie 6 und 18 MeV) und 6 Elektronenenergien (zwischen 4 und 20 MeV) betrieben werden. Er ist mit einem eingebauten Multi-Leaf Kollimator (MLC) zur individuellen Feldanformung ausgestattet. Dieser MLC weist 2×40 Lamellen mit je 1 cm Breite, projiziert auf die Isozentrumsebene, auf. Die maximale Feldgröße in 100 cm Abstand vom Fokus ist 40×40 cm².

Zusätzlich kann außen am Beschleunigerkopf ein micro-MLC (*m3 mMLC*, Brainlab, Heimstetten, BRD) angebracht werden (Abbildung 3.2). Dieses Gerät limitiert die maximale Feldgröße auf 10×10 cm², verfügt jedoch über sehr schmale Lamellen mit einer Breite zwischen 3 mm in Feldmitte und 5.5 mm am Rande. Er eignet sich somit für die Bestrahlung kleiner Zielvolumen.

Die beiden Multi-Leaf Kollimatoren sind computergesteuert. Die einzelnen Lamellen werden von Elektromotoren bewegt, wobei gewisse Einschränkungen, die maximalen Verschiebungen der Lamellen gegeneinander betreffend, berück-

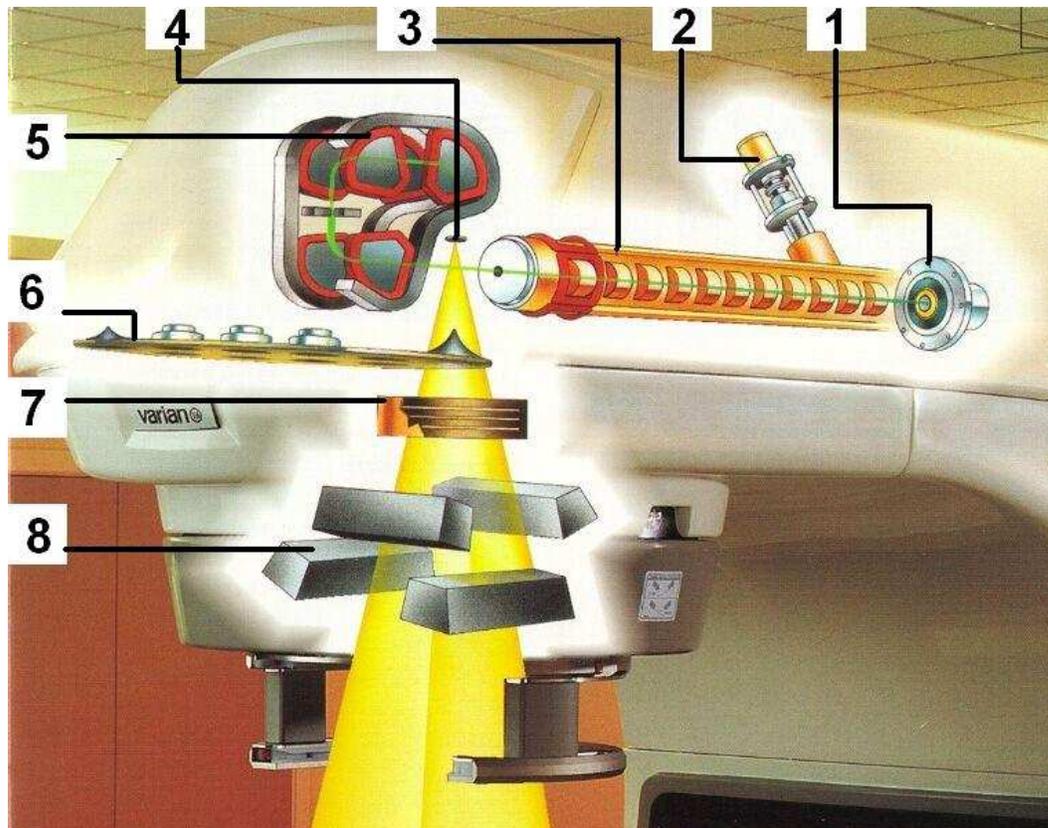


Abbildung 3.1: Symbolische Darstellung des Linearbeschleunigers vom Typ Varian Clinac 2300 C/D.

1: Elektronenkanone, 2: HF-Einspeisung, 3: Beschleunigungsrohre, 4: Bremsstrahlungstarget, 5: 270° Ulenkmagnet, 6: Ausgleichsfilter- und Streufolienteller, 7: Dosismonitorkammern, 8: bewegliche Sekundärblenden



Abbildung 3.2: Micro-MLC (Brainlab m3) ohne Abdeckung. In der linken unteren Ecke des Bildes ist das von den Lamellen geformte irreguläre Feld zu sehen, rechts oben die Spindeln zur Bewegung der Lamellen.

sichtigt werden müssen. Mit beiden MLC sind dynamische Applikationen möglich - das bedeutet, dass die Lamellen bewegt werden können, ohne den Strahl unterbrechen zu müssen. Das ermöglicht einerseits die effiziente Erzeugung intensitätsmodulierter Felder (vergl. Abschnitt 1.2.3), andererseits aber auch die dynamisch konformale Pendeltechnik (1.2.4).

Für die in Abschnitt 1.2.2.1 beschriebene Rotationstechnik steht ein Satz von 10 Rundlochkollimatoren mit Durchmessern von 7.5 bis 35 mm (projiziert auf die Isozentrumsebene) zur Verfügung (Abbildung 3.3a). Diese können mit einer speziellen Basisplatte am Beschleunigerkopf befestigt und mittels Feinjustierschrauben zentriert werden (Abbildung 3.3b). Die Länge der Kollimatoren ist 12 cm, die Bohrungen sind konisch ausgeführt. Durch die Anordnung der Kollimatoren in geringem Abstand vom Patienten – die Unterkante liegt in einem Abstand von 74 cm vom Fokus – können Felder mit geringer Halbschattenbreite realisiert werden.



(a)



(b)

Abbildung 3.3: (a): Vollständiger Satz von 10 Rundlochkollimatoren mit konischer Bohrung für die stereotaktische Radiochirurgie. (b) Der Rundlochkollimator wird mit einer Basisplatte am Beschleunigerkopf montiert, zur konzentrischen Feinjustierung sind Schrauben angebracht.

3.2 Bestrahlungsplanungssysteme

Die meisten Bestrahlungspläne in dieser Arbeit wurden mit dem Planungssystem Brainscan Version 5.21 (Brainlab, Heimstetten, BRD) erstellt. Dieses System wurde ursprünglich für die Planung von radiochirurgischen Behandlungen mit Rundlochkollimatoren entwickelt und später erweitert. Seine Funktionalität umfasst nun die Planung konformaler Felder mit MLC, IMRT mit inverser Planung und dynamisch-konformale Pendel. Darüber hinaus stehen ein Algorithmus zur automatischen Bildfusion (für Magnetresonanz- oder nuklearmedizinische Datensätze) und ein System zur stereotaktischen Lokalisation zur Verfügung. Zur Dosisberechnung bei Photonenbestrahlungen sind ein Clarkson- [29] und ein *pencil beam* Algorithmus [30, 31] implementiert.

Des Weiteren steht das Bestrahlungsplanungssystem Pinnacle Version 6.2 (Philips Radiation Oncology Systems, Milpitas, CA) zur Verfügung. Dieses ist ein sehr umfangreiches System, basierend auf einem sogenannten *collapsed cone convolution* Algorithmus [32, 33]. Dieses Planungssystem umfasst ebenfalls ein Modul zur inversen Bestrahlungsplanung für die IMRT, die Segmentierung ist allerdings auf den step-and-shoot Modus beschränkt.

3.3 Phantome

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vier etwas komplexere Phantome eingesetzt, die hier beschrieben werden. Darüber hinaus kamen nur sehr einfache Phantomanordnungen – wie etwa Plexiglas Platten – zum Einsatz, die in diesem Abschnitt nicht weiter betrachtet werden müssen.

3.3.1 Wasserphantom

Das Wasserphantom (*Blue Phantom*, Scanditronix-Wellhöfer) hat ein Scanvolumen von $49 \times 48 \times 41$ cm³. Innerhalb dieses Volumens kann jeder Punkt mit dem montierten Detektor mit einer Genauigkeit von 0.1 mm angefahren werden. Dazu ist die Detektorhalterung auf einem Gleitschlitten an einem Tragearm befestigt. Schlitten und Tragearm werden von präzisen Schrittmotoren bewegt. Das Phantom in Verbindung mit der Kontrolleinheit (3D Control Unit CU500E) erlaubt sowohl schrittweise als auch kontinuierliche Messabläufe.

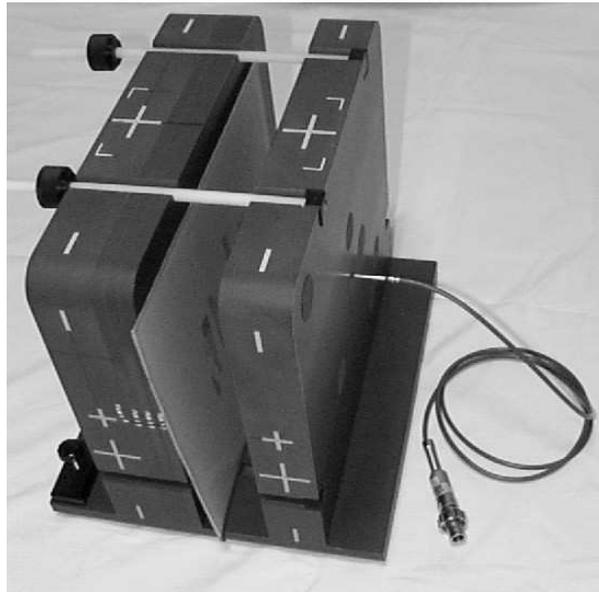


Abbildung 3.4: IMRT Phantom; In der Abbildung sind die Platten noch nicht aneinander gepresst. Ein Film ist eingelegt. Die Markierungen, die zur Ausrichtung des Phantoms an den Raumlasern dienen, sind oben und seitlich am Phantom zu erkennen. Ein Detektor zur Messung der Isozentrumsdosis ist angebracht.

3.3.2 IMRT Phantom

Das in Abbildung 3.4 dargestellte Plattenphantom (IMRT/3D QA Phantom, Med-Tec, USA) wird hauptsächlich für die Dosimetrie von IMRT-Bestrahlungsplänen eingesetzt. Es ist aus fünf Platten unterschiedlicher Dicke aufgebaut, die durch Schrauben aneinander gepresst und auf eine Grundplatte aufgesetzt werden. Das Grundmaterial ist ein annähernd wasseräquivalenter Kunststoff, darüber hinaus können mehrere Einschubzylinder mit unterschiedlicher Dichte eingebracht werden. Die Abmessungen des Phantoms sind – ohne Berücksichtigung der Längsausdehnung der Grundplatte – $35 \times 32 \times 13 \text{ cm}^3$. An mehreren Stellen können Zylinder mit speziell angelegten Bohrungen zur Aufnahme von bestimmten Detektoren eingeführt werden. In die Platten sind feine Nadeln eingearbeitet, die einen eingelegten Film punktieren und somit die Festlegung von Koordinaten bei der Filmauswertung erleichtern.



Abbildung 3.5: Wachsphantom (Eigenkonstruktion) in einer Plexiglaswanne vor der Auffüllung mit Wachs. Zu erkennen sind die eingelegten Korkteile und Knochen zur Nachbildung von Gewebehomogenitäten.

3.3.3 Wachsphantom

Dieses Phantom zur Simulation inhomogener Gewebebereiche wurde im Rahmen einer Diplomarbeit im Hause konstruiert [34]. Dieses Phantom findet Anwendung bei Messungen zur Kommissionierung des Bestrahlungsplanungssystems.

Zur Nachbildung der Dichteinhomogenitäten im Körper wurden in einer Plexiglaswanne mit 1 cm Wandstärke Korkteile und Rinderknochen in Paraffinwachs eingebettet (Abbildung 3.5). Paraffin kann mit einer Dichte von ungefähr 0.9 g/cm^3 als annähernd äquivalent zu Weichteilgewebe angesehen werden. Die Abmessungen dieses Phantoms sind $30 \times 30 \times 9 \text{ cm}^3$.

3.3.4 Alderson-RANDO Phantom

Hierbei handelt es sich um ein antropomorphes Phantom (Abbildung 3.6a). Die Grundsubstanz dieses Phantoms ist ein synthetischer Kautschuk mit einer Dichte von etwa 0.98 g/cm^3 . In diese Masse sind ein Skelett, luftgefüllte Hohlräume und ein geschäumter, aus der gleichen Substanz bestehender Bereich mit einer Dichte von 0.3 g/cm^3 zur Simulation der Lunge eingelagert. Das Phantom lässt sich in 2.5 cm dicke Scheiben zerlegen (Abbildung 3.6b). In allen diesen Scheiben sind in Abständen von 3 cm Bohrungen angebracht, in die Detektoren eingeführt werden



(a)

(b)

Abbildung 3.6: (a): Das antropomorphe Alderson-RANDO Phantom. (b): herausgenommene Scheiben des Phantoms mit Bohrungen zur Einbringung von Detektoren.

können.

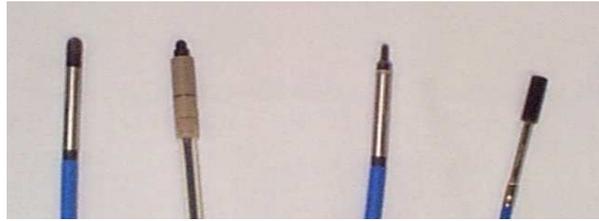
3.4 Elektrometer und Detektoren

3.4.1 Elektrometer

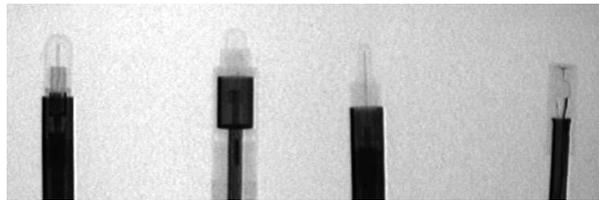
Für unsere Messungen wurde zwei Elektrometer eingesetzt: das Unidos (PTW Freiburg) und das *CU500E* (Scanditronix-Wellhöfer). Das letztgenannte Gerät ist eine Kombination aus Elektrometer und Steuereinheit für den Präzisions-Schrittmotor, der die Kammerhalterung durch das Wasserphantom bewegt. Es können also zu jedem Zeitpunkt der Messung Dosisleistung und Position im Raum zueinander in Beziehung gebracht werden. Aufgrund unterschiedlicher Kabel- und Steckerstandards sind diese beiden Elektrometer nur mit den Ionisationskammern der jeweiligen Herstellerfirma kompatibel.

3.4.2 Semiflex-Schlauchkammern

Dieser Kammertyp (Tab. 3.1) wird für absolutdosimetrische Messungen eingesetzt. Sie wird von der Firma PTW Freiburg hergestellt und kann (wie auch die anderen PTW-Detektoren) nur in Verbindung mit dem Elektrometer des



(a)



(b)

Abbildung 3.7: Detektoren; von links: Semiflex-Schlauchkammer, Wellhöfer-Fingerhutkammer IC04, Pin-Point, Diamant; (a): Fotografie (b): Durchleuchtungsbild

Typs *Unidos* verwendet werden. Es handelt sich um eine wasserdichte, belüftete, zylindrische Ionisationskammer. Das Wandmaterial ist Plexiglas (PMMA, $(C_5H_8O_2)_n$), die Mittelelektrode besteht aus graphitiertem Aluminium. Die Kammer zeichnet sich durch geringe Energie- und Richtungsabhängigkeit aus. Es stehen zwei Modelle zur Verfügung, die sich durch die Länge des empfindlichen Volumens, und dadurch natürlich auch das Volumen selbst, unterscheiden. Für die Dosimetrie kleiner Felder ist zumindest der größere dieser beiden Kammer-typen auf Grund seiner Abmessungen nicht geeignet, die Kammer wird jedoch zur Absolutdosimetrie sowie zur Messung von Referenz- und Bezugswerten eingesetzt.

3.4.3 Wellhöfer Fingerhutkammern

Dieses Instrument wird von der Firma Scanditronix-Wellhöfer gebaut. Es handelt sich auch hierbei um luftgefüllte, wasserdichte Ionisationskammern in zwei unterschiedlichen Größen (IC04 bzw. IC10). Das Verhältnis von Länge zu Radius ist hier jedoch so, dass man nicht mehr von einem zylindrischen Volumen, sondern eher von einer "Fingerhutform" des empfindlichen Volumens sprechen kann. Die Wand sowie die Elektroden bestehen aus *Shonka C552* genanntem luftä-

Tabelle 3.1: Übersicht der verwendeten Detektoren: Bezeichnungen und Abmessungen; Das Messvolumen ist bei allen Typen zylindrisch, mit Ausnahme des Diamantdetektors ist es zur Spitze hin abgerundet. Die Abmessungen führen deshalb in diesen Fällen nicht exakt zum Messvolumen.

Volumen: Größe des empfindlichen Volumens; *Radius:* Radius des empfindlichen Volumens; *Länge:* Länge bzw. Dicke des empfindlichen Volumens.

Bezeichnung	Hersteller	Typ	Volumen [cm ³]	Radius [mm]	Länge [mm]
Semiflex-Schlauchkammer	PTW Freiburg	31003	0.3	2.8	16.3
Semiflex-Schlauchkammer	PTW Freiburg	31002	0.125	2.8	6.5
Fingerhut Kammer	Wellhöfer	IC04	0.04	2.0	3.6
Fingerhut Kammer	Wellhöfer	IC10	0.10	3.0	5.8
Pin-Point Kammer	PTW Freiburg	31006	0.015	1.0	4.5
Diamant	PTW Freiburg	60003	0.0014	1.08	0.38

quivalentem Kunststoff. Diese Kammern haben in der praktischen Anwendung einen entscheidenden Vorteil: sie können mit dem Wellhöfer-Elektrometer eingesetzt werden. Dieses ist software-technisch mit der Steuereinheit der motorisch bewegten Halterung im Wasserphantom gekoppelt. Es können also mit geringem Aufwand Dosisprofile gemessen werden. Zu beachten bleibt jedoch auch in diesem Fall das relativ große Volumen.

3.4.4 Pin-Point Kammer

Die Pin-Point Kammer (PTW) wurde speziell für die Dosimetrie kleiner Felder entwickelt. Es handelt sich bei diesem Typ ebenfalls um eine luftgefüllte, wasserdichte Ionisationskammer. Wie aus Tabelle 3.1 ersichtlich, ist der Durchmesser – also die Abmessung in der Richtung senkrecht zur Elektrodenachse – mit 2 mm ziemlich klein, die Länge des empfindlichen Volumens in axialer Richtung ist 4.5 mm. Profilmessungen werden mit diesem Detektor also generell senkrecht zur Achse durchgeführt. Die Wandmaterialien sind hier PMMA und Graphit, die Mittelelektrode ist aus Stahl gefertigt, was später noch genauere Beachtung hinsichtlich der daraus resultierenden Energieabhängigkeit finden wird [35].

3.4.5 Diamantdetektor

Das empfindliche Volumen des verwendeten PTW-Riga Diamantdetektors besteht aus einer sehr dünnen, zylinderförmigen Diamantscheibe mit Elektroden an den Stirnseiten, über die eine Spannung von 100 V angelegt wird. Es handelt sich um einen natürlich gewachsenen Diamanten mit Stickstoff-Verunreinigungen in der Größenordnung von etwa 10^{19} Atomen pro cm^3 . Die physikalischen Eigenschaften des Detektormaterials sind z.B. bei Hoban *et al.* [36] im Detail beschrieben. Im wesentlichen ist dieser Detektortyp ein resistives Element, dessen Leitfähigkeit über einen weiten Bereich proportional zur Dosisleistung ansteigt. Die Rekombinationsrate der Ladungsträger in einem Reinkristall ist – aufgrund der steigenden Wahrscheinlichkeit der Rekombination mit der Anzahl an freien Ladungsträgern – proportional zur Quadratwurzel aus der Dosisrate. Verunreinigungen im Kristall und die damit verbundenen metastabilen Zustände führen jedoch dazu, dass die Rekombinationsrate weitgehend unabhängig von der Produktionsrate der Ionenpaare, und damit der Dosisrate, ist. Für bestimmte Messsituationen ist dennoch die exakte Dosisleistungsabhängigkeit der Anzeige zu ermitteln. Die vergleichsweise hohe Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband von 5.5 eV macht den Diamanten zu einem rauscharmen Detektor.

Dieser Detektor eignet sich auf Grund seiner sehr geringen Abmessung in axialer Richtung sehr gut für die Messung von Feldern mit steilen Dosisgradienten. Hinsichtlich seiner physikalischen Eigenschaften ist das Detektormaterial als annähernd gewebeäquivalent zu betrachten.

3.4.6 Radiographische Filme

Für die Dosimetrie und Qualitätssicherung an medizinischen Linearbeschleunigern werden meist Filme eingesetzt, die einzeln lichtdicht in Papier verpackt sind. Sie werden ohne Verwendung von Verstärkerfolien eingesetzt, und müssen nach Bestrahlung entwickelt werden.

In dieser Arbeit wurden zwei verschieden radiographische Filmtypen eingesetzt, beide hergestellt von Eastman-Kodak. Der Filmtyp X-Omat V eignet sich nur für einen niedrigen Dosisbereich bis maximal 1 Gy. Der erst kürzlich entwickelte Filmtyp EDR-2 kann für höhere Dosisbereiche eingesetzt werden, die Sättigung wird hier erst bei etwa 7 Gy erreicht, eine günstige Dosis-Schwärzungs-Beziehung liegt zumindest bis zu einer Dosis von 5 Gy vor. Die Dosis-Schwärzungskurve, die auch als charakteristische oder Hurter & Driffield Kurve bezeichnet wird, verläuft bei diesem Film über einen weiten Dosisbereich annähernd linear (Ab-

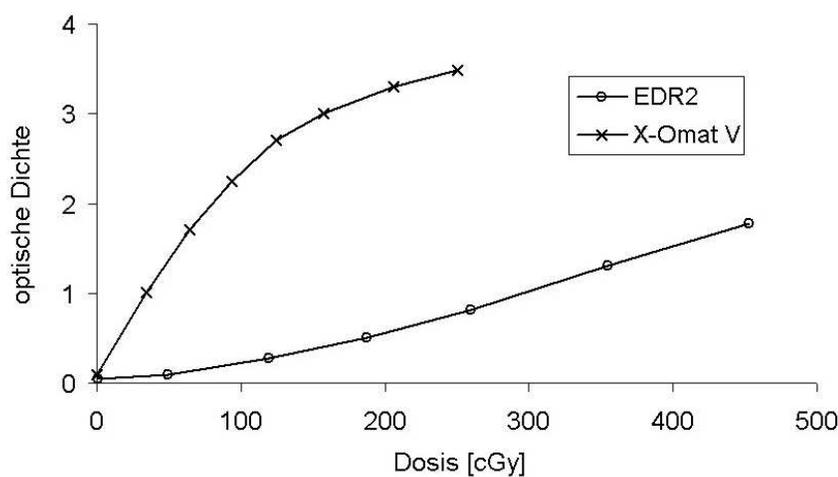


Abbildung 3.8: Charakteristische Schwärzungskurven der beiden verwendeten Filmtypen Kodak X-Omat V bzw. EDR-2.

bildung 3.8). Diese Eigenschaft wirkt sich sehr günstig bei der Filmkalibrierung aus.

Ein Punkt, der später noch genauere Beachtung finden wird, ist die Energieabhängigkeit der radiographischen Filme. Aufgrund der hohen Ordnungszahl hat die Silberhalogenid Filmemulsion einen höheren partiellen Wirkungsquerschnitt für den Photoelektrischen Effekt im Bereich der niedrigerenergetischen Photonen. Dadurch ändert sich das Verhältnis der Massen-Energie Absorptionskoeffizienten des Films relativ zu Wasser (bzw. Gewebe) mit abnehmender Energie. Es ist auch bekannt, dass sich das Photonspektrum in Abhängigkeit von Feldgröße und Tiefe im Phantom verschiebt. Diese beiden Effekte können zu überhöhten Messwerten in der Filmdosimetrie führen [15, 16, 37, 38, 27, 28, 17].

Die Filme werden mit einer vollautomatischen Entwicklungsmaschine (Curix 160, Agfa) entwickelt. Die Konstanz der Entwicklungsmaschine ist von entscheidender Bedeutung für die Schwärzung der Filme. Entsprechende Qualitätssicherungsmaßnahmen an der Entwicklungsmaschine oder individuelle Kalibrierverfahren sind daher unbedingt erforderlich, wenn die Filme für dosimetrische Zwecke ausgewertet werden sollen.

Die entwickelten Filme werden anschließend an einem CCD-Scanner (VXR-12, Vidar Systems, USA) mit 12 bit Graustufen digitalisiert. Als geometrische Auflösung bei der Filmdigitalisierung werden 75 dpi gewählt, was einer Pixelgröße

von 0.34 mm entspricht. Eine weitere Verbesserung der Auflösung bei der Digitalisierung würde zu einer überproportionalen Verstärkung des Rauschanteils führen und ist daher nicht günstig [39]. Zur Minimierung der Datenmanipulation werden die gemessenen Transmissionsdaten nicht in optische Dichte umgerechnet, sondern direkt in Form von 16 bit Tiff-Dateien gespeichert.

3.4.7 Thermolumineszenzdosimetrie

Für die Thermolumineszenz-Dosimetrie (TLD) werden in unserem Fall Magnesium/Titan dotierte Lithiumfluorid-Chips (TLD-700, Harshaw Bicon, USA) verwendet. Vor der Auswertung werden die bestrahlten Dosimeter über 10 Minuten bei 100°C vorgeheizt. Die Auswertung erfolgt danach an einem Gerät des Typs Model 5500 Automatic TLD Reader (Harshaw Bicon, USA).

Die Abmessungen dieser Chips sind $3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$. Sie sind laut Herstellerangaben für Photonenenergien größer als 1 keV und einen Dosisbereich von 10 μGy bis 20 Gy geeignet. Das Material ist annähernd gewebeäquivalent. Die Dosimeter müssen einzelkalibriert werden, dazu werden individuelle Kalibrierfaktoren für alle chips nach Bestrahlung am Linearbeschleuniger in einem Referenzfeld mit exakt bekannter Dosisverteilung bestimmt. Die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse liegt bei 2%. Die minimale Dosis, die noch detektiert werden kann, ist mit 10 μGy sehr niedrig, idealerweise wird jedoch mit Dosen um 1 Gy bestrahlt.

3.5 Monte Carlo Simulationen

Simulationsrechnungen nach dem sogenannten "Monte Carlo Verfahren" bieten eine vielseitige Möglichkeit zur genauen Beschreibung der Wechselwirkungsvorgänge im Beschleunigerkopf und im Phantom. Es wird dabei der Weg eines Teilchens in einzelnen Schritten vom Eindringen in die Materie bis zum Verlassen oder bis zur Absorption verfolgt. Dabei werden sowohl der Wechselwirkungsort des Teilchens und die Art der Wechselwirkung als auch der Streuwinkel bzw. die Wege der gestreuten Teilchen zur nächsten Wechselwirkung durch Zufallsberechnung festgelegt. Die dafür notwendigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen ergeben sich aus den bekannten Wirkungsquerschnitten der Quantenphysik. Simulationsrechnungen wurden mit dem Programm "EGS-Ray" (Copyright C. Kleinschmidt, Köln [40]) durchgeführt, einer Umsetzung des EGS4 Codes [4] für Windows-PC. Das Programm bietet neben der Dosisberechnung auch die Möglichkeit, die Ener-

gie aller durch eine bestimmte Fläche hindurchlaufenden Teilchen zu registrieren. Die spektrale Verteilung kann dann in Form eines Histogramms dargestellt werden. Die Spektren sind dort von Interesse, wo die Energieabhängigkeit des Detektors zu berücksichtigen ist. Im Speziellen gilt das für die Filmdosimetrie.

Von der Firma Varian, dem Hersteller des für diese Arbeit verwendeten Linearbeschleunigers, wurden für diese Simulationen die exakten Daten betreffend Fokussierung der Elektronen, Geometrie und Materialzusammensetzung des Beschleunigerkopfes zur Verfügung gestellt. Das Bremsstrahlungstarget, der Ausgleichsfilter, Ionisationskammern, Blenden und Blöcke wurden nach diesen Angaben modelliert. Die Qualität dieser Modellierung, und damit die Genauigkeit der Berechnungen, ist durch Vergleich von simulierten mit gemessenen Dosisverteilungen anhand einer Reihe von Referenzfeldern zu verifizieren.

Abbildung 3.9 zeigt eine skizzierte Darstellung der bei der Modellierung zu berücksichtigenden Komponenten des Beschleunigerkopfes im Photonenbetrieb samt Blendensystem. Ein annähernd monoenergetischer Elektronenstrahl trifft mit einem bestimmten Brennfleckdurchmesser auf das Bremsstrahlungstarget. Hinter dem Primärkollimator, der fokussiert auf die maximale Feldgröße von $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ausgerichtet ist, ist ein Ausgleichsfilter angebracht. Dieser dient zur Homogenisierung des Photonenstrahls und hat eine Strahlaufhärtung zur Folge. Die Gestalt dieses Ausgleichsfilter ist sehr aufwändig zu modellieren. Die Dosismonitorkammern und der Spiegel zur Einblendung des Feldlichtes – dieser besteht aus einer dünnen Kunststofffolie – haben nur einen sehr geringen Einfluss auf die Strahlcharakteristik. Die Blenden (x- und y-Kollimatoren) werden zur Fokussierung entlang gekrümmter Bahnen bewegt und müssen entsprechend der jeweils gewünschten Feldgröße im Modell-Script definiert werden. Zusätzliche Komponenten wie der MLC oder die Rundlochkollimatoren sind in der Abbildung nicht dargestellt.

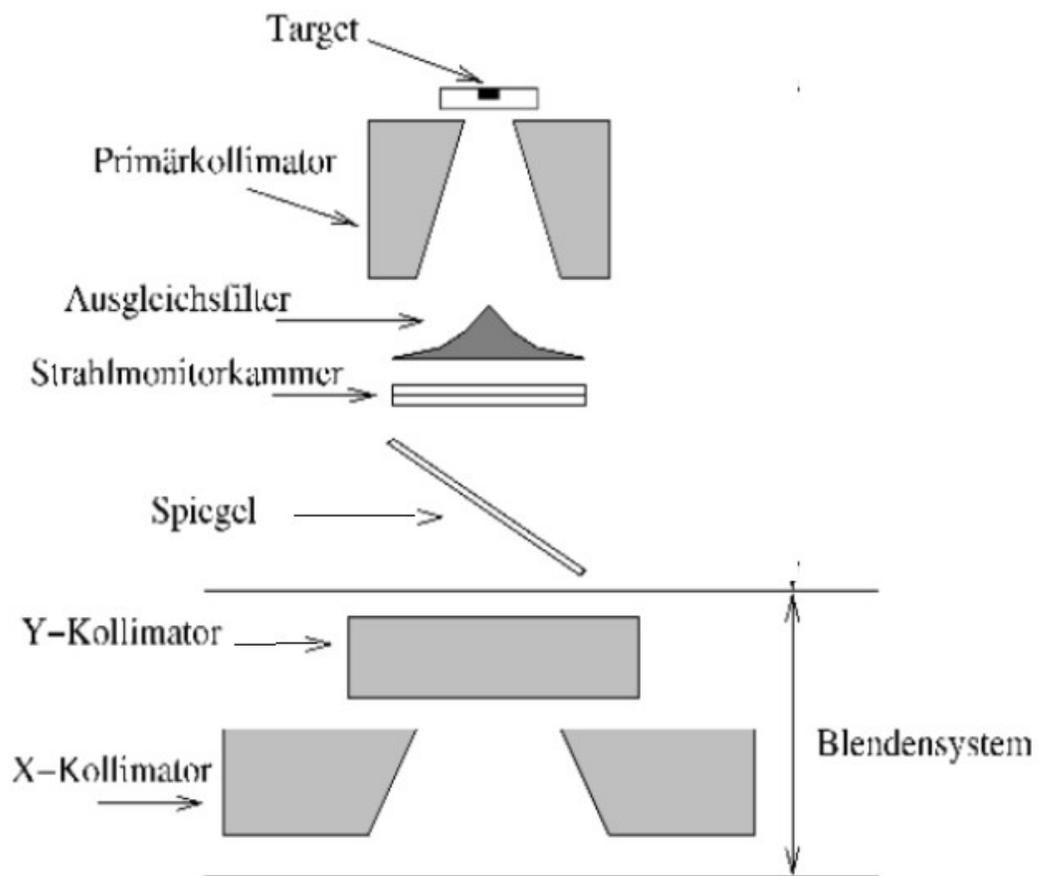


Abbildung 3.9: Symbolische Darstellung der bei der Modellierung zu berücksichtigenden Komponenten des Beschleunigerkopfes.

Teil 4

Simulationsrechnungen

4.1 Allgemeines

Monte-Carlo Simulationsrechnungen sind an mehreren Stellen dieser Arbeit angeführt (Abschnitte 5.1.1, 5.1.2.1, 5.3). Sie dienen entweder dazu, Größen zu ermitteln, die einer direkten Messung nicht zugänglich sind, oder sie sollen als Referenz zu Messwerten dienen. Aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit sind alle Rechnungen in diesem Abschnitt zusammengestellt und im Detail beschrieben. Zuvor wird noch auf die Verifikation der erstellten Modelle für den Beschleunigerkopf und die Kollimatoren eingegangen.

Um die Statistik der Simulationen zu verbessern, wurden zwei Techniken zur Varianzreduktion eingesetzt: Einerseits die Verwendung von Spiegelsymmetrien um $x = 0$ bzw. $y = 0$, und andererseits *particle splitting* im Wasserphantom, für das die Dosis aufgezeichnet wurde. Particle splitting bedeutet, dass jedes in das Objekt eintretende Teilchen vervielfacht wird, d.h. es werden n identische Kopien des Teilchens mit den Gewichten $1/n$ erzeugt, deren Teilchengeschichten ab dann unabhängig voneinander verfolgt werden. Durch die Herabsetzung des Teilchengewichtes bleibt dabei die Gesamtteilchenzahl konstant.

Die Modellierung des Elektronenstrahls – dieser weist ja beim Auftreffen auf das Bremsstrahlungstarget eine gewisse Breite und Richtungsverteilung auf – ist von wesentlicher Bedeutung für die korrekte Berechnung der Dosisverteilung abseits der Zentralachse. Eine Beschränkung auf einen Nadelstrahl führt zu Inhomogenität in Folge von Dosisüberhöhungen an den Feldrändern.

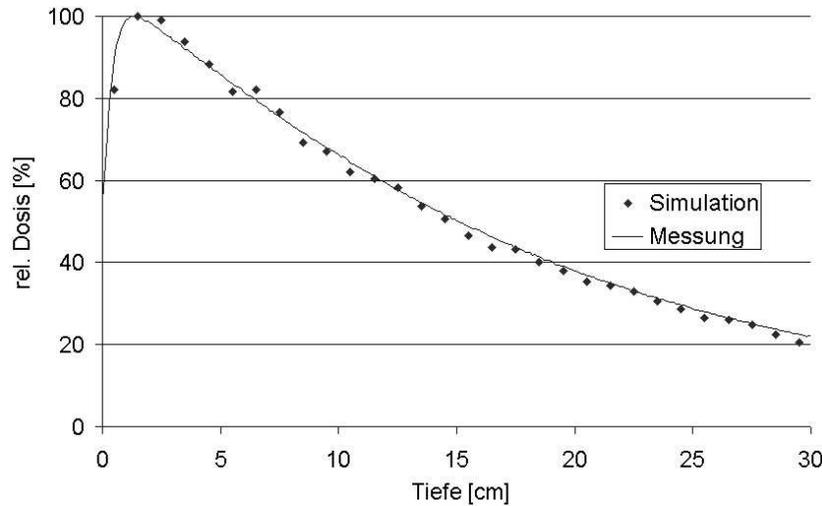


Abbildung 4.1: Tiefendosisverteilung entlang des Zentralstrahls im Wasserphantom: Vergleich von Simulation und Messung; Normierung auf das Dosismaximum.

4.2 Verifikation der Modellierung

Um die Genauigkeit der Modellierung zu überprüfen, wird ein Standardfeld (Feldgröße $10 \times 10 \text{ cm}^2$, Wasserphantom, FOA 100 cm) simuliert und die erhaltene Dosisverteilung mit einer Messung verglichen. Für diese Simulation wurden 10^8 Teilchen-Histories gerechnet. Für die Messungen wurden eine Schlauchkammer (Tiefendosis) bzw. der Diamantdetektor (Querprofil) eingesetzt.

Abbildung 4.1 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung im Tiefendosisverlauf, normiert auf das Dosismaximum, bis zu einer Tiefe von 30 cm. Daraus kann auch geschlossen werden, dass die spektrale Verteilung der simulierten Photonen mit den realen Verhältnissen gut übereinstimmt. Die vereinfachende Annahme eines monoenergetischen Elektronenstrahls bietet somit ausreichende Genauigkeit der Simulationen hinsichtlich spektraler Verteilung der Photonen.

In Abbildung 4.2 ist die Dosisverteilung senkrecht zur Zentralstrahlachse in einer Tiefe von 10 cm im Wasserphantom dargestellt. Die Breite des Strahlenfeldes betreffend ist die Übereinstimmung exakt. Auch die Dosis außerhalb der nominalen Feldgrenzen ist korrekt berechnet. Differenzen zwischen Messung und Simulationsrechnung sind jedoch hinsichtlich der Homogenität zu beobachten. Die Simulation zeigt tendenziell eine zu hohe Dosis an den peripheren Bereichen des Feldes und ein lokales Minimum in Feldmitte. Dieser Feldausgleich hängt, wie schon angesprochen, empfindlich mit der Variation des Brennfleckeradius und

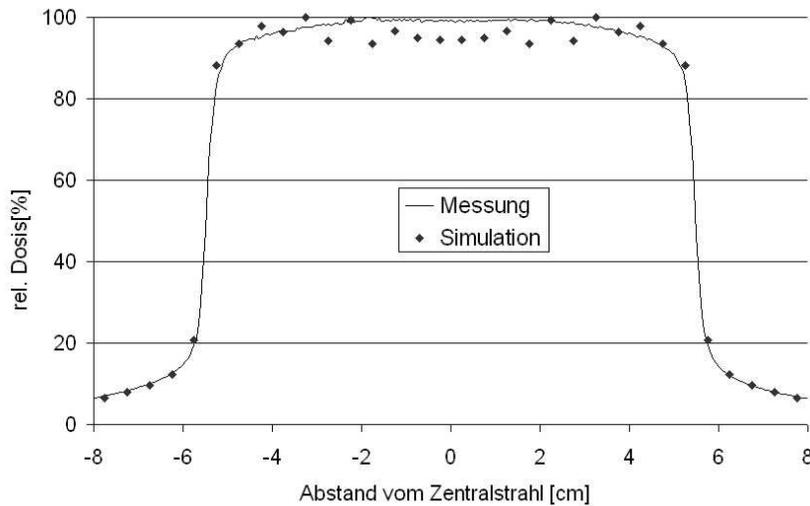


Abbildung 4.2: Dosisquerverteilung im Wasserphantom in 10 cm Tiefe: Vergleich von Simulation (mit einem Brennfleck-Durchmesser von 2 mm) und Messung;

der Winkelverteilung der Elektronen zusammen. Der Brennfleckradius in der Simulation des gezeigten Beispiels ist 1 mm. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.3 eine Simulation mit einem Nadelstrahl der gleichen Messung gegenübergestellt. Es zeigt sich hierbei eine deutliche Anhebung der Schultern und damit eine deutlichere Abweichung zur Messung.

Eine weitere Optimierung der Geometrie des Elektronenstrahls zur Verbesserung der Dosishomogenität übersteigt die Möglichkeiten und vor allem auch die Anforderungen dieser Arbeit. Es werden ja vor allem kleine Felder simuliert, die Homogenität ist dabei nicht von vorrangiger Bedeutung. Die Konfiguration des Elektronenstrahls in den weiteren Simulationen entspricht deshalb derjenigen, die zu den in den Abbildungen 4.1 und 4.2 dargestellten Ergebnissen geführt hat.

4.3 Spektrale Verteilungen in Photonenfeldern unterschiedlicher Größe

Wie schon weiter oben dargestellt wurde, ist die Simulationsrechnung nach dem Monte Carlo Verfahren eine geeignete Methode zur Bestimmung des Energiespektrums in einem therapeutischen Photonenstrahl [5, 6, 7].

Abbildung 4.4 zeigt die spektrale Verteilung des Referenzfeldes, also eines Feldes der Größe $10 \times 10 \text{ cm}^2$, das auf ein Wasserphantom im Abstand von 100 cm

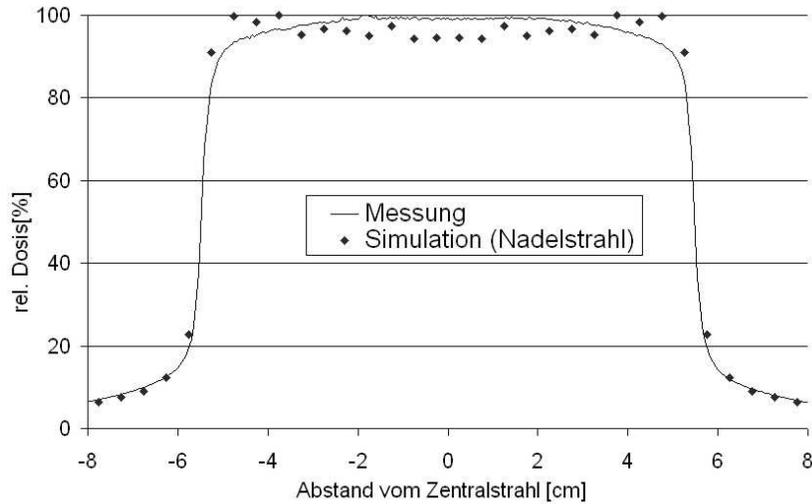


Abbildung 4.3: Dosisquerverteilung im Wasserphantom in 10 cm Tiefe: Vergleich von Simulation (Elektronen-Nadelstrahl) und Messung;

trifft, für den 6 MeV Photonenstrahl. Die spektralen Verteilungen vor Eintritt in das Phantom sowie in den Wassertiefen 5, 15 und 25 cm sind dargestellt.

Zum Vergleich mit den in Abbildung 4.4 dargestellten Spektren bei der Standardfeldgröße wurden die Spektren in diesen Tiefen auch für quadratische Felder mit den Kantenlängen 3, 15 bzw. 25 cm bestimmt (Abbildung 4.5). In Tabelle 4.1 ist für alle Feldgrößen und Wassertiefen die mittlere Photonenenergie angegeben. Als zusätzlicher Parameter ist dort auch der prozentuelle Anteil von Photonen mit Energien kleiner als 100 keV angeführt. Dieser Wert kann als Maß für den Anteil gestreuter Photonen herangezogen werden [17].

In Abschnitt 5.3 wird unter Berücksichtigung der vom National Institute of Standards and Technology (NIST, USA [41]) veröffentlichten Massenenergieabsorptionskoeffizienten der verschiedenen Detektormaterialien auf diese simulierten Spektren Bezug genommen.

4.4 Monte Carlo Simulationen spezieller Feldkonfigurationen

An verschiedenen Stellen dieser Arbeit wurden bestimmte Photonenstrahl-Konfigurationen simuliert. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden dabei als Referenz für physikalische Messungen herangezogen. Diese Vorgangsweise wird in

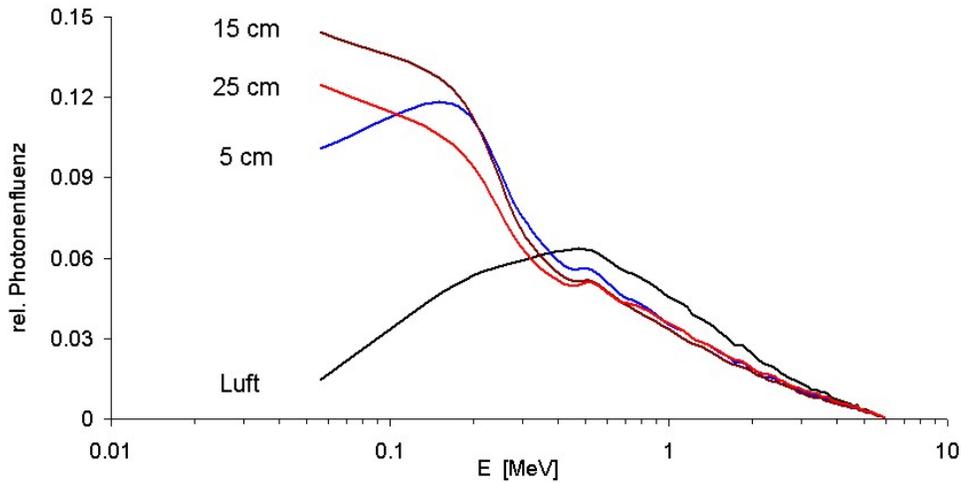
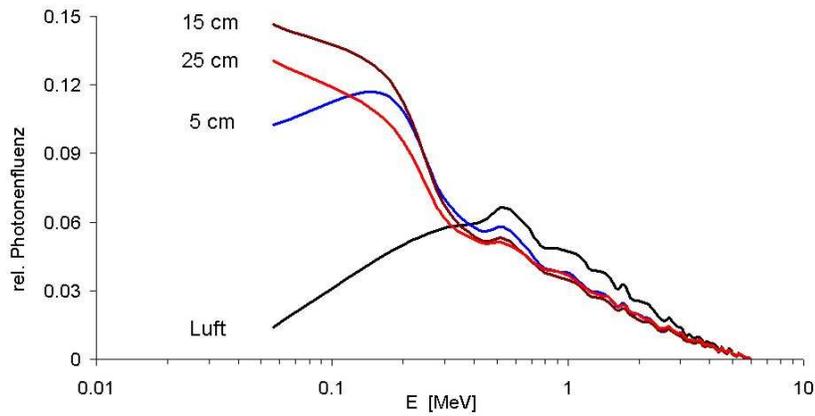


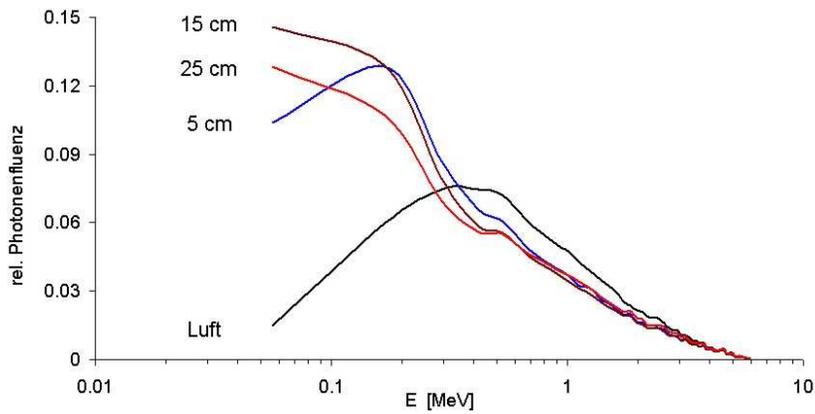
Abbildung 4.4: Mittels Monte-Carlo Simulationsrechnung bestimmtes Photonenfluenzspektrum für einen 6 MeV (nominal) Photonenstrahl bei einer Feldgröße von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ für unterschiedliche Abstände vom Fokus. Dargestellt sind die Verteilungen für den einfallenden Strahl (Luft) sowie für drei unterschiedliche Tiefen im Wasserphantom (5, 15 und 25 cm).

Tabelle 4.1: Mittlere Energie und prozentueller Streuanteil (definiert als Anteil der Photonen mit Energien unter 100 keV) in Feldern unterschiedlicher Größe und in unterschiedlichen Tiefen im Wasserphantom (Simulationsrechnungen); Nominalenergie: 6 MeV;

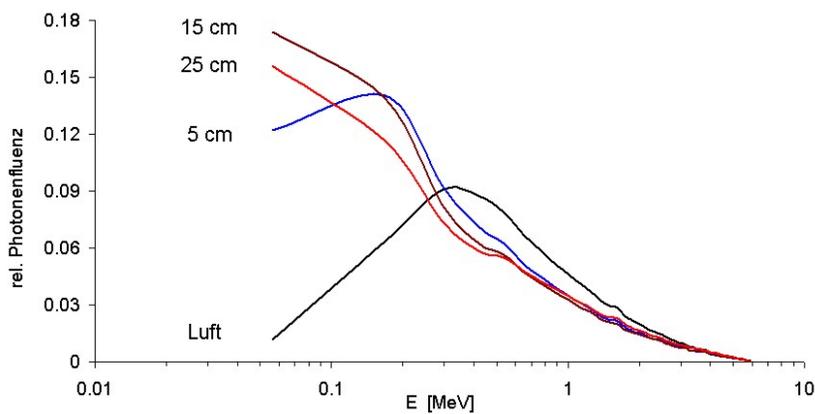
Tiefe [cm]	mittlere Energie [MeV]				Streuanteil [%]			
	Feldgröße [cm ²]				Feldgröße [cm ²]			
	3×3	10×10	15×15	30×30	3×3	10×10	15×15	30×30
0	1.57	1.57	1.40	1.31	1.42	1.45	1.48	1.70
5	1.26	1.28	1.14	1.04	10.26	10.09	10.39	12.20
15	1.18	1.21	1.10	1.01	14.63	14.44	14.59	17.38
25	1.29	1.33	1.22	1.13	13.04	12.49	12.82	15.61



(a) $3 \times 3 \text{ cm}^2$



(b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$



(c) $30 \times 30 \text{ cm}^2$

Abbildung 4.5: Photonenfluenzspektren bei unterschiedliche Feldgrößen (3×3 , 15×15 bzw. $30 \times 30 \text{ cm}^2$), dargestellt jeweils für den einfallenden Strahl und drei verschiedene Tiefen im Wasserphantom;

Tabelle 4.2: Simulationsrechnung der Outputfaktoren für Rundloch-kollimatoren mit einem 6 MeV Photonenstrahl in Wasser, Fokus-Oberflächen-Abstand 98.5 cm, Bezugstiefe 1.5 cm; d: Kollimatordurchmesser; Sim: Anzahl der gerechneten Simulationen; Histories: insgesamt gerechnete Teilchengeschichten; D/Hist: Dosis pro Teilchengeschichte; s: Standardabweichung; OF: Outputfaktor relativ zum größten Feld;

d	Sim	Histories	D/Hist.	s	OF
[mm]			[Gy]		
35	8	4.29E+08	1.728E-07	1.547E-08	1.00
20	8	1.63E+08	1.692E-07	1.988E-08	0.98±0.12
10	6	1.17E+08	1.545E-07	2.257E-08	0.89±0.13
7.5	9	1.01E+08	1.467E-07	2.450E-08	0.85±0.14

Situationen gewählt, wo die Messung aufgrund der Feldform schwierig oder nicht sehr zuverlässig ist. Die Ergebnisse sind im folgenden zusammengestellt.

4.4.1 Outputfaktoren kleiner Felder

Mit den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Rundlochkollimatoren können runde Photonenfelder mit sehr geringem Durchmesser erzeugt werden, die in der Radiochirurgie im Schädelbereich Einsatz finden. Die Messung der Outputfaktoren, also der Dosis pro Monitoreinheit für ein bestimmtes Feld relativ zu einem Referenzfeld, ist für Felder mit einem nominalen Durchmesser von 7.5 oder 10 mm schwierig. Es bilden sich hier keine Dosis-Plateaus in Feldmitte aus, die Einbringung eines Detektors verändert das Dosisprofil möglicherweise signifikant.

In Abschnitt 5.1.1.1 werden die Outputfaktoren dieser Felder mit einer Reihe verschiedener Detektoren gemessen, wobei diese Messreihe vorwiegend dazu dient, die Charakteristik dieser Detektoren zu analysieren. Von Interesse ist dabei, wie sich die geometrischen Abmessungen und die physikalische Zusammensetzung des empfindlichen Volumens auf das Messergebnis auswirken.

Als Vergleichswerte für die Messungen mit verschiedenen Detektoren wurden Simulationen für die Kollimatoren mit 7.5, 10, 20 und 35 mm Durchmesser durchgeführt. Tabelle 4.2 zeigt eine Zusammenstellung der Ergebnisse. Zur Fehlerabschätzung wurde die Simulation für jeden Kollimatordurchmesser mehrfach wiederholt. Als Fehlerintervalle für die Outputfaktoren werden die Standardabweichungen angegeben.

Die in der Tabelle angegebenen Werte für die Standardabweichung der Do-

sis pro Teilchengeschichte und die daraus resultierenden Fehlerangaben für die Outputfaktoren zeigen, dass selbst für die große Anzahl gerechneter Teilchengeschichten (mit Rechenzeiten von ungefähr 20 Tagen pro Kollimator) die statistische Unsicherheit noch recht groß ist.

In Abbildung 5.1, Seite 51, sind diese berechneten Werte den entsprechenden Messwerten gegenübergestellt.

4.4.2 Halbschattenbreite an einer scharfen Feldgrenze

In Abschnitt 5.1.2 wird die Messungen von Dosisquerprofilen mit unterschiedlichen Detektoren diskutiert. Analysiert werden die Detektoreigenschaften dabei anhand einer Messung an einer besonders scharfen Feldgrenze (Abbildung 5.4), die durch ein half-beam Feld, einen zusätzlichen Abschirmblock, geringen Fokus-Oberflächen Abstand und ein Minimum an Aufbaumaterial realisiert wird.

Für diese Feldanordnung wurde eine Simulationsrechnung durchgeführt. Die Abmessung der Volumenelemente (Voxel), für die die Dosis in der Rechnung registriert wird, kann für jede Simulation beliebig festgelegt werden. Um die interessierende Feldgrenze exakt abbilden zu können, muss eine geringe Abmessung der Voxel in senkrechter Richtung zur begrenzenden Ebene gewählt werden. In diesem Beispiel wurde deshalb in der x-Richtung eine Kantenlänge von 0.5 mm gewählt, in den beiden anderen Richtungen jeweils 5 mm. Bei solch geringen Voxel-Abmessungen ist eine sehr hohe Anzahl von Teilchengeschichten zu rechnen, um den statistischen Fehler ausreichend klein zu halten. Zur Abschätzung dieses Fehlers wird die Simulation mehrfach gerechnet, wobei immer neue Startwerte für den Zufallszahlengenerator verwendet werden.

Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse der Simulationsrechnung für das beschriebene half-beam Feld für 5 gleiche Simulationen mit insgesamt $1.8 \cdot 10^8$ gerechneten Teilchengeschichten.

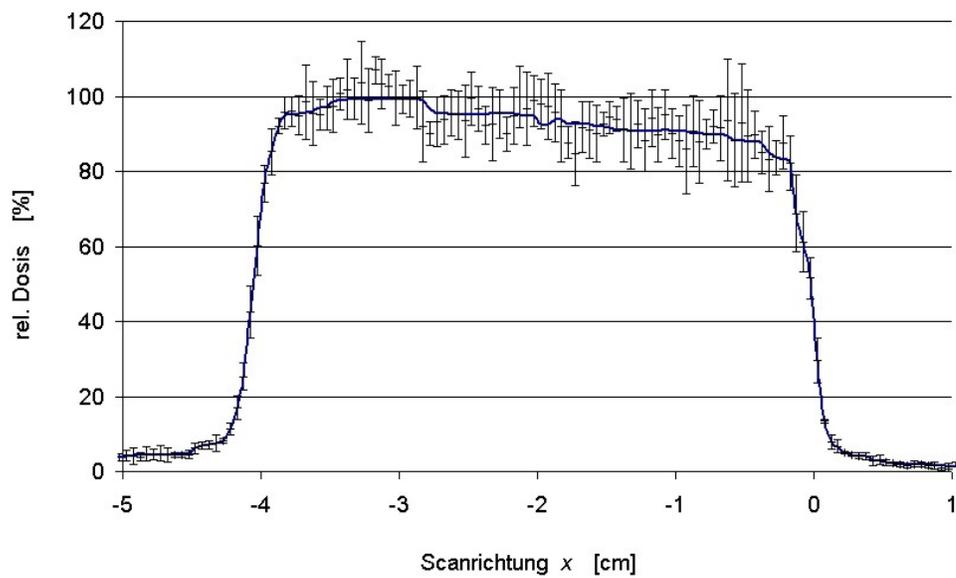


Abbildung 4.6: Simulation des half-beam Feldes mit scharfer Feldgrenze; die Datenpunkte geben die Mittelwerte für die 5 gerechneten Simulationen an, die Fehlerbalken entsprechen einer Standardabweichung. Die durchgezogene Linie stellt eine Median-Filterung der berechneten Daten zur weiteren Verwendung in Abschnitt 5.1.2.1 dar.

Teil 5

Charakterisierung von Detektoren unterschiedlichen Funktionsprinzips zur Dosimetrie kleiner Felder

In diesem Abschnitt werden zunächst die Effekte, die das Messergebnis bei der Verwendung von unterschiedlichen Detektoren beeinflussen können, erläutert. Die verwendeten Detektoren unterscheiden sich auf Grund ihrer Bauweise darin, wie stark die einzelnen Effekte wirksam werden. Das wird in diesem Abschnitt analysiert, woraus auf die Eignung der verschiedenen Detektoren für die Messaufgaben in der Dosimetrie kleiner Felder geschlossen werden kann.

5.1 Volumen und Abmessungen - der Volumeneffekt

Die endliche Abmessung der Detektoren hat natürlich eine wesentliche Bedeutung bei der Dosimetrie kleiner Felder oder inhomogener Feldbereiche. In diesem Abschnitt werden die damit verbundenen Effekte, die unter dem Begriff *Volumeneffekt* zusammengefasst werden können, bei unterschiedlichen Messsituationen analysiert und quantitativ ausgewertet.

5.1.1 Punktmessungen

Bei verschiedenen Punktmessungen (Messungen der Ortsdosis) kann der Volumeneffekt eine wesentliche Rolle spielen. Einerseits bei der Messung von Outputfaktoren sehr kleiner Felder. Dabei wird die Dosisleistung von Feldern, wie sie

etwa mit Rundlochkollimatoren kleinen Durchmessers erzeugt werden, mit der Dosisleistung eines Referenzfeldes (typischerweise $10 \times 10 \text{ cm}^2$) in Verhältnis gesetzt. Der zweite Fall, der in diesem Zusammenhang zu untersuchen ist, ist die Verifikation der Isozentrumsdosis bei der IMRT, da man es hierbei häufig mit sehr kleinen Feldsegmenten zu tun hat.

5.1.1.1 Messung von Outputfaktoren sehr kleiner Felder

Der Einfluss der Detektorgröße auf die Messung von Outputfaktoren sehr kleiner Felder wurde in der Literatur von verschiedenen Autoren behandelt [42, 21, 43]. Die dabei am häufigsten beschriebenen dosimetrischen Methoden sind – neben der Messung mit kleinvolumigen Ionisationskammern – Dioden, Filme und Thermolumineszenzdosimeter. Eine ungeschickte Detektorwahl würde hier dazu führen, dass die Dosisleistung mit abnehmender Feldgröße zu niedrig angenommen wird.

Bei kleinen Feldgrößen, wie sie in der Radiochirurgie zum Einsatz kommen, ist in größeren Teilen des Feldes das laterale Elektronengleichgewicht gestört. Dieser Effekt wird durch luftgefüllte Ionisationskammern noch weiter verstärkt. Diamantdetektoren sind hier aufgrund ihrer annähernden Gewebeäquivalenz prinzipiell zu bevorzugen.

Zur Quantifizierung dieses Effekts eignet sich eine Messreihe an den Rundlochkollimatoren. Mit diesen lassen sich ja kleine Felder mit exakt definierter Größe und Reproduzierbarkeit realisieren. In Abbildung 5.1 sind Outputfaktormessungen für den gesamten Satz von Rundlochkollimatoren bei einer Photonenenergie von 6 MeV dargestellt. Es kamen dabei der Diamantdetektor, die Pinpoint Kammer, die Semiflex Schlauchkammer (Typ 31002), TLD-Kristalle und radiographische Filme zum Einsatz. Die Messungen wurden im Wasserphantom in einer Tiefe von 1.5 cm, also dem Tiefendosismaximum, bei einem Fokus-Oberflächen Abstand von 98.5 cm durchgeführt. Alle Datenreihen sind auf den jeweiligen Wert bei 35 mm Kollimatordurchmesser normiert.

Der Diamantdetektor kann für diese Art der Messung als Referenz gelten. Die Dosisleistungsabhängigkeit muss zwar gesondert berücksichtigt werden, das ist jedoch mit ausreichender Genauigkeit möglich (vergl. Abschnitt 5.2.1).

Wie nicht anders zu erwarten, zeigen sich bei der Messung mit der Schlauchkammer bereits bei Feldgrößen ab 25 mm deutlich zu niedrige Werte, die weiteren sind in der Abbildung auch nur zur Veranschaulichung angegeben. Für 15 mm Kollimator liegt der Messwert bereits um 13% unter dem mit dem DD gemessenen Vergleichswert.

Die Übereinstimmung zwischen Pinpoint-Kammer (PP) und Diamantdetektor

(DD) ist für Feldgrößen zwischen 35 mm und 17.5 mm gut, die Abweichungen liegen hier unter 0.6%, darunter divergieren die beiden Kurven aber doch deutlich. Bei 7.5 mm liegt der PP-Messwert um 7% unter dem DD-Messwert.

Film- und TL-Dosimetrie sind aufgrund schlechterer Reproduzierbarkeit und wegen der aufwändigeren Handhabung von vornherein nicht die Methoden der Wahl für diese Messung. Darüber hinaus zeigt die Auswertung aber auch die Unterlegenheit dieser Messverfahren bei den kleinsten Feldern: die Werte liegen jeweils deutlich unter den mit dem DD gemessenen. Auf die genaue Ursache für diese Beobachtung wird aber nicht näher eingegangen.

In Abbildung 5.1 sind auch die aus Monte-Carlo Simulationen berechneten Outputfaktoren für drei kleine Kollimatoren (20, 10 und 7.5 mm) dargestellt (vergl. Abschnitt 4.4). Die Faktoren für die beiden kleinsten Felder liegen im Vergleich zur Messung mit dem Diamantdetektor nochmals höher, allerdings liegt diese Abweichung im Bereich der statistischen Unsicherheit.

5.1.1.2 Messung der Ortsdosis für segmentierte Felder

Beim klinischen Einsatz der intensitätsmodulierten Strahlentherapie hat es sich etabliert, jeden Bestrahlungsplan individuell zu verifizieren [44]. Dazu wird meist die Feldkonfiguration im Planungssystem auf ein Phantom übertragen [45]. Die entsprechende Dosisverteilung wird neu berechnet und messtechnisch kontrolliert. Für diese Messungen können - zusätzlich oder ausschließlich - auch Filme, Polymergele oder elektronische Portal Imaging Systeme eingesetzt werden, als Standard können aber Punktmessungen mit Hilfe einer Ionisationskammer angesehen werden [46, 22, 26].

Arbeiten zu diesem Thema gehen davon aus, dass die Dosisinhomogenität des Gesamtplans über das Volumen des Detektors eine hinreichende Voraussetzung ist, um ein korrektes Messergebnis zu erhalten. Belegt wird das häufig durch einige wenige Messungen koplanarer Felder mit relativ einfacher Geometrie [47]. Nun ist aber zu bedenken, dass diese Homogenität im Gesamtplan nicht zwangsläufig bedeutet, dass auch die Einzelfelder bzw. Segmente einen homogenen Dosisbeitrag über das gesamte Volumen des Detektors liefern müssen. Das kann zur Folge haben, dass bei korrektem Messergebnis für den Gesamtplan die Messergebnisse für die Einzelfelder von den berechneten Werten am Bezugspunkt abweichen, wobei eine Verstärkung dieses Effekts mit steigendem Detektorvolumen zu erwarten ist [48]. Prinzipiell ist die Beschränkung auf Dosisinhomogenität des Gesamtplans als Mindestvoraussetzung dennoch richtig, da sich die Partialvolumeneffekte, die die Messwerte für die Einzelfelder verfälschen, im Mittel (also für den Gesamtplan)

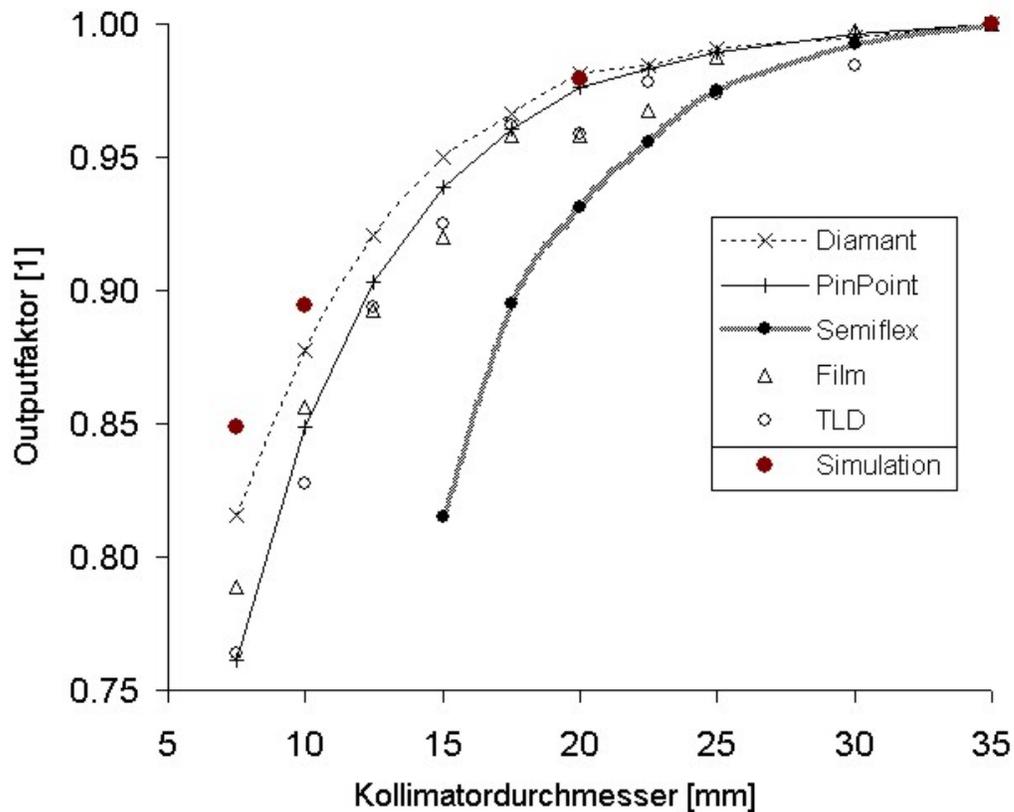


Abbildung 5.1: Messung der Outputfaktoren für 10 Rundlochkollimatoren bei einer Photonenenergie von 6 MeV mit 5 verschiedenen Detektoren: Diamantdetektor, Pinpoint-, Semiflex-Kammer, Film, TLD. Zusätzlich sind die mit Monte-Carlo Simulationen berechneten Outputfaktoren für vier Kollimatoren (35, 20, 10 und 7.5 mm) gezeigt.

Alle Datenreihen sind auf den jeweiligen Wert bei 35 mm Kollimatordurchmesser normiert. Die Ergebnisse für Diamantdetektor, Pinpoint- und Semiflex-Kammer sind zur besseren Übersichtlichkeit durchgezogen dargestellt. Für die Semiflex-Schlauchkammer sind nur die Werte bis zu 15mm angegeben.

aufheben.

Dosishomogenität in einem ausreichend großen Bereich um das Isozentrum ist aber in der IMRT nicht immer gegeben. Die klinische Routine zeigt darüber hinaus, dass es bei der Verifikation von IMRT Plänen von Vorteil ist, wenn der Dosisbeitrag der einzelnen Felder kontrolliert werden kann. Zum einen wird dadurch die Suche nach Einflußfaktoren, die zu Abweichungen zwischen Rechnung und Messwerten führen, erleichtert. Außerdem können auch Messungen noch interpretiert werden, bei denen ein Feld des Gesamtplans messtechnisch nicht verifiziert werden kann, etwa wenn die Einstrahlrichtung parallel zur Kammerachse liegt oder wenn die Geometrie des Phantoms eine Einstellung des Feldes nicht zulässt.

Wie in diesem Abschnitt beschrieben wird, wurde ein Modell erstellt, das die Detektorantwort bei gegebenen - auch inhomogenen - Dosisverteilungen aufgrund der geometrischen Abmessungen des Detektors beschreibt. Für eine Anzahl von IMRT-Plänen wird die mit diesem Modell berechnete Dosis der örtlichen Dosis am Bezugspunkt gegenübergestellt und durch Messung verifiziert. Es kommen dabei zwei grundverschiedene Detektoren zum Einsatz: eine 0.125 cm^3 Ionisationskammer und ein Diamantdetektor.

Die Detektorantwortfunktion (detector response function, drf) beschreibt den Einfluss des endlichen Volumens (bzw. der Abmessungen) eines Detektors auf die Übertragung einer "wahren" Verteilung in einen Messwert. Bei Profil- oder Halbschattenmessungen ist dafür im wesentlichen nur die Abmessung des Detektors in Scanrichtung von Bedeutung, bei den hier betrachteten Punktmessungen ist die räumliche Ausdehnung zu berücksichtigen. Diese können - analytisch [49] oder experimentell [48] - wenn auch nicht exakt bestimmt, so doch zumindest angenähert werden.

5.1.1.3 Modellierung der Detektorantwortfunktion

Unser Bestreben ist es zunächst, das zu erwartende Ergebnis einer Messung in einem Bereich inhomogener Dosisverteilung basierend auf der modellierten Detektorantwortfunktion (drf) zu simulieren bzw. voraus zu berechnen. Dieser Wert wird im weiteren als *integrated detector response (idr)* bezeichnet und entspricht einer gewichteten Mittelwertbildung über den entsprechenden Bereich. Als Maß für die Inhomogenität der Dosisverteilung über ein Volumen V wird die soge-

nannte integrale Inhomogenität I_V , berechnet nach Gleichung 5.1, herangezogen.

$$I_V = \frac{D_{\max}(V)}{D_{\min}(V)} \cdot 100 \quad (5.1)$$

Bei der Modellierung der idr wird ein einfacher Zugang gewählt. Genau betrachtet müsste die Dosisverteilung über den gesamten Bereich, der vom Detektorvolumen abgedeckt wird, integriert werden. Zusätzlich müssten noch Korrekturfaktoren eingeführt werden, die berücksichtigen, dass das Detektormaterial sich vom umgebenden Phantommaterial unterscheiden. Auf diese Faktoren wird nicht eingegangen. Das angesprochene Integral wird durch eine Summation entlang der Hauptachsen ersetzt. Es ergibt sich somit für die idr der folgende Ausdruck:

$$idr = \sum_x \sum_y \sum_z w_{xyz} \cdot D(x, y, z) \quad (5.2)$$

w_{xyz} ist der Wichtungsfaktor der Detektorantwort an der Stelle (x, y, z) , wobei die Normierungsbedingung $\sum_x \sum_y \sum_z w_{xyz} = 1$ gilt.

$D(x, y, z)$ ist der berechnete Dosiswert in (x, y, z) .

Die Wichtungsfaktoren w werden nun entlang der Hauptachsen in Abständen von 0.5 mm berechnet. In diesem Modell wird angenommen, dass die durch diesen Wichtungsfaktor ausgedrückte *detector response* an einer Stelle der Achse i gleich ist der Querschnittsfläche durch den Detektor senkrecht zur Achse an dieser Stelle. Diese Modellierung wurde für zwei Detektortypen, nämlich die Semiflex-Schlauchkammer (Typ 31002) und den Diamantdetektor, durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt die Ergebnisse in axialer und radialer Richtung. Die Wichtung in axialer Richtung entfällt für den Diamantdetektor aufgrund seiner sehr geringen Abmessung.

Die vom Bestrahlungsplanungssystem (BPS) errechneten Dosiswerte $D(x, y, z)$ entlang der Hauptachsen können in recht einfacher Weise ermittelt und aus dem System exportiert werden. Dazu wird die *dose export* Funktion des BPS benutzt. Diese exportiert die Dosisverteilung in einer Hauptebene in Form einer Matrix in eine Textdatei. Ein selbst geschriebenes Programm ermittelt die benötigten Dosiswerte aus diesen Matrizen und führt die Berechnung der idr gemäß Gleichung 5.2 durch.

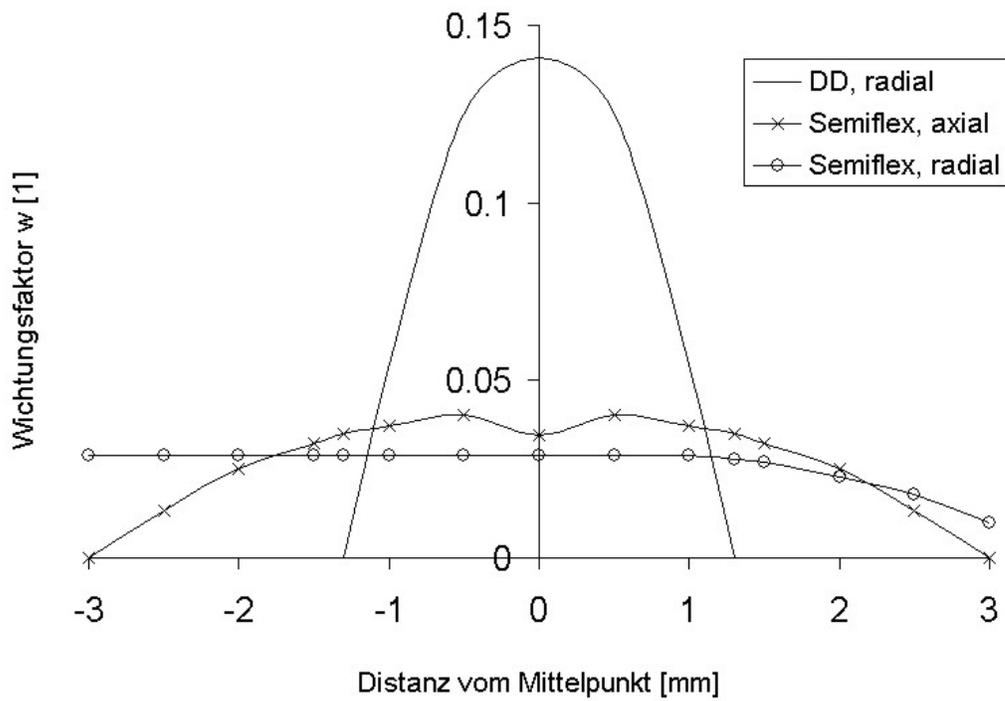


Abbildung 5.2: Darstellung der einheitenlosen Wichtungsfaktoren w zur Modellierung der Detektorantwortfunktion in radialer Richtung für den Diamantdetektor (DD) bzw. in axialer und radialer Richtung für die Semiflex-Schlauchkammer (Typ 31002). Aufgrund der geringen Abmessung des Diamantdetektors in axialer Richtung wird die entsprechende Wichtung vernachlässigt.

5.1.1.4 Die Bedeutung des Detektorvolumens bei der Verifikation von Einzelfeldern in der IMRT

Theoretische Betrachtung

Mit Hilfe der im letzten Abschnitt beschriebenen Methode wird nun der Einfluss des Volumeneffektes auf die Messung von IMRT-Feldern anhand von Beispielen untersucht. Dazu wird für berechnete Dosisverteilungen von Einzelfeldern und Mehrfelderplänen die *integrated detector response (idr)* berechnet und der Ortsdosis am Bezugspunkt gegenübergestellt. Zusätzlich wird die integrale Inhomogenität I_V angegeben.

Zunächst wurden mehrere "statische" – also nicht intensitätsmodulierte – Felder erstellt, die starke Dosisgradienten in allen drei Raumrichtungen in der Umgebung des Bezugspunktes aufweisen (Tabelle 5.1). Diese Gradienten spiegeln sich in hohen Werten der integralen Inhomogenität wieder. Dies gilt erwartungsgemäß stärker für die "große" Semiflex-Schlauchkammer (maximal 284%) als für den kleineren Diamantdetektor (max. 124%).

Der interessante Punkt an den in Tabelle 5.1 dargestellten Werten ist jedoch, dass trotz dieser hohen Inhomogenität nur geringe Abweichungen der *idr* von der Ortsdosis am Bezugspunkt zu erwarten sind. Diese Abweichung liegt nur in einem Fall über 2%, für den Diamantdetektor gar nur bei maximal 0.6%.

Im nächsten Schritt werden IMRT Mehrfelderpläne nach der gleichen Methode ausgewertet (Tabelle 5.2). Es handelt sich dabei um 14 klinisch eingesetzte Bestrahlungspläne, die vor der ersten Behandlung mittels Phantommessung verifiziert werden mussten. Hier liegt meist eine homogene Dosisverteilung um den Bezugspunkt vor. Für den Diamantdetektor liegen die Werte für I_V bei maximal 110%, was sich auch in sehr geringen Abweichungen der berechneten *idr* von der Ortsdosis am Bezugspunkt D_{BP} widerspiegelt. Die in der Tabelle angegebene Differenz ΔD_{DD} ist maximal 0.6%, was im Bereich der Messungenauigkeit bzw. Reproduzierbarkeit liegt.

Für die Semiflex-Schlauchkammer ändert sich das Ergebnis etwas. Der Maximalwert für die integrale Inhomogenität I_V liegt bei 116%, der für die Differenz von *idr* und D_{BP} bei 1.65%.

Die etwas höheren Inhomogenitäten und Abweichung für Pläne, die mit dem micro-MLC geplant und bestrahlt wurden, waren aufgrund der im Vergleich zum Standard-MLC (V80) geringeren Lamellenbreite zu erwarten. Die Unterschiede sind jedoch gering, wie sich an den in Tabelle 5.2 angeführten Mittelwerten ablesen lässt.

Aus den Plänen in Tabelle 5.2 stechen die Nummern 5 und 10 hinsichtlich

Tabelle 5.1: Integrale Inhomogenität I_V und modellierte Detektorantwort idr für vier jeweils aus drei statischen Feldern bestehende Dosispläne. Die Pläne 1 und 2 wurden mit dem micro-MLC (m3) realisiert, 3 und 4 mit dem Varian-80 MLC. Angegeben sind die für die beiden Detektortypen (Semiflex-Schlauchkammer und Diamantdetektor DD) berechneten Werte, jeweils für den Gesamtplan und die drei Einzelfelder. Die berechnete Ortsdosis am Bezugspunkt ist für jeden der Pläne 3Gy, gleichmäßig aufgeteilt auf die jeweiligen drei Teilfelder.

Plan	Feld	$I_V(DD)$ [%]	$idr(DD)$ [cGy]	$I_V(\text{Semiflex})$ [%]	$idr(\text{Semiflex})$ [cGy]
1 (m3)	gesamt	107.8	299.0	130.2	294.6
	F1	124.1	99.5	256.4	98.1
	F2	124.3	99.5	259.2	98.1
	F3	101.8	100.0	254.5	98.4
2 (m3)	gesamt	104.0	299.1	128.6	295.0
	F1	101.7	100.0	106.8	99.6
	F2	112.6	99.4	196.9	98.2
	F3	105.0	99.7	283.6	97.2
3 (V80)	gesamt	107.5	299.9	129.1	297.4
	F1	123.0	100.4	240.6	99.1
	F2	123.5	100.0	242.8	99.0
	F3	101.3	99.9	240.0	99.2
4 (V80)	gesamt	100.1	299.9	101.4	299.8
	F1	100.8	100.0	103.8	99.9
	F2	101.2	100.0	103.9	99.9
	F3	101.2	99.9	105.0	99.9

Tabelle 5.2: Integrale Inhomogenität I_V und modellierte Detektorantwort idr für 14 klinische IMRT-Pläne mit jeweils 5 bis 7 Feldern. Die Pläne wurden entweder mit dem micro-MLC (m3) oder dem Varian-80 MLC realisiert. Angegeben sind die Ortsdosis am Bezugspunkt (D_{BP}), die für die beiden Detektortypen (Semiflex-Schlauchkammer Sf und Diamantdetektor DD) berechneten Werte für I_V und idr , zusätzlich noch jeweils der Differenzwert $\Delta D = \frac{D_{BP} - idr}{D_{BP}} \cdot 100$.

\bar{M} sind die Mittelwerte, getrennt angegeben für die beiden MLC-Typen.

Plan	D_{BP} [cGy]	$I_V(DD)$ [%]	$idr(DD)$ [cGy]	ΔD_{DD} [%]	$I_V(Sf)$ [%]	$idr(Sf)$ [cGy]	ΔD_{Sf} [%]
1 (m3)	72.5	103.1	72.5	-0.03	111.6	72.3	0.26
2 (m3)	127.9	100.2	127.9	-0.01	101.1	128.0	-0.08
3 (m3)	123.4	101.7	123.4	0.01	103.3	123.3	0.09
4 (V80)	458.0	105.1	457.8	0.04	106.5	458.7	-0.15
5 (m3)	149.9	107.3	150.9	-0.68	113.4	152.4	-1.64
6 (V80)	119.4	100.7	119.4	0.01	101.0	119.4	0.03
7 (m3)	192.6	100.8	192.6	-0.02	103.6	192.6	0.03
8 (V80)	120.9	101.1	120.9	0.03	103.7	120.8	0.09
9 (V80)	130.9	101.6	130.9	-0.02	103.0	131.0	-0.05
10 (V80)	167.8	110.0	169.0	-0.70	115.9	170.04	-1.33
11 (V80)	228.5	101.4	228.5	-0.01	103.9	228.5	0.01
12 (V80)	110.2	100.2	110.2	-0.04	100.9	110.3	-0.08
13 (V80)	154.9	102.2	154.9	-0.01	105.9	154.9	0.03
14 (V80)	108.1	100.4	108.1	0.04	101.5	108.0	0.08
\bar{M} (m3)		102.6		-0.15	106.6		-0.27
\bar{M} (V80)		102.5		-0.07	104.7		-0.15

Tabelle 5.3: Integrale Inhomogenität I_V und modellierte Detektorantwort idr für zwei Pläne mit auffallend hohen Abweichungen (vergl. Tab 5.2).

Plan	Feld	D_{BP}	$I_V(DD)$	$idr(DD)$	ΔD_{DD}	$I_V(Sf)$	$idr(Sf)$	ΔD_{Sf}
5 (m3)	ges.	1.499	107.4	1.509	-0.69	112.7	1.523	-1.62
	F1	0.452	102.7	0.452	0.00	106.2	0.452	0.07
	F2	0.176	158.2	0.186	-5.86	159.4	0.195	-10.98
	F3	0.373	103.8	0.373	-0.06	107.9	0.376	-0.72
	F4	0.355	106.4	0.355	0.03	129.2	0.357	-0.53
	F5	0.143	106.5	0.143	0.16	119.7	0.144	-0.44
10 (V80)	ges.	1.678	109.7	1.691	-0.75	112.9	1.699	-1.24
	F1	0.367	104.2	0.367	0.03	106.2	0.367	-0.06
	F2	0.235	157.8	0.247	-5.13	166.2	0.257	-9.24
	F3	0.250	133.0	0.250	-0.09	157.7	0.250	0.04
	F4	0.214	107.8	0.214	-0.05	120.1	0.213	0.28
	F5	0.178	102.9	0.178	0.13	105.2	0.178	0.17
	F6	0.213	100.9	0.213	0.00	104.8	0.213	-0.11
	F7	0.220	105.1	0.220	0.00	109.5	0.220	0.01

der Werte für I_V und ΔD heraus. Diese beiden Pläne werden deshalb einer eingehenderen Prüfung unterzogen. Dazu wird der berechnete Dosisbeitrag jedes einzelnen Feldes sowohl am Bezugspunkt als auch im Gesamtbereich des Detektorvolumens bestimmt. Die Ergebnisse der entsprechenden Auswertung sind in Tabelle 5.3 dargestellt. Es zeigt sich dabei, dass jeweils nur ein Feld den entscheidenden Beitrag zu den deutlichen Abweichungen liefert. Das ist allerdings nur darauf zurückzuführen, dass diese beiden Felder parallel zum metallenen Schaft der Detektoren eingestrahlt werden (Gantry- und Tischwinkel 90 Grad). Dieser Schaft ist auch im CT-Scan des Phantoms sichtbar und führt daher zu Fehlern in der Dosisberechnung. Eine solche Feldkonfiguration liegt in den restlichen der in Tabelle 5.2 angeführten Pläne nicht vor. Sie sollte aus Gründen der experimentellen Verifizierbarkeit vermieden werden.

Diese auf einer Modellrechnung basierenden Untersuchungen zeigen also, dass der Einfluss der Detektorgröße auf das Ergebnis bei der Messung der Ortsdosis in segmentierten IMRT-Feldern vernachlässigbar gering ist. Die größere Inhomogenität im Bereich des Detektorvolumens, die bei der Semiflex-Schlauchkammer beobachtet wird, wirkt sich nicht in entscheidender Weise auf das dosimetrische Ergebnis aus. Diese Art der Messung kann daher ohne Verlust an Genauigkeit mit einer großvolumigen Ionisationskammer durchgeführt werden.

Experimentelle Untersuchung

Wie bereits weiter oben in diesem Abschnitt angesprochen, liegen die Abweichungen in der modellierten Detektorantwort - und somit die erwarteten Messwerte - nur maximal 2% (bzw. 0.6% im Falle des Diamantdetektors) neben den Werten der berechneten Ortsdosis am Messpunkt (vergl. Tabelle 5.1). Herbeigeführt werden diese Abweichungen nur durch sehr steile Dosisgradienten im Bereich des Detektorvolumens. Nun ist aber auch bekannt, dass Messungen im Bereich solcher Gradienten zu hohen Fehlern aufgrund von Ungenauigkeiten in der Detektorpositionierung führen und daher wenig sinnvoll sind.

Eine Messung der in Tabelle 5.1 angeführten Felder bestätigt diese Annahme. Die Messung wurde im IMRT-Phantom durchgeführt und nach Neupositionierung des Phantoms wiederholt. Die Kalibrierung der Detektoren erfolgte relativ zum Referenzfeld.

Tabelle 5.4 zeigt eine Gegenüberstellung von gemessenen und berechneten Werten. Dabei treten Differenzen von bis zu 12% auf. Zur Veranschaulichung ist in der Tabelle jeweils der nach Gleichung 5.2 auftretende Fehler bei Verschiebung (bzw. Fehlpositionierung) des Detektors um 0.5 mm angegeben. Dazu wurde zur Berechnung der *idr* die gedachte Position des Detektors um ± 1 mm in Richtung der Hauptachsen verschoben und der maximale Dosisgradient ermittelt. Es zeigt sich, dass nach Berücksichtigung dieses durch Positionierungsunsicherheit hervorgerufenen Messfehlers die Differenz durchwegs im Bereich der üblichen Messunsicherheit liegt.

Die Abmessungen des Detektorvolumens sind somit für diese Art der Messung – also bei der Verifikation der Isozentrumsdosis bei der IMRT – von untergeordneter Bedeutung. Es ist vielmehr darauf zu achten, dass für den Gesamtplan ausreichende Homogenität im Bereich des Detektorvolumens und der unmittelbaren Umgebung gegeben ist. Ein Detektor von der Art der hier behandelten Semiflex-Ionisationskammer ist aufgrund der einfacheren Handhabung sowie der Möglichkeit zur Absolutdosimetrie zu bevorzugen.

5.1.2 Profilmessungen

Bei Profilmessungen bewirkt die endliche Ausdehnung des Detektors in Scanrichtung eine Verschmierung des tatsächlichen Dosisprofils.

Mathematisch formuliert handelt es sich bei dem Messergebnis m um eine Faltung des Dosisprofils dp mit der jeweiligen Detektor-Antwortfunktion (*detector*

Tabelle 5.4: Messwert MW und modellierte Detektorantwort idr für vier jeweils aus drei statischen Feldern bestehende Dosispläne, gerechnet mit dem micro-MLC (m3) bzw. dem Varian-80 MLC (V80). Angegeben sind die für die beiden Detektortypen (Semiflex-Schlauchkammer und Diamantdetektor) berechneten und gemessenen Werte.

$Diff.$ bezeichnet die prozentuelle Abweichung zwischen Messung und Rechnung, ΔD_{pos} die den durch eine Positionierungsunsicherheit von 0.5 mm erwarteten Messfehler (rechnerisch bestimmt); weitere Erläuterungen siehe Text;

Plan	Feld	Diamantdetektor				Semiflex			
		idr	MW	$Diff.$	ΔD_{pos}	idr	MW	$Diff.$	ΔD_{pos}
		[cGy]	[cGy]	[%]	[%]	[cGy]	[cGy]	[%]	[%]
1 (m3)	1	99.4	104.1	4.7	6.8	98.1	96.5	-1.7	4.5
	2	99.5	105.2	5.7	6.9	98.1	96.6	-1.6	6.7
	3	100.0	95.9	-4.1	6.5	98.4	93.0	-5.5	6.4
2 (m3)	1	100.0	98.5	-1.5	0.5	99.6	97.5	-2.1	0.6
	2	99.4	104.4	5.1	4.9	98.2	95.3	-3.0	4.3
	3	99.7	96.8	-2.9	7.0	97.2	87.5	-10.0	7.0
3 (V80)	1	100.4	111.5	11.1	5.8	99.1	103.9	4.8	3.9
	2	100.0	111.9	11.9	5.8	99.0	107.6	8.7	5.8
	3	99.9	103.0	3.1	5.2	99.2	103.3	4.1	5.4
4 (V80)	1	100.0	98.4	-1.6	0.3	99.9	99.3	-0.6	0.3
	2	100.0	99.8	-0.2	0.4	99.9	99.7	-0.2	0.2
	3	99.9	95.5	-4.5	0.4	99.9	96.8	-3.1	0.4

response function, drf):

$$m = dp * drf = \int_{-\infty}^{+\infty} dp(u) \cdot drf(u - x) du \quad (5.3)$$

Vernünftigerweise wird der Detektor so ausgerichtet, dass er sich während des Scans parallel zur Richtung seiner geringsten Ausdehnung bewegt. Der genannte Verschmierungseffekt ist jedoch prinzipiell unvermeidbar. Gerade bei der Messung sehr kleiner Felder mit scharfer Begrenzung ist deshalb darauf zu achten, dass es dadurch nicht zu relevanten systematischen Fehlern kommt. Zum Zweck der Fehlerabschätzung müssen deshalb Breite und Form der Detektor-Antwortfunktion bestimmt werden.

In Abbildung 5.4 ist dieser Verschmierungseffekt am Beispiel einer scharfen Feldgrenze dargestellt. Diese Feldgrenze wurde durch asymmetrisches Schließen der x-Blende ($x_1 = 0$ cm, $x_2 = 5$ cm), einen zusätzlichen 6 cm dicken Bleiblock mit der Unterkante in 62 cm Abstand vom Fokus, einen geringen Fokus-Oberflächen-Abstand (80 cm) und minimale Stärke des Aufbaumaterials (0.5 cm PMMA bzw. Wasser) realisiert. Die Anordnung ist in Abbildung 5.3 skizziert. Die Messung wurde mit den beiden Fingerhut-Kammern IC 10 und IC 04, der Pinpoint-Kammer, Film und Diamantdetektor durchgeführt. Zusätzlich wurde eine Monte Carlo Simulationsrechnung (vergl. Abschnitt 4.4) durchgeführt.

Wie aus der Abbildung 5.4 ersichtlich ist, wird die Feldgrenze bei der Messung mit dem Diamantdetektor (DD) am schärfsten abgebildet. Dieser Detektor wird deshalb für die weiteren Messungen in diesem Abschnitt als Referenz herangezogen. Tabelle 5.5 gibt die Breite des Halbschattens für die fünf unterschiedlichen Detektoren und die Simulationsrechnung an.

5.1.2.1 Korrektur des Volumeneffektes bei Profilmessungen durch Dekonvolution

Wie schon oben angesprochen, handelt es sich bei der Messung mit einem Detektor endlicher Ausdehnung mathematisch formuliert um eine Faltung (Gl. 5.3). Es stellt sich nun die Frage, ob bei bekannter Detektor-Antwortfunktion drf das Messergebnis durch Dekonvolution so korrigiert werden kann, dass der Volumeneffekt der verwendeten Kammer ohne Einfluss bleibt [50, 51, 52]. Es wurde zunächst der Versuch unternommen, diese Dekonvolution analytisch, unter Zuhilfenahme des Fourierschen Faltungstheorems, durchzuführen [53]. Demnach kann durch Di-

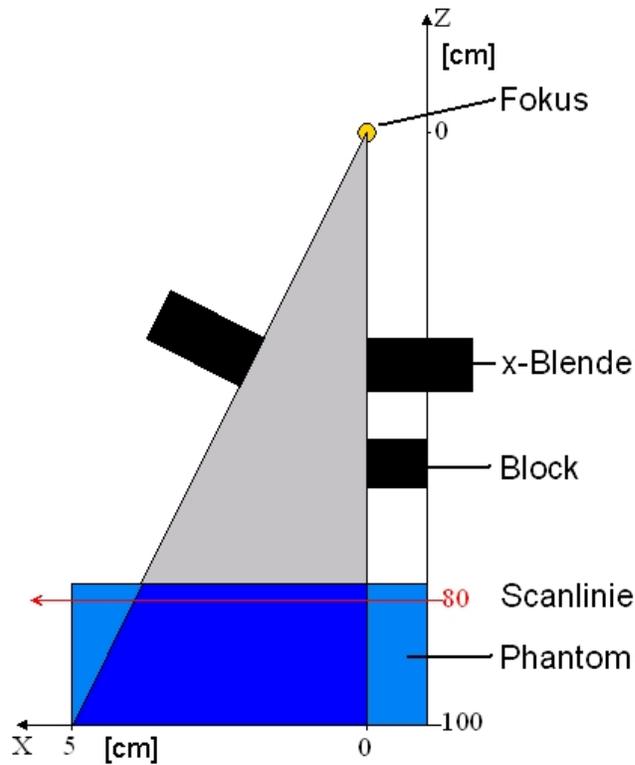


Abbildung 5.3: Messaufbau zur Erzeugung eines Photonenfeldes mit möglichst schmalen Halbschattenbereich.

Tabelle 5.5: Breite des Halbschattens für die in Abbildung 5.4 dargestellte Messung mit fünf unterschiedlichen Detektoren sowie eine Monte Carlo Simulation;

Detektor	Halbschattenbreite [mm]	
	80% - 20%	90% - 10%
IC 10	5.1	7.5
IC 04	3.6	6.0
Pinpoint	2.4	4.6
Film	2.1	4.4
Diamant	1.5	3.8
Simulation	2.0	3.7

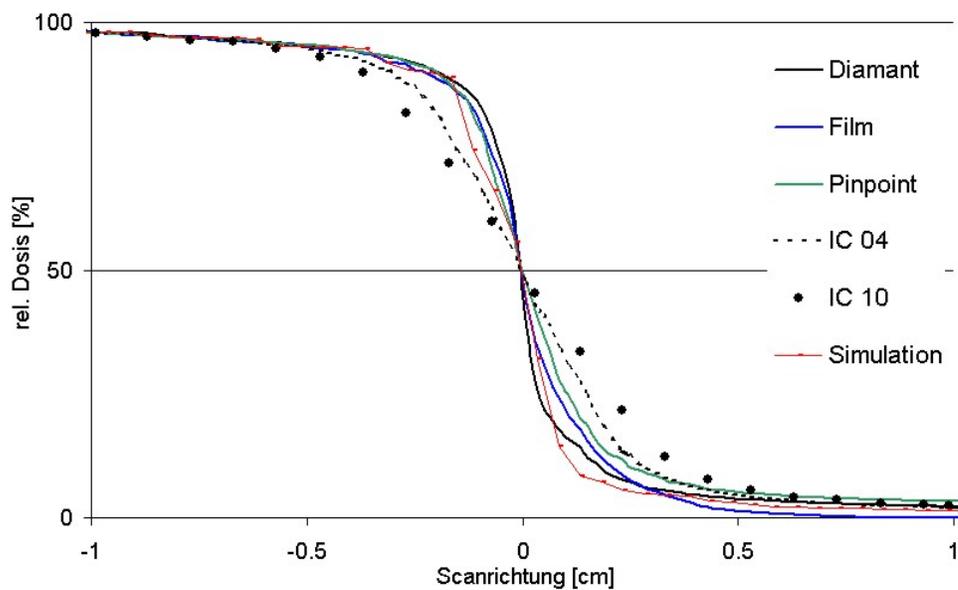


Abbildung 5.4: Schmale Feldgrenze an einem half-beam Block: Messung mit fünf unterschiedlichen Detektoren und Simulationsrechnung; Es zeigt sich der Verschmierungseffekt in Abhängigkeit von der Abmessung des empfindlichen Volumens in Scanrichtung.

Messparameter: 6MV Photonen, FOA: 80 cm, Tiefe: 0.5 cm, Blendenstellung: half-beam; zur deutlicheren Darstellung ist nur der Scanbereich um die Feldgrenze dargestellt.

vision der Fouriertransformierten (FT) einer "verschmierten" Verteilung m (Detektor mit größerem Volumen) durch die einer "scharfen" Verteilung s (Film, DD) die drf des Detektors – relativ zum Referenzdetektor – bestimmt werden (Gl. 5.4). Umgekehrt kann wiederum bei bekannter drf aus dem Messergebnis die "wahre", entfaltete Verteilung bestimmt werden (Gl. 5.5)

$$FT^{-1} \left(\frac{FT(m)}{FT(s)} \right) = drf \quad (5.4)$$

$$FT^{-1} \left(\frac{FT(m)}{FT(drf)} \right) = s \quad (5.5)$$

Es zeigt sich jedoch, dass dieses Verfahren für die vorhandenen Daten nicht durchführbar ist. Bei der Dekonvolution treten nämlich zwei grundsätzliche Probleme auf: Einerseits darf die Fouriertransformierte der drf nicht den Wert 0 annehmen, da sonst die Division nicht möglich ist. Das ist jedoch für die beschriebenen Verteilungen schon für niedrige Ortsfrequenzen der Fall. Zum Zweiten ist die Methode auch sehr rauschanfällig, sodass selbst bei Beschränkung der Division auf Frequenzen, bei denen die FT der drf Werte größer 0 annimmt, Rauschartefakte übermäßig verstärkt werden. Dies äußert sich in Überschwängern. Dieser Sachverhalt ist beispielhaft in Abbildung 5.5 für die in Abbildung 5.3 dargestellte Messanordnung dargestellt.

Es wird also der umgekehrte Weg gewählt. Die Antwortfunktionen der Detektoren werden zunächst durch Gaussfunktionen angenähert. Die dem jeweiligen Detektortyp am besten entsprechende Gaussfunktion φ_{drf} (Gl. 5.6) wurde dabei durch Variation des Parameters σ mit anschließender Faltung $f = s \star \varphi_{drf}(\sigma)$ und Berechnung der mittleren quadratischen Abweichung von f und m ermittelt.

$$\varphi_{drf} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (5.6)$$

Es zeigt sich, dass die Breite der so ermittelten Gaussverteilungen sehr gut mit den tatsächlichen Abmessungen der Detektoren korreliert. In Tabelle 5.6 sind die Abmessungen den Halbwertsbreiten der jeweiligen Gaussfunktionen gegenübergestellt.

5.2 Dosisleistungsabhängigkeit

Bei konventionellen Bestrahlungen liegt die Dosisleistung bei Verwendung von modernen Linearbeschleunigern bei 4 bis 6 Gy/min. Bei der Applikation inten-

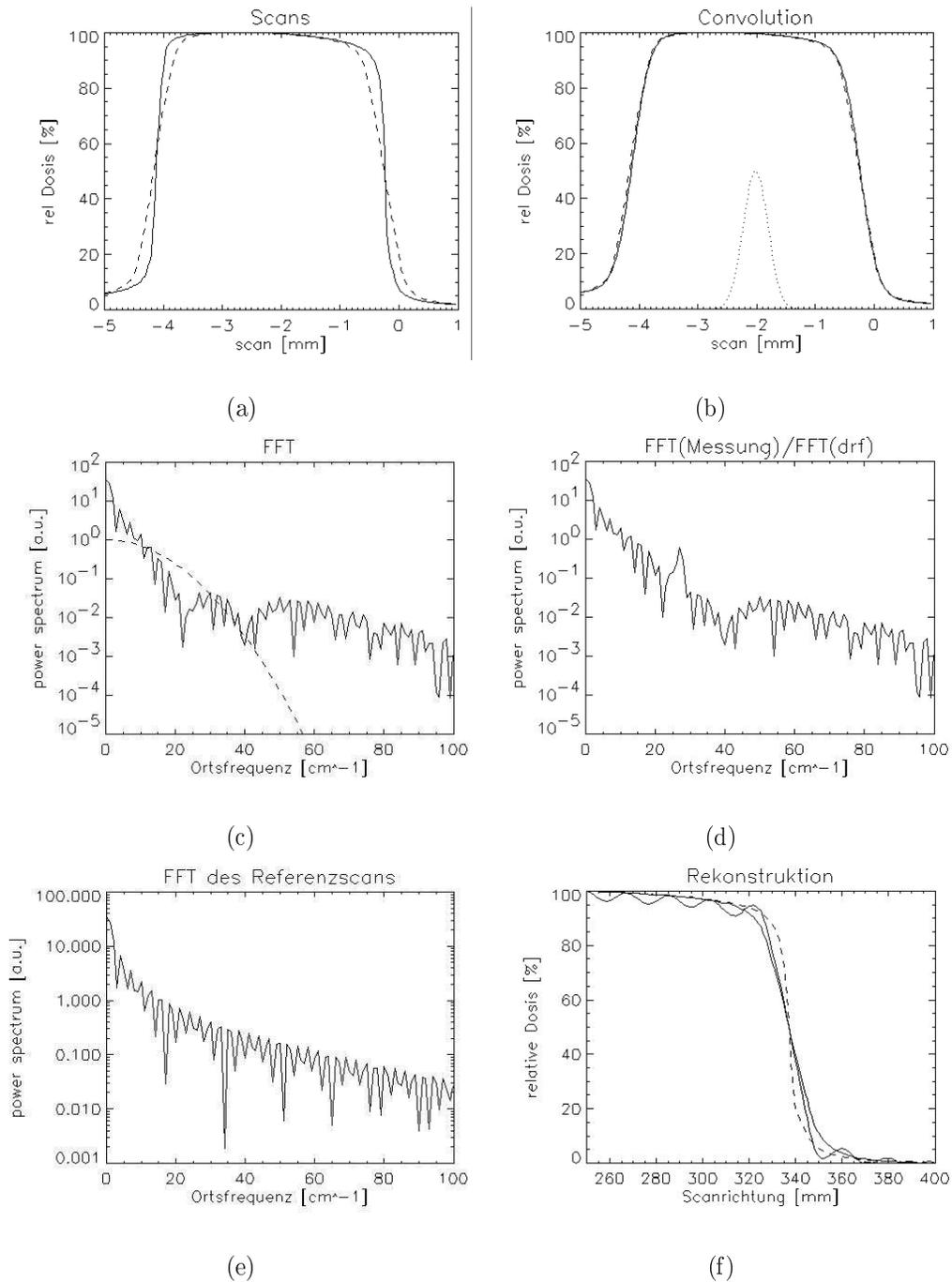


Abbildung 5.5: (a): Darstellung der Messung eines asymmetrischen Feldes mit zwei Detektoren: Diamantdetektor (DD, durchgezogen) bzw. IC 04 (strichliert); (b): Ergebnis nach Faltung des DD-Referenzscans mit einem symbolisch dargestellten Faltungskern; (c): Fouriertransformierte des Messsignals (IC 04) und der Detektorantwortfunktion (drf, strichliert); (d): Division von Messsignal und drf im Ortsfrequenzraum; (e): FT des Referenzscans (DD); (f): Messsignal; Rekonstruktion durch inverse FT (wellig); Referenzscan (strichliert);

Tabelle 5.6: Die Halbwertsbreite (HWB) der Gaussfunktionen zur Modellierung der Detektorantwortfunktion (drf) ist den Abmessungen des jeweiligen Detektors in Scanrichtung gegenübergestellt; Als Referenz dient der Diamantdetektor bei Bewegung in axialer Richtung;

Detektor	Abmessung [mm]	HWB(drf) [mm]
IC10	6.0	4.9
IC04	4.0	3.2
Pin-Point	2.0	1.6
Diamant	0.38	0.0

sitätsmodulierter Felder kann die Dosisleistung jedoch weit unter diesen Wert sinken. Dafür ist zum einen die automatische Drosselung der Beschleunigerleistung (im *sliding window* Modus) verantwortlich. Andererseits kommt es aber auch durch die massive Ausblockung in den Feldsegmenten zu erheblichen Dosisbeiträgen durch Bereiche außerhalb des Halbschattens, was ebenfalls mit reduzierter örtlicher Dosisleistung einhergeht. Es ist deshalb einer eventuell vorhandenen Abhängigkeit der Anzeige eines Detektors von diesem Parameter besonderes Augenmerk zu schenken.

In diesem Zusammenhang ist neben der mit konventionellen Methoden gemessenen "mittleren" Dosisleistung (angegebenen in Gy/s) auch die Dosis pro Puls beziehungsweise die Pulsrate des Linearbeschleunigers zu beachten - dieser läuft ja nicht im kontinuierlichen, sondern vielmehr in einem gepulsten Betrieb.

Die in dieser Arbeit beschriebenen luftgefüllten Ionisationskammern zeigen generell eine sehr geringe Dosisleistungsabhängigkeit. Das Sättigungsverhalten sowie Abhängigkeiten von der Pulsrate sind bekannt und in der Literatur hinlänglich beschrieben (vergl. ICRU-Report 34). Gleiches gilt für die radiographischen Filme [38], im weiteren Verlauf dieses Abschnittes wird deshalb nur der Diamantdetektor betrachtet.

5.2.1 Experimentelle Bestimmung der Dosisleistungsabhängigkeit des Diamantdetektors

Die Dosisleistungsabhängigkeit von Diamantdetektoren des verwendeten Typs wurde in der Literatur mehrfach beschrieben [36, 54, 55]. Diese hängt empfindlich vom Grad der Verunreinigung des Kristalls und von seiner Dicke ab und muss

daher individuell für jeden Detektor bestimmt werden. Nach Laub [54] kann der Zusammenhang zwischen der Dosisleistung \dot{D} und dem am Elektrometer gemessenen Strom i mit der folgenden Gleichung beschrieben werden:

$$i = i_{dark} + R \cdot \dot{D}^\Delta \quad (5.7)$$

Der Parameter i_{dark} beschreibt den Dunkelstrom, R und Δ sind Fit-Parameter für die Detektorempfindlichkeit bzw. deren Sub-Linearität. Durch Variation von Beschleunigerleistung, Fokus-Oberflächen-Abstand und Messtiefe im Wasserphantom können nun verschiedene Messwertpaare (i, \dot{D}) bestimmt werden, wobei \dot{D} durch simultanen Einsatz einer luftgefüllten Ionisationskammer bestimmt wird (Abb. 5.6).

Der Dunkelstrom i_{dark} wird durch den Nullabgleich des Elektrometers berücksichtigt. Der Strom i wird vom Elektrometer in eine Dosisleistungsanzeige $A_{\dot{D}}$ umgerechnet, für diese gilt somit:

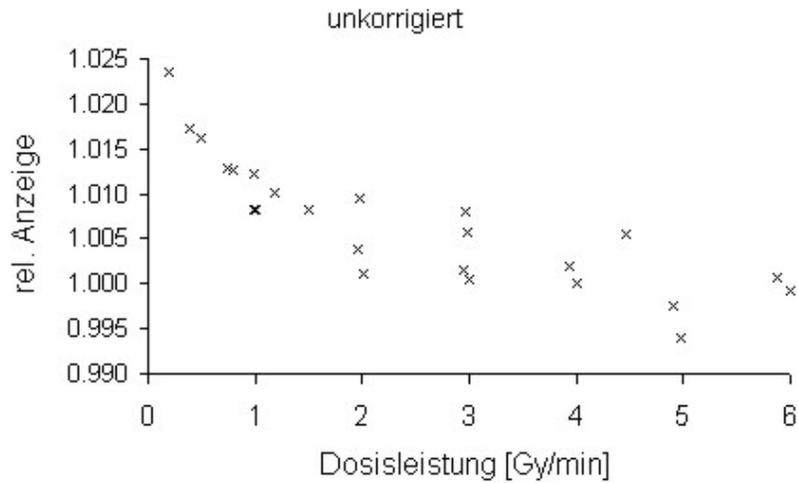
$$A_{\dot{D}} = R \cdot \dot{D}^\Delta \quad (5.8)$$

Für die korrigierte Dosis D_{korr} ergibt sich daraus:

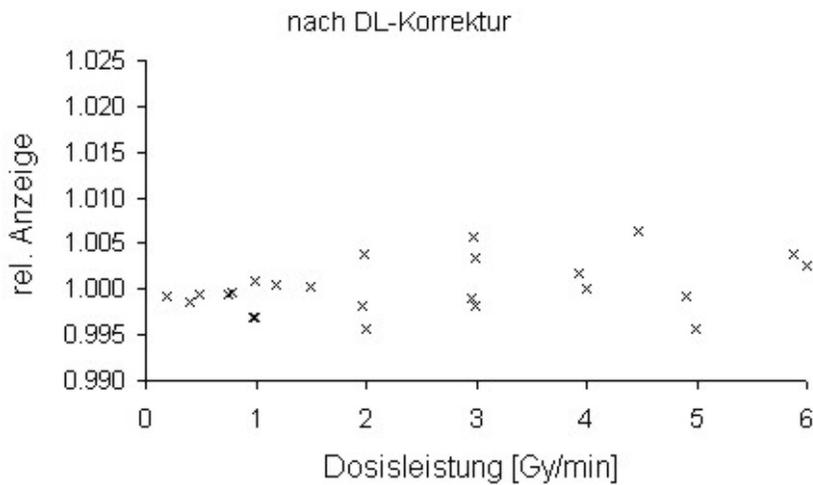
$$D_{korr} = \dot{D} \cdot t = \left(\frac{A_{\dot{D}}}{R} \right)^{1/\Delta} \cdot t \quad (5.9)$$

Durch Optimierung – Aufsuchen des kleinsten quadratischen Fehlers bei Variation von Δ für alle in Abbildung 5.6 dargestellten Messwerte – konnte der Wert $\Delta = 0.992$ für die Sublinearität der Anzeige für den verwendeten Kristall bestimmt werden. Da die Anzeige bei einer Dosisleistung von 4 Gy/min kalibriert wird, kann durch Einsetzen in Gleichung 5.9 für R der Wert $R = 1.01115$ bestimmt werden. In Abbildung 5.7 ist der zu erwartende Fehler δ_{DL} , also der Quotient aus unkorrigiertem und korrigiertem Messwert, in Abhängigkeit von der Dosisleistung dargestellt. Die Werte sind vergleichsweise niedrig: von Hoban *et al.* [36] wurde etwa angegeben, dass der Messwert bei Reduktion von \dot{D} von 2 Gy/min auf 0.5 Gy/min um 4.3% zunimmt. Laub *et al.* [54] fanden für Δ einen Wert von 0.963, was zu noch größeren Abweichungen führt.

Abbildung 5.6(b) zeigt, dass nach erfolgter Korrektur der Fehler der relativen Anzeige unter 0.5% liegt und für den Bereich von 0.2 bis 6 Gy/min keine Abhängigkeit von der Dosisleistung mehr aufweist.



(a)



(b)

Abbildung 5.6: Relative Anzeige des Diamantdetektors in Abhängigkeit von der Dosisleistung, bezogen auf den entsprechenden Wert der luftgefüllten Ionisationskammer;

(a) unkorrigiert

(b) nach erfolgter Dosisleistungskorrektur entsprechend Gleichung 5.9 mit $\Delta = 0.992$ und $R = 1.01115$.

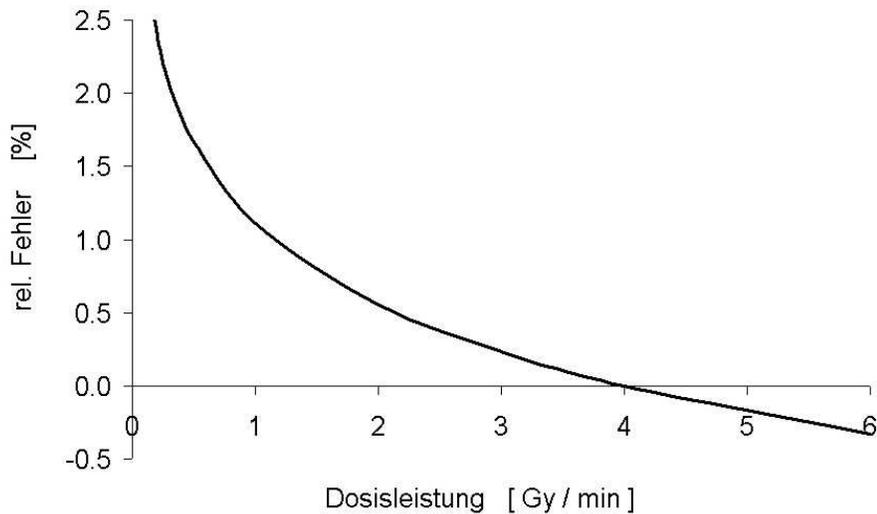


Abbildung 5.7: Zu erwartender Fehler δ_{DL} aufgrund der Dosisleistungsabhängigkeit des Diamantdetektors in Abhängigkeit von der effektiven Dosisleistung \dot{D} am Messort.

5.2.2 Quantifizierung des Fehlers aufgrund der Dosisleistungsabhängigkeit bei segmentierten Feldern

Nun bleibt die eigentliche Frage zu klären, nämlich wie sich dieser Effekt auf die Messung intensitätsmodulierter (segmentierter) Felder auswirkt. Dazu wurde die folgende Vorgangsweise gewählt. Die Anzeige des Elektrometers kann über eine serielle Schnittstelle ausgelesen werden. Ein Basic-Programm wurde erstellt, das die akkumulierte Dosis während einer Messung in einem Zeitintervall von 0.5 Sekunden ausliest und in einer Textdatei am PC speichert. Die gespeicherten Informationen werden dann weiter verarbeitet. Für jedes Zeitintervall wird die Dosisleistung ermittelt und der Dosisbeitrag entsprechend Gleichung 5.9 korrigiert. Dieser korrigierte Wert liegt durchwegs niedriger als der ursprünglich angezeigte, unkorrigierte Messwert für das gemessene Feld.

Um den Einfluss dieser Korrektur quantifizieren zu können, wurde der beschriebene Vorgang für 45 typische intensitätsmodulierte Felder durchgeführt. Diese Felder wurden simulierten klinischen Bestrahlungsplänen entnommen und bestehen aus durchschnittlich 12 Segmenten. Der mittlere durch die Dosisleistungsabhängigkeit des Detektors verursachte Fehler $\bar{\delta}_{DL}$ lag für diese Felder bei 0.79% (minimal 0.3%, maximal 2.26%).

Als Bezugsgröße wird nun nicht mehr die Dosisleistung (Dosis/Zeit), sondern

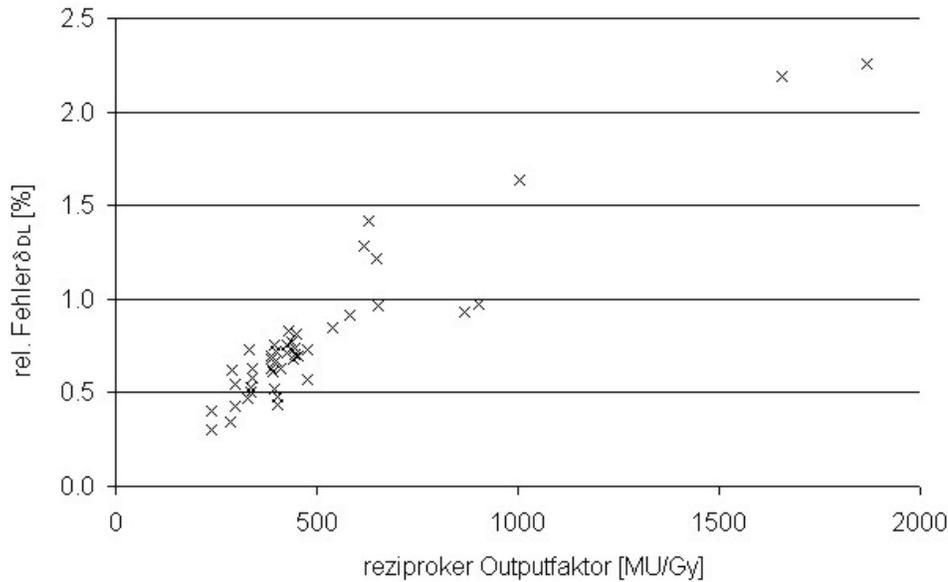


Abbildung 5.8: Quantitative Darstellung des Fehlers aufgrund der Dosisleistungsabhängigkeit des Diamantdetektors. Aufgetragen ist der relative Fehler für 45 Messungen über den Reziprokwert des jeweiligen mittleren Outputfaktors (angegeben in Monitoreinheit pro Gy).

der mittlere Outputfaktor (Dosis/Monitoreinheit) herangezogen, da die Dosisapplikation bei segmentierten Feldern häufig unterbrochen wird, um Kollimatorlamellen an die nächste Position zu führen. Während dieser Zeitspanne sinkt die Dosisleistung am Messpunkt naturgemäß auf 0 ab, die mittlere Dosisleistung ist somit keine aussagekräftige Bezugsgröße mehr. Dies gilt insbesondere für den *step and shoot* Modus.

In Abbildung 5.8 ist der Fehler δ_{DL} über den Reziprokwert des mittleren Outputfaktors im Messpunkt aufgetragen. Da der in Gleichung 5.9 angegebene Zusammenhang nicht linear ist, zeigt auch die dargestellte Abhängigkeit nicht exakt einen linearen Verlauf. Es kann jedoch aus der Abbildung interpretiert werden, dass der Fehler δ_{DL} kleiner als 1% bleibt, solange der mittlere Outputfaktor 2 cGy/ME nicht unterschreitet. Bei niedrigeren Outputfaktoren – die bei stärker segmentierten Feldern durchaus auftreten können – ist eine Korrektur wie im vorigen Abschnitt beschrieben aber erforderlich.

5.3 Energieabhängigkeit

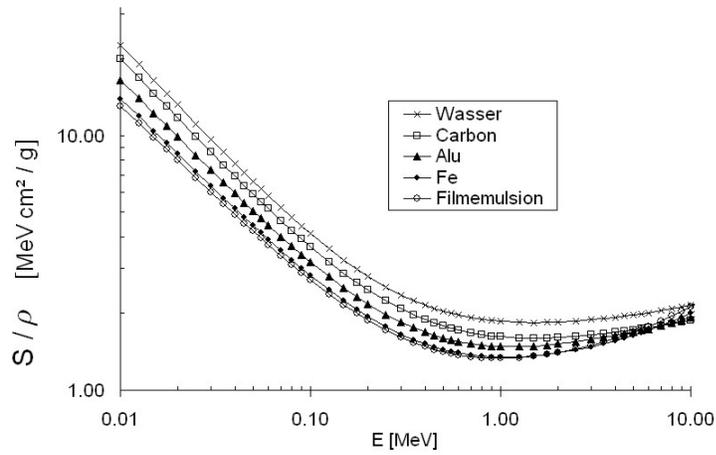
Das totale Bremsvermögen für Elektronen variiert für die vorliegenden Materialien im interessierenden Energiebereich von etwa 0.2 bis 3.0 MeV nur in geringem Grade mit der Energie (Abbildung 5.9a). Das Verhältnis des Bremsvermögens der Filmemulsion zu dem von Wasser ist beispielsweise in Abbildung 5.9b dargestellt. Dieser Quotient ist ausreichend konstant, sodass Verschiebungen im Spektrum der Sekundärelektronen keine signifikante Änderung der Detektorempfindlichkeit bewirken. Gleiches gilt für Aluminium, Kohlenstoff, PMMA und Stahl.

Der über das Photonenspektrum am Messort gemittelte Massenenergieabsorptionskoeffizient μ_{en}/ρ ist damit der wesentliche Parameter für die Energieabsorption für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Feldern. Die Energiedosis, die an einer bestimmten Stelle innerhalb eines Photonenstrahlungsfeldes in zwei unterschiedlichen Medien (m_1, m_2) gemessen wird, verhält sich unter sonst gleichen Bedingungen wie die Massenenergieabsorptionskoeffizienten (μ_{en}/ρ) der beiden Medien (Gleichung 5.10).

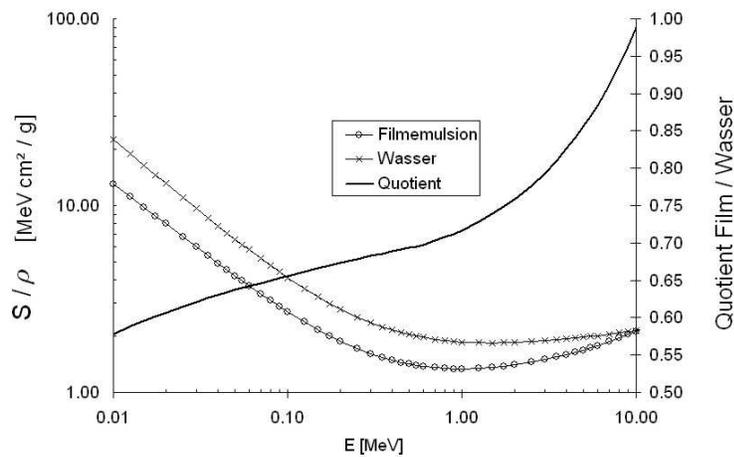
$$\frac{D_{m1}}{D_{m2}} = \frac{(\mu_{en}/\rho)_{m1}}{(\mu_{en}/\rho)_{m2}} \quad (5.10)$$

μ_{en}/ρ zeigt aber für bestimmte Medien, wie etwa Metalle und damit auch die Filmemulsion, eine starke Energieabhängigkeit, die vor allem für niedrige Photonenenergien unterhalb von 100 keV bedeutsam wird (Abbildungen 5.10 und 5.11).

Für Eisen, und damit auch für Stahl, zeigt Abbildung 5.10b einen starken Anstieg dieses Quotienten bis auf den Faktor 50 bei 20 keV. Das ist für die Pinpoint-Kammer von Bedeutung, deren Mittelelektrode ja aus Stahl ausgeführt ist. Tatsächlich ist die damit verbundene Energieabhängigkeit dieser Ionisationskammer bekannt und in der Literatur beschrieben [35]. Der Effekt äußert sich im Wesentlichen in einer Überempfindlichkeit für gestreute Photonen, der Detektor eignet sich daher nicht für die Dosimetrie großer Felder. Da er andererseits aufgrund seiner Abmessungen auch für Messungen an kleinen Feldern nicht als erste Wahl gelten kann (vergl. Abbildung 5.1), ist de facto kein Einsatzgebiet dafür zu erkennen. Hierzu muss allerdings angemerkt werden, dass bei Pinpoint-Kammern der neueren Bauart auf die Verwendung von Stahl verzichtet wurde, die Mittelelektrode ist neuerdings aus Aluminium gefertigt.

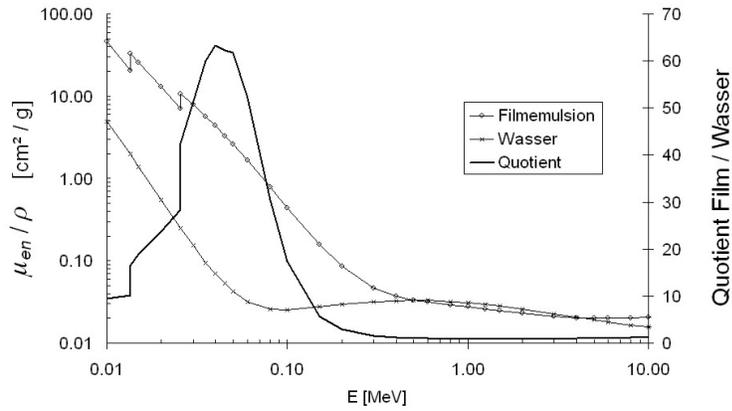


(a)

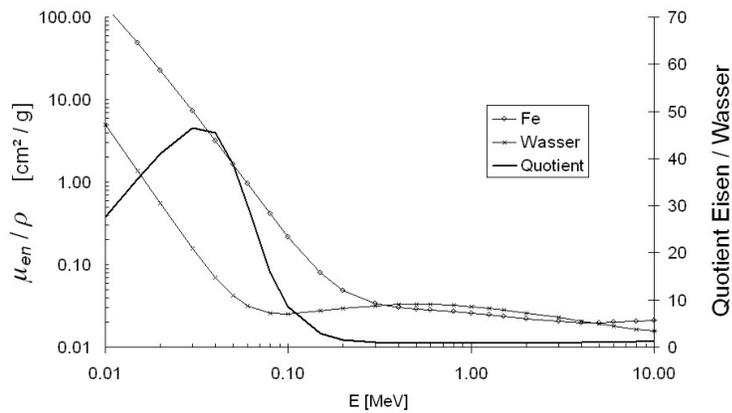


(b)

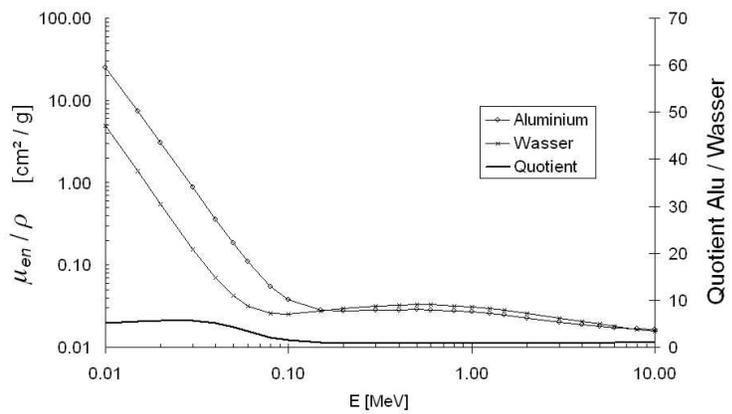
Abbildung 5.9: (a) Totales Bremsvermögen $(S/\rho)_{tot}$ für Elektronen in verschiedenen Medien [41];
 (b) Verhältnis des Bremsvermögens von radiographischer Filmemulsion zu dem von Wasser (sekundäre Größenachse);



(a)

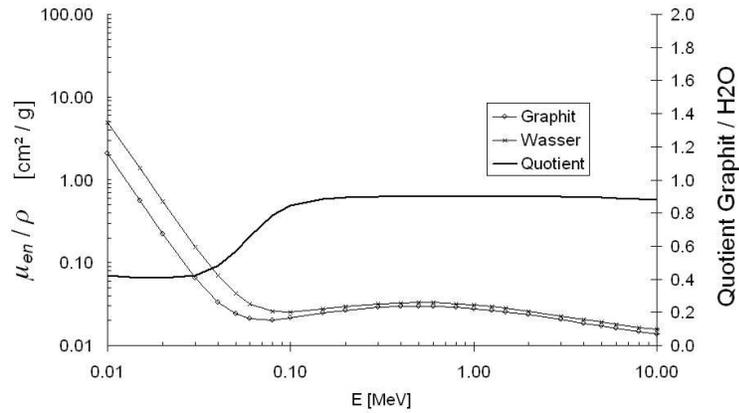


(b)

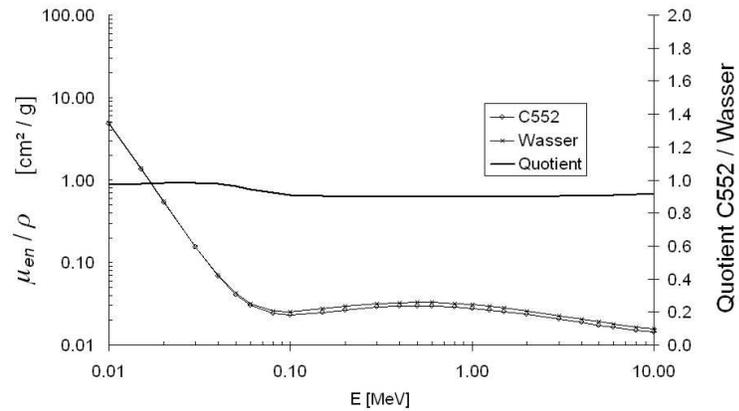


(c)

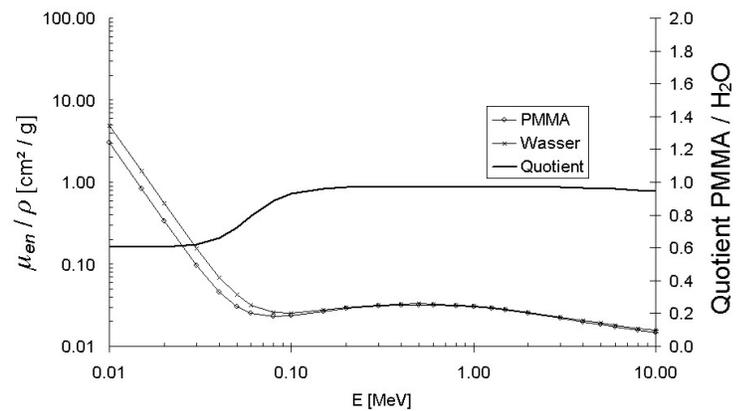
Abbildung 5.10: Massenenergieabsorptionskoeffizienten von (a) Filmemulsion, (b) Eisen und (c) Aluminium für Photonen, jeweils dem von Wasser gegenübergestellt (Quelle: NIST [41]). Für den Quotienten gilt jeweils die sekundäre Größenachse.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 5.11: Massenenergieabsorptionskoeffizienten von (a) Carbon, (b) luftäquivalentem Kunststoff C552 (Shonka) und (c) Plexiglas (PMMA) für Photonen, jeweils dem von Wasser gegenübergestellt (Quelle: NIST [41]).

Für den Quotienten gilt jeweils die sekundäre Größenachse.

Für Aluminium, noch deutlicher für Graphit und Plexiglas (PMMA), zeigt sich nur eine sehr geringe Energieabhängigkeit des Quotienten der Massenenergieabsorptionskoeffizienten zu dem von Wasser. Die damit verbundene Energieabhängigkeit der Anzeige der Semiflex-Schlauchkammern ist ebenfalls bekannt und quantifiziert, sie ist jedoch gering und nur im Bereich der Absolutdosimetrie für unterschiedliche Nominalenergien von Relevanz. Die Korrektur erfolgt dabei über den Strahlenqualitäts-Korrektionsfaktor k_q [14].

Hervorragend ist der Verlauf des genannten Quotienten für den in den Wellhöfer-Fingerhutkammern verwendeten Kunststoff C552 (Shonka), dargestellt in Abbildung 5.11b. Die Schwankung liegt hier über den gesamten Energiebereich bei weniger als 10%. Dieser Kammertyp ist daher, was die Energieabhängigkeit betrifft, optimal für Relativmessungen geeignet, eventuell daraus resultierende Variabilitäten der Detektorempfindlichkeit innerhalb eines Strahlenfeldes sind nicht zu erwarten.

Die in diesem Zusammenhang primär interessierende Frage ist jedoch die Energieabhängigkeit der radiographischen Filme. Abbildung 5.10c zeigt den Verlauf des Massenenergieabsorptionskoeffizienten der entsprechenden HgBr-hältigen Filmemulsion. Dieser ist bei 40 keV 63 mal höher als der von Wasser, die Kurven nähern sich erst für Photonenenergien größer als etwa 300 keV an. Es soll nun der Versuch unternommen werden, unter Berücksichtigung der in Abschnitt 4.3 simulierten Photonenenergiespektren den Einfluss von Feldgröße und Messtiefe auf die Filmschwärzung zu analysieren.

Dazu wird eine mit dem dargestellten Quotienten der Massenenergieabsorptionskoeffizienten $K_{Em,H_2O} = \frac{(\mu_{en}/\rho)_{Em}}{(\mu_{en}/\rho)_{H_2O}}$ gewichtete Summenbildung der simulierten Spektren für die verschiedenen Kombinationen von Feldgröße F und Messtiefe d gebildet (Gleichung 5.11). Diese Größe entspricht nach Normierung der relativen Empfindlichkeit $S(F, d)$ des Films für die in der Messsituation gegebene spektrale Verteilung.

$$S(F, d) = \sum_i K_{Em,H_2O}(E_i) \cdot n_{F,d}(E_i) \quad (5.11)$$

$n_{F,d}(E_i)$ ist die Anzahl der bei der Simulation mit Feldgröße F und Tiefe d im Energiebereich um E_i gezählten Teilchen.

Die entsprechende Messung wurde mit EDR-2 Filmen im PMMA-Phantom durchgeführt, wobei zuvor die Wassertiefe in die entsprechende PMMA-Dicke um-

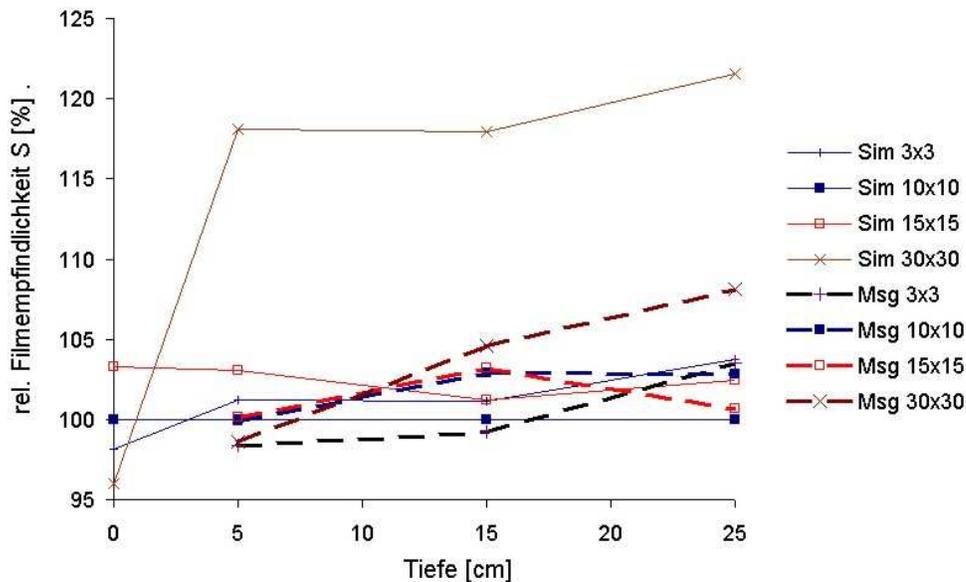


Abbildung 5.12: Relative Empfindlichkeit des EDR-2 Films in Abhängigkeit von Feldgröße und Messtiefe im Phantom. Dargestellt sind rechnerisch (aus Monte Carlo Simulation) gewonnene und gemessene Werte für die Feldgrößen 3×3 , 10×10 , 15×15 bzw. 30×30 cm².

gerechnet wurde. Die Messung in Luft wurde nicht durchgeführt. Die mit Film gemessene Dosis wurde dabei jeweils auf das Messergebnis der entsprechenden Ionisationskammermessung normalisiert, um so den Wert für die relative Filmempfindlichkeit zu erhalten.

Abbildung 5.12 zeigt nun die Gegenüberstellung der aus der simulierten Spektralverteilung gewonnenen Filmempfindlichkeit mit den Messergebnissen. Für die kleinen Feldgrößen bis 15×15 cm² liegen die Schwankungen der Filmempfindlichkeit (S) für Simulation und Rechnung gleichermaßen unter 3%. Das liegt jedoch genau in der Größenordnung der bei der Filmdosimetrie erreichbaren Messgenauigkeit (vergleiche Tabelle 6.3).

Die simulierte Filmempfindlichkeit für die Feldgröße 30×30 cm² weicht mit Werten bis über 120% deutlich ab. Diese hohe Abweichung lässt sich jedoch durch die Messung nicht verifizieren, hier steigt die relative Empfindlichkeit nur auf maximal 108% an.

In Abbildung 5.13 ist die relative Empfindlichkeit des Films über den rechnerisch bestimmten Streuanteil für die jeweilige Feldgrößen/Messtiefen-Kombination

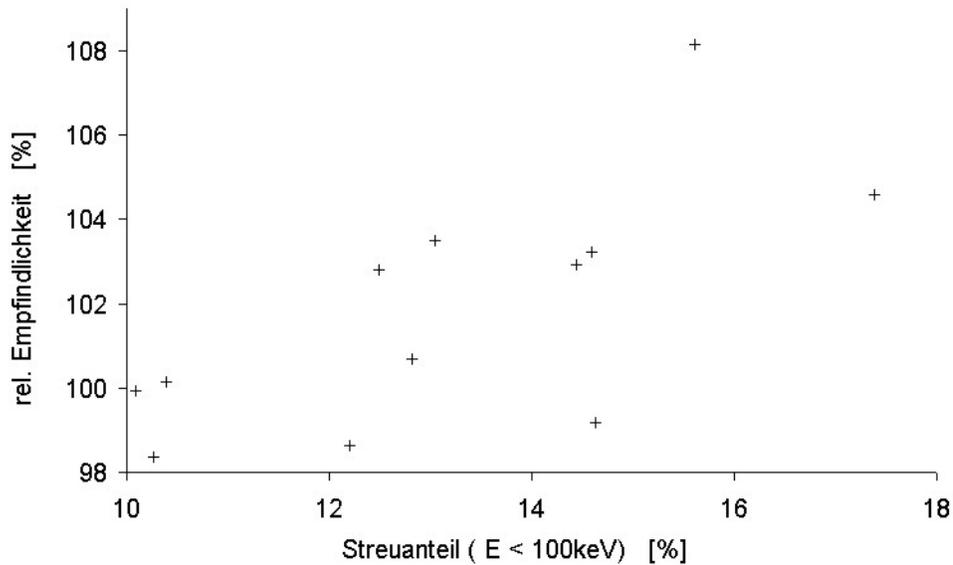


Abbildung 5.13: Relative Empfindlichkeit des EDR-2 Films, aufgetragen über die rechnerisch ermittelten Streuanteile (definiert als prozentueller Anteil der Photonen mit Energien kleiner als 100 keV) im Photonenspektrum.

im Photonenstrahl aufgetragen (vergl. Tabelle 4.1). Als Streuanteil wird hier vereinfachend der Anteil der Photonen mit Energien kleiner als 100 keV angenommen. Es zeigt sich hier zwar ein Trend, der den erwarteten Zusammenhang der beiden Größen wiedergibt, die Schwankungsbreite ist jedoch so groß, dass eine Prognose der Filmempfindlichkeit aus einem simulierten Spektrum nicht exakt gestellt werden kann.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Modellierung der relativen Filmempfindlichkeit $S(F,d)$ in Abhängigkeit von der Energie aus den Monte-Carlo simulierten Daten eine gute Übereinstimmung mit den durchgeführten Messungen zeigt. Für Feldgrößen bis $15 \times 15 \text{ cm}^2$ und Messtiefen bis 15 cm ist der Effekt der Energieabhängigkeit jedenfalls zu vernachlässigen (vergleiche dazu Abschnitt 6.2.1.1), da der Wert von S nicht über 103% steigt.

Eine exakte Korrelation ist jedoch aus den vorhandenen Daten nicht ableitbar. Dazu müssten die Simulationsrechnungen mit feinerer Energieauflösung durchgeführt werden, und die geometrische Auflösung der Simulationsrechnung müsste im Sub-Millimeter Bereich liegen, was jedoch mit dem verwendeten System nicht möglich ist.

Teil 6

Filmdosimetrie in der IMRT – ein absolutdosimetrischer Ansatz

Filmdosimetrie bietet, wie schon angesprochen, die Möglichkeit der zweidimensionalen integrierenden Messung. Speziell in der IMRT wird dies ausgenutzt, um die in einem Phantom gemessene Dosisverteilung mit der vom Bestrahlungsplanungssystem (BPS) berechneten Verteilung in der entsprechenden Ebene zu vergleichen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode [56] basiert auf der absolutdosimetrischen Kalibrierung radiographischer Filme mit Hilfe eines einzelnen tagesaktuellen Kalibrierfilmes. Sie wurde für die speziellen Anforderungen zur raschen planbezogenen zweidimensionalen Dosisverifikation entwickelt. Das Prinzip und die Funktionalität der Methode werden im nächsten Abschnitt beschrieben, danach wird die messtechnische Genauigkeit des Verfahrens diskutiert. Abschließend werden Beispiele für den klinischen Einsatz gegeben.

6.1 Funktionalität und Softwaretechnische Umsetzung

Das System unterstützt Filmkalibrierung, Import von Planungs- und Messdaten, sowie zwei Methoden zur Bildregistrierung (Markierungspunkt- oder Fusionsgestützt), und stellt Werkzeuge zur numerischen Auswertung mit verschiedenen grafischen Darstellungsmöglichkeiten zur Verfügung. Diese Komponenten wurden in eine grafische Software-Benutzeroberfläche eingebettet (Abb. 6.1), die im weiteren als *IMRT-GUI* bezeichnet wird. Dadurch wird eine rasche Verifizierung

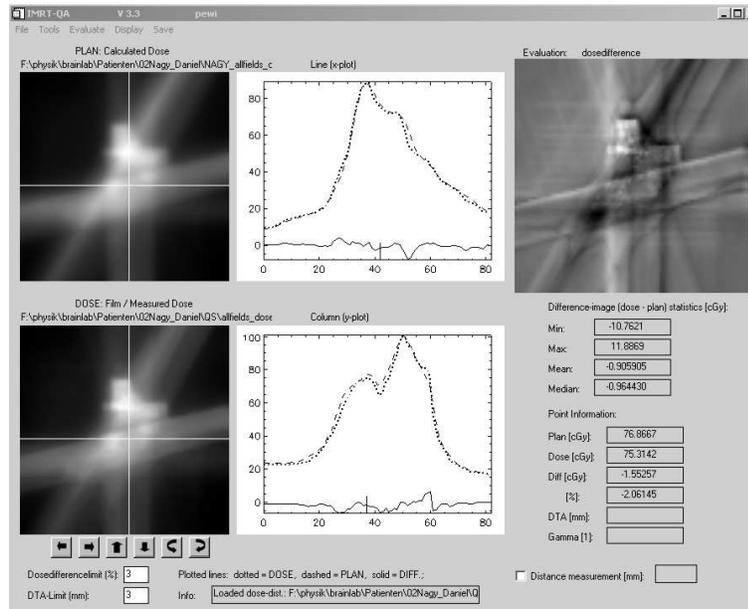


Abbildung 6.1: Grafische Benutzeroberfläche zur filmdosimetrischen Verifikation von IMRT Bestrahlungsplänen; links oben: Plan; unten: Messung; Mitte: Zeilen- bzw. Spaltenprofile entlang der dargestellten Linien; rechts: Dosisdifferenz;

von intensitätsmodulierten Bestrahlungsplänen unterstützt.

Zur Kalibrierung wird ein einzelner Film, der senkrecht zur Einstrahlrichtung in einem Plexiglas-Plattenphantom angeordnet ist, bestrahlt. Es werden sechs Felder mit Feldgrößen von 10×18 bis 10×3 cm² durch schrittweises Bewegen einer y-Blende appliziert. Die Monitoreinheiten für die Teilfelder werden dabei so gewählt, dass der Dosisbereich des zu verifizierenden Films gut abgedeckt wird.

In den resultierenden Stufenkeil (Abb. 6.2) werden jeweils in das Zentrum der Stufen Messpunkte gesetzt. Die Dosisbeiträge der einzelnen Felder an den jeweiligen Messpunkten wurden mittels Ionisationskammermessung im Wasserphantom bestimmt. Kalibrier- und Verifikationsfilm werden nacheinander bestrahlt, entwickelt und digitalisiert. Die Mittelpunkte der sechs Dosisstufen werden von der Software automatisch erkannt. Mittelwert und Standardabweichung der Transmissionswerte werden für eine 20×5 mm² Region (*region of interest*, ROI) um den jeweiligen Punkt sowie für einen nicht bestrahlten Bereich des Films berechnet. Aus diesen sieben Wertepaaren kann nun durch Interpolation eine tagesaktuelle Kalibrierkurve erstellt werden (Abb. 6.2). Somit können alle Parameter, die zu Schwankungen in der sensitometrischen Kurve führen – wie vor allem variierende

Entwicklungsbedingungen – aufgefangen werden.

Das MedTec IMRT-Phantom, das für diesen Zweck eingesetzt wird, ist außen mit Markierungslinien versehen, die eine Ausrichtung an den Raumlasern ermöglichen. In die Platten des Phantoms sind an fünf Stellen Nadeln eingearbeitet. Beim Schließen des Phantoms wird der Film von diesen Nadeln durchstoßen. Im digitalisierten Bild müssen diese Nadelstiche identifiziert werden. Aus diesen Punkten werden die Koordinaten des Bildmittelpunktes berechnet. Es ist wesentlich für die exakte Lokalisation dieser Markierungspunkte, eine geeignete Software zur Verfügung zu haben, die die Darstellung und Auswahl einzelner Pixel ermöglicht.

Die Bestrahlungsplanungssysteme liefern Dosismatrizen mit Koordinaten relativ zum Isozentrum, sodass die Bildregistrierung nun in einfacher Weise möglich ist.

Das System bietet aber auch noch die Möglichkeit einer automatischen Bildfusion [57]. Darauf wird später noch eingegangen.

Zuletzt bietet das System auch noch die Möglichkeit, die Übereinstimmung von Messung und Dosisplan numerisch auszuwerten. Die zugrunde liegende Methode wurde von 1998 von Low vorgestellt [58], und hat sich mittlerweile für den Zweck der patientenbezogenen IMRT-Qualitätssicherung etabliert.

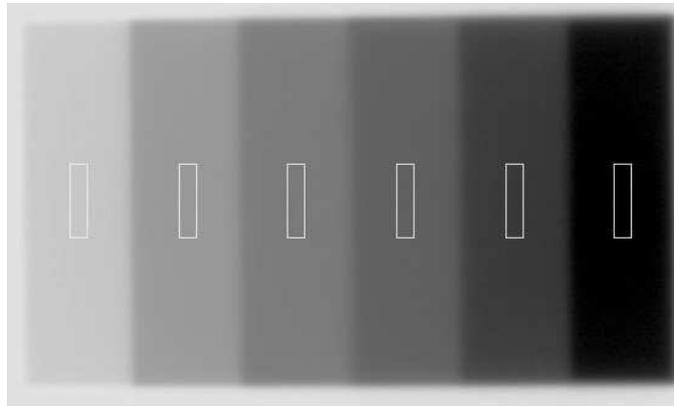
In unserem Fall werden beide Matrizen auf 1 mm Pixelgröße reskaliert. Dosisdifferenz, *distance to agreement* (DTA) und Gammafaktor (γ) werden für jedes Pixel berechnet (vergl. Abschnitt 2.1.3). Der Prozentsatz der Punkte, die das Gammakriterium verfehlen, wird berechnet und kann als Entscheidungskriterium für die klinische Akzeptanz des Plans herangezogen werden. Berechnung und Interpretation dieses Faktors werden später im Detail betrachtet (vergl. Abschnitt 6.4).

6.2 Genauigkeit der Methode - Fehlerabschätzung

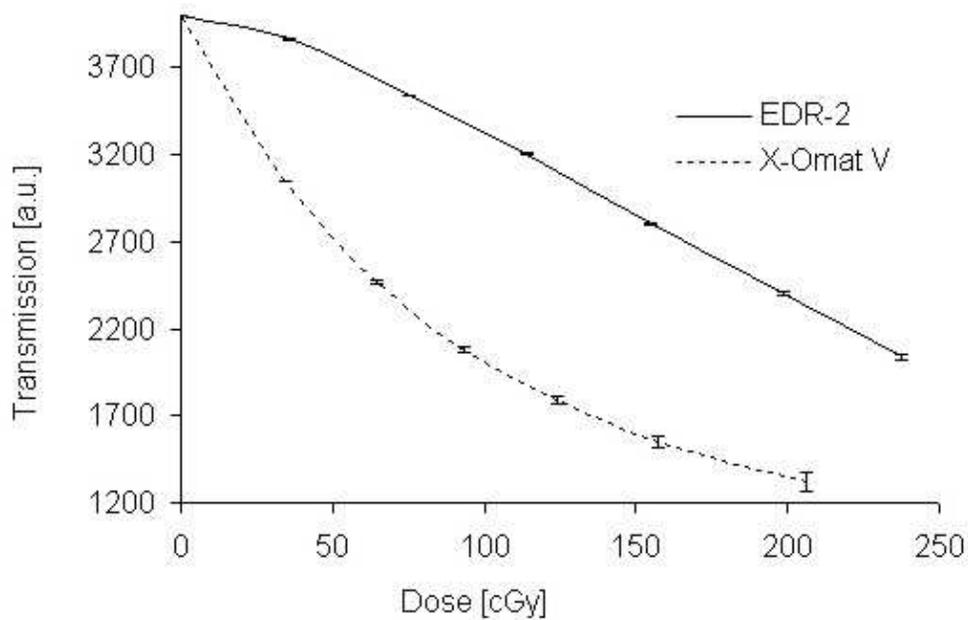
6.2.1 Methode und Messverfahren

6.2.1.1 Dosimetrie

Als Grundvoraussetzung für exakte Film dosimetrie müssen stabile Entwicklungsbedingungen gewährleistet sein: die Schwankungen in der Filmschwärzung aufgrund von geringfügigen Änderungen dieser Entwicklungsbedingungen während eines Entwicklungsdurchganges müssen festgestellt werden. Ein solcher Durchgang umfasst einige wenige Filme und eine Zeitspanne von maximal 30 Minuten.



(a)



(b)

Abbildung 6.2: (a): Kalibrierfilm; Die zur Berechnung der Kalibrierkurve benutzten ROIs sind dargestellt. (b): typische Kalibrierkurven für XV bzw. EDR Filme. Als Maß für die Schwärzung S ist die am Scanner gemessene Transmission angegeben. Die vertikalen Fehlerbalken geben eine Standardabweichung für die Grauwerte innerhalb der jeweiligen ROI an.

Zu diesem Zweck wurden für die beiden Filmtypen jeweils vier Kalibrierfilme in Intervallen von 3 Minuten entwickelt. Abweichungen in der optischen Dichte in den jeweiligen Dosisstufen (35 bis 270 cGy für EDR, 0 bis 90 cGy für XV) wurden ausgewertet.

Die Abhängigkeit der sensitometrischen Kurve von Feldgröße und Tiefe im Phantom wurde schon weiter oben (Abschnitte 3.4.6 und 5.3) angesprochen. Die zu dieser Frage publizierten Ergebnisse [15, 16, 37, 38, 27, 28, 17] variieren zwar recht deutlich, Übereinstimmung herrscht jedoch weitgehend darin, dass bis zu einer Feldgröße von $15 \times 15 \text{ cm}^2$ und einer Tiefe von 15 cm der dosimetrische Fehler aufgrund dieses Effekts unter 2% liegt. Bedingt durch die Abmessungen des Phantoms und die limitierten Feldgrößen von MLC-Feldern in der IMRT bedeutet die Begrenzung auf Feldgrößen unter $15 \times 15 \text{ cm}^2$ keine Einschränkung für unser Einsatzgebiet, die Tiefenlimitierung auf 15 cm jedoch schon. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wurden Filme beider Typen in paralleler Geometrie bestrahlt. Die Filmebene liegt dabei 10 mm versetzt parallel zum Zentralstrahl. Die Feldgröße dabei war $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Die Umrechnung der Filmschwärzung (S) in Dosis erfolgte mit Hilfe von Kalibrierfilmen, die in senkrechter Anordnung bestrahlt wurden (wie oben beschrieben). Danach wurden Tiefendosiskurven extrahiert und mit einer entsprechenden Ionisationskammermessung verglichen. Um Rauscheinflüsse zu vermeiden wurden die Kurven zuvor geglättet. Eine mögliche Dosis-Überbewertung mit zunehmender Tiefe aufgrund höher Filmempfindlichkeit für niederenergetische Streuphotonen kann somit ermittelt werden.

Dieser Messung sind jedoch einige andere Effekte überlagert. Zum einen sind das Inhomogenitäten in der Verteilung der Film-Emulsion und ortsabhängige Schwankungen der Entwicklungsbedingungen. Andererseits muss auch bedacht werden, dass die sensitometrische Kurve auf einer Interpolation aus nur sieben Stützpunkten basiert, es also zu einem Fehler relativ zur kontinuierlichen Verteilung kommen kann. Es würde zu weit führen, diese Effekte getrennt zu bestimmen und zu quantifizieren, es wird daher nur der kumulative Fehler betrachtet.

30 EDR und 15 XV Kalibrierfilme wurden zur Analyse des Filmrauschens ausgewertet. Wie oben erwähnt werden Mittelwert ($mean_S$) und Standardabweichung (sd_S) der Schwärzung S für jede Stufe des Kalibrierfilmes nach Reskalierung auf 1 mm Pixelgröße berechnet. Die in Abbildung 6.2 aufgetragenen Fehlerbalken bezeichnen eine Standardabweichung innerhalb der jeweiligen Stufe. Daraus wird das Signal-Rausch Verhältnis (*signal to noise ratio*, snr) gemäß

Tabelle 6.1: Feldgeometrie zur Kontrolle der Genauigkeit der Phantom-Positionierung: Gantry-, Kollimator- und Tischwinkel, Feldgrößen (in cm) in lateraler (x-) and cranio-caudaler (y-)Richtung;

Feld	Gantry	Koll.	Tisch	x	y1	y2
1	0	0	0	8	6	6
2	0	60	0	2	6	6
3	90	90	90	18	5	-4
4	90	90	90	18	-4	5

$snr = mean_S / sd_S$ berechnet. Die dosimetrische Unsicherheit in der Filmmessung aufgrund des Rauschens ($\delta_{D,R}$) ergibt sich aus dem Produkt des Filmrauschens (sd_S) mit dem Gradienten der sensitometrischen Kurve im jeweiligen Dosisbereich (Gleichung 6.1).

$$\delta_{D,R} = sd_S \cdot \frac{\delta S}{\delta D} \quad (6.1)$$

Speziell im Falle der XV Filme ändert sich dieser Gradient stark mit der Dosis. Um den jeweils nutzbaren Dosisbereich einzugrenzen wurde die Größe $\delta_{D,R}(D)$ für beide Filmtypen bestimmt.

6.2.1.2 Positionierungsgenauigkeit und Geometrie

Eine prinzipielle geometrische Unsicherheit ist zunächst durch die Diskretisierung der Bilder verursacht. Im vorliegenden Fall wird die Auflösung der digitalisierten Bilder (75 dpi, was einer Pixelgröße von 0.34 mm entspricht) für die Bildregistrierung beibehalten, für die weitere numerische Auswertung jedoch auf 1 mm reduziert und somit der gängigen Auflösung der vom BPS exportierten Dosismatrizen angepasst. Die Analyse der gemessenen Verteilung ist somit ohne Anwendung von Interpolationsmethoden nur mit einer Genauigkeit von 0.5 mm möglich.

Um Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Phantom-Positionierung festzustellen, wurde die gleiche Phantombestrahlung mehrfach wiederholt. Dazu wurde ein aus vier Feldern bestehender Plan erstellt und auf den in der axialen Zentralstrahlebene des IMRT-Phantoms positionierten Film bestrahlt. Die Feldparameter sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Ränder dieser vier Felder markieren die Positionierung in lateraler, cranio-caudaler und anterior-posteriorer Richtung.

Abb. 6.3 zeigt den zugehörigen Dosisplan. Die Isodosen an den Bereichen der steilsten Gradienten wurden als Indikatoren für die Feldgrenzen bestimmt und sind überlagert dargestellt. Die horizontalen und vertikalen Abstände zwischen den Felldrändern, wie in der Abbildung dargestellt, werden für die Filmmessungen

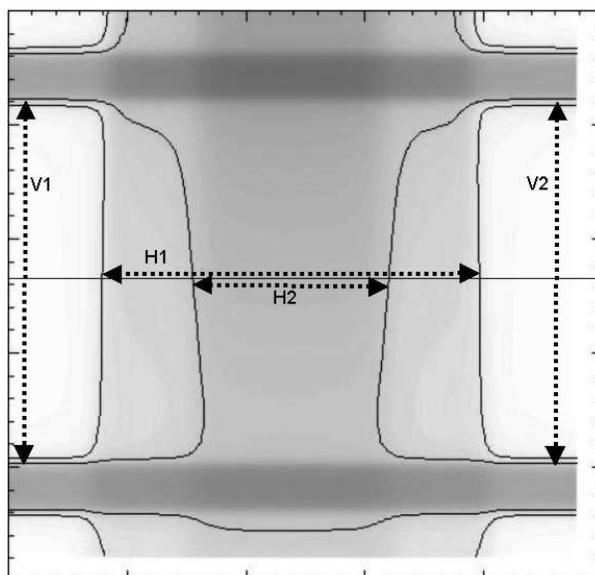


Abbildung 6.3: Dosisplan für ein aus vier Feldern bestehendes Arrangement zur Auswertung von Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Phantom-Positionierung. 15% und 30% Isodosen sind überlagert dargestellt, horizontale und vertikale Abstände zwischen den Feldrändern sind dargestellt.

bestimmt. Dabei wurde eine Pixelgröße von 0.5 mm verwendet. Länge (L) und Mittelpunkt (C) werden für die beiden horizontalen ($H1$, $H2$) und die beiden vertikalen ($V1$, $V2$) Entfernungen bestimmt. Diese werden wie folgt interpretiert: Bei korrekter lateraler Positionierung des Phantoms liegt $H1$ symmetrisch um den Bildmittelpunkt. Eine Verschiebung von C_{H1} zeigt eine Fehlpositionierung an. Aufgrund der Kollimatorrotation von Feld 2 kann eine Verschiebung in y -Richtung (Δy) folgendermaßen berechnet werden: $\Delta y = \frac{|C_{H2} - C_{H1}|}{\tan 60}$

Die vertikale Position kann aus der Lage der Punkte C_{V1} und C_{V2} bestimmt werden. Rotationen werden hier nicht berücksichtigt.

Zuletzt wurde noch die Genauigkeit der Bildregistrierung geprüft. Wie oben erwähnt wird der Bildmittelpunkt der Filmmessung durch fünf Nadelstiche an bekannten Positionen festgelegt, die im digitalisierten Bild identifiziert werden müssen. Das bedeutet aber, dass der Mittelpunkt überbestimmt ist. Seine Koordinaten können daher zweifach berechnet werden, wobei jeweils gegenüberliegende Punktpaare berücksichtigt werden. Die dabei erhaltene Distanz kann als Maß für die Genauigkeit dieser Prozedur zur Bildregistrierung verwendet werden.

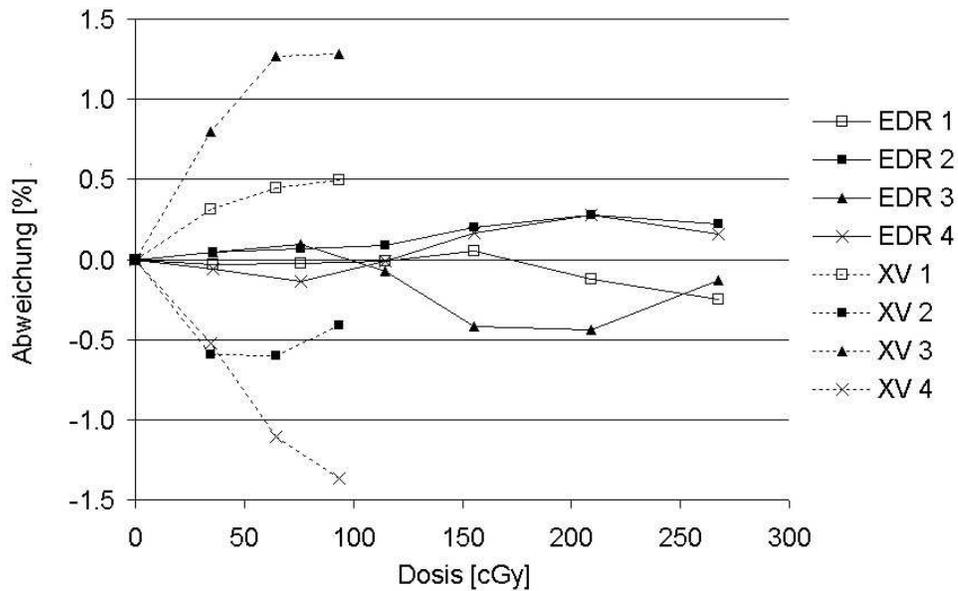


Abbildung 6.4: Stabilität bei der Filmentwicklung: Abweichungen vom Mittelwert für die gemessene Transmission für jeweils vier Filme (XV bzw. EDR); Die Filme wurden in 3-Minuten Intervallen entwickelt.

6.2.2 Ergebnisse

6.2.2.1 Dosimetrie

Die Schwankungen in der Filmschwärzung während eines Entwicklungsdurchganges (*intra-session Variabilität*) wurden für unterschiedliche Dosisbereiche ausgewertet. Während diese für den EDR Filmtyp generell unter 0.5% lagen, zeigte sich bei den XV Filmen ein Anstieg von 0.8% bei 35 cGy bis 1.3% bei 90 cGy (Abb. 6.4). Das kann als höhere Empfindlichkeit des XV Films auf geringfügige Inhomogenitäten bei der Filmentwicklung interpretiert werden.

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit der sensitometrischen Kurve im Zusammenhang mit einer spektralen Verschiebung mit zunehmender Tiefe wurden Filme in paralleler Geometrie bestrahlt. Die prozentuelle Tiefendosis entlang des Zentralstrahls wurde mit der entsprechenden Ionisationskammermessung (IK) verglichen (Abb. 6.5). Die wesentlichste Erkenntnis bei dieser Messung ist zunächst, dass es schwierig ist, korrekte Tiefendosiskurven mit dieser Filmanordnung zu erhalten. Es wurden Abweichungen von den IK-Messungen gefunden, die nicht in Zusammenhang mit energieabhängigen Schwankungen der Filmeempfindlichkeit gebracht werden können. Diese Abweichungen sind offensichtlich durch

Lufteinschlüsse in den Filmpackungen und durch unzureichendes Zusammenpressen der Phantomplatten hervorgerufen und konnten zwar bei sorgfältiger Handhabung zwar minimiert, aber nicht zur Gänze verhindert werden.

Dieser Effekt ist von besonderem Interesse in diesem Zusammenhang: Die beschriebenen Abweichungen können zwar bei Tiefendosiskurven leicht erkannt werden, bei IMRT-Verifikationsmessungen aufgrund der komplexen Dosisverteilung aber kaum. Es ist daher bei der Verwendung von solchen *ready-pack* Filmen sehr wichtig, Luft einschlüsse zu entfernen und das Phantom sehr sorgfältig zusammenzustellen.

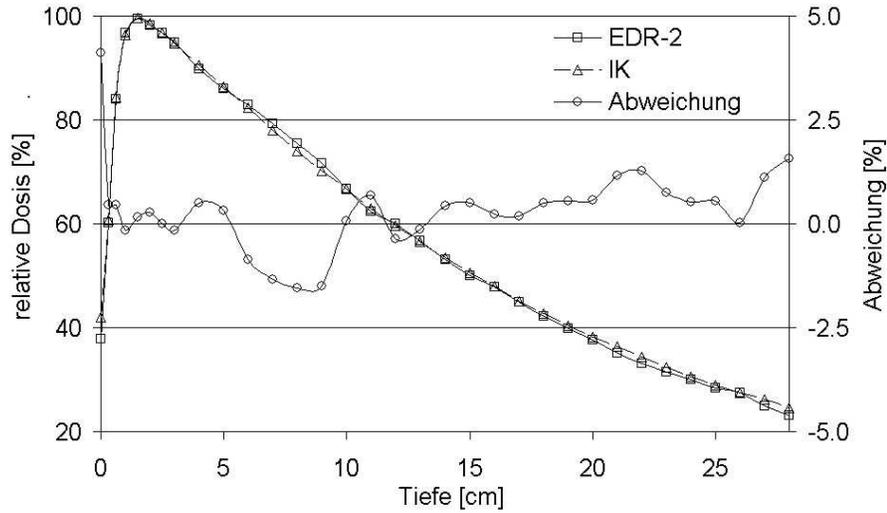
Wie zuvor erwähnt, haben verschiedene Faktoren Einfluss auf die Ergebnisse dieser Messungen. Diese Faktoren werden nicht im Detail ausgewertet. Die Gesamtabweichung (im Weiteren als *Inhomogenität* bezeichnet) lag für alle sechs ausgewerteten Filme unter 1.5%.

Aus dem Verlauf der Kurven in Abbildung 6.5 kann jedenfalls gesehen werden, dass die Abweichungen in der Filmpflichtigkeit aufgrund einer spektralen Verschiebung der Photonenenergie bis zu einer Feldgröße von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und einer Tiefe von 28 cm vernachlässigt werden können. Für die dargestellten relativen Abweichungen ist keine Tendenz mit zunehmender Tiefe erkennbar. Das ist auch in guter Übereinstimmung mit publizierten Ergebnissen anderer Autoren [15, 37, 27].

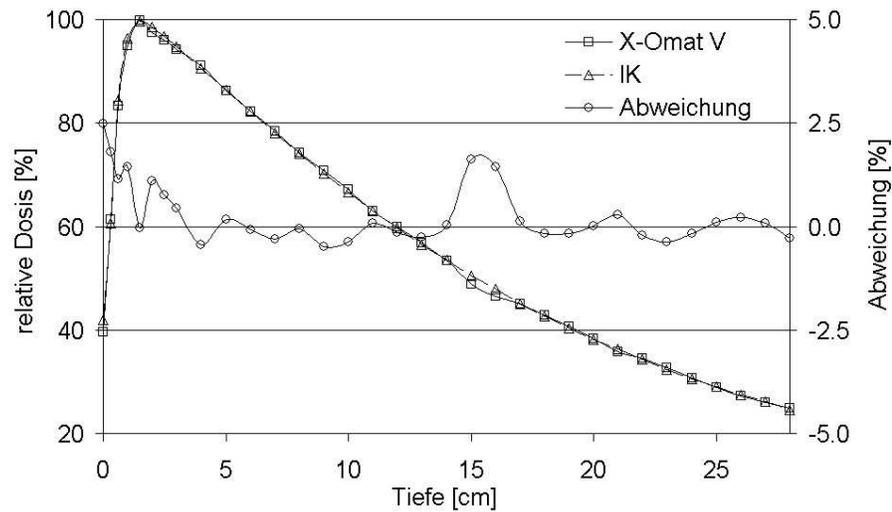
Abbildung 6.6 zeigt die statistische Auswertung des Filmrauschens für insgesamt 45 Kalibrierfilme beider Typen. Die in den Kurven dargestellten Datenpunkte geben die Mittelwerte für alle Filme an, die Fehlerbalken bezeichnen eine Standardabweichung innerhalb des jeweiligen Dosisbereichs. Das Signal-Rausch Verhältnis fällt in der halblogarithmischen Darstellung für beide Filmtypen annähernd linear ab. Abbildung 6.6 (b) zeigt die effektive dosimetrische Unsicherheit aufgrund des Rauscheinflusses, also den eigentlich relevanten Wert in diesem Zusammenhang. Für XV Filme steigt dieser Fehler ab einer Dosis von 80 cGy stark an. Bei den EDR Filmen liegt der absolute Fehler im Bereich zwischen 60 und 350 cGy unter 1%.

6.2.2.2 Positionierungsgenauigkeit und Geometrie

Der im vorigen Abschnitt beschriebene, aus vier Feldern bestehende Dosisplan wurde auf acht Filme bestrahlt, wobei das Phantom jedes Mal neu positioniert und eingerichtet wurde. Eine Grundvoraussetzung für diesen Test ist hohe me-



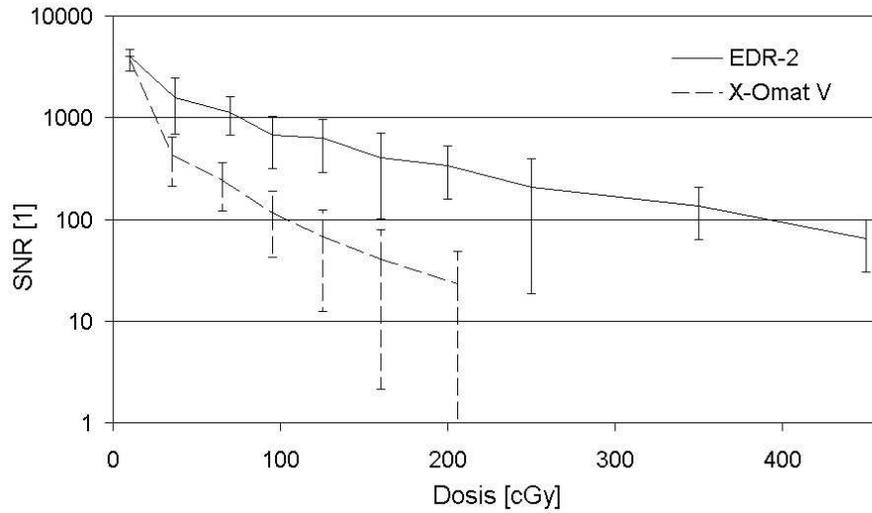
(a)



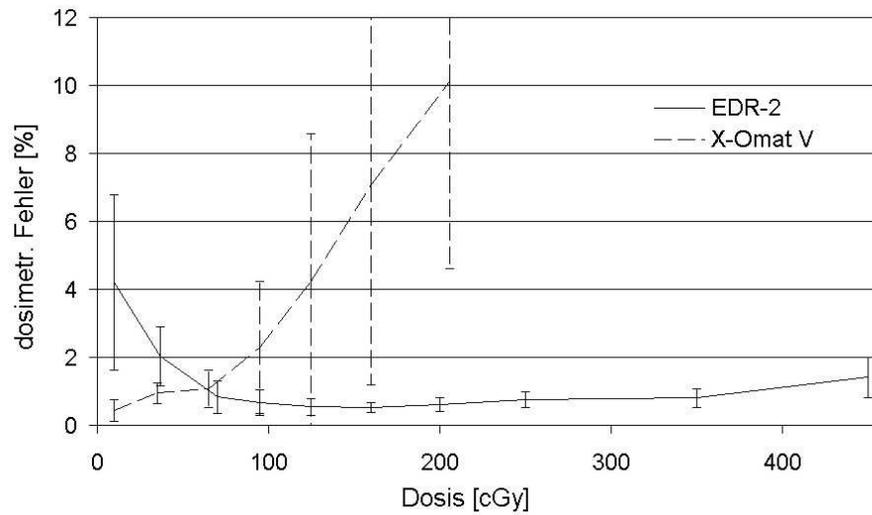
(b)

Abbildung 6.5: Relative Tiefendosiskurven: Gegenüberstellung von Film- und Ionisationskammermessung (IK); Relative Abweichungen (aufgetragen gegen die zweite Ordinate), bezogen auf das Dosismaximum, sind dargestellt.

(a): EDR-2; (b): X-Omat V.



(a)



(b)

Abbildung 6.6: Statistische Auswertung des Signal-Rausch Verhältnisses in Abhängigkeit von der Dosis (a) und daraus folgende absolute dosimetrische Unsicherheit (b) für 15 XV (*strichliert*) bzw. 30 EDR Filme (*durchgezogen*); die vertikalen Fehlerbalken geben eine Standardabweichung innerhalb des jeweiligen Dosisbereichs wieder.

Tabelle 6.2: Genauigkeit bei der Phantom-Positionierung: Mittelwerte und Standardabweichungen des Positionierungsfehlers in den drei orthogonalen Richtungen für acht ausgewertete Filme (Werte in mm).

Richtung	Pos. Fehler [mm]
AP	0.5 ± 0.2
CC	0.5 ± 0.3
LAT	0.3 ± 0.2

mechanische Genauigkeit (und Stabilität) von Gantry und Blenden. Das diese Genauigkeit gegeben ist wurde für den verwendeten Beschleuniger nach gründlicher Untersuchung gezeigt und auch publiziert [25]. Die Verschiebungen in der Positionierung des Phantoms ist in Tabelle 6.2 angegeben. Man sieht, dass sowohl Mittelwerte als auch Standardabweichungen – diese können als Maß für die Reproduzierbarkeit herangezogen werden – für alle drei Raumrichtungen ähnlich sind. Es konnte somit gezeigt werden, dass die Positionierung des Phantoms mit Hilfe der Raumlasers mit einer Genauigkeit von 0.5 mm möglich ist.

Wie schon festgestellt wurde, sind für die exakte *Bildregistrierung* die Darstellung am Bildschirm in entsprechender Größe und ein geeignetes Markierungswerkzeug erforderlich. Das wurde softwaretechnisch umgesetzt. Für eine Anzahl von 28 ausgewerteten Filmen, jeweils mit fünf Nadelstichen markiert, wurde der Fehler in der Bestimmung des Bildmittelpunktes mit 0.4 ± 0.3 mm ermittelt.

6.3 Diskussion

Die Filmdosimetrie erlangte mit der Verbreitung von dynamischen Behandlungsmethoden wieder zunehmende Verbreitung. Es wurden dazu auch numerische Parameter eingeführt, um komplexe Felder mit steilen Dosisgradienten objektiv beurteilen zu können. Um diese Parameter und die damit verbundenen Toleranzen jedoch sinnvoll einsetzen zu können, ist es unerlässlich, zunächst eine Evaluierung der Messmethode hinsichtlich Präzision und Reproduzierbarkeit durchzuführen.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde unsere Methodik vorgestellt und dahingehend analysiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 noch einmal zusammengefasst. Der Ausdruck *Inhomogenität* umfasst dabei eine Reihe von Faktoren, wie oben im Detail angeführt wurde.

Der Vergleich von XV und EDR Filmen zeigt, dass der letztere generell die

Tabelle 6.3: Dosimetrische und geometrische Unsicherheiten bei der Verifikation von Bestrahlungsplänen mit absolutdosimetrisch kalibrierten radiographischen Filmen (Zusammenfassung);

Parameter	Fehler
Filmentwicklung	0.5% (EDR) 1.3% (XV)
Inhomogenität	1.5%
Filmrauschen	1.0%
Bilddiskretisierung	0.5 mm
Phantompositionierung	0.5 mm
Bildregistrierung	0.4 mm

bessere Wahl für die Verifikation von IMRT-Plänen ist. Seine Eigenschaften sind gegenüber dem XV-Typ günstiger, mit der geringeren Empfindlichkeit bei einer Energiedosis unter 40 cGy als einziger Ausnahme.

Das Filmrauschen kann innerhalb der angegebenen Dosisbereiche auf einem akzeptierbaren Niveau ($< 1\%$) gehalten werden, wenn bei der Digitalisierung geeignete Einstellungen gewählt werden.

Die Intentionen bei der Verifikation von IMRT Plänen sind einerseits die Kontrolle des Planungssystems und andererseits der Qualität der Strahlungsapplikation am Linearbeschleuniger. Diese hängt wesentlich von der Bewegung der Lamellen ab.

Man könnte sich deshalb dazu entschließen, kleiner Fehler bei der Positionierung des Phantoms oder der Bildregistrierung von der Bewertung auszunehmen. Das kann durch Einsatz eines Algorithmus zur Bildfusion der beiden Dosismatrizen erreicht werden.

Zusammenfassend kann mit quadratischer Fehlerfortpflanzung aus Tabelle 6.3 geschlossen werden, dass für die vorgestellte Messanordnung die dosimetrische Unsicherheit bei 1.9% und die geometrische Unsicherheit bei 0.8 mm liegen. Die Auswirkung dieser Ergebnisse auf die Berechnung des Gammakriteriums wird im folgenden Abschnitt weiter behandelt.

6.4 Berechnung und Interpretation des Gamma-kriteriums

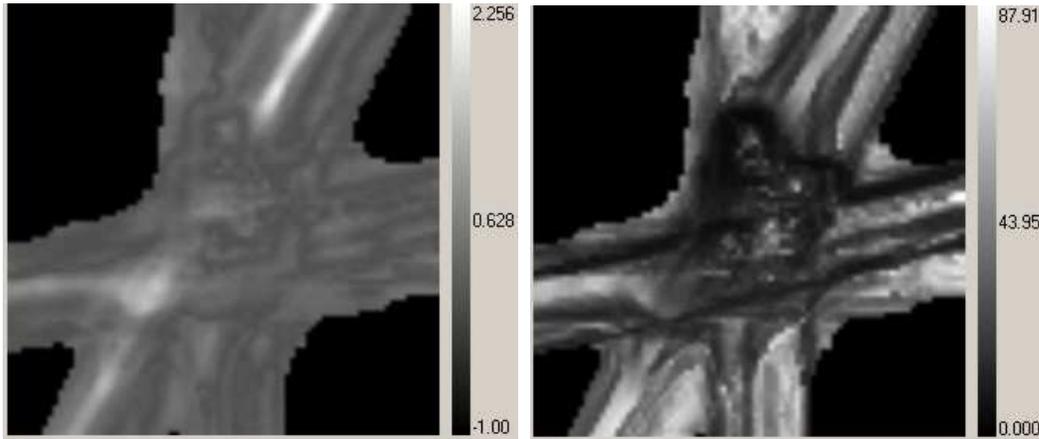
Bei der Beurteilung der Übereinstimmung von Dosisplänen mit entsprechenden Messungen werden üblicherweise zwei verschiedene Kriterien betrachtet. In Be-

reichen homogener Dosis wird die Dosisdifferenz bewertet. An Stellen mit steilen Dosisgradienten, wie etwa den Feldrändern, wird die Verschiebung der entsprechenden Isodosen als Maß herangezogen. Für diese beiden Kriterien wurden verschiedentlich Toleranzen formuliert [59], es wurden auch Versuche gemacht, diese beiden Größen rechnerisch zu kombinieren [58, 19, 60]. Mit der Einführung der IMRT in die klinische Routine erlangte diese numerische Art der Planbewertung verstärkte Bedeutung. Die Methode, die dabei die weiteste Verbreitung findet, ist die von Low et al. vorgeschlagene. Dabei werden Dosisdifferenz und das sogenannte *distance to agreement* (DTA) Kriterium, also die Entfernung von einem Punkt einer Dosisverteilung zum nächstgelegenen Punkt gleicher Dosis in der Referenzverteilung, nach Normierung auf vorgegebene Toleranzwerte (Δd , ΔD) zum sogenannten Gammafaktor (γ) kombiniert. Übersteigt dieser Faktor den Wert 1, so sind an der betreffenden Stelle die Toleranzen verletzt. Die Toleranzen müssen so gewählt werden, dass neben der dosimetrischen bzw. geometrischen Unsicherheit der Messung noch Spielraum für die tolerierbaren Fehler von Dosisberechnung und -applikation bleibt. Aus den Ergebnissen der vorangegangenen Abschnitte wurden für unsere Messanordnung und die Verifikation von Gesamtplänen Toleranzen von 5% Dosisunsicherheit und 3 mm DTA festgelegt.

Dieser von Low *et al.* [58] beschriebene Algorithmus wurde in das Programm IMRT-GUI implementiert. Zur Beschleunigung der sehr aufwändigen Berechnung wurde ein Dosis-Schwellwert eingeführt, unter dem der Gammafaktor nicht berechnet, sondern generell auf -1 gesetzt wird. Abbildung 6.7 zeigt das Bild einer solchen Gammafaktorauswertung.

Es stellt sich nun aber die Frage, wie diese Berechnungen zu interpretieren sind. Es findet sich in der Literatur noch keine verbindliche Vorgabe, wann ein Bestrahlungsplan für die klinische Applikation akzeptiert werden kann, oder wann er verworfen werden muss. Einige Lösungsvarianten dazu sollen hier diskutiert werden.

Zur Interpretation wurde bereits von Low eine Darstellung der "*Gammawinkel-Verteilung*" vorgeschlagen. Es werden dazu Dosisdifferenz (δ_D) und DTA, jeweils auf die Toleranzwerte normiert, als orthogonale Vektoren interpretiert. Der Winkel θ des Summenvektors mit der δ_D -Achse wird berechnet (Gleichung 6.2) und ist ein Maß dafür, ob die Abweichung an der betreffenden Stelle von DTA oder



(a)

(b)

Abbildung 6.7: Gammafaktorberechnung für das in Abb. 6.1 dargestellte Beispiel; (a): 2D Verteilung des Gammawerts; (b) Gammawinkel-Verteilung

δ_D , also von geometrischer oder dosimetrischer Abweichung, dominiert wird.

$$\theta = \arctan \left(\frac{\frac{DTA}{\Delta d}}{\frac{\delta_D}{\Delta D}} \right) \quad (6.2)$$

Auch diese Auswertung wurde in die Software-Umgebung implementiert, ein Beispiel ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

Zusätzliche Information kann durch Histogrammdarstellungen gewonnen werden (Abb. 6.8). Die Häufigkeitsverteilung kann wahlweise nur in Abhängigkeit vom lokalen Gammawert oder als 2-dimensionale Verteilung in Abhängigkeit von Dosis- und Gammawert an der betreffenden Stelle dargestellt werden.

Ein weiteres Kriterium kann definiert werden, wenn man die örtliche Verteilung von Stellen mit hoher Abweichung betrachtet. Sind diese auf wenige Stellen mit vergleichsweise großer Fläche konzentriert, so ist das Ergebnis anders zu interpretieren als im Falle einer Aufteilung in eine große Anzahl von einzelnen Punkten.

Dazu wird vom Programm einerseits die größte aus Pixeln p bestehende zusammenhängende Fläche A berechnet, für die gilt: $A = \{p | \gamma(p) \geq 1\}$. Andererseits wird die Anzahl der nicht zusammenhängenden Bereiche mit Gammawerten größer als 1 ausgegeben.

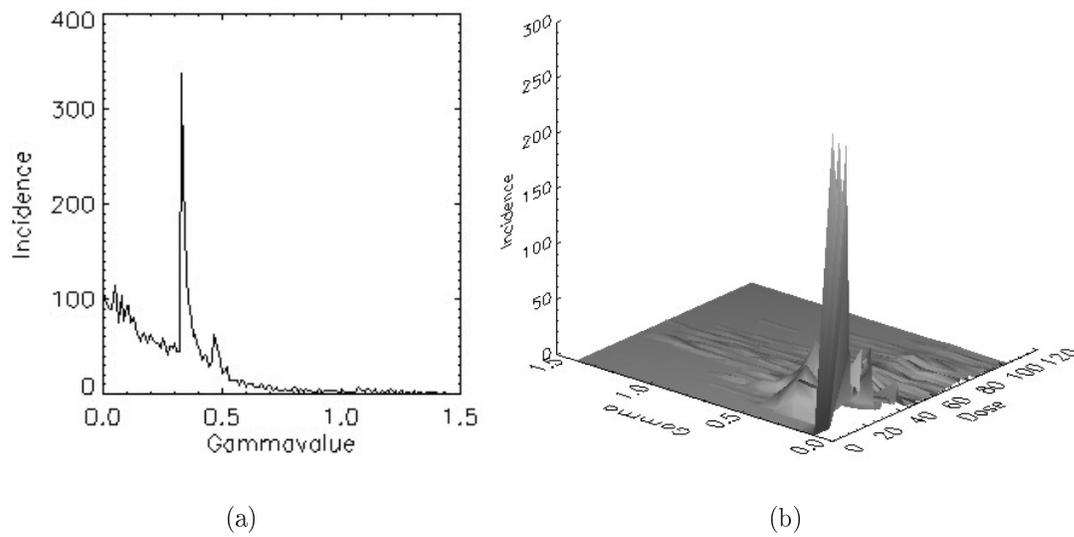


Abbildung 6.8: Histogrammdarstellungen zur Analyse der Gamma-Verteilungen für das in Abb. 6.1 dargestellte Beispiel. (a) Häufigkeitsverteilung der Gammawerte; (b) 2D-Histogramm zur Veranschaulichung der Gamma/Dosis-Abhängigkeiten

Teil 7

Ergebnisse - Klinische Umsetzung

7.1 Basisdatenmessung und Kommissionierung des Bestrahlungsplanungssystems

Die in Teil 5 dieser Arbeit angestellten Betrachtungen zeigen, dass bei der Messung der Basisdaten zur Eingabe in das Bestrahlungsplanungssystem im Hinblick auf die Berechnung kleiner und segmentierter Felder Sorgfalt bei der Auswahl der Detektoren erforderlich ist. Darüber hinaus muss von Fall zu Fall geprüft werden, ob die angesprochenen systematischen Fehler korrigiert werden müssen.

In diesem Abschnitt wird zunächst gezeigt, wie das für die Messung von Outputfaktoren und Querprofilen umgesetzt wurde. Danach werden Maßnahmen zur Kommissionierung und Qualitätssicherung des Systems Brainscan unter besonderer Berücksichtigung der Dosisberechnung bei Gewebeinhomogenitäten erläutert.

7.1.1 Messung von Outputfaktoren und Querprofilen

Das Planungssystem Brainscan erfordert für den micro-MLC die Messung von Outputfaktoren für kleine Felder bis hinunter zu einer Feldgröße von $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Ein Vergleich mit den in Abbildung 5.1, Seite 51, dargestellten Ergebnissen macht deutlich, dass für diese Messung nur der Diamantdetektor in Frage kommt.

Abbildung 7.1 zeigt die Messwerte für diese Outputfaktoren in einem Wasserphantom in einer Messtiefe von 5 cm, Fokus-Oberflächen Abstand 100 cm, mit einer nominalen Dosisrate von 400 Monitoreinheiten pro Minute für den 6 MeV Photonenstrahl. Die effektive Dosisleistung am Messort liegt somit zwischen 3.6 Gy/min für das größte Feld und 2.4 Gy/min im Falle des kleinsten Feldes. Aus Abbildung 5.7 kann gesehen werden, dass der dabei zu erwartende

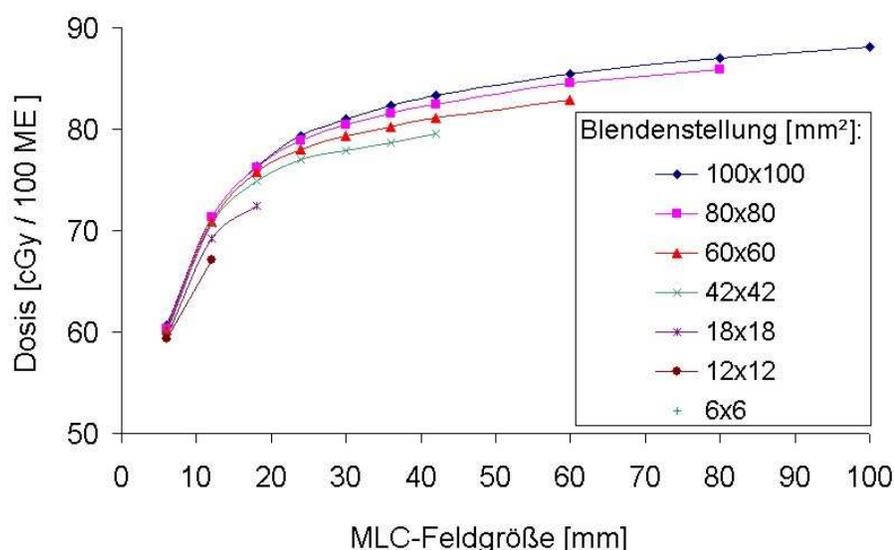


Abbildung 7.1: Outputfaktoren für mit dem micro-MLC begrenzte Photonenfelder bei unterschiedlichen Stellungen der Sekundärblenden; Detektor: Diamant; die Werte geben die gemessene Dosis pro 100 Monitoreinheiten an;

Fehler auf Grund der Dosisleistungsabhängigkeit des Detektors bei 0.4% liegt. Diese Abweichung wird dort korrigiert, wo sie nicht innerhalb der von der Reproduzierbarkeit der Messung vorgegebenen Grenzen liegt.

In Abschnitt 5.1.2 wurde gezeigt, dass die relativ großvolumigen luftgefüllten Ionisationskammern bei der Messung der Dosisquerprofile eine deutliche Aufweitung des Halbschattens zur Folge haben. Dieser Effekt lässt sich auch nicht befriedigend korrigieren (vergl. 5.1.2.1), es muss daher auf den Einsatz dieser in der Handhabung sehr einfachen Kammern verzichtet werden. Auch die Filmsimetrie eignet sich hier nicht, da die Messungen in Wasser durchgeführt werden sollten. Der Detektor der Wahl ist hier also wiederum der Diamant. Abbildung 7.2 zeigt die gemessenen Querprofile für die Rundlochkollimatoren und für eine Feldgröße ($6 \times 6 \text{ cm}^2$) mit dem micro-MLC bei unterschiedlichen Messtiefen. Die Messungen erfolgten jeweils mit 0.5 mm Schrittweite.

Die Messung der Dosisquerprofile stellt dann erneut die Frage einer eventuell erforderlichen Korrektur des Fehlers auf Grund der Dosisleistungsabhängigkeit. Der in Abschnitt 5.2 beschriebene Korrekturfaktor bewirkt für diese Messung einen vernachlässigbaren Effekt. Die korrigierten Profile sind optisch von den

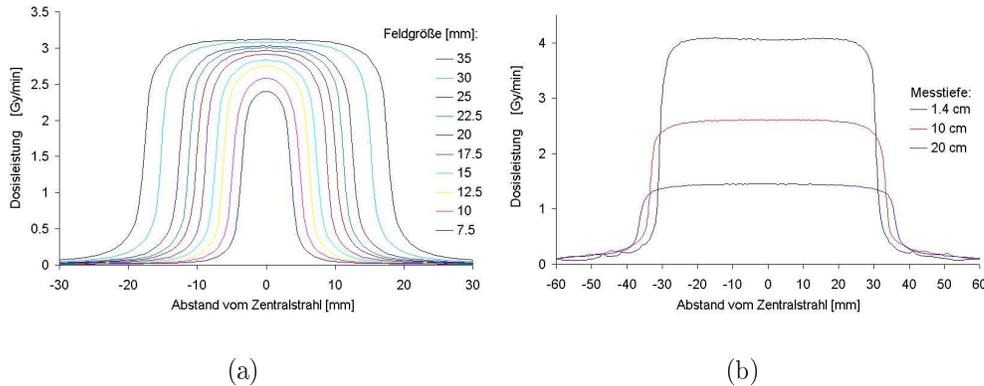


Abbildung 7.2: Messung von Dosisquerschnitten für (a) die 10 Rundlochkollimatoren in einer Wassertiefe von 7.5 cm, und (b) ein $6 \times 6 \text{ cm}^2$ großes micro-MLC Feld in drei unterschiedlichen Messtiefen; Fokus-Oberflächen Abstand: 92.5 bzw. 100 cm; Detektor: Diamant;

unkorrigierten nicht zu unterscheiden, auf eine Darstellung wird deshalb verzichtet. In Tabelle 7.1 ist angegeben, wie sich die Dosisleistungskorrektur auf die Feldform auswirkt. Die korrekturbedingten Veränderungen der Feldbreite und der Halbschattenbreite sind darin angeführt und den gemessenen Breiten gegenübergestellt. Es ist aus diesen Werten klar ersichtlich, dass diese Korrekturterme keinerlei klinische Relevanz bei der Dosisberechnung haben.

7.1.2 Einfluss von Gewebehomogenitäten auf die Genauigkeit der Dosisberechnung in der IMRT

In Abschnitt 2.2.1 wurde eine Methode zur Bestimmung der mittleren Dichte entlang des Strahlweges für inhomogene Phantome vorgestellt. Mit dieser Methode wurden nun die Dichteverteilungen in einer horizontalen Ebene für zwei verschiedene Phantome ermittelt. Es wurden dafür das Wachsphantom und drei Scheiben des Alderson-RANDO-Phantoms, die dem Thoraxbereich entnommen wurden, durchstrahlt. Als Referenz wurde ein gleich dickes, wasseräquivalentes Plattenphantom (MedTec IMRT Phantom) herangezogen. Die Messung erfolgte jeweils mit kalibrierten Filmen.

Die so ermittelten Dichteverteilungen werden in Matrizen (P_{Wachs} bzw. P_{Ald}) gespeichert. Abbildung 7.3 zeigt die entsprechenden Ergebnisse.

Die gewonnenen Wert für die mittlere Dichte liegen zwischen 0.45 g/cm^3 und 1.4 g/cm^3 und decken somit den klinisch relevanten Bereich gut ab.

Tabelle 7.1: Feldbreite (Abstand der beiden 50%-Isodosen) und Halbschattenbreite (Abstand von der 90% zur 10% Isodose) für die in Abbildung 7.2a dargestellten Profilmessungen der Rundlochkollimatoren und Korrekturen nach Berücksichtigung der Dosisleistungsabhängigkeit; alle Werte in Millimetern;

Koll	Feldbreite [mm]		Halbschattenbreite [mm]	
	Messung	Korrektur	Messung	Korrektur
7.5	7.40	-0.010	2.91	-0.026
10	9.78	-0.011	3.58	-0.024
12.5	12.44	-0.011	3.65	-0.037
15	14.76	-0.012	4.22	-0.033
17.5	17.61	-0.011	4.27	-0.025
20	20.19	-0.013	4.80	-0.033
22.5	22.40	-0.011	4.67	-0.038
25	25.19	-0.012	5.22	-0.037
30	30.49	-0.012	5.07	-0.034
35	35.41	-0.013	5.50	-0.040

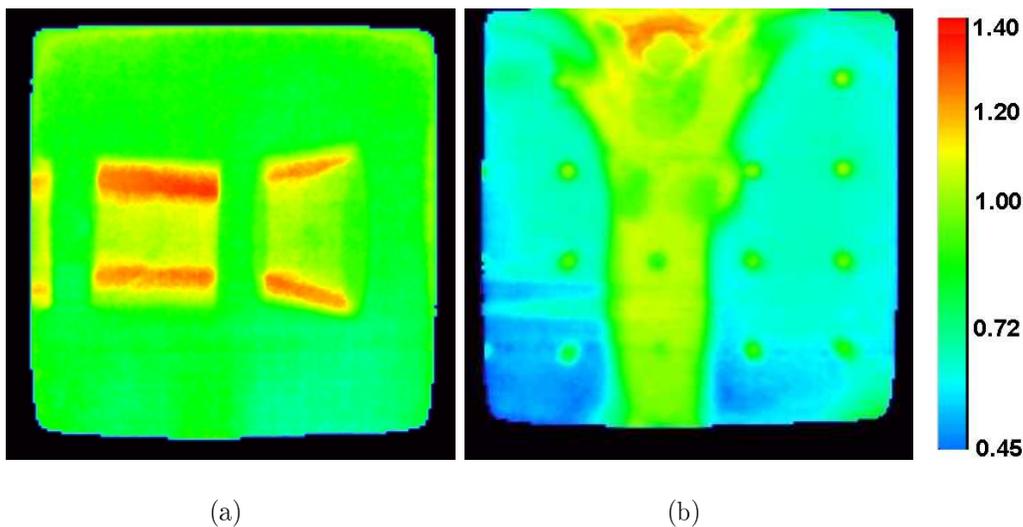


Abbildung 7.3: Darstellung der mittleren Dichte $\bar{\rho}$ (in g/cm^3) entlang des Strahlweges durch ein inhomogenes Phantom: (a) Wachsphantom, (b) drei Scheiben aus dem Thoraxbereich des Alderson-RANDO Phantoms;

Im nächsten Schritt werden nun die Übereinstimmungen von Plan und Messung für offene (d.h. rechteckige, nicht-modulierte) Felder analysiert. Dazu werden für alle Punkte der Filmebene bei einer Pixelgröße von 1 mm^2 die Dosisdifferenz $\delta = D_{\text{Messung}} - D_{\text{Plan}}$ und der γ -Index (siehe Gleichung 2.2) berechnet. Zu jedem Punkt ist aber auch die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ entlang des geometrischen Strahlweges bekannt. Diese Dichtewerte werden in Klassen mit 0.05 g/cm^3 Breite zusammengefasst. Für alle zu einer Klasse gehörenden Bildpunkte werden Mittelwert und Standardabweichung von δ und γ berechnet. In den Abbildungen 7.4 und 7.5 sind die Ergebnisse dieser Auswertung dargestellt.

Die Auswertung in Abbildung 7.4b zeigt eine tendenzielle Abhängigkeit der Dosisdifferenz von der mittleren Dichte. Die entsprechende Auswertung für das Alderson-RANDO Phantom (Abbildung 7.5b) zeigt diesen Verlauf nicht so deutlich, aber auch hier liegen die Abweichungen für hohe Dichtewerte deutlich über dem Durchschnitt. Dieser Befund findet auch seine Entsprechung darin, dass in den Dosisdifferenzbildern (Abbildungen 7.4a bzw. 7.5a) die Knochenkonturen zu erkennen sind. Der Effekt ist zwar ungünstig, jedoch vom Ausmaß her tolerierbar, da die mittlere Abweichung für keine Dichteklasse den Wert 3% übersteigt.

Die Gammaindex-Auswertungen für diese beiden Phantommessungen (Abbildungen 7.4d bzw. 7.5d) ergeben ein nahezu identisches Bild. Es ist keine tendenzielle Abhängigkeit der γ -Indizes von der Dichte gegeben. Die Mittelwerte des Gammaindex liegen für alle Dichteklassen unter 0.8. Als Toleranzkriterien für die Dosisdifferenz und die Entfernung zum nächstgelegenen Punkt gleicher Dosis (DTA) wurden für diese Auswertungen die Werte $\Delta D=3\%$ und $\Delta\delta=3 \text{ mm}$ gewählt.

Schließlich wurde die gleiche Analyse für intensitätsmodulierte Felder mit beiden Phantomen wiederholt. Es wurden dabei verschiedene Pläne appliziert. Abbildung 7.6 zeigt beispielhaft das Ergebnis für ein aus 28 Segmenten bestehendes Feld, das mit dem 80 Leaf Standard MLC und insgesamt 794 Monitoreinheiten senkrecht auf das Wachsphantom eingestrahlt wurde, Abbildung 7.7 ein Feld mit 29 Segmenten und ebenfalls ca. 800 Monitoreinheiten mit dem Alderson-RANDO Phantom. Die Strahlapplikation erfolgte jeweils im sliding-window Modus.

Die Interpretation dieser beiden Abbildungen zeigt, dass weder hinsichtlich der Dosisdifferenz, noch des Gammaindex' eine systematische Abhängigkeit von der mittleren Dichte des durchstrahlten Materials vorliegt. Solche inhomogenen Bereiche im Material bzw. Gewebe werden vom Algorithmus demnach korrekt

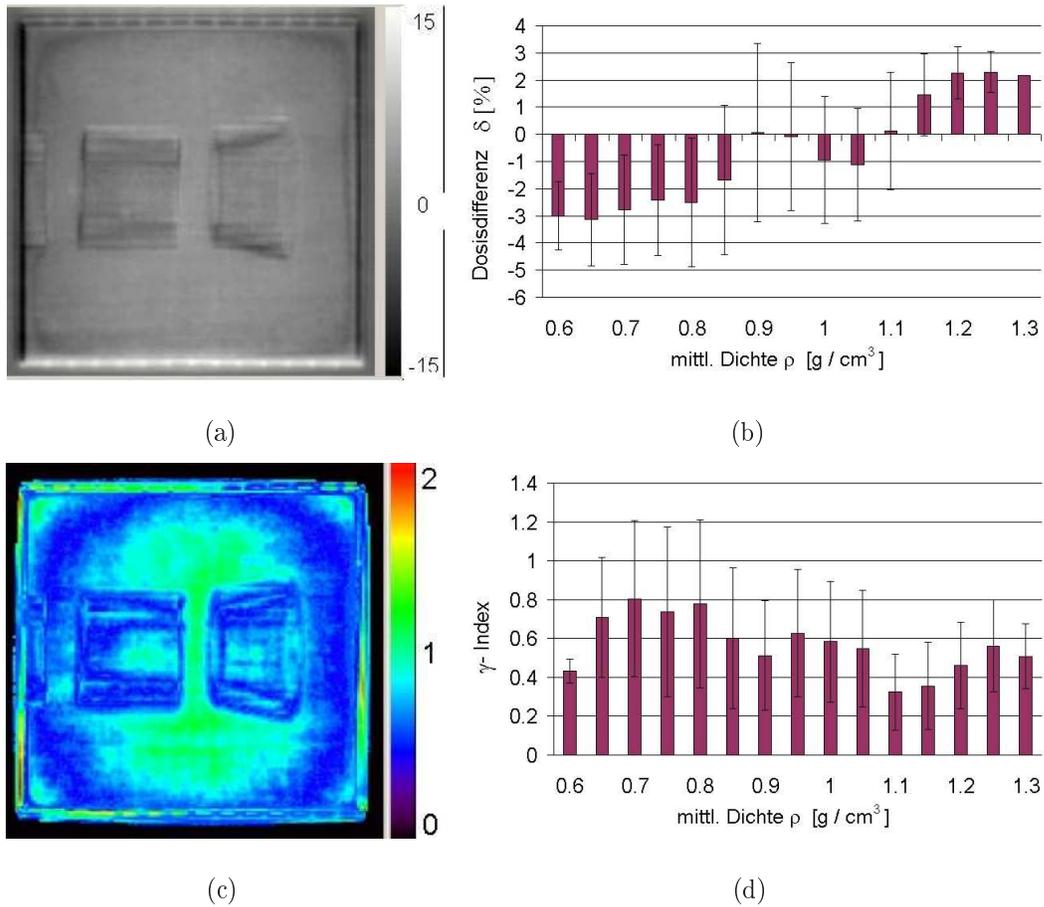


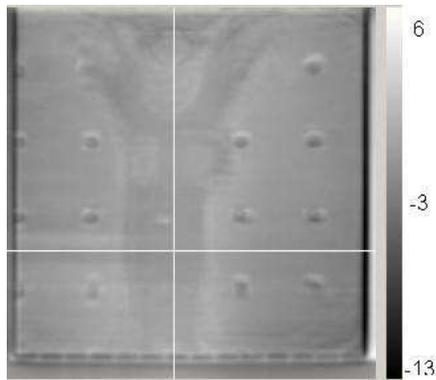
Abbildung 7.4: Genauigkeit der Dosisberechnung bei Inhomogenitäten im durchstrahlten Material: Wachsphantom, offenes Feld;

(a): Dosisdifferenzbild $\delta = D_{Messung} - D_{Plan}$;

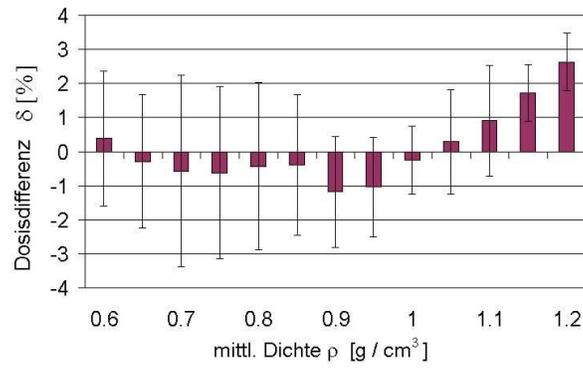
(b): Abhängigkeit der Dosisdifferenz von der mittleren Dichte $\bar{\rho}$ des durchstrahlten Gewebes, eingeteilt in Klassen zu 0.05 g/cm^3 ; angegeben ist jeweils der Mittelwert aller zu einer Dichteklasse gehörenden Bildpunkte, die Fehlerbalken symbolisieren eine Standardabweichung;

(c): Gammaindexverteilung für diese Messung mit Toleranzkriterien $\Delta D=3\%$, $\Delta\delta=3 \text{ mm}$;

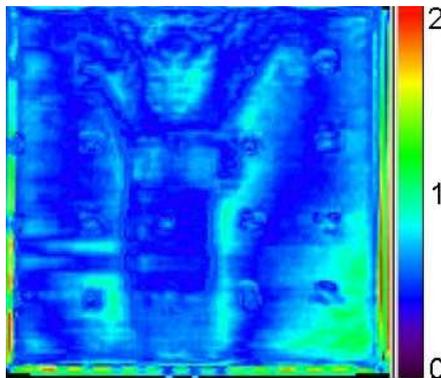
(d): Abhängigkeit des Gammaindex von der mittleren Dichte $\bar{\rho}$;



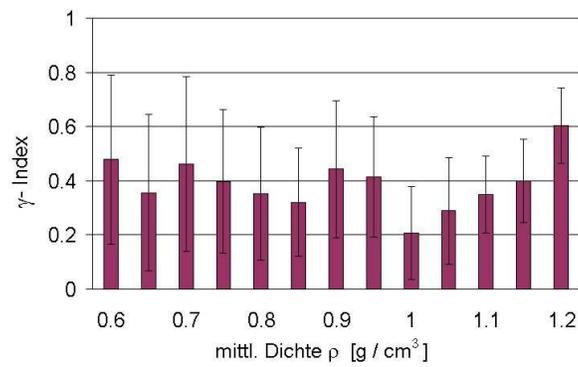
(a)



(b)

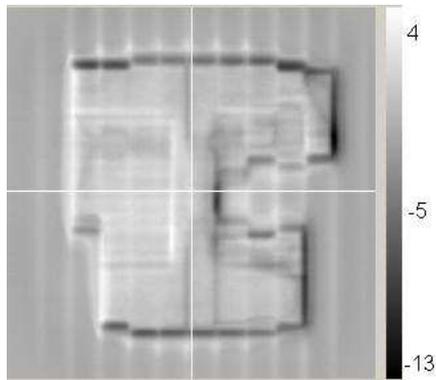


(c)

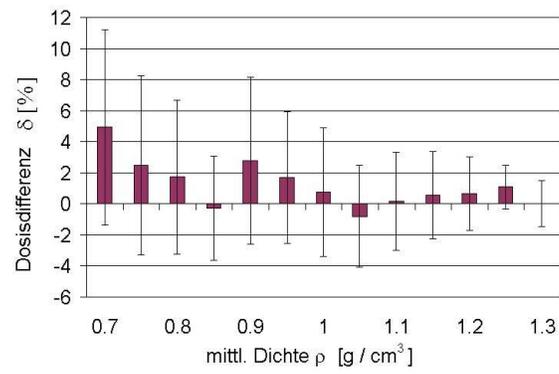


(d)

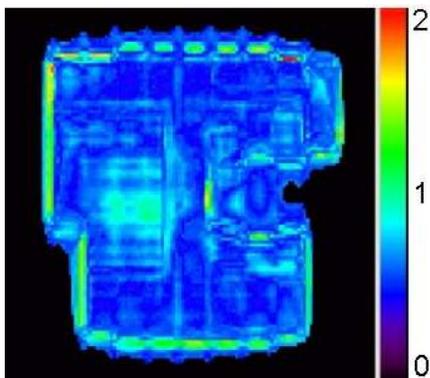
Abbildung 7.5: Genauigkeit der Dosisberechnung bei Inhomogenitäten im durchstrahlten Material: Alderson-RANDO Phantom, offenes Feld; Erläuterungen siehe Abbildung 7.4;



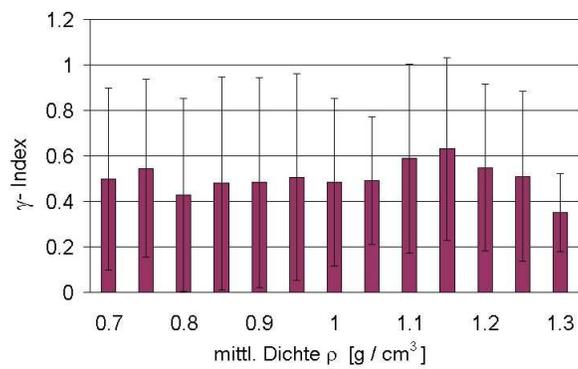
(a)



(b)

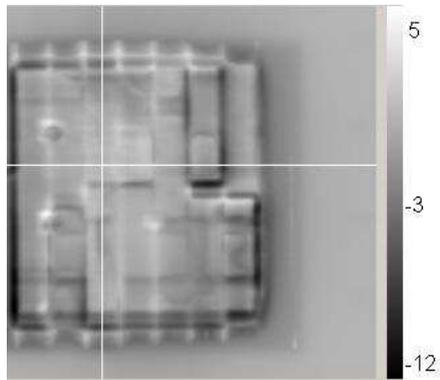


(c)

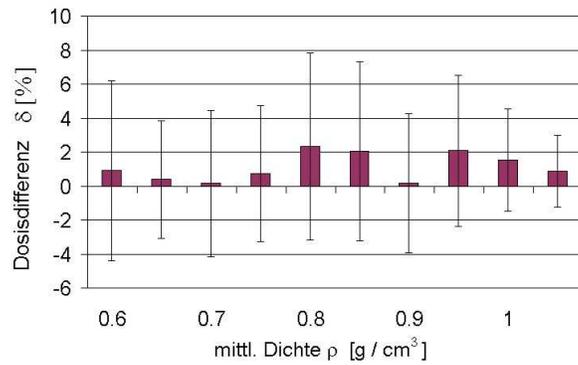


(d)

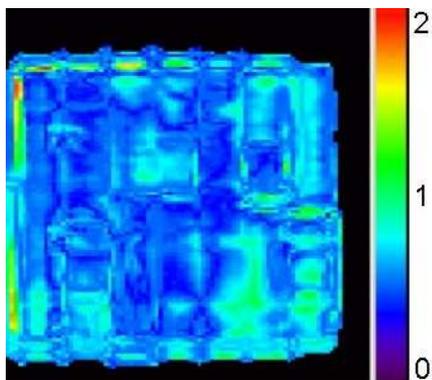
Abbildung 7.6: Genauigkeit der Dosisberechnung bei Inhomogenitäten im durchstrahlten Material: Wachsphantom, segmentiertes IMRT Feld; Erläuterungen siehe Abbildung 7.4;



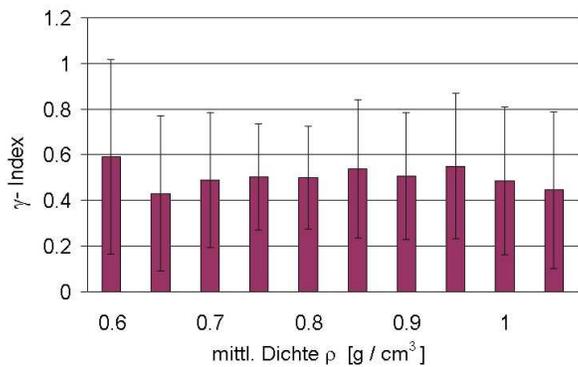
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 7.7: Genauigkeit der Dosisberechnung bei Inhomogenitäten im durchstrahlten Material: Alderson-RANDO Phantom, segmentiertes IMRT Feld; Erläuterungen siehe Abbildung 7.4;

berücksichtigt.

Diese Messreihe zeigt generell eine zufrieden stellende Übereinstimmung von Plan und gemessener Dosis. Das Gammkriterium ist auch bei einer hohen Anzahl von Feldsegmenten nur in einigen wenigen Bildpunkten verletzt.

7.2 Dosimetrie zur periodischen Qualitätssicherung

Das Programm zur periodischen Qualitätssicherung folgt weitgehend der Ö-NORM S5290 [62], sowie – für den Bereich stereotaktischer Behandlungen – den Richtlinien von Hartmann *et al.* [23], und für die IMRT denen der AAPM [3]. In der periodischen Qualitätssicherung wird vor allem auf die mechanischen Parameter, wie Stabilität der Gantry- Tisch- und Kollimatorrotation, oder Justierung der Raumlaser Gewicht gelegt. Vom Verfasser wurde dazu ein System erstellt, das diese Parameter basierend auf Portal-Imaging Aufnahmen mit hoher Präzision automatisiert auswertet [61].

Die dosimetrischen Konstanzprüfungen sind ausschließlich Relativmessungen entsprechend der Definition auf Seite 15 dieser Arbeit. Es wird also lediglich die Konstanz bei identen Messanordnungen über einen langen Zeitraum beurteilt. Diese Messungen sind aber mit geringen Anforderungen an die Detektoren verbunden: hohe räumliche Auflösung oder Unabhängigkeit von Energie und Dosisleistung sind nicht erforderlich.

Konsequenterweise werden diese Messungen also mit Detektoren durchgeführt, die leicht zu handhaben sind, wie etwa die Wellhöfer Fingerhut-Ionisationskammern IC04 bzw. IC10 für Profilmessungen im Wasserphantom.

7.3 Patientenbezogene Dosimetrie – Planverifikation

Intensitätsmodulierte Bestrahlungspläne werden an unserer Klinik jeweils individuell dosimetrisch verifiziert, bevor die erste Behandlung des Patienten durchgeführt wird. Wir bedienen uns dabei der in Abschnitt 6 beschriebenen filmdosimetrischen Methode. Es konnte gezeigt werden, dass diese ausreichende Genauigkeit und Reproduzierbarkeit bietet, sodass darauf aufbauend numerische Verfahren zur Verifikation der Übereinstimmung von Plan und Messung eingesetzt werden können [56].

Zusätzlich wird bei dieser Phantommessung immer die Dosis im Isozentrum mit einem Detektor bestimmt. Wie in Abschnitt 5.1.1.4 beschrieben, ist die Größe des Detektors für diese Messung nicht von entscheidender Bedeutung. Es ist jedoch unbedingt darauf zu achten, dass der Messpunkt so gewählt wird, dass in der entsprechenden Umgebung keine signifikanten Dosisgradienten vorliegen.

In Tabelle 7.2 sind die Ergebnisse der ersten 14 vom Verfasser nach dem beschriebenen Schema durchgeführten Verifikationen klinischer IMRT-Pläne angeführt. Die Behandlungen wurden mit dem jeweils angegebenen Kollimator (m3 micro MLC oder 80 Lamellen Standard-MLC) im *sliding window* Modus durchgeführt, die Feldanzahl lag zwischen 5 und 9, die Anzahl der Feldsegmente zwischen 60 und 135.

Mit einer Ausnahme lag die Abweichung zwischen der geplanten Dosis im Isozentrum und dem entsprechenden Messwert dabei innerhalb der Toleranz. Als Parameter für die numerische Auswertung der simultan durchgeführten zweidimensionalen Dosimetrie (Filmmessung) wird der prozentuelle Anteil der Bildpunkte angegeben, die das Gammakriterium verletzen.

Tabelle 7.2: Verifikationsmessungen von klinischen IMRT-Bestrahlungsplänen: Der geplante und der mit dem Diamantdetektor gemessene Wert der Dosis des Gesamtplans im Isozentrum sowie die prozentuelle Differenz sind angegeben. $A(\gamma > 1)$ ist der Anteil der Bildpunkte in der Filmmessung, die das γ -Kriterium (mit $\Delta D=5\%$, $\Delta d=3$ mm) verletzen.

Nr.	MLC	Plan [cGy]	Messung [cGy]	Diff [%]	$A(\gamma > 1)$ [%]
1	m3	72.9	77.2	-5.6	6.2
2	m3	127.9	130.0	-1.6	9.7
3	m3	190.0	197.0	-3.6	–
4	V80	245.0	241.7	1.4	1.8
5	m3	197.2	194.5	1.4	5.9
6	V80	162.9	166.5	-2.2	2.6
7	V80	173.7	173.3	0.2	7.4
8	V80	228.5	221.0	3.4	1.4
9	V80	110.2	108.6	1.5	2.9
10	V80	108.3	106.8	1.4	0.5
11	V80	101.9	100.2	1.7	4.5
12	V80	126.3	124.7	1.3	0.2
13	V80	149.4	148.1	0.9	3.4
14	V80	133.7	133.3	0.3	5.7

Literaturverzeichnis

- [1] Prescribing, Recording, and Reporting Photon Beam Therapy. Report 50, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1993.
- [2] Prescribing, Recording and Reporting Photon Beam Therapy (Supplement to ICRU Report 50. Report 62, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1999.
- [3] Guidance document on delivery, treatment planning, and clinical implementation of IMRT: Report of the IMRT subcommittee of the AAPM radiation therapy committee. Report 82, American Association of Physicists in Medicine, 2003.
- [4] Nelson WR, Hirayama H, and Rogers DWO. The EGS4 code system. Technical Report SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 1985.
- [5] Mohan R. Monte Carlo Simulation of radiation treatment machine heads. In Jenkins TM, Nelson WR, Rindi A, Nahum AE, and Rogers DWO, editors, *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, pages 453–468. Plenum Press, 1989.
- [6] Andreo P. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys Med Biol*, 36(7):861–920, 1991.
- [7] Chaney EL, Cullip TJ, and Gabriel TA. A monte carlo study of accelerator head scatter. *Med Phys*, 21(9):1383–1390, 1994.
- [8] Lutz W, Winston KR, and Maleki N. A system for stereotactic radiosurgery with a linear accelerator. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, 14:373–381, 1988.
- [9] Cosgrove VP, Jahn U, Pfaender M, Bauer S, Budach V, and Wurm RE. Commissioning of a micro multi-leaf collimator and planning system for stereotactic radiosurgery. *Radiother Oncol*, 50:325–336, 1999.

- [10] Schlegel W, Pastyr O, and Bortfeld T. Computer systems and mechanical tools for stereotactically guided conformation therapy with linear accelerators. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, 24:781–787, 1992.
- [11] Bortfeld T, Oelfke U, and Nill S. What is the optimum leaf width of a multileaf collimator? *Med Phys*, 27:2494–2502, 2000.
- [12] Grebe G, Pfaender M, Roll M, and Luedemann L. Dynamic arc radiosurgery and radiotherapy: commissioning and verification of dose distributions. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, 49(5):1451–1460, 2001.
- [13] Malatesta T, Landoni V, della Canne S, and Bufacchis A. Dosimetric, mechanical, and geometric verification of conformal dynamic arc treatment. *J Appl Clin Med Phys*, 4(3):195–203, 2003.
- [14] ÖNORM S5234-3, Klinische Dosimetrie, Ionisationskammerdosimetrie. Österreichisches Normungsinstitut, 2001.
- [15] Danciu C, Proimos BS, Rosenwald JC, and Mijnheer BJ. Variation of sensitometric curves of radiographic films in high energy photon beams. *Med Phys*, 28(6):966–974, 2001.
- [16] Martens C, Claeys I, De Wagter C, and De Neve W. The value of radiographic film for the characterization of intensity-modulated beams. *Phys Med Biol*, 47(13):2221–2234, 2002.
- [17] Palm A, Kirov AS, and LoSasso T. Predicting energy response of radiographic film in a 6 MV x-ray beam using Monte Carlo calculated fluence spectra and absorbed dose. *Med Phys*, 31(12):3168–3178, 2004.
- [18] Hogstrom KR, Mills MD, Meyer JA, Palta JR, Mellenberg DE and Meoz RT, and Fields RS. Dosimetric evaluation of a pencil-beam algorithm for electrons employing a two-dimensional heterogeneity correction. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, 10(4):561–569, 1984.
- [19] Low DA and Dempsey JF. Evaluation of the gamma dose distribution comparison method. *Med Phys*, 30(9):2455–2464, 2003.
- [20] Wu A, Zwicker RD, Kalend AM, and Zheng Z. Comments on dose measurements for narrow beams in radiosurgery. *Med Phys*, 20(3):777–779, 1993.

- [21] Heydarian M, Hoban PW, and Beddoe AH. A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery. *Phys Med Biol*, 41:93–110, 1996.
- [22] Van Esch A, Bohsung J, Sorvari P, Tenhunen M, Paiusco M, Iori M, Engstrom P, Nystrom H, and Huyskens DP. Acceptance tests and quality control (QC) procedures for the clinical implementation of intensity modulated radiotherapy (IMRT) using inverse planning and the sliding window technique: experience from five radiotherapy departments. *Radiother Oncol*, 65(1):53–70, 2002.
- [23] Hartmann GH, Bauer-Kirpes B, Serago CF, and Lorenz WJ. Precision and accuracy of stereotactic convergent beam irradiations from a linear accelerator. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, 28:481–492, 1993.
- [24] Bayouth JE, Wendt D, and Morrill SM. MLC quality assurance techniques for IMRT applications. *Med Phys*, 30(5):743–748, 2003.
- [25] Winkler P, Bergmann H, Stueckelschweiger G, and Guss H. Introducing a system for automated control of rotation axes, collimator and laser adjustment for a medical linear accelerator. *Phys Med Biol*, 48(9):1123–1132, 2003.
- [26] Rhein B, Haring P, Debus J, and Schlegel W. Dosimetrische Verifikation von IMRT-Gesamtplänen am Deutschen Krebsforschungszentrum Heidelberg. *Z Med Phys*, 12(2):122–132, 2002.
- [27] Georg D, Kroupa B, Winkler P, and Poetter R. Normalized sensitometric curves for the verification of hybrid IMRT treatment plans with multiple energies. *Med Phys*, 30(6):1142–1150, 2003.
- [28] Bucciolini M, Buonamici FB, and Casati M. Verification of imrt fields by film dosimetry. *Med Phys*, 31(1):161–168, 2004.
- [29] Luxton G, Jozsef G, and Astrahan MA. Algorithm for dosimetry of multiarc linear-accelerator stereotactic radiosurgery. *Med Phys*, 18:1211–1221, 1991.
- [30] Mohan R, Chui C, and Lidofsky L. Differential pencil beam dose computation model for photons. *Med Phys*, 13(1):64–73, 1986.
- [31] Mohan R and Chui C. Use of fast fourier transforms in calculating dose distributions for irregularly shaped fields for three-dimensional treatment planning. *Med Phys*, 14(1):70–77, 1987.

- [32] Ahnesjo A. Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media. *Med Phys*, 16(4):577–592, 1989.
- [33] Mackie TR. Clinical implementation of the convolution/superposition method. In *Proceedings of the 10th International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapy.*, Bombay, India, 1990. Council of Science and Technology.
- [34] Flitsch R, Winkler P, Kindl P und Stücklschweiger G. Qualitätssicherung in der intensitätsmodulierten Strahlentherapie unter besonderer Berücksichtigung von Gewebehomogenitäten. Vortrag bei der Jahrestagung der ÖGMP, Wr. Neustadt, 2004.
- [35] Martens C, De Wagter C, and De Neve W. The value of the pinpoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy. *Phys Med Biol*, 45(11):2519–2530, 2000.
- [36] Hoban PW, Heydarian M, Beckham WA, and Beddoe AH. Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam. *Phys Med Biol*, 39:1219–1229, 1994.
- [37] Dogan N, Leybovich LB, and Sethi A. Comparative evaluation of Kodak EDR2 and XV2 films for verification of intensity modulated radiation therapy. *Phys Med Biol*, 47(22):4121–4130, 2002.
- [38] Zhu XR, Jursinic PA, Grimm DF, Lopez F, Rownd JJ, and Gillin MT. Evaluation of Kodak EDR2 film for dose verification of intensity modulated radiation therapy delivered by a static multileaf collimator. *Med Phys*, 29(8):1687–1692, 2002.
- [39] Mersseman B and De Wagter C. Characteristics of a commercially available film digitizer and their significance for film dosimetry. *Phys Med Biol*, 43(6):1803–1812, 1998.
- [40] Kleinschmidt C. EGS-Ray, ein Programm zur Visualisierung von Monte-Carlo-Rechnungen in der Strahlenphysik. *Z Med Phys*, 11(2):119–123, 2001.
- [41] Hubbell JH and Seltzer SM. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients. Technical report, National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, MD, 1996. Online at <http://physics.nist.gov/xaamdi>.

- [42] Das IJ, Downes MB, Kassae A, and Tochner Z. Choice of radiation detector in dosimetry of stereotactic radiosurgery-radiotherapy. *J Radiosurg*, 3(4):177–186, 2000.
- [43] Westermark M, Arndt J, Nilsson B, and Brahme A. Comparative dosimetry in narrow high-energy photon beams. *Phys Med Biol*, 45:685–702, 2000.
- [44] Ezzell GA, Galvin JM, Low D, Palta JR, Rosen I, Sharpe MB, Xia Pand Xiao Y, Xing L, and Yu CX. Guidance document on delivery, treatment planning, and clinical implementation of IMRT: report of the IMRT Subcommittee of the AAPM Radiation Therapy Committee. *Med Phys*, 30(8):2089–2115, 2003.
- [45] Low DA, Gerber RL, Mutic S, and Purdy JA. Phantoms for IMRT dose distribution measurement and treatment verification. *Med Phys*, 40(5):1231–1235, 1998.
- [46] Low DA, Mutic S, Dempsey JF, Gerber RL, Bosch WR, Perez CA, and Purdy JA. Quantitative dosimetric verification of an IMRT planning and delivery system. *Radiother Oncol*, 49(3):305–316, 1998.
- [47] Leybovich LB, Sethi A, and Dogan N. Comparison of ionization chambers of various volumes for IMRT absolute dose verification. *Med Phys*, 30(2):119–123, 2003.
- [48] Laub WU and Wong T. The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT. *Med Phys*, 30(3):341–347, 2003.
- [49] van't Veld AA, van Luijk P, Praamstra F, and van der Hulst PC. Detector line spread functions determined analytically by transport of Compton recoil electrons. *Med Phys*, 28(5):738–744, 2001.
- [50] Higgins PD, Sibata CH, Siskind L, and Sohn JW. Deconvolution of detector size effect for small field measurement. *Med Phys*, 22(10):1663–1666, 1995.
- [51] Garcia-Vicente F, Delgado JM, and Peraza C. Experimental determination of the convolution kernel for the study of the spatial response of a detector. *Med Phys*, 25(2):202–207, 1998.
- [52] Bednarz G, Saiful Huq M, and Rosenow UF. Deconvolution of detector size effect for output factor measurement for narrow Gamma Knife radiosurgery beams. *Phys Med Biol*, 47(20):3643–3649, 2002.

- [53] Winkler P und Stuecklschweiger G. Möglichkeiten und Limitierungen der Deconvolutionsmethode zur Dosimetrie kleiner Photonenfelder. Medizinische Physik 2002 - Tagungsband der 33. DGMP-Jahrestagung, ISBN 3-925218-75-0, 2002.
- [54] Laub WU, Kaulich TW, and Nüsslin F. Energy and dose rate dependance of a diamond detector in the dosimetry of 4-25 MV photon beams. *Med Phys*, 24(4):535–536, 1997.
- [55] Fidanzio A, Azario L, Miceli R, Russo A, and Piermattei A. PTW-diamond detector: Dose rate and particle type dependence. *Med Phys*, 27(11):2589–2593, 2000.
- [56] Winkler P, Zurl B, Guss H, Kindl P, and Stuecklschweiger G. Performance analysis of a film dosimetric quality assurance procedure for IMRT with regard to the employment of quantitative evaluation methods. *Phys Med Biol*, 50(4):643–654, 2005.
- [57] Brogefors G. Hierarchical chamfer matching: A parametric edge matching algorithm. *IEEE Trans Pat Anal and Mach Intel*, 10(6):849–865, 1988.
- [58] Low DA, Harms WB, Mutic S, and Purdy JA. A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. *Med Phys*, 25(5):656–661, 1998.
- [59] Venselaar J, Welleweerd H, and Mijnheer B. Tolerances for the accuracy of photon beam dose calculations of treatment planning systems. *Radiother Oncol*, 60(2):191–201, 2001.
- [60] Bakai A, Alber M, and Nusslin F. A revision of the gamma-evaluation concept for the comparison of dose distributions. *Phys Med Biol*, 48(21):3543–3553, 2003.
- [61] Winkler P, Flitsch R, Stuecklschweiger G und Kindl P. Einfluss von Gewebelinhomogenitäten auf die Genauigkeit der Dosisberechnung in der IMRT. Medizinische Physik 2004 - Tagungsband der 35. DGMP-Jahrestagung, ISBN 3-925218-84-X,, 2004.
- [62] ÖNORM S5290, Medizinische Elektronenbeschleuniger-Anlagen – Konstanzprüfungen apparativer Qualitätsmerkmale. Österreichisches Normungsinstitut, 1995.

Abkürzungen

BPS	Bestrahlungsplanungssystem
DCA	Dynamisch konformale Pendeltechnik (Dynamic Conformal Arcs)
DD	Diamantdetektor
drf	Detektorantwortfunktion (detector response function)
DTA	Entfernung von einem gemessenen Datenpunkt zum nächstgelegenen Punkt gleicher Dosis in der Referenzverteilung (distance to agreement)
EDR	Filmtyp "Extended Dose Range"
FOA	Fokus-Oberflächen-Abstand
γ -Index	Gammaindex, siehe Gleichung 2.2, Seite 18
idr	integrierte Detektorantwort (integrated detector response)
IK	Ionisationskammer
IMRT	Intensitätsmodulierte Radiotherapie
MLC	Lamellenkollimator (Multi-Leaf collimator)
mMLC	Micro-MLC
OAR	Risikoorgan (Organ at risk)
PMMA	Polymethylmethacrylat, Plexiglas
PP	Pinpoint-Ionisationskammer
PTV	Planungszielvolumen (Planning Target Volume)
ROI	Region of Interest
RT	Radiotherapie
SEG	Sekundärelektronengleichgewicht
SRT	Stereotaktische Radiotherapie
TLD	Thermolumineszenzdosimetrie
XV	Filmtyp "X-Omat V"