

ENTWICKLUNG EINES ELEKTRONEN-LAMELLENKOLLIMATORS

DIPLOMARBEIT IN PHYSIK

VORGELEGT VON

TOBIAS GAUER

ANGEFERTIGT AM

UNIVERSITÄTSKLINIKUM HAMBURG-EPPENDORF
KLINIK FÜR STRAHLENTHERAPIE UND RADIOONKOLOGIE



UNIVERSITÄT HAMBURG

NOVEMBER 2005

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. R. Schmidt
Prof. Dr. rer. nat. W. Scobel

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINFÜHRUNG	1
2. GRUNDLAGEN	7
2.1. Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie	7
2.1.1. Massen-Stoßbremsvermögen	8
2.1.2. Massen-Strahlungsbremsvermögen	10
2.1.3. Winkelstreuung	12
2.1.4. Bahnlängen und Reichweiten	13
2.2. Elektronendosimetrie	15
2.2.1. Dosisermittlung	15
2.2.2. Dosisverteilungen	20
3. MATERIAL	25
3.1. Dosimeter	25
3.2. Messphantome	27
4. DURCHFÜHRUNG UND ERGEBNISSE	29
4.1. Erstellen des eMLC-Designs	29
4.2. Charakterisierung und Optimierung des eMLCs	34
4.3. Anwendungsbeispiel am Bestrahlungsplanungssystem	47
5. DISKUSSION UND SCHLUSSFOLGERUNG	51
5.1. Design des eMLCs	51
5.2. Eigenschaften des eMLCs	53
5.3. Überprüfung der technischen Anforderungen beim eMLC	54
6. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	57
A. KALIBRIEREN UND AUSWERTEN VON EDR2-FILMEN	61
B. EINBINDEN DES EMLCs IN DAS BESTRAHLUNGSPLANUNGSSYSTEM	67
LITERATURVERZEICHNIS	73

1

EINFÜHRUNG

In der Strahlentherapie wird ionisierende Strahlung wie z.B. Photonen- oder Elektronenstrahlung zur Behandlung von Tumoren verwendet. Ziel dieser Behandlung ist, den individuell geformten Tumor (Zielvolumen) möglichst homogen zu bestrahlen, um die Zellkerne der Tumorzellen irreparabel zu schädigen. Da sich aber in der Nähe des Tumors auch gesundes Gewebe (Normalgewebe) und strahlenempfindliche Organe (Risikoorgane) befinden, besteht ferner das Ziel, das bestrahlte Volumen auf das Tumolvolumen zu reduzieren. Folglich müssen die Bestrahlungsfelder eine an den Tumor angepasste Form haben. Hierzu werden so genannte Kollimatoren eingesetzt, die beliebige reguläre sowie irreguläre Bestrahlungsfelder erzeugen können.

In den letzten Jahren hat sich ein Kollimatortyp durchgesetzt, der aus parallel angeordneten Lamellenpaaren besteht, die motorisch gesteuert und opponierend zueinander geführt werden. So kann jede Lamellenposition an das Zielvolumen angepasst werden. Der diesem Prinzip zugrunde liegende Kollimator wird als Lamellenkollimator bezeichnet (**MLC**: Multi-Leaf Collimator) und ist in der Regel im Strahlerkopf eines Linearbeschleunigers integriert, welcher die ionisierende Strahlung erzeugt.

Allerdings kann ein derartiger MLC nur zur Bestrahlung mit Photonen eingesetzt werden. Elektronen zeigen ein größeres Streuverhalten als Photonen, so dass die im Strahlerkopf erzeugten scharfen Ränder der Elektronenfelder durch Winkelstreuung an der Patientenoberfläche diffus werden. Aus diesem Grund werden die Elektronenfelder erst kurz oberhalb der Patientenoberfläche durch einen so genannten Elektronentubus geformt. Hierfür stehen mehrere

Tuben mit unterschiedlichen Feldgrößen zu Verfügung. Zur Erzeugung irregulär geformter Elektronenfelder müssen allerdings am Tubus individuell angefertigte Absorber angebracht werden. Deren Herstellung ist zeitaufwendig und verursacht materielle sowie personelle Kosten. So wird, im Vergleich zur Bestrahlung mit Photonen (MLC-Technik), die Anwendung von Elektronen durch die erforderlichen Absorber erschwert.

Des Weiteren bleiben neue Bestrahlungstechniken, bei denen das bestrahlte Volumen durch fluenzmodulierte Felder dem Zielvolumen besser angepasst werden kann, ausschließlich der Photonentherapie vorbehalten. Bei diesen Techniken wird durch Überlagerung von irregulären Teilfeldern (Segmente) die Fluenz (Teilchenanzahl pro Fläche und Zeit) eines Photonenfeldes moduliert. Der Einsatz derartiger Photonenfelder wird als **IMRT** (Intensity-Modulated Radiation Therapy) bezeichnet und hat sich durch die aufkommende MLC-Technik bereits vereinzelt als Standardverfahren durchgesetzt.

Die IMRT ist nicht ohne weiteres auf die Elektronentherapie übertragbar, da nicht nur wegen der bestehenden Kollisionsgefahr für den Patienten (Abstand zwischen Patient und Tubus beträgt wenige Zentimeter), sondern auch aus praktischen Gründen (Herstellungsaufwand für Absorber) der Aufwand intolerabel erhöht werden würde!

Physikalisch gesehen ist das Modulieren von Elektronenfeldern (**MET**: Modulated Electron Therapy) aber eine zusätzliche Möglichkeit, das bestrahlte Volumen insbesondere an oberflächennahe Zielvolumina besser anzupassen. Im Gegensatz zu Photonen haben Elektronen eine begrenzte Tiefenwirkung, die durch die Wahl der Elektronenenergie verändert werden kann. So steht der Modulierung eines Elektronenfeldes durch Variieren der Elektronenenergie ein weiterer Optimierungsparameter zu Verfügung. In den zuletzt erschienenen Veröffentlichungen von Olofsson et al. [1] und Al-Yahya et al. [2] wurden neue Bestrahlungstechniken mit fluenz- und energiemodulierten Elektronenfeldern im Brust- und Kopf-Hals-Bereich vorgestellt, in denen die Risikoorgane sowie das Normalgewebe vom bestrahlten Volumen besser ausgespart werden konnten als mit der IMRT.

Zur Umsetzung der MET müssen die Absorber durch einen mit dem MLC vergleichbaren **Kollimator für Elektronen** ersetzt werden, dessen **technische Anforderungen** sich von denen für Photonen unterscheiden. Eine Ursache dafür ist, dass die Elektronenfelder möglichst nah an der Patientenoberfläche geformt werden müssen. Demnach kann ein Elektronen-Kollimator nur in Form eines mobilen Zusatzkollimators realisiert werden, der temporär am Zubehörrhalter des Linearbeschleunigers montiert wird. Das wiederum hat zu Folge, dass die erforderliche Mechanik und Motorisierung beim Elektronen-Kollimator eine nicht zu vernachlässigende Gewichtszunahme hervorrufen kann.

Diese würde wegen des großen Abstands zum Aufhängepunkt zu Scherkräften am Zubehöralter führen, die um ein Vielfaches größer wären als beim Tubus. Damit würde die Präzision der Bestrahlung bei Gantry-Rotationen¹ nicht mehr gegeben sein. Daher muss zum einen das Gesamtgewicht des Elektronen-Kollimators minimiert werden. Zum anderen kann den Scherkräften durch Verkürzung des Quellen-Kollimator-Abstands (**SCD**: Source-to-Collimator-Distance) entgegengewirkt werden. Das zuletzt Genannte ist auch aus einem anderen Gesichtspunkt her betrachtet unvermeidbar. Beim automatischen Abstrahlen aller Segmente und Felder unterschiedlicher Einstrahlrichtungen muss stets sichergestellt sein, dass ausreichend Abstand zwischen Kollimator und Patient besteht, um eine Kollisionsgefahr ausschließen zu können.

Es bleibt festzuhalten, dass für einen Elektronen-Kollimator eine **Motorisierung**, ein **minimales Gesamtgewicht** und ein **optimaler Quellen-Kollimator-Abstand** erforderlich sind, damit dieser für Bestrahlungen mit fluenz- und energiemodulierten Elektronenfeldern geeignet ist.

In der Literatur wurden bislang zwei Kollimatortypen vorgestellt:

Analog zum oben beschriebenen MLC wurde vorwiegend ein Lamellenkollimator für Elektronen² (**eMLC**) favorisiert. Die vorgestellten Prototypen bestehen aus etwa 2×20 Lamellen, die auf einem Tubus (SCD 95 cm) beweglich gelagert sind. Die Erzeugung der einzelnen Elektronenfelder erfolgt per Hand, zum Teil mit Hilfe von Negativformen [3, 4].

Der bisher einzige motorisierte eMLC wurde 1989 von Leavitt et al. entwickelt [5]. Er besteht aus 2×9 Messinglamellen (Länge: 2.5 cm, Breite: 2.54 cm, Höhe: 4 cm), die batteriebetrieben über Infrarot gesteuert werden. Positioniert werden diese unmittelbar an der Gantry (SCD 63 cm), daher beträgt die Lamellenbreite im Isozentrum³ (Auflösung des eMLCs) etwa 4 cm.

Im vergangenen Jahr wurde von Hogstrom et al. ein eMLC vorgestellt, der erstmalig im SCD höhenverstellbar werden soll [6]. Allerdings wurde zunächst ein Prototyp mit fixiertem SCD von 90 cm angefertigt. Er besteht aus 2×21 Messinglamellen (Länge: 26 cm, Breite: 0.9 cm, Höhe: 3 cm), die einfachfokussierend (Lamellen verjüngen sich in Richtung Quelle) auf einem Aluminiumrahmen eingespannt sind. Die maximale Feldgröße im Isozentrum beträgt $20 \text{ cm} \times 21 \text{ cm}$. Neben der angekündigten Höhenverstellbarkeit des SCDs soll

¹Die Gantry ist der bewegliche Teil des Strahlenkopfes, der zur Veränderung der Einstrahlrichtung um $\pm 180^\circ$ rotiert werden kann.

²Durch die so notwendig gewordene Unterscheidung zwischen den beiden Lamellenkollimatoren wurde der Elektronen-Lamellenkollimator mit eMLC und der Photonen-Lamellenkollimator vereinzelt auch mit xMLC abgekürzt. In dieser Arbeit wird jedoch die sich etablierte Abkürzung MLC für den Photonen-Lamellenkollimator beibehalten.

³Das Isozentrum ist der Mittelpunkt, um den die Gantry rotiert. So ist im Isozentrum der Abstand zur Quelle unabhängig vom Gantry-Winkel.

der weiterentwickelte eMLC aus 2 cm hohen Wolframlamellen bestehen. Eine Motorisierung des eMLCs wird von Hogstrom als notwendig angesehen, ist jedoch (vorerst) nicht vorgesehen.

Der zweite Kollimatortyp wurde von Al-Yahya et al. vorgestellt [7]. Dieser besteht aus vier motorisch gesteuerten Messingblenden (Länge: 16 cm, Breite: 3 cm, Höhe 1.5 cm), die auf einem Tubus (SCD 100 cm) positioniert werden. Jeweils zwei der vier Blenden sind parallel zueinander angeordnet, so dass jedes beliebige reguläre Feld bis zu einer maximalen Feldgröße von 14 cm × 14 cm erzeugt werden kann. Für diesen Kollimatortyp hat die Arbeitsgruppe die Bezeichnung **FLEC** (Few-Leaf Electron Collimator) eingeführt.

Der FLEC hat gegenüber dem eMLC den Vorteil, dass er mechanisch und technisch leichter zu realisieren ist. Zudem ist er nicht wesentlich schwerer als ein Tubus mit einem Absorber. Allerdings müssen beim FLEC die irregulären Feldformen aus regulären Feldern kombiniert werden. Dies führt zu längeren Bestrahlungszeiten und erschwert die Qualitätssicherung.

Hinsichtlich der zuvor begründeten technischen Anforderungen ist keiner der bislang entwickelten Elektronen-Kollimatoren (eMLC, FLEC) optimal für die MET geeignet. **Ziel der vorliegenden Arbeit** war es daher, ein Elektronen-Kollimator zu entwickeln, der die oben genannten technischen Anforderungen erfüllt. Aufbauend auf den bisherigen Erkenntnissen von Hogstrom et al. [6], soll das Ziel durch einen eMLC erreicht werden. Folgende Schritte wurden dazu durchgeführt:

1. ERSTELLEN DES EMLC-DESIGNS

Das Design (Material, Länge, Breite und Höhe) der paarweise angeordneten Lamellen des eMLCs wurde zunächst untersucht und festgelegt. Für nachfolgende Untersuchungen konnte ein eMLC-Prototyp angefertigt werden⁴, der zunächst noch nicht motorisch gesteuert werden kann.

2. CHARAKTERISIERUNG UND OPTIMIERUNG DES EMLCS

Mit dem Prototyp wurden Tiefendosis- und Dosisquerverteilungen für verschiedene Elektronenenergien und Quellen-Kollimator-Abstände aufgenommen. Die sich daraus ergebenden Erkenntnisse führten zur Festlegung des Quellen-Kollimator-Abstands sowie zur Optimierung des geplanten eMLCs.

3. ANWENDUNGSBEISPIEL AM BESTRAHLUNGSPLANUNGSSYSTEM

Der Prototyp wurde in das Bestrahlungsplanungssystem XiO implementiert. So konnten anhand eines klinischen Anwendungsbeispiels die mit eMLC und Tubus erzeugten Bestrahlungspläne miteinander verglichen werden. Die dabei

⁴Da als Lamellenmaterial ein leicht zu bearbeitendes Metall gewählt werden konnte, ist es möglich gewesen, für diese Arbeit ein Prototyp anzufertigen, wovon die Entwicklung des geplanten eMLCs entscheidend profitiert hat.

gewonnenen Resultate wurden zur Bewertung der konstruktionsspezifischen Unterschiede zwischen eMLC und Tubus verwendet.

Die Motorisierung des eMLCs wird durch die Firma 3D Line⁵ vorgenommen. Die mechanische und technische Umsetzung sowie die Bereitstellung der Steuerungselektronik erfolgt ebenfalls durch die Firma.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Vorab werden im Kapitel 2 und 3 die Grundlagen und die Materialien erläutert die zur Durchführung dieser Arbeit verwendet wurden. Im Anschluss daran werden im Kapitel 4 die Durchführungen der zuvor genannten Entwicklungsschritte des eMLCs beschrieben und die sich daraus ergebenden Ergebnisse und Eigenschaften des eMLCs benannt. Wegen der häufigen Verwendung von Abkürzungen wurde ein Abkürzungsverzeichnis erstellt, das nach dem Anhang auf Seite 71 zu finden ist.

Die für diese Arbeit wesentlichen Ergebnisse werden im Kapitel 5 unter verschiedenen Gesichtspunkten diskutiert, woraus Schlussfolgerungen gezogen werden konnten. Anschließend wird der entwickelte eMLC anhand der oben gestellten technischen Anforderungen überprüft, inwieweit das Ziel der vorliegenden Arbeit erreicht wurde. Eine Zusammenstellung der konstruktionsspezifischen Details des eMLCs sowie ein Ausblick werden abschließend im Kapitel 6 gegeben.

⁵Die Firma 3D Line fertigt und vertreibt kommerziell μ MLCs, die am Zubehöralter der Gantry befestigt werden. μ MLCs haben im Vergleich zu den MLCs eine kleinere Lamellenbreite, so dass die Bestrahlung kleinerer Zielvolumina mit Photonen (Stereotaxie) ermöglicht wird.

2

GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die Grundlagen beschrieben, die für nachfolgende Betrachtungen benötigt werden. Zunächst sollen die Wechselwirkungen beim Durchgang von Elektronen durch Materie erläutert werden. Im Anschluss daran wird auf die Winkelstreuung sowie auf die Reichweiten der Elektronen eingegangen. Die Winkelstreuung trägt hauptsächlich dazu bei, dass Elektronenfelder mit möglichst scharfen Feldrändern erst kurz oberhalb der Eintrittsoberfläche geformt werden können. Die endlichen Reichweiten sind für Elektronen charakteristisch und spielen in der Elektronendosimetrie eine zentrale Rolle, so dass anschließend dazu übergegangen werden kann, die Dosisermittlung und die Dosisverteilung für Elektronenstrahlung zu beschreiben.

2.1. WECHSELWIRKUNGEN VON ELEKTRONEN MIT MATERIE

Beim Durchgang von Elektronen durch Materie wechselwirken deren elektrischen Felder mit den elektrischen Feldern der Atomkerne und der Hüllenelektronen. Folge der Wechselwirkungen sind elastische und inelastische Streuungen. Bei inelastischen Streuungen erfahren die Elektronen Energieverluste, die im Wesentlichen auf Ionisation von Hüllenelektronen und auf Bremsstrahlungserzeugung zurückgeführt werden können.

Quantitativ lässt sich der Energieverlust E eines Elektrons pro Weglänge dx durch das lineare Massen-Bremsvermögen $S_{\text{tot}}/\rho = dE/\rho dx$ erfassen, das

sich aus dem Massen-Stoßbremsvermögen S_{col}/ρ und den Massen-Strahlungsbremsvermögen S_{rad}/ρ additiv zusammensetzt.

$$S_{\text{tot}}/\rho = S_{\text{col}}/\rho + S_{\text{rad}}/\rho \quad (2.1)$$

Da ein Elektron im MeV-Bereich einige 10^5 Wechselwirkungen erfährt bis es seine Energie vollständig an das Medium abgegeben hat, beschreibt Gleichung (2.1) den mittleren Energieverlust eines Elektrons pro Weglänge dx . Grund für die getrennte Betrachtungsweise von S_{col}/ρ und S_{rad}/ρ ist ihr unterschiedlicher Beitrag zur lokal absorbierten Energie, d.h. die durch Bremsstrahlung übertragene Energie wird im Gegensatz zur Ionisation vom Entstehungsort wegtransportiert.

2.1.1. MASSEN-STOSSBREMSVERMÖGEN

Das Massen-Stoßbremsvermögen bezieht sich auf den Energieverlust durch Ionisation und wird quantenmechanisch durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Die Bethe-Bloch-Gleichung gilt zwar allgemein für geladene Teilchen (Elektronen, Protonen, Schwerionen), muss aber für Elektronen abgeändert werden¹. Nach [8] berechnet sich das Massen-Stoßbremsvermögen für Elektronen aus:

$$\frac{S_{\text{col}}}{\rho} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \frac{Z}{u A} \left(\ln(E/I)^2 + \ln(1 + \tau/2) + F^-(\tau) - \delta \right) \quad (2.2)$$

$$\text{mit } F^-(\tau) = (1 - \beta^2) \left(1 + \tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2 \right) \text{ und } \tau = E/m_e c^2.$$

E ist die kinetische Energie und $m_e c^2 = 0.511$ keV die Ruheenergie des Elektrons. $\beta = v/c$ ist die Geschwindigkeit v des einfallenden Elektrons normiert auf die Lichtgeschwindigkeit c . $u = 1.661 \cdot 10^{-27}$ kg ist die atomare Masseneinheit. Z und A sind die Ordnungs- und Massenzahl des Mediums. $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2.82$ fm ist der klassische Elektronenradius und I die mittlere Anregungsenergie des Mediums, die mit $I = 10 \cdot Z$ abgeschätzt werden kann (s. [8] Tab. 3.1). In Abbildung 2.1 wird der Verlauf von S_{col}/ρ in Wasser in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gezeigt.

¹Wegen der geringeren Ruhemasse der Elektronen treten relativistische Effekte bereits im keV- und nicht wie bei schweren geladenen Teilchen im MeV-Bereich auf. Außerdem handelt es sich bei allen Wechselwirkungen mit Hüllenelektronen um ununterscheidbare Stoßpartner, die durch Spineffekte aneinander streuen. Die identische Ruhemasse der Stoßpartner hat zu Folge, dass die einlaufenden Elektronen große Impulsänderungen erfahren, d.h. bei den Stößen mit Hüllenelektronen können bei den Elektronen auch relative große Energieverluste und Richtungsänderungen auftreten.

Bei Elektronen kommt es infolge ihrer geringen Ruhemasse bereits ab Energien von 100 keV ($\beta = 0.55$) zu relativistischen Effekten. Sie erfahren eine relativistische Massenzunahme, welche zu einer geringeren Ablenkbarkeit im Medium führt. Zusätzlich wird die Wechselwirkungszeit mit zunehmender Geschwindigkeit v der einlaufenden Elektronen verkürzt. Daher nimmt das Massen-Stoßbremsvermögen in Abbildung 2.1 im Energiebereich von 0.01 MeV bis 1 MeV proportional mit $1/\beta^2$ ab und durchläuft bei etwa 1.5 MeV ($v \approx c$ bzw. $\beta \approx 1$) ein breites Minimum. Dieser Verlauf ist wegen $Z/A \approx 1/2$ in Gleichung (2.2) außer für ganz leichte und schwere Elemente unabhängig vom Medium.

Gleichzeitig werden die elektrischen Felder relativistischer Elektronen in Bewegungsrichtung gestaucht und senkrecht dazu gedehnt, so dass von den einlaufenden Elektronen mit zunehmender Energie mehr und mehr Hüllenelektronen des Mediums erfasst werden². Der Energieverlust steigt daher proportional mit $\ln(E)$ in Gleichung (2.2) langsam wieder an (s. Abb. 2.1). Allerdings wird der Wiederanstieg mit weiter zunehmender Energie durch Polarisierung im Medium abgeschwächt (Dichteeffekt³).

Die Polarisierung des Mediums wird in Gleichung (2.2) durch die Dichteeffekt-Korrektur δ berücksichtigt und bewirkt, dass das ohne δ berechnete Massen-Stoßbremsvermögen für z.B. 10 MeV-Elektronen in Wasser um 11.2 % vermindert wird. Wegen der geringeren Dichte beträgt die Verminderung in Luft erst bei 50 MeV 1.0 % (s. [8] Tab. 6.1).

Der Dichteeffekt muss bei Messungen mit luftgefüllten Ionisationskammern berücksichtigt werden, da hierfür das Verhältnis der Massen-Bremsvermögen $s_{w/a}$ für Luft und Wasser erforderlich ist. Gemäß Gleichung (2.1) geht das Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen $s_{w/a}^{col}$ in Luft und Wasser mit in $s_{w/a}$ ein, so dass $s_{w/a}$ aufgrund des Dichteeffekts in S_{col}/ρ von der Elektronenenergie abhängig ist. Zahlenwerte für $s_{w/a}$ in Abhängigkeit von der Elektronenenergie können der Abbildung 2.2 entnommen werden.

²Das elektrische Feld eines Elektrons ist im Schwerpunktsystem stets kugelsymmetrisch. Beim Übergang (Koordinatentransformation) in das Laborsystem des Elektrons (Eigenkoordinaten) wird der transversale Feldanteil durch die Lorentz-Kontraktion verstärkt.

³Das polarisierte Medium schirmt die Hüllenelektronen weiter entfernt liegender Atome vom elektrischen Feld des einfallenden Elektrons ab und reduziert so das Stoßbremsvermögen. Dieser Effekt ist umso größer, je dichter das Medium ist und wird daher auch als Dichteeffekt bezeichnet.

2.1.2. MASSEN-STRAHLUNGSBREMSVERMÖGEN

Bei Wechselwirkungen mit Atomkernen oder Hüllenelektronen kann ein einfallendes Elektron eine Radialbeschleunigung erfahren und wird so von seiner Bahn abgelenkt. Infolge der Ablenkung erleidet das Elektron einen Energieverlust, der in Bremsstrahlung umgesetzt wird.

Erste quantenmechanische Näherungsformeln für das Massen-Strahlungsbremsvermögen wurden durch Heitler (1954) angegeben. Nach [8] ergibt sich das Massen-Strahlungsbremsvermögen für Elektronen der Energie E mit $2 \text{ MeV} \leq E \leq 50 \text{ MeV}$ in guter Näherung aus:

$$\frac{S_{\text{rad}}}{\rho} = \alpha r_e^2 \frac{Z^2}{uA} (E + m_e c^2) \Phi_{\text{rad,n}} \left(1 + (1/Z) \Phi_{\text{rad,e}} / \Phi_{\text{rad,n}} \right). \quad (2.3)$$

Für Elektronenenergie größer als 50 MeV kann S_{rad}/ρ über die Strahlungslänge X_0 abgeschätzt werden⁴[9, 10]. X_0 ist die Schichtdicke, bei der die Elektronenenergie durch Bremsstrahlung auf $1/e \approx 37\%$ der Ausgangsenergie abgenommen hat. Andere Energieverluste werden dabei vernachlässigt.

$$\frac{S_{\text{rad}}}{\rho} \approx \frac{E}{X_0} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{X_0} = \frac{4r_e^2 Z(Z+1)N_A}{137A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (2.4)$$

α ist die Feinstrukturkonstante. $\Phi_{\text{rad,n}}$ und $\Phi_{\text{rad,e}}$ bezeichnen hier maßstäbliche und dimensionslose Wirkungsquerschnitte für die Bremsstrahlungserzeugung am Kern ($\Phi_{\text{rad,n}}$) und am Hüllenelektron ($\Phi_{\text{rad,e}}$) (s. [8] Abb. 9.1). Der Verlauf des Massen-Strahlungsbremsvermögens in Wasser, sowie das sich aus Gleichung (2.1) ergebende Massen-Bremsvermögen S_{tot}/ρ sind in Abhängigkeit von der Elektronenenergie in Abbildung 2.1 dargestellt.

In Wasser nimmt der Energieverlust durch Bremsstrahlung ab 1 MeV linear zu und übersteigt bei etwa 100 MeV den Energieverlust durch Ionisation. Die Energie, bei der $S_{\text{rad}}/\rho = S_{\text{col}}/\rho$ gilt, wird als kritische Energie E_c bezeichnet. Zur Abschätzung von E_c sind einige Näherungsformeln für das Verhältnis von Strahlungs- zu Stoßbremsvermögen in der Literatur zu finden. Nach [10, 11] errechnet sich E_c in guter Näherung aus folgender Gleichung:

$$\frac{S_{\text{rad}}}{S_{\text{rad}}} = E \frac{Z+1.2}{800} \Rightarrow E_c = \frac{800}{Z+1.2} \quad E, E_c \text{ in MeV.}$$

⁴Nach [9] wird S_{rad}/ρ aus Gleichung (2.4) für 50 MeV-Elektronen mit einer Genauigkeit von 15 % bestimmt.

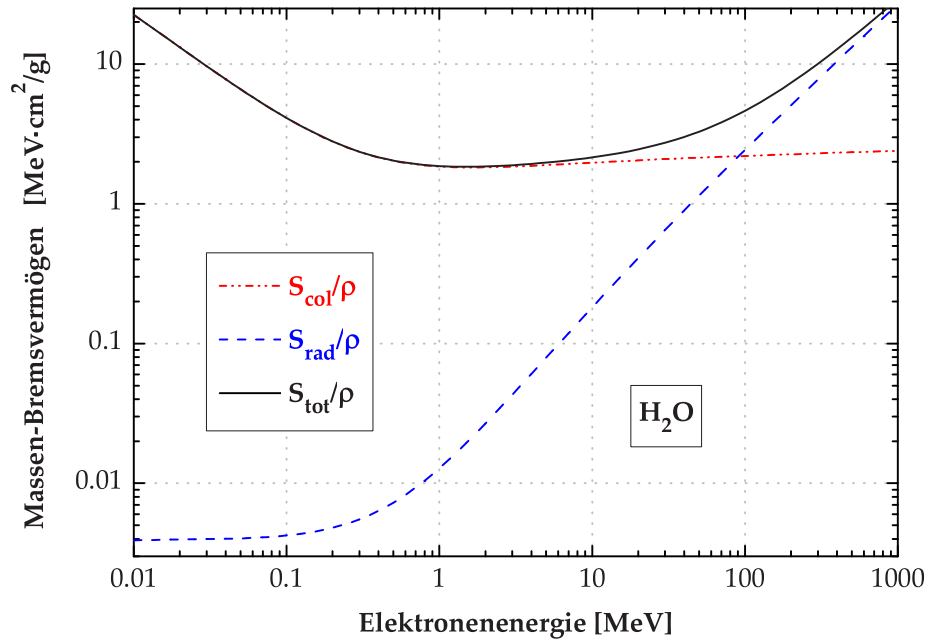


Abbildung 2.1.: Verlauf des Massen-Bremsvermögens S_{tot}/ρ in Wasser nach den Zahlenwerten aus [8], dass sich additiv aus dem Massen-Stoßbremsvermögen S_{col}/ρ und dem Massen-Strahlungsbremsvermögen S_{rad}/ρ zusammensetzt.

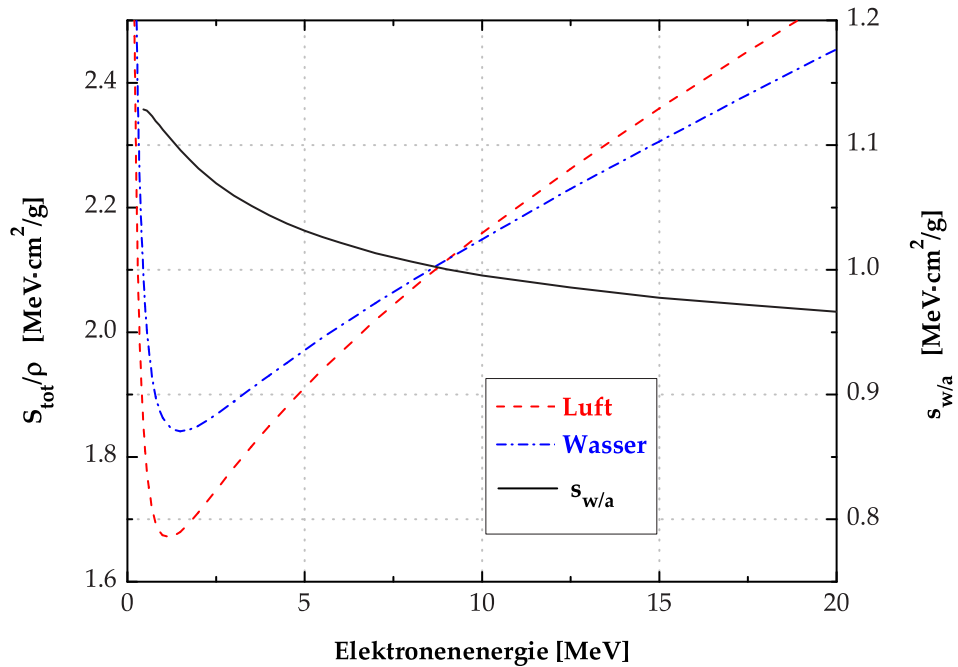


Abbildung 2.2.: Dargestellt ist der Verlauf der Massen-Bremsvermögens S_{tot}/ρ in Wasser und Luft nach den Zahlenwerten aus [8], sowie das Verhältnis der Massen-Bremsvermögens $s_{\text{w/a}}$ für Luft und Wasser in Abhängigkeit von der Elektronenenergie.

2.1.3. WINKELSTREUUNG

Beim Durchqueren von Materie erfahren die Elektronen nach jeder elastischen oder inelastischen Streuung eine Richtungsänderung, die durch die Winkelverteilung Φ in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ beschrieben werden kann. Treten mehr als 20 der von einem Elektron durchlaufenen Streuprozesse auf, so spricht man von Vielfachstreuung. Weniger als 20 Streuprozesse werden als Mehrfachstreuung bezeichnet. Vielfach- und Mehrfachstreuungen sind mit kleinen Richtungsänderungen verbunden und werden daher auch Kleinwinkelstreuungen genannt. Bei Einzelstreuungen treten relativ großen Richtungsänderungen auf, die allerdings selten vorkommen.

Beim Eintritt in das Medium wird das anfangs stark nach vorne gerichtete Elektronenbündel durch Kleinwinkelstreuungen divergenter und geht ab etwa $1/3$ bis $1/2$ der Elektronen-Bahnlänge in die so genannte vollständige Diffusion über, bei der sich das mittlere Streuwinkelquadrat $\bar{\Theta}^2$ der Winkelverteilung mit zunehmender Tiefe im Medium nicht mehr ändert. Bei vollständiger Diffusion ist das Verhältnis der Elektronen die noch eine Vorzugsrichtung haben und der Elektronen die bereits durch Winkelstreuung ihre anfängliche Vorzugsrichtung verloren haben gleich.

Das mittlere Streuwinkelquadrat $\bar{\Theta}^2 = \bar{\Theta}^2(x)$ ist ein Maß für die Breite der Winkelverteilung $\Phi(\Theta, x)$, die für dünne Schichtdicken und kleine Streuwinkel Θ einer Gaußverteilung entspricht, deren Breite von der Schichtdicke x im Medium abhängt:

$$\Phi(\Theta, x) = \Phi(0, x) \exp[-\Theta^2/\bar{\Theta}^2(x)].$$

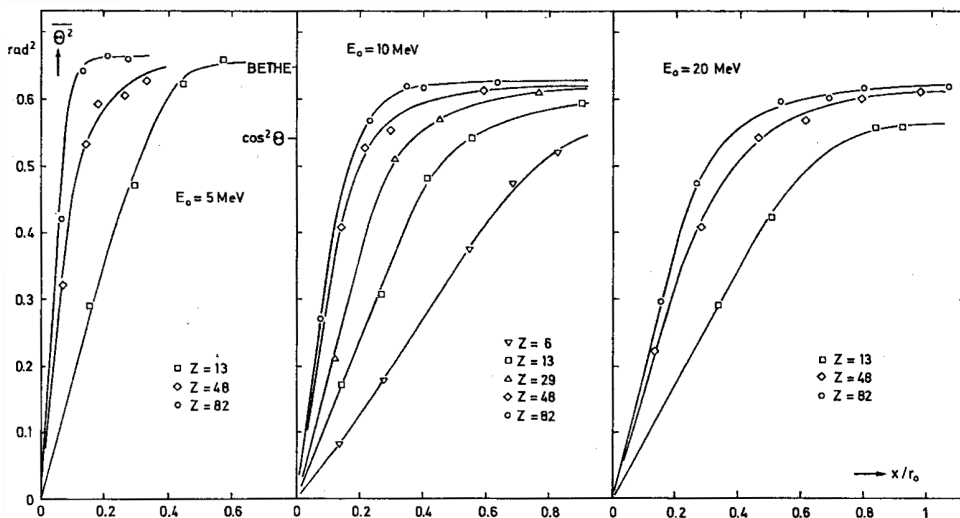


Abbildung 2.3.: Verlauf des mittleren Streuwinkelquadrats $\bar{\Theta}^2$ in Abhängigkeit von der Schichtdicke x normiert auf die Elektronen-Bahnlänge r_0 . Abbildung aus [10].

Bis zum Erreichen der vollständigen Diffusion nimmt das mittlere Streuwinkelquadrat $\bar{\Theta}^2$, wie in Abbildung 2.3 für verschiedene Ordnungszahlen Z und Elektronen-Anfangsenergien E_0 gezeigt, linear mit der Schichtdicke x zu, d.h. die Winkelverteilung verbreitert sich im Medium und zwar umso langsamer, je höher die Elektronenenergie. Beim Übergang in die vollständige Diffusion nimmt $\bar{\Theta}^2$ nur noch unwesentlich zu und die bis dahin erreichte Divergenz des Strahlenbündels bleibt konstant.

In Analogie zum Massen-Bremsvermögen S_{tot}/ρ kann das Massen-Streuvermögen T/ρ eines Elektrons pro Weglänge dx der kinetischen Energie E definiert werden. Nach [9] ergibt sich T/ρ wie folgt:

$$\frac{T}{\rho} = \frac{d\bar{\Theta}^2}{\rho dx} \approx \frac{E_s^2}{E^2 \beta^4 X_0} \quad (2.5)$$

mit der Konstanten $E_s = 21.2$ MeV und der Strahlungslänge X_0 nach Gleichung (2.4), so dass

$$\frac{T}{\rho} \sim \frac{Z^2}{A E^2} \quad (2.6)$$

Das Massen-Streuvermögen eines einfallenden Elektrons ist daher umso größer, je niedriger die Elektronenenergie und je höher die Dichte ρ und die Ordnungszahl Z des Mediums sind.

2.1.4. BAHNLÄNGEN UND REICHWEITEN

Wegen der zuvor erläuterten Winkelstreuung legen die Elektronen statistisch verteilte Bahnlängen im Medium zurück. Der im Medium zurückgelegte Weg eines Elektrons wird über die mittlere Bahnlänge r_0 angegeben. Unter der mittleren Bahnlänge versteht man die Wegstrecke längs der Elektronenbahn einschließlich aller Ablenkungen und Rückwärtsbewegungen, da wegen der identischen Ruhemasse der Stoßpartner auch große Richtungsänderungen auftreten können (Einzelstreuung). r_0 kann näherungsweise aus dem Massen-Bremsvermögen $S_{\text{tot}}(E)/\rho$ und der Anfangsenergie E_0 berechnet werden [8].

$$r_0 = \int_0^{E_0} [S_{\text{tot}}(E)/\rho]^{-1} dE \quad (2.7)$$

Die Formel impliziert die Annahme, dass die Elektronen ihre Energie kontinuierlich an das Medium abgeben, so dass die mittlere Bahnlänge auch als *csda-range* bezeichnet wird (*csda*: continuous slowing down approximation). Es wurden die mittleren Bahnlängen in verschiedenen Medien aus Gleichung (2.7) nach den Zahlenwerten von [8] berechnet und in Abbildung 2.4 gegen die Energie aufgetragen.

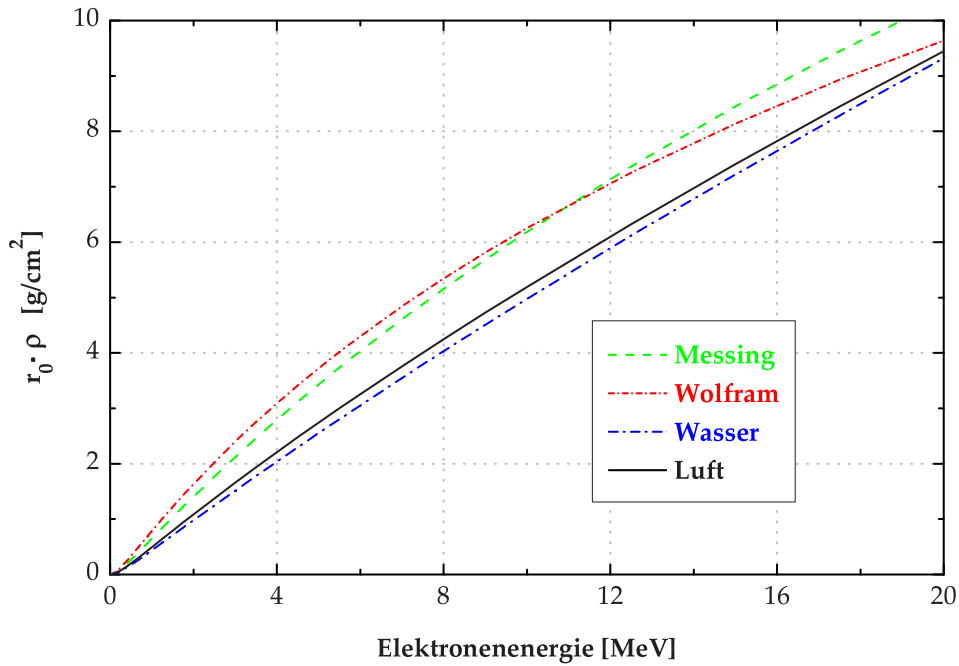


Abbildung 2.4.: Verlauf der mittleren Bahnlänge r_0 in Messing ($\rho = 8.46 \text{ g/cm}^3$, CuZn39Pb3), Wolfram ($\rho = 18.48 \text{ g/cm}^3$), Wasser ($\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$) und Luft ($\rho = 1.205 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$) nach den Zahlenwerten aus [8], multipliziert mit der Dichte ρ des Materials.

Wird die Bahnlänge eines Elektrons auf seine anfängliche Strahlrichtung projiziert, erhält man die Reichweite R des Elektrons. Anhand einer Tiefendosiskurve, auf die später im Detail eingegangen werden soll, lassen sich verschiedene Reichweiten definieren. Insbesondere die mittlere Reichweite R_{50} und die praktische Reichweite R_p sind von Bedeutung und werden in 2.2.2 definiert. R_{50} und R_p sollen bereits an dieser Stelle eingeführt werden, da sie für nachfolgende Betrachtungen erforderlich sind.

Wegen der vielen Richtungsänderungen im Medium sind die mittleren Bahnlängen der Elektronen stets größer als ihre Reichweiten. Daher ist das Verhältnis von r_0 und R_p stets größer als 1, welches als Umwegfaktor bezeichnet wird und für den Energiebereich von 5 MeV bis 30 MeV für Materialien mit $6 \leq Z \leq 82$ aus der folgenden Formel abgeschätzt werden kann [10]:

$$r_0/R_p = 0.51 \sqrt{Zm_e c^2/E_0} + 0.69. \quad (2.8)$$

Aus den Gleichungen (2.7) und (2.8) lässt sich schließlich die praktische Reichweite für verschiedene Materialien bestimmen.

2.2. ELEKTRONENDOSIMETRIE

Die Elektronendosimetrie hat zur Aufgabe, die auf das Medium übertragene Energie zu erfassen, die durch die oben beschriebenen Wechselwirkungen der einlaufenden Elektronen freigesetzt wird. Die zentrale Messgröße ist dabei die Energiedosis D . Sie ergibt sich aus der mittleren Energie \bar{E}_{abs} , die pro Massenelement dm des bestrahlten Volumens dV absorbiert wird⁵:

$$D = \frac{d\bar{E}_{\text{abs}}}{dm} = \frac{d\bar{E}_{\text{abs}}}{\rho dV} \quad \text{in Gy=J/kg.}$$

Da die Energiedosis nur mit größerem Aufwand z.B. durch ein Wasser-Kalorimeter direkt messbar ist, bedient man sich der zur Energiedosis proportionalen Ionendosis I . Dies ist die durch ionisierende Strahlung erzeugte Ladungsmenge dQ pro Massenelement dm_a der bestrahlten Luft (Index a):

$$I = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{dQ}{\rho dV} \quad \text{in C/kg.}$$

Die Ionendosis ist die mit einer luftgefüllten Ionisationskammer direkt messbare Dosisgröße⁶. Im Weiteren werden die Begriffe "Dosis" und "Energiedosis" als Synonyme verwendet. Bei Gebrauch der Ionendosis wird explizit darauf hingewiesen.

2.2.1. DOSISERMITTLUNG

Bei der Dosisermittlung handelt es sich um ein genormtes Verfahren nach [12] zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis mit luftgefüllten Ionisationskammern. Das Messprinzip beruht auf der Voraussetzung, dass die eingesetzten Ionisationskammern in Wasser mit ⁶⁰Co-Gammastrahlung zur Anzeige der Wasser-Energiedosis in Gy kalibriert sind. Die Kalibrierung erfolgt unter Bezugsbedingungen. Das sind die Werte der Einflussgrößen, auf die sich der Kalibrierfaktor N_w der jeweiligen Ionisationskammer bezieht. Die von den Bezugsbedingungen abweichenden Einflussgrößen unter Messbedingungen können bis auf die Verschiebung des effektiven Messorts gegenüber dem Ort des Bezugspunkts durch Korrekturfaktoren k erfasst werden (s. unten). Der Bezugspunkt gibt die Lage des Messorts in einer Kammer an. Der effektive Messort ist eine Verschiebung vom Bezugspunkt, wobei die Verschiebung

⁵Zur Angabe der Energiedosis muss daher stets das bestrahlte Medium benannt werden (z.B. Wasser-Energiedosis D_w).

⁶Auf die Einführung von Ionendosisgrößen für spezielle Strahlungsfeldbedingungen (z.B. Hohlraum-Ionendosis unter Bragg-Gray-Bedingungen) wird hier verzichtet. Es handelt sich dabei um das so genannte Luftdosiskonzept, das durch das Wasserdosiskonzept (s. Abschnitt 2.2.1) ersetzt wurde.

Fluenzveränderungen der einfallenden Strahlung kompensiert, die bei Anwesenheit einer Kammer im Medium auftreten (Verdrängungseffekt).

Beim Übergang von ^{60}Co -Gammastrahlung (Bezugsstrahlenqualität) zu anderen Strahlenqualitäten (z.B. Elektronen- oder Photonenstrahlung) muss zum einen die Bezugstiefe im Messphantom⁷ beachtet werden. Zum anderen wurden Bezugfeldgrößen festgelegt, die von der Energie der verwendeten Strahlung abhängen. Bei Elektronenstrahlung unterscheidet man zwischen zwei Energiebereichen: bis 15 MeV ist eine Mindestfeldgröße von 15 cm x 15 cm und für höhere Energien eine Mindestfeldgröße von 20 cm x 20 cm einzuhalten (s. [12] S.11). Die Bezugstiefe bei Elektronenstrahlung ist das Maximum der Tiefendosiskurve (Dosismaximum, s. S. 20) im Messphantom. Der Fokus-Oberflächen-Abstand (**SSD**: Source-to-Surface Distance) des Phantoms beträgt dabei 100 cm. Wird nun mit einer Ionisationskammer unter Berücksichtigung der effektiven Messortverschiebung im Dosismaximum eine bestimmte Ionendosis I in Wasser gemessen, so kann anhand der Anzeige M des Elektrometers die bei Abwesenheit der Kammer erzeugte Wasser-Energiedosis D_w berechnet werden:

$$D_w = k_E k_\rho k_r k_S k_P k_T N_w M . \quad (2.9)$$

Die Luftdichtekorrektur k_ρ kann mit einer radioaktiven Kontrollvorrichtung (^{90}Sr) in einer k_p/k_m -Messung bestimmt werden. k_p ist die Kontrollanzeige bei der Kalibrierung (20°, 1013 hPa) und k_m die Kontrollanzeige bei der Messung unter Berücksichtigung der Abnahme durch den radioaktiven Zerfall von ^{90}Sr . Der Korrekturfaktor k_r berücksichtigt, dass bei der Kalibrierung mit ^{60}Co im Bezugspunkt der Kammer gemessen wurde (keine effektive Messortverschiebung). k_S korrigiert die bei hohen Dosisleistungen auftretende unvollständige Sättigung der Kammer (Ionenverlust durch Rekombination), k_P die Polarität der Kammerspannung und k_T die Beeinflussung von Bauteilen des Anzeige-gerätes durch Temperatureffekte, die mit in die k_p/k_m -Messung einfließen.

Der Korrekturfaktor k_E bedarf einiger Erklärungen und soll zunächst in zwei Teilfaktoren aufgespalten werden:

$$k_E = \underbrace{\frac{(s_{w/a})_E}{(s_{w/a})_{\text{Co}}}}_{k'_E} \cdot \underbrace{\frac{p_E}{p_{\text{Co}}}}_{k''_E} . \quad (2.10)$$

Der erste Teilfaktor k'_E ist gegeben durch das Verhältnis der Massen-Bremsvermögen $(s_{w/a})_E$ von Wasser und Luft für Elektronen bezogen auf das ent-

⁷Da alle Ionisationskammer in Wasser kalibriert worden sind, ist das Bezugsphantommaterial Wasser. Als Messphantom wird daher ein so genanntes Wasserphantom verwendet, welches in Abschnitt 3.2 vorgestellt wird.

sprechende Verhältnis $(s_{w/a})_{Co}$ für ^{60}Co . Wie aus Abbildung 2.2 hervorgeht, ist $(s_{w/a})_E$ von der Elektronenenergie abhängig. Infolge der Energieverluste nimmt aber die Elektronenenergie mit zunehmender Tiefe im Phantom ab, so dass k'_E vom Messort im Phantom abhängig ist!

Zur Bestimmung von k'_E werden zunächst drei wichtige Kenngrößen der Elektronen eingeführt: die mittlere Energie $\bar{E} = 1/\Phi \int_0^{E_{max}} E \Phi_E(E) dE$ mit der Fluenzverteilung $\Phi = \int_0^{E_{max}} \Phi_E(E) dE$, die wahrscheinlichste Energie E_p (Energie im Maximum der spektralen Fluenzverteilung Φ_E) und die Ersatz-Anfangsenergie E'_0 .

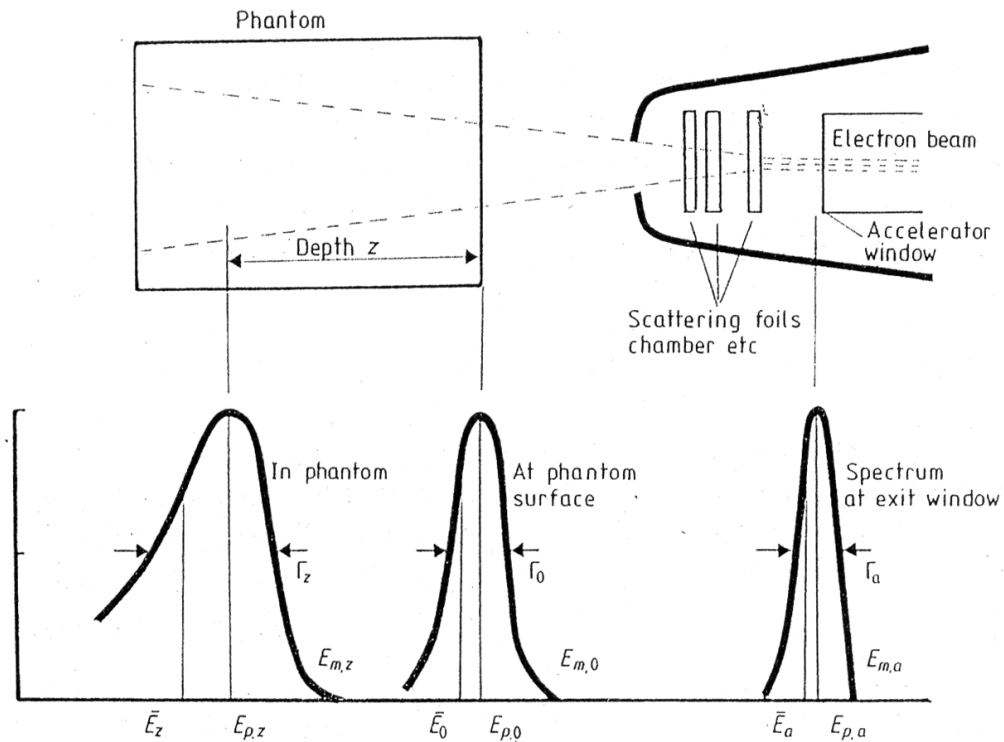


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der spektralen Fluenzverteilung Φ_E , die durch die mittlere Energie \bar{E} und wahrscheinlichste Energie E_p charakterisiert ist, Abb. aus [11].

In Abbildung 2.5 wird die spektrale Fluenzverteilung Φ_E der Elektronen schematisch dargestellt, die sich beim Durchgang der Elektronen durch die Streufolien (Index a) sowie beim Eintritt der Elektronen in das Phantom (Index 0) verbreitet, d.h. die vor dem Strahlaustrittfenster nahezu monoenergetischen Elektronen werden durch Wechselwirkungen im Strahlerkopf und im Phantom polyenergetisch. Von dieser Vorstellung ausgehend, kann eine Ersatz-Anfangsenergie E'_0 bestimmt werden, so dass monoenergetische Elektronen der Energie E'_0 nach Durchgang einer "Wasser-Vorschaltsschicht" gerade die Werte $E_{p,0}$ und \bar{E}_0 der polyenergetischen Elektronen an der Phantomoberfläche annehmen. Für monoenergetische Elektronen der Energie E'_0 von 4 MeV bis 50 MeV sind die $s_{w/a}$ -Werte in Abhängigkeit von der Reichweite R_r im Phantom

bekannt [13], so dass diese in guter Näherung für den interessierenden Tiefenbereich der polyenergetischen Elektronen verwendet werden können. Wie in Abbildung 2.6 veranschaulicht, ist die Phantomtiefe z nur die Tiefenskala der polyenergetischen Elektronen. Daher wird die Reichweite $R_r = R_{p,I} - z$ mit $z \geq 0$ als gemeinsame Tiefenkoordinate der mono- und polyenergetischen Elektronen gewählt, d.h. an der Stelle $z = 0$ haben die anfangs monoenergetischen Elektronen die Energie $E_{p,0}$ und ihre Restreichweite R_r ist gleich der praktischen Reichweite $R_{p,I}$ ⁸ der polyenergetischen Elektronen.

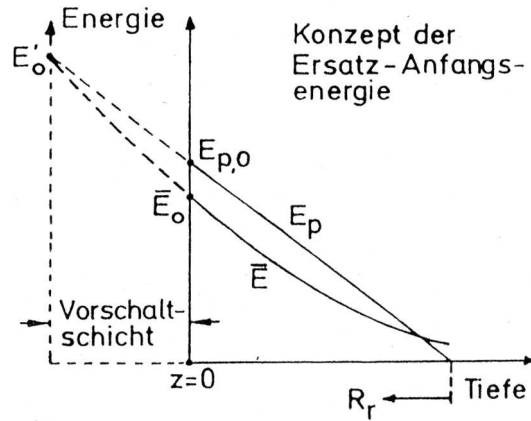


Abbildung 2.6.: Verlauf von E_p und \bar{E} mit zunehmender Tiefe $z \geq 0$ im Phantom in Abhängigkeit von der Tiefenkoordinate R_r . Abbildung aus [14].

Zur Bestimmung der Ersatz-Anfangsenergie E'_0 wurde von Christ [15] ein Interpolationsverfahren entwickelt, anhand dessen zunächst E'_0 aus der praktischen Reichweite $R_{p,I}$ und der mittleren Energie \bar{E}_0 extrapoliert wird:

$$E'_0 = E'_0(\bar{E}_0, R_{p,I}) = \bar{E}_0 + (0.0065 \bar{E}_0^2 - 0.484 \bar{E}_0 + 16) \cdot (R_{p,I} - (-0.0005 \bar{E}_0^2 + 0.5104 \bar{E}_0 - 0.1129))$$

für \bar{E}_0 in MeV und $R_{p,I}$ in cm.

Die mittlere Energie \bar{E}_0 wird nicht aus der selten verfügbaren spektralen Fluenzverteilung Φ_E , sondern aus der mittleren Reichweite $R_{50,I}$ abgeschätzt. Nach [12] berechnet sich \bar{E}_0 gemäß:

$$\bar{E}_0 = 0.348 + 2.2 R_{50,I} + 0.017 (R_{50,I})^2$$

für \bar{E}_0 in MeV und $R_{50,I}$ in cm.

⁸Der Index I bedeutet, dass die praktische Reichweite aus der Tiefen-Ionendosiskurve bestimmt wird, die unmittelbar mit einer Ionisationskammer aufgenommen werden kann. Gleiches gilt später für $R_{50,I}$.

Der k'_E -Faktor in Abhängigkeit von der Phantomtiefen z wird letztendlich aus den parametrisierten $s_{w/a}$ -Werten der monoenergetischen Elektronen der Energie $E'_0 = E'_0(\bar{E}_0, R_{p,I})$ interpoliert [12, 13, 15]:

$$k'_E = a(E'_0)(R_{p,I} - z) + b(E'_0) \quad \text{für } E'_0 \leq 25 \text{ MeV und } R_{p,I} \text{ in cm}$$

$$a = 2.7639 \cdot 10^{-6} \cdot E_0'^3 - 1.94 \cdot 10^{-4} \cdot E_0'^2 + 4.9323 \cdot 10^{-3} \cdot E_0' - 5.6605 \cdot 10^{-2}$$

$$b = 5.366 \cdot 10^{-6} \cdot E_0'^3 - 1.9523 \cdot 10^{-4} \cdot E_0'^2 - 7.8826 \cdot 10^{-5} \cdot E_0' + 1.0079 .$$

Der zweite Teilfaktor k''_E hängt von der Bauart der Ionisationskammer ab und setzt sich nach Gleichung (2.10) aus dem Verhältnis von p_E und p_{Co} zusammen. p_E ist der Feldstörungen-Korrekturfaktor für Elektronen und berücksichtigt die seitlich in das Kammervolumen herein gestreuten Elektronen (Hereinstreueffekt). p_{Co} ist die Normierungsgröße bei der Kalibrierung mit ^{60}Co . Zahlenwerte für k''_E und p_{Co} zu verschiedenen Ionisationskammern werden in [12, 16] angegeben.

2.2.2. DOSISVERTEILUNGEN

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die Ermittlung der Dosis in einem definierten Punkt beschrieben wurde, soll im Weiteren die Verteilung der Dosis im bestrahlten Medium betrachtet werden. In der Regel werden nur relative, d.h. auf einen Referenzpunkt normierte, Dosisverteilungen betrachtet. Bei Elektronen liegt dieser auf dem Zentralstrahl des Bestrahlungsfeldes im Dosismaximum des bestrahlten Mediums.

In der Strahlentherapie finden folgende relative Dosisverteilungen Verwendung: die Tiefendosis-, die Dosisquer-, und die Isodosenverteilung. Eine Tiefendosisverteilung gibt die Verteilung der Dosis mit zunehmender Tiefe im Medium wieder und wird durch eine Tiefendosiskurve längs des Zentralstrahls repräsentiert. Zur Betrachtung von Dosisquerverteilungen werden für bestimmte Tiefen Querprofile aufgenommen, die senkrecht zum Zentralstrahl durch den Mittelpunkt des Bestrahlungsfeldes verlaufen und auf den Wert am Zentralstrahl normiert werden. Anhand der Tiefendosiskurve, der Dosisquerprofile und der Kenntnis über die Absolutdosis im Referenzpunkt ist die dreidimensionale Dosisverteilung im bestrahlten Volumen bekannt.

Aus der dreidimensionalen Dosisverteilung erhält man durch Schnittebenen senkrecht oder parallel zum Zentralstrahl Isodosendarstellungen. Eine Isodosendarstellung besteht aus Isodosenkurven, welche die Punkte gleicher Dosis miteinander verbinden.

Es sollen im Folgenden die Tiefendosis- und Dosisquerverteilung eingehender beschrieben werden.

TIEFENDOSISVERTEILUNG

Tiefendosisverteilungen werden in der Regel mit Ionisationskammern im Wasserphantom aufgenommen. Allerdings wird bei Elektronenstrahlung vorläufig eine Tiefen-Ionendosiskurve gemessen, die mittels des Korrekturfaktors k_E in eine Tiefen-Energiedosiskurve "umgerechnet" wird. Das Maximum der Tiefen-Ionendosiskurve ist gegenüber der Tiefen-Energiedosiskurve in Richtung der Strahleintrittsoberfläche verschoben. Die Verschiebung des Maximums ist für kleine Energien vernachlässigbar, nimmt aber mit der Elektronenenergie zu und erreicht bei 14 MeV seinen maximalen Wert von etwa einem Zentimeter.

Anhand der Abbildung 2.7 und der schematisch dargestellten Tiefendosiskurve in Abbildung 2.8 lässt sich das Zustandekommen einer Tiefendosisverteilung für Elektronen anschaulich erklären.

Bis zum Erreichen des Dosismaximums (R_{100}) kommt es mit zunehmender Tiefe im bestrahlten Medium zu einem Dosisanstieg, dem so genannten Dosis-

aufbaueffekt. Abgesehen von der Erzeugung einiger zusätzlicher δ -Elektronen⁹ wird der Dosisaufbau durch Kleinwinkelstreuung der einlaufenden Elektronen hervorgerufen, der mit Hilfe der zur Dosis proportionalen Fluenzdichte ϕ begründet werden kann. ϕ ergibt sich aus der Anzahl der Teilchen, die im Zeitintervall dt durch eine Kugel mit Querschnittsfläche $dA = dA_{\perp} \cos \theta$ hindurch treten, d.h. $\phi = \frac{dN^2}{dt dA_{\perp} \cos \theta}$.

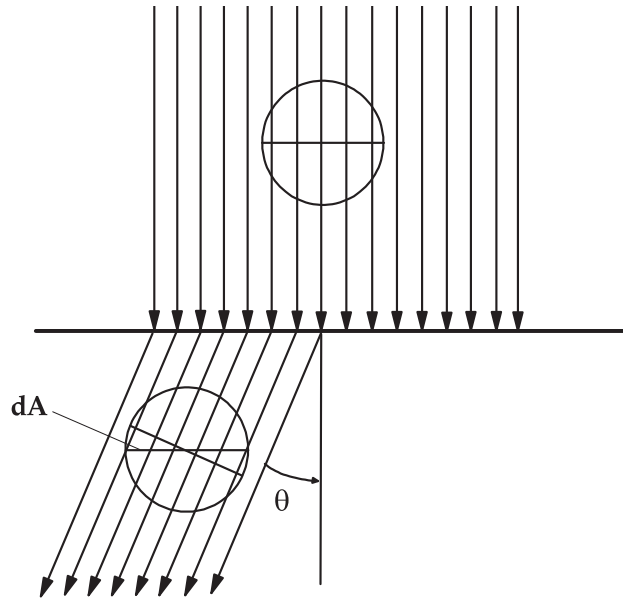


Abbildung 2.7.: Änderung der Anzahl an Elektronen die durch eine Kugel mit der Querschnittsfläche dA im Zeitintervall dt in Abhängigkeit von der mittleren Richtungsänderung Θ hindurch treten.

Das einfallende Strahlenbündel verbreitet sich im Medium wie zuvor erwähnt durch Mehrfach- und Vielfachstreuung. Es kommt es zu einer mittleren Richtungsänderung der Elektronenbahnen um den Winkel θ . Da nach Abbildung 2.7 die Dosis proportional mit $1/\cos \theta$ zunimmt, steigt die Dosis zunächst an und erreicht sein maximalen Wert (Dosismaximum), wenn das Strahlenbündel seine maximale Aufstreuung erfahren hat (vollständige Diffusion).

Der für Elektronen charakteristische steile Dosisabfall hinter dem Dosismaximum kommt durch die endliche Elektronenreichweite zustande. Dieser ist für höhere Elektronenenergien durch die statistisch verteilten Reichweiten etwas flacher. Fernab dessen läuft die Tiefendosiskurve in ein Bremsstrahlunguntergrund aus. Darunter versteht man die Beimischung von Bremsstrahlung im Elektronenstrahl (Photonenkontamination), die infolge der Elektronen-Wechselwirkungen mit dem Strahlerkopf und dem Messphantom ihren Ursprung finden (s. Abschnitt 2.1.2).

⁹ δ -Elektronen sind Elektronen, die von den Primärelektronen durch Ionisation erzeugt wurden. Sie haben soviel Energie übertragen bekommen, dass sie ebenfalls Ionisationen auslösen.

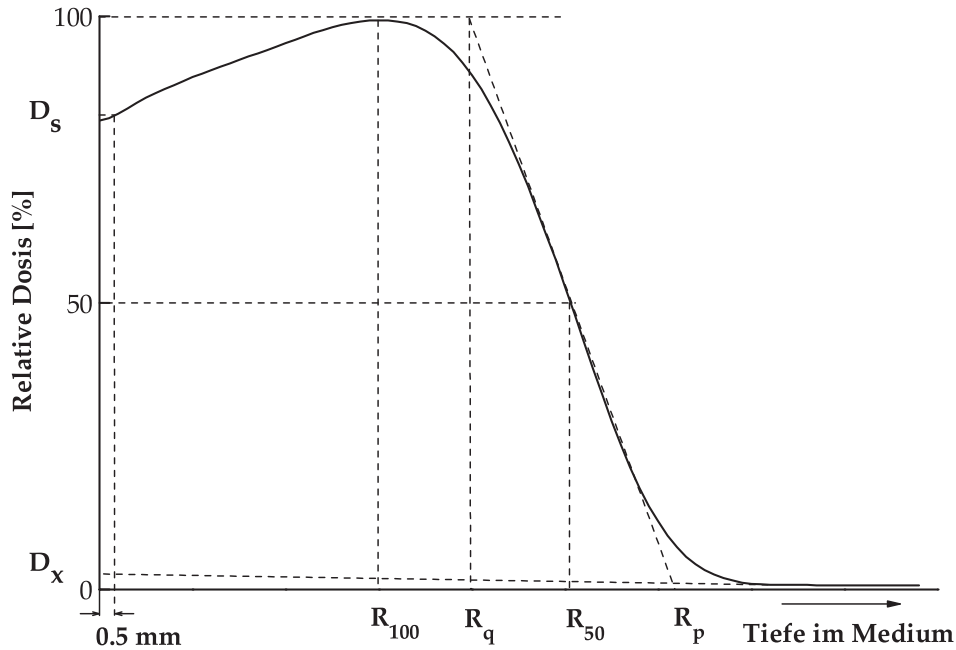


Abbildung 2.8.: Schematischer Verlauf einer Tiefendosiskurve für Elektronen.

Zur Charakterisierung einer Tiefendosiskurve werden folgende Kenngrößen verwendet:

1. REICHWEITEN

R_{100} ist die Tiefe des Dosismaximums, R_{50} und R_p sind die bereits in 2.1.4 eingeführten Reichweiten. R_{50} ist die Tiefe, bei der die Tiefendosiskurve auf 50 % der maximalen Tiefendosis abgesunken ist. R_p ergibt sich als Schnittpunkt der Verlängerung des gradlinig abfallenden Teils der Tiefendosiskurve mit der verlängerten Gerade des Bremsstrahlungsausläufers. Hinzu kommt die therapeutische Reichweite R_{th} , die sich auf die Tiefe R_{80} hinter dem Dosismaximum bezieht. Für Elektronenenergien kleiner als 8 MeV bezieht sich R_{th} auf R_{100} [17].

2. STRAHLENQUALITÄT

\bar{E}_0 und $E_{p,0}$ wurden zur Bestimmung des k_E -Faktors definiert und können in guter Näherung aus der mittleren und praktischen Reichweite der Tiefendosiskurve berechnet werden [12]:

$$\begin{aligned} \bar{E}_0 &= 0.31 + 2.25 \cdot R_{50} + 0.006 \cdot R_{50} && \text{für } 3 \text{ MeV} \leq \bar{E}_0 \leq 35 \text{ MeV} \\ E_{p,0} &= 1.947 \cdot R_p + 0.481 && \text{für } 5 \text{ MeV} \leq E_{p,0} \leq 35 \text{ MeV} \end{aligned}$$

mit \bar{E}_0 , $E_{p,0}$ in MeV und R_{50} , R_p in cm.

3. DOSISGRÖSSEN

D_{\max} ist der Absolutwert im Dosismaximum. D_s ist die relative Eintrittsdosis, die 0.5 mm unterhalb der Strahleintrittsoberfläche aus der Tiefendosiskurve bestimmt wird (s. Abb. 2.8). D_x ist die relative Bremsstrahlungsdosis und darf nach der DIN 5 % nicht überschreiten. Sie ergibt sich aus der Tiefendosiskurve als Schnittpunkt mit der Ordinate durch Verlängerung des Bremsstrahlungsausläufers.

4. DOSISGRADIENT

Der normierte Dosisgradient G wird zur Quantifizierung der abfallenden Flanke der Tiefendosiskurve herangezogen und kann nach [9] aus R_p und R_q abgeschätzt werden (s. Abb. 2.8):

$$G = \left| \frac{dD}{dz} \right|_{\max} \cdot \frac{R_p}{D_{\max} - D_x} \approx \frac{R_p}{R_p - R_q} . \quad (2.11)$$

DOSISQUERVERTEILUNG

Ein Dosisquerprofil (s. Abb. 2.9) veranschaulicht die Form eines Bestrahlungsfeldes, wobei der hohe Dosisgradient auf der abfallenden Flanke des Feldrandes charakteristisch für ein Querprofil ist. Dieser wird durch Angabe des Halbschattens spezifiziert. Der Halbschatten¹⁰ ist definiert als die Differenz der Abstände vom Zentralstrahl, bei denen die Dosis 80 % bzw. 20 % der Zentralstrahldosis beträgt (s. Abb. 2.9).

Zudem kann anhand eines Querprofils die dosimetrische Feldgröße eines Bestrahlungsfeldes bestimmt werden. Hierzu wird der Abstand auf der Profillachse ermittelt, bei der die Dosis des Bestrahlungsfeldes auf 50 % abgefallen ist. Die geometrische Feldgröße – das ist die über das Lichtfeld des Strahlerkopfs eingestellte Feldgröße – weicht in der Regel für Elektronen von der dosimetrischen Feldgröße ab. Grund dafür sind die im Bestrahlungsfeld auftretenden Wechselwirkungen beim Durchgang der Elektronen durch das Strahlaustrittsfenster, sowie durch die Streufohlen, die die Divergenz der sonst geometrischen Strahlausbreitung beeinflussen¹¹. Durch Bestimmung des so genannten virtuellen Quellenpunkts kann die Abweichung der Divergenz von der geometrischen Strahlausbreitung korrigiert werden, so dass sich ein effektiver SSD ergibt, der allerdings nur für einen begrenzten Tiefenbereich gilt.

¹⁰Der Halbschatten setzt sich aus einer physikalischen und einer geometrischen Komponente zusammen. Die geometrische Komponente wird durch die Ausdehnung der Quelle spezifiziert und die physikalische ist Folge der an den Blenden und in der Luft gestreuten Elektronen am Rand des Bestrahlungsfeldes. Blenden werden zur Feldbegrenzung im Strahlerkopf und im Elektronentubus eingesetzt.

¹¹Es muss beachtet werden, in welcher Tiefe das Querprofil aufgenommen wurde. Für einen exakten Vergleich ist die geometrische Feldgröße, die sich stets auf das Isozentrum bezieht, für die entsprechende Tiefe umzurechnen (Strahlensatz).

Zur weiteren Spezifizierung eines Querprofils werden die Symmetrie und die Ebenheit eines Querprofils betrachtet. Hierfür wurden die für die Tiefe des Dosismaximums herausgegebenen Definitionen der IEC 976 (International Electrotechnical Commission) verwendet, die unverändert in die deutsche Norm [18] übernommen wurden.

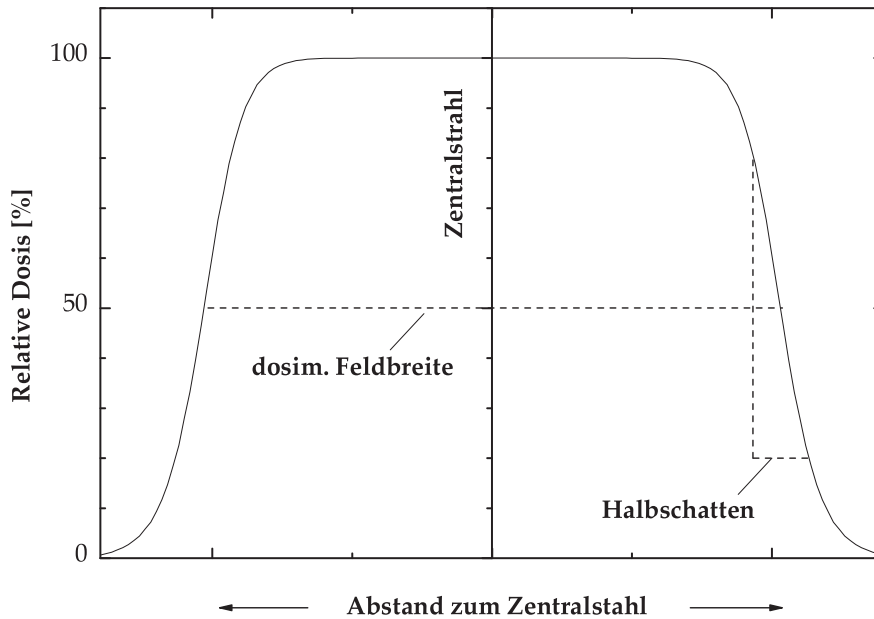


Abbildung 2.9.: Darstellung eines Dosisquerprofils für Elektronen. Eingezeichnet wurden der oben definierte Halbschatten sowie die dosimetrische Feldgröße eines Elektronenfeldes.

1. SYMMETRIE

Ein Querprofil ist symmetrisch, wenn der Unterschied in der relativen Dosis zweier symmetrischer Punkte auf dem Querprofil nicht mehr als 2 % beträgt.

2. EBENHEIT

An ein ebenes Querprofil werden zwei Anforderungen gestellt. (1) Zum einen darf der Abstand zwischen dem geometrischen Feldrand und der 90 %-Zentralstrahldosis entlang der Hauptachsen 1 cm und entlang der Felddiagonalen 2 cm nicht überschreiten. (2) Zum anderen darf im Bereich der 90 %-Zentralstrahldosis die Abweichung von der Zentralstrahldosis $\pm 5 \%$ nicht übersteigen.

3

MATERIAL

Die vorliegende Arbeit beruht auf experimentellen Untersuchungen mit Elektronen. Hierzu wurden Messungen an einem Siemens-Linearbeschleuniger vom Typ Primus durchgeführt. Der Beschleuniger erzeugt Elektronen der nominalen Energien 6, 8, 10, 12, 14 und 17 MeV. Zur Kollimierung des Bestrahlungsfeldes stehen sechs Tuben mit unterschiedlichen Feldgrößen zu Verfügung ($\varnothing = 5$ cm, 10 cm \times 10 cm, 14 cm \times 8 cm, 15 cm \times 15 cm, 20 cm \times 20 cm und 25 cm \times 25 cm). Der Abstand von der Tubusunterkante bis zur Quelle (SCD) beträgt 95 cm und der Isozentrumsabstand 100 cm.

In diesem Kapitel werden auf die Dosimeter und die Messphantome eingegangen, die zur Ermittlung von Dosisverteilungen verwendet wurden.

3.1. DOSIMETER

3.1.1. IONISATIONSKAMMERN

Ionisationskammern sind wegen ihres großen Einsatzbereiches weit verbreitet. Sie bestehen in der Regel aus zwei Elektroden, die ein Gasvolumen einschließen. Beim Anlegen einer Spannung fließt bei ionisierender Strahlung ein Strom. Dieser wird durch die Ladungsträger hervorgerufen, die im Gasvolumen durch ionisierende Strahlung erzeugt wurden. Ionisationskammern eignen sich zur Messung der Absolutdosis in einem definierten Punkt sowie zur Aufnahme relativer Dosisverteilungen. Infolge der bei Dosisverteilungen häufig auftretenden hohen Dosisgradienten kommen hierfür nur kleinvolumige Ionisationskammern, so genannte Kompaktkammern, in Frage.

Bei den verwendeten Kompaktkammern handelt es sich um die CC03 und CC13 der Firma Scanditronix Wellhöfer (s. Abb. 3.1). Die CC13 ist mit einem aktiven Kammervolumen von 0.13 cm^3 versehen und wurde ausschließlich als Referenzkammer verwendet. Referenzkammern werden im Strahlungsfeld fix positioniert. Durch Normierung des Signals der Messkammer auf das Referenzsignal können Beschleunigerschwankungen ausgeglichen werden. Die CC03 wurde als Messkammer eingesetzt und hat ein aktives Kammervolumen von 0.03 cm^3 . Der effektive Messort der Kammer liegt bei senkrechter Einstrahlung gegenüber der Kammermitte um den halben Innenradius der Kammer verschoben.

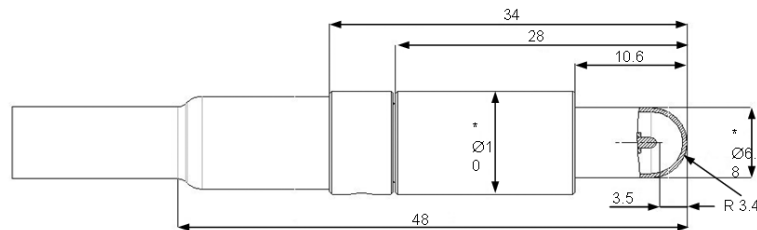


Abbildung 3.1.: Kompaktkammer CC13 der Firma Scanditronix Wellhöfer. Die Bauform der CC03 unterscheidet sich nicht wesentlich von der CC13.

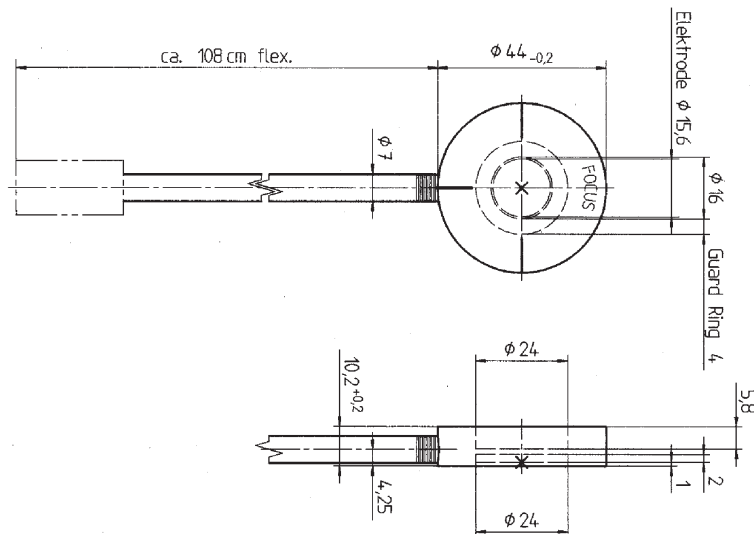


Abbildung 3.2.: Roos-Kammer der Firma PTW.

Zur Messung der Absolutdosis hat sich in der Elektronendosimetrie die Roos-Kammer durchgesetzt (s. Abb. 3.2). Roos-Kammern sind von ihrer Bauart her Flachkammern. Bei Flachkammern sind die Elektroden planparallel zueinander angeordnet. Die fokusnahe Elektrode ist strahlendurchlässig und besteht aus einer dünnen, in der Regel mit Graphit belegten Membran. Die verwendete Roos-Kammer ist von der Firma PTW und hat ein aktives Kammervolumen von 0.35 cm^3 . Der Bezugsort liegt 1 mm hinter der Strahleintritts-

seite und fällt mit dem effektiven Messort zusammen, d.h. Roos-Kammern zeigen keinen Verdrängungseffekt, so dass $k_r = 1$. Außerdem wurde die Kammerwand so dimensioniert, dass kein Hereinstreueffekt ($p_E = 1$) auftritt. So ergibt sich für den kammer-spezifischen k_E'' -Faktor [16]: $k_E'' = 1/p_{Co}$ mit $p_{Co} = 1.024$. Die Sättigungskorrektur k_S sowie die Polaritäts-Korrektur k_P in Gleichung (2.9) können laut Hersteller vernachlässigt werden.

3.1.2. RADIOGRAPHISCHER FILM

Dosisverteilungen mit hoher Ortsauflösung werden durch radiographische oder radiochrome Filme erzielt. In der vorliegenden Arbeit fanden ausschließlich radiographische Filme (EDR2, Eastman Kodak) Verwendung, die zur Messung von Dosisquerverteilungen eingesetzt wurden. Ein EDR2-Film hat eine Dicke von etwa $200 \mu\text{m}$ und ist bei Elektronenstrahlung bis zu einer Dosis von 2.5 Gy einsetzbar. Es erwies sich als notwendig, die EDR2-Filme vor der Messung einer Kalibrierprozedur zu unterziehen. Das durchgeführte Kalibrier- und Auswerteverfahren wird in Anhang A.2 beschrieben.

3.2. MESSPHANTOME

Messphantome sind Grundvoraussetzung dosimetrischer Untersuchungen, da Messungen im menschlichen Gewebe in der Regel nicht möglich sind. Als Gewebeersatz mit vergleichbaren dosimetrischen Eigenschaften wird Wasser verwendet. Folglich beinhalten Messphantome Wasser oder wasseräquivalente Materialien. Wasserphantome zeichnen sich dadurch aus, dass jede beliebige Ionisationskammer computergesteuert im Messphantom navigiert werden kann. Die Positionierungsgenauigkeit beträgt dabei $\pm 0.1 \text{ mm}$. Für die vorliegende Arbeit wurde das Wasserphantom Blue Phantom der Firma Scanditronix Wellhöfer verwendet (Abmessung: $65 \text{ cm} \times 62 \text{ cm} \times 55 \text{ cm}$).

Messungen mit radiographischen Filmen können nicht im Wasserphantom vorgenommen werden. Daher wurden alle Filmmessungen mit dem Plattenphantom der PTW und dem Easy Cube der Firma Euromechanics durchgeführt. Beide Phantome bestehen aus RW3. Dies ist ein wasseräquivalentes Material und setzt sich aus Polystyrol und 2 % TiO_2 (Massenprozent) zusammen. Der Easy Cube besteht aus $16 \text{ cm} \times 16 \text{ cm}$ großen Platten, die von vier 1 cm breiten äußeren Platten umschlossen werden, so dass die maximal zu verwendende Filmgröße auf $16 \text{ cm} \times 16 \text{ cm}$ beschränkt ist (s. Abb. 4.3). Das Plattenphantom besteht aus einzelnen $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ großen Platten ohne seitliche Begrenzungsplatten. Die Filme können in beiden Phantomen in Schritten von 1 mm positioniert werden.

4

DURCHFÜHRUNG UND ERGEBNISSE

Nach den vorangegangenen Betrachtungen der Grundlagen und den verwendeten Materialien soll in diesem Kapitel auf die einzelnen Entwicklungsschritte des eMLCs ausführlich eingegangen werden, welche bereits in der Einführung genannt wurden.

4.1. ERSTELLEN DES EMLC-DESIGNS

In Anlehnung an den von Hogstrom et al. vorgestellten Lamellenkollimator [6], besteht der geplante eMLC ebenfalls aus paarweise angeordneten Lamellen, die in einer Ebene opponierend zueinander geführt werden. Im Wesentlichen lässt sich daher der Aufbau des eMLCs auf das Design einer einzelnen Lamelle zurückführen.

4.1.1. LAMELLENMATERIAL UND LAMELLENHÖHE

Das Lamellenmaterial und die Lamellenhöhe beeinflussen unmittelbar das Gesamtgewicht des eMLCs, welches wegen der in der Einführung genannten Gründe zu minimieren ist. Wie sich herausgestellt hat, ließen sich die beiden Parameter anhand von zwei Kriterien bestimmen: der Transmissionseigenschaft des Materials und der mechanischen Realisierung der Lamellenhöhe.

Die Abbildung 4.1 zeigt die relative Transmission für Elektronen der maximal verfügbaren Energie von 17 MeV in halblogarithmischer Darstellung für Messing ($\rho = 8.46 \text{ g/cm}^3$, CuZn39Pb3) und Wolfram ($\rho = 18.48 \text{ g/cm}^3$). Die Messwerte ergeben sich aus dem Verhältnis eines $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ Feldes mit und

ohne Absorbermaterial im Strahlengang. Hierzu wurden $10\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$ Absorberplatten verwendet, deren Unterkante sich 70 cm von der Quelle entfernt befand. Gemessen wurde mit einer Roos-Kammer im Plattenphantom (SSD 100 cm) in einer Tiefe von 1.2 cm .

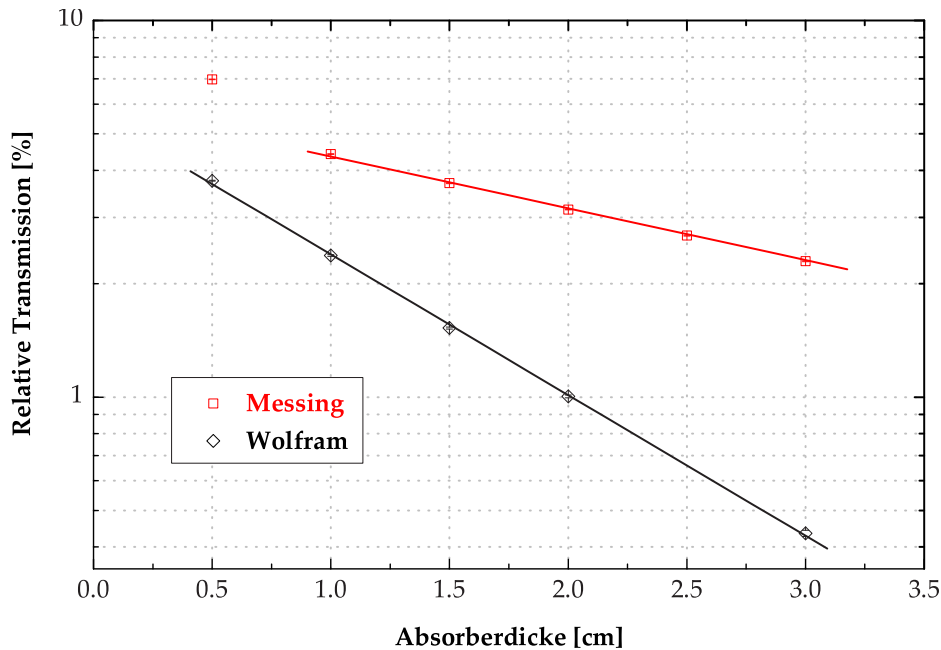


Abbildung 4.1.: Relative Transmission für 17 MeV -Elektronen für Messing und Wolfram, die aus dem Verhältnis eines $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ Feldes mit und ohne Absorbermaterial im Strahlengang ermittelt wurde.

Das Ziel dieser Messung war es, die erforderliche Absorberdicke bzw. Lamellenhöhe zu bestimmen, bei der alle Elektronen absorbiert werden. Die im Elektronenstrahl stets vorhandene Bremsstrahlung wird im Absorber im Gegensatz zu den Elektronen mit ihren definierten Reichweiten (s. Abschnitt 2.1.4) exponentiell geschwächt und wurde bei der Wahl der Lamellenhöhe nicht mit einbezogen. Zur Unterscheidung der Bremsstrahlung von den Elektronen wurden die Transmissionswerte in halblogarithmischer Darstellung aufgetragen, so dass die Bremsstrahlung am linearen Verlauf zu erkennen ist.

In der Regel bestehen die Lamellen eines MLCs aus Wolfram. Dies ist ein Schwermetall mit einer hohen Ordnungszahl ($Z = 74$) und ist daher zur Absorption hochenergetischer Strahlung geeignet. Die Transmissionskurve für Wolfram ist für den gesamten Messbereich (0.5 cm bis 3 cm) linear, was durch den linearen Fit verdeutlicht wird, d.h. keine Elektronen der maximalen Energie von 17 MeV können eine 0.5 cm Wolframschicht durchdringen. Die restliche Transmission von etwa 3.8% bis 0.5% ist auf die Bremsstrahlung zurückzuführen. Allerdings kann aus diesem Messergebnis nicht die Schlussfolgerung gezogen werden, dass als Lamellenhöhe und Lamellenmaterial 0.5

cm Wolfram zu wählen ist. Aus Dimensionsgründen ist eine Lamellenhöhe von 0.5 cm mechanisch nicht zu realisieren und ein eMLC mit Wolframlamellen, die höher als 0.5 cm sind, wäre aus physikalischer Sicht nicht notwendig und würde das Gesamtgewicht um ein Vielfaches erhöhen.

Als Alternative zu Wolfram kommt Messing ($Z \approx 29$) mit weniger als der halben Dichte und Ordnungszahl von Wolfram in Frage. Wie aus dem Verlauf der Transmissionswerte für Messing hervorgeht, werden nach 1 cm Messing alle Elektronen absorbiert und der verbleibende Transmissionsrest von etwa 4.4 % bis 2.3 % repräsentiert den Bremsstrahlungsuntergrund in gleicher Weise wie bei Wolfram.

Die mittleren Elektronen-Bahnlängen r_0 in Wolfram und Messing aus Abbildung 2.4 können als Vergleich herangezogen werden. Für 17.5 MeV Elektronen beträgt r_0 in Wolfram 0.48 cm und in Messing 1.12 cm. Aus r_0 und der empirischen Formel (2.8) können die praktischen Reichweiten R_p für die beiden Materialien abgeschätzt werden. In Wolfram bzw. Messing ergibt sich für R_p etwa 0.33 cm bzw. 0.97 cm. Hinsichtlich des Resultats aus der Transmissionskurve, dass die maximalen Reichweiten in Wolfram und Messing kleiner sind als 0.5 cm bzw. 1 cm, steht die durchgeführte Messung in Einklang mit den theoretischen Überlegungen.

Anhand der Transmissionsmessung konnte gezeigt werden, dass Messing als Alternative geeignet ist. Wegen der diskutierten Problematik mit dem Gesamtgewicht wurde als Lamellenmaterial Messing mit einer Lamellenhöhe von 1.5 cm gewählt. Die gewählte Lamellenhöhe ist die Höhe, die gerade noch mechanisch realisiert werden kann, da bei einer kleineren Lamellenhöhe die spätere Motorisierung aus Dimensionsgründen nicht durchführbar wäre. Allerdings wurde für den manuell betriebenen eMLC-Prototyp (s. unten) aus praktischen Gründen eine Lamellenhöhe von 2 cm gewählt.

4.1.2. LAMELLENANZAHL UND LAMELLENBREITE

Der geplante eMLC hat eine maximale Öffnung von 14.4 cm \times 14.4 cm und besteht aus 2 \times 24 Lamellen. Daraus ergibt sich eine nominelle Lamellenbreite von 0.6 cm. Die Lamellenbreite im Isozentrum (Quellen-Isozentrums-Abstand = 100 cm) hängt vom SCD des eMLCs ab und kann erst in Zusammenhang mit der Festlegung des SCDs angegeben werden (s. S. 34).

Die oben genannte Lamellenanzahl ergibt sich aus der Anzahl der maximal zu realisierenden Motoren der von der Firma 3D Line bereits entwickelten Steuerungselektronik. Die angegebene maximale eMLC-Öffnung hat sich aus der angestrebten maximalen Feldgröße von 20 cm \times 20 cm und dem minimalen SCD von 70 cm ergeben. Bei diesem SCD wäre sichergestellt, dass keine Kollisionen mit dem Patienten bei Gantry-Rotationen auftreten. Die beiden

Parameter (maximale Feldgröße und minimaler SCD) wurden allerdings nur vorläufig zur Bestimmung der maximalen eMLC-Öffnung festgelegt.

4.1.3. LAMELLENLÄNGE

Die Lamellenlänge setzt sich aus der halben Breite der maximalen eMLC-Öffnung und dem so genannten Overtravel zusammen. Der Overtravel ist die Länge, die eine Lamelle über die Feldmitte hinaus in Richtung der opponierenden Lamelle geführt werden kann. Dieser ist erforderlich, um aus den vielen sich überlagernden Teilfeldern ein fluenzmoduliertes Elektronenfeld zu erzeugen. Hierbei muss beachtet werden, dass die Teilfelder nicht beliebig klein gewählt werden können, da zum einen Beschränkungen durch das Bestrahlungsplanungssystem auftreten, das nicht beliebig kleine Teilfelder berechnen kann. Zum anderen sind die Teilfelder durch die Kleinwinkelstreuung der Elektronen nicht beliebig klein wählbar. So wurde für den Overtravel eine nominale Länge von 3.6 cm veranschlagt, d.h. die Lamellen können bis zur Hälfte in die gegenüberliegende Feldhälfte geführt werden. Demnach beträgt die Lamellenlänge des geplanten eMLCs 10.8 cm (7.2 cm + 3.6 cm).

Zur exakten Führung der Lamellen werden an den Lamellenenden Endstücke von einigen Zentimeter Länge befestigt. Um die Gewichtszunahme des eMLCs durch die Endstücke zu begrenzen, wird vorzugsweise dafür ein Leichtmetall wie z.B. Aluminium verwendet. Da sich die Endstücke weder im Strahlengang, noch im Halbschatten der Vorblenden¹ befinden, ist die Transmissionseigenschaft dieses Materials irrelevant. Für den eMLC-Prototyp (s. Abb. 4.2) wurde allerdings zur Lamellenführung Messing (Länge: 4.2 cm) verwendet, da das Gewicht erst beim motorisierten eMLC minimiert werden muss.

4.1.4. BREITE DER ABSCHLUSSLAMELLE

Bei maximaler eMLC-Öffnung sind zwei Abschlusslamellen unumgänglich, die das Feld des eMLCs seitlich begrenzen. Die Breite der Abschlusslamellen muss so gewählt werden, dass der durch die Vorblenden erzeugte Halbschatten vollständig abgeschirmt wird (s. Abb. 4.10). Die nominelle Breite wurde zunächst auf 3 cm angesetzt.

4.1.5. EMLC-PROTOTYP

Da als Lamellenmaterial Messing gewählt wurde, ist es möglich gewesen für nachfolgende Untersuchungen ein Prototyp mit den in Abschnitt 4.1.1. bis 4.1.4. ermittelten Parametern anzufertigen. Im Gegensatz zu Wolfram ist Messing wesentlich preiswerter und besser zu bearbeiten, so dass von der fein-

¹Vorblenden sind notwendig, um das Elektronenfeld oberhalb des eMLCs zu begrenzen.

mechanischen Werkstatt der Klinik für Strahlentherapie vorerst ein manuell betriebener eMLC gebaut werden konnte, der in Abbildung 4.2 gezeigt wird. Als Abstandshalter zur Gantry wurden Gewindestangen gewählt, wodurch der SCD des Prototyps beliebig variiert werden kann. Zum Vergleich wird der 15 cm × 15 cm Elektronentubus in Abbildung 4.3 gezeigt.

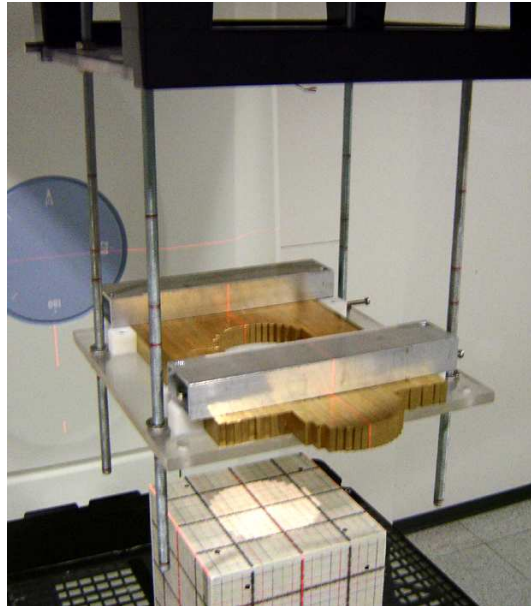


Abbildung 4.2.: Dargestellt ist der eMLC-Prototyp mit SCD 84 cm, der mit seinen Messinglamellen ein Kreisfeld ($\varnothing = 10$ cm) formt, das durch das Lichtfeld auf das Festkörperphantom Easy Cube projiziert wird.

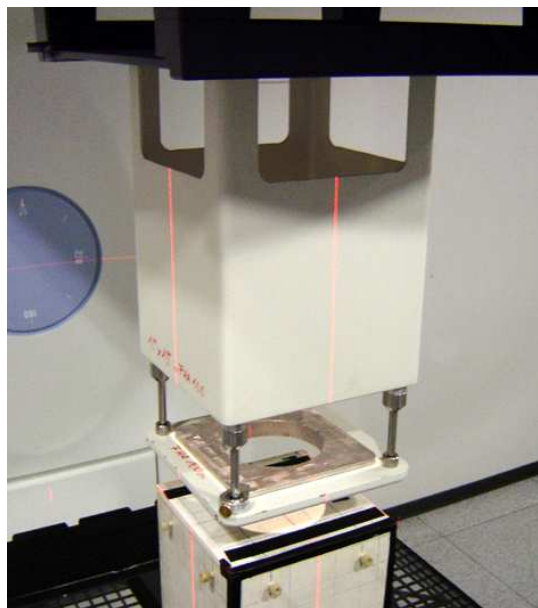


Abbildung 4.3.: Im Vergleich zum eMLC ist der 15 cm × 15 cm Tubus (SCD 95 cm) gezeigt, der ebenfalls ein Kreisfeld ($\varnothing = 10$ cm) formt. Dazu wurde ein Absorber aus MCP96 gegossen, der in der unteren Blende gezeigt wird.

4.2. CHARAKTERISIERUNG UND OPTIMIERUNG DES eMLCs

Zunächst wurden mit dem Prototyp Messungen durchgeführt, um den SCD des geplanten eMLCs festzulegen. Dieser legt die maximale Feldgröße, die Lamellenbreite und den Abstand zwischen Kollimator und Patient fest und ist daher von zentraler Bedeutung.

4.2.1. FESTLEGUNG DES SCDs

Im Weiteren soll das Augenmerk ganz auf den Halbschatten eines Elektronenfeldes gelenkt werden, der einerseits vom SCD und andererseits von der Tiefe innerhalb des Messphantoms abhängig ist. Es ist davon auszugehen, dass sich der Halbschatten mit zunehmender Tiefe und mit abnehmendem SCD verbreitert. Da die Strahlausbreitung für Elektronen wie bereits erwähnt von der geometrischen Strahlausbreitung abweicht, kann die Zu- oder Abnahme der Halbschattenbreite nicht über den Strahlensatz berechnet werden.

Zur Untersuchung des Halbschattens mit zunehmender Tiefe im Messphantom wurden mit dem 10 cm × 10 cm Tubus (SCD 95 cm) für 6 MeV und 12 MeV Elektronen in verschiedenen Tiefen Querprofile aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Der gegen die Messtiefe aufgetragene Halbschatten ist der Mittelwert aus Querprofilen gleicher Messtiefe. Gemessen wurde im Wasserphantom (SSD 100 cm) mit der CC03. Gemäß der Ausführung zur Kleinwinkelstreuung von Elektronen (s. S. 12) nimmt der Halbschatten für 6 MeV bis 1.9 cm und der für 12 MeV bis 4.6 cm zunächst linear mit der Tiefe zu und bleibt anschließend konstant (vollständige Diffusion). Die Geraden (linearer Fit) für 6 MeV und 12 MeV ($y_{6 \text{ MeV}}^{\text{Tiefe}} = 0.49x + 0,34$ und $y_{12 \text{ MeV}}^{\text{Tiefe}} = 0.47x - 0.14$) verlaufen zueinander parallel, so dass die Halbschattenbreite für diesen Tiefenbereich unabhängig von der Energie im gleichen Verhältnis zunimmt. Die Verschiebung von $y_{6 \text{ MeV}}^{\text{Tiefe}}$ in Richtung Strahleintrittsoberfläche ist Folge der geringeren Reichweite gegenüber 12 MeV Elektronen.

Jetzt bleibt zu klären, inwieweit sich der Halbschatten mit abnehmendem SCD bei gleichbleibendem SSD 100 cm verbreitert. Hierzu wurden Messungen mit EDR2-Filmen für 6 MeV und 12 MeV durchgeführt. Das für diese und nachfolgende Filmmessungen verwendete Kalibrier- und Auswerteverfahren ist in Anhang A.2 beschrieben.

Da der Tubus wegen seines fixen SCDs für diese Messung nicht geeignet ist (s. Abb. 4.3), wurde in einer Anschlussmessung mit EDR2-Filmen (12 MeV, SCD 95 cm, Messtiefe: 2.4 cm, Feldgröße: 10 cm × 10 cm) das eMLC-Querprofil mit dem Tubus-Querprofil verglichen. Die Messung hat ergeben, dass sich die beiden Querprofile am Feldrand nicht unterscheiden.

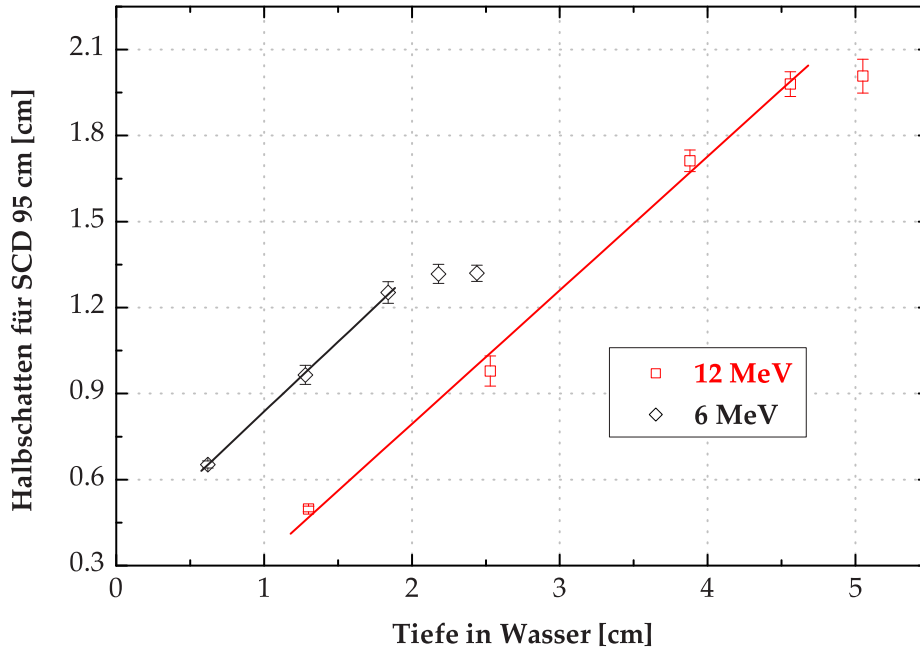


Abbildung 4.4.: Aufgetragen wurde der Halbschatten des $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Tubus (SCD 95 cm) für 6 MeV und 12 MeV gegen die Messtiefe im Wasserphantom. Dieser nimmt zunächst linear zu und bleibt für 6 MeV ab etwa $2/3$ und für 12 MeV ab $3/4$ der Elektronen-Bahnlänge konstant (Elektronen-Bahnlängen aus Abb. 2.4), d.h. entsprechend dem mittleren Streuwinkelquadrat $\bar{\Theta}^2$ in Abbildung 2.3 ($E_0 = 10\text{ MeV}$, $Z = 6$) hat der Halbschatten bei diesen Elektronen-Bahnlängen seine maximale Breite in etwa erreicht (vollständige Diffusion).

Anschließend wurde für SCD 95 cm, 85 cm, 75 cm und 65 cm je ein EDR2-Film im Easy Cube (SSD 100 cm) positioniert (Messtiefe für 12 MeV: 2.4 cm; Messtiefe für 6 MeV: 1.4 cm) und bestrahlt. Die Feldgröße ($10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$) im Isozentrum sowie die abgestrahlte Dosis (2 Gy) wurden dabei nicht verändert. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Es wurden die Halbschatten im Dosismaximum der jeweiligen Energie gegen den SCD aufgetragen. Allerdings befanden sich die Filme bei der Messung für 12 MeV in der Tiefe des Ionen-Dosismaximums, so dass diese Halbschatten mittels der linearen Beziehung in Abbildung 4.4 für Tiefe des Dosismaximums ($R_{100} = 3\text{ cm}$) umgerechnet werden konnten. Der in Abbildung 4.5 angegebene Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung, d.h. der Halbschatten wurde dreimal aus demselben Film bestimmt, wobei die Querprofile immer nahe der Feldmittellinie entnommen wurden. Der Fehler für 12 MeV erfasst zusätzlich den Fehler der Geradengleichung des linearen Fits in Abbildung 4.4, der beim Umrechnen mit in den Gesamtfehler eingeht (Fehlerfortpflanzung).

Dem Verlauf der Messwerte in Abbildung 4.5 ist zu entnehmen, dass sich der Halbschatten unabhängig von der Elektronenenergie bei Verkürzung des SCDs linear verbreitert ($y_{6\text{ MeV}}^{\text{SCD}} = -0.073x + 7.94$, $y_{12\text{ MeV}}^{\text{SCD}} = -0.048x + 5.75$). Allerdings nimmt die Steigung der Geraden mit abnehmender Elektronenenergie

gie zu. Ursache dafür ist die für höhere Elektronenenergien stärker vorwärts gerichtete Winkelstreuung in Luft ($T/\rho \sim 1/E^2$, s. Gleichung (2.5) bzw. (2.6)).

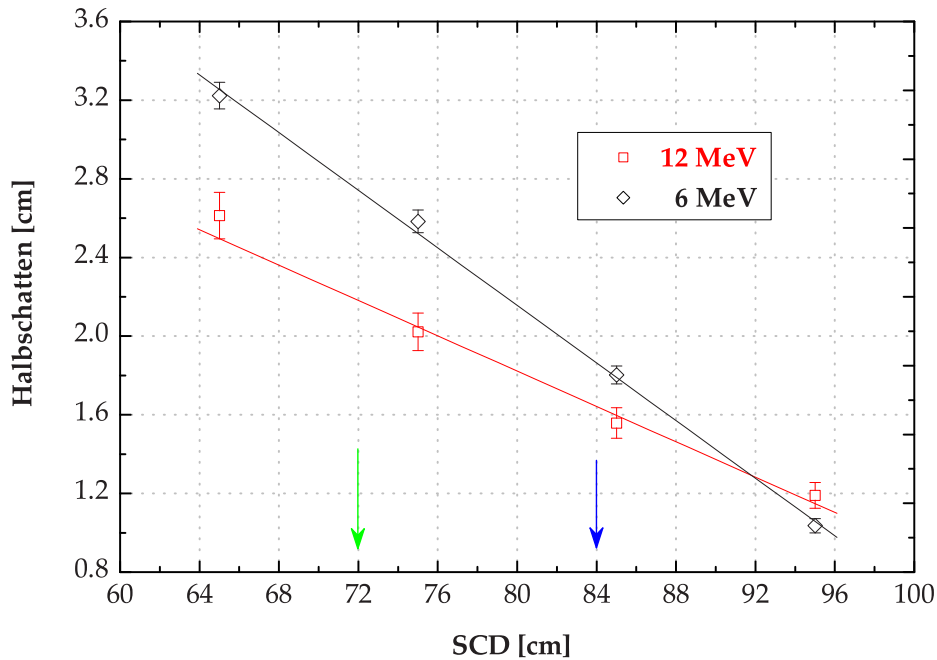


Abbildung 4.5.: Dargestellt wurde der Halbschatten eines $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ Feldes in Abhängigkeit vom SCD und der Elektronenenergie. Unabhängig von der Elektronenenergie nimmt dieser linear mit abnehmendem SCD zu.

Die Messungen wurden durchgeführt, um die Größenordnung und das Verhalten des Halbschattens für verschiedene Phantomtiefen und SCDs in Erfahrung zu bringen. Ferner sollte die Bestimmung des Halbschattens für beliebige SCDs und Tiefen im Messphantom möglich sein, so dass die Ergebnisse für die Festlegung des SCDs beim eMLC herangezogen werden können.

Bei den vorangegangenen Betrachtungen zum eMLC-Design ist vom minimalen SCD 70 cm ausgegangen worden. Wie in Abschnitt 4.1.2. bereits erwähnt, ist das der notwendige Abstand zwischen eMLC und Patient, um eine Kollision zu vermeiden. Allerdings wird der Halbschatten bei diesem SCD gegenüber dem des Tubus (SCD 95 cm) bei 12 MeV um mehr als 1 cm verbreitert. Da der notwendige Abstand je nach Patient und Lage des Zielvolumens variieren kann, ist der geplante eMLC für zwei SCDs konstruiert worden, um den Halbschatten effektiv zu reduzieren. Ferner kann der eMLC je nach Fragestellung flexibler eingesetzt werden!

Die zwei SCDs des geplanten eMLCs sind 84 cm und 72 cm und werden durch zwei austauschbare Abstandshalter realisiert. Die SCDs wurden so gewählt, dass einerseits bei quadratischen Feldgrößen von $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$, $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, $15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ und $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ keine Nachkommastellen auftreten. So bleibt weiterhin die Vergleichsmöglichkeit mit den Tuben

bestehen, was die Einführung des eMLCs in die klinische Routine erleichtern soll. Andererseits wird der Abstand des eMLCs zum Patienten beim SCD 84 cm gegenüber dem SCD 72 cm in etwa halbiert. Demzufolge halbiert sich auch beim SCD 84 cm die Zunahme des Halbschattens, d.h. ausgehend vom Tubus-Halbschatten (SCD 95 cm) verbreitert sich nach Abbildung 4.5 der Halbschatten beim eMLC mit SCD 72 cm für 12 MeV von 1.2 cm auf 2.2 cm. Beim eMLC mit SCD 84 cm verbreitert sich dieser von 1.2 cm auf 1.7 cm, so dass im Vergleich zum SCD 72 cm die Zunahme des Halbschattens beim SCD 84 cm um die Hälfte reduziert wird. Weitere, sich für diese SCDs ergebende Eigenschaften sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst, wobei der Einfachheit halber der eMLC mit SCD 84 cm als eMLC84 und der eMLC mit SCD 72 cm als eMLC72 bezeichnet wurde.

Eigenschaften	eMLC84	eMLC72
max. Feldgröße	17.1 cm × 17.1 cm	20 cm × 20 cm
Lamellenbreite	0.7 cm	0.8 cm
Overtravel	4.3 cm	5 cm
Abstand z. Isozentrum	16 cm	28 cm

Tabelle 4.1.: Zusammenstellung der Größen, die sich unmittelbar durch die Festlegung der SCDs ergeben.

4.2.2. CHARAKTERISIERUNG DES eMLCs

Die Eigenschaften des eMLCs lassen sich geeignet anhand der konstruktionspezifischen Unterschiede zum Tubus erläutern. Primär sollen deren Auswirkungen auf die Tiefendosiskurven und die Dosisquerprofile betrachtet werden.

KONSTRUKTIONSSPEZIFISCHE UNTERSCHIEDE ZUM TUBUS

1. QUELLEN-KOLLIMATOR-ABSTAND

Der verkürzte SCD ist der signifikanteste Unterschied zwischen eMLC und Tubus. Wie oben diskutiert wurde, nimmt dieser insbesondere Einfluss auf das Dosisquerprofil eines Elektronenfeldes. Zudem sollte überprüft werden, ob sich durch den verkürzten SCD das Energiespektrum und somit die Reichweiten der Elektronen geändert haben.

2. SEITENWÄNDE

Der Tubus besteht aus drei Blenden², die über Seitenwände (s. Abb. 4.3) miteinander verbunden sind, und reicht bis auf 5 cm an das Isozentrum heran. So wird nach außen gerichtete Streustrahlung absorbiert und der Tubus bekommt eine schlanke Bauform. Diese ist unumgänglich, da insbesondere im Kopfhals-Bereich die Patientenoberfläche sonst nicht auf das Isozentrum eingestellt werden könnte (SSD 100 cm). Die Seitenwände beeinflussen die Tiefendosis- und Dosisquerverteilung, da nach außen gestreute Elektronen dadurch nicht nur absorbiert, sondern auch in das Bestrahlungsfeld zurückgestreut werden. Zurückgestreute Elektronen sind niederenergetisch und führen zur Anhebung der Dosis auf der Strahleintrittsoberfläche sowie zu einem flacheren Tiefendosisabfall. Zudem verursachen sie Streueffekte, die überwiegend am Rand des Elektronenfeldes als so genannte "Hörner" in Erscheinung treten. Beim eMLC finden die Seitenwände keine Verwendung, da einerseits beim eMLC wegen der Lamellen prinzipiell keine schlanke Bauform erzielt werden kann und der SCD gerade so gewählt wurde, dass ausreichend Abstand zwischen Patient und eMLC besteht bzw. dass die Patientenoberfläche auf das Isozentrum eingestellt werden kann. Andererseits werden gestreute Elektronen beim geplanten eMLC durch geeignete Zwischenblenden abgeschirmt, die bei der Optimierung eingeführt wurden (s. Abschnitt 4.2.3.).

3. MATERIAL

Die für den Tubus verwendeten Absorber werden aus MCP96 angefertigt. Dies ist eine Legierung aus Blei (32 %), Wismut (53 %) und Zinn und unterscheidet sich somit wesentlich vom Lamellenmaterial, das wie oben beschrieben aus

²Auf der Abbildung 4.2 ist allerdings nur die abschließende Blende zu sehen, die gleichzeitig als Träger für die individuell angefertigten Absorber dient.

CuZn39Pb3 (handelsübliches Messing) besteht. Durch die Wechselwirkungen hochenergetischer Elektronen mit dem Lamellenmaterial entsteht Bremsstrahlung, wobei nach Gleichung (2.3) diese proportional mit Z^2/A zunimmt. Zum einen befindet sich beim eMLC mehr Absorbermaterial im Strahlengang, so dass die Bremsstrahlungserzeugung zunehmen wird. Zum anderen aber ist die effektive Ordnungszahl bei Messing geringer als bei MCP96, was wiederum zu einer geringeren Bremsstrahlungserzeugung führt. Es muss daher überprüft werden, ob der Bremsstrahlungsanteil der Tiefendosiskurve sich beim eMLC gegenüber dem Tubus verändert hat.

Zudem kann es bei Messing durch die erzeugten Bremsstrahlungsphotonen ab einer Photonenenergie (Schwellenenergie³) von 10.85 MeV zu Kernreaktionen kommen, wodurch zusätzliche Photonen erzeugt werden können⁴. Die Wahrscheinlichkeit ist allerdings sehr gering, dass derartige Kernreaktionen bei Messing für den verwendeten Energiebereich auftreten, da der Anteil an Bremsstrahlungsphotonen mit der dafür notwendigen Schwellenenergie erst für höhere Elektronenenergien zunimmt.

Zur Untersuchung dieser Unterschiede wurden mit dem Tubus, eMLC84 und eMLC72 im Wasserphantom (SSD 100 cm, Feldgröße: 15 cm × 15 cm, Vorblenden-Feldgröße: 23 cm × 23 cm) Tiefendosiskurven und Dosisquerprofile im Dosismaximum für 12 MeV-Elektronen aufgenommen. Zunächst sollen diese Tiefendosiskurven diskutiert werden.

TIEFENDOSISKURVEN

Die in Abbildung 4.6 dargestellten Tiefendosiskurven zeigen auf den ersten Blick keine wesentlichen Unterschiede. Um diese deutlich zu machen, sind in der Tabelle 4.2 die Kenngrößen der Tiefendosiskurve aufgelistet, die in Abschnitt 2.2.2 auf Seite 22 definiert wurden.

Für alle drei Kurven unterscheiden sich die Reichweiten R_{100} , R_{50} , R_p und R_{th} nur unerheblich voneinander. Zwar ist R_p für eMLC84 um 2 mm in Richtung Strahleintrittsoberfläche verschoben, aber eine systematische Verschiebung für R_p in Abhängigkeit vom SCD kann nicht festgestellt werden. Demzufolge treten auch keine signifikanten Unterschiede bei $E_{p,0}$ und \bar{E}_0 auf, da $E_{p,0}$ und \bar{E}_0 aus R_p und R_{50} berechnet wird. Es zeigt sich also, dass die Reichweiten bzw. die Strahlenqualität der Elektronen nicht vom SCD abhängig sind.

³Die Schwellenenergie ergibt sich aus der Differenz der Bindungsenergie von Cu vor und nach der Kernreaktion.

⁴Bei Wechselwirkungen von Photonen der Energie 10.85 MeV mit den Kernen der ⁶³Cu-Atome können die ⁶³Cu-Kerne zur Emission von Neutronen angeregt werden. Es entstehen dabei instabile ⁶³Cu-Atome, die in einer Halbwertszeit von 9.73 min unter Emission von Photonen und β^+ -Teilchen (positiv geladene Elektronen) in ⁶²Ni zerfallen. Die Halbwertszeit ist dabei die Zeit, in der die Anzahl der instabilen ⁶²Cu-Atome auf die Hälfte abnimmt.

Bei den Dosisgrößen D_{\max} , D_x und D_s können bis auf die Eintrittsdosis D_s keine bedeutenden Abweichungen registriert werden. Der eMLC erzielt einen etwas größeren Dosisaufbau, d.h. die Eintrittsdosis D_s von eMLC84 und eMLC72 ist ungefähr 4 % geringer als für den Tubus. Dieser Unterschied wird auf die oben diskutierten Seitenwände zurückgeführt, die beim eMLC keine Verwendung finden. Es ist auch ersichtlich, dass die Erzeugung von Bremsstrahlung D_x beim eMLC nicht zunimmt, so dass der Materialunterschied zu mindestens bei regulären Elektronenfeldern keine Rolle spielt. Die in Tabelle 4.2 angegebene Absolutdosis D_{\max} wurde auf die Absolutdosis des Tubus normiert, welche nach Gleichung (2.9) mit der Roos-Kammer ermittelt wurde.

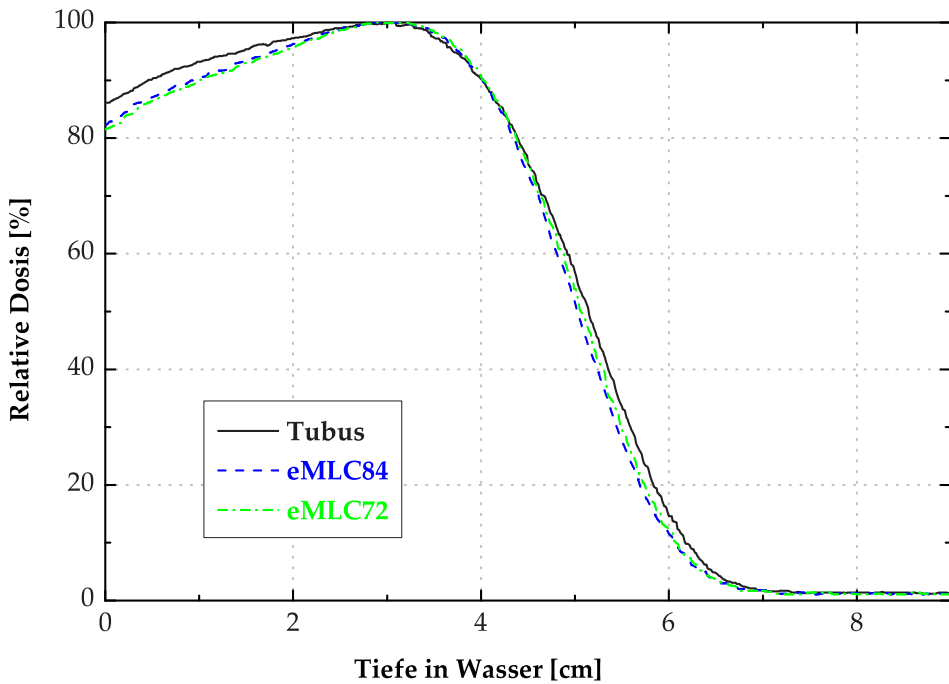


Abbildung 4.6.: Tiefendosiscurven für 12 MeV, Feldgröße: 15 cm \times 15 cm.

Kenngößen	Tubus	eMLC84	eMLC72
R_{100}	3.04 cm	2.98 cm	3.14 cm
R_{50}	5.15 cm	5.03 cm	5.07 cm
R_p	6.13 cm	5.92 cm	6.04 cm
R_{th}	4.39 cm	4.36 cm	4.38 cm
\bar{E}_O	12.06 MeV	11.78 MeV	11.87 MeV
$E_{p,O}$	12.42 MeV	12.01 MeV	12.24 MeV
D_{\max}	1	0.961	0.963
D_s	86.3 %	82.9 %	81.8 %
D_x	1.2 %	1.1 %	0.9 %
G	3.08	3.27	3.15

Tabelle 4.2.: Kenngrößen der in Abbildung 4.6 gezeigten Tiefendosiscurven, welche in Abschnitt 2.2.2 auf Seite 22 definiert wurden.

Nach genauem Betrachten der Tiefendosiskurven ist zu erkennen, dass diese für den eMLC84 und den eMLC72 geringfügig steiler verlaufen als beim Tubus. Quantifiziert wird die Steilheit der Tiefendosiskurve durch den normierten Dosisgradient G , der nach Gleichung (2.11) für den eMLC etwa 6 % größer ist als für den Tubus. Auch dieser feine Unterschied wird auf die beim Tubus vorhandenen Seitenwände zurückgeführt.

DOSISQUERPROFILE

Bei den Dosisquerprofilen in Abbildung 4.7 sind zwei prägnante Unterschiede sichtbar: der flachere Feldrandabfall beim eMLC und die nahe des inneren Feldrands auftretenden Dosiserhöhungen beim Tubus.

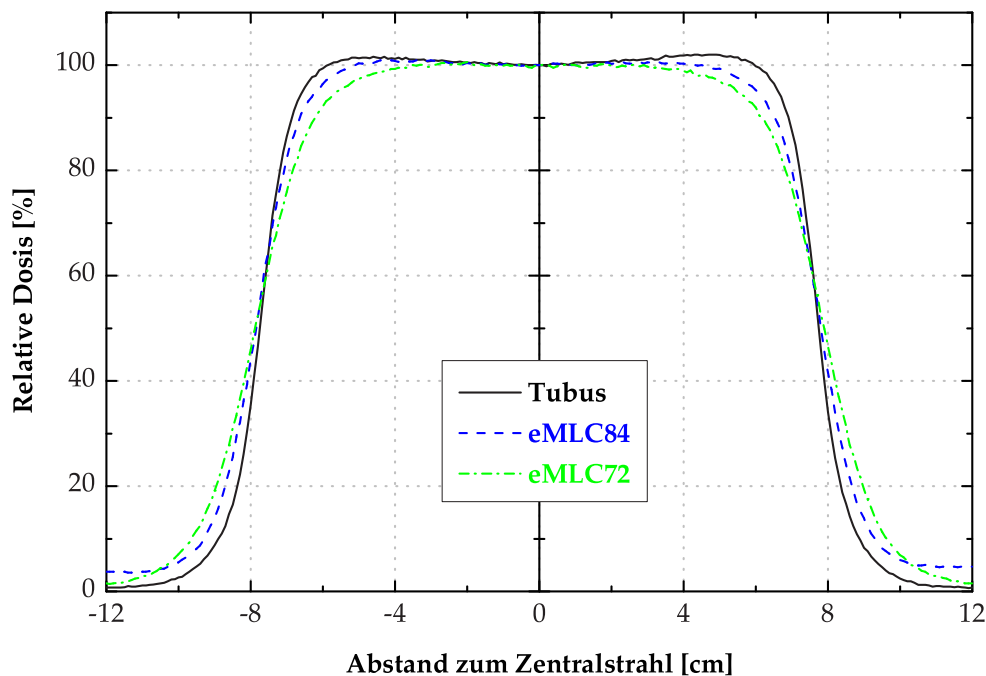


Abbildung 4.7.: Querprofile im Dosismaximum für 12 MeV, Feldgröße: 15 cm x 15 cm.

Der flachere Randabfall wurde bereits eingehend untersucht und ist Folge des verkürzten SCDs beim eMLC. Der für diese drei Querprofile ermittelte Halbschatten ist in Tabelle 4.3 angegeben und zeigt sich in guter Übereinstimmung mit den vorhergesagten Halbschatten aus Abbildung 4.5.

Die Hörner bzw. Dosiserhöhungen beim Tubus-Querprofil werden auf die Seitenwände zurückgeführt. Die Abwesenheit der Hörner bei den eMLC-Querprofilen ist vielversprechend, da insbesondere beim Aneinandersetzen von Bestrahlungsfeldern Dosiserhöhungen auftreten können. Zu dieser Problematik soll in Abschnitt 4.3 Bezug genommen werden.

Die dosimetrische Feldbreite des Tubus stimmt in etwa mit der geometrischen Feldgröße überein, d.h. das über das Lichtfeld eingestellte $15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ Feld in SSD 100 cm beträgt in der Tiefe, in welcher das Querprofil aufgenommen wurde ($R_{100} = 3\text{ cm}$), $15.45\text{ cm} \times 15.45\text{ cm}$ (Strahlensatz) und weicht unwesentlich von der ermittelten dosimetrischen Tubus-Feldgröße (15.47 cm) ab (s. Tab. 4.3). Erst mit abnehmendem SCD bzw. mit zunehmendem Abstand zwischen der Phantomoberfläche und dem eMLC wird die Divergenz des Strahlenbündels durch die vermehrte Winkelstreuung zwischen eMLC und Phantomoberfläche beeinflusst, so dass die dosimetrische Feldbreite für eMLC84 (15.65 cm) und eMLC72 (15.77 cm) stetig zunimmt. An dieser Stelle wird deutlich, weshalb bei der Untersuchung des Halbschattens Messungen für verschiedene SCDs durchgeführt werden mussten und die Zu- oder Abnahme der Halbschattenbreite nicht über dem Strahlensatz berechnet werden konnte.

Kenngrößen	Tubus	eMLC84	eMLC72
Halbschatten	1.17 cm	1.65 cm	2.14 cm
Symmetrie	0.7 %	1.4 %	1.0 %
Ebenheit (1)	2.0%	3.4 %	4.6 %
Ebenheit (2)	0.65 cm	0.96 cm	1.27 cm
dos. Feldbreite	15.47 cm	15.65 cm	15.77 cm

Tabelle 4.3.: Kenngrößen der in Abbildung 4.7 gezeigten Querprofile, welche in Abschnitt 2.2.2 auf Seite 24 definiert wurden.

Abschließend wurden entsprechend den Definitionen auf Seite 24 in Abschnitt 2.2.2 die Symmetrie und Ebenheit für die gemessenen Querprofile bestimmt (s. Tab. 4.3). Die Werte für die Symmetrie und Ebenheit (1) liegen unter 2 % bzw. 5 % und erfüllen somit die Kriterien der DIN. Bei dem zweiten Kriterium für die Ebenheit darf der Abstand zwischen dem geometrischen Feldrand und der 90 %-Zentralstrahldosis 1 cm nicht überschreiten. Demnach erzeugt der eMLC72 für 12 MeV keine ebenen Bestrahlungsfelder.

4.2.3. OPTIMIERUNG DES eMLCS

Oberhalb des Tubus befinden sich Vorblenden, die das maximale Bestrahlungsfeld des Beschleunigers (40 cm × 40 cm) auf die Tubus- bzw. eMLC-Öffnung begrenzen. Der Einfluss der Vorblenden-Feldgröße auf die Dosisquerverteilung wurde bisher noch nicht betrachtet. Die Vorblenden-Feldgröße beträgt beim Tubus 23 cm × 23 cm und wurde für die in Abbildung 4.7 gezeigten Querprofile des 15 cm × 15 cm Feldes nicht verändert. Nach [19] wird durch die Vorblenden-Feldgröße die mittlere bzw. wahrscheinlichste Energie der Elektronen sowie die Feldhomogenität beeinflusst, so dass für den oben beschriebenen Vergleich der Tiefendosis- und Dosisquerverteilung zwischen Tubus, eMLC84 und eMLC72 die Vorblenden-Feldgröße nicht verändert werden sollte!

Die Vorblenden-Feldgröße ist so justiert worden, dass auf die Tubus-Öffnung ein homogenes Strahlenbündel einfällt und der Halbschatten der Vorblenden durch die Blenden und Seitenwände abgeschirmt wird.

Beim eMLC finden die Seitenwände, wie bereits oben begründet, keine Verwendung mehr und der Vorblenden-Halbschatten oberhalb der Abschlusslamelle (s. Abb. 4.10) sollte zunächst durch die 3 cm breiten Abschlusslamellen (s. S. 32) vollständig absorbiert werden. Wie anhand der Querprofile für eMLC84 und eMLC72 (s. Abb. 4.7) zu erkennen ist, fällt die Dosis am Feldrand nicht wie beim Tubus auf Null ab, so dass die erforderliche Abschlusslamellenbreite unterschätzt wurde. Nach außen gerichtete Streustrahlung, die beim Tubus durch die Seitenwände abgeschirmt wird, geht am eMLC seitlich an der Abschlusslamelle vorbei. So verläuft insbesondere beim eMLC84 in Abbildung 4.7 die Dosis am äußeren Feldrand 5% oberhalb des Querprofils vom Tubus⁵, d.h. durch die Streustrahlung außerhalb des Elektronenfeldes würde sich gegenüber dem Tubus die Strahlungsbelastung für den Patienten erhöhen. Demzufolge gab es Anlass zur Optimierung des eMLCs.

Zur Optimierung wurden zunächst Querverteilungen am Ort des eMLCs aufgenommen, d.h. mit Hilfe des Plattenphantoms in SSD 70.6 cm und 82.6 cm wurden EDR2-Filme (Messtiefe: 1.4 cm) mit unterschiedlichen Vorblenden-Feldgrößen bestrahlt (6 MeV). Da für den eMLC72 bei maximaler eMLC-Öffnung die Feldgröße 20 cm × 20 cm beträgt (s. Tab. 4.1) wurde bei SSD 70.6 cm diese auf 27 cm × 27 cm eingestellt⁶. Für den eMLC84, dessen Feldgröße sich bei maximaler eMLC-Öffnung auf 17.1 cm × 17.1 cm beläuft, wurde bei SSD 82.6 cm als Vorblenden-Feldgröße 23 cm × 23 cm gewählt⁷. Gemessen

⁵Im Vergleich zum eMLC84 fällt allerdings beim eMLC72 die Dosis am Feldrand beinahe auf Null ab. Der Grund dafür ist, dass sich der eMLC72 gegenüber dem eMLC84 dichter an der Quelle befindet und dadurch bei gleichbleibender Vorblenden-Feldgröße weniger Streustrahlung am eMLC72 seitlich vorbeigeht.

⁶Diese entspricht der Vorblenden-Feldgröße beim 20 cm × 20 cm Tubus.

⁷Diese entspricht der Vorblenden-Feldgröße beim 15 cm × 15 cm Tubus.

wurde wieder nach dem im Anhang A.2 beschriebenen Kalibrier- und Auswertverfahren. Der Verlauf der Querprofile ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Zur Orientierung wurde der eMLCs im gleichen Maßstab mit eingezeichnet.

Wie aus dieser Abbildung hervorgeht, würde beim eMLC84 bei maximaler eMLC-Öffnung (maximale Feldgröße: $17.1 \text{ cm} \times 17.1 \text{ cm}$) für die Vorblenden-Feldgröße von $23 \text{ cm} \times 23 \text{ cm}$ kein vollständig homogenes Bestrahlungsfeld hindurchgehen. Aus diesem Grund wurde die Vorblenden-Feldgröße für eMLC84 auf $25 \text{ cm} \times 25 \text{ cm}$ vergrößert. Hinsichtlich der Feldhomogenität ist für den eMLC72 keine Veränderung der Vorblenden-Feldgröße notwendig. Aus dieser Messung kann geschlussfolgert werden, dass die Vorblenden-Feldgröße stets 7 cm größer ausfallen muss, als die maximale Feldgröße des eMLCs.

Dennoch besteht weiterhin das Problem der nach außen gerichteten Streustrahlung (Vorblenden-Halbschatten), die beim eMLC84 durch die Vergrößerung der Vorblenden-Feldgröße mehr den je seitlich am eMLC84 vorbei gehen würde. Um den Vorblenden-Halbschatten bei maximaler eMLC-Öffnung durch die Abschlusslamellen zu absorbieren, müsste z.B. beim eMLC72 (s. Abb. 4.8, SSD 70.6 cm) die Abschlusslamellenbreite um weitere 3 cm vergrößert werden.

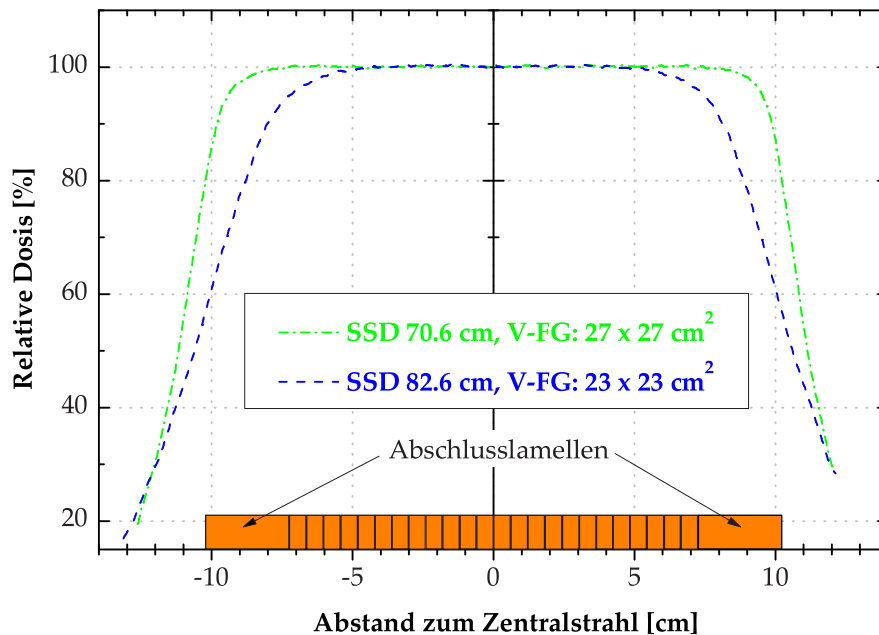


Abbildung 4.8.: Querprofile für 6 MeV am Ort des eMLC84 und eMLC72: gemessen wurde mit EDR2-Filme im Plattenphantom bei SSD 82.6 cm und 70.6 cm in 1.4 cm Tiefe. Der eMLC ist im gleichen Maßstab mit eingezeichnet.

Um zu vermeiden, dass durch derart breite Abschlusslamellen das Gesamtgewicht sowie die Gesamtbreite des eMLCs zunehmen, wurden zwei Zwischenblenden aus Messing eingeführt, die sich oberhalb der beiden Abschlusslamellen auf der Höhe des Zubehörhalters befinden (s. Abb. 4.10). Die Zwischen-

blenden wurden so justiert, dass sie das Bestrahlungsfeld oberhalb der Abschlusslamellen begrenzen. Der Halbschatten fällt somit deutlich kleiner aus, da der Abstand zwischen den Vorblenden und der Abschlusslamellen durch die Zwischenblenden etwa halbiert wird. So kann gleichzeitig die Breite der Abschlusslamellen verkleinert werden, wodurch nicht nur die Gesamtbreite, sondern auch das Gesamtgewicht des eMLCs weiter reduziert werden konnte.

Die Position und Breite der Zwischenblenden sowie die Breite der Abschlusslamellen wurden so gewählt, dass die Quer- und Längsprofile übereinstimmen. Da bei den Querprofilen der Vorblenden-Halbschatten durch die etwa 11 cm langen Lamellen vollständig absorbiert wird (s. Photo in Abb. 4.10), kann bei einer Übereinstimmung von Quer- und Längsprofil davon ausgegangen werden, dass die zu optimierenden Parameter aufeinander abgestimmt sind. Gemessen wurde im Wasserphantom (SSD 100 cm) im Dosismaximum ($R_{100} = 1.44$ cm) für 6 MeV. Bei 6 MeV ist der Halbschatten durch die weniger vorwärts gerichtete Winkelstreuung an den Vor- und Zwischenblenden am größten.

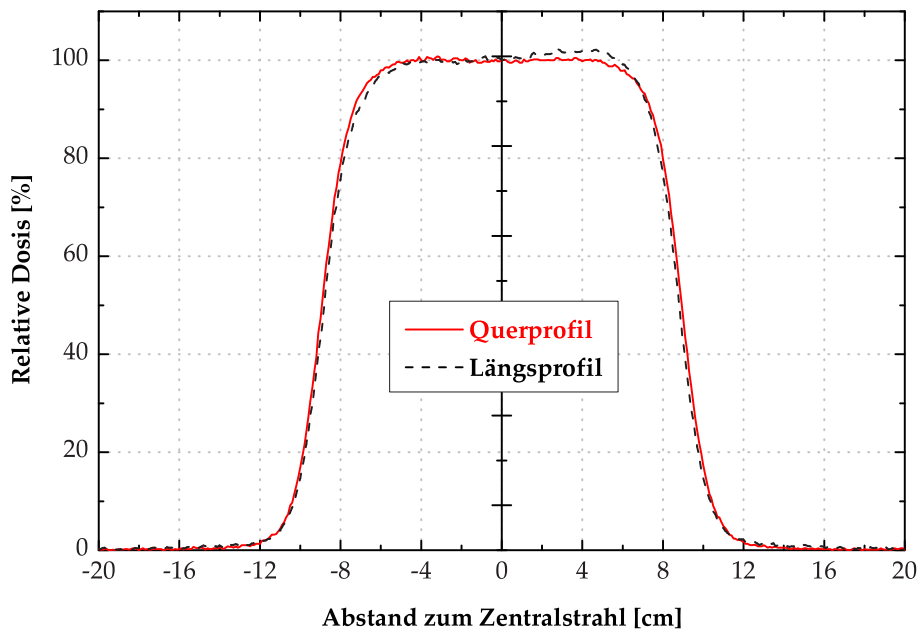


Abbildung 4.9.: Quer- und Längsprofil für 6 MeV der maximaler Feldgröße von 17.1 cm \times 17.1 cm für den eMLC84 nach Optimierung der Abschlusslamellenbreite sowie der Breite und Position der Zwischenblende.

Für den eMLC84 ist die Übereinstimmung der Quer- und Längsprofile für die maximale Feldgröße von 17.1 cm \times 17.1 cm in Abbildung 4.9 gezeigt. Als Vorblenden-Feldgröße wurde die zuvor aus Abbildung 4.8 bestimmte Feldgröße von 25 cm \times 25 cm gewählt. Die beim Längsprofil auftretende Symmetrieabweichung wurde auch beim Tubus-Längsprofil festgestellt, so dass diese Abweichung nicht auf die oben genannten Einstellungen beim eMLC84

zurückzuführen ist. Das letztendlich aus dieser Optimierung hervorgegangene Design der Zwischenblende und der Abschlusslamelle ist der Abbildung 4.10 zu entnehmen.

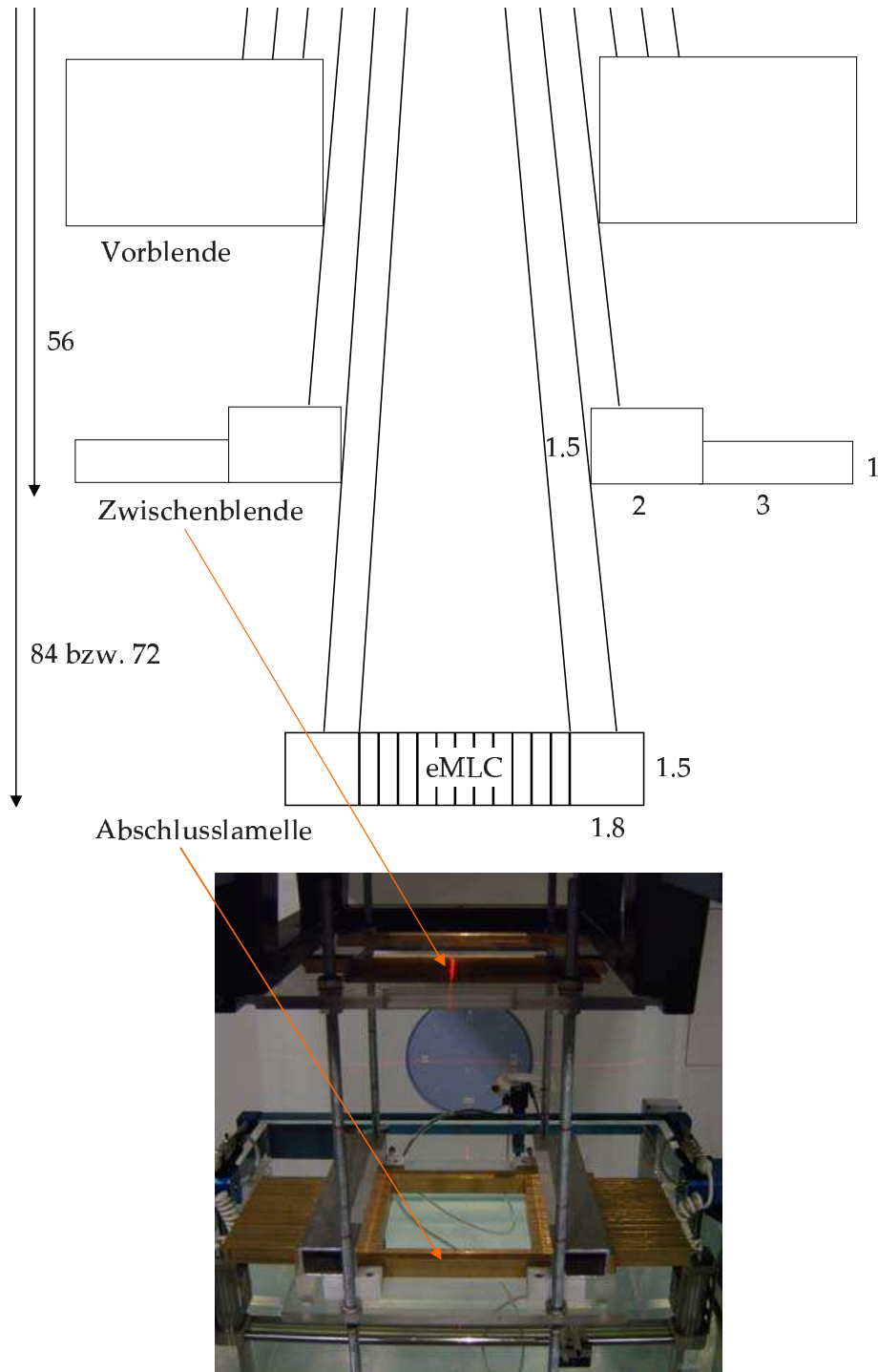


Abbildung 4.10.: Schematische Darstellung der Vor- und Zwischenblenden sowie der Abschlusslamellen des eMLCs. Alle Abmessungen sind in cm angegeben und haben sich aus der Optimierung ergeben. Zur Veranschaulichung ist unterhalb der Darstellung der eMLC mit den Zwischenblenden gezeigt, die auf der Höhe des Zubehörhalters positioniert wurden. Allerdings ist der eMLC auf dem Photo gegenüber der oberen Darstellung um 90° gedreht.

4.3. ANWENDUNGSBEISPIEL AM BESTRAHLUNGSPLANUNGSSYSTEM

Im vorherigen Abschnitt wurde der eMLC auf seine dosimetrischen Eigenschaften hin untersucht. Die dabei offenkundig gewordenen Unterschiede gegenüber dem Tubus sind nun bekannt. Dennoch fehlt ein letzter Schritt – ein repräsentatives Anwendungsbeispiel – anhand dessen die herausgearbeiteten konstruktionsspezifischen Unterschiede bewertet werden können. Auf der Grundlage von Basisdaten einer Strahlenquelle wie z.B. eines Linearbeschleunigers und der computertomographischen Aufnahmen eines Patienten können mit einem Bestrahlungsplanungssystem Dosisverteilungen simuliert werden. So können die Strahlparameter (Strahlenart, Strahlenqualität, Einstrahlrichtung, Dosierung, usw.) derart variiert werden, dass eine optimale Dosisverteilung für den Patienten erreicht wird. Unter Basisdaten einer Strahlenquelle versteht man die Kenntnis der dreidimensionalen Dosisverteilung für die jeweilige Strahlenart und Strahlenenergie, die wiederum von allen Komponenten des Strahlerkopfs abhängen, die zur Dosisverteilung beitragen.

Zur Vorgehensweise: Zuerst wurden die Basisdaten für den eMLC84 und den eMLC72 in das Bestrahlungsplanungssystem XiO implementiert (s. Anhang B). Anschließend wurde ein für die Elektronentherapie repräsentatives Anwendungsbeispiel ausgewählt. Es handelt sich dabei um eine Brustkrebspatientin, die bereits eine Strahlentherapie erhalten hat. Im Bestrahlungsplan dieser Patientin wurde der verwendete 10 cm × 10 cm Tubus zuerst durch den eMLC84 und dann durch den eMLC72 ausgetauscht. Die Dosis im Referenzpunkt des Elektronenfeldes (hier: Dosismaximum) wurde dabei nicht verändert. Die zwei so entstandenen zusätzlichen Bestrahlungspläne wurden schließlich mit dem Original-Bestrahlungsplan verglichen.

Vorab sollen anhand des Original-Bestrahlungsplans in Abbildung 4.11 die zu bestrahlenden und schonenden Volumina, die Bestrahlungstechnik sowie die Dosierung erläutert werden:

Die Planungs-Zielvolumina (**PTV**: Planning Target Volume) der Patientin sind die parasternalen (PTV-1, blau) und supraklavikulären Lymphknoten sowie die Thoraxwand (PTV-2, rot). Die parasternalen Lymphknoten werden ventral⁸ mit einem 12 MeV-Elektronenfeld und die Thoraxwand mit zwei "tangentialen" Photonenfeldern von ventral und dorsal bestrahlt. Die zu schonenden Risikoorgane (**OAR**: Organs At Risk) sind Lunge (OAR-1), Spinalkanal (OAR-2) und Herz. Die in Abbildung 4.12 eingezeichneten Isodosen

⁸Ventral bedeutet "den Bauch betreffend", d.h. ein ventrales Feld wird auf die Vorderseite des Körpers eingestrahlt. Das Gegenteil dazu ist dorsal.

(110 % bis 20 %) beziehen sich auf 1.8 Gy, die bei jeder Bestrahlung im Referenzpunkt appliziert wurde. Nach [20, 21] erhält die Thoraxwand eine homogene Dosis, d.h. sie muss von der 100 %-Isodose umschlossen werden, wobei Schwankungen um $\pm 5\%$ zulässig sind. Die parasternalen Lymphknoten müssen von der 80 %-Isodose erfasst werden. Allerdings treten bei dieser Patientin im Überschneidungsbereich des Elektronenfeldes und der tangentialen Photonenfelder lokale Überdosierungen (Hot Spots) auf, die 110 % der Dosis im Referenzpunkt nicht überschreiten dürfen.

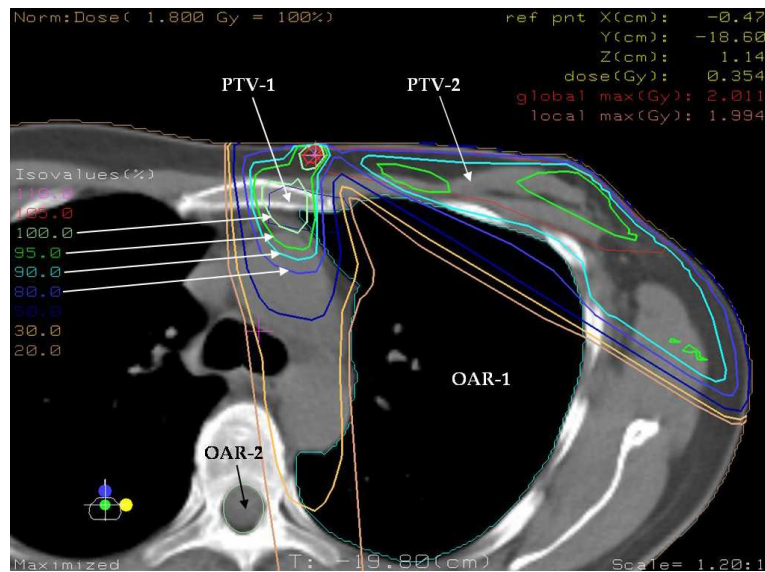


Abbildung 4.11.: Original-Bestrahlungsplan mit PTV-1: parasternalen Lymphknoten, PTV-2: Thoraxwand, OAR-1: Lunge und OAR-2: Spinalkanal.

Die in Abbildung 4.12 gezeigten Isodosenverteilungen des eMLCs waren so nicht zu erwarten. Insbesondere für den eMLC72 sollte der breitere Halbschatten eine größere Überschneidung mit den tangentialen Photonenfeldern zu Folge haben. Die Ursache für das gegenteilige Ergebnis ist der bereits diskutierte flachere Dosisabfall beim eMLC84 und eMLC72 in Abbildung 4.7 zwischen der 100 % und 60 % Zentralstrahldosis, die die Überschneidung in Abbildung 4.12 mit tangentialen Photonenfeldern reduziert. Gleichzeitig sollte aber der flachere Dosisabfall außerhalb des Bestrahlungsfeldes, also jenseits der 60 % Zentralstrahldosis, zu unerwünschten Dosisbelastung der Risikoorgane führen. Allerdings ist der Dosisunterschied zwischen den Tubus- und eMLC-Querprofilen in Abbildung 4.7 außerhalb des Bestrahlungsfeldes geringer als innerhalb des Feldes. Das liegt wiederum an den zuvor diskutierten Dosiserhöhungen (Hörner) beim Tubus-Querprofil. So fällt der Unterschied der 20 %-Isodose in Abbildung 4.12 zwischen Tubus (Original) und eMLC (eMLC84, eMLC72) dementsprechend gering aus.

Aus diesem Anwendungsbeispiel können zwei Erkenntnisse gewonnen werden: (1) Die mit dem eMLC erzeugten Dosisverteilungen im PTV-1 unterscheiden sich nur geringfügig von der Dosisverteilung des Original-Bestrahlungsplans. (2) Der im Original-Bestrahlungsplan zwischen dem Photonen- und Elektronenfeld auftretende Hot Spot von +110 % konnte mit dem eMLC bei gleich bleibender Dosis im Referenzpunkt vermieden werden.

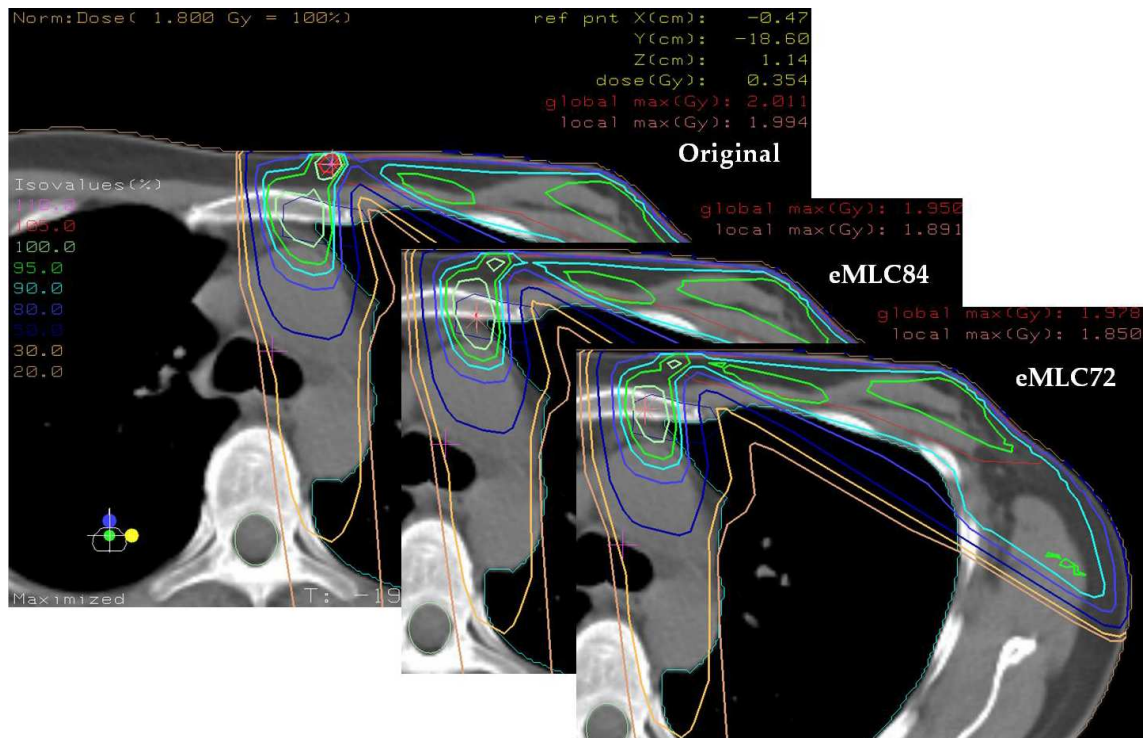


Abbildung 4.12.: Vergleich des Original-Bestrahlungsplans mit den Bestrahlungsplänen, die durch Aus-tauschen des Tubus mit dem eMLC84 und dem eMLC72 bei gleichbleibender Dosis im Referenzpunkt des Elektronenfeldes entstanden sind.

Der im Original-Bestrahlungsplan auftretende Hot Spot konnte aus zwei Gründen nicht weiter reduziert werden. Zum einen kann die Dosis der tangentialen Photonenfelder nicht herabgesetzt werden, da sonst das PTV-2 nur noch von der 90 %-Isodose umschlossen wird, was nach [20] nicht zulässig ist. Zum anderen kann das Elektronenfeld nicht verkleinert werden, da schon beim Original-Bestrahlungsplan das PTV-1 nicht vollständig von der 80 %-Isodose erfasst werden konnte.

5

DISKUSSION UND SCHLUSSFOLGERUNG

Im Folgenden sollen das gewählte Design und die Eigenschaften des eMLCs diskutiert werden. Abschließend werden die in der Einführung genannten technischen Anforderungen wieder aufgegriffen und beim eMLC überprüft.

5.1. DESIGN DES EMLCS

Das gewählte eMLC-Design soll in der Diskussion mit dem von Hogstrom geplanten eMLC-Design verglichen werden (s. Einführung, [6]). Die wesentlichsten Unterschiede sind das Lamellenmaterial, die Lamellenhöhe und das sich daraus ergebende Gesamtgewicht des eMLCs. Aus der Transmissionsmessung geht hervor, dass 1 cm Messing und 0.5 cm Wolfram ausreichen, um 17 MeV-Elektronen zu absorbieren. Hierbei wurde die Transmission von Bremsstrahlung nicht mitberücksichtigt, da diese nur durch Wolfram effektiv reduziert werden kann (s. Abb. 4.1), was zu einer erheblichen Gewichtszunahme beim eMLC führen würde.

Für den eMLC von Hogstrom wurde als Lamellenhöhe und Lamellenmaterial zunächst 3 cm Messing gewählt, mit dem Ziel, die Bremsstrahlung bei der maximal verfügbaren Energie von 15 MeV auf 2 % zu reduzieren. Wie aus der Transmissionsmessung für 17 MeV hervorgeht (s. Abb. 4.1), wird das Ziel näherungsweise mit 3 cm Messing auch erreicht. Dennoch soll der geplante eMLC von Hogstrom aus 2 cm Wolfram bestehen, damit die Bremsstrahlung weiter reduziert werden kann.

Fraglich ist nun zum einen, ob es überhaupt notwendig ist, die Bremsstrahlung auf 2 % zu reduzieren, da die im Elektronenstrahl vorhandene Bremsstrahlung bei 17 MeV etwa 3 % bis 4 % der Gesamtdosis ausmacht. Nach den Berechnungen von Hogstrom wird durch 3 cm Messing bzw. 2 cm Wolfram zusätzlich Bremsstrahlung von etwa 2.5 % bzw. 2 % erzeugt. Allerdings wurde davon ausgegangen, dass sich die Lamellen stets vollständig im Strahlengang befinden. Durch Nachführen der Vorblenden kann aber die Vorblenden-Feldgröße an die jeweilige Form des Elektronenfeldes angepasst werden. Insofern könnte man die zusätzlich hervorgerufene Bremsstrahlung entscheidend reduzieren. Wie aus der Optimierung des eMLCs hervorgegangen ist (s. Abschnitt 4.2.3.), muss allerdings beim Nachführen der Vorblenden die Vorblenden-Feldgröße immer 7 cm größer ausfallen als die Feldgröße bzw. die individuelle Feldform des eMLCs, damit die Homogenität des Elektronenfeldes bestehen bleibt.

Zum anderen stellt sich hier die Frage, ob der von Hogstrom geplante eMLC mit 2 cm hohen Wolframlamellen überhaupt noch für Bestrahlungen aus verschiedenen Einstrahlrichtungen eingesetzt werden kann, da wegen der hohen Dichte von Wolfram die Scherkräfte am Zubehöralter um ein Vielfaches zunehmen würden. Im Vergleich zu der in dieser Arbeit vorgestellten Messinglamelle (Länge: 10.8 cm, Breite: 0.6 cm, Höhe: 1.5 cm) würde bei dem von Hogstrom geplanten eMLC eine Wolfram-Lamelle (Länge: 26, Breite: 0.9 cm, Höhe: 2 cm) etwa zehnmal schwerer sein!

Dass der Gewichtsunterschied so groß ausfällt, ist nicht nur auf die Materialdichte, sondern auch auf die unterschiedlichen Lamellenlängen zurückzuführen. Diese ergibt sich bei Hogstrom durch die maximale Feldgröße von 20 cm \times 21 cm bei einem Quellen-Kollimator-Abstand von 90 cm. Außerdem sollen die Lamellen vollständig über die Feldmitte hinaus in die gegenüberliegende Feldhälfte geführt werden können, mit dem Ziel, beliebig kleine Elektronenfelder fernab des Zentralstrahls erzeugen zu können.

Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten eMLC bezieht sich die maximale Feldgröße von 20 cm \times 20 cm auf 72 cm Quellen-Kollimator-Abstand, und die Lamellen sollen lediglich nur bis zur Hälfte in die gegenüberliegende Feldhälfte geführt werden, da davon ausgegangen wurde, dass aufgrund der Winkelstreuung von Elektronen beliebig kleine Teilfelder nicht mehr zum Modulieren von Elektronenfeldern geeignet sind. Allerdings müssen zur Bestimmung der minimalen Feldgröße eines Teilfeldes in Abhängigkeit von der Elektronenenergie noch weitere Untersuchungen vorgenommen werden.

5.2. EIGENSCHAFTEN DES EMLCS

Wie aus der Charakterisierung des eMLCs hervorgegangen ist, konnten im Vergleich zum Tubus bis auf die Verbreiterung des Halbschattens beim eMLC keine weiteren nennenswerten Veränderungen in den Tiefendosis- und Dosisquerverteilungen festgestellt werden (s. Abb. 4.6 und 4.7). Es wurde gezeigt, dass der Halbschatten mit dem Quellen-Kollimator-Abstand korreliert (s. Abb. 4.5). Folglich ist der verkürzte Quellen-Kollimator-Abstand beim eMLC der wesentlichste Unterschied zum Tubus, da sich dieser durch die zunehmende Winkelstreuung von Elektronen auf den Halbschatten des Elektronenfeldes auswirkt.

Eine Verbreiterung des Halbschattens ist prinzipiell unerwünscht, da die Homogenität des bestrahlten Volumens abnimmt. Wie aber anhand eines repräsentativen Anwendungsbeispiels gezeigt wurde (s. Abb. 4.12), konnte mit dem eMLC dennoch eine vergleichbare Dosisverteilung im Zielvolumen erzielt werden, d.h. das Zielvolumen (parasternalen Lymphknoten) konnte wie im Original-Bestrahlungsplan mit dem Tubus von der 80 %-Isodose erfasst werden, da auch bei den Tubus- und eMLC-Querprofilen in Abbildung 4.7 die Abstände vom Zentralstrahl, bei denen die Dosis 80 % der Zentralstrahldosis beträgt, nur gering voneinander abweichen.

Ferner führte der breitere Halbschatten beim eMLC im Anwendungsbeispiel zu keiner wesentlichen Dosiserhöhung in den Risikoorganen.

Es konnte außerdem gezeigt werden, dass im Überschneidungsbereich des Elektronenfeldes und der tangentialen Photonenfelder in Abbildung 4.12 beim eMLC keine Überdosierungen wie im Original-Bestrahlungsplan mit dem Tubus auftreten, da insbesondere zwischen der 100 %- und 80 %-Zentralstrahldosis in Abbildung 4.7 der verkürzte Quellen-Kollimator-Abstand ein flacheren Dosisabfall im eMLC-Querprofil bewirkt. Dadurch konnte die Überschneidung des Elektronenfeldes mit den tangentialen Photonenfeldern in Abbildung 4.12 reduziert werden.

Es kann daher die Schlussfolgerung gezogen werden, dass der Unterschied im Quellen-Kollimator-Abstand zwischen Tubus und eMLC zwar einen breiteren Halbschatten beim eMLC bewirkt, dieser aber nur unwesentlich die Dosisverteilung im Anwendungsbeispiel beeinflusst. Folglich kommen die Vorteile des eMLCs mehr den je zu Geltung, da einerseits bei Verwendung des eMLCs keine Absorber mehr angefertigt werden müssen, so dass die Erzeugung irregulärer Elektronenfelder erleichtert wird. Andererseits ermöglicht der zusätzliche Abstand zwischen Patient und eMLC das automatische (vorwärts-gesteuerte) Abstrahlen von Elektronenfeldern unterschiedlicher Einstrahlrichtungen, ohne dass der Bestrahlungsraum betreten werden muss, wie es bei Bestrahlungen mit dem Tubus der Fall ist.

5.3. ÜBERPRÜFUNG DER TECHNISCHEN ANFORDERUNGEN BEIM EMLC

Zum Abschluss soll überprüft werden, inwieweit das eingangs genannte Ziel der vorliegenden Arbeit erreicht wurde. Wegen der in der Einführung genannten Gründe sind für einen Elektronen-Kollimator ein minimales Gesamtgewicht, ein optimaler Quellen-Kollimator-Abstand und eine Motorisierung erforderlich, damit dieser für die Strahlentherapie mit modulierten Elektronenfeldern eingesetzt werden kann.

In dieser Arbeit wurde als Kollimatortyp ein Lamellenkollimator favorisiert. Zur Minimierung des Kollimatorgewichts wurde als Lamellenmaterial Messing gewählt. Dies ist ein Metall mittlerer Dichte und zeigt vergleichbare Elektronen-Absorptionseigenschaften wie Wolfram, welches üblicherweise als Lamellenmaterial bei Photonen-Lamellenkollimatoren wegen seiner hohen Dichte Verwendung findet.

Des Weiteren wurde die Lamellenhöhe auf die maximale Reichweite der Elektronen abgestimmt, wobei die Bremsstrahlung dabei keine Berücksichtigung fand. Diese kann nur mit Wolfram effektiv reduziert werden, wodurch das Gesamtgewicht deutlich zunehmen würde.

Die Lamellenlänge trägt ebenso maßgeblich zum Gesamtgewicht des eMLCs bei und wurde so dimensioniert, dass die Lamellen nur bis zur Hälfte in die gegenüberliegende Feldhälfte geführt werden können. Eine weitere Gewichtsreduzierung wurde bei den Lamellen-Endstücken erzielt, die zur exakten Lamellenführung notwendig sind. Da sich die Endstücke nicht im Strahlengang befinden, muss das dafür verwendete Material nicht die gleichen Absorptionseigenschaften aufweisen wie Messing oder Wolfram. Daher kann mit Lamellen-Endstücken aus einem Leichtmetall wie z.B. Aluminium das Kollimatorgewicht effektiv reduziert werden.

Zudem konnte bei der Optimierung des eMLCs das Gesamtgewicht durch die Verwendung von Zwischenblenden zusätzlich verringert werden. Diese reduzieren den Vorblenden-Halbschatten und somit auch die erforderliche Breite der Abschlusslamellen unterhalb der Vorblenden (s. Abb. 4.10), so dass der eMLC kompakter und leichter wurde.

Zur Optimierung des Quellen-Kollimator-Abstands wurde eingehend das Verhalten des Halbschattens bei Verkürzen des Quellen-Kollimator-Abstands untersucht. Da dieser dabei linear zunimmt, ist eine Optimierung anhand des Halbschattens nicht möglich. Vielmehr kann je nach Fragestellung und Anatomie des Patienten der notwendige Abstand zwischen Patient und eMLC variieren. Um daher den eMLC flexibel einsetzen zu können, wurde dieser für zwei Quellen-Kollimator-Abstände entwickelt (84 cm und 72 cm, s. S. 34).

Die dritte und letzte technische Anforderung betrifft die Motorisierung. Diese konnte bislang nur gedanklich einbezogen werden, d.h. bei der Wahl der Lamellenhöhe wurde berücksichtigt, dass die Lamelle eine Mindesthöhe von 1.5 cm nicht unterschreiten darf, da ansonsten wegen der Größe der Motoren mechanische Probleme bei der Motorisierung auftreten. Außerdem wurde bei der Wahl des Lamellenmaterials bedacht, dass der Bearbeitungsaufwand bei Messing deutlich geringer ist als bei Wolfram.

Das **Fazit dieser Arbeit** lautet daher: Bis auf die noch nicht vorhandene Motorisierung erfüllt der entwickelte eMLC durch die systematische Optimierung des Gesamtgewichts und des Quellen-Kollimator-Abstands die zu Beginn genannten technischen Anforderungen und eignet sich daher für die Bestrahlung mit fluenz- und energiemodulierten Elektronenfeldern.

6

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Elektronen-Lamellenkollimator (eMLC) entwickelt, der bis auf die noch nicht fertig gestellte Motorisierung die technischen Anforderungen erfüllt, die bislang verwendeten Absorber zu ersetzen. Dies ist Grundvoraussetzung, um die fluenzmodulierte Strahlentherapie mit Photonen (IMRT) auf Elektronen auszuweiten, denn so kann speziell für oberflächennahe Tumoren das bestrahlte Volumen der Tumorform besser angepasst werden.

Zur Festlegung des eMLC-Designs wurden Transmissionsmessungen für Wolfram und Messing durchgeführt. Diese ergaben, dass Messing genauso wie Wolfram zur Absorption von hochenergetischen Elektronen und somit als Lamellenmaterial geeignet ist.

Anschließend konnte ein manuell betriebener eMLC-Prototyp angefertigt werden, mit dem die Querverteilungen eines Elektronenfeldes für verschiedene Quellen-Kollimator-Abstände mit EDR2-Filmen untersucht wurden. Hierfür war ein Kalibrier- und Auswerteverfahren notwendig, damit der Halbschatten eines Querprofils quantitativ bestimmt werden konnte. Die so gewonnenen Erfahrungen gingen neben anderen Kriterien in die Festlegung der Quellen-Kollimator-Abstände des eMLCs mit ein.

Im Weiteren wurden die Eigenschaften des eMLCs anhand von Tiefendosis- und Dosisquerverteilungen aus Wasserphantommessungen untersucht, welche sich gegenüber dem Elektronentubus bis auf den etwas breiteren Halbschatten nicht wesentlich geändert haben. Anhand eines repräsentativen Anwendungsbeispiels konnte gezeigt werden, dass dieser nicht zu einer Verschlechterung

der Dosisverteilung geführt hat. Dazu wurde der eMLC in das Bestrahlungsplanungssystem XiO implementiert, so dass Bestrahlungspläne für den eMLC und Elektronentubus erzeugt und miteinander verglichen werden konnten.

Abschließend musste der eMLC durch weitere Film- und Wasserphantommessungen optimiert werden, da nach außen gerichtete Streustrahlung oberhalb des eMLCs noch nicht vollständig absorbiert wurde. Es stellte sich heraus, dass diese optimal durch Zwischenblenden absorbiert werden kann, wodurch zusätzlich eine schlankere Bauform beim eMLC erzielt werden konnte.

KONSTRUKTIONSSPEZIFISCHE DETAILS DES EMLCS

- Anzahl der Lamellen: 2×24
- Lamellenmaterial: Messing (CuZn39Pb3)
- Lamellenhöhe: 1.5 cm
- Lamellenbreite: 0.6 cm
- Lamellenlänge:
 - halbe Länge der max. eMLC-Öffnung: 7.2 cm
 - Overtravel: 3.6 cm (\equiv 5 cm im Iso. bei SCD 72 cm)
 - Endstücke zur Lamellenführung:
 - Material: Leichtmetall (z.B. Aluminium)
 - Länge: noch keine Angaben
- Quellen-Kollimator-Abstände (SCD): 84 cm und 72 cm (Unterkante)
- maximale eMLC-Öffnung: 14.4 cm \times 14.4 cm
- maximale Feldgrößen:
 - 17.1 cm \times 17.1 cm für SCD 84 cm
 - 20 cm \times 20 cm für SCD 72 cm
- Breite und Länge der Abschlusslamellen: 1.8 cm und 28 cm
- Zwischenblende:
 - Material: Messing (CuZn39Pb3)
 - Länge = 28 cm
 - Höhe/Breite = 1.5 cm / 2 cm und 1 cm / 3 cm (s. Abb. 4.10)
 - integriert im Abstandshalter

Nach der Fertigstellung des motorisierten eMLCs soll dieser durch 3D Line kommerziell vertrieben werden, so dass zukünftig ein Elektronen-Kollimator für die Strahlentherapie mit fluenz- und energiemodulierten Elektronenfeldern verfügbar sein wird. Die auf diesem Forschungsgebiet tätigen Arbeitsgruppen verweisen stets auf die Notwendigkeit eines solchen Kollimators. Es bleibt daher zu hoffen, dass die Anfertigung des motorisierten eMLCs in Kürze abgeschlossen werden kann.



KALIBRIEREN UND AUSWERTEN VON EDR2-FILMEN

In dieser Arbeit wurden aus Messungen mit EDR2-Filmen quantitativ auswertbare Dosisquerprofile erzeugt. Dazu wurde ein Kalibrier- und Auswerteverfahren erstellt, das in diesem Abschnitt beschrieben werden soll.

Das allgemeine Messprinzip beruht auf einer in der Filmschicht erzeugte latente Abbildung durch ionisierende Strahlung, die in einem chemischen Entwicklungsprozess in eine dauerhafte Filmschwärzung umgewandelt wird. Zur Auswertung der Filmschwärzung ist eine gleichbleibende Kalibrierung erforderlich, die zunächst erläutert werden soll.

KALIBRIERUNG

Ziel der Kalibrierung ist es, einen Zusammenhang zwischen eingestrahelter Dosis und erzeugter Filmschwärzung herzustellen.

Zunächst wurde ein EDR2-Film¹ (Kalibrierfilm) auf $16\text{ cm} \times 16\text{ cm}$ in der Dunkelkammer zugeschnitten und in der Mitte des Plattenphantoms (SSD 100 cm) in einer von der Elektronenenergie abhängigen Messtiefe (Messtiefe für 12 MeV: 2.4 cm; Messtiefe für 6 MeV: 1.4 cm) positioniert. Anschließend wurde der Film mit vier $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Feldern einer unterschiedlichen Dosis

¹Es muss darauf geachtet werden, dass die zur Kalibrierung und Messung verwendeten Filme derselben Filmcharge entnommen werden, da die chemische Zusammensetzung der Filme verschiedener Produktionschargen sich unterscheiden kann.

bestrahlt, wobei diese durch Verschieben des Plattenphantoms unter dem $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Tubus im Quadrat angeordnet wurden und sich dadurch nicht überschneiden haben.

Mit zwei Kalibrierfilmen wurden acht verschiedene Schwärzungen einer definierten Dosis erzeugt, die am Ort des Filmes mit einer Roos-Kammer gemessen werden konnte. Gemessen wurde die Dosis einmal für 100 Monitorimpulse des Beschleunigers (MU), so dass wegen der bestehenden Linearität zwischen Dosis und Monitorimpulse die verschiedenen Schwärzungen durch 30, 60, 90, 120, 150, 180, 210 und 240 MU erzeugt werden konnten.

Im Folgenden soll diese Kalibrierung als Ein-Feld-Kalibrierung bezeichnet werden. Die dazugehörige Messanordnung ist in Abbildung A.1 gezeigt.

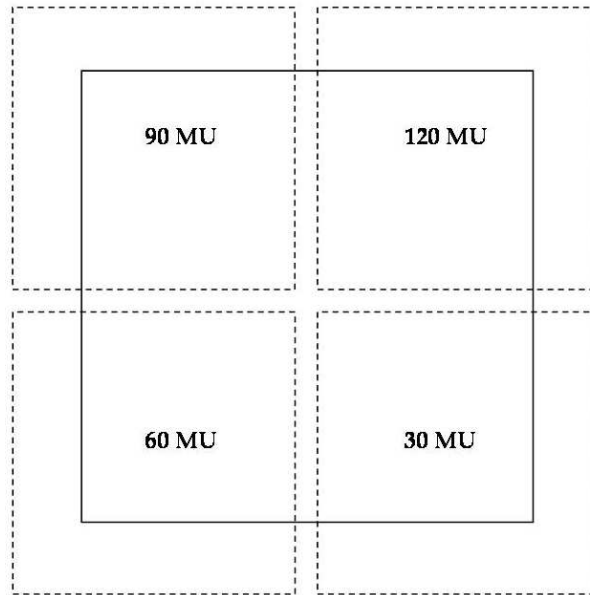


Abbildung A.1.: Messanordnung für die Ein-Feld-Kalibrierung. Die vier $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Elektronenfelder (gestrichelte Quadrate) wurden durch Verschieben des Plattenphantoms unter dem Tubus im Quadrat auf dem $16\text{ cm} \times 16\text{ cm}$ Kalibrierfilm (durchgezogenes Quadrat) angeordnet, so dass sich die Felder nicht überschneiden.

Es erwies sich als notwendig, die Kalibrierfilme ebenso wie die Messfilme erst nach einer bestimmten Zeit dem chemischen Entwicklungsprozess zu unterziehen, da nach [22] die latenten Abbildungen erst etwa 6 Stunden nach der Bestrahlung reproduzierbare Filmschwärzungen liefern. So fand die Film-entwicklung 18 Stunden nach der Bestrahlung statt. Hierfür stand die Entwicklungsmaschine Curix 60 des Herstellers AGFA zu Verfügung. Allerdings unterliegt diese täglichen Schwankungen, so dass die Kalibrierung vor jeder Filmmessung wiederholt werden musste. Die ebenfalls auftretenden Schwankungen des Beschleunigers werden in der Regel dadurch berücksichtigt, indem für jede Kalibrierung die Dosis neu gemessen wird. Darauf wurde hier verzichtet, da nur auf den Zentralstrahl normierte Querprofile benötigt wurden.

Im Anschluss an die Filmentwicklung wurden die Filme mit einem Scanner (Microtek Scanmaker 8700) in Transmission (16 Bit Graustufen, Auflösung: 100 dpi) eingescannt, als TIFF-Format abgespeichert und in Matlab² (7.0.1) eingelesen. Durch das Digitalisieren wird jeder Schwärzung ein Scanwert von 0 bis 2^{16} zugeordnet. Allerdings muss der Filmschleier mitberücksichtigt werden. Er definiert den kleinstmöglichen Scanwert und wird durch einen Leerfilm ermittelt, der ebenfalls den Entwicklungsprozess durchläuft und derselben Filmcharge entstammt. Zu dem war es notwendig die Staubpartikel und Kratzer auf den Filmen durch ein Median-Filtern zu entfernen. Schließlich wurden für alle 8 Elektronenfelder der mittlere Scanwert aus einem definierten Schwärzungsbereich ermittelt. Da die Dosis für den erzeugten Schwärzungsbereich bekannt ist, existiert eine Zuordnung zwischen Scanwert und Dosis, mit der die Kalibrierung abgeschlossen ist.

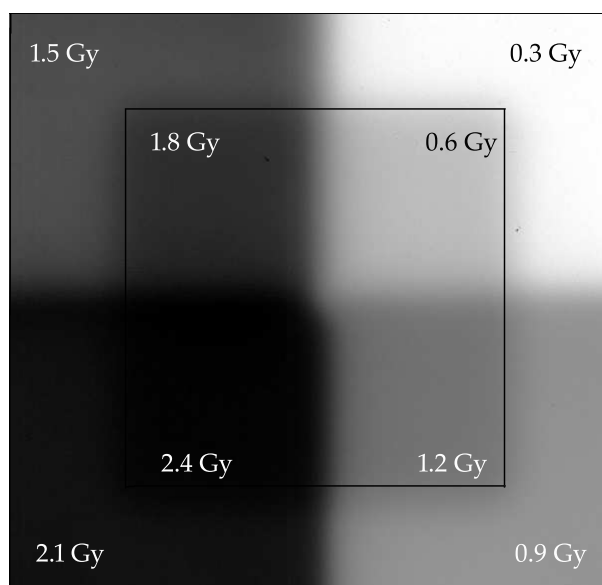


Abbildung A.2.: Stufen-Kalibrierfilm für 12 MeV

Der Ein-Feld-Kalibrierung steht die weniger aufwendige Stufen-Kalibrierung als Alternative gegenüber. Bei der Stufen-Kalibrierung kann mit nur einem Kalibrierfilm in gleicher Weise eine Kalibrierkurve aus 8 verschiedenen Schwärzungen erzeugt werden. Diese ergeben sich aus vier im Quadrat angeordneten Elektronenfeldern und einem in der Mitte des Quadrats aufgesetzten 5. Elektronenfeld. Durch die Überlagerung der Schwärzung des 5. Feldes mit den anderen 4 Feldern ergeben sich 8 stufenförmige Schwärzungsbereiche. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung A.2 ein solcher Kalibrierfilm dargestellt.

²Matlab ist ein Auswertesystem und kann für Bildverarbeitungen, Visualisierungen, Datenanalysen, Matrix-Operationen, etc. verwendet werden.

In Abbildung A.3 sind die Kurven der zwei Kalibriermethoden für 12 MeV-Elektronen gezeigt. Der angegebene Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung vom Mittelwert der Scanwerte. Zwischen der Stufen- und der Ein-Feld-Kalibrierung bestehen systematische Abweichungen. Die maximale Abweichung tritt bei der Schwärzung für 0.6 Gy auf, die durch Addition zweier Felder mit einer Dosis von je 0.3 Gy erzeugt wurde (s. Abb. A.2). Der zugeordnete Scanwert der überlagerten Schwärzung ist dabei 5 % kleiner (größere Schwärzungsdichte) als der für die nicht überlagerte Schwärzung. Für die anderen Scanwerte beträgt die Abweichung weniger als 2 % (s. Abb. A.3).

Alle nachfolgenden Filmkalibrierungen wurden aus praktischen Gründen nach der Stufen-Kalibrierung durchgeführt und die bei dieser Methode auftretende systematische Abweichung wurde durch eine Korrektur berücksichtigt.

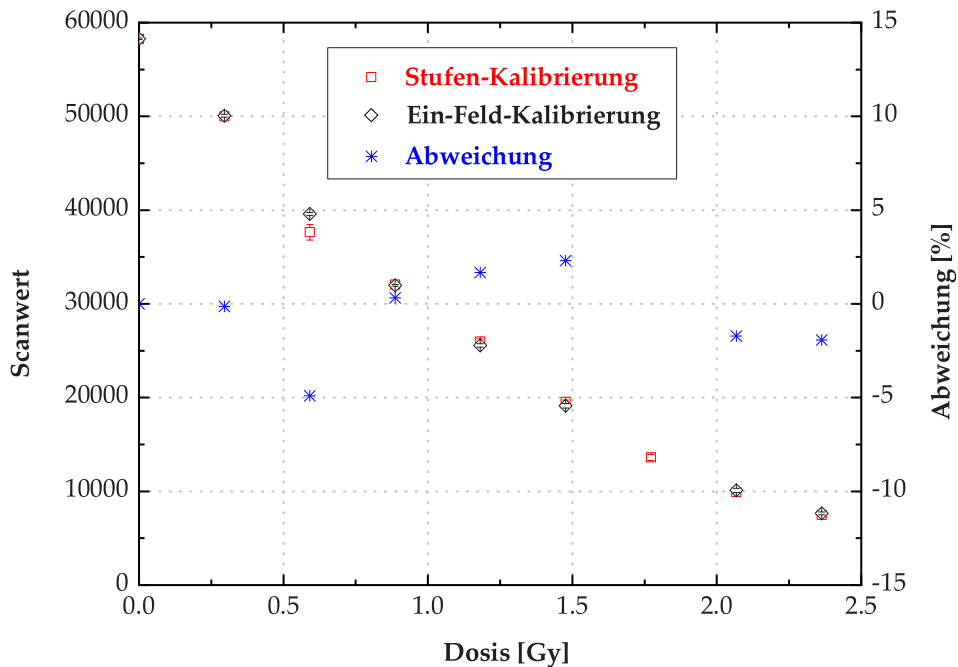


Abbildung A.3.: Kalibrierkurven der zwei Kalibriermethoden für 12 MeV, welche am selben Tag aufgenommen wurden.

AUSWERTUNG

Das verwendete Auswerteverfahren soll anhand der durchgeführten Anschlussmessung beschrieben werden. Es wurde das Querprofil einer Filmmessung mit dem Querprofil einer Wasserphantommessung verglichen. Letztere Methode stellt das Standardverfahren dar, so dass Aussagen über die Güte des verwendeten Kalibrier- und Auswerteverfahrens getroffen werden konnten.

Die Messfilme durchlaufen zunächst die gleiche Prozedur (Zuschneiden, Positionieren, Entwickeln und Digitalisieren) wie die Kalibrierfilme. Allerdings wird für die Messfilme nicht wie bei der Kalibrierung das Plattenphantom, sondern der Easy Cube verwendet. Dieser ist zu allen Seiten vollständig lichtundurchlässig und somit praktischer in der Handhabung mit EDR2-Filmen. Zur Kalibrierung musste wegen der aneinander gesetzten $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Felder auf das Plattenphantom (Kantenlänge 30 cm) ausgewichen werden, da der Easy Cube (Kantenlänge 18 cm) hierfür in seinen Abmessungen zu klein ist. Um die Kalibrierung im Plattenphantom durchführen zu können, war allerdings stets eine lichtundurchlässige Isolierung an den Plattenrändern notwendig.

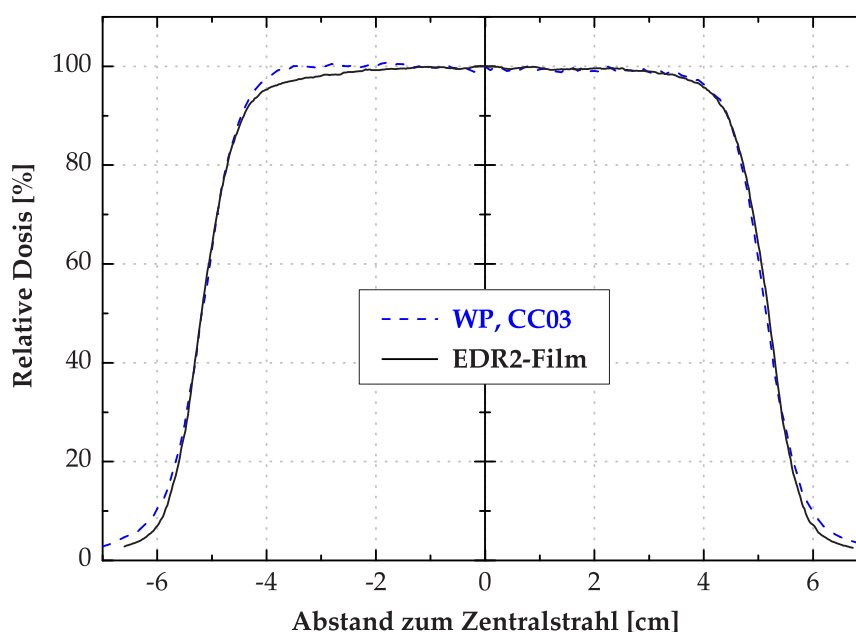


Abbildung A.4.: Ergebnis der Anschlussmessung zur Überprüfung des verwendeten Kalibrier- und Auswerteverfahrens. Dargestellt sind die $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Querprofile für 12 MeV in 2.4 cm Tiefe, die zum einen im Wasserphantom mit der CC03 (Standardverfahren) und zum anderen im Festkörper mit einem EDR2-Film aufgenommen wurden.

Für die Anschlussmessung wurde ein Film (Messtiefe: 2.4 cm) mit einem $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ Elektronenfeld (12 MeV) bestrahlt. Nach dem Digitalisieren werden die Scanwerte mit Matlab in Dosiswerte umgerechnet, wobei zwischen den 8 Kalibrierwerten linear interpoliert wurde. Aus der so entstandenen Dosisverteilung wurde ein Querprofil entlang der Feldmittellinie erzeugt und in

Origin³ ausgewertet. Zur Auswertung eines Querprofils gehören die Bestimmung der Feldmitte, die Umrechnung von dpi in cm sowie die Normierung auf den Mittelpunkt des Querprofils. Das Ergebnis dieser Anschlussmessung wird in der Abbildung A.4 gezeigt.

Das Querprofil der Filmmessung zeigt sich in guter Übereinstimmung mit dem in gleicher Messtiefe aufgenommenen Querprofil der Wasserphantommessung. Im Niedrigdosisbereich, so etwa unterhalb 20 % der relativen Dosis, weichen die Querprofile voneinander ab. Eine der Ursache könnte die für den Niedrigdosisbereich zu "grobe" Kalibrierung sein.

³Origin ist eine Software zur Datenanalyse und -visualisierung, welche in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich zur graphischen Darstellung der Messungen verwendet wurde.

B

EINBINDEN DES eMLCs IN DAS BESTRAHLUNGSPANUNGSYSTEM

Für das Anwendungsbeispiel in Abschnitt 4.3 wurden die Basisdaten des eMLCs in das Bestrahlungsplanungssystem XiO (Version: 4.2) der Firma CMS eingebunden. Die Durchführung der Implementierung soll nun in diesem Abschnitt erläutert werden.

Basisdaten lassen sich in eine gerätetechnische und dosimetrische Komponente unterteilen. Die zuletzt genannte wird anhand eines vom Hersteller aufgestellten Messplans ermittelt, der sich für das verwendete Bestrahlungsplanungssystem wie folgt zusammensetzt:

- Tiefen-Dosiskurven für SSD 100 und 110 cm
- Dosisquerprofile in R_{100} , R_{90} , R_{80} , R_{50} und R_{20}
- Absolutdosis für SSD 100 und 110 cm im Dosismaximum nach [12]

für alle Elektronenenergien und Tubusfeldgrößen¹.

Um den Messaufwand beim eMLC84 und eMLC72 zu reduzieren, wurden die dosimetrischen Basisdaten nur für eine Elektronenenergie (12 MeV) und eine Feldgröße (15 cm × 15 cm) aufgenommen. Die Wahl der Energie und der Feldgröße wird durch den häufigen Einsatz der beiden Parameter begründet.

¹Die Bestimmung des virtuellen Quellenpunkts (effektiver SSD) ist zwar mit aufgelistet, geht aber erst bei der Version 4.3 mit in die Dosisberechnung ein.

Als Vorblenden-Feldgröße wurde für den eMLC72 und den eMLC84 die des $15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ Tubus gewählt.

Die Implementierung der Basisdaten wurde in drei Schritten durchgeführt:

- Zu Beginn der Implementierung wurde eine neue "Maschine" definiert, für die die gerätetechnischen Basisdaten angegeben werden müssen. Darunter versteht man die Angabe der Kenngrößen der jeweiligen Elektronenenergie und Tubusfeldgröße (s. Tab. 4.2). Für das Bestrahlungsplanungssystem ist der eMLC sozusagen ein Tubus mit einer fixen Feldgröße von $15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ und individuelle Elektronenfelder werden durch Messingabsorber erzeugt.
- Für jede angelegte Maschine werden die Tiefendosis- und Dosisquerprofile über eine Schnittstelle in das Bestrahlungsplanungssystem eingelesen.
- Schließlich müssen die Modellparameter des Berechnungsalgorithmus für jede Maschine angepasst werden. Es handelt sich hierbei um ein Pencil Beam oder auch Nadelstrahl-Algorithmus nach Hogstrom (1981). Dieser Algorithmus unterteilt ein beliebig geformtes Elektronenfeld in viele kleine Nadelstrahlen und addiert zur Dosisberechnung in einem Punkt die Beiträge aller Nadelstrahlen bezüglich dieses Punktes auf. Die den Nadelstrahl betreffenden Modellparameter (Nadelstrahldurchmesser, Fluenzverteilung, Formveränderung beim Übergang von Luft zu Wasser) sind Messungen nur schwer zugänglich. Sie werden daher nachträglich an die dosimetrischen Basisdaten angepasst, so dass insbesondere die Feldränder der Querprofile richtig berechnet werden.

Zur Verifikation der Implementierung wurden die gemessenen Basisdaten am Bestrahlungsplanungssystem "nachgeplant". Hierbei ist speziell die Reproduzierbarkeit der Dosisquerprofile vom Interesse, da die berechneten und gemessenen Tiefendosiskurven in der Regel gut übereinstimmen.

Die Verifikationen der Querprofile in R_{100} , R_{80} und R_{20} für den eMLC84 und den eMLC72 sind in Abbildung B.1 und B.2 dargestellt. Die geplanten (XiO) und gemessenen (WP) Querprofile stimmen soweit gut überein. Zu beanstanden wäre, dass die Feldgrößen der geplanten Querprofile in R_{100} beim eMLC84 sowie in R_{100} und R_{80} beim eMLC72 gegenüber den gemessenen Querprofilen um bis zu 2 mm kleiner sind. Vermutlich ist diese Differenz auf den vom Bestrahlungsplanungssystem noch nicht berücksichtigten virtuellen Quellenpunkt zurückzuführen (s. S. 23), da die Abweichungen der dosimetrischen Feldgrößen von den geometrischen Feldgrößen für die eMLC-Querprofile in Abbildung 4.7 in der gleichen Größenordnung liegen (s. Tab. 4.7).

Die gemessenen und berechneten Querprofile in R_{20} weisen am Feldrandabfall Abweichungen auf. Durch Variieren der Modellparameter hätte man auf Kosten der Übereinstimmung in R_{100} und R_{80} den Feldrandabfall in R_{20} angleichen können. Da hinsichtlich des Anwendungsbeispiels speziell die Querprofile in R_{100} und R_{80} von Bedeutung sind, wurde darauf verzichtet.

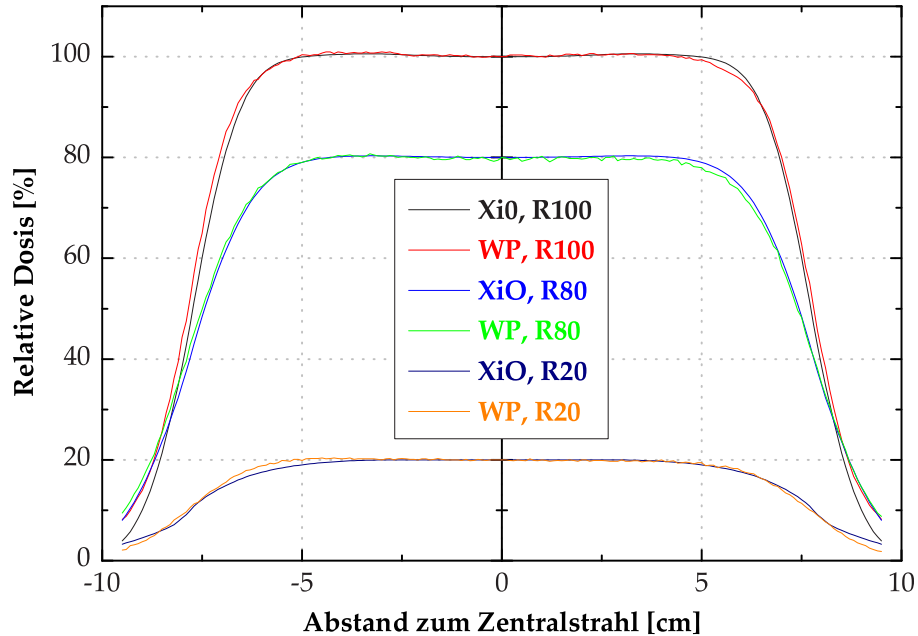


Abbildung B.1.: Verifikation der Querprofile in R_{100} , R_{80} und R_{20} für den eMLC84.

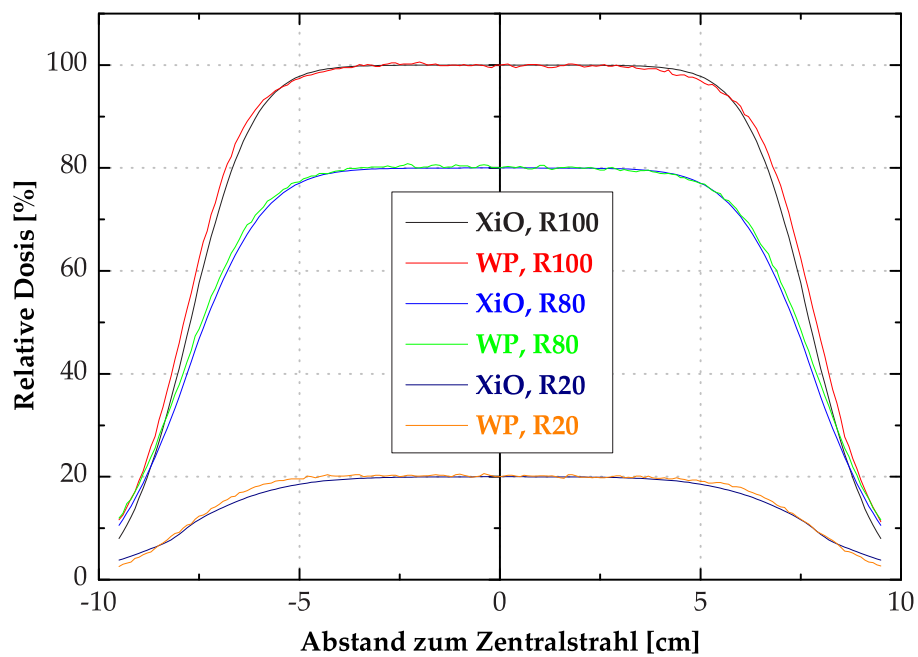


Abbildung B.2.: Verifikation der Querprofile in R_{100} , R_{80} und R_{20} für den eMLC72.

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

μ MLC Micro-Multi-Leaf Collimator: Mikro-Photonen-Lamellenkollimator

eMLC Electron Multi-Leaf Collimator: Elektronen-Lamellenkollimator

FLEC Few-Leaf Electron Collimator: Elektronen-Blendenkollimator

IMRT Intensity-Modulated Radiation Therapy: Strahlentherapie mit fluenzmodulierten Photonensefeldern

MET Modulated Electron Therapy: Strahlentherapie mit fluenz- und energiemodulierten Elektronensefeldern

MLC Multi-Leaf Collimator: Photonen-Lamellenkollimator

OAR Organs At Risk: Risikoorgane

PTV Planning Target Volume: Planungs-Zielvolumen

SCD Source-to-Collimator Distance: Quellen-Kollimator-Abstand

SSD Source-to-Surface Distance: Quellen-Oberflächen-Abstand

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Olofsson L. *Energy and intensity modulated radiation therapy with electrons*. Ph.D. thesis, Umeå University (2005). ISBN 91-7305-839-4.
- [2] Al-Yahya K, Schwartz M, Shenouda G, Verhaegen F, Freeman C und Seuntjens J. “Energy modulated electron therapy using a few leaf electron collimator in combination with IMRT and 3D-CRT: Monte Carlo-based planning and dosimetric evaluation”. *Med. Phys.* **32** (2005), 2976–2986.
- [3] Lee M C, Jiang S B und Ma C M. “Monte Carlo and experimental investigations of multileaf collimated electron beams for modulated electron radiation therapy”. *Med. Phys.* **27** (2000), 2708–2718.
- [4] Ravindran B P, Singh I R R, Brindha S und Sathyan S. “Manual multi-leaf collimator for electron beam shaping—a feasibility study”. *Phys. Med. Biol.* **47** (2002), 4389–4396.
- [5] Leavitt D D, Stewart J R, Moeller J H, Lee W L und Takach G H. “Electron arc therapy: design, implementation and evaluation of a dynamic multi-vane collimator system”. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **17** (1989), 1089–1094.
- [6] Hogstrom K R, Boyd R A, Antolak J A, Svatos M, Faddegon B A und Rosenman J G. “Dosimetry of a prototype retractable eMLC for fixed-beam electron therapy”. *Med. Phys.* **31** (2004), 443–462.
- [7] Al-Yahya K, Hristov D, Verhaegen F und Seuntjens J. “Monte Carlo based modulated electron beam treatment planning using a few-leaf electron collimator—feasibility study”. *Phys. Med. Biol.* **50** (2005), 847–857.
- [8] ICRU 37: *Stopping powers for electrons and positrons*. International Commission on Radiation Units and Measurements ICRU, Bethesda (1984).
- [9] ICRU 35: *Radiation dosimetry: Electron beams with energies between 1 and 50 MeV*. International Commission on Radiation Units and Measurements ICRU, Bethesda (1984).

-
- [10] Jaeger R G und Hübner W. *Dosimetrie und Strahlenschutz*. Georg Thieme Verlag, Stuttgart (1974).
- [11] Klevenhagen S C. *Physics of Electron Beam Therapy*. Adam Hilger Ltd, Bristol (1985).
- [12] DIN 6800-2: *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung – Teil 2: Ionisationsdosimetrie*. Deutsche Industrie Norm, Berlin (1997).
- [13] TRS 381: *The Use of Plane Parallel Ionization Chambers in High Energy Electron and Photon Beams - An International Code of Practice for Dosimetry*. International Atomic Energy Agency IAEA, Vienna (1995).
- [14] Harder D, Großwendt B, Roos M, Christ G und Bödi R. “Ermittlung des relativen Massenbremsvermögens für die Elektronenstrahlung klinischer Beschleuniger nach dem Ersatz-Anfangsenergie-Verfahren”. *Z. Med. Phys.* **1** (1989), 311–316.
- [15] Christ G, Bödi R, Bauer M und Harder D. “Ein Interpolationsverfahren zur Bestimmung der Ersatzanfangsenergie und der k'_E -Werte nach dem Harder-Verfahren”. *Z. Med. Phys.* **1** (1989), 305–310.
- [16] Christ G, Dohm O S, Bruggmoser G und Schüle E. “The use of plane-parallel chambers in electron dosimetry without any cross-calibration”. *Phys. Med. Biol.* **47** (2002), N121–N126.
- [17] DIN 6809-1: *Klinische Dosimetrie; Therapeutische Anwendung gebündelter Röntgen-, Gamma- und Elektronenstrahlung*. Deutsche Industrie Norm, Berlin (1976).
- [18] DIN 6847-4: *Medizinische Elektronen-Linearbeschleuniger-Anlagen-Teil 4 Apperative Qualitätsmerkmale*. Deutsche Industrie Norm, Berlin (1989).
- [19] Christ G. “Untersuchungen zum Einfluß der Blendeneinstellung auf verschiedene Strahlparameter bei Elektronenstrahlung”. *Z. Med. Phys.* **6** (1996), 30–34.
- [20] ICRU 50: *Prescribing, Recording, and Reporting Photon Beam Therapy*. International Commission on Radiation Units and Measurements ICRU, Bethesda (1993).
- [21] R7 Leitlinien in der Radioonkologie: *Radiotherapie des Mammakarzinoms*. Kommission “Qualitätssicherung in der Radioonkologie” (1999).
- [22] Childress N L und Rosen I I. “Effect of processing time delay on the dose response of Kodak EDR2 film”. *Med. Phys.* **31** (2004), 2284–2288.

DANKSAGUNG

Mein Dank gilt in erster Linie Herrn Prof. Dr. R. Schmidt, dessen konkrete und spannende Fragestellung mir viel Handlungsspielraum bot, eigene Vorstellungen zu verwirklichen. Zudem möchte ich mich für seine Unterstützung und die vielen anregenden Gespräche bedanken.

Bei Herrn Prof. Dr. W. Scobel bedanke ich mich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens sowie für die aufschlußreichen Hinweise beim Zusammenschreiben dieser Arbeit.

Der Arbeitsgruppe gilt mein besonderer Dank für die gute Zusammenarbeit, die messtechnische Unterstützung und die vielseitige Hilfe bei der Filmdosimetrie sowie bei der Bestrahlungsplanung.

Für die Anfertigung des eMLC-Prototyps bin ich dem Werkstattmeister Herrn Schoch sehr dankbar. Seine Hilfe hat maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn R. Harmansa von der Firma 3D Line möchte ich für die hervorragende Kooperation danken. Der rege Austausch an guten Ideen und wichtigen Hinweisen haben die Entwicklung des eMLCs entscheidend vorangebracht.

ERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben. Alle Textstellen, Abbildungen und Tabellen, die aus Veröffentlichungen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Des Weiteren erkläre ich mich einverstanden, diese Arbeit der Bibliothek zu Verfügung zu stellen und der Einsicht Dritter freizugeben.

Tobias Gauer

Hamburg, den 30.11.2005