Erhöhung der Genauigkeit bei der Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums klinischer Linearbeschleuniger

Dissertation

Der Fakultät für Informatik und Automatisierung
der Technischen Universität Ilmenau
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
vorgelegt von

Dipl.-Ing. Marcel Scheithauer

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 08.06.2005

1. Gutachter: apl. Prof. Dr.-Ing. habil. A. Keller
2. Gutachter: Prof. em. Dr. habil. D. Harder
3. Gutachter: Prof. Dr. med. habil. T. G. Wendt

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2005000058

Zusammenfassung

Scheithauer M.: Erhöhung der Genauigkeit bei der Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums klinischer Linearbeschleuniger. Dissertation, Ilmenau (2004)

Aufgabe dieser Arbeit ist die Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums eines klinischen Linearbeschleunigers aus der gemessenen Transmissionsfunktion mit dem Ziel, die Genauigkeit dieser Methode zu erhöhen. Analysiert wurden die Erzeugung und Beeinflussung der Bremsstrahlung sowie verschiedene Methoden zur Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums. Die in der klinischen Routine durchführbare Methode ist die Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums aus einfach messbaren Daten. Kern der Rekonstruktion ist die analytische inverse Laplacetransformation einer an die gemessene Transmissionskurve angepassten Parameterfunktion. Die bekannten Anpassungsfunktionen lieferten erhebliche Anpassungsfehler, so dass die Genauigkeit des Bremsstrahlungsspektrums beeinträchtigt wurde. Um die Anpassungsfehler zu minimieren, wurde zur Wiedergabe der Transmissionskurve ein neuer Funktionstyp, eine Linearkombination von n Gleichungen mit 2n-1 freien Parametern, verwendet. Die neue Kurvenanpassung zeigt eine hohe Flexibilität und geringe Anpassungsfehler.

Bei der Messung der Transmissionsfunktion muss das energieabhängige Detektoransprechvermögen berücksichtigt werden. Analysiert wurden die zugrundeliegenden physikalischen Zusammenhänge, so dass es möglich war, eine Korrektionsfunktion für das energieabhängige Detektoransprechvermögen aufzustellen, deren Faktoren experimentell bestimmt wurden oder aus Tabellenwerten berechnet werden konnten.

Mit der verbesserten Methode konnte die Energieverteilung der Photonen für unterschiedliche klinisch relevante Bestrahlungssituationen ermittelt werden. Bremsstrahlungsspektren in unterschiedlichen radialen Abständen des Mittelpunktes zum Zentralstrahl, bei verschiedenen Feldgrößen und beim Einsatz von fluenzmodifizierenden Elementen wurden bestimmt.

Entwickelt wurde ein Messaufbau zur Trennung der Photonenkontamination von primärer Elektronenstrahlung. Dadurch war es möglich, die spektrale Verteilung der Kontaminationsphotonen zu bestimmen.

Abstract

Scheithauer M.: Improvement of the accuracy of determining the bremsstrahlung spectra of clinical linear accelerators. Dissertation, Ilmenau (2004)

The present study focuses on the reconstruction of the bremsstrahlung spectra of a clinical linear accelerator from the measured transmission curve with the aim of improving the accuracy of this method. The generation and interaction of bremsstrahlung as well as several methods of determining its spectra has been analysed. The reconstruction of the spectra from simply measured data is possible in clinical routine. The essence of the method is the analytic inverse Laplace transformation of a parameter function fitted to the measured transmission curve. It was tested with known fitting functions, however, they resulted in considerable fitting inaccuracy, leading to inaccuracy of the bremsstrahlung spectra. In order to minimise the fitting errors, a linear combination of n equations with 2n-1 parameters was employed. As a result, the fitting errors are considerably smaller with the new flexible function.

The measurement of the transmission function requires that the energy-dependent detector response is taken into account. In this thesis the underlying physical context was analysed resulting in the development of a correction function for the energy-dependent detector response. The factors of this function were experimentally determined or calculated from tabulated values.

The energy-distribution of photons for several clinically relevant fields was determined with this new method, e.g. spectra of variable field size, fields with radial distance between centre central axis and fields with fluence-modifying elements.

A measuring setup for separating photon-contamination from primary electrons was developed. Thereby it was possible to analyse the spectra of the photon-contamination.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1

2. Problemanalyse 3

2.1. Entstehung und Beeinflussung des Bremsstrahlungsspektrums 3

2.1.1. Beschleunigung, Umlenkung und Energieselektion der Elektronen 3

2.1.2. Bremsstrahlungserzeugung im dünnen Target (Elementarprozess) 5

2.1.3. Winkelverteilung der Elektronen 6

2.1.4. Winkelverteilung der Photonen beim dicken Target 8

2.1.5. Bremsstrahlungsausbeute und mittlere Energie der Photonenstrahlung 10

2.1.6. Beeinflussung der Photonenstrahlung durch das Ausgleichsfilter 17

2.1.7. Beeinflussung der Strahlenqualität durch die Kollimierung 27

2.1.8. Fluenzmodifizierende Elemente des Beschleunigers 29

2.1.9. Weitere Elemente des Strahlerkopfes: Monitorkammer, Spiegel, Retikel 31

2.1.10. Zusammenfassung: Entstehung und Beeinflussung des Photonenspektrums 32

2.2. Methoden zur Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums 33

2.2.1. Direkte Messung des Spektrums 33

2.2.2. Kernphotoaktivierung 35

2.2.3. Monte-Carlo-Rechnungen 37

2.2.4. Rekonstruktion des Spektrums aus einfach messbaren Daten 38

2.2.5. Methodenauswahl, Motivation 46

2.3. Photonenkontamination der Elektronenstrahlung 47

3. Präzisierung der Aufgabenstellung 50

4. Methodik zur Verbesserung der Genauigkeit des rekonstruierten Spektrums 51

4.1. Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums durch inverse Laplacetransformation der gemessenen Transmissionsfunktion 51

4.2. Optimierung der Kurvenanpassung und Laplace-Rücktransformation 55

4.2.1. Analyse der Funktionstypen mit konstanter Parameteranzahl 55

4.2.2. Anpassungsfehler der Funktionstypen mit konstanter Parameteranzahl 59

4.2.3. Analyse eines Funktionstyps mit unbegrenzter Parameteranzahl 61

4.2.4. Anpassungsfehler des Funktionstyps mit unbegrenzter Parameteranzahl 65

4.2.5. Vergleich der nach Typ A, B und C rekonstruierten Spektren 66

4.3. Korrektion des energieabhängigen Detektoransprechvermögen 69

4.3.1. Teilkorrektionsfaktor für die Schwächung im Miniphantom 69

4.3.2. Teilkorrektionsfaktor für den Transport der Elektronen im Miniphantom 69

4.3.3. Korrektion für die von der Kammerkalibrierung abweichenden Bedingungen 75

4.3.4. Korrektionsfunktion R(E) und Vergleich der Bremsstrahlungsspektren 75

4.4. Mittlere Photonenenergie des Bremsstrahlungsspektrums 77

4.5. Effektive Energie und 1. Moment der Photonenfluenzverteilung 78

4.6. Zusammenfassung der verbesserten Methode 82

5. Anwendungen der verbesserten Methode 85

5.1. Bremsstrahlungsspektren in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentralstrahl 85

5.1.1. Grundlagen 85

5.1.2. Messung der Transmissionskurven außerhalb des Zentralstrahls 86

5.1.3. Bremsstrahlungsspektren im radialen Abstand 88

5.1.4. Auswirkungen auf Dosisquerprofile in unterschiedlichen Wassertiefen 91

5.2. Energieverteilung der Photonen in Abhängigkeit von der Feldgröße 93

5.2.1. Grundlagen 93

5.2.2. Primäres Spektrum der Photonen bei unterschiedlicher Blendenöffnung 94

5.2.3. Einfluss des sich radial ändernden Spektrums 94

5.2.4. Bremsstrahlungsspektrum im Phantom und im Patienten 95
5.2.5. Zusammenfassung: Feldgrößenabhängigkeit des Bremsstrahlungsspektrums 96

5.3. Einfluss fluenzmodifizierender Elemente auf das Photonenspektrum 97
5.3.1. Keilfilter und Kompensatoren 97
5.3.2. Transmissionsfunktionen beim Einsatz von Keilen und Kompensatoren 98
5.3.3. Bremsstrahlungsspektren beim Einsatz von Keilen und Kompensatoren 99

5.4. Spektrum der Photonenkontamination von Elektronenstrahlung 102
5.4.1. Separierung der Photonenkontaminationsstrahlung und Elektronenstrahlung 103
5.4.2. Transmissionskurven und Spektren der Photonenkontamination 110
5.4.3. Dosisanteil der Photonenkontaminationsstrahlung an der Gesamtdosis 113
5.4.4. Auswirkung der Photonenkontamination auf den Korrektionsfaktor k'_E 116

6. Zusammenfassung 120

7. Literaturverzeichnis 126

8. Anhang: Zahlenwerte 135

Thesen 138

Danksagung 139

Erklärung zur Selbständigkeit 140

Lebenslauf 141

1. Einleitung

Die exakte Kenntnis des Bremsstrahlungsspektrums eines klinischen Linearbeschleunigers ist für viele Bereiche der medizinischen Strahlenphysik von großem Nutzen [15, 31, 32, 39, 40]. Das Spektrum liefert wichtige Aussagen für die Optimierung des Designs der Elemente des Beschleunigers [54], dient zur exakten Charakterisierung der Strahlenqualität unter strahlenbiologischen Gesichtspunkten und hat für eine genaue Dosimetrie und Bestrahlungsplanung Bedeutung. Mit Hilfe des Spektrums der Bremsstrahlung lassen sich die energieabhängigen Korrektionsfaktoren für die Sondenmethode exakt bestimmen, mit denen aus dem Anzeigewert eines Detektors die Energiedosis berechnet werden kann [22].

Da die kritischen Dosiswerte für die Tumorvernichtung und die Schädigung des physiologischen Gewebes eng beieinander liegen, ist die exakte Applizierung der verschriebenen Dosis Voraussetzung für eine erfolgreiche Strahlenbehandlung. Mit dieser Motivation werden neue, genauere Dosisberechnungsmodelle entwickelt. Besonders die Monte-Carlo-Rechnung, mit der auch schwierige Feldkonfigurationen wie z. B. intensitätsmodulierte Felder berechnet werden können, hält verstärkt Einzug in die Bestrahlungsplanung. Sie verlangt als Eingangsgröße die Energieverteilung der Strahlung, d.h. möglichst ein ortsaufgelöstes Bremsstrahlungsspektrum [11, 28, 29, 37].

Die Bremsstrahlung eines Linearbeschleunigers entsteht durch Abbremsung beschleunigter Elektronen. Die Eigenschaften der erzeugten Bremsstrahlung sind von einer Vielzahl von Faktoren abhängig. Als Beispiele dafür sind die spektrale Fluenzverteilung der Elektronen, die Dicke und das Material des Targets und der Aufbau des Ausgleichsfilters und weiterer durchstrahlter Elemente. In der vorliegenden Arbeit sollen die Veränderungen, welche die Energieverteilung der Photonen auf dem Weg vom Target zum Patienten erfährt, durch eigene Experimente und Berechnungen untersucht werden.

Primäre Elektronenstrahlung ist mit Photonen kontaminiert, die in den Elementen des Strahlerkopfes und im Phantom oder Patienten entstehen. Das Spektrum der Kontaminationsphotonen ist von dosimetrischem Interesse, weil diese zur Dosis im elektronenbestrahlten Material beitragen und deshalb bei der Dosisermittlung berücksichtigt werden müssen [27]. Auch dieses Spektrum ist Untersuchungsgegenstand der vorliegenden Arbeit.

Das Bremsstrahlungsspektrum therapeutischer Strahlung kann nur mit erheblichem Aufwand ermittelt werden. Aus der Kernphysik sind verschiedene Methoden zur Spektrengewinnung bekannt, die unter klinischen Bedingungen jedoch nur bedingt anwendbar sind. Ein Ziel der Arbeit soll es sein, die unterschiedlichen Methoden zu analysieren und zu vergleichen. Neben der Fehleranfälligkeit ist auch die klinische Durchführbarkeit ein Kriterium für die Methodenauswahl. Im Ergebnis dieser Betrachtungen wird ein für den klinischen Anwender optimales Verfahren, die Spektrenrekonstruktion aus der Transmissionskurve, ausgewählt. Seine Genauigkeit soll durch verbesserte Verarbeitung der Messwerte (Kurvenanpassung) und Beachtung der energieabhängigen Korrektionsfunktionen erhöht werden.

Durch das gemessene Bremsstrahlungsspektrum lassen sich Einflüsse auf die Strahlenqualität durch Veränderung der Feldgröße, Einbringung von fluenzmodifizierenden Elementen in den Strahlengang oder asymmetrische Verschiebung des Strahlenfeldes bezüglich des Zentralstrahls quantifizieren.

Im Rahmen neuer Bestrahlungstechniken wie der intensitätsmodulierten Strahlentherapie erlangen Energieverteilungen der Bremsstrahlung in kleinen Photonenfeldern sowie in Feldern, die ihren Flächenschwerpunkt nicht im Zentralstrahl haben, und in Feldern mit intensitätsmodulierenden Elementen wie z. B. Keilfiltern besonderes Interesse. Mit Hilfe der verbesserten Methode sollen für diese Feldkonfigurationen Bremsstrahlungsspektren rekonstruiert und mit konventionellen Feldern verglichen werden.

Bei der Untersuchung der Photonenkontamination von Elektronenstrahlung soll das Problem der praktischen Trennung beider Strahlungsbestandteile, ohne Veränderung der energetischen Eigenschaften der Kontaminationsphotonen, experimentell gelöst werden. Nach Separation der Bremsstrahlung soll deren Spektrum sowie der Dosisanteil der Kontaminationsphotonen an der Gesamtdosis ermittelt werden. Daraus lassen sich Aussagen zur Veränderung des Korrektionsfaktoren für Elektronendosimetrie durch die vorhandene Photonenkontamination ableiten.

2. Problemanalyse

2.1. Entstehung und Beeinflussung des Bremsstrahlungsspektrums

Durch den Beschuss eines Targets mit beschleunigten Elektronen entsteht durch Abbremsung die Photonenstrahlung eines Linearbeschleunigers. Das Energiespektrum dieser Strahlung sowie deren örtliche Intensitätsverteilung wird entscheidend durch die Elemente des Strahlerkopfes beeinflusst. Im Abschnitt 2.1. werden die wichtigen Einflüsse dieser Elemente auf die Strahlenqualität der Bremsstrahlung analysiert.

2.1.1. Beschleunigung, Umlenkung und Energieselektion der Elektronen [36, 51, 84]

Die zur Beschleunigung benötigten Elektronen werden meist in einer thermischen Elektronenquelle erzeugt. Durch eine Spannungsdifferenz zwischen 15 kV und 50 kV zwischen Kathode und siebartiger Anode erfolgt eine Extraktion der aus der Kathode thermisch ausgelösten Elektronen in Richtung des Beschleunigungsrohres. Zur Erhöhung der Elektronenausbeute befindet sich zwischen Elektronenquelle und Anode ein auf Kathodenpotential liegender Metallzylinder ("Wehnelt-Zylinder"), der das Elektronenbündel beim Durchgang elektronenoptisch komprimiert. Elektronenquelle, Extraktion (Anode) und Zylinder werden als Elektronenkanone (electron gun) bezeichnet.

Die Beschleunigung der Elektronen kann durch zwei verschiedene Betriebsarten erfolgen - durch das Wanderwellen- oder das Stehwellenprinzip. In der Tab. 1 sind die beiden Prinzipien gegenübergestellt, wobei besonders auf die energetischen Eigenschaften der Elektronen Wert gelegt wurde.

Eigenschaft	**Wanderwellenprinzip**	**Stehwellenprinzip**
Länge Beschleunigungsstrecke	lang (1 m - 2,5 m)	kurz (rund 1 m)
Vergleich der Frequenzabhängigkeit der Leistung	niedriger	höher
Vergleich der Frequenzabhängigkeit von der Energie der Elektronen	niedriger	höher
Vergleich der Feldstärken	niedriger	10^6 - 10^7 V/m, daraus folgt erhöhte Anforderung an das Vakuum
Akzeptierte Energieunschärfe der injizierten Elektronen	**35 %**	**10 %**
Energieunschärfe der beschleunigten Elektronen	**wenige Prozent**	**höhere Energieverschmierung**

Tabelle 1: Vergleich des Wanderwellen- und Stehwellenprinzips

Die meisten Hersteller bieten wegen der kleineren Bauweise Stehwellenbeschleuniger an. Aufgrund des breiteren Energiespektrums der das Beschleunigungsrohr verlassenden Elektronen ist bei diesem Beschleunigertyp unbedingt ein energieanalysierendes und energieselektierendes Umlenksystem nötig, um eine therapeutisch optimale Strahlenqualität sowohl im Elektronen- als auch im Photonenbetrieb zu erzeugen.

Wie in der Abb. 1 illustriert, werden für Elektronenstrahlung energetisch scharf definierte Elektronen in einem Energieband von nur 1 % - 3 % relativer Breite genutzt. Für die Erzeugung der Photonenstrahlung beträgt die Breite des Energiebandes der Elektronen, die auf das Target geleitet werden, bis zu 10 %. Die Intensität des Elektronenbündels bei Photonenstrahlung wird erhöht, um trotz des niedrigen Quantenwirkungsgrades des Targets einen hohen therapeutischen Photonenfluss zu erreichen.

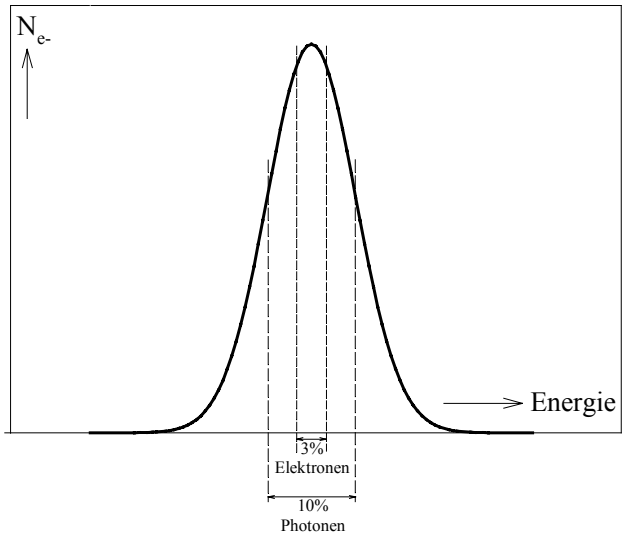


Abbildung 1: Energiebreite des Elektronenstrahlenbündels im Elektronen- und Photonenbetrieb [51]

Moderne Umlenksysteme arbeiten mit inhomogenen Magnetfeldern, die neben der Umlenkung eine Fokussierung des Elektronenstrahls bewirken. Zur Verbesserung der Energie- und Winkelverteilung der Elektronen während der Ablenkung wirkt innerhalb des Umlenksystems eine Blende, der Energiespalt. Elektronen, die eine ungewünschte Flugrichtung haben oder deren Energie nicht innerhalb des gewünschten Energiebandes liegt, und deren Umlenkbahnen daher zu große oder zu kleine Radien aufweisen, werden von den Spaltblenden abgefangen. Durch Variation dieser Blende ist die in Abb. 1 gezeigte Energie- und Fluenzdiskriminierung der Elektronen möglich.

Die Elektronen verlassen das Beschleunigungsrohr durch ein dünnes Elektronenaustrittsfenster aus Stahl oder Titan. Faddegon [26] untersuchte den Einfluss dieser dünnen Materialschicht auf die Energie- und Winkelverteilung der Elektronen und kam zu dem Ergebnis, dass dieser vernachlässigbar gering ist.

Die folgende Beschreibung der Bremsstrahlungserzeugung im Target ist gegliedert nach den Gesichtspunkten: dünnes Target, Winkelverteilung der Photonen beim dicken Target, Photonenspektrum beim dicken Target, Bremsstrahlungsausbeute und mittlere Energie der Photonenstrahlung.

2.1.2. Bremsstrahlungserzeugung im dünnen Target (Elementarprozess) [87]

Nach der Umlenkung treffen die beschleunigten Elektronen auf das Target. Dort findet der mit statistischen Wahrscheinlichkeiten, den Wirkungsquerschnitten, beschreibbare Elementarprozess der Bremsstrahlungsentstehung statt. Das einzelne Elektron tritt mit den Atomkernen des Targetmaterials in elektromagnetische Wechselwirkung. Es wird dabei gestreut, indem es in kurzer Zeit eine starke Radialbeschleunigung erfährt. Nach den Gesetzen der Elektrodynamik wird hierbei ein Bremsstrahlungsquant (Photon) abgestrahlt. Das Elektron setzt seine Bewegung durch das Target mit verminderter Energie und veränderter Richtung fort und wird eventuell an einem anderen Ort erneut gestreut. Die so erzeugte Bremsstrahlung weist ein kontinuierliches Spektrum mit einer Grenzenergie E_{max} gleich der primären Elektronenenergie E_0 auf.

Das Photonenspektrum eines dünnen Targets mit $\Phi(E)dE$ = Photonenanzahl im Intervall E bis E+dE wird nach der Theorie von Heitler [38] bei Elektronenergien von 6 MeV oder 15 MeV in grober Näherung durch die Gerade

$$E \cdot \Phi(E) = const. \cdot (1 - E / E_0) \qquad (1)$$

beschrieben. Unter der Annahme, dass Photonen mit Energien kleiner 0,2 MeV durch Filterung verloren gehen, ergibt sich in erster Näherung eine mittlere Energie:

$$\overline{E} = 0{,}62 \cdot E_0 \qquad (2)$$

Die Bremsstrahlungsausbeute eines dünnen Targets wird durch $\left(dE/dx\right)_{rad}$ der einfallenden Elektronen [43] beschrieben.

Für die innerer Winkelverteilung der Photonen beim Elementarprozess der Bremsstrahlungsentstehung gibt Stearns [91] an, dass für das mittlere Emissionswinkelquadrat der Photonen Θ_p^2 bei hohen Erzeugungsenergien folgende Gleichung gilt:

$$\sqrt{\overline{\Theta_p^2}} \approx \frac{0{,}511 MeV}{E_0} \cdot \ln \frac{E_0}{0{,}511 MeV} \qquad (3)$$

mit: E_0 = Energie der einfallenden Elektronen (E_0 >> 0,511 MeV)

Mit steigender Energie der eingeschossenen Elektronen werden also die Photonen bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert.

Bei einem "dicken" Target kommen allerdings zwei zusätzliche Effekte zum Tragen, vor allem die Streuung der Elektronen vor dem Bremsstrahlungsprozess und die Selbstabsorption der Photonen vor dem Austritt aus dem Target. Wegen der praktischen Bedeutung dicker Targets bei klinischen Beschleunigern sollen Bremsstrahlungsausbeute, spektrale Verteilung und Winkelverteilung der Photonen beim dicken Target betrachtet werden. Diese Eigenschaften hängen im wesentlichen von der Dicke (d_T) und dem Material des Targets sowie der Energie der eingeschossenen Elektronen (E_0) ab.

2.1.3. Winkelverteilung der Elektronen

Die Energieverteilung der in das Target eingeschossenen Elektronen wird, wie bereits im Abschnitt 2.1.1 erläutert, durch den Einsatz von Ablenkspulen optimiert, welche inhomogene Magnetfelder erzeugen. Die Elektronen werden senkrecht zur Targetoberfläche eingeschossen. Die Divergenz, d.h. die Aufspreizung des primären Elektronenstrahls, ist gering und kann vernachlässigt werden.

Die Winkelverteilung der Elektronen nach multiplen Streuereignissen, gekennzeichnet durch die Wurzel aus dem mittleren Streuwinkelquadrat $\sqrt{\overline{\Theta_m^2}}$, hängt im wesentlichen von der Elektronenenergie und von der Targetdicke sowie dessen Material ab. Selbst in dünnen Schichten (ab etwa 1 mg/cm²) wird jedes Elektron an mehreren Atomen um zumeist kleine Winkel gestreut. Die Werte von $\sqrt{\overline{\Theta_m^2}}$ sind für diesen Fall aus ICRU 35 [43] zu entnehmen. Die Targets therapeutischer Linearbeschleuniger sind sehr viel dicker (etwa 2 g/cm²). Ab Schichtdicken, die etwa 1/3 bis 1/2 der Bahnlänge der Elektronen betragen, geht die Vielfachstreuung in den Grenzfall der "vollständigen Diffusion" über. Diese ist dadurch gekennzeichnet, dass sich die Winkelverteilung der Elektronen mit der Tiefe nicht mehr ändert. Die Wurzel des mittleren Streuwinkelquadrat ist nach Roos [78] in diesem Fall näherungsweise energie- und materialunabhängig und beträgt ca. 45°.

Für ein Target aus Gold, wie es im klinischen Linearbeschleuniger Mevatron KD2 eingebaut ist, wurden eigene Monte-Carlo-Berechnungen durchgeführt. Wie die Abb. 2 zeigt, stellt sich für die beiden bei einem Beschleuniger mit den nominellen Beschleunigungs-

spannungen 6 MV und 15 MV verfügbaren Elektronenenergien (5,69 MeV und 12,01 MeV) zur Erzeugung von Photonenstrahlung ab einer Targetdicke von etwa 30 % der Bahnlänge "vollständige Diffusion" der Elektronen ein. Bei der realen Targetdicke von 0,0965 cm kann für beide Energien von weitgehend vollständiger Diffusion gesprochen werden. Bei dieser Targetdicke betragen die berechneten Werte von $\sqrt{\overline{\Theta_m^2}}$ der Elektronen für 5,69 MeV rund 51° und für 12,01 MeV rund 45°. Diese Ergebnisse stimmen gut mit gemessenen Werten, dargestellt von Reich [77], überein, die zusammengefasst folgende Aussagen ergeben:

- Bis zum Erreichen der vollständigen Diffusion steigt das mittlere Streuwinkelquadrat mit steigender Targetdicke und sinkt das mittlere Streuwinkelquadrat mit steigender Energie.
- Bei gleicher Elektronenenergie wird die vollständige Diffusion bei Targets mit höherer Ordnungszahl bei geringerem Verhältnis der Targetdicke zur Elektronenreichweite erreicht als bei Materialien mit niedrigem Z.

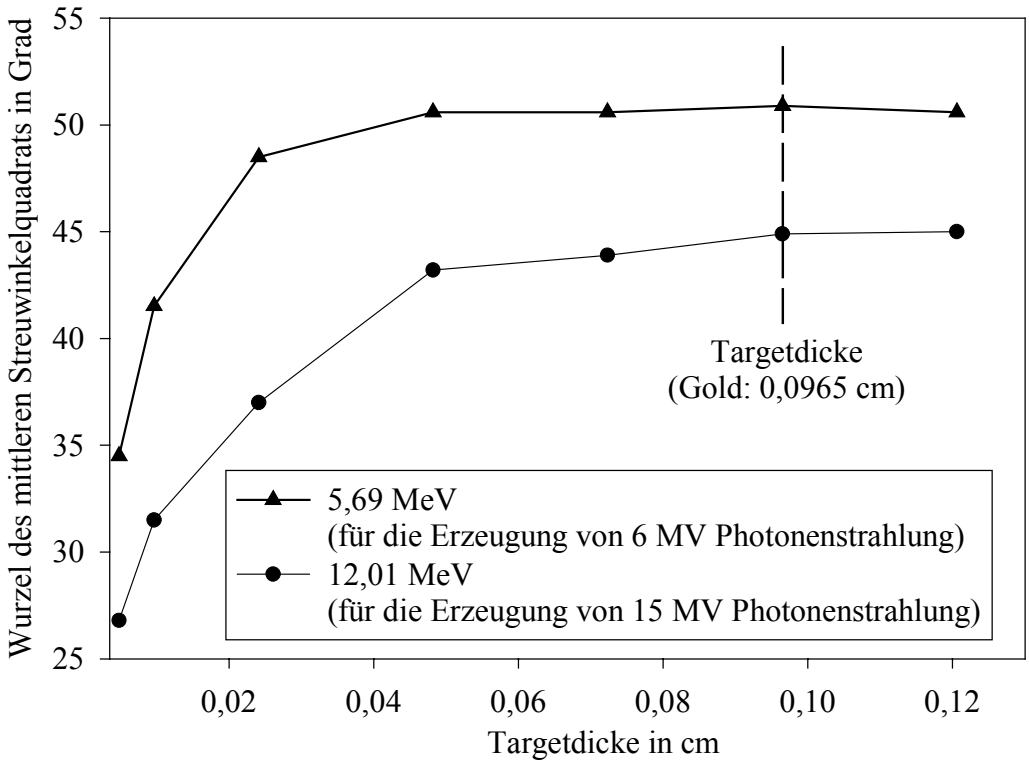


Abbildung 2: Wurzel des mittleren Streuwinkelquadrats (Verteilungsfunktion: Elektronenanzahl) von Elektronenstrahlung (Anfangsenergien 5,69 MeV und 12,01 MeV) in Abhängigkeit von der Targetdicke (eigene Monte-Carlo-Rechnung: Goldtarget des Mevatron KD2)

Gleichzeitig mit der Aufstreuung der Elektronen sinkt mit wachsender Tiefe ihre Anzahl. Als Beispiel zeigt Abb. 3 die Winkelverteilung der Elektronen in verschiedenen Tiefen des Targets. Die Werte basieren auf eigenen Monte-Carlo-Rechnungen. Simuliert wurde das Target des Linearbeschleunigers KD2 bei einer nominellen Photonenenergie von 15 MV. Wie erwartet, ist zu erkennen, dass die Anzahl der Elektronen mit zunehmender Targettiefe abnimmt und die Winkelverteilung breiter wird.

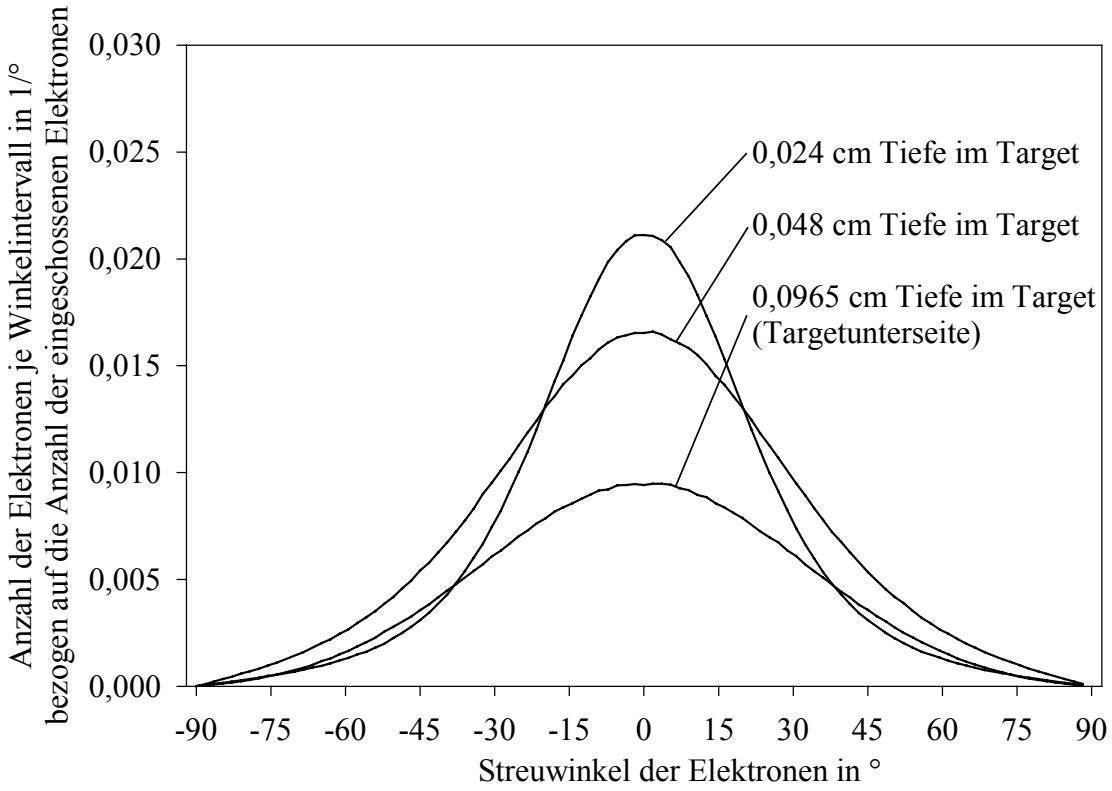


Abbildung 3: Relative Anzahl der Elektronen je Winkelintervall im Target in verschiedenen Tiefen (Monte-Carlo-Rechnung: Goldtarget, 15 MV)

2.1.4. Winkelverteilung der Photonen beim dicken Target

Unter Berücksichtigung der Streuwinkelverteilung der Elektronen vor dem Bremsstrahlungsprozess Θ_m^2 und der Winkelverteilung der emittierten Photonen bei diesem Prozess Θ_p^2 ist die resultierende Winkelverteilung Θ_t^2 das Ergebnis einer Faltung der beiden Winkelverteilungen. Näherungsweise haben Θ_m^2 und Θ_p^2 die Form einer Gaußverteilung, so dass gilt:

$$\Theta_t^2 = \Theta_m^2 + \Theta_p^2 \qquad (4)$$

In Anbetracht der Tendenz von Θ_m^2, sich dem Grenzfall der "vollständigen Diffusion" anzunähern, ist hierbei zu berücksichtigen, dass beim Elementarprozess der Bremsstrahlungserzeugung hohe Elektronenergien stark bevorzugt werden. Für Θ_m^2 kann daher in Gl. (4) ein Wert unterhalb des Grenzwertes für "vollständige Diffusion" eingesetzt werden.

Hinsichtlich der Winkelverteilung aller hinter dem Target anzutreffenden Photonen, ist weiterhin zu berücksichtigen, dass sich

- die in verschiedenen Targetschichten erzeugten Photonen aufsummieren und
- eine Selbstabsorption der Photonen im dicken Target stattfindet.

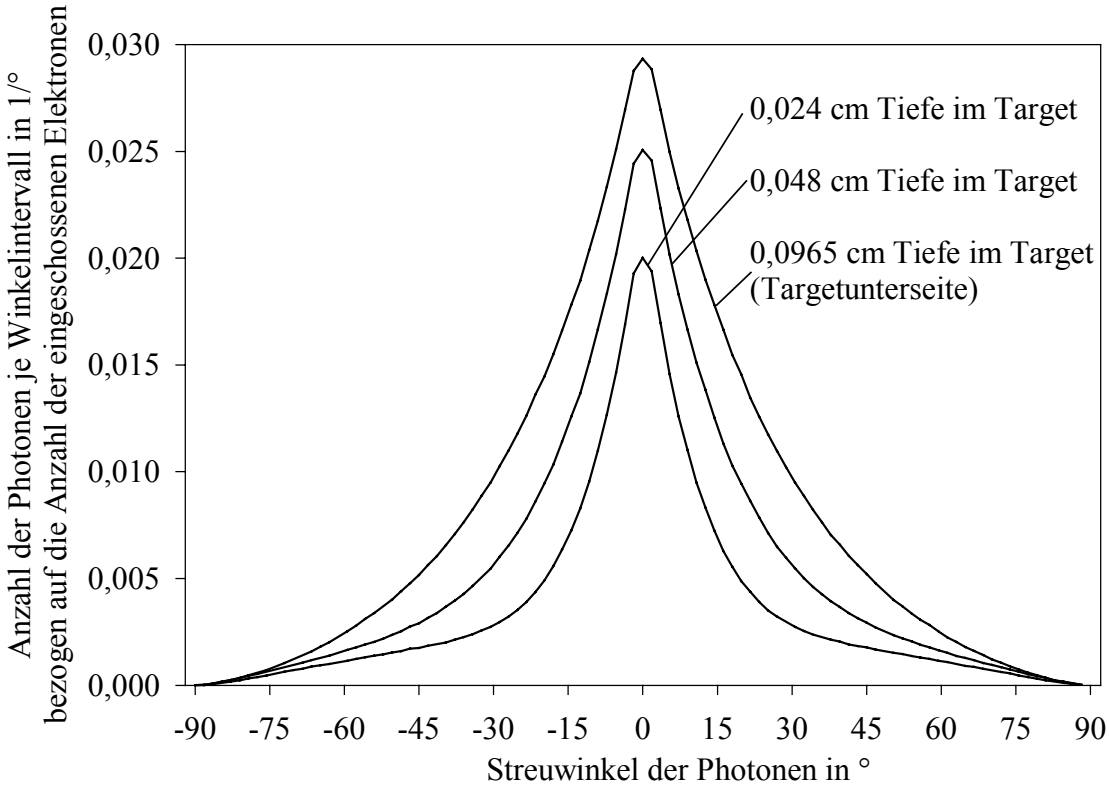


Abbildung 4: Relative Anzahl der Photonen je Winkelintervall im Target in verschiedenen Tiefen (Monte-Carlo-Rechnung: Goldtarget, 15 MV)

Die Selbstabsorption hängt überdies vom Emissionswinkel des Photons ab, weil das Emissionsspektrum winkelabhängig ist [38]. Es kommt also zusätzlich zu den bereits erläuterten Einflüssen zu einer verstärkten Abschwächung der Photonen bei größeren Winkeln. Als Beispiel zeigt Abb. 4 die relative Anzahl der Photonen je Winkelintervall. Mit zunehmender Tiefe im Target nimmt die Anzahl der Photonen und ihr Streuwinkel zu. Der Vergleich

der Abbildungen 3 und 4 zeigt, dass die Elektronen eine breitere Winkelverteilung aufweisen als die Photonen in jeweils gleicher Targettiefe. An der Targetunterseite (Tiefe = 0,0965 cm) beträgt der Wert von $\sqrt{\overline{\Theta_t^2}}$ rund 27°.

Nordell et. al. [69] berechneten ebenfalls Winkelverteilungen der Photonen für verschiedene Targetmaterialien. Ein Beispiel für den Anstieg des Winkels der Photonen mit steigender Dicke des Targets zeigt Tab. 2. Hier sind die von Nordell et. al. ermittelten Winkelverteilungen der Photonen von Targets aus Tantal unterschiedlicher Dicken für 50 MeV Elektronen zusammengefasst. Für die Berechnung von $\sqrt{\overline{\Theta_t^2}}$ liegt die Energiefluenz als Verteilungsfunktion zu Grunde.

Targetdicke bezogen auf die Bahnlänge der Elektronen	$\sqrt{\overline{\Theta_t^2}}$
0,0066	1,4 °
0,02	1,8 °
0,2	3,1 °
1,0	3,7 °

Tabelle 2: Wurzel des mittleren Winkelquadrates der Photonen in Abhängigkeit von der Dicke des Target aus Tantal bei primären vollständig abgebremsten 50 MeV Elektronen (Werte aus [69])

Tab. 3 zeigt die Abhängigkeit der Winkelverteilung vom Targetmaterial bei eingeschossenen 50 MeV Elektronen. Das Target ist so dick, dass alle Elektronen vollständig abgebremst werden. Allgemein gilt, dass bei vollständiger Abbremsung der mittlere Winkel der Photonen mit steigender Ordnungszahl des Targets ansteigt.

Targetmaterial; Ordnungszahl	$\sqrt{\overline{\Theta_t^2}}$
Beryllium; Z = 4	2,4 °
Graphit; Z = 6	2,7 °
Aluminium; Z = 13	3,0 °
Tantal; Z = 73	3,7 °

Tabelle 3: Wurzel des mittleren Winkelquadrates der Photonen in Abhängigkeit vom Targetmaterial bei primären vollständig abgebremsten 50 MeV Elektronen (Werte aus [69])

2.1.5. Bremsstrahlungsausbeute und mittlere Energie der Photonenstrahlung

Bremsstrahlungsausbeute: Beim Vergleich von dicken Targets mit hoher und niedriger Ordnungszahl wirkt sich außer den bereits genannten Einflüssen der sehr unterschiedliche Anteil der Bremsstrahlungserzeugung an der gesamten Elektronenbremsung aus (s. Reich [77] Fig. 3.14). Die "kritische Energie", bei welcher der Energieverlust durch Strahlung denjenigen durch Ionisation und Anregung überschreitet, liegt beispielsweise für Wolfram

(Z = 74) bei 10,6 MeV, für Graphit (Z = 6) bei 96 MeV. Für Elektronen im Energiebereich der klinischen Beschleuniger bedeutet dies in einem dicken Target mit hoher Ordnungszahl eine hohe Bremsstrahlungsausbeute und eine nichtlinear, zunächst sehr steil mit der Tiefe im Target abfallende Elektronenenergie. Das Spektrum der erzeugten Bremsstrahlung ist daher bevorzugt durch Bremsstrahlungsprozesse am Anfang der Elektronenbahnen im Target geprägt. Bei einem dicken Target mit niedriger Ordnungszahl ist dagegen die Bremsstrahlungsausbeute niedrig. Da die mittlere Elektronenenergie annähernd linear mit der Tiefe abnimmt, ist die Bremsstrahlungsproduktion stärker auf die Länge der Elektronenbahn verteilt. Die mittlere Photonenenergie muss daher bei einem Target hoher Ordnungszahl höher liegen als bei einem dicken Target niedriger Ordnungszahl.

Beispielsweise untersuchten Sätherberg et. al. [81] durch Monte-Carlo-Rechnungen den Einfluss der Targetdicke auf die Bremsstrahlungsausbeute bei verschiedenen Targetmaterialien. Seine Ergebnisse, die in einem breiten Winkelintervall von 0° bis 26° erzeugten Energiefluenzen, für eingeschossene 50 MeV Elektronen sind in Abb. 5 dargestellt. Die Targetdicke ist dabei auf die mittlere Bahnlänge der Elektronen bezogen (r_0). Zu erkennen ist, dass das Wolframtarget (Z = 74) die größere Energiefluenz liefert. Mit einem Target aus Graphit (Z = 6) kann, verglichen an den Maximalwerten, nur rund 40 % der Bremsstrahlungsausbeute des Wolframtargets erreicht werden. Die Targetdicken zur Erzeugung der maximalen Energiefluenz betragen bei Wolfram $0{,}5r_0$ und bei Graphit $0{,}7r_0$. Ab diesen Dicken dominiert die Selbstabsorption der Bremsstrahlung gegenüber der Erzeugung von Bremsstrahlung im Targetmaterial.

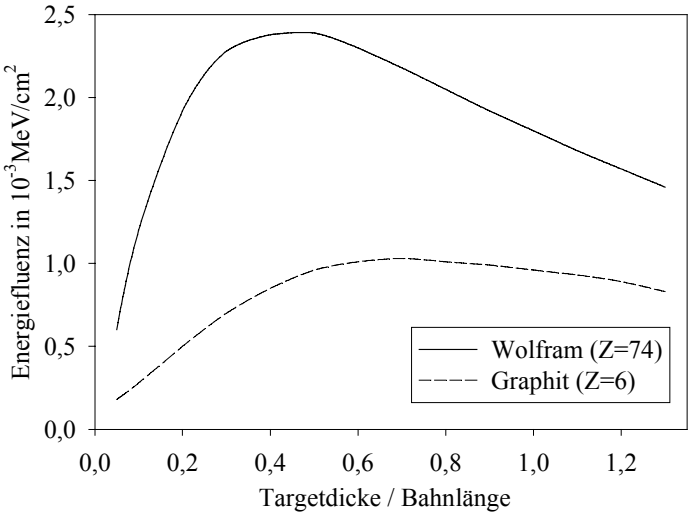


Abbildung 5: Energiefluenz der von 50 MeV Elektronen in einem Wolfram- bzw. Graphittarget erzeugten Photonen in Abhängigkeit von der Targetdicke (Werte aus [81])

Winkelverteilung der Bremsstrahlung: Die Abb. 6 zeigt den mittleren polaren Winkel der erzeugten Bremsstrahlung in Abhängigkeit von der Targetdicke. Die Daten wurden ebenfalls von Sätherberg et. al. übernommen. Für beide Targetmaterialien steigt der mittlere Winkel mit steigender Targetdicke. Die Erklärung dafür liegt in der steigenden Anzahl von Wechselwirkungen und damit erhöhten Aufstreuung eines eingeschossenen Elektrons mit steigender Targetdicke. Die interessantere Aussage ergibt sich aus dem Vergleich der mittleren Winkeln der Bremsstrahlung beider Targetmaterialien. Das Wolframtarget liefert unabhängig von der Targetdicke größere mittlere Winkel als das Graphittarget. Bei der jeweiligen Dicke, mit der die maximale Energiefluenz erzeugt werden kann (Wolfram: $0{,}5r_0$; Graphit: $0{,}7r_0$), beträgt der Winkelunterschied rund 2°. Dies ist eine Folge der geringeren Elektronenstreuung in Materialien mit niedrigen Ordnungszahlen.

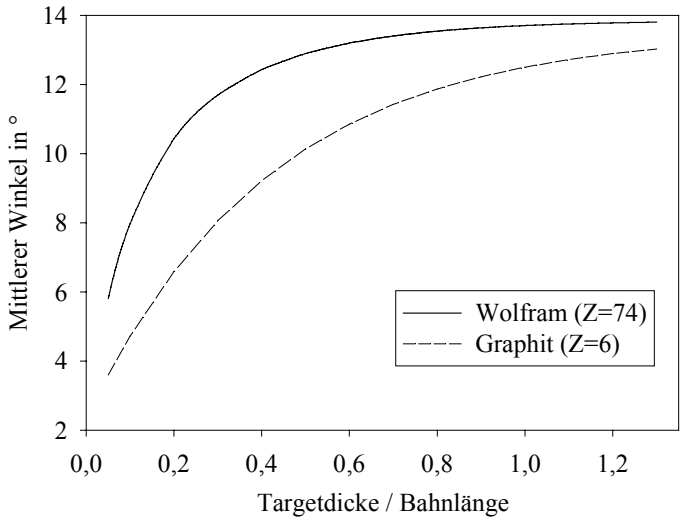


Abbildung 6: Mittlerer Winkel der durch 50 MeV Elektronen in einem Wolfram- bzw. Graphittarget erzeugten Photonen in Abhängigkeit von der Dicke des Targets (Werte aus [81])

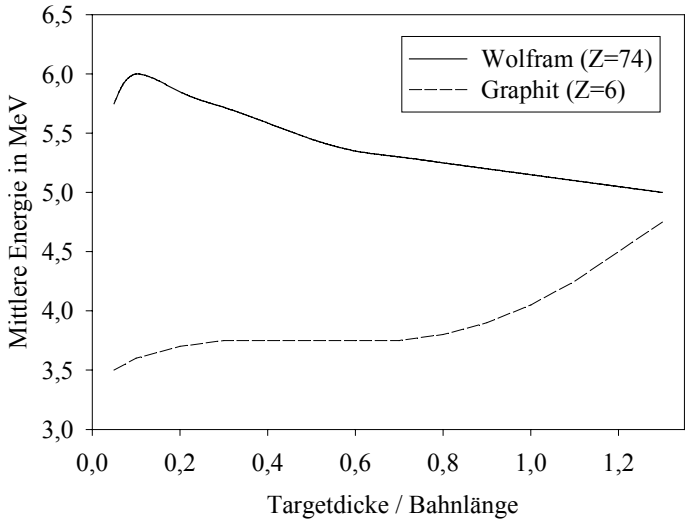


Abbildung 7: Mittlere Energie der durch 50 MeV Elektronen in einem Wolfram- bzw. Graphittarget erzeugten Photonen in Abhängigkeit von der Dicke des Targets (Werte aus [81])

Mittlere Energie der Bremsstrahlung: Die Tiefenabhängigkeit der mittleren Energie ist in Abb. 7 zu sehen. Das Target mit hoher Ordnungszahl liefert in allen Tiefen das energiereichere Spektrum. Der Verlauf für beide Materialien wird mit zwei gegenläufigen Effekten erklärt. Zum einen wird die Bremsstrahlung, wie schon oben erläutert, bei hoher Ordnungszahl bevorzugt in oberflächennahen Bereichen erzeugt und ist somit energiereicher als die auf die Tiefe verteilte Erzeugung bei niedriger Ordnungszahl. Zum anderen besteht zwischen hoher und niedriger Ordnungszahl ein bedeutender Unterschied in der Filterwirkung des Targets, denn das Minimum des Schwächungskoeffizienten liegt bei Z = 74 bei rund 4 MeV, für Z = 6 bei etwa 60 MeV. Das Spektrum wird daher bei Wolfram durch die Selbstabsorption überwiegend am oberen Energiebereich beschnitten, bei Graphit jedoch überwiegend am unteren Energiebereich. Daher rührt der unterschiedliche Verlauf der mittleren Energie mit der Tiefe.

Die mittlere Energie der Strahlung hängt außerdem vom Emissionswinkel ab. Wie die Abb. 8 zeigt, wird die härteste Strahlung unter kleinen Winkeln emittiert. Dargestellt sind die mittleren Energien in Abhängigkeit vom Emissionswinkel der Photonen, die von 50 MeV Elektronen im dicken Wolfram- bzw. Graphittarget (Werte von Sätherberg [81]) sowie von 15 MeV Elektronen im dicken Bleitarget (Werte von Desobry et. al. [20]) erzeugt wurden. Je niedriger die Ordnungszahl des Targetmaterials ist, desto stärker fällt die mittlere Energie mit dem Emissionswinkel. Da nach Heitler [38] das unter kleinen Winkeln emittierte Spektrum am energiereichsten ist, zeigt sich wiederum die Selbstabsorption, die das Spektrum bei hoher Ordnungszahl am stärksten beschneidet. Zu beachten ist, dass für klinische Linearbeschleuniger Emissionswinkel zwischen 0° und 12° relevant

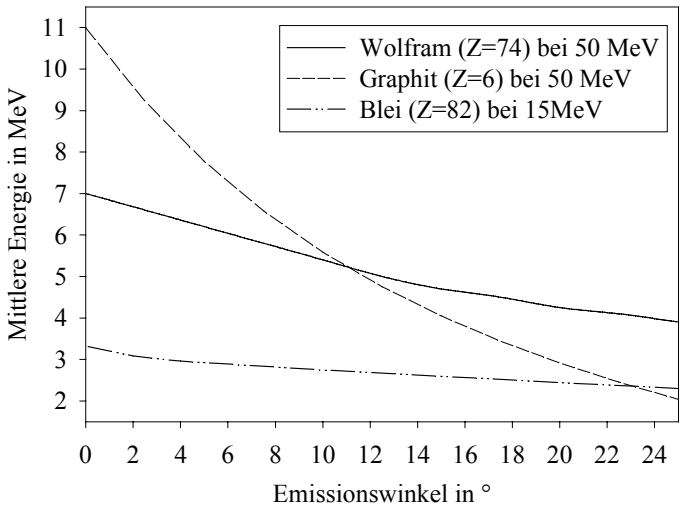


Abbildung 8: Mittlere Energie der durch vollständig abgebremste 50 MeV Elektronen in einem Wolfram- bzw. Graphittarget (Werte aus [81]) sowie durch vollständig abgebremste 15 MeV Elektronen in einem Bleitarget erzeugten Photonen in Abhängigkeit vom Emissionswinkel (Werte aus [20])

sind. Photonen, die das Target mit größeren Winkeln verlassen, werden vom Primärkollimator und den Betriebsblenden abgeschirmt.

Weiterhin wurden durch Sätherberg et. al. [81] Targets aus der Kombination von Wolfram und Graphit untersucht. Es zeigte sich, dass ein Target mit einer dünnen Schicht eines Materials mit hoher Ordnungszahl gefolgt von einer Schicht mit niedriger Ordnungszahl einen guten Kompromiss zwischen Praktikabilität und Erzeugung einer optimalen Bremsstrahlungsqualität darstellt.

DeMarco et. al. [18] stellten durch Monte-Carlo-Rechnung und experimentelle Bestimmung die Bremsstrahlungsausbeute und die mittlere Energie der Photonenstrahlung in Abhängigkeit vom Emissionswinkel dar. Untersucht wurden dicke Targets aus Beryllium, Aluminium und Blei, die mit 15 MeV Elektronen beschossen wurden. Wie Abb. 9 illustriert, nimmt die Bremsstrahlungsausbeute in Übereinstimmung mit den eigenen Ergebnissen aus Abb. 4 stark mit dem Emissionswinkel ab. Dabei zeigt sich, dass durch die verstärkte Streuung der Elektronen im Targetmaterial mit hoher Ordnungszahl (Blei, Z = 82) eine breitere Winkelverteilung entsteht als in Targets mit niedriger Ordnungszahl (Beryllium mit Z = 4 oder Alumini-

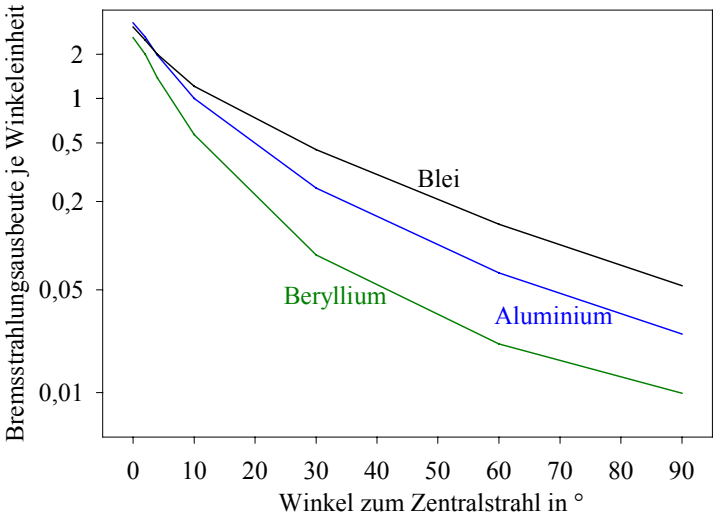


Abbildung 9: Bremsstrahlungsausbeute in Abhängigkeit vom Emissionswinkel (Werte aus [18])

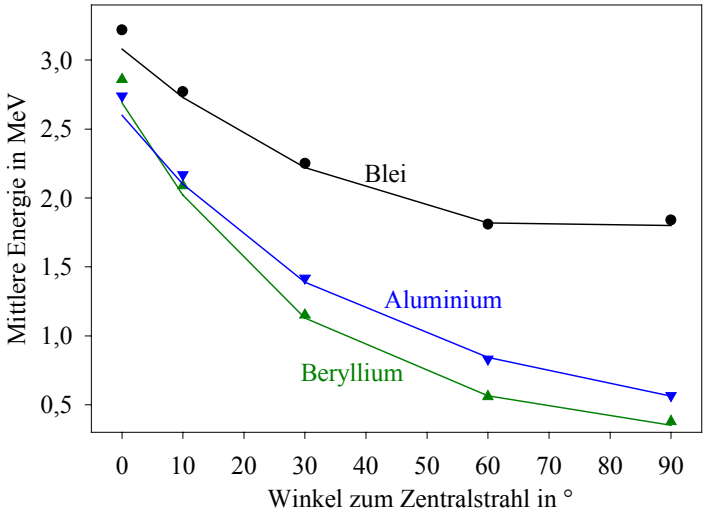


Abbildung 10: Mittlere Energie in Abbhänigkeit vom Emissionswinkel (Werte aus [18])

um mit Z = 13). Die größte Bremsstrahlungsausbeute, über alle Winkel summiert, kann in Materialien mit großer Ordnungszahl erreicht werden, da bei den hier interessierenden Energien für ein hohes Z die Energieverluste durch Stoßbremsung nur einen relativ kleinen Beitrag zum gesamten Energieverlust beisteuern. Die Abb. 10 zeigt qualitativ die von de Marco et. al. angegebenen mittleren Energien der emittierten Photonen, ermittelt durch Messung und Berechnung durch Monte-Carlo-Verfahren. Analog zur Abb. 8 wird bei kleinen Emissionswinkeln die härteste Strahlung produziert. DeMarco et. al. [18] zeigen, dass die mittlere Energie mit steigender Ordnungszahl des Targetmaterials bei allen betrachteten Emissionswinkeln ansteigt. Diese Aussage steht im scheinbaren Widerspruch mit den Ergebnissen von Sätherberg et. al. [81] aus Abb. 8, bei denen gezeigt wurde, dass bei kleinen Winkeln das Target mit der niedrigen Ordnungszahl das härtere Spektrum ergibt. Dieser Unterschied lässt sich damit erklären, dass die Beschneidung des Spektrums am oberen Ende durch Selbstabsorption bei 15 MeV weniger effektiv ist als bei 50 MeV, da das Minimum des Schwächungskoeffizienten von Blei bei etwa 3,5 MeV liegt.

Zu übereinstimmenden Ergebnissen kommen Podgorsak et. al. [72] bei 25 MeV Elektronenenergie. Untersucht wurde dabei das vom Emissionswinkel abhängige Tiefendosisverhalten der durch 25 MeV Elektronen erzeugten Photonenstrahlung bei dicken Targets aus Aluminium oder Blei. Wie in der Abb. 11 erkennbar, sinkt die Tiefe des Dosismaximums und damit die mittlere Energie der Strahlung für beide Targets mit steigendem Winkel zum Zentralstrahl. Das Aluminiumtarget liefert unter kleinen Emissionswinkeln das härtere Bremsstrahlungsspektrum. Ab Winkeln größer als 12°, die allerdings für die Strahlentherapie unrelevant sind, wird bei Blei die energiereichere Strahlung emittiert. Übereinstimmend mit den dargelegten experimentellen

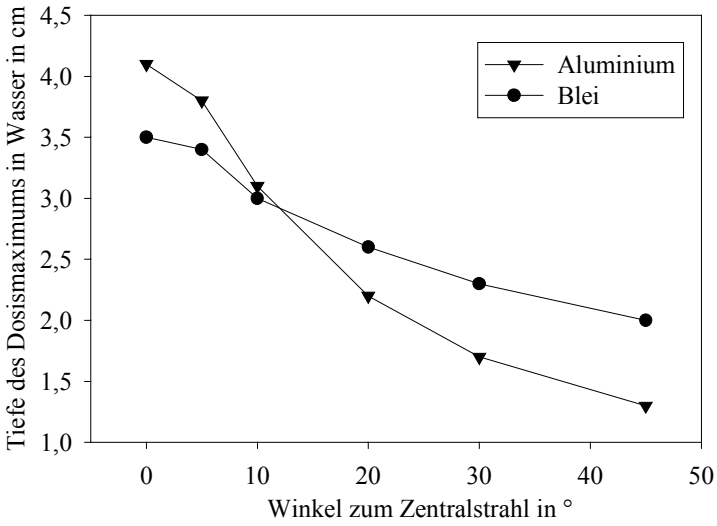


Abbildung 11: Tiefe des Dosismaximums von durch 25 MeV Elektronen in einem Aluminium- bzw. Bleitarget erzeugter Photonenstrahlung in Abhängigkeit vom Winkel zum Zentralstrahl (Werte von [72])

und berechneten Ergebnissen stellen Podgorsak et. al. [73] in einer anderen Arbeit durch Untersuchung von Tiefendosiskurven fest, dass sich bei nominellen Bremsstrahlungsspannungen kleiner als 15 MV Targetmaterialien mit hohen Ordnungszahlen und für Energien größer als 15 MV Materialien mit niedrigen Ordnungszahlen eignen. Qualitätskriterium der Untersuchungen war dabei die Härte der Strahlung in Vorwärtsrichtung.

Überblick: Zusammenfassend sind in der folgenden Tab. 4 die Einflüsse des Targets auf die Bremsstrahlungsausbeute sowie Winkel- und Energieverteilung der Strahlung dargestellt.

Einflussfaktor	Bremsstrahlungs-ausbeute	Mittlerer Winkel der Photonenverteilung	Mittlere Energie der nach vorn gerichteten Photonenverteilung
Targetdicke d_T steigt	steigt: bis $d_T \approx R_P$ fällt: für $d_T > R_P$	steigt	fällt: bei hohem Z steigt: bei niedrigem Z
Ordnungszahl Z des Targetmaterials steigt	steigt	steigt	fällt: für E_0 >15 MeV steigt: für E_0<15 MeV
E_0 steigt	steigt	fällt	steigt
Emissionswinkel steigt	fällt stark	-	fällt

Tabelle 4: Einflussfaktoren auf die Bremsstrahlungsentstehung im Target (d_T - Targetdicke, Z = Ordnungszahl des Targetmaterials, E_0 - Energie der eingeschossenen Elektronen, R_P - praktische Reichweite der Elektronen

Einem Target, das aufgrund seiner zu kleinen Dicke die Elektronen nicht vollständig abbremst, wird ein Elektronenabsorber nachgeordnet. Dieser besteht aus einem Material mit niedrigen Ordnungszahlen (Aluminium, Graphit). Die restlichen meist niederenergetischen Elektronen werden in diesem vollständig abgebremst und tragen somit nicht zur Elektronenkontamination bei.

Die Ergebnisse von eigenen Monte-Carlo-Untersuchungen, dargestellt in Tab. 5, haben gezeigt, dass der Elektronenabsorber des Mevatron KD2 (für 15 MV: 1,27 cm dicke Aluminiumplatte) keine wesentlichen Veränderungen der Energie- und Winkelverteilung der Photonen hervorruft. Weiterhin ist erkennbar, dass der Energiefluss der Elektronen durch den Absorber deutlich verringert wird.

	$\overline{E}$ der Photonen	$\sqrt{\overline{\Theta_t^2}}$ der Photonen	$\sum_{E_E=0}^{E_{Max}}(N_E * E_E)$ (bezogen auf diesen Wert ohne Absorber)
ohne Elektronenabsorber	2,48 MeV	26 °	1
mit Elektronenabsorber	2,43 MeV	27 °	1/6,8

Tabelle 5: Auswirkungen des Elektronenabsorbers bei 15 MV Photonenstrahlung eines Mevatron KD2 (N_E =Energie der Elektronen ; E_E =Energie der Elektronen)

2.1.6. Beeinflussung der Photonenstrahlung durch das Ausgleichsfilter

Notwendigkeit des Ausgleichsfilters: Die im Target erzeugte Photonenstrahlung weist in Abhängigkeit vom radialen Abstand zum Zentralstrahl starke Intensitätsunterschiede auf. Wie Abb. 12 zeigt, steigt die Konzentration der Strahlintensität auf der Zentralstrahlachse in Richtung des ursprünglichen Elektronenstrahls mit zunehmender Elektronenenergie [51].

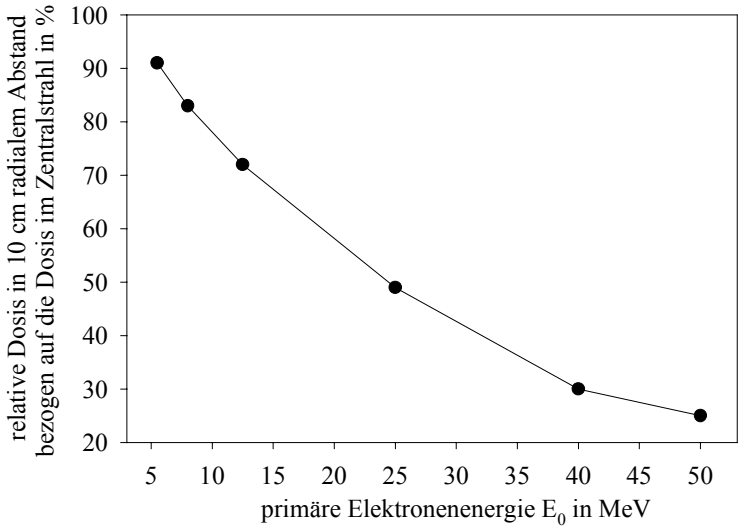


Abbildung 12: Relative Dosiswerte in 10 cm radialem Abstand, bezogen auf die Dosis im Zentralstrahl, in Abhängigkeit von der primären Elektronenenergie; gemessen in 1 m Abstand hinter einem Wolframtarget (Werte von [77])

Für die strahlentherapeutische Behandlung von Patienten werden jedoch homogene Dosisverteilungen über die gesamte Fläche des Strahlenfeldes benötigt. Deshalb wird in den Photonenstrahl ein kegelförmiges Ausgleichsfilter eingebracht, das den Strahl in der Mitte am stärksten schwächt, weil es dort die größte Dicke aufweist. Für jede nominelle Erzeugungsspannung steht jeweils ein speziell gefertigtes Ausgleichsfilter zur Verfügung.

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, weisen die im Target erzeugten Photonen eine von der Emissionsrichtung abhängige Energieverteilung auf. Seitlich abgestrahlte Photonen haben im Mittel eine niedrigere Energie als zentralstrahlnahe Photonen. Für das Design des Ausgleichsfilters ist es notwendig, die winkelabhängigen Energieunterschiede zu berücksichtigen. Neben der Intensitätshomogenisierung beeinflussen Ausgleichsfilter die Strahlung wie folgt:

- sie streuen den Strahlenkegel auf,
- sie absorbieren weiche Strahlungsbestandteile und härten dadurch die Strahlung auf,
- sie schwächen das Photonenstrahlenbündel in seiner Gesamtheit,
- sie kontaminieren die Strahlung mit Elektronen und Neutronen,
- sie erniedrigen die mittlere Energie der Strahlung durch Comptoneffekt sowie Bremsstrahlung der Sekundärelektronen und Vernichtungsstrahlung der gebildeten Positronen.

Die beiden erstgenannten Effekte sind die gewünschten, die übrigen die in Kauf zu nehmenden und zu minimierenden Nebenwirkungen des Ausgleichsfilters.

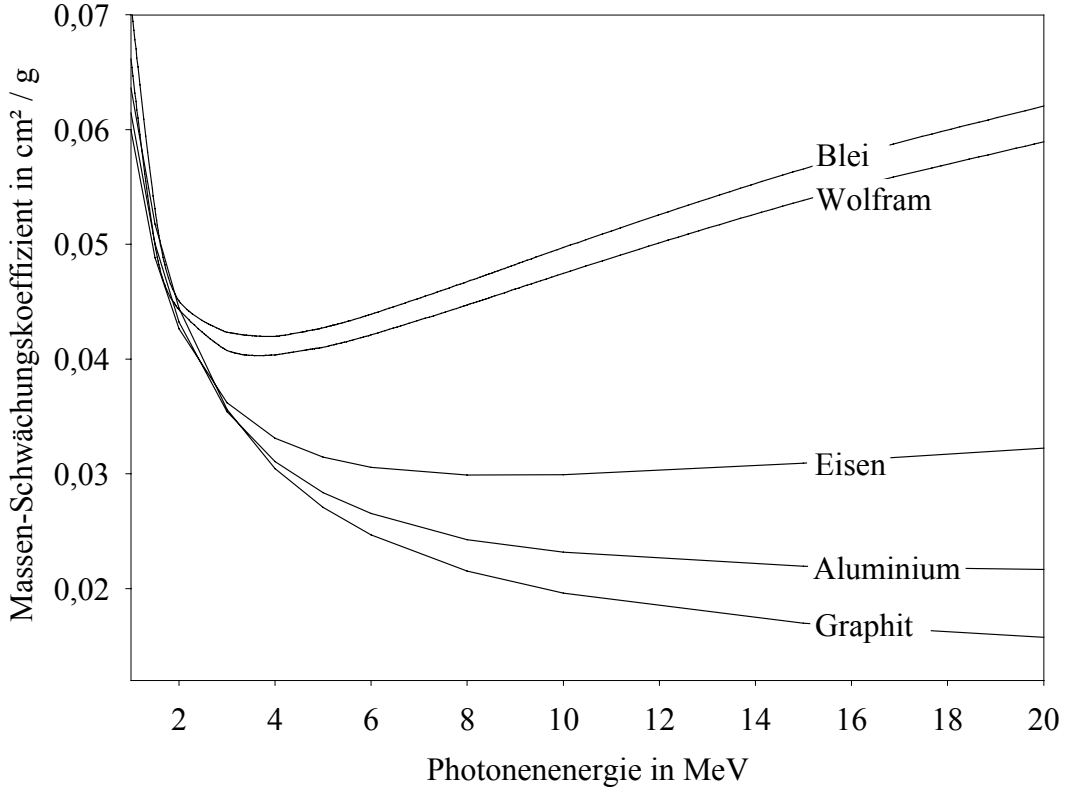


Abbildung 13: Massen-Schwächungskoeffizienten verschiedener Materialien in Abhängigkeit von der Photonenenergie (Werte aus [42])

Schwächungskoeffizienten: Die Wirkung des Ausgleichsfilters beruht auf der Schwächung der Photonenstrahlung beim Durchgang durch Materie. Die Schwächungswirkung hängt von der Dicke, vom Material und von der Energieverteilung der Photonen vor der Materieschicht ab. Die Schwächung spektral verteilter Photonenstrahlung mit der spektralen Photonenfluenz $\Phi_E(E,0)$ vor einer Schwächungsschicht mit der Flächendichte x_p wird mit dem Schwächungsgesetz beschrieben:

$$\Phi_E(E,x_p) = \Phi_E(E,0) \cdot e^{-\frac{\mu(E)}{\rho} \cdot x_p} \tag{5}$$

Dabei ist $\mu(E)/\rho$ der energieabhängige Massen-Schwächungskoeffizient des Schwächungsmaterials. Dieser setzt sich aus folgenden Teilsummanden für die verschiedenen Wechselwirkungen von Photonenstrahlung mit Materie zusammen:

$$\frac{\mu(E)}{\rho} = \frac{\sigma_K(E)}{\rho} + \frac{\tau(E)}{\rho} + \frac{\sigma_C(E)}{\rho} + \frac{\kappa_{paar,tripl}(E)}{\rho} + \frac{\sigma_{kp}(E)}{\rho} \tag{6}$$

mit: σ_k/ρ – Massen-Schwächungskoeffizient für die klassische Streuung

τ/ρ – Massen-Schwächungskoeffizient für den Photoeffekt

σ_c/ρ – Massen-Schwächungskoeffizient für den Comptoneffekt

$\kappa_{paar,tripl}/\rho$ – Massen-Schwächungskoeffizient für Paar- und Triplettbildung

σ_{kp}/ρ – Massen-Schwächungskoeffizient für Kernphotoreaktionen

Die Abbildung 13 zeigt die Energieabhängigkeit der Massen-Schwächungskoeffizienten verschiedener Materialien, die für das Ausgleichsfilter in Frage kommen. Es ist zu erkennen, dass diese Funktion für Materialien mit niedriger Ordnungszahl (Graphit und Aluminium) im interessierenden Energiebereich bis 20 MeV fällt, während für Materialien mit höherer Ordnungszahl (Wolfram, Blei) eine fallende Funktion bis zu einem Minimum bei rund 3 MeV vorliegt, die bei

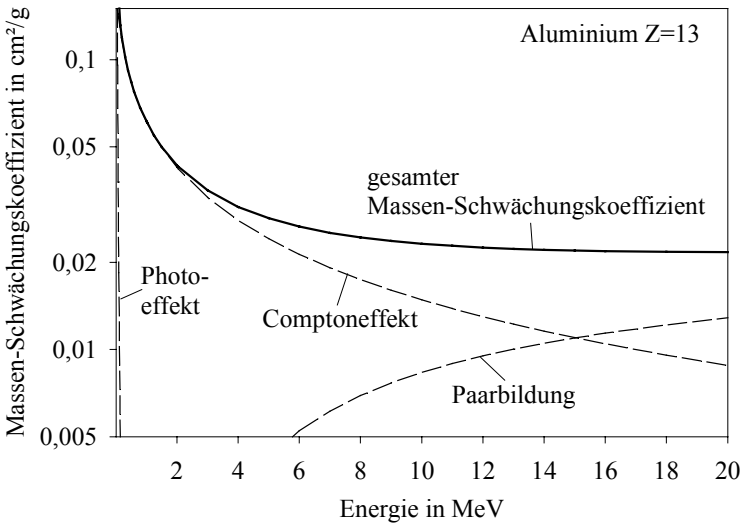


Abbildung 14: Massen-Schwächungskoeffizient für Aluminium, getrennt nach den relevanten Wechselwirkungen [42]

größeren Energien wieder ansteigt. Die Erklärung für die Ordnungszahlabhängigkeit liefert die getrennte Betrachtung der Summanden von Gl. (6). Dabei spielen die klassische Streuung und die Kernphotoreaktionen im strahlentherapeutischen Energiebereich nur eine untergeordnete Rolle. Als wesentliche Faktoren verbleiben die Wechselwirkungskoeffizienten für den Photo- und Comptoneffekt und die Paarbildung. Diese sind für Aluminium und Blei als Funktion der Energie in den Abbildungen 14 bzw. 15 dargestellt.

Bei beiden Materialien tritt der Photoeffekt nur bei kleinen Energien auf. $\tau(E)/\rho$ fällt in diesem Energiebereich etwa mit $1/E^3$ bis $1/E^{3,6}$. Der Massen-Schwächungskoeffizient für den Photoeffekt ist ordnungszahlabhängig. $(E)/\rho$ steigt mit etwa $Z^{3,3}$. Bei Materialien mit niedrigem Z spielt der Photoeffekt oberhalb von 0,3 MeV und für Materialien mit hohem Z oberhalb von 1,5 MeV nur noch eine untergeordnete Rolle. In den Abbildungen nicht dargestellt - da für strahlentherapeutische Energien von geringer Bedeutung - sind die sprunghaften Erhöhungen von $\tau(E)/\rho$, die bei den Absorptionskanten auftreten.

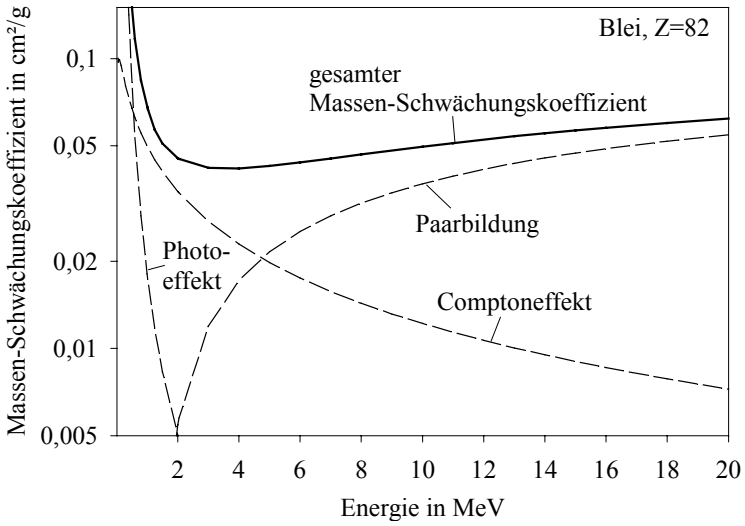


Abbildung 15: Massen-Schwächungskoeffizient für Blei getrennt, nach den relevanten Wechselwirkungen [42]

Die Wahrscheinlichkeit für den Comptoneffekt wird durch den Massen-Schwächungskoeffizienten $\sigma_c(E)/\rho$ repräsentiert. Diese Größe ist weitgehend unabhängig von der Ordnungszahl. $\sigma_c(E)/\rho$ nimmt mit der Energie ab. Für Materialien mit niedrigen Ordnungszahlen, so auch für das menschliche Gewebe, ist der Comptoneffekt bei strahlentherapeutischen Energien die dominierende Wechselwirkung.

Die Energieschwelle für die Paarbildung liegt bei der doppelten Elektronenruheenergie, die für die Triplettbildung bei der vierfachen Elektronenruheenergie. In den Abbildungen 14 und 15 und in der weiteren Erklärung werden beide Wechselwirkungsereignisse zusammen

als Paarbildung bezeichnet. Wie zu erkennen, beginnt die Paarbildung bei Materialien mit hohen Ordnungszahlen schon ab Energien im Bereich 3 MeV bis 5 MeV, gegenüber den anderen Wechselwirkungen zu dominieren. Dies führt zum Ansteigen des Massen-Schwächungskoeffizienten ab diesen Energien. In Materialien mit niedrigen Ordnungszahlen überwiegt die Paarbildung erst bei Energien oberhalb von 12 MeV gegenüber dem Comptoneffekt. Bis zu diesen Energien fällt demnach der gesamte Massen-Schwächungskoeffizient kontinuierlich ab.

Aufhärtung: Zu Beginn der weiteren Betrachtungen soll der Begriff "Aufhärtung" im strahlentherapeutischen Sinne definiert werden. Aus der Sicht der Filterung allein unterdrückt ein Filter selektiv die weichen (weniger durchdringungsfähigen) Photonen gegenüber den härteren (mehr durchdringungsfähigen) Photonen. Bei niedriger Ordnungszahl des Filtermaterials ist die niederenergetische die "weiche" Strahlung (siehe Abb. 13) Bei hoher Ordnungszahl ist sowohl die niederenergetische als auch die hochenergetische Strahlung die "weiche" Strahlung im Sinne kleiner Durchdringungsfähigkeit. In der Strahlentherapie liegt das Interesse aber nicht beim Durchdringungsvermögen der Photonen für das Filtermaterial, sondern bei dem für die anschließend bestrahlte Region. Aus diesem Grund wird der Begriff "Aufhärtung" mit einer selektiven Unterdrückung der niederenergetischen Strahlung gleichgesetzt.

Die Energieabhängigkeit des Massen-Schwächungskoeffizienten wirkt sich auf die Veränderung des Spektrums durch verschiedene Schwächungs- oder Filtermaterialien entscheidend aus. Die Photonenergien therapeutischer Photonenstrahlungen liegen im Bereich von 1 MeV bis 18 MeV. Beim Durchgang dieser Strahlungen durch Materieschichten mit niedriger Ordnungszahl werden die niederenergetischen Strahlungsbestandteile bevorzugt geschwächt, es tritt also eine Aufhärtung ein. Bei Materialien mit hohen Ordnungszahlen erfolgt zusätzlich eine bevorzugte Schwächung bei hohen Energien; dies kann sich als geringe Aufhärtung, keine spektrale Veränderung oder sogar als Aufweichung der Strahlung beim Durchgang durch das Filter auswirken, wodurch das Tiefendosisverhalten negativ beeinflusst wird. Dem Aufhärtungseffekt ist noch zusätzlich die Erzeugung von niederenergetischen Streuphotonen überlagert.

Beim Design von Ausgleichsfiltern spielt neben der Ordnungszahl auch die Dichte des Materials eine entscheidende Rolle. Aus praktischen Gründen werden Materialien mit

möglichst hoher Dichte gewählt. Ein Filter aus Aluminium, das sich wegen der niedrigen Ordnungszahl zwar gut als Filter eignen würde, wäre bei gleicher Schwächungs- und Ausgleichswirkung etwa 4-mal dicker als ein Filter aus Blei und somit schwerlich im Strahlerkopf unterzubringen. Einen guten Kompromiss stellen Filter aus Eisen, Messing oder Kupfer dar. Diese Materialien haben mittlere Ordnungszahlen (Z rund 30) und relativ hohe Dichten (ρ rund 7,5 g/cm³).

Radiale Veränderung des Photonenspektrums: Unterschiede zwischen der mittleren Energie im Zentralstrahl und am Feldrand wirken sich negativ auf die Dosisquerprofile im Wasserphantom oder Patienten aus. Eine härtere Strahlung im Zentralstrahl ergibt - unter Voraussetzung eines ebenen Dosisprofils in einer Normtiefe - in größeren Tiefen eine zentrale Überdosierung und in Tiefen kleiner als die Normtiefe eine zentrale Unterdosierung. Ziel der Filterung sollte aber sein, homogene Dosisprofile in einem möglichst großen Tiefenbereich zu erzeugen, weil eine Unter- oder Überdosierung in Anbetracht des aus strahlenbiologischen Gründen nur geringen Dosisspielraums der Strahlentherapie ungünstig ist. Viele Arbeitsgruppen [30, 48, 54, 56, 59, 62, 70] beschäftigten sich mit dem Design von Ausgleichsfiltern und den Auswirkungen der sich mit dem radialen Abstand verändernden spektralen Photonenverteilung auf die Dosimetrie und Dosisberechnung. Die verschiedenen Größen, mit denen die Strahlenqualität in den Arbeiten charakterisiert wird, sind manchmal schwer miteinander vergleichbar und hängen meist vom verwendeten Messaufbau ab. Eine exaktere Möglichkeit, die Strahlenqualität anzugeben, wäre die Darstellung des ortsaufgelösten Bremsstrahlungsspektrums.

Podgorsak et. al. [73] werteten experimentell im Wasserphantom bestimmte Tiefendosiskurven bei Photonenergien von 10 MV bis 32 MV und unterschiedlicher Filterung aus. Untersucht wurden Ausgleichsfilter aus Aluminium und Blei.

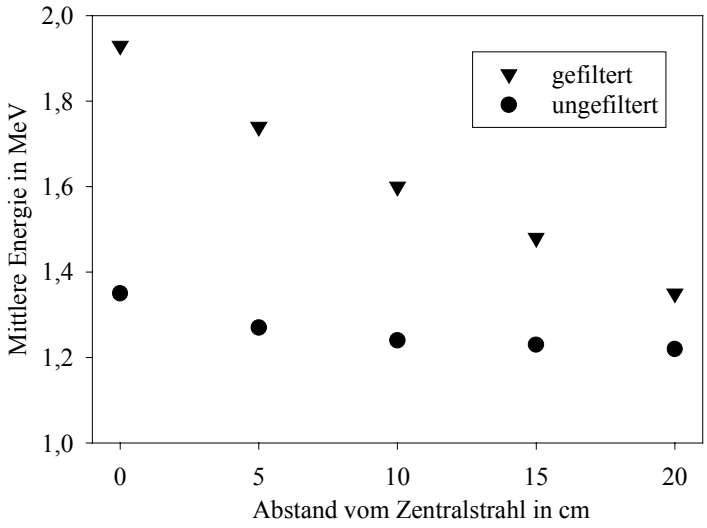


Abbildung 16: Veränderung der mittleren Energie durch das Ausgleichsfilter in Abhängigkeit vom radialen Abstand (Werte aus [56])

Besonders bei hohen Photonenergien zeigte sich bei der Filterung mit Aluminium ein verbessertes Tiefendosisverhalten gegenüber der Filterung mit Blei. Die Filterung geschieht in praxi aber nicht, um das Tiefendosisverhalten zu verbessern, sondern um Dosishomogenität über die Fläche des Feldes zu erreichen. Nach Lee [56] lässt sich nämlich feststellen, dass sich die Filterung mit einem Material mit niedrigem Z negativ auf die Dosishomogenität in verschiedenen Tiefen auswirkt. Lee beschreibt den Aufhärtungseffekt des Ausgleichsfilters durch Monte-Carlo-Rechnung. Die Abb. 16 zeigt den berechneten Verlauf der mittleren Energie mit zunehmendem Abstand zum Zentralstrahl. Die ungefilterte Strahlung ist durch die im Abschnitt 2.1.5 beschriebenen Effekte nach außen hin nur geringfügig weicher als im Zentralstrahl. Mit dem Einsatz des Ausgleichsfilters erfährt die Strahlung im Zentralstrahl eine starke Aufhärtung. Die mittlere Energie steigt im Zentralstrahl um rund 0,58 MeV. In 20 cm Abstand steigt die mittlere Energie nur um rund 0,13 MeV. Die Abhängigkeit der schon nach dem Target vorhandenen spektralen Energieverteilung der Strahlung in Abbhänigkeit vom radialem Abstand wird durch das Ausgleichsfilter aufgrund seiner konischen Form verstärkt.

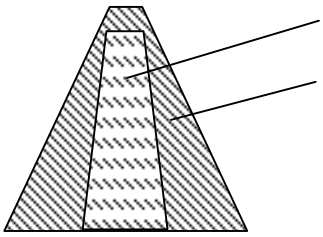


Abbildung 17: Ausgleichsfilter aus 2 Materialien mit verschiedenen Schwächungseigenschaften

Ausgleichsfilter aus nur einem Material zeigen wegen der zentral größten durchstrahlten Dicke immer diesen Effekt. Eine Alternative stellen Filter aus mehreren verschiedenen Materialien dar. Wie in Abb. 17 dargestellt, ist im zentralem Bereich das Material anzuordnen, dessen Schwächungskoeffizient für niederenergetische Strahlungsbestandteile kleiner ist als bei dem Material im zentralstrahlfernem Bereich. Die konkrete Auswahl der Materialien hängt vom Energiebereich ab.

Lutz et. al. [61] untersuchten verschiedene Filtermaterialien bei nominellen Erzeugungsspannungen bis 8 MV. Ziel dieser Untersuchungen war, eine möglichst geringe Variation des Spektrums mit dem radialem Abstand zu erreichen, so dass homogene Dosisprofile auch außerhalb der Referenztiefe im Phantom erzeugbar sind. Als Maß für die Strahlenqualität wurde die Halbwertsschichtdicke in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentralstrahl

angegeben. Durch ein spezielles Filter aus einer Kombination von Messing im zentralen Bereich und Blei im peripheren Bereich konnte der Unterschied der Aufhärtung zwischen Zentralstrahl- und Randbereich gegenüber reinen Filtermaterialien verringert werden.

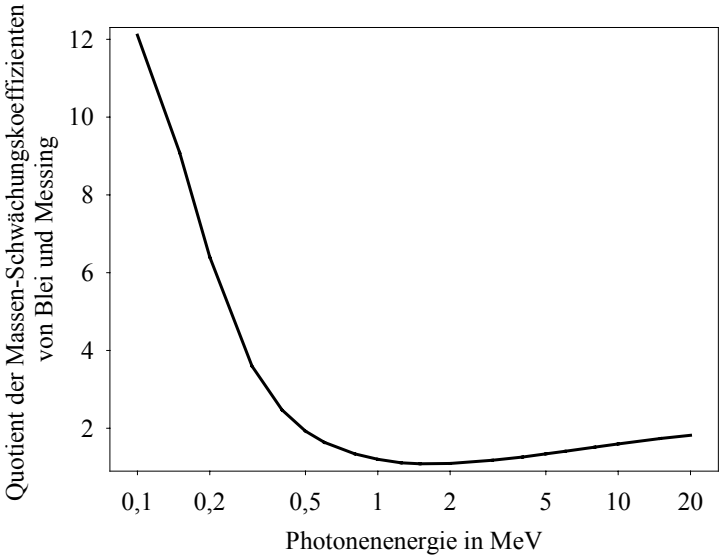


Abbildung 18: Quotient der Massen-Schwächungskoeffizienten von Blei und Messing $\frac{[\mu/\rho(E)]_{Blei}}{[\mu/\rho(E)]_{Messing}}$

Wie Abb. 18 zeigt, schwächt Blei die weichere Strahlung am Feldrand bedeutend mehr als Messing im Zentralstrahl. Der durch die konische Form zentral verstärkten Aufhärtung wird durch diese Anordnung entgegengewirkt. Dies gilt allerdings nur für Photonenstrahlung bis etwa 10 MV. Für höhere Energien kommt der durch die dominierende Paarbildung im Blei schon beschriebene Effekt zum Tragen. Die Aufhärtung im Messing ist dann stärker ausgeprägt als im Blei. Das Material mit hohem Z ist demnach im Zentralstrahl und das Material mit niedrigem Z peripher anzuordnen.

Die Kenntnis der Veränderung der spektralen Eigenschaften der Strahlung mit zunehmendem Abstand vom Zentralstrahl hat aber nicht nur für das Design des Ausgleichsfilters und die damit bezweckte Homogenisierung des Dosisprofils Bedeutung, sondern auch für die Dosimetrie und Dosisberechnung für die Bestrahlungsplanung.

Hanson et. al. [35] ermittelten aus gemessenen Halbwertsschichtdicken Korrektionsfaktoren für das Absinken der Energie zum Feldrand hin. Beschrieben werden Fehler bei der Dosisberechnung infolge der Nichtbeachtung dieser Korrektion von bis zu 4 %.

Nath et. al. [66] untersuchten die spektrale Qualität von Photonenstrahlung mit Hilfe der Aktivierung durch Kernphotoeffekt. Rekonstruiert wurden dabei nicht vollständige Spektren, sondern nur die wahrscheinlichste Energie der Strahlung. Diese Arbeitsgruppe kam zu

dem Ergebnis, dass die Strahlenqualität an verschiedenen Punkten eines großen Feldes relativ konstant bleibt. Diese Aussage steht im Widerspruch zu den zitierten Ergebnissen von Hanson. Die Erklärung dafür wird im unterschiedlichen Messaufbau vermutet, besonders bei der starken Kollimierung, die Hanson bei der Messung der Halbwertsschichtdicke verwendet. Hinzu kommt auch, dass nicht die wahrscheinlichste, sondern die mittlere Energie der Strahlung deren Durchdringungsfähigkeit bestimmt.

In einer Arbeit von Zefkili et. al. [98] wird die Strahlenqualität durch den experimentell bestimmten effektiven Schwächungskoeffizient in Wasser repräsentiert. Die Ergebnisse der Untersuchung von 6 Beschleunigern lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Der effektive Schwächungskoeffizient steigt mit wachsendem Abstand zum Zentralstrahl, d.h. die mittlere Energie der Strahlung sinkt mit wachsendem Abstand zum Zentralstrahl.
- Die dominierende Ursache für das Ansteigen des effektiven Schwächungskoeffizienten liegt in der radial abhängigen Aufhärtungswirkung durch das Ausgleichsfilter.

Zur Verifikation und Bestätigung dieser Ergebnisse führten Zefkili et. al. [98] Monte-Carlo-Rechnungen durch, deren Ergebnisse Tab. 6 zeigt. Dargestellt sind die mittleren Energien von 12 MV Strahlung eines Saturne-25-Beschleunigers mit und ohne Ausgleichfilter bei unterschiedlichen radialen Abständen.

Abstand vom Zentralstrahl in cm	Mittlere Energie der ungefilterten Strahlung in MeV	Mittlere Energie der gefilterten Strahlung in MeV
0	2,56	4,10
10	2,46	2,83
17	2,31	2,63
24	2,23	2,27

Tabelle 6: Änderung der mittleren Energie ungefilterter und gefilterter Strahlung 12 MV bei Änderung mit dem Abstand zum Zentralstrahl (Werte aus [98])

In einer aktuellen Arbeit von Sanchez-Doblado et. al. [80] werden die Auswirkungen von kleinen Feldern und Feldern, die ihren Flächenschwerpunkt nicht im Zentralstrahl haben, auf die Dosimetrie mit Ionisationskammern vorgestellt. Die mittlere Energie an der Phantomoberfläche sinkt für die untersuchte 6 MV Strahlung (Siemens PRIMUS Beschleuniger) von 1,729 MeV im Zentralstrahl auf 1,496 MeV in 8 cm "off-axis" Abstand. Für die

Berechnung der Korrektionsfaktoren für die Ionisationsdosimetrie sind die Spektren der Photonen bzw. der Sekundärelektronen in der jeweiligen Meßtiefe im Phantom relevant. In der Abb. 19 sind die mittleren Energien der Strahlung in Abhängigkeit von der Tiefe in Wasser dargestellt. Das Spektrum der Photonen im Zentralstrahl wird mit zunehmender Tiefe härter. Das Abfallen der mittleren Energie am Feldrand mit der Tiefe wird mit der Winkelabhängigkeit des Spektrums erklärt. Die mittlere Energie der Sekundärelektronen zeigt ein ähnliches Bild. Zentral steigt diese mit der Tiefe. In 8 cm Abstand vom Zentralstahl bleibt sie näherungsweise konstant. Mit Hilfe der Spektren wurden die Massenbremsvermögen für verschiedene Materialien berechnet. Die Tab. 7 zeigt die berechneten Verhältnisse $S_{Wasser,Luft}$ und $S_{PMMA,Luft}$ im Zentralstrahl und off-axis für 5 cm Wassertiefe. Diese Werte ändern sich durch Vergrößerung des Abstandes zum Zentralstrahl auf 8 cm weniger als 0,5 %. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die mittlere Photonenergie mit wachsenden Abstand vom Zentralstrahl abnimmt, und dass die Hauptursache dafür in der Konstruktion des Ausgleichsfilters liegt. Seine vorrangige Aufgabe, die Homogenisierung des Dosisprofils, führt sozusagen als "Nebenwirkung" zu der stärkeren Aufhärtung der Strahlung im Zentralstrahl.

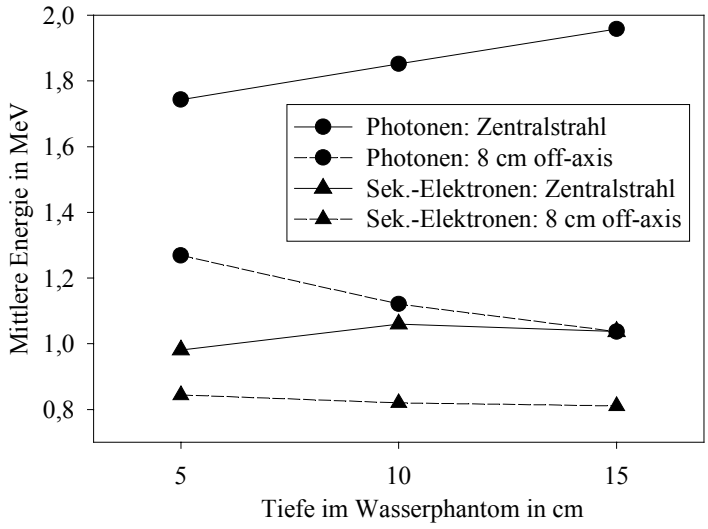


Abbildung 19: Abhängigkeit der mittleren Energie der Photonen und Sekundärelektronen von der Tiefe im Phantom im Zentralstrahl und 8 cm off-axis (Werte aus [80])

	$S_{Wasser,Luft}$	$S_{PMMA,Luft}$
Zentralstrahl	1,1203	1,0870
8 cm off-axis	1,1250	1,0922

Tabelle 7: Verhältnisse der Änderung der Massenbremsvermögen in Abhängigkeit vom radialen Abstand (Werte aus [80])

2.1.7. Beeinflussung der Strahlenqualität durch die Kollimierung

Die Kollimierung des Strahlenfeldes geschieht in zwei Stufen. Unmittelbar in Strahlrichtung hinter dem Target befindet sich der Primärkollimator, ein Block aus Blei oder Wolfram mit einer konusförmigen auf den Brennfleck fokussierten Bohrung. Der Primärkollimator definiert das maximale Bestrahlungsfeld. Das Ausgleichsfilter ragt teilweise in die Bohrung des Primärkollimators hinein.

Unterhalb des Ausgleichsfilters ist der Sekundärkollimator mit den fokussiert verstellbaren Betriebsblenden angeordnet. Diese definieren die Größe des patienten-individuellen Strahlungsfeldes. Die Blenden sind meist aus stark schwächenden Materialien mit hohen Ordnungszahlen (Blei, Wolfram) gefertigt. Moderne Beschleuniger verfügen über einen Lamellenkollimator (multi-leaf-collimator, MLC), mit der individuelle, von der rechteckigen Form abweichende Feldformen eingestellt werden können.

Für Bestrahlungsgeräte ohne Lamellenkollimator oder für Bestrahlungssituationen, bei denen die Breite der Lamellen aufgrund der erforderlichen höheren Präzision zu groß ist, werden Absorberblöcke in den Strahl eingebracht. Diese bestehen aus leicht zu bearbeitenden Materialien mit hoher Dichte und niedriger Schmelztemperatur. Das gebräuchlichste Blockmaterial ist die Legierung "MCP", bestehend aus Zinn, Blei und Wismut. Hinter einem Absorberblock beträgt die Dosisleistung rund 3 % bis 5 % im Vergleich zum offenen Feld.

Die spektrale Verteilung der durchgelassenen Photonen hinter den Blenden und Blöcken hat besonders für die intensitätsmodulierte Strahlentherapie Bedeutung, da bei dieser aufgrund der kleinen Felder hohe Bestrahlungszeiten erforderlich sind. Dadurch steigt die Dosis im Patienten außerhalb des Feldes. Eine genaue Bestimmung der Dosis ist nur möglich, wenn die Qualität der Strahlung außerhalb des Feldes oder idealerweise ihr Spektrum bekannt ist.

Ebenso wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, kommt es zu Veränderungen der spektralen Verteilung der Photonen sowie zur Kontaminierung mit Elektronen sowohl innerhalb des Feldes als auch außerhalb des Feldes, d.h. in den durch die Blenden oder Blöcke abgedeckten Bereichen. Im Feld wird die mittlere Photonenenergie hauptsächlich durch die Bremsstrahlung der Sekundärelektronen und die Vernichtungsstrahlung der ge-

bildeten Positronen leicht erniedrigt. Außerhalb des Feldes kommt es durch die Schwächung in den Blenden zu einer relativen Verminderung der weniger durchdringenden Photonen. Bei strahlentherapeutischen Energien werden abhängig vom Blendenmaterial sowie von der Energie der Strahlung vorrangig die niederenergetischen Strahlungsbestandteile gegenüber höherenergetischen Bestandteilen unterdrückt.

Ding [23] führte Monte-Carlo-Rechnungen durch und ermittelte die mittlere Energie der Photonen innerhalb und außerhalb des Feldes. Abb. 20 zeigt die Ergebnisse. Dargestellt ist die mittlere Energie der Strahlung an der Phantomoberfläche bei verschiedenen radialen Abständen. Die Feldgröße betrug 10 x 10 cm², d.h. die Betriebsblenden zur Definition des Feldrandes sind bis zum radialen Abstand von 5 cm, gemessen in der Isozentrumsebene, geöffnet. Die Erklärung für den dargestellten Verlauf liefert die Zusammensetzung der Strahlung. Innerhalb des Feldes dominieren die primären Photonen. Außerhalb des Feldes besteht die Strahlung aus den aus dem Feld herausgestreuten niederenergetischen Photonen und den Transmissionsphotonen, die durch das Blendenmaterial hindurch gelangt sind und durch die Aufhärtung relativ hohe mittlere Energien haben. Der Anteil der Streuphotonen ist am Feldrand am größten und nimmt nach außen hin ab, der Anteil der Transmissionsphotonen bleibt annähernd konstant. Somit kommt es zum sprunghaften Absinken der mittleren Photonenenergie unmittelbar an der Feldgrenze, aber weiter außen wieder zu einem Anstieg der mittleren Energie durch den verstärkten Anteil der aufgehärteten Transmissionsstrahlung. Deutlich zu erkennen ist auch, dass diese Aufhärtung aufgrund der im Abschnitt 2.1.6 diskutierten Effekte bei der 6 MV Strahlung stärker ist als bei der 18 MV Strahlung.

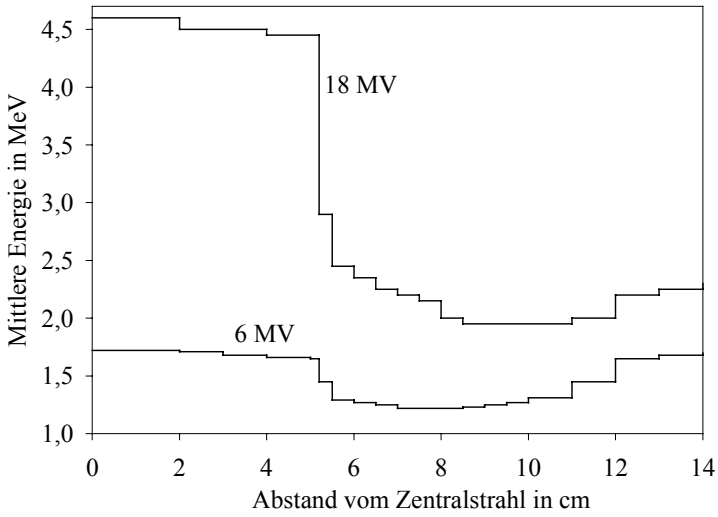


Abbildung 20: Mittlere Energie von 6 MV und 18 MV Photonenstrahlung innerhalb und außerhalb der Feldeinblendung; Feldgrenze bei 5 cm (Werte aus [23])

2.1.8. Fluenzmodifizierende Elemente des Beschleunigers

Die am meisten verwendete Möglichkeit, Photonenfelder ortsabhängig zu schwächen, um Dosisdefizite oder Dosiserhöhungen an bestimmten Stellen im Patienten zu vermeiden, ist der Einsatz von Keilfiltern. Diese sind aus Materialien mit hoher Dichte gefertigt und haben, wie Abb. 21 zeigt, einen keilförmigen Querschnitt [51]. Keilfilter schwächen die Strahlung ortsabhängig. Je nach durchstrahlter Dicke kommt es dabei zu unterschiedlichen spektralen Veränderungen. Keilfilter bestehen meist aus Stahl. Wie im Abschnitt 2.1.6. diskutiert, kommt es bei Materialien mit relativ niedrigen Ordnungszahlen (Eisen: Z = 27) zu einer merklichen Aufhärtung der Strahlung, besonders an der dicken Seite des Keils. Neben den sehr gewichtigen physikalischen Keilfiltern, die vom Bedienpersonal in den Beschleunigerkopf eingeschoben werden, gibt es virtuelle Keilfilter. Diese erzeugen ein "schräges" Fluenzprofil durch Bewegung der Betriebsblenden während der Strahlenapplikation. Der Vorteil des virtuellen Keils gegenüber dem physikalischen liegt neben der Erleichterung für das Personal in der vernachlässigbaren Aufhärtungswirkung. Shih et. al. [88] berechneten 6 MV Photonenspektren hinter verschiedenen Keilen im Vergleich zum offenen Feld mit dem Ergebnis, dass sich die mittlere Energie im Zentralstrahl durch Einsatz des physikalischen 45°- Keils um 30 % gegenüber der des offenen Feldes erhöht, während diese beim Einsatz des virtuellen 45°-Keils gleich bleibt. Die mittlere Energie der Photonen eines 16 x 16 cm² Feldes ist hinter der dicken Keilseite etwa 0,35 MeV höher als hinter der dünnen Seite des Keils.

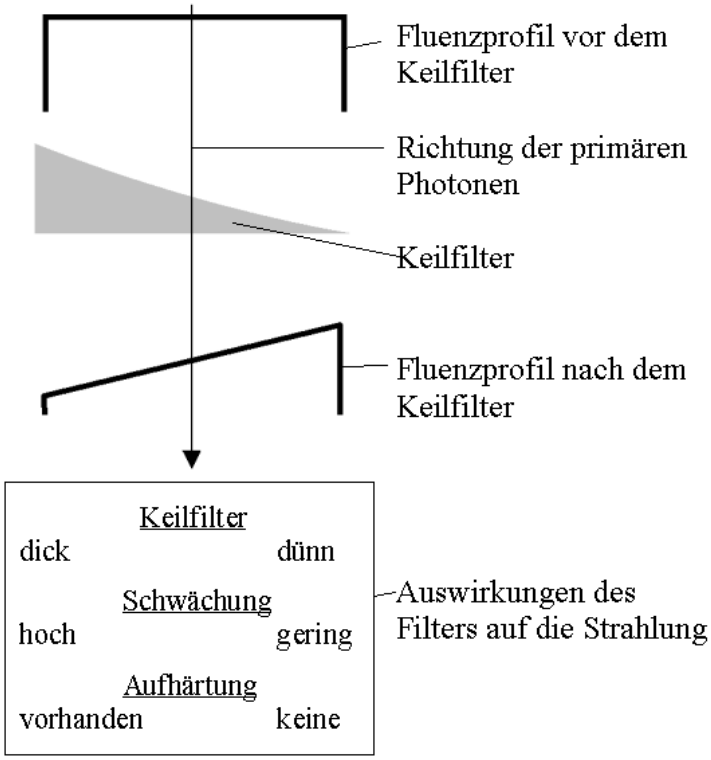


Abbildung 21: Wirkungsweise des Keilfilters

Bei besonderen Zielvolumen-Risikoorgan-Konfigurationen liefert die herkömmliche Therapieplanung und Verwendung mehrerer Photonenstrahlenfelder keine zufriedenstellende Konformität der Dosisverteilung. Hierzu gehören zum Beispiel Zielvolumina mit konkaven

Einbuchtungen, die um ein Risikoorgan herum angelegt sind. Eine mögliche Lösung des Problems liegt in der Verwendung von intensitätsmodulierten Feldern (IMRT). Das in das Bestrahlungsfeld eingestrahlte Photonenbündel hat hierbei kein homogenes oder schräges Fluenzprofil, sondern eine zweidimensionale Fluenzverteilung, die an jeder der beiden Ortkoordinaten im des Strahlquerschnitt einen anderen Fluenzwert haben kann. Abb. 22 zeigt ein Bestrahlungskonzept mit 3 Feldern ohne (a) und mit (b) Intensitätsmodulation. Risikoorgane und gesundes Gewebe werden mit modulierten Feldern deutlich weniger belastet.

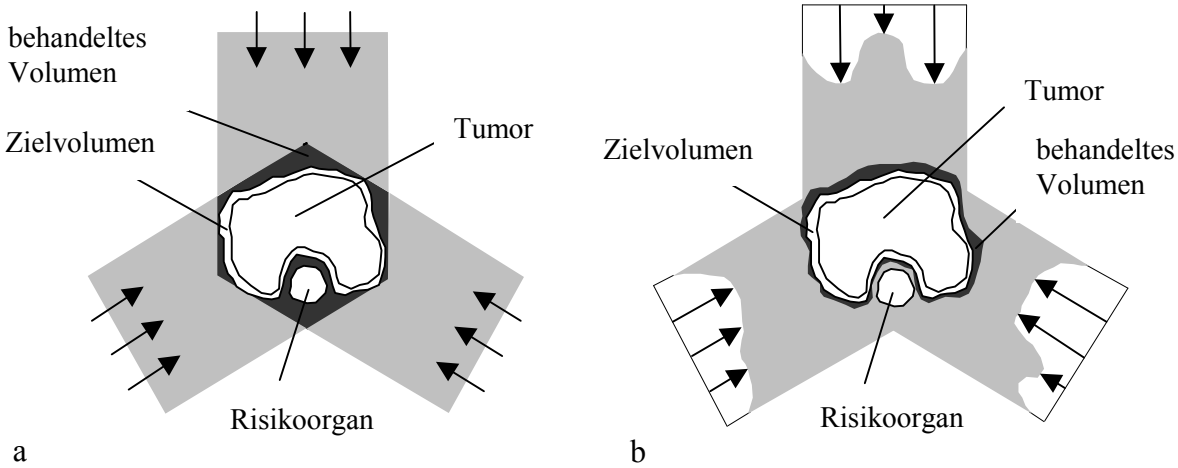


Abbildung 22: (a) Bestrahlungsplan mit irregulär begrenzten Feldern – Risikoorgan wird mitbestrahlt; (b) Bestrahlungsplan mit intensitätsmodulierten Feldern – Schonung des Risikoorgans bei homogener Dosis im Zielgebiet [76]

Es existieren verschiedene Verfahren zur Erzeugung von intensitätsmodulierten Feldern. Neben der Verwendung von individuell gegossenen Metallabsorbern, den Kompensatoren, können durch Aufteilung eines Feldes in kleine Feldsegmente mit Hilfe des Lamellenkollimators intensitätsmodulierte Felder erzeigt werden. Bei beiden Verfahren ist die Veränderung des Bremsstrahlensspektrums durch die Intensitätsmodulation von Interesse. Kompensatoren bestehen aus einfach zu verarbeitenden Gussmaterialien wie MCP 96 oder Zinn-Paraffin. Diese haben eine vom Ort im Bestrahlungsfeld abhängige Dicke. Die Fluenzmodulation geschieht durch ortsabhängige Transmission. Durch das Einbringen dieser Materialien ist wiederum eine Aufhärtung der Strahlung besonders bei niedriger Erzeugungsspannung hauptsächlich bei großen durchstrahlten Kompensatordicken zu erwarten. Bei Feldern kleiner als 3 x 3 cm², die für die IMRT durchaus üblich sind, kann

aufgrund der geringen Blendenöffnung im Verhältnis zur Größe des Photonen-Quellbereichs (Unterseite des Ausgleichsfilters) theoretisch eine Veränderung des Bremsstrahlungsspektrums im Vergleich zu dem von größeren Feldern erwartet werden. Auch der Streustrahlungsanteil im Photonenbündel könnte zunehmen, da das Verhältnis des Umfangs zur Querschnittsfläche des Bündels mit abnehmender Blendenöffnung zunimmt.

2.1.9. Weitere Elemente des Strahlerkopfes: Monitorkammer, Spiegel, Retikel

Das Dosismonitorsystem des Beschleunigers schließt sich strahlabwärts an das Ausgleichsfilter an. Es besteht aus mindestens zwei voneinander unabhängigen Durchstrahl-Ionisationskammern, welche die Dosisleistung ständig messen. Die Messwerte dienen zur Dosisleistungssteuerung und zur Überwachung der eingestrahlten Dosis. Das Dosismonitorsystem ist so aufgebaut, dass es die Strahlung möglichst nicht beeinflusst. Bei den meisten Beschleunigern bestehen die Dosismesskammern aus mehreren dünnen, planparallelen Aluminiumoxidschichten, zwischen denen Luft als Ionisationsgas eingeschlossen ist. Beim Durchstrahlen des Dosismonitorsystems ist theoretisch eine geringfügige Schwächung und Aufhärtung des Photonenstrahls über seinen gesamten Querschnitt zu erwarten.

Die Photonen durchstrahlen auf dem weiteren Weg von der Quelle zum Patienten einen Spiegel, der zur Einblendung eines Lichtfeldes für die genaue Patientenpositionierung dient. Dieser besteht aus einer 1,6 mm dicken Glasschicht, die mit Aluminium bedampft ist.

Außerdem passiert die Strahlung beim Austritt aus dem Strahlerkopf eine 3 mm dünne Plexiglasplatte, das Retikel. Es projiziert ein Netz von Maßlinien auf den Patienten.

nominelle Erzeugungs-spannung	$\overline{E}$ nach Ausgleichsfilter (z = 10 cm)	$\overline{E}$ nach Dosiskammer (z = 11,5 cm)	$\overline{E}$ nach Spiegel (z = 12 cm)	$\overline{E}$ nach Retikel (z = 45 cm)
6 MV	1,62 MeV	1,63 MeV	1,64 MeV	1,69 MeV
15 MV	3,63 MeV	3,64 MeV	3,64 MeV	3,66 MeV

Tabelle 8: Veränderung der mittleren Energie durch Dosismonitorsystem, Spiegel und Retikel bei 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung eines Siemens Mevatron KD2

Aufgrund der geringen durchstrahlten Materialdicken sind die Auswirkungen von Dosismesssystem, Spiegel und Retikel auf das Bremsstrahlungsspektrum experimentell nur

schwer qualifizierbar. Deshalb wurden eigene Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt, bei denen die genannten Bauteile des Strahlerkopfes bei realer 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung simuliert wurden. Tab. 8 zeigt die mittleren Energien der Strahlung jeweils strahlabwärts (z-Richtung) hinter den Elementen.

2.1.10. Zusammenfassung: Entstehung und Beeinflussung des Photonenspektrums

Die zitierten Arbeiten zeigen, dass die Quantifizierung der Strahlenqualität sowie ihrer Beeinflussung durch die Elemente des Beschleunigers und die individuelle Feldgeometrie ein Problem der klinischen Strahlenphysik über schon einen langen Zeitraum darstellt. Frühere Arbeiten nutzten dafür meist die Messung von Hilfsgrößen wie Tiefendosiskurven oder Halbwertsschichtdicken. In neueren Arbeiten werden Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt, die erst durch schnelle Rechentechnik möglich wurden.

In dieser Arbeit wird eine bestehende experimentelle Methode mit mathematischer Auswertung zur Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums aus der unter Standardbedingungen gemessenen Transmissionskurve vorgestellt. Ziel ist es die Genauigkeit dieser Methode zu verbessern. Die Ergebnisse sollen genaue Aussagen zur Strahlenqualität und zur Veränderung derselben durch die Elemente des Strahlerkopfes und die Strahlgeometrie zulassen. Verglichen werden die Ergebnisse mit denen anderer Autoren sowie mit den Resultaten eigener Monte-Carlo-Rechnungen.

2.2 Methoden zur Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums

Bei der Messung der spektralen Größen im Photonenstrahlungsfeld eines klinischen Linearbeschleunigers muss die hohe Photonenflußdichte beachtet werden. In der Literatur werden die folgenden Verfahren zur Spektrengewinnung beschrieben:

- direkte Messung des Strahlungsspektrums durch Halbleiter- oder Szintillationsspektrometer im Streustrahlenfeld
- Entfaltung des Spektrums aus der γ-Aktivität nach Kernphotoaktivierung
- Berechnung des Spektrums durch Monte-Carlo-Methoden
- Rekonstruktion des Spektrums aus unter klinischen Bedingungen einfach messbaren Daten (Transmission, Tiefendosiskurve).

Diese werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

2.2.1. Direkte Messung des Spektrums

Die Photonenflußdichte in einem Meter Abstand vom Target eines modernen klinischen Linearbeschleuniger liegt zwischen 10^9 und 10^{11} Photonen$\cdot$cm$^{-2}\cdot$s^{1}. Ein Detektor für einzelne Photonen mit nachgeordnetem Impulshöhenanalysator zur spektralen Trennung ist nicht in der Lage, eine so schnelle Folge von Wechselwirkungsereignissen aufzulösen. Daraus ergibt sich das größte Problem bei dieser Art der Messung des Bremsstrahlungsspektrums, die wirksame Reduzierung der Anzahl von Photonen, die in einem bestimmten Zeitintervall auf den Detektor treffen [12, 65].

Abschirmungen im primären Strahlenfeld, die nach dem Schwächungsgesetz zu einer Reduktion der Photonen führen würden, kommen nicht in Frage, weil die spektrale Energieverteilung der Photonen hierdurch beeinflusst und Sekundärphotonen und -elektronen generiert würden. Hinter dem Schwächungskörper könnte somit nur schwerlich auf das Originalspektrum geschlossen werden.

Alternativ zur Schwächung könnte der primäre Photonenfluss, der auf den Detektor wirkt, durch Ausnutzung des quadratischen Abstandsgesetzes verkleinert werden. Der Abstand von der Quelle zum Detektor ist allerdings im klinischen Betrieb bautechnisch limitiert, so dass diese Methode ebenfalls nicht einsetzbar ist.

Faddegon et. al. [26] führten spektrale Messungen im direkten Strahl eines Linearbeschleunigers durch. Die Stromstärke der Elektronen, welche auf das Target treffen wurde stark reduzierten. Dies ist allerdings bei einem Linearbeschleuniger im klinischen Einsatz nicht realisierbar.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, Photonen aus dem Nutzstrahl herauszustreuen, dann das Spektrum der gestreuten Photonen außerhalb des Nutzstrahls aufzunehmen und daraus das Spektrum der primären Photonen zu berechnen. Das Prinzip dieser Messung zeigt die Abb. 23. Streuobjekt ist meist eine dünne in den Nutzstrahl eingebrachte Aluminiumfolie. Als Detektor werden NaI(Tl)-Szintillatoren oder hochauflösende Ge(Li)-Halbleiterdetektoren verwendet, die in einem festen Winkel θ zum Zentralstrahl außerhalb des Nutzstrahlenfeldes positioniert sind. Photonen, die in andere Raumwinkel gestreut werden, hält eine starke Abschirmung vom Detektor fern.

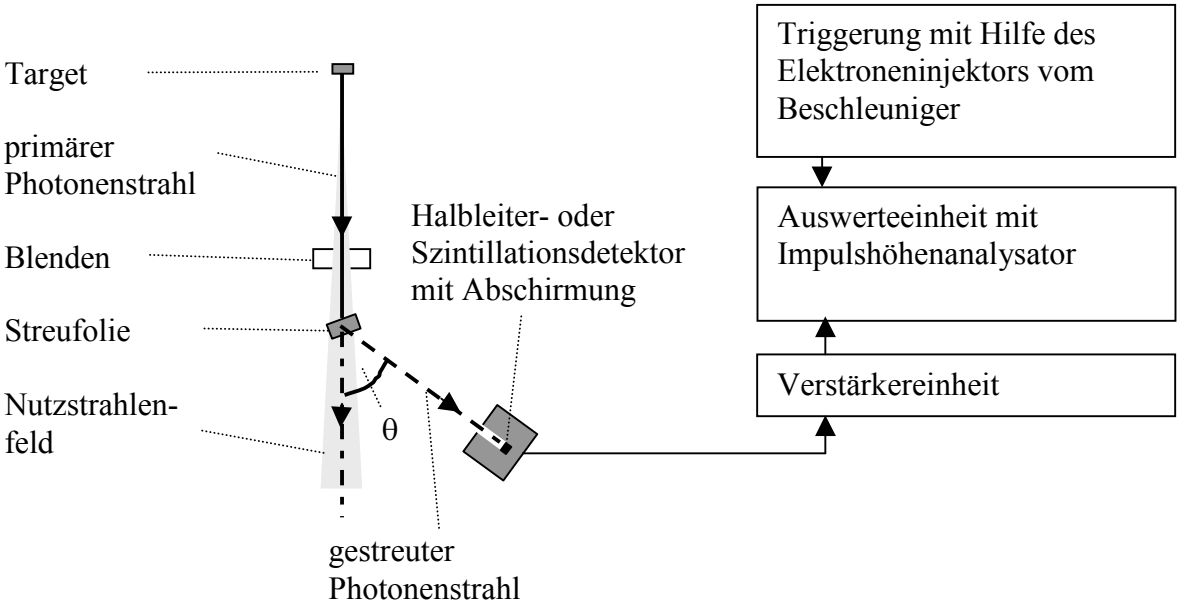


Abbildung 23: Prinzip der Messung des Bremsstrahlungsspektrums durch Spektrometrie unter einem Comptonstreuwinkel θ [53]

Levy et. al. [57, 58] führten Messungen unter einem Streuwinkel von 50° am Linearbeschleuniger und Betatron durch und berechneten die primären Spektren mit Hilfe der Energie-Winkel-Beziehung des Comptoneffekts. Zur Überprüfung der Ergebnisse und zur Fehlerabschätzung der Methode wurde die mittlere Energie aus dem Spektrum mit der effektiven Energie - bestimmt aus der Halbwertsschichtdicke - der gleichen Strahlung verglichen. Zusätzlich dienten Spektren, die aus den Wirkungsquerschnitten der Elementarprozesse bei der Bremsstrahlungsentstehung berechnet wurden, zur Verifikation der

experimentellen Ergebnisse. Trotz des großen messtechnischen Aufwandes, der in der klinischen Routine kaum durchgeführt werden kann, werden Gesamtfehler der Methode zwischen 6 % - 10 % angegeben. Es zeigt sich, dass sich die mittleren Energien der gemessenen und berechneten Spektren um bis zu 12 % unterscheiden. Probleme bei dieser Methode treten durch die Energieabhängigkeit des Detektor-Ansprechvermögens und durch die Breite der Impulshöhenverteilung für jede einfallende Photonenergie auf.

Die Arbeitsgruppe von Landry [53] ermittelte die Photonenspektren von Kobalt-60- Gammastrahlung sowie Bremsstrahlung eines Linearbeschleunigers bei verschiedenen nominellen Erzeugungsspannungen mit Hilfe des in Abb. 23 gezeigten Messaufbaus. Theoretische Berechnungen des Bremsstrahlungsspektrums eines dicken Targets zeigen, dass es besonders bei den höherenergetischen Anteilen zu Unterschieden zwischen Messung und Berechnung kommt.

Der relativ hohe Aufwand, der bei dieser Methode zur Beseitigung der verschiedene Fehlereinflüsse notwendig ist, lässt es aus klinischer Sicht nicht ratsam erscheinen, das Bremsstrahlungsspektrum mittels Halbleiter- oder Szintillationsspektrometern zu messen.

2.2.2. Kernphotoaktivierung [84]

Photonen können über ihre elektromagnetischen Eigenschaften auch mit Nukleonen des Atomkerns in Wechselwirkung treten. Dabei wird Energie an den Atomkern abgegeben und dieser angeregt. Übertrifft die übertragene Energie die Bindungsenergie eines Protons oder Neutrons, so kann dies zur Emission des Nukleons führen, was als Kernphotoeffekt bezeichnet wird. Da der zurückbleibende Atomkern radioaktiv wird, wird dieser Effekt als Kernphotoaktivierung bezeichnet [52]. Die Energieschwellen dafür liegen im Bereich 10 MeV bis 20 MeV [95]. Die Wirkungsquerschnitte für die Kernphotoaktivierung sind von der Energie und vom Nuklid abhängig. Sie weisen eine annähernd glockenförmige Verteilung mit einem breiten Maximum, der Riesenresonanz, auf [65].

Zur Bestimmung des Photonenspektrums werden Aktivierungsfolien aus Materialien mit hohen Ordnungszahlen (niedrige Aktivierungsschwellenenergie) mit einer Dosis über 50 Gy bestrahlt. Bei geeigneter Auswahl der Folien entstehen durch die Kernphotoaktivierung Tochternuklide, die γ-Strahlung emittierenden. Das Spektrum der γ-Strahlung wird mit einem Szintillationsspektrometer für jede Aktivierungsfolie aufgenommen. Es ist das

Integral über das Produkt aus der gesuchten spektralen Photonenfluenz und dem bekannten Wirkungsquerschnitt. Mathematische Entfaltungsmethoden ermöglichen es, die Photonenfluenz der Aktivierungsstrahlung als spektrale Größe zu bestimmen.

Aufgrund der Schwellenenergie für die Photoaktivierung hat diese Methode den Nachteil, dass nur der hochenergetische Teil des gesuchten Spektrums bestimmt werden kann, wobei die Schwellenenergie der eingesetzten Aktivierungsmaterialien kleiner als die Grenzenergie des unbekannten Spektrums sein muss. Nur für diesen Bereich liefert das Verfahren gute Ergebnisse mit Fehlern unter 3 % [67].

Der Kernphotoeffekt wird auch zur Ermittlung von Elektronenspektren genutzt [44].

Wielopolski et. al. [95] nutzten die Kernphotoaktivierung zur Charakterisierung der spektralen Eigenschaften von Photonenstrahlung. Bestrahlt wurden Teflonfolien $(C_2F_4)_n$, deren Aktivität im Anschluss mit einen Szintillationsdetektor ausgewertet wurde.

Die Arbeitsgruppe von Nath [67] ermittelte mit Hilfe der Photoaktivierung das Spektrum von Bremsstrahlung, die in einem dicken Wolframtarget durch 33 MeV Elektronen entsteht. Folien aus verschiedenen Materialien wurden mit Dosen von 50 Gy bestrahlt. Untersucht wurden weiterhin die Einflüsse verschiedener Filtermaterialien auf die spektrale Verteilung der Photonen. Als Ergebnis dieser Untersuchungen wird die Praktikabilität und hinreichende Genauigkeit der Methode auch unter klinischen Bedingungen beschrieben. Die Experimente erfordern allerdings einen hohen Aufwand an Messtechnik (Aktivatorfolien, Szintillationsdetektor), der üblicherweise in einer Klinik mit Patientenbetrieb nicht möglich ist.

Dörschel et. al. [25] beschreiben eine auf der photoinduzierten Spaltung von Atomkernen basierende Methode zur Trennung von Dosisanteilen, die durch Photonen im unterschiedlichen Energiebereichen erzeugt wurden. Damit sind Aussagen über das Verhältnis der Dosisleistungen von hochenergetischer Nutzstrahlung und niederenergetischer Streustrahlung möglich. Bei 9 MV Photonenstrahlung eines Linearbeschleunigers werden nur etwa 15 % der Gesamtdosis von Photonen mit Energien größer als 6 MeV erzeugt. Bei 20 MV und 42 MV Strahlung eines Betatrons steigt dieser Anteil auf 43 % bzw. 57 %.

2.2.3. Monte-Carlo-Rechnungen

Die Entwicklung von schnellen Rechnern machte es in den letzten Jahren möglich, strahlenphysikalische Vorgänge durch Monte-Carlo-Simulation zu berechnen. Die Monte-Carlo-Methode basiert auf der rechnerischen Verfolgung des Schicksals individueller Teilchen. Dabei wird Weglänge, Wechselwirkungsart, Richtung und Energie des primären Teilchens und der erzeugten Wechselwirkungsprodukte mit Hilfe von Zufallszahlen aus den vorgegebenen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten berechnet [29, 37, 47, 86].

Ausgangspunkt für die Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums ist ein einzelnes, zufällig herausgegriffenes beschleunigtes Elektron mit seiner individuellen Flugrichtung und Energie. Mit Hilfe von Zufallszahlen und der Wirkungsquerschnitte wird festgelegt, wo die erste Wechselwirkung im Target stattfindet, welche Energie vom Elektron in Form von Photonen (Quanten) abgestrahlt wird und in welchen Raumwinkel Elektron und Photon gestreut werden. Die Geschichte dieses Elektrons und seiner Folgeteilchen wird so lange untersucht, bis es den interessierenden Raum verlässt oder seine Energie unter eine Schwelle gesunken ist. Bei großer Anzahl von so verfolgten Elektronenschicksalen ist es möglich, auf die Winkel- und Energieverteilung der im Target erzeugten Bremsstrahlung zu schließen. Wird nun wiederum durch Monte-Carlo-Simulation das Schicksal jedes einzelnen abgestrahlten Photons verfolgt, kann das Bremsstrahlungsspektrum an jedem beliebigen Ort ermittelt werden.

Voraussetzung für genaue Monte-Carlo-Berechnungen ist die genaue Kenntnis über den Aufbau aller im Wechselwirkungsbereich der untersuchten Strahlungskomponenten befindlichen Materialien. Weiterhin muss als primäre Eingangsgröße das Spektrum der beschleunigten Elektronen bekannt sein. Eigene Untersuchungen haben gezeigt, dass für die Ermittlung von Spektren mit "guter Statistik" die Anzahl der betrachteten Elektronenschicksale größer als 10^7 sein sollte. Daraus ergibt sich die erforderliche hohe Rechenleistung, die heute mit spezieller Software auch von einem PC erbracht werden kann [63].

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen ist es möglich, Spektren oder Dosisverteilungen beliebiger Strahlkonfigurationen zu untersuchen. Getrennte Betrachtungen der Einflüsse von Targetmaterial und -dicke, sowie Strahlkollimierung und Filterung auf die Qualität der Photonenstrahlung wurden von vielen Arbeitsgruppen mit Hilfe von Monte-Carlo-

Simulationen ermittelt. Die Ergebnisse, aus denen sich wichtige Erkenntnisse für die Konstruktion des Bestrahlungsgerätes ableiten lassen, wurden bereits im Abschnitt 2.1 zitiert.

Die Monte-Carlo-Berechnung sollte aber trotz aller Vorteile nicht von vornherein als absolut richtiges Verfahren angesehen werden. Monte-Carlo-Codes, so werden die Programmalgorithmen genannt, beinhalten meist Näherungen, die das Ergebnis beeinflussen. So werden oft elementare Wechselwirkungen von Elektronen zu Vielfachstreuprozessen zusammengefasst oder teilweise auch vernachlässigt. Ferner unterliegen die theoretischen Wirkungsquerschnitte der Elementarprozesse Näherungen oder ihre Genauigkeit wird durch Interpolation, Kurvenanpassungen sowie Diskretisierung von Spektralbereichen und räumlichen Bereichen beeinflusst.

2.2.4. Rekonstruktion des Spektrums aus einfach messbaren Daten

Einfach messbare Daten sind diejenigen, die sich in der klinischen Routine mit geringem Zeitaufwand, ohne Umbaumaßnahmen am Bestrahlungsgerät und mit in der Strahlentherapie vorhandenen Messgeräten ermitteln lassen. Zu diesen Größen und Funktionen gehören die Tiefendosiskurven unter verschiedenen Bedingungen, die daraus abgeleiteten Qualitätsindizes sowie die Transmissionsfunktion. Für die Spektrenbestimmung wird dabei nach folgendem Prinzip vorgegangen:

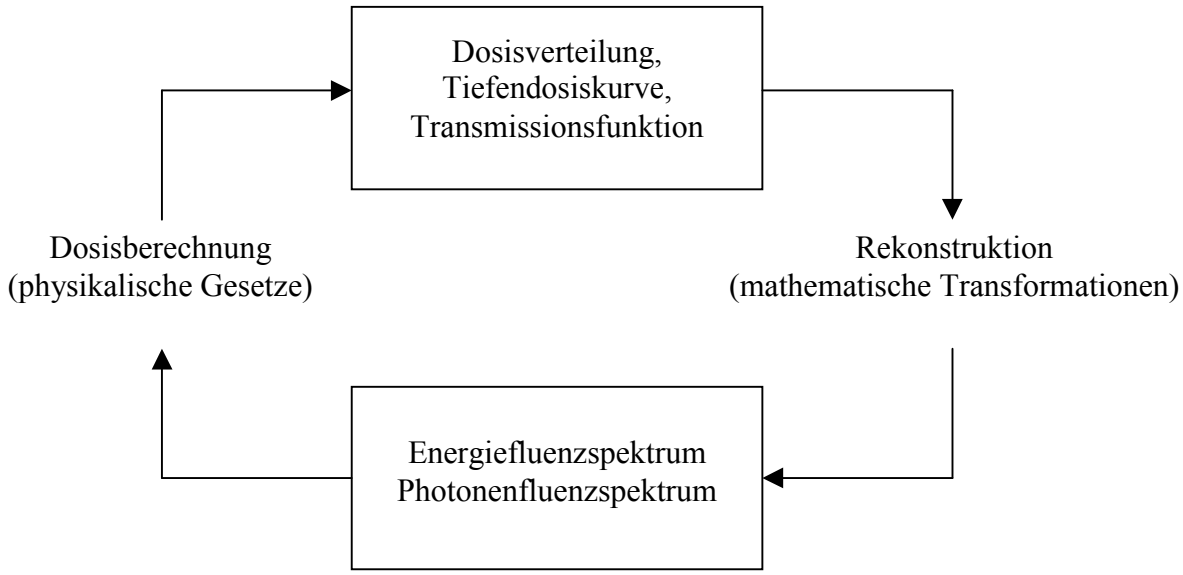


Abbildung 24: Prinzip zur Rekonstruktion des Spektrums aus einfach messbaren Daten

Die rechte Seite der Abb. 24 zeigt die mathematische Rekonstruktion des Spektrums aus gemessenen Daten. Links ist eine Möglichkeit zur Verifizierung der Rekonstruktionsergebnisse oder zu Iterationsrechnungen dargestellt.

Die Vorteile der Methode liegen vor allem darin, dass auf relativ einfache Art energierelevante Veränderungen am Beschleuniger festgestellt werden können. Sie ist deshalb zur routinemäßigen Kontrolle der spektralen Strahlenqualität einsetzbar. Die so ermittelten Spektren sind nicht nur von den Eingangsgrößen, sondern in gewissen Maße auch vom Rekonstruktionsalgorithmus und den Messbedingungen für die Ausgangsdaten abhängig.

Sauer et. al. [82] gewann Bremsstrahlungsspektren von 5 MV, 8 MV und 16 MV Photonenstrahlung durch Superposition von monoenergetischen Tiefendosiskurven im Vergleich mit gemessenen Tiefendosiskurven, welche mit einer Ionisationskammer und (im Aufbaubereich) mit einer Diode gemessen worden waren. Die Ermittlung der monoenergetischen Tiefendosiskurven erfolgte durch Monte-Carlo-Rechnung. Zur Verifikation dienten Monte-Carlo-Spektren. Der Vergleich der mittleren Energie der rekonstruierten und Monte-Carlo-generierten Spektren zeigt Abweichungen von 100 kV bei 5 MV Strahlung, 150 kV bei 8 MV Strahlung und 310 kV bei 16 MV Strahlung.

Ahnesjö et. al. [1] beschrieben eine ähnliche Methode wie Sauer. Ein analytisches Modell mit drei Parametern wurde zusammen mit dem nominellen Beschleunigungspotential verwendet, um die Bremsstrahlungsspektren zu charakterisieren. Mit Hilfe dieses Modells lassen sich als gesuchte Größe die Gewichte für monoenergetischen Tiefendosiskurven ermitteln, die addiert mit gemessenen Tiefendosiskurven iterativ vergleichen werden.

Bloch et. al. [13] verwendeten gemessene Werte im Aufbaubereich von Tiefendosiskurven bei kleinen Photonenfeldern zusammen mit effektiven Schwächungskoeffizienten, um daraus das Bremsstrahlungsspektrum zu ermitteln. Der graphische Vergleich dieser Spektren mit Monte-Carlo-Spektren zeigt eine gute Übereinstimmung.

Eine Vielzahl von Arbeitsgruppen [6, 7, 52, 68, 71, 92] nutzte die Transmissionsfunktion zur Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums. Diese Funktion ist experimentell einfach messbar. Schwächungsmaterial mit variabler Schichtdicke x wird dazu in "guter Geometrie" in den Strahl eingebracht. Die Dosis D(x) hinter der Schwächungsschicht,

bezogen auf den Dosiswert ohne Schwächungsschicht D(0), ergibt den Wert T(x) der Transmissionsfunktion. Als "gute Geometrie" wird ein Aufbau bezeichnet, der gewährleistet, dass die durch den Comptoneffekt gestreuten Photonen nicht zum Messwert beitragen.

In der Literatur werden verschiedene Rekonstruktionsmethoden vorgestellt, die es ermöglichen, aus der Transmissionsfunktion die spektrale Verteilung der Photonenstrahlung zu berechnen. Auf die folgenden soll hier näher eingegangen werden:

- Lösung des Gleichungssystems $T = A \cdot M_E(E)$ durch spektrale Algebra
- Iterative Methode zur Lösung des Gleichungssystems $T = A \cdot M_E(E)$
- Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums durch inverse Laplace-Transformation.

<u>Lösung des Gleichungssystems $T = A \cdot M_E(E)$ durch spektrale Algebra:</u> Die Transmissionsfunktion T(x) lässt sich durch folgende Gleichung darstellen:

$$T(x) = \int_0^{E_{Max}} M_E(E) \cdot e^{-\mu(E)\cdot x} \cdot dE \tag{7}$$

Dabei ist $M_E(E)$ die spektrale Verteilungsfunktion des Messwertes, aus der die spektrale Photonenfluenz als Kenngröße des Bremsstrahlungsspektrums berechnet werden kann. $\mu(E)$ stellt den linearen Schwächungskoeffizienten und x die Dicke des Schwächungsmaterials dar. Mit Hilfe der Regel von Simpson [14] lässt sich durch numerische Quadratur Gl. (7) als lineares System der Ordnung n wie folgt darstellen:

$$T(x) = A \cdot M_E(E) \tag{8}$$

T(x) und $M_E(E)$ sind Vektoren, A wird Schwächungsmatrix genannt, für die gilt:

$$A_{i,j} = \alpha \cdot \frac{\Delta E}{3} \cdot e^{-\mu_j \cdot x_i} \quad \text{mit} \quad \alpha = \begin{pmatrix} 1 & \text{für } j = 1, n \\ 2 & \text{für } j = 2,4,\ldots,n-1 \\ 4 & \text{für } j = 3,5,\ldots,n-2 \end{pmatrix}; \; i, j = (1 \ldots n);$$

$$\Delta E = \frac{E_{Max} - E_1}{n-1}$$

$\mu_1 = \mu(\Delta E)$ und $\mu_i = \mu(i \cdot \Delta E)$

$x_1 = 0$: kein Absorber

x_n = Dicke der dicksten Schwächungsschicht (9)

Die Matrix A lässt sich einfach aufstellen, allerdings ist eine Lösung des Gleichungssystems nach der Form $M_E(E) = A^{-1} \cdot T(x)$ schwierig zu finden, da die Koeffizientenmatrix A zwar regulär, aber schlecht konditioniert ist. Der Betrag der Determinante von A ist sehr klein gegenüber den Beträgen der Werte von A. Somit wirken sich kleine Unsicherheiten und Rundungsfehler während der numerischen Berechnung gravierend auf das Ergebnis aus.

Calala et. al. [15] und Francois et. al. [31] fanden ein Verfahren, das eine physikalisch vertretbare Lösung des Gleichungssystems (8) liefert. Spektrale Algebra, ausgeführt an der Matrix A, ermöglicht es, $M_E(E)$ als Summe von Projektionsmatrizen von A und ihrer dazugehörigen Eigenwerte zu berechnen. Diese Eigenwerte werden mit steigendem n sehr stark kleiner, was eine Beschränkung der Anzahl der Projektionsmatrizen zulässt. Dadurch wird das "fast" singuläre Problem lösbar. Der graphische Vergleich der so rekonstruierten Bremsstrahlungsspektren zeigt eine gute Übereinstimmung mit theoretischen Spektren. In einer späteren Arbeit von Francois et. a.. [32] wird die Methode genutzt, um die Veränderung der spektralen Photonenverteilung durch Keile bei verschiedenen nominellen Erzeugungsspannungen zu analysieren. Mit Hilfe der rekonstruierten Spektren lassen sich der mittlere Massen-Energie-Absorptionskoeffizient, das mittlere Massen-Bremsvermögen sowie Tiefendosiskurven berechnen. Diese Werte wurden von Francois et. al. zur Validierung der Methode mit gemessenen Daten anderer Autoren verglichen. Die Übereinstimmung der Tiefendosiskurven ist gut. Es kommt lediglich im Aufbaubereich der Dosis zu einer leichten Unterschätzung der Dosis durch die Berechnung gegenüber der Messung als Folge der Vernachlässigung der in praxi vorhandenen Sekundärelektronenkontamination. Die größte Abweichung der aus den Spektren und nach der Beziehung von Kosunen et. al. [50] ermittelten Massen-Bremsvermögen liegt bei rund 0,4 %. Die Übereinstimmung der Quotienten der Massen-Energie-Absorptionskoeffizienten von verschiedenen Materialien in Bezug zu Luft bei mehreren Strahlenqualitäten wird mit größer als 99,5 % angegeben. Als Referenz dienten Monte-Carlo-Werte von Fuhrang et. al. [33].

<u>Iterative Methode zur Lösung des Gleichungssystems $T = A \cdot M_E(E)$:</u> Für diesen Lösungsvorschlag wird als Basis ein einfacher, theoretisch möglicher Vektor $M_E(E)_0$ angenommen. Beispiele wären eine Gleichverteilung oder auch eine der physikalischen Realität näherkommende Verteilung mit linear ansteigender Flanke und linear abfallender Flanke unter Einhaltung von Grenzbedingungen.

Huang et. al. [39] entwickelte einen Ablaufplan zur iterativen Ermittlung von $M_E(E)$. Mit Hilfe des Ausgangsvektors $M_E(E)_{k-1}$ wird nach Gl. (8) ein Transmissionsvektor T_k berechnet. Dieser liefert durch Vergleich mit dem gemessenen Transmissionsvektor T_M einen Fehlervektor, mit dessen Hilfe eine neue Verteilung von $M_E(E)_k$ ermittelt wird. Mit diesem Schritt ist die k-te Iterationsschleife durchlaufen. Nach Erfüllung eines sinnvollen Abbruchkriteriums nach n Iterationsschritten ist $M_E(E)_n$ in guter Näherung die Lösung $M_E(E)$ des Gleichungssystems (8). Huang et. al. berechneten iterativ 4 MV Spektren und verglichen diese mit Spektren, die durch Monte-Carlo-Methoden ermittelt wurden. Graphisch liegen beide Spektren gut übereinander. Die mittleren Energien unterscheiden sich allerdings um rund 0,4 MeV. Untersucht wurde auch die Energieverteilung in Abhängigkeit vom Winkel [40]. Aufgrund der Fehlergrenzen konnte keine signifikante Veränderung des Spektrums zwischen 0° und 4 ° festgestellt werden. Bei 9° wird ein weicheres Spektrum beschrieben.

Piermattei et. al. [71] verwendeten die iterative Methode für Bremsstrahlungsspektren bis zu 10 MV nomineller Erzeugungsspannung. Mit Hilfe dieser Spektren wurden die Verhältnisse der Massen-Bremsvermögen von Wasser und Luft berechnet und mit Werten der Literatur [3] verglichen.

Nisbet et. al. [68] nutzten unter Nadelstrahlbedingungen gemessene Transmissionswerte, um die spektrale Photonenfluenz mit nominellen Erzeugungsspannungen zwischen 6 MV und 25 MV verschiedener Beschleuniger zu berechnen. Als Schwächungsmaterial wurden das Phantommaterial "solid water" und Kupfer verwendet. Es zeigte sich, dass Unterschiede bei den rekonstruierten Spektren in Abhängigkeit vom Schwächungsmaterial auftraten. Diese Ungenauigkeiten resultieren aus dem Verlauf des Massen-Schwächungskoeffizienten mit der Energie. Je größer der Betrag des Anstieges dieser Funktion ist, desto sensitiver ist die Methode. Bei Kupfer fällt die Funktion bis etwa 4 MeV, geht dort in ein breites Minimum über und steigt ab etwa 8 MeV wieder an. Kupfer ist demnach kein geeignetes Material für die Transmissionsmessungen. Nisbet et. al. berechneten $S_{w/air}$ aus den Spektren und vergleichen diese mit Werten der IAEA. Die größten Abweichungen lagen für die hohen Erzeugungsspannungen bei 0,7 %. Der gemessene und berechnete Qualitätsindex $TPR_{20/10}$ (Verhältnis der Dosis in 20 cm und 10 cm Tiefe in Wasser unter Standardbedingungen) diente weiterhin zur Verifikation. Die Ergebnisse sind für ausgewählte Strahlenqualitäten in Tab. 9 dargestellt. Hier zeigt sich wiederum, dass die größten

Abweichungen bei hohen Erzeugungsspannungen auftreten, weil durch den flacheren Verlauf des Massen-Schwächungskoeffizienten bei hohen Energien die Sensitivität der Methode kleiner wird.

Autor / nominelle Erzeugungsspannung	**$TPR_{20/10}$ gemessen**	**$TPR_{20/10}$ berechnet**	**Abweichung**
Nisbet et. al.[68] / 6 MV	0,680	0,680	- 0,1 %
Nisbet et. al. [68] / 10 MV	0,737	0,735	+ 0,1 %
Nisbet et. al. [68] / 15 MV	0,763	0,767	+ 0,6 %
Nisbet et. al. [68] / 25 MV	0,809	0,804	- 0,7 %
Baker et. al. [7] / versch. Erzeugungsspannungen	-	-	< 1 %

Tabelle 9: Vergleich der gemessenen und aus den rekonstruierten Spektren berechneten Qualitätsindizes $TPR_{20/10}$

Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums durch inverse Laplace-Transformation: Diese Methode beruht darauf, dass die Transmissionsfunktion und die spektrale Verteilungsdichte der Photonenstrahlung, dargestellt als Verteilung $P(\mu)$ des eineindeutig mit der Photonenenergie E verknüpften Schwächungskoeffizienten μ eines Schwächungsmaterial, ein Laplace-Paar bilden. Sämtliche Formeln zur Herleitung dieses Sachverhaltes und zur Berechnung des Bremsstrahlungsspektrums aus der inversen Laplace-Transformation der Transmissionsfunktion werden im Abschnitt 4.1. ausführlich beschrieben.

Da die inverse Laplace-Transformation analytisch durchgeführt wird, bedarf es einer vorhergehenden Kurvenanpassung an die Messwerte der Transmissionsfunktion. In der Literatur werden verschiedene Funktionstypen vorgestellt, die sich an die gemessenen Transmissionswerte anpassen lassen und deren inverse Laplace-Transformation analytisch durchführbar ist. Tab. 10 zeigt zur Spektrenrekonstruktion geeignete Laplace-Paare $T(x)$ und $P(\mu)$ verschiedener Autoren [4, 5, 9, 41, 46, 83].

Ahuja et. al. [2] analysierten die Funktionstypen II, III, A und B der Tabelle 10 und die daraus gewonnenen Spektren für 4 MV Photonenstrahlung. Alle vier Anpassungsfunktionen eignen sich gut, die Transmissionskurve anzunähern. Es kommt allerdings zu Unterschieden der rekonstruierten Energieverteilungen, wobei im graphischen Vergleich das Spektrum nach Typ B die beste Übereinstimmung mit dem Monte-Carlo-Spektrum liefert.

Typ	Autor /	T(x)	P(μ) (ohne Konstanten)
I	Bell [9]	$e^{-\mu_0 \cdot x - A \cdot \sqrt{x}}$	$(\mu-\mu_0)^{-3/2} \cdot e^{-A^2/[4(\mu-\mu_0)]}$
II	Jones [46]	$e^{-\mu_0 \cdot x} \cdot e^{-A_1(\sqrt{A_2+x}-\sqrt{A_2})}$	$e^{-A_2(\mu-\mu_0)} \cdot (\mu-\mu_0)^{-3/2} \cdot e^{-A_1^2/[4(\mu-\mu_0)]}$
III	Saylor [83]	$e^{-\mu_0 \cdot x} \cdot \sum_{i=1}^{3} A_{2i-1} \cdot e^{-A_{2i}\sqrt{x}}$ mit $\sum_{i=1}^{3} A_{2i-1} = 1$	$(\mu-\mu_0)^{-3/2} \cdot \sum_{i=1}^{3} A_{2i-1} \cdot A_{2i} \cdot e^{-A_i^2/[4(\mu-\mu_0)]}$
A	Huang et. al [41]	$e^{(\beta \cdot x^2 - \alpha \cdot x)}$	$e^{-(\mu-\alpha)^2/(4\beta)}$
B	Archer et. al. [4, 5]	$e^{-\mu_0 \cdot x} \cdot \left[\frac{\alpha \cdot \beta}{(x+\alpha)\cdot(x+\beta)}\right]^{\gamma}$	$\left[\left(\frac{\mu-\mu_0}{\alpha-\beta}\right)^{\gamma-0,5}\right] \cdot \left[e^{-\frac{\alpha+\beta}{2}\cdot(\mu-\mu_0)}\right] \cdot \left[J_{\gamma-0,5}^{\mathrm{mod}}\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot(\mu-\mu_0)\right)\right]$

Tabelle 10: Laplace-Paare zur Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums aus der Transmissionsfunktion.
(μ_0 - Schwächungskoeffizient bei der maximalen Energie des Spektrums;
J^{mod} - modifizierte Besselfunktion)

Cremers [16] untersucht in seiner Arbeit die Modelle A und B und vergleicht deren Ergebnisse mit eigenen Monte-Carlo-Rechnungen. Die Rekonstruktion nach Anpassungstyp A liefert große Abweichungen zur Monte-Carlo-Rechnung. Es treten Energiekomponenten größer als die Maximalenergie auf. Das Spektrum nach Typ A zeigt weiterhin keine Energiebeiträge unter 0,5 MeV. Das Spektrum nach Typ B zeigt im Vergleich zum Typ A eine etwas bessere, aber auch keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Monte-Carlo-Spektrum. Mit Hilfe der Spektren lassen sich Tiefendosisverteilungen berechnen und mit gemessenen Dosisverteilungen vergleichen. Cremers kommt zu dem Ergebnis, dass die Tiefendosiskurve aus dem Spektrum A besser mit der gemessenen Tiefendosiskurve übereinstimmt als die aus der Berechnung mit dem Spektrum B.

Archer et. al. [4 ,5] entwickelten den Funktionstyp B, um Spektren von 2 MV, 6 MV bis zu 25 MV nomineller Erzeugungsspannung zu rekonstruieren. Die Übereinstimmung der so gewonnenen 2 MV und 6 MV mit direkt gemessenen Spektren wird als gut beschrieben. Zu großen Abweichungen kommt es bei dem 25 MV Spektrum, die vor allem mit Ungenauigkeiten bei der Kurvenanpassung und mit dem bei hohen Energien sehr flach verlau-

fenden Massen-Schwächungskoeffizienten erklärt werden. Auch hier diente zum Vergleich wieder ein im Streustrahlenfeld direkt gemessenes Bremsstrahlungsspektrum, dessen Fehlerbalken allerdings selbst schon bis zu 12 % betragen.

Verschiedene Kurvenanpassungen der Transmissionsfunktion liefern unterschiedlich genaue Ergebnisse bei der Spektrenrekonstruktion. Die Genauigkeit der rekonstruierten Spektren hängt im entscheidenden Maße von Fehlern der Kurvenanpassung ab. Die drei in Tab. 10 erstgenannten Laplace-Paare (I, II, III) eignen sich nach Angaben der Autoren für Photonenenergien kleiner als 1,2 MeV. Eigene Untersuchungen, die im Abschnitt 4.1. ausführlich beschrieben werden, zeigten, dass die Funktionstypen A und B besonders bei kleinen Transmissionswerten erhebliche Anpassungsfehler liefern, welche die Genauigkeit des rekonstruierten Spektrums beeinträchtigen.

2.2.5. Methodenauswahl, Motivation

Für die Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums unter klinischen Bedingungen lässt sich die zuletzt beschriebene Methode, die Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums aus der Transmissionsfunktion, am besten anwenden. Die Transmission ist mit den in der Klinik vorhandenen Detektoren einfach und mit geringen Fehlern messbar. Kurvenanpassung und analytische inverse Laplace-Transformation erfordern keinen besonderen Aufwand an Rechenleistung und -software. Die in der Literatur beschriebenen Ergebnisse dieser Methode sind mit denen anderer Methoden vergleichbar. Grundsätzlich sind Vergleiche der eigenen Spektren mit international veröffentlichen Ergebnissen schwierig, da jeder Beschleuniger abhängig von Design und Benutzereinstellungen eine unterschiedliche Energieverteilung erzeugt. Sinnvoll ist die Verifikation eigener Ergebnisse durch Anwendung verschiedener Methoden zur Spektrengewinnung - zum Beispiel die Gegenüberstellung von rekonstruierten Spektren mit Monte-Carlo-Spektren. Da die Monte-Carlo-Spektren durch Näherungen im Algorithmus auch Fehler enthalten, sind die so gewonnenen Spektren nicht als absolut richtige Referenz anzusehen. Vielmehr wird durch den Vergleich ein gegenseitiges Stützen der Methoden beabsichtigt.

Die Literatursituation zeigt, dass der Vergleich von Spektren, die durch verschiedene Methoden ermittelt wurden, keine ideale Übereinstimmung liefert. Auch bei der für diese Arbeit ausgewählten Methode, der Rekonstruktion des Spektrums durch inverse Laplace-Transformation aus der Transmissionskurve, hängen die Ergebnisse von der verwendeten

Anpassungsfunktion ab. Keine der bisher verwendeten Funktionstypen liefert eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den theoretischen Monte-Carlo-Berechnungen.

Mit der Motivation, die Genauigkeit der Ermittlung von Bremsstrahlungsspektren unter klinischen Bedingungen zu verbessern, wurden daher in der vorliegenden Arbeit neue Funktionstypen getestet, die eine erhöhte Genauigkeit der Funktionsanpassung an die gemessene Funktion T(x) und gleichzeitig eine einfache Laplace-Rücktransformation versprachen. Außerdem müssen alle energieabhängigen Faktoren untersucht und berücksichtigt werden, die in die Beziehung zwischen Detektorsignal und spektraler Photonenfluenz $\Phi(E)$ eingehen. Mit den so gewonnenen exakteren Bremsstrahlungsspektren sollte es möglich sein, die Einflüsse der Elemente des Strahlerkopfes und der individuellen Benutzereinstellungen des Beschleunigers genauer zu analysieren. Das Gesamtziel war, durch Erhöhung der Genauigkeit von bestehenden Methoden zur Spektrengewinnung eine vollständige und exakte Beschreibung der Strahlenqualität von Photonenstrahlung und Photonenkontaminationsstrahlung zu liefern.

2.3. Photonenkontamination der Elektronenstrahlung

Für Strahlenbehandlungen von oberflächlichen Tumoren kommt in der klinischen Routine Elektronenstrahlung zum Einsatz. Diese hat durch ihren steilen Dosisabfall ab einer von der Energie abhängigen Tiefe gegenüber Photonenstrahlung den Vorteil, dass das hinter der zu bestrahlenden Region liegende Gewebe optimal geschont werden kann.

Therapeutische Elektronenstrahlung eines klinischen Linearbeschleunigers ist mit Bremsstrahlung kontaminiert. Diese entsteht beim Durchgang der Elektronen durch die Elemente des Strahlerkopfes (Streufolien, Dosismesskammer), bei Wechselwirkungen mit dem Blendensystem und mit der Luft sowie durch Abbremsung der Elektronen im Patienten oder Phantom. Die dominierende Quelle der externen, nicht im Phantom entstehenden Bremsstrahlung ist das Streufoliensystem, dessen eigentliche Funktion eine Dosishomogenisierung im Bereich des Strahlenfeldes ist [99]. Die Photonenkontaminationsstrahlung hängt von der Dicke und vom Material der durchstrahlten Elemente ab.

Das Spektrum der Kontaminationsphotonen ist von dosimetrischem Interesse, weil diese Photonen zur Dosis im elektronenbestrahlten Material beitragen und deshalb bei der Ermittlung der Wasser-Energiedosis aus der Anzeige einer Ionisationskammer berücksichtigt werden müssen. Der energieabhängige Korrektionsfaktor k'_E nach DIN 6800-2 [22] beruht jedoch auf Massen-Bremsvermögen, die durch Monte-Carlo-Rechnung für monoenergetisch einfallende Elektronen berechnet wurden, wobei nur die im Körper bzw. Phantom erzeugte, also nicht die im Strahlerkopf erzeugte, Bremsstrahlung berücksichtigt wurde. Um die Auswirkung der Vernachlässigung der im Strahlerkopf entstandenen Bremsstrahlung abschätzen zu können, ist die Kenntnis ihres Spektrums und Dosisanteils erforderlich. Die Kenntnis der Eigenschaften der Kontaminationsphotonen hat weiterhin für die genaue Modellierung des Elektronenstrahls bei der Bestrahlungsplanung Bedeutung [89].

Zhu et. al. [99] trennen die Kontaminationsphotonen von der primären Elektronenstrahlung durch Absorption der Elektronen in Wachs. Ausgenutzt werden die unterschiedlichen Durchdringungseigenschaften von Elektronen und Photonen, die im Abschnitt 5.3 durch eigene Versuche näher beschrieben werden. Die Arbeitsgruppe kommt zum Ergebnis, dass sich die Tiefendosiskurven der externen und im Phantom erzeugten Bremsstrahlung voneinander unterscheiden. Die Photonenkontamination steigt mit wachsender Feldgröße. Das Kontaminationsspektrum ist niederenergetischer als das Spektrum der Bremsstrahlung, das

mit der gleichen Elektronenenergie im Photonenbetrieb erzeugt wird. Das liegt vor allem an der im Elektronenbetrieb fehlenden Filterung im Bremstarget und im Ausgleichsfilter. Die Bremsstrahlungsproduktion durch das total elektronenabsorbierende Wachs wird in der Arbeit vernachlässigt.

Die Arbeitsgruppe von Rustgi et. al. [79] separierten die Kontaminationsbremsstrahlung von der primären Elektronenstrahlung durch Ablenkung der Elektronen in einem permanenten Magnetfeld. Somit war es möglich, die Tiefendosiskurven und den Dosisanteil der Photonenkontamination zu bestimmen. Die Tab. 11 zeigt für verschiedene Elektronenenergien die Maximumtiefe ($D_{Ph,Max}$) der Dosis, die durch die Photonen generiert wird, und die nominellen Erzeugungsspannungen (E_{nom}), die diesen Tiefen entsprechen. Zu erkennen ist, dass die Bremsstrahlung wie bei Zhu et. al. wegen der fehlenden Filterung weicher ist als die Strahlung, die mit derselben Elektronenenergie im Photonenbetrieb erzeugt würde. Den im Phantom generierten Anteil an Bremsstrahlung relativ zum Gesamtanteil der Photonenkontamination geben Rustgi et. al. mit 4 % bei 6 MeV und 9,8 % bei 18 MeV an. Die Elemente des Strahlerkopfes im Elektronenbetrieb, besonders die Streufolien, sind auch nach Rustgi et. al. die dominierenden Quellen der Bremsstrahlung. Die ebenfalls ermittelten Dosisquerprofile der Bremsstrahlung zeigen eine starke Intensitätserhöhung im zentralen Bereich.

Elektronenergie in MeV	$D_{Ph,Max}$ in cm	E_{nom} in MV
6	1,5	3
9	2,1	5,5
12	2,5	8
15	2,5	8
18	3	15

Tabelle 11: Tiefe des Dosismaximums der Kontaminationsphotonen und dazugehörige nominelle Erzeugungsspannung (Werte nach [79])

In einer Arbeit von Gur et. al. [34] werden Tiefendosiskurven der Photonenkontamination nach magnetischer Ablenkung der Elektronen aufgenommen. Die relative Intensität der Kontaminationsphotonen, bezogen auf die der Elektronen in der Tiefe des Dosismaximums, beträgt 5,4 % bei 8 MeV Elektronenstrahlung und steigt bis zu 8,5 % bei 20 MeV Elektronenstrahlung. Die Tiefen des Photonendosismaximums entsprechen bei Gur et. al. ungefähr der Maximumstiefe der Photonenstrahlung, erzeugt mit der gleichen Elektronenenergie und zusätzlicher Filterung im Ausgleichskörper. Da der Hauptanteil der Photonenkontamination in den Streufolien produziert wird, hängt die Intensität und das Tiefendosis-

verhalten stark von deren konstruierten Aufbau ab. Der Vergleich der Eigenschaften der Kontaminationsphotonen mehrerer Autoren ist schwierig, weil verschiedene Beschleunigertypen untersucht wurden.

Eine aktuelle Arbeit von Deng et. al. [19] beschäftigt sich mit der Monte-Carlo-Berechnung von Elektronen- und Photonenspektren primärer Elektronenstrahlung. Der Dosisanteil der im Strahlerkopf des Beschleunigers generierten Photonen im Tiefendosismaximum beträgt 5,0 % bei 20 MeV Elektronenstrahlung, 1,9 % bei 12 MeV Elektronenstrahlung und 0,6 % bei 6 MeV Elektronenstrahlung. Die aus den graphischen Abbildungen abgeschätzte mittlere Energie der Photonenspektren ist bedeutend niedriger als die der Spektren klinischer Photonenstrahlung bei einer der Elektronenenergie entsprechenden maximalen Photonenergie.

Die Literatur zeigt somit ein inhomogenes Bild von der spektralen Verteilung und vom Dosisanteil der Photonenkontamination im Elektronenstrahl. Dies liegt zum einen an dem unterschiedlichen Aufbau der Beschleuniger (besonders der Elektronenstreufolien) und zum anderen an den unterschiedlichen Messmethoden. Die ideale Trennung von Photonenstrahlung von der Elektronenstrahlung erfolgt durch die magnetische Ablenkung der Elektronen. Dies ist allerdings unter klinischen Bedingungen sehr aufwendig. In dieser Arbeit werden die spektralen Untersuchungen der Photonenkontamination mit der verbesserten Laplace-Transformationsmethode durchgeführt. Beschrieben wird eine sehr effektive Trennung der Photonenstrahlung durch eine Filteranordnung, die zum einen die Elektronen vom Messort fernhält und zum anderen die spektrale Zusammensetzung der Kontaminationsphotonen nicht verändert.

3. Präzisierung der Aufgabenstellung

Aus der in der Problemanalyse dargestellten Literatursituation und den diskutierten eigenen Voruntersuchungen ergeben sich folgende Hauptschwerpunkte dieser Arbeit:

- **Darstellung der exakten mathematisch-physikalischen Zusammenhänge der Methode zur Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums durch inverse Laplace-Transformation der Transmissionsfunktion**

- **Verbesserung der Genauigkeit der Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums**
    - Analyse der vorhandenen Funktionstypen zur Kurvenanpassung und ihrer Anpassungsfehler
    - Untersuchung neuer Funktionstypen zur Kurvenanpassung und ihrer Anpassungsfehler
    - Vergleich der Bremsstrahlungsspektren, basierend auf den verschiedenen Funktionstypen
    - Ermittlung und Anwendung des energieabhängigen Korrektionsfaktors für das energieabhabhängige Ansprechvermögen des Detektors

- **Anwendung der verbesserten Methode und Rekonstruktion von Bremsstrahlungsspektren verschiedener klinischer Bestrahlungssituationen**
    - Bremsstrahlungsspektren in Abhängigkeit vom radialen Abstand zum Zentralstrahl
    - Bremsstrahlungsspektren von Feldern mit fluenzmodulierenden Elementen im Strahlengang
    - Bremsstrahlungsspektren kleiner Felder

- **Spektrale Untersuchungen der Photonenkontamination im Elektronenstrahl**
    - Entwicklung und Analyse eines Messaufbaus zur experimentellen Trennung der Photonenkontamination von der primären Elektronenstrahlung
    - Bestimmung des Spektrums der Photonenkontaminationsstrahlung von klinischer Elektronenstrahlung und dessen Dosisanteil

4. Methodik zur Verbesserung der Genauigkeit des rekonstruierten Spektrums

4.1. Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums durch inverse Laplace-Transformation der gemessenen Transmissionsfunktion

Die Grundidee der vorliegenden Methode zur Messung des Bremsstrahlungsspektrums stammt von Huang [41]. Sie besteht darin, dass die Information über das Bremsstrahlungsspektrum in der unter Standardbedingungen gemessenen Transmissionskurve verschlüsselt ist und daraus rekonstruiert werden kann. Es kann gezeigt werden, dass die Transmissionskurve die Laplace-Transformierte des - als Funktion des energieabhängigen Schwächungskoeffizienten dargestellten - Photonenspektrums ist, so dass die Laplace-Rücktransformation der Transmissionskurve auf das Spektrum führt. Zur Realisierung dieser Idee wird experimentell und rechnerisch wie folgt vorgegangen:

In Abb. 25 ist der Messaufbau zur Messung der Transmissionskurve unter angenäherten Nadelstrahlbedingungen skizziert. Für diesen Messaufbau gelten die im weiteren dargestellten Zusammenhänge.

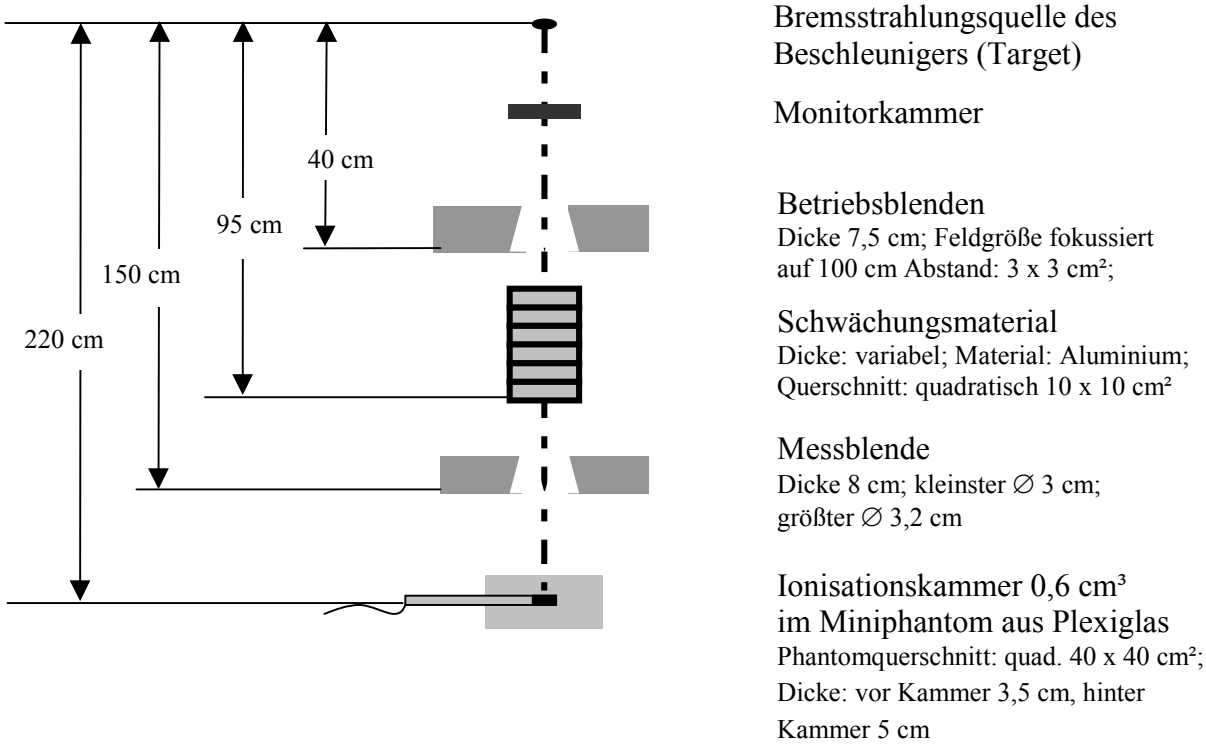


Abbildung 25: Messaufbau zur Bestimmung der Transmissionskurve (nicht maßstäblich)[8]

Die Nadelstrahlbedingungen ("narrow-beam-geometry") gewährleisten, dass die im Schwächungsmaterial erzeugte Streustrahlung die Ionisationskammer praktisch nicht erreicht, so dass die Schwächung des Nadelstrahl exakt durch das Schwächungsgesetz beschrieben wird. Der Signalanteil der Streustrahlung gilt als vernachlässigbar klein. Das Einhalten dieser Bedingung kann durch Vergleich der Schwächungskurven bei verschieden kleinen Strahldurchmessern geprüft werden.

$M_E(E)$ sei die spektrale Dichte des Kammermesswertes ohne Schwächungsmaterial bei der Photonenenergie E. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$M_E(E) = \Phi_E(E) \cdot E \cdot \left[\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right]_{Miniphantom} \cdot C(E) \tag{10}$$

mit: $\Phi_E(E)$ – spektrale Photonenflussdichte

E – Photonenenergie

$[\mu_{en}(E)/\rho]_{Miniphantom}$ – Massen-Energie-Absorptionskoeffizient des Miniphantoms

C(E) – energieabhängiger Korrektionsfaktor; siehe Gl. (22)

Analog zur DIN 6800-2 [22] wird der Kammermesswert bei einer fest gewählten Monitoranzeige mit M bezeichnet. Es sei M(x) der Messwert für eine Dicke x des Schwächungsmaterials und M(0) der Messwert ohne Schwächungsmaterial. Für die Transmissionsfunktion T(x) in Abhängigkeit von der Dicke x des Schwächungsmaterials gilt dann die Beziehung:

$$T(x) = \frac{M(x)}{M(0)} = \frac{\int_0^\infty M_E(E) \cdot e^{-\mu(E)\cdot x} \cdot dE}{M(0)} \tag{11}$$

mit: $\mu(E)$ – Schwächungskoeffizient des jeweiligen Schwächungsmaterials [42]

Bei Verwendung eines Schwächungsmaterials mit monotonem Zusammenhang zwischen dem Schwächungskoeffizienten μ und der Photonenergie E ist die Einführung einer zu $M_E(E)$ äquivalenten, von μ abhängigen Verteilungsdichte $P_\mu(\mu)$ durch die folgende Beziehung möglich:

$$P_\mu(\mu) \cdot d\mu = M_E(E) \cdot dE \tag{12}$$

Für die Transmission gilt somit:

$$T(x) = \frac{\int_0^\infty P_\mu(\mu) \cdot e^{-\mu\cdot x} \cdot d\mu}{M(0)} \tag{13}$$

Gl. (13) lässt unter Berücksichtigung der allgemeinen Definition für die Laplace-Transformation:

$$Laplace\{f(t)\} = \int_0^\infty f(t) \cdot e^{-t \cdot s} \cdot dt \tag{14}$$

erkennen, dass die Transmissionsfunktion proportional zur Laplace-Transformierten von $P_\mu(\mu)$ ist:

$$T(x) = \frac{Laplace\{P_\mu(\mu)\}}{M(0)} \tag{15}$$

Das als Funktion von μ dargestellte Photonenspektrum kann daher aus T(x) durch Laplace-Rücktransformation bestimmt werden:

$$P_\mu(\mu) = M(0) \cdot Laplace^{-1}\{T(x)\} \tag{16}$$

Durch Berücksichtigung von Gl. (12) ergibt sich aus Gl. (16) für die spektrale Dichte $M_E(E)$ dann der Zusammenhang:

$$\frac{M_E(E)}{M(0)} = \frac{d\mu}{dE} \cdot Laplace^{-1}\{T(x)\} \tag{17}$$

Gl. (17) beschreibt einen praktisch anwendbaren Algorithmus zur Ermittlung von $M_E(E)/M(0)$ aus der messbaren Transmissionsfunktion T(x). Der Quotient $M_E(E)/M(0)$ stellt die auf M(0) normierte spektrale Dichte des Kammermesswertes dar. Um aus $M_E(E)$ die gesuchte spektrale Photonenfluenz $\Phi_E(E)$ zu gewinnen, sind die folgenden Zusammenhänge zu beachten:

Für die spektrale Energiedosis $D_{E,\,Miniphantom}(E)$ am festen Messort im Miniphantom bei der Schwächungsmaterialdicke x = 0 gilt einerseits:

$$D_{E,Miniphantom}(E) = \Phi_E(E) \cdot E \cdot \left[\frac{\mu_{en}}{\rho}\right]_{Miniphantom} \cdot k_{Schwächung}(E) \cdot k_{Transport}(E) \tag{18}$$

mit: $\Phi_E(E)$ – spektrale Photonenfluenz in der Eintrittsebene des Schwächungsmaterials

$[\mu_{en}(E)/\rho]_{Miniphantom}$ – Massen-Energie-Absorptionskoeffizient des Miniphantommaterials

$k_{Schwächung}(E)$ – Korrektionsfaktor für die Schwächung im Miniphantom

$k_{Transport}(E)$ – Korrektionsfaktor für den Elektronentransport im Miniphantom

Andererseits gilt nach DIN 6800-2 [22] für eine zur Messung der Wasser-Energiedosis mit ^{60}Co-Gammastrahlung kalibrierte Ionisationskammer folgender Zusammenhang zwischen der spektralen Dichte $M_E(E)$ des Messwertes der Ionisationskammer und der dem Phantommaterial zugeführten Energiedosis $D_{E,\,Miniphantom}(E)$:

$$D_{E,Miniphantom}(E) = M_E(E) \cdot \frac{\left[\mu_{en}(E)/\rho\right]_{Miniphantom}}{\left[\mu_{en}(E)/\rho\right]_{Wasser}} \cdot N \cdot k_{Bremsvermögen}(E) \tag{19}$$

mit: N – Kalibrierfaktor der im Miniphantom angeordneten Ionisationskammer zur Messung der Wasser-Energiedosis (bei ^{60}Co-Strahlung ermittelt)

$k_{Bremsvermögen}(E)$ – Korrektionsfaktor für die Verwendung der Ionisationskammer bei der Photonenenergie E (in DIN 6800-2 für klinische Photonenspektren mit k_Q bezeichnet)

Die Gl. (18) und Gl. (19) ergeben zusammen den Ausdruck:

$$\Phi_E(E) = \frac{M_E(E) \cdot N}{E \cdot \left[\frac{\mu_{en}}{\rho}\right]_{Miniphantom}} \cdot \frac{\left[\mu_{en}(E)/\rho\right]_{Miniphantom}}{\left[\mu_{en}(E)/\rho\right]_{Wasser}} \cdot \frac{k_{Bremsvermögen}(E)}{k_{Schwächung}(E) \cdot k_{Transport}(E)} \tag{20}$$

Aufgrund der Berechnung von $M_E(E)$ mittels inverser Laplace-Transformation der Transmissionsfunktion nach Gl. (17) kann die spektrale Photonenfluenz $\Phi_E(E)$, normiert auf die energieunabhängigen Werte N und M(0), mit Gl. (20) dann wie folgt aus der Transmissionskurve T(x) berechnet werden:

$$\frac{\Phi_E(E)}{N \cdot M(0)} = \frac{Laplace^{-1}\{T(x)\} \cdot \frac{d\mu}{dE}}{E \cdot \left[\frac{\mu_{en}}{\rho}\right]_{Wasser} \cdot R(E)} \quad \text{mit} \quad R(E) = \frac{k_{Schwächung}(E) \cdot k_{Transport}(E)}{k_{Bremsvermögen}(E)} \tag{21}$$

Da die Faktoren N und M(0) bei einer Messreihe mit dem Schwächungsmaterial konstant sind, stellt die Größe $\Phi_E(E)/N/M(0)$ Relativwerte der spektralen Photonenflussdichte dar. Nach Gl. (10) und Gl. (20) besteht zwischen C(E) und R(E) der formale Zusammenhang:

$$C(E) = \frac{R(E)}{N} \cdot \frac{\left[\mu_{en}(E)/\rho\right]_{Wasser}}{\left[\mu_{en}(E)/\rho\right]_{Miniphantom}} \tag{22}$$

R(E) hat somit die Bedeutung eines Korrektionsfaktors zur Berücksichtigung des energieabhängigen Detektoransprechvermögens. Die Bestimmung der drei Teilfaktoren von R(E) als Maßname zur Verbesserung der Genauigkeit des rekonstruierten Bremsstrahlungsspektrums wird im Abschnitt 4.3 beschrieben.

4.2. Optimierung der Kurvenanpassung und Laplace-Rücktransformation

4.2.1. Analyse der Funktionstypen mit konstanter Parameteranzahl

Den Kern der Berechnung des Bremsstrahlungsspektrums nach Gl. (21) stellt die inverse Laplace-Transformation der Transmissionsfunktion dar. Diese Transformation wird analytisch mit Hilfe einer an die gemessenen Transmissionswerte angepassten Parameterfunktion durchgeführt, damit sich die experimentellen Fehler der einzelnen Messwerte möglichst wenig auswirken. Grundsätzlich lässt sich zwar jede integrierbare Funktion in den Laplace-Bereich transformieren bzw. aus diesem zurück transformieren, sofern die Funktion für $x \to \infty$ nicht stärker als $e^{a \cdot x}$ mit $a > 0$ gegen ∞ strebt [14]. Die exakte analytische Lösung der inversen Laplace-Transformation ist allerdings nur für relativ einfache Funktionen bekannt. Unter diesem Gesichtspunkt lassen sich wenige Funktionen finden, die sich zudem noch mit geringen Fehlern an die gemessene Transmissionskurve anpassen lassen. Im weiteren werden zwei Funktionstypen mit konstanter Anzahl von Parametern untersucht, welche mit Typ A und B bezeichnet werden.

Typ A: Die von Huang [41] beschriebene Anpassung der Transmissionsmesswerte T(x) erfolgt durch das Produkt zweier Exponentialfunktionen mit je einem freien Parameter nach der folgenden Form:

$$T(x) = e^{\beta \cdot x^2} \cdot e^{-\alpha \cdot x} \tag{23}$$

Der erste Faktor stellt die Abweichung der gemessenen Transmissionskurve von der durch den zweiten Faktor beschriebenen Transmissionskurve bei monoenergetischer Strahlung mit dem Schwächungskoeffizienten α dar. Dieser Sachverhalt ist anhand der gemessenen und angepassten Transmissionskurven von 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung in der Abb. 26 dargestellt.

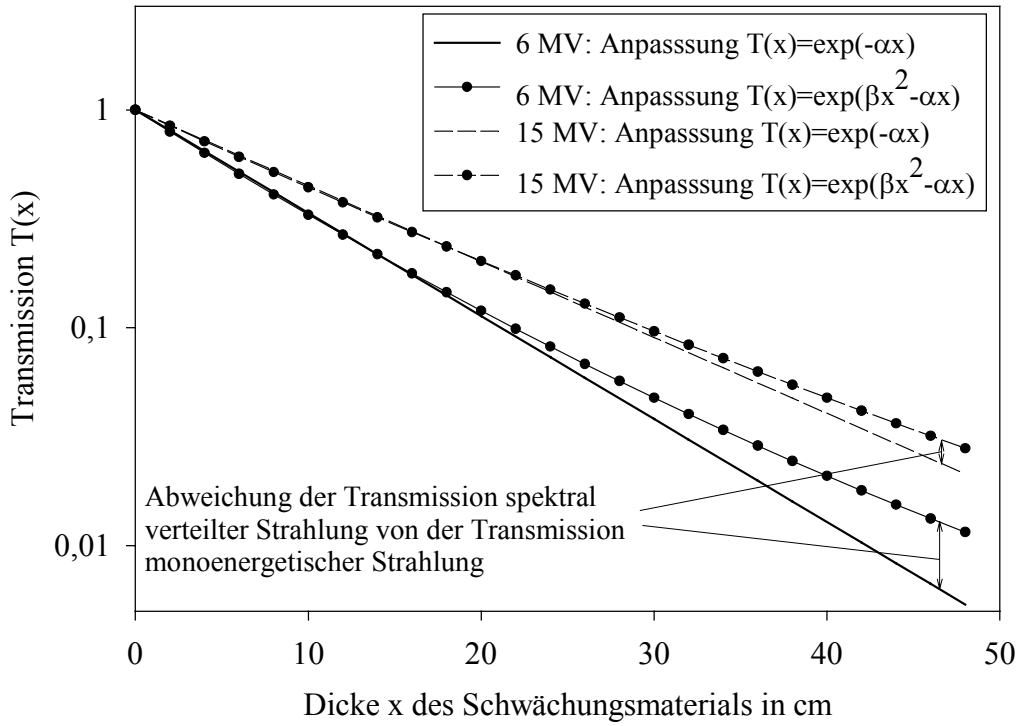


Abbildung 26: Anpassung der Transmissionskurven für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung nach dem Anpassungstyp A (eigene Messwerte)

Die inverse Laplace-Transformierte von Gl. (23) als Funktion des linearen Schwächungskoeffizienten μ lautet nach Huang [41] in guter Näherung:

$$Laplace^{-1}\{T(x)\} = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot \beta}} \cdot e^{-\frac{(\mu-\alpha)^2}{4 \cdot \beta}} \cdot U(\mu - \mu_0) \tag{24}$$

mit: $$U(\mu - \mu_0) = \begin{Bmatrix} 0, \textit{für} & \mu < \mu_0 \\ 1, \textit{für} & \mu \geq \mu_0 \end{Bmatrix}$$

Nach Gl. (16) entspricht der Ausdruck (24) der auf M(0) normierten Verteilungsdichte $P_\mu(\mu)$. Wie in Abb. 27 dargestellt, hat die Verteilungsdichte $P_\mu(\mu)$ bei der Anpassung nach Typ A die Form einer gaußschen Normalverteilung, die bei einem minimalen $\mu_0 = \mu(E_{max})$ abbricht. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei $\mu = \alpha$. Der Parameter β ist ein Ausdruck, der die unterschiedliche Wirkung einer monoenergetischen Strahlung mit dem effektiven Schwächungskoeffizienten α und der tatsächlich vorhandenen spektralen Energieverteilung charakterisiert. Im mathematischen Sinne sind die Parameter α und $\sqrt{2 \cdot \beta}$

Mittelwert und Standardabweichung der normalverteilten spektralen Verteilungsdichte $P_\mu(\mu)$.

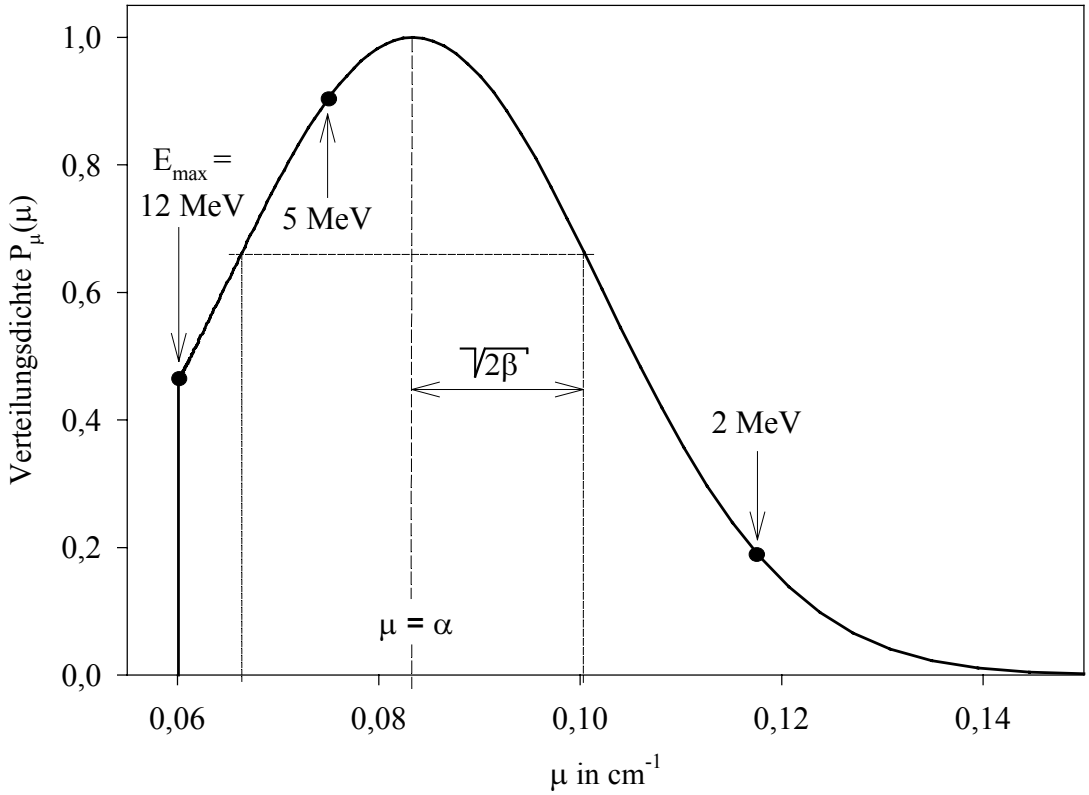


Abbildung 27: Verteilungsdichte $P_\mu(\mu)$ nach Gl. (24) für 15 MV Photonenstrahlung nach Anpassung der Transmissionskurve mit Gl. (23) [84]

<u>Typ B:</u> Archer [4, 5] verwendete eine Anpassungsfunktion mit den 3 freien Parametern α, β, γ und einem festen Parameter μ_0, dem Schwächungskoeffizienten der bekannten maximalen Energie des Spektrums. Die Anpassungsfunktion und deren inverse Laplace-Transformierte lauten:

$$T(x) = e^{-x\cdot\mu_0} \cdot \left[\frac{\alpha\cdot\beta}{(x+\alpha)\cdot(x+\beta)}\right]^{\gamma} \tag{25}$$

$$Laplace^{-1}\{T(x)\} =$$

$$\left[\left(\frac{\mu-\mu_0}{\alpha-\beta}\right)^{\gamma-0,5}\right]\cdot\left[e^{-\frac{\alpha+\beta}{2}\cdot(\mu-\mu_0)}\right]\cdot\left[J^{\text{mod}}_{\gamma-0,5}\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot(\mu-\mu_0)\right)\right]\cdot\left[\frac{\sqrt{\pi}\cdot(\alpha\cdot\beta)^{\gamma}}{\Gamma(\gamma)}\right] \tag{26}$$

mit: $\Gamma(\gamma)$ – Gammafunktion, J^{mod} – modifizierte Besselfunktion

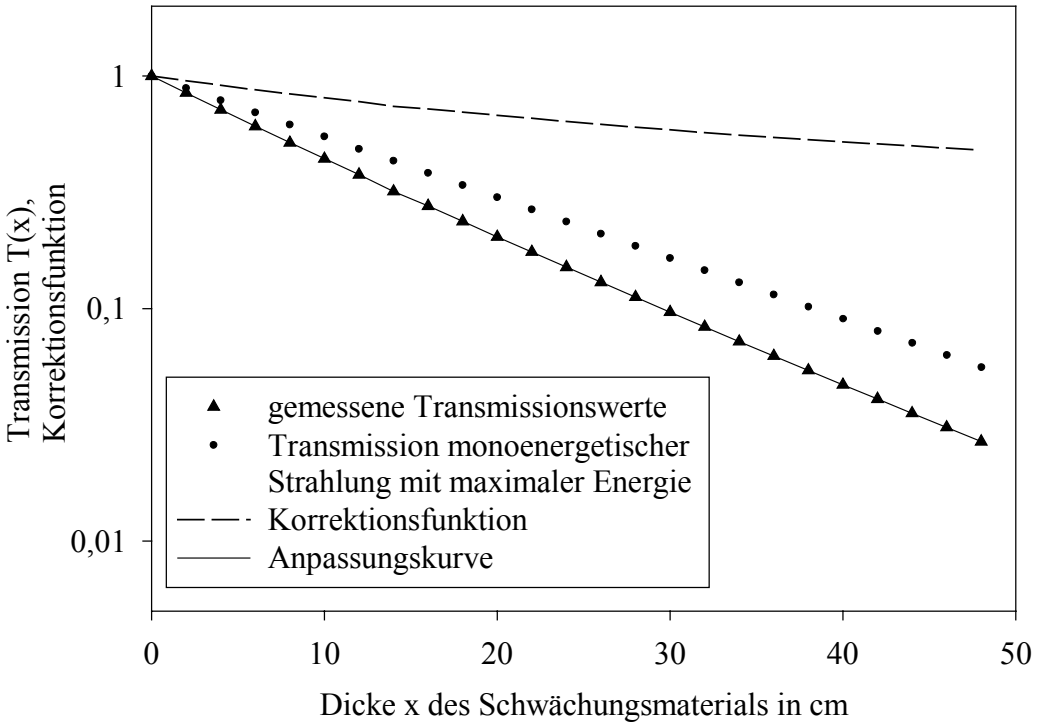


Abbildung 28: Anpassung der Transmissionskurven für 15 MV Photonenstrahlung nach dem Anpassungstyp B

Wie bei dem Anpassungstyp A setzt sich die Anpassungsfunktion (25) aus zwei Teilen zusammen. Der erste exponentielle Faktor entspricht der Transmissionsfunktion monoenergetischer Strahlung mit der Maximalenergie des Spektrums. Diese im Kurvenverlauf zu flache Transmissionsfunktion wird durch den zweiten Faktor der Anpassungsgleichung, dessen Werte kleiner als 1 sind, korrigiert. Mit dem Produkt der beiden Faktoren lassen sich die gemessenen Transmissionswerte der realen Strahlung anpassen. Dies ist in Abb. 28 am Beispiel von 15 MV Photonenstrahlung dargestellt.

Die inverse Laplace-Transformierte, d.h. die Verteilungsdichtefunktion, stellt ein Produkt der jeweils in eckigen Klammern stehenden 4 Faktoren von Gl. (26) dar. Der Verlauf der Verteilungsdichtefunktion $P_\mu(\mu)$ wird durch die 3 freien Parameter α, β, und γ beeinflusst. Bei der Kurvenanpassung werden sich, wenn sich einer dieser Parameter verändert, auch die anderen beiden mit verändern, so dass es nicht sinnvoll ist, die Einflüsse von α, β, und γ auf $P\mu(\mu)$ getrennt voneinander zu diskutieren. Der letzte Faktor ist unabhängig von μ und hat nur formelle Bedeutung und dient der Normierung. In der Abb. 29 sind die Ver-

teilungsfunktion $P_\mu(\mu)$ und deren 3 Teilfaktoren als Funktion des linearen Schwächungskoeffizienten jeweils auf den Maximalwert gleich 1 normiert dargestellt.

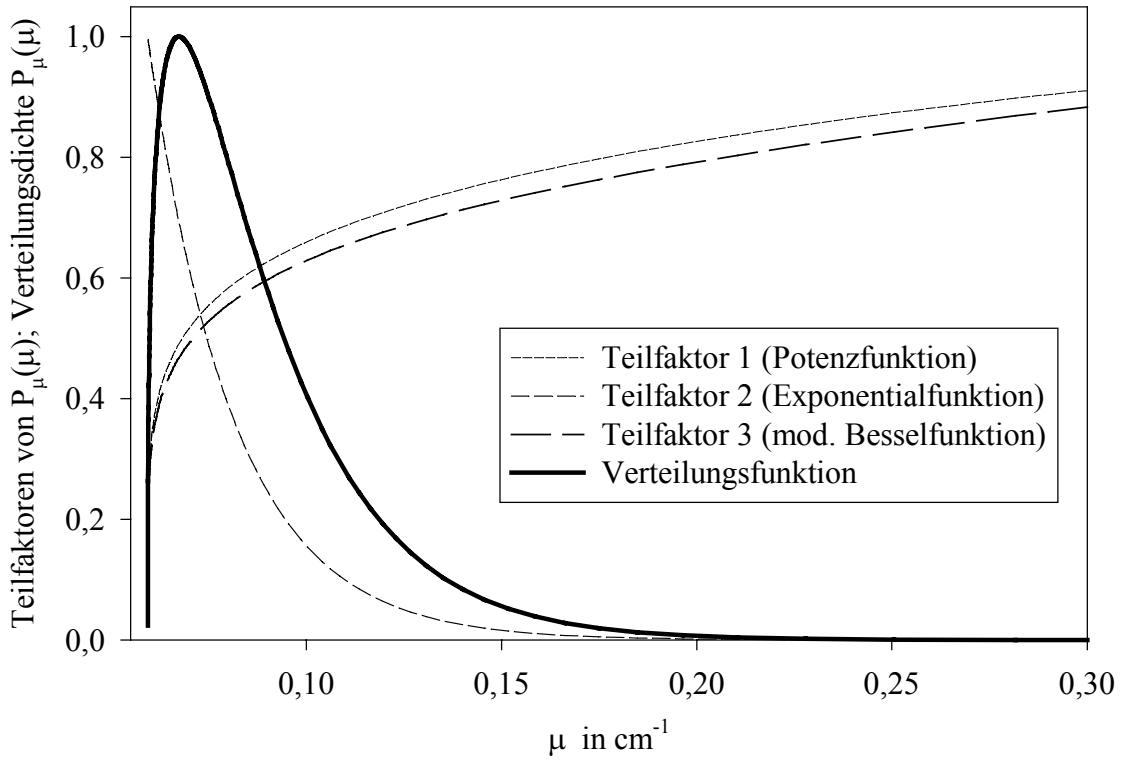


Abbildung 29: Verteilungsdichte $P_\mu(\mu)$ und deren Teilfaktoren nach Gl. (26) für 15 MV Photonenstrahlung nach Anpassung der Transmissionskurve mit Gl. (25)

Der Anpassungstyp B hat wie Typ A die Eigenschaft, dass die vorgegebene Maximalenergie, d.h. die höchste Energie mit der die Elektronen auf das Target des Beschleunigers treffen, nicht überschritten wird. Dies gewährleisten der Ausdruck $\left(\frac{\mu-\mu_0}{\alpha-\beta}\right)^{\gamma-0,5}$ und die modifizierte Besselfunktion in Gl. (26), die bei der Maximalenergie ($\mu = \mu_0$) Null sind.

4.2.2. Anpassungsfehler der Funktionstypen mit konstanter Parameteranzahl

Die gesamte spektrale Information der Strahlung ist in der Transmissionskurve enthalten. Um diese Information durch die mathematische Verarbeitung der Transmissionsmesswerte nicht zu verfälschen, müssen die Fehler, die bei der Kurvenanpassung auftreten, möglichst gering gehalten werden. Der relative Anpassungsfehler wurde mit folgender Gleichung berechnet:

$$f_A(x) = \frac{\left|T_{Meßwert}(x) - T_{Anpassungswert}(x)\right|}{T_{Meßwert}(x)} \tag{27}$$

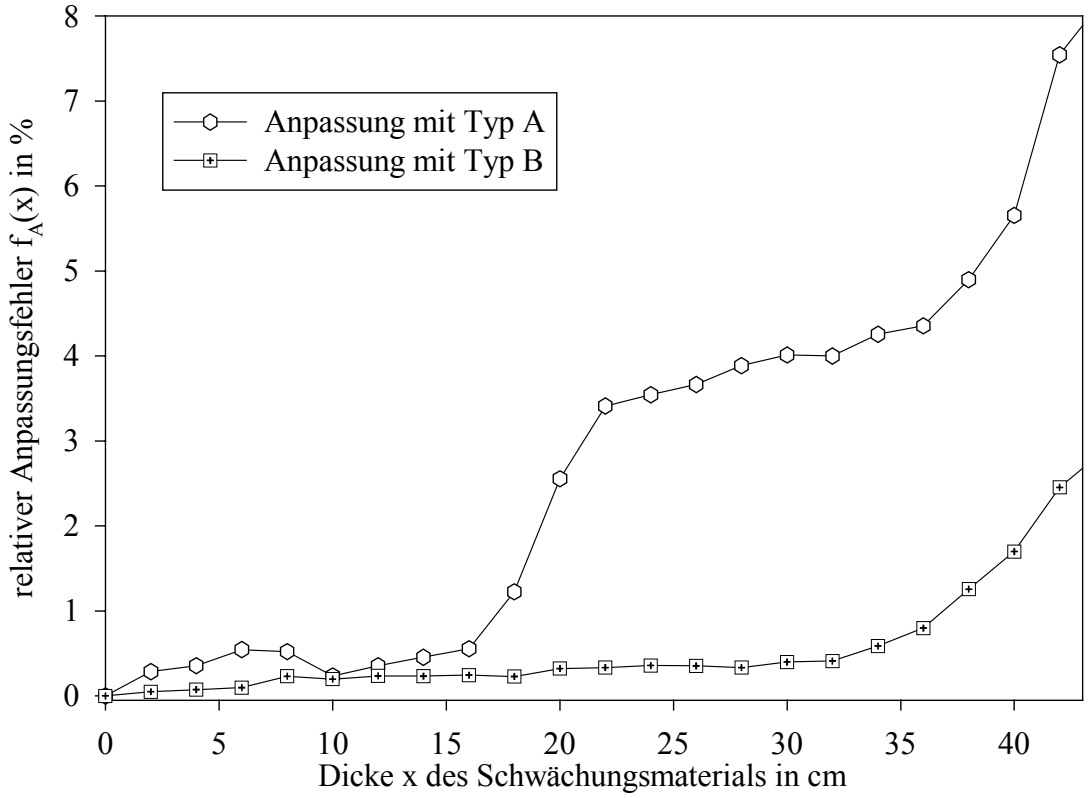


Abbildung 30: Fehler der Anpassung der Messwerte von T(x) bei Verwendung der Funktionstypen A und B. Die Transmissionsfunktion wurde mit Aluminium bei 15 MV Photonenstrahlung gemessen.

Es ist davon auszugehen, dass die Minimierung des Anpassungsfehlers ein möglichst genau rekonstruiertes Bremsstrahlungsspektrum ergibt. Wie in der Abb. 30 dargestellt, lieferten die Kurvenanpassungen nach dem Typ A und B erhebliche Anpassungsfehler. Beim Typ A weichen Messwert und Anpassungswert bei großen Dicken des Schwächungsmaterials bis zu 8 % voneinander ab, beim Typ B bis zu 2,5 %. Dies motivierte dazu, neue Funktionstypen zu suchen, die kleinere Anpassungsfehler liefern, um das Bremsstrahlungsspektrum genauer rekonstruieren zu können.

4.2.3. Analyse eines Funktionstyps mit unbegrenzter Parameteranzahl

Die Grundvoraussetzung, welche an neue Funktionstypen gestellt wird, ist die Kenntnis ihrer inversen Laplacetransformierten in analytischer Form. Der im folgenden vorgestellte, in dieser Arbeit entwickelte, Funktionstyp C erfüllt diese Voraussetzungen. Durch die theoretisch mögliche unendliche Anzahl von Parametern ist die Kurvenanpassung an die gemessene Transmissionskurve sehr flexibel. Der Anpassungstyp C liefert im Vergleich zur Anpassung mit den Typen A und B sehr kleine Anpassungsfehler.

Typ C: Der Funktionstyp C stellt eine Linearkombination von n Teilfunktionen mit 3n Parametern α_i, β_i und γ_i der folgenden Form dar:

$$T(x) = e^{-x\cdot\mu_0} \cdot \sum_{i=1}^{n} \gamma_i \cdot \left[\frac{\alpha_i}{(x+\alpha_i)}\right]^{\beta_i} \qquad (\alpha_i, \gamma_i > 0, \text{ reell};\ \beta_i, >1, \text{ reell};\ \sum_{i=1}^{n}\gamma_i = 1) \qquad (28)$$

mit: α_i, – Anpassungsfaktor

β_i – Anpassungsexponent

γ_i – Wichtungsfaktor

μ_0 – Schwächungskoeffizient des Schwächungsmaterials bei der Maximalenergie

Einer der Werte γ_i ist nicht frei wählbar, da die Summe der γ_i gleich eins sein muss.

Wie bei dem Funktionstyp B setzt sich die Anpassungsgleichung (28) aus der exponentiell fallenden Transmissionsfunktion der monoenergetischen Bremsstrahlung mit maximaler Photonenenergie ($e^{-x\cdot\mu_0}$), multipliziert mit einer Korrektionsfunktion, zusammen. Die Korrektionsfunktion als Summe von gewichteten fallenden Potenzfunktionen verändert die zu flach fallende Exponentialfunktion, so dass die resultierende Funktion sich optimal an die gemessene Transmissionskurve anpasst. Abb. 31 zeigt am Beispiel der Kurvenanpassung für 15 MV Photonenstrahlung den Verlauf der einzelnen Funktionen, welche als Summe die Korrektionsfunktion ergeben. Dargestellt sind 4 Teilfunktionen der folgenden Form:

$$T(x) = e^{-x\cdot 0{,}0706}\left[\gamma_1 \cdot \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1 + x}\right)^{1{,}25} + \gamma_2 \cdot \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_2 + x}\right)^{1{,}5} + \gamma_3 \cdot \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_3 + x}\right)^{2} + \gamma_4 \cdot \left(\frac{\alpha_4}{\alpha_4 + x}\right)^{4}\right] \qquad (29)$$

mit: $\gamma_1 = 0{,}4817$; $\gamma_2 = 0{,}2070$; $\gamma_3 = 0{,}3047$; $\gamma_4 = 0{,}00656$;

$\alpha_1 = 167{,}59$; $\alpha_2 = 39{,}60$; $\alpha_3 = 45{,}52$; $\alpha_4 = 0{,}00000598$

Für die Parameter β_i wurden im Folgenden stets feste Werte verwendet, so dass sich für die Kurvenanpassung bei n Teilfunktionen 2n-1 freie Parameter (α_i, γ_i) ergeben.

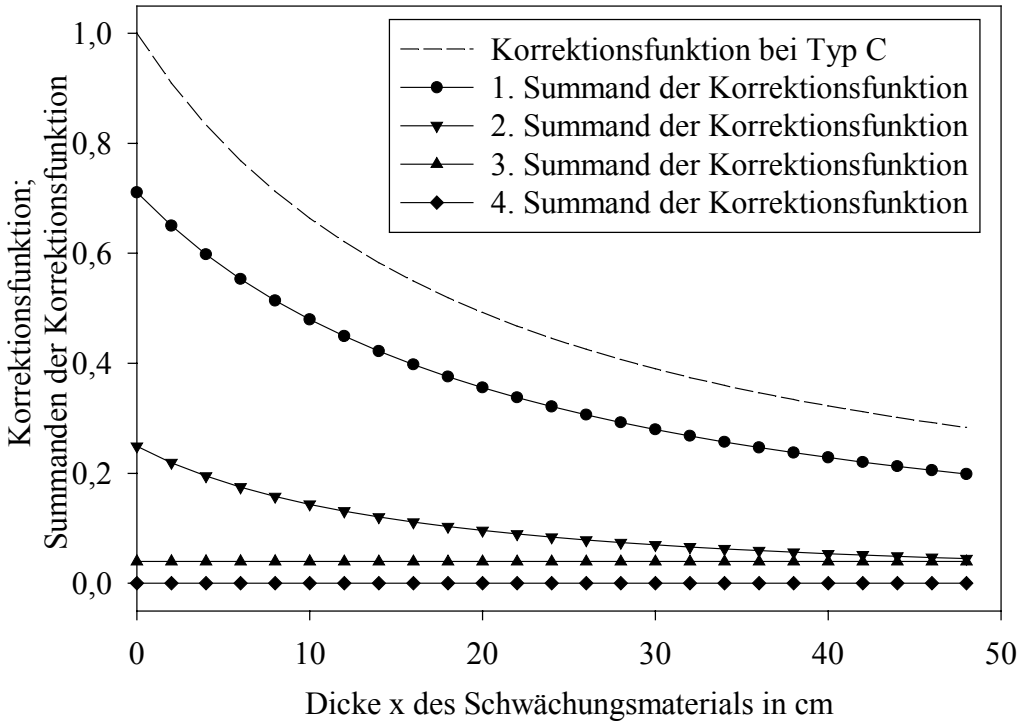


Abbildung 31: Zusammensetzung der Korrektionsfunktion nach dem Anpassungstyp C für die Kurvenanpassung der Transmissionsfunktion gemessen bei 15 MV Photonenstrahlung mit den Zahlenwerten von Gl. (29)

Theoretisch sind bei der Verwendung des Anpassungstyps C unendlich viele Teilfunktionen möglich. Es hat sich gezeigt, dass die Summe der Wichtungsfaktoren γ_i mit steigender Anzahl der Funktionen rasch gegen 1 konvergiert. Deshalb soll folgende Bedingung als Kriterium zur Festlegung der Anzahl n der Teilfunktionen dienen:

$$1-\sum_{i=1}^{n-1}\gamma_i < 10^{-4} \tag{30}$$

Die Auswirkung dieser für die praktische Durchführung der Kurvenanpassung sehr wichtigen Vereinfachung auf das zu rekonstruierende Spektrum kann vernachlässigt werden, weil die Summe der Wichtungsfaktoren aller weiteren Funktionen gemäß den Bedingungen von Gl. (30) kleiner als 10^{-4} sein müsste. Da die gesamte Korrektionsfunktion bei maximalen Absorberdicken und geringen nominellen Photonenenergien Werte von minimal 0,35 annimmt, ist der Fehler durch den Abbruch der Kurvenanpassung nach einer überschaubaren Funktionsanzahl gemäß Bedingung (30) kleiner als 0,03 %. Bei dem in

Abb. 7 dargestellten Beispiel nach Gl. (29) beträgt $1-\sum_{i=1}^{n}\gamma_i = 2\cdot 10^{-5}$. Das Abbruchkriterium ist somit erfüllt.

Die Verteilungsdichtefunktion als inverse Laplace-Transformierte von Gl. (28) in analytischer Form lautet:

$$Laplace^{-1}\{T(x)\} = \sum_{i=1}^{n}\gamma_i \cdot \alpha_i^{\beta_i} \cdot \frac{1}{\Gamma(\beta_i)} \cdot (\mu-\mu_0)^{(\beta_i-1)} \cdot e^{-\alpha_i\cdot(\mu-\mu_0)} = P_\mu(\mu), \quad \mu>\mu_0 \tag{31}$$

mit: $\Gamma(\beta_i)$ - Gammafunktion von β_i

Die von μ unabhängigen Faktoren $\left[\gamma_i \cdot \alpha_i^{\beta_i} \cdot \frac{1}{\Gamma(\beta_i)}\right]$ dienen als Wichtungsfaktoren für die Summenbildung. Wie in Abb. 32 dargestellt, ist jeder Summand $P_{\mu,i}(\mu)$ von Gl. (31) das Produkt mehrerer Faktoren und Funktionen.

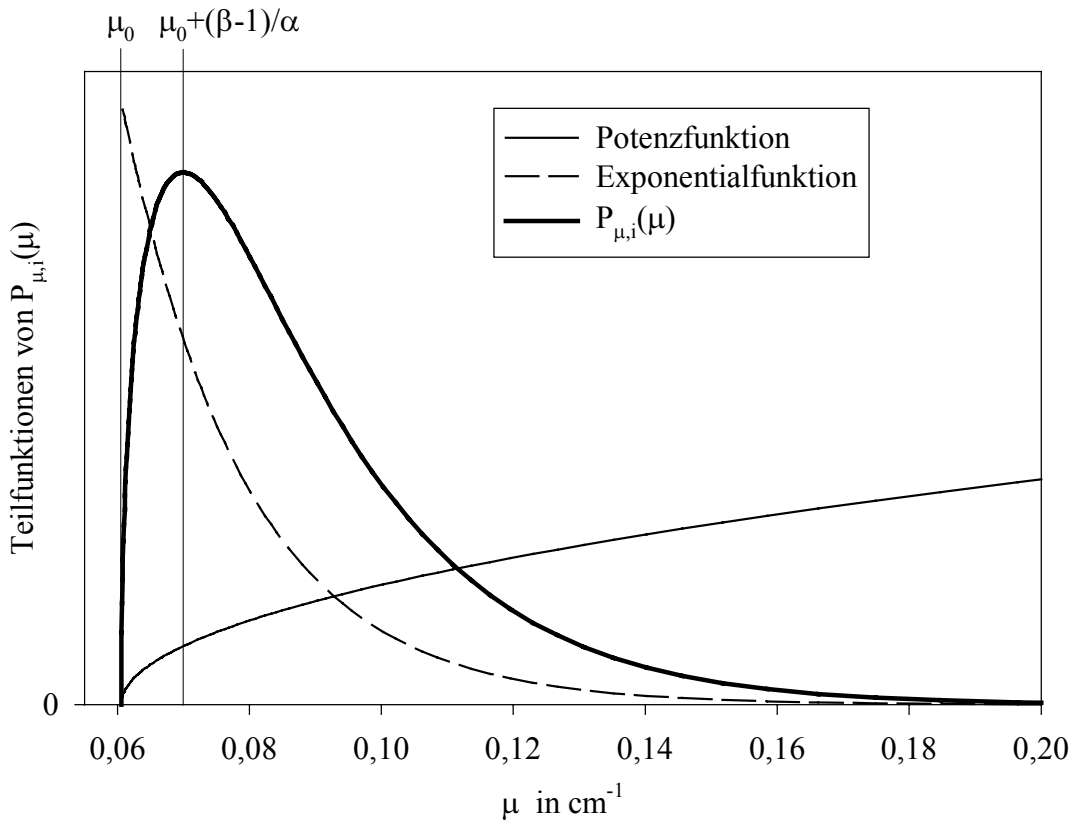


Abbildung 32: Entstehung der Verteilungsdichteteilfunktion $P_{\mu,i}(\mu)$ für 15 MV Photonenstrahlung mit den Zahlenwerten γ_3, α_3 und β_3=2 von Gl. (29)

Die mit steigendem μ ansteigende Potenzfunktion $\left[(\mu-\mu_0)^{(\beta_i-1)}\right]$ ergibt multipliziert mit der fallenden Exponentialfunktion $\left[e^{-\alpha_i\cdot(\mu-\mu_0)}\right]$ eine Funktion, deren Maximum bei $\mu=\mu_0+(\beta_i-1)/\alpha_i$ liegt. Die Lage des Maximums verschiebt sich mit steigendem Anpassungsexponenten β_i und mit fallendem Anpassungsfaktor α_i hin zu höheren μ–Werten. Diese Aussage hilft für die Festlegung der Anpassungsexponenten β_i.

Ziel der Kurvenanpassung ist es, den Verlauf der gemessenen Transmissionsfunktion optimal wiederzugeben. Der Anstieg der Anpassungsfunktion ist vom Anpassungsexponenten β_i und vom Anpassungsfaktor α_i abhängig. Ein größerer Exponent β_i liefert bei gleichem Anstieg einen kleineren Faktor α_i. Zusammenfassend bleibt zu bemerken, dass die Flexibilität der Kurvenanpassung und somit der rekonstruierten Spektren durch feste Vergabe der Anpassungsexponenten erhalten bleibt. Ausgewählt wurden die Anpassungsexponenten β_i=(1,25; 1,5; 2; 4; 6; 16), wobei die Abbruchbedingung (30) meist schon mit 4 Teilfunktionen erreicht werden konnte.

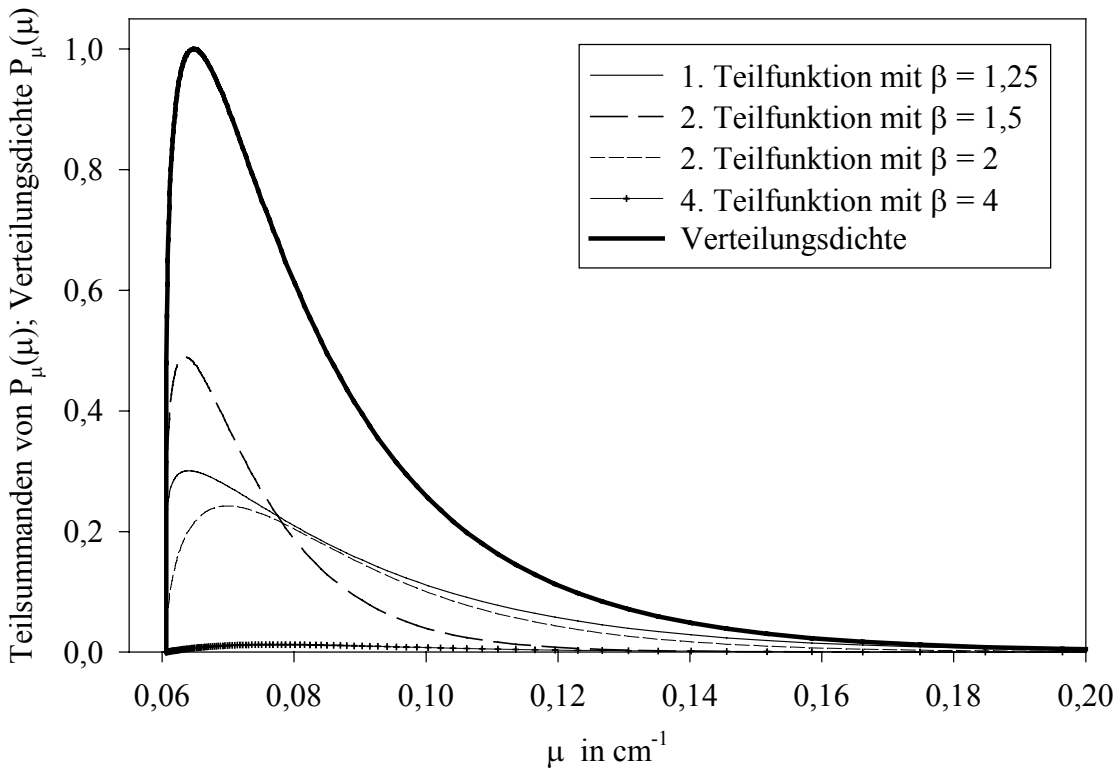


Abbildung 33: Verteilungsdichteteilfunktionen $P_{\mu,i}$ (μ) und Verteilungsdichte P_μ(μ) für 15 MV Photonenstrahlung mit den Zahlenwerten von Gl. (29)

Abb. 33 stellt die Summanden der Verteilungsdichte $P_{\mu,i}(\mu)$ für das Beispiel nach Gl. (29) dar. Die Verteilungsdichtefunktion ist die Summe der Teilfunktionen. Die Teilfunktionen zeigen durch die sich aus der Anpassung ergebenden Werten α_i und γ_i Unterschiede in der Form sowie in Betrag und Lage des Maximums. Die Anpassung ist deshalb sehr flexibel und genau. Mit der Kurvenanpassung nach Typ C ist die Rekonstruktion des Spektrums gefilterter Photonenstrahlung des Linearbeschleunigers, aber auch ungefilterter Strahlung, wie der Photonenkontamination einer therapeutischen Elektronenstrahlung, möglich.

4.2.4. Anpassungsfehler des Funktionstyps mit unbegrenzter Parameteranzahl

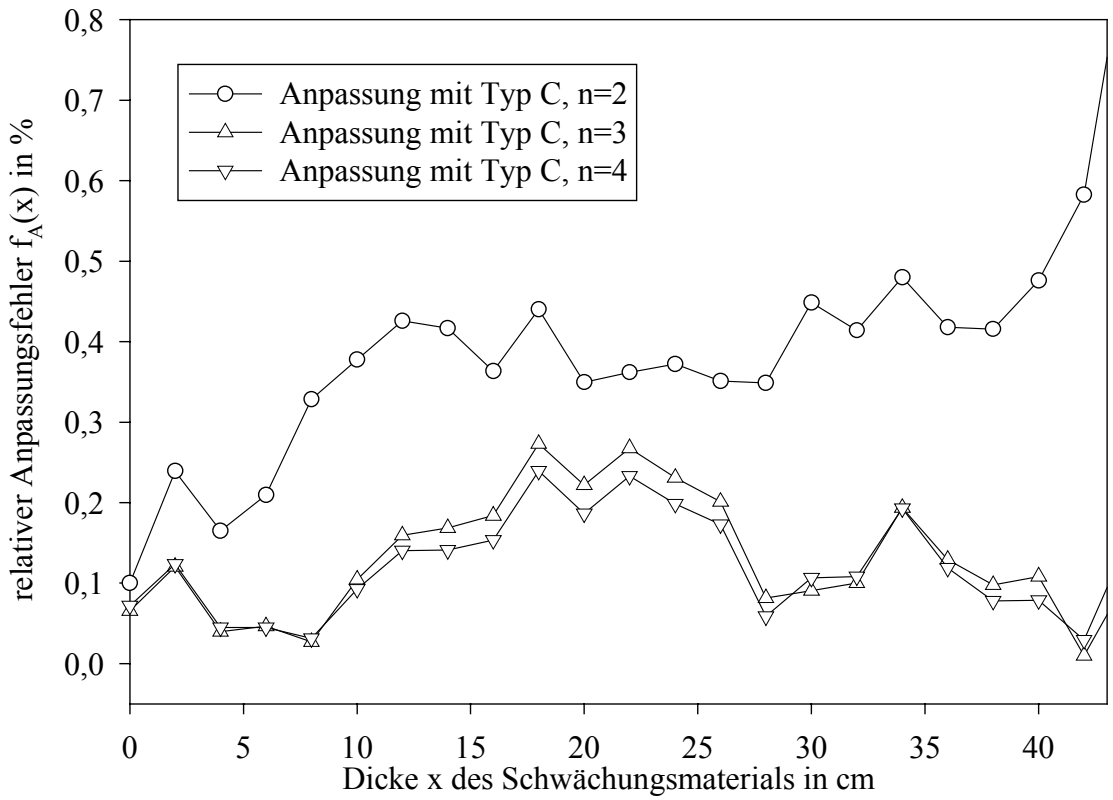


Abbildung 34: Fehler der Anpassung der Messwerte von T(x) bei Verwendung des Funktionstyps C. Die Transmissionsfunktion wurde mit Aluminium bei 15 MV Photonenstrahlung gemessen.

Abb. 34 stellt die Anpassungsfehler bei unterschiedlicher Anzahl von Parametern der folgenden Anpassungsgleichungen dar:

$$\text{n=2: } T(x) = e^{-x\cdot 0{,}0706cm^{-1}}\left[\gamma_1\cdot\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1+x}\right)^{1{,}25}+\gamma_2\cdot\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_2+x}\right)^{1{,}5}\right]$$

$$\text{n=3: } T(x) = e^{-x\cdot 0{,}0706cm^{-1}}\left[\gamma_1\cdot\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1+x}\right)^{1{,}25}+\gamma_2\cdot\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_2+x}\right)^{1{,}5}+\gamma_3\cdot\left(\frac{\alpha_3}{\alpha_3+x}\right)^{2}\right] \tag{32}$$

$$\text{n=4: } T(x) = e^{-x\cdot 0{,}0706cm^{-1}}\left[\gamma_1\cdot\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1+x}\right)^{1{,}25}+\gamma_2\cdot\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_2+x}\right)^{1{,}5}+\gamma_3\cdot\left(\frac{\alpha_3}{\alpha_3+x}\right)^{2}+\gamma_4\cdot\left(\frac{\alpha_4}{\alpha_4+x}\right)^{4}\right]$$

Zu erkennen ist, dass die Anpassungsfehler schon bei einer Kombination von 2 Teilfunktionen, d.h. für 3 freie Parameter, für die gesamte gemessene Transmissionsfunktion kleiner als 1 % sind. Allerdings steigen bei n = 2 die Fehler bei kleinen Transmissionswerten aufgrund der unzureichend genauen Anpassung der Kurvensteigung merklich an. Schon ab 3 Teilfunktionen (5 freie Parameter) ist dies nicht mehr der Fall, die Anpassungsfehler liegen auch bei kleinen Transmissionswerten unter 0,3 % und sind damit deutlich kleiner als die maximalen Fehler des Anpassungstyps A und B mit 8 % bzw. 2,5 %. Die weitere Erhöhung der Anzahl der Teilfunktionen und Parameter bewirkt eine geringe Verkleinerung der Anpassungsfehler. Mit n = 8 ist das Abbruchkriterium nach Gl. (30) erreicht. Bei der Untersuchung höherer Anzahlen von Parametern wurde festgestellt, dass sich die Anpassungsfehler nicht weiter verringern. Eine Konvergenz der Methode liegt vor.

Mit der Einführung des neuen Anpassungstyps C ist es gelungen, die Anpassungsfehler gegenüber den Anpassungstypen A und B deutlich zu verringern. Die Anpassungsfehler wurden um eine Größenordnung verkleinert. Dies ist ein Schritt zur Verbesserung der Genauigkeit der Laplace-Transformationsmethode zur Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums, der auf die Fähigkeit der Anpassungsfunktion zurückzuführen ist, flexibel auf den Kurvenverlauf des Anstiegs der gemessenen Transmissionskurve zu reagieren.

4.2.5. Vergleich der nach Typ A, B und C rekonstruierten Spektren

Die Abbildungen 35 und 36 zeigen die rekonstruierten Bremsstrahlungsspektren für 6 MV (E_{Max} = 6 MeV) bzw. 15 MV Photonenstrahlung (E_{Max} = 12 MeV). Die Transmissionskurve wurde jeweils durch Funktionen vom Typ A, B und C angepasst. Die Werte für E_{Max} wurden Firmenangaben entnommen und entsprechen den maximalen Energiewerten der Elektronen beim Eintritt in das Target. Abgebildet ist die spektrale Energiefluenz $\Psi_E = E\cdot\Phi_E(E)$, die jeweils auf die gleiche Fläche unter der Kurve normiert wurde. Die Parameter der Kurvenanpassungen sind im Anhang dargestellt.

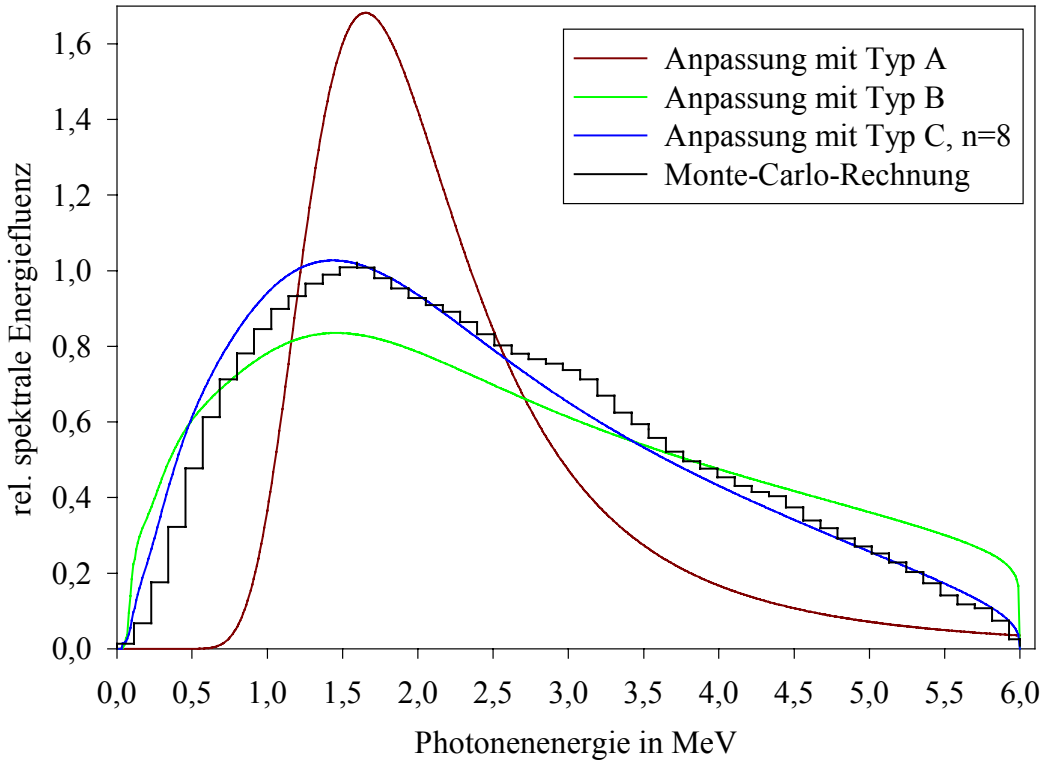


Abbildung 35: Rekonstruierte Bremsstrahlungsspektren für 6 MV Photonenstrahlung

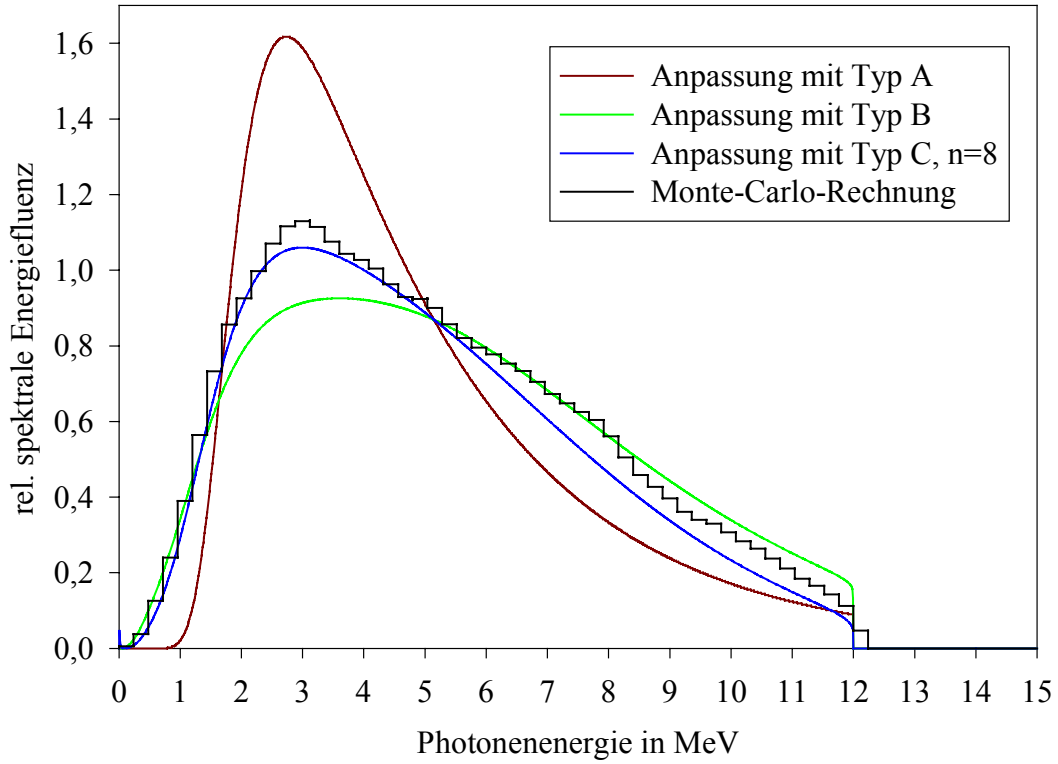


Abbildung 36: Rekonstruierte Bremsstrahlungsspektren für 15 MV Photonenstrahlung

Die Werte der Korrektionsfunktion R(E) wurden hierbei gemäß Abschnitt 4.3 ermittelt. Ein durch Monte-Carlo-Simulation [49] des Beschleunigers gewonnenes Spektrum ist zum Vergleich in den Abbildungen 35 und 36 mit dargestellt. Bei beiden nominellen Beschleunigungsspannungen 6 MV und 15 MV ist zu erkennen, dass das Spektrum nach Typ A Energiebereiche nahe der wahrscheinlichsten Energie überschätzt. Typ B zeigt eine relativ gute Übereinstimmung mit dem Monte-Carlo-Spektrum, es überschätzt die Anteile bei hoher Energie und unterschätzt diese mit niedrigen Energien. Das rekonstruierte Spektrum auf Grundlage der Kurvenanpassung nach Typ C mit 15 freien Parametern zeigt die geringsten Abweichungen zum Monte-Carlo-Spektrum.

Da der rein visuelle Vergleich zweier Kurven sehr subjektiv ist, wurde die Übereinstimmung durch den folgenden Faktor überprüft.

$$f_S = \sqrt{\frac{1}{E_{Max}} \cdot \sum_{E=0}^{E_{Max}} \frac{\left[\Psi_E^{\mathrm{Re}konstruiert}(E) - \Psi_E^{Monte-Carlo}(E)\right]^2}{\left[\Psi_E^{Monte-Carlo}(E)\right]^2} \cdot \Delta E} \qquad (33)$$

Zu beachten ist, dass f_s kein absolutes Maß für die Richtigkeit des rekonstruierten Spektrums ist. Vielmehr stellt Gl. (33) das von der Monte-Carlo-Rechnung abhängige Maß für die Güte der Spektrumsrekonstruktion dar. Gl. (31) liefert aber eine Aussage darüber, inwieweit sich die Ergebnisse von Messung und Monte-Carlo-Rechnung bei der Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums gegenseitig stützen. Die in der folgenden Tab. 12 dargestellten Werte von f_s der Spektren aus den Abbildungen 35 und 36 bestätigen die durch den graphischen Vergleich gewonnenen Aussagen. Das rekonstruierte Spektrum nach Typ C stimmt aufgrund des kleinsten f_s bei beiden Photonenenergien am besten mit dem Monte-Carlo-Spektrum überein. Wie erwartet, liefern die Spektren nach Typ A und Typ B größere f_s-Werte.

Methode der Spektrengewinnung	**f_s in % für 6 MV Photonenstrahlung**	**f_s in % für 15 MV Photonenstrahlung**
Typ A	19,66	6,50
Typ B	15,91	3,98
Typ C, n=8	3,13	1,85

Tabelle 12: Parameter f_s zur Überprüfung der Übereinstimmung der rekonstruierten Spektren mit dem Monte-Carlo-Spektrum für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung nach Gl. (31)

4.3. Korrektion des energieabhängigen Detektoransprechvermögen

Der Korrektionsfaktor R(E) hat, wie im Abschnitt 4.1. in Gl. (21) dargelegt, die folgende Struktur:

$$R(E) = \frac{k_{Schwächung}(E) \cdot k_{Transport}(E)}{k_{Bremsvermögen}(E)} \tag{34}$$

Die Ermittlung der drei Teilfaktoren für die Schwächung der Photonen im Phantommaterial, den Elektronentransport im Phantom und die von der Kalibrierung der Kammer abweichende energetische Zusammensetzung der Strahlung wird im Folgenden beschrieben.

4.3.1. Teilkorrektionsfaktor für die Schwächung im Miniphantom

Beim Eindringen des Photonenstrahls in das Miniphantom werden die einzelnen Energieanteile unterschiedlich geschwächt. Der Korrektionsfaktor für die Schwächung im Miniphantom folgt aus dem Schwächungsgesetz [51, 77]:

$$k_{Schwächung}(E) = e^{-\mu_{Miniphantom}(E) \cdot d_{Miniphantom}} \tag{35}$$

mit: $\mu_{Miniphantom}$ – Schwächungskoeffizient des Phantommaterials [42]
$d_{Miniphantom}$ – Dicke des Miniphantoms vor der Ionisationskammer

Der Teilkorrektionsfaktor $k_{Schwächung}(E)$ wurde für $d_{Miniphantom} = 3$ cm aus tabellierten Werten des Schwächungskoeffizienten berechnet. Der Verlauf von $k_{Schwächung}(E)$ ist in Abb. 41 im Abschnitt 4.3.4 dargestellt.

4.3.2. Teilkorrektionsfaktor für den Transport der Elektronen im Miniphantom

$$\Psi(z)\overline{\mu_{en}/\rho} = \int_0^\infty \Phi_E(E) \cdot e^{-\mu_{Miniphantom} \cdot d_{Miniphantom}} \cdot E \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot dE \tag{36}$$

Bei transientem Sekundärelektronengleichgewicht wird die Dosis $\Psi(z)\overline{\mu_{en}/\rho}$ nach Gl. (36) nicht exakt in der Tiefe z deponiert, sondern - dem Transport der Sekundärelektronen entsprechend - in größere Tiefen verteilt. Die Dosis D(z) in einer Tiefe z besteht daher aus Dosisanteilen, die von Photonenenergiefluenzen $\Psi(\xi)$ aus geringeren Tiefen ξ beigesteuert werden [55]. Daher ist $k_{Transport}$ gemäß Gl. (18) stets größer als 1. Dies soll die Abb. 37 verdeutlichen.

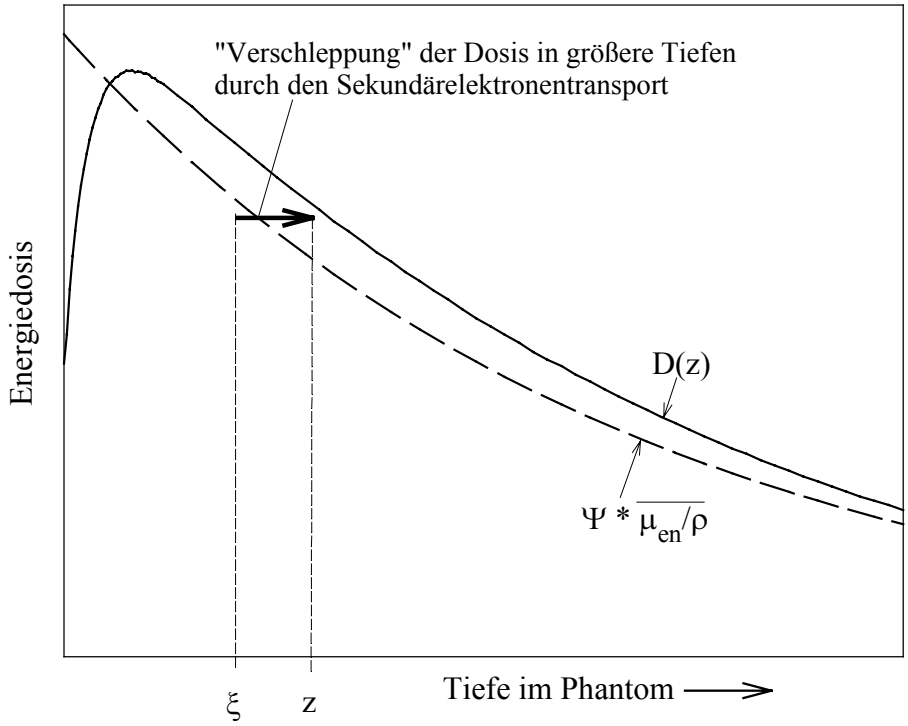


Abbildung 37: Dosisaufbau im Phantom [55]

Für den dargestellten Zusammenhang gilt:

$$D(z) = \overline{\left[\mu_{en} / \rho \right]}_{Phantommaterial} \cdot \int_{z-R}^{z} \beta \cdot \Psi(\xi) \cdot e^{-\beta(z-\xi)} \cdot d\xi \tag{37}$$

und

$$\Psi(\xi) = \Psi(z) \cdot e^{\gamma(z-\xi)} \tag{38}$$

mit: $\Psi(\xi)$, $\Psi(z)$ – Energiefluenz in der Tiefe ξ bzw. z

R – maximale Elektronenreichweite

β – effektiver Schwächungskoeffizient für das vorliegende Sekundärelektronenspektrum

γ – effektiver Schwächungskoeffizient für das vorliegende Primärphotonenspektrum

Das Integral Gl. (37) ergibt den Wert $\Psi(z) \cdot \dfrac{1 - e^{R(\gamma-\beta)}}{1 - \gamma/\beta}$

also gilt nach Gl. (36):

$$D(z) = \overline{\left[\mu_{en} / \rho \right]}_{Phantommaterial} \cdot \Psi(z) \cdot k_{Transport} \tag{39}$$

mit:

$$k_{Transport} = \frac{1 - e^{R(\gamma-\beta)}}{1 - \gamma/\beta} \approx \frac{1}{1 - \gamma/\beta} \tag{40}$$

Die Dosis in der Tiefe z, in der sich die Kammer befindet, ist um den Faktor $k_{Transport}$ größer als das Produkt aus Energiefluenz und Massen-Energie-Absorptionskoeffizienten in dieser Tiefe. Die Vereinfachung in Gl. (40) ist möglich, da $e^{R(\gamma-\beta)}$ im Rahmen der hier erforderliche Genauigkeit - $k_{Transport}$ ist ein nur wenig von 1,0 verschiedener Faktor (Abb. 41) - gleich Null gesetzt werden kann.

Die beiden effektiven Schwächungskoeffizienten β und γ können aus gemessenen Phantom-Maximum-Kurven verschiedener Strahlenqualitäten ermittelt werden. Nach Eliminierung des Abstandsquadratgesetzes wird die Tiefendosiskurve als Phantom-Maximum-Kurve bezeichnet. Diese ist in Abb. 38 dargestellt.

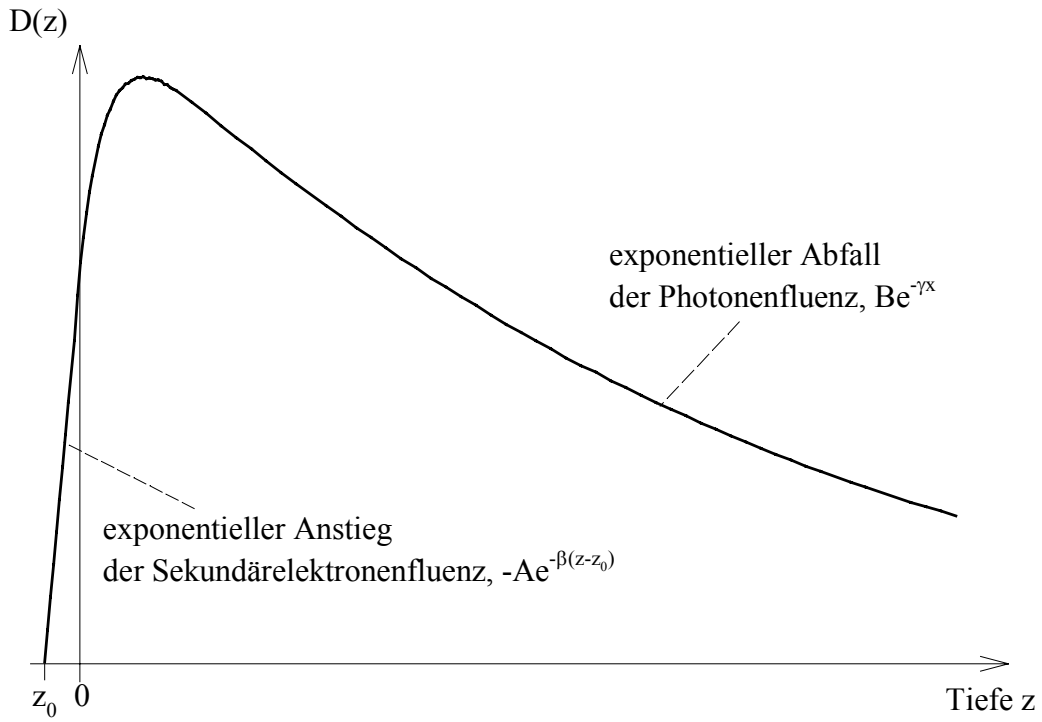


Abbildung 38: Phantom-Maximum-Kurve

In guter Näherung lässt sich die Phantom-Maximum-Kurve im Bereich $z \geq 0$ durch die Gl. (41) darstellen:

$$D(z) = -A \cdot e^{-\beta(z-z_0)} + B \cdot e^{-\gamma \cdot z} \tag{41}$$

Der erste Summand beschreibt den exponentiellen Anstieg der Sekundärelektronenfluenz im Aufbaubereich des Phantoms, der zweite Summand den exponentiellen Abfall der primären Photonenfluenz mit steigender Tiefe. A und B sind an die Messwerte anzupassende Normierungsfaktoren. β und γ sind die aus dem Kurvenverlauf zu bestimmenden, für den Korrektionsfaktor $k_{Transport}$ gesuchten Schwächungskoeffizienten für Sekundärelektronen- bzw. Primärphotonenstrahlung.

Für den Messaufbau nach Abb. 25 zur Bestimmung der Transmissionsfunktion gelten die folgenden Bedingungen:

- enge Strahlgeometrie (effektive Feldgröße < 6 x 6 cm²),
- großer Quellen-Detektor-Abstand (SSD = 220 cm),
- Material des Miniphantoms: Plexiglas.

Zur Berechnung von $k_{Transport}$ müssten Phantom-Maximum-Kurven ausgewertet werden, die genau unter diesen Bedingungen gemessen wurden. Dies ist praktisch nur schwer möglich, weil auf bereits gemessene Phantom-Maximum-Kurven anderer Kliniken zurückgegriffen werden musste, um den Faktor $k_{Transport}$ für einen möglichst großen Energiebereich bestimmen zu können. Diese Kurven, die Teil der Basisdaten für die Bestrahlungsplanungssysteme sind, wurden üblicherweise nicht unter den oben genannten Bedingungen aufgenommen, sondern in Wasser bei Feldgrößen von 10 x 10 cm² und Quellen-Detektor-Abständen von rund 100 cm. Zur Klärung, ob sich die Strahlgeometrie und das Phantommaterial auf die energieabhängige Funktion des Korrektionsfaktor $k_{Transport}$ auswirken, wurden die folgenden Untersuchungen durchgeführt:

- Ermittlung von $k_{Transport}$ aus Phantom-Maximum-Kurven bei verschiedenen Feldgrößen für 6 MV, 15 MV und 33 MV Photonenstrahlung,
- Untersuchung von $k_{Transport}$ bei variierendem Quellen-Detektor-Abständen für unterschiedliche Photonenspektren,
- Bestimmung von $k_{Transport}$ aus Phantom-Maximum-Kurven, gemessen in Wasser und Plexiglas bei 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung.

Eine Arbeit von Dawson [17] beschreibt die Abhängigkeit der Phantom-Maximum-Kurven von deren Messbedingungen. Dawson kommt zu dem Ergebnis, dass die Veränderung der

Feldgröße und des Quellen-Detektor-Abstandes signifikante Auswirkungen sowohl auf den Aufbaubereich (Bestimmung von β) als auch auf den exponentiell fallenden Bereich (Bestimmung von γ) hat. Eigene Versuche haben dies bestätigt.

Wie die Abb. 39 zeigt, fällt wegen der Veränderung des Streubeitrages der Korrektionsfaktor $k_{Transport}$ mit steigender Feldgröße bei konstantem Quellen-Detektor-Abstand. Die dargestellten Korrektionsfaktoren für 33 MV wurden aus Messwerten von Dawson [17] berechnet; die von 6 MV und 15 MV basieren auf eigenen Messungen.

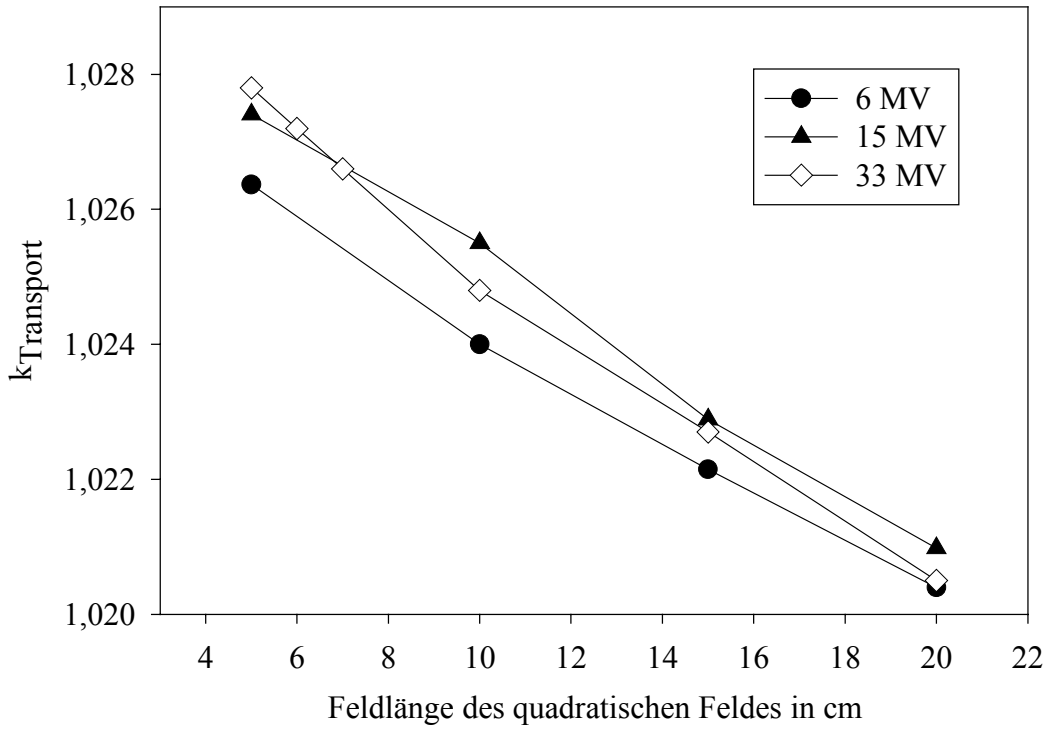


Abbildung 39: Abhängigkeit des Faktors $k_{Transport}$ von der Feldgröße bei konstantem Quellen-Detektor-Abstand von 90 cm für 3 Photonenspektren [17]

Die Auswirkung eines veränderlichen Quellen-Detektor-Abstandes ist in der Abb. 40 dargestellt. Die Korrektionsfaktoren fallen wegen der Abstandsabhängigkeit von γ geringfügig mit steigendem Abstand des Detektors zur Quelle. Sowohl die Feldgrößen als auch die Abstandsabhängigkeit von $k_{Transport}$ sind unabhängig vom untersuchten Photonenspektrum, was an den annähernd parallelen Kurven zu erkennen ist.

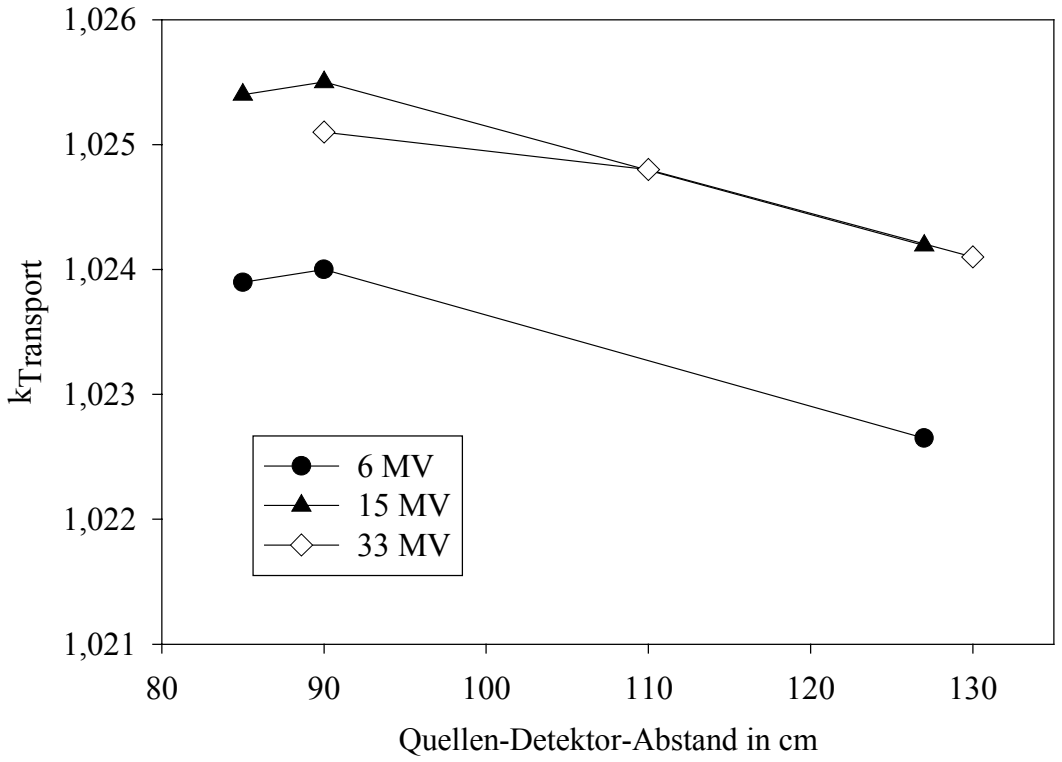


Abbildung 40: Abhängigkeit des Faktors $k_{Transport}$ vom Quellen-Detektor-Abstand bei konstanter Feldgröße von 10 x 10 cm² [17]

Die Untersuchungsergebnisse zur Klärung, ob die Korrektionsfaktoren für Wasser auch auf ein Phantom aus Plexiglas angewendet werden können, zeigt Tabelle 13. Anhand dieser Werte sind keine ins Gewicht fallende Unterschiede zwischen $k_{Transport}$ in Wasser und Plexiglas festbestellbar.

	6 MV		15 MV	
	Feldgröße 10x10 cm²	Feldgröße 20x20 cm²	Feldgröße 10x10 cm²	Feldgröße 20x20 cm²
Wasser	1,0240	1,0204	1,0255	1,0210
Plexiglas	1,0244	1,0202	1,0249	1,0200

Tabelle 13: Korrektionsfaktor $k_{Transport}$ in Wasser und Plexiglas bei 2 verschiedenen Feldgrößen basierend auf eigenen Messungen

Zum Problem der unterschiedlichen Bedingungen, die bei der Messung der Transmission zur Spektrenbestimmung vorherrschten, und denen, mit welchen die Phantom-Maximum-Kurven zur die Bestimmung des Elektronentransports gemessen wurden, kann für die untersuchten Photonenergien Folgendes zusammengefasst werden:

- $k_{Transport}$ hängt von der Feldgröße ab. Diese Abhängigkeit ist unabhängig vom Photonenspektrum.

- Die Abhängigkeit des Faktors $k_{Transport}$ vom Quellen-Detektor-Abstand ist gering und energieunabhängig.
- In Wasser und Plexiglas verhält sich der Elektronentransport gleich.

Der Verlauf der Funktion $k_{Transport}$ (E) ist zusammen mit den anderen Anteilen vom Korrektionsfaktor R(E) in der Abb. 41 dargestellt.

4.3.3. Korrektion für die von der Kammerkalibrierung abweichenden Bedingungen

Die verwendete Messkammer ist auf die Anzeige der Wasser-Energiedosis bei ^{60}Co-Strahlung kalibiert. Weichen die Messbedingungen (Energie E) von denen bei der Kalibrierung vorherrschenden ab, so sind, wie Gl. (19) zeigt, Korrektionsfaktoren einzufügen. Nach DIN 6800-2 [22] gilt für $k_{Bremsvermögen}$ unter der Annahme, dass es sich beim Detektor im Wesentlichen um eine Elektronensonde handelt, folgender Zusammenhang:

$$k_{Bremsvermögen} = \frac{\left[\overline{S_{col}^{\Delta}}[Plexiglas] \big/ \overline{S_{col}^{\Delta}}[Luft]\right]_{E}}{\left[\overline{S_{col}^{\Delta}}[Plexiglas] \big/ \overline{S_{col}^{\Delta}}[Luft]\right]_{Co60}} \tag{42}$$

mit: $\overline{S_{col}^{\Delta}}[Material]$ - Massen-Stoß-Bremsvermögen des Materials, gemittelt über das Sekundärelektronenspektrum

Die Gl. (42) beruht auf dem Bragg-Gray-Prinzip [77]: "Die dem Material zugeführte Dosis unterscheidet sich durch das Verhältnis der beschränkten Massen-Stoß-Bremsvermögen von Plexiglas und Luft von der Energiedosis in der Luftfüllung der Ionisationskammer."

Die energieabhängigen Zahlenwerte des Korrektionsfaktor $k_{Bremsvermögen}$ lassen sich durch Verwendung von Tabellenwerten der Massen-Stoß-Bremsvermögen [45] berechnen. Deren Verlauf zeigt Abb. 41.

4.3.4. Korrektionsfunktion R(E) und Vergleich der Bremsstrahlungsspektren

Die Teilfaktoren $k_{Schwächung}$ und $k_{Bremsvermögen}$ sind zusammen mit dem Faktor $k_{Transport}$ und der gesamten Korrektionsfunktion R(E) in Abb. 41 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Schwächung der Photonen im Miniphantom den am stärksten von 1 abweichenden Beitrag zu R(E) liefert. Der Teilfaktor $k_{Bremsvermögen}$ fällt annähernd linear um etwa 7 % je 10 MeV.

Einen bei niedrigen Energien nicht zu vernachlässigenden Beitrag zu R(E) liefert auch der Faktor $k_{Transport}$.

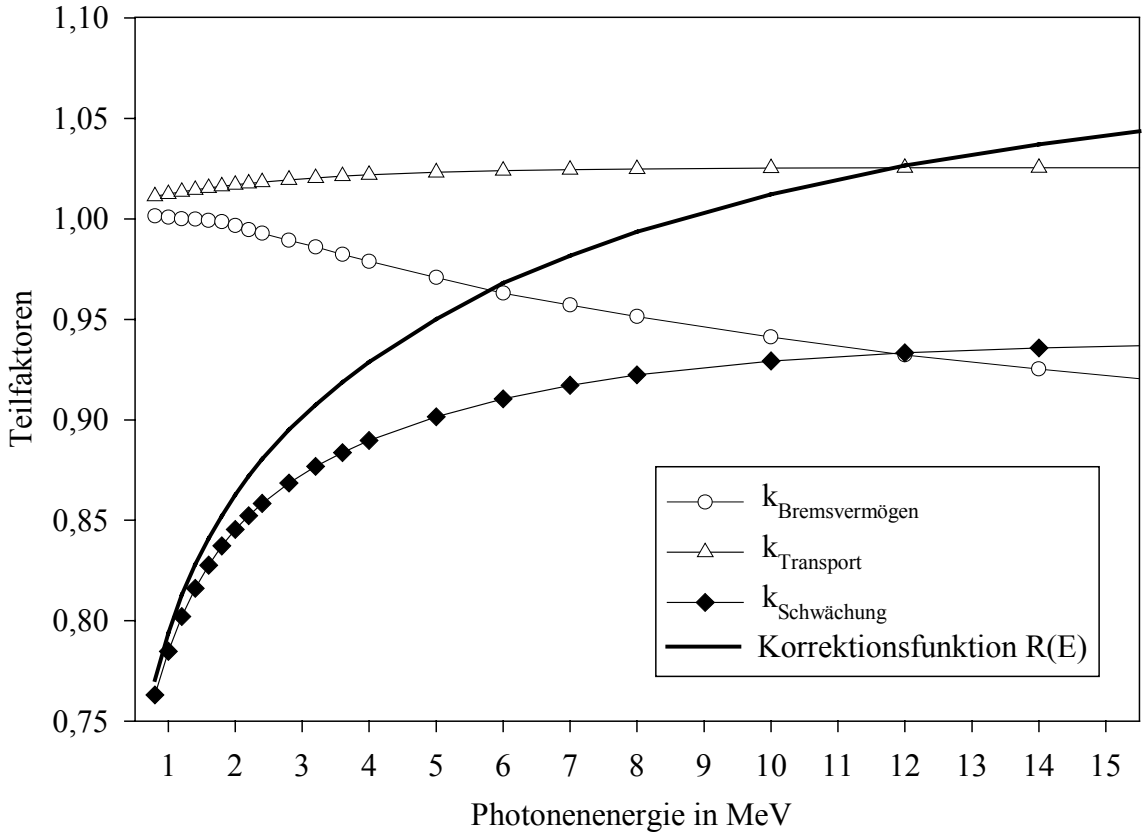


Abbildung 41: Teilfaktoren und Gesamtfunktion R(E) für das Detektoransprechvermögen

Da R(E) im Nenner der Gl. (21) zur Berechnung des Bremsstrahlungsspektrums steht, werden durch Beachtung des Detektoransprechvermögens niederenergetische Spektrumsbestandteile gegenüber höherenergetischen Bestandteilen aufgewertet. Die Tab. 14 zeigt den nach Gl. (33) berechneten Übereinstimmungsfaktor Die Übereinstimmung der rekonstruierten Spektren mit dem Monte-Carlo-Spektrum durch die Korrektion des Detektoransprechvermögens nimmt deutlich zu.

	f_s in % für 6 MV Photonenstrahlung	**f_s in % für 15 MV Photonenstrahlung**
ohne R(E)	4,85	4,05
mit R(E)	3,13	1,85

Tabelle 14: Parameter f_s zur Überprüfung der Übereinstimmung rekonstruierten Spektren mit und ohne Korrektion des Detektoransprechvermögens mit dem Monte-Carlo-Spektrum für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung nach Gl. (33)

Abb. 42 zeigt anhand des rekonstruierten 6 MV Bremsstrahlungsspektrums die Auswirkung der Korrektion für das Detektoransprechvermögen. Durch Beachtung von R(E) kommt es zu einer leichten Verschiebung des Spektrums hin zu niedrigeren Energien.

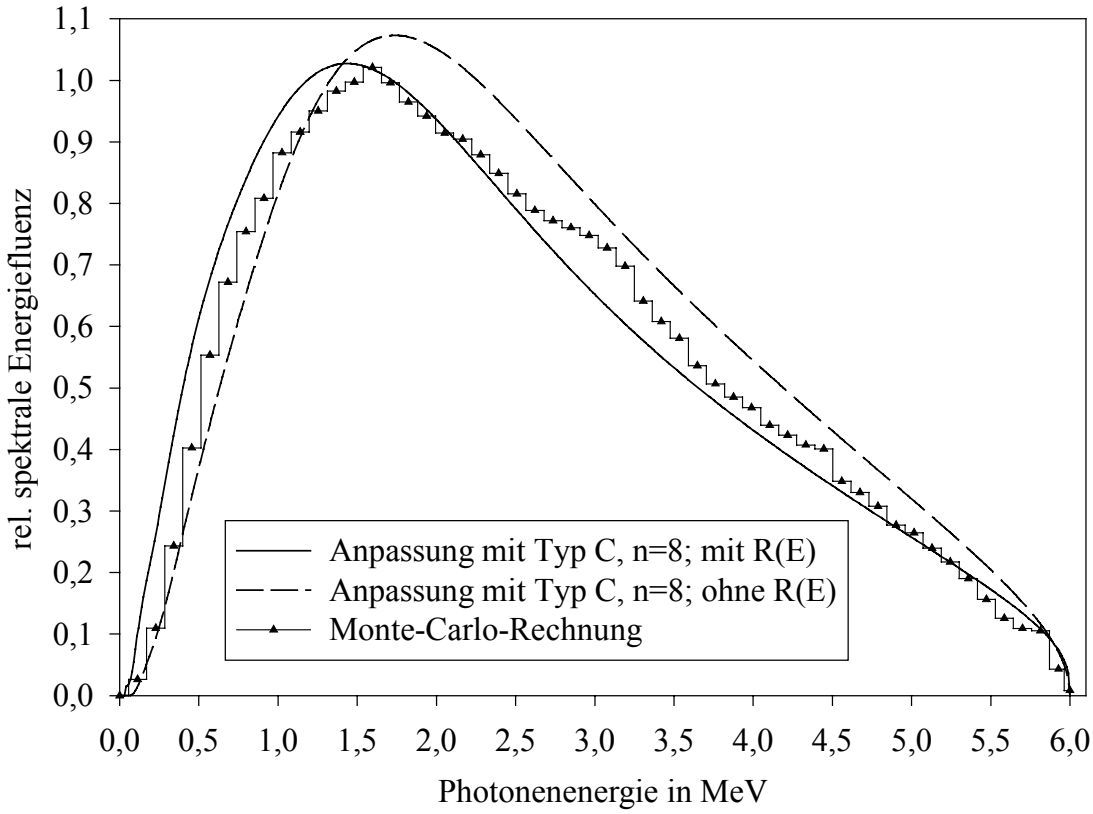


Abbildung 42: Auswirkung der Korrektion des Detektoransprechvermögens R(E) auf das rekonstruierte Bremsstrahlungsspektrum für 6 MV Photonenstrahlung

4.4. Mittlere Photonenenergie des Bremsstrahlungsspektrums

Die mittlere Energie $\overline{E}$ des Bremsstrahlungsspektrums bei Verwendung der spektralen Energiefluenz $\Psi_E(E)$ als Verteilungsfunktion ist wie folgt definiert:

$$\overline{E} = \frac{\sum_{E=0}^{E_{Max}} E \cdot \psi_E(E) \cdot \Delta E}{\sum_{E=0}^{E_{Max}} \Psi_E(E) \cdot \Delta E} = \frac{\sum_{E=0}^{E_{Max}} E \cdot \Psi_E(E) \cdot \Delta E}{\Psi_0} \tag{43}$$

Die mittlere Energie der Strahlung ist ein wichtiger Parameter des Bremsstrahlungsspektrums, der durch Filterung konstruktionsgemäß beeinflusst wird. Dieser Parameter sollte also durch die gewählte Rekonstruktion möglichst genau wiedergegeben werden. In Tab. 15 sind die mittleren Energien der untersuchten 6 MV und 15 MV Spektren sowohl nach der Rekonstruktionsmethode als auch nach der Monte-Carlo-Rechnung dargestellt.

Methode der Spektrengewinnung	**Mittlere Energie der 6 MV Photonenstrahlung**	**Mittlere Energie der 15 MV Photonenstrahlung**
Typ A mit R(E)	2,22 MeV	4,62 MeV
Typ B mit R(E)	2,61 MeV	5,42 MeV
Typ C; n = 8 ohne R(E)	2,57 MeV	5,16 MeV
Typ C; n = 8 mit R(E)	2,39 MeV	5,01 MeV
Monte-Carlo-Rechnung	2,46 MeV	5,07 MeV

Tabelle 15: Vergleich der mittleren Energien der Bremsstrahlungsspektren von 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung bei Verwendung der Anpassungsfunktionen Typ A, B, C sowie mit und ohne Korrektion R(E).

Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung der mittleren Energien bei Anpassungsfunktionen des Typs C und bei der Monte-Carlo-Rechnung. Die Anpassungsfunktionen vom Typ A und B liefern zu hohe mittlere Energien. Die Beachtung des Detektoransprechvermögens R(E) verringert die mittlere Energie lediglich um rund 0,15 MeV, verbessert aber dennoch die Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Rechnung.

4.5. Effektive Energie und 1. Moment der Photonenfluenzverteilung

Das 1. Moment der Photonenfluenzverteilung $\overline{E_\Phi}$ ist definiert als:

$$\overline{E_\Phi} = \frac{\sum_{E=0}^{E_{Max}} E \cdot \Phi_E(E) \cdot \Delta E}{\sum_{E=0}^{E_{Max}} \Phi_E(E) \cdot \Delta E} = \frac{\sum_{E=0}^{E_{Max}} E \cdot \Phi_E(E) \cdot \Delta E}{\Phi_0} \tag{44}$$

Die effektive Energie E_{eff} ist die Energie einer monoenergetischen Photonenstrahlung, welche die gleiche Halbwertsschichtdicke ergibt wie das entsprechende Spektrum. Es gilt also:

$$e^{-\left(\mu(E_{eff}) \cdot d_{1/2}\right)_{Al}} = \frac{1}{2} \tag{45}$$

Die gemessenen Halbwertsschichtdicken betrugen bei 6 MV Strahlung 5,6 cm und bei 15 MV- Strahlung 7,9 cm. Diese entsprechen effektiven Energien von rund 1,7 MeV für 6 MV- Strahlung und rund 3,6 MeV für 15 MV Strahlung. Das nach Gl. (44) aus dem rekonstruierten Spektren (verbesserte Methode mit n = 8 Gleichungen) berechnete 1. Moment der Photonenfluenzverteilung beträgt 1,6 MeV für 6 MV und 3,5 MeV für 15 MV.

Eine Begründung für die gute Übereinstimmung des 1. Moment der Photonenfluenzverteilung mit der effektiven Energie liefert die folgende Betrachtung:

Bei der Durchführung des Schwächungsexperimentes zur Ermittlung der Halbwertsschichtdicke gilt für $d_{1/2}$ die Bedingung:

$$\int_0^{E_{Max}} \Phi(E) \cdot A(E) \cdot dE = \frac{1}{2} \cdot \int_0^{E_{Max}} \Phi(E) \cdot B(E) \cdot dE \tag{46}$$

mit den Abkürzungen:

$$A(E) = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Miniphantom} \cdot e^{-\left(\mu \cdot d_{1/2} \right)_{Al}} \tag{47}$$

und:

$$B(E) = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Miniphantom} \tag{48}$$

Dabei kennzeichnet der Faktor $E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Miniphantom}$ das Ansprechvermögen des Miniphantoms als Detektor. $\Phi_E(E)$ ist das ungeschwächte Spektrum.

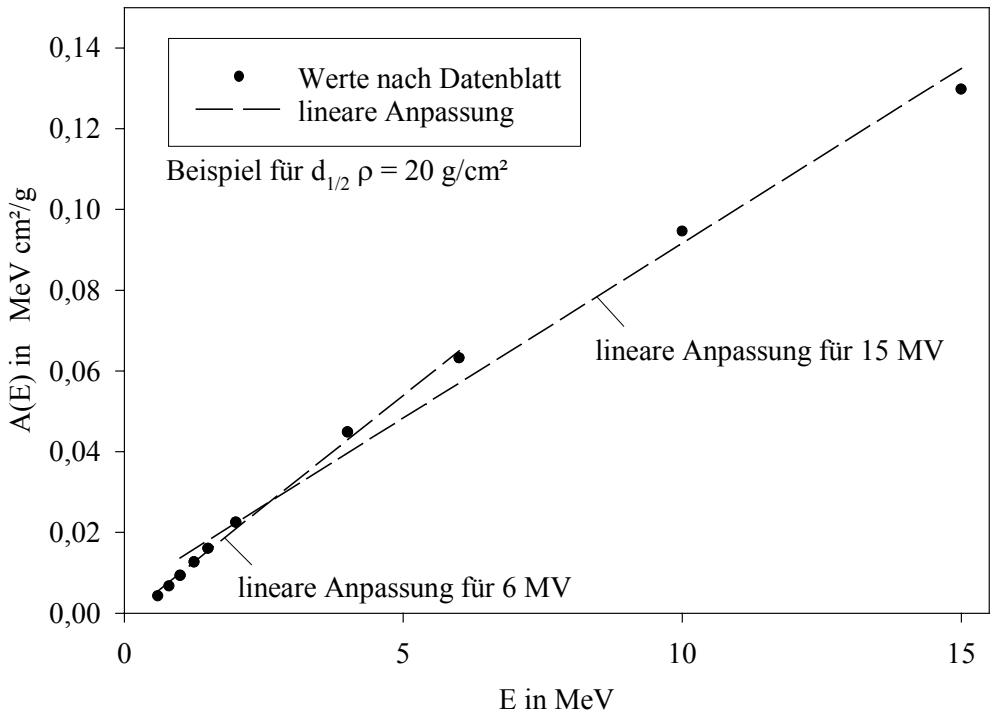


Abbildung 43: A(E) nach Gl. (47); berechnete Werte nach [42] und lineare Anpassungen für Energiebereiche des 6 MV und 15 MV Bremsstrahlungsspektrums.

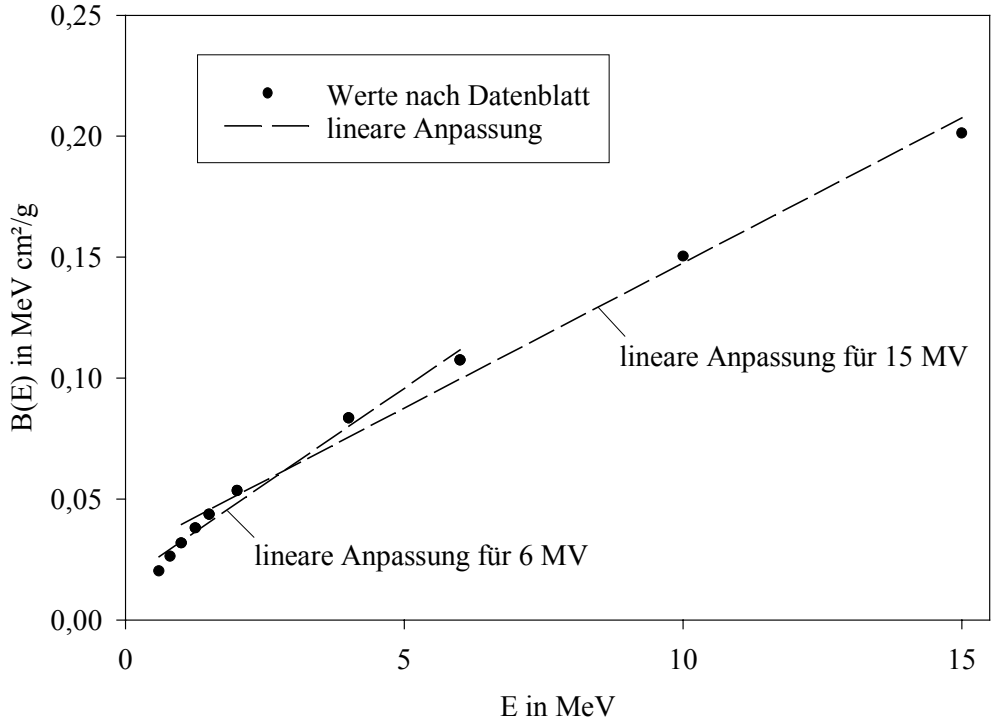


Abbildung 44: B(E) nach Gl. (48); berechnete Werte nach [42] und lineare Anpassung für den Energiebereich des 6 MV und 15 MV Bremsstrahlungsspektrums.

Die in den Abbildungen 43 und 44 als Punkte dargestellten Werte zeigen, dass die Funktionen A(E) und B(E) lediglich schwach gekrümmten Kurven entsprechen, die sich durch folgende Reihenentwicklungen darstellen lassen:

$$A(E) = a + b \cdot E + c \cdot E^2 \tag{49}$$

und

$$B(E) = \alpha + \beta \cdot E + \gamma \cdot E^2 \tag{50}$$

Wie Abb. 43 und 44 zeigen, sind die Funktionen A(E) und B(E) sogar "stückweise gerade", d.h. sie lassen sich in den Energiebereichen beider Spektren bereits durch Geraden gut anpassen.

Aus Gl. (46) ergibt sich unter Zuhilfenahme der Reihenentwicklung (49) und (50):

$$\int_0^{E_{Max}} \left[a \cdot \Phi(E) + b \cdot E \cdot \Phi(E) + c \cdot E^2 \cdot \Phi(E)\right] dE = \frac{1}{2} \cdot \int_0^{E_{Max}} \left[\alpha \cdot \Phi(E) + \beta \cdot E \cdot \Phi(E) + \gamma \cdot E^2 \cdot \Phi(E)\right] dE \tag{51}$$

sowie mit der Definition:

$$\overline{E_\Phi} = \frac{1}{\Phi_0} \cdot \int_0^{E_{Max}} E \cdot \Phi_E(E) \cdot dE \qquad \text{und} \qquad \overline{E_\Phi{}^2} = \frac{1}{\Phi_0} \cdot \int_0^{E_{Max}} E^2 \cdot \Phi_E(E) \cdot dE \tag{52}$$

mit Φ_0 = gesamte Photonenfluenz der Zusammenhang:

$$\Phi_0 \cdot (a + b \cdot \overline{E_\Phi} + c \cdot \overline{E_\Phi{}^2}) = \frac{1}{2} \cdot \Phi_0 \cdot (\alpha + \beta \cdot \overline{E_\Phi} + \gamma \cdot \overline{E_\Phi{}^2}) \tag{53}$$

Dabei hängen a, b und c nur von der Halbwertsschichtdicke $d_{1/2}$ ab.

Anderseits gilt für eine monoenergetische Strahlung mit der Energie E_{eff} nach Gl. (45):

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot E_{eff} \cdot e^{-\left(\mu(E_{eff}) \cdot d_{1/2}\right)_{Al}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot E_{eff} \tag{54}$$

Zusammen mit den Gl. (47) bis (50) gilt:

$$(a + b \cdot E_{eff} + c \cdot E_{eff}{}^2) = \frac{1}{2} \cdot (\alpha + \beta \cdot E_{eff} + \gamma \cdot E_{eff}{}^2) \tag{55}$$

Durch Vergleich von Gl. (53) und (55) ist zu erkennen, dass für $\overline{E}_\Phi$ und E_{eff} bei der durch Abb. 43 und 44 gerechtfertigten Vernachlässigung der quadratischen Terme die gleichen Bedingungen gelten. Die beiden Parameter $\overline{E}_\Phi$ und E_{eff} sind daher im hier untersuchten Energiebereich grundsätzlich in guter Näherung gleich und können, wie einleitend in diesem Abschnitt gezeigt, direkt miteinander verglichen werden.

4.6. Zusammenfassung der verbesserten Methode

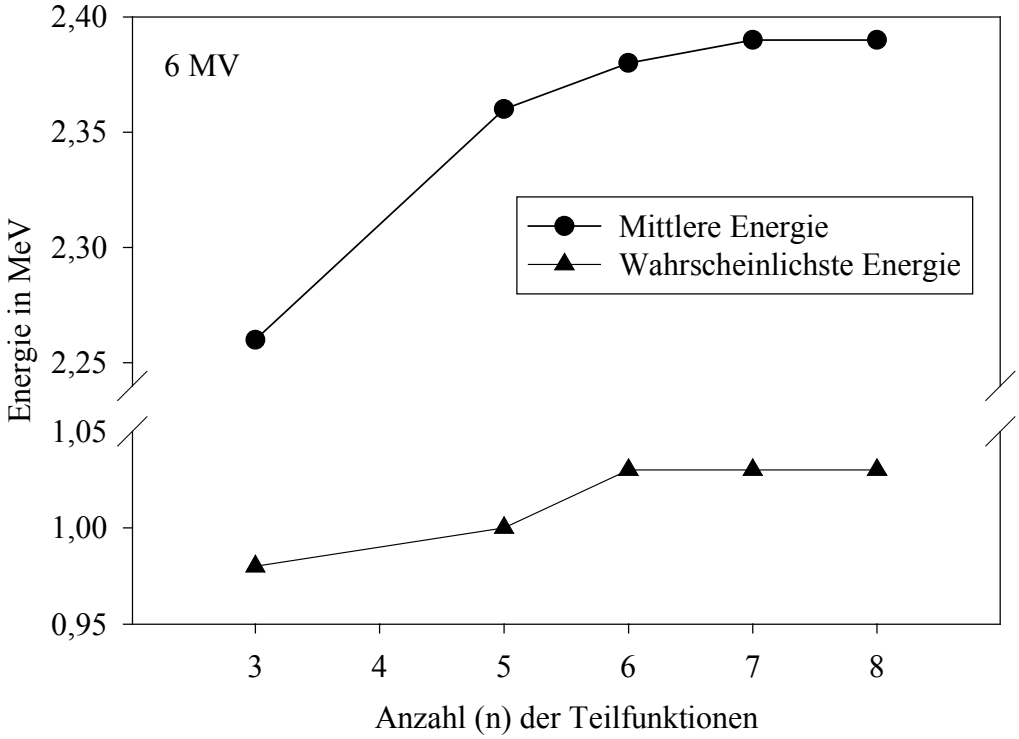


Abbildung 45: Verlauf der mittleren und wahrscheinlichsten Energie der rekonstruierten Spektren (Funktionstyp C) in Abhängigkeit von der Anzahl der Teilfunktionen für die Kurvenanpassung (6 MV Photonenstrahlung)

Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren zur Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums aus der gemessenen Transmissionskurve besteht also den Test hinsichtlich der mittleren Energie $\overline{E}_\Phi$ in hervorragender Weise und liefert darüber hinaus das gesamte Spektrum in sehr guter Übereinstimmung zur Monte-Carlo-Rechnung. Die hier verwendete Methode darf daher als genügend genaues Verfahren der Photonenspektrometrie an klinischen Beschleunigern eingesetzt werden, insbesondere in Fällen, wo keine Monte-Carlo-Ergebnisse

zur Verfügung stehen oder diese Ergebnisse auf die darin enthaltenen Näherungen noch überprüft werden müssen.

Die Überlegenheit des hier vorgestellten Rekonstruktionsverfahrens im Vergleich zu dem ersten, grundsätzlich wichtigen Ansatz von Huang [41] und der bereits höherentwickelten Methode von Archer [4, 5] beruht auf der noch besseren Anpassung einer mathematischen Transmissionsfunktion an die Transmissions-Messwerte. Von der Möglichkeit der Laplace-Transformation wird dabei sehr flexibel Gebrauch gemacht. Auch hinsichtlich des Korrektionsfaktors R(E) wird die höchstmögliche Genauigkeit angestrebt.

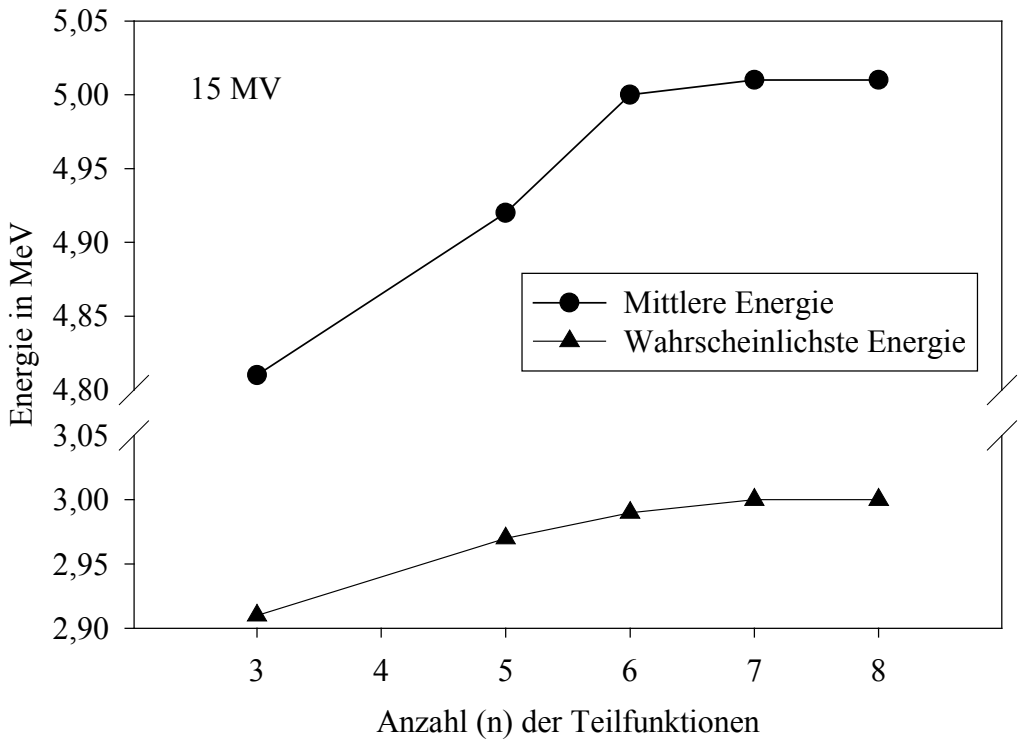


Abbildung 46: Verlauf der mittleren und wahrscheinlichsten Energie der rekonstruierten Spektren (Funktionstyp C) in Abhängigkeit von der Anzahl der Teilfunktionen für die Kurvenanpassung (15 MV Photonenstrahlung)

Die Abbildungen 45 und 46 zeigen den Verlauf der nach Gl. (43) berechneten mittleren Energie $\overline{E}$ sowie den Verlauf der aus den Spektren abgelesenen wahrscheinlichsten Energie E_P mit steigender Anzahl von Anpassungsparametern. Zu erkennen ist der asymptotische Verlauf. Ab einer Anzahl von 6 Termen ändern sich die Kenngrößen der Spektren nur noch geringfügig. Konvergenz konnte also nicht nur dadurch festgestellt werden, dass sich die Anpassungsfehler der Transmissionskurve ab einer bestimmten Anzahl von Anpas-

sungsparametern nicht mehr ändern, sondern auch das Ergebnis der Rekonstruktion bezüglich der mittleren und wahrscheinlichsten Energie asymptotisch gegen einen Wert strebt, der in den hier gezeigten Beispielen mit hoher Genauigkeit bei 8 Teilfunktionen erreicht ist.

Die verbleibende Messunsicherheit von gemessenen Energieparametern wie $\overline{E}$ und E_P, d.h. die verbleibende Abweichung vom wahren Wert, kann aus der Annäherung der Messwerte an den vermuteten asymptotischen Wert geschätzt werden. Die aus dem gemessenen Kurvenverlauf schätzbare Abweichung liegt in allen vier Beispielen der Abbildungen 45 und 46 unter 1 %.

5. Anwendungen der verbesserten Methode

5.1. Bremsstrahlungsspektren in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentralstrahl

5.1.1. Grundlagen

Im Abschnitt "Problemanalyse" wurden die Erzeugung der Bremsstrahlung im Target und die Aufhärtung des Bremsstrahlungsspektrums durch in das Strahlenfeld eingebrachte Materialien diskutiert. Aus diesen Betrachtungen lassen sich die folgenden beiden hauptsächlichen Ursachen für die Veränderung des Bremsstrahlungsspektrums in Abbhänigkeit vom radialen Abstand zum Zentralstrahl ableiten, die nachfolgend kurz erläutert werden.

Effekt 1: Bei der strahlenherapeutischen Anwendung von Bremsstrahlungsphotonen ist eine homogene Intensitätsverteilung im Bestrahlungsfeld erforderlich. Da das im Target erzeugte Photonenfeld eine starke Intensitätserhöhung in der Mitte des Strahls aufweist, wird strahlabwärts des Targets ein kegelförmiges Ausgleichsfilter eingebracht. Wie Abb. 47 illustriert, schwächt das Ausgleichsfilter aufgrund seiner Form das Strahlenfeld im zentralen Bereich stärker als im größeren radialen Abstand zum Zentralstrahl [51].

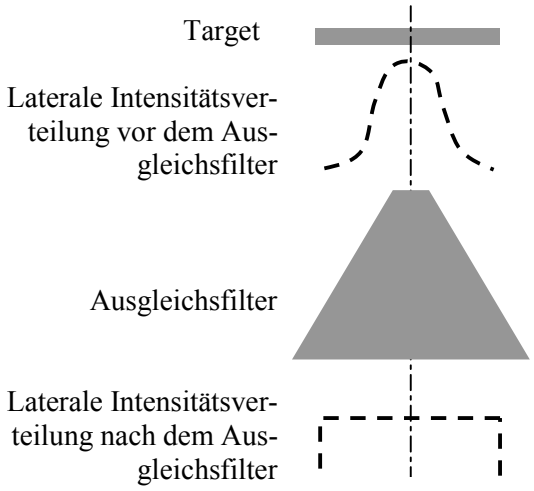


Abbildung 47: Schematische Darstellung der Intensitätshomogenisierung durch das Ausgleichsfilter

Die Aufhärtung ist vom durchstrahlten Material und dessen Dicke abhängig. Das Ausgleichsfilter besteht bei dem untersuchten Linearbeschleuniger aus Stahl. Seine größte durchstrahlte Dicke befindet sich im Zentralstrahl. Dort ist als Folge der stärksten Filterung "weicher" Strahlungsbestandteile das "härteste" Spektrum zu erwarten. Die Materialdicke nimmt mit steigendem radialem Abstand nach außen hin ab. Die Folge ist ein Spektrum, das im äußeren Bereich zu niedrigeren Energien hin verschoben ist.

Effekt 2: Bei dem Elementarprozess der Erzeugung von Photonen durch die beschleunigten Elektronen im Target des Beschleunigers hat die nach der Seite hin emittierte Bremsstrahlung ein weicheres Spektrum als die nach vorn emittierte [38].

5.1.2. Messung der Transmissionskurven außerhalb des Zentralstrahls [96]

Die Beeinflussung des Spektrums durch die beiden genannten Einflüsse soll durch Messung der Transmissionskurve und anschließender Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums nach der im Abschnitt 4 beschriebenen Methode quantifiziert werden.

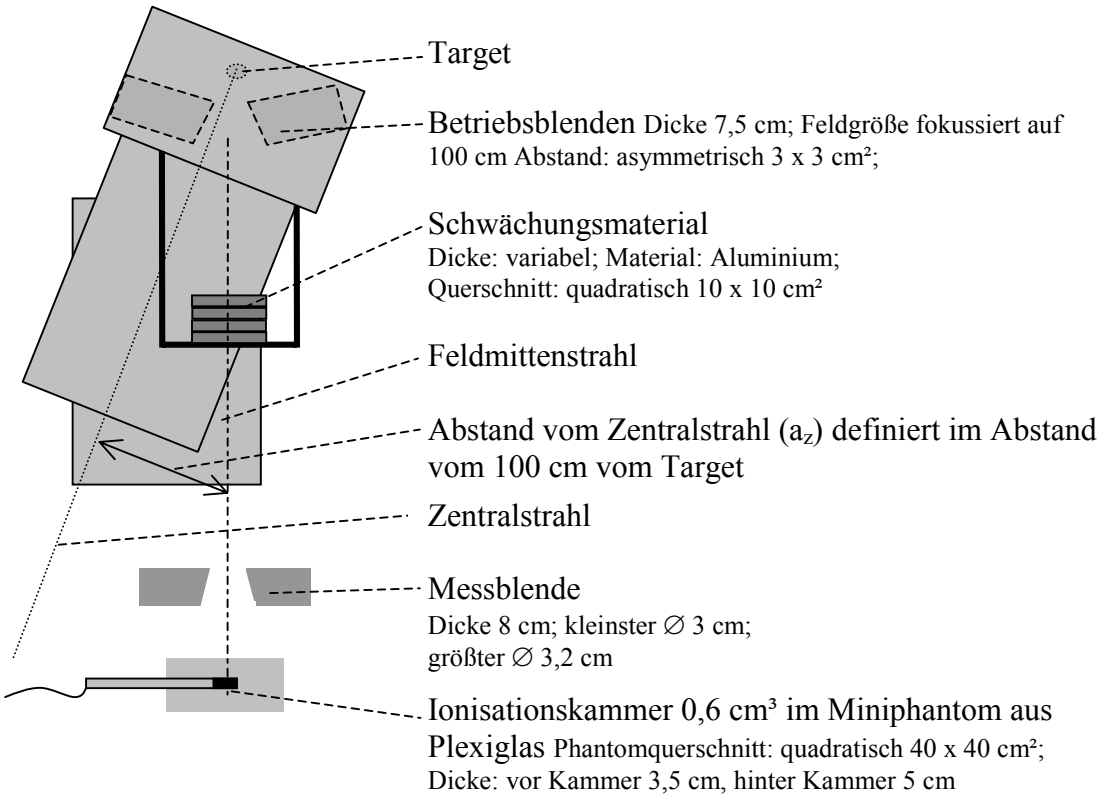


Abbildung 48: Messaufbau zur Bestimmung der Transmissionskurve im Abstand a_z vom Zentralstrahl (nicht maßstabsgerecht), weitere Maße siehe Abb. 25

Die Vergleichbarkeit der "off-axis" Spektren mit dem Spektrum des Zentralstrahls ist nur gegeben, wenn die Messbedingungen für beide Untersuchungen übereinstimmen. Deshalb wurde der Messaufbau von Abb. 25 modifiziert. Wie in der Abb. 48 skizziert, konnte durch Drehung des Tragarmes (Gantry) und durch eine asymmetrische Feldeinblendung bei den "off-axis" Messungen eine vergleichbare Messgeometrie erreicht werden wie bei der Transmissionsmessung im Zentralstrahl (Abb. 25). Das Schwächungsmaterial wird weiterhin senkrecht zum Feldmittenstrahl durchstrahlt, der bei der "off-axis" Messung nicht mit

dem Zentralstrahl zusammenfällt. Die durchstrahlten Materialdicken (auch der Luft) sowie die Abstände von "off-axis"- und Zentralstrahlmessung sind gleich.

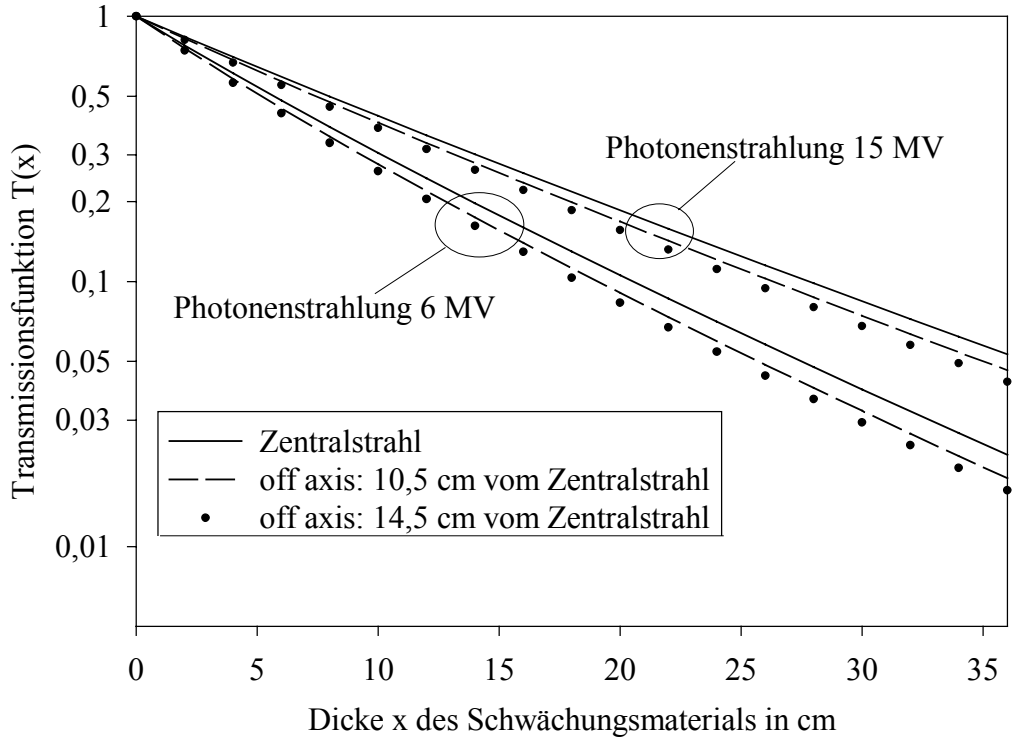


Abbildung 49: Gemessene Transmissionskurven in Abhängigkeit vom radialem Abstand für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung

Die gemessenen Transmissionsfunktionen für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung des Zentralstrahls und im Abstand von 10,5 cm sowie 14,5 cm vom Zentralstrahl sind in Abb. 49 dargestellt. Bei beiden untersuchten Photonenenergien werden die Transmissionskurven mit steigendem Abstand zum Zentralstrahl steiler, was auf eine verstärkte Beteiligung von Komponenten niedrigerer Energie hindeutet.

In der Literatur werden die Halbwertsschichtdicken meist im Medium Wasser angegeben. Um vergleichbare Werte zu schaffen, erfolgte die Umrechnung von Aluminium zu Wasser durch folgende Gleichung:

$$d_{\frac{1}{2}[Wasser]} = d_{\frac{1}{2}[Al]} \cdot \frac{\mu(E_{eff})_{[Al]}}{\mu(E_{eff})_{[Wasser]}} \tag{56}$$

Die Quotienten von $d_{1/2[Wasser]}$("off-axis") und $d_{1/2[Wasser]}$(Zentralstrahl) der eigenen Messungen sind in Abb. 50 denen anderer Autoren gegenübergestellt. Mohan [64] und Yu [97]

führten die Messungen an einem Varian-Beschleuniger durch. Tailors [93] und die eigenen Werte stammen von Siemens-Beschleunigern. Anhand der Kurven ist die Variabilität der Abhängigkeit von Halbwertsschichtdicke und radialem Abstand verschiedener Beschleuniger mit unterschiedlich dimensionierten Ausgleichsfiltern und individuell eingestellten Strahlenqualitäten zu erkennen. Mit den eigenen Messungen ist die 6 MV Kurve von Tailor [93] am ehesten direkt vergleichbar, da gleicher Beschleunigerhersteller und gleiche Strahlenqualität, aber unterschiedliche individuelle Betriebseinstellungen zu Grunde liegen. Insgesamt erscheinen die eigenen Messungen im Vergleich mit den anderen dargestellten Werten aus der Literatur plausibel.

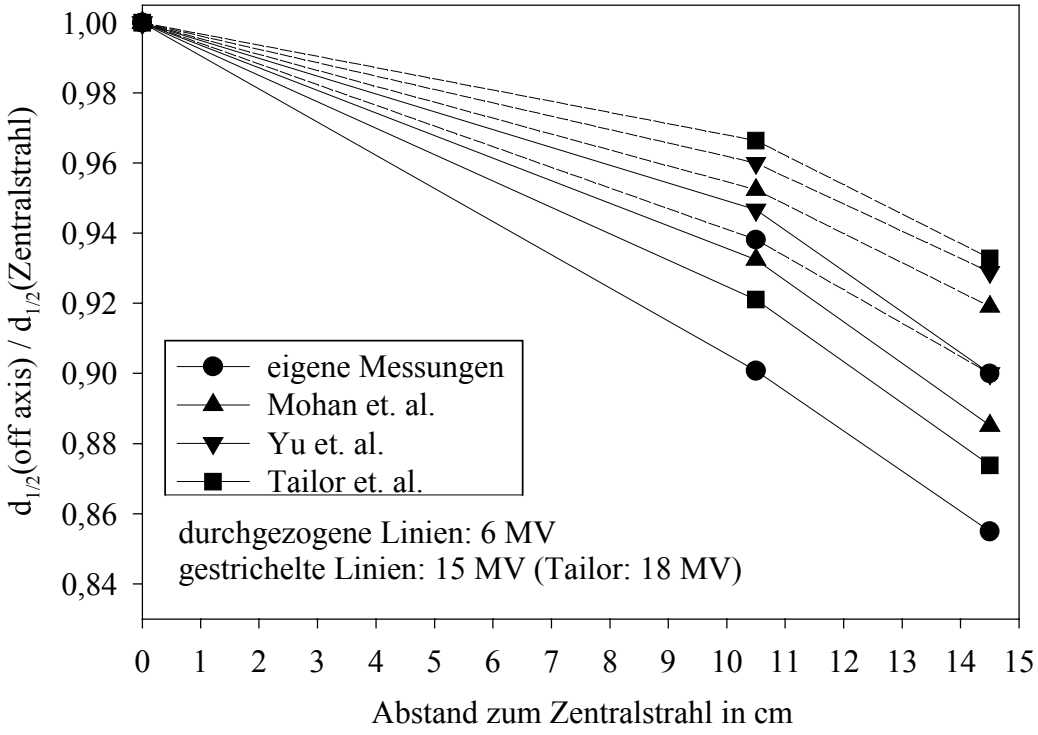


Abbildung 50: Änderung der Halbwertsschichtdicken mit steigendem radialen Abstand zum Zentralstrahl (eigene Messungen; Werte von Mohan et. al. [64] nach Fig. 8; Werte von Yu et. al. [97] nach Fig. 3a; Werte von Tailor et. al. [93] nach Fig. 3)

5.1.3. Bremsstrahlungsspektren im radialen Abstand

Die in dieser Arbeit nach der Laplace-Methode rekonstruierten Spektren sind in den Abbildungen 51 und 52 zu sehen. Wie erwartet, sind die Spektren im Zentralstrahl am härtesten. Bedingt durch die beiden einleitend beschriebenen Effekte wird die Bremsstrahlung nach außen hin weicher. Zur quantitativen Trennung der beiden Effekte wurden eigene

Monte-Carlo-Rechnungen für ungefilterte Spektren durchgeführt und diese mit Werten aus der Literatur verglichen.

Autor	$\overline{E}_{Zentrahlstrahl} - \overline{E}_{"off-axis"}$ 6 MV Strahlung	$\overline{E}_{Zentrahlstrahl} - \overline{E}_{"off-axis"}$ 15 MV Strahlung
eigene MC-Rechnung	0,08 MeV	0,17 MeV
Lee [56]	0,12 MeV	-
Desorby et. al. [21]	-	0,20 MeV

Tabelle 16: Änderung der mittleren Energie nach Gl. (43) der ungefilterten Bremsstrahlung in 14,5 cm Abstand im Vergleich zum Zentralstrahl

Diese Ergebnisse sind in der Tabelle 16 zusammengestellt. Dargestellt ist die Differenz der berechneten mittleren Energie des Spektrums im Zentralstrahl und des Spektrums in 14,5 cm Abstand vom Zentralstrahl. Ohne Ausgleichsfilter kommt nur die energieabhängige Emission der Bremsstrahlung in Abhängigkeit vom Emissionswinkel zum Tragen.

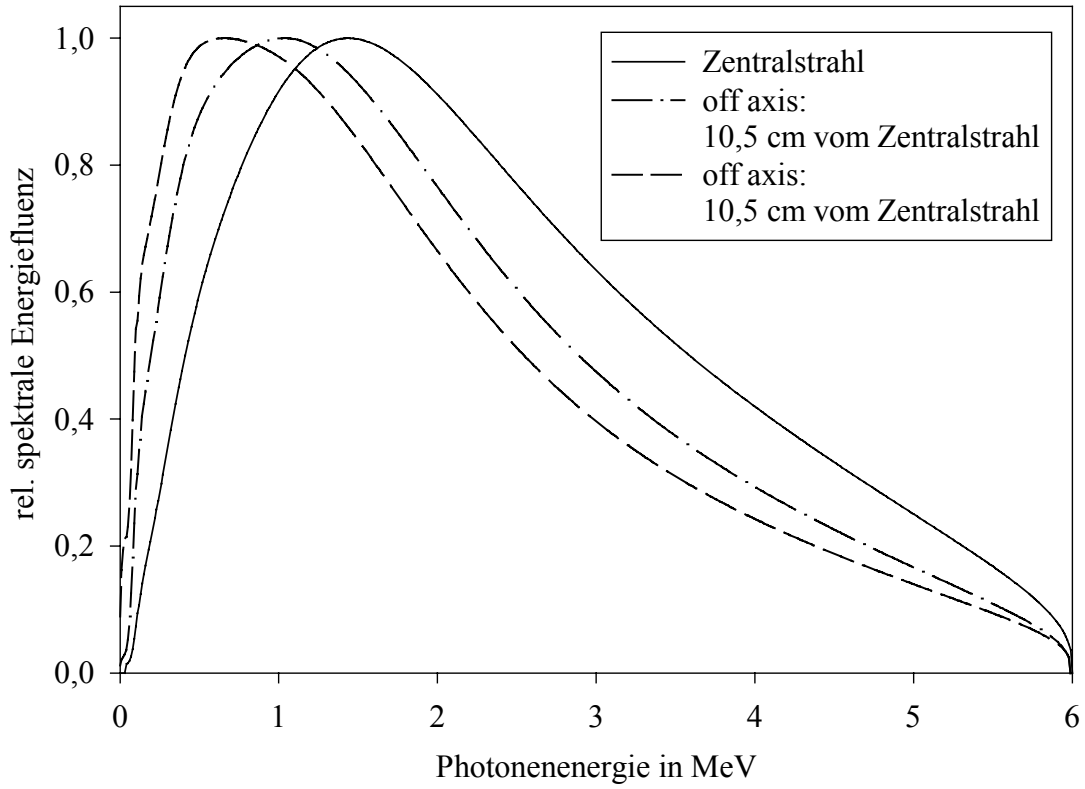


Abbildung 51: Rekonstruierte Bremsstrahlungsspektren in Abhängigkeit vom radialen Abstand für 6 MV Photonenstrahlung

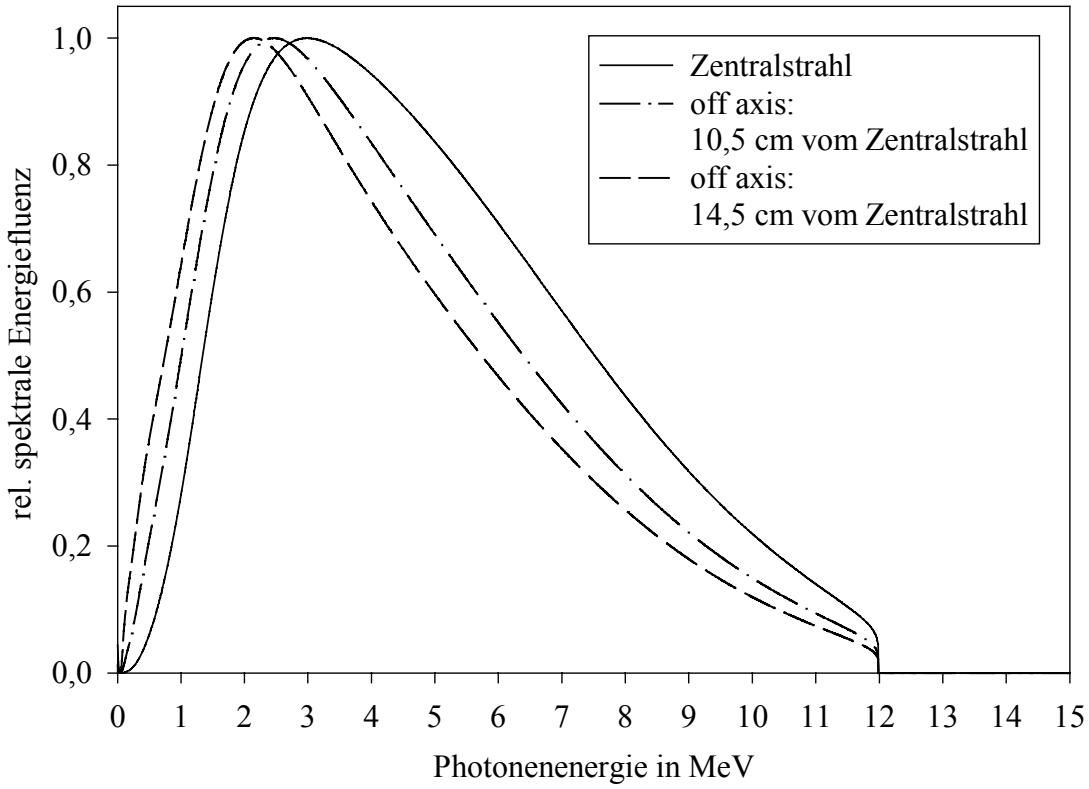


Abbildung 52: Rekonstruierte Bremsstrahlungsspektren in Abhängigkeit vom radialen Abstand für 15 MV Photonenstrahlung

Die Parameter der Kurvenanpassung der rekonstruierten Spektren sind im Anhang dargestellt.

Die eigenen Zahlenwerte und die Ergebnisse anderer Autoren für die Änderung der effektiven bzw. mittleren Energie der gefilterten Strahlung sind in der Tab. 17 zusammengestellt. Die mittleren Energien wurden nach der Laplace-Methode bzw. aus Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt. Die effektiven Energie stammen aus den gemessenen Halbwertsschichtdicken. Im Durchschnitt verringert sich die mittlere Energie im radialen Abstand von 14,5 cm im Vergleich zum Zentralstrahl bei 6 MV Strahlung um 0,4 MeV und bei 15 MV Strahlung um 0,70 MeV. Durch Betrachtung dieser Änderungen und der Werte für das ungefilterte Spektrum aus Tab. 16 lässt sich die Aussage ableiten, dass die Wirkung des Ausgleichsfilters zu ca. 75 % an der Änderung des Bremsstrahlungsspektrums mit dem radialen Abstand beiträgt. Die restlichen 25 % der Verringerung der mittlerer Energie rühren von der sinkenden Energie der Bremsstrahlung mit steigendem Emissionswinkel im Target her.

Autor	Verfahren zur Ermittlung von E_{eff} bzw. $\overline{E}$	Erzeugungsspannung / Beschleunigerhersteller	Änderung von E_{eff} bzw. $\overline{E}$ im radialen Abstand von	
			10,5 cm	14,5 cm
eigene Werte	Rekonstruktion des Spektrums aus der Transmissionsfunktion von Aluminium nach der Laplace - Methode → $\overline{E}$	6 MV / Siemens	0,3 MeV	0,5 MeV
		15 MV / Siemens	0,5 MeV	0,9 MeV
Mohan et. al. [64] (Werte aus Tab. I)	M-C-Rechnung des Spektrums → $\overline{E}$	6 MV / Varian	0,2 MeV	0,3 MeV
		15 MV / Varian	0,7 MeV	0,9 MeV
Lovelock et. al. [60] (Werte aus Fig. 5)	M-C-Rechnung des Spektrums → $\overline{E}$	6 MV / Varian	0,3 MeV	0,4 MeV
		15 MV / Varian	0,6 MeV	0,8 MeV
Lee [56] (Werte aus Tab I)	M-C-Rechnung des Spektrums → $\overline{E}$	6 MV / Varian	0,2 MeV	0,3 MeV
Tailor et. al. [93] (Werte aus Fig. 3)	Transmissionsmessung in Wasser → E_{eff}	6 MV / Siemens	0,3 MeV	0,5 MeV
		18 MV / Siemens	0,4 MeV	0,8 MeV
Hanson et. al. [35] (Werte aus Fig. 4)	Transmissionsmessung in Wasser → E_{eff}	6 MV / Varian	0,3 MeV	-
Yu et. al. [97] (Werte aus Fig. 3b)	Transmissionsmessung in Wasser → E_{eff}	6 MV / Varian	0,2 MeV	0,3 MeV
		15 MV / Varian	0,4 MeV	0,7 MeV

Tabelle 17: Änderung der effektiven bzw. mittleren Energie der gefilterten Bremsstrahlung im 10,5 cm und 14,5 cm radialen Abstand im Vergleich zum Zentralstrahl

5.1.4. Auswirkungen auf Dosisquerprofile in unterschiedlichen Wassertiefen

Die spektralen Unterschiede der Bremsstrahlung über die Fläche des Strahlungsfeldes zeigen sich dem klinischen Anwender auch bei der Betrachtung der Dosisquerprofile in unterschiedlichen Wassertiefen, wie diese für 6 MV in der Abb. 53 dargestellt sind. Bei der Grundinstallation des Linearbeschleunigers wird durch Verschiebung des Ausgleichsfilters und durch Einstellung von Fokussierspulen (steering coils) erreicht, dass in 10 cm Wassertiefe ein symmetrisches, flaches Dosisquerprofil erzeugt wird. Für diese Einstellung spielen andere Wassertiefen keine Rolle. Diese Profile zeigen einen Effekt, der auf die Aufhärtung zur Mitte hin zurückzuführen ist. Das Profil in 20 cm ist nicht vollständig ausgeglichen, sondern zeigt das Maximum im Zentralstrahl, da dort das von der härteren

Strahlung hervorgerufene flachere Tiefendosisverhalten zum Tragen kommt. Das Profil in 1 cm Wassertiefe dagegen weist im Zentrum ein Minimum auf, die Maxima liegen am Feldrand. Nur durch diese Inhomogenität im oberflächennahen Bereich kann bei einer weicheren Strahlung am Rand ein ausgeglichenes Profil in der Referenztiefe von 10 cm erreicht werden.

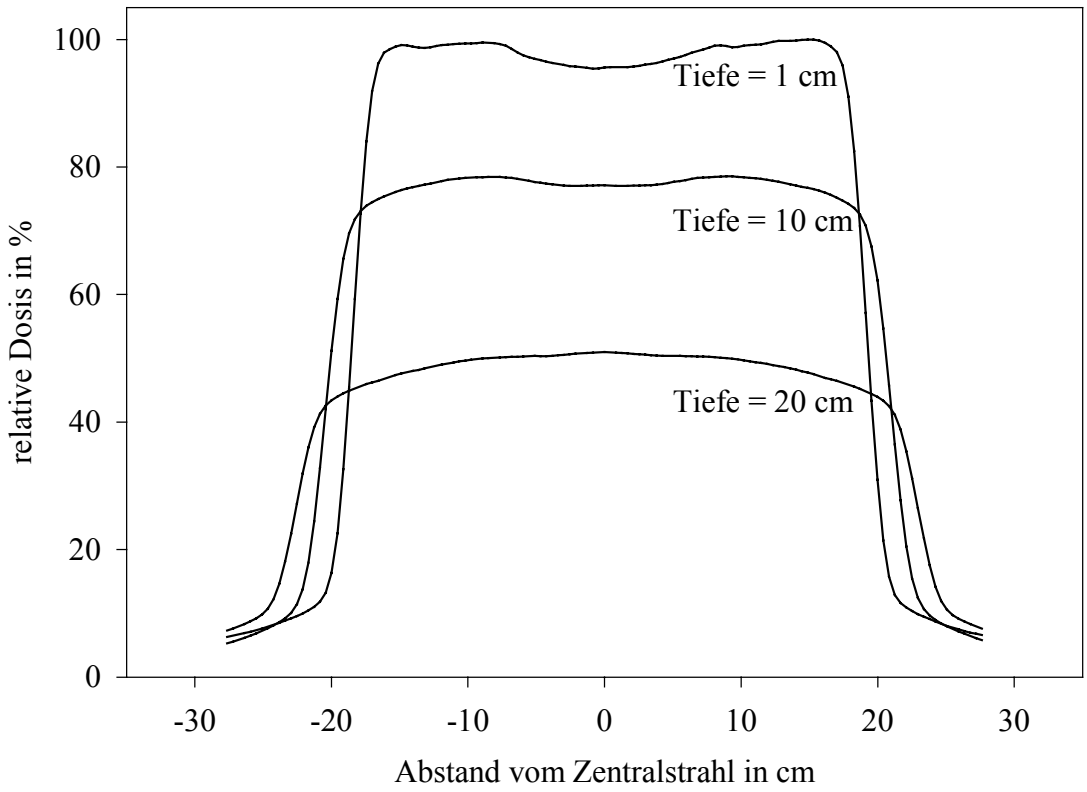


Abbildung 53: Dosisquerprofile für 6 MV Photonenstrahlung, gemessen mit einer Ionisationskammer im Wasserphantom, Feldgröße 40 x 40 cm², SSD = 90 cm

5.2. Energieverteilung der Photonen in Abhängigkeit von der Feldgröße

5.2.1. Grundlagen

Eine sich in den letzten Jahren etablierende Methode der Strahlenbehandlung ist die intensitätsmodulierte Strahlentherapie (IMRT), mit der es möglich ist, irreguläre und konkave Zielvolumina konform zu bestrahlen. Aus verschiedenen Einstrahlrichtungen werden einzelne Strahlenbündel, sogenannte Einzelfelder, mit über den Strahlquerschnitt 2-dimensionaler Intensitätsverteilung eingestrahlt. Jeder Ortskoordinate des Strahlenfeldquerschnitts ist dabei ein Fluenzwert zugeordnet. Die Superposition der eingestrahlten Einzelfelder erzeugt im Patienten die gewünschte Dosisverteilung.

Intensitätsmodulierte Felder können durch Kompensatoren unter Ausnutzung der Schwächungseigenschaften oder durch Überlagerung von mehreren kleinen Feldsegmenten erzeugt werden. Die Beeinflussung der Strahlenqualität durch Schwächungselemente (Keile, Kompensatoren) wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Die spektralen Eigenschaften von Feldern mit unterschiedlichen Feldgrößen sollen in diesem Abschnitt untersucht werden.

Eine mögliche Veränderung des Bremsstrahlungsspektrums in Abhängigkeit von der Feldgröße kann folgende Ursachen haben:

- Bei Feldern kleiner als 3 x 3 cm², die für die IMRT durchaus üblich sind, kann aufgrund der geringen Blendenöffnung im Verhältnis zur Größe des Photonen-Quellbereichs (Unterseite des Ausgleichkörpers) theoretisch eine Veränderung des primären Bremsstrahlungsspektrums im Zentralstrahl im Vergleich zu dem von größeren Feldern erwartet werden (siehe Abschnitt 5.2.2.).
- Die in Abschnitt 5.1. beschriebene radiale Veränderung des Bremsstrahlungsspektrums über das Strahlenfeld führt zur Veränderung des über das Feld gemittelten Spektrums in Abhängigkeit von der Feldgröße (siehe Abschnitt 5.2.3.).
- Das feldgrößenabhängige Verhältnis der gestreuten zu den ungestreuten Photonen am Messort im Phantom oder Patienten führt zu einer Veränderung der Energieverteilung der Photonen (siehe Abschnitt 5.2.4.).

Die ersten beiden Punkte beziehen sich auf das primäre Spektrum vor dem Phantom, der letzte Punkt auf das Spektrum der Photonen im Patienten oder Phantom.

5.2.2. Primäres Spektrum der Photonen bei unterschiedlicher Blendenöffnung

Die im Abschnitt 4 beschriebene Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums beruht auf Transmissionskurven, die unter Nadelstrahlbedingungen, d.h. unter Ausschluss von Streuphotonen, gemessen wurden. Für die Messung der Transmissionskurven bei verschiedenen Feldgrößen wurde zur Aufrechterhaltung dieser Bedingung die im Messaufbau nach Abb. 25 (Abschnitt 4) dargestellte Messblende nicht variiert. Deren Öffnungsdurchmesser betrug bei allen Messungen 3 cm. Gemessen wurden die Transmissionskurven für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung bei Feldgrößen von 10 x 10 cm², 5 x 5 cm², 3 x 3 cm², 2 x 2 cm² und 1 x 1 cm². Diese Felder wurden durch die Sekundärblenden des Beschleunigers eingestellt.

Die gemessenen Transmissionskurven für die untersuchten Feldgrößen sind deckungsgleich, so dass sich auch die daraus rekonstruierten Bremsstrahlungsspektren gleichen. Sie entsprechen denen der offenen Felder im Zentralstrahl aus den Abbildungen 51 und 52 des Abschnitts 5.1. Eine Veränderung der energetischen Verteilung der primären Photonenstrahlung vor dem Eintritt in das Phantom oder den Patienten aufgrund von kleiner werdenden Feldern kann nicht nachgewiesen werden. Van d. Zee et. al. [94] kommen nach Monte-Carlo-Berechnungen ebenfalls zu dem Ergebnis, dass sich die mittlere Energie der primären Strahlung nicht mit der Feldgröße ändert.

5.2.3. Einfluss des sich radial ändernden Spektrums

Im Abschnitt 5.1. wurde experimentell nachgewiesen, dass die mittlere Energie der Photonenstrahlung mit steigendem Abstand zum Zentralstrahl abnimmt. Das Bremsstrahlungsspektrum, gemittelt über ein kleines Feld symmetrisch zum Zentralstrahl, ist somit höherenergetischer als das Spektrum gemittelt über ein größeres Feld symmetrisch zum Zentralstrahl. Für vergleichende Betrachtungen von Auswirkungen auf das Spektrum, insbesondere bei Monte-Carlo-Spektren, ist demnach die Angabe der genauen geometrischen Verhältnisse der Fläche nötig, über welche die Energieverteilung der Photonen gemittelt wurde.

5.2.4. Bremsstrahlungsspektrum im Phantom und im Patienten

Die primäre Photonenstrahlung hat durch die Kollimierung im Strahlerkopf eine enge Winkelverteilung. Je kleiner die Feldgröße ist, desto kleiner ist das Verhältnis der Dosisbeiträge der gestreuten zu den ungestreuten Photonen am Messort. Dies ist die bekannte Erklärung für die Feldgrößenabhängigkeit des Outputfaktors [85]. Die gestreuten Dosisanteile haben eine niedrigere mittlere Energie als die Primärstrahlung. Somit kommt es bei größeren Feldern im Phantom zu einer Verschiebung des Photonenspektrums zu niedrigeren Energien.

Für die klinische Dosimetrie ist besonders das Verhältnis von niederenergetischer Streustrahlung zur gesamten Streustrahlung interessant, das durch folgende Gleichung definiert werden soll:

$$NSV = \frac{\int_0^{200keV} \Phi_{E,Streustrahlung}(E) \cdot dE}{\int_0^{E_{Max}} \Phi_{E,Streustrahlung}(E) \cdot dE} \tag{57}$$

Abb. 54 zeigt die Ergebnisse von eigenen Monte-Carlo-Rechnungen zur Untersuchung der Streustrahlung in einem Wasserphantom für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung. Ermittelt wurde die spektrale Verteilung der Streuphotonen an einer Referenzfläche mit 4 cm Durchmesser symmetrisch zum Zentralstrahl in 10 cm Tiefe eines unendlich ausgedehnten Wasserphantoms. Es zeigt sich, dass das NSV, d.h. der relative Anteil der Streustrahlung unter 200 keV, mit der Feldgröße zunimmt, was bei Nichtbeachtung bei der Messung der Outputfaktoren mit einigen Detektoren zu Fehlern führen kann.

Detektoren mit Elektroden aus Materialien höherer Ordnungszahlen (Stahl, Kupfer) oder silberhaltigen Filmemulsionen zeigen aufgrund des bei niedrigen Energien (< 200 keV) gegenüber Wasser mehrfach erhöhten Massen-Energie-Absorptionskoeffizienten ein verstärktes Ansprechvermögen auf die niederenergetische Streustrahlung. Werden diese Detektoren bei einer Feldgröße (üblich ist 10 x 10 cm²) mit einem mittleren NSV kalibriert, zeigen diese bei größeren Feldern einen zu hohen Messwert und bei kleineren Feldern einen zu geringen Messwert. Von Poppe et. al. [74, 75] werden äquivalente Streubedingungen beschrieben, deren Einhaltung bei der Kalibrierung eines solchen Detektors Voraussetzung für eine genaue Dosimetrie ist.

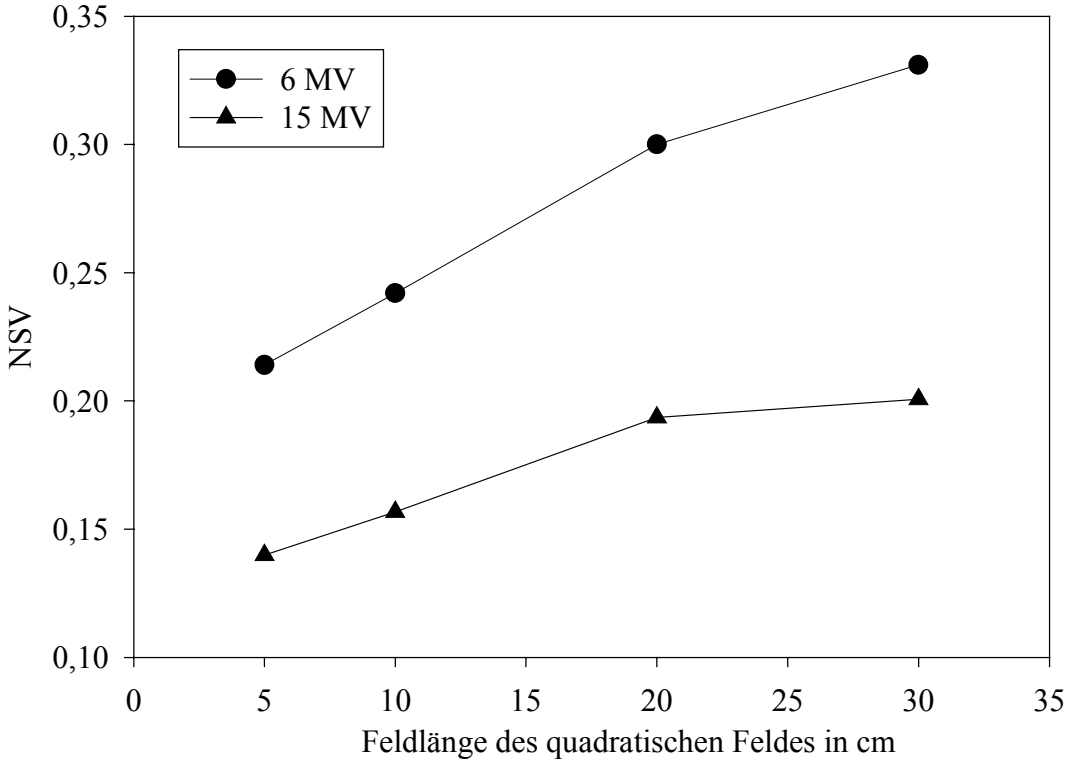


Abbildung 54: Anteil der niederenergetischen Streustrahlung an der gesamten Fluenz der Streustrahlung (NSV); Monte-Carlo-Rechnungen in 10 cm Wassertiefe für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung

5.2.5. Zusammenfassung: Feldgrößenabhängigkeit des Bremsstrahlungsspektrums

Aufgrund des geringen Verhältnisses der Blendenöffnung zur Quellgröße der Photonen auf der Unterseite des Ausgleichsfilters lässt sich keine Änderung des primären Bremsstrahlungsspektrums vor dem Eintritt in das Phantom nachweisen.

Bei Mittelung des Spektrums über unterschiedlich große Feldquerschnitte symmetrisch zum Zentralstrahl ist der Abfall der mittleren Energie zum Rand hin zu beachten; ein Effekt, der nicht von der veränderten Feldgröße herrührt, sondern vom Abstand zum Zentralstrahl.

Das Spektrum der Streuphotonen im Phantom ändert sich mit steigender Feldgröße, weil der niederenergetische Streustrahlungsanteil mit der Feldgröße zunimmt. Detektoren mit nicht gewebeäquivalentem Elektrodenmaterial oder silberhaltige Filmemulsionen überschätzen deshalb bei großen Feldgrößen den Outputfaktor.

5.3. Einfluss fluenzmodifizierender Elemente auf das Photonenspektrum

5.3.1. Keilfilter und Kompensatoren

Unterschieden werden physikalische Keilfilter, die in den Beschleunigerkopf eingeschoben werden, und virtuelle Keilfilter, die durch Bewegung der Betriebsblenden während der Strahlenapplikation ein "schräges" Fluenzprofil erzeugen. Keilfilter werden durch den Keilfilterfaktor und den Isodosenneigungswinkel beschrieben. Der Keilfilterfaktor ist der Quotient der Dosis in einer Referenzwassertiefe mit und ohne Keilfilter. Als Isodosenneigungswinkel wird die Abweichung der Isodosen vom Verlauf senkrecht zum Zentralstrahl bezeichnet.

Im Abschnitt Problemanalyse wurden bereits Untersuchungen von Shih et. al. [88] diskutiert, die zeigen, dass das Bremsstrahlungsspektrum beim Einsatz von virtuellen Keilfiltern nicht beeinflusst wird. Interessant ist daher die Veränderung der spektralen Energieverteilung der Photonenstrahlung beim Einsatz von physikalischen Keilen im Vergleich zum offenen Feld. Untersucht wurden 15°- und 60°-Keilfilter bei 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung. Die Keile sind aus Stahl. Die Keilfilterfaktoren und die geometrischen und physikalischen Maße sind in Tab. 18 zusammengefasst.

	Material (effektive Ordnungszahl; Dichte)	**Dicke im Zentral-strahl**	**Abstand von der Quelle**	**Keilfaktor bzw. Transmission**	
				6 MV	**15 MV**
Keil 15 °	Stahl ($Z = 26$; $\rho = 7{,}85$ g/cm³)	10 mm	41,5 cm	0,682	0,741
Keil 60 °		32 mm	41,5 cm	0,331	0,410
Kompen-sator	Zinngranulat-Paraffin ($Z_{eff} \approx 50$; $\rho = 4{,}8$ g/cm³)	40 mm	41,5 cm	0,430	0,460

Tabelle 18: Geometrische Daten, Materialien und strahlenphysikalische Eigenschaften der untersuchten fluenzmodifizierenden Elemente

Kompensatoren sind 3-dimensionale Schwächungskörper, die in den Strahlengang eingebracht werden und die aufgrund ihrer von den Ortskoordinaten abhängigen Dicke den Strahl im Querschnitt unterschiedlich schwächen. Bei der IMRT mit Hilfe von Kompensatoren berechnet das Bestrahlungsplanungssystem für jede Koordinate des Strahlenfeldquerschnittes die Intensität der Strahlung und daraus die erforderliche Dicke des schwächenden Kompensators. Mit diesen Daten kann eine Negativform hergestellt werden, in die das Schwächungsmaterial eingegossen wird. Gängige Schwächungsmaterialien für Kom-

pensatoren sind Zinngranulat-Paraffin oder MCP96. Für die Quantifizierung der Veränderung des Bremsstrahlungsspektrums wurde ein Kompensator aus Zinngranulat-Paraffin mit homogener Dicke von 4 cm verwendet. Tab. 18 enthält wichtige Daten des Kompensators.

5.3.2. Transmissionsfunktionen beim Einsatz von Keilen und Kompensatoren

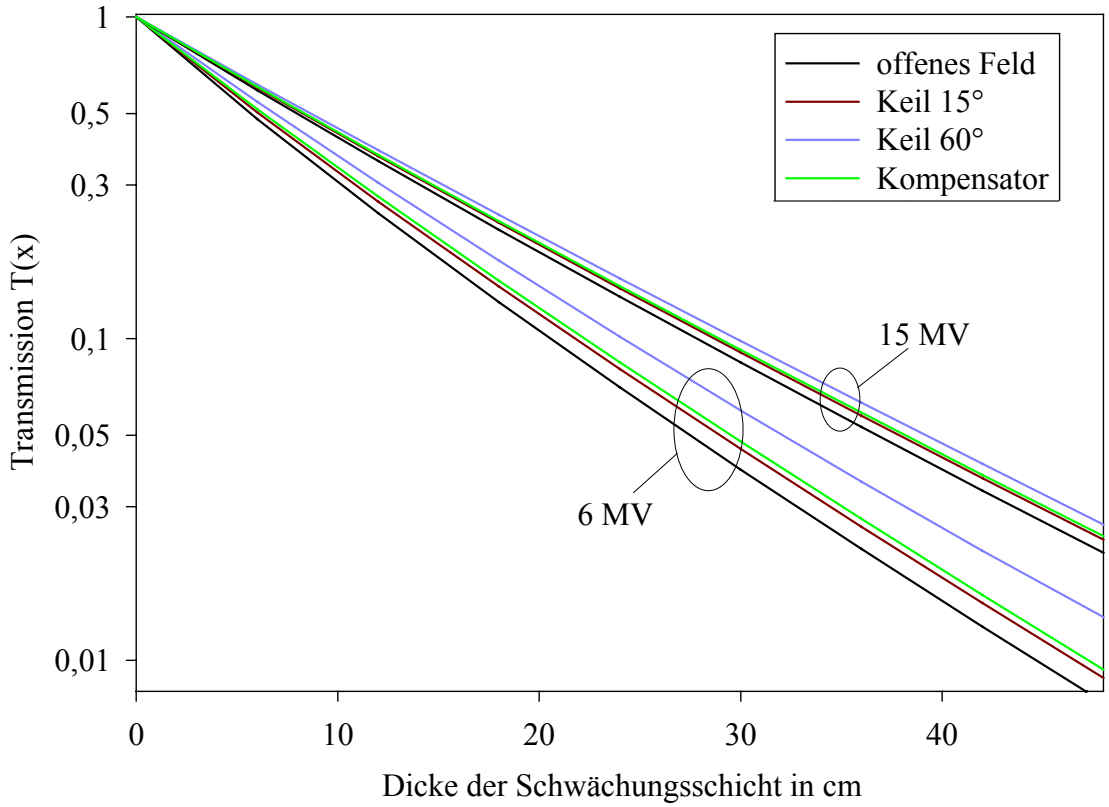


Abbildung 55: Transmissionskurven des offenen Feldes und der Felder mit 15°- und 60°-Keilfilter sowie mit planparallelem Kompensator für 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung

Die Abb. 55 zeigt die gemessenen Transmissionskurven hinter den Keilfiltern und hinter dem Kompensator im Vergleich zu denen des offenen Feldes. Verwendet wurde der Messaufbau nach Abb. 25 (Abschnitt 4). Wie erwartet, verlaufen für beide nominellen Beschleunigungsspannungen die Transmissionskurven der Keilfelder flacher als die der offenen Felder. Die

	$d_{1/2}$ bei 6 MV	$d_{1/2}$ bei 15 MV
offenes Feld	5,6 cm	7,9 cm
Keil 15 °	6,1 cm	8,2 cm
Keil 60 °	6,3 cm	8,4 cm
Kompensator	6,6 cm	8,6cm

Tabelle 19: Halbwertsschichtdicken in Aluminium bei Verwendung von fluenzmodifizierenden Elementen

Kurven des offenen Feldes unterscheiden sich von denen der Keilfelder bei 6 MV mehr als bei 15 MV. Die Transmissionskurve des Kompensatorfeldes ist bei beiden nominellen Beschleunigungsspannungen geringfügig flacher als die Kurve des 15°-Keilfeldes. Die gemessenen Halbwertsschichtdicken sind in der Tab. 19 dargestellt.

5.3.3. Bremsstrahlungsspektren beim Einsatz von Keilen und Kompensatoren

Quantitative Aussagen zur Beeinflussung der spektralen Energieverteilung der Photonen durch die Keile und den Kompensator liefern die in den Abbildungen 56 und 57 dargestellten rekonstruierten Spektren. Zur Anwendung kam die im Abschnitt 4 beschriebene verbesserte Rekonstruktionsmethode. Die gemessenen Transmissionsfunktionen wurden mit einer Linearkombination von 8 Gleichungen, multipliziert mit der Schwächungsfunktion bei der höchsten Energie im Spektrum, angepasst. Die Parameter der Kurvenanpassung sind als Zahlenwerte im Anhang dargestellt.

Die 6 MV Photonenstrahlung wird durch die Keile aus Stahl merklich aufgehärtet. Die nach Gl. 43 (Abschnitt 4.4) berechnete und in Tab. 20 dargestellte mittlere Energie der Photonenstrahlung steigt durch den 10 mm dicken 15°-Keil um rund 0,3 MeV durch den 32 mm dicken 60°-Keil um rund 0,6 MeV. Beim Einsatz des Zinngranulat-Paraffin-Kompensators erhöht sich trotz seiner relativ großen Schwächungswirkung die mittlere Energie nur um rund 0,4 MeV gegenüber der des offenen Feldes. In beiden Materialien dominiert bei 6 MV Photonenstrahlung der Comptoneffekt gegenüber der Paarbildung. Es kommt daher sowohl im Stahl als auch im Zinngranulat-Paraffin zu einer Aufhärtung im strahlentherapeutischen Sinne. Die eigenen Ergebnisse sind vergleichbar mit Werten von Shih et. al. [88]. Diese Arbeitsgruppe berechnete, dass bei 6 MV die mittlere Energie durch Verwendung des 45°-Keils um ca. 30 % im Vergleich zum offenen Feld steigt. Der eigene aus den rekonstruierten Spektren berechnete Wert bei Verwendung des 60°-Keils, der nur etwa 5 mm dünner ist, beträgt rund 25 %.

	$\overline{E}$ bei 6 MV	$\overline{E}$ bei 15 MV
offenes Feld	2,39 MeV	5,01 MeV
Keil 15 °	2,67 MeV	5,34 MeV
Keil 60 °	2,95 MeV	5,78 MeV
Kompensator	2,75 MeV	5,44 MeV

Tabelle 20: Mittlere Energie der rekonstruierten Bremsstrahlungsspektren nach Gl. (43) bei Verwendung von fluenzmodifizierenden Elementen

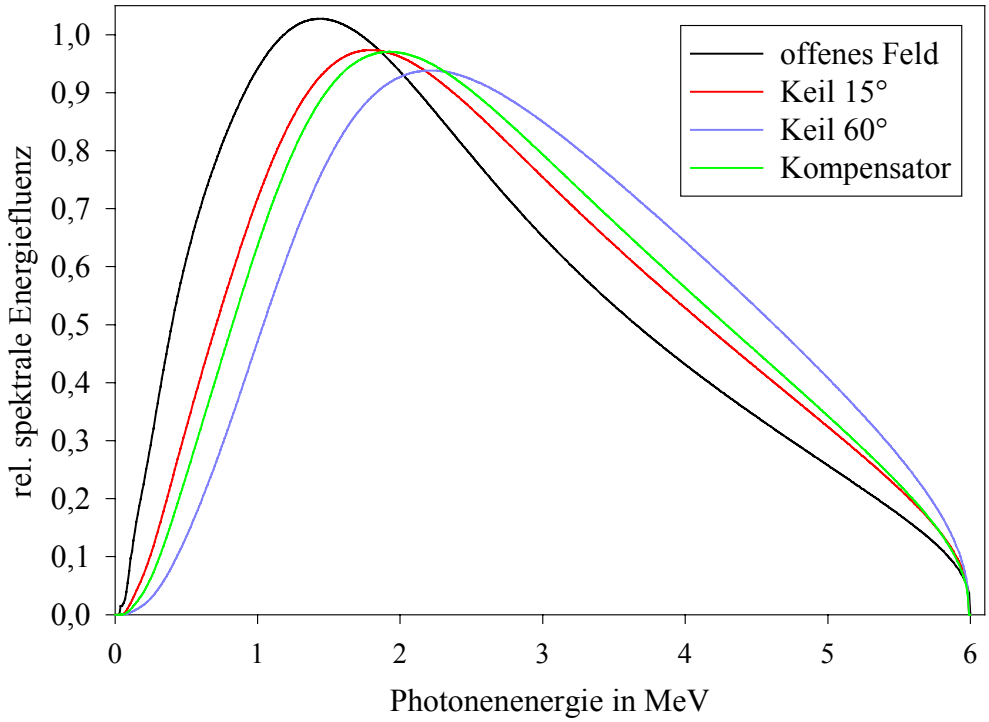


Abbildung 56: Rekonstruierte Bremsstrahlungsspektren von Feldern mit fluenzmodifizierenden Elementen und des offenen Feldes für 6 MV Photonenstrahlung

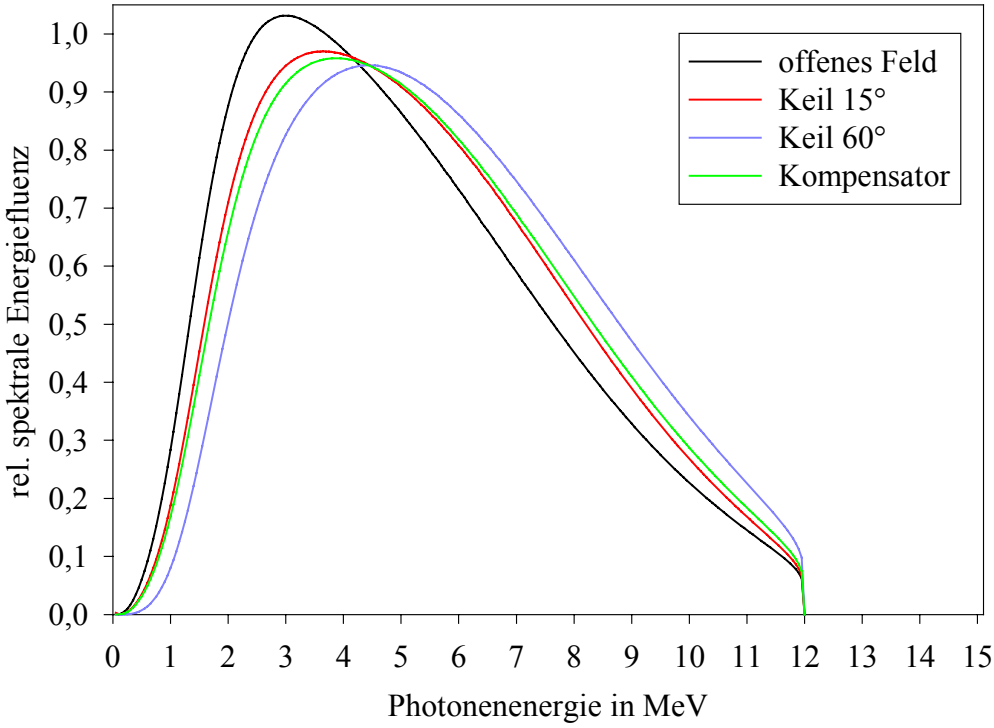


Abbildung 57: Rekonstruierte Bremsstrahlungsspektren von Feldern mit fluenzmodifizierenden Elementen und des offenen Feldes für 15 MV Photonenstrahlung

Die Erhöhung der mittleren Energie der 15 MV Photonenstrahlung beim Einsatz des 15°-Keils beträgt 0,3 MeV und des 60 °-Keils 0,8 MeV. Durch das Einbringen des Kompensators erhöht sich die mittlere Energie um rund 0,4 MeV. Relativ betrachtet, ist die Aufhärtung in beiden Materialien bei 15 MV Photonenstrahlung geringer als bei 6 MV Photonenstrahlung. Besonders im Zinngranulat-Paraffin mit der relativ hohen effektiven Ordnungszahl beginnt die Paarbildung bei Energien um 5 MeV, gegenüber dem Comptoneffekt zu dominieren. Der Schwächungskoeffizient für die Paarbildung steigt mit der Energie. Als Folge werden durch das eingebrachte Material auch die höherenergetischen Photonen zunehmend unterdrückt. Die Aufhärtung, d.h. die Verschiebung des Bremsstrahlungsspektrums hin zu höheren Energien, fällt mit steigender nomineller Erzeugungsspannung besonders in Materialien mit hohen Ordnungszahlen daher schwächer aus.

5.4. Spektrum der Photonenkontamination von Elektronenstrahlung

Bei strahlentherapeutischen Behandlungen mit einem Linearbeschleuniger wird neben der Photonenstrahlung auch Elektronenstrahlung eingesetzt. Die Elektronenstrahlung zeichnet sich besonders durch den steilen Abfall der Dosis in einem von der Elektronenenergie abhängigen Tiefenbereich aus. Elektronenstrahlung eignet sich daher besonders zur Behandlung von oberflächennahen Tumoren bei gleichzeitiger Schonung von tiefer liegendem Gewebe. Beispiele dafür sind die Bestrahlung der parasternalen Lymphknoten bei Brustkrebs (Schonung des Herzens), Bestrahlung der retroaurikulären Lymphknoten bei HNO-Tumoren (Schonung des Rückenmarks) und die Bestrahlung von gut- oder bösartigen Hauterkrankungen.

Für die Strahlentherapie sind Elektronenenergien zwischen 6 MeV und 25 MeV üblich. Im Elektronenbetrieb des Linearbeschleunigers befindet sich kein Target im Strahlengang. Die beschleunigten Elektronen werden somit nicht zur Bremsstrahlungserzeugung, sondern direkt zur Bestrahlung des Patienten bzw. Phantoms genutzt. Die Homogenisierung der Dosisquerverteilung erfolgt im Photonenbetrieb durch den Ausgleichskörper; im Elektronenbetrieb durch die im Vergleich zum Ausgleichskörper sehr dünnen Streufolien. Die Materialien und Dicken der Streufolien sind in Tab. 22 angegeben. Beim Durchgang der Elektronenstrahlung durch die Streufolien kommt es jedoch, entsprechend der Streufoliendicke und Streufolienzusammensetzung, zu einer nicht vernachlässigbaren Bremsstrahlungsproduktion. Diese im Elektronenbetrieb aufgrund des abweichenden Tiefendosisverhaltens unerwünschte Bremsstrahlung wird im weiteren "Photonenkontaminationsstrahlung" oder kurz "Photonenkontamination" genannt. Die Kontaminationsphotonen entstehen vor allem in den Streufolien, aber auch in der durchstrahlten Dosismesskammer und bei der Streuung der Elektronen an den Betriebsblenden.

Um in der vorliegenden Arbeit das Spektrum der Photonenkontaminationsstrahlung experimentell bestimmen zu können, wurde ein Messaufbau geschaffen, der eine Trennung der Kontaminationsphotonen von der primären Elektronenstrahlung bewirkt. Das nach der Laplace-Methode ermittelte Spektrum wurde anschließend mit einer Monte-Carlo-Simulation verglichen. Weiterhin wurde geprüft, inwieweit die Kontaminationsphotonen bei den energieabhängigen Korrektionen der Elektronendosimetrie berücksichtigt werden müssen.

5.4.1. Separierung der Photonenkontaminationsstrahlung und Elektronenstrahlung

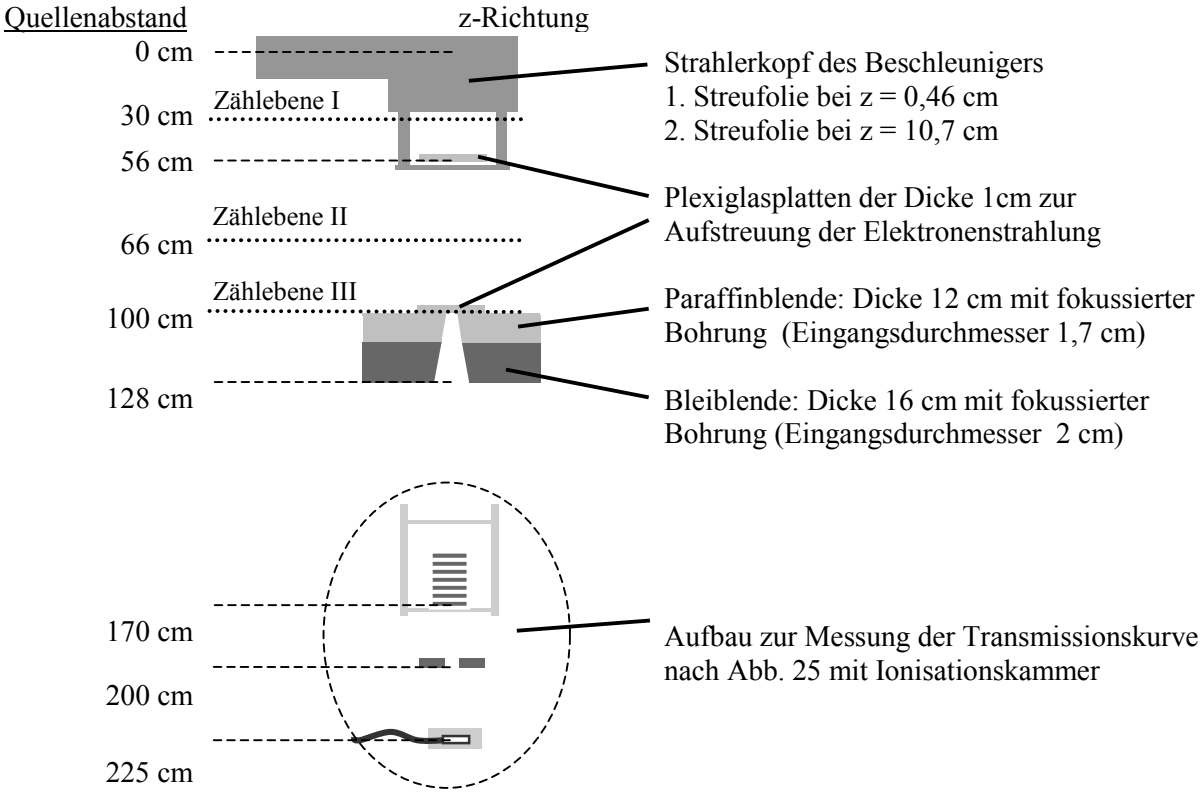
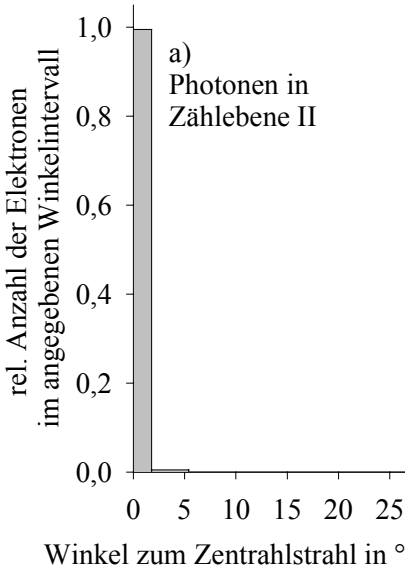


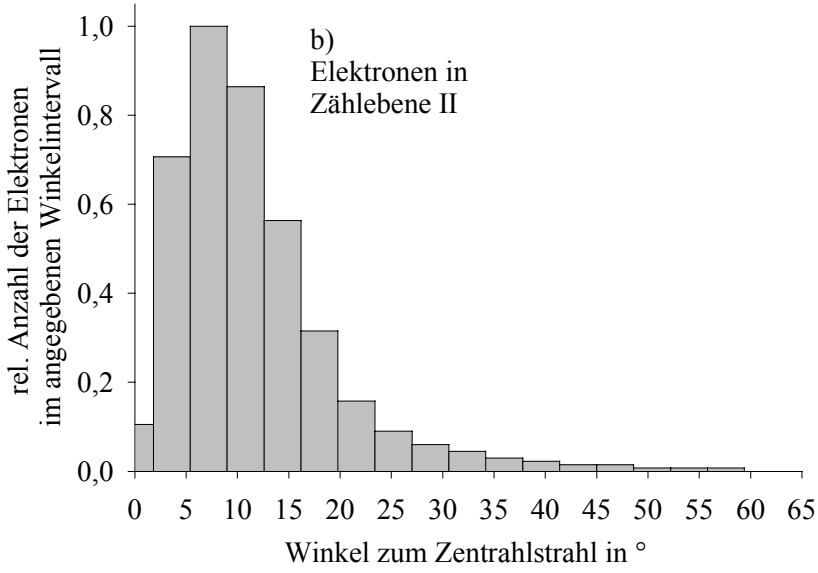
Abbildung 58: Phasenraumfilter - Messaufbau zum Separieren von primärer Elektronenstrahlung und Photonenkontaminationsstrahlung (nicht maßstäblich)

Die Trennung der Photonenkontaminationsstrahlung von der primären Elektronenstrahlung erfolgt unter Ausnutzung des unterschiedlichen Schwächungs- und Streuverhaltens der verschiedenen Strahlenarten. Die einfachste Methode zur Separierung der Kontaminationsphotonen von der Elektronenstrahlung bestünde darin, die Elektronen in einem Material mit niedriger Ordnungszahl total zu absorbieren, so dass hinter der Materialschicht nur noch die Kontaminationsphotonen übrig blieben. Hierbei würde aber die in dem Elektronenenabsorber erzeugte Bremsstrahlung als weitere Photonenkomponente hinzukommen und eine Verfälschung der Messergebnisse bewirken.

Es wird daher eine andere, hier als "Phasenraumfilter" bezeichnete Möglichkeit ausgenutzt. Dabei wird der Elektronenstrahl in einer relativ dünnen Plexiglasplatte so stark aufgestreut, dass die Elektronen eine weiter stromabwärts angeordnete Blende nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit durchlaufen können, während die stark nach vorn orientierte Photonenkontaminationsstrahlung, deren Richtungsverteilung von der Plexiglasplatte nicht merklich beeinflusst wird, die Blendenöffnung mit guter Ausbeute passieren kann. Aber

auch die wenigen auf die Blendenöffnung treffenden Elektronen werden dann nochmals nach dem Prinzip "Aufstreuung plus Blende" unterdrückt. Die Bezeichnung "Phasenraumfilter" wurde gewählt, weil die Streuung in der Plexiglasplatte in Verbindung mit der Hauptblende eine starke Restriktion von Ort und Richtung der Elektronen bewirkt, während diese Anordnung für Kontaminationsphotonen kein wesentliches Hindernis ist.





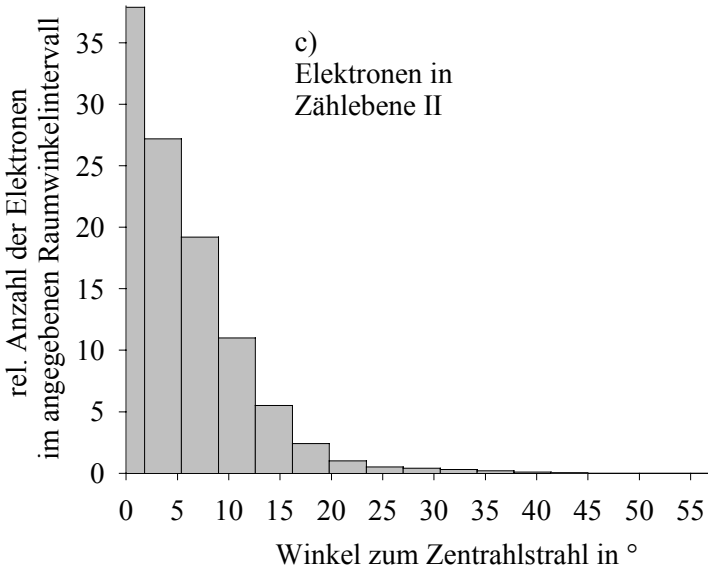


Abb. 59 a: Relative Verteilung der Photonenanzahl auf die Intervalle des Richtungswinkels

Abb. 59 b: Relative Verteilung der Elektronenanzahl auf die Intervalle des Richtungswinkels

Abb. 59 c: Relative Verteilung der Elektronenanzahl je Raumwinkeleinheit

Um die Idee, die zum Design des Phasenraumfilters nach Abb. 58 führte, zu verdeutlichen, wurde eine einfache Monte-Carlo-Rechnung durchgeführt. Simuliert wurden eine 21 MeV Elektronen- und eine 6 MeV Photonenquelle. Diese Quellen senden monoenergetische Nadelstrahlen senkrecht nach unten, d.h. nach Abb. 58 in z-Richtung, aus. Die Nadel-

strahlen treffen im Abstand von 56 cm auf einen 1 cm dicken Streukörper aus Plexiglas. Strahlabwärts dieser Plexiglasplatte befindet sich eine "Zählebene", in der die Winkelverteilung der Strahlung in Bezug zur ursprünglichen Strahlrichtung (vor dem Streukörper) detektiert wird. Die Abbildungen 59 a - c zeigen die Ergebnisse dieser Simulation. Die Photonenstrahlung erfährt nach Abb. 59 a in der Plexiglasplatte nur eine vernachlässigbar kleine Richtungsänderung. 99,6 % der Photonen treffen die Zählebene mit Winkeln < 1,8 ° zum Zentralstrahl. Wie zu erwarten, wird die Elektronenstrahlung durch das Plexiglas stark gestreut. Nach Abb. 59 b treffen nur 2,6 % der Elektronen die Zählebene mit Winkeln kleiner als 1,6° zum Zentralstrahl. Abb. 59 b kann in die bekannte Darstellung der Elektronen je Raumwinkeleinheit umgerechnet werden; siehe Abb. 59 c. Diese Darstellung verdeutlicht den Einfluss der Vielfachstreuung in der Plexiglasplatte.

Aufgrund des in den Abbildungen 59 a - c dargestellten physikalischen Hintergrundes wurde der experimentelle Messaufbau von Abb. 58 konstruiert. Als Hilfsmittel zur Eliminierung der Elektronen als Hauptkomponente der Strahlung dient hier ein "Phasenraumfilter", d.h. eine Selektion der Photonen gegenüber den Elektronen nach Ort und Richtung. Die Elektronen werden zunächst in einer Plexiglasplatte aufgestreut, welche die Photonenstrahlung praktisch nicht beeinflusst. Das für die Selektion entscheidende Element ist die 16 cm dicke Bleiblende. Dieser ist eine Paraffinblende zum Auffangen der meisten Elektronen ohne merkliche zusätzliche Bremsstrahlungerzeugung sowie eine zweite Plexiglasplatte vorgeschaltet. Die Blende des Phasenraumfilters selektiert die Strahlung, indem die Photonen als Strahlungsbestandteile mit kleinem Abstand oder Winkel die Blende passieren können, während die Elektronen mit großem Abstand oder Winkel nicht durch den Blendenkanal gelangen.

Die im Folgenden erläuterten Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen, die zur Optimierung des Phasenraumfilters dienten, zeigen den Transport der Elektronen und Kontaminationsphotonen im Phasenraum. Jedem Elektron oder Photon kann in den Zählebenen von Abb. 58 ein Winkel und ein radialer Abstand vom Zentralstrahl zugeordnet werden. Die Monte-Carlo-Rechnungen umfassen den gesamten Strahlerkopf (Elektronenquelle, Streufoliensystem, Monitorkammer, Primär- und Sekundärkollimator) im Zusammenhang mit dem Phasenraumfilter (Plexiglasstreukörper, Paraffin- und Bleiblende). Die modellierte Elektronenquelle sendet ein dem Beschleunigertyp entsprechendes Energiespektrum der Elektronen (nominelle Elektronenenergie 21 MeV) in z-Richtung aus. Die Abbildungen 60

und 61 zeigen die Besetzung des Phasenraums, d.h. die radialen Abstände und Winkel der auf die Zählebene I bzw. III treffenden Elektronen und Photonen. Die Mittelpunkte der dargestellten Kreise entsprechen dem jeweiligen Abstands-Winkel-Wertepaar. Der Durchmesser der Kreise ist ein relatives Maß für die Anzahl der Elektronen oder Photonen, die diesem Abstand und Winkel detektiert wurden.

In der Zählebene I (Abb. 60) stellt sich die Besetzung des Phasenraums der Elektronen annähernd durch eine schräge Gerade dar. Diese Form der Besetzung des Phasenraums wird durch das Auftreffen des Elektronen-Nadelstrahls auf die Streufolien geprägt. Die radiale Verschiebung der Elektronen ist annähernd proportional zum Tangens des Winkels gegen die z-Achse. Dass nicht alle Teilchen exakt auf einer schrägen Linie liegen, ist durch das doppelte Streufoliensystem und die Streuung in Luft bedingt. Die Photonen in der Zählebene I zeigen eine den Elektronen ähnelnde Besetzung des Phasenraums. Auch hier ist ein Bereich nahe einer schrägen Linie besetzt, was auf eine Punktquelle der Photonenstrahlung in der Streufolie hindeutet. Anhand der Kreisdurchmesser ist jedoch zu erkennen, dass die Kontaminationsphotonen stärker vorwärts gerichtet sind als die primären Elektronen. 39 % der Photonen wurden mit Winkeln kleiner als 1,8° und 80 % der Photonen mit Winkeln kleiner als 5,4° detektiert. Bei den Elektronen bewegen sich nur 11 % mit Winkeln kleiner als 1,8° und 44 % mit Winkeln kleiner als 5,4°. Durch die Streuung an den beiden je 1 cm dicken Plexiglasplatten wird die Winkelverteilung der Elektronen radikal verändert. Wie die Abb. 61 zeigt, kommen nahe des Zentralstrahls nur noch relativ wenige Elektronen mit Winkeln kleiner als 5,6° vor. Da die Blende für diese Elektronen jedoch zusätzlich bezüglich ihres Winkels zur z-Achse selektiv wirkt, gelangen keine Elektronen durch den Blendenkanal hindurch. Für die Elektronen mit größeren radialen Abständen wirkt die Blende selektiv bezüglich des Abstandes. Für diese Elektronen ist die Blende unabhängig vom Bewegungswinkel zur z-Achse unpassierbar. Die Photonen verhalten sich, wie durch Abb. 59 a gezeigt, anders als die Elektronen. Die meisten Photonen werden durch die Plexiglasplatten nicht in ihrer Flugrichtung beeinflusst. Die Verteilung der Winkel bleibt in der Zählebene III erhalten. Lediglich die Abstandsachse ist gespreizt. Dies liegt an dem rund 3-mal größeren Abstand zur Photonenquelle der Zählebene III gegenüber der Zählebene I. Nahe dem Ursprung kommen bei den Photonen hauptsächlich kleine Winkel vor. Diese Photonen gelangen durch den Blendenkanal und können für die Analyse der spektralen Verteilung im Anschluss an das Phasenraumfilter genutzt werden. Für Photonen wirkt also die Blende nur bezüglich des Ortes selektierend.

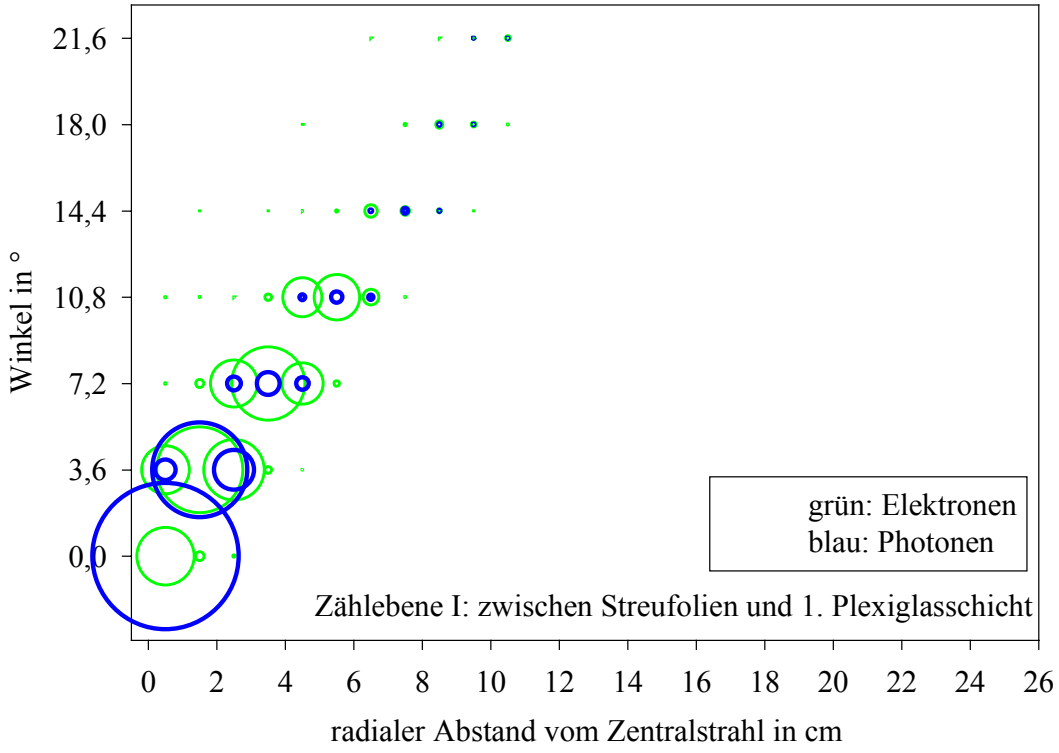


Abbildung 60: Besetzung des Phasenraums mit Elektronen und Photonen in Zählebene I

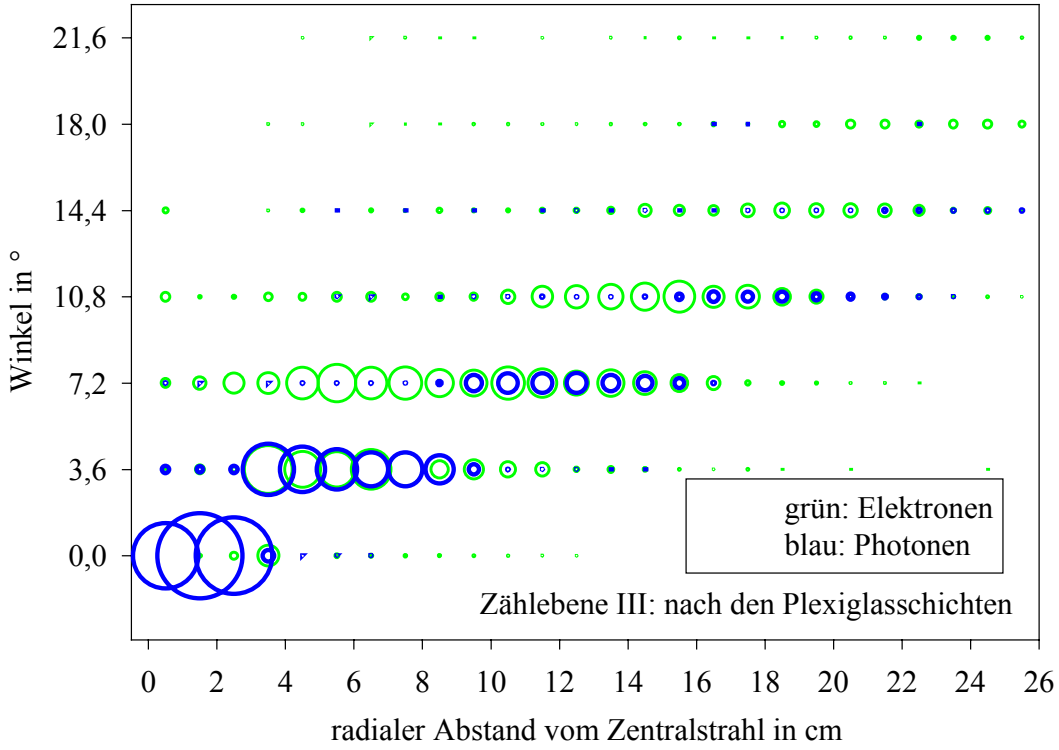


Abbildung 61: Besetzung des Phasenraums mit Elektronen und Photonen in Zählebene III

Bei der Untersuchung des Messaufbaus mit Monte-Carlo-Methoden wurde ferner festgestellt, dass sich zwei Plexiglasplatten besser als Streukörper eignen als eine Platte mit der doppelten Dicke. Zwei Platten mit einem Abstand von 40 cm liefern in Zählebene III bei kleinen Radien eine breitere Winkelverteilung als eine Platte mit doppelter Dicke unabhängig davon, in welchem Abstand die zweite Platte angeordnet ist.

Weiterhin wurde untersucht, ob sich durch das Einbringen des Phasenraumfilters die Energieverteilung der Kontaminationsstrahlung verändert, denn auch die beiden Plexiglasplatten von insgesamt 2 cm Dicke erzeugen Bremsstrahlung. Dies hätte zur Folge, dass die zu messende Transmissionskurve nicht allein der Photonenkontaminationsstrahlung entspräche und spektrale Aussagen nicht daraus abgeleitet werden könnten. Experimentell lässt sich der Vergleich der Energieverteilung mit und ohne Phasenraumfilter nicht durchführen. Deshalb erfolgte eine Monte-Carlo-Rechnung, bei welcher Strahlerkopf und Phasenraumfilter unter denselben Bedingungen wie bei den vorangegangenen Untersuchungen simuliert wurden. Die Ergebnisse sind in der Abb. 62 dargestellt.

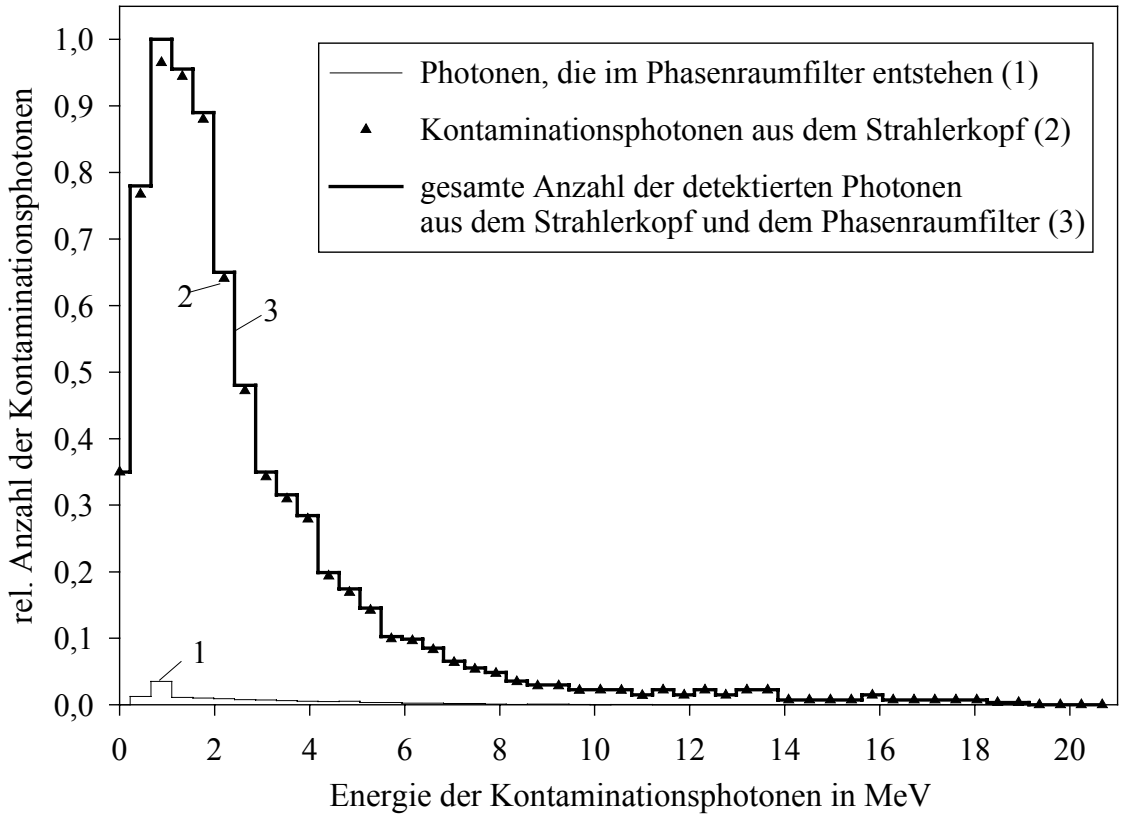


Abbildung 62: Monte-Carlo-Simulation der relativen Anzahl der Photonen in dem Messaufbau von Abb. 58 im Abstand von 225 cm von der Elektronenquelle (21 MeV)

Die in Abb. 62 dargestellte relative Anzahl der Photonen gilt für diejenigen Photonen, die eine Kreisfläche mit 2 cm Radius, zentriert auf den Mittelpunkt, erreichen. Diese Zählfläche befindet sich im Abstand von 225 cm von der Elektronenquelle, d.h. strahlabwärts vom Phasenraumfilter an dem Ort, wo sich bei der experimentellen Untersuchung die Messkammer befindet (siehe Abb. 58). Der Maximalwert für die Gesamtzahl der Photonen ist willkürlich gleich eins gesetzt; für die Anteile der Photonen aus dem Strahlerkopf und den beiden Plexiglasplatten sind die Relativwerte angegeben. Die Abb. 62 zeigt, dass in den Elementen des Phasenraumfilters (Plexiglas und Blenden) im Vergleich zu den Elementen des Strahlerkopf nur ein geringer Prozentsatz an Bremsstrahlung entsteht. Über alle Energieintervalle summiert, beträgt dieser etwa 3,5 %. Unterhalb einer Energie von 2,5 MeV entstehen im Mittel rund 3,2 % der detektierten Photonen in den Materialien des Phasenraumfilters; oberhalb dieser Energie rund 3,7 %. Die Energieverteilung der Photonenstrahlung bleibt demnach durch das Einbringen des Phasenraumfilters in guter Näherung unbeeinflusst.

Wie in der Problemanalyse angedeutet, zeigte sich bei den Monte-Carlo-Berechnungen, dass durch die Paraffinschicht der Blende die aufgestreuten Elektronen sehr wirksam abgebremst werden und dabei aufgrund der niedrigen Ordnungszahl des Paraffins weniger Bremsstrahlung entsteht als bei alleiniger Verwendung einer Bleiblende. Die aus der Unterseite der Blende austretende Bremsstrahlung konnte bei 21 MeV Elektronenstrahlung durch Vorschaltung der 12 cm dicken Paraffinblende um rund 40 % verringert werden.

Neben der Simulation des Phasenraumfilters mit 21 MeV Elektronenstrahlung wurde dieses auch mit 6 MeV Elektronenstrahlung untersucht. Die Ergebnisse für beide Energien stimmen qualitativ überein, so dass sich für Elektronenenergien zwischen 6 MeV und 21 MeV folgende Punkte verallgemeinert zusammenfassen lassen:

- Das Phasenraumfilter nach Abb. 58, bestehend aus zwei 1 cm dicken Plexiglasplatten und einer Blende aus 12 cm Paraffin und 16 cm Blei, hält die primäre Elektronenstrahlung vom Messaufbau zur Bestimmung der Transmissionsfunktion ab.
- Die Veränderung der spektralen Energieverteilung der nach vorn gerichteten Photonenkontaminationsstrahlung durch das Phasenraumfilter kann vernachlässigt werden.
- Durch die Paraffinblende wird die unerwünschte Produktion von Bremsstrahlung in den Blenden des Phasenraumfilters verringert.

5.4.2. Transmissionskurven und Spektren der Photonenkontamination

Die Abb. 63 zeigt die mit Hilfe des Phasenraumfilters gemessenen Transmissionskurven der Photonenkontaminationsstrahlung. Die Elektronenenergien betrugen 6 MeV, 15 MeV und 21 MeV. Als Schwächungsmaterial wurde Aluminium eingesetzt. Zum Vergleich sind die Transmissionskurven von 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung mit dargestellt.

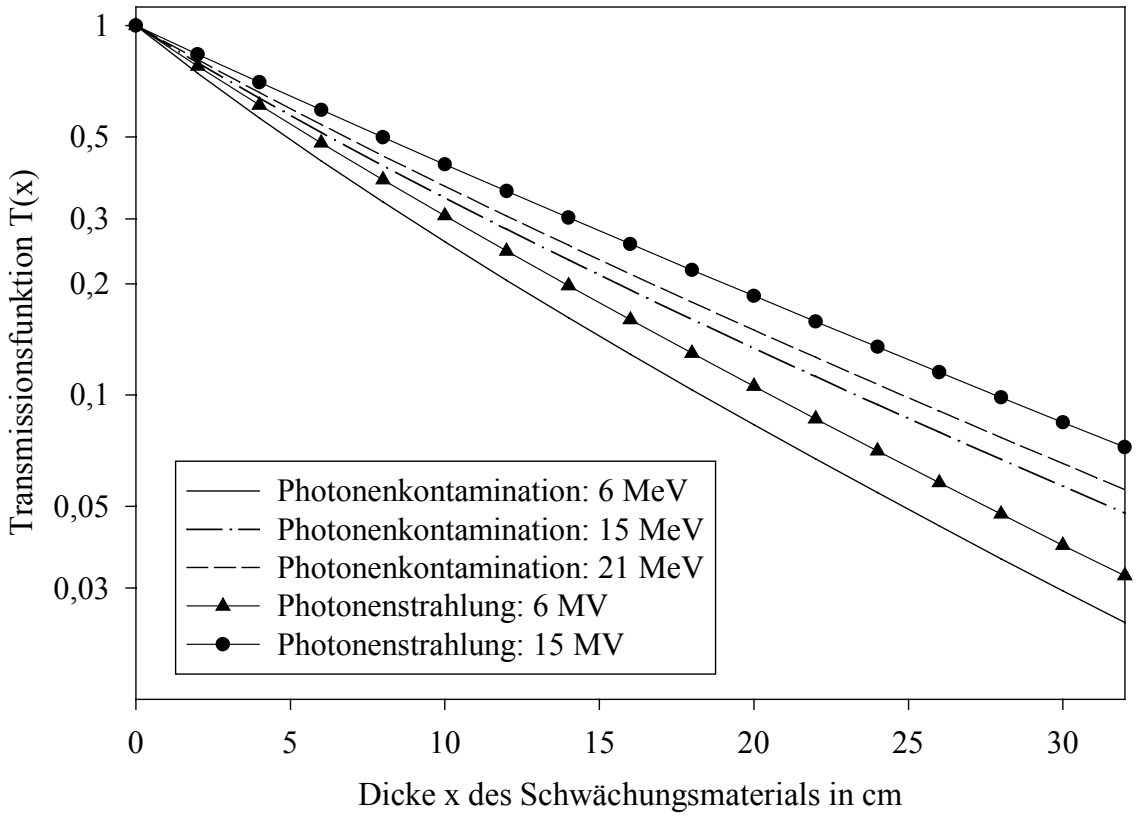


Abbildung 63: Gemessene Transmissionskurven der Photonenkontaminationsstrahlung bei primären Elektronenenergien von 6 MeV, 15 MeV und 21 MeV im Vergleich mit den Transmissionskurven von 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung

Wie zu erkennen, fällt die Transmissionskurve der 6 MeV Photonenkontaminationsstrahlung stärker ab als die der regulären 6 MV Photonenstrahlung. Im Vergleich zur 6 MV Photonenstrahlung ist demnach ein hoher Anteil von Strahlungsbestandteilen mit niedrigen Energien zu erwarten. Die Transmissionskurven der 15 MeV und 21 MeV Photonenkontaminationsstrahlung verlaufen zwischen den Kurven von 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung; hier liegt also jedenfalls ein "härteres" Photonenspektrum als bei 6 MV Photonenstrahlung, aber ein "weicheres" als bei 15 MV Photonenstrahlung, vor.

Aus den gemessenen Transmissionskurven wurden mit der im Abschnitt 4 dargestellten Methode die Bremsstrahlungsspektren rekonstruiert. Die dafür notwendige Kurvenanpassung erfolgte mit dem Anpassungsfunktionstyp C. Die Parameter der Kurvenanpassungen sind im Anhang dargestellt. Die Abbildungen 64 bis 66 zeigen die rekonstruierten und mit Monte-Carlo-Simulationen berechneten Bremsstrahlungsspektren für primäre Elektronenenergien von 6 MeV, 15 MeV bzw. 21 MeV. Bei den drei untersuchten Elektronenenergien stimmen die Spektren als Ergebnis von Rekonstruktion und Monte-Carlo-Rechnung gut überein. Dies bestätigen auch die aus den drei Spektren nach Gl. (43) berechneten mittleren Energien in der nebenstehenden Tab 21. Die größten Abweichungen treten bei der höchsten untersuchten Energie auf, weil dort aufgrund der flachen Funktion des Schwächungskoeffizienten mit der Energie die Methode am unsensibelsten ist.

Elektronen-energie	**Mittlere Energie**	
	Rekon-struktion	Monte-Carlo-Rechnung
6 MeV	1,75 MeV	1,78 MeV
15 MeV	3,73 MeV	3,87 MeV
21 MeV	4,31 MeV	5,76 MeV

Tabelle 21: Mittlere Energie nach Gl. (43) der Photonenkontaminationsspektren

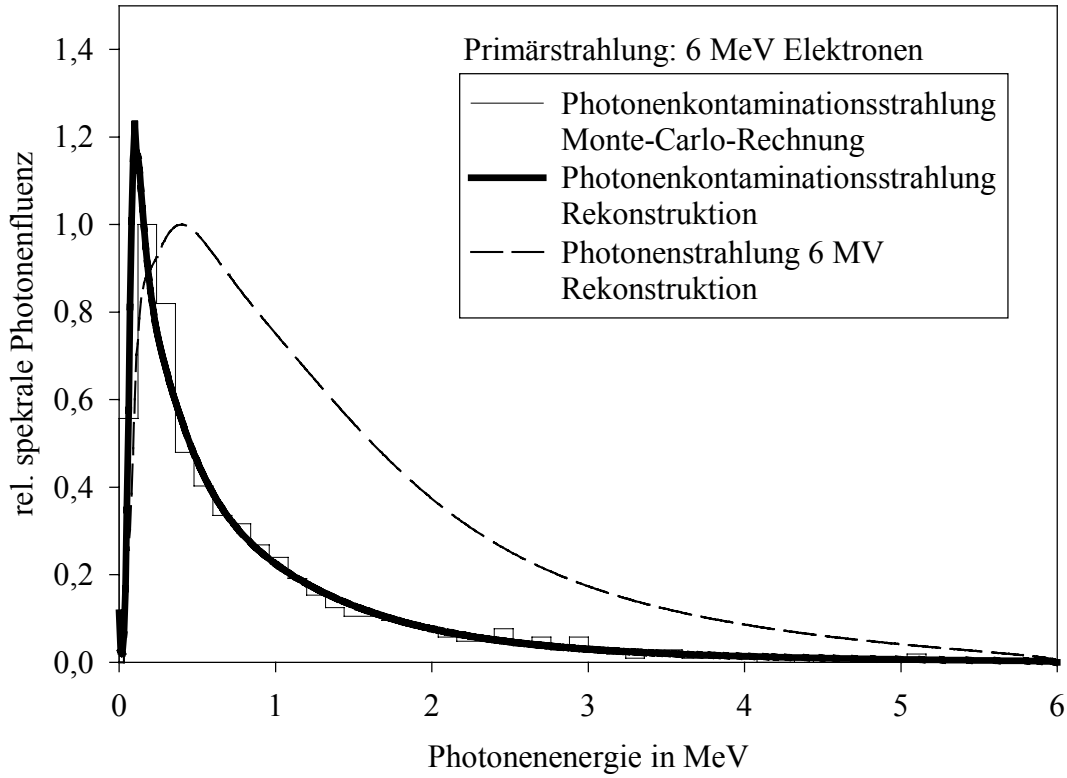


Abbildung 64: Bremsstrahlungsspektren der Photonenkontamination bei primärer 6 MeV Elektronenstrahlung im Vergleich zum Bremsstrahlungsspektrum von 6 MV Photonenstrahlung

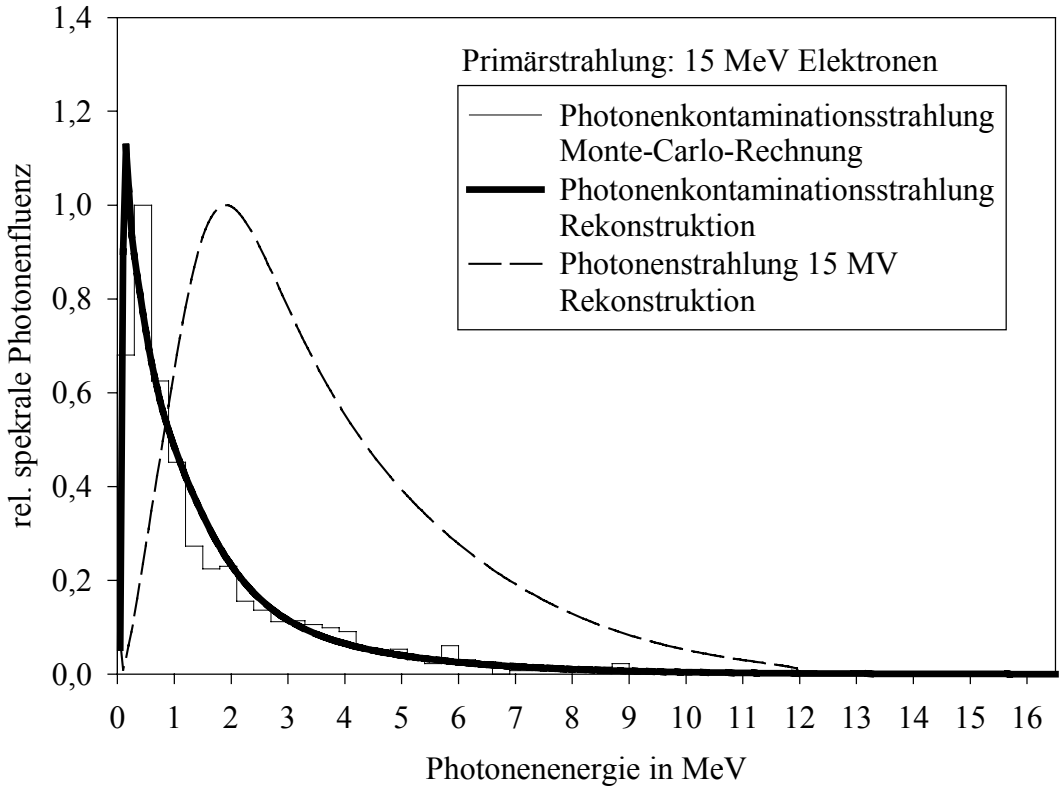


Abbildung 65: Bremsstrahlungsspektren der Photonenkontamination bei primärer 15 MeV Elektronenstrahlung im Vergleich zum Bremsstrahlungsspektrum von 15 MV Photonenstrahlung

Das Photonenkontaminationsspektrum der 6 MeV Elektronenstrahlung (Abb. 64) zeigt einen hohen Anteil an Photonen mit kleinen Energien. Die wahrscheinlichste Energie liegt bei 0,2 MeV. Die Aufhärtung, d.h. die Filterung der niederenergetischen Photonen, ist gering, da sich im Strahlengang bei 6 MeV nur die sekundäre Streufolie (0,81 mm Aluminium und 0,071 mm Kapton[1]) und die Elektronenkammer (0,0009 mm Gold und 0,15 mm Kapton) befinden. Bei der 15 MeV und 21 MeV Strahlung werden die Elektronen zusätzlich durch eine primäre Streufolie aufgestreut. Diese besteht aus 0,2 mm Gold und wirkt als dünnes Target, in dem aufgrund der hohen Ordnungszahl Bremsstrahlung entsteht. Die Aufhärtung ist wegen der Dicke der Streufolie im Vergleich zur reinen Photonenstrahlung mit Ausgleichsfilter aus Stahl (Dicke rund 50 mm) jedoch gering. Die wahrscheinlichsten Energien der Kontaminationsstrahlung bei 15 MeV und 21 MeV Elektronen betragen 0,5 MeV bzw. 1,0 MeV. Der Vergleich der Kontaminationsspektren mit den Photonenspektren erscheint zusammen mit den in Abb. 63 dargestellten Transmissionfunktionen plausibel.

[1] Strahlenresistentes Polymer aus 3% Wasserstoff, 69% Kohlenstoff, 7% Stickstoff und 21% Sauerstoff

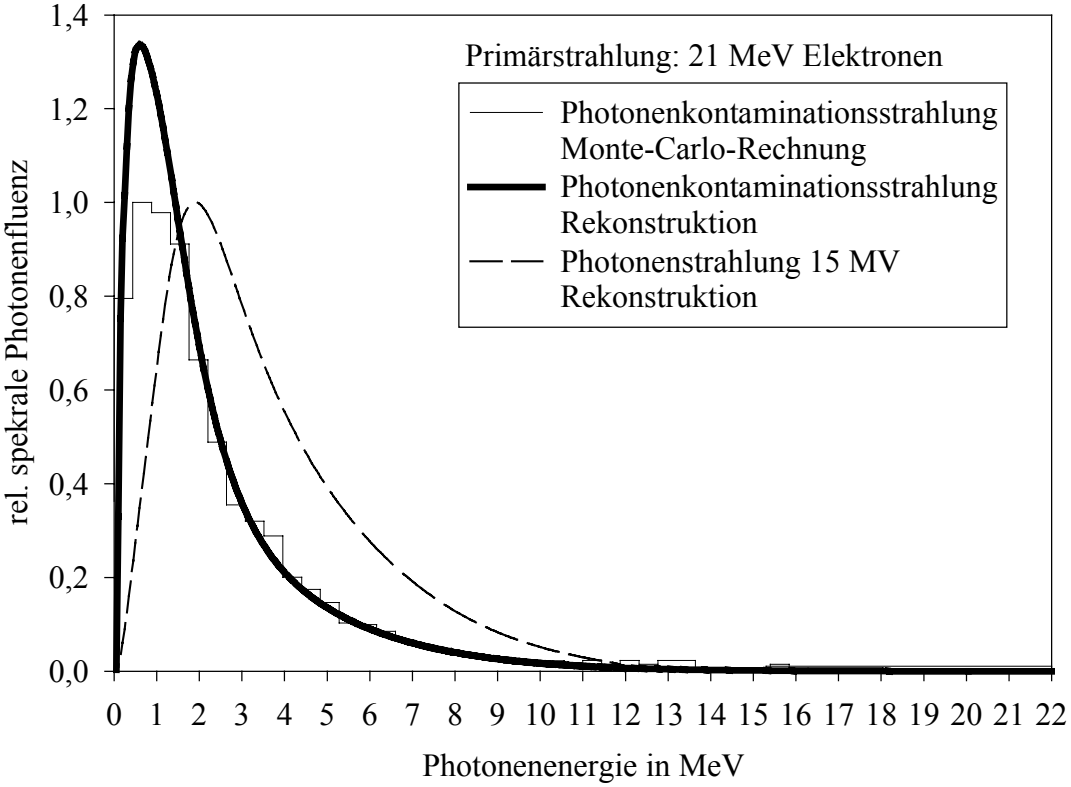


Abbildung 66: Bremsstrahlungsspektren der Photonenkontamination bei primärer 21 MeV Elektronenstrahlung im Vergleich zum Bremsstrahlungsspektrum von 15 MV Photonenstrahlung

5.4.3. Dosisanteil der Photonenkontaminationsstrahlung an der Gesamtdosis

Die Energiedosis im Phantom rührt bei Elektronenbetrieb des Beschleunigers hauptsächlich von den primären Elektronen her. Hinzu kommt ein kleiner Dosisbeitrag von den Elektronen, die durch die Photonenkontamination entstehen. Die Bestimmung dieses Dosisanteils erfolgte durch eine Monte-Carlo-Simulation mit den Elementen, die in Abb. 67 dargestellt sind. Wie in der Realität sendet die Quelle spektral verteilte Elektronenstrahlung in

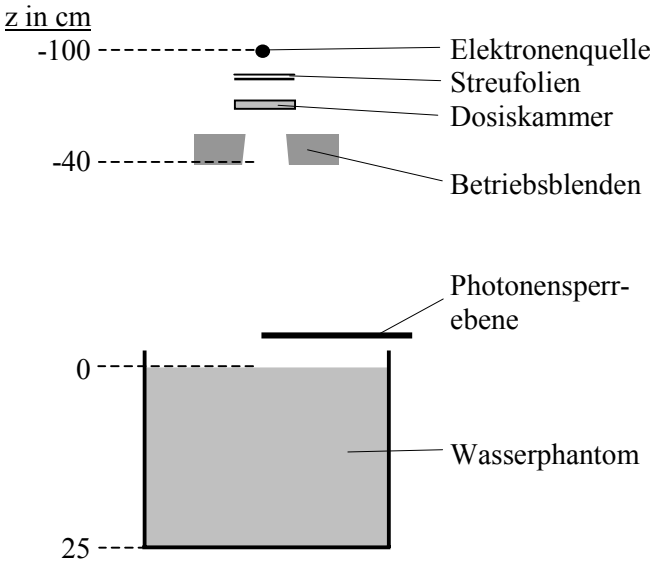


Abbildung 67: Aufbau der Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung des Dosisanteils der Kontaminationsphotonen

z-Richtung aus. Das Spektrum der Elektronen sowie sämtliche Abmaße und Materialzusammensetzungen wurden von Datenblättern des Beschleunigerherstellers spezifisch für jede nominelle Elektronenenergie entnommen. Oberhalb der Wasseroberfläche des Phantoms wurde eine gedachte Sperrebene für Photonenstrahlung eingebracht. Diese verhindert in der Monte-Carlo-Rechnung, dass in eine Hälfte (in der Abb. 67 rechte Hälfte) des Volumens des Phantommaterials Kontaminationsphotonen eindringen und einen Dosisbeitrag durch Bildung von Elektronen liefern. Durch Summation der Dosis der Volumenelemente links vom Zentralstrahl der Abb. 67 in diskreten Wassertiefen (z) ergibt sich die Gesamtdosis (D_G). Diese rührt von den primären Elektronen (D_E) und der Photonenkontamination (D_P) her. Rechts des Zentralstrahls tragen nur die primären Elektronen zum Dosisbeitrag bei. Bekannt ist, dass die Elektronen im Wasserphantom durch Abbremsen wiederum Bremsstrahlung erzeugen. Die Dosis dieser Bremsstrahlung ist Bestandteil von D_E, d.h. sowohl in der linken als auch in der rechten Volumenhälfte vorhanden. Der prozentuale Dosisanteil der Gesamtdosis, der von der Photonenkontaminationsstrahlung aus dem Strahlerkopf herrührt, ergibt sich daher wie folgt:

$$A_{Kont}(z) = \frac{D_G(z) - D_E(z)}{D_G(z)} = \frac{D_P(z)}{D_G(z)} \tag{58}$$

Die Dosisanteile der Photonenkontamination in den jeweiligen Maximumtiefen (z_{max}) sind in der folgenden Tab. 22 dargestellt.

Elektronen-energie	Tiefe des Dosismaximums	Dosisanteil $A_{Kont}(z_{max})$	1. Streufolie Material / Dicke	2. Streufolie Material / Dicke
6 MeV	14 mm	0,1 %	keine	Aluminium / 0,81 mm, Kapton / 0,071 mm
9 MeV	19 mm	0,19 %	Stahl / 0,076	
12 MeV	26 mm	0,42 %	Gold / 0,051 mm	
15 MeV	18 mm	1,48 %	Gold / 0,2 mm	
18 MeV	15 mm	1,40 %		
21 MeV	15 mm	1,08 %		

Tabelle 22: Dosisanteil der Kontaminationsphotonen an der Gesamtdosis in der Tiefe des Maximums in Wasser, Aufbau der Streufolien

Der niedrige Dosisanteil der Kontaminationsphotonen bei 6 MeV ist damit zu erklären, dass sich keine primäre Streufolie im Elektronenstrahlenfeld befindet und im Aluminium (Z = 13) der zweiten Streufolie nur wenige Kontaminationsphotonen erzeugt werden. Bei

der primären 9 MeV Elektronenstrahlung entstehen in der 1. Streufolie wegen der relativ geringen Ordnungszahl von Stahl (Z = 26) im Vergleich zu den Streufolien aus Gold (Z = 79) bei 12 MeV bis 21 MeV verhältnismäßig wenige Kontaminationsphotonen. Zu erkennen ist, dass die Dicke der Streufolie bei der Erzeugung von Kontaminationsphotonen eine entscheidende Rolle spielt. Bei 12 MeV beträgt die Dicke der Goldfolie nur etwa ein Viertel der Foliendicke von 15 MeV. Dieses Verhältnis spiegelt sich annähernd auch bei dem Dosisanteil der Bremsstrahlung wieder. Die intensivste Photonenquelle ist die 1. Streufolie aus 0,2 mm Gold. Da sich diese Streufolie bei 15 MeV, 18 MeV und bei 21 MeV Elektronenstrahlung im Strahlengang befindet, können Aussagen zur Energieabhängigkeit der Dosisbeiträge der Bremsstrahlung bei gleicher Streufolie abgeleitet werden. Diese Energieabhängigkeit rührt in der Hauptsache von den in Tab. 23 dargestellten Effekten her.

Physikalischer Einfluss	**Einfluss auf die Energieabhängigkeit des Dosisanteils der Kontaminationsphotonen**
Effekt 1: Bremsstrahlungsproduktion in der Streufolie	A_{Kont} steigt mit steigender Elektronenenergie
Effekt 2: Vielfachstreuung der Elektronen in der Streufolie mit Einfluss auf die Elektronenfluenz an der Phantomoberfläche	A_{Kont} sinkt mit steigender Elektronenenergie
Effekt 3: Höhe der Gesamtdosis bei gegebener Elektronenfluenz an der Phantomoberfläche	A_{Kont} steigt mit steigender Elektronenenergie

Tabelle 23: Physikalische Einflüsse auf die Energieabhängigkeit des Quotienten aus der Dosis der Kontaminationsphotonen und der Elektronendosis im Phantom

Effekt 1: Der Zähler des Quotienten (58) steigt mit wachsender Energie, da die Bremsstrahlungsausbeute eines Targetmaterials für Elektronen mit wachsender Elektronenerngie zunimmt. [77]

Effekt 2: Bei Verwendung der gleichen Streufolie werden die Elektronen der 15 MeV Strahlung stärker aufgestreut als die von 21 MeV Strahlung. Ein Maß für die Aufstreuung ist das mittlere Streuwinkelquadrat $\overline{\Theta^2}$. Unabhängig vom Streumaterial gilt in guter Näherung [77]:

$$\overline{\Theta^2} \sim 1/E^2 \tag{59}$$

Die Fluenz der Elektronen an der Phantomoberfläche in Feldmitte ($\Psi_{E,0}$) ist umgekehrt proportional zum mittleren Streuwinkelquadrat. Daraus folgt zusammen mit Gl. (59) die Energieabhängigkeit der Elektronenfluenz an der Phantomoberfläche:

$$\Psi_{E,0} \sim E^2 \tag{60}$$

Mit wachsender Energie steigt durch den Effekt 2 der Nenner des Quotienten (58), so dass die Größe von $A_{Kont}(z)$ hierdurch abnimmt.

Effekt 3: Ist die Fluenz der auf die Phantomoberfläche treffenden Elektronen ($\Psi_{E,0}$) gegeben, so ist der Absolutwert der Elektronendosis D_E im Phantom um so höher, je kleiner die Anfangsenergie der Elektronen ist [36]. Hierdurch sinkt der Nenner des Quotienten (58) mit steigender Elektronenenergie.

Tab. 22 zeigt, dass bei Überlagerung der drei genannten Effekte der Quotient A_{Kont} für die drei hohen Elektronenenergien bei Verwendung der gleichen Streufolie mit steigender Energie fällt. Der Effekt 2 dominiert also gegenüber den Effekten 1 und 3. Dies kann durch numerische Betrachtung des Streuverhaltens der Elektronen verdeutlicht werden. Durch den Effekt 2 kommt es nach Gl. (60) zu einem Anstieg der Elektronenfluenz zwischen 15 MeV und 21 MeV um den Faktor 1,96. Bei alleiniger Betrachtung des Effektes 2 würde dies zu einer Verkleinerung von A_{Kont} um diesen Faktor führen. Der Dosisanteil der Kontaminationsphotonen sinkt aber zwischen 15 MeV und 21 MeV nur um den Faktor 1,37. Die Effekte 1 und 3 wirken also dem Effekt 2 durch den Anstieg von A_{Kont} um den Faktor 1,43 entgegen.

5.4.4. Auswirkung der Photonenkontaminationsstrahlung auf den Korrektionsfaktor k'_E

Für Elektronenstrahlung wird der energieabhängige Korrektionsfaktor k'_E in der Praxis nach dem Ersatz-Anfangsenergie-Verfahren ermittelt [22]. Dieses beruht auf den Massen-Bremsvermögen, die zunächst durch Monte-Carlo-Rechnung für monoenergetische Elektronen berechnet wurden. Diese Rechnung berücksichtigt für k'_E nur die im Körper bzw. Phantom erzeugte, also nicht die im Strahlerkopf erzeugte, überwiegend niederenergetische Bremsstrahlung. Die Photonenkontamination des Elektronenstrahls ist hierbei nicht

berücksichtigt. Es soll nun geprüft werden, ob durch die Vernachlässigung der Photonenkontamination ein merklich zu kleiner Korrektionsfaktor k'_E angegeben ist.

Für die Photonendosimetrie kann der Korrektionsfaktor k'_Q für die Strahlenqualität mit Hilfe des Strahlenqualitätsindex Q aus Tabellenwerten der DIN 6800-2 berechnet werden. Q ist das Verhältnis der Anzeigen eines Ionisationsdosimeters in 20 cm und 10 cm Wassertiefe bei konstantem Quellen-Detektor-Abstand von 100 cm und einer Feldgröße von 10 x 10 cm². In Tab. 24 sind die k'_E - Werte einer Rooskammer dargestellt, ermittelt nach der Methode der Ersatz-Anfangs-Energie für ausgewählte Elektronenenergien. Weiterhin enthält die Tabelle die Werte von Q und k'_Q der dazugehörigen Kontaminationsphotonen. Die Tiefendosiskurven zur Berechnung von k'_Q wurden durch Monte-Carlo-Simulation bestimmt.

primäre Elektronenenergie	k'_E der Elektronenstrahlung nach DIN 6800-2	Q der Kontaminationsphotonen	k'_Q ermittelt aus Q nach DIN 6800-2
6 MeV	0,951	0,652	0,991
15 MeV	0,889	0,758	0,971
21 MeV	0,866	0,780	0,962

Tabelle 24: Korrektionsfaktor k'_E der primären Elektronenstrahlung, Strahlenqualitätsindex Q und Korrektionsfaktor k'_Q der Photonenkontaminationsstrahlung (Bezugsbedingungen: Tiefe = Dosismaximums in Wasser, Feldgröße = 10 x 10 cm², Quellen-Detektor-Abstand = 100 cm)

Wie erwartet, ist k'_Q für alle Energien größer als k'_E, weil die Comptonelektronen der Kontaminationsstrahlung im Mittel geringere Energien haben als die primäre Elektronenstrahlung. Aus den Werten der Tab. 24 und dem Dosisanteil der Photonenkontamination in der Tiefe des Dosismaximums aus Tab. 22 ergeben sich die nach Gl. (61) berechneten und in Tab. 25 dargestellten prozentualen Erhöhungen von k'_E durch Beachtung der Photonenkontaminationsstrahlung im Elektronenstrahl.

$$k'_{E,P} = [1 - A_{Kont}(z_{\max})] \cdot k'_E + A_{Kont}(z_{\max}) \cdot k'_Q \qquad (61)$$

primäre Elektronenenergie	$k'_{E,P}$ der Elektronen- und Photonenkontaminations-strahlung	Erhöhung des Korrektionsfaktors k'_E durch Beachtung der Photonenkonta-mination
6 MeV	0,951	0,01 %
15 MeV	0,890	0,14 %
21 MeV	0,867	0,12 %

Tabelle 25: Korrektionsfaktor $k'_{E,P}$ und prozentuale Erhöhung von k'_E durch Beachtung der Photonenkontaminationsstrahlung

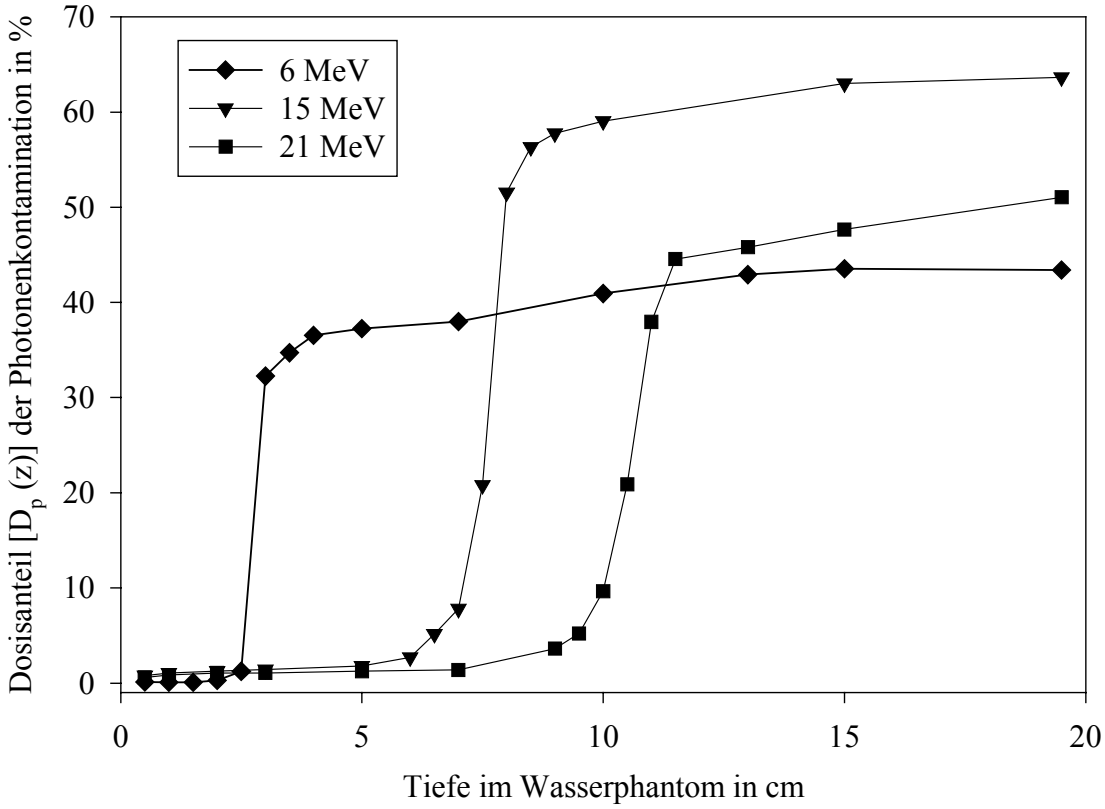


Abbildung 68: Verlauf von $A_{Kont}(z)$ in größeren Wassertiefen

Wie zu erkennen, ist die eventuelle Korrektion von k'_E aufgrund des Vorhandenseins von Kontaminationsphotonen aus dem Strahlerkopf sehr gering. Für die Dosimetrie der therapeutischen Elektronenstrahlung, die in der Regel in der Tiefe des Dosismaximums durchgeführt wird, hat die Photonenkontamination somit praktisch keine Bedeutung.

Wie die Abb. 68 zeigt, ist der Anteil der Photonenkontamination aus dem Strahlerkopf stark von der Tiefe im Phantom abhängig. $A_{Kont}(z)$ steigt in der Tiefe der mittleren Elektronenreichweite sprunghaft an, da in dieser Tiefe die Elektronendosis sprunghaft ab-

nimmt. In größeren für die Praxis relevanten Tiefen bleibt $A_{Kont}(z)$ annähernd konstant mit Werten um etwa 50 % gemittelt bei allen Energien. Bei dem übrigen Anteil von ca. 50 % handelt es sich um die im Wasserphantom von den Elektronen erzeugten Photonen. Im Tiefenbereich größer als die mittlere Elektronenreichweite, in dem nur Bremsstrahlung vorhanden ist, müsste dann wieder mit dem Faktor k'_Q gearbeitet werden.

Der Vergleich der eigenen Ergebnisse mit denen anderer Autoren ist schwer durchführbar, weil sich der Aufbau der untersuchten Linearbeschleuniger, besonders ihrer Streufolien, stark unterscheidet.

Sorcini et. al. [90] geben den Fehler, der durch Vernachlässigung der Photonenkontamination bei der Elektronendosimetrie mit Ionisationskammern aufritt, mit 1,5 % bei einem stark mit Photonen kontaminierten Elektronenstrahl an. Der Dosisanteil der Kontaminationsphotonen betrug bei Sorcini et. al. rund 10 %. Die eigenen Werte in Tab. 25 stimmen bei Beachtung des geringeren Dosisanteils von rund 1 % gut mit denen von Sorcini et. al. überein.

Ding et. al. [24] fanden, dass durch die Photonenkontamination der Quotient des Massenbremsvermögens von Wasser zu Luft um rund 0,6 % steigt. Untersucht wurde Elektronenstrahlung mit Streufolien. Der Dosisanteil der Photonenkontamination an der Gesamtdosis in der Maximumstiefe betrug 5 %.

6. Zusammenfassung

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit bestand darin, die Genauigkeit, mit der das Bremsstrahlungsspektrum eines klinischen Linearbeschleunigers bestimmt werden kann, zu verbessern und mit der so entwickelten genaueren Methode Bremsstrahlungsspektren für verschiedene praktische Bestrahlungssituationen zu ermitteln.

Das Bremsstrahlungsspektrum eines Linearbeschleunigers wird durch die Elemente des Strahlerkopfes stark beeinflusst. Beim Beschuss des Bremstargets mit den beschleunigten Elektronen entstehen Photonen, deren Energie und Winkelverteilung von der Dicke und dem Material des Targets sowie der Energie der Elektronen abhängt. Auf dem weiteren Weg zum Patienten erfährt die Bremsstrahlung eine vom radialen Abstand zum Zentralstrahl abhängige Aufhärtung. Die therapeutisch notwendige, optimale Dosisverteilung im Patienten wird durch verschiedene Feldeinblendungen sowie in den Strahlengang eingebrachte fluenzmodifizierende Elemente realisiert. Dabei treten ebenfalls Veränderungen des Spektrums der Photonenstrahlung auf. Die Kenntnis des genauen Bremsstrahlungsspektrums ermöglicht es, die Strahlerkopfgeometrie zu optimieren, so dass eine für die Radiotherapie optimale Strahlung erzeugt wird. Mit Hilfe der Energieverteilung der Strahlungskomponenten lassen sich Korrektionsfaktoren für die klinische Dosimetrie berechnen. Weiterhin dient das Bremsstrahlungsspektrum als Eingangsgröße für Monte-Carlo-Berechnungen.

In dieser Arbeit werden zunächst verschiedene publizierte Methoden zur Quantifizierung des Bremsstrahlungsspektrums analysiert. In der klinischen Praxis scheiden die aufwendigen direkten spektralen Untersuchungen mit Halbleiter- oder Szintillationsdetektoren sowie die Ermittlung des Spektrums aus der Gamma- oder Betaaktivität nach Kernphotoaktivierung aus. Die Rekonstruktion des Spektrums aus einfach zu messenden Dosisgrößen, wie zum Beispiel die Transmissionskurve, stellt ein für den klinischen Anwender geeignetes Verfahren zur Bestimmung des Bremsstrahlungsspektrums dar. Eine weitere Methode, das Spektrum zu ermitteln, ist die Monte-Carlo-Rechnung, die bei bekannter Strahlerkopfgeometrie durch Simulation der Teilchenschicksale auf dem Computer durchgeführt werden kann. Mit Monte-Carlo-Methoden generierte Ergebnisse sollten aufgrund von für die Simulation notwendigen Näherungen nicht von vornherein als richtig angese-

hen werden. In dieser Arbeit werden Monte-Carlo-Spektren mit rekonstruierten Spektren verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass sich beide Verfahren gegenseitig stützen.

Die für die klinische Physik geeignete Methode ist die Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums durch inverse Laplace-Transformation der unter Nadelstrahlbedingengen in einem Reinmaterial gemessenen Transmissionsfunktion. Zwischenergebnis dieser Rekonstruktion ist das Photonenspektrum zunächst mit den Schwächungskoeffizienten des Absorptionsmaterials als energieabhängigen Verteilungsvariablen. Anschließend erfolgt die Umrechnung auf die Photonenenergie als endgültige Verteilungsvariable. Vorraussetzung ist also der eineindeutige und genügend stark energieabhängige Zusammenhang des Schwächungskoeffizient von der Photonenenergie. Die Laplace-Transformation erfolgt analytisch unter Verwendung einer an die gemessenen Transmissionswerte angepassten Funktion. Bei den Untersuchungen der in der Literatur vorgestellten Kurvenanpassungen mit nur 2 oder 3 Parametern wurden erhebliche Anpassungsfehler bis zu 10 %, besonders bei kleinen Transmissionswerten, festgestellt. Daraus lässt sich schließen, dass durch die ungenaue Verarbeitung der Transmissionskurve als Eingangsgröße ein nicht exaktes Spektrum rekonstruiert wird. Deshalb wurde nach einer verbesserten Kurvenanpassung gesucht. Gefunden wurde ein Funktionstyp in Form einer Linearkombination aus n Teilfunktionen mit 2n-1 freien Parametern. Die inverse Laplace-Transformierte dieser Funktion kann analytisch dargestellt werden. Mit Hilfe der Kurvenanpassung durch eine nicht von Beginn an festgelegte Anzahl von Parametern konnten die Anpassungsfehler um eine Größenordnung verringert werden. Die Anpassungsfehler betrugen für $n = 8$ weniger als 0,2 %. Die rekonstruierten Spektren zeigen bei Verwendung der neuen Kurvenanpassung eine Konvergenz des Verfahrens mit wachsender Anzahl der freien Parameter. Durch die neue Anpassungsvorschrift steigt die Übereinstimmung von rekonstruierten Spektren mit Monte-Carlo-Spektren. Für diesen Vergleich wurde ein objektiver Übereinstimmungsfaktor berechnet. Bei Anwendung der neuen Kurvenanpassung zeigte sich im Vergleich zu den Anpassungsfunktionen aus der Literatur ebenfalls eine bessere Übereinstimmung der mittleren Energien von rekonstruierten Spektren und Monte-Carlo-Spektren.

Ionisationskammern, die als Detektoren zu Messung der Transmissionsfunktion eingesetzt wurden, haben ein energieabhängiges Ansprechvermögen. Die energieabhängige Korrektionsfunktion R(E), die den Einfluss dieses Ansprechvermögens in die Berechnung zur Spektrenrekonstruktion einfließen lässt, besteht aus drei Teilfunktionen, deren Verläufe in

Abhängigkeit von der Photonenenergie in dieser Arbeit bestimmt wurden. Durch die Beachtung der gesamten Korrektionsfunktion werden die niederenergetischen Strahlungsbestandteile der rekonstruierten Spektren gegenüber den höherenergetischen Bestandteilen leicht aufgewertet. Es kommt dadurch zu einer besseren Übereinstimmung der rekonstruierten Spektren mit den Monte-Carlo-Spektren bezüglich der mittleren Energien und des Übereinstimmungsfaktors.

Es wurde festgestellt, dass sich die aus den rekonstruierten Spektren berechneten Energiekenngrößen $\overline{E}$ und E_P ab einer bestimmten Anzahl von Anpassungsparametern nur noch geringfügig ändern und asymptotisch gegen einen Wert streben. Die Rekonstruktionsvorschrift mit der neuen Kurvenanpassung konvergiert bei ansteigender Parameteranzahl sowohl bezüglich der Anpassungsfehler als auch bezüglich der Kenngrößen der rekonstruierten Spektren. Die verbleibende Messunsicherheit der gemessenen Energieparameter, d.h. die verbleibende Abweichung vom wahren Wert, kann aus der Annäherung der Messwerte an den asymptotischen Wert geschätzt werden. Die aus dem gemessenen Kurvenverlauf schätzbaren Abweichungen liegen unter 1 %.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren zur Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums aus der gemessenen Transmissionskurve besteht den Test hinsichtlich der mittleren Energie in hervorragender Weise und liefert darüber hinaus das gesamte Spektrum in sehr guter Übereinstimmung zur Monte-Carlo-Rechnung. Die verwendete Methode kann daher als genügend genaues Verfahren der Photonenspektrometrie an klinischen Beschleunigern eingesetzt werden.

Es wurde theoretisch gezeigt, dass im für die Strahlentherapie interessanten Energiebereich das 1. Moment der Photonenfluenzverteilung $\overline{E}_\Phi$ in guter Näherung mit der effektiven Energie der Strahlung E_{eff} übereinstimmt. Der praktisch durchgeführte Vergleich von $\overline{E}_\Phi$ und E_{eff} für die mit der neuen Anpassungsvorschrift rekonstruierten Spektren zeigt ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Überlegenheit des hier vorgestellten Rekonstruktionsverfahrens im Vergleich zu früheren Arbeiten beruht auf der besseren Anpassung einer mathematischen Transmissionsfunktion an die Transmissions-Messwerte. Von der Möglichkeit der Laplace-

Transformation wird dabei flexibel Gebrauch gemacht. Das energieabhängige Detektoransprechvermögen wurde analysiert und fließt in die Berechnung der Spektren ein.

Mit Hilfe der verbesserten Methode konnte die Veränderung des Bremsstrahlungsspektrums mit zunehmendem radialen Abstand zum Zentralstrahl untersucht werden. Der Aufbau zur Messung der Transmissionsfunktion wurde modifiziert, so dass für die Messung außerhalb des Zentralstrahls die gleichen Bedingungen wie bei der Messung im Zentralstrahl herrschten. Bei Vergrößerung des radialen Abstandes zeigen die rekonstruierten Spektren eine Verschiebung hin zu niedrigeren Energien. Die mittlere Energie in 14,5 cm Abstand sinkt im Vergleich zu der des Zentralstrahls um 0,5 MeV bei 6 MV Photonenstrahlung und 0,9 MeV bei 15 MV Photonenstrahlung.

Die Bremsstrahlungsspektren wurden weiterhin in Abhängigkeit von der durch die Betriebsblenden definierten Feldgröße rekonstruiert. Eine Veränderung der primären spektralen Größen der Strahlung vor dem Phantom aufgrund verkleinerter Felder für die IMRT (Intensitätsmodulierte Strahlentherapie) konnte nicht festgestellt werden. Eigene Monte-Carlo-Rechnungen zeigten, dass im Phantom der Anteil der Streuphotonen mit niedrigen Energien mit wachsender Feldgröße zunimmt.

In der Strahlentherapie kommen fluenzmodifizierende Elemente wie zum Beispiel Keilfilter und Kompensatoren zum Einsatz. Durch Messung der Transmissionsfunktionen hinter diesen Elementen und anschließender Rekonstruktion der Bremsstrahlungsspektren konnten Veränderung der Energieverteilung durch den Einsatz dieser Elemente quantifiziert werden. Die Strahlung wird in Abhängigkeit von durchstrahlter Dicke und Material der Elemente unterschiedlich stark aufgehärtet. Bei 6 MV Strahlung steigt die mittlere Energie bei Verwendung des 60° - Keilfilters um rund 0,6 MeV und bei 15 MV Strahlung um rund 0,8 MeV im Vergleich zum offenen Feld. Der untersuchte planparallele Kompensator aus 4 cm dicken Zinn-Paraffin härtet die Strahlung für beide nominelle Beschleunigungsspannungen um rund 0,4 MeV auf.

Therapeutische Elektronenstrahlung ist mit Photonen kontaminiert, die in den Elementen des Strahlerkopfes und im Phantom oder Patienten selbst entstehen. Die Hauptquelle der Kontaminationsphotonen im Strahlerkopf ist das Elektronen-Streufoliensystem. In dieser Arbeit wurde ein Messaufbau zur Separierung der Kontaminationsphotonen entwickelt. In

den Strahlengang werden zwei dünne Plexiglasplatten eingebracht, welche die primäre Winkelverteilung der Elektronen durch Streuung verändern, während die Kontaminationsphotonen durch die Plexiglasplatten kaum geschwächt werden. Eine nachgeordnete Blende selektiert die Strahlungskomponenten nach Ort und Richtung. Durch Monte-Carlo-Berechnungen wurde festgestellt, dass die Elektronen die Blende nicht passieren. Die Kontaminationsphotonen nahe des Zentralstrahls gelangen hingegen ohne wesentliche Veränderung ihrer Energie durch die Blendenöffnung und können einem Messaufbau zur Ermittlung ihrer Transmissionsfunktion zugeführt werden. Der Messaufbau zur Selektion der Kontaminationsphotonen von den primären Elektronen wird aus "Phasenraumfilter" bezeichnet. Die Bezeichnung "Phasenraumfilter" wurde gewählt, weil die Streuung in den Plexiglasplatten in Verbindung mit der Hauptblende eine sehr starke Restriktion nach Ort und Richtung der Elektronen bewirkt, während diese Anordnung für die Kontaminationsphotonen kein wesentliches Hindernis darstellt.

Aus den gemessenen Transmissionsfunktionen wurden die Bremsstrahlungsspektren der Kontaminationsphotonen von 6 MeV, 15 MeV und 21 MeV Elektronenstrahlung mit der verbesserten Laplace-Methode rekonstruiert und mit Spektren, die durch Monte-Carlo-Rechnung ermittelt wurden, verglichen. Dabei zeigte sich bezüglich der mittleren Energie bei 6 MeV und 15 MeV eine gute Übereinstimmung. Bei 21 MeV kommt es zur größten Abweichung zwischen Rekonstruktion und Monte-Carlo-Rechnung, weil bei hohen Energien aufgrund der geringen Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Energie die Rekonstruktionsmethode am unsensibelsten ist. Wegen der fehlenden Eigenfilterung im Target und der Aufhärtung im Ausgleichsfilter sind die Spektren der Kontaminationsphotonen weitaus niederenergetischer als die der Bremsstrahlung im Photonenbetrieb mit der entsprechenden nominellen Beschleunigungsspannung.

Durch Monte-Carlo-Rechnung konnte der Dosisanteil der Kontaminationsphotonen an der Gesamtdosis im Wasserphantom in der Tiefe des Dosismaximums bestimmt werden. Bei 6 MeV beträgt dieser nur 0,1 %, weil die Hauptquelle der Photonenkontamination, die primäre Streufolie bei dieser Elektronenenergie nicht vorhanden ist. Für die weiteren untersuchten Elektronenenergien zwischen 9 MeV und 21 MeV beträgt dieser Dosisanteil 0,2 % bis 1,5 %.

Mit Hilfe der spektralen Energieverteilung und des Dosisanteils der Kontaminationsphotonen wurde untersucht, ob es nötig ist, den für die Elektronendosimetrie benötigten energieabhängigen Faktor k'_E zu korrigieren. Bei Beachtung der im Strahlerkopf erzeugten Kontaminationsphotonen kommt es zu einem vernachlässigbar geringen Anstieg von k'_E um maximal 0,14 % bei 15 MeV Elektronenstrahlung.

Das für die klinische Physik geeignete Verfahren zur Messung von Bremsstrahlungsspektren durch inverse Laplace-Transformation der Transmissionsfunktion hat durch diese Arbeit eine neue flexible und genaue Form erhalten. Dieses Verfahren wurde zur Klärung mehrerer aktueller Fragen hinsichtlich der spektralen Verteilung der Bremsstrahlung in der Strahlentherapie eingesetzt. Es steht nun in Ergänzung zur Monte-Carlo-Simulation auch für die bevorstehende weitere Entwicklung der IMRT als gängige Messmethode zur Klärung von Fragen der spektralen Verteilung der Bremsstrahlung unter neuen geometrischen Bedingungen zur Verfügung.

7. Literaturverzeichnis

[1] Ahnesjö, A., Andreo, P.: Determination of effective bremsstrahlung spectra and electron contamination for photon dose calculations. Phys. Med. Biol. **34** (1989) 1451-1464

[2] Ahuja, S. D., Steward, P. G., Roy, T. S., Slessinger, E.D.: Estimated spectrum of a 4-MV therapeutic beam. Med. Phys. **13** (1986) 368-373

[3] Andreo, P., Brahme, A.: Stopping power data for high-energy photon beams. Phys. Med. Biol. **31** (1986) 839-858

[4] Archer, B. R., Wagner, L. K.: A Laplace transform pair model for spectral reconstruction. Med. Phys. **9** (1982) 844-847

[5] Archer, B. R., Almond, P. R., Wagner, L. K.: Application of a Laplace transform pair model for high-energy x-ray spectral reconstruction. Med. Phys. **12** (1985) 630-633

[6] Baker, C. R., Ama'ee, B., Spyrou, N. M.: Reconstruction of megavoltage photon spectra by attenuation analysis. Phys. Med. Biol. **40** (1995) 529-542

[7] Baker, C. R., Peck, K. K.: Reconstruction of 6 MV photon spectra from measured transmission including maximum energy estimation. Phys. Med. Biol. **42** (1997) 2041-2051

[8] Baumgart, O.: Konzeption und Herstellung einer Messanordnung zur Schwächungsmessung im Zentralstrahl eines medizinischen Linearbeschleunigers im Photonenbetrieb und Rekonstruktion eines Spektrums aus den Messdaten. Diplomarbeit Ilmenau (1998)

[9] Bell, G. E.: Spectral distribution in the continuos x-ray spectrum an the specification of x-ray quality. Brit. J. of Rad. **9** (1936) 680-688

[10] Bjarngard, B. E., Shackford, H.: Attenuation in high-energy x-ray beams. Med. Phys. **21** (1994) 1069-1073

[11] Bjarngard, B. E, Tsai, J. S, Rice, R. K.: Doses on the central axes of narrow 6-MV x-ray beams. Med. Phys. **17** (1990) 794-799

[12] Bloch, P., McDonough, J.: Extraction of the photon spectra from measured beam parameters. Med. Phys. **25** (1998) 752-757

[13] Bloch, P., Altschuler, M. D., Bjarngard, B. E., Kassaee, A., McDonough, J.: Determining clinical photon beam spectra from measured depth dose with the Cimmino algorithm. Phys. Med. Biol. **45** (2000) 171-83.

[14] Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A.: Taschenbuch der Mathematik 23rd edition. Verlag Harri Deutsch, Thun/Frankfurt am Main (1987)

[15] Catala, A., Francois, P., Bonnet, J., Scouarnec, C.: Reconstruction of 12 MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data by direct resolution of the numeric system AF = T. Med. Phys. **22** (1995) 3-10

[16] Cremers, F.: Die Bestimmung der Bildqualität von verschiedenen Hochenergiebildsystemen für den strahlentherapeutischen Einsatz. Dissertation Shaker Verlag Aachen (2000)

[17] Dawson, D. J.: Tissue-maximum ratios for high-energy x rays. Med. Phys. **4** (1977) 423-430

[18] DeMarco, J. J., Solberg, T. D., Wallace, R. E., Smathers, J. B.: A verification of the Monte Carlo code MCNP for thick target bremsstrahlung calculations. Med. Phys. **22** (1995) 11-16

[19] Deng, J., Jiang, S. B., Pawlicki, T., Li, J., Ma, C. M.: Derivation of electron and photon energy spectra from electron beam central axis depth dose curves. Phys. Med. Biol. **46** (2001) 1429-1449

[20] Desobry, G. E., Boyer, A. L.: An analytic calculation of the energy spectrum of a linear accelerator. Med. Phys. **21** (1994) 1943-1952

[21] Desobry, G. E., Boyer, A. L.: Bremsstrahlung review: an analysis of the Schiff spectrum. Med. Phys. **18** (1991) 497-505

[22] DIN 6800-2: Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung Teil 2: Ionisationsdosimetrie. Beuth Verlag (1997)

[23] Ding, G. X.: Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: results of monte carlo simulations for a varian 2100EX accelerator. Phys. Med. Biol. **47** (2002) 1025-1046

[24] Ding, G. X., Rogers, D. W., Mackie, T. R.: Calculation of stopping-power ratios using realistic clinical electron beams. Med. Phys. **22** (1995) 489-501

[25] Dörschel, B., Reinhard, J., Streubel, G., Kadner, K.: Anwendung der photonen-induzierten Kernspaltung als Verfahren zur Untersuchung der Strahlenqualitäten an medizinischen Beschleunigern. Z. f. Med. Phys. 1 (1991) 20-22

[26] Faddegon, B., Ross, C. K., Rogers, D. W. O.: Forward-directed bremsstrahlung of 10- to 30- MeV electrons incident on thick targets of Al and Pb. Med. Phys. **17** (1990) 773-785

[27] Feist, H., Harder, D., Michalski, G., Krimmel, K., Fill, U., Regulla, D.: Neue Kalibirerkorrektion k_Q und k_E für die Thermolumineszenzdosimetrie In: Welker, K. (Hrsg.): Jahrestagungs Med. Physik Berlin 2001, ISBN: 3-89391-960-0

[28] Fippel, M., Laub, W., Huber B., Nüsslin, F.: XVMC - Schnelle Monte-Carlo-Dosisberechnung für die Bestrahlungsplanung mit Photonenstrahlen. Z. Med. Phys. **9** (1999) 255-260

[29] Fippel, M., Nüsslin, F.: Grundlagen der Monte-Carlo-Methode für die Dosisberechnung in der Strahlentherapie. Z. Med. Phys. **11** (2001) 73-82

[30] Flock, S. T., Shragge, P. C.: A semianalytical method for the design of a linac x-ray beam flattening filter. Med. Phys. **14** (1987) 202-209

[31] Francois, P., Catala, A., Scouarnec, C.: Simulation of x-ray spectral reconstruction from transmission data by direct resolution of the numeric system AF = T. Med. Phys. **21** (1993) 1695-1703

[32] Francois, P., Coste, F., Bonnet, J., Caselles, O.: Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 MV and 25 MV from measured transmission data. Med. Phys. **24** (1997) 769-773

[33] Furhang, E. E., Chui, C. S., Lovelock, M.: Mean mass energy absorption coefficient ratios for megavoltage x-ray beams. Med. Phys. **22** (1995) 525-530

[34] Gur, D., Bukovitz, A. G., Serago, C.: Photon contamination in 8-20-MeV electron beams from a linear accelerator. Med. Phys. **6** (1979) 145-146

[35] Hanson, W. F., Berkley, L. W., Peterson, M.: Off-axis beam quality change in linear accelerator x-ray beams. Med. Phys. **7** (1980) 145-150

[36] Harder, D.: Durchgang schneller Elektronen durch dicke Materieschichten, Habilitationsschrift Würzburg (1965)

[37] Haryanto, F., Fippel, M., Laub, W., Nüsslin, F.: Monte-Carlo-Simulationen con Mulitleafkollimatoren mit gekrümmten Lamellenenden. Z. Med. Phys. **11** (2001) 172-178

[38] Heitler, W.: The quantum theory of radiation, Third edition. Oxford university press London (1954)

[39] Huang, P. H., Kase, K. R., Bjarngard, B. E.: Simulation studies of 4-MV x-ray spectral reconstruction by numerical analysis of transmission data. Med. Phys. **9** (1982) 695-702

[40] Huang, P. H., Kase, K. R., Bjarngard, B. E.: Reconstruction of 4-MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data. Med. Phys. **10** (1983) 778-785

[41] Huang, P. H., Kase, K. R., Bjarngard, B.E.: Spectral characterization of 4 MV Bremsstrahlung by attenuation analysis. Med. Phys. **8** (1981) 368-374

[42] Hubbell, J. H.: Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV. Int. J. Al. R. I. **33** (1982) 1269-90

[43] International commission on radiation units and measurements: ICRU Report 35. Bethesda, Maryland, USA (1984)

[44] International commission on radiation units and measurements: ICRU Report 21. Washington, D. C., USA (1972)

[45] International commission on radiation units and measurements: ICRU Report 37. Bethesda, Maryland, USA (1984)

[46] Jones, D. E. A.: The determination from absorption data of the distributions of x-ray intensity in the continuous x-ray spectrum. Brit. J. of Rad. **13** (1940) 95-101

[47] Kawrakow, I.: Monte-Carlo-Simulation in der Medizinischen Physik. Z. Med. Phys. **11** (2001) 69

[48] Kepka, A. G., Johnson, P. M., David, J.: The effect of off-axis quality changes on zero area TAR for megavoltage beams. Phys. Med. Biol. **30** (1985) 589-595

[49] Kleinschmidt, C.: EGS-Ray, ein Programm zur Visualisierung von Monte-Carlo-Rechnungen in der Strahlentherapie. Z. Med. Phys. **11** (2001) 119-123

[50] Kosunen, A., Rogers, D. W.: Beam quality specification for photon beam dosimetry. Med. Phys. **20** (1993) 1181-1188

[51] Krieger, H.: Elektronenlinearbeschleuniger. In Krieger H.: Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 2. Verlag B. G. Teubner Stuttgart (1997), 49-106

[52] Krmar, M., Slivka, J., Bikit, I., Verskovic, M., Conkic, Lj., Bistrovic, M., Rudic, A:. A new method for the measurement of bremsstrahlung spectra. Med. Biol. **48** (1993) 533-544

[53] Landry, D. J., Anderson, D. W.: Measurement of accelerator bremsstrahlung spectra with a high-efficiency Ge detector. Med. Phys. **18** (1991) 527-532

[54] Larsen, R. D, Brown, L. H, Bjarngard, B. E.: Calculations for beam-flattening filters for high-energy x-ray machines. Med. Phys. **5** (1978) 215-220

[55] Laughlin, J. S.: Physical aspects of betatron therapy. Publisher Charles C. Thomas, Spingfield (1954), 46-53

[56] Lee, P. C.: Monte Carlo simulations of the differential beam hardening effect of flattening filter an a therapeutic x-ray beam. Med. Phys. **24** (1997) 1485-1489

[57] Levy, L. B., Waggener, R. G., McDavid, W. D., Payne, W.H.: Experimental and calculated bremsstrahlung spectra from a 25-MeV linear accelerator and a 19-MeV betatron. Med. Phys. **1** (1974) 62-67

[58] Levy, L. B, Waggener, R. G, Wright, A. E.: Measurement of primary bremsstrahlung spectrum from an 8-MeV linear accelerator. Med. Phys. **3** (1976) 173-175

[59] Lindskoug, B. A., Notter, G.: Design of flattening filters based on intracavitary absorbed dose measurements in external radiation therapy. Br. J. Radiol. **53** (1980) 976-980

[60] Lovelock, D. M., Chui, C. S., Mohan, R.: A Monte Carlo model of photon beams used in radiation therapy. Med. Phys. **22** (1995) 1387-1394.

[61] Lutz, W. R., Larsen, R. D.: The effect of flattening filter design on quality variations within an 8-MV primary x-ray beam. Med. Phys. **11** (1984) 843-845

[62] Luxton, G., Astrahan, M. A.: Characteristics of the high-energy photon beam of a 25-MeV accelerator. Med. Phys. **15** (1988) 82-87

[63] Malataras, G., Kappas, C., Lovelock, D. M., Mohan, R.: Simulation with EGS4 code of external beam of radiotherapy apparatus with workstation and PC gives similar results. Comput. Methods Programs Biomed. **52** (1997) 45-51

[64] Mohan, R., Chui, C., Lidofsky, L.: Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. Med. Phys. **12** (1985) 592-597

[65] Nakamura, T., Hirayama, H.: Spectra of bremsstrahlung produced in very thick lead targets by 15-, 20-, and 25-MeV electrons. Nucl. Sci. and Ing. **59** (1976) 237-245

[66] Neth, R., Rivera, C.: Constancy of spectral quality across large fields from Clinac-4 and Clinac-6 accelerators. Med. Phys. **8** (1981) 504-506

[67] Nath, R., Schulz, R. J.: Determination of high-energy x-ray spectra by photoactivation. Med. Phys. **3** (1976) 133-141

[68] Nisbet, A., Weatherburn, H., Fenwick, J. D., McVey, G.: Spectral reconstruction of clinical megavoltage photon beams and the implications of spectral determination on the dosimetry of such beams. Phys. Med. Biol. **43** (1998) 1507-1521

[69] Nordell, B., Brahme, A.: Angular distribution and yield from bremsstrahlung targets. Phys. Med. Biol. **29** (1984) 797-810

[70] Nystrom, H., Karlsson, M.: Photon beam quality specification by narrow-beam transmission measurements. Phys. Med. Biol. **39** (1994) 1231-1245

[71] Piermattei, A., Arcovito, G., Azario, L., Bacci, C., Bianciardi, L., De Sapio, E., Giacco, C.: A study of quality of bremsstrahlung spectra reconstructed from transmission measurements. Med. Phys. **17** (1990) 227-233

[72] Podgorsak, E. B., Rawlinson, J. A., Glavinovic, M. I., Johns, H. E.: Design of x-ray targets for high energy linear accelerators in radiotherapy. Am. J. of Rad. **121** (1974) 873-882

[73] Podgorsak, E. B., Rawlinson, M. I., Johns, H. E.: X-ray dwpth dcoses from linear accelerators in the energy range from 10 to 32 MeV. Am. J. of Rad. **122** (1975) 182-191

[74] Poppe, B., Kollhoff, R., Djouguela, A., Rubach, A., Harder D.: Korrekte Messung von Dosisprofilen mit einem 2D-Array: Das Konzept der „äquivalenten Streubedingungen“, In: Mandl, H. (Hrsg.): Jahrestagungs Med. Physik Gmunden 2002, ISBN: 3-925218-75-0

[75] Poppe, B., Djouguela, A., Kollhoff, R., Rubach, A., Harder D.: Korrekte Messung von Outputfaktoren und Dosisprofilen mit einem 2D-Array, In: Mandl, H. (Hrsg.): Jahrestagung Med. Physik Gmunden 2002, ISBN: 3-925218-75-0

[76] Preiser, K., Bortfeld, T., Hartwig, K., Schlegel, W., Stein, J.: Inverse Strahlentherapieplanung für intensitätsmodulierte Felder. Der Radiologe **38** (1998) 228-234

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

[78] Roos, H., Drepper, P., Harder, D.: The transition from multiple scattering to complete diffusion of high energy electrons. Proc. 4th Symp. Microdosimetry EUR 5122 (1973) 779-798

[79] Rustgi, S. N., Rodgers, J. E.: Analysis of the bremsstrahlung component in 6-18 MeV electron beams. Med. Phys. **14** (1987) 884-888

[80] Sanchez-Doblado, F., Andreo, P., Capote, R., Leal, A., Perucha, M., Arrans, R., Nunez, L., Mainegra, E., Lagares, J. I., Carrasco, E.: Ionization chamber dosimetry of small photon fields: a Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams. Phys. Med. Biol. **48** (2003) 2081-2099

[81] Sätherberg, A., Andreo, P., Karlsson, M.: Bremsstrahlung production at 50 MeV in different target materials an configurations. Med. Phys. **23** (1996) 495-503

[82] Sauer, O., Neumann, M.: Reconstruction of high-energy bremsstrahlung spectra by numerical analysis of depth-dose data. Radiother Oncol. **18** (1990) 39-47

[83] Saylor, W. L.: The x-ray spectrum from a 2 MVp alternating potential generator. Phys. Med. Biol. **14** (1969) 87-91

[84] Scheithauer, M.: Spektrale Änderungen im Photonenfeld eines medizinischen Linearbeschleunigers durch den Einsatz energieflussmodifizierender Elemente. Diplomarbeit Ilmenau (1999)

[85] Scheithauer, M., Schwedas, M., Salz, H., Wiezorek, T.: Comments on "Dosimetric verification of intensity-modulated radiotherapy in the German Cancer center in Heidelberg". Z. Med. Phys. **12** (2002) 281

[86] Scherer, K., Bogner, L., Herbst., Paretzke, H. G., Petoussi-Henß, N., Zankl, M.: Monte-Carlo-Methoden zur direkten Berechnung von 3D-Dosisverteilungen bei Photonenfeldern in der Strahlentherapie. Z. Med. Phys. 8 (1998) 87-95

[87] Schiff, L. I.: Energy-Angle Distribution of thin Target Bremsstrahlung. Physical Rev. **83** (1951) 252-253

[88] Shih, R., Lj, X. A., Hsu, W. L.: Dosimetric characteristics of dynamic wedged fields: a Monte Carlo study. Phys. Med. Biol. **46** (2001) N281-192

[89] Sorcini, B. B., Hyodynmaa, S., Brahme, A.: The role of phantom and treatment head generated bremsstrahlung in high-energy electron beam dosimetry. Phys. Med. Biol. **41** (1996) 2657-2677

[90] Sorcini, B. B., Hyodynmaa, S., Brahme, A.: Quantification of mean energy and photon contamination for accurate dosimetry of high-energy electron beams. Phys. Med. Biol. **42** (1997) 1849-1873

[91] Stearns, M.: Mean Square Angles of Bremsstrahlung and Pair Productions. Physical Review **76** (1949) 836-839

[92] Swindell, W.: A 4-MV CT scanner for radiation therapy; spectral properties of the therapy beam. Med. Phys. **10** (1983) 347-51.

[93] Tailor, R. C., Tello, V., M., Schroy, C. B., Vossler, M., Hanson, W. F.: A generic off-axis energy correction for linac photon beam dosimetry. Med. Phys. **25** (1998) 662-667

[94] van der Zee, W., Welleweerd, J.: Calculating photon beam characteristics with Monte Carlo techniques. Med. Phys. **26** (1999) 1883-1892

[95] Wielopolski, L., Ren, X.: High-energy x-ray beam characterisation using photonuclear reaction. Med. Phys. **19** (1992) 1435-1439

[96] Wiezorek, T.: Analyse der Strahlenqualität der Photonen und Elektronenkontamination im Strahlenfeld eines Linearbeschleunigers für die Strahlentherapie. Dissertation Ilmenau (2000)

[97] Yu, M. K., Sloboda, R. S., Murray, B.: Linear accelerator photon beam quality at off-axis points. Med. Phys. **24** (1997) 233-239

[98] Zefkili, S., Kappas, C., Rosenwald, J.: On-axis and off-axis primary dose component in high energy photon beams. Med. Phys. **21** (1994) 799-808

[99] Zhu, T. C., Das, I. J., Bjarngard, B. E.: Characteristics of bremsstrahlung in electron beams. Med. Phys. **28** (2001) 1352-1358

8. Anhang: Zahlenwerte

Zahlenwerte der Parameter für die Kurvenanpassung

Transmissionsfunktion des offenen Feldes im Zentralstrahl (Abschnitt 4.)

Rekonstruktionstyp A		Rekonstruktionstyp B		Rekonstruktionstyp C	
6 MV	**15 MV**	**6 MV**	**15 MV**	**6 MV**	**15 MV**
$\alpha = 0{,}1186$	$\alpha = 0{,}0815$	$\alpha = 31{,}025$	$\alpha = 55{,}512$	$\alpha_1 = 15{,}6440$	$\alpha_1 = 36{,}6786$
$\beta = 2{,}549e\text{-}4$	$\beta = 2{,}956e\text{-}4$	$\beta = 15{,}001$	$\beta = 29{,}256$	$\beta_1 = 1{,}125$	$\beta_1 = 1{,}125$
		$\nu = 0{,}5624$	$\nu = 0{,}5011$	$\gamma_1 = 0{,}0801$	$\gamma_1 = 0{,}4875$
				$\alpha_2 = 40{,}1540$	$\alpha_2 = 51{,}8097$
				$\beta_2 = 1{,}25$	$\beta_2 = 1{,}25$
				$\gamma_2 = 0{,}0754$	$\gamma_2 = 0{,}3187$
				$\alpha_3 = 25{,}9773$	$\alpha_3 = 280{,}149$
				$\beta_3 = 1{,}5$	$\beta_3 = 1{,}5$
				$\gamma_3 = 0{,}8430$	$\gamma_3 = 5{,}000e\text{-}3$
				$\alpha_4 = 3{,}9300$	$\alpha_4 = 180{,}001$
				$\beta_4 = 2$	$\beta_4 = 2$
				$\gamma_4 = 5{,}000e\text{-}4$	$\gamma_4 = 0{,}0366$
				$\alpha_5 = 100{,}020$	$\alpha_5 = 80{,}2323$
				$\beta_5 = 3$	$\beta_5 = 3$
				$\gamma_5 = 1{,}848e\text{-}4$	$\gamma_5 = 0{,}1520$
				$\alpha_6 = 1{,}830e\text{-}7$	$\alpha_6 = 2{,}0100$
				$\beta_6 = 4$	$\beta_6 = 4$
				$\gamma_6 = 7{,}103e\text{-}7$	$\gamma_6 = 9{,}868e\text{-}5$
				$\alpha_7 = 0{,}0100$	$\alpha_7 = 2{,}3768$
				$\beta_7 = 5$	$\beta_7 = 5$
				$\gamma_7 = 9{,}740e\text{-}5$	$\gamma_7 = 4{,}84e\text{-}13$
				$\alpha_8 = 1{,}737e\text{-}8$	$\alpha_8 = 2{,}939e\text{-}8$
				$\beta_8 = 6$	$\beta_8 = 6$

Transmissionsfunktion des offenen Feldes in Abhängigkeit vom radialen Abstand (Abschnitt 5.1.)

β_1;...; β_8 = 1,125; 1,25; 1,5; 2; 3; 4; 5; 6

Zentralstrahl		**10,5 cm off-axis**		**14,5 cm off-axis**	
6 MV	**15 MV**	**6 MV**	**15 MV**	**6 MV**	**15 MV**
α_1 = 15,6440	α_1 = 36,6786	α_1 = 13,1245	α_1 = 25,9854	α_1 = 15,2332	α_1 = 20,4854
γ_1 = 0,0801	γ_1 = 0,4875	γ_1 = 0,0814	γ_1 = 0,4545	γ_1 = 0,1211	γ_1 = 0,4429
α_2 = 40,1540	α_2 = 51,8097	α_2 = 25,4020	α_2 = 42,1058	α_2 = 24,2355	α_2 = 38,7898
γ_2 = 0,0754	γ_2 = 0,3187	γ_2 = 0,0794	γ_2 = 0,3391	γ_2 = 0,0787	γ_2 = 0,3228
α_3 = 25,9773	α_3 = 280,149	α_3 = 20,8502	α_3 = 121,744	α_3 = 17,9884	α_3 = 98,0024
γ_3 = 0,8430	γ_3 = 5,000e-3	γ_3 = 0,8371	γ_3 = 0,0152	γ_3 = 0,7912	γ_3 = 0,0237
α_4 = 3,9300	α_4 = 180,001	α_4 = 3,8554	α_4 = 173,110	α_4 = 3,9811	α_4 = 160,910
γ_4 = 5,000e-4	γ_4 = 0,0366	γ_4 = 9,954e-4	γ_4 = 0,0227	γ_4 = 8,800e-3	γ_4 = 0,0247
α_5 = 100,020	α_5 = 80,2323	α_5 = 101,414	α_5 = 79,8554	α_5 = 98,9910	α_5 = 72,0084
γ_5 = 1,848e-4	γ_5 = 0,1520	γ_5 = 9,982e-4	γ_5 = 0,1684	γ_5 = 8,487e-5	γ_5 = 0,1858
α_6 = 1,830e-7	α_6 = 2,0100	α_6 = 2,744e-7	α_6 = 2,5251	α_6 = 1,854e-7	α_6 = 1,8454
γ_6 = 7,103e-7	γ_6 = 9,868e-5	γ_6 = 6,113e-7	γ_6 = 9,881e-5	γ_6 = 6,188e-7	γ_6 = 5,547e-5
α_7 = 0,0100	α_7 = 2,3768	α_7 = 0,0241	α_7 = 3,3367	α_7 = 0,0107	α_7 = 2,1149
γ_7 = 9,740e-5	γ_7 = 4,84e-13	γ_7 = 8,114e-5	γ_7 = 2,33e-12	γ_7 = 9,854e-5	γ_7 = 1,155e-8
α_8 = 1,737e-8	α_8 = 2,939e-8	α_8 = 2,087e-8	α_8 = 9,989e-9	α_8 = 3,196e-8	α_8 = 8,954e-8

Transmissionsfunktion des Feldes mit Keilen und Kompensator (Abschnitt 5.3.)

β_1;...; β_8 = 1,125; 1,25; 1,5; 2; 3; 4; 5; 6

Keil 15 °		**Keil 60 °**		**Kompensator**	
6 MV	**15 MV**	**6 MV**	**15 MV**	**6 MV**	**15 MV**
α_1 = 20,6400	α_1 = 39,5444	α_1 = 23,2300	α_1 = 52,1874	α_1 = 20,8990	α_1 = 45,2580
γ_1 = 0,0812	γ_1 = 0,4546	γ_1 = 0,0513	γ_1 = 0,5955	γ_1 = 0,1211	γ_1 = 0,0409
α_2 = 38,1500	α_2 = 61,7542	α_2 = 39,5400	α_2 = 70,6352	α_2 = 34,1200	α_2 = 70,5785
γ_2 = 0,0751	γ_2 = 0,3099	γ_2 = 0,0556	γ_2 = 0,2193	γ_2 = 0,0787	γ_2 = 0,0469
α_3 = 32,6770	α_3 = 269,111	α_3 = 41,1100	α_3 = 297,123	α_3 = 35,5400	α_3 = 271,540
γ_3 = 0,8330	γ_3 = 0,0148	γ_3 = 0,8910	γ_3 = 0,0302	γ_3 = 0,7912	γ_3 = 0,9103
α_4 = 96,1100	α_4 = 184,574	α_4 = 91,2300	α_4 = 189,989	α_4 = 90,1230	α_4 = 184,154

γ_4 = 5,120e-4	γ_4 0,0688	γ_4 = 5,120e-4	γ_4 = 0,0342	γ_4 = 8,800e-3	γ_4 = 4,410e-4
α_5 = 100,103	α_5 = 88,5017	α_5 = 99,5600	α_5 = 101,010	α_5 = 100,140	α_5 = 90,980
γ_5 = 1,000e-3	γ_5 = 0,1518	γ_5 = 1,010e-3	γ_5 = 0,1207	γ_5 = 8,487e-5	γ_5 = 1,000e-3
α_6 = 0,0100	α_6 = 3,0874	α_6 = 0,0112	α_6 = 1,0389	α_6 = 0,0098	α_6 = 2,9599
γ_6 = 8,558e-5	γ_6 = 9,848e-5	γ_6 = 8,579e-5	γ_6 = 1,565e-5	γ_6 = 6,188e-7	γ_6 = 9,393e-5
α_7 = 0,0111	α_7 = 5,123e-4	α_7 = 0,0232	α_7 = 8,764e-4	α_7 = 0,0100	α_7 = 9,999e-4
γ_7 = 1,566e-6	γ_7 = 9,789e-7	γ_7 = 1,617e-6	γ_7 = 1,691e-7	γ_7 = 9,854e-5	γ_7 = 3,255e-5
α_8 = 0,1000	α_8 = 1,444e-3	α_8 = 0,1011	α_8 = 9,777e-4	α_8 = 0,1041	α_8 = 9,998e-4

Transmissionsfunktion der Photonenkontamination bei primärer Elektronenstrahlung (Abschnitt 5.4.)

β_1;...; β_8 = 1,125; 1,25; 1,5; 2; 3; 4; 5; 6

Elektronenstrahlung		
6 MeV	**15 MeV**	**21 MeV**
α_1 = 14,1205	α_1 = 27,4585	α_1 = 26,7854
γ_1 = 0,3425	γ_1 = 0,3684	γ_1 = 0,4644
α_2 = 16,1122	α_2 = 18,1099	α_2 = 24,1935
γ_2 = 0,1993	γ_2 = 0,2999	γ_2 = 0,3395
α_3 = 16,7899	α_3 = 19,8801	α_3 = 160,154
γ_3 = 0,2912	γ_3 = 0,1935	γ_3 = 0,0166
α_4 = 25,2121	α_4 = 29,8194	α_4 = 90,1029
γ_4 = 0,1478	γ_4 = 0,1284	γ_4 = 0,0244
α_5 = 50,0125	α_5 = 74,8545	α_5 = 40,7445
γ_5 = 0,0191	γ_5 = 9,700e-3	γ_5 = 0,1551
α_6 = 1,4692	α_6 = 2,0601	α_6 = 2,4122
γ_6 = 7,887e-7	γ_6 = 4,141e-8	γ_6 = 1,08e-12
α_7 = 0,2225	α_7 = 0,2995	α_7 = 2,1888
γ_7 = 8,112e-5	γ_7 = 8,775e-5	γ_7 = 1,01e-14
α_8 = 3,155e-8	α_8 = 9,012e-8	α_8 = 4,454e-9

Thesen: "Erhöhung der Genauigkeit bei der Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums klinischer Linearbeschleuniger"

- Das Bremsstrahlungsspektrum hat für viele Bereiche der klinischen Strahlenphysik und Strahlenbiologie sowie der Technik der Strahlentherapie große Bedeutung. Es liefert die vollständige Beschreibung der Strahlenqualität.
- Das Bremsstrahlungsspektrum wird durch die Elemente des Strahlerkopfes beeinflusst.
- Die direkte Messung des Bremsstrahlungsspektrums ist aufgrund der im therapeutischen Strahlenbündel vorherrschenden hohen Photonenzahl in der klinischen Routine nicht möglich. Bremsstrahlungsspektren können mit Monte-Carlo-Methoden durch rechnerische Simulation von Teilchenschicksalen berechnet werden.
- Für die experimentelle Bestimmung des Bremsstrahlungsspektrums in der Klinik eignet sich die Rekonstruktion des Spektrums durch inverse Laplace-Transformation der unter Standardbedingungen gemessenen Transmissionskurve.
- Die inverse Laplace-Transformation wird analytisch mit einer an die Messwerte der Transmissionskurve angepassten Parameterfunktion durchgeführt. Die Kurvenanpassung durch in der Literatur beschriebene Anpassungsfunktionen mit begrenzter Parameteranzahl zeigte erhebliche Anpassungsfehler.
- Ein neuer Anpassungsfunktionstyp mit unbegrenzter Parameteranzahl wurde entwickelt. Er zeigt eine hohe Flexibilität und geringe Anpassungsfehler.
- Das Verfahren der inversen Laplace-Transformation konvergiert bei Erhöhung der Parameteranzahl. Die verbleibenden Fehler lassen sich aus dem Konvergenzverhalten ablesen.
- Der Detektor zur Messung der Transmissionskurve zeigt ein energieabhängiges Ansprechvermögen, welches analysiert wurde und in die Rekonstruktion des Spektrums einfließt.
- Vergleiche der eigenen Spektren und deren Kenngrößen mit Spektren aus der Literatur und mit Monte-Carlo-Spektren lassen den Schluss zu, dass die Genauigkeit der Ermittlung des Bremsstrahlungsspektrums durch die neue Kurvenanpassung und die Beachtung des Detektoransprechvermögend erhöht wurde.
- Mit der verbesserten Methode lassen sich Spektren unterschiedlicher praktisch relevanter Bestrahlungssituationen bestimmen.
- Das Spektrum der Photonenkontamination der Elektronenstrahlung kann nach experimenteller Separierung der beiden Strahlungsbestandteile mit Hilfe des Phasenraumfilters durch inverse Laplace-Transformation bestimmt werden.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei meinem Betreuer und Hochschullehrer Herrn Professor Keller bedanken. Durch seine interessanten Vorlesungen während meines Studiums wurde mein Interesse an der medizinischen Strahlenphysik geweckt. Ich bin ihm dankbar für die Übernahme der Betreuung der Promotion und Begutachtung der Dissertation von Seiten der Technischen Universität Ilmenau sowie für die konstruktiven didaktischen Hinweise bei der Bearbeitung des Promotionsthemas.

Besonders tiefen Dank möchte ich Herrn Professor Harder aussprechen. Er stand als wissenschaftlicher Diskussionspartner zu vielen Problemen der Strahlenphysik jederzeit zu Verfügung. In seiner freundlichen und nimmermüden Art hat er mich ständig neu motiviert, aufgeworfene Probleme zu analysieren und wissenschaftlich exakte Lösungen zu finden. Die Zusammenarbeit mit Herrn Professor Harder habe ich sehr dankbar als persönliche Bereicherung erfahren.

Herrn Professor Wendt danke ich ebenfalls sehr herzlich. Er gab mir die Möglichkeit, als Medizinphysiker am Universitätsklinikum Jena zu arbeiten und somit sämtliche Geräte und Messeinrichtungen der Klinik zu nutzen. Herr Professor Wendt erklärte sich bereit, die Dissertation aus medizinischer Sicht zu begutachten.

Großer Dank gilt allen Mitarbeiter der Radiologischen Klinik des Universitätsklinikums Jena, besonders denen der naturwissenschaftlichen Abteilung. Sie unterstützten mich durch Hinweise und bei der Bewältigung der Routineaufgaben in der Klinik. Für seine Mitarbeit bei zahlreichen Messungen auch zu ungewöhnlichen Tageszeiten gebührt Herrn Dipl.-Ing. Schwedas besonderer Dank.

Erklärung zur Selbständigkeit

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich*) geholfen:

--- keine ---

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalte der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch angesehen wird und den erfolglosen Abbruch des Promotionsverfahrens zu Folge hat.

Jena, 24. Juni 2004

Lebenslauf

Persönliche Daten:	Name:	Marcel Scheithauer
	geboren am:	15. August 1974 in Zschopau
	Nationalität:	deutsch
	Anschrift:	Magdelstieg 8, 07745 Jena
Schulausbildung:	09/1981 – 07/1990	Polytechnische Oberschule in Thum
	09/1990 – 06/1993	Greifenstein-Gymnasium in Thum
Bundeswehr:	07/1993 – 06/1994	Sanitätsdienst: Halle, Marienberg
Studium:	10/1994 – 09/1999	Technische Universität Ilmenau Studiengang: Elektrotechnik Studienrichtung Biomedizinische Technik Abschluss: Dipl.-Ing. Elektrotechnik
berufliche Tätigkeit:	seit 12/1999	Medizinphysiker am Universitätsklinikum Jena Klinik für Radiologie, Abt. Strahlentherapie
Qualifikation:	04/2002	Fachanerkennung Medizinische Physik (DGMP)

Jena, 24. Juni 2004