

**Aus der
Universitätsklinik für Radioonkologie mit Poliklinik Tübingen
Abteilung Radioonkologie
Ärztlicher Direktor: Professor Dr. M. Bamberg**

**Ein Vergleich gemessener und mit Monte-Carlo
Verfahren berechneter Dosisverteilungen bei
Schrägeinfall von Elektronen**

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Zahnheilkunde**

**der Medizinischen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen**

vorgelegt von

Frederic Michael Schweizer

aus

Filderstadt

2009

Dekan:	Professor Dr. I. B. Autenrieth
1. Berichterstatter:	Professor Dr. G. Christ
2. Berichterstatter:	Professor Dr. M. Weinmann

Widmung

Diese Arbeit möchte ich meinen Eltern und meiner Freundin Juliane widmen.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Abbildungsverzeichnis	IV
Tabellenverzeichnis	VIII
1 Einleitung.....	1
2 Material und Methode.....	5
2.1 Versuchsaufbau	5
2.2 Festlegung des Nullpunktes und der Eindringtiefe z.....	8
2.3 Elektronenstrahlung in der Strahlentherapie	10
2.3.1 Elektronenstrahlung.....	10
2.3.2 Richtungsänderungen von Elektronen, Streuvermögen	11
2.3.3 Bahnlänge und Reichweiten	11
2.3.4 Wechselwirkung von Elektronen mit der Materie:.....	12
2.4 Dosimetrie	13
2.4.1 Detektoren mit Gasfüllung: Ionisationskammer.....	13
2.4.2 Ionisationsdosimetrie.....	15
2.5 Der Linearbeschleuniger	16
2.5.1 Strahlerkopf	18
2.6 Monte Carlo Verfahren.....	21
2.6.1 Genauigkeitsanforderung.....	21
2.6.2 Individuelle Bestrahlungsplanung	21
2.6.3 Algorithmen zur Berechnung der Dosisverteilung.....	22
2.6.4 Varianzreduktionstechniken	24

3	Ergebnisse	27
3.1	<i>Verifizierung der d_{max}-Tiefen</i>	27
3.2	<i>Abhängigkeit der Dosis vom Einstrahlwinkel</i>	28
3.3	<i>Abhängigkeit der d_{max}-Tiefen vom Einstrahlwinkel</i>	31
3.4	<i>Grundsätzliche Veränderung der relativen Tiefendosisverteilung bei Schrägeinfall.</i>	33
3.5	<i>Auswahl der Anzahl der Elektronenereignisse (Histories) im Bestrahlungsplanungssystem</i>	36
3.6	<i>Problematik der Matrix-Auflösung in OTP bei geringen Elektronenenergien</i>	37
3.7	<i>Vergleich der relativen Tiefendosisverläufe (TDV) gemessen – berechnet</i>	41
3.7.1	Exemplarische Darstellung einiger Tiefendosisverläufe	41
3.7.2	Zusammenfassende Darstellung der relativen Tiefendosisverläufe	44
3.8	<i>Vergleich der gemessenen und berechneten ME in der d_{max}-Tiefe zum Erreichen von 1 Gy</i>	47
3.8.1	senkrecht, Endrahmen 20x20:	47
3.8.2	schräg, Endrahmen 20x20:	47
3.8.3	senkrecht, Endrahmen 20x6 (Abb. 3.16):	50
3.8.4	schräg, Endrahmen 20x6 (Abb. 3.15a + Abb. 3.15b):	50
3.9	<i>Abweichung des Bestrahlungsplanungssystems von den gemessenen Werten</i>	53
3.9.1	Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, senkrecht	53
3.9.2	Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, schräg	54
3.9.3	Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, senkrecht	56
3.9.4	Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, schräg	58
3.10	<i>Zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse</i>	60

III

4	Diskussion	64
4.1	<i>Überprüfung des Versuchaufbaus</i>	<i>64</i>
4.2	<i>Das kleine Phantom im Vergleich.....</i>	<i>65</i>
4.3	<i>Vergleich mit Literaturangaben</i>	<i>66</i>
4.3.1	Anzahl der Elektronenereignisse (Histories) in OTP	66
4.3.2	Diskussion der Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Werten	67
4.4	<i>Klinische Anwendbarkeit der Voxel-Monte-Carlo-Berechnungen</i>	<i>69</i>
4.5	<i>Fehlerbetrachtung.....</i>	<i>70</i>
4.5.1	Statistischer Fehler im OTP.....	70
4.5.2	Messunsicherheit [11]	70
5	Zusammenfassung.....	72
5.1	<i>Einleitung.....</i>	<i>72</i>
5.2	<i>Material und Methode</i>	<i>73</i>
5.3	<i>Ergebnisse.....</i>	<i>74</i>
5.4	<i>Diskussion.....</i>	<i>75</i>
	Literaturverzeichnis	77

IV

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Versuchsaufbau [11].....	7
Abb. 2.2:	Tubusoberflächenabstand (TOA) bei schrägem und senkrechtem Einfall von Tubusunterkante bis zur Wasseroberfläche bei asymmetrisch liegender Endrahmenöffnung [11].....	8
Abb. 2.3:	Achsen des Koordinatensystems.....	9
Abb. 2.4:	Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie	12
Abb. 2.5:	Elektronenlinearbeschleuniger.....	17
Abb. 2.6:	Strahlerkopf eines Linearbeschleunigers	19
Abb. 2.7:	Veraltete und damit zu hoch angesetzte Unsicherheiten im Überblick.....	21
Abb. 2.8:	Verlauf wirklicher und simulierter Elektronenschritte in Geometrien unterschiedlicher Medien. Die simulierte Elektronenbahn verläuft ausschließlich in Material I, während die reale Elektronenbahn jedoch durch Material I und II verläuft.	25
Abb. 2.9:	Simulierte Elektronenbahn 1. im Medium Luft, 2. in einem Medium mit geringerer Dichte, 3. in einem Medium höherer Dichte. Es erfolgt eine Dehnung oder Stauchung der Bahnlänge.	26
Abb. 3.1a:	Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x20 für die Gantrywinkel 10 Grad, 30 Grad und 50 Grad.....	29
Abb. 3.1b:	Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x20 für die Gantrywinkel 20 Grad, 40 Grad und 60 Grad.....	30
Abb. 3.2a:	Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x6 für die Gantrywinkel 10 Grad, 30 Grad und 50 Grad.....	30

V

Abb. 3.2b:	Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x6 für die Gantrywinkel 20 Grad, 40 Grad und 60 Grad.....	31
Abb. 3.3a:	Tiefen des Energiedosismaximums, Endrahmen 20x20, schräg. Werte von Karcher, zusammengestellt von Schweizer	32
Abb. 3.3b:	Tiefen des Energiedosismaximums, Endrahmen 20x6, schräg. Werte von Karcher, zusammengestellt von Schweizer	33
Abb. 3.4:	Vergleich der Tiefendosiscurven für Gantry 310° und FOA 108,7 cm bei 8 MeV, Tubus 20x20	35
Abb. 3.5:	Vergleich des statistischen Fehlers des BPS in Abhängigkeit von der Anzahl der Elektronenschicksale am Bsp.: 12 MeV, 310 Grad, Endrahmen 20x6; Werte aus den Line-Dose-Outputdateien von OTP	36
Abb. 3.6a:	Vergleich der berechneten ME bei 4 MeV im großen und kleinen Phantom zu den gemessenen: senkrecht 20x6	39
Abb. 3.6b:	Vergleich der berechneten ME bei 4 MeV im großen und kleinen Phantom zu den gemessenen: schräg 20x20	39
Abb. 3.7:	Vergleich der Ergebnisse des großen und kleinen Phantoms als Funktion der Elektronenenergie	40
Abb. 3.8:	Vergleich der Tiefendosiscurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 320°, FOA 104,6 cm, 8 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x20	42
Abb. 3.9:	Vergleich der Tiefendosiscurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 340°, FOA 96,6 cm, 8 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x6	42
Abb. 3.10:	Vergleich der Tiefendosiscurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 300°, FOA 102,8 cm, 18 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x6	43

VI

Abb. 3.11:	Vergleich der Tiefendosiskurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 320°, FOA 98,8 cm, 4 MeV, Tu bus 20x20 mit Endrahmen 20x6.....	43
Abb. 3.12:	Zusammenfassende Darstellung der Wurzel aus der Summe der mittleren quadratischen Abweichung an jedem Messpunkt: Endrahmen 20x20.....	45
Abb. 3.13:	Zusammenfassende Darstellung der Wurzel aus der Summe der mittleren quadratischen Abweichung an jedem Messpunkt: Endrahmen 20x6.....	46
Abb. 3.14a:	Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: senkrecht 20x20.....	48
Abb. 3.14b:	Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: schräg 20x20.....	49
Abb. 3.15a:	Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: schräg 20x6.....	50
Abb. 3.15b:	Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: schräg 20x6.....	51
Abb. 3.16:	Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: senkrecht 20x6.....	52
Abb. 3.17a:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x20, nach FOA	53
Abb. 3.17b:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x20	54
Abb. 3.18a:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x20.....	55
Abb. 3.18b:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x20.....	56
Abb. 3.19a:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x6	57

VII

Abb. 3.19b:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x6	57
Abb. 3.20a:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x6	59
Abb. 3.20b:	prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x6	59
Abb. 3.21:	3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, senkrecht, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Fokusoberflächenabständen von 97 cm – 114,9 cm (entsprechend 10° – 60°).	60
Abb. 3.22:	3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, schräg, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Tragarmwinkeln von 10° – 60°	61
Abb. 3.23:	3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, senkrecht, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Fokusoberflächenabständen von 95,8 cm – 102,8 cm (entsprechend 10° – 60°).....	62
Abb. 3.24:	3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, schräg, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Tragarmwinkeln von 10° – 60°	63

VIII

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1a:	Vergleich der d_{\max} -Tiefen: Karcher - Schweizer beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x20.....	27
Tab. 3.1b:	Vergleich der d_{\max} -Tiefen: Karcher - Schweizer beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x6.....	28
Tab. 3.2:	Vergleich der prozentualen Abweichungen bei 4MeV im großen und kleinen Phantom zum gemessenen Wert.....	37

1 Einleitung

In der Radioonkologie wird ionisierende Strahlung zur Behandlung von Tumoren eingesetzt. Abgesehen von Anlagen zur Beschleunigung von Protonen und Schwerionen werden überwiegend Elektronenlinearbeschleuniger verwendet. Die mit diesen Linearbeschleunigern erzeugte hochenergetische Elektronenstrahlung kann entweder direkt zur Therapie verwendet werden oder man erzeugt durch Abbremsung der Elektronen in einem Target hochenergetische Photonenstrahlung.

Elektronen und Photonen wechselwirken unterschiedlich mit Materie und haben daher einen unterschiedlichen Tiefendosisverlauf im Gewebe. Während die Dosis der Photonenstrahlung hinter dem Dosismaximum langsam über einen größeren Tiefenbereich in Form einer Exponentialkurve abnimmt, haben Elektronen eine von der Energie abhängige maximale Eindringtiefe (Faustregel: $\text{MeV}/2$ in cm). Die Tiefe des Dosismaximums und des Dosisabfalls lässt sich außerdem durch die Wahl der Elektronenenergie von 4 bis 18 Millionen Elektronenvolt (MeV) festlegen.

Hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung haben gemeinsam, dass das jeweilige Dosismaximum nicht direkt an der Oberfläche, sondern in einer Tiefe von ca. 1 cm – 4 cm (je nach Energie) liegt. Die Ursache für diesen Aufbaueffekt ist bei Photonenstrahlung der Dosisbeitrag von Sekundärelektronen, die im durchstrahlten Medium ausgelöst werden. Je höher die Photonenenergie ist, umso stärker ist der Aufbaueffekt ausgeprägt, was zur Schonung der Haut ausgenutzt wird. Bei Elektronenstrahlung kommt der deutlich schwächer ausfallende Dosisanstieg durch Aufstreuung der Elektronen im Absorbermaterial zustande.

In der Strahlentherapie machen Elektronenbestrahlungen nur einen geringen Anteil der heutigen Bestrahlungsmaßnahmen aus (im Bereich von 5 %). Sie

könnten jedoch im Zuge der in Entwicklung befindlichen intensitätsmodulierten Elektronentherapie (IMRT-intensity modulated radiation therapy) in Kombination mit der Photonen - IMRT eine Renaissance erleben.

Während Photonenstrahlung hauptsächlich zur Bestrahlung tiefliegender Tumore verwendet wird, eignet sich Elektronenstrahlung aufgrund ihres steilen Dosisabfalls besonders gut für die Bestrahlung oberflächlicher Zielvolumina vor Risikoorganen, etwa für die Brustwand vor Herz und Lunge.

So können bei der Bestrahlung von Mammakarzinom-Patientinnen mehrere klinische Zielvolumina definiert werden:

- das nach der Operation zurückgebliebene Brustgewebe
- die parasternale Mammaria-interna-Lymphknotenregion
- die mediale supraclaviculäre Lymphknotenregion
- die axillären und infraclaviculären Lymphknotenregionen

Das Zielvolumen der parasternalen Mamma-interna-Lymphknotenregion wird mit einer Kombination aus Photonen- und Elektronenfeldern therapiert.

Hier kommt nun auch der Schrägeinfall ins Spiel, welcher sich aus der Notwendigkeit des Feldanschlusses an die ausgewinkelten Photonenfelder der Mammatangente ergibt.

Die Bestrahlungsplanung mit computergestützten Bestrahlungsplanungssystemen (BPS) gehört im klinischen Behandlungsablauf heutzutage zum Standard. Auf der Basis anatomischer Datensätze aus modernen diagnostischen Verfahren wie der Computertomographie (CT) und der Magnetresonanztomographie (MRT), gelingt es dem Planer, eine optimierte Dosisverteilung im Tumor und eine möglichst geringe Dosis im gesunden, umliegenden Gewebe zu erreichen.

Während die Verwendung von BPSen bei Photonenstrahlung schon seit langem Standard ist, ist dies bei Elektronenstrahlung noch eher die Ausnahme. Ursache hierfür ist die begrenzte Genauigkeit herkömmlicher BPS bei

Elektronenstrahlung. Allerdings gibt es seit einiger Zeit auch Monte-Carlo (MC) basierte BPS für Elektronenstrahlung, von denen eine höhere Genauigkeit erwartet wird, so dass man dem Ziel einer Optimierung der Dosisverteilung auch bei Elektronenbestrahlungen näher kommen kann.

Das BPS Oncentra Treatment Planning (OTP) der Firma Theranostic (Version 1.5.1.11) besitzt einen entsprechenden MC-Algorithmus, der bezüglich seiner Anwendbarkeit bei Schrägeinfall von Elektronenstrahlung getestet werden sollte. Hierzu wurden einerseits Messungen der Dosisverteilung sowie der Dosis durchgeführt und zum anderen unter den gleichen Bedingungen mit dem BPS simuliert. Die Messungen wurden an einem Linearbeschleuniger der Firma Elekta bei mehreren Elektronenenergien (4 MeV, 8 MeV, 12 MeV, 18 MeV) und einem Tubus 20x20 mit Endrahmen unterschiedlicher Größe durchgeführt. Der Schrägeinfall erfolgte in 10 Grad-Schritten bis einschließlich 60 Grad. Gemessen wurde in einem Wasserphantom der Firma PTW Freiburg und der dazugehörigen Software Mephysto mc².

Der Vergleich der ermittelten Daten erfolgte über eine Gegenüberstellung der berechneten und gemessenen Werte, so z.B. der benötigten Monitoreinheiten (ME) zum Erreichen einer Dosis von 1 Gray (Gy) oder der prozentualen Abweichung der Ergebnisse des BPSs von den als korrekt angesehenen Messwerten.

Ziel dieser Vergleiche ist es, eine Aussage über die Genauigkeit, und einhergehend damit auch über die klinische Anwendbarkeit der auf dem MC-Algorithmus basierenden Elektronenbestrahlungsplanung machen zu können. Im Detail wurde dabei untersucht, ob:

- das Bestrahlungsplanungssystem OTP die Dosisverteilung bei senkrechtem und schrägem Einfall korrekt berechnet.

- sich die Genauigkeit des BPSs über den Abstand und die Auswinkelung des Tragarms hinweg verändert.
- die zusätzliche Anwendung eines asymmetrischen Endrahmens einen Einfluss auf die Genauigkeit hat.
- die heutigen auf Monte-Carlo basierenden Elektronenberechnungen für den klinischen Einsatz verwendbar sind.

2 Material und Methode

2.1 Versuchsaufbau

An einem Linearbeschleuniger *SLi Precise* der Firma Elekta (Crawley, GB) wurden in einem 3-D Wasserphantom (Firma PTW, Freiburg) mittels einer Ionisationskammer relative Dosisverteilungen sowie die Wasser-Energiedosis bei Elektronenstrahlung mit Energien von 4 MeV bis 18 MeV gemessen. Durch Rotation des Tragarms wurden Einstrahlwinkel von 0 Grad (senkrechter Einfall auf die Wasseroberfläche) bis 60 Grad realisiert.

Das Wasserphantom mit einer Tiefe von 40 cm, einer Breite von 50 cm und einer Länge von 60 cm besitzt eine computergesteuerte 3-D Bewegungsmechanik, an die eine Ionisationskammer befestigt wird. Das Wasserphantom wird zunächst mit Hilfe des Lichtfeldes des Linearbeschleunigers sowie mit Hilfe der ortsfesten Raumlaser und einer Präzisionswasserwaage so ausgerichtet, dass seine Achsen parallel zu den Koordinaten des Linearbeschleunigers und damit auch exakt vertikal und horizontal verlaufen.

Das Wasserbecken lässt sich über einen Schlauch aus dem Vorratsbehälter mit destilliertem Wasser befüllen. Der Referenzpunkt (ein in der Mechanik des Wasserphantoms ortsfest definierter Punkt) wird regelmäßig überprüft und der Nullpunkt über eine an der Mechanik direkt angeschlossene Handsteuerung festgelegt. Dieser liegt im Schnittpunkt des Zentralstrahls, bzw. der Zentralstrahlparallele mit der Wasseroberfläche. Die Limitpunkte der Bewegungsmechanik werden zur Vermeidung von Kollisionen mit den Wänden festgelegt.

Die relative Wasser-Energiedosis wurde mit einer Kompaktkammer (Typ 31002, PTW Freiburg)) mit einem Messvolumen von $0,125 \text{ cm}^3$ aufgenommen. Über das Zweikanal-Elektrometer MP3 Tandem kann simultan die Ladung der im

Strahlenfeld bewegten Messkammer sowie einer ortsfesten, ebenfalls im Strahlungsfeld befindlichen Referenzkammer (Kompaktkammer Typ 31003 Messvolumen $0,3 \text{ cm}^3$) aufintegriert werden. Für jeden Messpunkt wird der Messwert der Messkammer durch den der Referenzkammer dividiert. Dieser Quotient wird zur Bestimmung der relativen Tiefendosisverteilung verwendet. Dadurch wird verhindert, dass Dosisleistungsschwankungen des Beschleunigers das Messergebnis verfälschen. Gesteuert wird die "Fahrt" der Messkammer durch die Software Mephysto mc² (PTW, Freiburg), die auf einem PC installiert ist. Dort können Geschwindigkeit, Dauer, Abstand und viele weitere Parameter des Messverlaufs eingestellt werden.

Zum Einsatz kommt ein Elektronentubus der Größe $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ mit Endrahmen der Größen $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ und $20 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ (im folgenden Text werden zur besseren Darstellung die verkürzten Schreibweisen Tubus 20x20, Endrahmen 20x20 und Endrahmen 20x6 verwendet). Das Tubusende liegt 95 cm vom nominellen Fokus des Beschleunigers entfernt und somit 5 cm vor dem Isozentrum in Strahlrichtung. Bei den asymmetrischen Endrahmen wurde entlang einer Parallelen zum Zentralstrahl durch den Mittelpunkt der Apertur gemessen.

Der Elektronentubus darf in keinem Fall, auch nicht bei Auswinkelung des Tragarms, in das Wasser eintauchen. Bei allen Messungen zum Schrägeinfall hat daher die am nächsten liegende Kante eines Tubus die Wasseroberfläche gerade berührt. Bei asymmetrischen Endrahmen lag die Apertur immer nahe der Wasseroberfläche, um den Fokus-Oberflächen-Abstand (FOA) möglichst gering zu halten (siehe Abb. 2.1:). Der FOA hängt daher von der Größe der Apertur ab: je kleiner diese ist, umso geringer ist der FOA im Bereich der Zentralstrahlparallele.

So beträgt der FOA beim Endrahmen 20x6 und einem Tragarmwinkel von $\alpha = 40^\circ$ z.B. $98,8 \text{ cm}$.



Abb. 2.1: Versuchsaufbau [11]

Eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse zwischen senkrechtem und schrägem Strahleinfall ist nur dann möglich, wenn in beiden Fällen der gleiche FOA verwendet wird. Daher wurden alle Messungen und Rechnungen bei senkrechtem Strahleinfall mit den gleichen FOAen, wie sie sich bei den verschiedenen Tragarmwinkeln automatisch ergeben, ebenfalls durchgeführt. Der FOA ergibt sich aus dem Standardabstand von 95 cm bis zur Tubusunterkante plus dem aus Abb. 2.2 ersichtlichen TOA (Tubus-Oberflächenabstand).

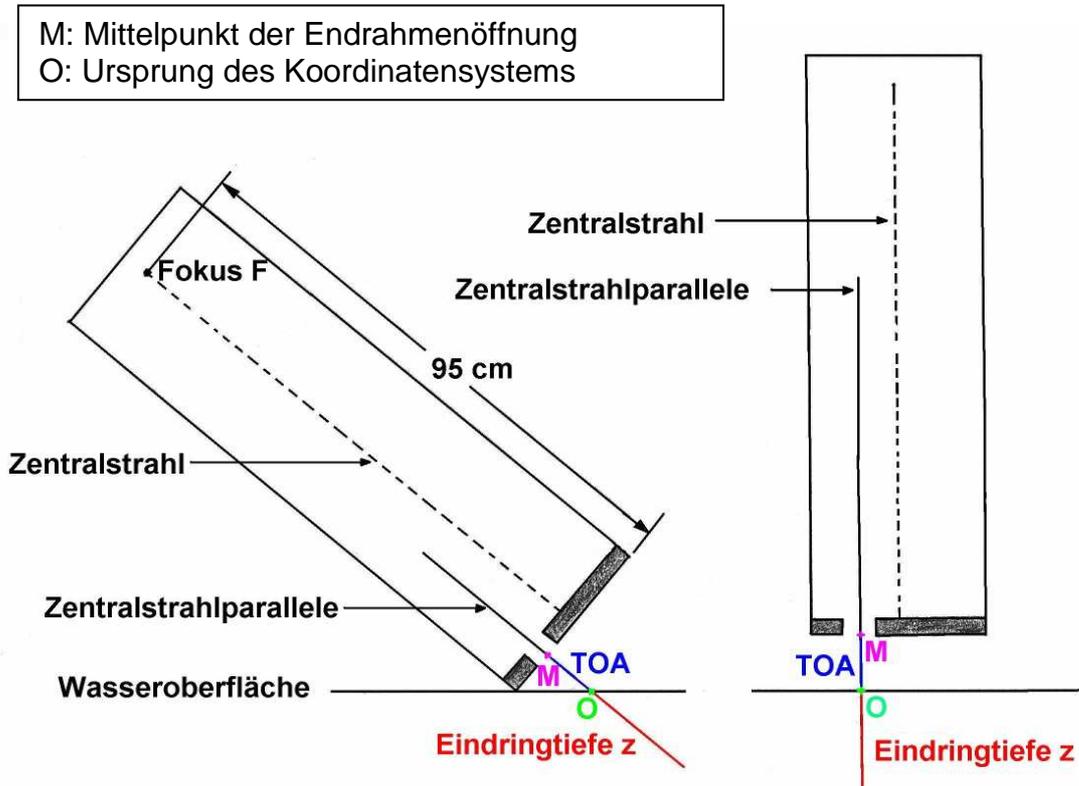


Abb. 2.2: Tubusoberflächenabstand (TOA) bei schrägem und senkrechtem Einfall von Tubusunterkante bis zur Wasseroberfläche bei asymmetrisch liegender Endrahmenöffnung [11]

2.2 Festlegung des Nullpunktes und der Eindringtiefe z

Der Nullpunkt des Koordinatensystems ist definiert als der Schnittpunkt des Zentralstrahls bzw. der Zentralstrahlparallele mit der Wasseroberfläche. Bei senkrechtem Einfall entspricht die Eindringtiefe der Wassertiefe.

Bei ausgewinkelttem Tragarm ist zu beachten, dass z die Eindringtiefe vom Nullpunkt 0 aus gesehen in Richtung der einfallenden Strahlung ist (vgl. Abb. 2.2)

Die Tiefe D korreliert somit bei schrägem Einfall nicht mit der Eindringtiefe z. Mit den Maßen des Tubusses und in Abhängigkeit des Tragarmwinkels lässt sich die Verschiebung des Nullpunktes auf der X - Achse (ausgehend vom ursprünglichen Nullpunkt bei 0 Grad) errechnen und über die Handsteuerung der Bewegungsmechanik festlegen (vgl. Abb. 2.3).

Unter Angabe des Tragarmwinkels in der Software Mephysto mc² ist es dann möglich, den Tiefendosisverlauf auch ausgewinkelt entlang des Zentralstrahls bzw. der Zentralstrahlparallele aufzuzeichnen.

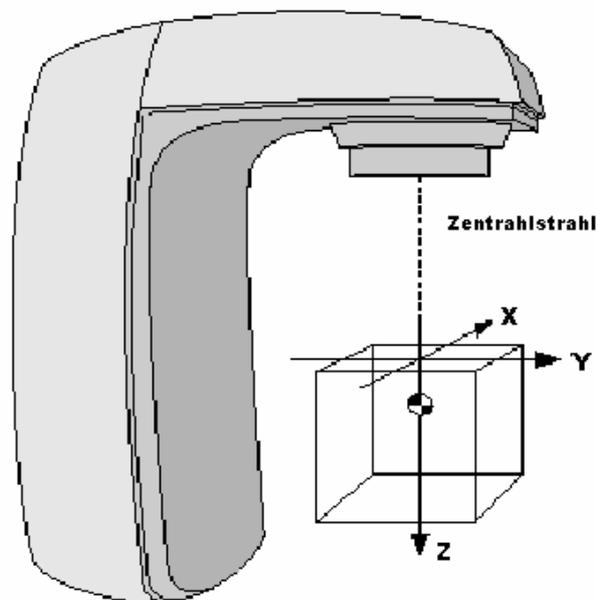


Abb. 2.3: Achsen des Koordinatensystems

2.3 Elektronenstrahlung in der Strahlentherapie

2.3.1 Elektronenstrahlung

Die Strahlentherapie ist das Gebiet der Medizin, in dem zur Behandlung von malignen Tumoren und entzündlichen Prozessen direkt und indirekt ionisierende Strahlung verwendet wird. Wichtigstes Ziel dabei ist eine Eradikation der Tumorzellen bei gleichzeitiger Schonung des gesunden Gewebes.

Direkt ionisierende Strahlenarten sind elektrisch geladene Teilchen wie Elektronen, Protonen oder schwere Ionen. Diese Teilchen geben ihre Energie im Wesentlichen über Stoßwechselwirkung an die Materie ab [9].

Indirekt ionisierende Strahlenarten sind elektrisch neutrale Teilchen wie Photonen oder Neutronen, die im Gegensatz dazu ihre Energie erst durch Wechselwirkung mit einem Atom an die dabei gebildeten Sekundärteilchen übertragen, welche ihrerseits wieder elektrisch geladene Teilchen sind.

Elektronenlinearbeschleuniger sind in der Therapie diejenigen Geräte, mit denen die vorrangig verwendete Elektronen- und Photonenstrahlung erzeugt wird. Die Einheit der kinetischen Energie der Elektronen ist das Elektronenvolt (eV). Sie definiert sich als Energie, die ein Elektron mit der Elementarladung $e = 1,602 \times 10^{-19}$ Coulomb beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 Volt aufnimmt. Der Linearbeschleuniger *Sl/ Precise* der Firma Elekta kann mit Elektronenenergien von 4 MeV – 18 MeV betrieben werden.

Da die Elektronenmasse gegenüber der Masse der Protonen und schweren Ionen sehr gering ist, erreichen diese schnell relativistische Bewegungsenergien, wodurch es zur Massenzunahme, Verzerrung des elektrischen Feldes und zur Änderung der Wirkungsquerschnitte kommt. Zum Beispiel ist die Masse eines Elektrons mit einer kinetischen Energie von

10 MeV bereits 20-mal so groß wie im Ruhezustand [23].

2.3.2 Richtungsänderungen von Elektronen, Streuvermögen

Beim Eindringen von Elektronen in einen Absorber wie z.B. Wasser erfolgt eine Ablenkung der Elektronen aufgrund ihrer sehr geringen Masse. Diese Ablenkung oder Streuung der Elektronen kann mit oder ohne Energieverlust erfolgen. So erfolgt z.B. die elastische Kernstreuung ohne Energieverlust, während durch Strahlungsbremmung im Coulombfeld der Atome Röntgenbremsstrahlung entsteht.

Am wahrscheinlichsten ist eine Mehr- oder Vielfachstreuung der Elektronen, sie steigt mit der durchstrahlten Schichtdicke und einer höheren Ordnungszahl des Absorbers an. Dies bedeutet, dass die anfangs gebündelten Elektronenstrahlen, je tiefer sie eindringen, umso weiter aufgestreut sind.

Auch die Energie, mit der die Elektronen auf den Absorber stoßen, hat Auswirkungen auf die Streuung: Je geringer sie ist, desto eher werden die Elektronen gestreut. Die Winkelverteilung der Elektronen kann man statistisch beschreiben. Sie ist abhängig von der Elektronenenergie und den Materialeigenschaften des Absorbers.

2.3.3 Bahnlänge und Reichweiten

Jedes eingestrahlte Elektron hat durch seine individuelle Wechselwirkung mit dem durchstrahlten Medium eine individuelle Bahn im Medium, wobei auch Rückstreuung auftreten kann. Salopp wird deswegen der Weg des Elektrons auch als "drunken man's walk" bezeichnet. Wichtig ist jedoch nicht die wahre zurückgelegte Wegstrecke des Elektrons, sondern die Reichweite im Medium. Die Reichweiten sind umgekehrt proportional zur Dichte des Absorbers und in etwa proportional zur Elektronenenergie.

2.3.4 Wechselwirkung von Elektronen mit der Materie:

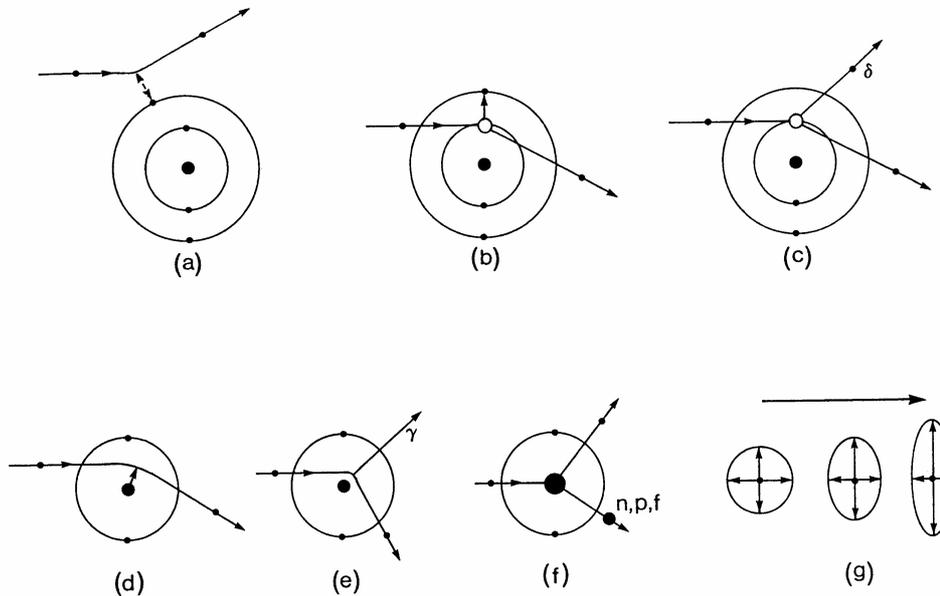


Fig. 5.1: Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie. Oben: Hüllenwechselwirkungen (a: elastische Streuung, b: Anregung von Hüllenelektronen, c: Ionisation mit δ -Elektron). Unten: Wechselwirkungen mit dem Atomkern (d: elastische Coulombstreuung, e: inelastische Kernstreuung, Strahlungsbremmung, f: elektroneninduzierte Kernreaktionen). g: Verformung des elektrischen Feldes und Erhöhung des Wechselwirkungsradius mit zunehmender Geschwindigkeit des Elektrons (Lorentzkontraktion).

Abb. 2.4: Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie

Besonderheiten bei Elektronen sind folgende:

- Die Elektronenmasse (ca. $0,9 \cdot 10^{-30}$ kg) ist ca. 2000 mal geringer als die der Nukleonen (ca. $1,6 \cdot 10^{-27}$ kg). Bei Kollisionen erleiden sie deshalb große Richtungswechsel.
- Da sie eine so geringe Masse besitzen, haben sie schnell relativistische Bewegungen erreicht (bei 1 MV Spannung etwa 96 % der Lichtgeschwindigkeit). Auswirkungen sind: Massenzunahme und Verzerrung des elektrischen Feldes.

Folgende Wechselwirkungsmechanismen mit Materie können stattfinden, wobei die elastischen von geringer Bedeutung sind, da sie keinen Energieverlust ergeben:

- elastische Streuung an der Elektronenhülle: kein bzw. geringer Energieverlust, aber Ablenkung.
- elastische Streuung an Atomkernen: Coulombstreuung: kein bzw. geringer Energieverlust, findet eher bei hohen Energien statt.
- inelastische Stöße mit Hüllenelektronen: Anregung und Ionisation, ein Hüllenelektron, zumeist ein Valenzelektron, wird auf eine höhere Bahn gebracht oder aus der Bahn geschlagen.
- inelastische Streuung im Coulombfeld des Atomkerns: Bremsstrahlungserzeugung: ein Teil der Energie wird in Photonenstrahlung umgewandelt. [14]+[15]

2.4 Dosimetrie

2.4.1 Detektoren mit Gasfüllung: Ionisationskammer

Das häufigste Füllgas ist Luft, das abgesehen von der Dichte, weitgehend äquivalent zu menschlichem Weichteilgewebe oder Wasser ist. Die Empfindlichkeit einer Messkammer ist abhängig vom Messvolumen und der Luftdichte (welche ihrerseits von Luftdruck und Temperatur abhängig ist). Bei niedrigen Dosisleistungen müssen großvolumige Kammern verwendet werden. Die Kompaktkammer ist zylindersymmetrisch und daher besser für die aus unterschiedlichen Einstrahlrichtungen vorgenommenen Messungen geeignet als die ansonsten bei Elektronenstrahlung übliche Flachkammer. Die Kugelkammer wäre am besten geeignet, sie spielt aber in der klinischen

Dosimetrie keine große Rolle. Sie wird vorwiegend zur Umgebungsüberwachung im Strahlenschutz verwendet.

Aufgrund der ausgeprägten Richtungsabhängigkeit der Flachkammer und der in einer Arbeit von Dohm et al. [6] festgestellten Verwendbarkeit von Kompaktkammern (mit einem kleinen Volumen bis $0,6 \text{ cm}^3$) für die Elektronendosimetrie ab einer Elektronenenergie von 6 MeV aufwärts, verwenden wir für die Messungen eine Kompaktkammer (Typ 31002, PTW Freiburg) mit einem Messvolumen von $0,125 \text{ cm}^3$. Selbst für 4 MeV wurde nur eine relative Dosisabweichung von ca. 1% gefunden [6]. Die Ungenauigkeit der Anzeige bei Rotation um die Ionisationskammer beträgt laut Herstellerangaben $\pm 0,5\%$.

Die grundlegende Funktionsweise einer Ionisationskammer ist folgende: zwei Elektroden sind an eine Gleichspannung angeschlossen. Diese Spannung sammelt die durch Ionisation des Gases erzeugte Ladung. Eine ausreichend hohe Spannung (im Bereich 100 V - 400 V) ist erforderlich, um Rekombinationsverluste gering zu halten. Bei höheren Dosisleistungen sind auch höhere Spannungen notwendig. Der Kammerstrom ist proportional zur Dosisleistung der Strahlung am Messort und über die Zeit aufintegriert ein Maß für die applizierte Dosis.

Allerdings darf die Spannung auch nicht zu hoch gewählt werden, da ab einem bestimmten Wert die so genannte Gasverstärkung auftritt. Dies kommt dadurch zustande, dass die durch Ionisation gebildeten Elektronen durch ihre erhöhte kinetische Energie ihrerseits Sekundärelektronen erzeugen können. Diese würden dann auch als „künstliche“, zusätzliche Strahlung gemessen, was in der Ionisationsdosimetrie zu Fehlern führen würde. [15]

2.4.2 Ionisationsdosimetrie

Mit einer Ionisationskammer wird primär die Ionendosis in Luft gemessen. Um dennoch direkt die Wasser-Energiedosis anstatt der Ionendosis bestimmen zu können, muss es sich um eine in Wasser-Energiedosis kalibrierte Kammer handeln. Mit Hilfe der Gleichung

$$D_w = \Pi k_i \cdot N_w \cdot M$$

ist dies möglich, wobei D_w die Wasser-Energiedosis, M die Messanzeige des Dosimeters, N_w der Kalibrierfaktor der Ionisationskammer für Wasser-Energiedosis bei Co-60 Gammastrahlung und Πk_i das Produkt aus mehreren Korrekturfaktoren, die sich durch Abweichung der Messbedingungen von den Bezugsbedingungen ergeben [4], bedeuten.

$$\Pi k_i = k_E \cdot k_\rho \cdot k_r \cdot k_S \cdot k_P \cdot k_T$$

- k_E Korrekturfaktor für die Strahlungsqualität (spektrale Verteilung) für Elektronenstrahlung
- k_ρ Korrekturfaktor für die Luftdichte (berücksichtigt die Einflüsse des Luftdrucks und der Temperatur)
- k_r Berücksichtigt den Verdrängungseffekt bei Kompaktkammern
- k_S Korrekturfaktor für die unvollständige Sättigung der Kammer bei der Messung
- k_P Korrekturfaktor für den Einfluss der Polarität der Kammerspannung
- k_T Korrekturfaktor für weitere Temperatureffekte

Über eine Anschlussmessung ist es jedoch auch möglich, mit einer nicht kalibrierten Kammer die Dosis zu ermitteln. Dafür wurden

Vergleichsmessungen mit dem Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x20 bei einem SSD von 95 cm durchgeführt. Für jede Energie wurde dabei in der Tiefe des Dosismaximums die Anzeige des Dosimeters festgehalten. Der Beschleuniger ist bei diesen Grunddaten so eingestellt, dass bei Einstrahlung von 100 ME im Dosismaximum 1 Gy (Gray) Dosis appliziert wird. Somit kann bei anderen FOAen oder schrägem Einstrahl mit diesem gemessenen Wert verglichen und aus der Anzeige die Dosis in Gray angegeben werden.

2.5 Der Linearbeschleuniger

Klinische Linearbeschleuniger erzeugen Elektronenstrahlung der Energien von 4 MeV – 30 MeV und ultraharte Photonenstrahlung mit Grenzenergien von 4 MeV – max. 50 MeV. Therapeutisch eingesetzt werden jedoch höchstens 25 MeV.

Am *Sli* Precise-Beschleuniger der Firma Elekta (Oncology Systems, Crawley, England) werden Elektronstrahlen der Energien 4 Mev, 6 Mev, 8 Mev, 10 Mev, 12 Mev, 15 Mev und 18 MeV sowie 6 MV und 15 MV Photonenstrahlung erzeugt.

Zur Anpassung der Dosisverteilung an die individuelle Lage und Ausdehnung der Zielvolumina sind folgende Anforderungen an den Beschleuniger zu stellen:

- Die Strahlungsart Elektronen und Photonen,
- sowie die Energie

des Beschleunigers sollte frei wählbar sein, um für den Patienten ein möglichst optimales Ergebnis zu erzielen. Auch Kombinationen von Elektronen und Photonen gehören heutzutage zum Standard.

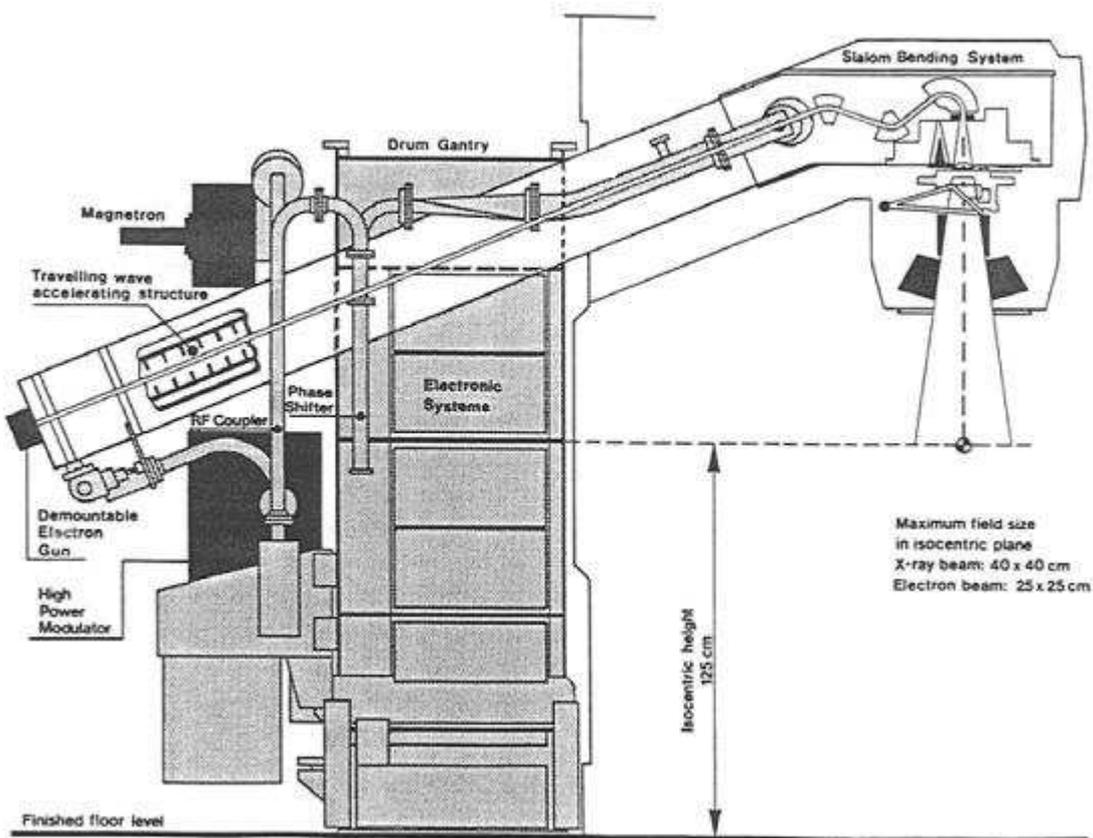


Abb. 2.5: Elektronenlinearbeschleuniger

- **Elektronenkanone / Gun**

In der Elektronengun werden die benötigten freien Elektronen erzeugt und vorbeschleunigt. Dazu werden die von einer Glüh- oder Gitterkathode erzeugten freien Elektronen, wie in einer Röntgenröhre, durch eine angelegte Spannungsdifferenz in Richtung der Gitteranode beschleunigt. Die so auf eine Energie von etwa 15 keV bis 50 keV beschleunigten Elektronen werden in das Beschleunigerrohr eingeschossen.

- **Beschleunigerrohr**

Das Beschleunigerrohr ist das zentrale Bauteil, in dem aus niederenergetischen Elektronen aus der Gun, mit Hilfe der eingekoppelten Hochfrequenzwelle im GHz-Bereich, Elektronenpakete mit Energien im MeV-Bereich erzeugt werden.

- **Umlenkmagnet**

Der Umlenk- oder Bendingmagnet dient zum einen dazu, die im meist horizontal angeordneten Beschleunigerrohr erzeugten Elektronen um 90 Grad bzw. 270 Grad in den Beschleunigerkopf abzulenken. Zum anderen kann mit dieser Umlenkung eine Energieselektion erreicht werden, da Elektronen verschiedener Energien und damit verschiedener Impulse im Magnetfeld auf unterschiedliche Bahnen abgelenkt werden. [21]

2.5.1 Strahlerkopf

Der Elektronenstrahl, welcher im Beschleunigungsrohr (vgl. Abb. 2.6) erzeugt wird, ist noch nicht direkt für die Therapie verwendbar. Zuvor muss er den Strahlerkopf passieren, in dem die therapeutische Eignung hergestellt wird.

Durch Ablenkung an den Slalom-Magneten wird zunächst die Hauptrichtung des Elektronenstrahls geändert. Außerdem sind weitere Schritte erforderlich:

- Bündelung, Fokussierung
- Homogenisierung des Strahls
- Strahlüberwachung
- Dosisüberwachung und Regelung
- Kollimierung (Feldformung)

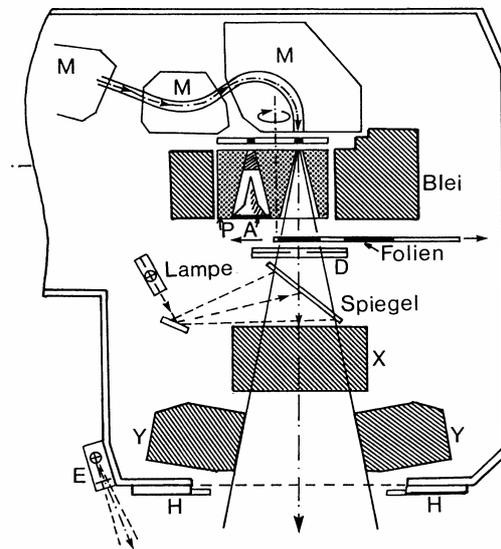


Fig. 1.3.9: Typischer Strahlerkopf eines modernen medizinischen Elektronen-Linearbeschleunigers. (M: Slalom-Magnete für die Strahlumlenkung, D: Doppeldosismonitor, P: Primärkollimator, A: Photonenausgleichskörper mit vorgeschaltetem Beamhardener und Elektronenfänger, Folien: Ausgleichsfolien für Elektronen, E: Entfernungsmesser, H: Halter für Tubusse und Filter, X,Y: Kollimatorblenden, Lampe und Spiegel: Lichtvisier).

Abb. 2.6: Strahlerkopf eines Linearbeschleunigers

- **Das Target** besteht aus einer ca. 1 mm dicken Wolframschicht. Es wird im Photonenbetrieb verwendet. Die beschleunigten Elektronen werden im Target abgebremst und erzeugen dabei Bremsstrahlung. Da sich das Target dabei sehr stark erwärmt, ist es in einen ca. 1 cm dicken und mit Wasser gekühlten Kupferblock integriert.
- **Der Primärkollimator** dient dazu, die Photonenstrahlung, welche im Target erzeugt wurde, zu begrenzen. Er soll weitgehend alle Photonen absorbieren, die nicht in Richtung des Patienten gerichtet sind, um Streustrahlungsanteile zu vermindern.
- **Das Ausgleichsfilter** dient zum Ausgleich der Energiefluenz der im Target erzeugten Photonen. Das ist nötig, da der Photonenstrahl nach der Erzeugung

im Target im Zentrum eine höhere Energiefluenz als im Randbereich besitzt. Das Filter ist so abgestimmt, dass in 10 cm Wassertiefe eine möglichst homogene Energiefluenzverteilung erreicht wird.

- **Der Dosismonitor** dient der Dosisüberwachung und der Messung der Monitoreinheiten. Aus Sicherheitsgründen werden Doppelkammer-Systeme verwendet, wobei beide Kammern zusätzlich in weitere Teilbereiche aufgeteilt sind. Dies dient zur Überwachung der Strahlsymmetrie.

- **Das Blendensystem** dient der Begrenzung des Strahlungsfeldes. Um die Dosis außerhalb des Strahlungsfeldes möglichst gering halten zu können, sind sie sehr massiv gebaut (ca. 8 cm Wolfram). Bei modernen Beschleunigern wird zusätzlich ein Lamellenkollimator verwendet, mit dem komplexe Feldgeometrien eingeblendet werden können. [21]

- **Feldkollimierung bei Elektronen**

Für Elektronenstrahlung stehen fünf quadratische Standardtuben zur Verfügung, die den Elektronenstrahl im Abstand von 95 cm zum Fokus auf Feldgrößen von $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $14 \times 14 \text{ cm}^2$, $20 \times 20 \text{ cm}^2$ sowie $25 \times 25 \text{ cm}^2$ kollimieren. Diese Tuben garantieren einen steilen Dosisabfall am Feldrand, sowie eine homogene Dosisverteilung innerhalb des Strahlungsfeldes.

Zusätzlich gibt es noch individuell für jeden Patienten gefertigte Elektronenblenden, die das Strahlungsfeld auf das gewünschte Zielvolumen eingrenzen.

Außerdem gibt es für die Elektronentuben auch schon vorgefertigte Elektronen-Endrahmen mit häufig verwendeten Maßen, wie z.B. 20 cm x 6 cm.

- **Feldkollimierung bei Photonen**

Bei Photonen kommen keine Tuben zum Einsatz.

2.6 Monte Carlo Verfahren

2.6.1 Genauigkeitsanforderung

Die Gesamtunsicherheit in der Dosisapplikation bei der Bestrahlung von Patienten sollte unter medizinischen Gesichtspunkten 5 % [15]+[20] nicht übersteigen (vgl. Abb. 2.7). Somit muss die Unsicherheit der Bestrahlungsplanung deutlich unter diesem Wert liegen. In der Literatur wird daher ein Wert von ca. 2 % genannt [8]+[1].

Unsicherheit der Bestrahlungsplanung	5.3%
Unsicherheit der Bestrahlung	4%
lagerungsbedingte Unsicherheit	2%
Kalibrierung des Dosimeters	2.1%
Kenndosisleistung am Referenzpunkt	3%
Gesamtunsicherheit:	7.8%

Tab. 3.1: Abschätzung der Fehler der Dosisbestimmung bei strahlentherapeutischen Behandlungen in der klinischen Routine (der Gesamtfehler ist quadratisch addiert, nach [Hassenstein/Nüsslin]).

Abb. 2.7: Veraltete und damit zu hoch angesetzte Unsicherheiten im Überblick

2.6.2 Individuelle Bestrahlungsplanung

Eine individuelle Bestrahlungsplanung ist nur mit computergestützten Bestrahlungsplanungssystemen möglich, weshalb sie im klinischen Behandlungsablauf heutzutage zum Standard gehören. Auf der Basis von anatomischen Datensätzen aus modernen diagnostischen Verfahren, wie der Computertomographie (CT) und der Magnetresonanztomographie (MRT), ist es dem Planer möglich, die Dosisverteilung zu optimieren, was eine möglichst hohe Dosis im Tumor und eine möglichst geringe Dosis im gesunden Gewebe bedeutet.

2.6.3 Algorithmen zur Berechnung der Dosisverteilung

Es gibt verschiedene Verfahren zur Berechnung der Dosisverteilung wie z.B. der Pencil-Beam und der Collapsed-Cone Algorithmus, welche meist relativ schnell sind, jedoch auch zu teils ungenauen Dosisberechnungen führen. So hat sich gezeigt, dass es bei Pencil-Beam Berechnungen in Bereichen hoher Dichteschwankungen Abweichungen von bis zu 20 % geben kann [12].

So genannte Vielzweck Monte-Carlo (MC) Programme werden schon seit geraumer Zeit in der Wissenschaft verwendet. Auch sie wurden für die Dosisberechnung im menschlichen Gewebe herangezogen, wobei aber Probleme auftraten: Die EGS4 (Elektron Gamma Shower Version 4) [17] z.B. benötigt für die Berechnung die genaue atomare Zusammensetzung des Gewebes. Diese ist aber auf der Grundlage von CTs nicht erhältlich. Deswegen wurden die Dichten im menschlichen Gewebe auf fünf repräsentative Medien (Luft, Lunge, Wasser, Weichgewebe und Knochen) festgelegt. Dadurch ergaben sich jedoch Fehler in der Dosisberechnung von 5 % und mehr [19]+[20].

2.6.3.1 Der Goldstandard: Monte-Carlo Algorithmen

Die oben genannten Genauigkeitsanforderungen an die Bestrahlungsplanung können jedoch nur mit neuartigen, Monte-Carlo basierten Bestrahlungsplanungssystemen (BPS) erreicht werden. Diese gelten als Goldstandard, aber sie sind jedoch aufgrund der Vielzahl von Einzelschicksalen der Photonen bzw. Elektronen, die einzeln simuliert werden müssen, noch recht langsam.

In den letzten Jahren gab es Weiterentwicklungen in der Computertechnik, die eine Reduktion der Rechenzeit um den Faktor 35 ohne signifikanten Verlust an Genauigkeit ermöglichten.

Ein speziell für die Strahlentherapie, auf der Grundlage des Monte Carlo

Algorithmus VMC [12] und xVMC [13] entwickelter Code, der Voxel-Monte-Carlo Code, verkürzt zudem die Rechenzeit:

- Die Anzahl der Ereignisse wurde reduziert und durch die Wiederholung eines Elektronenereignisses in anderen Körperregionen ohne gravierende Verschlechterung der Genauigkeit ($< 1\%$) ersetzt.
- Beschränkung des Energiebereiches auf 1 MeV – 30 MeV.
- Der Rechenmatrix liegt eine rechteckige Gittergeometrie zugrunde. Da die CT-Technik aber genau solche Daten liefert, ergeben sich hieraus keinerlei Nachteile.
- Reduzierung der Schritte eines Elektronenereignisses [12].

Grundsätzlich wird bei diesem Verfahren der Weg einzelner Photonen oder Elektronen durch das Medium verfolgt. Dabei werden der erste Wechselwirkungsort sowie alle weiteren Wechselwirkungen durch Zufallszahlen bestimmt. Die Wahrscheinlichkeiten bestimmter Wechselwirkungen wie, Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung werden ebenso berücksichtigt wie Stöße und die Bremsstrahlungserzeugung geladener Teilchen.

Es ist jedoch notwendig, um überhaupt eine statistisch signifikante Aussage über die Dosisverteilung machen zu können, die Berechnung mit möglichst vielen Teilchenschicksalen durchzuführen. Hierbei muss ein Kompromiss zwischen Rechenzeit und Genauigkeit gefunden werden.

Eine exakte Simulation des Strahlerkopfes ist schwierig und würde auch sehr viel Rechenzeit in Anspruch nehmen. Stattdessen geht man von einem vereinfachten Strahlerkopfmodell aus, das mit wenigen Parametern anhand gemessener Dosisverteilungen optimiert wird.

Dem Bestrahlungsplanungssystem Oncentra Treatment Planning (OTP) liegt eine von Traneus [22] entwickelte Simulation des Bestrahlerekopfes zugrunde. Um die Simulation auf den Beschleuniger anzupassen, müssen zuerst

Basismessungen durchgeführt werden. Diese Messungen umfassen Querprofile am offenen Feld und Tiefendosisverläufe in Wasser bei allen Elektronenenergien. Diese zeitaufwändige Simulation des Beschleunigerkopfes muss nur einmalig durchgeführt werden.

Der „exit phase space“, der für die Applikatorunterkante berechnet wird, wird nun als Strahlenquelle für die weiteren, patientenbezogenen Berechnungen verwendet. Er enthält Informationen über Richtungs- und Energieverteilung der primären Elektronenstrahlung, sowie über die am Applikator gestreuten Elektronen.

2.6.4 Varianzreduktionstechniken

2.6.4.1 Condensed History Prozedur

Ein Elektron durchläuft bei seiner Abbremsung etwa 10^6 Wechselwirkungen [12]. Diese Anzahl ist für den heutigen Stand der Computer nicht für jedes Elektron durchführbar, weswegen mehrere Wechselwirkungen mit Atomen zu einem Schritt zusammengefasst werden, um die Rechenzeit zu verkürzen. Die Elektronen bewegen sich dabei auf geradlinigen Bahnen, die als Mittelwerte der realen, gekrümmten Bahnen zu verstehen sind.

Diese Methode wurde schon 1963 von Berger [2] vorgestellt. Die heute verwendete Class-II-Technik unterscheidet noch zwischen weichen und harten Wechselwirkungen. Bei einer weichen Wechselwirkung verliert das Elektron nur wenig Energie, die nicht für die Freisetzung von Bremsstrahlung oder eines Sekundärelektrons ausreicht. Es wird daher eine kontinuierliche Energieabgabe vorausgesetzt.

Abb. 2.8 [8] zeigt die Notwendigkeit von Korrekturen der Weglänge und der lateralen Verschiebung. Der wirkliche Weg des Elektrons ist länger, weshalb bei der simulierten Elektronenbahn auch die verbleibende Energie des Elektrons korrigiert werden muss.

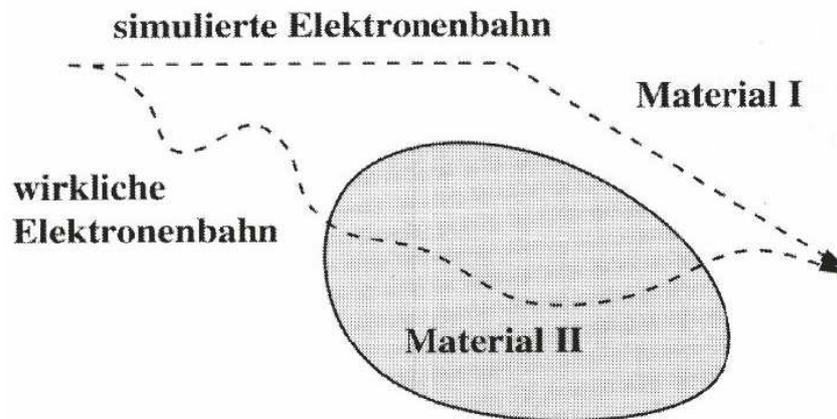


Abb. 2.8: Verlauf wirklicher und simulierter Elektronenschritte in Geometrien unterschiedlicher Medien. Die simulierte Elektronenbahn verläuft ausschließlich in Material I, während die reale Elektronenbahn jedoch durch Material I und II verläuft.

Ein weiterer Vorteil des VMC++ Codes ist, dass Elektronenschritte nun auch über Materialgrenzen hinweg erfolgen können. Zu beachten ist jedoch auch hier die notwendige Korrektur der Fehler bezüglich Schrittlänge, Vielfachstreuung und deponierter Energie [8].

2.6.4.2 Die History Repetition Methode

Bei diesem Verfahren wird ein Elektronenschicksal zuerst in dem Medium Wasser generiert. Dieser Weg kann nun durch Umrechnung mit einem von der Massendichte abhängigen Faktor in anderen Geweben wieder verwendet werden. Passiert das Elektron dabei ein Medium geringerer Dichte als Wasser (wie z.B. die Lunge), wird die Bahnlänge gedehnt. Knochen mit einer höheren Dichte verursachen eine Stauchung der Bahnlänge (vgl. Abb. 2.9).

Im Vergleich zum älteren EGS4 hat diese Methode noch einen weiteren Vorteil. Sie ermöglicht es, die Elektronenbahn über die Grenzen von unterschiedlichen Materialien hinweg zu simulieren, wobei die Bahnlängen und

Vielfachstreuwinkel in Abhängigkeit von der Dichte im jeweiligen Material skaliert werden. Beim EGS4 hingegen stoppt der Elektronenweg spätestens an der Voxelgrenze, und der neue Schritt muss erst wieder "gewürfelt" werden.

Anstatt der beschriebenen Methode der History Repetition verwendet OTP STOPS (simultaneous transport of particle sets). Diese arbeiten nach dem gleichen Prinzip wie die History Repetition, jedoch sind sie um eine Funktion erweitert, welche Materialien mit hoher Ordnungszahl (wie z.B. Metallimplantate) berücksichtigt.

Zu bedenken bleibt hierbei, dass Metalle im CT Bildartefakte hervorrufen, die ihrerseits zu ungenau definierten Materialgrenzen führen.

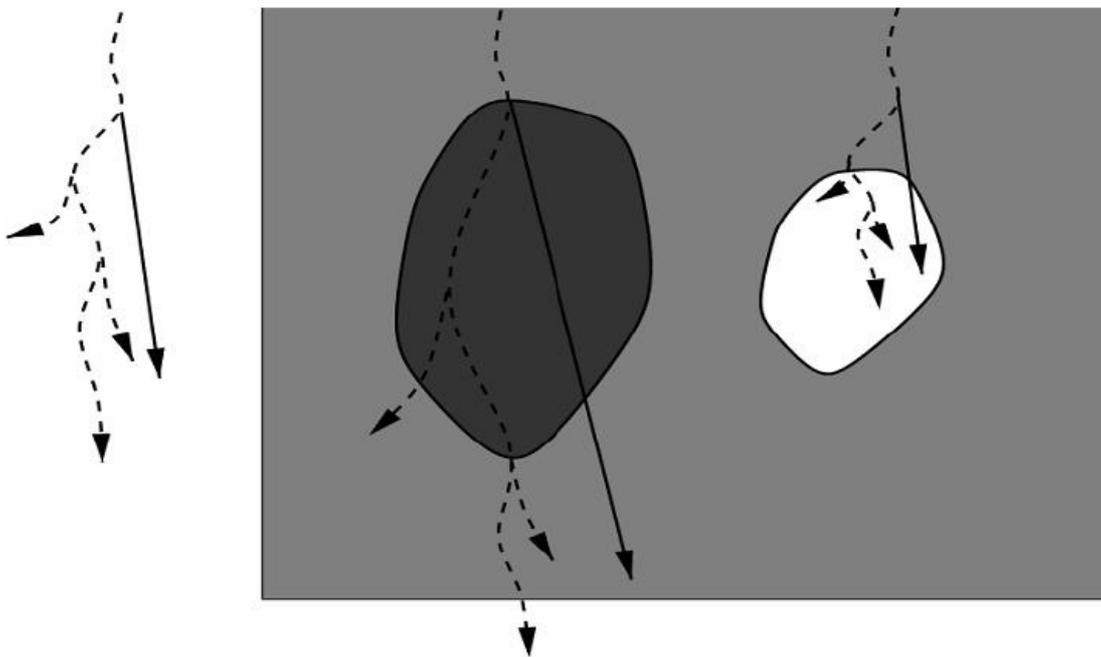


Abb. 2.9: Simulierte Elektronenbahn 1. im Medium Luft, 2. in einem Medium mit geringerer Dichte, 3. in einem Medium höherer Dichte. Es erfolgt eine Dehnung oder Stauchung der Bahnlänge.

3 Ergebnisse

3.1 Verifizierung der d_{max} -Tiefen

Der im vorangegangenen Kapitel dargestellte Versuchsaufbau wurde in einer bereits abgeschlossenen Doktorarbeit (Karcher [11]) der Abteilung zur Erhebung klinischer Daten verwendet. Um die Richtigkeit dieser Daten zu überprüfen, sind stichprobenartig die d_{max} -Tiefen erneut vermessen worden.

Dazu wurden Tiefendosisverläufe mit einem Tubus 20x20 und den beiden Endrahmen 20x20 und 20x6 bei senkrechtem und schrägem Strahleinfall aufgenommen. Um einen späteren Vergleich mit den vom BPS berechneten Tiefen-Energiedosisverläufen zu ermöglichen, müssen die gemessenen Ionendosisverläufe in Energiedosisverläufe konvertiert werden. Dies wurde mit der Software Mephysto mc^2 durchgeführt. Daraus ergeben sich die Tiefen der Energiedosismaxima in mm, die sich, wie aus Tab. 3.1a und Tab. 3.1b ersichtlich, nur in geringem Maße von den früheren Messungen (Karcher) unterscheiden. Dass bei den höheren Elektronenenergien zum Teil größere Abweichungen auftreten ist angesichts des flachen Kurvenverlaufs bei diesen Energien nicht verwunderlich.

Tab. 3.1a: Vergleich der d_{max} -Tiefen: Karcher - Schweizer beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x20

FOA	95 cm	95 cm	104,6 cm	104,6 cm	104,6 cm	104,6 cm
Tragarmwinkel	0 Grad	0 Grad	0 Grad	0 Grad	40 Grad	40 Grad
Energie MeV	WC mm	Schweizer	Karcher	Schweizer	Karcher	Schweizer
4	7	8	7	7	4	4
8	16	17	16	16	10	9
12	26	27	27	25	17	15
18	32	32	31	31	28	27

FOA	114,9 cm	114,9 cm	114,9cm	114,9 cm
Tragarmwinkel	0 Grad	0 Grad	60 Grad	60 Grad
Energie MeV	Karcher	Schweizer	Karcher	Schweizer
4	7	8	0	0
8	16	17	5	5
12	27	26	8	9
18	36	35	16	16

Tab. 3.1b: Vergleich der d_{\max} -Tiefen: Karcher - Schweizer beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x6

FOA	95 cm	95 cm	98,8 cm	98,8 cm	98,8 cm	98,8 cm
Tragarmwinkel	0 Grad	0 Grad	0 Grad	0 Grad	40 Grad	40 Grad
Energie MeV	WC mm	Schweizer	Karcher	Schweizer	Karcher	Schweizer
4	7	8	8	7	6	5
8	16	17	17	16	13	12
12	26	27	26	24	22	20
18	32	32	31	24	32	28

FOA	102,8 cm	102,8 cm	102,8 cm	102,8 cm
Tragarmwinkel	0 Grad	0 Grad	60 Grad	60 Grad
Energie MeV	Karcher	Schweizer	Karcher	Schweizer
4	8	7	2	2
8	16	17	7	6
12	26	23	13	12
18	30	24	23	22

3.2 Abhängigkeit der Dosis vom Einstrahlwinkel

In der jeweiligen d_{\max} -Tiefe wurde die Dosis bei Einstrahlung von 100 ME mit einem Dosimeter (Unidos) aufgenommen.

Abb. 3.1a, Abb. 3.1b, Abb. 3.2a und Abb. 3.2b zeigen die prozentualen Abweichungen in der Dosis zwischen Schrägeinfall und senkrechtem Einfall, bei gleichem FOA. Es sind jeweils die von Jörg Karcher [11] und mir erhobenen Daten dargestellt.

Die Ergebnisse stimmen bis auf kleinere Abweichungen sehr gut überein. Daraus wurde der Schluss gezogen, dass auch die weiteren, von Jörg Karcher erhobenen Daten mit hoher Wahrscheinlichkeit richtig sind und daher werden diese in den folgenden Ergebnissen bzw. Erläuterungen zum Vergleich mit den von OTP berechneten Werten herangezogen.

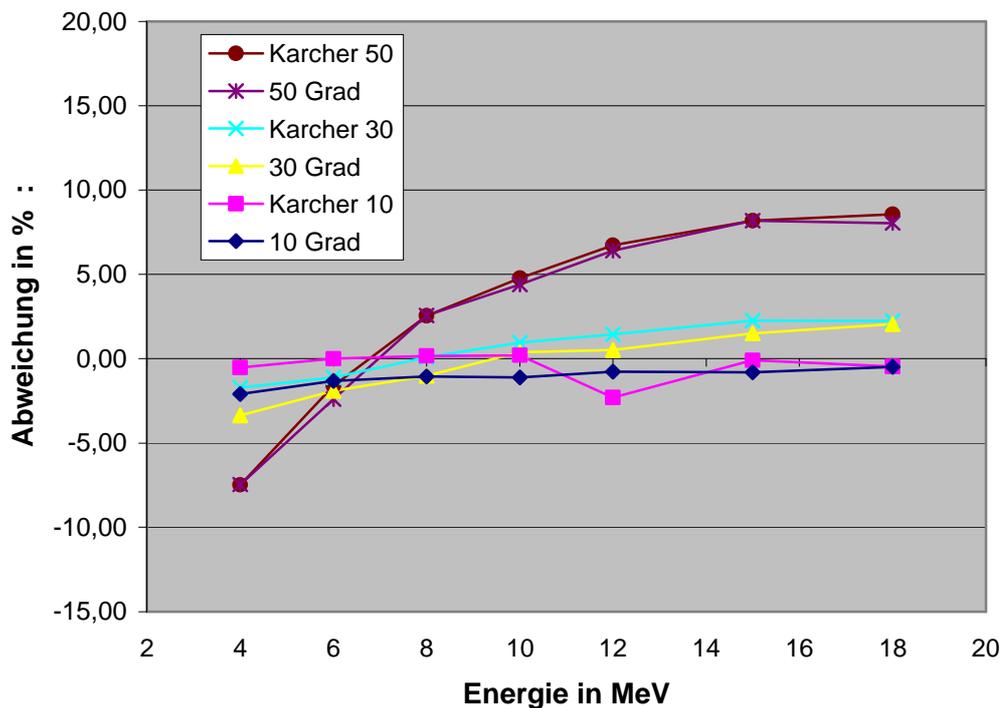


Abb. 3.1a: Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x20 für die Gantrywinkel 10 Grad, 30 Grad und 50 Grad

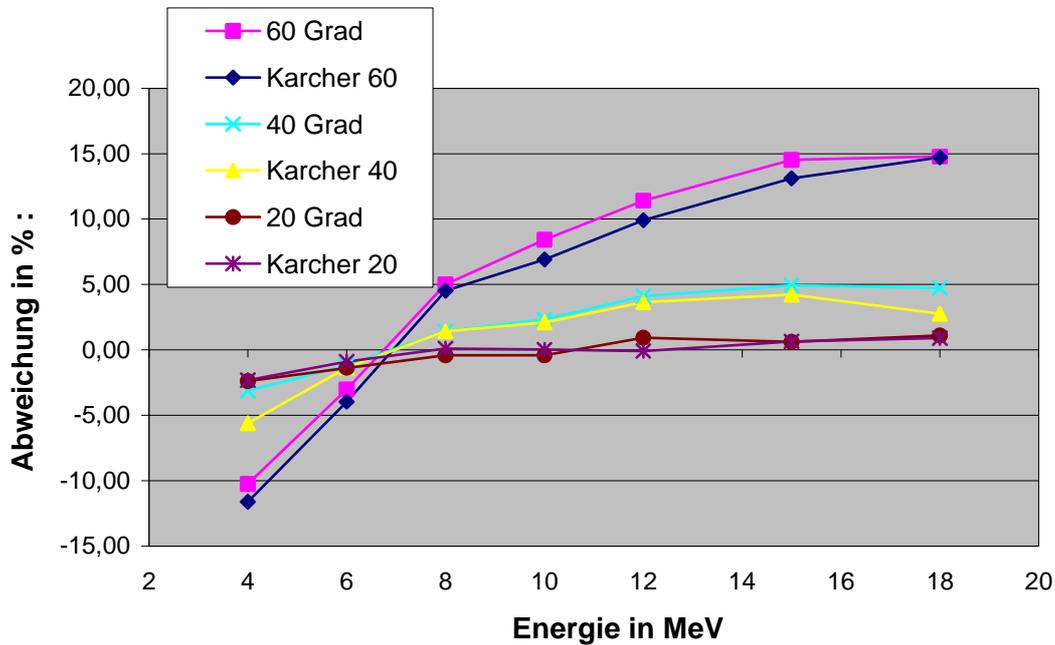


Abb. 3.1b: Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x20 für die Gantrywinkel 20 Grad, 40 Grad und 60 Grad

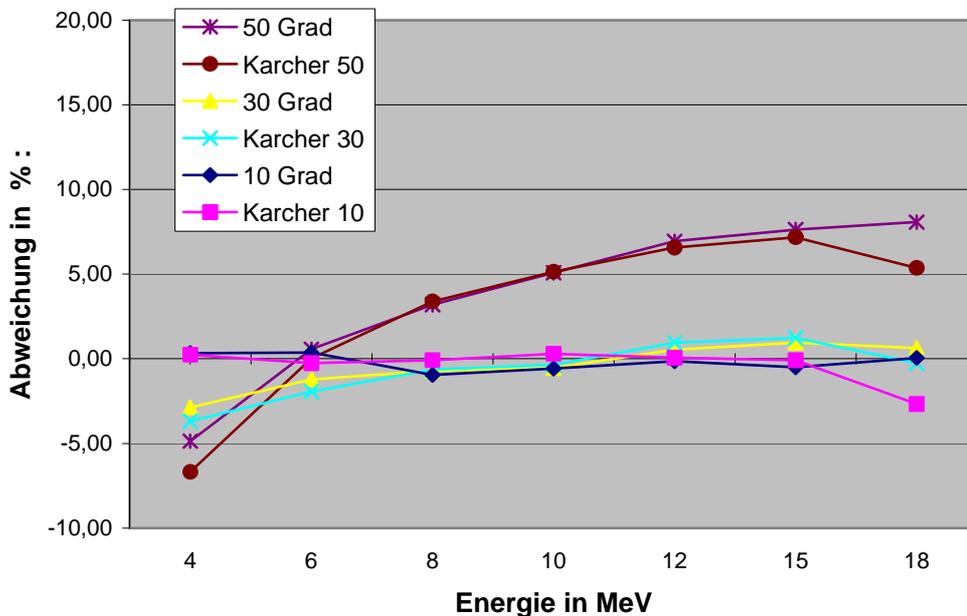


Abb. 3.2a: Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x6 für die Gantrywinkel 10 Grad, 30 Grad und 50 Grad

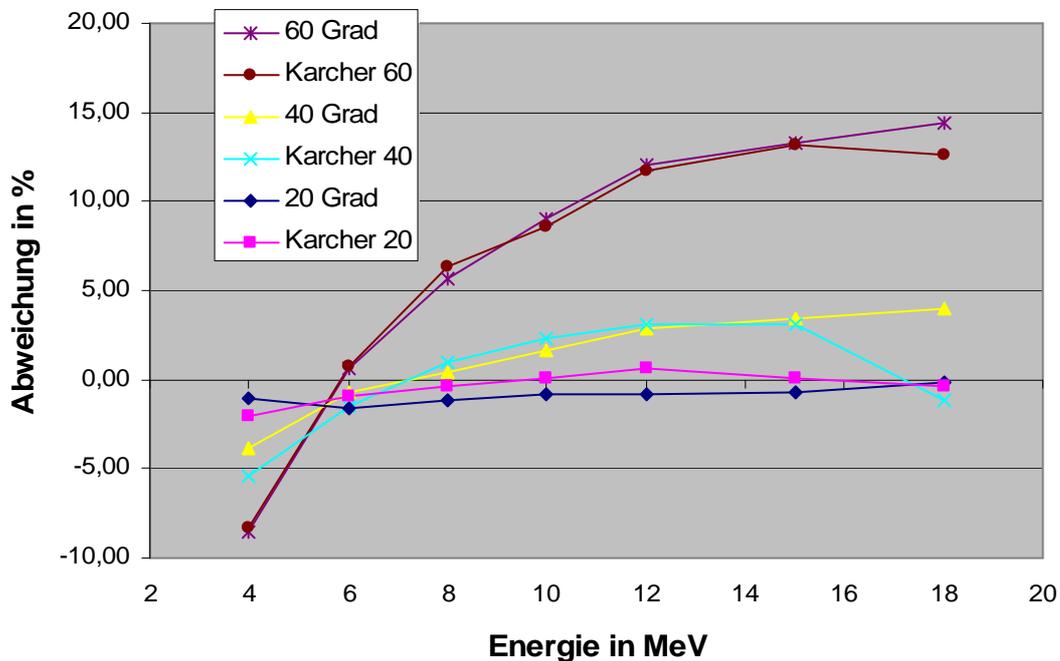


Abb. 3.2b: Vergleich Karcher - Schweizer: prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall, Endrahmen 20x6 für die Gantrywinkel 20 Grad, 40 Grad und 60 Grad

3.3 Abhängigkeit der d_{max} -Tiefen vom Einstrahlwinkel

Die Abb. 3.3a und Abb. 3.3b zeigen die Veränderungen der d_{max} -Tiefen in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel. Diese Daten sind eine Zusammenstellung der Ergebnisse von Karcher. Nach stichprobenartiger Überprüfung wurden diese Positionsangaben (d_{max} -Tiefen) der Ionisationskammer in dieser Arbeit als Ausgangsdaten zur Messung von weiteren Daten herangezogen.

Zur besseren Einordnung der Werte sind in beiden Diagrammen auch die entsprechenden Tiefen bei senkrecht aufgesetztem Tubus (FOA 95 cm) dargestellt.

Es zeigt sich, dass sich die d_{\max} -Tiefen für größer werdende Tragarmwinkel in geringere Tiefen verlagern. Dies ist sowohl beim Endrahmen 20x20, als auch beim Endrahmen 20x6 der Fall.

Bei senkrechtem Einfall (ohne Abb.) ändern sich die Werte nur in geringem Maße. Bei 18 MeV gibt es eine Auffächerung über einen Bereich von 6 mm beim Endrahmen 20x20 und von 7 mm beim Endrahmen 20x6. Bei allen anderen Energien liegen die Unterschiede unter 3 mm.

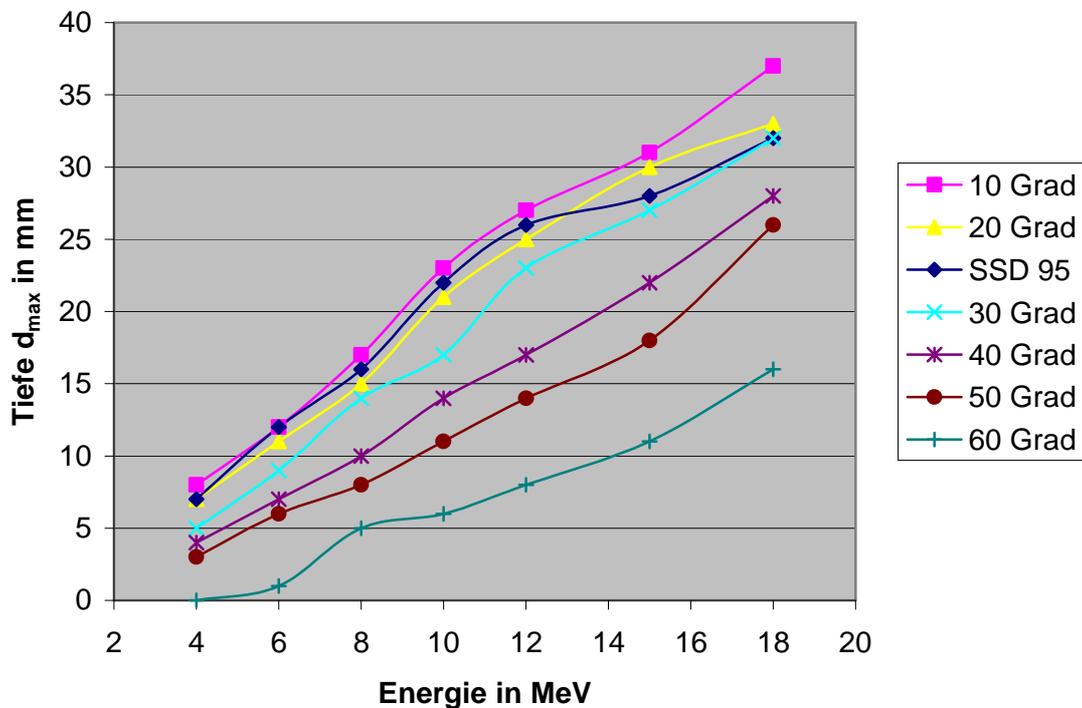


Abb. 3.3a: Tiefen des Energiedosismaximums, Endrahmen 20x20, schräg. Werte von Karcher, zusammengestellt von Schweizer

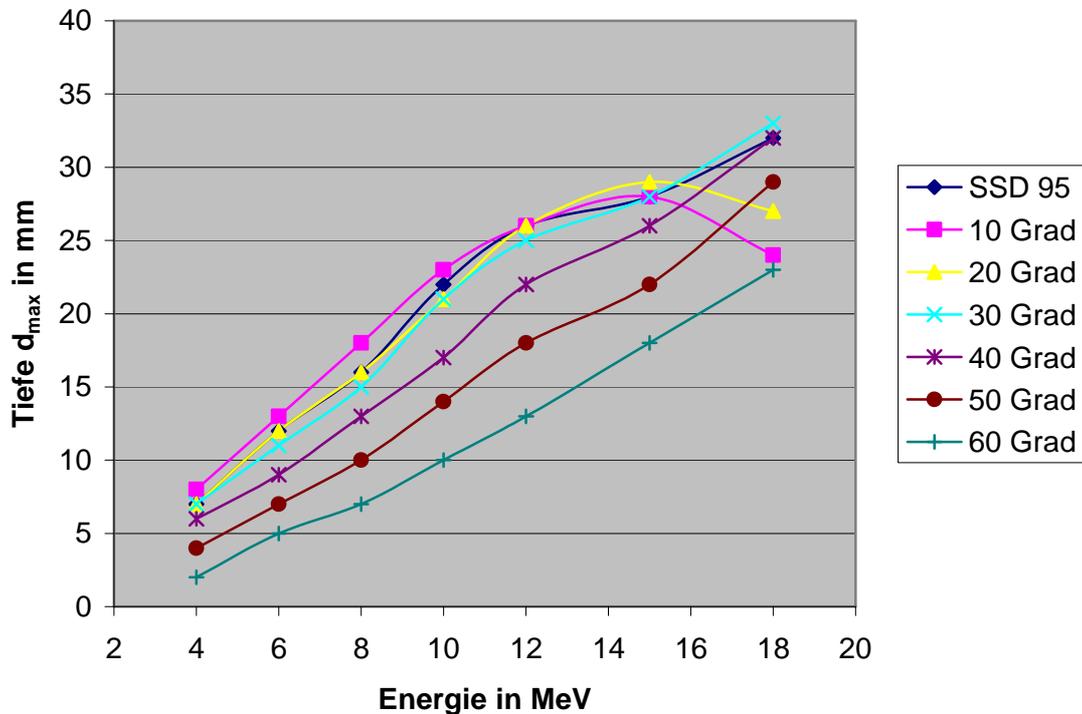


Abb. 3.3b: Tiefen des Energiedosismaximums, Endrahmen 20x6, schräg. Werte von Karcher, zusammengestellt von Schweizer

3.4 Grundsätzliche Veränderung der relativen Tiefendosisverteilung bei Schrägeinfall.

Um darzustellen, wie sich die relative Tiefendosisverteilung bei Schrägeinfall verändert, wurde für jeden schrägen Einfall auch der entsprechende senkrechte Einfall mit dem gleichen Fokus-Oberflächen-Abstand (FOA) aufgenommen (Karcher).

Exemplarisch zeigt Abb. 3.4 bei 8 MeV, Endrahmen 20x20 und einem Einstrahlwinkel von 50 Grad die Veränderungen der Tiefendosisverteilung bei schrägem Einfall.

Die relative Dosis an der Oberfläche und nahe der Oberfläche ist bei

Schrägeinfall leicht erhöht. Das Dosismaximum liegt in wesentlich geringerer Tiefe, und der therapeutische Tiefenbereich $R'_{90}R_{90}$ ist kleiner und liegt in geringerer Tiefe als bei senkrechtem Einfall. Der abfallende Teil der Tiefendosiskurve verläuft wesentlich flacher und die Reichweite der Elektronen ist über einen größeren Tiefenbereich verschmiert.

Diese Effekte verstärken sich systematisch mit zunehmendem Tragarmwinkel.

Zusammenfassend kann also für einen zunehmenden Einstrahlwinkel festgestellt werden [11]:

- Das Dosismaximum verschiebt sich zu immer kleineren Tiefen (vgl. auch Abb. 3.3a und 3.3b).
- Die relative Dosis nahe der Oberfläche steigt.
- Die praktische Reichweite nimmt zu.
- Der therapeutische Tiefenbereich $R'_{90}R_{90}$ wird kleiner und liegt in geringeren Tiefen.

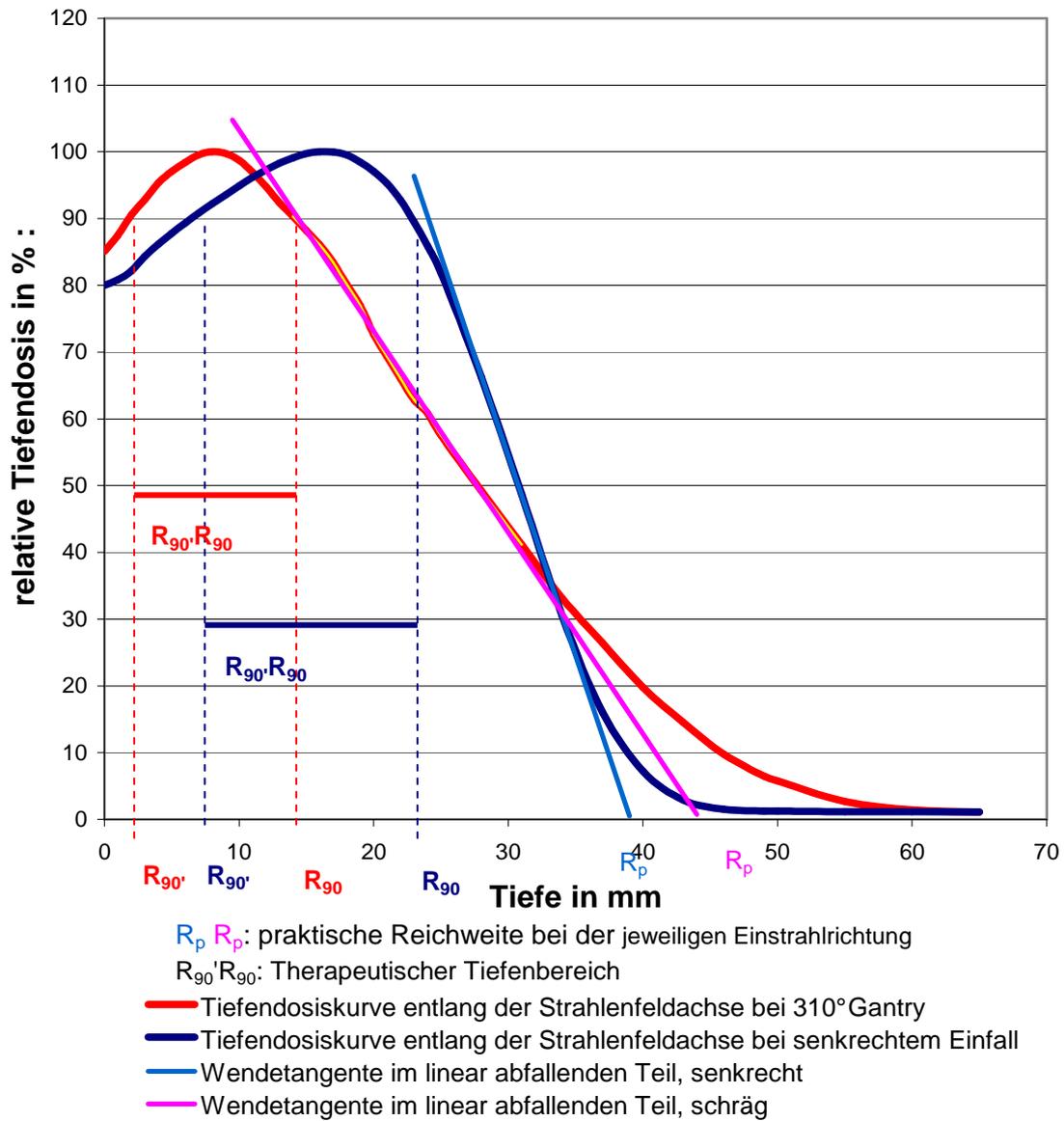


Abb. 3.4: Vergleich der Tiefendosiskurven für Gantry 310° und FOA 108,7 cm bei 8 MeV, Tubus 20x20

3.5 Auswahl der Anzahl der Elektronenereignisse (Histories) im Bestrahlungsplanungssystem

Um am BPS Berechnungen durchführen zu können, musste primär eine ausreichend hohe Anzahl der zu berechnenden Teilchenschicksale pro cm^3 festgelegt werden.

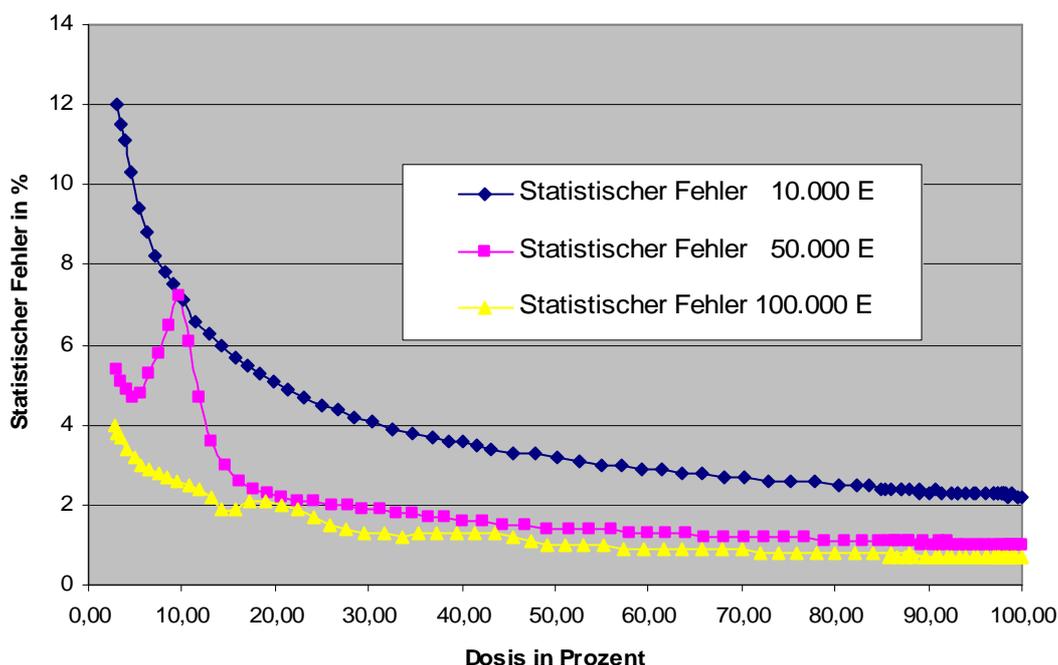


Abb. 3.5: Vergleich des statistischen Fehlers des BPS in Abhängigkeit von der Anzahl der Elektronenschicksale am Bsp.: 12 MeV, 310 Grad, Endrahmen 20x6; Werte aus den Line-Dose-Outputdateien von OTP

Abb. 3.5 zeigt deutlich die Abhängigkeit des statistischen Fehlers von der Anzahl der Elektronenschicksale. Er verbessert (verringert) sich mit steigender Anzahl. Sobald die eigentlichen Abweichungen zwischen Messung und Rechnung höher sind als der statistische Fehler selbst, ist er vernachlässigbar. Aufgrund des geringen statistischen Fehlers unterhalb 2 %, ab einer relativen Dosis von ca. 15 %, wurde für die Berechnungen eine Anzahl von 100 000 Elektronenereignissen pro cm^3 festgelegt (vgl. auch Abschnitt 4.5.1).

3.6 Problematik der Matrix-Auflösung in OTP bei geringen Elektronenenergien

Ein bekanntes Problem der Dosisberechnung bei niedrigen Energien ist die vom Anwender nicht frei wählbare Matrix-Auflösung des Phantoms bzw. des Patienten-CT-Datensatzes. Dies geschieht in der momentanen Softwareversion indirekt über die Ausdehnung der verwendeten CT-Bilder bzw. des konstruierten Phantoms.

Um die hierbei auftretenden Abweichungen darzustellen, wurden bei 4 MeV die benötigten ME zum Erreichen der Dosis von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe zunächst in einem erstellten Phantom der Größe $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ berechnet, um sie danach mit denselben berechneten Werten eines kleineren Phantoms mit den Maßen $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ direkt zu vergleichen. In Abb. 3.6 – Abb. 3.16 sind zusätzlich die gemessenen ME-Werte eingezeichnet.

Die Werte des großen Phantoms weichen stärker von den gemessenen ab als die des kleinen Phantoms. Zusätzlich liegen die Werte des großen Phantoms meist über den gemessenen, die des kleinen Phantoms darunter. Dies bedeutet, dass im großen Phantom errechnete ME-Werte zu einer überhöhten Dosis am Patienten führen würden.

Tab. 3.2: Vergleich der prozentualen Abweichungen bei 4MeV im großen und kleinen Phantom zum gemessenen Wert

senkrecht Endrahmen 20x20

FOA	97	99,2	101,4	104,6	108,3	114,9
Abweichung kleines P.	0,00	-0,32	-1,27	1,25	-4,16	-2,06
Abweichung großes P.	4,35	6,12	4,43	4,03	3,53	2,44

schräg Endrahmen 20x20

Grad	10,00	20,00	30,00	40,00	50,00	60,00
Abweichung kleines P.	0,16	-1,92	1,86	1,43	1,14	-13,22
Abweichung großes P.	5,24	3,01	7,39	9,43	0,41	-12,57

senkrecht Endrahmen 20x6

FOA	95,80	96,60	97,60	98,80	100,40	102,80
Abweichung kleines P.	-0,61	-0,60	-2,21	-1,50	-0,06	-0,26
Abweichung großes P.	4,60	4,98	2,49	3,46	4,18	3,30

schräg Endrahmen 20x6

Grad	10,00	20,00	30,00	40,00	50,00	60,00
Abweichung kleines P.	0,32	-0,01	-0,41	-0,95	-1,58	-4,89
Abweichung großes P.	5,07	1,98	5,89	6,20	2,90	-9,09

Tabelle 3.2 zeigt die Abweichungen in Prozent des kleinen und großen Phantoms vom gemessenen Wert. Die Zahlenwerte zeigen deutlich die bessere Annäherung der Ergebnisse des kleinen Phantoms an die gemessenen Werte. Problematisch hierbei ist, dass bei einem realen Patienten die Matrixauflösung durch die Größe des CT-Datensatzes vorgegeben ist und daher das OTP in fast allen Fällen in einer geringen Auflösung rechnet. Wie aber die Abb. 3.6a und Abb. 3.6b zeigen, ist mit einer feineren Auflösung ein weitaus besseres Ergebnis erzielbar und natürlich wünschenswert. Hier muss der Hersteller der Bestrahlungsplanungssoftware in die Pflicht genommen werden, um dem Anwender die freie Wählbarkeit der Matrix-Auflösung zu ermöglichen.

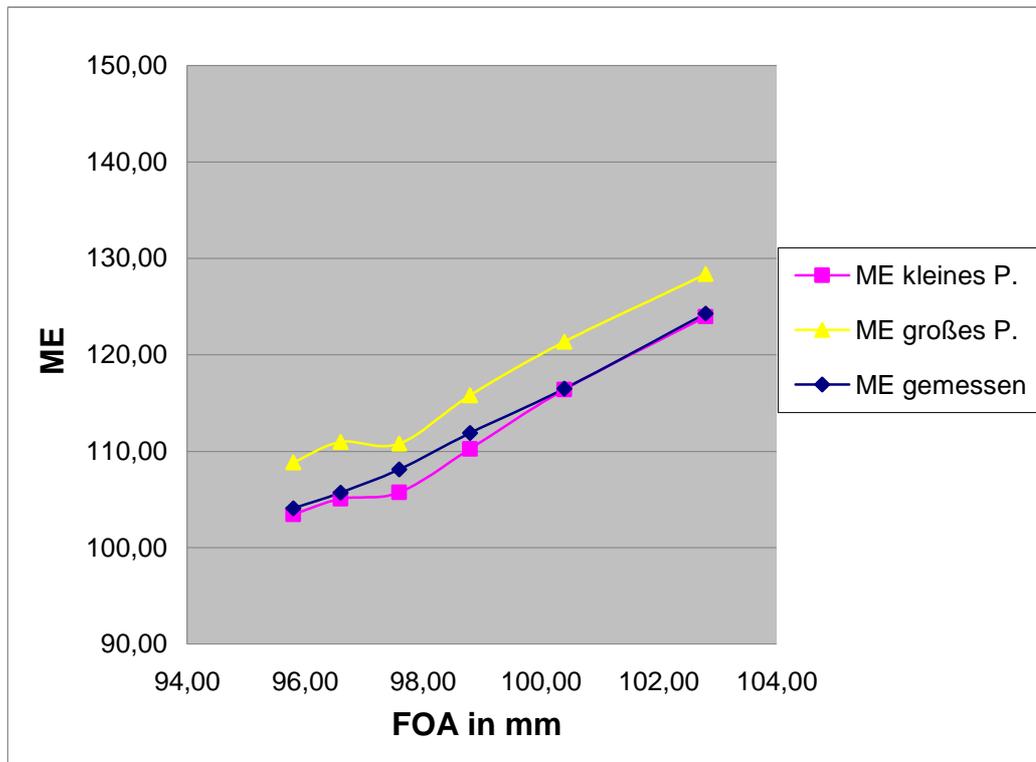


Abb. 3.6a: Vergleich der berechneten ME bei 4 MeV im großen und kleinen Phantom zu den gemessenen: senkrecht 20x6

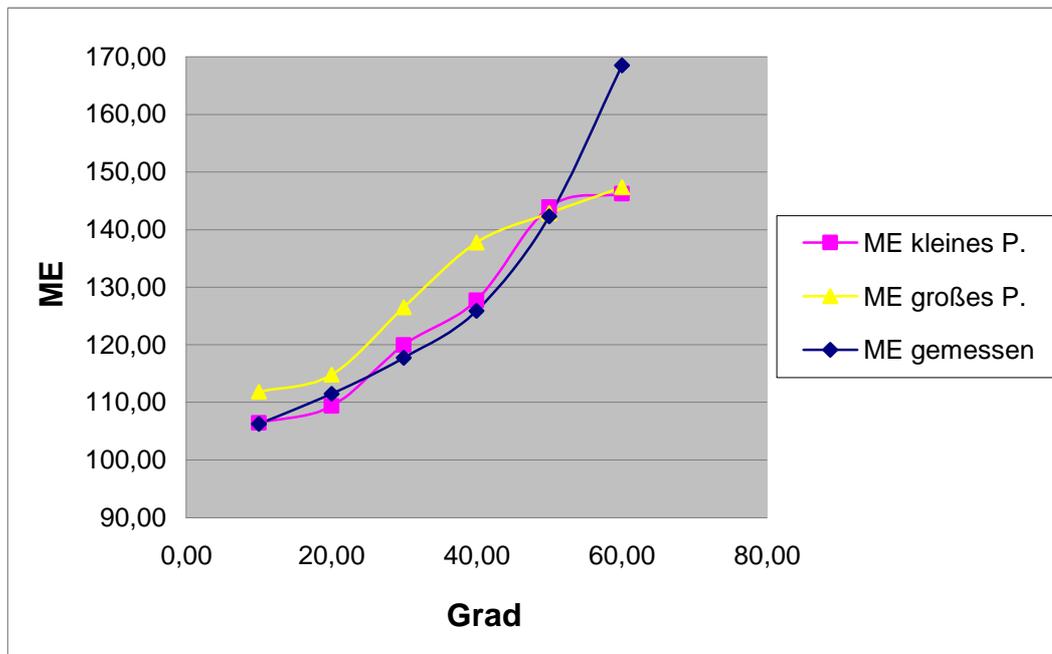


Abb. 3.6b: Vergleich der berechneten ME bei 4 MeV im großen und kleinen Phantom zu den gemessenen: schräg 20x20

Nun ergibt sich die Überlegung, ob die feinere Matrixauflösung des kleinen Phantoms prinzipiell besser ist als die des großen. Daraufhin wurde ein orientierender Vergleich des großen gegenüber dem kleinen Phantom über die Energien 4 MeV bis 18 MeV hinweg durchgeführt, und zwar vereinfachend bei zwei Abständen, ausschließlich unter senkrechtem Einfall und nur bei Endrahmen 20x20. Zu beachten ist auch, dass hierbei die Tubusunterfläche (23x23 cm mit je 1,5 cm Rand auf jeder Seite) im BPS größer ist, als das simulierte kleine Phantom (10 x 10 x 10 cm³) selbst.

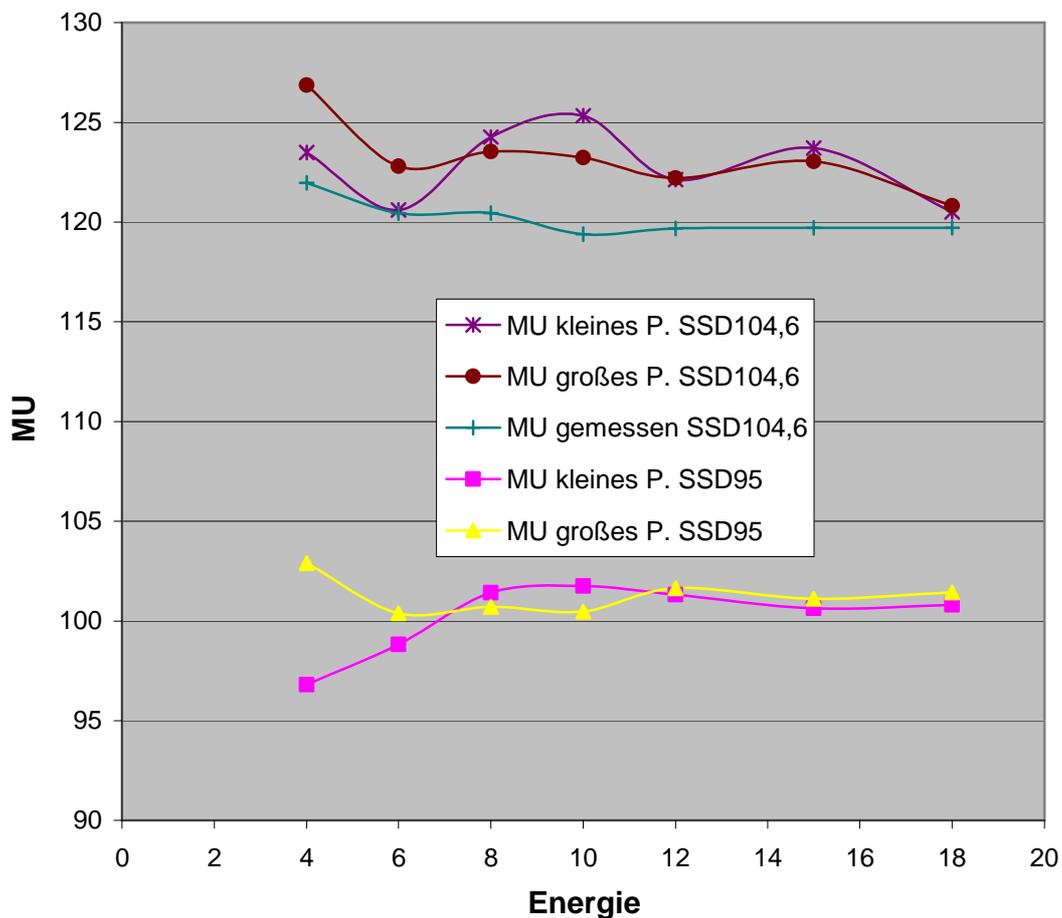


Abb. 3.7: Vergleich der Ergebnisse des großen und kleinen Phantoms als Funktion der Elektronenenergie

Abb. 3.7 zeigt so gesehen keine einheitlich bessere Berechnung der Dosis im kleinen Phantom. Allenfalls könnte man sagen, dass das kleine Phantom bei den Energien 4 MeV und 6 MeV bei größeren Abständen bessere Ergebnisse liefert.

3.7 Vergleich der relativen Tiefendosisverläufe (TDV) gemessen – berechnet

3.7.1 Exemplarische Darstellung einiger Tiefendosisverläufe

Abb. 3.8 zeigt exemplarisch die gute Übereinstimmung der relativen TDVe bei einer mittleren Energie von 8 MeV, Tragarmwinkel 320° und einem offenen Endrahmen jeweils für den schrägen und den zugehörigen senkrechten Einfall bei einem FOA von 104,6 cm.

Bei Verwendung eines Endrahmens 20x6 und einem kleineren Einfallswinkel von 20° zeigt Abb. 3.9 die Veränderung gegenüber dem offenen Endrahmen hauptsächlich beim schrägen Einfall. Die Kurven des senkrechten Einfalls bei einem FOA von 96,6 cm stimmen relativ gut überein.

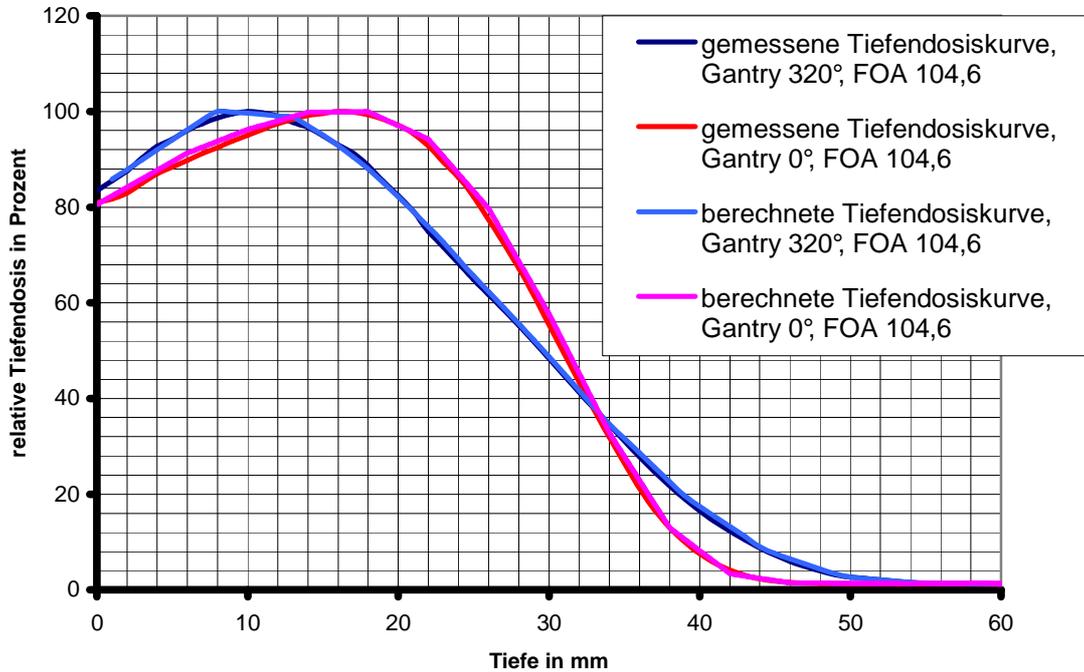


Abb. 3.8: Vergleich der Tiefendosiskurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 320°, FOA 104,6 cm, 8 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x20

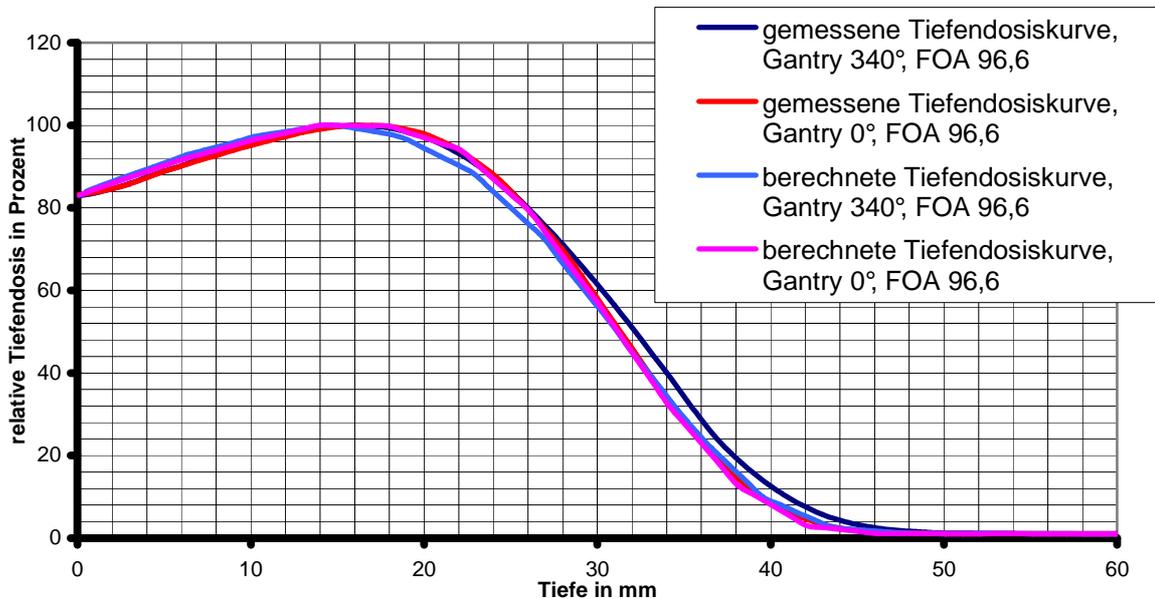


Abb. 3.9: Vergleich der Tiefendosiskurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 340°, FOA 96,6 cm, 8 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x6

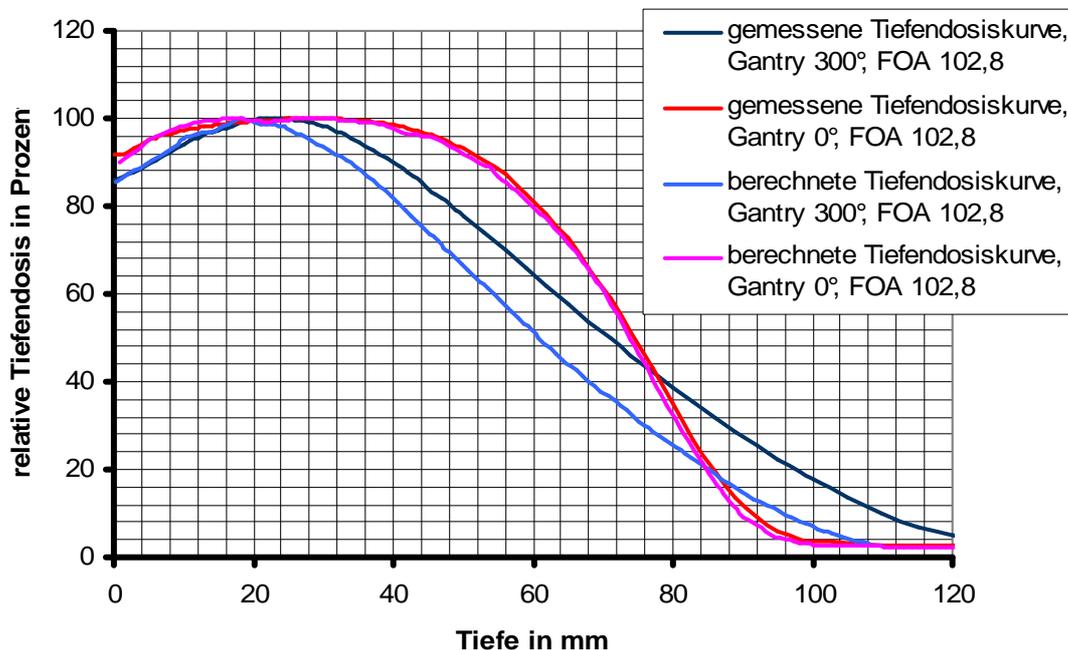


Abb. 3.10: Vergleich der Tiefendosiskurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 300°, FOA 102,8 cm, 18 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x6

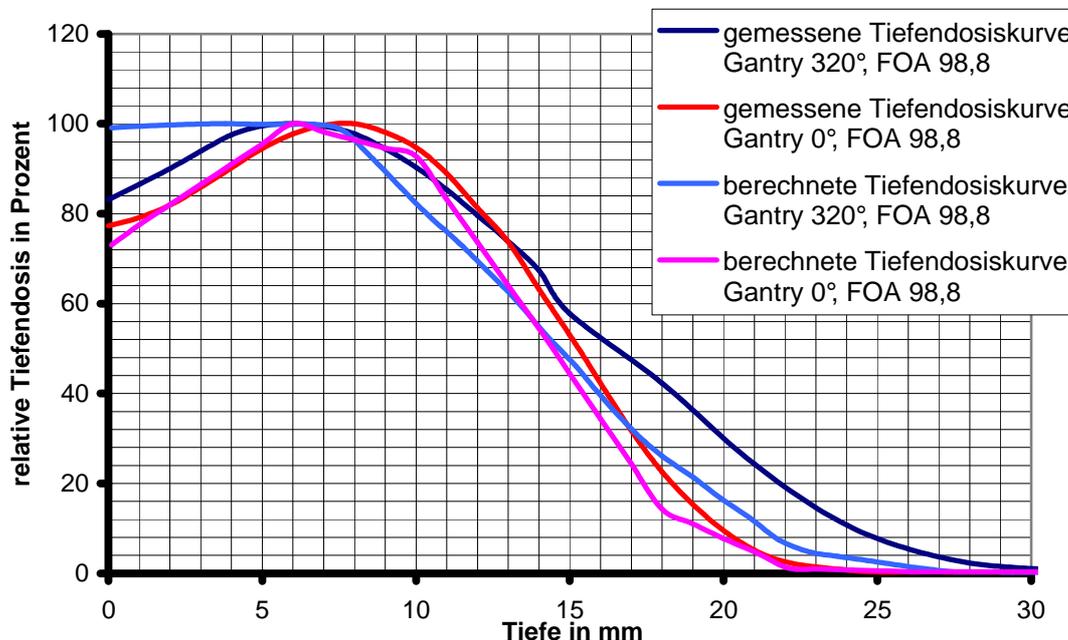


Abb. 3.11: Vergleich der Tiefendosiskurven bei schrägem und senkrechtem Einfall: Gantry 0° und 320°, FOA 98,8 c m, 4 MeV, Tubus 20x20 mit Endrahmen 20x6

Abb. 3.10 zeigt eine schlechtere Übereinstimmung der schräg gemessenen und berechneten Tiefendosisverläufe im Vergleich zu Abb. 3.9. So wirkten sich die höchste Energie von 18 MeV und der größere Tragarmwinkel von 60° negativ auf die Berechnung aus. Die senkrecht aufgenommenen TDVe stimmen trotz größerem FOA und hoher Energie immer noch gut überein.

Die schlechtesten Ergebnisse erzielte die Energie von 4 MeV bei schrägem Einfall und asymmetrisch liegender Endrahmenöffnung 20x6. Dies zeigt exemplarisch Abb. 3.11. Die berechneten Tiefendosisverläufe sowohl des schrägen als auch des senkrechten Einfalls weichen von den gemessenen in nicht akzeptablem Maße ab. Der senkrechte TDV ist besser simuliert als der schräge. Dabei sind jedoch auch schon Differenzen von ca. 4 % im Dosismaximum zu erkennen. Die schrägen TDVe stimmen im Dosismaximum noch gut überein, weichen aber in geringeren und größeren Tiefen stark voneinander ab (bei 80 % der relativen Dosis um ca. 10 %)

3.7.2 Zusammenfassende Darstellung der relativen Tiefendosisverläufe

Da nicht alle gemessenen und berechneten TDVe einzeln in grafischer Form dargestellt werden können, wurden die quadratischen Abweichungen an jedem einzelnen Punkt aufsummiert, durch die Anzahl der Messpunkte dividiert und zuletzt die Wurzel gezogen. Damit erhält man eine mittlere Abweichung pro Messpunkt. Je größer dieser Wert ist, umso größer ist die Abweichung zwischen den berechneten und gemessenen Kurven. Dies wurde für die Energien 4, 8 und 18 MeV durchgeführt. In Abb. 3.12 fehlen die Werte für 20x20, 60°, 8 MeV und 18 MeV und für 20x20, SSD 114,9 cm 8 MeV. Dies liegt an der noch nicht ganz ausgereiften Funktion LineDose des BPS, mit dem die berechneten TDV ausgelesen wurden. Dabei trat sehr häufig am Ende der Berechnung ein Fehler auf, vor allem bei einer hohen Anzahl von Elektronenereignissen, welcher dazu führte, dass 1. die Berechnung

abgebrochen wurde und 2. keine LineDose-Datei ausgegeben wurde. Diese Berechnungen mussten somit vielfach wiederholt werden, bis ein Ergebnis vorlag. Bei diesen drei fehlenden Werten war es leider trotz mehrfacher Versuche nicht möglich, ein Ergebnis zu erhalten.

Abb. 3.12 zeigt eine relativ gute mittlere Abweichung der Tiefendosisverläufe, die ab 8 MeV unterhalb 2 % liegt. Die Energie 4 MeV liegt jedoch über alle Abstände und Winkel hinweg oberhalb 2 %.

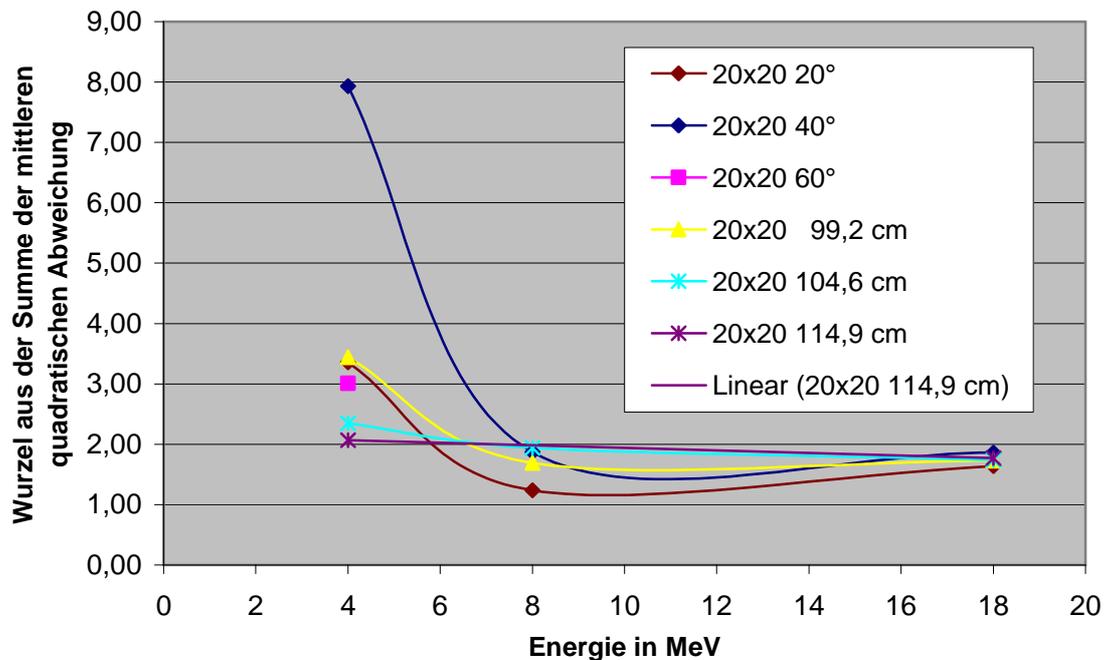


Abb. 3.12: Zusammenfassende Darstellung der Wurzel aus der Summe der mittleren quadratischen Abweichung an jedem Messpunkt: Endrahmen 20x20

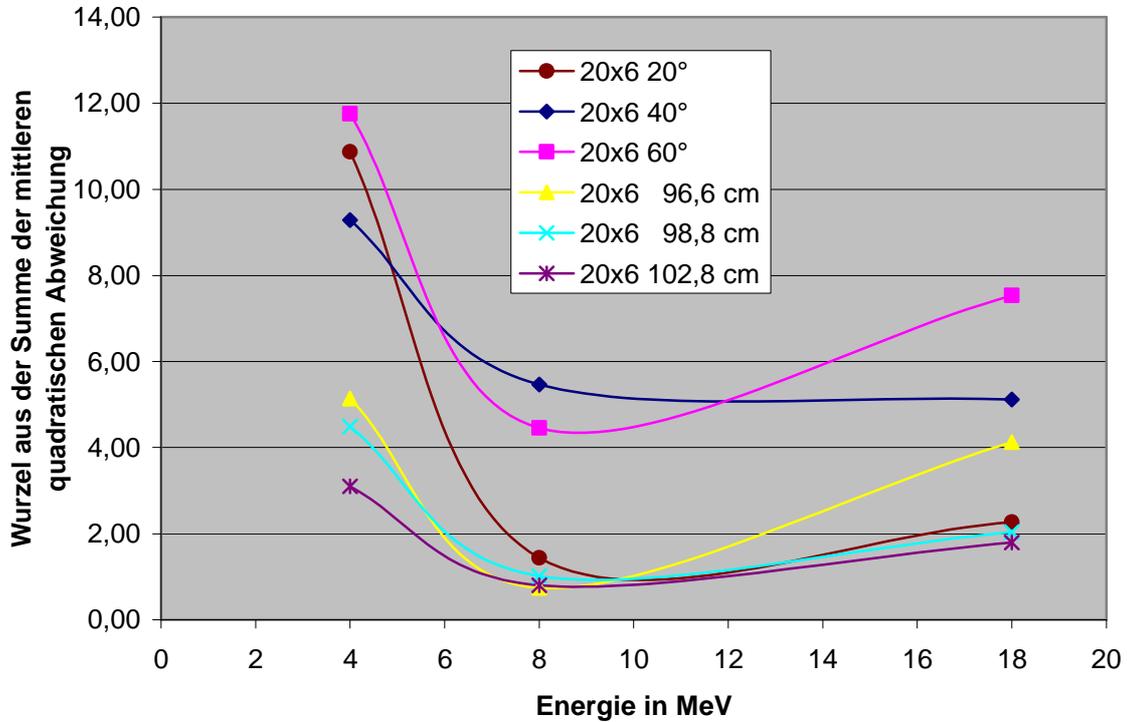


Abb. 3.13: Zusammenfassende Darstellung der Wurzel aus der Summe der mittleren quadratischen Abweichung an jedem Messpunkt: Endrahmen 20x6

Beim Endrahmen 20x6 sind die Abweichungen über ein breiteres Gebiet gestreut. Dabei sind die unter Schrägeinfall ermittelten Abweichungen größer als bei senkrechtem Einfall. Die Ausnahme machen die 20°, welche bei 8 MeV und 18 MeV auch im Bereich von 2 % liegen. Am besten wird der größte Abstand von 102,8 cm simuliert.

Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass es sich hierbei um gemittelte Abweichungen handelt. Es können unter Umständen größere Abweichungen innerhalb der einzelnen Tiefendosisverläufe auftreten.

3.8 Vergleich der gemessenen und berechneten ME in der d_{max} -Tiefe zum Erreichen von 1 Gy

3.8.1 senkrecht, Endrahmen 20x20:

Abb. 3.14a zeigt einen Vergleich der berechneten und gemessenen Monitoreinheiten, die bei unterschiedlichen Fokus-Oberflächen-Abständen und senkrechtem Strahleinfall erforderlich sind, um eine Dosis von 1 Gy zu erreichen. Gegenübergestellt sind die gemessenen und berechneten Werte. Es zeigt sich über alle Energien und Abstände hinweg, dass die berechneten Werte stets über den gemessenen liegen. Nur bei 4 MeV ist dies manchmal nicht der Fall. Das liegt daran, dass hier die berechneten Werte aus dem kleinen Phantom verwendet wurden, die insgesamt eine geringere Abweichung aufzeigen (vgl. auch Tab. 3.2, Abb. 3.6a und Abb. 3.6b). Die Werte aus dem großen Phantom würden - wie die der anderen Energien - über den gemessenen liegen.

3.8.2 schräg, Endrahmen 20x20:

Hier fällt ebenso auf, dass die berechneten ME-Werte über den gemessenen liegen. Die Kurven verlaufen weitgehend parallel zueinander, nur bei 20 Grad und 60 Grad werden bei 4 MeV geringere Werte berechnet (vgl. Abb. 3.14b).

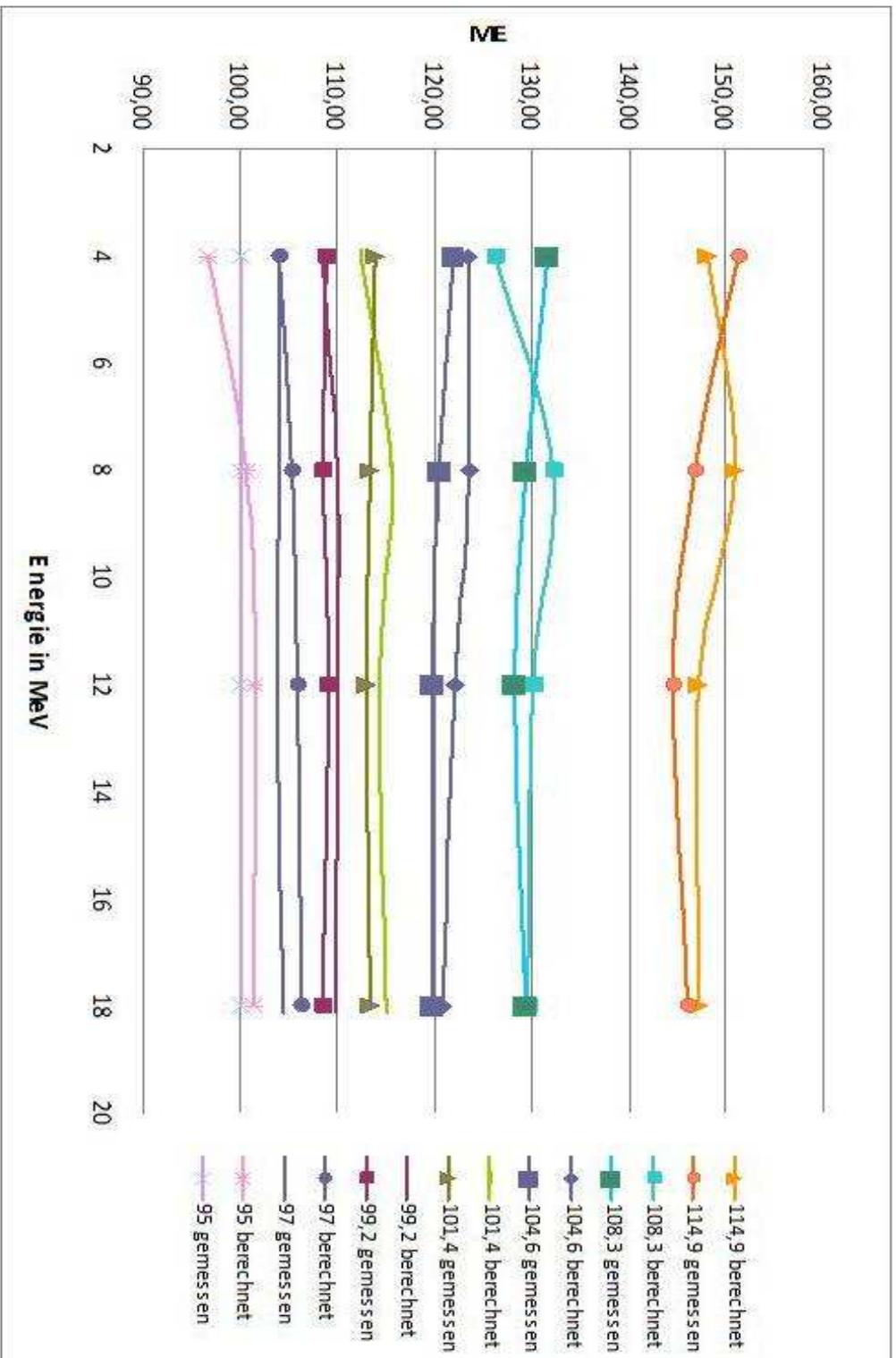


Abb. 3.14a: Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: senkrecht 20x20

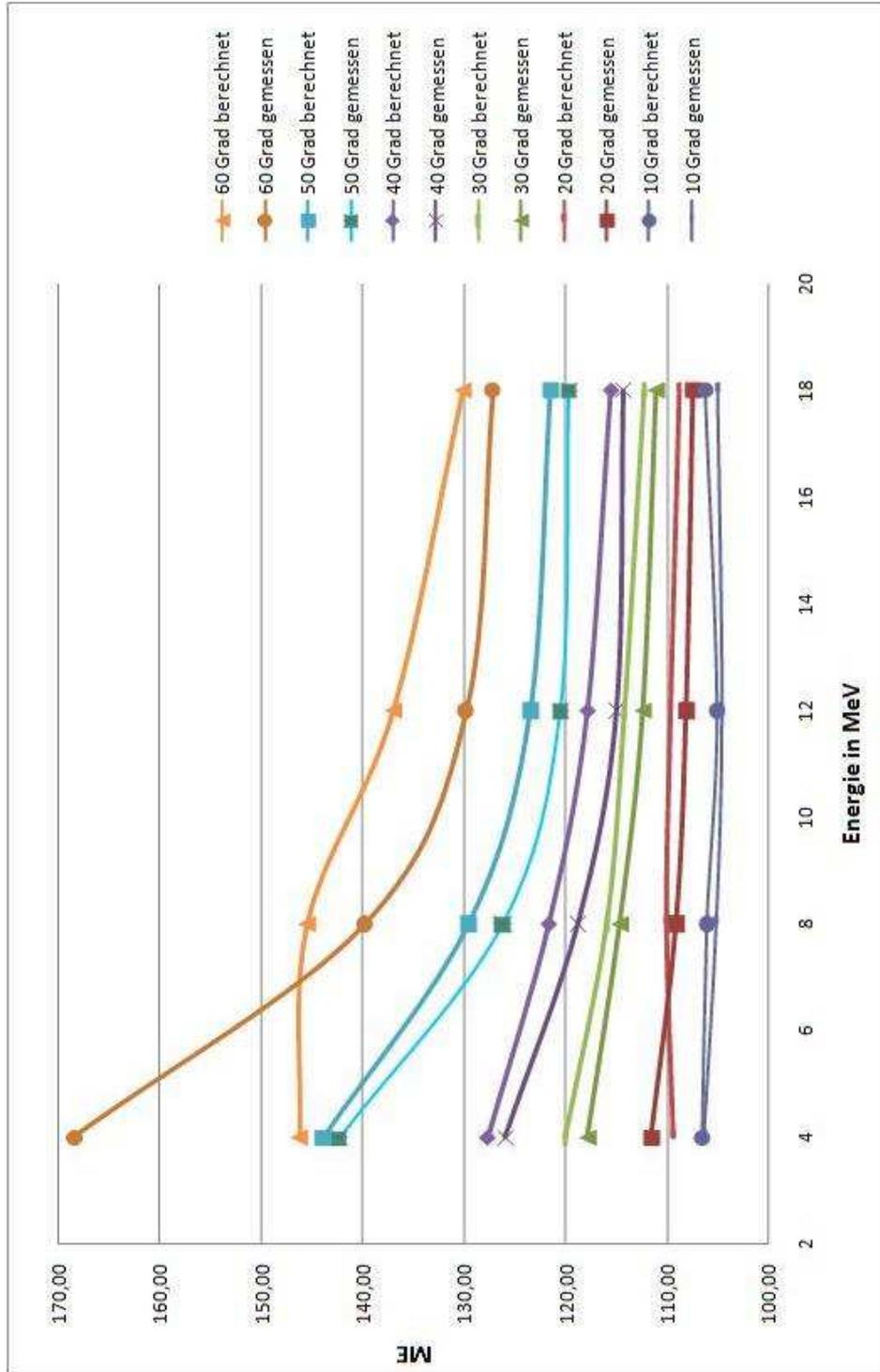


Abb. 3.14b: Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max}-Tiefe: schräg 20x20

3.8.3 senkrecht, Endrahmen 20x6 (Abb. 3.16):

Die berechneten ME liegen über den gemessenen, außer wiederum bei 4 MeV. Es zeigt sich eine Auffächerung bzw. Diskrepanz der Kurven in Richtung der höheren Energien. Diese verstärkt sich und entwickelt sich auch schon bei geringeren Energien je geringer der Abstand zur Oberfläche ist. Kritisch zu betrachten ist entweder der bei 8 MeV oder 12 MeV berechnete Wert bei FOA 100,4 cm.

3.8.4 schräg, Endrahmen 20x6 (Abb. 3.15a + Abb. 3.15b):

Die berechneten ME liegen über den gemessenen, außer wiederum bei 4 MeV. Auch hier zeigt sich wieder die zunehmende Diskrepanz der gemessenen zu den berechneten Werten in Richtung der hohen Energien. Zusätzlich steigert sie sich leicht mit zunehmendem Tragarmwinkel.

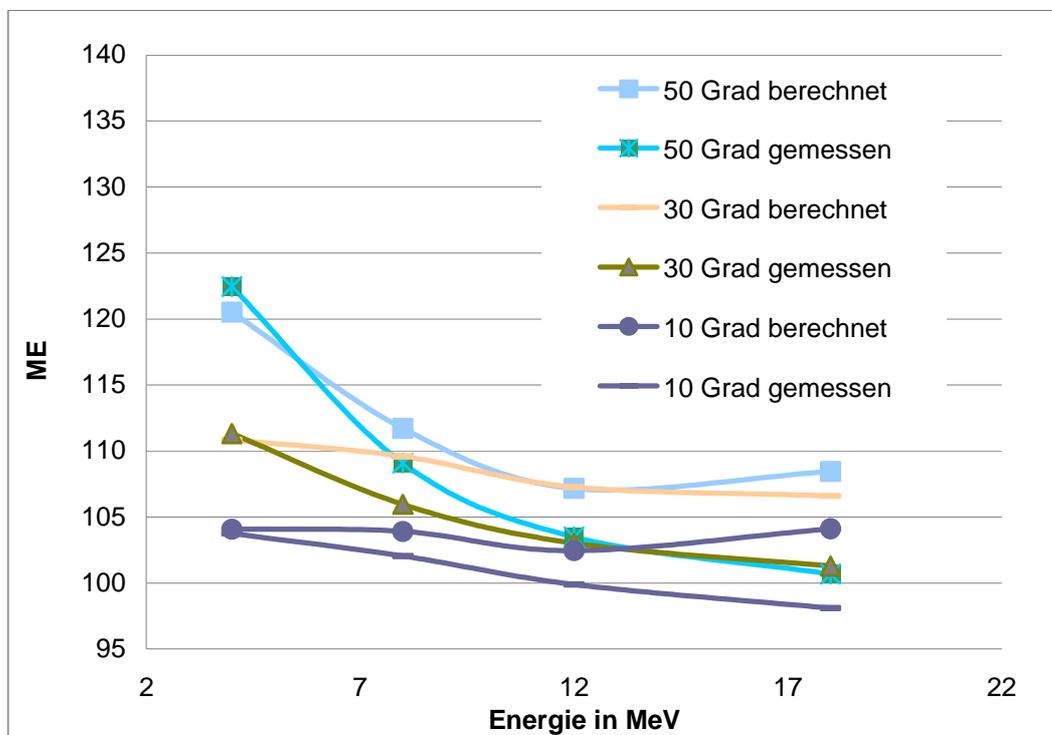


Abb. 3.15a: Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{\max} -Tiefe: schräg 20x6

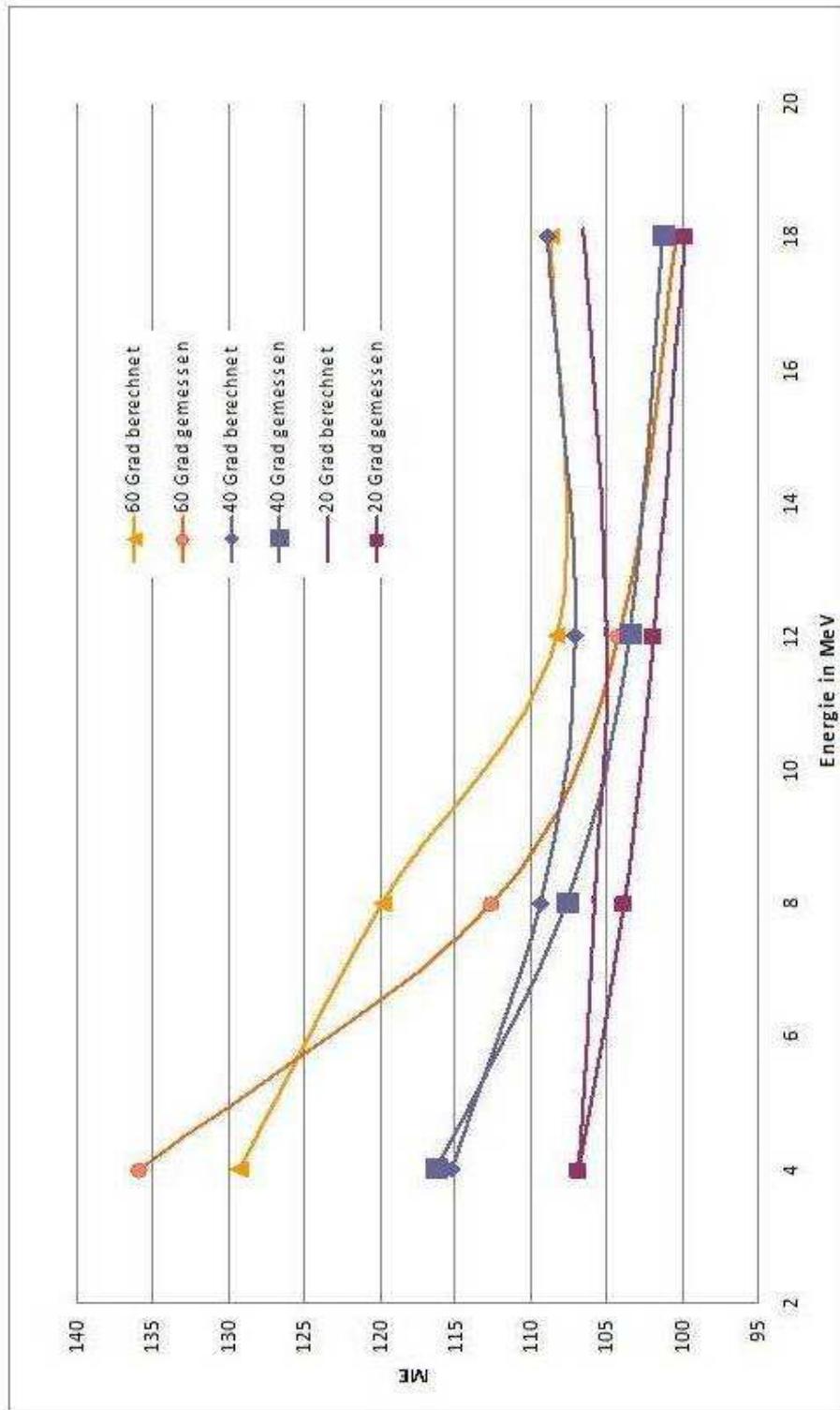


Abb. 3.15b: Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max}-Tiefe: schräg 20x6

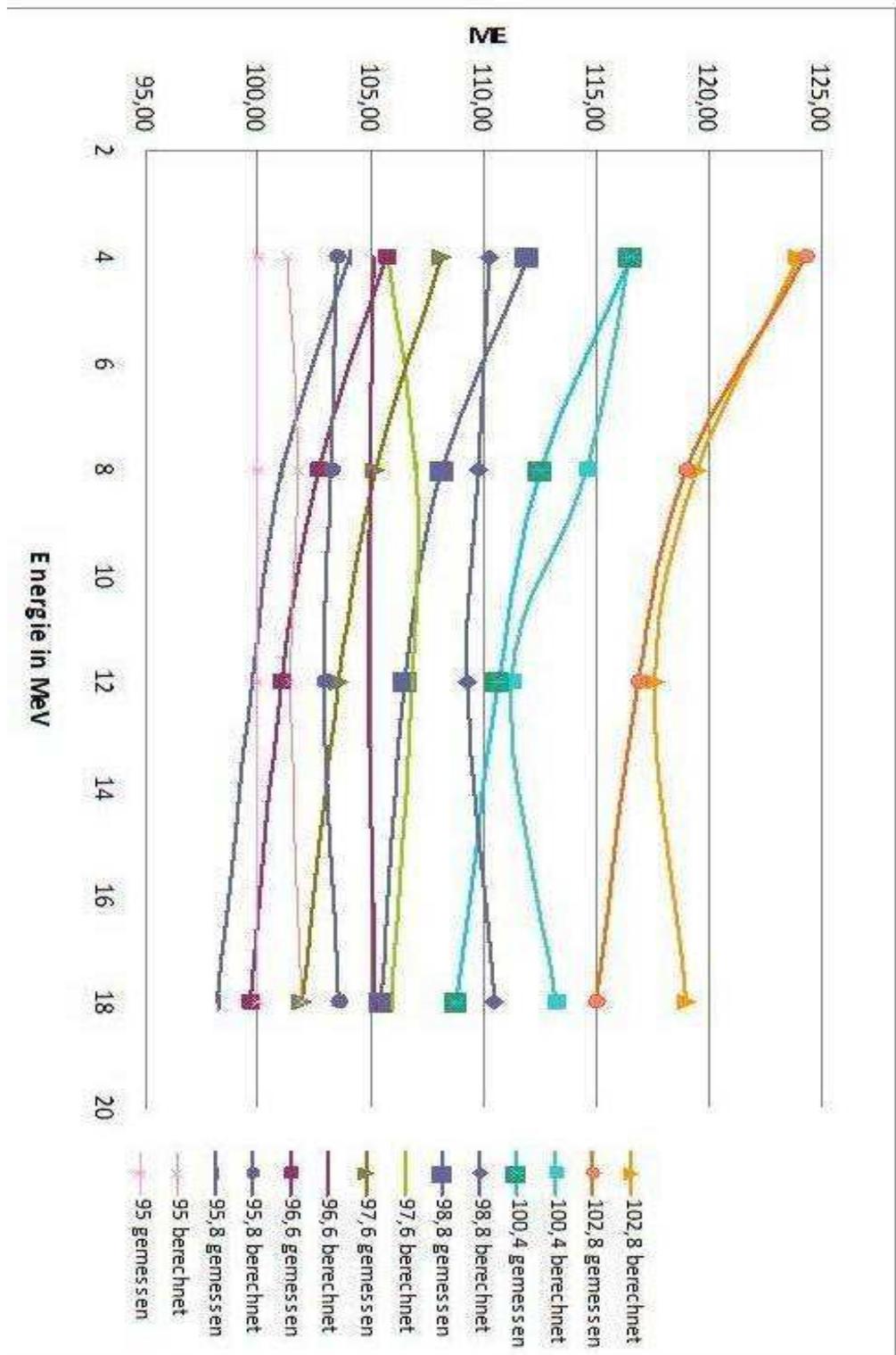


Abb. 3.16: Vergleich der ME gemessen - berechnet zum Erreichen von 1 Gy in der d_{max} -Tiefe: senkrecht 20x6

3.9 Abweichung des Bestrahlungsplanungssystems von den gemessenen Werten

3.9.1 Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, senkrecht

In Abb. 3.17a sind auf der Abszisse die Elektronenenergien dargestellt, auf der Ordinate die prozentuale Abweichung der von OTP simulierten Werte zu den gemessenen Werten. Deutlich zu erkennen sind die breit gestreuten Abweichungen bei 4 MeV und die Tendenz, dass die Abweichungen mit zunehmender Energie geringer werden.

Die kleineren Abstände sind bei den niedrigen Energien (4 MeV und 8 MeV) im Vorteil, was sich bei den höheren Energien jedoch umkehrt. Größtenteils liegen die Abweichungen unter +2 %.

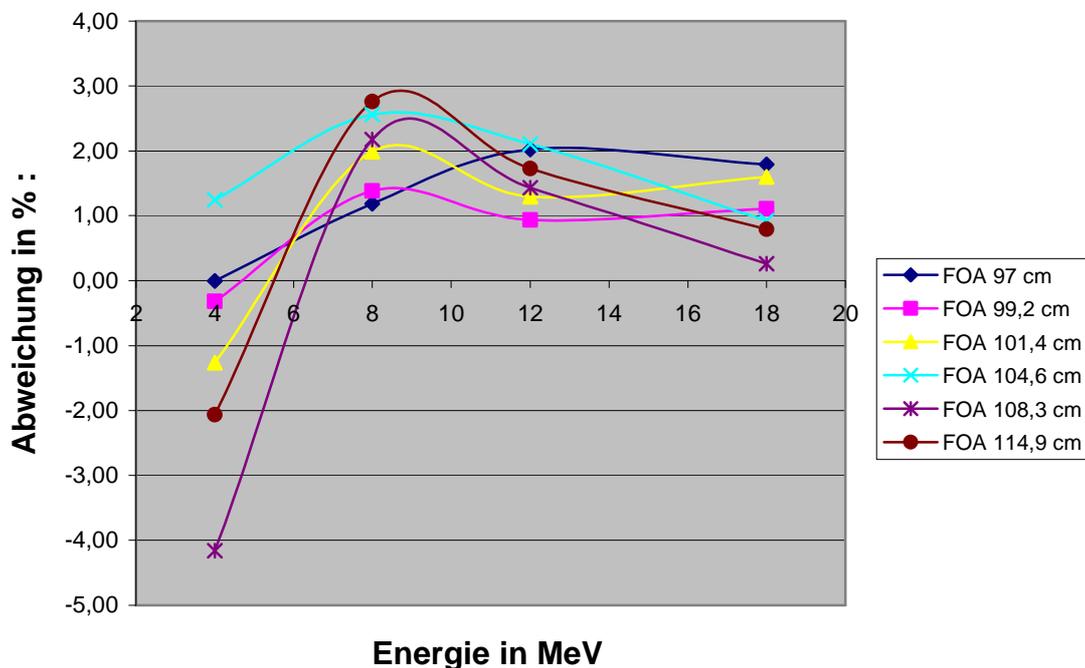


Abb. 3.17a: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x20, nach FOA

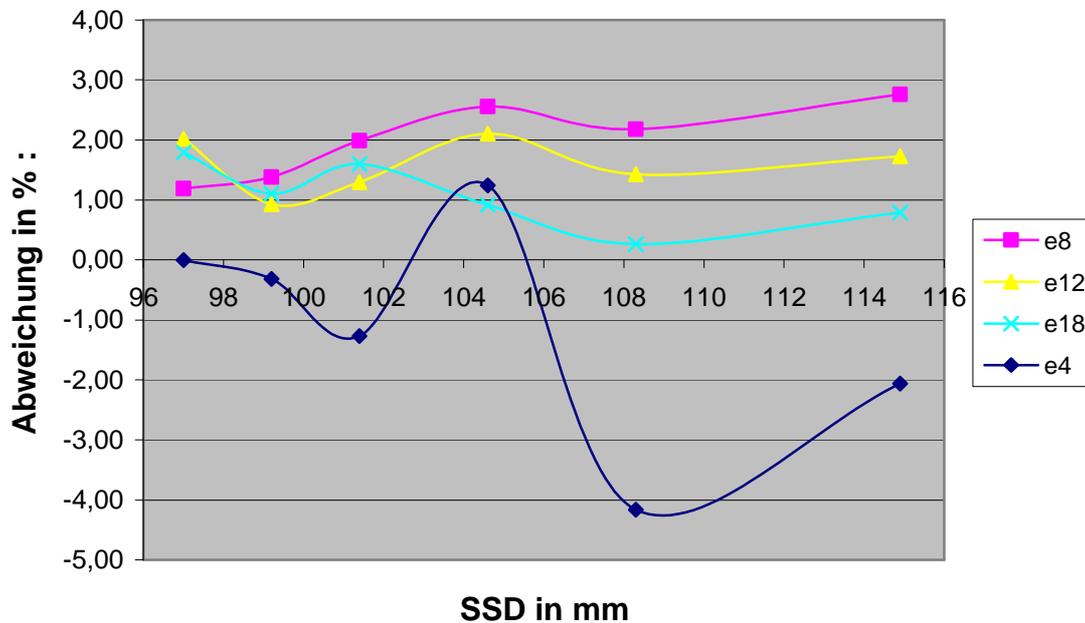


Abb. 3.17b: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x20

Abb. 3.17b zeigt auf der Abszisse den FOA in mm. Die Kurve bei 4 MeV unterscheidet sich deutlich von den Kurvenverläufen der anderen Energien. Bei höheren Energien nähern sich die berechneten Werte besser an die gemessenen an. Tendenziell scheint es bei größerem Abstand eine steigende Abweichung zu geben.

3.9.2 Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, schräg

Beim schrägen Einfall zeigt sich, dass mit zunehmender Auslenkung des Tragarmes die Abweichung größer wird. So orientiert sich die Kurve bei 10 Grad unter 1 %, die von 20 Grad und 30 Grad orientieren sich an 1,5 % und die Kurven bei 40 Grad und 50 Grad befinden sich teils unterhalb und teils oberhalb der 2 % Marke (vgl. Abb. 3.18a).

Die höheren Energien zeigen geringere Abweichungen als die mittleren und kleinen. Die 18 MeV verlaufen nahezu geradlinig bei + 1 %. 8 MeV und 12 MeV haben einen ähnlichen Verlauf, welcher sich von + 1 % bis + 2,5 % im Zuge der Auslenkung verschlechtert. Die 4 MeV haben einen sehr uneinheitlichen Verlauf. Bei 60 Grad sind alle Energien in nicht akzeptablen Bereichen (vgl. Abb. 3.18b).

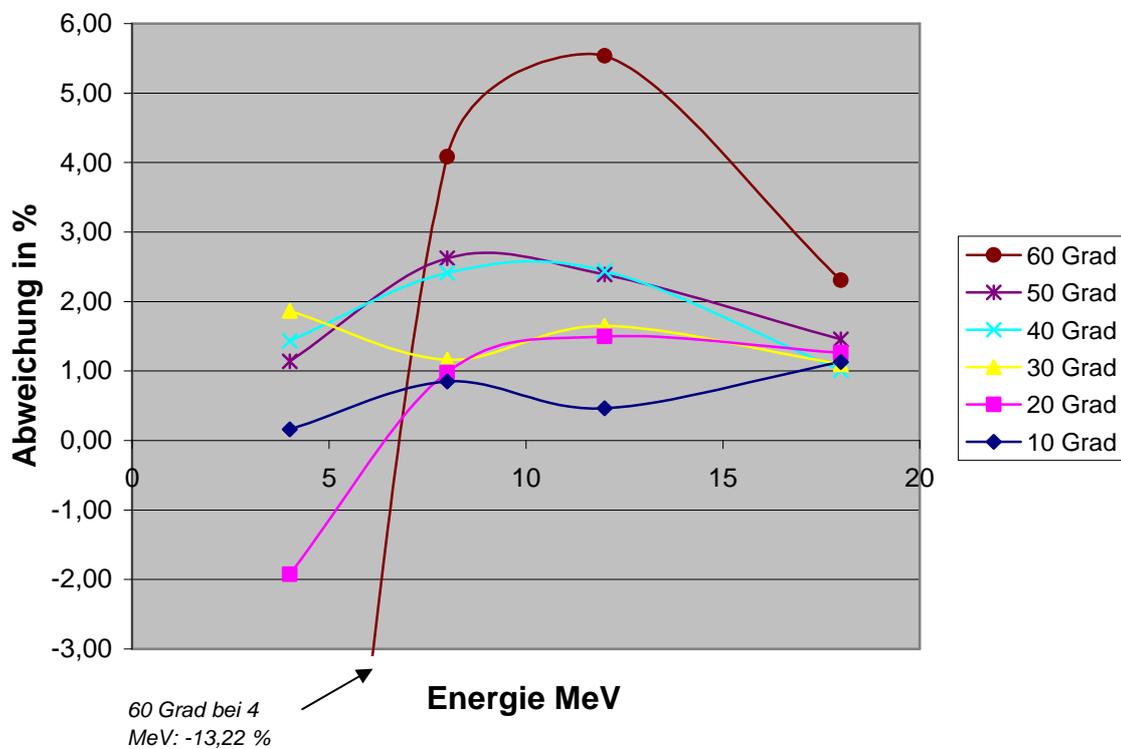


Abb. 3.18a: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x20

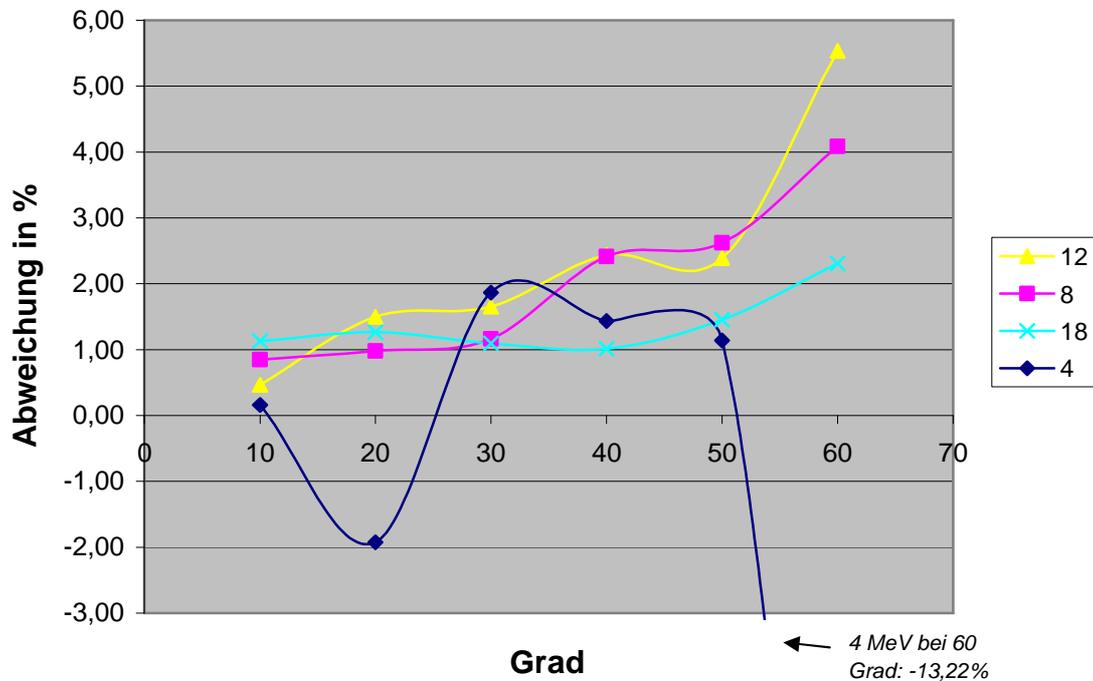


Abb. 3.18b: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x20

3.9.3 Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, senkrecht

Wenn man die folgenden Abbildungen mit denen des Endrahmens 20x20 vergleicht, fallen folgende Punkte auf.

Abb. 3.19a und Abb. 3.19b zeigen:

- Mit steigender Energie werden die Abweichungen größer, genau gegensätzlich zum Endrahmen 20x20.
- Mit einem größer werdenden Abstand verringern sich die Abweichungen, auch gegensätzlich gegenüber dem Endrahmen 20x20.

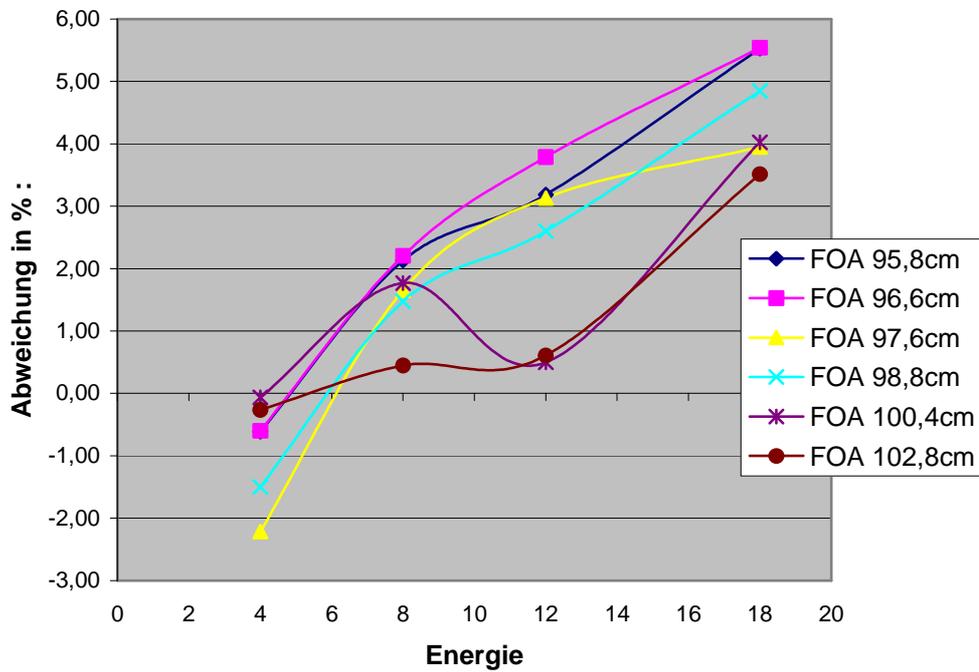


Abb. 3.19a: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x6

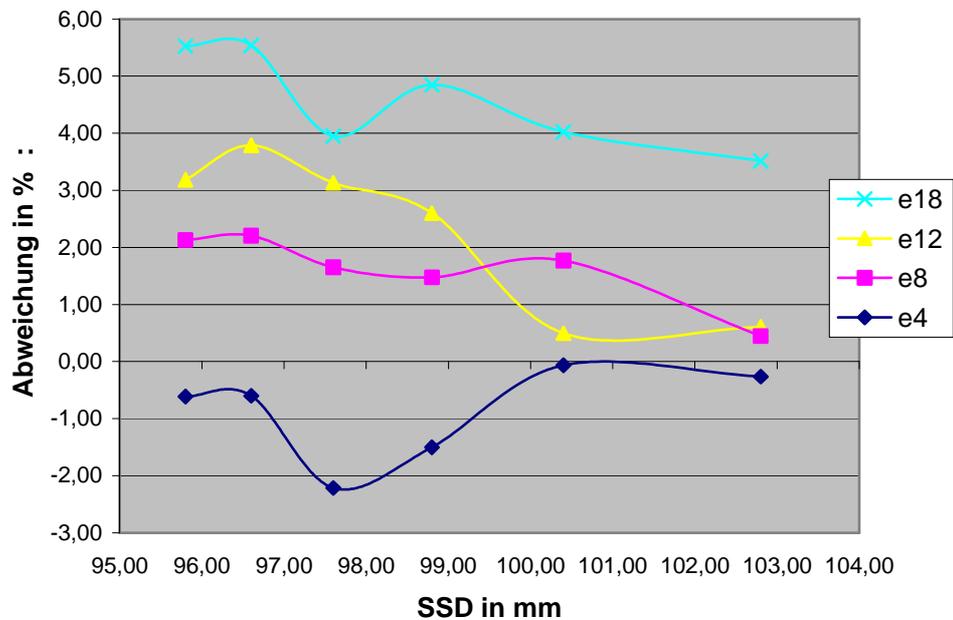


Abb. 3.19b: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, senkrecht, Endrahmen 20x6

Absolut gesehen weichen die 18 MeV beim Endrahmen 20x6 um ca. 2 % mehr ab als beim Endrahmen 20x20.

Die 12 MeV sind uneinheitlich, im Abstand von 95,8 mm bis 98,8 mm liegen sie im Bereich von + 3 %, dann jedoch unter + 1 %. Beim Endrahmen 20x20 liegen sie über alle Abstände im Bereich von + 1 % bis + 2 %.

Die 8 MeV sind sich bei Endrahmen 20x20 und Endrahmen 20x6 grundsätzlich ähnlich, jedoch sind die Tendenzen bei beiden Endrahmen gegensätzlich.

Bei den 4 MeV kann man eine bessere Annäherung der bei Endrahmen 20x6 berechneten Werte erkennen.

3.9.4 Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, schräg

Bei schrägem Einfall sind die folgenden Tendenzen erkennbar (vgl. Abb. 3.20a und Abb. 3.20b):

- Bei kleineren Winkeln ergibt sich eine geringere Abweichung als bei großen (vergleichbar mit dem Endrahmen 20x20),
- jedoch steigt mit der Energie auch der Grad der Abweichung von 5,25 % auf bis zu 8,20 % (im Vergleich bei Endrahmen 20x20: 1,01 % bis max. 2,31 %).

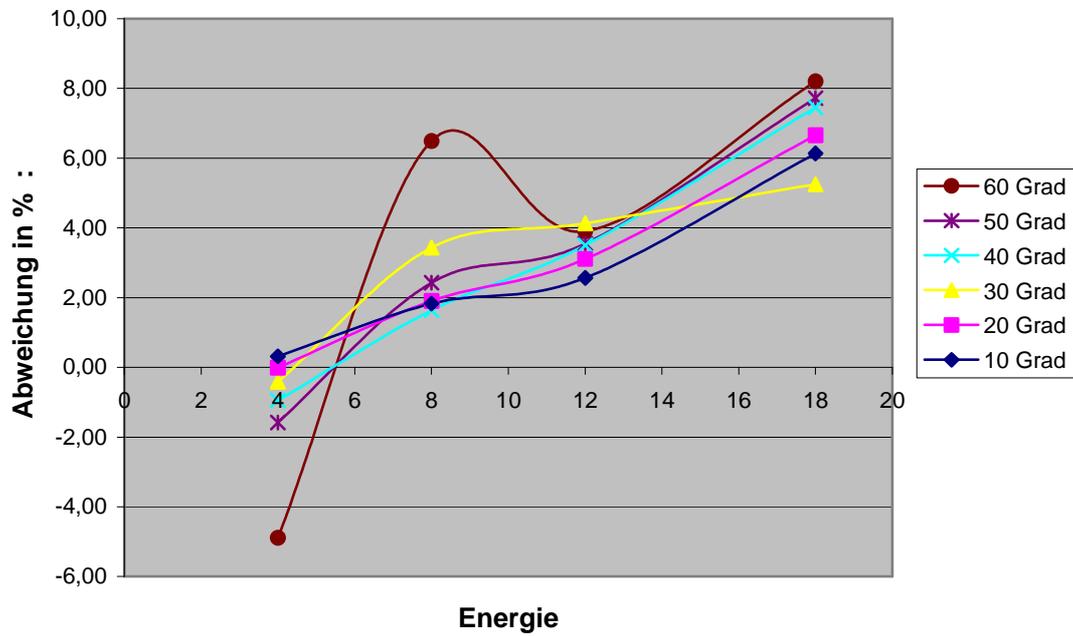


Abb. 3.20a: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x6

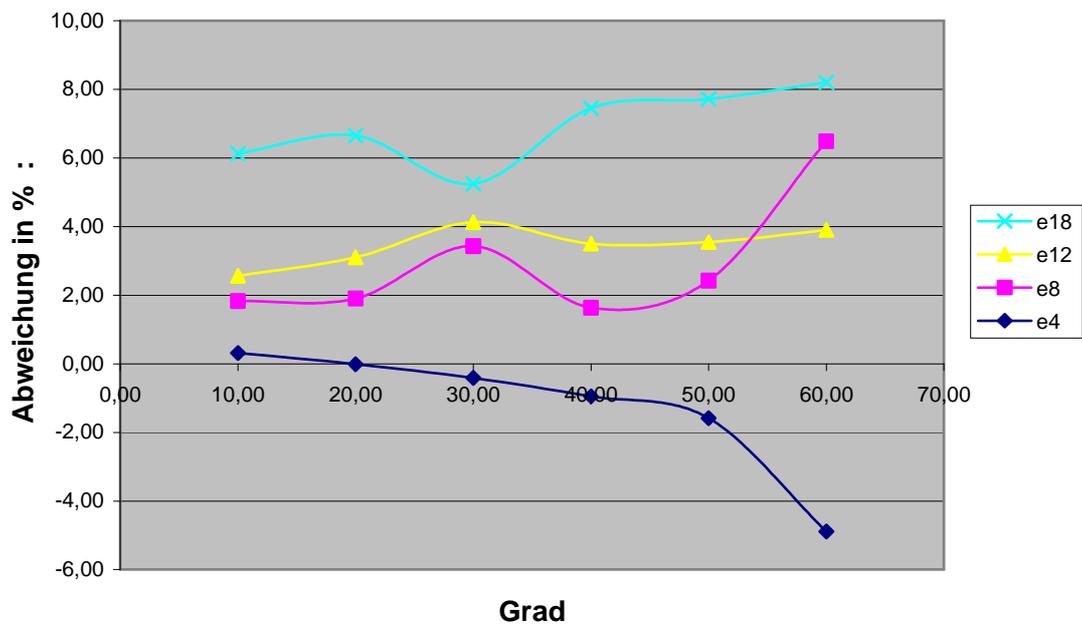


Abb. 3.20b: prozentuale Abweichung der berechneten ME von den gemessenen Werten, schräg, Endrahmen 20x6

3.10 Zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse

Abb. 3.21 verdeutlicht, dass die Abweichungen der berechneten ME beim senkrechten Einfall, Endrahmen 20x20, über einen breiten Bereich hinweg der geforderten, maximalen Abweichung von unter 2 % entsprechen. Die roten Bereiche liegen bei 4 MeV und größeren FO-Abständen (108,3 cm und 114,9 cm) und bei 8 MeV und mittleren (ab 101,4 cm) bis hohen FO-Abständen.

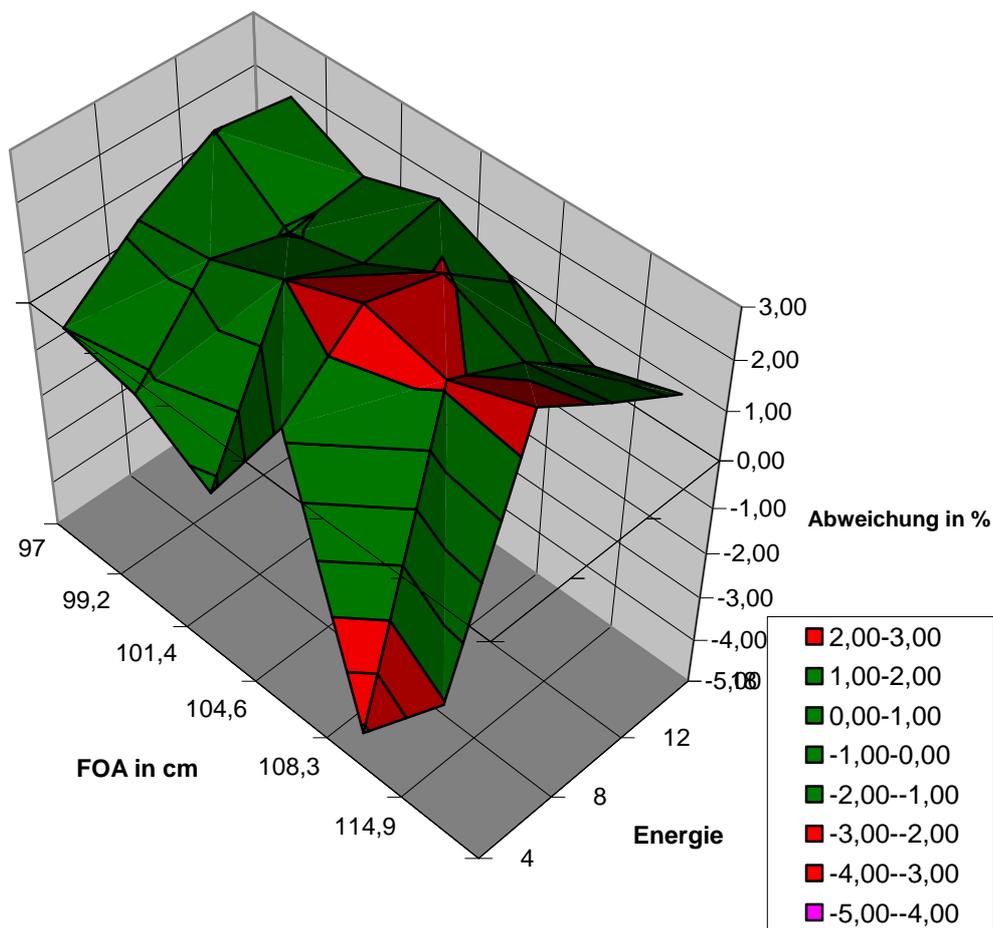


Abb. 3.21: 3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, senkrecht, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Fokusoberflächenabständen von 97 cm – 114,9 cm (entsprechend 10° – 60°)

In Abb. 3.22 ist ersichtlich, dass ab einschließlich 40°aufwärts bei den mittleren Energien 8 MeV und 12 MeV die Abweichungen oberhalb der Toleranzgrenze liegen. Ebenso bei 18 MeV und 60°. Bei 4 MeV und 60° ist ein Ausreißer zu erkennen (-13,22%).

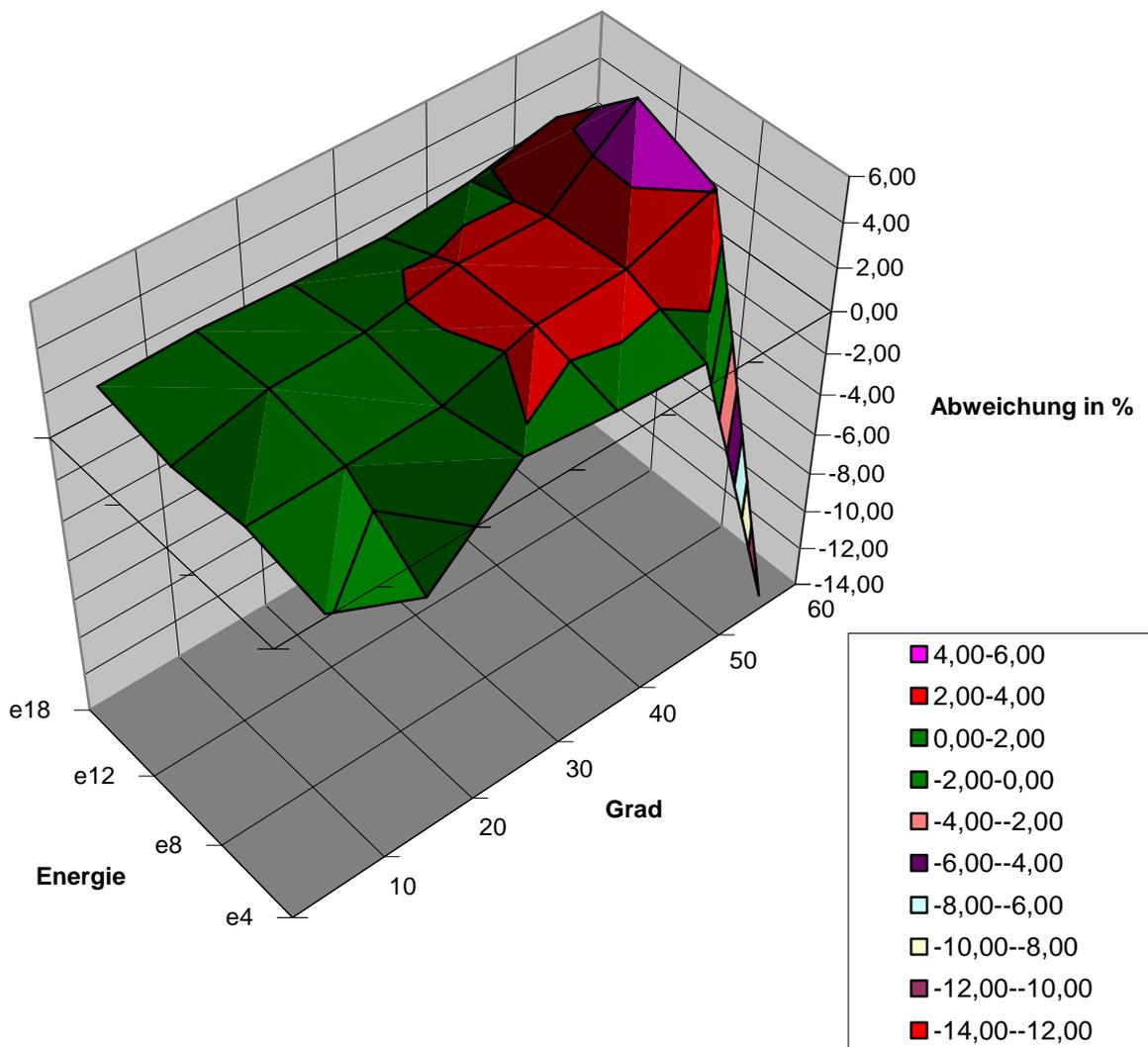


Abb. 3.22: 3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x20, schräg, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Tragarmwinkeln von 10° – 60°

Die Abweichungen beim Endrahmen 20x6 zeigen sich in Abb. 3.23 folgendermaßen: Für senkrechten Einfall liegen sie bei 4 MeV und 8 MeV über alle Abstände, und bei 12 MeV bei großen Abständen (100,4 cm und 102,8 cm) im "grünen" Bereich, ansonsten im "roten". Bei 18 MeV erkennt man über alle Abstände sehr große Abweichungen.

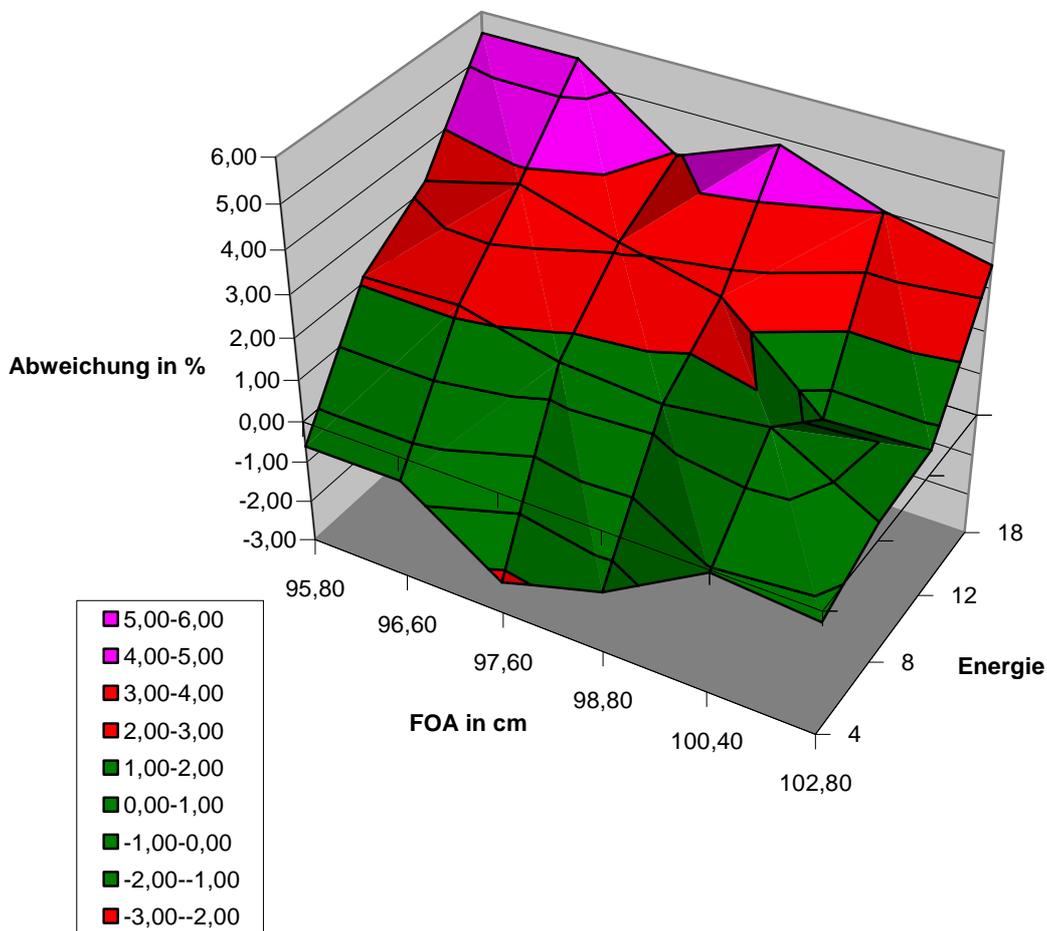


Abb. 3.23: 3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, senkrecht, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Fokusoberflächenabständen von 95,8 cm – 102,8 cm (entsprechend 10° – 60°)

Abb. 3.24 zeigt abschließend die prozentualen Abweichungen des Endrahmens 20x6 bei schrägem Einfall. Dabei sind nur noch die 4 MeV von 10° - 50° und die 8 MeV bei 10°, 20° und 40° im festgelegten Rahmen. Höhere Energien werden über alle Tragarmwinkel schlecht bis sehr schlecht simuliert bzw. berechnet.

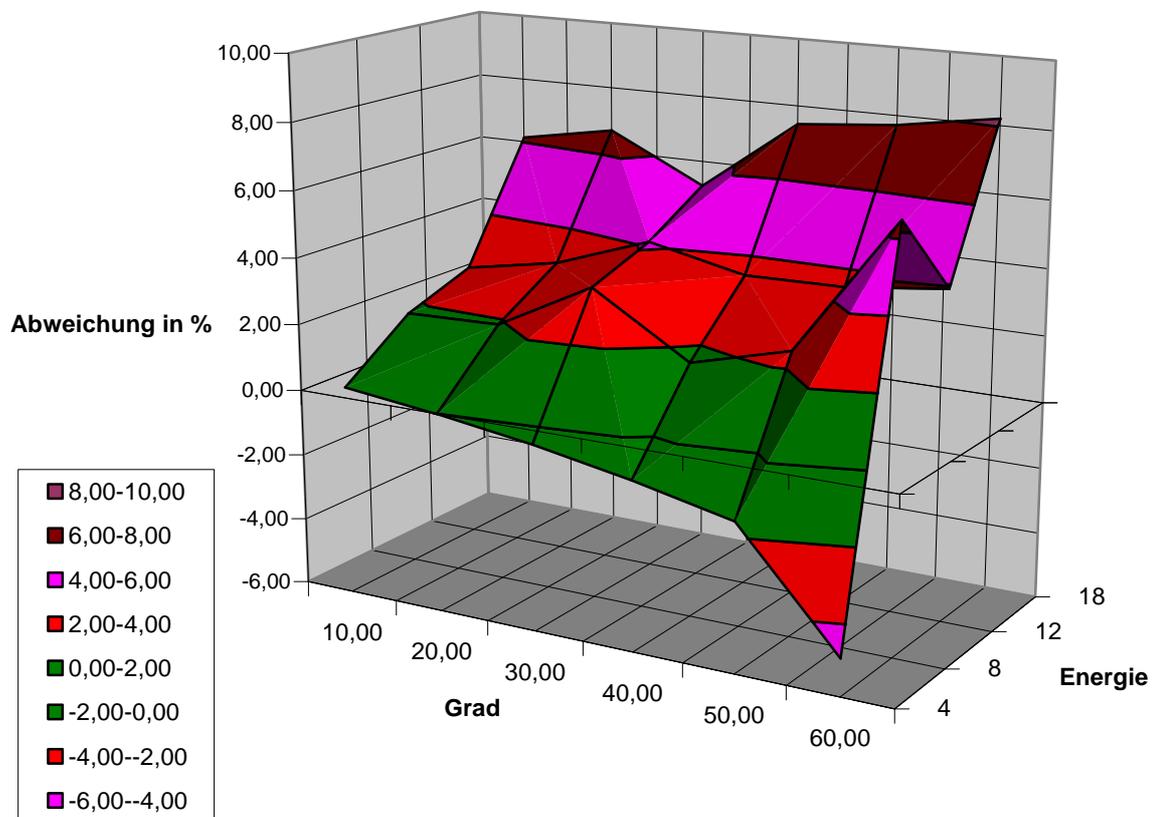


Abb. 3.24: 3-dimensionale Darstellung der Abweichungen der berechneten ME beim Tubus 20x20, Endrahmen 20x6, schräg, Energien 4 MeV – 18 MeV und den Tragarmwinkeln von 10° – 60°

4 Diskussion

4.1 Überprüfung des Versuchsaufbaus

Bei der stichprobenartigen Überprüfung der d_{\max} -Tiefen sind nennenswerte Abweichungen von den Ergebnissen von Karcher [11] nur beim Endrahmen 20x6 bei 18 MeV im Abstand von 102,8 cm, 98,8 cm und dem entsprechenden Schrägeinfall von 40 Grad aufgefallen. Diese betragen bei senkrechtem Einfall 6 mm (102,8 cm), 7 mm (98,8 cm) und bei schrägem Einfall 4 mm (40 Grad). In allen anderen Fällen sind die Abweichungen wesentlich geringer und damit akzeptabel.

Beim Endrahmen 20x20 beträgt die größte Abweichung 2 mm und ist somit zu vernachlässigen.

Bei den weiteren Vergleichen zwischen den Ergebnissen von Karcher und dieser Arbeit wird dargestellt, dass der Versuchsaufbau und die Erhebung der Daten reproduzierbar ist. Dargestellt sind in Abb. 3.1a, Abb. 3.1b, Abb. 3.2a und Abb. 3.2b die prozentuale Abweichung der Dosis beim schrägen zum senkrechten Einfall. Grundsätzlich findet sich eine gute Übereinstimmung, was bedeutet, dass sowohl die senkrecht als auch die schräg aufgenommenen Werte (jeweils von Karcher und mir) nach dem gleichen Verfahren ermittelt wurden.

Die größten Differenzen finden sich beim Endrahmen 20x6, 18 MeV:

- bei 40° sind es ca. 5 %
- bei 50° und 10° sind es ca. 2,5 %
- bei 60° sind es ca. 2 %

Beim Endrahmen 20x20 sind es:

- bei 40°, 18 MeV ca. 2 %
- bei 60° 10 MeV, 12 MeV und 15 MeV ca. 1,5 %
- alle anderen liegen bei ca. 1,5 % oder besser

Abb. 3.3a und Abb. 3.3b sind nur eine Darstellung der d_{\max} -Tiefen, die Karcher ermittelt hat. Zur Abweichung von der Regel, dass sich bei steigendem Tragarmwinkel die d_{\max} -Tiefen in geringere Tiefen verlagern, kommt es beim Endrahmen 20x20, 10° und 20°, 18 MeV. Dies kann zur Ursache haben, dass das Dosismaximum bei 18 MeV auf einem breiten horizontalen Plateau liegt und somit der 100 %-Wert theoretisch entweder in zu hohe oder zu niedrige Tiefen gelangen kann, in diesem Fall in zu niedrige (vgl. Abb. 3.3b)

4.2 Das kleine Phantom im Vergleich

Generell gesehen sind **bei 4 MeV** im kleinen Phantom berechnete Werte immer besser als die des großen. Zu beachten (vgl. **Abschnitt 3.5 und Tab. 3.2**) sind der Wert bei Endrahmen 20x20, FOA 108,3: Dieser Wert wurde mehrmals berechnet, es ergaben sich aber immer dieselben ME. Bei seitlicher Verschiebung des Messpunktes um wenige mm ergab sich ein erhöhter ME-Wert von 128, was zu einer Reduzierung der Abweichung von -4 % auf ca. -2 % führt, womit der Wert wieder in einem akzeptablen Rahmen liegen würde.

Beide Werte beim Endrahmen 20x20, 60° sind mit Vorsicht zu genießen. Ursache könnte die ermittelte Lage des Dosismaximums bei 0 mm Tiefe sein, bei der die Kompaktkammer ca. zu einem Drittel über die Wasseroberfläche hinausragt und damit die Dosis nicht korrekt gemessen werden kann. Ähnliche Auswirkungen könnten auch zu den sehr hohen Abweichungen beim

Endrahmen 20x6, 60°führen, wo die ermittelte d_{\max} -Tiefe bei nur 2 mm liegt. Eine einheitlich bessere Berechnung im kleinen Phantom konnte jedoch nicht festgestellt werden. Der Vorteil scheint sich auf die niedrigen Energien zu beschränken (vgl. Abb. 3.7).

Scherf et al. [18] sind in ihrer Arbeit zu einem ähnlichen Ergebnis gekommen: „Die Voxelgröße ist besonders bei niedrigen Energien klein genug zu wählen, um eine ausreichende Tiefenauflösung zu gewährleisten.“

Auch Mika [16] stellt in ihrer Arbeit beispielhaft eine Verbesserung der Abweichung (im Outputfaktor) für 4 MeV in 10 mm Tiefe bei Kantenlänge 40 cm von 5,3 % auf 2 % unter Verwendung eines Phantoms mit Kantenlänge 10 cm dar. Die Voxelgröße ist hierbei abhängig von der Größe des verwendeten Phantoms.

4.3 Vergleich mit Literaturangaben

4.3.1 Anzahl der Elektronenereignisse (Histories) in OTP

In der Literatur ist eine sehr breite Streuung der Bewertung der Anzahl der zu verwendenden Elektronenereignisse zu finden. So gebraucht Scherf et al. [18] standardmäßig eine Voxelgröße von $5 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$ bei 10 000 Elektronenschicksalen (beim Tubus $25 \times 25 \text{ cm}^2$: 20 000 – 100 000).

Cygler et al. [3] führt seine Berechnungen mit 10 000 – 50 000 Elektronenschicksalen bei einer Voxelgröße von 0,49 cm durch.

Mika [16] verwendet ein simuliertes Phantom der Größe 20 cm x 20 cm x 20 cm, was eine Voxelgröße von $3,2 \times 3,2 \times 3,2 \text{ mm}^3$ ergibt. Die Teilchenanzahl setzt sie auf einen Wert von 500 000 pro cm^2 . Die damit einhergehende Rechenzeit von ca. 30 min für ein mittelgroßes Feld von

14x14 cm² ist für klinische Zwecke kaum akzeptabel. Diese erhöht sich für ein größeres Feld von 20 cm x 20 cm (wie in diesem Versuch) noch beträchtlich. Deswegen wurde ein Mittelweg beschritten und die Ereignisse auf 100 000 gesetzt. Der Ausschlag der Kurve bei 50 000 Ereignissen und 10 % Dosis (vgl. Abb. 3.5) ist ev. auf die geringe Anzahl von zu berechnenden Elektronen in dieser Tiefe zurückzuführen.

4.3.2 Diskussion der Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Werten

Christian Scherf et al. [18] hat in seiner Arbeit: „Verifikation und Anwendung des Voxelbasierten Monte-Carlo-(VMC++)Elektronen-Dosismoduls von Oncentra™ MasterPlan“ ähnliche Versuche durchgeführt. Jedoch sind einige Versuchsanordnungen anders als in dieser Arbeit. Deshalb sind die Werte auch nicht direkt zu vergleichen.

Er verwendet keinen Schrägeinfall, keine Endrahmen mit asymmetrisch liegender Endrahmenöffnung und misst somit immer auf dem Zentralstrahl. Für den Tubus 20x20 mit offenem Endrahmen liegen auch meine Ergebnisse sogar für größer werdende Abstände (FOAe von 97 cm bis 114,9 cm) bis auf wenige Ausnahmen (4 MeV und 8 MeV bei größeren Abständen) innerhalb der geforderten Genauigkeit von 2 % (vgl. Abb. 3.17a). Somit sind seine Aussagen über die Verwendbarkeit von VMC-Berechnungen bei Referenzbedingungen auch durch meine Ergebnisse bestätigt.

Für die relativen Tiefendosisverläufe stellt er fest:

- Die Abweichungen der Oberflächendosen hängen von der Energie ab. Die Berechnungen sind bei niedrigen Energien etwas zu hoch, bei hohen Energien bis zu 5 % zu niedrig.
- Für die abfallenden Flanken zwischen 80 % und 5 % liegen die Berechnungen stets über den Messungen.

Bei den von mir dargestellten TDV verhält es sich jedoch genau umgekehrt (vgl.

Abb. 3.8 – Abb. 3.11): Die berechneten TDVe liegen stets unterhalb der gemessenen TDVe. Die Ausnahme macht der relativ einfache Fall in Abb. 3.8 bei senkrechtem Einfall, FOA von 104,6 cm, 8 MeV und Endrahmen 20x20. Darin liegt ev. auch die Ursache der unterschiedlichen Ergebnisse.

Cygler [3] publizierte Ergebnisse über den Schrägeinfall, wobei er eine Abweichung von 3 % – 3,5 % zwischen gemessenen und berechneten Werten feststellte. Er verwendet einen Tubus von 10x10 cm², zwei Tragarmwinkel von 15 Grad und 30 Grad, Energien von 9 MeV und 20 MeV und einen FOA von 110 cm. Der statistische Fehler betrug bei 10 000 Elektronenereignissen 2 % – 2,5 % und bei 50 000 Ereignissen 1 % – 1,5 %.

Meine Versuchsanordnungen unterscheiden sich von denen Cyglers wie folgt: Der FOA für 15° würde bei mir zwischen 97 cm und 99,2 cm liegen, für 30° bei 101,4 cm. Es wurden nicht die Energien 9 MeV und 20 MeV aufgenommen, sondern 4 MeV, 8 MeV, 12 MeV und 18 MeV. Jedoch kann man die Werte wiederum relativ vergleichen. Die Abweichungen für den von mir verwendeten Tubus 20x20 und offenem Endrahmen liegen für

- 10°, 8 MeV bei 0,85 %
- 20°, 8 MeV bei 0,89 %
- 30°, 8 MeV bei 1,16 %

- 10°, 18 MeV bei 1,13 %
- 20°, 18 MeV bei 1,26 %
- 30°, 18 MeV bei 1,10 %

Somit sind meine etwas geringeren Abweichungen vermutlich auf den kleineren FOA zurückzuführen. Er selbst führt die beobachteten Abweichungen sowohl auf die statistische Ungenauigkeit des BPSs als auch auf die Ungenauigkeiten der gemessenen Daten zurück [3].

4.4 Klinische Anwendbarkeit der Voxel-Monte-Carlo-Berechnungen

In Kapitel 3.10 sind die prozentualen Abweichungen der Absolutwerte des BPSs OTP von den gemessenen Werten dargestellt. Es sollten keine Abweichungen von $> 2\%$ für die Bestrahlungsplanung toleriert werden. Diese sind in den Abb. 3.21 – Abb. 3.24 in rot dargestellt.

So sind die für die klinische Routine verwendbaren Kombinationen leicht den Grafiken zu entnehmen. Bei Endrahmen 20x20 und FOAs bis 101,4 cm sind z.B. keine Abweichungen oberhalb 2% zu erwarten. Entsprechend könnte man die Software auch für Berechnungen bis zu 30° bei offenem Endrahmen verwenden (Abb. 3.22).

Bei Endrahmen 20x6 ist die Anwendbarkeit für senkrechten Einfall auf die niedrigen Energien 4 MeV und 8 MeV, dort jedoch für die FOAe bis 102,8 cm, beschränkt. Für den Schrägeinfall liegt bei Endrahmen 20x6 nur noch ein schmaler "Streifen" innerhalb der Kriterien: Bei 4 MeV von $10^\circ - 50^\circ$ und bei 8 MeV bei $10^\circ, 20^\circ$ und 40° .

Insgesamt lässt sich über die klinische Anwendbarkeit der auf dem Voxel-Monte-Carlo-Code basierenden Bestrahlungsplanungssoftware OTP folgendes sagen:

- Standardsituationen mit offenem Endrahmen 20x20 und senkrechtem Einfall werden bis auf wenige Ausnahmen korrekt berechnet.
- Schräger Einfall sollte nur bis max. 30° durchgeführt werden.
- Bei Endrahmen 20x6 und senkrechtem Einfall können die Energien 4 MeV bis 8 MeV für einen FOA bis 102,8 cm verwendet werden.
- Der Schrägeinfall bei Endrahmen 20x6 ist grundsätzlich der am schlechtesten simulierte Fall. Er sollte nur unter Vorbehalt verwendet werden.

4.5 Fehlerbetrachtung

4.5.1 Statistischer Fehler im OTP

Der im OTP auftretende statistische Fehler ist abhängig von der Anzahl der gewählten Elektronenschicksale. Er verbessert (verringert) sich mit steigender Anzahl (vgl. Abb. 3.5). Er ist vernachlässigbar, sobald die eigentlichen Abweichungen zwischen Messung und Rechnung höher sind als der statistische Fehler selbst.

Idealerweise würde man also die Anzahl der Elektronenschicksale so hoch wie möglich setzen, was zu einem möglichst kleinen statistischen Fehler führen würde. Jedoch ist dieser ideale Fall nicht standardmäßig anwendbar, da die Rechenzeit unter diesen Vorgaben auch immer mehr zunimmt.

4.5.2 Messunsicherheit [11]

Die Messunsicherheit am Linearbeschleuniger lässt sich in mehrere Teilunsicherheiten aufteilen:

1. Fokus-Oberflächen-Abstand (FOA)

Die Unsicherheit bei der Einstellung des FOAs bei Schrägeinfall beträgt schätzungsweise bis zu $\pm 0,5 \text{ cm}$. Dies führt aufgrund des Abstandquadratgesetzes zu einer Unsicherheit in der Dosis von etwa $\pm 1\%$.

2. Wasserverdunstung

Aufgrund der Wasserverdunstung verringert sich die unter 2. genannte Positionierungsgenauigkeit nochmals um $\pm 0,1 \text{ mm}$. Die Dosisunsicherheit liegt wieder zwischen $\pm 1\%$ bei 4 MeV und $\pm 0,3\%$ bei 18 MeV.

3. Wellenbildung

Bei der Messung der Tiefendosisverläufe und der Dosisquerprofile für die Isodosenmatrizen kam es zu einer leichten Wellenbildung, was zu einer Dosisunsicherheit von ca. $\pm 0,5\%$ führt.

4. Kalibrierung des Beschleunigers

Die Instabilität des Beschleunigermonitors liegt bei maximal $\pm 0,4\%$

5. Winkelabhängigkeit der Anzeige bei Rotation um die Kammerachse

Laut Herstellerangaben beträgt die Winkelabhängigkeit der Anzeige bei Rotation um die Kammerachse $\pm 0,5\%$ (für die eingesetzte Kompaktkammer 31002).

6. Die Ableseunsicherheit des Anzeigegerätes liegt nach Herstellerangaben bei $\pm 0,1\%$.

Da die aufgeführten Teilunsicherheiten unabhängig voneinander sind, ergibt sich die Gesamtmessunsicherheit als Wurzel aus der Summe der Quadrate der Teilunsicherheiten. Aus den Teilunsicherheiten berechnet sich eine Gesamtmessunsicherheit von $\pm 1,9\%$ für 4 MeV und $\pm 1,4\%$ für 18 MeV.

5 Zusammenfassung

5.1 Einleitung

In der Radioonkologie wird ionisierende Strahlung zur Behandlung von Tumoren eingesetzt. Mit Linearbeschleunigern erzeugte hochenergetische Elektronenstrahlung kann entweder direkt zur Therapie verwendet werden oder man erzeugt durch Abbremsung der Elektronen in einem Target hochenergetische Photonenstrahlung.

Die Bestrahlungsplanung mit computergestützten Bestrahlungsplanungssystemen (BPS) gehört im klinischen Behandlungsablauf heutzutage bei der Photonenbestrahlung zum Standard. Auf der Basis anatomischer Datensätze aus modernen diagnostischen Verfahren wie der Computertomographie (CT) und der Magnetresonanztomographie (MRT), gelingt es dem Planer, eine optimierte Dosisverteilung im Tumor und eine möglichst geringe Dosis im gesunden, umliegenden Gewebe zu erreichen.

Die Verwendung von BPSen für die Elektronenbestrahlung war bisher die Ausnahme, tritt aber nun unter der Verfügbarkeit von der als Goldstandard angesehenen Voxel-Monte-Carlo-Code Berechnung und der damit einhergehenden erwarteten Genauigkeitsverbesserung in den Vordergrund.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Aussage über die Genauigkeit - und einhergehend damit auch über die klinische Anwendbarkeit - der auf dem VMC-Algorithmus basierenden Elektronenbestrahlungsplanung machen zu können. Im Detail wurde dabei untersucht, ob:

- das Bestrahlungsplanungssystem OTP die Dosisverteilung bei senkrechtem und schrägem Einfall korrekt berechnet.
- sich die Genauigkeit des BPSs über den Abstand und die Auswinkelung des Tragarms hinweg verändert.

- die zusätzliche Anwendung eines asymmetrischen Endrahmens einen Einfluss auf die Genauigkeit hat.
- die heutigen auf Monte-Carlo basierenden Elektronenberechnungen für den klinischen Einsatz verwendbar sind.

5.2 Material und Methode

An einem Linearbeschleuniger *Si Precise* der Firma Elekta (Crawley, GB) wurden in einem 3-D Wasserphantom (Firma PTW, Freiburg) mittels einer Ionisationskammer relative Dosisverteilungen sowie die Wasser-Energiedosis bei Elektronenstrahlung mit Energien von 4 MeV bis 18 MeV gemessen. Durch Rotation des Tragarms wurden Einstrahlwinkel von 0 Grad (senkrechter Einfall auf die Wasseroberfläche) bis 60 Grad realisiert.

Zum Einsatz kommt ein Elektronentubus der Größe 20 cm x 20 cm mit Endrahmen der Größen 20 cm x 20 cm und 20 cm x 6 cm.

Bei asymmetrischem Endrahmen wurde entlang einer Parallelen zum Zentralstrahl durch den Mittelpunkt der Apertur gemessen (vgl. Abb. 2.2).

Aufgrund der aus unterschiedlichen Richtungen vorgenommenen Messungen wurde eine Kompaktkammer (Typ 31002, PTW Freiburg) mit einem Messvolumen von 0,125 cm³ verwendet.

Die Berechnungen derselben simulierten Fälle erfolgte mit dem Bestrahlungsplanungssystem *Oncentra Treatment Planning (OTP)* (Version 1.5.1.11) der Firma *Theranostic / Nucletron B.V.*. Die integrierte Funktion *LineDose* ermöglicht es, sich die Daten für einen Tiefendosisverlauf auf einer Linie zwischen zwei festzulegenden Punkten anzeigen zu lassen. Die Wasser-Energiedosis wurde in der Tiefe des Dosismaximums gemessen und im OTP in derselben Tiefe berechnet.

Die Auswertung der gewonnenen Daten erfolgte über einen direkten

exemplarischen Vergleich einiger Tiefendosisverläufe und einer zusammenfassenden Darstellung derselben als Funktion der Wurzel aus der Summe der mittleren quadratischen Abweichung an jedem Messpunkt.

Des Weiteren wurden die Monitoreinheiten (ME) in Form von Kurvendiagrammen miteinander verglichen und die Abweichungen der Berechnungen von den Messungen zusammenfassend als 3-dimensionale Diagramme dargestellt.

5.3 Ergebnisse

Der Vergleich der relativen Tiefendosisverläufe zeigt eine Energie- und Endrahmenabhängigkeit der Abweichungen:

- So wird die geringste Energie von **4 MeV** prinzipiell schlechter berechnet als die höheren Energien.
- Alle weiteren Energien zeigen beim **Endrahmen 20x20** eine durchschnittliche Abweichung unter der geforderten Grenze von 2 % (vgl. Abb. 3.12).
- Beim **Endrahmen 20x6** ergibt sich eine höhere durchschnittliche Abweichung der Tiefendosisverläufe an jedem Messpunkt im Vergleich zum Endrahmen 20x20.
- Nur die mittlere Energie von 8 MeV bei allen senkrechten Einfällen und bei 20°, sowie bei 18 MeV und FOA 102,8 cm , 98,8 cm und 20° liegen beim **Endrahmen 20x6** unterhalb oder leicht oberhalb von 2 % Abweichung (vgl. Abb. 3.13).

Es zeigt sich über alle Energien und Abstände hinweg, dass die berechneten ME in der Tiefe des Dosismaximums stets über den gemessenen liegen. Nur bei 4 MeV ist dies manchmal nicht der Fall. Das liegt daran, dass hier die berechneten Werte aus dem kleinen Phantom verwendet wurden, die insgesamt eine geringere Abweichung aufzeigen (vgl. auch Tab. 3.2, Abb. 3.6a und Abb. 3.6b). Die Werte aus dem großen Phantom lägen - wie die der anderen Energien - über den gemessenen, was zu einer Überdosierung für den Patienten führen würde.

Anhand der grafischen Darstellung der Abweichungen der berechneten ME von den gemessenen ME in Abb. 3.21 bis 3.16 lassen sich folgende Aussagen über die Genauigkeit und damit über die Verwendbarkeit der auf dem Voxel-Monte-Carlo-Code basierenden Bestrahlungsplanungssoftware OTP machen:

- Standardsituationen mit offenem Endrahmen 20x20 und senkrechtem Einfall werden bis auf wenige Ausnahmen korrekt berechnet.
- Schräger Einfall sollte nur bis max. 30° berechnet werden.
- Mit dem Endrahmen 20x6 und unter senkrechtem Einfall können die Energien 4 MeV und 8 MeV für einen FOA bis 102,8 cm verwendet werden.
- Der Schrägeinfall mit Endrahmen 20x6 ist grundsätzlich der am schlechtesten simulierte Fall. Er sollte nur unter Vorbehalt angewendet werden.

5.4 Diskussion

Der Versuchsaufbau und die Erhebung der gemessenen Daten erfolgten nach einer Arbeit von Karcher [11]. Beides ist nach stichprobenartiger Überprüfung als reproduzierbar zu bezeichnen.

Ein bekanntes Problem der Dosisberechnung bei niedrigen Energien ist die vom Anwender nicht frei wählbare Matrix-Auflösung des Phantoms bzw. des Patienten-CT-Datensatzes. Dies geschieht in der momentanen Softwareversion indirekt über die Ausdehnung der verwendeten CT-Bilder bzw. des konstruierten Phantoms.

Die gezeigte geringere Abweichung des kleinen Phantoms tritt nur bei 4 MeV auf (vgl. Abb. 3.7). Eine einheitlich bessere Berechnung konnte nicht festgestellt werden.

In der Literatur ist eine breite Streuung der angewendeten Elektronenereignissanzahl zu finden. Daraufhin wurde einen Mittelwert von 100 000 Elektronenereignissen gewählt, der eine möglichst hohe Genauigkeit mit einer akzeptablen Dauer der Rechenzeit verbindet.

Die Aussagen von Christian Scherf et al. [18] über die Verwendbarkeit von VMC-Berechnungen bei Referenzbedingungen wurden durch meine Ergebnisse bestätigt. Jedoch liegen bei den von mir dargestellten TDVen die berechneten TDVe stets unterhalb der gemessenen TDVe (vgl. Abb. 3.8 – Abb. 3.11).

Cyglér [3] publizierte Ergebnisse über den Schrägeinfall, jedoch nur bei 15° und 30°. Dabei erhielt er Abweichungen von 3 % – 3,5 % zwischen gemessenen und berechneten Werten. Die etwas geringeren Abweichungen (0,85 % – 2,26 %) meiner Arbeit sind vermutlich auf den kleineren FOA zurückzuführen.

Literaturverzeichnis

- [1] Ahnesjö, A. und M. M. Asparadakis: Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.* 44 (1999) R99-R155
- [2] Berger MJ (1963): Monte Carlo Calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. In: B Alder, S Fernbach, MRotenberg (Hrsg.), *Methods in Computational Physics* volume 1, 135-215. Academic Press, New York
- [3] Cygler J.E., Daskalov G.M., Chan G.H.. „Evaluation of the first commercial Monte Carlo dose calculation engine for electron beam treatment planning“. *Medical Physics* 31 (2004); S. 142.
- [4] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. „Dosismessverfahren nach Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung, Teil 2: Ionisationsdosimetrie“. Deutsche Norm DIN 6800 – 2; 1997.
- [5] DIN 6800-2: Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung Teil 2: Ionisationsdosimetrie (1997)
- [6] Dohm, O., Christ, G., Schüle, E. (2002) Praktische Elektronendosimetrie: Ein Vergleich verschiedener Bauarten von Ionisationskammern *Z. Med. Phys.*, 12, 24-28
- [7] Dohm O. “Monte Carlo Simulation der Dosimetrie kleiner Felder in der Strahlentherapie mit hochenergetischen Photonen“ . Eberhard-Karls-Universität Tübingen: Dissertation; 2005.
- [8] Fippel M., Nüsslin F.. “Grundlagen der Monte-Carlo_Methoden für Dosisberechnung in der Strahlentherapie”. *Z. Med. Phys.* 11 (2001); S. 73
- [9] Goretzki Günter, „Medizinische Strahlenkunde“ Urban & Fischer
- [10] Heufelder J. :Bewertung perkutaner Bestrahlungspläne mittels physikalischer und biologischer Kriterien. Originalarbeit 2002 Freie Universität Berlin Fachbereich Physik

- [11] Karcher J.: „Schrägeinfall von Elektronenstrahlung – ein Vergleich gemessener und berechneter Dosisverteilungen“. Eberhard-Karls-Universität Tübingen: Dissertation; 2004.
- [12] Kawrakow I., M. Fippel, K. Friedrich. „3D electron dose calculation using a Voxel based Monte Carlo algorithm (VMC)“. Medical Physics 23 (1996): S. 445
- [13] Kawrakow I. and Fippel M (2000): Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC. Phys. Med. Biol. 45, 2163-2183
- [14] Krieger. „Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz“ Band 1. B.G. Teubner Stuttgart; 1998.
- [15] Krieger. „Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz“ Band 2. B.G. Teubner Stuttgart; 1997.
- [16] Mika, S. Christ G.: Experimentelle Validierung eines Monte-Carlo-basierten Bestrahlungsplanungssystems für Elektronenbestrahlung. Strahlenther Onkol 2007 Nr. 3 S. 150-156
- [17] Nelson, W.R., H. Hirayama und D.W.O. Rogers: The EGS4 Code System. SLAC Report No. SLAC-265, 1985
- [18] Scherf, C. et al. (2007): Verifikation und Anwendung des Voxelbasierten Monte-Carlo-(VMC++)Elektronen-Dosismoduls von Oncentra™ MasterPlan. Strahlenther Onkol 2007 Nr. 2 S. 81-88
- [19] Schneider, W., T. Bortfeld und W. Schlegel: Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo Simulations of clinical dose distributions. Phys. Med. Biol. 45 (2000) 459-478
- [20] Schneider, W., T. Bortfeld und W. Schlegel: Influence of tissue composition on the results of Monte Carlo simulations for patient dose calculations. In: XIII International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapie (ICCR), Seiten 443-445, Heidelberg, Germany 2000
- [21] Schöning F.: „Monte-Carlo-Simulation eines klinischen Linearbeschleunigers“ Diplomarbeit
- [22] Traneus E., Ahnesjö A., Asell M.. “Application and verification of a coupled multi-source electron beam model for Monte Carlo based treatment planning”. Radiother. Oncol. 61 (2001); S. 102

- [23] Tritthart. „Medizinische Physik und Biophysik“. Stuttgart: Schattauer; 2001.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Gunter Christ. Seine außergewöhnlich gute und freundschaftliche Betreuung stellt einen nicht zu unterschätzenden Beitrag dieser Arbeit dar. Er nahm sich immer Zeit für mich und meine Fragen. Zum Korrekturlesen meiner Entwürfe brauchte er nur wenige Tage, was sich sehr positiv auch auf meine Motivation auswirkte.

Seinen unkomplizierten und offenen Umgang mit den Mitarbeitern lernte ich schon während des Zivildienstes kennen und schätzen. Das insgesamt sehr angenehme Klima in der Abteilung führte dazu, mich schon während des Studiums um eine Dissertation bei Ihm zu bemühen, welche er mir auch umgehend ermöglichte. Ich bin sehr dankbar und glücklich, dass die Dissertation nun dank seiner Hilfe gelungen ist.

Weiterhin möchte ich auch Herrn Dr. André Mondry danken, welcher mir bei Problemen mit der Planungssoftware OTP zur Seite gestanden hat, ebenso wie Herrn Weigel.

Auch den beiden Ingenieuren Savas Tsitsekidis und Stephan Gaupp möchte ich hier danken. Sie haben mir bei Problemen mit dem Linearbeschleuniger und dem Versuchsaufbau geholfen.

Ich danke auch den Mitarbeitern der Firma Theranostic, Herrn Jaroslaw Wesolowski und Herrn Michael Roschinsky, welche sich per E-Mail und Telefon die größte Mühe gaben, Probleme zu lösen.

Zu guter Letzt möchte ich mich noch bei allen nicht namentlich genannten Mitarbeitern der Abteilung Strahlentherapie, Medizinische Physik und dem gesamten Dekanat für die Unterstützung und Ermöglichung dieser Arbeit bedanken.