

Bestimmung der Wechselwirkungsparameter des menschlichen Gewebes für Monte-Carlo-Dosisberechnungen in der Strahlentherapie

Matthias Fippel, Fridtjof Nüsslin¹

Hintergrund: Monte-Carlo-Dosisberechnungsverfahren für klinische Photonen- und Elektronenstrahlung besitzen das Potential, die Dosis mit einer Genauigkeit von besser als $\pm 2\%$ vorhersagen zu können. Um diese Präzision zu erreichen, ist jedoch die Kenntnis der Wechselwerkeigenschaften in jedem Volumenelement essenziell.

Material und Methoden: Es wird eine mögliche Methode für die Umrechnung von Massendichten in totale Wirkungsquerschnitte beschrieben. Diese Methode basiert auf einer detaillierten Analyse der Wechselwirkungsdaten für Körpergewebe (ICRU-Report 46) und erlaubt die Konvertierung, ohne die atomare Zusammensetzung kennen zu müssen.

Ergebnisse: Die Analyse ergab verschiedene Anpassungsfunktionen, mit denen die einzelnen Wechselwirkungsparameter für beliebige Materialien aus den entsprechenden Wirkungsquerschnitten in Wasser berechnet werden können.

Schlussfolgerung: Zusammen mit Standardtechniken der Berechnung von Massendichten aus einer vorgegebenen Verteilung von CT-Zahlen stellt die Methode einen effektiven und genauen Algorithmus zur Bestimmung von Photonenwechselwirkungskoeffizienten, von Elektronenbremsvermögen sowie der elektronischen Streuparameter dar.

Schlüsselwörter: Strahlentherapie · Monte-Carlo-Dosisberechnung · Wechselwirkungsparameter für menschliches Gewebe

Strahlenther Onkol 2001;177:206–11
DOI 10.1007/s00066-001-0845-z

Determination of the Human Tissue Interaction Parameters for Monte Carlo Dose Calculations in Radiation Therapy

Background: Monte Carlo dose calculation techniques for clinical photon and electron beams potentially predict the dose with an accuracy of better than $\pm 2\%$. However, to achieve this precision, knowledge of the interaction properties in each volume element is essential.

Material and Methods: In the present paper a method for mass density to total cross section conversion is described. This method is based on a detailed analysis of the interaction data for body tissues (ICRU Report 46) and allows the conversion without knowing the atomic composition.

Results: The analysis resulted in various fit functions allowing the calculation of interaction parameters for arbitrary materials using the corresponding cross sections in water.

Conclusion: Together with standard procedures to calculate mass densities from a given CT number distribution, the method represents an effective and accurate algorithm to determine photon interaction coefficients, electron stopping powers as well as electron scatter parameters.

Key Words: Radiation therapy · Monte Carlo dose calculation · Interaction parameters for human tissue

Einleitung

In naher Zukunft werden Monte-Carlo-(MC-)Methoden zur Dosisberechnung in der Strahlentherapie mehr und mehr an Bedeutung gewinnen, da allein mit ihrer Hilfe die Gesamtunsicherheit der Dosisbestimmung auf den angestrebten Grenzwert von $\pm 2\%$ [2, 3] beschränkt werden kann. Besonders in der Umgebung von Gewebeinhomogenitäten (z.B. im Kopf-

Hals-Bereich) sollten die Vorteile der MC-Verfahren zum Tragen kommen. Eine entscheidende Voraussetzung dafür ist allerdings, dass die Wechselwerkeigenschaften der verschiedenen menschlichen Gewebearten für jeden Patienten individuell aus den CT-Aufnahmen bzw. aus den sich daraus ergebenden Dichteverteilungen berechnet werden können. Im Allgemeinen unterteilt man deshalb den Wertebereich der

¹ Abteilung für Medizinische Physik, Universitätsklinikum Tübingen.

Eingang: 29. November 2000; Annahme: 31. Januar 2001

Hounsfield-Zahlen in Gruppen bzw. Intervalle, wobei jedes Intervall die Merkmale einer bestimmten Gewebeat über die genaue Kenntnis der atomaren Zusammensetzung wiedergeben soll [5, 6, 20]. Allerdings ist die Zuordnung nicht immer eindeutig. Außerdem nimmt man oft an, dass drei bis sechs unterschiedliche Materialien ausreichen. Es ist aber nachgewiesen worden, dass dann Dosisfehler von 5% und mehr möglich sind [18, 19].

Die vorliegende Arbeit befasst sich daher mit einer alternativen Vorgehensweise, die im Xray-Voxel-Monte-Carlo-Verfahren (XVMC) [7–10, 12–14] für die Dosisberechnung bei strahlentherapeutischer Elektronen- und Photonenstrahlung implementiert worden ist. Im Gegensatz zu anderen Arbeitsgruppen, die versuchen, verfügbare MC-Programmpakete für klinische Zwecke einzusetzen, wurde das VMC-Verfahren völlig neu konzipiert. Es konnte deshalb von Anfang an den Bedürfnissen der Strahlentherapie angepasst werden. Zwei Thesen oder Grundvoraussetzungen haben dabei eine wichtige Rolle gespielt.

1. Die Geometrie des Patienten ist als CT-Würfel, d.h. als rechtwinklig angeordneter Satz von quaderförmigen Volumenelementen (Voxel), gegeben (daher der Name Voxel-MC). Geometrische Berechnungen, wie etwa die Ermittlung des Voxelindex in Abhängigkeit von den Koordinaten eines Teilchens, können folglich auf solche Situationen beschränkt werden, was allein schon einen Zeitgewinn im Vergleich zu Vielzweck-MC-Verfahren, wie z. B. EGS4 [16], bewirkt. Diese lassen in der Regel beliebige Geometrien zu und müssen deshalb den Teilchentransport an Materialgrenzen unterbrechen, um die neue Region zu bestimmen. Ein wesentlicher Vorteil von VMC ist, dass Photonen, aber auch Elektronen sich ohne Halt über Voxelgrenzen bewegen können.
2. Die menschlichen Gewebeatarten bestehen überwiegend aus Elementen kleiner Ordnungszahlen. Dadurch ähneln sich diese Materialien hinsichtlich ihres Wechselwirkungsverhaltens mit Photonen- und Elektronenstrahlung. Formal bedeutet das: Die Wirkungsquerschnitte der dominierenden Prozesse $\mu_i(E, \rho)$ (Compton-Streuung, Paarbildung, Photoeffekt, elastische und inelastische Stöße der Elektronen mit den Molekülen der Umgebung), welche Funktionen der jeweiligen Teilchenenergie E und der Materialzusammensetzung der Gewebe (hier bezeichnet mit der Dichte ρ) sind, lassen sich als Produkt eines energie- und eines materialabhängigen Anteils schreiben, d. h.

$$\mu_i(E, \rho) = \mu_i^w(E) f_i(\rho) \frac{\rho}{\rho^w}. \quad (1)$$

Diese Annahme ist folglich eine Verallgemeinerung des O'Connor'schen Theorems [17], welches $f_i(\rho) = 1$ voraussetzt und die Basis der gebräuchlichen Superpositionsverfahren darstellt. Der zusätzliche Faktor ρ/ρ^w wurde gewählt, damit die Funktion $f_i(\rho)$ als Störung des Theorems von O'Connor

bzw. als Korrektur des Massenschwächungskoeffizienten $\mu_i^w(E)/\rho^w$ im Referenzmaterial aufgefasst werden kann. Prinzipiell kann das Referenzmedium beliebig gewählt werden, es erweist sich aber als zweckmäßig, an dieser Stelle Wasser mit der Dichte $\rho^w = 1 \text{ g/cm}^3$ zu benutzen. Dieser Ansatz ist eine effiziente Methode der direkten Ermittlung der Wirkungsquerschnitte aus einer vorgegebenen Dichte- oder Hounsfield-Werte-Verteilung ohne den Umweg über die Kenntnis der exakten Materialzusammensetzung. Da für die Dosisberechnung nur CT-Schnittbilder des Patienten zur Verfügung stehen, ist die Technik auch nicht ungenauer als die konventionellen Intervallverfahren. Der multiplikative Ansatz (1) hat aber noch weitere Vorteile. Er erlaubt es, eine Reihe von Größen, die während der MC-Simulation benötigt werden, zunächst in Wasser zu berechnen und anschließend mittels geeigneter Skalierungsprozeduren mehrmalig auf die inhomogene Situation anzuwenden. Dieser Ansatz bildet damit die Grundlage für die History-Repetition-Technik [14], welche die MC-Simulationen deutlich beschleunigt.

Eine Aufgabe bestand nun darin, die Funktionen $f_i(\rho)$ zu ermitteln. Deshalb sind von Kawrakow et al. [12, 14] zur Modellierung der Wechselwirkungen bei klinischer Elektronenstrahlung die notwendigen Dichteabhängigkeiten der Brems- und Streueigenschaften angegeben worden. In einer weiteren Arbeit [7] wurde beschrieben, wie sich die Compton-Streukoeffizienten bei strahlentherapeutisch genutzter Photonenstrahlung als Funktion der Dichte ändern. Um auch das Verhalten der Compton-Elektronen angemessen zu modellieren, waren niederenergetische Korrekturen am Bremsvermögen nötig. Diese sollen in der vorliegenden Arbeit behandelt werden. Des Weiteren werden die Energieabhängigkeiten der Materialparameter $f_i(\rho)$ aller wesentlichen Prozesse im Bereich von 1–20 MeV näher untersucht sowie die Gemeinsamkeiten und Unterschiede der Formeln diskutiert.

Materialeigenschaften Schwächungskoeffizienten

Da alle anderen Beiträge im Energie- und Materialbereich der Strahlentherapie vernachlässigbar sind, kann der totale Schwächungskoeffizient $\mu(E, \rho)$ in die Anteile für Compton-Streuung $\mu_C(E, \rho)$, Paarbildung $\mu_P(E, \rho)$ und Photoabsorption $\mu_A(E, \rho)$ zerlegt werden:

$$\mu(E, \rho) = \mu_C(E, \rho) + \mu_P(E, \rho) + \mu_A(E, \rho). \quad (2)$$

Nach Gleichung (1) ergeben sich dann die folgenden Energie- und Dichteabhängigkeiten:

$$\mu_C(E, \rho) = \mu_C^w(E) f_C(\rho) \frac{\rho}{\rho^w}, \quad (3)$$

$$\mu_P(E, \rho) = \mu_P^w(E) f_P(\rho) \frac{\rho}{\rho^w}, \quad (4)$$

$$\mu_A(E, \rho) = \mu_A^w(E) f_A(\rho) \frac{\rho}{\rho^w}. \quad (5)$$

Um nun Darstellungen der drei Funktionen $f_C(\rho)$, $f_P(\rho)$ und $f_A(\rho)$ zu finden, wurden die Gewebeparameter aller Materialien aus dem ICRU-Report 46 [1] untersucht.

Weil der Compton-Koeffizient $\mu_c(E, \rho)$ proportional zur Elektronendichte des jeweiligen Mediums $n_e(\rho)$ ist, gilt:

$$f_C(\rho) = \frac{n_e(\rho)}{n_e^w} \frac{\rho^w}{\rho} \quad (6)$$

mit n_e^w als Elektronendichte von Wasser. Abbildung 1 zeigt das Verhältnis (6) für alle menschlichen Gewebearten aus dem ICRU-Report 46. Im Vergleich dazu ist Funktion (7) dargestellt, die im XVMC-Code verwendet wird, um eine gegebene Massendichte dem entsprechenden Compton-Streukoeffizienten zuzuordnen [7, 10]:

$$f_C(\rho) = \begin{cases} 1.0 & \rho \leq \rho^w, \\ 0.85 + 0.15 \rho^w/\rho, & \rho \geq \rho^w. \end{cases} \quad (7)$$

Der relative Fehler dieser Funktion ist kleiner als 1% für fast alle Materialien nach ICRU-Report 46 [1]. Die einzige Ausnahme bildet mit einem Fehler von 1,6% Gallenstein. Die Funktion eignet sich jedoch nicht, um die Elektronendichte von Luft zu ermitteln, die so um ca. 10% überschätzt würde. Man kann natürlich diese Funktion (7) entsprechend anpassen. Die Dosis in mit Luft gefüllten Hohlräumen des Körpers ist aber aus klinischer Sicht ohne Bedeutung. Des Weiteren existieren im Bereich kleiner Dichten zu wenig Datenpunkte, um den optimalen Verlauf der Funktion zu finden.

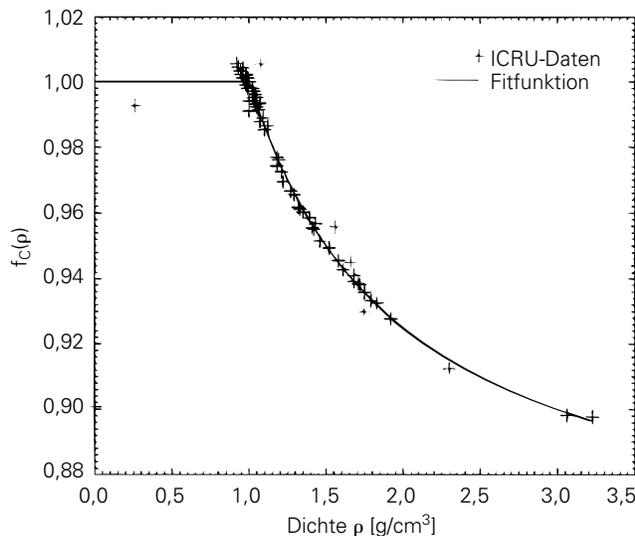


Abbildung 1. Vergleich der ICRU-Gewebeparameter [1] für den Compton-Effekt (Verhältnis der Elektronendichten) und der Anpassung nach Gleichung (7).

Figure 1. Comparison of the ICRU tissue parameters [1] for Compton scatter (ratio of electron densities) and the fit of equation (7).

Wie in Abbildung 2 zu sehen, gibt es einen analogen Zusammenhang für die Paarbildung. Die Grafik zeigt die entsprechenden Gewebeparameter aus dem ICRU-Report 46 bei drei verschiedenen Photonenenergien. Man erkennt besonders bei den Materialien mit großer Dichte (Knochenmineralhydroxyapatit, Brustverkalkungen) eine leichte Energieabhängigkeit, die aber wegen des vernachlässigbaren Effekts nicht von der zugehörigen Anpassung berücksichtigt wird:

$$f_P(\rho) = \begin{cases} 1.049 - 0.228 \rho/\rho^w, & \rho/\rho^w \leq 0.92, \\ 1.15 + 0.66 \ln(\rho/\rho^w - 0.3), & \rho/\rho^w \geq 0.92. \end{cases} \quad (8)$$

Des Weiteren haben wir es hier mit einigen Ausreißern, wie z. B. Gallenstein, Urinstein, Kohlenhydrat oder Eiweiß zu tun, die aber kaum einen klinischen Einfluss haben sollten. Für die meisten anderen Materialien liegt die Genauigkeit von Gleichung (8) im $\pm 5\%$ -Intervall. Besonders aber in der Umgebung von $\rho = 1$ g/cm^3 ist die Streuung der Parameter sehr groß (bis $\pm 10\%$), sodass die Anpassung (8) eher einen Mittelwert angibt. Letztlich ist es aber nicht möglich, aus einer Hounsfield-Zahl die genaue atomare Zusammensetzung und damit auch die Gewebeparameter zu ermitteln. Deshalb stellt Gleichung (8) nur einen Kompromiss dar, der alle klinisch relevanten Stoffe bzw. Gewebearten erfasst. Da außerdem im Energiebereich der Strahlentherapie die Compton-Streuung überwiegt, verringert sich der Einfluss dieses Fehlers entsprechend.

Zur Vervollständigung wird nun noch die Parametrisierung für den Photoeffekt angegeben:

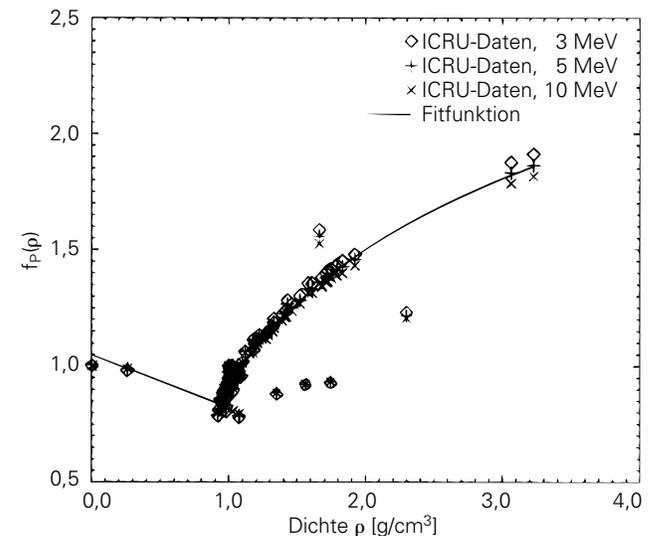


Abbildung 2. Vergleich der ICRU-Gewebeparameter für den Paarbildungseffekt bei drei Photonenenergien und der Anpassung nach Gleichung (8).

Figure 2. Comparison of the ICRU tissue pair production coefficients and the fit of equation (8) for three different photon energies.

$$f_A(\rho) = \begin{cases} 1.07, & 0.0 \leq \rho/\rho^w < 0.9 \text{ (Lunge)}, \\ 6.0 \rho/\rho^w - 5.0, & 0.9 \leq \rho/\rho^w \leq 1.0, \\ 1.0, & 1.0 \leq \rho/\rho^w \leq 1.1, \\ 1.0 + 8.0 \sqrt{\rho/\rho^w - 1.1} & 1.1 \leq \rho/\rho^w. \end{cases} \quad (9)$$

Bei strahlentherapeutischen Photonenenergien ist aber der totale Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses im Vergleich zu allen anderen vernachlässigbar klein. Deshalb wird an dieser Stelle auf die grafische Darstellung bzw. Fehleranalyse verzichtet.

Brems- und Streuvermögen

Für den Elektronentransport sind drei Parameter von Bedeutung, das Stoßbremsvermögen $S_{col}(E, \rho)$, das Strahlungsbremsvermögen $S_{rad}(E, \rho)$ sowie eine Größe zur Beschreibung der Elektronenvielfachstreuung (siehe unten).

Gemäß Gleichung (1) erfolgt die Zerlegung des Massenstoßbremsvermögens:

$$\frac{S_{col}(E, \rho)}{\rho} = \frac{S_{col}^w(E)}{\rho^w} f_{col}^c(E, \rho). \quad (10)$$

Abbildung 3 zeigt, warum in Gleichung (10) die Funktion $f_{col}^c(E, \rho)$ von der Energie abhängt. In der Grafik sind die Verhältnisse der Massenstoßbremsvermögen aller Materialien aus dem ICRU-Report 46 [1] zum Massenstoßbremsvermögen von Wasser, d. h. die Funktion $f_{col}^c(E, \rho)$ für drei Elektronenenergien dargestellt worden. Die Energieabhängigkeit ist besonders bei kleinen Energien (1 MeV) zu erkennen. Eine

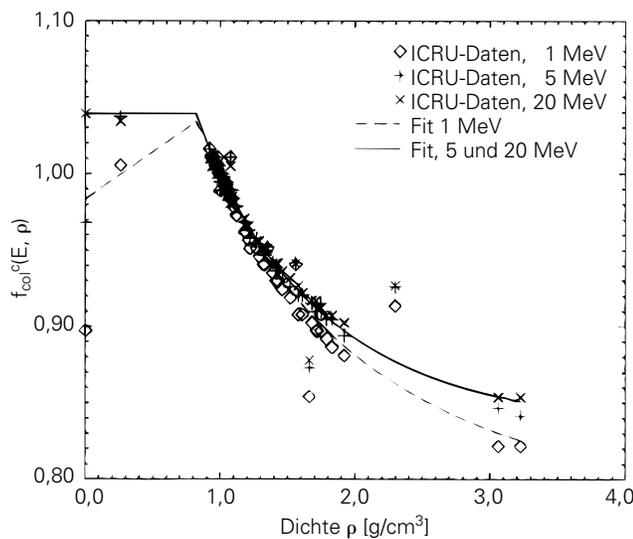


Abbildung 3. Vergleich der ICRU-Gewebeparameter für das Massenstoßbremsvermögen und der Anpassung nach Gleichung (11) bei drei Elektronenenergien.

Figure 3. Comparison of the ICRU tissue mass collision stopping powers and the fit of equation (11) for three electron energies.

Datenanalyse ergab, dass die Zerlegung der Funktion $f_{col}^c(E, \rho)$ in zwei Anteile sinnvoll ist:

$$f_{col}^c(E, \rho) = f_{col}(\rho) - c_E(E) c_\rho(\rho) \quad (11)$$

mit

$$f_{col}(\rho) = \begin{cases} 1.039, & \rho/\rho^w \leq 0.821, \\ (\rho/\rho^w)^{-0.227} + 0.038 (\rho/\rho^w - 1.0), & \rho/\rho^w \geq 0.821. \end{cases} \quad (12)$$

Die Korrekturterme:

$$c_\rho(\rho) = \begin{cases} 0.05553 - 0.0617 \rho/\rho^w, & 0.0 \leq \rho/\rho^w \leq 0.9, \\ 0.0, & 0.9 \leq \rho/\rho^w \leq 1.1, \\ 0.012 \rho/\rho^w - 0.013, & 1.1 \leq \rho/\rho^w. \end{cases} \quad (13)$$

und

$$c_E(E) = \begin{cases} 1.0, & E \leq 1.0 \text{ MeV}, \\ \exp[1.0 - E/\text{MeV}], & E \geq 1.0 \text{ MeV}. \end{cases} \quad (14)$$

bewirken, dass in den Grenzfällen $E \gg 1 \text{ MeV}$ und $\rho \rightarrow \rho^w$:

$$f_{col}^c(E, \rho) \rightarrow f_{col}(\rho) \quad (15)$$

gilt. Des Weiteren wird damit die recht deutliche Energieabhängigkeit von Lunge (ca. 4%) korrekt modelliert. Die Genauigkeit dieses Verfahrens ist, von wenigen Ausnahmen abgesehen (Gallenstein, Urinstein etc.), besser als $\pm 1\%$. Die Unterschiede zu Gleichung (19) von Kawrakow et al. [14] er-

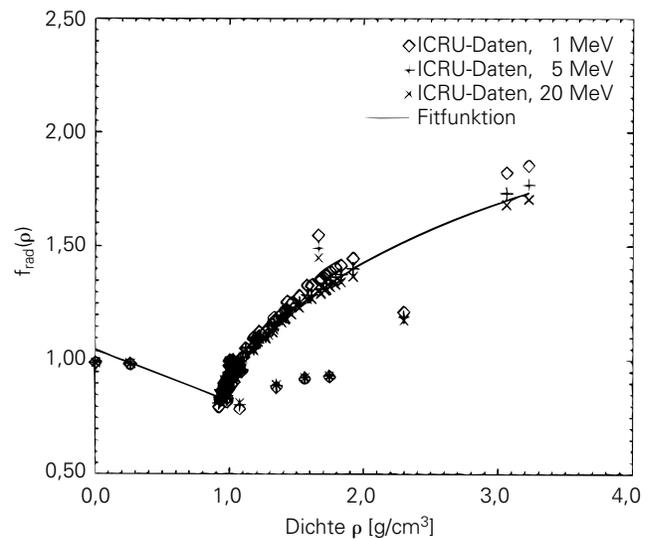


Abbildung 4. Vergleich der ICRU-Gewebeparameter für das Massenstrahlungsbremsvermögen bei drei Elektronenenergien und der Anpassung nach Gleichung (16).

Figure 4. Comparison of the ICRU tissue mass radiation stopping powers and the fit of equation (16) for three electron energies.

gaben sich lediglich aus der Notwendigkeit, die Funktion für Photonenstrahlung auf kleinere Elektronenenergien zu erweitern. Bei Beschränkung auf Elektronenstrahlung behält auch die alte Formel ihre Gültigkeit. Beim Vergleich von Abbildung 1 und Abbildung 3 fällt die Ähnlichkeit beider Kurvenverläufe auf. Dies ist auch nicht verwunderlich, da die führenden Terme beider Prozesse zu den effektiven Verhältnissen aus Ordnungszahl Z und relativer Atommasse A_r , d.h. zu $(Z/A_r)_{\text{eff}}$ proportional sind.

Eine entsprechende Proportionalität zu $(Z^2/A_r)_{\text{eff}}$ gilt sowohl für die Paarbildung als auch für die Bremsstrahlungserzeugung. Deshalb sind die Abbildungen 2 und 4 ebenfalls fast identisch. Wegen des kleinen dosimetrischen Effekts wurde hier die geringe Energieabhängigkeit in der zugehörigen Anpassung vernachlässigt:

$$f_{\text{rad}}(\rho) = \begin{cases} 1.049 - 0.228 \rho/\rho^w, & \rho/\rho^w \leq 0.9, \\ 1.13 + 0.56 \ln(\rho/\rho^w - 0.3), & \rho/\rho^w \geq 0.9, \end{cases} \quad (16)$$

wobei $f_{\text{rad}}(\rho)$ wieder über (1) definiert wurde:

$$\frac{S_{\text{rad}}(E, \rho)}{\rho} = \frac{S_{\text{rad}}^w(E)}{\rho^w} f_{\text{rad}}(\rho), \quad (17)$$

d. h. als Verhältnis der Massenstrahlungsbremsvermögen von Gewebe und Wasser.

Zur Ermittlung des Vielfachstreuwinkels während eines Elektronenschrittes benötigt man eine Größe, die die Streueigenschaften des Materials zum Ausdruck bringt. Wie in der

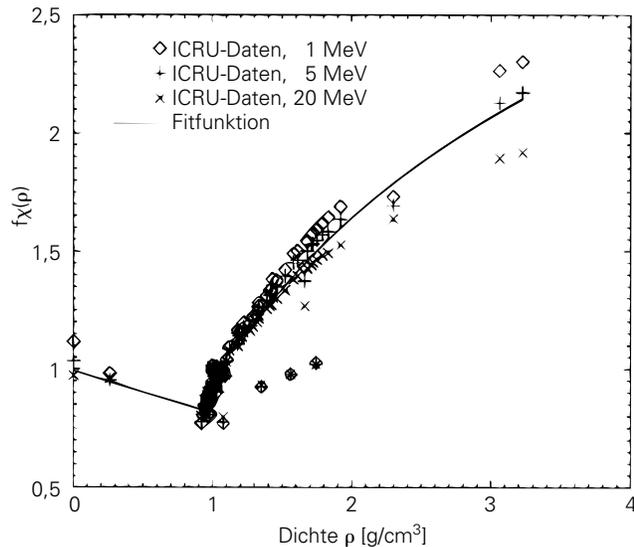


Abbildung 5. Gewebeparameter der Vielfachstreuung $f_{\chi}(\rho)$ berechnet anhand der Gewebeszusammensetzungen und Bremsvermögen aus dem ICRU-Report 46 im Vergleich zur Anpassung nach Gleichung (18).

Figure 5. Multiple scattering tissue parameters $f_{\chi}(\rho)$ calculated using the material compositions and stopping powers of ICRU Report 46 in comparison to the fit of equation (18).

Arbeit von Kawrakow et al. [14] dargestellt, diente hierfür ursprünglich das Massenstreuvermögen $T_s(\rho, E)/\rho$, da eine aus der Kleinwinkelnäherung resultierende Gauß-Funktion als Verteilung des Impulsübertrags angesetzt wurde. Mittlerweile ist jedoch die wesentlich genauere Vielfachstreuungstheorie von Kawrakow [11] implementiert. Der Materialparameter heißt dort $f_{\chi}(\rho)$. Dieser transformiert einen bekannten Vielfachstreuwinkel θ_w in Wasser in den korrespondierenden Streuwinkel θ im Medium der Dichte ρ und kann aus der atomaren Zusammensetzung sowie dem Bremsvermögen berechnet werden. Abbildung 5 zeigt f_{χ} als Funktion der Massendichte für alle Gewebearten des ICRU-Reports 46 [1] bei drei Elektronenenergien.

Parallel dazu ist wieder die in VMC eingebaute Anpassung

$$f_{\chi}(\rho) = \begin{cases} 0.993 - 0.18 \rho/\rho^w, & \rho/\rho^w \leq 0.92, \\ -0.352 + 1.282 \rho/\rho^w, & 0.920 < \rho/\rho^w \leq 1.138, \\ 1.107, & 1.138 < \rho/\rho^w \leq 1.2, \\ 0.916 + 1.047 \ln(\rho/\rho^w), & \rho/\rho^w > 1.2. \end{cases} \quad (18)$$

dargestellt [12]. Die Abhängigkeit von der Elektronenenergie in der Größenordnung von bis zu 10% resultiert aus der Energieabhängigkeit des Massenbremsvermögens, wurde aber wegen des geringfügigen Dosiseffekts in Gleichung (18) vernachlässigt.

Schlussfolgerungen

Da die unterschiedlichen menschlichen Gewebearten überwiegend aus Elementen kleiner Ordnungszahlen aufgebaut sind, existieren Ähnlichkeiten dieser Materialien, die bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für MC-Simulationen von Vorteil sind. Die Energieabhängigkeit dieser Größen hat in der Regel immer den gleichen qualitativen Verlauf, sodass die Dichteabhängigkeit mit einem einfachen Korrekturfaktor $f_i(\rho)$ für jeden Wechselwirkungsprozess beschrieben werden kann. Die Massendichte wiederum ist aus der gemessenen Schwächung am CT bestimmbar [14, 18]. Bei entsprechender Kalibrierung kann sie in der Regel mit einer Präzision von 1% und besser ermittelt werden. Allerdings wurde auch berichtet, dass im Übergangsbereich von Weichteilgewebe zu Knochengewebe durchaus Ungenauigkeiten von bis zu 0,04 g/cm³ möglich sind [18]. Da das aber nur für einen sehr begrenzten Abschnitt im CT-Wertebereich zutreffend ist, sollte die Auswirkung auf die Dosisverteilung vernachlässigbar sein. Als alternatives Verfahren bietet sich auch die experimentelle Bestimmung der Elektronendichte über die gemessene Schwächung in jedem Voxel an [15]. Die erzielbare Genauigkeit liegt hier im Bereich von etwa 1–2% [4]. Über Gleichung (7) kann man dann die Massendichte berechnen.

Damit besitzt man eine effiziente Methode, die Verteilung der Streueigenschaften aus dem dreidimensionalen CT-Datensatz des Patienten zu ermitteln. Die hier vorgestellten Anpassungsfunktionen gelten im Energiebereich der Strahlentherapie, sodass systematische Auswirkungen auf die Dosis

unterhalb von 2% liegen. Die Verwendung der Formeln (7), (8), (9), (11), (16) und (18) ist aber nicht zwingend erforderlich, falls die exakte Materialzusammensetzung bekannt sein sollte, so z. B., wenn experimentelle Dosisverteilungen in Phantomen, deren geometrische und atomare Struktur klar definiert ist, mit MC-Simulationen verglichen werden. In diesem Fall kann für jeden Wechselwirkungsparameter des Phantommaterials der genaue Faktor zum entsprechenden Parameter in Wasser ermittelt und benutzt werden. Der Produktansatz (1) ist dann die einzige Approximation, die noch in die Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte eingeht. Bei der Dosisberechnung im CT-Modell des Patienten führt jedoch kein Weg an einer – wie auch immer gearteten – Anpassungsprozedur vorbei.

Danksagung

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

Literatur

1. Photon, Electron, Proton and Neutron Interaction Data for Body Tissues. ICRU-Report 46. International Commission on Radiation Units and Measurements, 1992.
2. Ahnesjö A, Aspradakis MM. Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys Med Biol* 1999;44:R99–155.
3. Brahme A, Chavaudra J, Landberg T, McCullough EC, Nüsslin F, Rawlinson JA, Svensson G, Svensson H. Accuracy requirements and quality assurance of external beam therapy with photons and electrons. *Acta Oncol* 1988; 27:Suppl 1.
4. Constantinou C, Harrington JC, DeWerd LA. An electron density calibration phantom for CT-based treatment planning computers. *Med Phys* 1992;19: 325–7.
5. DeMarco JJ, Solberg TD, Smathers JB. A CT-based Monte Carlo simulation tool for dosimetry planning and analysis. *Med Phys* 1998;25:1–11.
6. duPlessis FCP, Willems CA, Lötter MG, Goedhals L. The indirect use of CT numbers to establish material properties needed for Monte Carlo calculation of dose distributions in patients. *Med Phys* 1998;25:1195–201.
7. Fippel M. Fast Monte Carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm. *Med Phys* 1999;26:1466–75.
8. Fippel M, Kawrakow I, Friedrich K. Electron beam dose calculations with the VMC algorithm and the verification data of the NCI working group. *Phys Med Biol* 1997;42:501–20.
9. Fippel M, Laub W, Huber B, Nüsslin F. Experimental investigation of a fast Monte Carlo photon beam dose calculation algorithm. *Phys Med Biol* 1999; 44:3039–54.
10. Fippel M, Laub W, Huber B, Nüsslin F. XVMC – Schnelle Monte-Carlo-Dosisberechnung für die Bestrahlungsplanung bei Photonenstrahlung. *Z Med Phys* 1999;9:255–60.
11. Kawrakow I. Electron transport: multiple and plural scattering. *Nucl Instr Meth* 1996;B108:23–34.
12. Kawrakow I. Improved modeling of multiple scattering in the VMC model. *Med Phys* 1997;24:505.
13. Kawrakow I, Fippel M. Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC. *Phys Med Biol* 2000; 45:2163–83.
14. Kawrakow I, Fippel M, Friedrich K. 3D electron dose calculation using a Voxel based Monte Carlo algorithm (VMC). *Med Phys* 1996;23:445–57.
15. Knöös T, Nilsson M, Ahlgren L. A method for conversion of Hounsfield number to electron density and prediction of macroscopic pair production cross sections. *Radiother Oncol* 1986;5:337–45.
16. Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO. The EGS4 code system. SLAC Report No. SLAC-265, 1985.
17. O'Connor JE. The variation of scattered x-rays with density in an irradiated body. *Phys Med Biol* 1957;1:352–69.
18. Schneider W, Bortfeld T, Schlegel W. Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions. *Phys Med Biol* 2000;45:459–78.
19. Schneider W, Bortfeld T, Schlegel W. Influence of tissue composition on the results of Monte Carlo simulations for patient dose calculations. In: XIII Int Conf on the Use of Computers in Radiation Therapy (ICCR), Heidelberg, Germany, 2000:443–5.
20. Wang L, Chui CS, Lovelock M. A patient-specific Monte Carlo dose-calculation method for photon beams. *Med Phys* 1998;25:867–78.

Korrespondenzanschrift

Dr. Matthias Fippel
 Abteilung für Medizinische Physik
 Universitätsklinikum
 Hoppe-Seyler-Straße 3
 72076 Tübingen
 Deutschland
 Telefon (+49/7071) 29-85887, Fax -5920
 E-Mail: msfippel@med.uni-tuebingen.de