

II – 3.1.2 Lichtausbreitung und Streuung in trüben Medien

Von MARTIN J. C. VAN GEMERT, Amsterdam, SCOTT A. PRAHL, Amsterdam und A. J. WELCH, Texas

Einleitung

Wäre Gewebe ein ausschließlich lichtabsorbierendes und nicht lichtstreuendes Medium, so könnte die räumliche Lichtverteilung bei einer Laserbestrahlung mit Hilfe einer einfachen exponentiellen Dämpfung beschrieben werden. In diesem Fall wäre Dosimetrie einfach. Wir wissen jedoch, daß Gewebe ein trübes Medium ist und Licht streut. Vernachlässigt man die Streuung des Lichtes, so weicht die angenommene Lichtverteilung im Gewebe wesentlich von der wirklichen Lichtverteilung ab. Direkt unter der Oberfläche kann die auf das Gewebe fallende Lichtintensität infolge von Streuprozessen im Inneren erhöht werden, so daß mehr Licht für Absorption verfügbar ist. Besonders in einem Wellenlängenbereich, in dem das Material wenig absorbiert (bei vielen Geweben zwischen 600 nm und 1500 nm), kann infolge von Streuprozessen die auftreffende Lichtintensität um einen Faktor 2 bis 3 zunehmen. In Hohlraumorganen, wie z.B. der Harnblase, kann die auf das Gewebe fallende Lichtintensität noch weiter ansteigen (Faktor 4 bis 7). Streuung erhöht auch seitlich des einfallenden Lichtstrahls die verfügbare Lichtintensität. Wie wesentlich Streuprozesse bei der Lichtausbreitung (im Gewebe) sind, hängt ab von Streu- sowie Absorptionseigenschaften, dem Brechungsindex des Gewebes und dem Durchmesser des Laserstrahls. Der Sinn des Kapitels ist es, den Einfluß der Streuung auf die Lichtverteilung im Gewebe zu demonstrieren. Die Diskussion soll sich im wesentlichen auf Abbildungen konzentrieren und weniger eine mathematische Beschreibung der Probleme darstellen; dennoch werden einige mathematische Definitionen angegeben.

Innerhalb des Wellenlängenbereichs der klinischen Lasermedizin (etwa 193 nm bis 10600 nm) kann der Absorptionskoeffizient des Gewebes stark variieren, wobei der Streukoeffizient monoton mit steigender Wellenlänge abnimmt. Das Verhältnis der Koeffizienten ändert sich ebenfalls wesentlich mit der Wellenlänge des Laserlichts. Abb.1 zeigt ein Beispiel der Abhängigkeit der Absorption und Streuung von der Wellenlänge in vaskulärem Gewebe. Abb. 1c stellt die Albedo (das Verhältnis aus Streukoeffizienten zur Summe von Streu- und Absorptionskoeffizient) von vaskulärem Gewebe über der Wellenlänge dar.

Definitionen

Absorptions- und Streuparameter

Die Absorptions- (μ_a) und die Streukoeffizienten (μ_s) sind so definiert, daß die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon auf dem Wegstück ds absorbiert oder gestreut wird, angegeben wird durch:

$$\text{Absorptionswahrscheinlichkeit} = \mu_a ds \quad (1a)$$

$$\text{Streuwahrscheinlichkeit} = \mu_s ds \quad (1b)$$

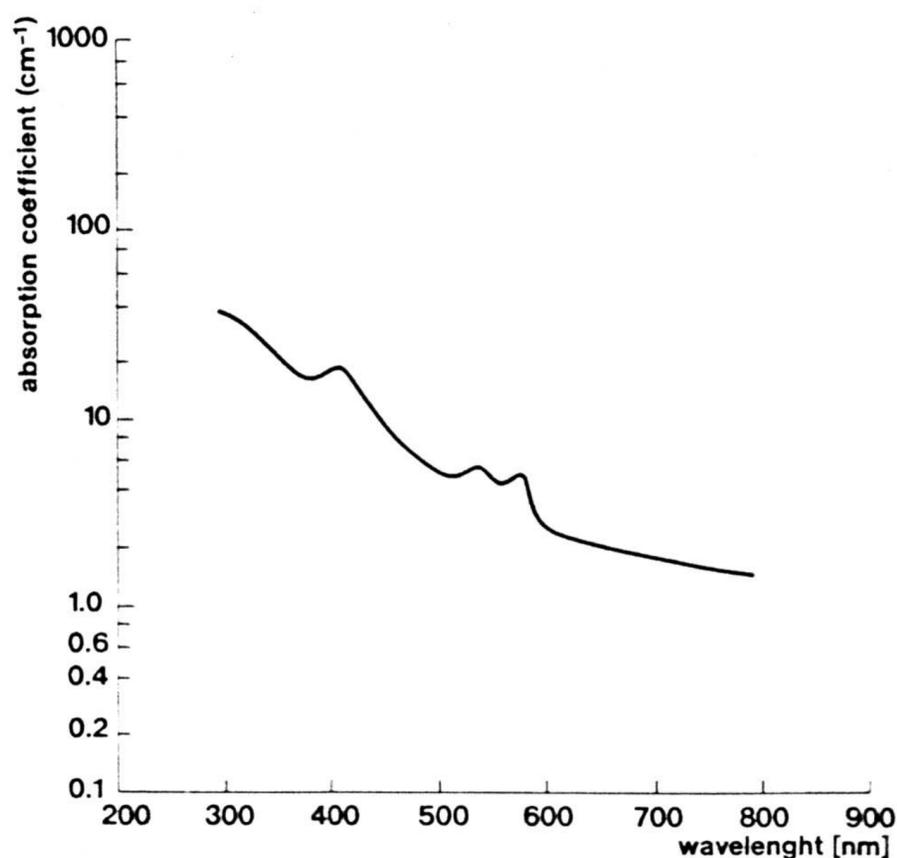


Abb. 1a: Optische Eigenschaften des Gewebes von humaner Aorta als Funktion der Wellenlänge (KEIJZER et al., 1989b). Absorptionskoeffizient; relative Absorptionsmaxima bei 415 nm, 540 nm und 577 nm stimmen überein mit Absorptionsmaxima von Oxyhaemoglobin.

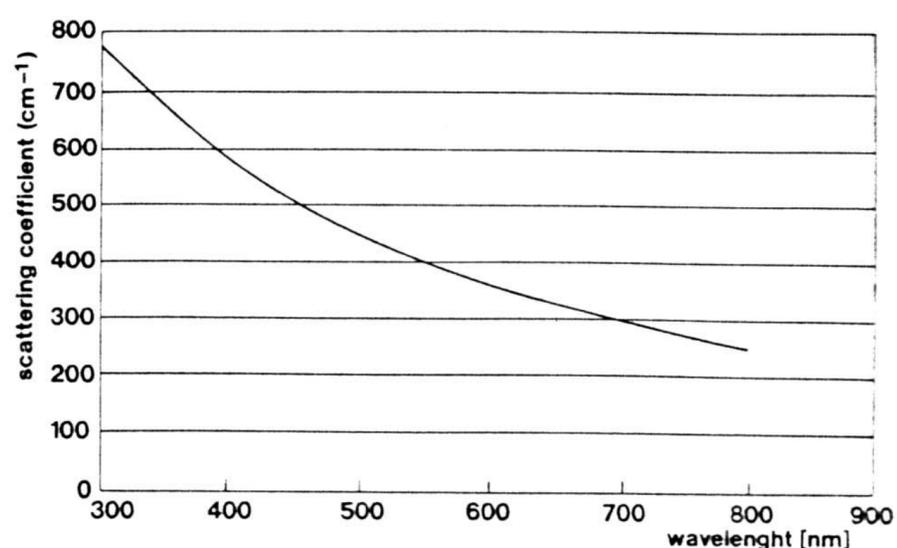


Abb. 1b: Streukoeffizient

II – 3.1.2 Lichtausbreitung und Streuung in trüben Medien

Der Kehrwert von μ_a bzw. μ_s gibt die mittlere Entfernung an, die ein Photon frei durchqueren kann, ohne absorbiert oder gestreut zu werden. Diese Entfernung wird auch „mittlere freie Weglänge“ genannt.

$$\text{mittlere freie Weglänge für Streuung} = 1/\mu_s \quad (1c)$$

$$\text{mittlere freie Weglänge für Absorption} = 1/\mu_a \quad (1d)$$

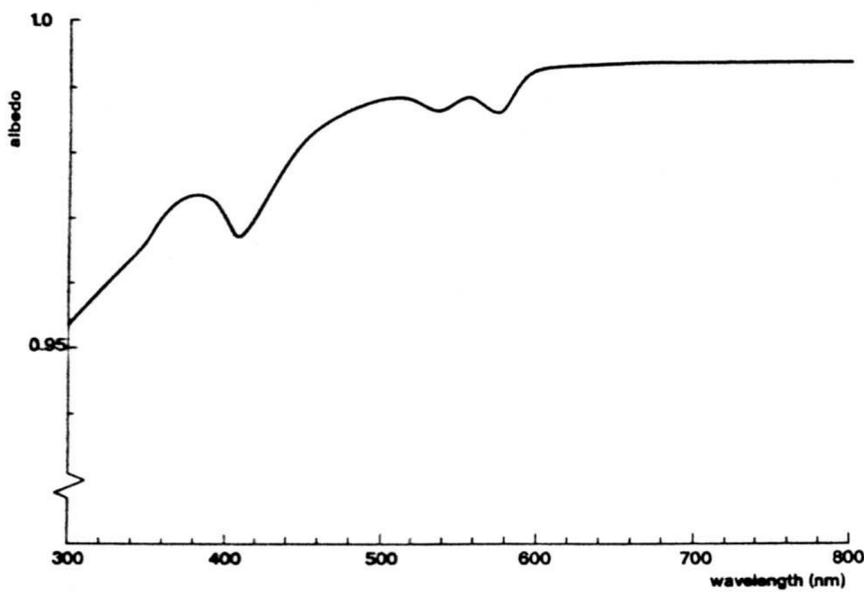


Abb. 1c: Die Albedo wird als Verhältnis von Streukoeffizient zur Summe aus Streu- und Absorptionskoeffizient definiert (vgl. Gl. 5). Die Albedo liegt zwischen 0,953 und 0,994 und zeigt, daß Streuung im Bereich zwischen 300 nm und 800 nm dominiert.

Die Absorptions- und Streukoeffizienten werden in reziproken Längeneinheiten angegeben (z.B. mm^{-1}).

Man nimmt im allgemeinen an, daß die Streuung eines Photons (an einem Objekt, im Medium) nur vom Streuwinkel θ zwischen einfallendem und gestreutem Photon abhängt. Es ist jedoch auch möglich, daß z.B. Gewebe (wie streifenförmiges Muskelgewebe) eine bevorzugte Streuachse besitzt. Die Wahrscheinlichkeit ein Photon zum Winkel θ zu streuen, kann also über alle Winkel konstant (isotrope Streuung) sein oder sich in Abhängigkeit vom Winkel (anisotrope Streuung) ändern. Gerade in menschlichem und tierischem Gewebe wird Licht stark vorwärts gestreut (z.B. WILSON et al., 1987; JACQUES et al., 1987; PARSA et al., 1989; van Gemert et al., 1989). Ein Maß für den Grad der Anisotropie der Streuung gibt der Anisotropiefaktor g an, wobei $g = 1$ vollständige Vorwärtsstreuung und $g = 0$ isotrope Streuung bedeutet. Der Anisotropiefaktor g ist definiert als Integral über dem Cosinus des Streuwinkels θ multipliziert mit der normierten Wahrscheinlichkeit $p(\theta)$ ein Photon zum Winkel θ in alle möglichen Raumrichtungen zu streuen. In Polarkoordinaten ist θ der Azimutwinkel bez. der z -Achse und ϕ der Polarwinkel (differentielle Raumwinkelement $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$).

$$g = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad (2)$$

Die normierte Wahrscheinlichkeit $p(\theta)$ wird auch „Phasenfunktion“ genannt. Bei in-vitro Geweben liegt der Wert von g zwischen 0,7 und 0,99.

Experimentell wurde für in-vitro Gewebe eine ähnliche normierte „Streuwahrscheinlichkeit“ $p(\theta)$ gefunden wie sie der Henyey-Greenstein-Formel (1941) entspricht.

$$p(\theta) = (1 - g^2) [1 + g^2 - 2g \cos\theta]^{-1,5} \quad (3)$$

Ein experimentell erhaltenes Beispiel zeigt Abb. 2.

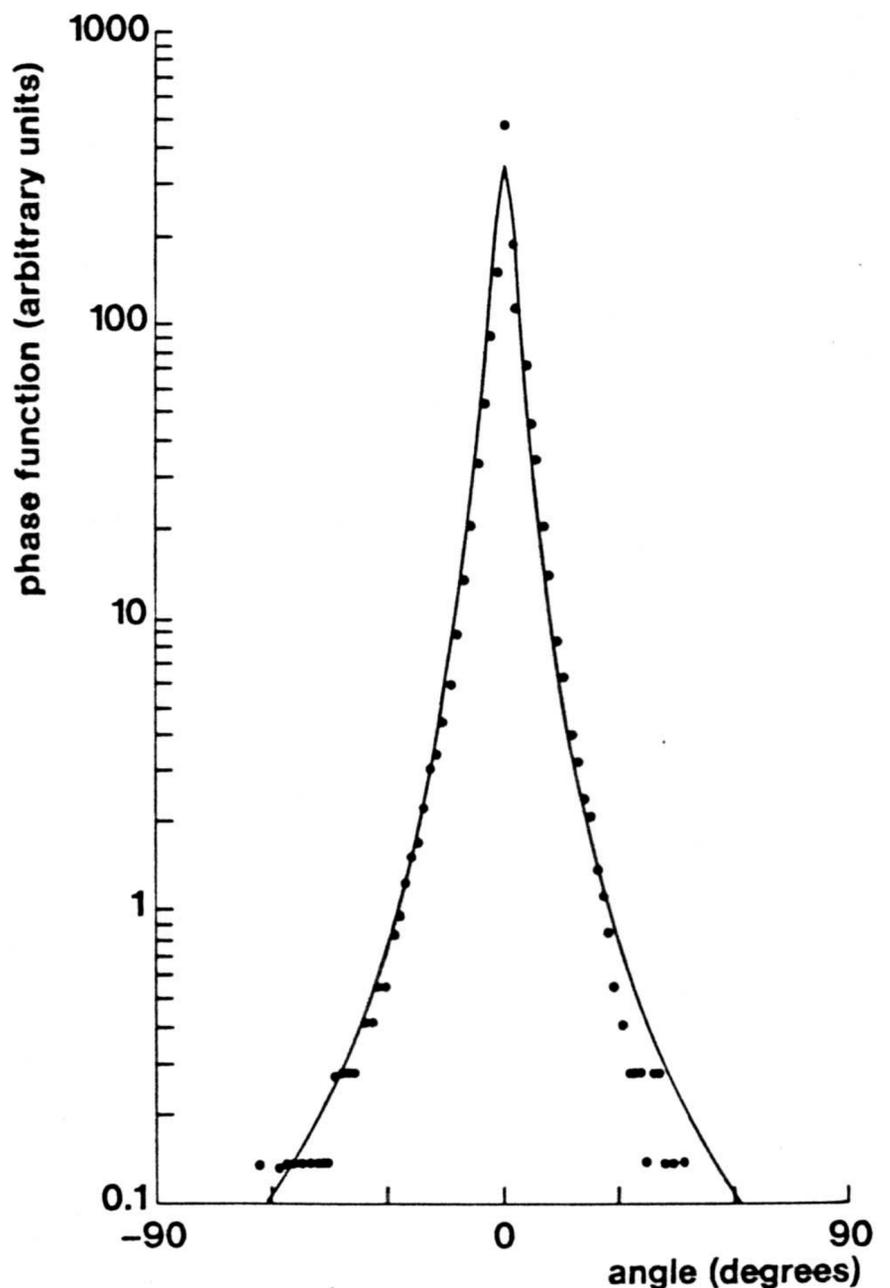


Abb. 2: Die Henyey-Greenstein Phasenfunktion (vgl. Gl. (3)) als Anpassung an Meßwerte einer 0,02 mm dicken humanen Dermis, die mit einem Goniophotometer gemessenen wurden (PRAHL, 1988).

Optische Tiefe und Albedo

Die optische Tiefe τ wird definiert als Abstand (z) multipliziert mit der Summe aus Absorptions- und Streukoeffizient.

$$\tau = (\mu_s + \mu_a) z \quad (4)$$

Eine optische Tiefe von 1 wird manchmal als eine „mittlere freie Weglänge“ bezeichnet. Die mittlere freie Weglänge ist der Weg, den ein Photon im Mittel zurücklegen kann, be-

vor es eine Wechselwirkung mit dem Gewebe erfährt, entweder absorbiert oder gestreut wird, (vgl. Gl. (1c) und (1d)). Die so definierte optische Tiefe ist dimensionslos, folglich kann eine optische Tiefe von 1 (oder eine „mittlere freie Weglänge“) zwischen 0.02 mm ($\mu_s + \mu_a = 50 \text{ mm}^{-1}$) bis zu 20 mm ($\mu_s + \mu_a = 0,05 \text{ mm}^{-1}$) variieren, je nach den optischen Eigenschaften des Materials.

Die Albedo a ist das Verhältnis von Streukoeffizienten zur Summe von Streu- und Absorptionskoeffizienten.

$$a = \mu_s / (\mu_s + \mu_a) \quad (5)$$

Falls die Albedo Null ist (d.h. $\mu_s = 0$), bedeutet es, daß die gesamte Wirkung des Lichts im Medium Absorption und nicht Streuung ist. Ist andererseits die Albedo 1 (d.h. $\mu_a = 0$), heißt es, daß kein Licht absorbiert wird; das ist der Fall der konservativen Streuung. Die Albedo gibt den Teil des Lichts an, das gestreut wird, während es eine optische Tiefe von 1 (eine „mittlere freie Weglänge“) durchquert. Die Albedo ist eine dimensionslose Größe.

Dimensionslose optische Parameter haben den Vorteil, daß sie abhängige Größen in einem Parameter verbinden. Ist z.B. der Streukoeffizient eines Materials mit 1 mm^{-1} angegeben, so hat man relativ wenig nützliche Information über die optischen Eigenschaften des Materials erhalten, falls man nicht zusätzlich den Absorptionskoeffizienten kennt. Beträgt der Absorptionskoeffizient 10 mm^{-1} , so ist das Material stark absorbierend, ist der Wert des Absorptionskoeffizienten nur $0,1 \text{ mm}^{-1}$, so streut das Material stark. Die dimensionslosen Parameter – Albedo und optische Tiefe – enthalten diese Informationen in zwei Zahlen.

Bestrahlungsstärke und Strahlungsflußrate

Die Bestrahlungsstärke (E) ist die auf ein infinitesimales Oberflächenelement (bel. orientierte Fläche) auffallende Strahlungsleistung geteilt durch die Fläche des Oberflächenelementes. Abb. 3 zeigt zwei mögliche Fälle. In Abb. 3a ist ein radial konstantes Intensitätsprofil des Strahls aufgetragen, annehmend, daß auch die Bestrahlungsstärke konstant ist für $r \leq W_L$ (W_L : Durchmesser des Laserstrahls) und Null für $r > W_L$. In Abb. 3b ist die Bestrahlungsstärke als Gauß'sche Verteilung über dem radialen Abstand wiedergegeben. Der Strahlradius W_L wird beim Gauß'schen Profil als der Radius definiert, bei dem die maximale Bestrahlungsstärke (E_0) vom Zentrum auf das $1/e^2$ -fache ($1/e^2 = 0,135$) abgefallen ist. Die radiale Bestrahlungsstärke ist hierbei

$$E(r) = E_0 \exp(-2r^2/W_L^2) \quad (6)$$

E wird in Watt pro Fläche (W/m^2) angegeben. Wird die gleiche gesamte Strahlungsleistung bei radial konstantem Strahlprofil sowie bei einem Gauß'schen Strahlprofil gleichen Strahlradius gemessen, so bedeutet es, daß im Zen-

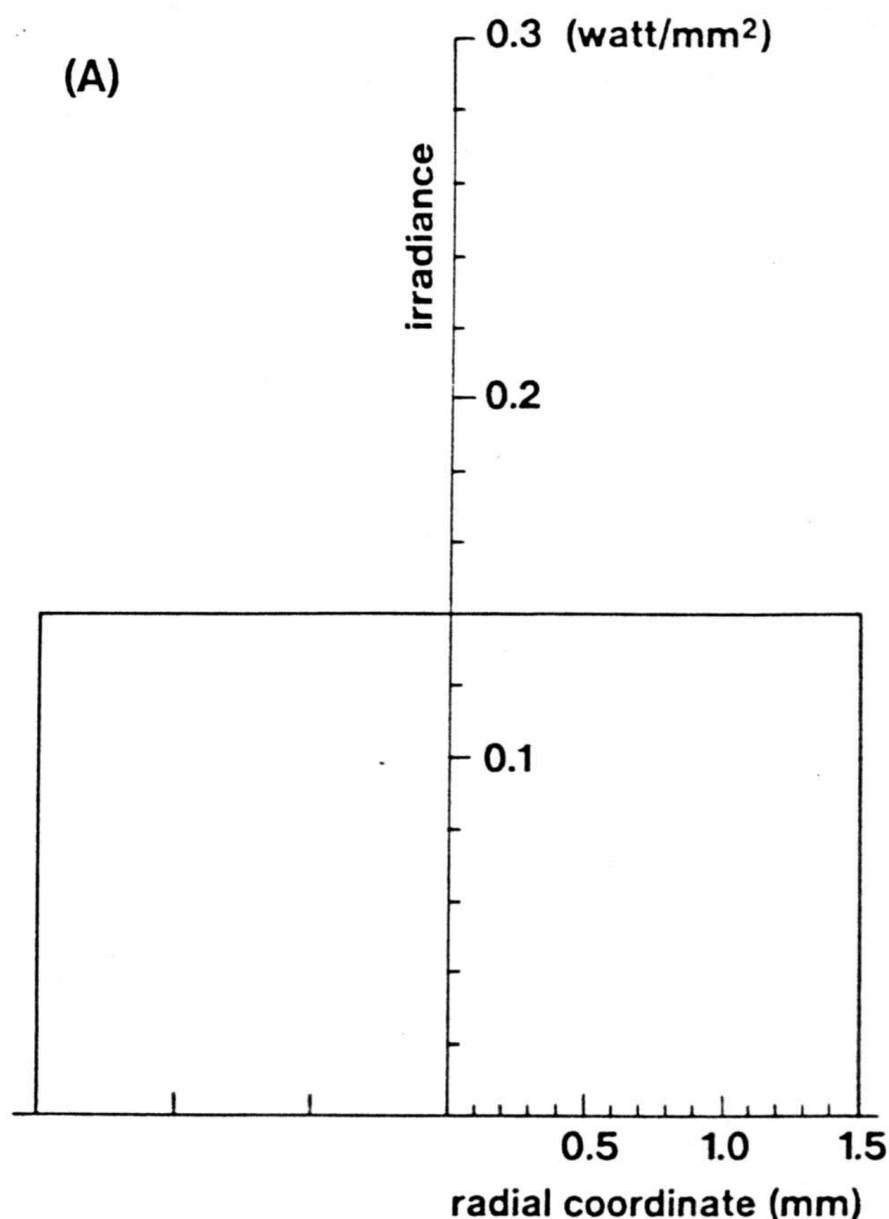


Abb. 3a: Bestrahlungsstärke (W/mm^2) als Funktion der radialen Position im Laserstrahl. Die gesamte Laserleistung beträgt 1 W. Bei radial konstanter Lichtintensität, Strahlradius $W_L = 1,5 \text{ mm}$

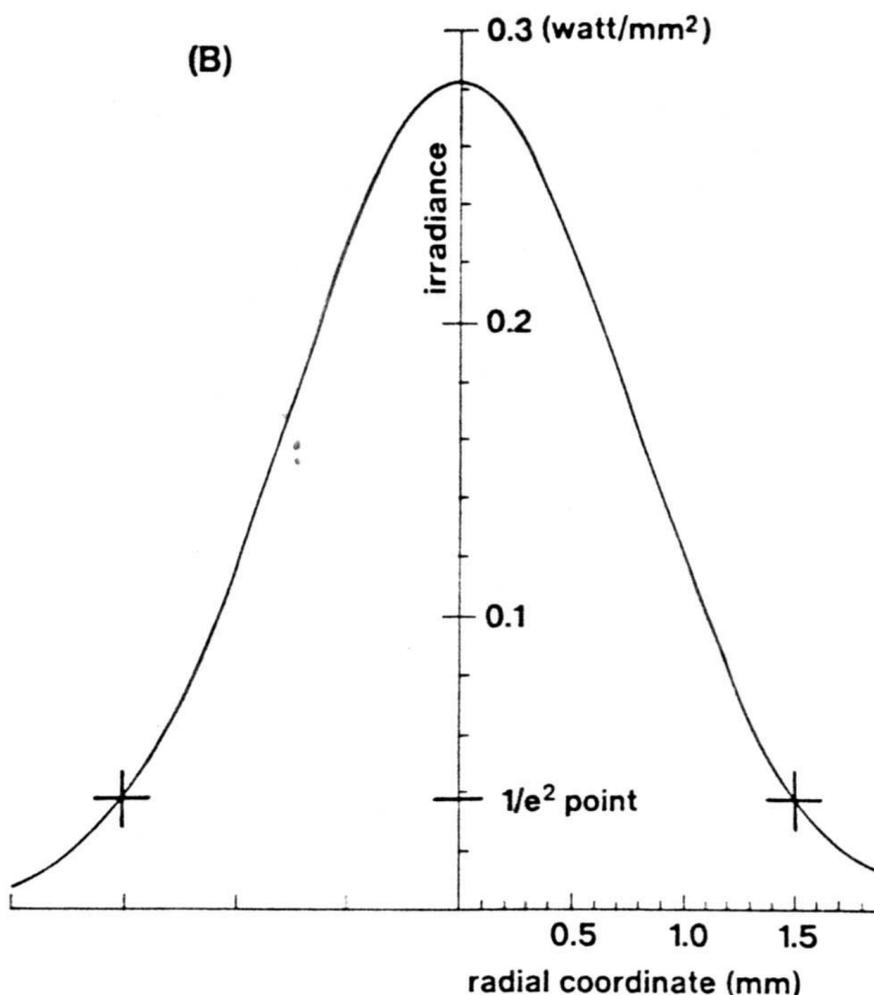


Abb. 3b: Bei einer Gauß-Verteilung der Lichtintensität und gleichem $1/e^2$ -Strahlradius $W_L = 1,5 \text{ mm}$ ist die gesamte Laserleistung auch 1 W.

II – 3.1.2 Lichtausbreitung und Streuung in trüben Medien

trum des Gauß'schen Strahlprofils die Bestrahlungsstärke doppelt so groß ist wie beim radial konstantem Strahlprofil (Abb. 3).

Die Strahlungsflußrate (ϕ) ist die insgesamt die Oberfläche einer infinitesimal kleinen Kugel durchdringende Strahlungsdichte geteilt durch die Querschnittsfläche der Kugel. Die Einheit der Strahlungsflußrate ist Leistung pro Fläche (W/m^2). Die thermische Wirkung des Laserstrahls im Gewebe, wie sie in der Medizin angewendet wird, ist erst durch die räumliche Verteilung der Strahlungsflußrate verständlich. Die lokal im Volumen erzeugte Wärmeleistung Q ergibt sich aus dem Produkt von (lokalem) Absorptionskoeffizienten μ_a und lokaler Strahlungsflußrate ϕ .

$$Q(\underline{r}) = \mu_a(\underline{r}) \cdot \phi(\underline{r}) \quad (7)$$

Q wird in Einheiten von Leistung pro Volumen (W/m^3) ausgedrückt und \underline{r} kennzeichnet den Ort im Gewebe. Gleichung (7) stellt den Quellterm in der „Bio-Wärme“-Gleichung für die Wärmeproduktion dar. Mit Hilfe der „Bio-Wärme“-Gleichung wird die Temperaturverteilung im mit Laserlicht bestrahlten Gewebe (WELCH, 1984) berechnet.

Die Transportgleichung

Als „Goldstandard“ für Lichtausbreitung in trüben Medien wird im allgemeinen die Gleichung der Strahlungsübertragung (z.B. ISHIMARU, 1978 Kap. 7; ISHIMARU, 1989) verwendet. Die Gleichung leitet sich aus der Energiebilanz der Strahlung ab, die auf einen infinitesimalen Querschnitt eines zylindrischen Volumens infinitesimaler Länge trifft. Die Strahlungsdichte ($\text{W}/\text{sr}/\text{m}^2$) stellt die in eine bestimmte Richtung fließende lokale Leistungsdichte dar, wobei mit dieser Richtung (bezüglich der Flächennormalen) ein infinitesimaler Raumwinkel eingeschlossen wird. Die Transportgleichung, eine Integrodifferentialgleichung, ist für viele Fälle nicht analytisch lösbar und i.A. gerade in den Fällen, die in der klinischen Anwendung des Lasers vorkommen. Vor kurzem wurden jedoch Monte-Carlo Computerprogramme erstellt, die mit Hilfe dieser statistischen Methode die Transportgleichung lösen und speziell für Problemstellungen der klinischen Lasermedizin geeignete Lösungen anbieten (z.B. WILSON und ADAM, 1983; KEIJZER et al., 1989). Die Strahlungsflußrate in einem bestimmten Punkt im Gewebe folgt aus der in diesem Punkt über alle möglichen Raumrichtungen integrierten Strahlungsdichte. Definiert man im Punkt \underline{r} die in die Ausstrahlungsrichtungen $\underline{\hat{s}}$ weisende Strahlung als die Strahlungsdichte $L(\underline{r}, \underline{\hat{s}})$, so ergibt sich mathematisch als Strahlungsflußrate ϕ im Punkt \underline{r} :

$$\phi(\underline{r}) = \int_{4\pi} L(\underline{r}, \underline{\hat{s}}) d\omega \quad (8)$$

Hierbei bezeichnet $d\omega$ den infinitesimalen Raumwinkel, der zur Ausstrahlungsrichtung $\underline{\hat{s}}$ weist.

Die Strahlungsflußrate ϕ hat eine praktischere Bedeutung als die Strahlungsdichte L , da unabhängig von der Ausbreitungsrichtung ein Photon durch eine chromophore Gruppe an der Stelle \underline{r} im Gewebe absorbiert wird. Im folgenden soll die räumliche Verteilung der Strahlungsflußrate bei unterschiedlichen Verhältnissen von Streuung zu Absorption und verschiedenen Geometrien diskutiert werden. Die Strahlungsflußrate ϕ (im Punkt \underline{r}) ergibt sich aus der Strahlungsdichte $L(\underline{r}, \underline{\hat{s}})$ nach Gleichung (8) und die Strahlungsdichte wiederum folgt aus der Gleichung der Strahlungsübertragung (in Richtung $\underline{\hat{s}}$).

$$\frac{dL(\underline{r}, \underline{\hat{s}})}{ds} = -(\mu_a + \mu_s) L(\underline{r}, \underline{\hat{s}}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\underline{\hat{s}}, \underline{\hat{s}}') L(\underline{r}, \underline{\hat{s}}') d\omega' \quad (9)$$

Nachdem die Strahlungsdichte einen infinitesimalen Weg ds in Raumrichtung $\underline{\hat{s}}$ eines zylindrischen Volumens durchlaufen hat, hat sich die Strahlungsdichte am Punkt \underline{r} um $dL(\underline{r}, \underline{\hat{s}})$ geändert (linke Seite Gl. (9)). Die Strahlungsdichte nimmt entlang des infinitesimalen Wegelementes ds infolge von Streuung oder Absorption ab. (1. Term rechte Seite Gl. (9)).

$$dL(\underline{r}, \underline{\hat{s}}) = -(\mu_a + \mu_s) L(\underline{r}, \underline{\hat{s}}) ds \quad (10a)$$

Die Strahlungsdichte steigt infolge von Streuung des Lichtes aus allen anderen Richtungen $\underline{\hat{s}}'$ nach $\underline{\hat{s}}$ im Punkt \underline{r} wieder an (2. Term rechte Seite Gl. (9)). Der Streuwinkel θ liegt hierbei zwischen den Richtungen $\underline{\hat{s}}'$ und $\underline{\hat{s}}$.

$$dL(\underline{r}, \underline{\hat{s}}) = ds \cdot \mu_s \int_{4\pi} p(\underline{\hat{s}}, \underline{\hat{s}}') L(\underline{r}, \underline{\hat{s}}') d\omega' \quad (10b)$$

(Die gestrichelten Koordinaten ($\underline{\hat{s}}'$, ω') kennzeichnen das Raumgebiet, aus dem gestreut wird. $p(\underline{\hat{s}}, \underline{\hat{s}}')$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon von den Richtungen $\underline{\hat{s}}'$ nach $\underline{\hat{s}}$ gestreut wird.) Addiert man Gl. 10a und 10b, teilt durch ds und läßt ds gegen Null gehen, so erhält man die Nettoänderung der Strahlungsdichte $L(\underline{r}, \underline{\hat{s}})$ im Punkt \underline{r} und damit die Transportgleichung (Gl. (9)).

Verteilung der Strahlungsflußrate in einer Platte

Mit Hilfe der Diffusionsapproximation für die Strahlungsübertragungsgleichung (ISHIMARU 1978; PRAHL 1988) wurden die in Abb. 4 – 9 gezeigten Strahlungsflußraten berechnet. Die Diffusionsapproximation vereinfacht die Transportgleichung so, daß sie analytisch lösbar wird. In der vereinfachten Form kann die Transportgleichung sinnvoll zur qualitativen Betrachtung der Lichtausbreitung im Gewebe herangezogen werden. Infolge der Approximation wird die Berechnung der Lichtausbreitung zwar ungenauer,

jedoch ermöglicht erst die analytische Lösung der Gleichung eine qualitative Aussage und so gleicht sich dieser Nachteil aus. Eine in einer Richtung unendlich ausgedehnte Platte wurde mit einem kollimiertem Strahl senkrecht bestrahlt (Abb. 4–9). Der Strahl wird durch die Bestrahlungsstärke E_0 (W/cm^2) charakterisiert. In jeder Abbildung ist das Verhältnis von Strahlungsflußrate (ϕ) zur Bestrahlungsstärke als Ordinate dargestellt. In einem in einer Richtung unendlich ausgedehnten isotropen ($g = 0$) Gewebe kann (in der Diffusionsapproximation) das Verhältnis von Strahlungsflußrate (ϕ) zur Bestrahlungsstärke (E_0) analytisch angegeben werden.

$$\phi(z)/E_0 = (1 + A)e^{-\mu_t z} + B e^{-kz} \quad (11)$$

Hierbei ist $k = \sqrt{3}\mu_t \mu_a$ und $\mu_t = \mu_a + \mu_s$. Die Konstanten A und B sind dimensionslos und können in Abhängigkeit von den Grenzbedingungen und optischen Parametern des Gewebes positive oder negative Werte annehmen (PRAHL, 1988). Wie aus der Gleichung (11) folgt, nimmt schließlich die Strahlungsflußrate exponentiell ab, entsprechend zum kleineren Exponenten μ_t oder k.

Änderung der Strahlungsflußrate mit der Albedo

Gleichung (11) ist in Abb. 4 dargestellt, um zu zeigen wie die Strahlungsflußrate mit der Albedo variiert. Für diese Darstellung wurde die Bestrahlungsstärke eines unendlich breiten Strahls bei isotroper Streuung angesetzt und ein Brechungsindex vom Gewebe angenommen, der dem der Umgebung entspricht. Das Verhältnis der Strahlungsflußrate (ϕ) zur Bestrahlungsstärke ist in einer logarithmischen Skala aufgetragen, um die exponentielle Dämpfung des Lichtes hervorzuheben. Der Einsatz der exponentiellen Ab-

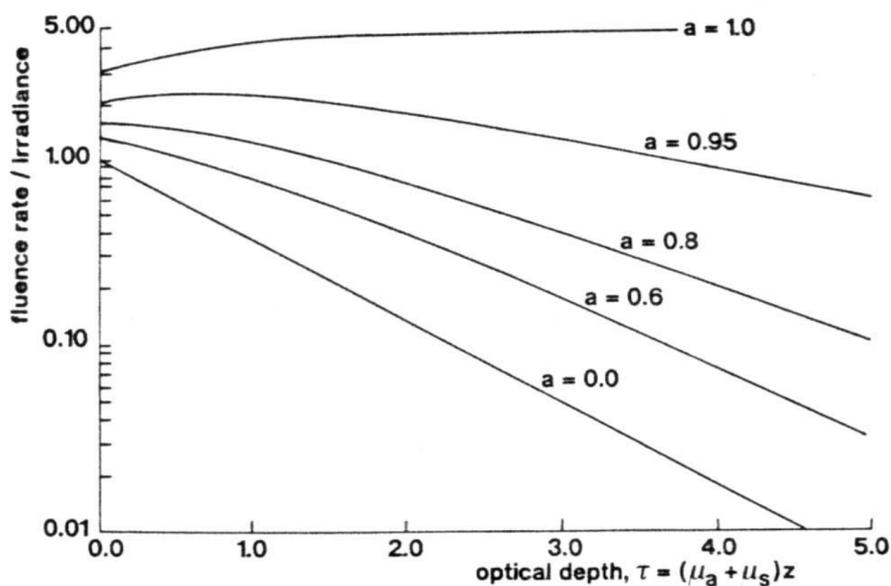


Abb. 4: Strahlungsflußrate geteilt durch die einfallende Bestrahlungsstärke als Funktion der optischen Tiefe (vgl. Gl. 11) in einer in einer Richtung unendlich ausgedehnten Platte, bei unterschiedlichen Albedos, isotroper Streuung ($g = 0$) im Gewebe und einem Brechungsindex von $n = 1$. Die Gl. (11) beinhaltet, daß die Dämpfung bei großem z entsprechend zum Term $e^{-\mu_t z}$ verläuft, falls $a < 2/3$ ist. Ist $a > 2/3$, gibt die Dämpfung bei großem z der Term e^{-kz} wieder. Für $a = 2/3$ ist $\mu_t = k$.

nahme des Lichts wird normalerweise nach einer Tiefe von ein bis zwei „mittleren freien Weglängen“ erreicht. Da k normalerweise kleiner als μ_t ist (d.h. $\mu_s > 2\mu_a$ oder $a > 2/3$), wird der Parameter k gewöhnlich als effektiver Schwächungskoeffizient bezeichnet, sofern der k-enthaltende Term in Gleichung (11) die Strahlungsflußrate tief im Gewebe bestimmt. Abb. 4 zeigt auch, daß in Geweben mit hoher Albedo Licht tiefer eindringen kann, bevor es absorbiert wird.

Verschwindet die Albedo (d.h. keine Streuung, $\mu_s = 0$), wird die Abnahme der Strahlungsflußrate entlang der Einfallrichtung z durch das Beersche Gesetz wiedergegeben, d.h. die Strahlungsflußrate nimmt exponentiell ab.

$$\phi(z)/E_0 = e^{-\mu_a z} \quad (12)$$

Ist die Streuung des Lichtes konservativ (d.h. keine Absorption, $\mu_a = 0$), nimmt die Strahlungsflußrate nicht exponentiell ab, sondern erreicht einen Gleichgewichtswert, der nahezu fünfmal höher ist als die Bestrahlungsstärke. Im Fall isotroper Streuung (ein anderer Fall) ergibt die Lösung der Diffusionsgleichung mit entsprechenden Randbedingungen:

$$\phi(z)/E_0 = 3 + 2e^{-\mu_s z} \quad (13)$$

Es ist interessant zu bemerken, daß in diesem Fall die exakte Lösung der Transportgleichung (oft als Milne-Problem bezeichnet) einen asymptotischen Wert von 5,03 erreicht. D.h. im Fall (konservativer) Streuung ist die Diffusionsapproximation sehr gut.

Gerade unter der Oberfläche ist die Strahlungsflußrate (s. Abb. 4) größer als die Bestrahlungsstärke, weil aus tieferen Schichten des Gewebes zurückgestreutes diffuses Licht sich zur Bestrahlungsstärke addiert. Tiefer im Gewebe nehmen sowohl die Bestrahlungsstärke als auch das für Rückstreuung verfügbare Licht ab. Nach einigen optischen Tiefen fällt schließlich die Strahlungsflußrate exponentiell ab. Die Tiefe, ab der die Strahlungsflußrate exponentiell verläuft, hängt von den optischen Eigenschaften des Gewebes ab.

Einfluß der Grenzflächen auf die Strahlungsflußrate

Abb. 5 zeigt den Einfluß der Grenzflächen auf die Strahlungsflußrate. In einem in eine Richtung unendlich ausgedehnten Medium mit einer Albedo von 0,95 wurde die Strahlungsflußrate bei isotroper Streuung berechnet. Rückgestreutes und an der inneren Grenzfläche reflektiertes Licht erhöht gerade unter der Oberfläche die Strahlungsflußrate um das 2fache bis 3,5fache. Trifft das Licht unter Winkeln auf die innere Grenzfläche, die größer sind als der kritische Winkel, so wird das Licht im Inneren totalreflektiert. Dies ist der wesentliche Beitrag zur Erhöhung der Strahlungsflußrate. Der effektive Reflexionskoeffizient an der inneren Grenzfläche kann bis zu 60 % bei einem Brechungsindex von 1,5 (im Gewebe) betragen.

II-3.1.2 Lichtausbreitung und Streuung in trüben Medien

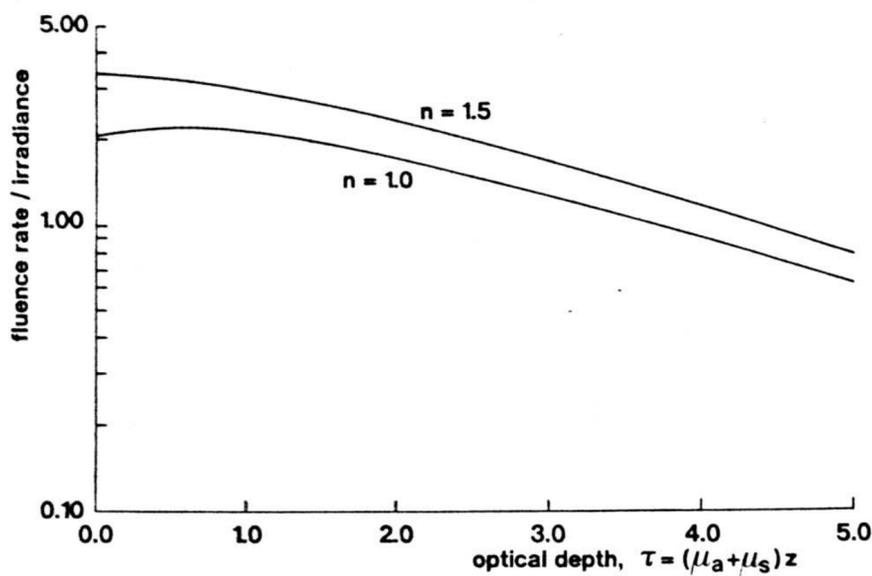


Abb. 5: Strahlungsflußrate/Bestrahlungsstärke als Funktion der optischen Tiefe wie in Abb. 4 ($n = 1$), jedoch auch bei einem Brechungsindex von $n = 1,5$. Die Albedo beträgt $a = 0,95$ (starke Streuung).

Einfluß der Anisotropie auf die Strahlungsflußrate

Abb. 6 zeigt den Einfluß des Anisotropiefaktors g (vgl. Gl. (2)) auf die Strahlungsflußrate. Streuung in einem in eine Richtung unendlich ausgehten Gewebe mit einer Albedo von 0,95 wird durch die Henyey-Greenstein Funktion (vgl. Gl. (3)) beschrieben. Der Brechungsindex der Platte ist Eins. Wenn die Streuung sehr anisotrop ist ($g = 0,8$) und viel Licht vorwärts gestreut wird, dringt die Strahlungsflußrate tiefer in das Medium ein. Die Strahlungsflußrate an der Oberfläche ist kleiner als bei isotroper Streuung ($g = 0$), weil weniger Licht für Rückstreuung verfügbar ist.

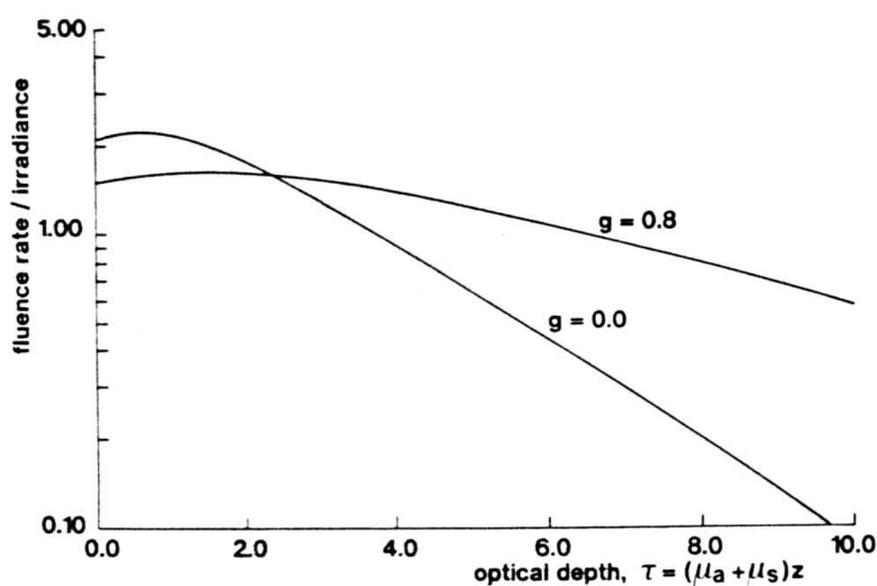


Abb. 6: Strahlungsflußrate/Bestrahlungsstärke als Funktion der optischen Tiefe. Einfluß der Vorwärtsstreuung ($g = 0,8$) im Vergleich zu isotroper Streuung ($g = 0$), die Geometrie ist wie bei Abb. 4. Es wurde angenommen, daß die Streuung sich entsprechend zur Henyey-Greenstein Beziehung (Gl. (3)) verhält. Die Albedo ist 0,95 und der Brechungsindex $n = 1$.

Zwei übliche Ähnlichkeitstransformationen und ihre Genauigkeit

Um die Berechnung der Lichtverteilung zu vereinfachen und die Genauigkeit der Diffusionsapproximation zu verbessern, wurden Ähnlichkeitstransformationen für die Lichtverteilung entwickelt. Die Diffusionsapproximation ist am ungenauesten bei hoch anisotroper Streuung und für diesen Fall sind die Transformationen notwendig. Die einfachste Transformation ist, den Streukoeffizienten μ_s und den Anisotropiefaktor g durch die folgenden gestrichenen Parameter (μ_s', g') zu ersetzen.

$$\mu_s' = (1 - g) \mu_s \text{ und } g' = 0 \quad (14)$$

Eine andere Möglichkeit ist, die Delta-Eddington-Transformation zu verwenden (JOSEPH et al., 1976).

$$\mu_s' = (1 - g^2) \mu_s \text{ und } g' = g / (1 + g) \quad (15)$$

Abb. 7 stellt die Lösungen dar, die mit der einfachen Transformation (Gl. 14) bzw. mit der Delta-Eddington-Transformation (Gl. 15) erhalten wurden. In einem in einer Richtung unendlich ausgehten Medium mit einer Albedo von 0,95, einem Mittelwert des Cosinus der Phasenfunktion von $g = 0,8$ und Henyey-Greenstein Streuung wurde mit Hilfe der „Adding-Doubling Method“ (PLASS et al., 1973; PRAHL 1988) die exakte Lösung bei angepaßten Randbedingungen berechnet. Es ist ersichtlich (Abb. 7), daß die Delta-Eddington-Transformation eine bessere Approximation liefert als die einfache Transformation (Gl. 14).

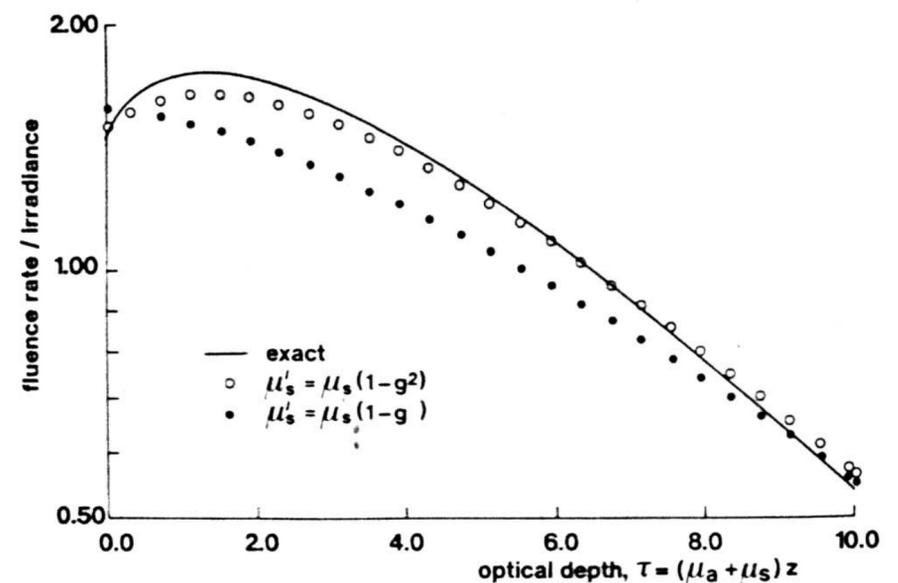


Abb. 7: Einfluß der Ähnlichkeitstransformationen auf die Genauigkeit der Berechnung von Strahlungsflußrate/Bestrahlungsstärke als Funktion der optischen Tiefe. Die Geometrie ist wie bei Abb. 4, die Albedo ist $a = 0,95$, $g = 0,8$ bei einer Henyey-Greenstein Streuung (Gl. 3)

- einfache Transformation (Gl. 14)
- Delta-Eddington-Transformation (Gl. 15)
- exakte Lösung

Abhängigkeit der Strahlungsflußrate vom Strahldurchmesser

Abb. 8 zeigt den Einfluß des Strahldurchmessers auf die Strahlungsflußrate bei einer Wellenlänge von 476 nm. Es wurde ein Modell für das Gewebe der humanen Aorta bei 476 nm gewählt. Die optischen Koeffizienten sind $\mu_a = 0,6 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s = 41,4 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0,91$ (KEIJZER et al., 1989). Der Brechungsindex beträgt 1,5; die Albedo ist 0,986. Die Strahlungsflußrate in der Mittellinie eines flachen Strahls nimmt mit dem Strahldurchmesser zu, weil Licht aus dem restlichen Strahl in die Mitte gestreut wird. Mit zunehmendem Strahldurchmesser wird mehr gestreutes Licht verfügbar und die Strahlungsflußrate steigt in der Mitte an. Erreicht der Strahldurchmesser jedoch eine Größe von 4 mm, beeinflußt eine weitere Vergrößerung des Durchmessers die Strahlungsflußrate im Zentrum nicht mehr, weil gestreutes Licht absorbiert wird, bevor es die Mittellinie des Strahls erreicht. Ist der Strahldurchmesser größer als 4 mm, kann es in diesem Gewebe ein eindimensionales Modell für die Strahlungsflußrate in der Mittellinie verwendet werden.

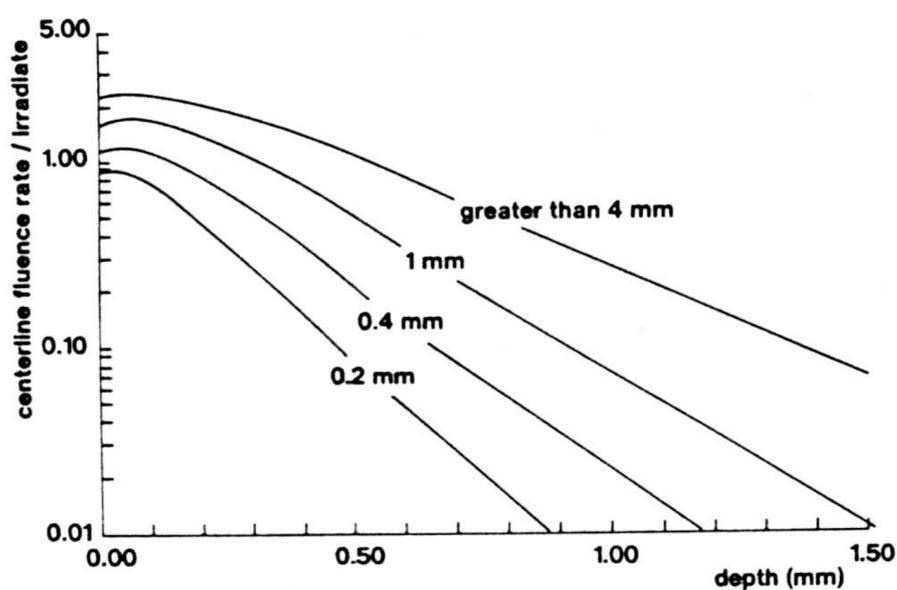


Abb. 8: In der Mittellinie des Strahls gegebene Strahlungsflußrate/Bestrahlungsstärke als Funktion der Gewebetiefe bei unterschiedlichen Strahldurchmessern. Die verwendeten optischen Eigenschaften entsprechen dem Gewebe humaner Aorta bei 476 nm Wellenlänge: $\mu_a = 0,6 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s = 41,4 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0,91$ (KEIJZER et al., 1989a).

Experimentelle Ergebnisse für ein Phantom Medium

Experimentelle Messungen der Strahlungsflußrate in einem mit Intralipid (MOES et al., 1989) gefüllten Tank sind in Abb. 9 gezeigt. Man erkennt, daß das Verhalten der Lichtausbreitung mit Hilfe von Lösungen der Diffusionsgleichung recht gut beschrieben wird.

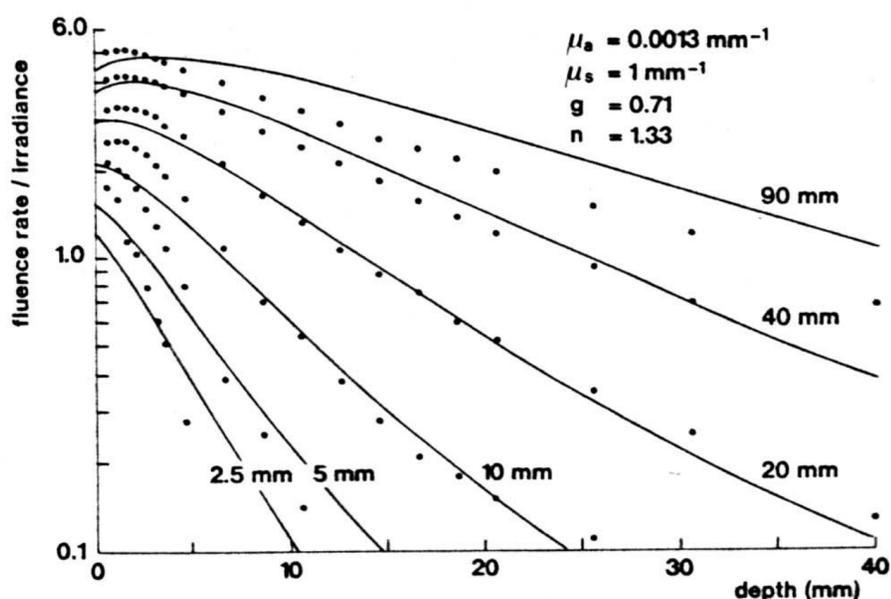


Abb. 9: In der Mittellinie des Strahls mit einer Wellenlänge von 633 nm gegebene Strahlungsflußrate als Funktion der Tiefe in einem mit Intralipid gefüllten Tank. Die durchgezogene Linie kennzeichnet die nach der Diffusionstheorie berechneten Werte (MOES et al. 1989, mit Erlaubnis der Optical Society of America).

Integrierende Geometrien

Relativ zur einfallenden Bestrahlung steigt dramatisch die Strahlungsflußrate gerade innerhalb des Gewebes von integrierenden Geometrien, wie einer Hohlkugel (Modell für die Blase, Abb. 10) oder einem unendlichen Hohlzylinder (Modell für Blutgefäße, Abb. 10), an. Einige Photonen, die von einer Quelle innerhalb einer Hohlkugel (Hohlzylinder) emittiert werden, treffen auf das Gewebe und dringen in das Gewebe ein, andere werden zurückgestreut und treffen sodann erneut, jedoch verteilt, auf das Gewebe. Nimmt man an, daß das rückgestreute Licht sich perfekt diffus verteilt, (d.h. die Strahlungsdichte ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung), so kann gezeigt werden, daß die von einem Punkt auf einer perfekten Kugel (bzw. Zylinder) ausgehende Strahlung, sich erneut homogen über die ganze Kugeloberfläche (bzw. Zylinderoberfläche) verteilt. Die vollständig diffuse Strahlung, die auf einen bestimmten Punkt der Kugel (Zylinder) auftrifft, geht von der gesamten Kugeloberfläche (Zylinderoberfläche) aus und ist unabhängig vom Empfängerpunkt auf der Kugel. Einzelheiten werden im Anhang A von VAN GEMERT et al. (1987) gegeben.

Aus der Quelle (vollständig isotrop strahlende Quelle in einer Kugel, diffus strahlende Linienquelle in einem Zylinder) emittiertes Licht erreicht die Innenwand der Kugel (Zylinders) und wird in andere Gebiete der Kugel (des Zylinders) zurückgestreut. Diese Abfolge ist in Abb. 11 zu sehen. Dieser Prozeß läuft solange, bis das gesamte gestreute Licht absorbiert ist. Die in einer Kugel diffus auf die Wand fallende Strahlung E_i ist

$$E_i = \frac{\text{Laserleistung}}{\text{Kugeloberfläche}} \tag{16}$$

II-3.1.2 Lichtausbreitung und Streuung in trüben Medien

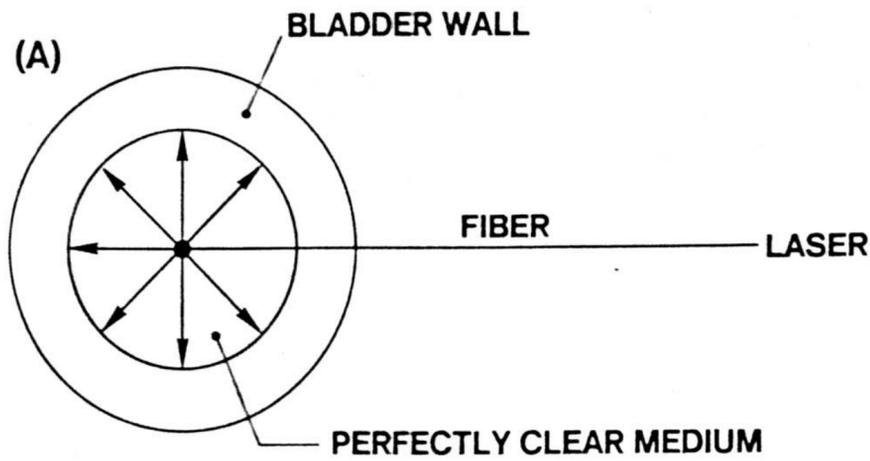


Abb. 10a: Integrierende Geometrien

Eine Glasfaser mit einem Endstück, das als diffuse Lichtquelle dient, befindet sich in einer sphärischen mit nicht absorbierendem und nicht streuendem Medium (Salzlösung) gefüllten Blase. Es wird angenommen, daß das Endstück der Glasfaser kugelsymmetrisch Licht abstrahlt.

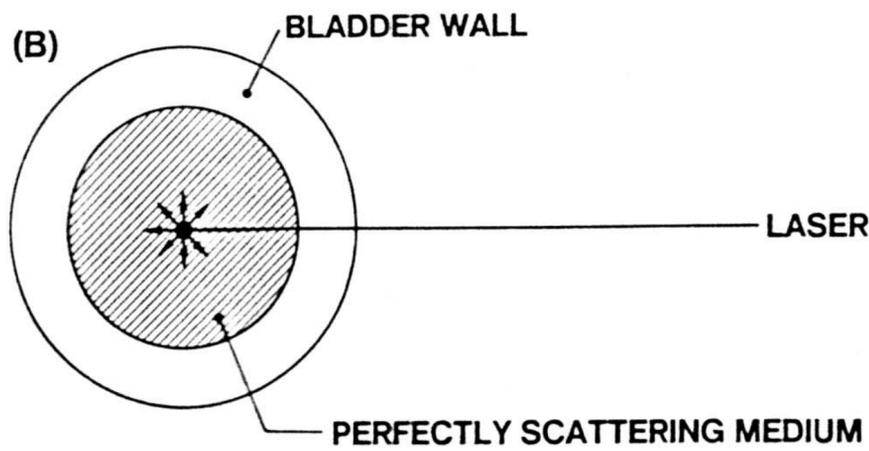


Abb. 10b: Wie (A) jedoch ist die Blase jetzt mit einem perfekt streuenden und nicht absorbierenden Medium gefüllt. Das Licht, das auf die (Innenwand der) Blase fällt, wird als vollständig diffus angenommen.

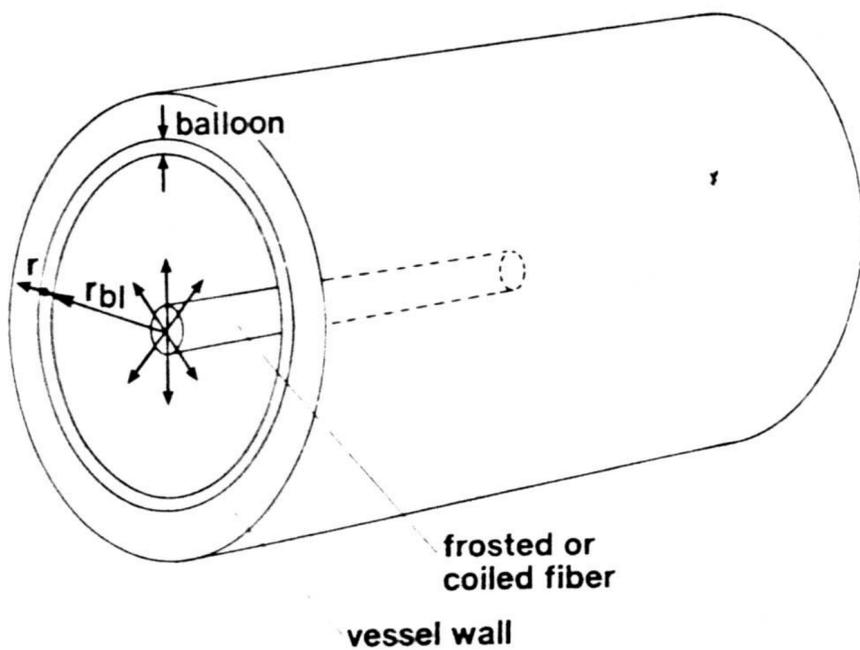


Abb. 10c: Schematische Darstellung der Laser-Balloon-Angioplastie Geometrie (HIEHLE et al., 1985; CHEONG und WELCH, 1989) unter der Annahme, daß eine gefrorene oder spiralenförmig gewundene Glasfaser als Linienquelle für die diffuse Bestrahlung diene. Der Radius des Blutgefäßes wird mit r_{bl} bezeichnet. Der Ballon wird als infinitesimal dünn angenommen. Die radiale Gewebetiefe innerhalb des Gefäßes wird mit r bezeichnet.

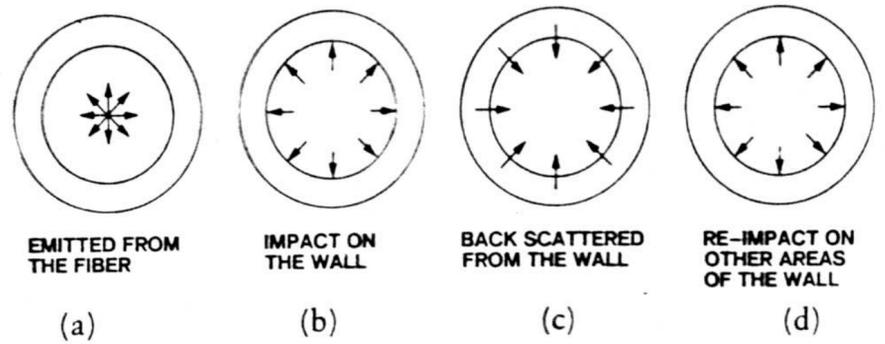


Abb. 11: Illustration einer Abfolge von Ereignissen mit integrierenden Effekt:

(a) Lichtstrahlung wird aus der Quelle emittiert (b), trifft auf die Gewebewand und dringt in das Gewebe ein (c), wird diffus in das kugelförmige Organ zurückgestreut (d) und führt zu einem erneuten Eindringen von Licht (i.A. in einem anderen Gebiet) auf der Gewebewand

Sei R_d ($0 \leq R_d \leq 1$) der Rückstreukoeffizient kugelförmigen Gewebes für diffuses Licht, so ist $R_d E_i$ die diffuse Strahlung, die auf irgendeinen anderen Ort der Wand wieder auftrifft, infolge der Rückstreuung des Lichts in der gesamten Kugel. Dementsprechend wird die diffus in einem Punkt auftreffende Strahlung $R_d^2 E_i$ in zweiter Ordnung entwickelt, und schließlich erhält man nach unendlich vielen Rückstreuungsprozessen in der Kugel für die diffus auftreffende Strahlung E_F

$$E_F = E_i + R_d E_i + R_d^2 E_i + R_d^3 E_i + \dots = \frac{E_i}{1 - R_d} \quad (17)$$

Ist $R_d = 0,5$ (in keiner Weise ein unrealistischer Wert für stark streuendes Gewebe), so ist die infolge der Rückstreuung diffus auftreffende Strahlung E_F doppelt so hoch wie bei direkter Laserbestrahlung.

Es sollte hier hervorgehoben werden (vgl. Anhang B von VAN GEMERT et al., 1987), daß ein integrierender Zylinder kein Photonengenerator ist. Es ist eher eine Vorrichtung, die die vorhandenen Photonen speichert bis sie entweder in der Wand absorbiert werden oder die Wand transmittieren. Ist die Transmission Null, so wird im integrierenden Zylinder das gesamte Licht absorbiert, das in den Zylinder eingestrahlt wurde.

Abb. 12 zeigt die gemessene Strahlungsflußrate als Funktion von der Eindringtiefe in das „Gewebe“ eines Blasenmodells (STAR et al., 1987). Das Modell besteht aus zwei konzentrischen, dünnwandigen (1 mm), durchsichtigen Kunststoffkugeln mit einem Innendurchmesser von 8 cm und einem Außendurchmesser von 10 cm. Gemessen wurden die Strahlungsflußraten mit einem kleinen isotropen Lichtdetektor (ebenfalls bei den in Abb. 9 gezeigten Messungen verwendet). Das Blasenmodell konnte mit einem klaren oder streuenden Medium (Intralipid 0,2 %) gefüllt werden. Befindet sich ein klares Medium (Abb. 12a, Wasser) oder ein streuendes Medium (Abb. 12b, Intralipid) im Blasenmodell, so ist die (Lichtdosis) Strahlungs-

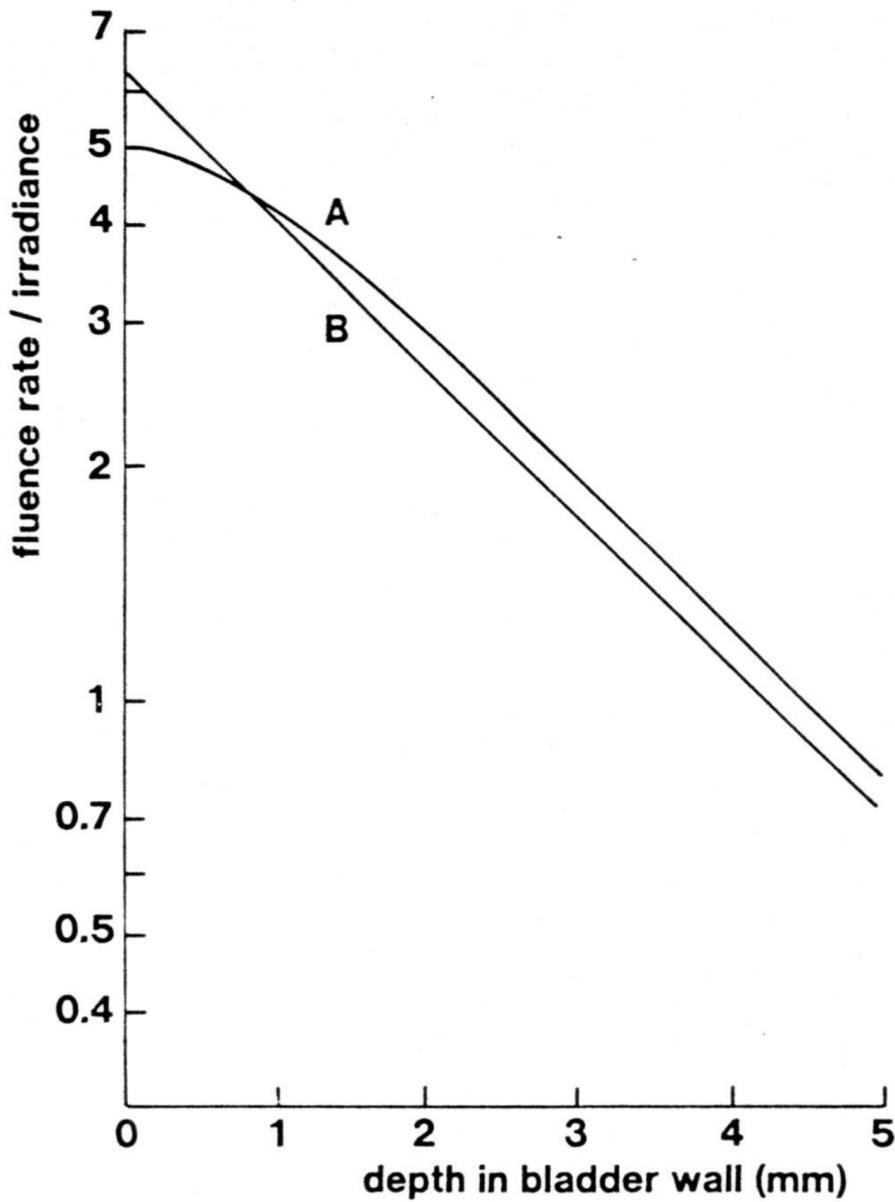


Abb. 12: Gemessene Strahlungsflußrate geteilt durch die einfallende Bestrahlungsstärke als Funktion der Tiefe in einem Blasenmodell bei einer Wellenlänge von 630 nm. Die Blase ist mit einer Flüssigkeit gefüllt, die optisch dem Gewebe entspricht (STAR et al. 1987).

A: Wasser im Blasenraum

B: Intralipid (0,2 %) im Blasenraum. Die einfallende Strahlung ist diffus.

flußrate dicht unter der Gewebeoberfläche 5 bzw. 6mal höher als bei einem direkten kollimierten Laserstrahl.

In vivo wurde die Strahlungsflußrate in einer Hundeblyse an der Gewebeoberfläche gemessen (STAR et al., 1987). Die mit Wasser gefüllte Blase wurde mit Laserlicht von 630 nm Wellenlänge bestrahlt. Die gemessene Strahlungsflußrate relativ zur einfallenden Laserstrahlung ergab einen Verstärkungsfaktor von $5,9 \pm 1,6$ infolge des integrierenden Effekts der Kugel. Der Faktor fällt bei einer Laserwellenlänge von 514,5 nm auf $2,8 \pm 0,7$ ab, vor allem aufgrund des größeren Absorptionsanteils gegenüber Streuung bei dieser Wellenlänge.

Der vorhergesagte integrierende Effekt in einem Hohlraumzylinder als Modell für die thermischen und optischen Effekte im „Spear’schen“ Laser-Ballon-Angioplastie-Gerät (HIEHLE et al., 1985) zeigt Abb. 13 (CHEONG und WELCH, 1989). In diesem Fall nimmt die Strahlungsflußrate dicht unter der Oberfläche des zylindrischen Gewebes um fast einen Faktor 2 zu, infolge des integrierenden Ef-

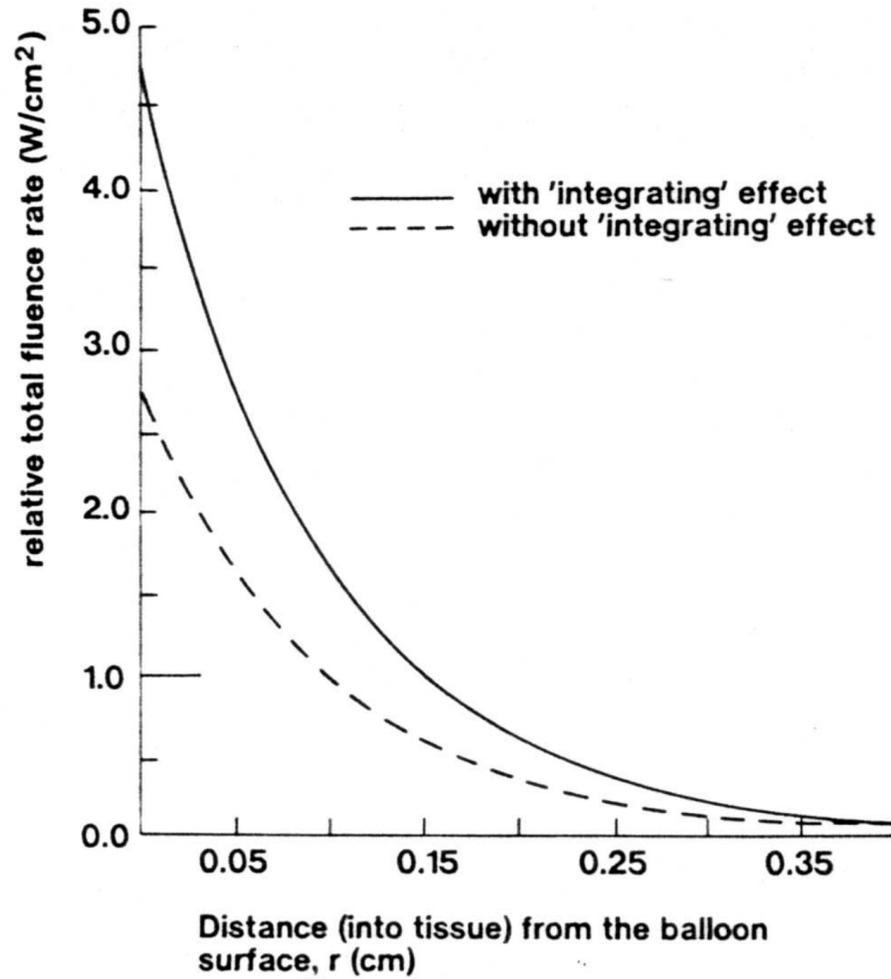


Abb. 13: Berechnete radiale Verteilung der Strahlungsflußrate/Bestrahlungsstärke mit und ohne integrierendem Effekt der Geometrie eines Zylinders (vgl. Abb. 10c) bei 1064 nm. Die benutzten optischen Eigenschaften waren: $\mu_a = 1,32 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s = 39,08 \text{ cm}^{-1}$, $g = 0,578$. Der integrierende Effekt der zylindrischen Geometrie erhöht die diffus auffallende Strahlung um einen Faktor von 1,7 bei einem Rückstreuoeffizienten für diffuse Streuung berechnet mit 0,41.

fekts im Zylinder. Es wurde angenommen, daß das zylindrische Gewebe mit perfekt diffusem Licht einer Wellenlänge von 1064 nm bestrahlt wurde. Die optischen Eigenschaften der Gefäßwand wurden gemessen wie folgt: $\mu_a = 1,32 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s = 39,08 \text{ cm}^{-1}$ und $g = 0,578$.

Danksagung

Den Autoren, Drs. WAI-FUNG CHEONG, Austin, STEVEN JACQUES, Houston, MARLEEN KEIJZER, Houston, CHRISTIAAN MOES, Amsterdam und WILLEM STAR, Rotterdam, wird besonderer Dank für die Erlaubnis ausgesprochen, veröffentlichte und noch nicht veröffentlichte Ergebnisse verwenden zu können. Ebenso gilt Dank für die Schreibarbeiten beim Anfertigen des Manuskripts Frau ANJA BUSINK, Frau NIAV O'DALY und Frau HEIDEMARIE SCHULZ.

Literatur

- [1] CHEONG WF, WELCH A.J. Analysis of optical and thermal behavior of laser assisted balloon angioplasty. IEEE Trans. Biom. Eng. BME 36. 1233 – 1243, 1989
- [2] VAN GEMERT MJC, CHEONG WF, WELCH AJ, STAR WM. Light delivery for whole bladder photodynamic therapy. Lasers Med. Sci. 2. 273 – 284, 1987

II – 3.1.2 Lichtausbreitung und Streuung in trüben Medien

- [3] VAN GEMERT MJC, JACQUES SL, STERENBORG HJCM, STAR WM. Skin optics. *IEEE Trans. Biomed. Eng. BME* 36, 1146 – 1154, 1989
- [4] HIEHLE JF, BOURGELAIS DBC, SHAPSHAY S, SCHOEN FJ, KIM DS, SPEARS JR. Nd:YAG laser fusion of human atheromatous plaque arterial wall separations in vitro. *Am. J. Cardiol.* 56, 953 – 957, 1985
- [5] HENYEV LG, GREENSTEIN JL. Diffuse radiation in the galaxy. *Astrophys. J.* 93, 70 – 83, 1941
- [6] ISHIMARU A. Wave propagation and scattering in random media. Vol. 1. Academic Press, New York, 1978
- [7] ISHIMARU A. Diffusion of light in turbid material. *Appl. Opt.* 28, 2210 – 2215, 1989
- [8] JACQUES SL, ALTER CA, PRAHL SA. Angular dependence of HeNe laser light scattering by human dermis. *Lasers Life Sci.* 1, 309 – 333, 1987
- [9] HOSEPH JH, WISBOMBE WJ, WEINMAN JA. The Delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmosph. Sci.* 33, 2452 – 2459, 1976
- [10] KEIJZER M, JACQUES SA, PRAHL SA, WELCH AJ. Light distributions in artery tissue: Monte Carlo simulations for finite diameter laser beams. *Lasers Surg. Med.* 9, 148 – 154, 1989a
- [11] KEIJZER M, RICHARDS-KORTUM R.R, JACQUES SL, FELD MS. Fluorescence spectroscopy of turbid media: autofluorescence of human aorta. *Appl. Opt.* 28, 4286 – 4292, 1989b
- [12] MOES CJM, VAN GEMERT MJC, STAR WM, MARIJNISSEN HPA, PRAHL SA. Measurements and calculations of the energy fluence rate in a scattering and absorbing phantom at 633 nm. *Appl. Opt.* 28, 2292 – 2296, 1989
- [13] PARSA P, JACQUES SL, NSHIOKA NS. Optical properties of rat liver between 350 and 2200 nm. *Appl. Opt.* 28, 2325 – 2330, 1989
- [14] PLASS GN, KATTAWAR GW, CATCHINGS FE. Matrix operator theory of radiative transfer. 1: Rayleigh scattering. *Appl. Opt.* 12, 314-329, 1973
- [15] PRAHL SA. Light transport in tissue. PhD thesis. University of Texas at Austin, 1988
- [16] STAR WM, MARIJNISSEN HPA, JANSSEN H, KEIJZER M, VAN GEMERT MJC. Light dosimetry for photodynamic therapy by whole bladder wall irradiation. *Photochem. Photobiol.* 46, 619 – 624, 1987
- [17] WELCH AJ. The thermal response of laser irradiated tissue. *IEEE J. Quant. Electr.* QE-20, 1471 – 1481, 1984
- [18] WILSON BC, ADAM G. A Monte Carlo model for the absorption and flux distributions of light in tissue. *Med. Phys.* 10, 824 – 830, 1983
- [19] WILSON BC, PATTERSON MS, FLOCK ST. Indirect versus direct techniques for the measurement of the optical properties of tissues. *Photochem. Photobiol.* 46, 601 – 608, 1987