強い散乱体の光 CT シミュレーション*

山田 幸生^{*1}, 長谷川 裕夫^{*1}

Simulation of Optical-CT Imaging for a Highly Scattering Body

Yukio YAMADA and Yasuo HASEGAWA

Computed tomography (CT) essentially assumes that rays such as X-rays propagate straight within the body; therefore, it is difficult to apply this assumption to bodies which scatter the incident rays. Since the living tissues are very strong light-scattering media, realization of optical-CT scanners is not considered easy, although it is highly desired because of its possible ability to measure the oxygenation states in the body with a noninvasive method. This report shows how optical-CT imaging is possible by the use of time-resolved spectroscopy. The object is a cylindrical scattering medium containing a coaxial small cylinder with both scattering and absorption, while the reference is only the scattering cylinder. The light transmission data are generated by the Monte Carlo method. The temporal variations of the difference in the optical density between the object and reference provide the projection data necessary for the CT reconstruction procedure. The obtained image reflects the profile of the difference in the absorption coefficient between the object and the reference with satisfactory accuracy and spacial resolution.

Key Words: Optical-CT, Time-Resolved Spectroscopy, Scattering, Absorption, Living Tissue

1. 結 言

生体内の酸素濃度分布を無侵襲で計測することは、生体内の活動状態を正確に知ることができるため、医学、生理学、生物物理学など、各種方面から期待されている。ヘモグロビンやミオグロビンなどの色素蛋白質は酸素との結合状態によって分光スペクトルが変化する分光学的酸素濃度指示物質であり、これを利用することにより分光学的に無侵襲で酸素濃度を計測することができる⁽¹⁾。特に、ヘモグロビンやミオグロビンは可視域から近赤外域に強い吸収スペクトルを有するためこの領域の光がしばしば用いられる。これらの吸収は800 nm以上では小さくなる一方、1000 nm以上では水による吸収が強くなる。したがって、800 nmから1000 nmの間は光が比較的吸収され難く、透過光を検出しやすくなっている。しかし、生体は光の強い散乱体であり、通常アルベドは0.9以上である。したがって、入射側に戻る散乱反射光は強いが、透過光は極めて弱い。そのため、反射光を検知して入射点近傍の酸素濃度に関する情報を得ることは比較的容易であ

り、いくつかの製品が市販され始めている。これをさらに進めて、X線CTやNMR-CTのように酸素濃度分布の断層像を得ることが期待されている。しかし、CTの原理は照射線がX線のように物体内部を直進することを前提としているため、生体内部で強い散乱を受ける光に対してはいわゆる光CTを実現することは容易ではない。この問題を解決するために、本研究では散乱されて透過してきた光を時間分解しながら測定し、対象物体と参照物体との光学厚さの差からCT逆変換用データを求めて画像再構成する方法を提案し、光CTが実現できることを述べる。

2. 対象物体と透過光強度データの生成

問題とする対象物体は図1(a)に示されるように直径10 mmの円柱であり、内部は散乱係数が 1.0 mm^{-1} の等方散乱体が一様に分布しており、さらに、直径5 mmの同心円内では同じ等方散乱体が吸収係数 0.1 mm^{-1} で光を吸収するものとする。これに対し、参照物体は図1(b)のように散乱のみ行い、散乱係数は対象物体と同じ 1.0 mm^{-1} とする。これは正常時の生体組織と疾患時の同じ組織に対応する。しかし、実際には同じ組織の二つの状態を対象とするのではなく、いわゆる二波長法が実用的であろう。つまり、近接した

* 平成2年10月19日 スクリーニング&ワークショップ「熱・液体の測定限界への挑戦」において講演、原稿受付 平成3年1月7日。

^{*1} 正員、工業技術院機械技術研究所 (〒305 つくば市並木1-2)。

図 1 光 CT シミュレーションの対象

二つの波長、例えば第 1 の波長は酸素化ヘモグロビン [HbO₂] と脱酸素化ヘモグロビン [Hb] の等吸収点 (805 nm) とし、第 2 の波長を少し離れた波長 (例えば 820 nm) とする。そして、同じ物体に第 1 の波長を照射した場合を参照物体とし、第 2 の波長を照射した場合を対象物体として、それらの波長における [HbO₂] と [Hb] の吸収係数の違いからそれらの濃度を求めることができる。上述の散乱、吸収係数は 800 nm 付近の生体の特性値を模擬している。対象物体が軸対称であるため、入射光は図 1 に示されるように半分の平面だけで走査すればよく、0.5 mm おきに 11 点とした。ただし、1 点め ($n=1$) は円柱を外れている。

入射光は単色のパルス点光源で、パルス時間幅は零とした。実際には数 ps のパルスを対象とする。透過光強度のデータはモンテカルロ法を用い生成し、対象、参照物体とも各入射点で 5×10^7 個の光束を模擬したエネルギー粒子 (以下、光束と称する) を入射した。入射した光束は散乱係数 μ_s と吸収係数 μ_a の和として与えられる減衰係数 μ_t に従って、確率論的に飛距離が決められ、光束の持つエネルギーは散乱されるごとに μ_s/μ_t になるものとした。なお、次の散乱までの飛行経路が吸収係数の異なる領域を通過するときは、その領域を通過する距離に応じて吸収係数が与えられるものとした。透過光の検知は入射光軸上を中心とし、円柱外周面上に沿って円柱周方向には 0.4 mm、円柱

軸方向には 0.8 mm の長方形領域で行った。時間 t については ps オーダの高速時間分解測定を模擬するため、各光束の総飛距離 L を調べ、時間分解した光の強度分布 $I(t) = I(L)$ を求めた。ただし、総飛距離 L は $L = ct$ ($c = 0.226$ mm/ps は水中の光速) で時間 t と等価である。

このようにして生成された透過光強度データ $I(L)$ の例が図 2, 3 である。図 2 は円柱軸に最も近い光軸の場合 ($n=11$) であり、図 3 は内部の円柱をかすめる光軸の場合 ($n=6$) である。図 2 (a) は最短飛距離 $L_{\min} = 9.99$ mm からの強度分布であり、検知面積が小さいため、ほとんど直進してきた光の強度のピークが大きく現れている。図 2 (b) はそのピークの後の強度分布を表しており、対象物体中の吸収のため参照物体の透過光強度 $I_r(L)$ より対象物体の強度 $I_o(L)$ のほうが小さくなっていることがよくわかる。 $n=6$ の図 3 の場合には入射光軸は内部の吸収する領域を横切らない。しかし、光は散乱によって吸収領域を通過してくるため、図 3 のように $I_o(L)$ は $I_r(L)$ よりも小さくなっている。なお、この場合にも $L_{\min} = 8.35$ mm の所に大きなピークが現れているが、図 3 ではその後の強度を示している。 $I_r(L)$ と $I_o(L)$ の差は光軸上の吸収部の長さの違いから $n=6$ の図 3 よりも $n=11$ の図 2 のほうが大きくなっている。

(a) 最短飛距離からの透過光の変化

(b) 最短飛距離以後の透過光の変化

図2 $n=11$ における透過光の総飛距離に対する変化 図3 $n=6$ における最短飛距離以後の透過光変化 図4 $n=11$ の場合の光学厚さの差の変化と ΔOD^*_{min}

3. プロジェクションデータと画像再構成

さて、二つの透過光強度の比 $\Delta OD^*(L) = -\ln[I_o(L)/I_r(L)]$ は二つの物体を散乱しながら透過してきた光の経路についての光学厚さの差であり、図2に対しては図4のようになって回帰直線をあてはめることができる⁽²⁾⁽³⁾(通常、光学厚さ、または吸光度 OD (Optical Density) は常用対数で定義されるが、ここではわかりやすくするため自然対数を用い、 OD^* で表現する)。この直線上で総飛距離が光軸上の対象物体内で最も短い場合が直進した光に対する光学厚さの差 ΔOD^*_{min} であり、光軸上の吸収係数の線積分となるため、この ΔOD^*_{min} が CT 法において逆変換を行って画像再構成するのに必要なプロジェクションデータとなる。一般的には光軸に直角な方向に吸収係数が急激に変化する場合もあるため、最小近似法で最高四次の多項式近似を行った。 $n=6, 7$ の入射点では四次式となったが、それ以外の入射点では二次以上の項は零となった。各入射点 ($n=2-11$) においてそのような最小二乗法による多項式近似した曲線を引き、その最短飛距

図5 光学厚さの差のプロジェクションデータ

離点 L_{min} への外挿値 ΔOD^*_{min} を求めた結果が図5の実線である。

図5中、点線は光が散乱しないと考えたときの理想の曲線であり、シミュレーションによって得られた結果は理想に近い形をしている。もし、時間分解を行わず、透過光強度の時間積分値によって光学厚さの差を求めると図5中の破線のようになり、理想の曲線より

(a) 理想的な画像

(b) 時間分解して求めた $\Delta OD_{\min}^*$ による画像

(c) 時間分解しない方法による画像

図 6 吸収係数の差の再構成画像

大きくずれてしまう。図 6 は図 5 の各曲線からフィルタ補正逆投影法によって再構成した画像であり、図 6 (a) は散乱のない理想の場合、図 6 (b) は上述した時

間分解吸光度法の結果、図 6 (c) は時間分解を行わない場合である。図 6 中、右の縦軸は再構成された吸収係数の差の絶対値を表している。図 6 (b) の時間分解吸光度法の結果は図 6 (a) の理想の場合に近く、対象物体と参照物体の吸収係数の差を十分な精度と空間分解能で再構成していることがわかる。理想の場合との差はモンテカルロ法の乱数的性質に起因しているものであり、光束入射数を大きくすれば小さくなるものと考えられる。時間分解を行わない図 6 (c) の場合にもある程度、内部の吸収分布の様子を表しているように見える。しかし、これは対象とした物体の吸収係数分布が単純な形をしているためであり、時間分解を行わない場合の空間分解能は極めて悪い場合、少し複雑な分布の場合には吸収係数の再構成は極めて困難と考えられる。また、図 6 (c) の再構成された吸収係数の絶対値は 0.185 mm^{-1} と大きな誤差を伴っていることがわかる。

4. 結 論

散乱性能が同じであると考えられる同じ形状の二つの物体に対し、それぞれに点光源を入射して入射光軸上の透過光の時間分解測定をモンテカルロ法によりシミュレーションを行った。その結果を用い、二つの物体の光学厚さの差の時間変化を追跡することにより、従来は不可能であった強い光の散乱体に対して CT 技術を適用して内部の吸収係数分布の断層像を十分な精度と空間分解能で得ることができ、いわゆる光 CT が実現可能であることを示した。

文 献

- (1) 田村, 光を使った生体計測—光 CT への道—, O plus E, No. 90-101 (1987/1988). 新技術コミュニケーションズ
- (2) 長谷川・山田・野村・田村, 生体による光の散乱, 吸収のモンテカルロ法によるシミュレーション, 機論, 56-524, B (1990), 1173-1177.
- (3) Hasegawa, Y., ほか 3 名, Monte Carlo Simulation of Light Transmission Through Living Tissue. *Appl. Opt.* (in press).