有限差分時間領域法を用いた生体内光パルス伝搬解析とヒト脳への応用

谷　藤　忠　敏

Optical Pulse Propagation in Biological Tissue by a Finite-Difference Time-Domain Analysis and Its Application to Human Brain

Tadatoshi TANIFUJI

Finite difference time domain (FDTD) analysis utilizing new boundary conditions is used to calculate near infrared optical pulse propagation in an adult head model with nonscattering cerebrospinal fluid. Light propagation through the nonscattering layer was calculated based on the light intensity characteristics along a ray in free space. Additional equivalent source functions due to light from scattering regions through the nonscattering region were introduced into the diffusion equation and an additional set of the diffusion equations was solved by FDTD analysis with the new boundary conditions. This formulation was used to calculate the time-resolved reflectances of four-layered slabs containing a nonscattering layer. The received light intensity and the mean time of flight estimated using this method were in reasonable agreement with previously reported experimental data and Monte Carlo simulations. Then, the sensitivity of continuous and time-resolved reflectances due to local absorption coefficient changes in the model was made clear.

Key words: absorption coefficient, diffuse optical tomography, FDTD analysis, functional brain measurement, optical diffusion equations, time-resolved method

波長 0.7〜1 μm の近赤外領域における酸化および還元ヘモグロビン（HbO_2 および Hb）の光吸収スペクトルの相異を利用すると，生体血中の HbO_2 および Hb の濃度分布の同定が可能となる[1–3]．この近赤外分光法とランベルト・ベールの法則を適用した簡易血中酸素濃度測定法[3] はすでに臨床応用されている．近赤外分光法による HbO_2 および Hb の濃度絶対値の同定を可能とし，空間分解能の向上を図るために，拡散光トモグラフィー（diffuse optical tomography; DOT）実現に向けた研究が行われている[1–7]．DOT は大別して，連続光の受光パワー変化を用いる方法，強度変調された光の位相変化を用いる周波数領域法[4]，およびピコ秒パルス波形の変化を利用する時間領域法がある[5,6]．時間領域拡散光トモグラフィー（time-resolved diffuse optical tomography; TRDOT）は，他の 2 つの方法に比べて空間分解能の飛躍的な向上が期待できる[6,7]．TRDOT は光パルス波形の理論値と実測値の自乗残差で定義される目的関数の最小値を探索する逆問題解析により，生体内部の光学パラメーターを同定する．したがって，TRDOT を実現するためには光学パラメーターが不均一な実際の生体の散乱光パルス波形を計算する必要があり，有限要素法[2,8] や有限差分時間領域法（finite difference time domain; FDTD）法[5,9] 等の数値解析が不可欠である．これらの解析法には，光輸送方程式を拡散近似した光拡散方程式[10] が用いられる．しかし実際のヒト頭部では，非散乱体である脳髄液が頭蓋骨とヒト脳の間に介在するため，その光伝搬解析に光拡散方程式をそのまま適用すると大きな誤差を伴う[11]．

本報告では，生体のような光散乱体中の光伝搬を規定する光拡散方程式と，その FDTD 解析法を簡単に述べる．次に，非散乱体が混在する生体の光パルス伝搬解析を可能

北見工業大学工学部電気電子工学科（〒090–8507 北見市公園町 165 番地）　E-mail: tanifuji@mail.kitami-it.ac.jp

とするFDTD解析法を提案し，この方法により計算したヒト頭部モデルからの後方散乱光パワーと平均遅延時間は実測値とよく一致することを示す．さらに，非散乱体である脳髄液が時間領域法におけるヒト脳の光吸収係数（μ_a）変化の検出感度に及ぼす影響を明確にする．また，連続光を用いる方法と時間領域法のμ_a変化の検出感度を比較する．

1. 光拡散方程式とそのFDTD解析法

本章では，光拡散方程式[10]とそのFDTD解析法[9]を概説する．

1.1 光拡散方程式

生体のように散乱体が密に分布した媒体中の光伝搬は，以下の光拡散方程式で記述される[9,12]．

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)}{\partial t}+\frac{1}{3}\nabla\phi(\boldsymbol{r},t)+\mu_{\mathrm{tr}}(\boldsymbol{r})\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)=\int_{4\pi}\varepsilon(\boldsymbol{r},\hat{\boldsymbol{s}}',t)\hat{\boldsymbol{s}}\,\mathrm{d}\omega \tag{1}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \phi(\boldsymbol{r},t)}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)+\mu_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r})\phi(\boldsymbol{r},t)=\int_{4\pi}\varepsilon(\boldsymbol{r},\hat{\boldsymbol{s}}',t)\,\mathrm{d}\omega \tag{2}$$

$$\mu_{\mathrm{t}}=\mu_{\mathrm{a}}+\mu_{\mathrm{s}} \tag{3}$$

$$\mu'_{\mathrm{s}}=(1-\mathrm{g})\mu_{\mathrm{s}} \tag{4}$$

$$\mu_{\mathrm{tr}}=\mu_{\mathrm{a}}+\mu'_{\mathrm{s}} \tag{5}$$

上式で$\phi(\boldsymbol{r},t)$は位置$\boldsymbol{r}$における平均輝度を示し，放射発散度とよばれる．また，$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$は位置$\boldsymbol{r}$における方向を示す単位ベクトル$\hat{\boldsymbol{s}}$に向けた単位断面積あたりの光エネルギー流を示し，拡散放射流速とよばれる．式（3）のμ_tは散乱体に入射した光パワーが吸収および散乱により減衰する大きさを示し，光吸収および散乱係数μ_aおよびμ_sの和で与えられる．またgは非等方散乱パラメーターで，$g=1$は完全な前方散乱，$g=0$はすべての方向に均等に光を散乱する等方散乱を示す．生体組織は強い前方散乱を示すが，散乱が多数回繰り返される結果，実効的な散乱は式（4）で与えられる等価散乱係数に減少する．また，輸送減衰係数μ_{tr}は式（5）に示すようにμ_aとμ'_sの和で与えられ，$\varepsilon(\boldsymbol{r},\hat{\boldsymbol{s}}',t)$は散乱体中の波源を示す．

1.2 有限差分時間領域法

式（1）および式（2）の連立微分方程式のFDTD解析を行うために，三次元散乱体を図1に示す(x,y,z)方向のサイズが$(\Delta x,\Delta y,\Delta z)$のYee格子に離散化する．また散乱体中の位置をYee格子座標(i,j,k)で示す．$\phi(\boldsymbol{r},t)$は輝度を表し，$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$は輝度の傾斜に起因する$(x,y,z)$方向の光エネルギー流密度を示すので，Yee格子頂点に$\phi(\boldsymbol{r},t)$を，(x,y,z)各方向の辺中点に$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$の各成分を配置することにより，式（1）および式（2）の連立微分方程式は中心差分を用いた差分方程式に変換することが可能となる[9]．その結果，式（6）～（9）に示すように，拡散放射流速の(x,y,z)成分は時刻$t=\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta t$，放射発散度は$t=n\Delta t$で交互に代数的に計算することができる[12]．

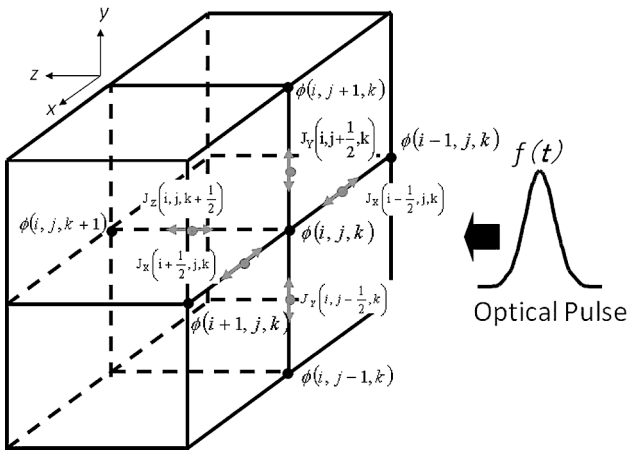

図1 Yee格子の定義．

$$J_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)=C_1J_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)-C_{1\Delta x}[\phi^n(i+1,j,k)-\phi^n(i,j,k)] \tag{6}$$

$$J_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)=C_1J_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)-C_{1\Delta y}[\phi^n(i,j+1,k)-\phi^n(i,j,k)] \tag{7}$$

$$J_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)=C_1J_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)-C_{1\Delta z}[\phi^n(i,j,k+1)-\phi^n(i,j,k)] \tag{8}$$

$$\begin{aligned}\phi^{n+1}(i,j,k)=&\,C_2\phi^n(i,j,k)\\&-C_{2\Delta x}\left[J_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)-J_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2},j,k\right)\right]\\&-C_{2\Delta y}\left[J_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)-J_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j-\frac{1}{2},k\right)\right]\\&-C_{2\Delta z}\left[J_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j,k+\frac{1}{2}\right)-J_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i,j,k-\frac{1}{2}\right)\right]\\&+C_{2S}\frac{\bar{\mu}'_S}{\bar{\mu}_t}\frac{P_0T_S(i,j)\times D_S(k)}{\Delta x\Delta y\Delta z}\end{aligned} \tag{9}$$

上式$\bar{\mu}_a,\bar{\mu}_{tr}$および$\bar{\mu}_t$ではYee格子内の平均光学パラメーターで，係数はこれらを用いて次式で与えられる．

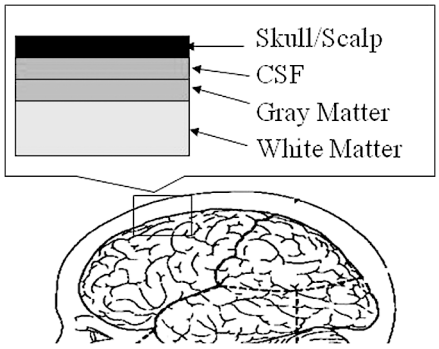

図2　ヒト頭部モデル.

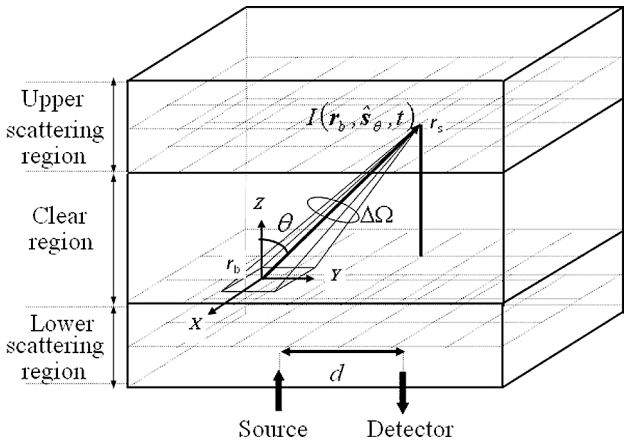

図3　散乱体間の光結合.

$$C_1(\boldsymbol{r})=\frac{2-c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{tr}}(\boldsymbol{r})}{2+c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{tr}}(\boldsymbol{r})},\quad C_{1\delta}(\boldsymbol{r})=\frac{1}{3\delta}\frac{2c\Delta t}{2+c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{tr}}(\boldsymbol{r})},$$
$$C_{1S}(\boldsymbol{r})=\frac{2c\Delta t}{2+c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{tr}}(\boldsymbol{r})}$$
$$C_2(\boldsymbol{r})=\frac{2-c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r})}{2+c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r})},\quad C_{2\delta}(\boldsymbol{r})=\frac{1}{\delta}\frac{2c\Delta t}{2+c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r})},\qquad(10)$$
$$C_{2S}(\boldsymbol{r})=\frac{2c\Delta t}{2+c\Delta t\bar{\mu}_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r})}$$
$$\delta=\Delta x=\Delta y=\Delta z$$

なお，式（9）の $T_{\mathrm{s}}(i,j)$ および $D_{\mathrm{s}}(k)$ は，波源の x-y 面内分布および深さを規定する関数である[12]．

2.　ヒト頭部光パルス伝搬解析法

ヒト頭部は図2に示すように，灰白質と頭蓋骨の間に非散乱体である脳髄液（cerebro-spinal fluid; CSF）が介在する．このため，頭皮から近赤外光を入射して頭皮で検出された後方散乱光パルス波形は脳髄液の影響を受ける．脳髄液を考慮したヒト頭部パルス伝搬解析法の概要を図2および図3に示す．図3の格子は，光学的に不均一な実際のヒト頭部をFDTD解析[9]するためのYee格子を示す．図3に示す波源による下部散乱体中の光伝搬は前章で述べた光拡散方程式により解析する．しかし，非散乱体を挟んだ散乱体間の光結合は光拡散方程式では解析できない[11]．このため，下部散乱体と非散乱体の境界 $\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}$ における特性光強度 $\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\hat{\boldsymbol{s}}_\theta,t)$ を，下部散乱体のFDTD解析により計算した放射発散度 $\phi(\boldsymbol{r},t)$ と拡散放射流速 $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$ から次式で求める[10]．

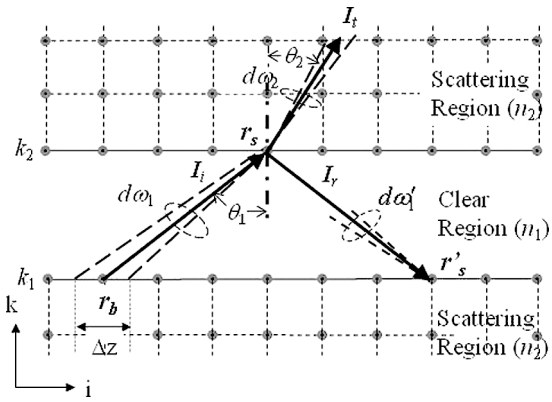

図4　脳髄液境界における透過および反射光の計算.

$$\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\hat{\boldsymbol{s}}_\theta,t)=\frac{\phi(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},t)}{4\pi}+\frac{3}{4\pi}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},t)\hat{\boldsymbol{s}}_\theta\qquad(11)$$

上式で $\boldsymbol{r}$ および t は場所と時刻を示し，$\hat{\boldsymbol{s}}_\theta$ は θ 方向を示す単位ベクトルである．対面する上部散乱体と非散乱体の境界 $\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}$ における特性光強度 $\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},\hat{\boldsymbol{s}}_\theta,t)$ は特性光強度の空間不変性[10]により次式で与えられる．

$$\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},\hat{\boldsymbol{s}},t)=\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\hat{\boldsymbol{s}},t)e^{-\mu_{\mathrm{a}}|\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}|}\qquad(12)$$

上式で与えられる特性光強度が上部散乱体に入射して拡散光を励起する．この拡散光を波源として，上部散乱体中の光伝搬は光拡散方程式のFDTD解析により計算可能である．図4に示すように，非散乱体および散乱体の屈折率を n_1 および n_2，$\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}$ からみた $\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}$ のYee格子の立体角を $\mathrm{d}\omega_1$，この入射光が上部散乱体で屈折されたときの立体角を $\mathrm{d}\omega_2$ とすると，上部散乱体中へ入射する特性光強度 $\boldsymbol{I}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},\hat{\boldsymbol{s}}_\theta,t)$ は次式で与えられる[10]．

$$\boldsymbol{I}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},\hat{\boldsymbol{s}}_{\theta_2},t)\mathrm{d}\omega_2(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}})=\frac{n_2}{n_1}|T|^2\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\hat{\boldsymbol{s}}_{\theta_1},t)e^{-\mu_{\mathrm{a}}|\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}|}\mathrm{d}\omega_1(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}})\qquad(13)$$

上式で上部散乱体への光パワー透過係数はスネルの法則を用いて次式で与えられる．

$$|T|^2=\left[\left|\frac{2n_1\cos\theta_1}{n_2\cos\theta_1+n_1\cos\theta_2}\right|^2+\left|\frac{2n_1\cos\theta_1}{n_1\cos\theta_1+n_2\cos\theta_2}\right|^2\right]/2\qquad(14)$$

上部散乱体に励起される拡散光パワー $\boldsymbol{P}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},t)$ は式（13）を $\mathrm{d}\omega_2$ で積分して次式で与えられる[13]．

$$P_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},t)=\begin{cases}\dfrac{n_2}{n_1}\displaystyle\sum_{\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}\in S_1}|T|^2\left[\dfrac{\phi(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},t)}{4\pi}+\dfrac{J_n(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},t)}{2\pi}\right]\dfrac{e^{-\mu_{\mathrm{a}}|\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}|}\Delta z^2}{|\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}|^2} & (\theta_1=0)\\ \dfrac{n_2}{n_1}\displaystyle\sum_{\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}\in S_1}|T|^2\dfrac{I(\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}},\hat{\boldsymbol{s}}_{\theta_1},t)\,e^{-\mu_{\mathrm{a}}|\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}|}\cos\theta_1\cos\theta_2\Delta z^2}{|\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{b}}|^2} & (\text{else})\end{cases} \tag{15}$$

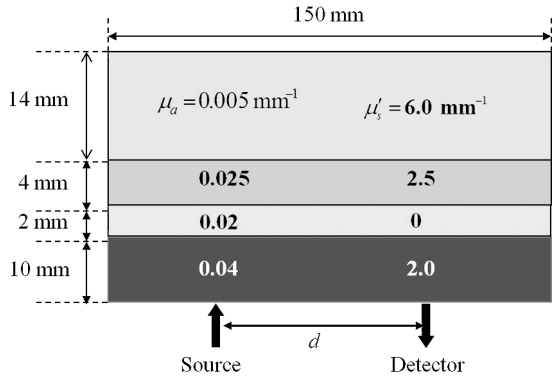

図5　4層ヒト頭部モデルとその光学パラメーター．

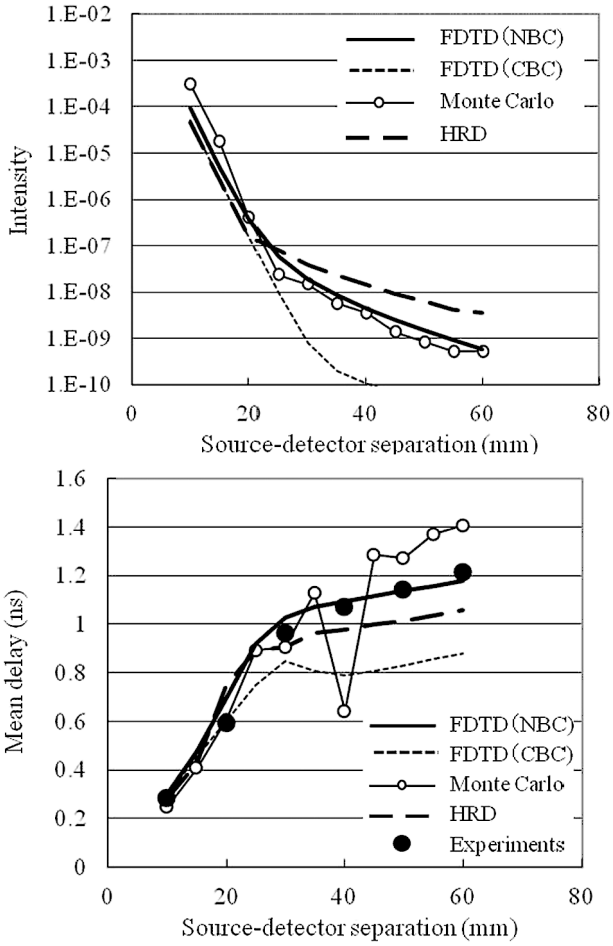

図6　後方散乱光パワーと平均遅延時間の d 依存．(a) 後方散乱光パワー，(b) 平均遅延時間．

結局，$\boldsymbol{I}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},\hat{\boldsymbol{s}}_{\theta},t)$ により上部散乱体に励起される拡散光は，光拡散方程式に次式で与えられる波源を新たな境界条件[12]（new boundary condition; NBC）に組み込むことで計算できる．

$$\varepsilon(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},\hat{\boldsymbol{s}}_{\theta_2},t)=\frac{1}{4\pi}\frac{\mu_{\mathrm{s}}'P_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},t)}{\mu_{\mathrm{a}}+\mu_{\mathrm{s}}'}\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}) \tag{16}$$

反射光も同様に図4の $\boldsymbol{I}_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}}',\hat{\boldsymbol{s}}_{\theta},t)$ をスネルの法則を用いて計算し，$\boldsymbol{P}_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{s}},t)$ による波源を下部の光拡散方程式に組み込む．上部散乱体からの特性光強度も同様に光拡散方程式の波源に組み込み，この操作を各時間ステップで行うことにより，脳髄液を含むヒト頭部の光パルス伝搬解析が可能となる．

3.　後方散乱光パワーと平均遅延時間の光源・検出器間隔依存性

前章で述べた解析法の妥当性を検証するために，図5に示すヒト頭部モデルの後方散乱光パルス波形から光パワーと平均遅延時間の光源・検出器間隔（d）依存性を計算し，モンテカルロ法および実測値等[14]と比較した．計算は，脳髄液境界での屈折率不整合（$n_1=1.46$，$n_2=1.56$）を考慮した．また，前章で述べたNBCの有効性を示すために，従来の境界条件（conventional boundary condition; CBC）を用いた結果も示す．図6（a）は，FDTD法で計算した後方散乱光パワーの d 依存性とモンテカルロ法およびコンピューターグラフィックスの輝度計算で用いられているradiosity理論と光拡散方程式を組み合わせたhybrid radiosity-diffusion（HRD）理論による計算結果[14]を示す．なお，モンテカルロ法とHRDは，脳髄液境界の屈折率不整合の影響は考慮されていない．図から，NBCを用いたFDTD解析はモンテカルロ法とよく一致していることがわかる．一方，CBCを用いると d が20 mm以上でモンテカルロ法との乖離が顕著になる．図6（b）は平均遅延時間の d 依存性を示す．図から，NBCを用いたFDTD解析は実測値ときわめてよく一致していることがわかる．この場合も，図6（a）と同様にCBCを用いたFDTD解析は d が20 mm以上で実測値との乖離が顕著になる．また，HRD理論と実測値の乖離は，脳髄液境界での屈折率不整合を考慮していないためと考えられる．以上の結果から，ここで示した新たな境界条件を用いたヒト頭部光パルス伝搬解析法

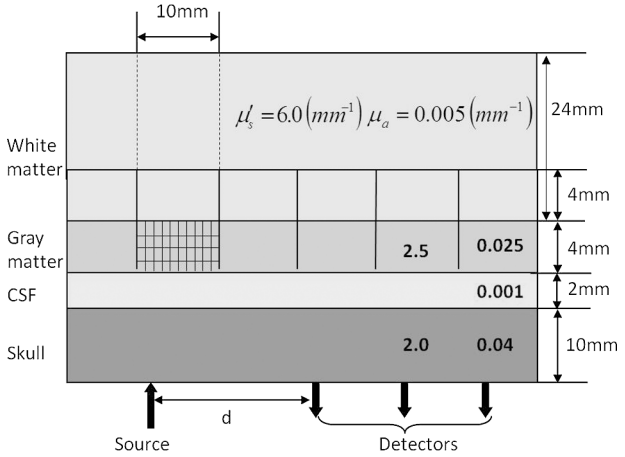

図7　灰白質と白質の単位領域.

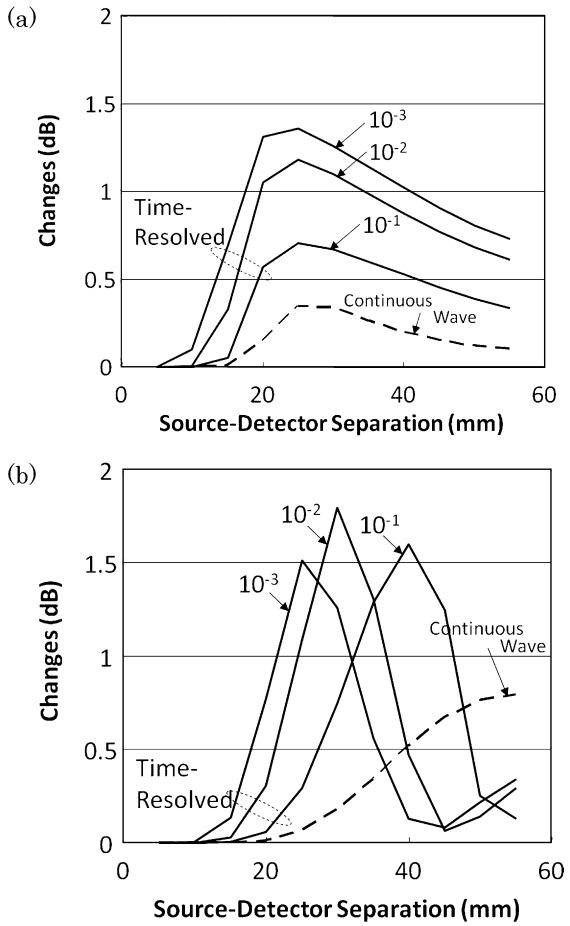

図8　灰白質の μ_a 変化と後方散乱光パワー変化.（a）脳髄液あり,（b）脳髄液なし.

は妥当と考えられる.

4.　ヒト脳の μ_a 変化検出感度

図7に示すように，図5のヒト脳二次元4層モデルの各層を幅が10 mmの単位領域に分割し，脳の各単位領域の光吸収係数が変化した場合の後方散乱光パルス波形変化と

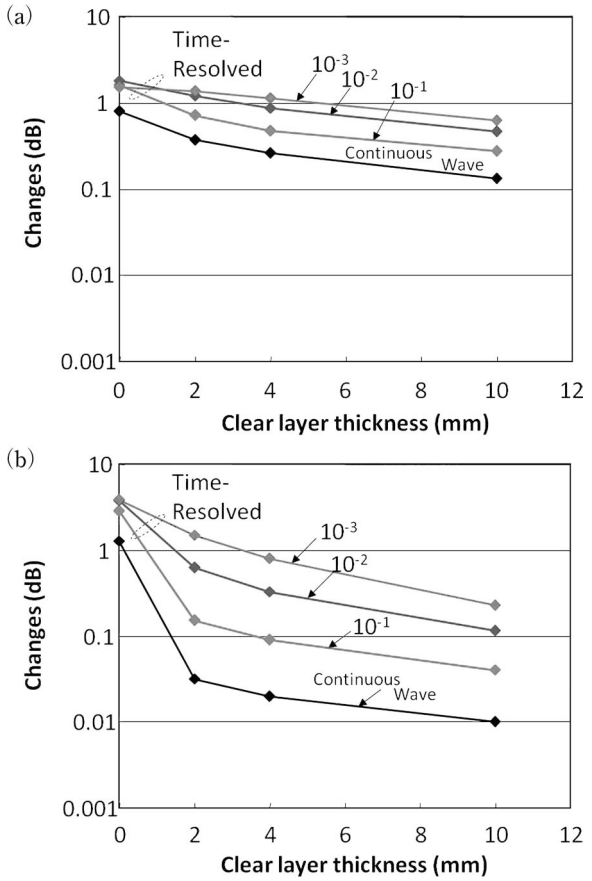

図9　最大感度の脳髄液厚み依存性.（a）灰白質,（b）白質.

連続光の後方散乱光パワー変化から，脳内光吸収係数変化検出感度の脳髄液厚み依存性を検討した．ここで算出する検出感度は，脳の局所的な血流の増加や血中酸素濃度変化に起因する光吸収係数の変化から，脳の腑活化部位を同定し脳機能計測を行うDOTの性能指標と考えられる.

4.1　最大検出感度への脳髄液の影響

図8（a）および（b）は，それぞれ脳髄液厚みが2 mmおよびゼロ（脳髄液なし）の場合について，灰白質の左端から40〜50 mmにある単位領域の光吸収係数 μ_a が0.025から0.035 mm^{-1} に増加したときの後方散乱光パルス波形変化と，連続光の後方散乱パワー変化の d 依存性を示す．パルス波形変化は，ピーク値から10〜30 dB低下した時刻の振幅変化により算出した．図から，脳髄液がある場合は，$d = 25$ mm程度で最大検出感度が得られている．これに対して脳髄液がない場合は，ピーク値からの相対振幅が小さくなるに従って最大検出感度を与える d が小さくなることがわかる.

4.2　検出感度の脳髄液厚み依存性

脳髄液厚みが4および10 mmの場合についても図8と同様な計算を行い，検出感度の脳髄液厚み依存性を見積もった．なお，最大感度はピーク値近傍の3点に二次関数をあ

てはめることで算出した．図9（a）および（b）は，灰白質および白質の最大感度を与える d を選択したときの脳髄液厚み依存性を示す．図9（a）から，灰白質の μ_a 変化による検出感度は，脳髄液厚みの増加に伴い減少することがわかる．これは，脳髄液厚みが大きくなるに伴い，脳髄液片面の点からみた対面のYee格子の立体角が脳髄液の2乗に反比例するため，散乱体間の光結合が小さくなることに起因すると思われる．図9（b）も図9（a）と同様の傾向にあるが，感度の脳髄液厚み依存性はより顕著になっている．このため，脳髄液厚みが10 mm以上になると時間領域の検出の限界に近づくことがわかる．

非散乱体である脳髄液を含むヒト頭部モデルのFDTD解析法を提案した．本解析法では，散乱体中の光伝搬は光拡散方程式を用い，脳髄液中の光伝搬は特性光強度の空間不変性により計算し，これにより励起される拡散光を新たな境界条件を用いて光拡散方程式に組み込む．本解析を用いて計算した後方散乱光パワーと平均遅延時間の光源・検出器間隔依存性はモンテカルロ法および実測値と一致し，その妥当性が検証された．この解析法を用いて，時間領域測定による灰白質と白質の光吸収係数変化感度を検討した．その結果，脳髄液を考慮しないと最大感度を与える光源・検出器間隔はフォトンの遅延時間に依存するが，脳髄液を考慮するとほぼ一定値となることが判明した．また，時間領域と連続光によるヒト脳の光吸収係数変化感度の脳髄液有無の依存性を明確にした．今後は実際にヒト脳を用いて本理論の妥当性を検証し，時間領域法を用いた拡散光トモグラフィーの有用性を確認する必要がある．

文　　献

1）田村　守：“新・光を使った生体計測”，O plus E, No.216（1997）149–152.
2）山田幸夫，高橋ゆかり：“医学・生物学における光と生体組織の相互作用および光によるイメージング”，通産省機械技術研究所報，**49**（1995）1–31.
3）Special issue in IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine, **26**（2007）14–58.
4）T. O. McBride, B. W. Pogue, E. D. Gerety, S. B. Poplack, U. L. Osterberg and K. D. Paulsen: “Spectroscopic diffuse optical tomography for the quantitative assessment of hemoglobin concentration and oxygen saturation in breast tissue,” Appl. Opt., **38**（1999）5480–5490.
5）A. H. Hielscher, A. D. Klose and K. M. Hanson: “Gradient based iterative image reconstruction schema for time-resolved optical tomography,” IEEE Trans. Med. Imaging, **18**（1999）261–271.
6）F. G. Gao, H. Z. Zhao and Y. Yamada: “Improvementof image quality in diffuse optical tomography by use of full time-resolved data,” Appl. Opt., **41**（2002）779–791.
7）R. D. Frostig: *In vivo Optical Imaging of Brain Function,* chap. 8（CRC Press, 2002）.
8）S. R. Arridge, M. Schweiger, M. Hiraoka and D. T. Delpy: “A finite element approach for modeling photon transport in tissue,” Med. Phys., **20**（1993）299–309.
9）T. Tanifuji and M. Hijikata: “Finite difference time domain（FDTD）analysis of optical pulse responses in biological tissues for spectroscopic diffused optical tomography,” IEEE Trans. Med. Imaging, **21**（2002）181–184.
10）A. Ishimaru: *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Chap. 9（IEEE Press, 1997）.
11）M. Firbank, S. R. Arridge, M. Schweiger and D. T. Delpy: “An investigation of light transport through scattering body with non-scattering regions,” Phys. Med. Biol., **41**（1996）767–783.
12）T. Tanifuji, S. Tabata, K. Okimatsu and N. Naoya: “Finite-difference time-domain and steady-state analysis with boundary conditions of optical transport in a three-dimensional scattering medium illuminated by an isotropic point source,” Appl. Opt., **50**（2011）1697–1706.
13）T. Tanifuji, N. Naoya, K. Okimatsu, S. Tabata and Y. Hashimoto: “Finite-difference time-domain analysis of time-resolved reflectance from an adult head model composed of multilayered slabs with a nonscattering layer,” Appl. Opt., **51**（2012）429–438.
14）E. Okada and D. Delpy: “Near-infrared light propagation in an adult head model. I. Modeling of low-level scattering in the cerebrospinal fluid layer,” Appl. Opt., **42**（2003）2906–2914.

（2012年3月5日受理）