



بهینه‌سازی فاصله منبع- آشکارساز پالس اکسی‌متر انعکاسی با استفاده از تحلیل تئوری انتشار پراکندگی نور در بافت ناهمگن جهت تشخیص دقیق هایپوکسی بافت تومورال

محسن محرابی^{۱*}، محمد قنادی مراغه^۲، سعید ستایشی^۳

۱. پژوهشکده‌ی کاربرد پرتوها، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۴۸۶-۱۱۳۶۵، تهران - ایران
۲. پژوهشکده‌ی مواد و سوخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۴۸۶-۱۱۳۶۵، تهران - ایران
۳. گروه مهندسی هسته‌ای، دانشکده‌ی مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، صندوق پستی: ۴۴۱۳-۱۵۸۷۵، تهران - ایران

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۷/۱۱/۲۰ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۸/۱۰/۱۴

چکیده

پالس اکسی‌متری یک روش بسیار مهم در نمایش علائم حیاتی محسوب می‌شود. با توجه به محدودیت استفاده از پالس اکسی‌متر انتقالی در بافت‌های با ضخامت زیاد، هدف این پژوهش بر مطالعه و توسعه پالس اکسی‌مترهای انعکاسی به دلیل نشان دادن سطح اشباع اکسیژن خون (SaO_2) در هر ضخامتی متمرکز می‌باشد. بدین منظور، با در نظر گرفتن مزایای تئوری انتشار فوتون نسبت به تئوری بایر-لامبرت (Beer-Lambert Law) به ارایه یک مدل ریاضی (تحلیلی) جدید توسعه یافته برای بررسی شدت انتشار نور انعکاسی در یک محیط ناهمگن مانند انگشت اشاره دست پرداخته می‌شود. سپس با استفاده از تحلیل مدل ریاضی به دست آمده، به بهینه‌سازی فاصله آشکارساز نسبت به منبع انتشار نور در پالس اکسی‌متر انعکاسی پرداخته می‌شود به نحوی که میزان دقت با کاهش حساسیت نسبت به تأثیر حرکت بر پراکندگی نور، افزایش یابد. برای راستی‌آزمایی نتایج به دست آمده از مدل ریاضی، از نتایج شبیه‌سازی مونت کارلو به عنوان یک روش استاندارد و هم‌چنین داده‌های تجربی استفاده شد. این مقایسه نشان‌دهنده‌ی انطباق مناسب مدل ریاضی با نتایج مربوط به این دو روش با اختلاف جزئی می‌باشد. فاصله بهینه آشکارساز از منبع نور نیز با استفاده از تابع حساسیت برای نور قرمز و مادون قرمز به ترتیب ۲/۸ mm و ۴/۸ mm به دست آمد. بررسی کلی نتایج بیان‌گر آن است که می‌توان ویژگی‌های انتشار نور را با دقت خوبی از طریق مدل تحلیلی مورد ارزیابی قرار داد.

کلیدواژه‌ها: پالس اکسی‌متر، تئوری انتشار فوتون، پراکندگی نور، شبیه‌سازی مونت کارلو

Optimization of reflectance pulse oximeter source-detector space using analytical model of light propagation in heterogeneous tissue to accurate diagnosis of Hypoxia tumoral tissue

M. Mehrabi^{1*}, M. Ghannadi Maragheh², S. Setayeshi³

1. Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 11365-8486, Tehran - Iran
2. Materials and Nuclear Fuel Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 11365-8486, Tehran - Iran
3. Department of Nuclear Engineering, Department of Medical Radiation Engineering, Amirkabir University of Technology, P.O.Box: 15875-4413, Tehran - Iran

Abstract

Pulse oximetry is a very significant method in medical monitoring. Due to the restriction in the use of the transmission pulse oximeter in high-density tissues, this research aims to focus on the study and development of the reflectance pulse oximeters, because it is able to show the blood oxygen saturation level (2SaO) in various densities. To this end, considering the benefits of photon diffusion theory over Beer-Lambert law, a new mathematical (analytical) method was developed to investigate the intensity reflective light propagation in a heterogeneous medium such as a fingerprint. Then, using the obtained analytical model, source-detector space was optimized so that by decreasing the sensitivity of the motion effects on light scattering the accuracy rate will increase. To verify the results obtained from the analytical model, Monte Carlo simulation results were used as a standard method compared to experimental data. This comparison showed the agreement of the analytical model with the results of these two methods with minor differences. By using the sensitivity function, the optimum distance of the detector from the light source was obtained 4.8 mm and 2.8 mm for red and infrared lights, respectively. An overview of the results suggests that light propagation characteristics can be accurately assessed through an analytical model.

Keywords: Pulse oximetry, Photon diffusion theory, Light propagation, Monte Carlo simulation

*Email: mohsen_mehrabi_63@yahoo.com

۱. مقدمه

غیرتهاجمی و مداوم اشباع اکسیژن خون شریانی را امکان‌پذیر می‌سازد.

در حال حاضر دستگاه‌های اکسیژن‌سنجی که استفاده می‌شوند دارای اشکالات زیادی هستند. این مشکلات به طور خلاصه شامل سرعت پایین محاسبه درصد اشباع اکسیژن و دقت پایین اندازه‌گیری برای درصد اشباع‌های کم می‌باشند [۴]. در نتیجه توسعه دستگاه اکسیژن‌سنج و افزایش دقت آن موجب می‌شود تا در شرایطی که بدن دچار بیماری است یا عملکرد بافت مورد استفاده دچار اختلال شده است، این دستگاه بتواند به‌طور مداوم مقدار صحیح اکسیژن را نمایش دهد.

برای انجام پالس اکسی‌متری دو روش وجود دارد: روش انتقالی و روش انعکاسی. در روش انتقالی مقدار نوری که در هنگام عبور از بافت جذب می‌شود، در طرف دوم توسط آشکارساز نور بررسی می‌شود؛ در صورتی که در روش انعکاسی، آشکارساز نوری در همان طرف منبع نور قرار دارد و نور بازتاب شده را بررسی می‌کند. پالس اکسی‌متر در حالت انتقالی بایستی در بافت‌هایی با ضخامت کم مورد استفاده قرار گیرد تا تمام نور جذب بافت نشود چرا که در غیر این‌صورت سیگنالی توسط آشکارساز نوری جهت تحلیل میزان اشباع اکسیژن خون دریافت نمی‌شود. این موضوع یکی از محدودیت‌های استفاده از پالس اکسی‌مترهای انتقالی به شمار می‌رود. در پالس اکسی‌متر حالت انعکاسی این محدودیت وجود ندارد و می‌توان آن را برای هر موضعی و با هر ضخامتی از بافت، جهت بررسی میزان اشباع اکسیژن خون مورد استفاده قرار داد. از این‌رو بررسی پالس اکسی‌متر حالت انعکاسی مورد توجه می‌باشد.

هدف این پژوهش، مطالعه بر روی روش اندازه‌گیری درصد اشباع اکسیژن خون براساس بررسی تغییرات شدت نورهای قرمز با طول موج ۶۶۰ nm و مادون‌قرمز با طول موج ۹۴۰ nm، با توجه به جریان خون در بدن انسان است تا بتوان مدل تکمیلی و اصلاح‌شده‌ای برای رفتار پالس اکسی‌متر در حالت انعکاسی به دست آورد. سپس براساس مدل مطرح شده اقدام به بهینه‌سازی فاصله‌ساز آشکارساز نسبت به منبع انتشار نور خواهد شد، به نحوی که میزان دقت با کاهش حساسیت نسبت به تأثیر حرکت بر پراکندگی نور افزایش یابد.

نظارت کامل بر بیماران در سیستم بهداشت و درمان به یک اولویت برای اطمینان از درمان مؤثر و مناسب تبدیل شده است. دستگاه‌های بسیاری مانند آندوسکوپ، سونوگرافی، فشار خون و... برای نظارت و ارزیابی سلامت بیماران در یک محیط بالینی وجود دارند که علاوه بر نظارت بر وضعیت بیمار، به تشخیص بیماری نیز کمک می‌کنند. نمایش مقدار اکسیژن خون به روش‌های غیرتهاجمی یا تهاجمی در قسمت‌های مختلف بدن در حوزه پزشکی و درمانی اهمیت زیادی دارد. اکسیژن‌سنج یک نمونه از دستگاه‌های نظارت بر سلامت بیمار است که معمولاً برای اندازه‌گیری میزان اکسیژن خون و تغییرات جریان خون در بافت‌های بدن مورد استفاده قرار می‌گیرد. یکی از کاربردهای اصلی اکسیژن‌سنج خون، تعیین نیاز به اکسیژن اضافی و اطمینان از اثربخشی آن در هنگام عمل جراحی و پرتو درمانی می‌باشد.

به دلیل اثر مهم کاهش اکسیژن خون بر رفتار تومور و همچنین تأثیر آن بر پرتو درمانی بیمار، مطالعه روش‌های تشخیص غیرتهاجمی میزان اکسیژن خون با استفاده از اکسیژن‌سنجی شریانی^۱ در سال‌های اخیر مورد توجه قرار گرفته است [۱، ۲].

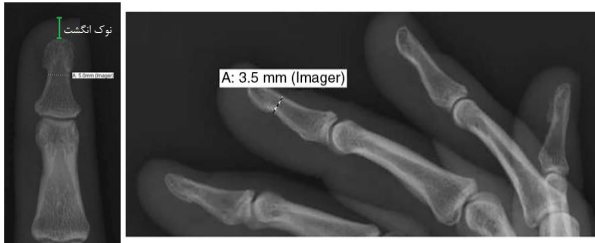
پالس اکسی‌متری در بسیاری از کشورها به شیوه استاندارد مراقبت در اتاق‌های عمل، واحدهای مراقبت ویژه^۲ و بخش‌های بیمارستانی تبدیل شده است [۳]. پیش از در دسترس قرار گرفتن پالس اکسی‌متری، پزشکان برای تشخیص وجود هایپوکسمی به اقدامات تهاجمی نظیر خون‌گیری شریانی به منظور بررسی گازهای خون تکیه می‌کردند. این روش دقت بالایی داشت اما سرعت عمل کافی را در اختیار پزشکان قرار نمی‌داد. در بسیاری از موارد نیاز است اکسیژن خون به صورت هم‌زمان با عملیات درمانی مشاهده شود. علاوه بر این گرفتن خون از بیمار برای بیمار چندان خوشایند نیست. به همین دلیل پالس اکسی‌مترها به‌وجود آمدند تا مشکلات روش تهاجمی اندازه‌گیری اکسیژن خون را برطرف نمایند. پالس اکسی‌متری، برخلاف بررسی گازهای خون شریانی، پیش

1. Pulse Oximetry

2. Intensive Care Unit

جدول ۱. اندازه‌گیری‌های مربوط به انگشت اشاره دست

انگشت اشاره دست	فاصله سر استخوان تا نوک انگشت (mm)	ابعاد (mm)	استخوان distal phalanx
مشخصه	عرض	۴٫۸	۳٫۸۴±۰٫۵۹
	طول	۳٫۴	-



شکل ۲. تصویر رادیوگرافی distal phalanx

۲.۲ هندسه مدل

برای شبیه‌سازی نوک انگشت اشاره دست که محل قرارگیری سنسور پالس اکسی‌متر می‌باشد، همان‌طور که در شکل ۳ قابل مشاهده است، از یک نیم‌کره استفاده می‌شود که نزدیک‌ترین شکل به نوک انگشت اشاره دست را دارد. برای مدل‌سازی فوتو دایود به‌عنوان منبع نور، از مدل منبع نور نقطه‌ای تکفام با طول موج نزدیک به مادون‌قرمز^۴ در طیف فرکانسی استفاده شده است. جهت مدل‌سازی ریاضی، همان‌طور که در شکل ۳ نیز مشاهده می‌شود، منبع نور نقطه‌ای به‌صورت یک دو قطبی مدل گردیده است که متشکل از منبع فوتون نوری و منبع فوتون درون بافت^۵ می‌باشد.

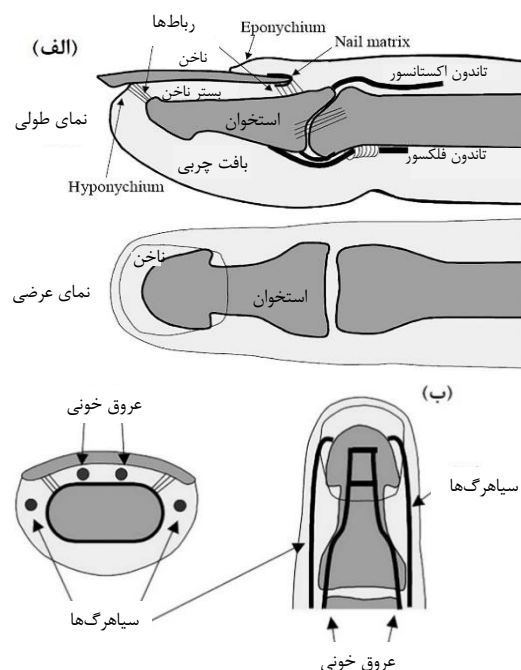
در مدل‌سازی مسئله، یک آشکارساز نوری برای حالت انتقالی و یک آشکارساز نوری برای حالت انعکاسی پالس اکسی‌متر در نظر گرفته شده است که به ترتیب در مقابل و مجاور منبع نور قرار داده شده‌اند. همچنین برای نزدیکی مدل‌سازی پالس اکسی‌متر به رفتار واقعی، انگشت دست به صورت یک بافت ناهمگن مدل‌سازی شده است که لایه‌های تشکیل‌دهنده این بافت ناهمگن همان‌طور که در شکل‌های ۱ و ۴ دیده می‌شود عبارتند از رگ‌های خونی، بافت‌های غیرخونی و استخوان که هر کدام مطابق جدول ۲ در فرکانس مشخص، ویژگی‌های نوری مخصوص به خود را دارند. از سوی دیگر، در

۲. تئوری و روش انجام

۱.۲ ساختار آناتومیکی انگشت اشاره دست

جزئیات ساختار آناتومیکی انگشت اشاره دست را می‌توان از منابع مختلفی به دست آورد [۵، ۶]. همان‌طور که در شکل ۱ به‌عنوان سطح مقطعی از انگشت اشاره دست نشان داده شده است، استخوان فالانکس دیستال^۱ از پایین توسط بافت چربی و از بالا توسط ناخن احاطه شده است. همچنین بستر ناخن از طریق مویرگ‌هایی که درست در زیر سطح آن قرار دارند به واسطه عروق شریانی^۲ خون‌رسانی شده و خون بازگشتی از طریق ونول^۳ها به سیاهرگ باز می‌گردد. قطر متوسط عروق خونی در حدود ۰٫۸۵ mm در نظر گرفته می‌شود که تقریباً ۳ رگ شریانی از قوس دیستال خارج می‌شوند [۷]. اما در مقابل، مشخصه آناتومی سیاهرگ به طور قابل‌توجهی متغیر است و شامل عروق پشت دست و کف دست می‌شود [۸، ۹].

داده‌های جدول ۱ و اطلاعات نشان داده شده در شکل ۲ که توسط سیستم GE Imagecast PACS ارایه شده به‌عنوان داده‌های مرجع و نزدیک به ویژگی‌های آناتومیکی انگشت برای شبیه‌سازی انگشت اشاره دست مورد استفاده قرار می‌گیرند [۱۰].



شکل ۱. (الف) ساختار آناتومیکی و (ب) آناتومی عروق انگشت اشاره دست.

1. Distal Phalanx
2. Arteries
3. Venules

4. Near-Infrared
5. Photon Sink

جدول ۲. خواص نوری اجزای تشکیل دهنده انگشت اشاره دست

	فاکتور ناهمسانگرد	ضریب شکست (n)	ضریب پراکندگی کاهش یافته (cm ⁻¹)	ضریب جذب (cm ⁻¹)	طول موج (nm)
درم و بافت چربی	۰.۹۱	۱.۳۸	۸.۶	۰.۰۵	۶۵۶
ابی درم	۰.۸۱	۱.۴۳	۱۸.۳	۰.۰۵	۶۵۶
	۰.۸۹	۱.۴۲	۱۲.۳	۰.۰۳	۹۴۳
استخوان	۰.۹۲	۱.۴	۳۳.۱	۰.۰۵	۶۵۶
	۰.۹۴	۱.۴	۲۶.۱	۰.۰۲	۹۴۳
خون	۰.۹۸	۱.۳۶۳	۷۷.۵	۰.۲	۶۵۶
شیرینانی	۰.۹۹	۱.۳۵۸	۶۵	۰.۶۴	۹۴۳
خون	۰.۹۸	۱.۳۶۲	۷۷.۵	۰.۷۲	۶۵۶
وریدی	۰.۹۹	۱.۳۵۷	۶۵	۰.۵۴	۹۴۳

۲.۲ پیاده‌سازی معادله انتشار نور در بافت با استفاده از معادله مشتق جزئی تقریب مسئله انتشار

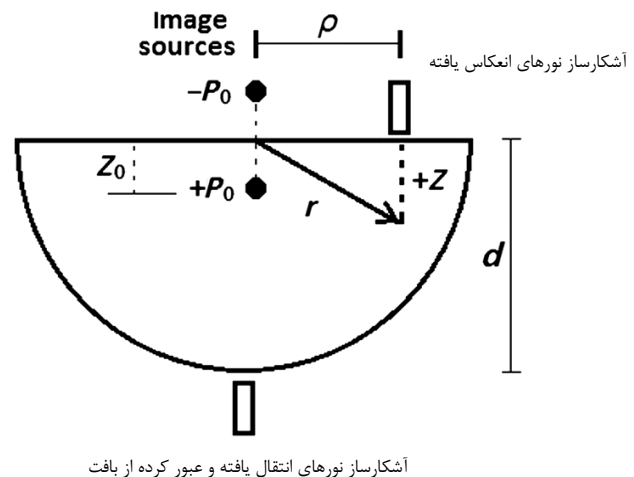
به طور کلی و در عمل، شدت نور ثبت شده توسط آشکارساز نوری در حالت انعکاسی پالس اکسی‌متر در مقایسه با حالت انتقالی آن به ازای فاصله یکسان منبع تابش نور تا آشکارساز نوری، کم‌تر است. جهت تعیین مدلی ریاضی برای میزان شدت نور ثبت شده توسط آشکارساز نوری در حالت انتقالی و انعکاسی پالس اکسی‌متر، از آنالیز انتشار نور^۲ در بافت استفاده می‌شود. این کار طی دو مرحله صورت می‌پذیرد: ابتدا بایستی انتقال فوتون در بافت مدل شده و سپس در مرحله دوم از مدل به دست آمده برای پیش‌بینی توزیع نور در بافت تحت بررسی استفاده شود.

تئوری تقریب انتشار^۳ بر پایه معادله انتقال تابشی^۴ و پایستگی انرژی^۵ است که به‌طور کلی جواب‌گوی حل تحلیلی برای نور ورودی دلخواه نبوده و تنها در هندسه‌های خاص و محدود یک سری راه‌حل‌های بسته معرفی شده است [۱۲، ۱۳].

معادله انتقال تابشی در یک محیط با ویژگی جذب و پراکندگی فوتون به صورت زیر است:

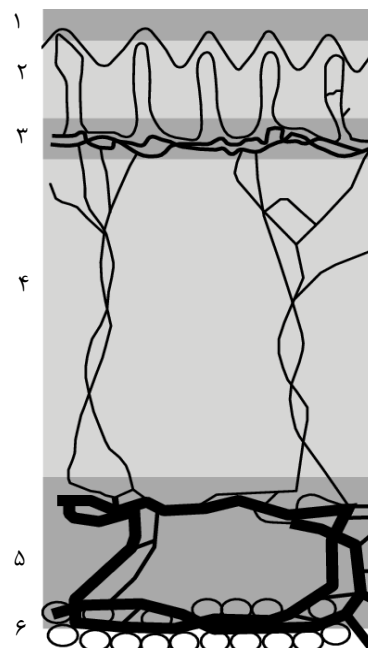
$$\frac{1}{c} \times \frac{\partial L(r, s, t)}{\partial t} + s \cdot \nabla L(r, s, t) + \mu_t L(r, s, t) = \mu_s \int_{4\pi} L(r, s', t) p(s', s) d\Omega' + S(r, s, t) \quad (1)$$

شبهه‌سازی و تحلیل مدل ریاضی، اثر رنگ‌دانه‌های پوست^۱ که دارای ضخامت بسیار کوچک در حدود ۱۰۰ pm می‌باشند، در پراکندگی نور تابشی از سوی منبع فوتونی نادیده گرفته شده است چرا که به دلیل ضخامت بسیار کم این لایه، فوتون نوری پس از برخورد با آن در مسیر رو به جلوی خود ادامه مسیر داده [۱۱] و تنها تأثیر آن، کاهش شدت نور تابشی پس از عبور از بافت خونی می‌باشد و انعکاسی را ایجاد نمی‌کند.



آشکارساز نورهای انتقال یافته و عبور کرده از بافت

شکل ۳. سطح مقطع نیم‌کره‌ای استفاده شده در مدل‌سازی انگشت دست.



شکل ۴. ساختار پوست: (۱) اپیدرم (۲) درم (۳) درم با plexus Superficialis (۴) درم (۵) درم با plexus profundus (۶) بافت چربی.

1. Pigmented Epidermis

2. Light Propagation Analysis
3. Diffusion Approximation
4. Radiative Transport Equation
5. Conservation of Energy

چربی، استخوان و خون در شکل ۵ نشان داده شده است. به دلیل این که پارامتر ناهمسانگرد پراکندگی g تقریباً مساوی با ۱ می باشد، منحنی های به دست آمده از تابع فاز برای لایه های مختلف بافت در زاویه صفر درجه، قله نوک تیزی ایجاد می کنند که نشان دهنده این مطلب است که پرتوهای نور تابش شده به بافت پس از برهم کنش با لایه های مختلف بافت بیولوژیک، تمایل به پراکندگی رو به جلو دارند.

از سوی دیگر با در نظر گرفتن بافت بیولوژیک به عنوان یک بافت ناهمگن، می توان ضریب جذب کل را به صورت مجموع ضرایب جذب مربوط به اجزای تشکیل دهنده بافت در نظر گرفت و آن را به صورت زیر نوشت:

$$\mu_a = V_a \mu_a^{art} + V_v \mu_a^{ven} + [1 - (V_a + V_v)] \mu_a^{tis} \quad (4)$$

در این رابطه V_a و V_v به ترتیب کسرهای حجمی خون شریانی و خون وریدی می باشند. همچنین μ_a^{tis} ، μ_a^{art} ، μ_a^{ven} به ترتیب ضریب جذب بافت غیرخونی، ضریب جذب خون شریانی و ضریب جذب خون وریدی هستند که مقدار آن برای μ_a^{art} و μ_a^{ven} برحسب سطح مقطع جذب نور گلبول های قرمز و اشباع اکسیژن SaO_2 به صورت زیر قابل بیان است:

$$\mu_a^{art} = \frac{H}{g_i} [S_a O_2 \sigma_a^{100\%} + (1 - S_a O_2) \sigma_a^{\circ\%}] \quad (5)$$

$$\mu_a^{ven} = \frac{H}{g_i} [S_v O_2 \sigma_a^{100\%} + (1 - S_v O_2) \sigma_a^{\circ\%}] \quad (6)$$

در روابط فوق، H مقدار هماتوکریت می باشد. همچنین SaO_2 و SvO_2 به ترتیب به اشباع اکسیژن خون شریانی و خون وریدی اشاره دارند. v_i نیز حجم گلبول قرمز خون است. $\sigma_a^{100\%}$ و $\sigma_a^{\circ\%}$ که متناسب با ضرایب جذب مولی هستند به ترتیب سطح مقطع جذب نور هموگلوبین (پروتئین موجود در گلبول های قرمز خون) حاوی اکسیژن (HbO_2) و سطح مقطع جذب نور هموگلوبین بدون اکسیژن (Hb) می باشند که مقدار آن ها در جدول ۳ برای سه طول موج مختلف به همراه ضریب جذب کل خون که توسط رابطه ۵ به دست آمده، داده شده است. این مقادیر با استفاده از تقریب پراکندگی می^۱ برای گلبول های قرمز خون به دست آمده اند [۱۵، ۱۶].

در معادله فوق c سرعت نور و $L(r,s,t)$ میانگین چگالی شار توان در نقطه مکانی r ، در لحظه t و در جهت بردار یکه s با واحد $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$ می باشد. همچنین تابع توزیع فضایی و زاویه ای منبع نور با واحد $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$ است. $p(s',s)$ نیز تابع فاز نرمالیزه شده می باشد که نشان دهنده احتمال پراکندگی در جهت s' نسبت به جهت s است و در آخر ضریب μ_t که نشان دهنده ضریب تضعیف کل می باشد.

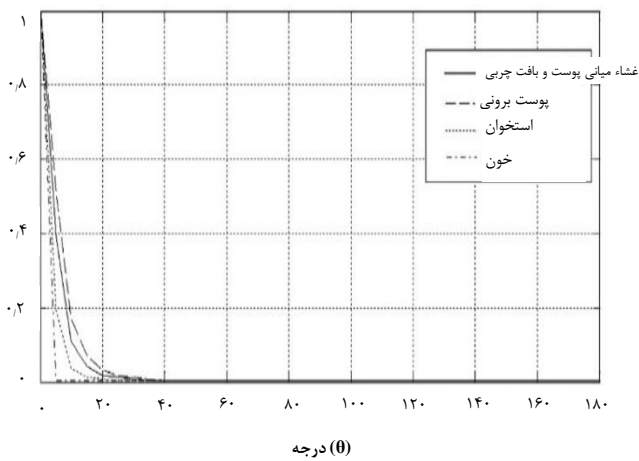
برای محاسبه توزیع توان فوتون ها و به دست آوردن مسیر حرکت فوتون ها در محیط های مختلف می توان از ویژگی های نوری بافت های گوناگون که در مسیر انتشار نور قرار دارند هم چون ضریب جذب، ضریب پراکندگی، ضریب ناهمسانگردی g و ضریب شکست بهره گرفت. فوتون های نور پس از ورود به بافت بیولوژیک و عبور از آن و برخورد با اجزای پراکنده کننده اکثراً به صورت مستقیم و رو به جلو پراکنده می شوند. رفتار پراکندگی نور در محیط معمولاً توسط تابع فاز Henyey-Greenstein مشخص می شود [۱۴]. این تابع مشخص کننده توزیع توان پراکندگی نور از مسیر رو به جلو ($\theta=0$) تا مسیر برگشتی ($\theta=180^\circ$) بوده و شدت پراکندگی در یک زاویه خاص را نشان می دهد که به صورت زیر قابل تعریف است:

$$P_{HG}(\theta) = \frac{\omega(1-g^2)}{[1+g^2-2g \cos \theta]^{1.5}} \quad (2)$$

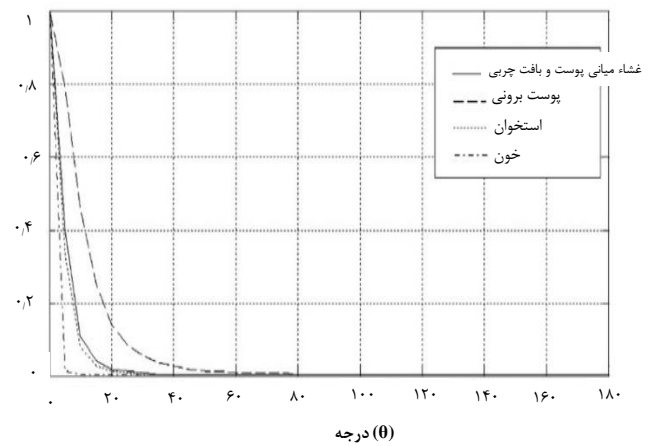
در این تابع که به عنوان تابع فاز پراکندگی نرمالیزه شده استفاده می شود، ω و θ به ترتیب پارامتر نرمالیزه کننده و زاویه پراکندگی می باشند. ضریب g که پارامتر ناهمسانگردی پراکندگی نام دارد، نشان دهنده میانگین کسینوس زاویه پراکندگی است که تابع آن به صورت زیر تعریف می شود:

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \int_0^\pi P_{HG}(\theta) \cos \theta \times 2\pi \sin \theta d\theta \quad (3)$$

اگر $g=1$ باشد، پراکندگی کاملاً رو به جلو اتفاق می افتد و برای $g=-1$ ، پراکندگی کاملاً رو به عقب خواهد بود. اگر $g=0$ باشد، پراکندگی همسانگرد صورت می پذیرد. رفتار این تابع در دو طول موج ۶۵۶ nm و ۹۴۳ nm برای لایه های مختلف بافت هم چون قسمت بیرونی سطح پوست، غشاء میانی پوست، بافت



(ب)



(الف)

شکل ۵. تابع فاز برای اپیدرم، درم، بافت چربی، استخوان و خون در (الف) طول موج ۶۵۶ nm و (ب) طول موج ۹۴۳ nm.

جدول ۳. خواص نوری خون

طول موج	۶۶۰ nm				۸۰۵ nm				۹۴۰ nm				
	SO _r (%)	۱۰۰٪ σ _a (μm ⁻¹)	٪ σ _a (μm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	۱۰۰٪ σ _a (μm ⁻¹)	٪ σ _a (μm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	۱۰۰٪ σ _a (μm ⁻¹)	٪ σ _a (μm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)
-	-	۰٫۰۳۶	۰٫۳۵۵	-	-	۰٫۱	۰٫۱	-	-	۰٫۱۳۴	۰٫۰۸	-	-
۱۰۰	-	-	-	۰٫۱۷۹	۲٫۵۴	-	-	۰٫۴۶۶	۴٫۲۵	-	-	۰٫۶۷	۱۹۰
۸۰	-	-	-	۰٫۴۹۸	۲٫۵۴	-	-	۰٫۴۶۶	۴٫۲۵	-	-	۰٫۶۱۶	۱۹۰
۶۰	-	-	-	۰٫۸۱۷	۲٫۵۴	-	-	۰٫۴۶۶	۴٫۲۵	-	-	۰٫۵۶۲	۱۹۰
۴۰	-	-	-	۱٫۱۴	۲٫۵۴	-	-	۰٫۴۶۶	۴٫۲۵	-	-	۰٫۵۰۹	۱۹۰
۲۰	-	-	-	۱٫۴۶	۲٫۵۴	-	-	۰٫۴۶۶	۴٫۲۵	-	-	۰٫۴۵۵	۱۹۰

$$\Phi(r, t) = \int_{\Omega} L(r, s, t) d\Omega \quad (۸)$$

$$J(r, t) = \int_{\Omega} sL(r, s, t) d\Omega \quad (۹)$$

در آزمایش‌های درون‌تنی انتشار نور در بافت با پراکندگی بالا، ضریب پراکندگی خیلی بزرگ‌تر از ضریب جذب در نظر گرفته می‌شود و تقریب معادله انتشار دقت کافی را دارد. در تقریب تابع فاز نرمالیزه شده P_۱، معادله انتقال تابشی در مختصات کروی به صورت یک معادله دیفرانسیل مرتبه اول بیان شده است و می‌توان این معادله را به صورت معادله انتشار وابسته به زمان به شکل زیر نوشت [۱۸، ۱۹]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial t} + \mu_a \Phi(r, t) - DV^2 \Phi(r, t) = S(r, t) \quad (۱۰)$$

مشابه رابطه مربوط به ضریب جذب، می‌توان ضریب پراکندگی کل مربوط به بافت ناهمگن را به صورت مجموع ضرایب پراکندگی مربوط به اجزای تشکیل‌دهنده بافت در نظر گرفت و آن را به صورت زیر نوشت:

$$\mu_s = (V_a + V_v) \mu_s^b + [1 - (V_a + V_v)] \mu_s^{tis} \quad (۷)$$

در این رابطه، μ_s^b و μ_s^{tis} به ترتیب ضرایب پراکندگی کل خون و بافت غیرخونی می‌باشند. ضرایب کل جذب و پراکندگی بافت از آزمایش‌های درون‌تنی^۱ بافت انسان که شامل مقادیر متغیری از خون شریانی و خون وریدی می‌باشد تخمین زده شده [۱۷] و مقادیر آن در جدول ۴ آورده شده است. شار فوتونی^۲ و چگالی جریان^۳ که واحد آن‌ها یکسان (W.m^{-۲}) می‌باشد نیز از رابطه‌های زیر قابل محاسبه هستند:

جدول ۴. خواص نوری بافت دارای خون

SO _r (°)	طول موج												
	۶۶۰ nm				۸۰۵ nm				۹۴۰ nm				
	V _a =V _v =۱٪		V _a =V _v =۵٪		V _a =V _v =۱٪		V _a =V _v =۵٪		V _a =V _v =۱٪		V _a =V _v =۵٪		
μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)	μ _a (mm ⁻¹)	μ _s (mm ⁻¹)
۱۰۰	۰٫۰۲۵	۱٫۴۲	۰٫۰۴۴	۱٫۵۱	۰٫۰۲۵	۱٫۱۲	۰٫۰۶۵	۱٫۲۰	۰٫۰۲۸	۰٫۸۲	۰٫۰۸۰	۰٫۰۹۰	۰٫۰۹۰
۸۰	۰٫۰۳۱	۱٫۴۲	۰٫۰۷۶	۱٫۵۱	۰٫۰۲۵	۱٫۱۲	۰٫۰۶۵	۱٫۲۰	۰٫۰۲۷	۰٫۸۲	۰٫۰۷۴	۰٫۰۹۰	۰٫۰۹۰
۶۰	۰٫۰۳۸	۱٫۴۲	۰٫۱۰۸	۱٫۵۱	۰٫۰۲۵	۱٫۱۲	۰٫۰۶۵	۱٫۲۰	۰٫۰۲۶	۰٫۸۲	۰٫۰۶۹	۰٫۰۹۰	۰٫۰۹۰
۴۰	۰٫۰۴۴	۱٫۴۲	۰٫۱۴۰	۱٫۵۱	۰٫۰۲۵	۱٫۱۲	۰٫۰۶۵	۱٫۲۰	۰٫۰۲۵	۰٫۸۲	۰٫۰۶۴	۰٫۰۹۰	۰٫۰۹۰
۲۰	۰٫۰۵۰	۱٫۴۲	۰٫۱۷۱	۱٫۵۱	۰٫۰۲۵	۱٫۱۲	۰٫۰۶۵	۱٫۲۰	۰٫۰۲۴	۰٫۸۲	۰٫۰۵۸	۰٫۰۹۰	۰٫۰۹۰

که در آن μ_s' نشان دهنده ضریب پراکندگی تقلیل یافته بوده و ارتباط آن با ضریب پراکندگی μ_s از طریق پارامتر ناهمسانگرد پراکندگی g به شکل زیر است:

$$\mu_s' = (1-g)\mu_s \quad (16)$$

این کمیت می‌تواند به عنوان ضریب پراکندگی ناهمسانگرد معرفی شود و یک پارامتر اساسی در تئوری توزیع نور منتشر شده در یک محیط تصادفی است. مسیر میانگین طی شده توسط نور موازی شده قبل از این که به طور مؤثر ناهمسانگرد شود به وسیله $1/\mu_s'$ به دست می‌آید.

برای مدل‌سازی رفتار فوتو دایود به عنوان منبع نقطه‌ای نور، تابع $S(r)$ به صورت عبارتی از تابع دلتای حجم $\delta(r)$ به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$S(r) = \frac{P_0}{4\pi} \delta(r) \quad (17)$$

در عبارت فوق، P_0 بیان‌گر توان انتشار یافته توسط منبع می‌باشد.

در ادامه به حل معادله تقریب انتشار بیان شده در رابطه ۱۳ در یک کره کامل پرداخته می‌شود و سپس با توجه به پاسخ به دست آمده، پاسخ برای حالت نیم‌کره مطابق شکل ۳، با استفاده از روش تصویر^۱ به دست خواهد آمد [۲۰].

جواب عمومی معادله تقریب انتشار به صورت زیر خواهد بود:

$$\Phi(r) = \frac{A}{r} e^{-ar} + \frac{B}{r} e^{ar} \quad (18)$$

در معادله ۱۰، $\Phi(r,t)$ نشان دهنده نرخ شار فوتونی و $D = [\frac{1}{3}(\mu_a + (1-g)\mu_s)]^{-1}$ بیان کننده ضریب انتشار فوتونی می‌باشند. همچنین، در یک محیط پراکندگی ناهمگن با ضریب جذب μ_a ، معادله انتشار در حالت زمان ثابت به صورت یک معادله برحسب متوسط شار توزیع $\Phi(r)$ که در زیر نشان داده می‌شود قابل تبدیل است:

$$D \nabla^2 \Phi(r) - \mu_a \Phi(r) + S(r) = 0 \quad (11)$$

$$D \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} \right) \right] - \mu_a \Phi(r) + S(r) = 0 \quad (12)$$

۴.۲ حل تحلیلی معادله انتشار با روش PDE جهت به دست آوردن مدل ریاضی میزان شدت نور ثبت شده توسط آشکارساز نوری معادله تقریب انتشار برای هندسه شرح داده شده در شکل ۳ و با در نظر گرفتن این فرض که در بافت‌های با پراکندگی بالا، ضریب پراکندگی خیلی بزرگ‌تر از ضریب جذب است، به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} \right) - \alpha^2 \Phi(r) = -\frac{1}{D} S(r) \quad (13)$$

در معادله فوق ضریب انتشار فوتونی D و ضریب تضعیف مؤثر α به ترتیب به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$D = \frac{1}{3(\mu_a + \mu_s')} \approx \frac{1}{3\mu_s'} \quad (14)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_a}{D}} \approx \sqrt{3\mu_a\mu_s'} \quad (15)$$

(مطابق با شکل ۳). هم‌چنین مقادیر Γ_1 و Γ_2 در عبارت فوق به شکل زیر قابل محاسبه هستند:

$$r_1 = \left[(z - z_0)^2 + \rho^2 \right]^{1/2} \quad (25)$$

$$r_2 = \left[(z + z_0 + 2z_e)^2 + \rho^2 \right]^{1/2} \quad (26)$$

متغیر $z_0 = 1/\mu'_s$ در این روابط نشان‌دهنده فاصله عمق تا سطح برای مکانی است که اولین فوتون‌های پراکنده شده از آن خارج می‌شوند و مقدار این متغیر بسیار کوچک می‌باشد. هم‌چنین متغیر z_e فاصله بین مرز حقیقی و برون‌یابی شده برای ضریب شکست نواحی غیرهمسان است. در این‌جا فرض بر آن است که فوتون‌های برخورد کرده به بافت به صورت فوتون‌های پراکنده شده با یک میانگین طول پراکندگی تبدیل شده و بنابراین مقدار متغیر z_e به صورت $z_e = 2DA$ که در آن A مربوط است به بازتاب داخلی Γ_z قابل محاسبه می‌باشد. مقدار A که می‌تواند از ضرایب بازتاب فرسnel^۱ نتیجه شود [۲۱]، در حالتی که دو طرف مرز یک ناحیه یکسان باشند و شاخصه‌های انکسار همسان داشته باشند برابر با ۱ است و در سایر موارد به صورت رابطه زیر قابل تقریب زدن است [۲۲]:

$$A = \frac{(1+r_j)}{(1-r_j)} \quad (27)$$

که در عبارت فوق Γ_z به صورت زیر به دست می‌آید:

$$r_j = -1/44n_{rel}^{-1} + 0.71n_{rel}^{-1} + 0.668 + 0.636n_{rel} \quad (28)$$

که در آن شاخص نسبی بافت به هوا با n_{rel} نشان داده شده است.

حال که جواب معادله تقریب انتشار برای کره کامل به دست آمد، می‌توان با کمک روش تصویر پاسخ معادله را برای هندسه نیم‌کره به شکل زیر به دست آورد:

$$\Phi_{hemi}(r) = \frac{-2z_0 z}{r} \frac{\partial \Phi_{sph}(r)}{\partial r} = \frac{z_0 z P_0}{2\pi D r^2} \times \left[\frac{1}{(1-e^{-\tau ad})} e^{-\alpha r} \left(\frac{1}{r} + \alpha \right) + \frac{1}{(1-e^{\tau ad})} e^{\alpha r} \left(\frac{1}{r} - \alpha \right) \right] \quad (29)$$

که ضرایب A و B ثابت‌های تعیین شده توسط دو شرط مرزی می‌باشند. اولین شرط مرزی عبارت است از:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} [flux \quad density] = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[\int_S J dA \right] = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[-4\pi D r^2 \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} \right] = P_0 \quad (19)$$

که در آن $J = -D\nabla\Phi$ به نرخ چگالی شار اشاره دارد. شرط مرزی دوم این است که همه شار فوتونی در مرز $r = d$ جذب می‌شود یعنی:

$$\Phi(r) = 0 \quad \text{at} \quad r = d \quad (20)$$

با در نظر گرفتن شرایط فوق، ضرایب A و B در نهایت جواب معادله تقریب انتشار در هندسه کره شکل به صورت زیر به دست خواهند آمد:

$$A = \frac{P_0}{4\pi D} \frac{1}{1-e^{-\tau ad}} \quad (21)$$

$$B = \frac{P_0}{4\pi D} \frac{1}{1-e^{\tau ad}} \quad (22)$$

$$\Phi_{sph}(r) = \frac{P_0}{4\pi D} \left[\frac{1}{r(1-e^{-\tau ad})} e^{-\alpha r} + \frac{1}{r(1-e^{\tau ad})} e^{\alpha r} \right] \quad (23)$$

همان‌طور که در بخش مربوط به هندسه مدل شرح داده شده بود منبع نقطه‌ای به صورت یک دو قطبی در نظر گرفته شده است و لذا حل تحلیلی معادله تقریب انتشار برای پرتوی نقطه‌ای واقع شده بر روی سطح یک محیط نیم‌متناهی، از مجموع پاسخ‌های به دست آمده برای یک جفت منبع نقطه‌ای مثبت و منفی به صورت زیر قابل ارایه می‌باشد:

$$\Phi_{sph}(p, z) \Big|_{z=0} = \frac{P_0}{4\pi D} \left[\frac{1}{r_1} e^{-\alpha r_1} - \frac{1}{r_2} e^{-\alpha r_2} \right] \quad (24)$$

در پاسخ به دست آمده، متغیر z نشان‌دهنده عمق و فاصله از سطح پوست و ρ بیان‌گر فاصله هر نقطه تا محور z می‌باشند

که R_{imp} مجموع بازتاب انتشار را نشان می‌دهد. همچنین $\Phi(\rho, z_0)$ و $R(\rho, z_0)$ به ترتیب به نرخ نفوذپذیری^۳ و مؤلفه z شار فوتون در سرتاسر مرز بافت- هوا اشاره دارند که با روابط زیر به دست می‌آیند:

$$\Phi(\rho, z_0) = \frac{1}{4\pi D} \left[\frac{1}{r_1} e^{-(\mu_{eff})r_1} - \frac{1}{r_2} e^{-(\mu_{eff})r_2} \right] \quad (33)$$

$$R(\rho, z_0) = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{z_0(\mu_{eff} + \frac{1}{r_1})}{r_1} \frac{1}{r_1} e^{-(\mu_{eff})r_1} + \frac{(z_0 + 2z_e)(\mu_{eff} + \frac{1}{r_2})}{r_2} \frac{1}{r_2} e^{-(\mu_{eff})r_2} \right] \quad (34)$$

در معادلات فوق ρ فاصله بین منبع نور و آشکارساز نور است. همچنین $\mu_{eff} = \sqrt{\frac{\mu_a}{D}}$ و $D = \frac{1}{3\mu_t}$ به ترتیب ضریب تضعیف مؤثر و ضریب انتشار هستند که در آن $\mu_t = \mu_a + \mu_s'$ نشان‌دهنده ضریب انتقال است و از مجموع ضریب جذب μ_a و ضریب پراکندگی مؤثر $\mu_s' = (1-g)\mu_s$ به دست می‌آید. همچنین مقادیر r_1 و r_2 مطابق روابط زیر قابل محاسبه می‌باشند:

$$r_1 = (z_0^2 + \rho^2)^{1/2} \quad (35)$$

$$r_2 = [(z_0 + 2z_e)^2 + \rho^2]^{1/2} \quad (36)$$

با در نظر گرفتن رویکرد کومار و اسمیت^۴ [۲۵] می‌توان حساسیت انعکاس R_{imp} را نسبت به ضریب پراکندگی مؤثر μ_s' به صورت زیر محاسبه کرد:

$$S_s = -\frac{\partial(\ln R_{imp})}{\partial \mu_s'} \quad (37)$$

با در نظر گرفتن رابطه ۳۲ برای تابع R_{imp} ، تابع حساسیت به صورت زیر به دست می‌آید:

$$S_s = -\frac{1}{R_{imp}} \frac{\partial R_{imp}}{\partial \mu_s'} = -\frac{1}{R_{imp}} (y_{iso} + y_{ima}) \quad (38)$$

با توجه به پاسخ تحلیلی به دست آمده به عنوان مدل انتشار نور در بافت (انگشت اشاره دست) می‌توان بزرگی و شدت نور ثبت شده توسط آشکارسازهای نوری را در حالت انتقالی و انعکاسی پالس اکسی‌متر به دست آورد که این مقدار برای حالت انعکاسی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$I_r = -D \frac{\partial \Phi_{hemi}(r)}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{z_0 P_0}{2\pi \rho^2} \times \left[\frac{1}{(1-e^{-\tau ad})} e^{-\alpha \rho} \left(\frac{1}{\rho} + \alpha \right) + \frac{1}{(1-e^{\tau ad})} e^{\alpha \rho} \left(\frac{1}{\rho} - \alpha \right) \right] \quad (30)$$

و برای حالت انتقالی نیز شدت نور ثبت شده توسط آشکارساز نوری به صورت زیر به دست می‌آید:

$$I_t = D \frac{\partial \Phi_{hemi}(r)}{\partial z} \Big|_{z=d} = -\frac{z_0 P_0}{2\pi d} \left[\frac{1}{(1-e^{-\tau ad})} e^{-ad} \left(\frac{2}{d^2} + \frac{2\alpha}{d} + \alpha^2 \right) + \frac{1}{(1-e^{\tau ad})} e^{ad} \left(\frac{2}{d^2} - \frac{2\alpha}{d} + \alpha^2 \right) \right] \quad (31)$$

۵.۲ بررسی تأثیر فاصله منبع نور از آشکارسازهای نوری

در طیف الکترومغناطیسی NIR^۱ با طول موج در حدود ۷۰۰ تا ۲۵۰۰ nm، بافت بیولوژیکی دارای جذب پایین و پراکندگی بالا است و لذا تئوری انتشار می‌تواند برای بررسی مسئله انتشار نور در بافت مورد استفاده قرار گیرد. برای حل مسئله انتشار در محیط‌های چند لایه هم‌چون بافت، پژوهش‌گران روش‌هایی را مطرح کرده‌اند [۲۳، ۲۴]. در این جا از روش پیشنهادی کینل و پترسون^۲ که یک راه‌حل بهبود یافته برای حل مسئله انتشار در حالت انعکاسی است استفاده شده است. هندسه مسئله در شکل ۳ مشاهده می‌شود. تحت شرایط $n_{tissue}=1/4$ و $n_{detector}=1$ ، حل بهبود یافته به صورت زیر است:

$$R_{imp}(\rho, z_0) = 0.118\Phi(\rho, z_0) + 0.306R(\rho, z_0) \quad (32)$$

3. Fluence Rate
4. Kumar and Schmitt

1. Near-Infrared
2. Kienle and Patterson

جدول ۵. جزییات بالینی داوطلبان مرد مورد بررسی در مطالعات تجربی

سن	وزن (kg)	فشار خون (mmHg)	نرخ ضربان قلب (bpm)	داوطلب
۱۸	۵۲	۱۳۵٫۸۴	۷۴	۱
۲۲	۶۴	۱۳۲٫۷۴	۷۴	۲
۲۹	۷۵	۱۴۰٫۷۵	۸۰	۳
۲۰	۷۲	۱۳۰٫۶۵	۶۵	۴
۱۸	۶۲	۱۳۰٫۶۸	۸۳	۵
۱۹	۶۱	۱۴۵٫۸۲	۷۸	۶
۲۳	۶۵	۱۲۵٫۵۵	۷۵	۷
۲۴	۸۰	۱۲۰٫۶۶	۶۷	۸
۳۷	۸۳	۱۰۷٫۵۲	۶۲	۹
۲۷	۶۵	۱۳۷٫۸۶	۶۹	۱۰
۲۵	۷۷	۱۲۵٫۵۲	۸۵	۱۱
۳۶	۸۰	۱۳۵٫۷۸	۷۵	۱۲
۳۱	۷۵	۱۲۱٫۶۵	۷۴	۱۳
۲۴	۶۹	۱۱۵٫۸۵	۸۳	۱۴
۲۲	۶۸	۱۳۰٫۹۱	۷۵	۱۵
۲۹	۷۵	۱۳۴٫۸۰	۱۰۰	۱۶
۳۳	۷۹	۱۱۰٫۶۰	۶۵	۱۷
۴۰	۸۱	۱۳۵٫۸۲	۶۶	۱۸
۴۳	۷۴	۱۳۲٫۶۵	۷۲	۱۹

در تابع حساسیت، y_{iso} و y_{ima} به ترتیب مرتبط با منبع نور ایزوتروپیک و منبع نور تصویر شده بوده (مطابق با شکل ۳) و برابرند با:

$$y_{iso} = \frac{\mu'_t}{4\pi x_1^2} e^{-kx_1} \times \left[\cdot, 3 \cdot 0 \cdot 6 \left(\frac{3}{x_1^2} + \frac{3k}{x_1^2} + \frac{k^2 - 1}{x_1} - k - \frac{k^2}{2} x_1 \right) + \cdot, 3 \cdot 4 \cdot 5 \left(\frac{1}{x_1} + k + x_1 - \frac{k}{2} x_1^2 \right) \right] \quad (39)$$

$$y_{iso} = \frac{\mu'_t}{4\pi x_r^2} e^{-kx_r} \times \left[\cdot, 3 \cdot 0 \cdot 6 \alpha \left(\frac{3\alpha^2}{x_r^2} + \frac{3k\alpha^2}{x_r^2} + \frac{k^2\alpha^2 - 1}{x_r} - k - \frac{k^2}{2} x_r \right) - \cdot, 3 \cdot 4 \cdot 5 \left(\frac{\alpha^2}{x_r} + k\alpha^2 + x_r - \frac{k}{2} x_r^2 \right) \right] \quad (40)$$

هم‌چنین:

$$x_1 = \mu'_t r_1 \quad (41)$$

$$x_r = \mu'_t r_r \quad (42)$$

$$k = z_0 \mu_{eff} = \left(\frac{3\mu_a}{\mu'_t} \right)^{1/2} \quad (43)$$

$$\alpha = \frac{4A}{3} + 1 \quad (44)$$

با انجام محاسبات فوق، حساسیت انعکاس نسبت به ضریب پراکندگی مؤثر به دست می‌آید.

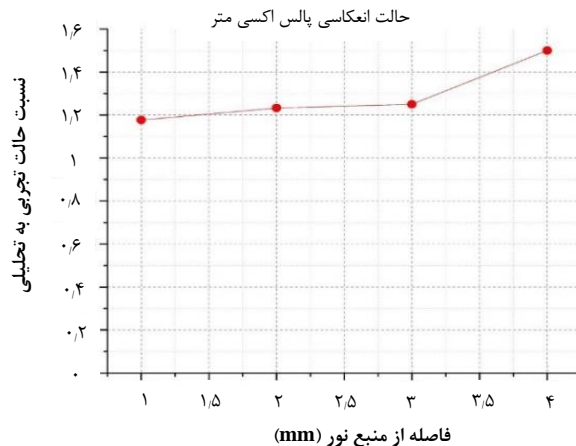
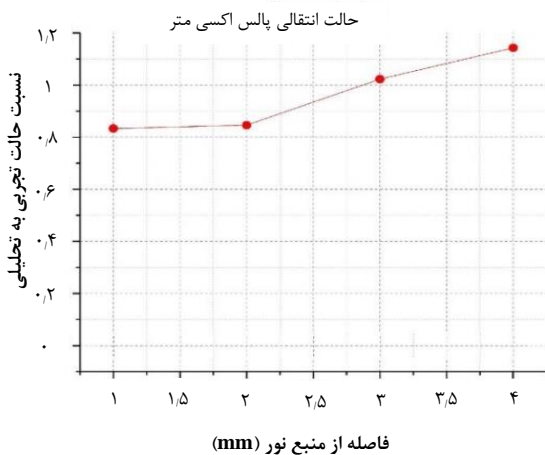
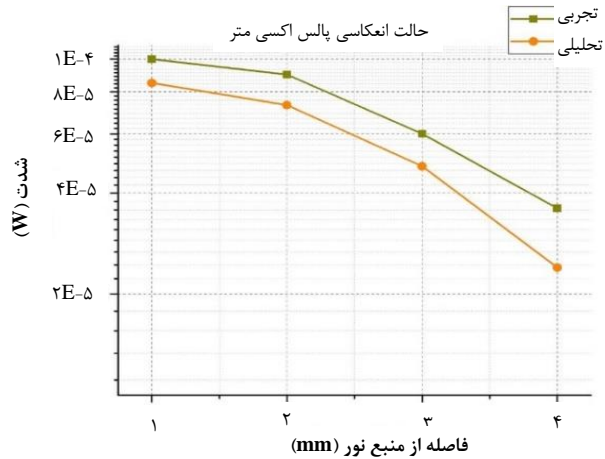
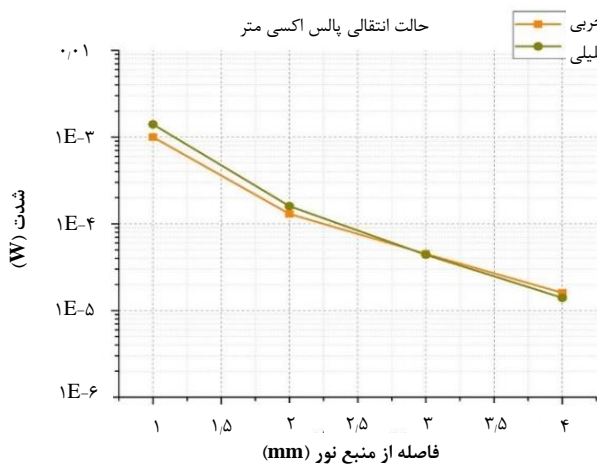
۳. نتیجه‌گیری

به منظور تصدیق و ارزیابی کارایی مدل‌های ریاضی به دست آمده از تحلیل، از مطالعات تجربی و مدل مونت‌کارلو استفاده شده است. مطالعه تجربی بر روی ۱۹ داوطلب سالم مرد با محدوده سنی بین ۱۸ تا ۴۳ سال و میانگین سنی ۲۷٫۶ و انحراف معیار ۷٫۵۵ انجام شده است (جدول ۵).

در حالت معمول، پالس اکسی‌مترها از بیشینه و کمینه شدت‌های نور قرمز و مادون‌قرمز برای محاسبه SaO_2 استفاده می‌کنند. در این مطالعه روش مورد نظر برای استخراج داده‌های تجربی به صورت معکوس است؛ بدین‌شکل که جهت به دست آوردن شدت‌های نور در مکان‌های مختلف بافت، مقدار به دست آمده برای SaO_2 توسط پالس اکسی‌متر را به عنوان ورودی سیستم در نظر گرفته و شدت‌های نور انعکاسی و انتقالی با توجه به آن به دست می‌آیند.

۱.۳ مقایسه حالت انعکاسی و انتقالی شبیه‌سازی شده در مدل تحلیلی با داده‌های تجربی

در شکل ۶ مقایسه نتایج تحلیلی و داده‌های تجربی برای دو حالت انتقالی و انعکاسی نمایش داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، اختلاف بین نتایج تحلیلی با نتایج تجربی ناچیز است. هم‌چنین مشاهده می‌شود که نسبت بین نتایج اندازه‌گیری شده به صورت تجربی و نتایج تحلیلی تقریباً ثابت است. از این‌رو می‌توان ویژگی‌های انتشار نور را با دقت خوبی از طریق مدل مطرح شده توصیف کرد.



شکل ۶. نتایج تحلیلی و اندازه‌گیری تجربی برای حالت انتقالی و انعکاسی پالس اکسی متر.

فضایی برای هر دو فاصله شعاعی و عمقی برابر با ۰/۱ mm در نظر گرفته شد که برای کاربردهای واقعی به اندازه کافی مناسب می‌باشد. پس از انتشار نور در بافت، فوتون‌ها یا به طریق انتقال یا انعکاس از بافت خارج می‌شوند و شدت آن‌ها متناسب با این‌که از کدام بخش بافت خارج می‌شوند متفاوت خواهد بود.

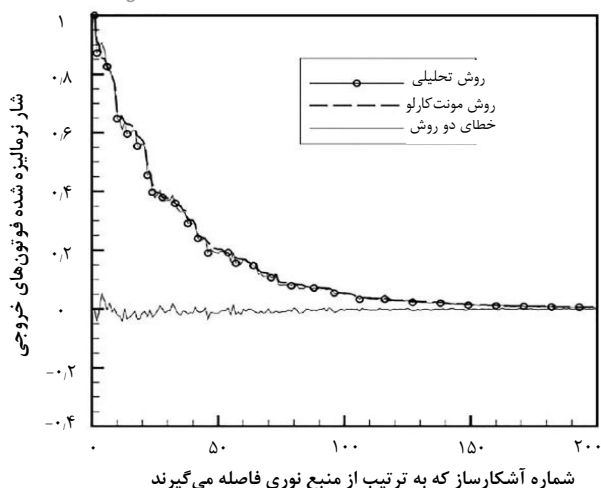
برای مقایسه نرخ شار تولید شده توسط مدل مونت کارلو، مدل ریاضی در فاصله شعاعی ۲ mm به کار رفته است. ابتدا همه پروفایل‌های تولید شده در عمق ۵ mm و سپس در فاصله شعاعی ۲ mm که خارج از ناحیه یک فاصله آزاد میانگین نسبت به منبع نور می‌باشد، نرمالیزه شده‌اند. همچنین از آلدوی پراکندگی کاهش یافته^۴ (RSA)، که به صورت $\frac{\mu_s(1-g)}{\mu_a}$ تعریف می‌شود، برای اندازه‌گیری نسبت

۲.۳ مقایسه نتایج مدل تحلیلی و مدل مونت کارلو

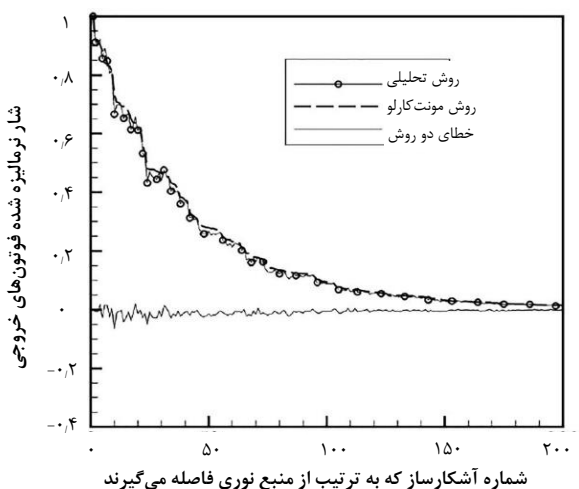
در این بخش مدل ریاضی بازتاب انتشار نور به دست آمده در معادله ۳۰ با استفاده از مدل مونت کارلو به‌عنوان روش استاندارد اعتبارسنجی می‌شود. برای این منظور از کد مونت کارلوی موجود برای انتشار نور در بافت بیولوژیکی که توسط وانگ و همکارانش [۲۶] ارائه شده است جهت ردیابی 5×10^6 فوتون انتشار یافته در بافت استفاده گردید. پارامترهای مورد استفاده مانند فاکتور ناهمسانگرد g، ضریب شکست لایه‌های مختلف بافت نیز مطابق جدول ۲ در نظر گرفته شد. همچنین محیط اطراف بافت، هوا با ضریب شکست^۱ و ضریب شکست نسبی^۲ بافت به هوا (n_{rel}) برابر با ۱/۳۷ در نظر گرفته شدند. از تابع فاز بیان شده در رابطه ۲ نیز برای توضیح پراکندگی فوتون‌ها استفاده شده است. از سوی دیگر، تفکیک^۳

1. Refractive Index
2. Relative Refractive Index
3. Resolution

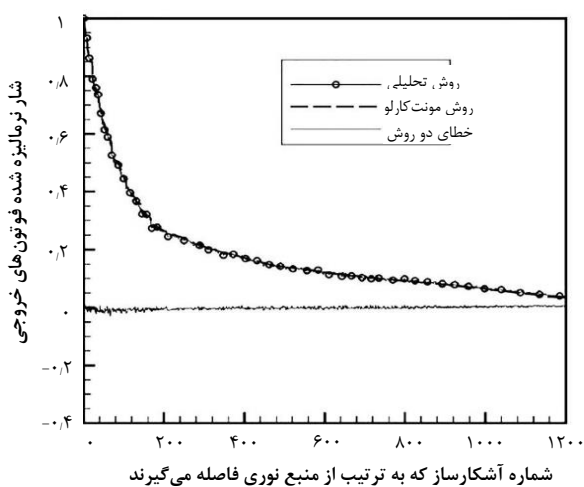
4. Reduced Scattering Alebdo



شکل ۷. مقایسه بین مدل مونت کارلو و مدل تحلیلی برای $RSA=45/82$ و $\Delta_{rel}=1/37$



شکل ۸. مقایسه بین مدل مونت کارلو و مدل تحلیلی برای $RSA=35/05$ و $\Delta_{rel}=1/37$



شکل ۹. مقایسه بین مدل مونت کارلو و مدل تحلیلی برای $RSA=10/56$ و $\Delta_{rel}=1/37$

فوتون‌های پراکنده شده به فوتون‌های جذب شده استفاده شده است. مزیت به کارگیری آلبدو به جای ضریب جذب و ضریب پراکندگی آن است که اگرچه اطلاعات موجود در آلبدو با اطلاعاتی که در ضریب جذب و ضریب پراکندگی وجود دارد یکسان است اما آلبدو پارامتر بدون یکا می‌باشد.

شکل‌های ۷ تا ۹ مقایسه بین مدل ریاضی و مدل شبیه‌سازی شده در روش مونت کارلو را به ترتیب برای RSA های $45/82$ ، $35/05$ و $10/56$ نشان می‌دهند. هم‌چنین خطای نسبی بین نرخ شار به دست آمده از مدل شبیه‌سازی شده در روش مونت کارلو و مدل ریاضی به دست آمده از تحلیل برای RSA های $45/82$ ، $35/05$ و $10/56$ به ترتیب $8/9\%$ ، $6/4\%$ و $3/8\%$ می‌باشد که نشان می‌دهد هرچه میزان RSA کاهش پیدا کند در فرآیند تضعیف، ویژگی جذب بر ویژگی پراکندگی غالب است.

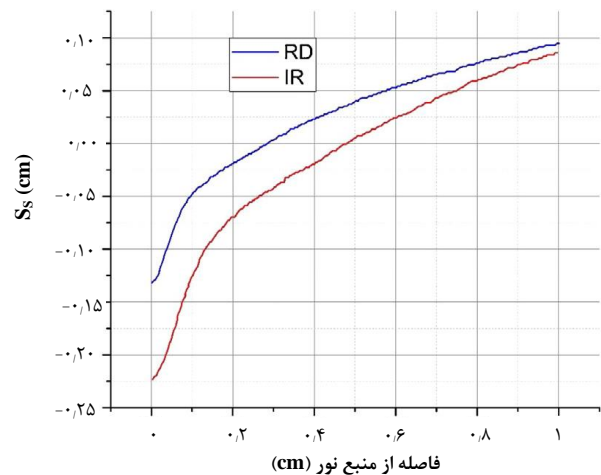
همان‌طور که از شکل‌های ۷ تا ۹ قابل مشاهده است، اختلاف بین نتایج این دو مدل بسیار ناچیز می‌باشد که نشان می‌دهد می‌توان از هر کدام از این دو مدل در بررسی‌های مربوط به بررسی انتشار نور در بافت استفاده کرد.

۳.۲ فاصله بهینه آشکارساز از منبع نور

از شکل ۱۰ و رابطه ۳۸ می‌توان نتیجه گرفت در حالتی که فاصله منبع نور از آشکارساز زیاد باشد، بازتاب معکوس فاصله است و در فواصل کوچک بین منبع نور و آشکارساز این نتیجه برعکس خواهد بود. بنابراین می‌توان برای نور قرمز و مادون قرمز فاصله بهینه منبع نور از آشکارساز را به دست آورد به نحوی که وابستگی بازتاب به تغییرات در ویژگی‌های پراکندگی، حداقل مقدار ممکن باشد. این فاصله بهینه با توجه به تابع S_s و نمودار رفتاری آن که در شکل ۱۰ نشان داده شده است، برای نور قرمز و مادون قرمز به ترتیب $2/8$ mm و $4/8$ mm می‌باشد که بر همین اساس طراحی سنسور پالس اکسی متر انعکاسی انجام خواهد شد. به عبارت دیگر با در نظر گرفتن این فاصله بهینه، اثرات ناشی از حرکت و دیگر تغییرات فیزیولوژیکی که می‌توانند ویژگی‌های پراکندگی را تغییر دهند، بر روی بازتاب نادیده گرفته می‌شود و بنابراین بازتاب شرایط پایداری را خواهد داشت.

مراجع

1. K. Peiwen, Q.T. Le, *Galectin-1 links tumor hypoxia and radiotherapy*, *Glycobiology*, **24** (10), 921 (2014).
2. J.G. Rajendran, K.A. Krohn, *Imaging hypoxia and angiogenesis in tumors*, *Radiologic Clinics*, **43** (1), 169 (2005).
3. B. Venema, et al. *Advances in reflective oxygen saturation monitoring with a novel in-ear sensor system: Results of a human hypoxia study*, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, **59** (7), 2003 (2012).
4. A. Jubran, *Pulse oximetry*, *Critical Care*, **19** (1), 272 (2015).
5. R. Baran, et al. *Baran and Dawber's diseases of the nails and their management*, (John Wiley & Sons, 2012).
6. R. K. Scher, C.R. Daniel, *Nails: therapy, diagnosis, surgery*, (Saunders Philadelphia, 1990).
7. D.O. Smith, et al. *Artery anatomy and tortuosity in the distal finger*, *Journal of Hand Surgery*, **16** (2), 297 (1991).
8. D.O. Smith, et al. *The distal venous anatomy of the finger*, *Journal of Hand Surgery*, **16** (2), 303 (1991).
9. G.L. Lucas, *The pattern of venous drainage of the digits*, *The Journal of hand surgery*, **9** (3), 448 (1984).
10. M. Darowish, et al. Dimensional analysis of the distal phalanx with consideration of distal interphalangeal joint arthrodesis using a headless compression screw, *Hand*, **10** (1), 100 (2015).
11. W.A. Bruls, J.C. Van Der Leun, *Forward scattering properties of human epidermal layers*, *Photochemistry and photobiology*, **40** (2), 231 (1984).
12. K. Shimizu, *Remote sensing of microparticles by laser scattering for medical applications*, 1979.
13. A. Ishimaru, *Wave propagation and scattering in random media*, (Academ. Press, 1978).
14. V.V. Tuchin, *Light scattering study of tissues*, *Physics-Uspekhi*, **40** (5), 495 (1997).
15. J. Steinke, A. Shepherd, *Diffusion model of the optical absorbance of whole blood*, *JOSA A*, **5** (6), 813 (1988).
16. J.M. Schmitt, et al. *An integrated circuit-based optical sensor for in vivo measurement of blood oxygenation*, *IEEE transactions on Biomedical Engineering*, **1** (2), 98 (1986).
17. J.M. Schmitt, et al. *Multilayer model of photon diffusion in skin*, *J. Opt. Soc. Amer. A*, **7**, 2141 (1990).
18. D.A. Boas, *Diffuse photon probes of structural and dynamical properties of turbid media: theory and biomedical applications*, (Citeseer, 1996).



شکل ۱۰. حساسیت انعکاس نسبت به ضریب پراکندگی مؤثر.

۴. جمع بندی

در این مطالعه ابتدا با استفاده از تئوری انتشار، رفتار عبور نور در بافت ناهمگن با توجه به مشخصات نوری بافت واقعی تحلیل شد تا یک مدل دقیق ریاضی برای محاسبه شدت نور عبوری و بازتاب شده از بافت ناهمگن به دست آید. در ادامه برای ارزیابی مدل ریاضی، از داده‌های تجربی و مدل مونت کارلو که به عنوان یک استاندارد پذیرفته شده است، استفاده گردید. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که خطای نسبی بین نرخ شار به دست آمده از مدل مونت کارلو و مدل ریاضی به دست آمده از تحلیل برای RSAهای ۰.۴۵/۰.۵، ۰.۳۵/۰.۵ و ۰.۱۰/۰.۵۶ به ترتیب ۸۹٪، ۶۴٪ و ۳۸٪ می‌باشد. این نتیجه‌گیری نشان می‌دهد هر چقدر میزان RSA کاهش پیدا کند، در فرآیند تضعیف، ویژگی جذب بر ویژگی پراکندگی غالب است. همچنین نتایج این ارزیابی نشان می‌دهد که با توجه به اختلاف ناچیز بین نتایج مدل ریاضی، روش مونت کارلو و داده‌های تجربی می‌توان از مدل ریاضی به دست آمده در تحقیقات مربوط به بررسی انتشار نور در بافت استفاده کرد.

پس از اطمینان از مدل ریاضی به دست آمده به هدف اصلی این پژوهش که بهینه‌سازی فاصله منبع- آشکارساز در پالس اکسی‌متر انعکاسی است، پرداخته شد. برای این منظور با استفاده از تابع حساسیت بهترین فاصله بین منبع و آشکارساز در پالس اکسی‌متر انعکاسی به دست آمد که می‌توان از آن در طراحی پالس اکسی‌متر انعکاسی بهره برد به نحوی که بازتاب تحت تأثیر اثرات ناشی از حرکت و دیگر تغییرات فیزیولوژیکی که می‌توانند ویژگی‌های پراکندگی را تغییر دهند، نباشد.

19. S. Arridge, et al. *A finite element approach for modeling photon transport in tissue*, **Medical physics**, **20** (2), 299 (1993).
20. R.J. Fretterd, R.L. Longini, *Diffusion dipole source*, **JOSA**, **63** (3), 336 (1973).
21. J.G. Webster, *Design of pulse oximeters*, (CRC Press, 1997).
22. R. Groenhuis, et al. *Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 1: Theory*, **Applied optics**, **22** (16), 2456 (1983).
23. I. Dayan, et al. *Photon migration in a two-layer turbid medium A diffusion analysis*, **Journal of Modern Optics**, **39** (7), 1567 (1992).
24. S. Takatani, M.D. Graham, *Theoretical analysis of diffuse reflectance from a two-layer tissue model*, **IEEE Transactions on Biomedical Engineering**, **1** (12), 656 (1979).
25. G. Kumar, J. Schmitt, *Optimal probe geometry for near-infrared spectroscopy of biological tissue*, **Applied optics**, **36** (10), 2286 (1997).
26. L. Wang, et al. *MCML-Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues*, **Computer methods and programs in biomedicine**, **47** (2), 131 (1995).