



HAL
open science

Etude expérimentale et théorique de la propagation de la lumière dans les tissus de la pomme : application à un procédé de spectroscopie laser résolue dans l'espace

Mohamed-Lamine Askoura

► To cite this version:

Mohamed-Lamine Askoura. Etude expérimentale et théorique de la propagation de la lumière dans les tissus de la pomme : application à un procédé de spectroscopie laser résolue dans l'espace. Sciences agricoles. Université d'Angers, 2016. Français. NNT : 2016ANGE0083 . tel-03239555

HAL Id: tel-03239555

<https://theses.hal.science/tel-03239555>

Submitted on 27 May 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de Doctorat

Mohamed Lamine ASKOURA

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université d'Angers
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : ED VENAM (Végétal Environnement Nutrition Agroalimentaire Mer)

Discipline : Sciences

Spécialité : Biophysique

Unité de recherche : Unité de Recherche GRAPPE, SFR 4207 QUASAV, Groupe ESA.

Laboratoire Arts et Métiers ParisTech Angers (LAMP), ENSAM

Soutenu le 30 mai 2016

Thèse N° : 79356

Étude expérimentale et théorique de la propagation de la lumière dans les tissus de la pomme. Application à un procédé optique de spectroscopie laser résolue dans l'espace.

JURY

Rapporteurs : **David Rousseau**, Professeur des universités, Université Lyon1-INSA, Lyon.
Lorenzo Spinelli, Chercheur CNR, politecnico di Milano, Italie.

Examineurs : **Abdelhak Ambari**, Professeur des universités, ENSAM, Angers.
Régis Barillé, Professeur des universités, Université d'Angers.
Marc Lahaye, Directeur de Recherche, INRA, Nantes.

Directeur de Thèse : **Jean-Pierre L'Huillier**, Professeur des universités, ENSAM, Angers.

Co-encadrants de Thèse : **Emmanuel MADIETA**, Dr, Enseignant-chercheur, Groupe ESA, Angers.
Vianney PIRON, Dr, Enseignant-chercheur, ENSAM, Angers.

Millions saw the apple fall,
but Newton asked why.

Bernard Baruch
New York Post (24 June 1965)

Dédicaces

Je dédie ce travail à

Mes parents

Ma mère, qui a œuvré pour ma réussite, de par son amour, son soutien, tous les sacrifices consentis et ses précieux conseils, pour toute son assistance et sa présence dans ma vie, reçoit à travers ce travail aussi modeste soit-il, l'expression de mes sentiments et de mon éternelle gratitude. Que dieu t'accorde une longue vie.

La mémoire de mon père, aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime, le dévouement et le respect que j'ai toujours eu pour toi. Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être. Puisse Dieu faire en sorte que ce travail porte son fruit.

Ma femme

Qui n'a cessé d'être pour moi un exemple de persévérance et de générosité. Je me permets aujourd'hui de te présenter ma grande reconnaissance. Sans ton aide, tes conseils et tes encouragements ce travail n'aurait vu le jour.

Mon fils

Mes frères

Tous ceux ou celles qui me sont chers.

Tous ceux qui ont participé à la réalisation de ce travail.

Remerciements

Mes premiers remerciements sont adressés à mon directeur de thèse, à qui je voue un profond respect, **Jean-Pierre L’Huiller**, professeur aux Arts et Métiers-Paris Tech, d’avoir accepté la direction de ma thèse. Votre investissement, votre patience et votre sagesse m’ont permis de mener dans les meilleures conditions ce travail de thèse. Je suis conscient de la chance que j’ai eu d’avoir pu travailler à vos côtés. Je vous remercie infiniment pour la confiance que vous m’avez accordée. Merci pour tout Jean-Pierre.

Mes encadrants à la genèse de ce projet de thèse :

Emmanuel Madieta, pour sa confiance et sa bonne humeur. Merci pour ton aide. Je te remercie également d’avoir toujours été là. Quelle que soit mon humeur, tu as toujours su me déstresser.

Vianney Piron, pour son esprit critique. Merci pour ton soutien, ta présence, ta confiance à tout épreuve et de m’avoir soutenu.

Je remercie particulièrement **Fabrice Vaudelle** pour ton aide précieuse dans la compréhension des secrets de la simulation numérique. Merci pour tes conseils scientifiques, la réflexion apportée à mes travaux et de m’avoir supporté.

J’adresse toute ma gratitude à **David Rousseau, Lorenzo Spinelli, Abdelhak Ambari, Régis Barille** et **Marc Lahaye** pour avoir accepté d’examiner mon travail. Leur présence dans ce jury est pour moi un grand honneur.

Je tiens ensuite à remercier toutes les personnes qui m’ont toujours aidée et soutenue dans la réalisation de ce travail :

Alexandre Flamant, pour son aide précieuse dans l’installation de la caméra et l’optimisation du banc optique.

Jean-Yves Le Pommellec, pour son aide à l’étalonnage du fantôme liquide en mode de transmission.

Philippe Mongondry, pour son aide et sa disponibilité pour les mesures rhéologiques.

Dominique Le Meurlay et Sophie Minion, pour votre aide dans la préparation des échantillons chimiques et biochimiques. Merci également **Dominique** pour ton investissement et ton soutien.

Je fais également part de ma reconnaissance à l'ensemble des membres de l'UPSP GRAPPE, ce laboratoire dynamique et chaleureux qui m'a accueilli comme une famille. Plus précisément je tiens à remercier **Emira Mehinagic, Isabel Saillard, Véronique Forgerit, Corine Patron, Sophie minion, Ronan Symoneaux, Isabelle Maître, Celine Brasse, Driss Elothmani, Pierre Vandewalle, Véronique Rahali et Laurence Beauchet** qui ont pu m'assister dans les différentes analyses, pour leurs bonnes humeurs, gentillesse et disponibilités.

De la même manière mes remerciements sincères vont à tous les membres du LAMPA d'ENSAM d'Angers, enseignants, chercheurs, techniciens, et plus particulièrement **Adil El Baroudi**, qui ont participé de près ou de loin à mon intégration et mon bien être au sein de l'équipe.

Merci infiniment au **Dr Boualem Hedjoudje** de m'avoir soutenu pendant un passage difficile dans ma vie.

Merci à **Sawsen, Mathieu et Sandra** je n'oublierai pas votre amitié précieuse et vous souhaite une très belle fin de thèse.

Merci à tous mes amis.

A la fin de ce texte, les mots me manquent, mais oh gens de ma famille et ma belle-famille, soyez certains que la gratitude reste présente. Je tiens à remercier ma mère **Wahiba** pour ton soutien et ton amour sans borne. Merci à **Sofiane** pour ton humour et, parfois, ton recul. Merci à **Mokrane** pour ton innocence sans limite et ta bonne (et mauvaise) humeur rafraichissante(s). Merci à **Ilyes** d'être venu au monde et ta bonne humeur croissante depuis ce jour.

Enfin, quand je disais au début qu'un thésard ne peut réaliser seul une thèse, ce n'était pas sans avoir une pensée pour toi **Narimane**. Tu sais que ce n'est pas mon genre d'être dithyrambique, alors ces mots ne seront que peu de choses en comparaison de ce que tu m'as apporté. Tu as rapidement compris que tu devrais me partager avec ma passion pour les sciences. Et par amour, tu as fait preuve d'une patience et d'une dévotion dont je pense être incapable. Pour tout cela, merci.

Avant propos

Ce travail de recherche a été réalisé entre l'Unité de Recherche en Agroalimentaire sur les Produits et les Procédés (GRAPPE) du groupe ESA d'Angers, et le Laboratoire Angevin de Mécanique, Procédés et innovAtion (LAMP) de l'ENSAM d'Angers, sous la direction scientifique de Jean-Pierre L'Huillier professeur émérite des Universités à l'ENSAM, et le co-encadrement d'Emmanuel Madieta enseignant-chercheur à l'ESA, et Vianney Piron, enseignant-chercheur à l'ENSAM. Ce projet, financé par la Région Pays de la Loire s'inscrit dans le cadre du programme AI-Fruit, qui vise à caractériser, mesurer, intégrer et modéliser les rôles et fonctions des différents acteurs clés de la qualité de la pomme.

Les résultats de ce travail de thèse ont fait l'objet des communications suivantes :

- **Article accepté dans des revues internationales à comité de lecture**

Askoura, M.L., Vaudelle, F., L'Huillier, J.-P., (2016). Numerical Study of Light Transport in Apple Models Based on Monte Carlo Simulations. Photonics 3, 2.

- **Conférences internationales à comité de lecture**

Askoura, M.L., Piron, V., Vaudelle, F., L'Huillier, J.-P., Madieta, E., Mehinagic, E., (2015). Experimental investigation on light propagation through apple tissue structures Proc. SPIE 9542, Medical Laser Applications and Laser-Tissue Interactions VII, pp. 954218-9542126. **(Présentation avec actes)**.

Le Pommellec, J.-Y., Piron, V., Askoura, M.L., L'Huillier, J.-P., (2015). Assessment of the effective attenuation coefficient of scattering media illuminated by an LED array: effect of the beam size, European Conferences on Biomedical Optics. International Society for Optics and Photonics, pp. 954213-954218. **(Présentation avec actes)**.

Vaudelle, F., Askoura, M.L., L'Huillier, J.-P., (2015). Assessment of tissue optical parameters in a spherical geometry using three different optical spectroscopy methods: comparison based on a theoretical approach, European Conferences on Biomedical Optics. International Society for Optics and Photonics, pp. 953811-95388. **(Présentation avec actes)**.

Askoura, M.L., Piron, V., Madieta, E., L'Huillier, J.-P., Mehinagic, E., (2013). Assessment of apple optical properties using the spatially resolved spectroscopy laser method. International Academy Laser Medicine and

Surgery. 27th International Congress Laser Medicine. Laser Florence 2013, pp. 23-26. **(Présentation avec actes)**.

- **Autres manifestations**

Askoura, M.L., Vaudelle, F., L'Huillier, J.-P., (2015). Light propagation in apple samples: Experiments Vs Monte-Carlo simulation, pp 43. Fruit structure WorkShop 2015 Angers, France. **(Présentations orales avec résumé)**.

Askoura, M.L., Mongondry, P., Madieta, E., Mehinagic, E., (2015). Optical rheological behaviour of raw apple puree effect of dilution, pp51. Fruit structure WorkShop 2015 Angers, France. **(Présentations orales avec résumé)**.

Vaudelle, F., **Askoura, M.L.**, L'Huillier, J.-P., (2015). Experimental and theoretical investigation on phase functions of skin and flesh apple tissues, pp57. Fruit structure WorkShop 2015 Angers, France. **(Présentations orales avec résumé)**.

Résumé

L'interaction de la lumière avec des matériaux biologiques tels que les fruits et légumes est un phénomène complexe qui implique l'absorption et la diffusion de la lumière dans leurs structures (chair et peau). Afin d'estimer l'effet de la peau sur la propagation de la lumière dans des échantillons de pommes, des études expérimentales et numériques ont été menées. Un système d'imagerie multispectrale (633, 763, 784 et 852 nm) a été mis au point pour capturer des images rétrodiffusées à la surface de pommes entières ou coupées, pelées ou non pelées (Granny Smith, Royal Gala, et Golden Delicious). L'originalité de l'instrumentation repose sur la possibilité de reconstruire les signaux rétrodiffusés (initialement saturés) et d'extraire des paramètres optiques internes (μ_a et μ'_s) par une méthode inverse optimisée. L'étude numérique est principalement fondée sur la méthode stochastique de Monte Carlo. La pomme est simulée comme une sphère renfermant la chair et entourée d'une couche mince figurant la peau. Une comparaison entre les données expérimentales et numériques a été réalisée en considérant les deux configurations de tissus (pommes entières et coupées), avec et sans peau. Ces investigations montrent que la peau influence fortement la propagation de la lumière dans les pommes à proximité de l'axe optique. Un dernier volet a porté sur la recherche de corrélations entre les paramètres optiques recouverts (μ_a et μ'_s) et les paramètres mécaniques ou rhéologiques. Il a été montré que le coefficient de diffusion réduit (μ'_s) peut prédire la fermeté de la pomme. Des corrélations ont été également établies entre les paramètres optiques (μ_a , μ'_s et μ_{eff}) et les deux modules élastique (G') et visqueux (G'') des purées de pommes.

Mots clés

Tissus turbides & pommes, contrôle non-destructif, imagerie Multispectrale, transport de lumière, spectroscopie Laser résolue dans l'espace, paramètres optiques, modélisation et simulation, méthode de Monte Carlo.

Abstract

Light interaction with biological materials such as fruits and vegetables is a complex phenomenon involving both absorption and scattering of light within their structures (flesh and skin). In order to estimate the skin effect on the light propagation in apple samples, experimental and numerical studies have been carried out. A multispectral imaging system (633, 763, 784 and 852 nm) was developed to capture backscattered images of whole, cut apple, with and without skin (Granny Smith, Royal Gala and Golden Delicious). The originality of the instrument is due to the reconstruction of the backscattered signals (initially saturated) and to retrieve the internal optical properties (μ_a and μ'_s) optimized by an inverse method. The numerical model is mainly based on the stochastic Monte Carlo method. The apple sample is simulated as a sphere comprising the flesh surrounded by a thin layer (skin). The input data were retrieved experimentally. A comparison between experimental and numerical results was performed by considering the two tissue arrangements (i.e. whole and half cut apples), with and without skin. These investigations show that the skin strongly influences the light propagation in apples close to the optical axis. Finally, a study focused on the correlations between recovered optical parameters (μ_a and μ'_s) and mechanical or rheological parameters was carried out. It has been shown that the reduced scattering coefficient (μ'_s) is able to predict the apple firmness. Correlations were also established between the optical properties (μ_a , μ'_s and μ_{eff}) and both elastic (G') and viscous (G'') moduli of apple purees.

Key words

Turbid tissues & apples, non-destructive testing, multispectral imaging, light transport, spatially resolved spectroscopy, optical properties, modeling and simulation, Monte Carlo method.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE.....	23
1 ^{ERE} PARTIE : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	28
CHAPITRE I. INTERACTION LUMIERE-TISSUS BIOLOGIQUES	29
I.1 PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DE LA LUMIÈRE.....	30
I.2 PHÉNOMÈNES PRINCIPAUX DE L'INTERACTION LUMIÈRE-MATIÈRE.....	31
I.2.1 Absorption et émission.....	31
I.2.2 Diffusion	34
I.3 DISTRIBUTION DE LA LUMIÈRE DANS LA MATIÈRE.....	37
I.3.1 Théorie du transfert radiatif	37
I.3.2 Les paramètres optiques de la matière	39
I.3.3 Régimes de diffusion simple et multiple.....	42
I.4 MODÉLISATION DE LA DISTRIBUTION DE LA LUMIÈRE DANS UN MILIEU	43
I.4.1 Modèles analytiques.....	43
I.4.2 Modèles numériques	45
I.4.3 Propriétés optiques des tissus biologiques	46
CHAPITRE II PHYSIOLOGIE & METHODES DE PROSPECTION DE LA QUALITE DES POMMES.....	48
II.1 LA POMME.....	49
II.1.1 DONNÉES ÉCONOMIQUES	49
II.1.2 HISTOLOGIE DE LA POMME.....	49
II.1.3 COMPOSITION CHIMIQUE MOYENNE D'UNE POMME.....	52
II.1.4 PHYSIOLOGIE CELLULAIRE DE LA POMME.....	53
II.2 TECHNIQUES NON DESTRUCTIVES DE MESURE DE LA QUALITE DES PRODUITS AGRICOLES	55
II.2.1 MESURES DE MATURITÉ ET QUALITÉ DES FRUITS ET LÉGUMES	56
II.2.2 Les techniques mécaniques.....	57
II.2.3 Les techniques optiques.....	58
II.2.3.1 Les systèmes d'imagerie dévolus à la mesure de la qualité	59
II.2.3.2 Mesure des propriétés optiques des pommes par spectroscopie optique.....	60
II.2.3.2.1 La technique résolue en temps	60
II.2.3.2.2 La technique résolue en fréquence	62
II.2.3.2.3 La technique résolue spatialement.....	64
II.2.3.2.4 Propriétés optiques des tissus biologiques	66
2 ^{ÈME} PARTIE : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES.....	69
CHAPITRE III DEVELOPPEMENT D'UN BANC DE SPECTROSCOPIE OPTIQUE TISSUS DE LA POMME.....	70
III.1 DESCRIPTION DU SYSTÈME	71
III.2 TRAITEMENT DES SIGNAUX	73
III.2.1 Corrections liées à la saturation.....	73
III.2.2 Exclusion des pixels anormaux portés sur les images de diffusion.....	75
III.2.3 Correction due à la forme des fruits	76
III.3 TESTS ET OPTIMISATION	77
III.3.1 Problème direct.....	79
III.3.2 Problème inverse	80
III.3.3 Transformation de données et méthodes de pondération	81

III.3.4	Étalonnage de la chaîne de mesure.....	83
III.3.4.2	Étalonnage de la chaîne de mesure à partir de fantôme solide.....	83
III.3.4.1	Étalonnage de la chaîne de mesure à partir de fantômes liquides	86
CHAPITRE IV	IMAGERIE MULTISPECTRALE DE DIFFERENTES VARIETES DE POMMES.....	91
IV.1	CARTOGRAPHIE OPTIQUE DES POMMES	92
IV.1.1	Matériels et méthodes	92
IV.1.1.1	Les fruits.....	92
IV.1.1.2	Démarche expérimentale.....	92
IV.1.2	RÉSULTATS ET DISCUSSIONS	94
IV.1.3	CONCLUSION	97
IV.2	IMAGERIE MULTISPECTRALE DES TISSUS DE LA POMME.....	97
IV.2.1	Matériels et méthodes	97
IV.2.1.1	Configuration et arrangements des tissus.....	97
IV.2.1.2	Les fruits.....	99
IV.2.1.3	Traitement de signaux	100
IV.2.2	Résultats et discussion.....	100
IV.2.2.1	Les données en mode rétrodiffusion	100
IV.2.2.2	Les données en mode transmittance-réflectance.....	104
IV.2.2.3	Évaluation des propriétés optiques.....	109
IV.2.3	Conclusion.....	111
CHAPITRE V	IMAGERIE ÉTUDE EXPERIMENTALE DU COEFFICIENT D'ANISOTROPIE g ET DE LA FONCTION DE PHASE DES TISSUS DE LA POMME	112
V.1	INTRODUCTION	113
V.2	MATÉRIELS ET MÉTHODES	115
V.2.1	Configuration et arrangements des tissus	115
V.2.2	Méthodes d'extraction du coefficient d'anisotropie g	116
V.3	RÉSULTATS ET DISCUSSION	119
V.3.1	Mesure du coefficient d'anisotropie par calcul de la moyenne statistique.....	119
V.3.2	Mesure du coefficient d'anisotropie à partir d'un modèle de la fonction de phase de diffusion	122
V.3.2.1	Modèle d'Henyey-Greenstein modifié.....	122
V.3.2.2	Modèle de Gegenbauer modifié	125
V.4	CONCLUSION.....	129
CHAPITRE VI	ETUDE THEORIQUE DE LA MIGRATION DES PHOTONS DANS LES TISSUS DE LA POMME.....	130
VI.1	LES SIMULATIONS DE MONTE-CARLO.....	131
VI.2	MODÈLE DE POMME.....	136
VI.3	RÉSULTATS DE SIMULATION MONTE CARLO	138
VI.3.1	Effet du rayon de courbure.....	138
VI.3.2	Effet de la peau.....	139
VI.3.3	Propagation interne	143
VI.4	CONCLUSION	162
CHAPITRE VII	CORRELATIONS ENTRE LES PROPRIETES OPTIQUES, MECANIQUES & RHEOLOGIQUES	164
VII.1	INTRODUCTION.....	165
VII.2	ESSAIS DE CORRÉLATION ENTRE LES PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET LA QUALITÉ DU FRUIT.....	165
VII.2.1	Matériel et méthodes.....	166
VII.2.2	Résultats.....	167
VII.2.3	Conclusion	169
VII.3	PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET RHÉOLOGIQUES DES PRODUITS DÉRIVÉS DES POMMES.....	170

VII.3.1	Matériel et méthode	171
VII.3.1.1	Les purées	171
VII.3.1.2	Le jus	171
VII.3.1.3	Dilutions des purées.....	172
VII.3.1.4	Mesures rhéologiques	172
VII.3.2	Résultats et interprétation	173
VII.3.2.1	Coefficient d'absorption μ_a	173
VII.3.2.2	Coefficient de diffusion réduit μ'_s	175
VII.3.2.3	Corrélation entre les propriétés rhéologiques et optiques.....	177
VII.3.3	Conclusion	179
CONCLUSION GENERALE.....		180
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		183

Liste des abréviations

a	Albédo
a'	Albédo réduit
DP	Allongement maximal avant rupture de l'épiderme (mm)
θ	Angle (rad)
φ	Angle (rad)
Φ	Angle de déphasage (rad)
Ω	Angle solide (sr)
CCD	Capteur à Charges Défilantes (<i>Charge Coupled Device</i>)
μ_a	Coefficient d'absorption (m^{-1})
g	Coefficient d'anisotropie
μ_{eff}	Coefficient d'atténuation effectif (m^{-1})
μ_s	Coefficient de diffusion (m^{-1})
μ'_s	Coefficient de diffusion réduit (m^{-1})
μ_t	Coefficient de transport (m^{-1})
μ'_t	Coefficient de transport réduit (m^{-1})
D	Constante de diffusion (m)
$\Delta\mu_a$	Différence relative du coefficient d'absorption recouvert
$\Delta\mu'_s$	Différence relative du coefficient diffusion réduit recouvert
ρ	Distance radiale (m)
W	Energie à 7mm
W_{max}	Energie à la force maximale
ETR	Equation du Transport Radiatif
HG	Fonction d'Henyeey-Greenstein
GK	Fonction de Gegenbauer kernel
MGK	Fonction de Gegenbauer kernel modifiée
$\rho(\theta)$	Fonction de phase

MHG	Fonction Henyey-Greenstein modifiée
F_t	Force maximale
f	Fréquence (Hz)
CI	Indice de chlorophylle
n	Indice de réfraction
CW	Intensité continue (<i>Continuous wave</i>)
I	Intensité du faisceau
R^*_{\max}	Intensité maximale de lumière rétrodiffusée (pomme coupée) (m^{-2})
R_{\max}	Intensité maximale de lumière rétrodiffusée (pomme entière) (m^{-2})
FWHM	Largeur à mi-hauteur (Full-Width at Half Maximum) (m)
Mfp	Libre parcours moyen (<i>Mean Free Path</i>) (m)
λ	Longueur d'onde (m)
MT	Magness-Taylor (force à 7 mm)
M	Modulation d'amplitude
G'	module élastique (Pa)
G''	module visqueux (Pa)
MC	Monte Carlo
W	Poids de vie du photon dans le code de Monte Carlo
NIR	Proche infrarouge (<i>Near-Infrared</i>)
Ω	Pulsation (rad.s^{-1})
RMSE	Racine moyenne des erreurs aux carrés (<i>Root Mean Square Errors</i>)
α_F	Rapport des largeurs à mi-hauteur
α^*_R	Rapport des réflectances totales (pomme coupée)
α_R	Rapport des réflectances totales (pomme entière)
α^*_M	Rapport des valeurs maximales d'intensité (pomme coupée)
α_M	Rapport des valeurs maximales d'intensité (pomme entière)
SNR	Rapport signal sur bruit (<i>Signal-to-noise ratio</i>)

r_s	Rayon de sphère (m)
$R(\rho)$	Réflectance suivant la distance radiale (m^{-2})
$R(\rho, \omega)$	Réflectance suivant la distance radiale et la pulsation (m^{-2})
$R(\rho, t)$	Réflectance suivant la distance radiale et le temps ($m^{-2}.s^{-1}$)
R_T^*	Réflectance totale (pomme coupée) (m^{-2})
R_T	Réflectance totale (pomme entière) (m^{-2})
$R_{fres}(\theta)$	Réflexion de Fresnel
RF	Résolution fréquentielle (<i>Frequency-Resolved</i>)
RS	Résolution spatiale (<i>Spatially-Resolved</i>)
RT	Résolution temporelle (<i>Time-Resolved</i>)
SSE	Somme des erreurs aux carrés (<i>Sum Square Errors</i>)
NIRS	Spectroscopie proche infrarouge (<i>Near-Infrared Spectroscopy</i>)
T	Temps (s)
SSC	Teneur en matières sèches solubles (<i>soluble solids content</i>)
η_a	viscosité apparente (Pa.s)
Vis	Visible

Relations utiles entre les coefficients optiques

$$\mu'_s = (1 - g)\mu_s$$

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s$$

$$\mu'_t = \mu_a + \mu'_s$$

$$a = \mu_s/\mu_t$$

$$a' = \mu'_s/\mu'_t$$

$$\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)} = \sqrt{3\mu_a\mu'_t}$$

$$D = 1/[3(\mu_a + \mu'_s)] = 1/(3\mu'_t)$$

Table des illustrations

Figure I-1. Schéma de l'ensemble du spectre électromagnétique (Mohsenin, 1984).	30
Figure I-2. Interprétation des états énergétique d'une molécule comme oscillateur mécanique harmonique	31
Figure I-3. Diagramme de Jablonsky des différents phénomènes d'interaction photon-molécule (Bruhat, 1992; Lakowicz, 2013).	33
Figure I-4. Phénomène des interactions photon-molécule.	33
Figure I-5. Phénomène de diffusion : interprétation classique (a) et quantique (b).....	34
Figure I-6. Schéma de diffusion.	39
Figure II-1. Représentation schématique d'une coupe longitudinale de la pomme.	51
Figure II-2. (a) Schéma d'une section radiale du cortex de la pomme représentant la disposition des cellules, la variation de la taille des cellules et leur distribution en fonction de leur profondeur (Image modifiée de Khan et Vincent, 1990). (b) Zoom d'un fragment de section transversale à travers la peau de la pomme (Image modifiée de Konarska, 2013).	52
Figure II-3. Principe de mesure de la technique résolue dans le temps.	61
Figure II-4. Principe de mesure de la technique résolue dans le domaine fréquentiel	63
Figure II-5. Principe de mesure de la technique résolue dans l'espace.....	65
Figure III-1. Représentation schématique des principales composantes du système d'acquisition d'images de réflectance diffuse spatialement résolue de la pomme.	72
Figure III-2. (a) Image capturée à partir de Golden Delicious irradiée à la longueur d'onde de 852 nm, (b) Suppression de la lumière spéculaire, (c) Image en couleur RGB, (d) Image traitée.	74
Figure III-3. Exemples de filtrage utilisant la méthode Yousaf et Qin (2014). Données recherchées (symboles noirs). Les données recherchées avec du bruit rajouté allant de +/- 0% (a), 5% (b), 10 % (c) jusqu'à 15% d'erreurs (d) (symboles bleus). Courbe théorique reconstruite par le modèle de filtrage (ligne rouge).	75
Figure III-4. Correction des distorsions causées par la distance de diffusion curviligne S et par la distribution d'intensité de diffusion à la surface des pommes.....	77
Figure III-5. Photographie de la procédure d'étalonnage en mode de rétrodiffusion à l'aide d'un fantôme; (a) solide, (b) liquide.....	83
Figure III-6. Comparaison entre le modèle de Farrell et celui de Kienle pour extraire les propriétés optiques.	84
Figure III-7. Courbes d'ajustement du fantôme solide options: (a) début à la distance de 0,5 mm et fin à la distance de 10 mm, (b) début à la distance de 1 mm et fin à la distance de 10 mm, (c) début à la distance de 2 mm et fin à la distance de 10 mm , (d), début à la distance de 2 mm et fin à la distance de 12 mm (e) début à la distance de 2 mm et fin à la distance de 14 mm.....	85
Figure III-8. Photographie des cinq solutions ayant servi à l'étalonnage.	87
Figure III-9. Photographie et schéma de la procédure d'étalonnage en mode de transmission à l'aide d'un fantôme liquide et d'une matrice LED émettant à la longueur d'onde 633 nm.	88

Figure III-10. Évolution de la puissance lumineuse normalisée $I_{0,z}, I_{0,0}$ le long de l'axe du faisceau (Oz) dans une solution de lait entier ($\mu_{eff} = 0,162 \text{ mm}^{-1}$).....	89
Figure IV-1. Illustration de la procédure mise en œuvre pour mesure des paramètres optiques des pommes en fonction du rayon de courbure locale. (a – b) Exemples de mesure pour deux cas d'angle ϕ différents. (c) Représentation des repères spatiaux-angulaires (θ, ϕ). (d) discrétisation angulaire des points de mesure choisis.....	93
Figure IV-2. Évolution du coefficient d'absorption en fonction de l'angle ϕ	95
Figure IV-3. Évolution du coefficient d'absorption en fonction des deux angles ϕ et θ	95
Figure IV-4. Évolution du coefficient de diffusion réduit en fonction de l'angle ϕ	96
Figure IV-5. Évolution du coefficient de diffusion réduit en fonction des angles ϕ et θ	96
Figure IV-6. Montage expérimental utilisé pour acquérir des images de réflectance diffuse à partir de: (a) échantillon de pomme entière et (b) échantillon de pomme coupée au niveau du plan équatorial.....	98
Figure IV-7. (a) Profil moyenné ajusté (Eq IV-2) pour extraire R_{max} et FWHM ; (b) profil moyenné ajusté (Eq III-6) pour l'estimation des paramètres optiques.....	99
Figure IV-8. Images de rétrodiffusion traitées; (a, b) Granny Smith avec et sans peau à 633nm; (c, d) Granny Smith avec et sans peau à 852nm; (e, f) Golden Delicious avec et sans peau à 763 nm; (g, h) Gala royal avec et sans peau à 784nm.....	101
Figure IV-9. Profils de réflectance acquis sur un échantillon de pomme avec et sans la peau; (a) Granny Smith au 633 nm; (b) Golden Delicious à 763nm; (c) Gala royal à 784nm; (d) Granny Smith à 852nm.....	102
FigureIV-10. Evolution du ratio (a) αR ; (b) αF en fonction de la longueur d'onde, pour les trois variétés de pomme avec et sans la peau.....	104
Figure IV-11. Images de rétrodiffusion acquises sur la surface (coupée) équatoriale de la pomme Royal Gala éclairée par une source lumineuse située à $z = 3 \text{ mm}$, et émettant à 633 nm; (a) avec la peau; (b) sans la peau; (c) les profils de réflectance à partir des images de rétrodiffusion (a) et (b).	105
Figure IV-12. Effet de localisation de la source sur les profils de réflexion mesurés sur le plan équatorial d'une demi pomme Royal Gala, avec et sans peau irradié à 633 nm.....	106
Figure IV-13. Évolution du coefficient de réflexion total RT^* en fonction de la longueur d'onde, pour trois variétés de pomme avec et sans la peau.....	107
Figure IV-14. Indice de chlorophylle étudié pour les trois variétés de pommes (pelées ou non).....	108
Figure V-1. Schéma représentatif de la mesure du coefficient d'anisotropie (g) de la chair et la peau de trois variétés de pommes aux quatre longueurs d'onde.....	117
Figure V-2. Photographie du montage de mesure du coefficient d'anisotropie (g).....	117
Figure V-3. Courbe de $p(\theta)$ de la chair de la variété Golden Delicious aux quatre longueurs d'ondes (633, 763, 784, et 852 nm).....	120
Figure V-4. Courbe de $p(\theta)$ de la peau de la variété Golden Delicious aux quatre longueurs d'ondes (633, 763, 784, et 852 nm).....	120
Figure V-5. Représentation polaire de la fonction de phase expérimentale $p(\theta)$ de la peau et de la chair d'une Royal Gala, mesurée à quatre longueurs d'onde 633, 763, 784, et 852 nm.....	121

Figure V-6. Exemples de transformation montrant que l'intensité angulaire de la lumière rétrodiffusée est du type $\cos^2\theta$. (a) Peau d'une Golden Delicious illuminée à 852 nm, (b) chair de la Royal Gala illuminée à 763 nm.	123
Figure V-7. (a) Test de la fonction affine donnée par l'équation V-9, (b) résultat de l'ajustement de la fonction Henyey Greenstein modifiée sur les points expérimentaux (peau de Golden Delicious illuminée à 852 nm).	124
Figure V-8. (a) Test de la fonction affine donnée par l'équation V-9, (b) résultat de l'ajustement partiel de la fonction Henyey Greenstein modifiée sur les points expérimentaux (chair de Royal Gala illuminée à 763 nm).	124
Figure V-9. Exemples d'ajustement correspondant au : (a,b) modèle d'Henyey-Greenstein modifié, (c,d) modèle de Gegenbauer modifié. (a et c) considère le cas de la peau de Granny Smith illuminée à 784 nm et (b et d) considère le cas de la chair de Granny Smith illuminée à 784 nm.	126
Figure V-10. Histogrammes des valeurs d'anisotropie de la chair et la peau de trois variétés de pommes (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith) estimées à partir de la valeur moyenne statistique et de différentes fonctions de phase, comparées aux valeurs rapportées par la littérature (Saeys <i>et al.</i> , 2008) : (g_{HG} : Henyey-Greenstein), (g_{MHG} : Henyey-Greenstein modifiée), (g_{GK} : Gegenbauer kernel), (g_{MGK} : Gegenbauer kernel modifiée).	128
Figure VI-1. Déroulement de l'algorithme pour un photon suivant le principe de la capture implicite.	132
Figure VI-2. Modélisation de la pomme comme étant deux sphères concentriques.	137
Figure VI-3. Effet du rayon de courbure sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo avec les paramètres optiques $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_s^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$. (a) Réflectance générée à la surface d'un quasi-plan ($r_s = 10000 \text{ mm}$) ou d'une sphère ($r_s = 35 \text{ mm}$) et comparée à la solution analytique de Kienle (valable pour un plan). (b) Réflectance générée à la surface d'une sphère ($r_s = 20,5 \text{ mm}$) et comparée à la solution analytique de Kienle.	139
Figure VI-4. Effet de la peau sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo. Les calculs ont été établis avec les paramètres suivants : $r_s = 35 \text{ mm}$, $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_s^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$. (a) Cas d'une peau de $80 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de coefficient $\mu_s^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$. (b) Cas d'une peau de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de coefficient $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$. (c) Cas d'une peau d'épaisseur de 80 ou $150 \mu\text{m}$ et de paramètres optiques $\mu_a^{(p)} = 0,5 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_s^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$	140
Figure VI-5. Effet de la peau et de l'anisotropie sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo. Les calculs ont été établis avec les paramètres suivants : $r_s = 35 \text{ mm}$, $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$, une peau d'épaisseur de $80 \mu\text{m}$ et de paramètres optiques $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_s^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$. Les traits pleins correspondent à une anisotropie de $0,8$, les tirets à une anisotropie de $0,6$	142
Figure VI-6. Comparaison entre profils rétrodiffusés théoriques (a) et expérimentaux (b) obtenus lors d'une étude de la pomme Granny Smith avec et sans peau illuminée à la longueur d'onde de 852 nm . Les profils théoriques ont été générés avec la méthode de Monte Carlo avec les données suivantes : $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_a^{(p)} = 0,5 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_s^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$, peau d'épaisseur de $150 \mu\text{m}$, $g = 0,8$ et $n = 1,4$	143
Figure VI-7. Distributions de densité de photons (iso - flux) pour un modèle sphérique de pomme sans peau, générées par deux méthodes dites : (a) capture implicite, (b) roulette russe Les paramètres utilisés pour la simulation sont : $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0,8$, $n = 1,4$ et $r_s = 35 \text{ mm}$	144
Figure VI-8. Profils de distribution des photons obtenus suivant l'axe optique (axe de symétrie $r = 0$) d'un modèle sphérique de pomme avec et sans peau.	145
Figure VII-1. L'analyse de co-inertie multiple est effectuée à partir de trois blocs de données (texture (mesures physiques), laser, et analyses sensorielles). La carte de gauche est la projection des	

observations (pommes/variété) sur les deux premiers axes de co-inertie qui représentent respectivement 25% et 9% de la variabilité totale. La variété Gala est délimitée par un trait rouge et la variété Golden par un trait bleu sur la projection des observations à gauche. La projection des variables de l'ACOM (inclut l'ensemble des variables des trois blocs analysés) sur les axes 1 et 2 est représentée par la carte de droite. 167

Figure VII-2. Représentation des valeurs de μ'_s en fonction de leurs valeurs de la force maximale (Ft) pour l'ensemble des fruits issus des deux variétés Golden (vert, 76 fruits) et Gala (bleu, 69 fruits). La droite de régression représentée en rouge a pour équation $y = -0,4131x + 29,7808$. Le coefficient de corrélation entre μ'_s et la force maximale est de -0.46. Cette corrélation est significative (p.value <0.01). 168

Figure VII-3. Carte de sensibilité (*Heatmap*) réalisée sur l'ensemble des variables pour les variétés Gala et Golden, la couleur rouge correspond à des valeurs plus élevées et s'oppose à la couleur verte, qui représente des valeurs plus faibles. 169

Figure VII-4. Coefficients d'absorption μ_a en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Royal Gala. 174

Figure VII-5. Coefficients d'absorption μ_a en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Golden Delicious. 174

Figure VII-6. Coefficients d'absorption μ_a en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Granny Smith. 174

Figure VII-7. Coefficients de diffusion μ'_s en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Royal Gala. 176

Figure VII-8. Coefficients de diffusion μ'_s en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Granny Smith. 176

Figure VII-9. Coefficients de diffusion μ'_s en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Golden Delicious. 177

Figure VII-10. Evolution du module élastique G' en fonction de μ_a (a), μ'_s (b) et μ_{eff} (c) à $\lambda = 633$ nm pour une purée à base de Golden 178

Figure VII-11. Evolution du module visqueux G'' en fonction de : μ_a (a), μ'_s (b) et μ_{eff} (c) $\lambda = 633$ nm pour une purée à base de Golden 178

Table des tableaux

Tableau II-1. Production de pomme en France (Kilo tonnes).....	50
Tableau II-2. Composition chimique moyenne d'une pomme à maturité (Senser et Scherz, 1991)	53
Tableau II-3. Propriétés optiques de différents tissus obtenus par différents auteurs avec trois méthodes de spectroscopie optiques.....	67
Tableau II-4. Paramètres optiques de la chair des pommes rapportés par les auteurs qui ont travaillé avec méthode de résolution spatiale (RS) ou avec la méthode de résolution temporelle (RT) et autres méthodes (AM).....	68
Tableau III-1. Mélanges (eau, lait, encre) ayant servi à l'étalonnage.....	86
Tableau III-2. Valeurs des propriétés optiques des solutions testées.....	87
Tableau III-3. Valeurs des coefficients d'atténuation effectifs des solutions testées.....	90
Tableau IV-1. Valeurs d'intensité maximale R_{max} (mm^{-2}) et de la largeur à mi-hauteur FWHM (mm) liées à chaque variété de pomme (avec et sans peau) et étudiée à quatre longueurs d'onde.	103
Tableau IV-2. Estimation des propriétés optiques des trois variétés de pomme (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith), avec et sans peau, étudiées à quatre longueurs d'onde (633, 763, 784 et 852 nm).	109
Tableau V-1. Valeurs du coefficient d'anisotropie g de la chair et la peau des trois variétés de pommes Granny Smith, Golden Delicious, et Royal Gala calculer à partir des données expérimentales et de l'équation (V-8) aux longueurs d'ondes (633, 763, 784 et 852 nm.)	122
Tableau V-2. Anisotropies liées à des échantillons de tissus prélevés sur trois variétés de pomme (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith) et illuminés par quatre sources de différentes longueurs d'onde (633, 763, 784 et 852nm). Plusieurs modèles d'ajustement des courbes expérimentales sont utilisés, donnant ainsi différents paramètres d'anisotropie: Henyey-Greenstein (g_{HG}), Henyey-Greenstein modifié (g_{MHG}), Gegenbauer kernel (g_{GK}), Gegenbauer kernel modifié (g_{MGK}).....	127
Table VI-1. Paramètres optiques internes recouverts ($\mu_a - \mu'_s$) et erreurs calculées ($\Delta\mu_a\%$, $\Delta\mu'_s\%$) par rapports aux valeurs assignées à la chair ($\mu_a^{(c)} - \mu'_s^{(c)}$).	141
Table VI-2. Paramètres optiques internes recouverts ($\mu_a - \mu'_s$) et erreurs calculées ($\Delta\mu_a\%$, $\Delta\mu'_s\%$) pour les paramètres de peau ($\mu_a^{(p)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s^{(p)} = 2.5 \text{ mm}^{-1}$ et $e = 150 \text{ }\mu\text{m}$), en jouant sur la borne inférieure de la plage d'ajustement.....	141
Tableau VII-1. Liste des échantillons par rapport à la proportion de jus.....	172
Tableau VII-2. Valeurs des coefficients A et B calculés à partir des données expérimentales	175

INTRODUCTION GENERALE

Au cours des deux dernières décennies, l'application des techniques optiques au diagnostic des produits alimentaires et agricoles a fait l'objet d'un effort important de recherche (Brown *et al.*, 1974; Nicolai *et al.*, 2007; Zude, 2008; Mollazade *et al.*, 2012), notamment pour en évaluer la qualité. L'objectif est de remplacer les méthodes de référence souvent destructives par des méthodes non destructives et de classer ces produits suivant des indices qualitatifs externes (aspect, goût, défauts visuels) et internes comme la fermeté, la texture ou le contenu nutritionnel (Cubero *et al.*, 2011).

A l'instar des tissus biologiques (Tuchin *et al.*, 1997), les produits agricoles peuvent être considérés comme semi-transparentes ou turbides à certaines longueurs d'onde qui s'étendent du visible au proche infrarouge (Vis-NIR).

Ainsi, lorsqu'un faisceau de lumière illumine la surface d'un échantillon turbide, 3 à 5% de l'intensité incidente est réfléchi par le jeu de la réflexion spéculaire et de la diffusion de lumière en surface (Birth, 1976; Baranyai and Zude, 2009; Mireei, 2010). Ce processus dépend de la surface de la peau et de sa couleur (Mireei, 2010). La partie restante de la lumière incidente pénètre l'échantillon, interagit avec les structures rencontrées pour être ensuite rétrodiffusée vers la frontière air-tissu. La transmission de lumière dépend des événements de réflexion, d'absorption, et de diffusion qui se produisent dans le volume spécifique éclairé de l'échantillon. Les paramètres optiques macroscopiques qui caractérisent la propagation de la lumière dans les tissus biologiques sont le coefficient d'absorption μ_a , le coefficient de diffusion μ_s , le facteur d'anisotropie g , et l'indice de réfraction n (Ishimaru, 1978; Tuchin, 2007). D'après le principe de similarité (Martelli *et al.*, 2010), le coefficient de diffusion réduit combinant μ_s et g tel que $\mu'_s = \mu_s (1 - g)$ peut encore être utilisé pour décrire la propagation de la lumière dans les milieux très turbides. L'absorption dans le fruit est principalement due à des composants des tissus tels que l'eau et des pigments comme les anthocyanes, les caroténoïdes et la chlorophylle. Elle varie suivant la longueur d'onde, notamment dans les bandes spectrales 400–700 nm et 850–1000 nm.

En revanche, la diffusion dépend de changements microscopiques de l'indice de réfraction (McGlone *et al.*, 1997) causés par les membranes, les vacuoles ou les organelles. Le coefficient de diffusion réduit des pommes comme celui de la plupart des tissus biologiques diminue progressivement avec l'augmentation de longueur

d'onde dans la gamme 600–1000 nm (Mourant *et al.*, 1997; Taroni *et al.*, 2003). Ce qui est conforme à la diffusion de Mie (1908).

Un certain nombre de techniques consacrées à la mesure des propriétés optiques locales μ_a et μ'_s , ont été développées puis testées avec succès dans les domaines du biomédical, de l'agroalimentaire, et de l'agricole. La mesure de la réflectance diffuse est commune à la plupart des méthodes. Elle peut être résolue spatialement ou temporellement (Gibson *et al.*, 2005). Les données expérimentales permettent ensuite d'extraire les propriétés optiques par le biais d'un algorithme inverse basé sur des modèles théoriques de diffusion de la lumière (Farrell *et al.*, 1992; Kienle *et al.*, 1996; Contini *et al.*, 1997).

Parmi les différents fruits et légumes, la pomme a été bien étudiée en utilisant des méthodes de spectroscopie optique et les modèles de transport de la lumière. Cubeddu *et al.*, (2001a) ont été les premiers à utiliser l'approche résolue dans le temps appliqué à ces fruits. Ils ont ainsi établi les spectres d'absorption et de diffusion des pommes et de quelques fruits et légumes dans la gamme des longueurs d'onde de 650 à 1000 nm. Dans un autre article, en se basant sur la même méthode, ils ont effectué des mesures sur trois variétés de pommes entières intactes ou pelées entre 610 à 700 nm (Cubeddu *et al.*, 2001b). Ils ont montré que pour une distance source-détecteur égale à 1,5 cm, la profondeur de pénétration du faisceau était d'environ 2 cm et ce, indépendamment de la présence de la peau. Ces recherches menées à Milan ont montré que les propriétés optiques pouvaient prédire la fermeté, la teneur en matières sèches solubles et l'acidité des pommes (Valero *et al.*, 2005; Valero *et al.*, 2004; Vanoli *et al.*, 2005; Vanoli *et al.*, 2007; Vanoli *et al.*, 2013).

Parallèlement, Lu (2003) a développé un nouveau système d'imagerie hyperspectrale résolue spatialement afin d'étudier les propriétés optiques de certaines variétés de fruits et légumes. Afin de corriger l'effet de la forme du fruit sur la distorsion de l'intensité de la lumière rétrodiffusée, Peng et Lu (2006) et Qing *et al.*, (2007) ont utilisé une loi lambertienne modifiée.

D'après Qin et Lu (2008), la méthode d'imagerie hyperspectrale résolue spatialement est sans contact et donc plus appropriée pour les produits horticoles, en comparaison avec la méthode résolue temporellement. Cependant, chaque

méthode est basée sur des modèles de la théorie de diffusion qui sont dérivés de modèles homogènes et semi-infinis. La courbure locale du fruit peut donc induire des erreurs sur les propriétés optiques extraites. En outre, la plupart des produits sont entourés par une couche de peau dont les propriétés optiques peuvent être très différentes de celles de la chair, comme c'est le cas de la pomme (Saeys *et al.*, 2008). Par conséquent, les mesures peuvent aussi refléter les propriétés optiques de la peau et de la sub-surface (Nguyen Do Trong *et al.*, 2014; Zamora-Rojas *et al.*, 2014), sauf si les photons pénètrent plus profondément dans la chair. Récemment, les travaux menés dans notre équipe ont analysé cette question en supposant la pomme comme un modèle sphérique à deux couches comprenant les tissus de la peau et de la chair (Vaudelle et L'Huillier, 2015 ; Askoura *et al.*, 2016).

Le but de ce travail est de mieux appréhender, sur le plan expérimental et théorique, la propagation de la lumière dans les tissus complexes de la pomme afin d'optimiser au mieux l'aspect métrologique de la mesure des propriétés optiques de la pomme.

Ce travail s'intéresse donc à la problématique suivante « Comment mesurer la qualité de la pomme grâce à la spectroscopie laser résolue dans l'espace? ». Se faisant, trois questions sous-tendent cette problématique. La première concerne la mise en œuvre de la mesure *per se*. Quels sont les préalables métrologiques de la mesure des propriétés optiques des pommes ? En d'autres termes, entre les modèles de Farrell et de Kienle, lequel est le mieux adapté pour la mesure des propriétés optiques de la pomme grâce à la spectroscopie laser résolue dans l'espace ? Comme évoqué plus haut, au sens de la spectroscopie, la pomme est un milieu turbide. Cependant, l'importance de cette nature turbide demande encore à être cernée. C'est l'objet de la deuxième question. La troisième question est la suivante : quels attributs qualitatifs de la pomme peut-on mesurer par le biais de la spectroscopie laser ?

Le plan de ce texte découle donc de cette progression. Ce mémoire est structuré en deux parties autour desquelles s'articulent sept chapitres.

La première partie comporte deux chapitres qui ont trait aux généralités sur l'interaction lumière-tissus biologiques (Chapitre I), à l'histologie de la pomme, ainsi qu'aux différentes méthodes d'appréhension des propriétés optiques des fruits dans la gamme du visible au proche infrarouge (Chapitre II).

La deuxième partie rapporte les travaux expérimentaux et théoriques qui reposent sur l'imagerie des pommes, ainsi qu'à la compréhension de la propagation de la lumière dans les structures tissulaires de la pomme avec et sans peau.

La mise au point d'un banc optique de spectroscopie multi-spectrale comportant quatre sources laser émettant aux longueurs d'ondes respectives de 633, 763, 784 et 852 nm et une caméra CCD a constitué le premier socle du travail expérimental. Son principe et son optimisation font l'objet du chapitre III. Une confrontation entre le modèle de Kienle et celui Farrell montre en particulier que le premier semble plus approprié pour décrire expérimentalement la rétrodiffusion des photons dans les tissus des pommes.

Le chapitre IV propose les résultats liés à l'imagerie de trois variétés de pomme (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith). Le rôle joué par la peau est spécifiquement étudié afin de montrer son influence sur la mesure des paramètres optiques μ_a et μ'_s , de la chair.

Le chapitre V présente les résultats de la mesure goniométrique du coefficient d'anisotropie g d'échantillons de peau et de chair extraits de trois variétés de pommes et étudiés à quatre longueurs d'onde. L'ajustement de certaines fonctions de phase comme celles d'Henyey-Greenstein et Gegenbauer modifiées est également proposé afin d'en extraire le coefficient g .

Le chapitre VI décrit un modèle stochastique de propagation de la lumière (Monte Carlo) dans la pomme assimilée à une structure sphérique à deux couches figurant la peau et la chair. Les simulations permettent de retrouver les tendances observées expérimentalement, notamment en ce qui concerne les images et les profils de lumière rétrodiffusée sur des échantillons de pommes entières ou coupées, avec et sans peau.

Le chapitre VII relie, d'une part, les propriétés optiques de différentes dilutions des purées de pommes (cruées) à leurs propriétés rhéologiques et montre, d'autre part, les corrélations entre les caractéristiques (mécaniques / sensorielles) d'une pomme entière et les paramètres optiques déterminés lors de la mise en œuvre du banc d'imagerie multi-spectrale.

1^{ERE} PARTIE : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Chapitre I

Interaction lumière-tissus biologiques

I.1 Propriétés générales de la lumière

L'irradiation optique est définie comme la partie du spectre allant des rayons-X aux radiofréquences. Les limites d'intervalle optique ne sont pas standardisées (figure I-1). La lumière est décrite comme étant la partie du spectre dans l'intervalle optique de 100 nm à 1000 nm (Mobley et Vo-Dinh, 2003). Elle est divisée en trois parties : l'ultraviolet (inférieur à 400 nm), le visible (400 à 700 nm) et l'infrarouge (supérieur à 700 nm).

L'interaction lumière-tissu peut être décrite selon la théorie classique ou la théorie quantique. Selon la théorie classique de Maxwell, la lumière est définie comme l'oscillation d'un champ électromagnétique. Selon la théorie quantique, la lumière est constituée de paquets d'énergie ou quanta que l'on appelle photons. L'énergie de chaque photon est inversement proportionnelle à la longueur d'onde du champ électromagnétique et elle est décrite par la formule de Planck (Bruhat, 1992) :

$$E = \frac{hc}{\lambda} = h\nu \quad \text{(I-1)}$$

où E — énergie du photon ; h — constante de Planck ; λ — longueur d'onde ; ν — fréquence.

Les phénomènes d'interaction entre la lumière et la matière sont décrits par les propriétés quantiques (diffusion de Raman, fluorescence, absorption) ou bien par les propriétés ondulatoires (réfraction, réflexion, diffusion).

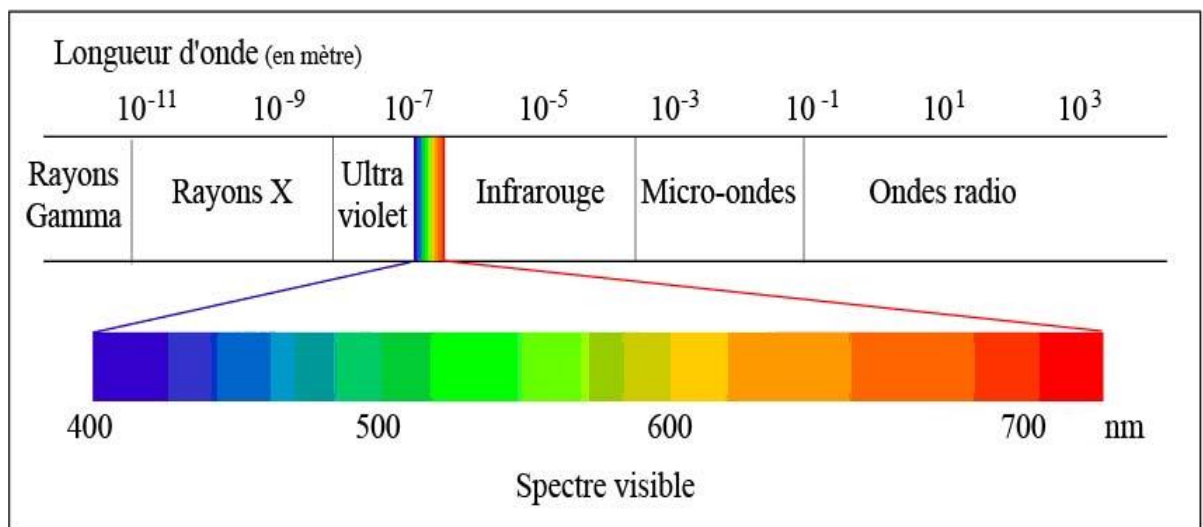


Figure I-1. Schéma de l'ensemble du spectre électromagnétique (Mohsenin, 1984).

En règle générale, il faut prendre en compte aussi bien les propriétés quantiques de la lumière que ses propriétés ondulatoires afin de décrire sa propagation dans le tissu et les interactions lumière-tissu (Tuchin, 2007).

Le sujet de la spectroscopie étudie le changement des propriétés de l'irradiation électromagnétique suite à son interaction avec la matière.

I.2. Phénomènes principaux de l'interaction lumière-matière

I.2.1. Absorption et émission

L'énergie totale E de la molécule peut être représentée par approximation comme la somme des énergies de l'état électronique E_s , l'énergie vibrationnelle E_v et l'énergie de rotation E_r (Bruhat, 1992) (figure I-2).

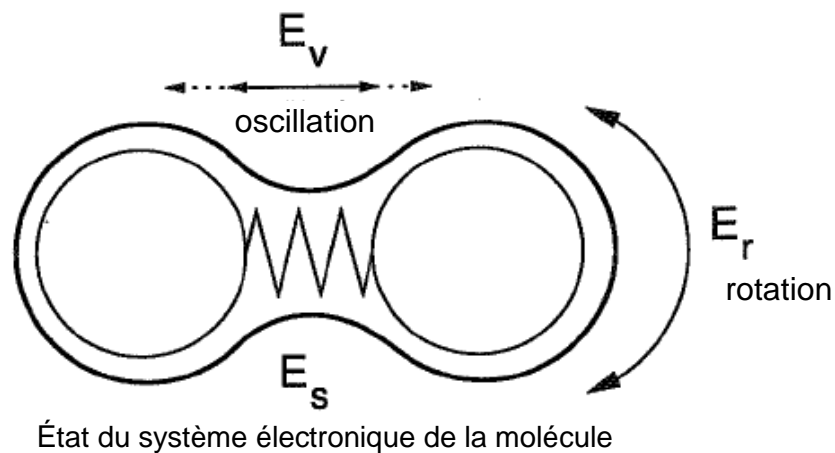


Figure I-2. Interprétation des états énergétiques d'une molécule comme oscillateur mécanique harmonique

Du point de vue de la physique quantique, la molécule peut être dans des états énergétiques différents et les changements d'énergie de la molécule sont décrits par l'équation :

$$\Delta E = (E_s'' - E_s') + (E_v'' - E_v') + (E_r'' - E_r') \quad (\text{I-2})$$

$E_s'' - E_s' = \Delta E_s$ — changement d'énergie d'état électronique ;

$E_v'' - E_v' = \Delta E_v$ — changement d'énergie d'état vibrationnel ;

$E_r'' - E_r' = \Delta E_r$ — changement d'énergie rotationnel.

Le diagramme de Jablonsky décrit les niveaux énergétiques d'une molécule ou d'un atome (figure I-3).

Dans le cas d'interaction d'un photon et d'une molécule, si toute l'énergie du photon est utilisée pour le transfert de la molécule vers un état énergétique plus élevé, le photon termine sa propagation. Ce processus définit l'absorption. L'étude du phénomène d'absorption des photons dont l'énergie induit un changement d'état électronique de la molécule est à la base de la spectroscopie d'absorption (figure I-3.a, figure I-4.a).

L'étude par spectroscopie d'absorption infrarouge, ou spectroscopie de transformation de Fourier est l'étude de l'absorption des photons avec une énergie qui correspond aux changements entre les niveaux vibrationnels et rotationnels (Figure I-3.b, Figure I-4.b); l'énergie du photon est relativement faible et correspond à la radiation dans les régions infrarouge moyenne, infrarouge lointaine ou même radiofréquence).

Suite à l'absorption de l'énergie du photon, la molécule passe à l'état électronique excité. Conformément aux lois de la physique quantique, une molécule ne peut pas rester dans un état excité, et elle revient à l'état de base (fondamental). Ce processus s'appelle relaxation ou désactivation.

Le passage du niveau excité au niveau de base libère de l'énergie qui peut être émise sous forme d'un photon (Figure I-4.c, Figure I-3.d, e). Ce processus s'appelle l'émission. Si la relaxation du système avec l'émission d'un photon est effectuée sans changement du spin, ce processus s'appelle fluorescence et fonde le principe de la spectroscopie de fluorescence. L'énergie du photon émis est inférieure à celle du photon absorbé. Le pic de fluorescence est donc décalé vers le rouge par rapport au pic d'absorption (loi de Stokes) (Bruhat, 1992; Lakowicz, 2013).

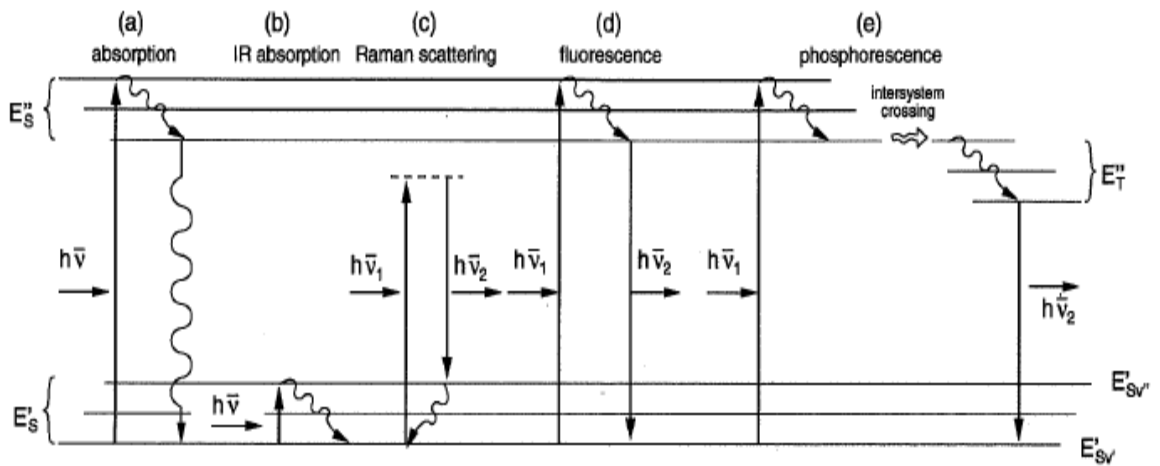


Figure I-3. Diagramme de Jablonsky des différents phénomènes d'interaction photon-molécule (Bruhat, 1992; Lakowicz, 2013).

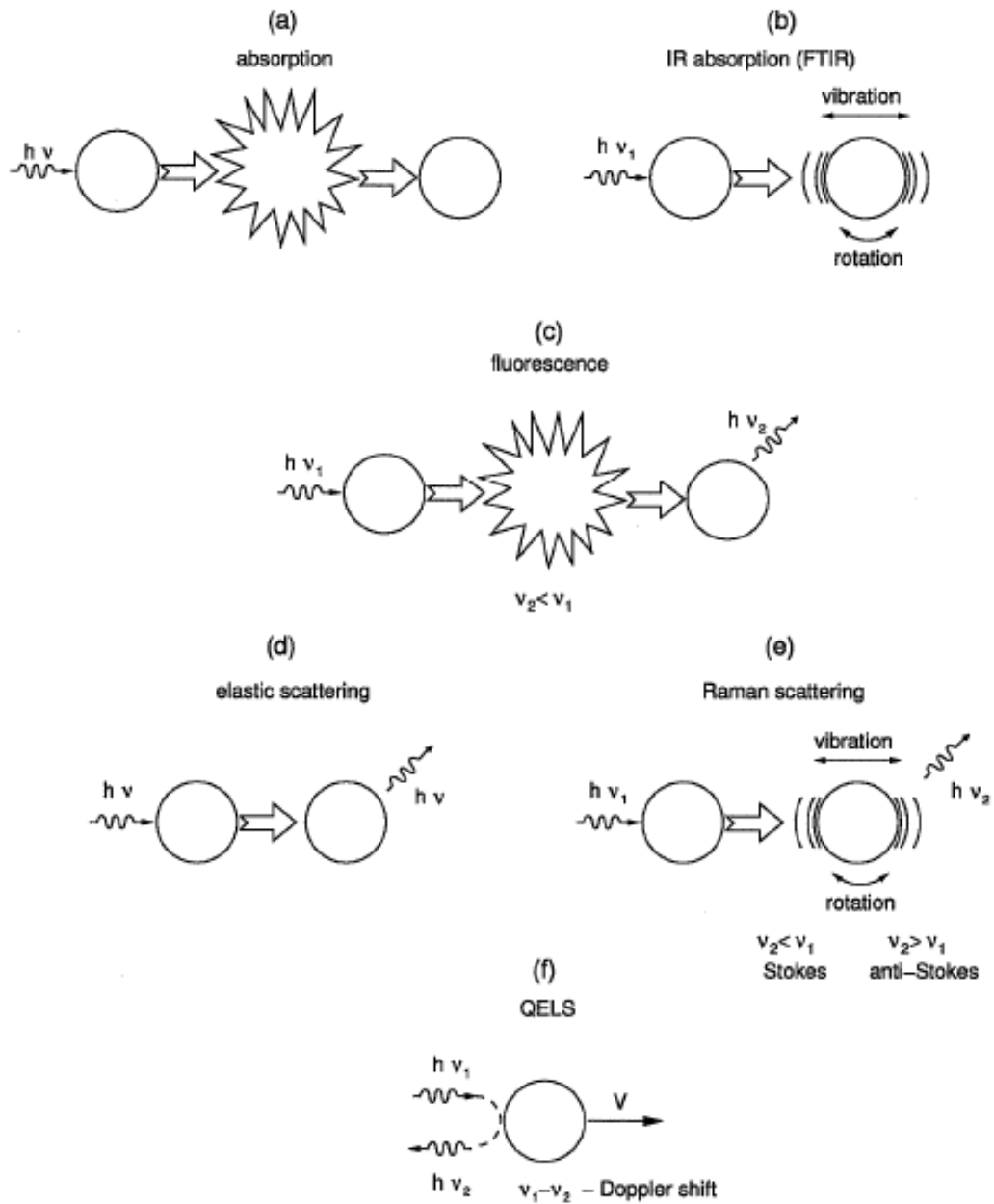


Figure I-4. Phénomène des interactions photon-molécule.

I.2.2 Diffusion

La diffusion est définie comme le changement de direction de la propagation de la lumière dans un milieu avec une distribution non-homogène à l'échelle microscopique du coefficient de réfraction (milieu turbide).

Dans le cas où la fréquence de la lumière diffusée ne change pas, ce phénomène s'appelle diffusion élastique. Si la fréquence de la lumière diffusée est différente de la fréquence initiale (l'énergie du photon diffusé change suite à la collision) ce phénomène s'appelle diffusion non-élastique dans le cas où l'énergie de la molécule a changé, ou encore diffusion quasi-élastique dans le cas où l'énergie interne de la molécule après la collision reste la même.

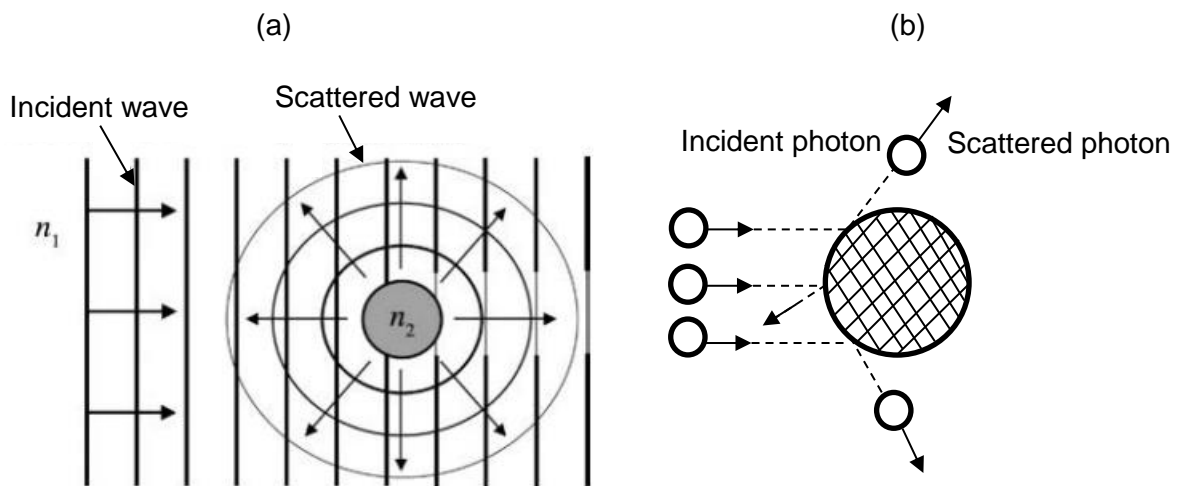


Figure I-5. Phénomène de diffusion : interprétation classique (a) et quantique (b)

Diffusion élastique

Le phénomène de diffusion est observé dans un milieu turbide où l'on trouve des domaines avec des coefficients de réfraction différents. Ce phénomène peut être interprété du point de vue de la théorie classique ou quantique.

Selon la théorie classique, si une onde plane se propage dans un milieu turbide, une partie de la radiation est redistribuée selon des angles différents de la direction initiale de la propagation de l'onde. Quand ce domaine diffusant est représenté comme une particule sphérique, la diffusion provoque l'apparition d'ondes secondaires suite à l'interaction de l'onde avec la particule (figure. I-4.a).

La fréquence de la lumière diffusée et la fréquence de la lumière incidente sont identiques.

Une interprétation photonique permet de représenter ce phénomène comme le changement de la direction de propagation de certains photons après la collision avec la particule, sans changement de leur énergie (fréquence de radiation) (figure I-5.b, figure I-4.d). Ce phénomène s'appelle «diffusion élastique» par analogie à la collision de deux corps idéalement durs en mécanique.

L'énergie interne du corps après la collision ne change pas.

Le caractère de la diffusion dépend de la dimension de la particule diffusante α au regard de la longueur d'onde de la lumière λ . On peut distinguer trois limites (Van de Hulst, 2012) :

La limite de Rayleigh ($\alpha \ll \lambda$) : La dimension de la particule est petite comparée à la longueur d'onde de la lumière. Dans ce cas l'intensité de diffusion angulaire est proportionnelle à $\frac{1}{\lambda^4}$ et est décrite par la théorie de Rayleigh (Bruhat, 1992) : «L'intensité de la lumière diffusée par un milieu turbide varie en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde».

Régime de Mie ($\lambda \approx \alpha$) : La dimension de la particule est comparable à la longueur d'onde de la lumière. La diffusion de la lumière par les particules sphériques diélectriques est décrite exactement par la théorie de Mie (Van de Hulst, 2012). Cette théorie interprète le phénomène de diffusion du point de vue classique. Selon cette théorie, une particule diélectrique dans un champ électromagnétique variable présente un dipôle électrique qui oscille avec la même fréquence que le champ de l'onde incidente. Une particule génère donc son propre champ électromagnétique, et le champ électromagnétique dans le milieu est la superposition du champ électromagnétique de l'onde incidente et des champs électromagnétiques générés par les dipôles électriques (particules). Cette théorie est valable dans le cas de la diffusion de la lumière par des particules diélectriques de forme sphérique. Mais dans le cas de particules de formes différentes, cette théorie peut être utilisée pour obtenir des solutions approximatives.

Le caractère de diffusion est complexe et dépend des relations entre la dimension des particules, leur forme, la longueur d'onde de la lumière et l'index de réfraction relatif.

Limite géométrique ($\alpha \gg \lambda$) : La dimension de la particule est importante en comparaison avec la longueur d'onde de la lumière. Dans ce cas, la diffusion est décrite par les lois de l'optique géométrique.

Diffusion Non-Élastique (l'effet Raman)

L'analyse spectrale de la lumière diffusée par un milieu statique, traversé par un faisceau de lumière monochromatique, révèle que la lumière diffusée contient non seulement des radiations de la longueur d'onde initiale, mais encore des radiations de longueurs d'onde différentes. Selon l'interprétation photonique, un certain nombre de photons diffusés ont une énergie différente de l'énergie initiale. Ce phénomène s'appelle l'effet Raman et permet la spectroscopie Raman (Bruhat, 1992).

Selon la théorie quantique, après collision une molécule peut être déplacée vers un état excité virtuel et elle peut se relaxer en un état énergétique vibrationnelle différent du niveau précédant la collision (figure I-3.c). Suite à la collision le photon possède (figure I-4.e) soit une énergie plus faible ou une énergie plus élevée que l'énergie initiale. Quand la diffusion est accompagnée d'un changement d'énergie du photon, ce phénomène s'appelle la diffusion non-élastique, par analogie avec la collision mécanique des corps non-idéalement durs. Suite à ce type de collision, la partie d'énergie cinétique des corps est transformée en énergie de déformation (énergie interne) du corps. La probabilité de diffusion non-élastique est très faible car 10^{-6} photons sont diffusés de façon non-élastique.

Diffusion Quasi-Élastique

Cet effet peut être observé en milieu non-statique tel qu'un milieu avec des particules mobiles.

Après l'interaction de l'onde avec la particule mobile, la longueur d'onde de la lumière diffusée est changée par l'effet Doppler (figure I-4.f) (Tuchin, 2007) :

$$\Delta\nu = |\nu - \nu'| = \nu \cdot \frac{2V}{c} \quad (\text{I-3})$$

où V — vitesse de la particule

L'énergie interne de la molécule ne varie pas. C'est pourquoi ce phénomène s'appelle la diffusion quasi-élastique. (Tuchin, 2007; Vo-Dinh, 2010).

I.3. Distribution de la lumière dans la matière

I.3.1 Théorie du transfert radiatif

La propagation de la lumière dans les tissus biologiques est caractérisée par la redistribution spatiale d'énergie du champ électromagnétique en conséquence des interactions de la radiation incidente avec le tissu. Il existe plusieurs phénomènes d'interaction lumière-tissus, mais leur influence sur la distribution d'énergie n'est pas du même ordre.

Dans le cas de l'interaction de la lumière avec un milieu dense, diffusant mais aussi absorbant, telle que la plupart des tissus biologiques, la majorité de l'énergie incidente de radiation est redistribuée par la diffusion élastique et peut se convertir sous forme d'énergie mécanique et / ou de chaleur par le biais de l'absorption.

La partie d'énergie transformée en radiation avec changement de fréquence (fluorescence, diffusion non-élastique) est de quelques ordres de grandeurs plus petites. En règle générale, on peut considérer que la distribution de la lumière dans un tissu biologique est uniquement caractérisée par les caractéristiques de diffusion et d'absorption du milieu.

La théorie classique du transport de radiation décrit la distribution d'énergie de la radiation en milieu diffusant et absorbant (Lenoble, 1985; Ishimaru, 1978). Selon cette théorie, la radiation est représentée comme la combinaison de rayons non-cohérents, non polarisés.

Selon la théorie du transport radiatif, dans le cas de lumière monochromatique et de régime statique (les paramètres de radiation sont constants dans le temps), la radiance en chaque point est décrite par l'équation de transport de Boltzmann (Ishimaru, 1978 ; Vo-Dinh, 2010) :

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{v} \frac{\partial L(r, \hat{s}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot L(r, \hat{s}, t) \hat{s} + (\mu_a + \mu_s) L(r, \hat{s}, t) \\
 & = \mu_s \int_{4\pi} L(r, \hat{s}', t) p(\hat{s}, \hat{s}') d\Omega' + Q(r, \hat{s}, t)
 \end{aligned}
 \tag{I-4}$$

$L(r, \hat{s}, t)$ — intensité de radiation du point r selon la direction \hat{s} , $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$;

$p(\hat{s}, \hat{s}')$ — fonction de phase pour la déviation angulaire ;

$Q(r, \hat{s}, t)$ — terme source représentant la puissance injectée dans un angle solide ;

$d\Omega'$ — angle solide de direction \hat{s}' ;

μ_s — coefficient de diffusion ;

μ_a — coefficient d'absorption ;

$\mu_t = \mu_a + \mu_s$ — coefficient d'atténuation ;

$v = c/n$ — vitesse de la lumière dans le milieu, avec $c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$, et n l'indice de réfraction du milieu étudié.

Cette équation décrit la balance d'énergie dans un volume de matière infiniment petit, dans les condition d'un flux de radiation instationnaire.

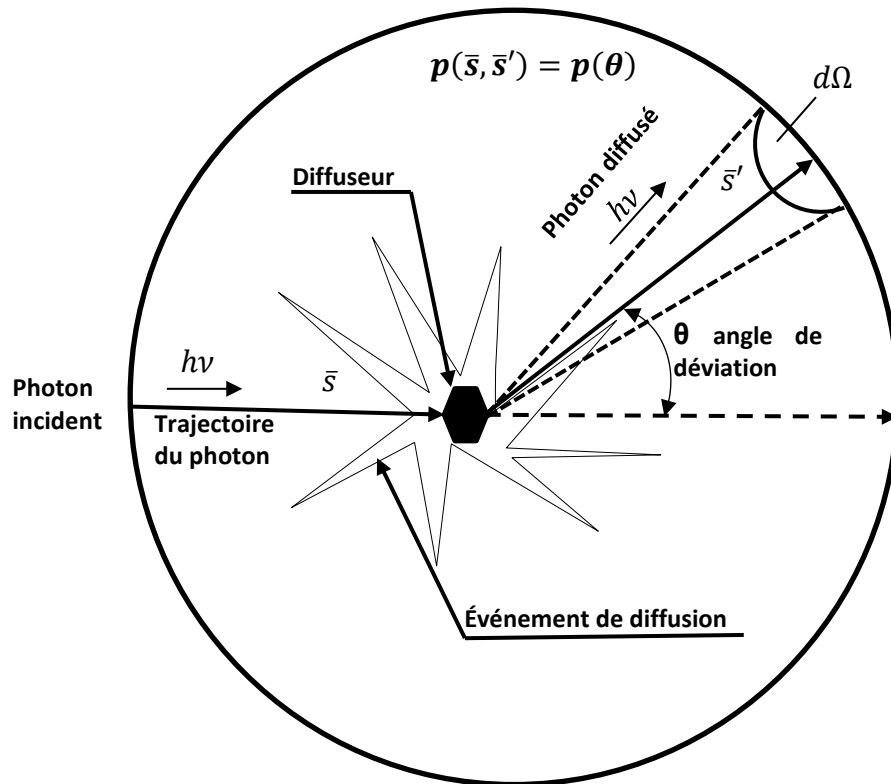


Figure I-6. Schéma de diffusion.

Les paramètres μ_s , μ_a et $p(\hat{s}, \hat{s}')$ décrivent les propriétés optiques du milieu. La capacité du milieu à transformer l'énergie de radiation incidente en d'autres formes (chaleur par exemple) est décrite par le coefficient μ_a . Les capacités du milieu à redistribuer l'énergie de radiation incidente sont relatives à deux paramètres : le coefficient de diffusion μ_s et la fonction de phase $p(\hat{s}, \hat{s}')$.

I.3.2 Les paramètres optiques de la matière

Coefficient d'absorption

Le phénomène d'absorption peut être décrit comme l'interaction entre le photon et une molécule à la suite de laquelle le photon transmet son énergie à la molécule et termine sa propagation dans la matière. Les propriétés absorbantes d'un milieu avec une distribution homogène des particules absorbantes sont caractérisées par le coefficient d'absorption μ_a , qui décrit la probabilité d'absorption du photon lors de son parcours en fonction de l'unité de distance et il peut être défini sous la forme suivante (Murrer *et al.*, 1995) :

$$\mu_a = \rho_a \sigma_a \quad (\text{I-5})$$

ou σ_a — section efficace d'absorption (m^2), ρ_a — densité numérique des particules absorbantes, particules par unité de volume, (m^{-3}).

Le coefficient optique macroscopique μ_a est lié aux propriétés microscopique du milieu et dépend de la concentration des particules absorbantes et de leur nature et donc de la constitution chimique du milieu.

Le coefficient inverse $l_a = \mu_a^{-1}$ (m) est l'équivalent du libre parcours moyen d'un photon jusqu'à l'absorption (Vo-Dinh, 2010).

Dans le cas d'un milieu absorbant non diffusant, éclairé par un faisceau de lumière collimatée et perpendiculaire à la surface, l'atténuation de la lumière est décrite par la loi de Beer-Lambert (Tuchin, 2000) :

$$I = I_0 e^{-\mu_a l} \quad (\text{I-6})$$

I_0 — intensité de lumière incidente, I — intensité de lumière transmise, l — épaisseur de la couche (m). Dans ce système idéalisé la valeur $l_a = \mu_a^{-1}$ est égale à l'épaisseur de la couche du milieu, nécessaire pour atténuer un faisceau d'un facteur $e = 2,71$.

Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion μ_s représente la probabilité que le photon soit diffusé lors de son parcours en fonction de l'unité de distance. Le paramètre réciproque de $l_s = \mu_s^{-1}$ est défini comme étant le libre parcours moyen entre deux diffusions (*Scattering Mean Free Path*). Par analogie avec le coefficient d'absorption, le coefficient de diffusion peut être représenté de la façon suivante (Vo-Dinh, 2010) :

$$\mu_s = \rho_s \sigma_s \quad (\text{I-7})$$

ρ_s — nombre des particules diffusantes par unité de volume du milieu (m^{-3}),
 σ_s — section de diffusion (m^2).

Les paramètres macroscopiques de coefficient de diffusion et de fonction de phase reflètent la microstructure du milieu : la concentration de particules diffusantes, leurs dimensions et partiellement, sa constitution chimique (liée à l'indice de réfraction).

Fonction de phase

La fonction de phase (*Phase Function*, PF) représente la probabilité qu'un photon soit diffusé de la direction (S) vers la direction (S') après une seule collision. En cas de distribution aléatoire des particules diffusantes, la diffusion est symétrique par rapport à la direction de propagation de l'onde incidente, et $p(\bar{s}, \bar{s}')$ ne dépend que de l'angle de diffusion θ (figure I-6) (Tuchin, 2000) :

$$p(\bar{s}, \bar{s}') = p(\theta) \quad (\text{I-8})$$

Cette formule caractérise une diffusion élémentaire.

Dans le cas du milieu diffusant comme le sont les tissus biologiques aux longueurs d'ondes du visible et le proche infrarouge (Tuchin, 2000; Bevilacqua et Depeursinge, 1999), on utilise une équation approximative ou fonction de Henyey-Greenstein, proposée en 1914 pour décrire la propagation des radiations dans l'espace cosmique, (Henyey et Greenstein, 1941) :

$$p_{HG}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (\text{I-9})$$

Le paramètre g dans la formule (I-9) — coefficient d'anisotropie (*Average Cosine of Scatter, Anisotropy Factor*) caractérise le cosinus de l'angle moyen entre la direction de propagation initiale et la direction de diffusion (figure. I-6) (Vo-Dinh, 2010):

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \int_0^{4\pi} p(\theta) \cos \theta d\Omega \quad (\text{I-10})$$

Différents cas se présentent, parmi lesquels :

$g = 0$ – diffusion isotrope ;

$g > 0$ – lumière diffusée en majorité vers l'avant ;

$g < 0$ – lumière diffusée en majorité vers l'arrière.

La fonction Henyey-Greenstein donne une bonne approximation dans le cas d'un milieu avec distribution homogène de particules de dimensions égales. Dans le cas

d'un système plus complexe son applicabilité est limitée. (Bevilacqua et Depeursinge, 1999) proposent une formule de la fonction de phase plus compliquée exprimée sous la forme de polynômes de Legendre. Thueler *et al.*, (2003) ont montré que ce modèle était bien corrélé avec des résultats expérimentaux obtenus sur fantôme et in vivo.

I.3.3 Régimes de diffusion simple et multiple

Dans le cas où le libre parcours moyen de diffusion l_s du photon dans le milieu est beaucoup plus important ou du même ordre de grandeur que la distance L (distance que parcourt le photon entre son entrée dans le milieu et le moment d'enregistrement). On parle du régime de diffusion simple. Un critère restrictif de ce régime de diffusion unique est (Vo-Dinh, 2010) :

$$\mu'_s L \ll 1 \tag{I-11}$$

Suite à la collision avec la particule diffusante, la probabilité d'une autre collision est négligeable. Donc la plupart des photons diffusés sont diffusés après une seule et unique collision.

Dans le cas où la probabilité de multiples collisions est importante, on parle d'un régime de diffusions multiples. Les propriétés de la lumière diffusée dépendent du régime de diffusion. Par exemple, dans le cas de lumière incidente polarisée, la lumière diffusée en régime simple diffusion reste polarisé (mais le degré de polarisation n'est plus le même). Par contre, dans le cas de diffusion multiple la lumière diffusée est dépolarisée. On utilise cette différence, par exemple, pour séparer la lumière rétrodiffusé à la surface du tissu de la lumière diffusée dans les couches plus profondes (Sokolov *et al.*, 1999; Sankaran *et al.*, 2000; Studinski et Vitkin, 2000; Myakov *et al.*, 2002).

I.4. Modélisation de la distribution de la lumière dans un milieu

La modélisation de la propagation de la lumière dans un tissu biologique turbide peut être utilisée pour résoudre les problèmes suivants :

- Problème directe : les propriétés optiques du milieu et les caractéristiques de la lumière (source) sont connues, il s'agit alors d'appréhender la distribution de la lumière dans ce milieu et aux frontières compte tenu des conditions aux limites et initiales du problème.
- Problème inverse : la lumière dans le milieu et / ou aux frontières étant connue, il s'agit de déterminer la répartition spatiale des propriétés optiques dans le milieu interrogé. Ce problème est en générale plus difficile à résoudre car il requiert des méthodes de régularisation (méthode de Tikhonov : convergence vers une solution et unicité de la solution trouvée).

I.4.1. Modèles analytiques

L'équation de transfert de radiation RTE ne trouve de solutions analytiques que dans certains cas particuliers. Les approches analytiques les plus fréquentes sont la théorie de diffusion, et le modèle de Kubelka-Munk.

Théorie de diffusion

La théorie de diffusion (*diffusion approximation*) (Takatani et Graham, 1979; Farrell *et al.*, 1992) est valable dans le cas où la diffusion est le processus dominant dans la distribution de la lumière et où la diffusion est multiple et isotrope (Groenhuis *et al.*, 1983 (a) ; Groenhuis *et al.*, 1983(b)) :

$$\frac{\mu_s}{\mu_a} \gg 1; \quad \mu_s L \ll 1; \quad g = 0 \quad (\text{I-12})$$

La diffusion peut être considérée comme isotrope dans le cas où le nombre des collisions est suffisamment important. Le coefficient de diffusion et la fonction de phase sont alors remplacés par un seul coefficient μ'_s , appelé coefficient de diffusion réduit :

$$\mu'_s = \mu_s(1 - g) \quad (\text{I-13})$$

Cette équation nous permet d'estimer le nombre d'évènements de diffusion élémentaires $m = 1 / (1 - g)$. Après m collisions, le photon «oublie» sa direction initiale de propagation. Ainsi, dans le cas d'un système où $g = 0.9$ et de coefficient de diffusion μ_s (Lenoble, 1985), les collisions de photons avec les particules diffusantes sont équivalentes à une collision isotrope dans un système avec $g = 0$ et de coefficient de diffusion μ'_s . Selon cette approche, la distribution de la lumière est décrite avec une bonne précision par l'équation de diffusion, qui est dérivée de l'équation de diffusion, dérivée elle-même de l'équation de Boltzmann avec certaines simplifications. (Farrell *et al.*, 1992) Pour le tissu, la distribution ne dépend alors que de deux paramètres (Mobley et Vo-Dinh, 2003) : μ'_s et μ_a :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi_d(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \Phi_d(\vec{r}, t) - \mu_a \Phi_d(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, t) \quad (\text{I-14})$$

$\Phi_d(\vec{r}, t) = \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega$ – flux radiant (*fluence rate*) à la position \vec{r} , W m^{-2} ;

$D = \frac{1}{3(\mu_a + \mu'_s)}$ – constante de diffusion;

$S(\vec{r}, t) = \int_{4\pi} Q(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega$ – composante du terme source en harmoniques sphériques

Modèle Kubelka-Munk

Le modèle Kubelka-Munk est moins fréquemment utilisé mais il est apprécié du fait de sa simplicité et sa précision suffisante dans certaines conditions. Par exemple, (Eggert et Blazek, 1987) ont utilisé ce modèle pour l'interprétation des données de réflectance diffuse de tumeurs et de tissus sains de cerveau *ex vivo*. (Farrar *et al.*, 1999) rapportent l'utilisation de ce modèle pour déterminer les propriétés optiques de l'œil dans le domaine visible et proche infrarouge.

Dans ce modèle à deux flux, le tissu est représenté comme une lamelle infiniment étendue, homogène, isotrope, d'une épaisseur connue et illuminée par une source parfaitement diffusée.

La distribution de la lumière est représentée comme deux flux d'énergie : à l'avant (transmis) et à l'arrière (rétrodiffusé). Cette méthode est applicable dans un nombre limité de situations.

I.4.2. Modèles numériques

Simulations de Monte-Carlo

Etant donné la difficulté rencontrée pour résoudre analytiquement les problèmes de propagation de la lumière, les méthodes les plus fréquemment utilisées sont des méthodes de simulation numérique comme celle de Monte-Carlo (Wang et al., 1995; Murrer *et al.*, 1995; Mourant, 1997; Bevilacqua et Depeursinge, 1999;; Alexandrakis *et al.*, 2001; Pfefer *et al.*, 2003; Thueller *et al.*, 2003; Vaudelle et L'Huillier, 2015). Le terme «Méthode Monte Carlo» réunit plusieurs classes de méthodes numériques, qui utilisent des calculs statistiques de simulation de propagation aléatoire d'un grand nombre de photons pour décrire la distribution d'énergie de la lumière en milieu diffusant. En règle générale, le trajet de chaque photon est divisé en petit parcours élémentaires. A l'issue de chaque parcours élémentaire, chaque photon peut être absorbé ou changer de direction de propagation. Les probabilités d'absorption et de diffusion avec changement de direction de propagation sont définies par les coefficients d'absorption et de diffusion et la fonction de phase. Le photon continue sa propagation jusqu'à l'absorption ou la sortie du domaine étudié.

Le volume du milieu est divisé en volumes élémentaires et pour chaque volume élémentaire la somme des événements d'absorption et de diffusion est enregistrée. Les sorties du volume élémentaire sont également enregistrées. Après la génération d'un nombre suffisamment important de photons, la distribution d'énergie dans le milieu peut être restituée par l'analyse statistique des photons absorbés dans le volume élémentaire. Le trajet le plus probable des photons ainsi que le nombre de photons rétrodiffusés et transmis peut également être restitué.

Les méthodes de Monte Carlo ont été bien développées grâce à l'évolution des techniques numériques. Un inconvénient de ces méthodes réside dans le fait que la simulation d'un grand nombre de photons est nécessaire afin obtenir une bonne précision. Par contre, ces méthodes peuvent être appliquées pour la modélisation de milieux complexes tels que des milieux multicouches et des milieux avec des paramètres optiques dans un large intervalle de valeurs.

Méthodes hybrides

(Wang, 1998 ; Kervella *et al.*, 2007) proposent un modèle hybride pour la description de la propagation de la lumière. Les méthodes Monte-Carlo sont utilisées pour la description de la distribution de la lumière proche de la source. Pour les domaines éloignés de la source, où l'approximation de diffusion est valide, on utilise la théorie de diffusion. Théoriquement, cette solution permet de diminuer le volume et d'améliorer la précision des calculs nécessaires. L'utilisation des méthodes hybrides n'est pas fréquente et le plus souvent les problèmes de diffusions de la lumière dans les tissus biologiques (même de formes complexes) sont résolus en mettant en œuvre la méthode des éléments finis (Arridge *et al.*, 1992 ; Deulin et L'Huillier, 2006)

La Méthode adding-doubling

La méthode adding-doubling exprime les intensités totales aux frontières d'un milieu multicouches à partir de l'équation du transfert radiatif (Prahl *et al.*, 1993). Elle utilise deux principes :

- la résolution simple de l'équation pour une couche ultra fine,
- le calcul par itérations des intensités en sortie d'un système multi-plans, à partir des valeurs de réflexion et de transmission internes et externes.

Cette méthode ne permet d'avoir comme résultats que des intégrations de distributions angulaires. Par conséquent, les solutions de la méthode adding-doubling sont adaptées aux solutions de transmittance et de réflectance obtenues expérimentalement en utilisant la technique de la sphère intégrante.

I.4.3. Propriétés optiques des tissus biologiques

Les tissus biologiques sont des milieux non-homogènes et absorbants avec un index de réfraction plus élevé que l'air. Une partie de la lumière est toujours reflétée par la frontière surface du tissu-air (réflexion de Fresnel) : le reste est distribué dans les tissus. La distribution dépend des propriétés optiques du tissu et de la forme du faisceau incident de lumière. Pour le tissu, la distribution d'énergie est définie par les propriétés optiques et peut être décrite par la combinaison des propriétés absorbantes et diffusantes des tissus. Ces paramètres ont été extraits en mettant en œuvre des techniques de spectroscopie résolue dans le temps (RT) (Patterson

et al., 1989; Contini *et al.*, 1997), en fréquence (RF) (Patterson *et al.*, 1991) ou résolue dans l'espace (RS) (Farrell *et al.*, 1992; Kienle *et al.*, 1996). Ces différentes méthodes seront succinctement décrites dans le chapitre II.

Chapitre II

**Physiologie & Méthodes de
prospection de la qualité des pommes**

II.1 La pomme

II.1.1 Données économiques

La pomme représente le fruit le plus consommé dans le monde après les agrumes et la banane. Environ 70 millions de tonnes sont récoltés annuellement de par le monde dont 25 millions en Chine ; c'est le fruit le plus cultivé en milieu tempéré. Une moyenne annuelle de 11,9 million de tonnes est produite par l'Union Européenne, La France est le troisième producteur de pommes en Europe avec environ 1,5 million de tonnes récoltés chaque année, précédé de la Pologne et l'Italie, et le septième producteur mondial. La pomme est d'ailleurs le fruit le plus produit et le plus consommé en France, avec 20,3% des parts de marché, loin devant l'orange et la banane (14,6 et 12,4%, respectivement), et avec à peu près 18,5 kg consommés par an et par ménage, sous toutes ses formes. Près de 89% des ménages achètent des pommes au moins une fois par jour (ANPP, 2014). Il existe à l'heure actuelle plus de 7,000 variétés de pommes dont 1,000 sont encore cultivées en France. Le tableau II-1 présente les principales variétés produites en 2014 (en pourcentage dans la récolte) que sont la Golden Delicious (34%), la Gala (16%), la Granny Smith (11%), la Braeburn (6%), la Pink Lady® (6%) et les Fuji (5%).

II.1.2 Histologie de la pomme

La pomme, issue du pommier *Malus domestica* appartient à la famille des Rosacées, la sous famille des Pomoïdés (Esau, 1977). À maturation, la pomme est un fruit charnu sans noyau dur, dont la graine, ou pépin, est entourée de trois couches distinctes (figure II-1) : l'épiderme (peau), le mésocarpe ou parenchyme (chair) et l'endocarpe (zone corticale contenant les pépins, aussi appelé le trognon). Le mésocarpe occupe la majeure partie du fruit ; c'est le tissu le plus consommé.

- l'épiderme (peau), zone où les cellules sont surmontées par la cuticule,
- le mésocarpe ou parenchyme (chair), zone constituée de plusieurs couches de cellules allongées dans le sens tangentiel et à paroi épaisse,
- l'endocarpe, zone profonde contenant les pépins, aussi appelé le trognon.

Tableau II-1. Production de pomme en France (Kilo tonnes).

Variétés	Juillet 2014	Rappel 2013	Rappel 2012	Rappel 2011
Golden	456	507	336	581
Gala	277	270	226	269
Granny	144	169	147	210
Pink Lady ®	122	102	78	92
Braeburn	77	94	61	102
Rouges	51	59	47	82
Belchard ®	50	52	37	44
Fuji	50	65	44	63
Canada	43	46	23	46
Ariane	24	24	18	21
Elstar	23	22	14	17
Jonagold	21	23	6	14
Jazz	17	15	12	16
Honeycrunch ®	16	14	13	13
R.Reinettes	15	12	11	14
Boskoop	14	10	4	7
Joya	8	8	6	7
Tentation ®	8	7	6	7
Goldush Delisdor	6	7	-	-
RubINETTE	6	6	-	-
Idared	4	10	4	6
Choupette ®	3	3	2	3
Caméo ®	1	2	1	2
Autres	51	49	73	85
Total	1487	1576	1169	1701

[Source : ANPP (2014)]

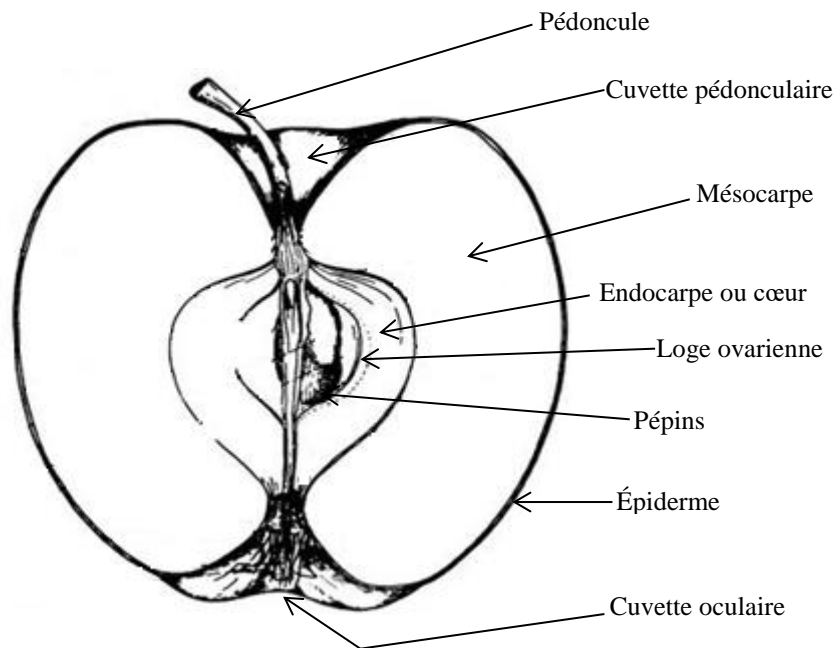


Figure II-1. Représentation schématique d'une coupe longitudinale de la pomme.

Le mésocarpe occupe la majeure partie du fruit ; c'est le tissu le plus consommé. Les cellules des différents tissus sont constituées de plastides, de pigments assimilateurs (chlorophylles, caroténoïdes) et d'une grande vacuole occupe 80 à 90% du volume cellulaire (Dey et Harborne, 1997). Les cellules sont par ailleurs entourées d'une paroi semi rigide (Huber, 1983). Le parenchyme de la pomme se caractérise par son anisotropie, dont la taille de ses cellules s'accroît en allant de l'épiderme vers le cœur. Au niveau externe du parenchyme, les cellules sont à peu près sphériques d'un diamètre de $\sim 50 \mu\text{m}$, les espaces intercellulaires sont également de morphologie relativement homogène. En allant vers l'intérieur du fruit, la taille des cellules augmente ($\sim 300 \mu\text{m}$ de diamètre) puis elles s'allongent radialement vers le cœur du fruit formant ainsi des structures en colonne radiales (figure II-2.a). Entre les cellules sphériques du parenchyme et celles qui forment la structure en colonne se situent des espèces allongés (5 - 10 mm), et larges (100 - 200 μm) sous la cuticule, en fonction de la variété de pomme (Khan et Vincent, 1990).

La peau de la pomme est une couverture protectrice à l'interface entre le fruit et son environnement. En général, elle est constituée de cellules plates, étroitement emboîtées, composée de cuticule, l'épiderme et plusieurs couches d'hypoderme (Babos *et al.*, 1984). La couche superficielle de la peau est couverte par une épaisse cuticule cireuse. Sous l'épiderme se trouve un empilement de petites cellules, à

parois épaisses ayant une grande quantité de cellules à contact cellulaire. Ces caractéristiques structurelles sont responsables de la dureté de la peau de pomme. L'épaisseur de la peau n'est pas uniforme sur les pommes (figure II-2.b). Elle diffère considérablement entre les variétés de 33,3 μm à 73,1 μm selon une étude de (Homutova et Blažek, 2006). La peau est plus épaisse à l'extrémité du pédoncule qu'à la cuvette oculaire. La cuticule est également moins épaisse sur le côté exposé au soleil que sur le côté ombragé de la pomme (Babos *et al.*, 1984).

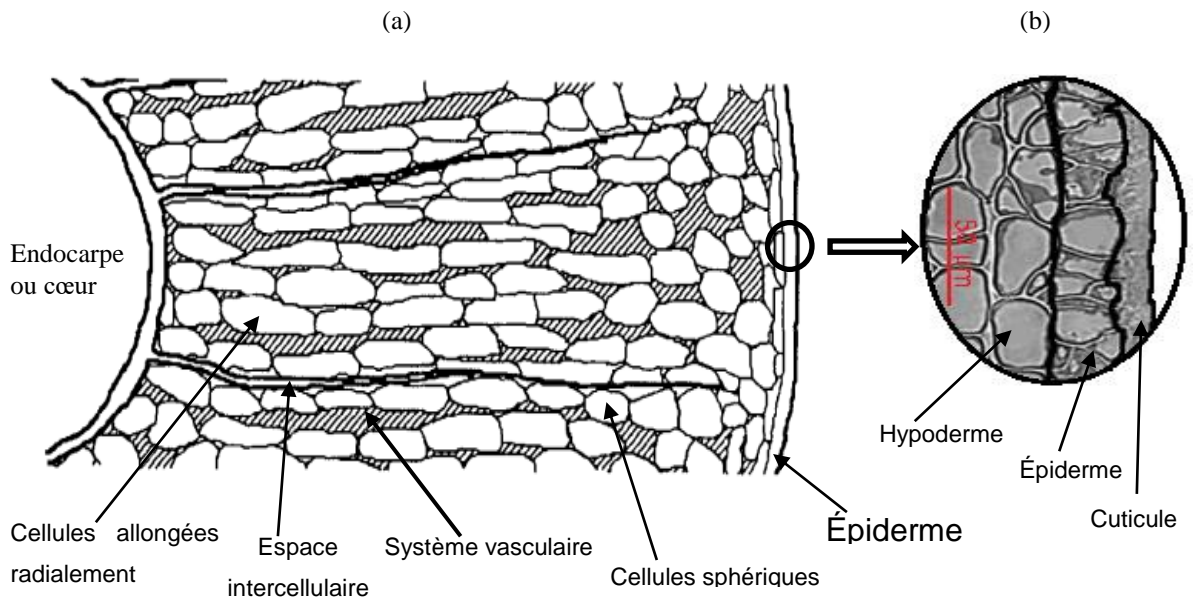


Figure II-2. (a) Schéma d'une section radiale du cortex de la pomme représentant la disposition des cellules, la variation de la taille des cellules et leur distribution en fonction de leur profondeur (Image modifiée de Khan et Vincent, 1990). (b) Zoom d'un fragment de section transversale à travers la peau de la pomme (Image modifiée de Konarska, 2013).

II.1.3 Composition chimique moyenne d'une pomme

La pomme est principalement constituée d'eau (85%) et de glucides (12%) (Senser et Scherz, 1991). Les principaux glucides présents dans la pomme sont : le fructose, le glucose, le saccharose et l'amidon (tableau II-2). La pomme contient également une faible quantité de lipides (0,4%), plus précisément des acides gras tels que l'acide palmitique, l'acide linoléique et l'acide oléique, et des protéines (0,3%). Elle est riche en fibres (2,3%), en acides organiques (principalement en acide malique), en sels minéraux (potassium, calcium, sodium, magnésium) et vitamines.

Tableau II-2. Composition chimique moyenne d'une pomme à maturité (Senser et Scherz, 1991)

Nutriments: pour 100 g d'une pomme à maturité		
Energie 229 kJ (54 kcal)	Acides aminés	Minéraux
Eau 85, 3 g	Arg 8 mg	Sodium 3 mg
Glucides 11, 8 g	His 6 mg	Potassium 145 mg
Lipides 0, 4 g	Ile 10 mg	Magnésium 6 mg
Protéines 0, 3 g	Leu 16 mg	Calcium 7 mg
Acides organiques 0, 6 g	Lys 15 mg	Manganèse 65 µg
Fibres 2, 3 g	Met 3 mg	Fer 480 µg
Minéraux 0, 3 g	Phe 9 mg	Cuivre 100 µg
	Thr 8 mg	Zinc 120 µg
Glucides	Trp 2 mg	Phosphore 12 mg
Glucose 2210 mg	Tyr 5 mg	Chlorure 2 mg
Fructose 6040 mg	Val 12 mg	Fluorure 7 µg
Saccharose 2470 mg		Iode 2 µg
Amidon 600 mg	Vitamines et provitamines	Sélénium 1-6 µg
Sorbitol 510 mg	Carotène 45 µg (provitamine)	
	Vitamine E 490 µg	Autres
Lipides	Vitamine K 0-5 µg	Acide Malique 550 mg
Acide Palmitique 50 mg	Vitamine B1 35 µg	Acide Citrique 16 mg
Acide Stéarique 10 mg	Vitamine B2 30 µg	Acide Oxalique 500 µg
Acide Oléique 20 mg	Nicotinamide 300 µg	Acides Salicylique 310 µg
Acide Linoléique 100 mg	Acide Pantothénique 100 µg	Purines 3 mg
Acide Linoléique 20 mg	Vitamine B6 45 µg	
	Biotine 1-8 µg	
	Acide Folique 7 µg	
	Vitamine C 12 mg	

La composition chimique moyenne d'une pomme est difficile à donner car elle varie selon les variétés, mais également selon les conditions pédo-climatiques, la localisation des fruits sur l'arbre et le degré de maturité des pommes. Le tableau II-2 présente une constitution moyenne d'une pomme à maturité.

La concentration des composés chimiques dans la pomme diffère aussi d'un tissu à l'autre. Ainsi la quantité de glucides solubles augmente de l'intérieur vers l'extérieure du fruit, c'est-à-dire de l'endocarpe vers l'épiderme (Yamaki, 1984). L'acide ascorbique est confiné dans l'épiderme des fruits (Hulme et Rhodes, 1971), de même que la quantité de polyphénols est présente de façon prépondérante dans l'épiderme et en moindre quantité au niveau du mésocarpe. Les tissus qui constituent le mésocarpe sont très riches en pectines, alors que la cellulose et l'hemicellulose sont les composés majoritaires de l'endocarpe (Massiot *et al.*, 1994).

II.1.4 Physiologie cellulaire de la pomme

La pomme est constituée de cellules qui ont la particularité d'avoir une forme géométrique quasi similaire entre elles. Chaque cellule est délimitée par une paroi

cellulosique, plus ou moins rigide, composée principalement de pectine, cellulose, l'hémicellulose et de lignine. L'interaction entre les cellules est riche en pectines et dénommée lamelle moyenne (Ilker et Szczesniak, 1990).

Outre les parois qui contribuent à l'apport d'une certaine rigidité aux tissus, la pression de turgescence a un rôle essentiel, cette dernière est issue de la pression hydrostatique produite par les composés à activité osmotique. Rappelons qu'au total une pomme contient environ 85% d'eau, cette portion d'eau contribue au maintien de cette pression de turgescence. La pression de turgescence notée ψ . Celle-ci est le plus souvent positive et dépend de la pression hydrostatique ψ_p et de la pression osmotique ψ_π des tissus selon la formule suivante :

$$\psi = \psi_p + \psi_\pi \quad \text{(II-1)}$$

Du fait de la pression de turgescence, la perte d'eau d'un fruit est associée à une perte de structure (affaissement). Par ailleurs, l'amidon augmenterait la fermeté des cellules (Leboeuf *et al.*, 2005). Or celui-ci s'accumule peu à peu jusqu'à atteindre sa quantité maximale lors de la période de croissance de la cellule. Puis il décroît progressivement lors de la maturation. Cela expliquerait donc une perte de fermeté lors de la maturation (Filder *et al.*, 1973).

La cellulose, de par sa structure très ordonnée, apporte à la cellule sa rigidité et sa résistance à l'arrachement. Alors que l'hémicellulose et les substances pectiques, ces dernières étant fortement présentes dans la paroi primaire, participent à la plasticité cellulaire intervenant lors de la rétention d'eau et l'extension cellulaire (Satge, 2002).

Les pectines, constituant principal de la lamelle moyenne, confèrent à celle-ci une fonction de cohésion intercellulaire et intervient donc sur la fermeté du fruit et par conséquent sur sa capacité à résister à la compression, due aux propriétés élastiques des pectines. En effet une étude menée par Billy *et al.*, (2008) utilisant les variétés de pomme Golden et Fuji a montré, par des analyses sensorielles, une corrélation positive entre la quantité d'acide galacturonique (un des principaux composants de la pectine) et l'aspect farineux de la pomme, et une corrélation négative avec la fermeté. La Golden pour laquelle la quantité d'acide galacturonique

augmente avec le temps de stockage a été perçue par le panel moins ferme et plus farineuse que la Fuji (Billy *et al.*, 2008)

II.2 Techniques non destructives de mesure de la qualité des produits agricoles

La qualité des produits agricoles est une préoccupation majeure pour les producteurs, les transformateurs et les marchands à travers la production, la manipulation et le traitement après la récolte. Il s'agit d'un jugement de qualité subjectif lié à des critères relatifs à chaque consommateur. Traditionnellement, la détection de la qualité des fruits et légumes est réalisée en utilisant des techniques destructives des propriétés chimiques et mécaniques, telles que la réfractométrie pour mesurer la teneur en matières sèche soluble (SSC) et des techniques de compression/de déformation mécanique (par exemple, tests Magness-Taylor) pour la mesure de la fermeté.

Les techniques destructives sont confinées à l'essai d'un petit lot d'échantillons. L'émergence de nouvelles technologies instrumentées et informatisées a favorisé le développement d'un grand nombre de techniques et de dispositifs de mesure dévolus à la détection de la qualité et des attributs des produits agricoles

Les techniques de détection non destructives, d'autre part, ont le potentiel pour une évaluation rapide et non destructive de la qualité, le classement et le tri des fruits et légumes. La demande croissante de l'approvisionnement de haute qualité des produits frais par les marchands est le moteur du développement de nouvelles technologies de détection pour l'évaluation de la qualité des produits horticoles.

II.2.1 Mesures de maturité et qualité des fruits et légumes

Il est difficile d'établir un seul et unique indice de maturité en raison de la complexité des processus physiologiques et/ou biochimiques qui ont lieu dans les fruits pendant la croissance et la maturation ainsi que d'autres difficultés liées à d'autres facteurs tels que la variété, la situation géographique, la saison et les conditions climatiques. Par conséquent, une combinaison d'indices de qualité est couramment utilisée pour évaluer la maturité des fruits. Ils incluent les changements de couleur, de fermeté, de teneur en matières sèches solubles, d'acidité titrable, de production d'éthylène, et de teneur en amidon. En outre, le stade de maturité durant lequel les fruits doivent être récoltés dépend, dans une large mesure, de l'utilisation finale des produits. Par exemple, si les fruits sont destinés à être vendus pour la consommation immédiate après la récolte (produit frais), ils peuvent être laissés plus longtemps sur l'arbre avant cueillette. Toutefois, si les fruits doivent être conservés par stockage pendant une longue période de temps, ils doivent être cueillis avant leurs maturités afin de prolonger leur durée de vie et de minimiser les troubles physiologiques ou la détérioration. La qualité des fruits est déterminée par la maturité du fruit à la récolte. Elle peut être caractérisée par l'apparence visuelle (couleur, taille et/ou la forme), la saveur, l'arôme, la texture et la perception sensorielle. Les exigences spécifiques de qualité pour les produits horticoles dépendent également de l'utilisation finale. Des normes de qualité minimales ont été établies pour les fruits dans de nombreux pays, et ils peuvent être divisées en externe et interne (Wills, 2004). Les critères externes sont caractérisés par les aspects de couleur, de taille, de forme, et/ou de défaut de surface, qui sont des facteurs clés pour les consommateurs dans la procédure d'achat des fruits frais. Beaucoup de fruits subissent des changements de couleur dans le cadre du processus de maturation. Dans certains cas, la couleur est un bon indicateur de la qualité de l'alimentation et de la durée de vie. En revanche, la qualité interne dépend des structures physiques et des compositions chimiques (par exemple, la fermeté et SSC), qui sont directement liées à la texture et la saveur des fruits. Le mûrissement entraîne des modifications de composition, de structure cellulaire du fruit. Le développement du goût sucré par exemple est le résultat de l'augmentation de la néoglucogenèse, l'hydrolyse de polysaccharides, et une diminution de l'acidité. Le flétrissement des fruits est dû à la perte de fermeté causée par la dépolymérisation des parois cellulaires et une augmentation de la solubilité de la

lamelle médiane. Ainsi, les caractéristiques cellulaires telles que la résistance des parois cellulaires, la turgescence des cellules, le nombre de cellules, leurs formes, tailles, et les espaces intercellulaires ont un effet significatif sur la texture du fruit, et sont directement liées aux propriétés mécaniques du tissu des fruits.

Les propriétés mécaniques du tissu des fruits sont influencées par le degré de maturité et la teneur en eau, et déterminent également la sensibilité des fruits aux dommages mécaniques pendant la récolte, le transport, le stockage et la manutention après la récolte. Ainsi, une meilleure compréhension des propriétés structurelles et mécaniques du fruit est nécessaire dans la mise au point de nouvelles techniques ou pour améliorer l'évaluation et la surveillance de la qualité du fruit, et de meilleures opérations de traitement pour l'industrie agroalimentaire.

II.2.2 Les techniques mécaniques

La plupart des techniques mécaniques non destructives mesurent les propriétés élastiques (par exemple, le module d'élasticité ou module de Young) à de très faibles déformations, qui sont liées à la texture comme à la fermeté des fruits et légumes. Le module d'élasticité mesure la capacité d'un matériau à être élastiquement déformé. Il peut être obtenu à partir du rapport contrainte/déformation étudié sur des échantillons de cellules cylindriques ou des fruits entiers à des faibles niveaux de déformation bien avant la rupture (Abbott, 1999).

Les deux techniques acoustiques, l'une ultrasonique [20 – 100 KHz], l'autre sonore [20 – 1000 Hz], ont été appliquées pour évaluer la fermeté des fruits. Lorsque les ondes ultrasoniques rentrent en interaction avec le fruit, ces ondes sont soit réfléchies, transmises, réfractées ou diffractées, ces interactions sont en lien avec les propriétés mécaniques et la géométrie (taille et forme) du fruit. Les progrès récents de la technologie des ultrasons dans le contrôle de la qualité des fruits et légumes ont été examinés par Mizrach (2008). Cette technique est utilisée pour mesurer la fermeté et la texture farineuse de certains fruits, en utilisant différentes sources d'ultrasons pour réaliser une bonne pénétration sur différents fruits (Bechar *et al.*, 2005; Galili *et al.*, 1993; Kim *et al.*, 2004; Mizrach *et al.*, 2003) .

D'autre part, la méthode sonore est utilisée pour mesurer la fermeté du fruit sur la base de sa masse et de la première ou de la deuxième fréquence de résonance (Langenakens *et al.*, 1997), en fonction de la configuration de mesure. La technique

a été utilisée pour mesurer la fermeté ou la rigidité du fruit (Chen et DeBaerdemaeker, 1993; De Belie *et al.*, 2000; Diezma-Iglesias *et al.*, 2004; Wang *et al.*, 2006).

II.2.3 Les techniques optiques

Pour les fruits et légumes, les régions spectrales propices au diagnostic sont le visible (400-750 nm) et le proche infrarouge (750-2500 nm), bien que d'autres régions spectrales telles que l'ultraviolet et les rayons X soient également utiles. La spectroscopie visible, le proche infrarouge et les méthodes d'imagerie sont les techniques les plus couramment utilisées dans l'inspection de la qualité après récolte.

La couleur est la base du tri de nombreux produits lors de la recherche de leurs qualités. Celle-ci est directement liée aux pigments (par exemple, la chlorophylle, les caroténoïdes et les anthocyanes) présents dans les produits. Elle peut être mesurée par spectroscopie dans le domaine du visible. Par contre, la spectroscopie proche infrarouge (NIRS) est bien adaptée pour la détermination d'autres composants chimiques. La région du proche infrarouge comprend les réponses des liaisons moléculaires telles que : O-H, C-H, C-O et N-H. Ces liaisons sont soumises à des changements d'énergie de vibration lorsqu'elles sont excitées par des fréquences de cette région spectrale. Il existe deux modes de vibration dans ce type de liaison, les vibrations d'élongation qui se résument dans la variation de la longueur d'une liaison, comme les liaisons C-H, et les vibrations de déformation qui sont la variation dans l'angle entre deux liaisons, comme l'angle H-C-H dans un groupe méthylène. L'absorption d'énergie par les molécules organiques dans la région proche infrarouge se produit lors de la vibration de ces molécules (Cen et He, 2007; Williams et Norris, 1987). Les constituants chimiques, tels que l'éthanol, l'eau, les sucres (glucose et fructose), les acides organiques (acide citrique, lactique, tartrique et malique), les composés phénoliques, ont une forte influence sur l'évaluation de la qualité des fruits.

Dans la pratique, les mesures NIRS peuvent être classées en deux modes différents: réflexion et transmission. La mesure de la transmission est souvent appliquée à des échantillons liquides, tels que les jus de fruits, en utilisant des cuves en verre ou en quartz de différentes tailles, tandis que la mesure de réflexion

(globale ou locale) est souvent utilisée pour des échantillons solides tels que les fruits par exemple (Abbott *et al.*, 1997; McGlone *et al.*, 2003).

II.2.3.1 Les systèmes d'imagerie dévolus à la mesure de la qualité

Les techniques d'imagerie sont largement utilisées pour le classement ou le tri des produits agricoles sur la base de la reconnaissance de forme, de taille, de défauts de surface, et de couleurs (Brosnan et Sun, 2004; Chao *et al.*, 1999; Chinchuluun *et al.*, 2009; Chen *et al.*, 2002). L'imagerie conventionnelle est basée sur l'analyse de l'information spatiale, acquise par un dispositif d'imagerie numérique. Celle-ci est efficace lorsque les caractéristiques de l'image capturée sont corrélées aux attributs de qualité du produit. Récemment, des techniques d'imagerie multispectrale et hyperspectrale ont été utilisées pour l'évaluation de la qualité des produits horticoles et des produits alimentaires. L'imagerie multispectrale génère un ensemble d'images acquises pour moins de 10 longueurs d'onde, qui peuvent être sélectionnées soit par l'interposition d'un filtre passe-bande monochromatique (Park *et al.*, 2004), ou un filtre accordable à cristaux liquides (Peng et Lu, 2006). L'imagerie hyperspectrale combine les techniques de spectroscopie et d'imagerie classiques pour acquérir d'une façon synchrone des informations spectrales et spatiales d'un objet. La technique peut être mise en œuvre par l'acquisition d'une séquence d'images spectrales à bande étroite ou par la capture d'images dans une bande spectrale complète afin de créer des données 3-D spatio-spectrales ou hypercubes (Park *et al.*, 2002; Bernhardt, 1995). De nombreuses études sur l'imagerie multispectrale (Blasco *et al.*, 2009; Lu et Peng, 2007; Park et Chen, 1994) et l'imagerie hyperspectrale (ElMasry *et al.*, 2007; Park *et al.*, 2002; Lu, 2003) ont été rapportées sur l'inspection de la qualité et le contrôle des produits alimentaires et agricoles.

En plus des techniques de spectroscopie et d'imagerie dans les régions du visible et du proche infrarouge, d'autres techniques optiques ont été également développées pour le contrôle de qualité des produits agricoles et des produits alimentaires : les rayons X (Brecht *et al.*, 1991; Haff *et al.*, 2006; Schatzki *et al.*, 1997), la fluorescence et l'émission de lumière retardée (Abbott et Massie, 1985; Gunasekaran, 1990; Kolb *et al.*, 2006; Noh et Lu, 2007; Seiden *et al.*, 1996), et l'imagerie par résonance magnétique (Koizumi *et al.*, 2009; Musse *et al.*, 2010; Winisdorffer *et al.*, 2015a; Winisdorffer *et al.*, 2015b).

Les techniques optiques sont avantageuses pour l'évaluation de la qualité et la maturité des produits horticoles, car elles sont généralement non destructives ou non invasives, rapides, et plus facile à mettre en œuvre. Cependant, les techniques spectroscopiques telles que NIRS s'appuient essentiellement sur des méthodes statistiques pour établir des relations empiriques entre les données expérimentales et les compositions chimiques, alors que la plupart des techniques d'imagerie sont principalement dévolues à la quantification des caractéristiques physiques ou chimiques des échantillons.

II.2.3.2 Mesure des propriétés optiques des pommes par spectroscopie optique

Diverses techniques de spectroscopie optique initialement développées pour la mesure des propriétés optiques des tissus biologiques (Welch et Van Gemert, 1995) sont grandement applicables dans le domaine agricole pour mesurer les paramètres optiques des fruits et légumes (Nicolai *et al.*, 2007). Ces techniques peuvent être divisées en trois catégories : la méthode résolue en temps (RT) (Patterson *et al.*, 1989), la méthode résolue en fréquence (RF) (Patterson *et al.*, 1991), et la méthode résolue spatialement (RS) (Groenhuis *et al.*, 1983(b)). Les méthodes décrites dans cette section sont conçues pour des matériaux biologiques turbides avec une géométrie semi-infinie. Par contre, seules les méthodes résolues en temps (RT) et dans l'espace (RS) sont utilisées actuellement pour le diagnostic des fruits et autres produits agricoles.

II.2.3.2.1 La technique résolue en temps

La technique de résolution temporelle est basée sur la mesure de l'atténuation, de l'élargissement et du retard d'une impulsion lumineuse de très courte durée (\sim ps), principalement occasionnés par les événements d'absorption et de diffusion des photons dans le milieu. Dans un milieu fortement diffusant, les photons injectés en un point suivent des trajectoires aléatoires. Certains de ceux-ci sont absorbés ou émergent du tissu au point de localisation du détecteur suivant des temps différents que décrit la courbe temporelle élargie de la figure II-3.

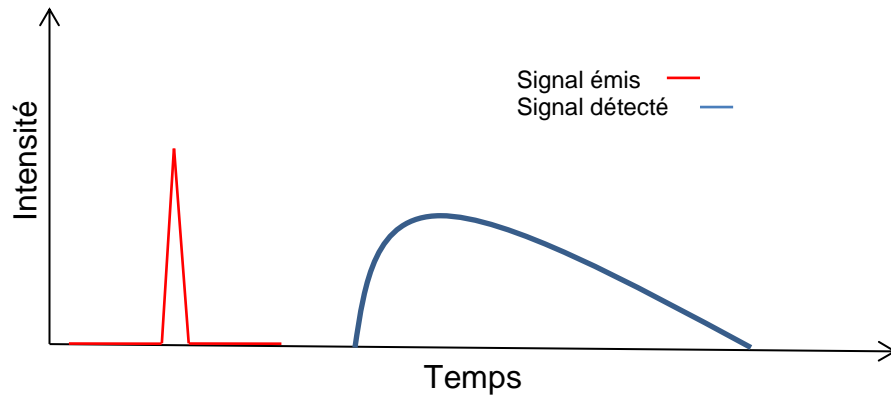


Figure II-3. Principe de mesure de la technique résolue dans le temps.

La résolution temporelle est principalement affectée par la largeur de l'impulsion lumineuse et par la réponse de l'appareil de détection. La puissance de l'impulsion lumineuse injectée doit être fixée à des valeurs appropriées pour éviter l'endommagement ou la blessure de l'échantillon étudié. Les règles de sécurité pour les tissus biologiques fixe la valeur maximale autorisée de 3,3 mJ/mm² pour des impulsions laser dans la gamme de longueurs d'onde 600 - 1000 nm.

Patterson *et al.*, (1989) et Contini *et al.*, (1997) ont décrit des modèles de diffusion pour les signaux résolus dans le temps. Ces modèles permettent de quantifier les coefficients optiques μ_a et μ'_s . Ainsi, pour un milieu homogène, diffusant ($\mu_a \ll \mu'_s$) et semi-infini, Contini *et al.*, (1997) ont proposé l'équation suivante :

$$R(\rho, t) = \frac{\exp(-\mu_a ct)}{2(4\pi Dc)^{\frac{3}{2}}} t^{-\frac{5}{2}} \left[\frac{1}{\mu'_s} \exp\left(\frac{-\rho_1^2}{4\pi Dct}\right) + \left(\frac{1}{\mu'_s} + 2z_b\right) \exp\left(\frac{-\rho_2^2}{4\pi Dct}\right) \right] \quad \text{(II-2)}$$

Où $D = (3[\mu_a + \mu'_s])^{-1}$ est la constante de diffusion, c est la vitesse de la lumière dans un milieu turbide, $z_b = 2AD$ est la distance entre les frontières réelles et extrapolées où $A = \frac{1+R_i}{1-R_i}$ (R_i représente la fraction de photons qui est réfléchi de manière diffuse à l'intérieur du milieu, $R_i = 0,493$ pour $n = 1,4$ Haskell *et al.*, 1994), $\rho_1 = \left(\frac{1}{\mu'_s}\right)^2 + \rho^2$ et $\rho_2 = \left(\frac{1}{\mu'_s} + 2z_b\right)^2 + \rho^2$.

Les applications de la technique résolue dans le temps ont été largement rapportées dans la recherche biomédicale pour mesurer les propriétés optiques des tissus humains (Chernomordik *et al.*, 2002; Kacprzak *et al.*, 2007; Svensson *et al.*, 2005).

Ses applications pour les fruits ont également été signalées à l'occasion de plusieurs études. Cubeddu *et al.*, (2001b) ont mis au point un système de mesure

spectroscopique résolu dans le temps pour mesurer les propriétés optiques des pêches, kiwis et pommes. Nicolaï *et al.*, (2008) ont utilisé le même système pour prédire la teneur en matières sèches solubles et la fermeté de la poire, cependant aucune corrélation satisfaisante n'a pu être établie entre les propriétés optiques mesurées et les attributs de qualité des produits étudiés.

II.2.3.2.2 La technique résolue en fréquence

Le domaine fréquentiel est une autre technique bien connue pour mesurer de façon quantitative les propriétés optiques des tissus biologiques. Étant donné la dualité temps-fréquence, les informations obtenues avec cette méthode sont équivalentes à celles fournies par la méthode temporelle. Ainsi, l'une peut être déduite de l'autre par l'utilisation de la transformée de Fourier (Arridge *et al.*, 1992). Dans le domaine des fréquences, la lumière est injectée en un point du tissu grâce à des sources modulées sinusoïdalement. Le flux de photons recueilli au niveau du détecteur est également de nature sinusoïdale. Cependant, l'onde est retardée (déphasée) et réduite en amplitude par rapport à la source (figure II-4). Les quantités mesurées sont alors l'angle de déphasage et l'amplitude de l'oscillation rapportées à ceux de la source (Welch et van Gemert, 2005). Dans la pratique, la technique fréquentielle est moins onéreuse à mettre en œuvre que la méthode temporelle.

Les paramètres optiques (μ_a et μ'_s) peuvent être obtenus à partir du modèle de diffusion basé sur la mesure de la modulation d'amplitude (M) et de l'angle de déphasage (Φ) dans le domaine fréquentiel données par Kienle et Patterson (1997) :

$$R(\rho, \omega) = \frac{1}{4\pi} \left[z_0 \left(k + \frac{1}{r_1} \right) \frac{e^{-kr_1}}{r_1^2} + (z_0 + 2z_b) \left(k + \frac{1}{r_2} \right) \frac{e^{-kr_2}}{r_2^2} \right] \exp(-i\omega t) \quad (\text{II-3})$$

$$\Phi = \arctan \frac{\text{Im}[R(\rho, \omega)]}{\text{Re}[R(\rho, \omega)]} \quad (\text{II-4})$$

$$M = \sqrt{\frac{[\text{Im} R(\rho, \omega)]^2 + [\text{Re} R(\rho, \omega)]^2}{[R(\rho, \omega = 0)]^2}} \quad (\text{II-5})$$

Où $k = \sqrt{\frac{(\mu_a c + i\omega)}{Dc}}$ est une constante complexe, $i = \sqrt{-1}$, $\omega = 2\pi f$ (ω : la pulsation rad.s^{-1} ; f : la fréquence Hz), $r_1 = \sqrt{Z_0^2 + \rho^2}$ et $r_2 = \sqrt{(Z_0 + 2z_b)^2 + \rho^2}$ sont les distances à partir du point d'observation à l'interface de la source isotrope et la source d'image, $Z_0 = \frac{1}{(\mu_a + \mu'_s)}$, $z_b = 2AD$, $D = \frac{1}{3(\mu_a + \mu'_s)}$ et $A = 0,2190$ pour $n = 1,35$ est le coefficient de réflexion interne en rapport avec l'indice relatif de l'interface tissu-air n , qui peut être calculé à partir d'une équation empirique développée par Groenhuis *et al.*, (1983a).

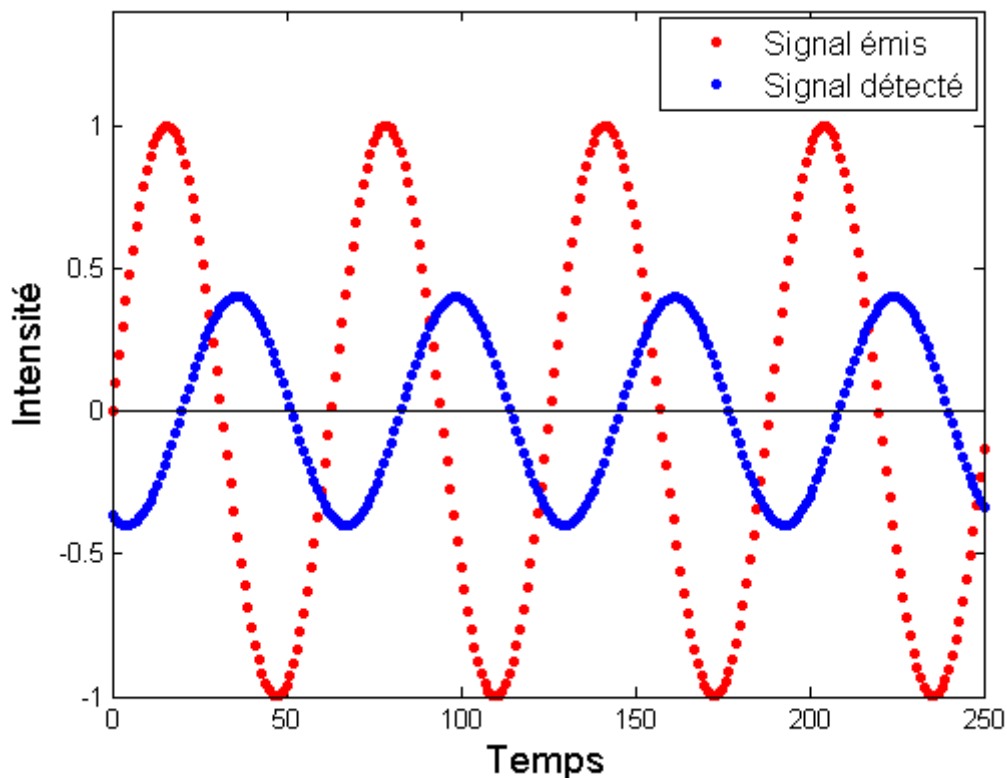


Figure II-4. Principe de mesure de la technique résolue dans le domaine fréquentiel

Pour des valeurs fixes de distance ρ et de fréquence de modulation f , les paramètres optiques μ_a et μ'_s peuvent être obtenus des méthodes inverses basées sur les équations (II-4 et II-5).

Dans les applications, la technique fréquentiel peut être généralement classée en deux catégories multi distance et multifréquence. La première acquiert des signaux lumineux réfléchis à différentes positions à la frontière du tissu, tandis que la seconde utilise une seule position source-détecteur avec plusieurs fréquences de modulation (Madsen *et al.*, 1994; Tromberg *et al.*, 1997). Les différents systèmes utilisent des lampes ou des lasers dont les faisceaux sont modulés par des composants électro-optiques ou acousto-optiques ou même en jouant directement

sur le courant de polarisation de la diode. Dans ces conditions, le faisceau modulé peut contenir des harmoniques plus élevées que la fréquence de modulation, mais l'adoption d'une méthode de détection sélective peut pallier cet inconvénient. Ces systèmes intégrant des photodiodes à avalanche ou des PMT (Tubes-PhotoMultiplificateurs) sont largement utilisés comme amplificateurs de lumière dans les applications biomédicales (Baños *et al.*, 2007; Tromberg *et al.*, 2000; Tromberg *et al.*, 1996).

II.2.3.2.3 La technique résolue spatialement

La technique résolue spatialement a été initialement proposée par Reynolds *et al.*, (1976) pour comprendre la propagation de lumière dans les milieux turbides. Plus tard, Langerholc (1982), Farrell *et al.*, (1992) et Marquet *et al.*, (1995) ont suggéré que la mesure résolue spatialement pouvait être utilisée pour déterminer les propriétés optiques des tissus biologiques. Dans cette approche de résolution spatiale, un faisceau étroit de lumière continue éclaire perpendiculairement la surface de l'échantillon et la lumière réémise est mesurée à différentes distances de la source (figure II-5). Les paramètres optiques μ_a et μ'_s des matériaux biologiques étudiés peuvent ensuite être extraits des profils de réflectance résolue spatialement en utilisant une solution analytique appropriée de l'équation de diffusion.

Farrell *et al.*, (1992) ont proposé une solution analytique de l'équation de diffusion en tenant compte des conditions aux limites, extrapolées pour lesquelles la fluence est égale à zéro. Dans ce modèle, l'excitation est due à une source ponctuelle isotrope située à une profondeur égale au libre parcours moyen dans le milieu. L'expression finale du facteur de réflexion $R(\rho)$ à la surface du milieu diffusant semi-infini est la suivante :

$$R(\rho) = \frac{a'}{4\pi} \left[\frac{1}{\mu'_t} \left(\mu_{eff} + \frac{1}{r_1} \right) \frac{e^{(-\mu_{eff}r_1)}}{r_1^2} + \left(\frac{1}{\mu'_t} + \frac{4A}{3\mu'_t} \right) \left(\mu_{eff} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{e^{(-\mu_{eff}r_2)}}{r_2^2} \right] \quad (\text{II-6})$$

où ρ est la distance entre la source et le détecteur, $a' = \frac{\mu'_s}{(\mu_a + \mu'_s)}$ est l'albédo réduit, $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)}$ est le coefficient d'atténuation effectif, $\mu'_t = \mu_a + \mu'_s$ est le coefficient d'atténuation totale, $r_1 = \sqrt{Z_0^2 + \rho^2}$ et $r_2 = \sqrt{(Z_0 + 2Z_b)^2 + \rho^2}$ sont les

distances à partir du point d'observation à l'interface de la source isotrope et la source d'image, $Z_0 = \frac{1}{(\mu_a + \mu'_s)}$, $z_b = 2AD$, $D = \frac{1}{3(\mu_a + \mu'_s)}$ et $A = 0,2190$ pour $n = 1,35$ est le coefficient de réflexion interne en rapport avec l'indice relatif de l'interface tissu-air n , qui peut être calculé à partir d'une équation empirique développée par Groenhuis *et al.*, (1983a). Plus tard, Kienle *et al.*, (1997) ont proposé une solution analytique plus complète et améliorée qui donne des résultats meilleurs dans le cas où la distance source-détecteur est petite.

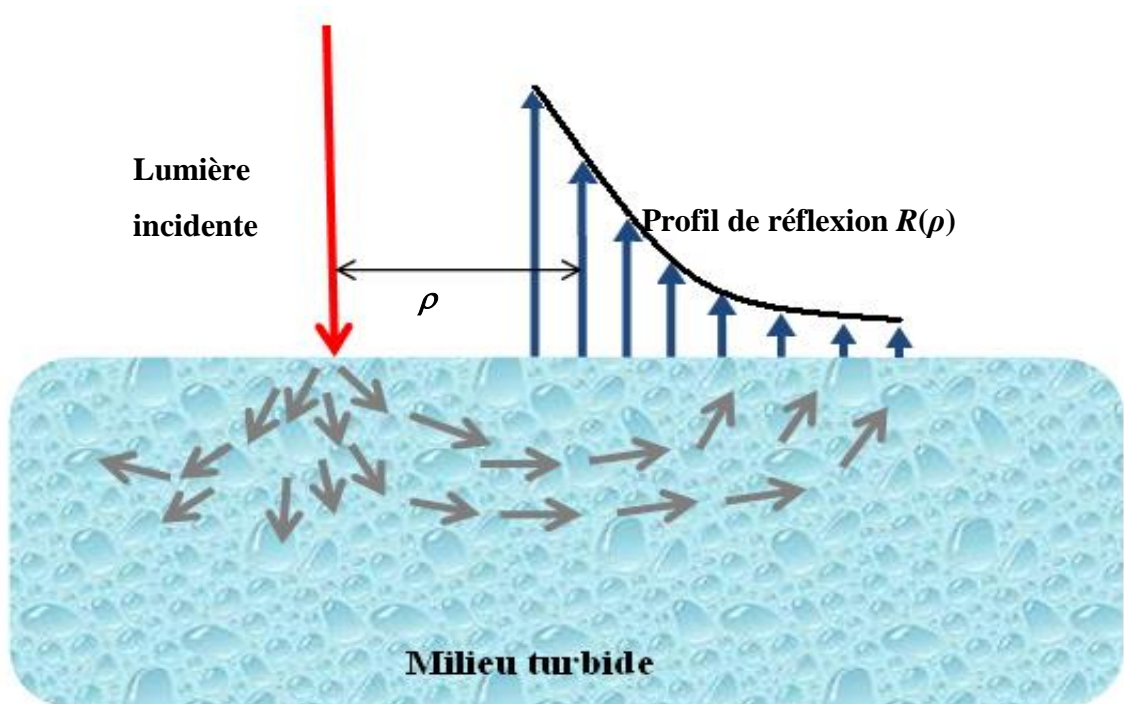


Figure II-5. Principe de mesure de la technique résolue dans l'espace.

Dans la pratique, la mesure résolue spatialement utilise une source lumineuse collimatée (rayon ≤ 1 mm), d'intensité constante, ainsi que de multiples détecteurs positionnés à différentes distances de la source. Des matrices de fibres optiques ou une caméra numérique sont les deux types de configurations utilisées pour la détection radiale de l'intensité rétrodiffusée (Doornbos *et al.*, 1999; Fabbri *et al.*, 2003; Jones et Yamada, 1998; Pilz *et al.*, 2008). Le premier mode de détection repose sur la mise en œuvre d'une ou plusieurs fibres optiques reliées à un spectrophotomètre. Cependant, les mesures nécessitent un bon contact entre les sondes et l'échantillon, ce qui ne semble pas très approprié pour les produits agricoles et alimentaires.

La deuxième méthode utilise généralement une caméra CCD (Capteur à Charges Défilantes = Charge Coupled Device), donc sans contact avec le milieu étudié, ce

qui est particulièrement avantageux pour les produits alimentaires et agricoles en raison des exigences de sécurité et d'hygiène.

La technique de résolution spatiale présente des avantages sur les méthodes temporelles et fréquentielles. En particulier, elle est relativement simple à mettre en œuvre mais requiert aussi l'optimisation des données numériques pour obtenir un résultat satisfaisant. Cependant, toutes ces techniques sont encore confrontées à des défis notables liés à des mesures précises des propriétés optiques en raison de l'interprétation encore délicate de la propagation de la lumière dans les structures étudiées.

II.2.3.2.4 Propriétés optiques des tissus biologiques

Les résultats consignés dans le tableau II-3 montre que les propriétés optiques mesurées des différents tissus biologiques sont toujours dispersées et très dépendantes des méthodes de mesures utilisées. Pifferi *et al.*, (2007) ont utilisé la méthode de résolution temporelle (RT) pour mesurer les propriétés optiques d'Intralipide, et obtenu une erreur maximale de 27% à 730 nm par rapport aux résultats obtenus par la méthode standard (Adding-doubling et sphère intégrante). Spichtig *et al.*, (2009) ont rapporté les résultats de la mesure d'échantillons de modèle à base de silicone avec des erreurs de 10% pour μ_a et 31% pour les μ'_s à 690 nm et 830 nm en utilisant la méthode de résolution dans le domaine fréquentiel (RF). Pilz *et al.*, (2008), démontrent une précision de 10% pour μ_a et 5% pour μ'_s en ce qui concerne la mesure des modèles de tissu en utilisant la technique de résolution spatiale (RS) à la longueur d'onde de 633 nm. En outre, Pifferi *et al.*, (2005) ont appliqué un protocole général d'évaluation de plusieurs méthodes de spectroscopie. Ils ont signalé des différences significatives liées aux différents instruments pour mesurer les mêmes échantillons avec un écart maximal de 32% pour μ_a et 41% pour les μ'_s . Alors que des améliorations de précision dans la détermination des μ_a et μ'_s ont été signalés dans plusieurs études; (Martelli et Zaccanti, 2007; Xu et Patterson, 2006), de grandes différences sont présentes pour les mêmes échantillons de modèle dans ces études. En outre, la plupart des études rapportées testent que quelques échantillons de modèles avec une gamme relativement restreinte des valeurs de μ_a et μ'_s , dans une région spectrale étroite (400 - 1000 nm).

Tableau II-3. Propriétés optiques de différents tissus obtenus par différents auteurs avec trois méthodes de spectroscopie optiques.

Méthodes	Références	λ (nm)	Echantillons	Résultats
RT	(Andersson-Engels <i>et al.</i> , 1993)	450-660	Muscles de porcs	Mesure des propriétés optiques du tissu dans la gamme spectrale du visible
	(Swarthling <i>et al.</i> , 2003(a))	660 and 785	Tissu solide $\mu_a=0,005-0,03 \text{ mm}^{-1}$ $\mu'_s=0,9-2 \text{ mm}^{-1}$	Différences absolues : moins de $0,005 \text{ mm}^{-1}$ pour μ_a , et 10% de différence pour μ'_s
	(Svensson <i>et al.</i> , 2005)	660, 786, 916 et 974	Tissu mammaire $\mu_a=0,004 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu'_s=0,8 \text{ mm}^{-1}$	Variations inférieures à 40% pour μ_a et 20% pour μ'_s
RF	(Tromberg <i>et al.</i> , 1997)	674, 811, 849 et 957	Tissus mammaires humains : $\mu_a=0,002-0,016 \text{ mm}^{-1}$; $\mu'_s=0,7-1,1 \text{ mm}^{-1}$.	Changements physiologiques détectés dans le tissu mammaire.
	(Coquoz <i>et al.</i> , 2001)	674, 811, et 849	Echantillons de modèles liquides : $\mu_a=0,004-0,04 \text{ mm}^{-1}$; $\mu'_s=0,2-0,9 \text{ mm}^{-1}$.	Erreurs de 10-15% pour μ_a , et 5-10% de μ'_s .
	(Xu <i>et Patterson</i> , 2006)	750	5 fantômes liquides [Intralipide-encre de chine noire] : $\mu'_s/\mu_a=0,1-1 \text{ mm}^{-1}$; $\mu'_s=2 \text{ mm}^{-1}$.	1-27% d'erreurs pour μ_a , 3-42% pour μ'_s .
RS	(Bays <i>et al.</i> , 1996)	514 et 630	Échantillons de l'œsophage humain	$\mu_{eff} = 0-0,6 \text{ mm}^{-1}$; $\mu'_s=0,02-1,4 \text{ mm}^{-1}$.
	(Choukeife <i>et L'Huillier</i> , 1999)	632.8 nm et 680 nm	Intralipide (10% - 20%) – Encre de chine	$\mu_{eff}=0,0845-0,0869 \text{ mm}^{-1}$; $\mu_{eff}=0,0707-0,0776 \text{ mm}^{-1}$ $g=0,76-0,8$; $g=0,75-0,77$
	(Qin <i>et Lu</i> , 2006)	530- 900	Intralipide - Bleu trypan	$\mu_a=0-0,08 \text{ mm}^{-1}$; $\mu'_s=0,22-2,32 \text{ mm}^{-1}$.
	(Martelli <i>et Zaccanti</i> , 2007)	750	Intralipide-10% – Encre de chine noire.	Écart type <2% pour μ_a et μ'_s
	(Pilz <i>et al.</i> , 2008)	633	Modèles tissus	$\mu_a=0,003-1 \text{ mm}^{-1}$ $\mu'_s=0,5-2 \text{ mm}^{-1}$

Le tableau II-4 illustre les propriétés optiques de la chair des pommes mesurées par différents méthodes. L'observation de ces résultats montre que les valeurs des propriétés optiques dépendent de la variété de pomme étudiée, de la méthode utilisée et de la longueur d'onde. Parmi les techniques liées à la théorie de diffusion, la méthode résolue en fréquence à ce jour n'a pas été utilisée pour le recouvrement des propriétés optiques des pommes.

Tableau II-4. Paramètres optiques de la chair des pommes rapportés par les auteurs qui ont travaillé avec méthode de résolution spatiale (RS) ou avec la méthode de résolution temporelle (RT) et autres méthodes (AM).

Variétés de pomme	μ_a (mm ⁻¹)	μ'_s (mm ⁻¹)	λ (nm)	Références
	0,003 – 0,01	~1,2 ^{min} - 1,5 ^{max}	600–700	Cubeddu <i>et al.</i> , (2001a) (RT)
Golden Delicious	0,0025–0,0075	~2,1	700–900	Cubeddu <i>et al.</i> , (2001b) (RT)
	~0,001–0,03	~1,1 ^{min} –1,9 ^{max}	500–950	Lu <i>et al.</i> , (2006) (RS)
	~0,01 à 0,04	~0,45-1	750–900	Qin <i>et al.</i> , (2009) (RS)
	~0,04	~1,2	700–900	Saeyes <i>et al.</i> , (2008) (AM)
	0,0037	1,6-2	790	Vanoli <i>et al.</i> , (2009) (RT)
Braeburn	0,002–0,006	~1 à ~1,3	700–900	Vanoli <i>et al.</i> , (2013) (RT)
	0,02–0,01	1,5-2	700–900	Do Trong <i>et al.</i> , (2013) (AM)
Starking Delicious	0,003–0,015	~1,2-2,2	600–700	Cubeddu <i>et al.</i> , (2001a) (RT)
	0,0025–0,0075	~2,2	700–900	Cubeddu <i>et al.</i> , (2001a) (RT)
	0,8–1,6	0,002–0,025	600–700	Cubeddu <i>et al.</i> , (2001a) (RT)
Granny Smith	~1,9	0,0025–0,0075	700–900	Cubeddu <i>et al.</i> , (2001a) (RT)
	~1,3	~0,04	700–900	Saeyes <i>et al.</i> , (2008) (AM)
	~1,2	~0,03	750	Vanoli <i>et al.</i> , (2009) (RT)
	~0,1	~1,2	750-850	Saeyes <i>et al.</i> , (2008) (AM)
Royal Gala	~0,0125	~1,15	750-850	Rowe <i>et al.</i> , (2014) (AM)
	~0,1	~1,2	633	Saeyes <i>et al.</i> , (2008) (AM)
	~0,0125	~1,2	633	Rowe <i>et al.</i> , (2014) (AM)

On peut encore remarquer que pour les différents tissus étudiés dans la gamme spectrale limitée du visible au proche Infrarouge, le coefficient d'absorption μ_a est le plus souvent inférieur au coefficient de diffusion réduit μ'_s . Ce fait justifie que l'on puisse utiliser l'approximation de la diffusion pour étudier la propagation de la lumière dans ces milieux précités. Par ailleurs, les valeurs de μ_a atteignent des maximales en fonction de la longueur d'onde (absorption spécifique des pigments, chromophores et eau), alors que le μ'_s semble décroître faiblement avec la longueur d'onde, ce qui est conforme à la loi de Mie.

**2EME PARTIE: RESULTATS
EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES**

Chapitre III

Développement d'un banc de spectroscopie optique

Chapitre III

La mesure des propriétés optiques des matériaux biologiques peut être obtenue en utilisant des méthodes directes ou indirectes. Les méthodes directes (par exemple, transmission totale et réflectance) sont faciles à réaliser, mais elles sont destructives ou invasives. En revanche, les méthodes indirectes peuvent être réalisées sur des échantillons de façon non destructive mais requièrent des instrumentations sophistiquées et des modèles mathématiques complexes. Par conséquent, la recherche récente est axée sur des méthodes indirectes, y compris la résolution temporelle, fréquentielle, et spatiale. Fondées sur la théorie du transfert radiatif, ces méthodes permettent la mesure indirecte non-invasive ou non-destructive des propriétés optiques des tissus biologiques. Bien que les techniques temporelles et fréquentielles aient été largement étudiées dans le domaine biomédical, elles peuvent ne pas être appropriées pour les produits agricoles en raison du coût de l'instrumentation, de l'exigence de bon contact entre l'échantillon et le détecteur et du temps de la mesure qui reste relativement long. En comparaison, la technique résolue spatialement est moins onéreuse en instrumentation, et elle est plus facile et plus rapide à utiliser lors de la mesure. La technique est donc potentiellement plus viable pour des applications agricoles.

Le système spatialement résolu utilise un faisceau de lumière quasi ponctuel à onde continue. La forme et la taille du faisceau peuvent affecter directement la précision de la mesure (Cen et Lu, 2010). Il est donc important d'examiner et d'optimiser le faisceau lumineux. La distance source-détecteur appropriée est critique pour l'estimation précise des propriétés optiques. De plus, l'optimisation de l'algorithme inverse, fondé sur le modèle de la théorie de la diffusion, est aussi importante pour extraire les paramètres optiques à partir des profils de rétrodiffusion. Dans ce chapitre, la description du système d'imagerie multispectrale est présentée. Le traitement des signaux ainsi que l'étalonnage et l'optimisation du système font aussi l'objet d'une étude approfondie.

III.1 Description du système

Dans la méthode spatialement résolue, un petit faisceau de lumière à onde continue illumine perpendiculairement la surface de l'échantillon, la lumière renvoyée, autrement appelée la lumière rétrodiffusée, est mesurée à différentes distances de la source lumineuse pour obtenir le profil de réflectance diffuse spatialement

résolue. Le système d'acquisition des profils de réflexion à partir d'une pomme est schématiquement représenté dans la figure III-1.

Le système est principalement constitué de sources lumineuses, d'une fibre optique, d'une caméra CCD, ainsi que des dispositifs d'acquisition et de contrôle des données interfacés à un ordinateur. Les sources de lumière sont soit un laser He-Ne émettant à 633 nm avec une puissance de faisceau de 35 mW, ou l'une des trois diodes laser à onde continue émettant à 763, 784 et 852 nm avec des puissances respectives de 50 mW, 100 mW et 150 mW (DFB LD 100 Production). La lumière produite par chaque source laser sélectionnée est transportée par une fibre optique (Edmund Optics) couplée à une lentille de focalisation ($f = 80\text{mm}$), de telle sorte que le diamètre du spot sur la surface de l'échantillon atteigne 600-700 μm . La lumière rétrodiffusée dans la gamme spectrale ci-dessus mentionnée est capturée par une caméra CCD 16 bits haute performance 512×512 pixels (Modèle C4880-21-24A, Hamamatsu Photonics Systems, Bridgewater, NJ, USA). Elle couvre les longueurs d'onde de 200 à 1100 nm et est équipée d'une lentille de zoom de longueur focale égale à 11-110 (x 12) mm (Hamamatsu Photonics Systems, Bridgewater, NJ, USA).

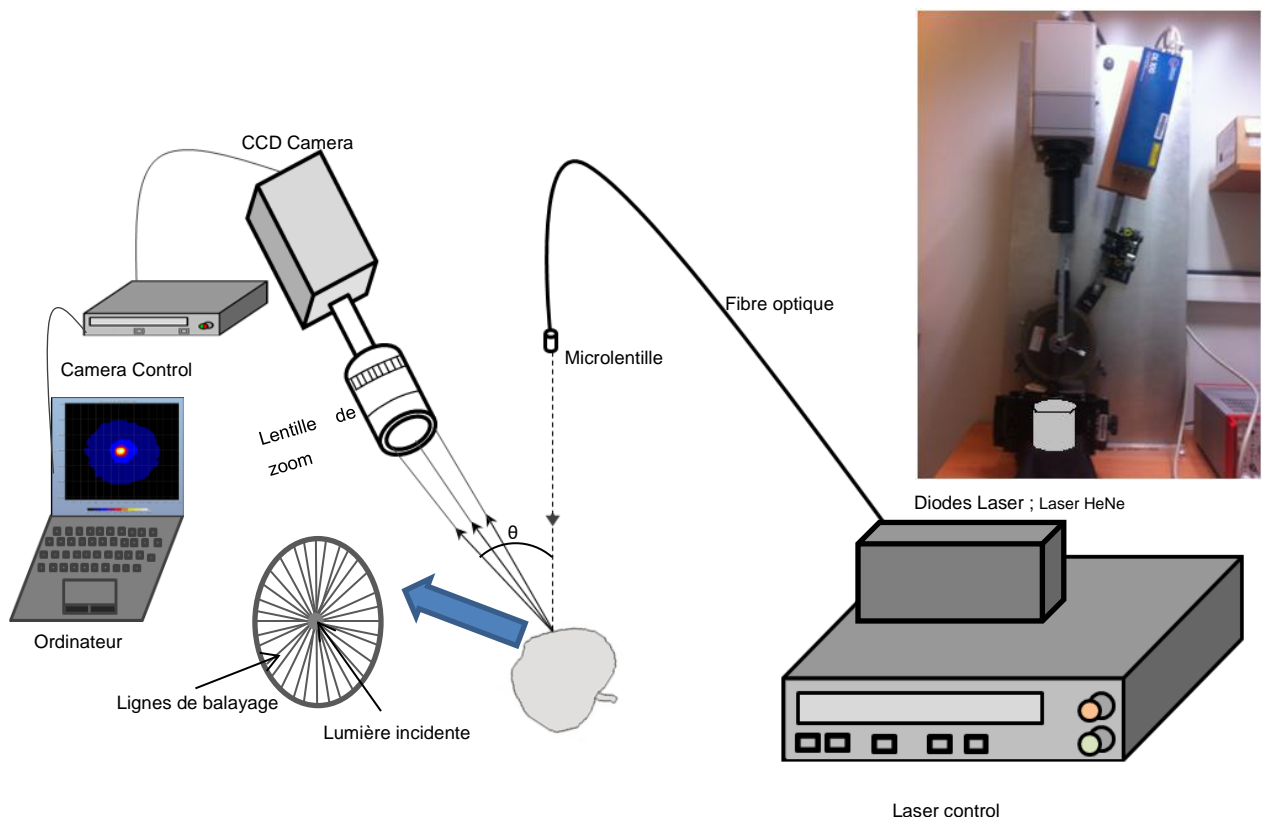


Figure III-1. Représentation schématique des principales composantes du système d'acquisition d'images de réflectance diffuse spatialement résolue de la pomme.

Pour réduire le bruit, la caméra est refroidie jusqu'à -70°C . L'angle θ entre le faisceau lumineux incident et l'axe optique de la caméra est fixé à 15° , afin de réduire une grande partie de lumière spéculaire. Le positionnement de l'échantillon est contrôlé par un moteur pas à pas, la distance entre l'échantillon et la lentille étant fixée à 250 mm.

Pour améliorer la répétabilité des mesures, 18 lignes de balayages (direction radiale) espacées d'un angle φ égale à 10° sont considérées. Puisque les profils de réflectance diffuse spatialement résolue sont symétriques au point d'incidence de la lumière, les 18 lignes de balayages donnent un profil moyenné, servant à l'estimation des propriétés optiques. Chaque profil de rétrodiffusion résolu spatialement est ensuite ajusté par un modèle de diffusion (voir sous-section III.3), à partir duquel les coefficients d'absorption $\mu_a(\lambda)$ et de diffusion réduit $\mu'_s(\lambda)$ relatifs à chaque longueur d'onde seront obtenus avec un algorithme inverse.

III.2 Traitement des signaux

Lorsque la pomme est illuminée par un faisceau laser, l'image capturée par la caméra est généralement saturée, bruitée, et distordue à cause de la courbure locale de la zone de mesure. Cette saturation est causée à la fois par la réflexion spéculaire restante, la limite de sensibilité des pixels de la caméra, et la forte intensité des sources lumineuses. En raison de la saturation et du bruit engendré par les taches noires situées sur la peau de quelques pommes, ainsi que de l'effet de courbure locale, les images rétrodiffusées brutes capturées par la caméra nécessitent un prétraitement afin d'extraire les bons paramètres des images rétrodiffusées.

III.2.1 Corrections liées à la saturation

En raison de la réflexion spéculaire résiduelle induite par le faisceau laser sur la surface du fruit (figure III-2.a), l'image du spot que l'on mesure est la somme de deux signaux assimilés à des profils de Lorentz-Gauss (Lorente *et al.*, 2015). Le premier est étroit et intense, tandis que le second est plus large et beaucoup moins intense, car lié à la lumière rétrodiffusée émergente de la chair de la pomme. L'idée de base consiste à ajuster le profil mesuré et ensuite à discriminer la partie due à la rétrodiffusion. La suppression du signal spéculaire résiduelle est effectuée à l'aide

d'un algorithme de segmentation et de filtration mis en œuvre dans Matlab (Yousaf et Qin, 2014).

Pour valider cette procédure, des profils de mesures virtuelles dont on maîtrise les paramètres ont été soumis au modèle d'ajustement. Après cela, un bruit +/- 15% a été ajouté en faisant varier de façon aléatoire sa valeur initiale (voir figure III-3).

L'ajustement a démontré, alors, sa capacité à ne trouver ces paramètres que dans le cas où les pommes ne présentaient pas de taches noires. En appliquant cette procédure d'élimination de la réflexion spéculaire (figure III-2.b), les images sont alors prêtes à être utilisées si les échantillons ne disposent pas de taches noires. Ces taches sont dues à des anomalies présentes sur la peau de quelques pommes.

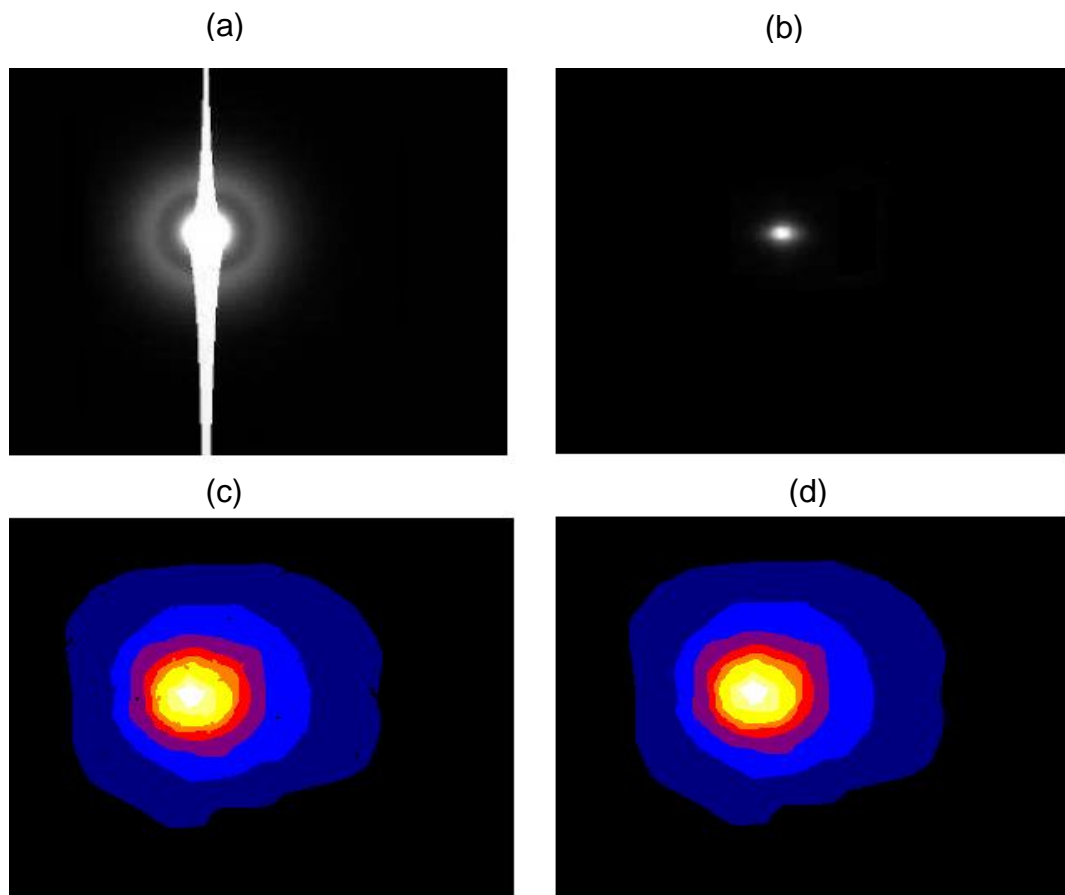


Figure III-2. (a) Image capturée à partir de Golden Delicious irradiée à la longueur d'onde de 852 nm, (b) Suppression de la lumière spéculaire, (c) Image en couleur RGB, (d) Image traitée.

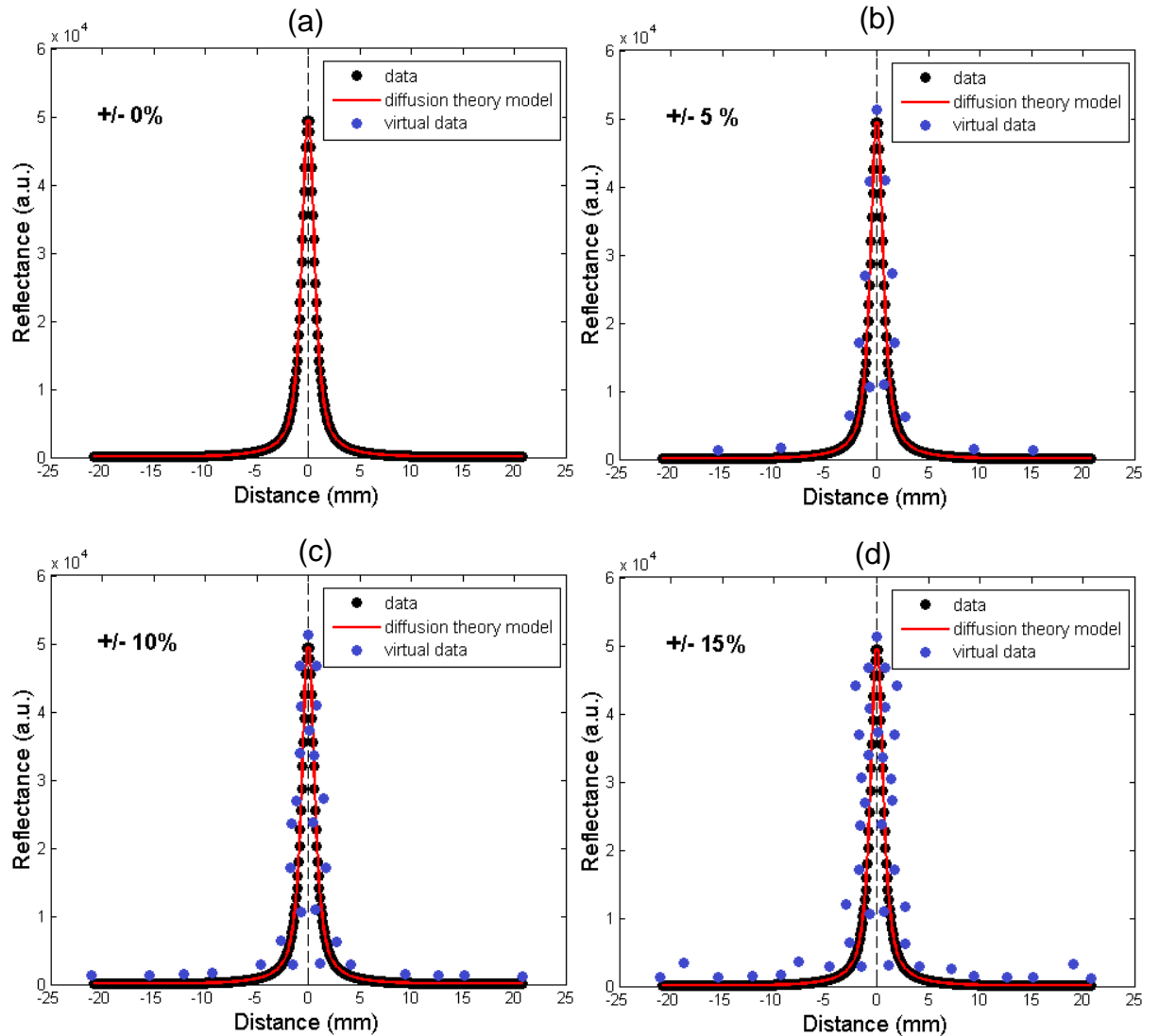


Figure III-3. Exemples de filtrage utilisant la méthode Yousaf et Qin (2014). Données recherchées (symboles noirs). Les données recherchées avec du bruit rajouté allant de +/- 0% (a), 5% (b), 10 % (c) jusqu'à 15% d'erreurs (d) (symboles bleus). Courbe théorique reconstruite par le modèle de filtrage (ligne rouge).

III.2.2 Exclusion des pixels anormaux portés sur les images de diffusion

La couleur d'origine des images de la lumière rétrodiffusée capturée par la caméra CCD est exprimée sous forme d'intensité de lumière qui varie en niveaux de gris correspondant à une échelle $I = [0-255]$, s'étendant du noir au blanc. La figure III-2.c montre la transformation d'image capturée en monochrome (niveau de gris) en image couleur RGB.

Lorsque les images sont converties en couleurs RGB, les défauts restent apparents, et les niveaux d'intensité sont séparés par des bandes isochromes distinguées par des couleurs différentes, où chaque couleur est associée à un niveau de gris. Les

taches noires réduisent l'intensité des profils de diffusion et par conséquent doivent être supprimées. Un procédé de filtrage est appliqué pour éliminer les artéfacts dus aux points noirs (les faibles valeurs de pixels ont été éliminées des bandes isochromes), et ils sont alors remplacés par une valeur moyenne, qui est calculée à partir de la valeur des pixels voisins. Les images rétrodiffusées corrigées (figure III-2.d) sont ensuite utilisées pour représenter les profils de réflectance.

III.2.3 Correction due à la forme des fruits

La pomme peut être considérée comme un objet de forme sphérique. Des corrections de l'effet de la courbure du fruit sont nécessaires pour la mesure des intensités réelles de diffusion de la lumière. Deux types de distorsion de l'intensité lumineuse peuvent se produire sur les images de diffusion en raison de la surface courbée du fruit : l'une est la distorsion de la distance de diffusion, l'autre est la distorsion d'intensité de diffusion. Celles-ci sont liées à l'angle que forme l'axe optique de la caméra et la normale à la surface (figure III-4). En ce qui concerne la distance de diffusion, la figure III-4 montre que la distance curviligne réelle, S , est plus grande que la distance horizontale d . S peut être calculée à partir de l'équation (III-1) :

$$S = R \operatorname{arctg} \left(\frac{d}{\sqrt{R^2 - d^2}} \right) \quad \text{(III-1)}$$

où R est le rayon de la pomme, d est la distance maximale entre le bord et le centre du profil de diffusion de la lumière. La réflectance I_C capturée par la caméra CCD sous-estime l'intensité de la lumière apparente sur la surface de la pomme, qui devrait être égale à I_R (Peng et Lu, 2006). Dans ce cas, l'intensité de réflectance capturée par le système d'imagerie sous-estime l'intensité lumineuse réelle. La relation entre I_C et I_R est basée sur la Loi du Cosinus Lambertien (Kortüm et Lohr, 1969). De ce fait, la réflectance I_R apparente a été calculée par l'équation (III-2):

$$I_R = \frac{I_C}{\cos \varphi} = \frac{I_C R}{\sqrt{R^2 - d^2}} \quad \text{(III-2)}$$

où φ est l'angle de la position mesurée à la surface du fruit. La Loi du Cosinus Lambertien a été appliquée pour recalculer les intensités captées par la caméra CCD pour chaque position sur la surface du fruit sphérique (Qing *et al.*, 2007).

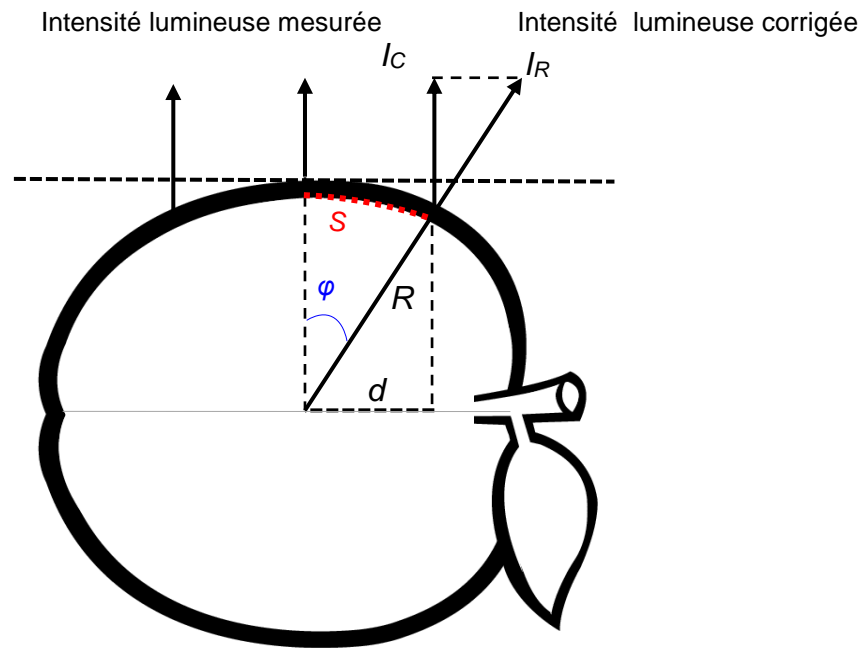


Figure III-4. Correction des distorsions causées par la distance de diffusion curviligne S et par la distribution d'intensité de diffusion à la surface des pommes.

La procédure de traitement de signal a été effectuée en utilisant les logiciels ImageJ, LabVIEW 2009 et Matlab7.8 (MathWorks, Natick, MA, USA).

III.3 Tests et optimisation

Lorsque la diffusion de la lumière est dominante, l'équation du transport de rayonnement peut être simplifiée et approximée par une équation de diffusion (Ishimaru, 1978). Des solutions de l'équation de diffusion couplées avec des conditions aux limites appropriées, appelées problèmes directs, fournissent une description quantitative du transport de la lumière dans le milieu. Les problèmes inverses correspondants, aussi appelés les problèmes inverses de transport de rayonnement, portent sur l'estimation des propriétés optiques des milieux turbides.

Différentes méthodes et procédés ont été mis au point pour déterminer ou mesurer les propriétés optiques des tissus biologiques turbides. Ils peuvent être divisés en trois groupes: directs, empiriques et inverses (Cheong *et al.*, 1990). Les méthodes directes, comme la loi de Beer-Lambert pour mesurer la transmission de la lumière collimatée, sont basées sur des concepts et des règles fondamentales sans utiliser des modèles complexes pour obtenir les paramètres optiques à partir des mesures. Les méthodes sont conceptuellement simples, mais elles ne peuvent être utilisées que pour les échantillons de géométrie simple (par exemple, les couches minces)

et dans des cas de faible dispersion. Les méthodes empiriques, d'autre part, permettent d'obtenir des propriétés optiques à partir de la transmittance et de la réflectance diffuse mesurée à l'aide des modèles mathématiques basés sur des simplifications et les conditions aux limites restrictives [e.g., théorie de Kubelka-Munk (Edström, 2004)]. En conséquence, les méthodes empiriques manquent de précision et ils ne conviennent que pour des échantillons de géométrie spécifique. Contrairement aux méthodes directes et empiriques, les méthodes inverses déterminent les propriétés optiques par résolution de l'équation de transport de rayonnement associée à des conditions aux limites appropriées et un algorithme inverse. Les méthodes inverses ont un grand intérêt pour les chercheurs, car elles sont applicables à une large gamme de matériaux turbides sans les déstructurer.

Dans ce travail, un modèle de diffusion a été choisi parce qu'il est plus efficace et précis pour décrire le transport de rayonnement dans des milieux turbides, nécessite peu de temps de calcul, et est particulièrement utile pour la mesure non destructive des paramètres optiques des pommes. Pour le cas de rétrodiffusion stationnaire, pour un milieu turbide homogène et semi-infini, le modèle de Kienle a été utilisé dans cette étude (Kienle *et al.*, 1996).

En raison de la complexité de la solution analytique et le potentiel expérimental (difficultés / erreurs) dans la mesure des profils de rétrodiffusion, il existe d'autres difficultés parmi lesquelles l'estimation précise des paramètres optiques à partir de la rétrodiffusion résolue spatialement. L'estimation des paramètres optiques est formulée en tant que problème d'optimisation non linéaire des moindres carrés, qui est basée sur plusieurs hypothèses importantes : la variance d'erreur est constante, les erreurs ne sont pas corrélées et la distribution d'erreurs est gaussienne. Les résultats ne seront pas valables si ces hypothèses ne sont pas respectées.

Des procédés appropriés de transformation de données et de pondération doivent être considérés lorsque certaines hypothèses ne sont pas valables. En outre, pour améliorer la précision de l'estimation des paramètres, l'algorithme inverse et la conception expérimentale nécessite d'être optimisées. Les informations impliquant l'incertitude de la mesure, l'efficacité du modèle, la courbe d'ajustement, et les caractéristiques des paramètres devraient être acquises et analysées.

Par conséquent, l'objectif global de cette partie de la recherche est d'optimiser l'algorithme inverse de la théorie de la diffusion et le banc expérimental pour une

estimation précise des coefficients d'absorption et de diffusion réduit à partir des données. Les objectifs spécifiques de cette recherche sont les suivants:

- 1) examiner les différentes transformations de données et les méthodes de pondération pour une estimation non linéaire des moindres carrés,
- 2) effectuer des analyses de sensibilité afin de déterminer une transformation de données appropriées et/ou la méthode de pondération pour estimer les propriétés optiques des milieux biologiques,
- 3) évaluer la robustesse de l'algorithme inverse.

III.3.1 Problème direct

Considérons un milieu trouble semi-infini illuminé perpendiculairement par un étroit faisceau de lumière. Dans l'hypothèse du régime continu, l'équation de diffusion (décrite précédemment chapitre I) peut se simplifier comme :

$$D\nabla^2\Phi(r) - \mu_a\Phi(\rho) = -S(\rho) \quad \text{(III-3)}$$

où

$\rho = (x, y, z)$, $D = 1/[3(\mu_a + \mu'_s)]$ est la constante de diffusion et $S(\rho)$ est la source de diffusion isotrope. La solution du débit de fluence à la surface ($z = 0$) en utilisant la limite extrapolée dans lequel le débit de fluence est forcé à être égal à zéro est donnée par (Farrell *et al.*, 1992) :

$$\Phi(\rho, z = 0) = \frac{1}{4\pi D} \left[\frac{\exp(-\mu_{eff}r_1)}{r_1} - \frac{\exp(-\mu_{eff}r_2)}{r_2} \right] \quad \text{(III-4)}$$

où $\mu_{eff} = [3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)]^{1/2}$ est le coefficient d'atténuation effectif, $r_1 = (z_0^2 + \rho^2)^{1/2}$, $r_2 = [(z_0 + 2z_b)^2 + \rho^2]^{1/2}$, $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ est la distance source détecteur, $z_0 = (\mu_a + \mu'_s)^{-1}$ et $z_b = 2D \frac{1+R_{eff}}{1-R_{eff}}$ pour les conditions aux limite extrapolées. R_{eff} est le coefficient de la réflexion efficace qui est égale à 0,4498 pour l'indice de réfraction $n = 1,35$ (Haskell *et al.*, 1994). La réflectance diffuse, calculée comme le flux au niveau de la surface extrapolée est exprimée par

$$R_{flux}(\rho) = \frac{1}{4\pi} \left[z_0 \left(\mu_{eff} + \frac{1}{r_1} \right) \frac{\exp(-\mu_{eff}r_1)}{r_1^2} + (z_0 + 2z_b) \left(\mu_{eff} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{\exp(-\mu_{eff}r_2)}{r_2^2} \right] \quad \text{(III-5)}$$

La solution relative à la réflectance diffuse spatialement résolue pour un matériau monocouche obtenue par Kienle et Patterson (1997) est donnée ci-dessous

$$R_{1couverte}(\rho) = C_1\Phi(\rho, z = 0) + C_2R_{flux}(\rho) \quad \text{(III-6)}$$

où $C_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{2\pi} [1 - R_{fres}(\theta)] \cos\theta d\Omega$ et $C_2 = \frac{3}{4\pi} \int_{2\pi} [1 - R_{fres}(\theta)] \cos^2\theta d\Omega$ sont des constantes déterminées par l'indice de réfraction relatif à l'interface tissu-air, dans lequel $R_{fres}(\theta)$ est le coefficient de réflexion de Fresnel d'un photon avec un angle d'incidence θ par rapport à la normale à la surface extrapolée, et Ω est l'angle solide (Haskell *et al.*, 1994). Pour un indice de réfraction $n = 1,35$, qui est une valeur typique pour de nombreux matériaux biologiques (Mourant *et al.*, 1997), C_1 et C_2 sont respectivement égaux à 0.1277 et 0.3269. Par conséquent, le facteur de réflexion diffuse $R(\rho)$ à la surface du milieu turbide est une fonction de la distance source détecteur (ρ) ainsi que des deux paramètres optiques inconnus du milieu étudié.

III.3.2 Problème inverse

Pour extraire les propriétés optiques à partir de la réflectance diffuse spatialement résolue pour un milieu turbide, un algorithme inverse approprié doit être choisi. L'équation (III-6) montre que les deux paramètres optiques peuvent être estimés à partir de la réflectance mesurée lorsqu'aucune information relative à ces paramètres n'est donnée. La méthode des moindres carrés non-linéaire a été utilisée pour trouver le minimum des sommes des carrés de la différence entre les vraies valeurs de réflexion et les valeurs de réflectance prédites avec les paramètres estimés. Un algorithme à grande échelle, comme la méthode dite région de confiance « Trust-Region », a été choisie pour réaliser l'optimisation de l'algorithme (Coleman et Li, 1994). Elle repose sur la minimisation d'une fonction quadratique sous la seule réserve d'une contrainte ellipsoïdale (le pas de descente est limité), ce qui a l'avantage d'être globalement et localement quadratique convergente. L'algorithme inverse pour les estimations de paramètres a été mis en œuvre en utilisant la fonction boîte à outils « lsqcurvefit » dans Matlab 8.a (The MathWorks, Inc., Natick, MA).

III.3.3 Transformation de données et méthodes de pondération

Avant qu'un algorithme inverse soit mis en œuvre, les données pré-vérification ou de prétraitement sont généralement développées pour analyser les données non linéaires. La transformation de données est un procédé puissant pour l'analyse des modèles de régression non linéaires par approximation linéaire ou de la modification des propriétés de données pour obtenir de meilleures estimations. Dans les statistiques, la transformation de données se réfère à la transformation linéaire ou non linéaire d'une fonction mathématique où chaque point de données y_i est remplacé par la valeur transformée $y_{Ti}=f(y_i)$. Les données linéaires transformées (telles que la division, la multiplication de toutes les valeurs de Y par une constante ou la soustraction d'une constante de toutes les valeurs) peuvent être analysées avec la régression linéaire, l'allure de la courbe d'ajustement n'étant pas modifiée. La transformation non linéaire (telle que la conversion des valeurs Y en logarithme, en racines carrées, en intégrales, en dérivés) va changer la position relative des points de données à partir de la courbe et génère une courbe différente afin de minimiser la somme des carrés. Ce type de transformation de données est généralement appliqué lorsque les données brutes ne répondent pas aux hypothèses statistiques ou bien si les données sont à différents ordres de grandeur (Motulsky et Christopoulos, 2004).

Pour le profil de la rétrodiffusion, l'intensité (variable dépendante: Y) diminue considérablement le long de la distance source-détecteur (variable indépendante X), donc les hypothèses statistiques sur la distribution gaussienne d'erreurs des données Y et sur la variation constante d'erreurs le long de l'axe des X ne sont pas respectés lors de l'application de la régression non linéaire. Par conséquent, la transformation de données non linéaire des données Y pourrait être utile pour faire une distribution plus gaussienne. La fonction logarithme convertit le modèle multiplicatif (proportionnel à la variance évolutive) en un modèle additif (variance quasi constante), et la fonction intégrale transforme les données instantanées en données accumulées, ce qui modifie la relation entre la variable indépendante et la variable dépendante, et pourrait rendre les données expérimentales conformes aux hypothèses. Par conséquent, (Cen et Lu, 2010) proposent le logarithme ou la transformation intégrale pour les données expérimentales et le modèle de diffusion.

Dans la transformation logarithmique, le logarithme népérien de l'équation (III-6) est donné ci-dessous :

$$R_{log}(\rho) = \log[C_1\Phi(\rho, z = 0) + C_2R_{flux}(\rho)] \quad \text{(III-7)}$$

L'intégrale de l'équation (III-6), définie comme étant l'intégrale du modèle de diffusion transformé, est calculé par (Gobin *et al.*, 1999)

$$R_{1couche,integré}(\rho) = \int_0^\rho R_{1couche}(\rho)\rho d\rho = C_1[f(\rho, z_0) - f(\rho, z')] + C_2[g(\rho, z_0) - g(\rho, z')] \quad \text{(III-8)}$$

$$\text{où } z' = z_0 + 2z_b \quad \text{(III-9)}$$

$$f(\rho, z) = \frac{1}{4\pi D\mu_{eff}} \left\{ \exp(-\mu_{eff}z) - \exp\left[-\mu_{eff}(\rho^2 + z^2)^{1/2}\right] \right\} \quad \text{(III-10)}$$

$$g(\rho, z) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \exp(-\mu_{eff}z) - z(\rho^2 + z^2)^{-1/2} \exp\left[-\mu_{eff}(\rho^2 + z^2)^{1/2}\right] \right\} \quad \text{(III-11)}$$

Si la dispersion des données Y est gaussienne et la variance représentative de leur dispersion est la même pour toutes les valeurs de X , alors les paramètres corrects peuvent être trouvés par les estimations des moindres carrés sans aucune transformation de données. Cependant, dans certains cas, la variance augmente souvent quand Y augmente. Avec ce type de données, la méthode des moindres carrés est inappropriée parce qu'elle tend à donner trop de poids à des points avec de grandes valeurs de Y sur la valeur de la somme des carrés et ignore les points avec de petites valeurs Y . Pour résoudre ce problème, un procédé de pondération approprié peut également être appliqué à la régression non linéaire. Une méthode commune est la pondération relative qui est définie comme la division par la somme des carrés des distances relatives des données à partir de la courbe $(\sum[(Y_{obs} - Y_{pred})]^2)$ où Y_{obs} représente les données expérimentales, et Y_{pred} est la réflectance prédite à partir du modèle de diffusion). D'autres méthodes de pondération, comme la pondération de Poisson (pondération par $1/Y_{obs}$) et la pondération par la variabilité observée, sont également utilisés dans la régression non linéaire (Motulsky et Christopoulos, 2004). Dans ce travail, nous avons opté pour l'algorithme proposé par (Cen et Lu, 2010).

III.3.4 Étalonnage de la chaîne de mesure

L'étalonnage de la chaîne de mesure a été réalisé à la longueur d'onde de 633 nm au moyen de deux types de fantôme équivalant tissu, un solide et l'autre liquide (figure III-5), en utilisant deux méthodes différentes : la rétrodiffusion (figure III-5), et la transmission de lumière pour le cas liquide (figure III-9).

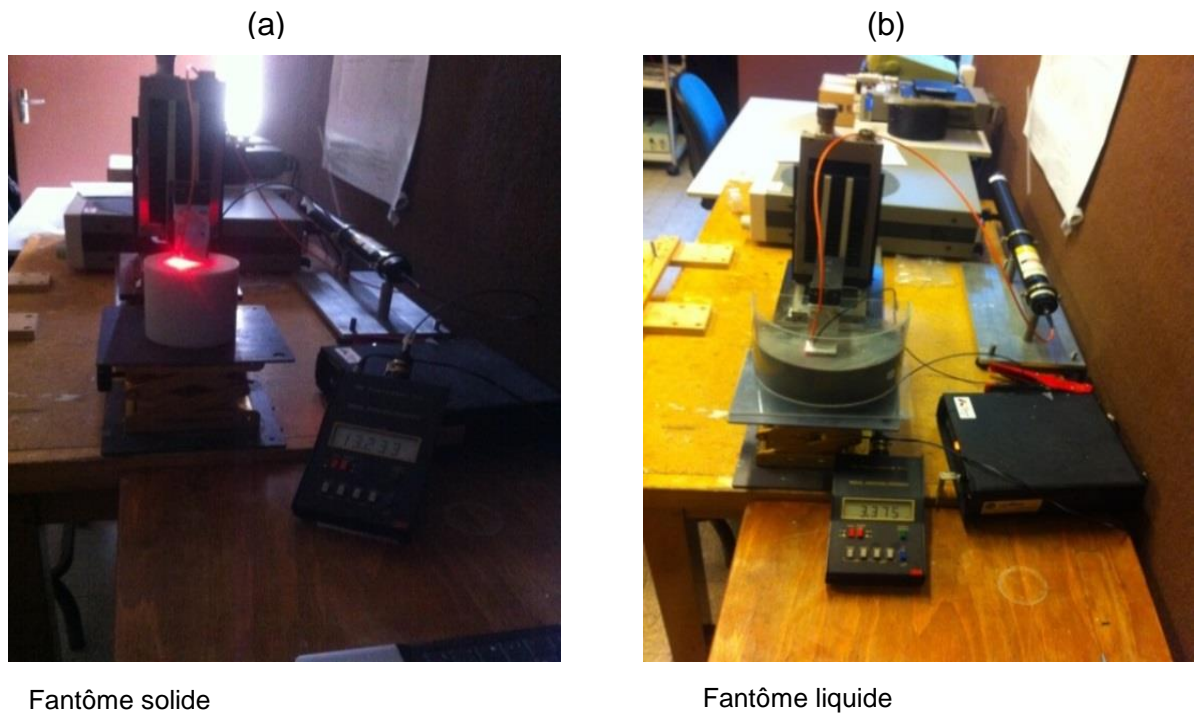


Figure III-5. Photographie de la procédure d'étalonnage en mode de rétrodiffusion à l'aide d'un fantôme; (a) solide, (b) liquide.

III.3.4.2 Étalonnage de la chaîne de mesure à partir de fantôme solide

Le fantôme solide commercialisé par INO, biomimic-Fantômes Optiques Canada, est constitué essentiellement de polyuréthane, de particules de Dioxyde de titane (TiO₂) comme particule diffusante, et de colorant ProJet 900NP pour la molécule absorbante. Nous avons choisi une forme cylindrique dont les dimensions sont 10 cm de diamètre et 10 cm de hauteur. Les valeurs des propriétés optiques à la longueur d'onde de 633 nm ont été fournies par le fabricant ($\mu_a = 0,03 \text{ mm}^{-1}$) et ($\mu'_s = 1,1 \text{ mm}^{-1}$). Les propriétés optiques sont obtenues en ajustant les données de réflectance. À l'état stationnaire, deux approches d'ajustement ont été développées respectivement par Farrell (Farrell *et al.*, 1992) (équation (III-5)) et Kienle (Kienle *et*

al., 1996) (équation (III-6)). La figure III-6 confronte les deux modèles d'ajustement précités aux résultats expérimentaux obtenus avec le fantôme solide irradié à la longueur d'onde de 633 nm. Selon l'approximation de diffusion, une distance minimale est nécessaire. De plus, une distance maximale d'ajustement peut être également observée en raison de la perte de précision à grande distance. L'ajustement a été initié dès 1,2 mm, puis arrêté à la distance de 16 mm. On peut voir qu'à partir de la distance 1,8 mm, les deux courbes d'ajustement sont fusionnées. Cela signifie qu'à partir d'une distance source détecteur égale à 2 mm, l'utilisation des deux modèles d'ajustement n'a pas d'impact sur les paramètres optiques extraits. Cependant, près de l'axe optique, le modèle Kienle est plus précis que le modèle de Farrell, car il prend en compte le flux exprimé dans l'équation (III-6).

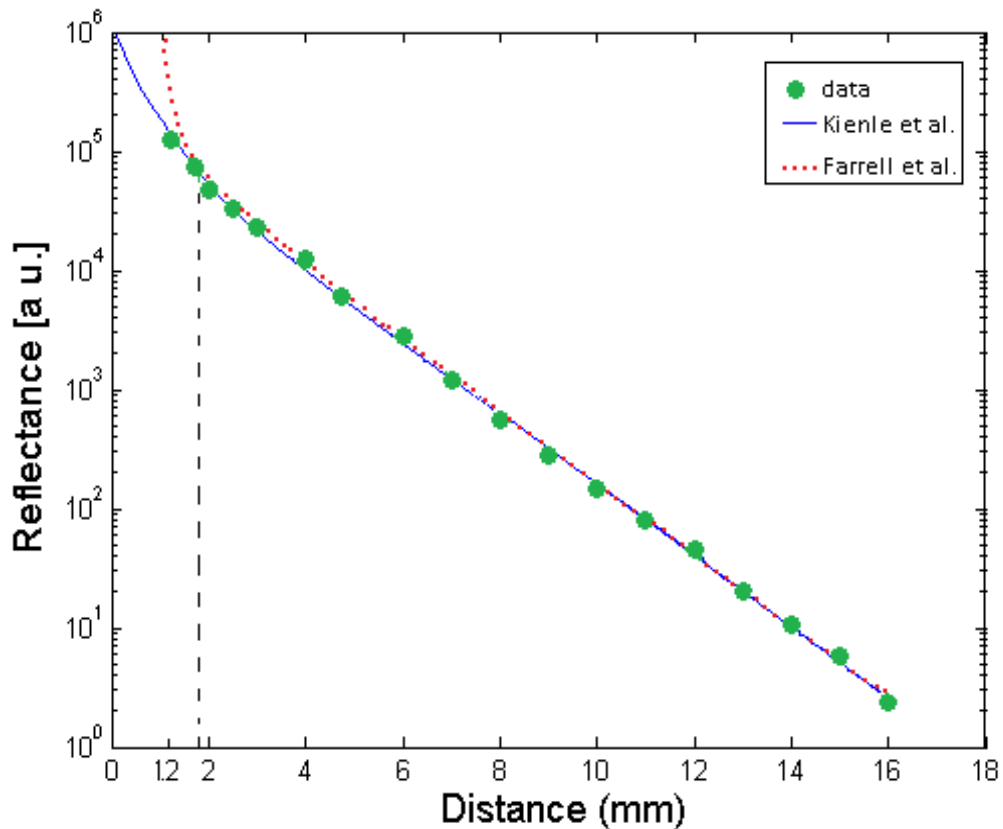


Figure III-6. Comparaison entre le modèle de Farrell et celui de Kienle pour extraire les propriétés optiques.

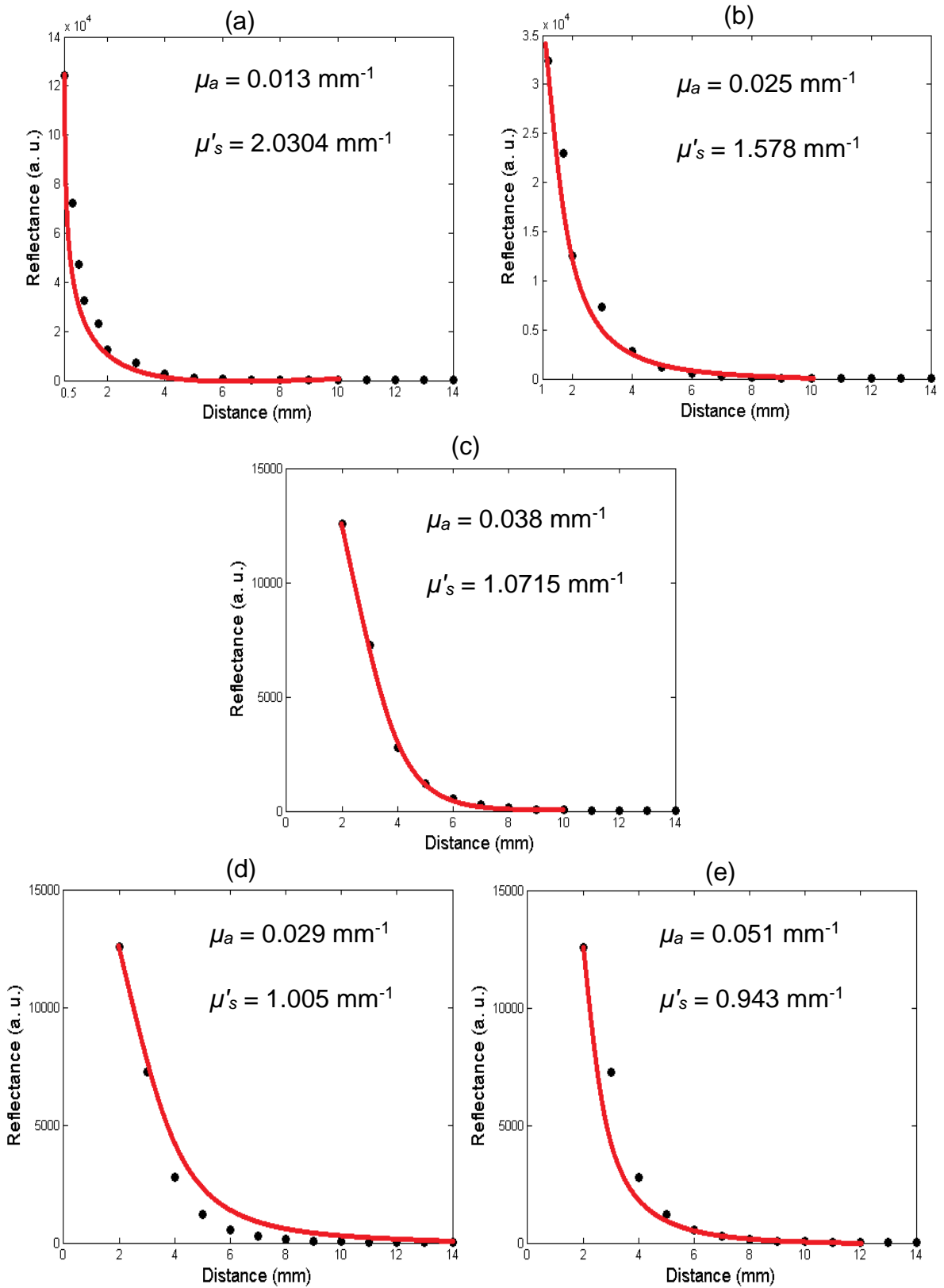


Figure III-7. Courbes d'ajustement du fantôme solide options: (a) début à la distance de 0,5 mm et fin à la distance de 10 mm, (b) début à la distance de 1 mm et fin à la distance de 10 mm, (c) début à la distance de 2 mm et fin à la distance de 10 mm, (d), début à la distance de 2 mm et fin à la distance de 12 mm (e) début à la distance de 2 mm et fin à la distance de 14 mm.

Des résultats typiques d'ajustement du fantôme solide à la longueur d'onde de 633 nm sont illustrés dans la figure III-7. La robustesse d'ajustement a été testée en utilisant différentes gammes de détection : (a) [0.5 – 10 mm]; (b) [1 – 10 mm]; (c) [2 – 10 mm]; (d) [2 – 12 mm], et (e) [2 – 14 mm]. Comme le montre la figure III-7.c, la meilleure gamme d'ajustement était l'intervalle [2 – 10 mm] pour lequel l'estimation des propriétés optiques ($\mu_a = 0.038 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu'_s = 1.0715 \text{ mm}^{-1}$) sont plus proches de celles du tissu fantôme données par le fournisseur. Cela est validé par les valeurs des paramètres statistiques obtenus: $R^2 = 0.9997$, $SSE = 2.29 \times 10^{-8}$ et $RMSE = 3.092 \times 10^{-6}$.

La validation et l'optimisation ont été faites pour un couple de paramètres optiques fixés ($\mu_a = 0,03$; $\mu'_s = 1,1 \text{ mm}^{-1}$) par les deux méthodes Farrell et Kienle. Il a été montré que le modèle de Kienle donne un meilleur ajustement lorsque le détecteur est proche de la source. En conséquence, tous les essais de recouvrement des paramètres optiques des tissus de la pomme et des autres fantômes seront réalisés à l'aide de ce modèle. Afin d'étendre la gamme des paramètres optiques à recouverts, un fantôme liquide composé de lait, d'eau distillée et d'encre de chine noire a été utilisé. Ce fantôme offre la possibilité de faire des mesures en rétrodiffusion ou en transmission.

III.3.4.1 Étalonnage de la chaîne de mesure à partir de fantômes liquides

Le fantôme liquide est composé d'eau distillée, de lait entier et d'encre de Chine (figure III-8). Le lait est un liquide peu absorbant mais très diffusant au contraire de l'encre de Chine qui est très absorbante. Cinq solutions testées sont données dans le tableau III-1. Elles sont composées de telle sorte que la somme des concentrations des trois constituants soit égale à 1. Il faut, cependant, remarquer que dans la pratique, une erreur expérimentale est ici inévitablement due aux faibles concentrations d'encre de Chine. Ainsi, la solution 3 est composée de 879 ml d'eau distillée et 120 ml de lait auxquels sont ajoutés 20 μl d'encre de Chine.

Tableau III-1. Mélanges (eau, lait, encre) ayant servi à l'étalonnage

Mélange	Eau distillée (ml)	Lait entier (ml)	Encre (μl)
1	939,92	60	80
2	879,96	100	40
3	879,98	120	20
4	909,94	80	60
5	959,90	40	100
Lait entier	0	1000	0



Figure III-8. Photographie des cinq solutions ayant servi à l'étalonnage.

- **mode de rétrodiffusion**

Les propriétés optiques des cinq solutions ont été mesurées en utilisant la méthode de Kienle (équation (III-6)). Les valeurs obtenues sont la moyenne de cinq répétitions. Les résultats relatifs à μ_a et μ'_s sont répertoriés dans le Tableau III-2.

Tableau III-2. Valeurs des propriétés optiques des solutions testées.

Mélange	μ_a (mm ⁻¹)	μ'_s (mm ⁻¹)
1	0,0168	1,3232
2	0,0098	1,7262
3	0,0063	1,9297
4	0,0130	1,4390
5	0,0171	0,902
Lait entier	0,0035	2,9165

L'estimation de ces deux grandeurs est effectuée par ajustement grâce à la méthode «Trust-Region ». Un test de comparaison portant sur du lait demi-écrémé a aussi été réalisé en utilisant la caméra : les valeurs des paramètres optiques sont du même ordre de grandeur que celles présentées dans la littérature (Prat, 2002; Madieta, 2007).

- **mode de transmission**

Le montage de mesure en transmission (Le Pommellec et L'Huillier 2011), représenté sur la figure III-9, est constitué d'une matrice de diodes électroluminescentes LED (environ 630 nm, 10cm×10 cm, 1.5 mW/mm²), d'une fibre optique de type multimode (diamètre de cœur 600 μ m ; Ouverture Numérique =

0,37), placée dans un cathéter et plongée dans la solution (voir tableau III-1) suivant l'axe du faisceau. L'autre extrémité est interfacée à une photodiode (seuil de détection de l'ordre du nW). Le rayonnement incident est délimité par un diaphragme de 80 mm de diamètre. La distance entre le diaphragme et le fond du récipient étant inférieure à 1 mm, le faisceau est supposé collimaté et de direction normale à l'interface (sens positif correspondant à la profondeur des tissus).

Le débit de fluence totale $\Phi(x, y, z)$ ($W \cdot mm^{-2}$) à la position (x, y, z) à l'intérieur du milieu est divisé en deux composantes : l'une collimatée $\Phi_c(x, y, z)$ et l'autre diffusée $\Phi_d(x, y, z)$. Soit

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_c(x, y, z) + \Phi_d(x, y, z) \quad \text{(III-12)}$$

La composante collimatée satisfait à la loi de Beer-Lambert :

$$\Phi_c(x, y, z) = \Phi_c(x, y, 0) \exp[-\mu_t z] \quad \text{(III-13)}$$

où $\Phi_c(x, y, 0)$ est le flux de photons collimaté au point $(x, y, 0)$ sur la surface du milieu, $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ est le coefficient d'atténuation total, μ_a (mm^{-1}) est le coefficient d'absorption, et μ_s (mm^{-1}) est le coefficient de diffusion.

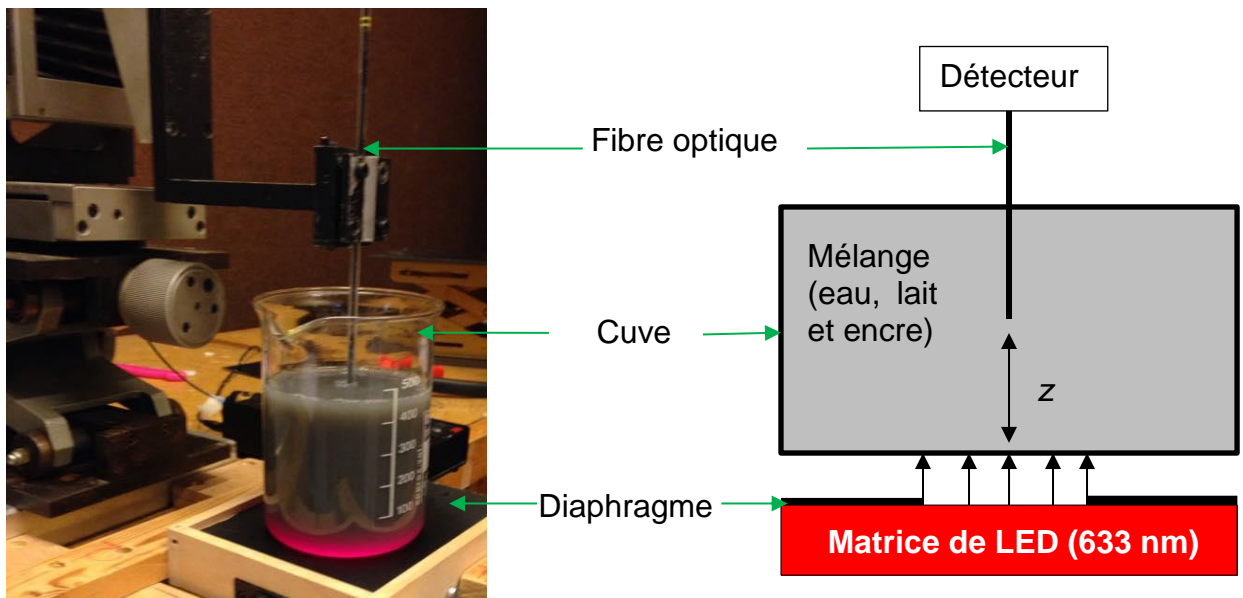


Figure III-9. Photographie et schéma de la procédure d'étalonnage en mode de transmission à l'aide d'un fantôme liquide et d'une matrice LED émettant à la longueur d'onde 633 nm.

La composante diffusée $\Phi_d(x, y, z)$ est solution de l'équation de diffusion:

$$\nabla^2 \Phi_d(x, y, z) - \mu_{eff}^2 \Phi_d(x, y, z) = -3\mu_s [\mu_s + g \mu_a] \Phi_c(x, y, 0) \exp(-\mu_t z) \quad \text{(III-14)}$$

où g est le facteur d'anisotropie et $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a (\mu_a + (1-g)\mu_s)}$ est le coefficient d'atténuation effectif.

La taille du faisceau est suffisamment large pour se rapprocher de la solution 1-D (Deulin et L'Huillier, 2006). La solution 1-D pour le flux diffusé est alors la suivante :

$$\Phi_d(z) = A.e^{-\mu_{eff} \cdot z} + B.e^{-\mu_t \cdot z} \quad \text{(III-15)}$$

où A et B sont des constantes.

Le protocole de mesure consiste alors à mesurer l'intensité du faisceau $I(z)$ à partir de $z = 0$ mm, puis à déplacer la fibre optique par pas de 1 mm suivant l'axe z . Lorsque le deuxième terme de l'équation (III-15) devient négligeable, la pente de la courbe qui exprime la dépendance entre $\ln[I(z)/I(z=0)]$ et la profondeur z (mm) fixe la valeur du coefficient d'atténuation effectif μ_{eff} du milieu.

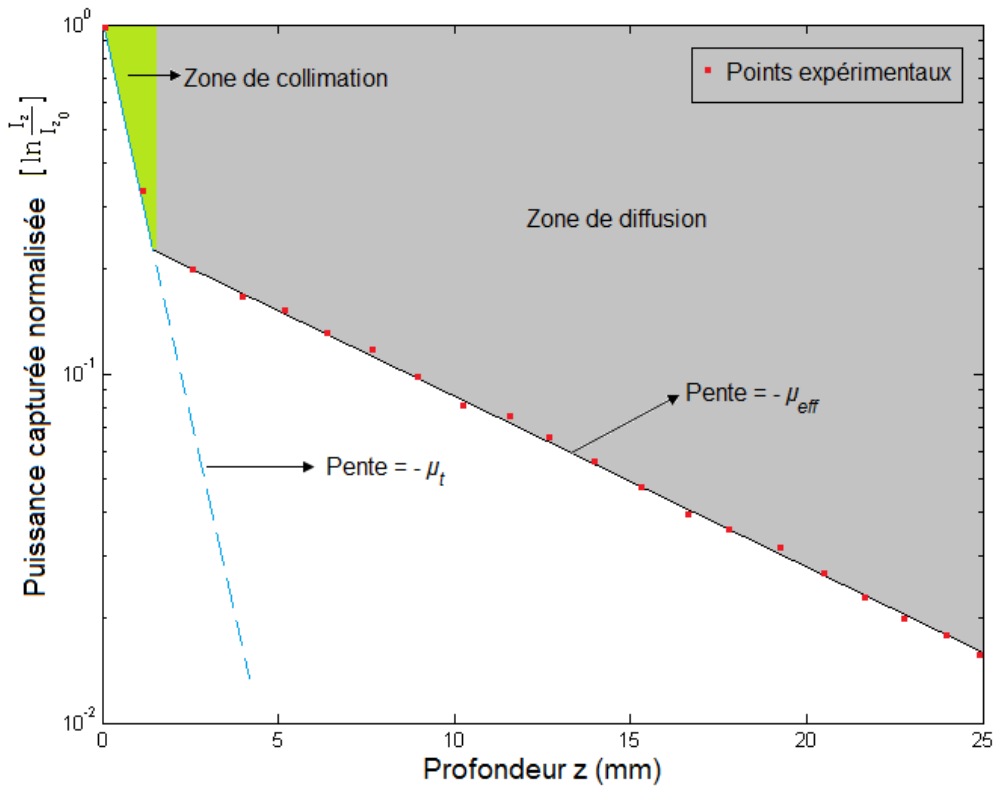


Figure III-10. Évolution de la puissance lumineuse normalisée $\frac{I_{(0,z)}}{I_{(0,0)}}$ le long de l'axe du faisceau (Oz) dans une solution de lait entier ($\mu_{eff} = 0,162 \text{ mm}^{-1}$).

La Figure III-10 décrit l'évolution du logarithme népérien de la puissance (normalisée) captée par une fibre optique déplacée axialement au cœur de la solution du lait entier ($\mu_{eff} = 0,162 \text{ mm}^{-1}$). La courbe tracée montre la possibilité d'accéder aux paramètres μ_t (coefficient d'atténuation total) et μ_{eff} (coefficient d'atténuation effectif). Lorsque la sonde s'éloigne suffisamment de la surface, le premier terme de l'équation III-15 devient prépondérant, ce qui permet d'accéder au coefficient μ_{eff} par la transformation logarithmique.

Tableau III-3. Valeurs des coefficients d'atténuation effectifs des solutions testées.

Mélange	μ_{eff} calculé (mm^{-1})	μ_{eff} mesuré (mm^{-1})*	Erreurs
1	0,26	0,236	9 %
2	0,226	0,210	7 %
3	0,192	0,187	2 %
4	0,238	0,234	1,6 %
5	0,217	0,219	0,9 %
Lait	0,174	0,162	6 %

Le tableau III-3 compare les valeurs des μ_{eff} obtenues par la méthode de transmission à ceux calculés par les valeurs de μ_a et μ'_s du tableau III-2 à partir de la formule $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)}$. On remarque une bonne concordance entre les résultats calculés et ceux mesurés, les erreurs relatives restant en dessous de 10 %.

Dans ce chapitre, différentes procédures basées sur les méthodes de transmission et de rétrodiffusion ont permis d'étalonner le banc optique. Les résultats obtenus lors du test d'un fantôme solide ont permis d'optimiser la plage de mesure à partir d'un jeu de paramètres optiques de référence. L'utilisation d'un fantôme liquide réalisé à partir de différentes concentrations de lait, d'eau et d'encre de chine a offert la possibilité de retrouver les coefficients (μ_a , μ'_s) obtenus en mode de rétrodiffusion et de comparer la valeur du coefficient μ_{eff} déduit de la valeur mesurée en mode de transmission.

Chapitre IV

**Imagerie multispectrale de différentes
variétés de pommes**

Dans ce chapitre, nous exposons d'abord les résultats liés à la cartographie optique des pommes visant à appréhender l'effet du rayon de courbure, et ensuite ceux relatifs à l'imagerie multispectrale des tissus de la pomme intacte (peau et chair) ou pelée (chair seule).

IV.1 Cartographie optique des pommes

Ce travail s'attache à caractériser les pommes par mesure 3-D des paramètres optiques. Les pommes présentent généralement des formes convexes. Lors de leurs croissance jusqu'à la phase de maturité, une partie de la pomme ne sera pas exposée au rayonnement solaire. Ces deux aspects doivent être pris en compte lors de l'estimation des paramètres optiques de la chair.

IV.1.1 Matériels et méthodes

IV.1.1.1 Les fruits

Les expérimentations ont porté sur 7 fruits de la variété Royal Gala de qualité commerciale. Ils sont issus d'un ensemble plus vaste de manière à constituer un groupe homogène tant du point de vue de leurs colorations, de leurs masses, ainsi que de leurs dimensions. La coloration rouge foncé était beaucoup plus prononcée du côté ensoleillé, tandis que la forme des pommes utilisées spécifiquement dans cette étude était de forme tronconique. Le diamètre équatorial moyen est de 6,3 cm avec un écart-type de 19%, et la hauteur de 7,6 cm avec un écart-type de 13%. Les pommes ont été conservées à 4°C. Comme la température des fruits influence considérablement leurs propriétés mécaniques (Grochowicz et Nadulski 1997), ceux-ci ont été apportés dans la pièce 24 h avant l'expérimentation afin de stabiliser leur température. Des travaux préliminaires ont, en effet, montré que la constante de temps thermique est de 4 à 10 h.

IV.1.1.2 Démarche expérimentale

Le dispositif utilisé pour mesurer les paramètres optiques en fonction de la courbure locale de la pomme est représenté par la figure IV-1. Il est constitué d'une source lumineuse, d'une caméra CCD et d'un système goniométrique à deux degrés de liberté.

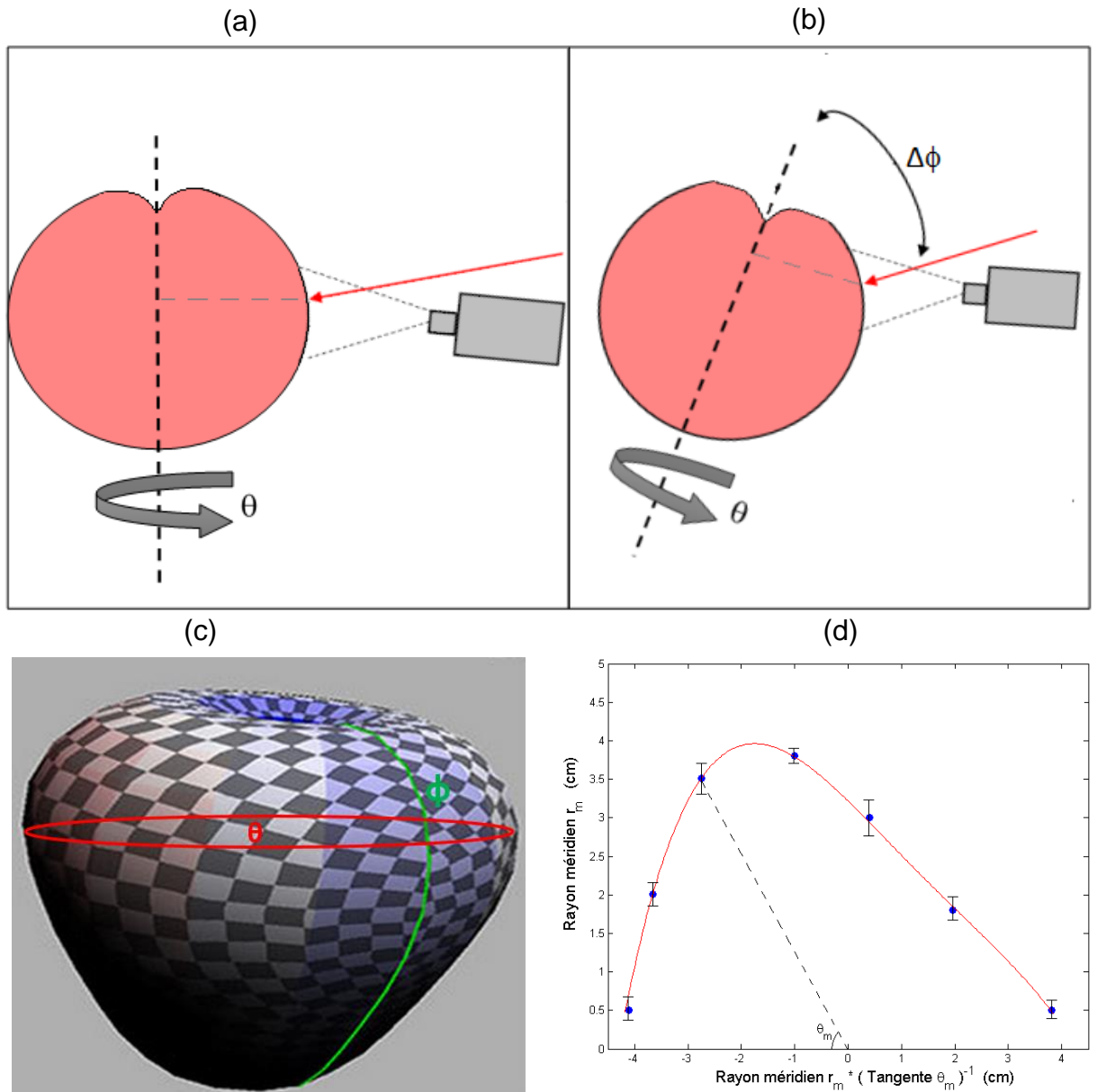


Figure IV-1. Illustration de la procédure mise en œuvre pour mesure des paramètres optiques des pommes en fonction du rayon de courbure locale. (a – b) Exemples de mesure pour deux cas d'angle ϕ différents. (c) Représentation des repères spatiaux-angulaires (θ , ϕ). (d) discrétisation angulaire des points de mesure choisis.

Le faisceau lumineux de 1 mm de diamètre est issu d'une source laser Hélium-Néon émettant à la longueur d'onde de 633 nm. Une caméra, placée dans le plan parallèle du faisceau laser, sert à capturer la lumière rétrodiffusée à chaque position angulaire (θ , ϕ).

La pomme subit dans un premier temps une rotation manuelle d'angle ϕ compris entre $[30 - 150^\circ]$ avec un pas de 30° . À chaque rotation d'angle ϕ , la position de la

pomme est réajustée de telle sorte que le faisceau laser soit toujours normal à la surface de la pomme (voir la figure IV-1. (a, b)).

À chaque position d'angle ϕ , la pomme subit une seconde rotation manuelle d'angle θ compris entre $[0 - 360^\circ]$ avec un pas de 30° (figure IV-1. (c, d)). L'estimation des paramètres optiques (μ_a , μ'_s) est réalisée suivant la procédure décrite dans le chapitre précédent en utilisant le modèle de Kienle basé sur l'équation (III-6). Ce modèle est appliqué suivant la ligne méridienne correspondant à l'angle ϕ .

IV.1.2 Résultats et discussions

Dans cette section, nous exposons les résultats relatifs à la procédure décrite ci-dessus. Les figures IV-2 et IV-3, présentent respectivement l'évolution du coefficient d'absorption μ_a et du coefficient de diffusion réduit μ'_s en fonction de l'angle ϕ à θ constant. Le coefficient d'absorption μ_a décroît et atteint une zone stable à partir de l'angle $\phi = 90^\circ$ qui peut être assimilé à la mesure effectuée sur un plan. En revanche, le coefficient de diffusion réduit μ'_s croît jusqu'à une valeur de l'angle $\phi = 90^\circ$, puis tend vers une valeur proche de celle mesurée sur un plan.

Les figures IV-4 et IV-5, montrent respectivement l'évolution du coefficient d'absorption μ_a et du coefficient de diffusion réduit μ'_s en fonction l'angle θ pour cinq valeurs de l'angle ϕ égales à 30, 60, 90, 120, et 150° . Elles confirment que μ'_s n'est pas sensible le long d'une section du fruit étudié. Ce qui semble montrer que la structure du fruit ne change pas circonférentiellement. Au contraire, le coefficient d'absorption μ_a présente des variations des valeurs en fonction de l'angle θ . Celles-ci peuvent être imputées aux différentes expositions du fruit à la lumière émise par le soleil.

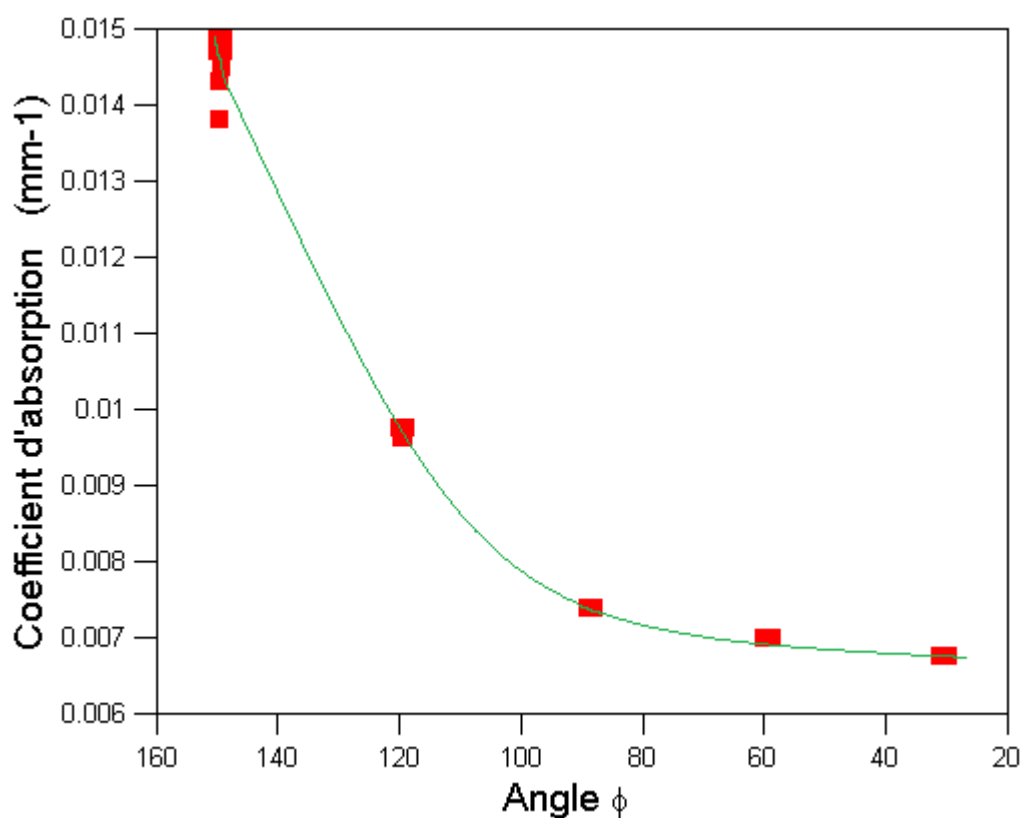


Figure IV-2. Évolution du coefficient d'absorption en fonction de l'angle ϕ .

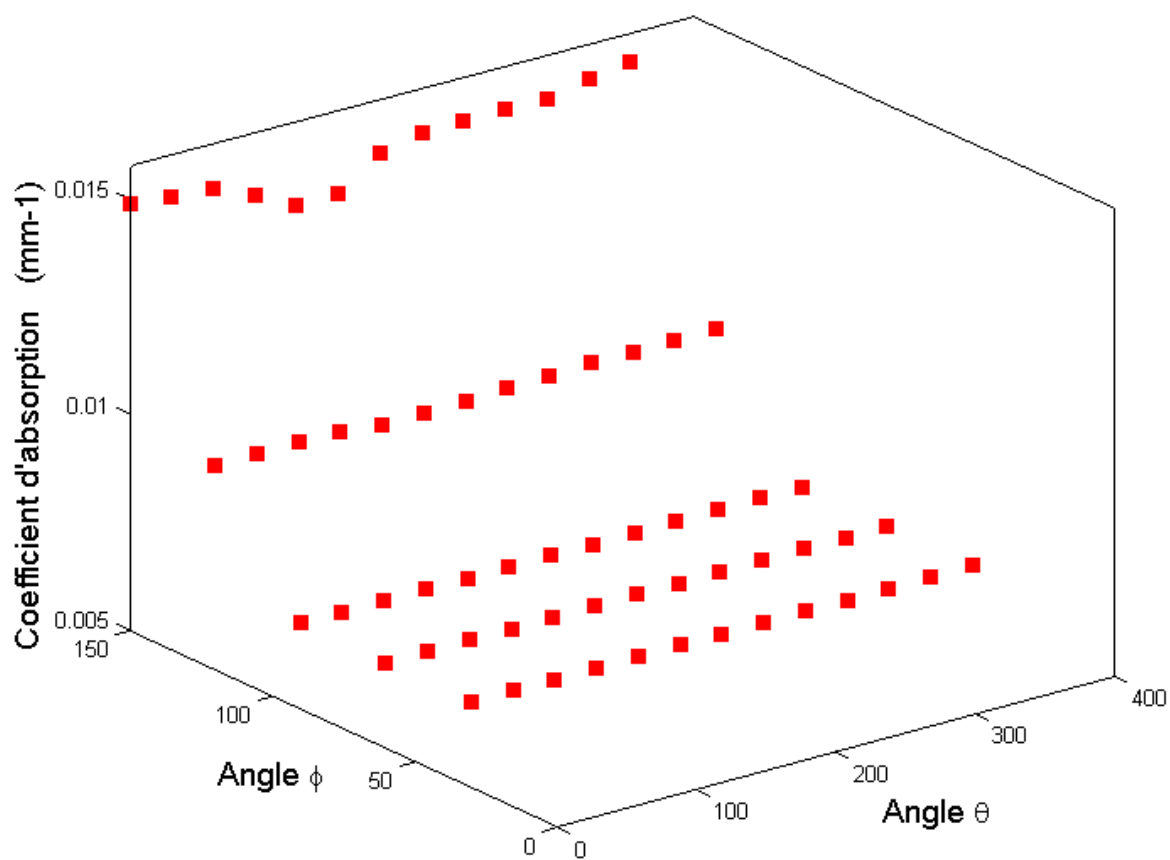


Figure IV-3. Évolution du coefficient d'absorption en fonction des deux angles ϕ et θ .

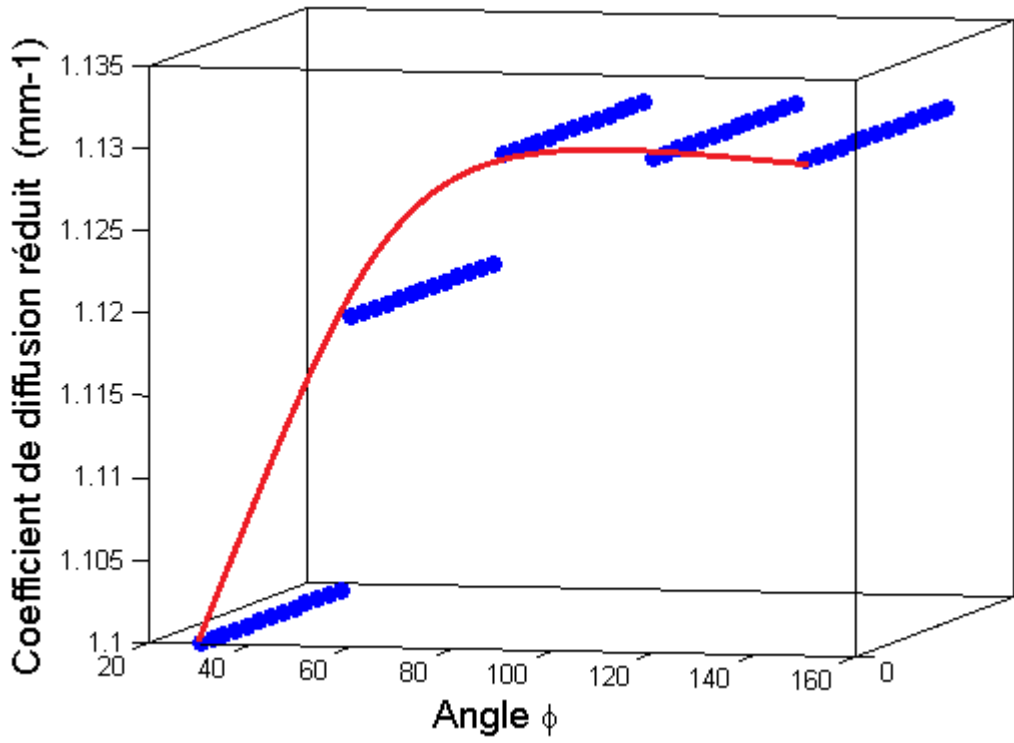


Figure IV-4. Évolution du coefficient de diffusion réduit en fonction de l'angle ϕ .

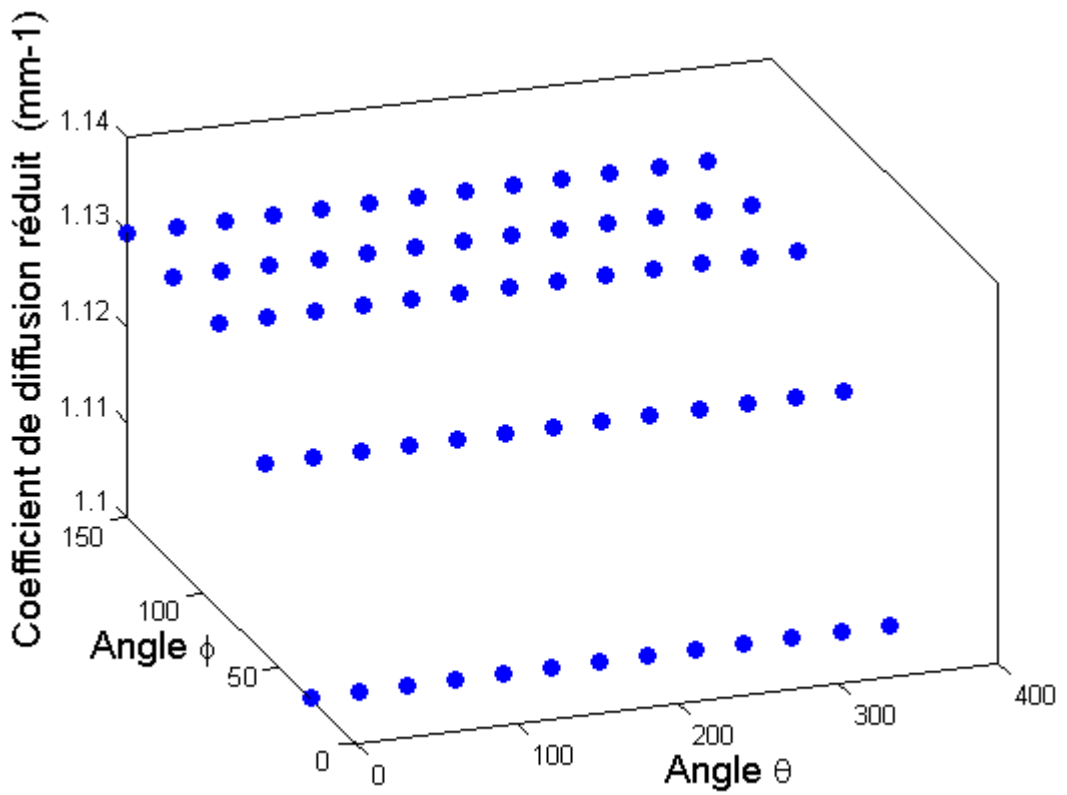


Figure IV-5. Évolution du coefficient de diffusion réduit en fonction des angles ϕ et θ .

IV.1.3 Conclusion

Cette étude préliminaire montre que lorsque le rayon de courbure de la zone de mesure est petit (< à 15 mm), il y a une surestimation du coefficient d'absorption μ_a et sous-estimation du coefficient de diffusion réduit μ'_s , ce qui confirme les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo (Vaudelle et L'Huillier, 2015; Askoura *et al.*, 2016). Il semble donc intéressant d'effectuer des mesures en cherchant les zones aplanies sur le fruit, et en effectuant des mesures sur maintes zones à la surface du fruit

IV.2 Imagerie multispectrale des tissus de la pomme

Dans cette partie nous montrons le rôle que joue la peau sur la propagation de la lumière à l'intérieur des pommes. Des pommes entières et coupées, pelées ou non, ont été testées à quatre longueurs d'onde, puis les images capturées ont été analysées pour afficher les profils lumineux rétrodiffusés liés à chaque configuration étudiée.

Les objectifs spécifiques de ces différentes investigations sont les suivants:

- Caractériser les images, les profils de lumière rétrodiffusée et classer les échantillons au moyen de paramètres adimensionnés.
- Évaluer les paramètres optiques de pommes non pelées et pelées, en utilisant un algorithme d'ajustement approprié.

IV.2.1 Matériels et méthodes

IV.2.1.1 Configuration et arrangements des tissus

Le dispositif expérimental utilisé dans ce travail est schématiquement illustré par la figure IV-6. L'appareillage a déjà été décrit dans le chapitre III. Deux différentes configurations ont été utilisées pour étudier les caractéristiques optiques de pommes entières et coupées : en mode de rétrodiffusion (figure IV-6.a), et en mode de transmission à 90° (figure IV-6.b). Dans le cas de pommes entières en mode de rétrodiffusion, l'angle θ entre le faisceau de lumière incidente et l'axe optique de la

caméra a été fixé à 15° afin de réduire la partie spéculaire de la lumière réémise (Qin et Lu, 2008; Qing *et al.*, 2008; Hashim *et al.*, 2013).

Dans le cas des pommes coupées (figure IV-6.b), la source est dirigée suivant l'axe Ox et impacte la frontière convexe de la demi-pomme, tandis que la caméra CCD capture des images issues du plan équatorial ($\theta = 90^\circ$).

Dans les deux cas, la distance entre la surface de l'échantillon et la caméra a été ajustée par un moteur pas à pas et fixée à 250 mm. L'aire effective maximale que peut capturer la caméra a été estimée comme l'aire suivant laquelle on recueille jusqu'à 90% de l'intensité réelle. En utilisant la relation rapportée par Peng et Lu (2006), cela correspond à un diamètre effectif de détection de 25 mm.

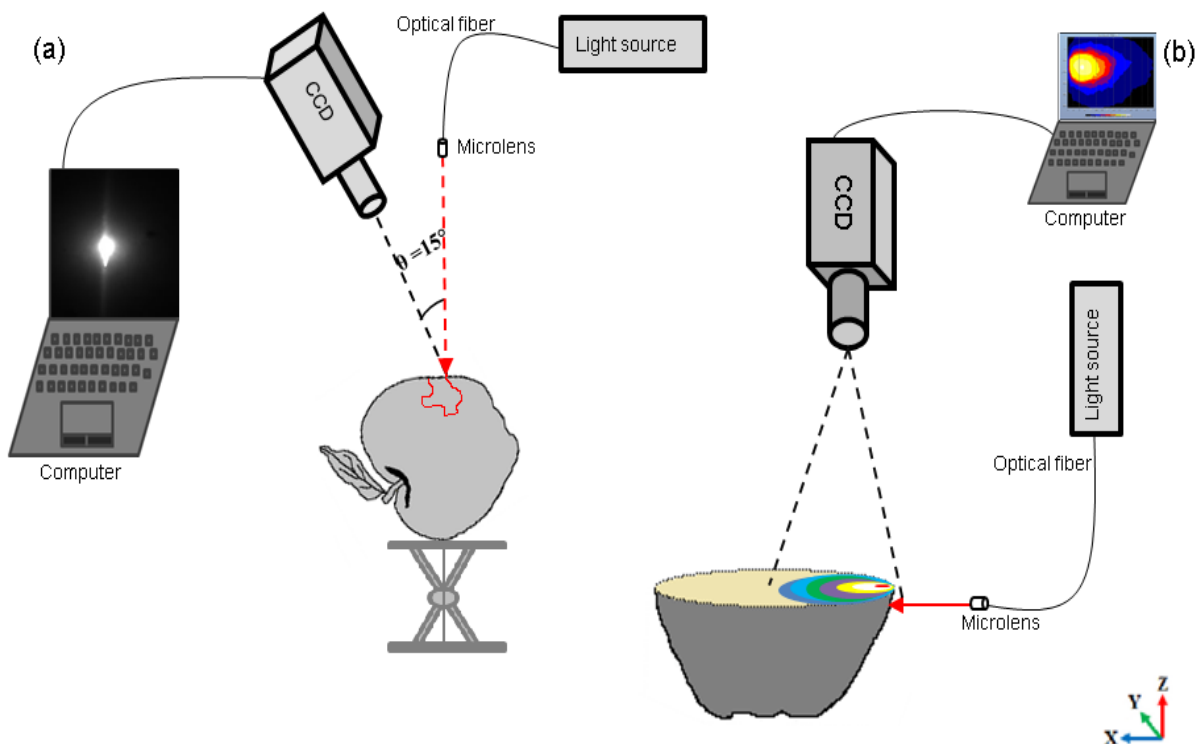


Figure IV-6. Montage expérimental utilisé pour acquérir des images de réflectance diffuse à partir de: (a) échantillon de pomme entière et (b) échantillon de pomme coupée au niveau du plan équatorial.

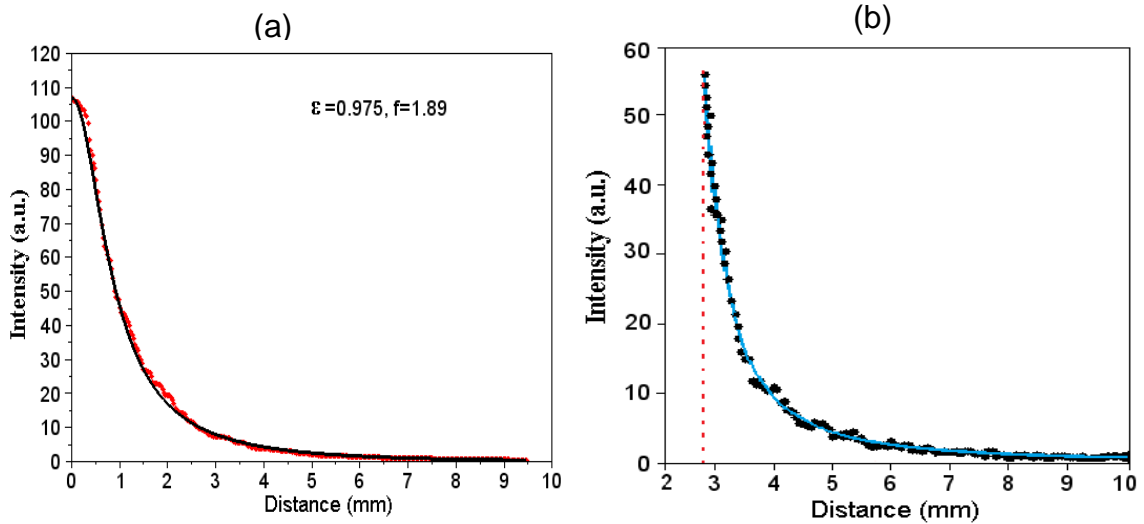


Figure IV-7. (a) Profil moyenné ajusté (Eq IV-2) pour extraire R_{\max} et FWHM ; (b) profil moyenné ajusté (Eq III-6) pour l'estimation des paramètres optiques

$$R_e(\rho) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} I_v dS \cos^2 \theta d\theta \quad (\text{VI-1})$$

R_e est l'intensité capturée par la caméra, I_v est l'intensité recherchée, ρ est la distance radiale, θ_1 et θ_2 sont les angles limites de détection de la caméra qui doivent être calculés pour chaque point appartenant à la frontière convexe.

Pour chaque mesure, une sélection appropriée de plusieurs filtres de densité neutre a été utilisée afin d'enregistrer le nombre maximum de photons sur la puce CCD, tout en évitant la saturation.

IV.2.1.2 Les fruits

Dans les expériences, 42 fruits appartenant à trois variétés de pommes Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith ont été utilisés. Ils ont été récoltés à la fin de 2014. En outre, la taille, le poids et la coloration de chaque variété de pommes étaient également homogènes. Par exemple, la valeur moyenne du diamètre liée à l'ensemble des pommes était 67.50 mm avec une déviation relative standard de 13%. Avant l'expérience, les pommes ont été stockées dans un environnement contrôlé (2% O₂ et CO₂ de 3% à 0° C) pendant environ 15 jours. Par la suite, les pommes ont été maintenues à la température de 24° C pendant plus de 15 h avant le déroulement de l'expérience.

Comme mentionné ci-dessus, les échantillons de pommes ont été testés avec et sans peau. Dans ce dernier cas, une grande surface de peau faisant face à la source laser a été éliminée à l'aide d'une lame chirurgicale sur une profondeur d'environ 0,5 mm de tissu.

IV 2. 1. 3 Traitement de signaux

La procédure du traitement d'image est décrite en détail dans le chapitre III. Deux paramètres spécifiques calculés à partir des images rétrodiffusées sont retenus : la valeur maximale d'intensité (R_{\max}) et la largeur à mi-hauteur (FWHM). La figure IV-7.a montre en particulier un ajustement du profil radial de l'image, tracé à partir de la position maximale estimée par un modèle de Gauss-Lorentz :

$$R_{GL}(\rho) = \text{offset} + \frac{R_{\max} - \text{offset}}{\left[1 + \varepsilon \left(\frac{2\rho}{FWHM}\right)^f\right] \exp\left[\frac{(1-\varepsilon)}{2} \cdot \left(\frac{2\rho}{FWHM}\right)^2\right]} \quad (\text{IV-2})$$

où $R_{GL}(\rho)$ est la valeur Gauss-Lorentz ajustée à la distance ρ .

Cette fonction est la plus adaptée pour effectuer cet ajustement. Cette équation résulte d'une combinaison de modèles rapportés par (Peng et Lu, 2008) et (Lorente *et al.*, 2015). En particulier, le processus d'ajustement permet de déterminer les paramètres R_{\max} et FWHM.

Nous avons vérifié que tous les profils moyennés peuvent être ajustés utilisant l'équation IV-2. Le profil typique de la figure IV-7.a est obtenu avec $\varepsilon = 0,975$ et $f = 1,89$.

Par contre, dès que l'on s'éloigne du maximum (~2 mm), un modèle plus adéquat fondé sur l'équation de Kienle *et al.*, (Eq III-6) permet de mieux ajuster les points expérimentaux. La figure IV-7.b montre un exemple typique limité à la plage de détection optimale de 2,8 à 10 mm.

IV.2.2. Résultats et discussion

IV.2.2.1 Les données en mode rétrodiffusion

Des images typiques de rétrodiffusion liées aux pommes Granny Smith, Golden Delicious, et Royal Gala avec et sans la peau, et acquises aux longueurs d'onde 633 nm, 763, 784 et 852 nm, sont illustrées dans la figure IV-8 (a - h). Lorsque la

Granny Smith est éclairée aux longueurs d'onde de 633 nm et 852 nm (figure IV-8 (a – d)), la taille des images de rétrodiffusion semble plus large pour l'échantillon sans peau que pour celui avec peau. Le même effet peut aussi être observé dans la figure IV-8 (e – f) liée à la Golden Delicious illuminée à 763 nm. En revanche, l'image acquise à 784 nm sur un échantillon non pelé de Royal Gala (figure IV-8 (g– h)), apparaît plus large. Il est à noter que pour toutes les variétés étudiées, les images les plus larges sont obtenues à 633 nm.

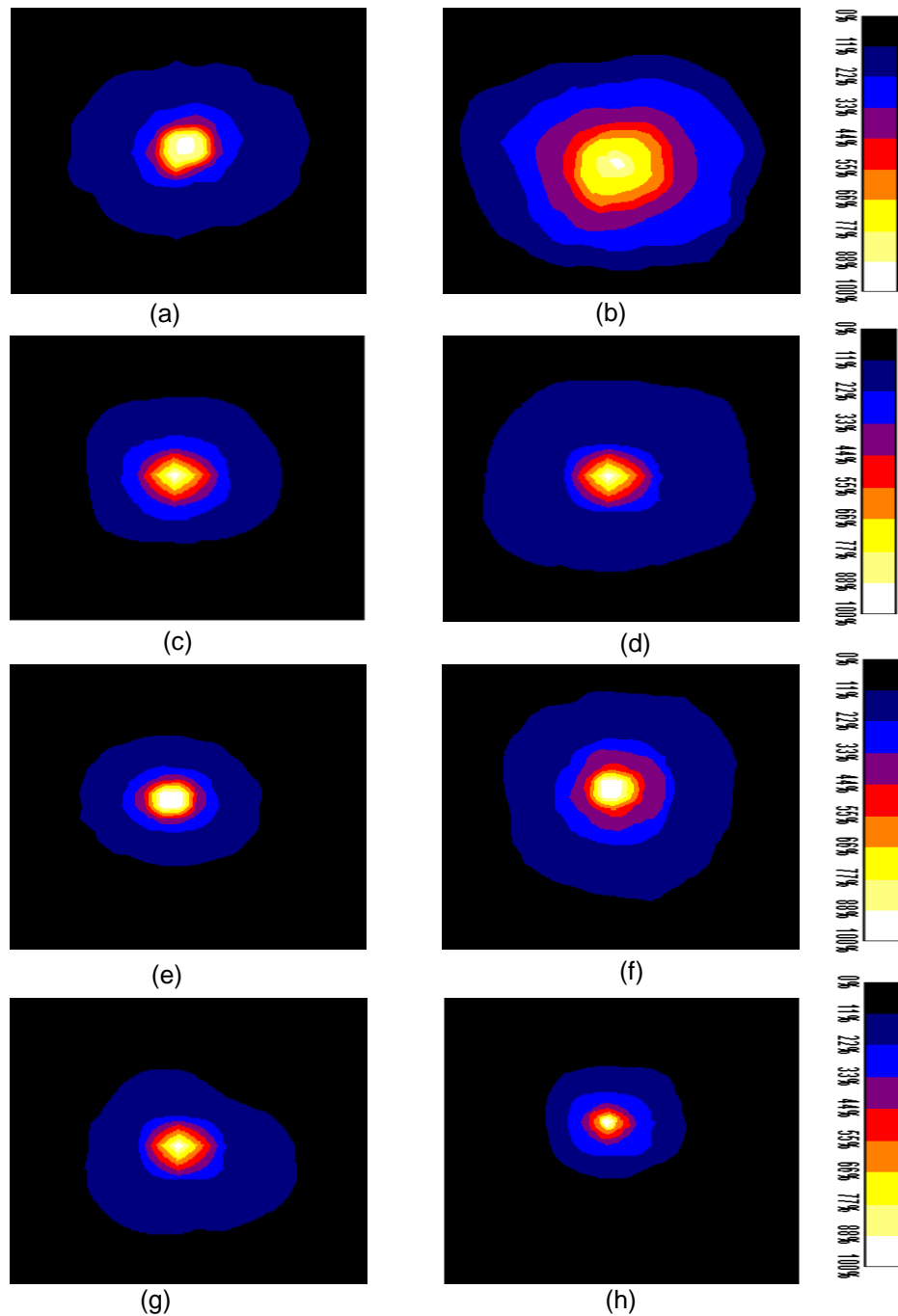


Figure IV-8. Images de rétrodiffusion traitées; (a, b) Granny Smith avec et sans peau à 633nm; (c, d) Granny Smith avec et sans peau à 852nm; (e, f) Golden Delicious avec et sans peau à 763 nm; (g, h) Gala royal avec et sans peau à 784nm.

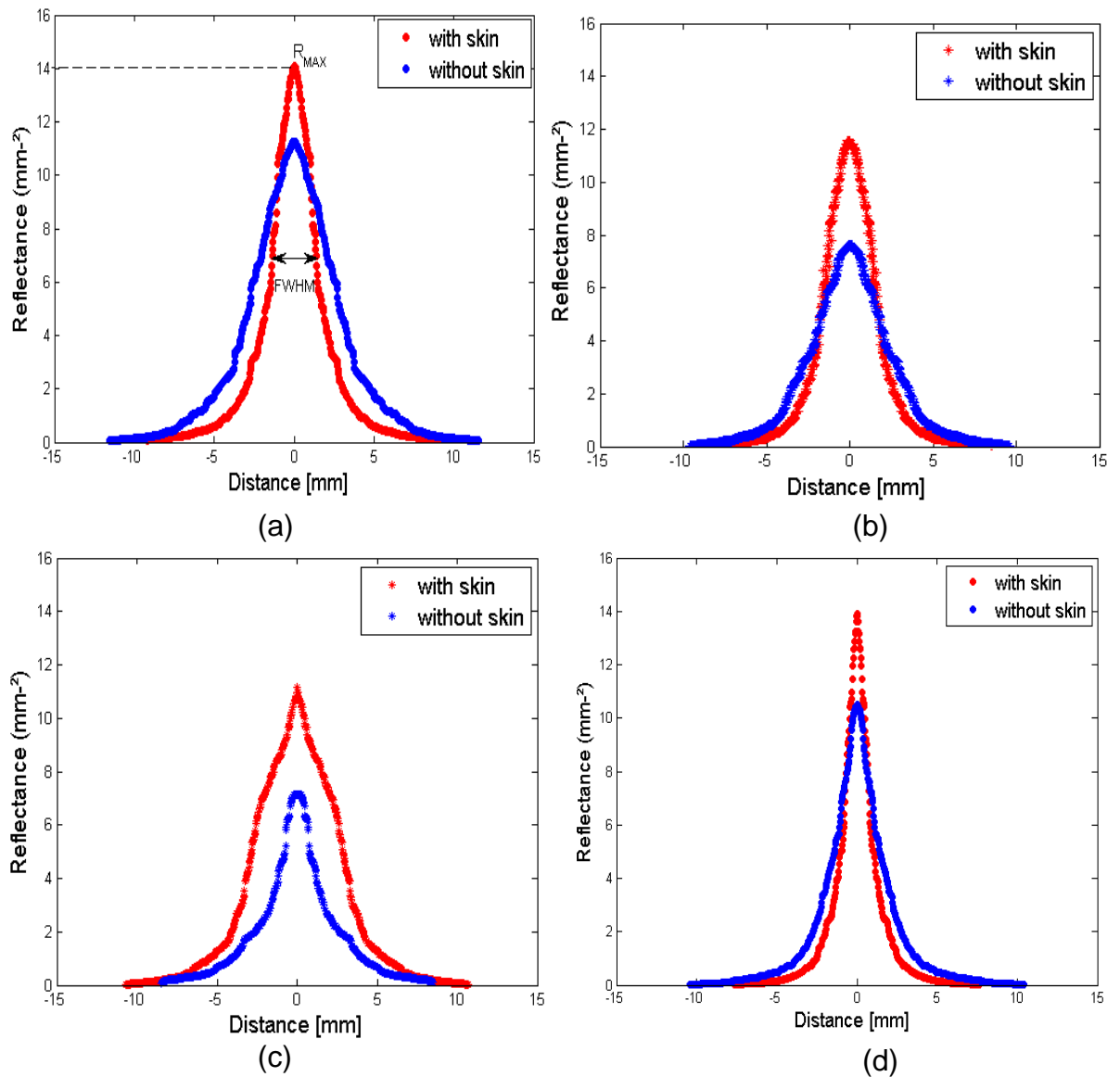


Figure IV-9. Profils de réflectance acquis sur un échantillon de pomme avec et sans la peau; (a) Granny Smith au 633 nm; (b) Golden Delicious à 763nm; (c) Gala royal à 784nm; (d) Granny Smith à 852nm.

Pour mieux analyser les images typiques de rétrodiffusion, 18 lignes de balayages centrées sur la position estimée de l'intensité maximale et espacées d'un angle de 10° ont été enregistrées. Les données ont été moyennées afin de représenter un profil moyen unique. Cette méthode présente l'avantage de produire des mesures moins dépendantes des variations spatiales des propriétés optiques du tissu, et permet d'augmenter le rapport signal sur bruit (SNR). Des profils extraits des images de la figure IV-8, sont représentés dans la figure IV-9 (a–d). Ils montrent que l'intensité maximale liée à la pomme intacte est toujours plus grande que celle obtenue sur la pomme sans la peau, à l'exception de la Golden Delicious irradiée à la longueur d'onde de 852 nm.

Des valeurs d'intensité maximale R_{\max} et de largeur à mi-hauteur FWHM liées à chaque variété de pomme étudiées à quatre longueurs d'onde sont données dans le tableau IV-1. Dans le cas des Granny Smith et Golden Delicious, la valeur FWHM était plus élevée pour la pomme sans peau que pour la pomme intacte. Par ailleurs, la valeur de FWHM est plus petite dans le cas de la pomme Royal Gala sans peau que pour celui de la pomme intacte, et ceci pour les trois longueurs d'onde 763, 784 et 852 nm. Cependant, la valeur de FWHM reste pratiquement inchangée pour cette variété de pomme, qu'elle soit pelée ou non, et étudiée à la longueur d'onde de 633 nm.

Tableau IV-1. Valeurs d'intensité maximale R_{\max} (mm^{-2}) et de la largeur à mi-hauteur FWHM (mm) liées à chaque variété de pomme (avec et sans peau) et étudiée à quatre longueurs d'onde.

pommes	633 nm		763 nm		784 nm		852 nm	
	R_{\max}	FWHM	R_{\max}	FWHM	R_{\max}	FWHM	R_{\max}	FWHM
Gala_avec peau	12.98±7 ^a	6.52±2 ^a	09.51±3 ^a	3.28±1 ^a	11.14±6 ^a	5.38±3 ^a	13.35±6 ^a	4.41±2 ^a
Gala_sans peau	11.18±6 ^a	6.64±3 ^a	09.15±6 ^a	1.85±1 ^a	07.16±3 ^b	2.77±2 ^a	08.69±3 ^b	3.18±1 ^a
Granny_avec peau	14.07±3 ^a	2.75±1 ^b	14.71±8 ^a	1.84±1 ^a	13.04±6 ^a	2.14±1 ^b	13.91±6 ^a	1.5±1 ^a
Granny_sans peau	11.26±5 ^b	5.41±1 ^a	10.04±4 ^a	4.05±1 ^a	10.18±4 ^b	4.84±2 ^a	11.01±5 ^a	2.43±1 ^a
Golden_avec peau	11.78±3 ^a	3.23±1 ^a	12.47±8 ^a	2.87±1 ^a	11.25±5 ^a	2.61±1 ^a	08.13±1 ^a	1.69±1 ^a
Golden_sans peau	10.06±5 ^a	4.13±2 ^a	7.62±4 ^b	4.32±1 ^a	08.40±6 ^a	3.70±1 ^a	10.51±5 ^a	2.71±1 ^a

Différentes lettres minuscules indiquent des différences statistiques entre les valeurs R_{\max} ou FWHM pour chaque variété de pomme testées avec et sans peau, et répondant au critère d'erreur maximale tolérée P value < 0.05 (test T de student).

La réflectance totale obtenue en sommant les intensités sur tous les pixels a également été examinée. La figure IV-10.a montre l'évolution du rapport

$$\alpha_R = \frac{R_{T(\text{avec peau})}}{R_{T(\text{sans peau})}}$$

Il est intéressant de noter que Golden Delicious et Granny Smith présentent la même tendance en ce qui concerne la longueur d'onde, tandis que le comportement de Royal Gala est bien distinct des deux autres. Concernant la Royal Gala, α_R augmente de 633 nm à 852 nm, avec un saut entre 763 nm et 784 nm. En revanche, pour la même plage longueur d'onde, α_R diminue légèrement pour les Golden Delicious et Granny Smith.

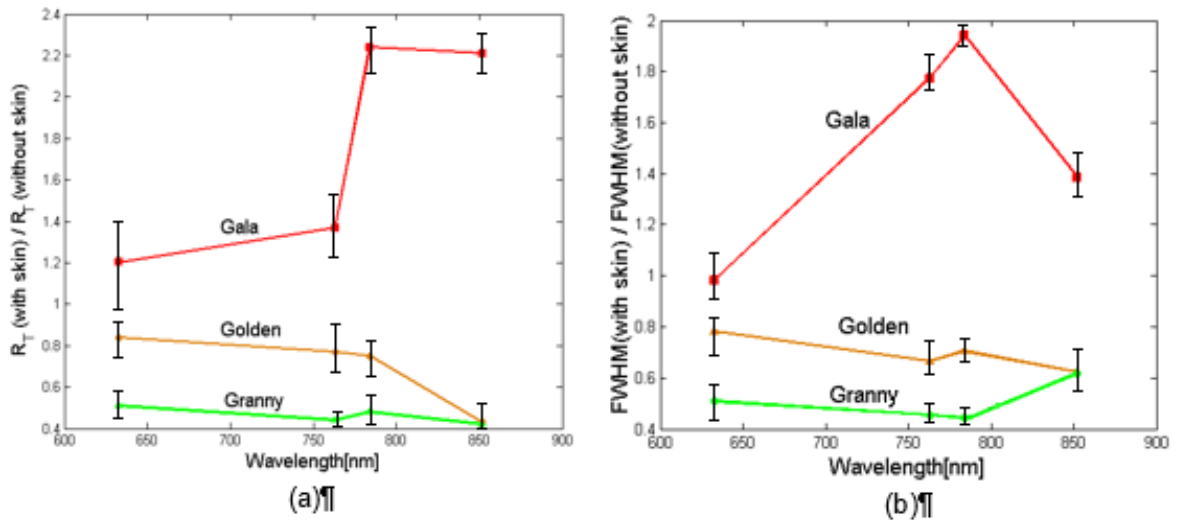


Figure IV-10. Evolution du ratio (a) α_R ; (b) α_F en fonction de la longueur d'onde, pour les trois variétés de pomme avec et sans la peau.

La distinction entre Royal Gala et les deux autres variétés, Golden Delicious et Granny Smith, semble également pertinente en ce qui concerne le rapport $\alpha_F = \frac{\text{FWHM}_{(\text{avec peau})}}{\text{FWHM}_{(\text{sans peau})}}$ (figure IV-10.b). Ces premiers résultats sont en accord avec ceux rapportés par (Lammertyn *et al.*, 2000), qui ont montré que la réflexion totale mesurée sur une peau rouge (Royal Gala) est supérieure à celle obtenue sur la peau verte (Granny Smith) dans le proche infrarouge (NIR).

IV.3.2.2. Les données en mode transmittance-réflexance

Pour obtenir davantage d'informations sur la propagation de la lumière à l'intérieur de la structure de la pomme, les pommes non pelées et pelées ont été coupées en deux parties égales et l'irradiation a été effectuée perpendiculairement à la ligne équatoriale, à différents emplacements z de la surface plane figure IV-6.b

Les images de rétrodiffusion capturées par la caméra faisant face à la surface coupée de la pomme Royal Gala (avec et sans peau), sont présentées sur la figure IV-11 (a – b), dans le cas d'une source émettant à 633 nm et située à $z = 3$ mm. Les photons enregistrés siègent près de la source lumineuse, mais leurs densités maximales varient suivant que la pomme est pelée ou non. Différentes lignes de balayage de réflectance ont été effectuées suivant 9 lignes avec un pas d'angle de 10° et autour de la position de l'intensité maximale, permettent d'accéder aux deux distributions de photons moyennées selon la distance (figure IV-11.c).

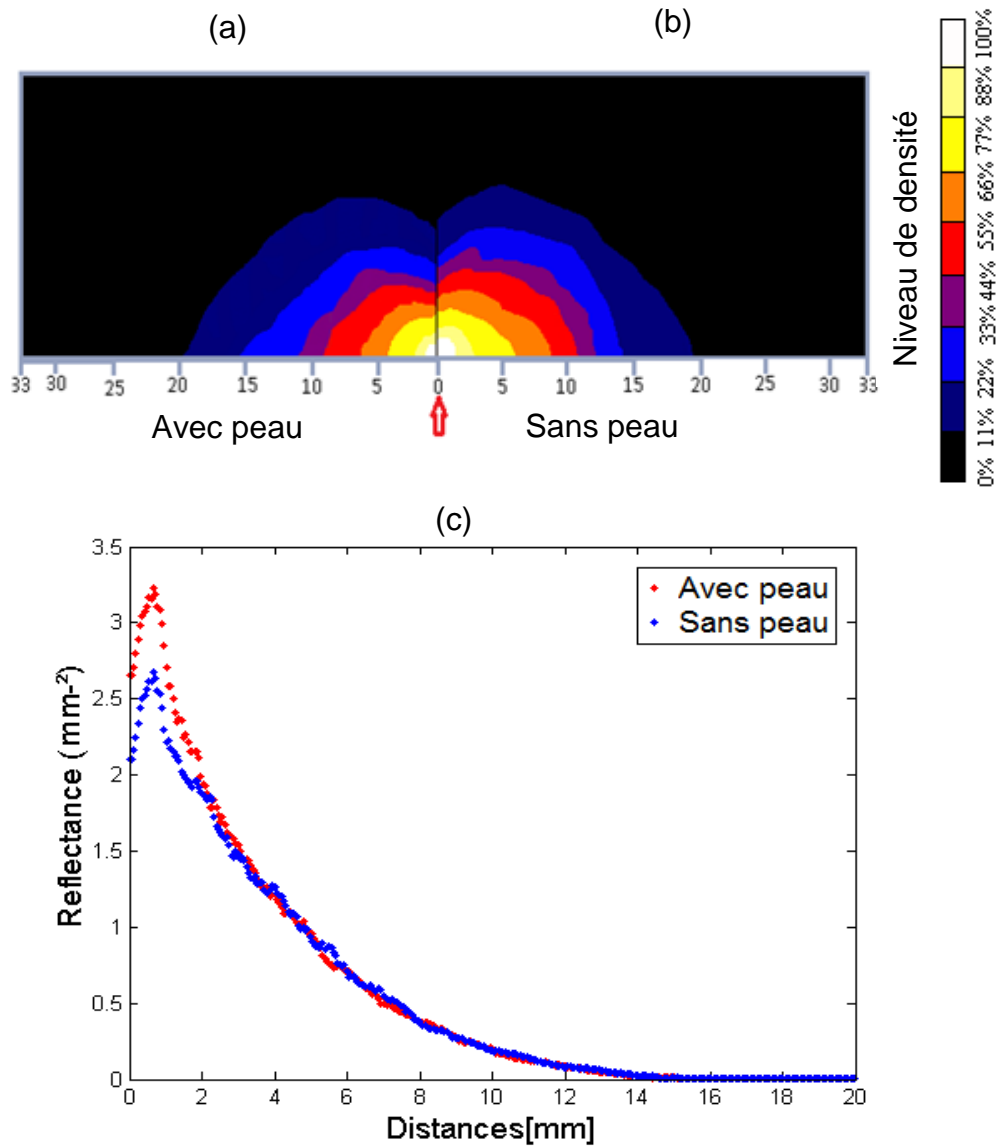


Figure IV-11. Images de rétrodiffusion acquises sur la surface (coupée) équatoriale de la pomme Royal Gala éclairée par une source lumineuse située à $z = 3$ mm, et émettant à 633 nm; (a) avec la peau; (b) sans la peau; (c) les profils de réflectance à partir des images de rétrodiffusion (a) et (b).

L'intensité maximale mesurée avec la peau dépasse celle enregistrée sur la pomme pelée, mais la couche de peau ne modifie plus la propagation de la lumière à partir d'une distance radiale égale à 3 mm (profils fusionnés). En outre, la position du maximum d'intensité lumineuse située à ~ 0.8 mm de la périphérie des tissus, confirme que la diffusion peut être considérée comme provenant d'une source virtuelle à l'intérieur du milieu turbide (Deulin et L'Huillier, 2006).

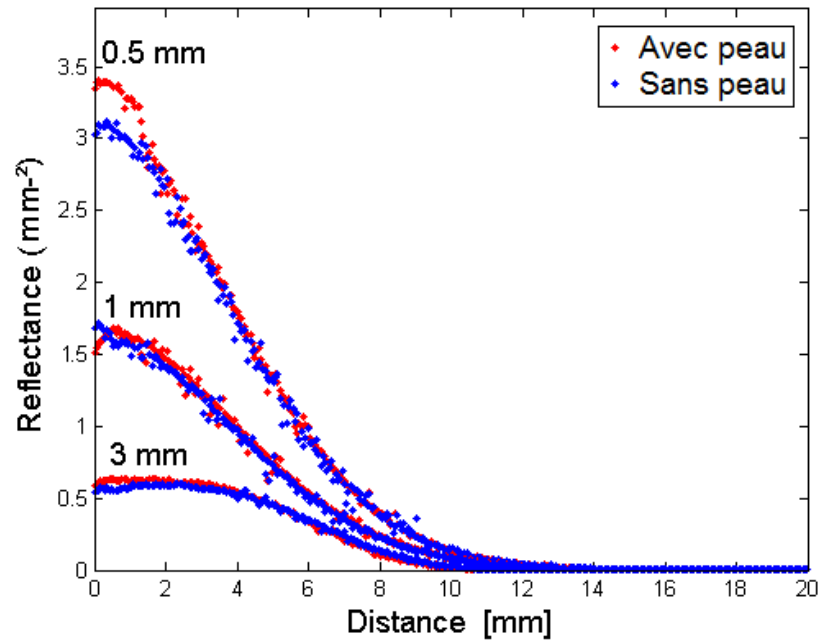


Figure IV-12. Effet de localisation de la source sur les profils de réflexion mesurés sur le plan équatorial d'une demi pomme Royal Gala, avec et sans peau irradié à 633 nm.

La figure IV-12 montre les profils moyens liés à la Royal Gala (avec et sans peau), illuminée à la longueur d'onde de 633 nm par une source lumineuse localisée suivant trois positions $z = 0,5, 1$ et 3 mm. L'intensité de la lumière détectée est maximale à la position de la source $z = 0,5$ mm, et diminue de manière significative selon que z augmente. Globalement quelle que soit la localisation de la source, l'intensité maximale de la lumière dans la gamme de longueur d'onde de 763 à 852 nm est toujours plus grande pour la pomme sans peau qu'avec peau, à l'exception parfois des cas étudiés à 633 nm. La différence entre les profils avec et sans la peau est perceptible seulement à proximité de l'axe optique, à savoir pour les coordonnées $y < 0,9$ mm à $z = 0,5$ mm, $y < 1,2$ mm à $z = 1$ mm, et $y < 2,1$ mm au $z = 3$ mm. Au-delà de ces distances, les profils sont presque fusionnés. Même si l'épaisseur de la peau ne dépasse pas des centaines de μm , ces résultats montrent que la peau a une influence sur la propagation des photons dans les pommes à proximité de la source sur une échelle s'étendant à dix fois son épaisseur.

La figure IV-13 montre le facteur de réflexion totale sur la surface découpée,

$$\alpha_R^* = \frac{R_T^*(\text{avec peau})}{R_T^*(\text{sans peau})},$$

qui est obtenu en additionnant tous les pixels en fonction des longueurs d'onde. Compte tenu du fait que la peau contribue à absorber, diffuser et refléter le flux de photons incident, le rapport α_R^* ne peut pas dépasser une valeur limite de 1. Contrairement aux résultats obtenus dans les mesures de réflectance

(figure IV-10.a), le plus faible rapport de transmittance $\left(\frac{\text{avec peau}}{\text{sans peau}}\right)$ a été enregistré pour Royal Gala.

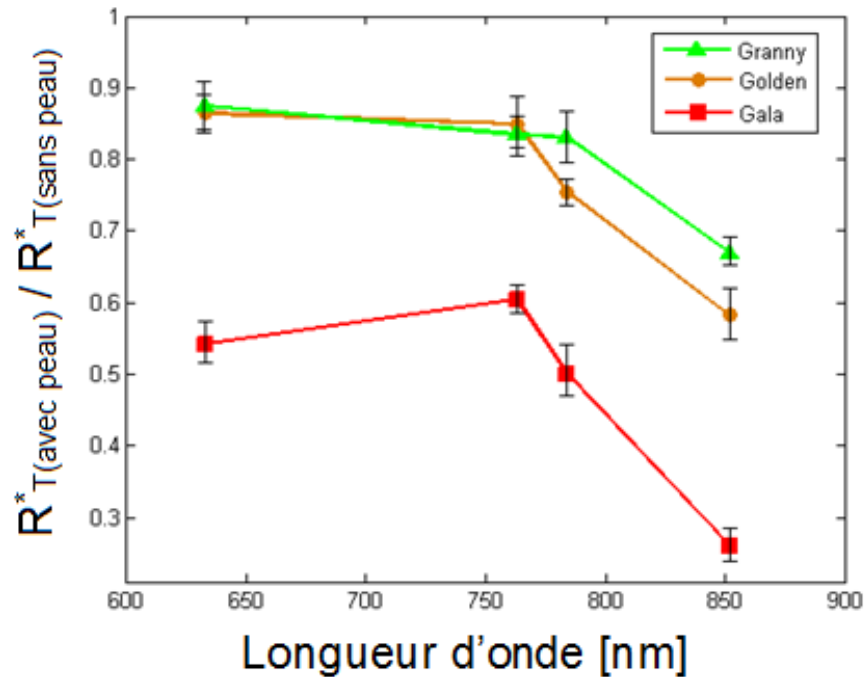


Figure IV-13. Évolution du coefficient de réflexion total R_T^* en fonction de la longueur d'onde, pour trois variétés de pomme avec et sans la peau.

Lorsque les longueurs d'onde s'étendent du visible au proche infrarouge, une augmentation de ce phénomène est remarquée. Les différences entre les ratios sont d'autant plus importantes que la longueur d'onde à une valeur plus élevée (852 nm).

Bien que les écarts de transmission entre les différentes variétés de pomme soient moins importants que ceux liés à la réflectance, l'interprétation des phénomènes observés peuvent s'expliquer en considérant la couleur de la peau. Une perte de photons élevée peut être attribuée à la grande absorption de la chlorophylle présente dans la peau verte, alors qu'une grande réflexion et une faible transmission de la lumière peut être observée pour une peau de couleur rouge (Lammertyn *et al.*, 2000).

Les résultats obtenus à partir des mesures expérimentales de réflexion et de transmission partielle, montrent que la présence ou l'absence des couches de peau a une influence sur la distribution des photons dans les tissus de la pomme.

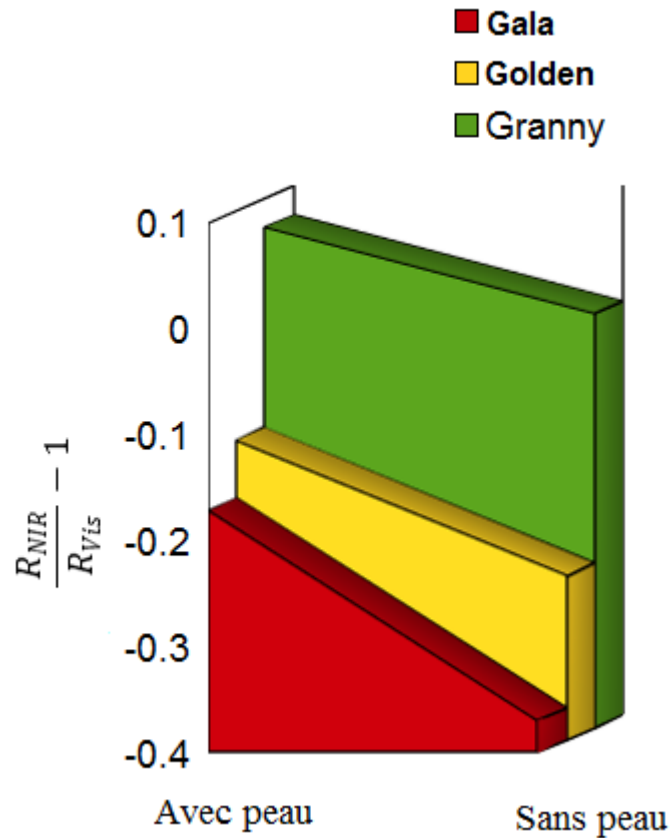


Figure IV-14. Indice de chlorophylle étudié pour les trois variétés de pommes (pelées ou non).

Un autre indice utile à la différenciation des différentes variétés de pomme peut aussi être utilisé à partir de l'expression suivante :

$$CI = \left\langle \frac{R_i(750 \text{ nm} < \lambda_{NIR} < 900 \text{ nm})}{R_i(\lambda_{Vis} \sim 640 \text{ nm ou } \sim 700 \text{ nm})} - 1 \right\rangle, \quad (\text{IV-3})$$

en considérant l'intensité localisée R_i fondée sur R_{max} ou R^*_{max} ou encore $\frac{R_T}{FWHM}$. Cet indice est représenté dans la figure IV-14 pour les trois variétés de pommes testées avec et sans peau. Cette représentation confirme que l'indice CI est plus élevé lorsque la peau des pommes contient plus de chlorophylle (Merzlyak *et al.*, 2003; Sadar *et al.*, 2013), mais il permet aussi de classer les variétés de pomme uniquement en testant optiquement leurs chairs (pommes pelées).

Dans ce cas, on retrouve la même graduation de l'indice CI mais à un degré moindre compte tenu de la plus faible quantité de la chlorophylle contenu dans la chair des variétés considérés (Delgado-Pelayo *et al.*, 2014).

IV 3. 2. 3 Évaluation des propriétés optiques

La mesure des propriétés optiques a été effectuée sur trois variétés de pomme (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith) avec et sans peau. Les échantillons ont été illuminés à quatre longueurs d'onde (633, 763, 784 et 852) en utilisant la méthode de réflectance résolue dans l'espace. Une zone de mesure (source-détecteur) s'étendant de 2,8 mm à 10,0 mm a été utilisée pour extraire les coefficients d'absorption et de diffusion réduit, en utilisant le modèle de Farrell équation (III-5).

Les propriétés optiques estimées figurent dans le tableau IV-2. Les mesures ont été effectuées à partir de sept échantillons de chaque variété de pomme, et elles ont été répétées trois fois. Les erreurs moyennes liées aux estimations sont alors d'environ 9 % pour μ_a et 15 % pour μ'_s .

Tableau IV-2. Estimation des propriétés optiques des trois variétés de pomme (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith), avec et sans peau, étudiées à quatre longueurs d'onde (633, 763, 784 et 852 nm).

λ (nm)		Variété					
		Gala		Golden		Granny	
		μ_a (mm ⁻¹)	μ'_s (mm ⁻¹)	μ_a (mm ⁻¹)	μ'_s (mm ⁻¹)	μ_a (mm ⁻¹)	μ'_s (mm ⁻¹)
633	Avec peau	0.0185 ^{a,C,1}	1.144 ^{a,C,1}	0.024 ^{a,B,1}	1.243 ^{a,A,1}	0.0361 ^{a,A,1}	1.131 ^{a,B,1}
	Sans peau	0.0152 ^{b,C,2}	1.140 ^{a,B,1}	0.0212 ^{b,B,1}	1.240 ^{a,A,1}	0.0275 ^{b,A,1}	1.125 ^{b,B,1}
763	Avec peau	0.01582 ^{a,A,4}	1.082 ^{a,C,2}	0.0113 ^{a,B,3}	1.139 ^{a,A,2}	0.0149 ^{a,AB,3}	1.101 ^{a,B,2}
	Sans peau	0.01435 ^{b,B,3}	1.081 ^{a,C,2}	0.0085 ^{b,B,3}	1.132 ^{b,A,2}	0.0125 ^{b,AB,3}	1.098 ^{b,B,2}
784	Avec peau	0.01597 ^{a,A,3}	1.068 ^{a,B,3}	0.0091 ^{a,B,4}	1.125 ^{a,A,3}	0.0136 ^{a,AB,4}	1.065 ^{a,B,3}
	Sans peau	0.01425 ^{b,A,4}	1.060 ^{a,B,3}	0.0082 ^{b,B,3}	1.121 ^{a,A,3}	0.0121 ^{b,AB,3}	1.061 ^{a,B,3}
852	Avec peau	0.01710 ^{a,B,2}	1.009 ^{a,B,4}	0.0150 ^{a,C,2}	1.120 ^{a,A,4}	0.0188 ^{a,A,2}	1.018 ^{a,B,4}
	Sans peau	0.01652 ^{b,B,1}	0.991 ^{a,C,3}	0.0137 ^{b,C,2}	1.118 ^{a,A,4}	0.01581 ^{b,A,2}	1.015 ^{a,B,4}

Différentes lettres minuscules indiquent une différence statistique entre les propriétés optiques recouvrées (μ_a ou μ'_s) pour chaque variété de pomme (avec et sans peau) étudiées à une longueur d'onde fixée ($p < 0,05$; test T de Student). Différentes lettres majuscules indiquent une différence statistique entre les propriétés optiques recouvrées (μ_a ou μ'_s) des trois variétés de pomme à une longueur d'onde fixée ($p < 0,05$; test de comparaisons multiples de Tukey). La différence statistique entre les paramètres optiques recouvrés (μ_a ou μ'_s) des trois variétés de pommes (avec et sans la peau) étudiées à quatre longueurs d'onde, sont significatives dans les colonnes verticales et ordonnée par différents numéros ($p < 0,001$; test de comparaisons multiples de Tukey).

Les valeurs de μ_a pour les trois variétés de pommes sont dans la gamme [0.0091 – 0.0361 mm⁻¹] pour les pommes non-pelées et [0.0082 – 0.0275 mm⁻¹] pour les pommes pelées, avec des valeurs notamment plus élevées pour les Golden

Delicious et Granny Smith à la longueur d'onde de 633 nm. Ceci est dû à la présence de la chlorophylle qui absorbe à la longueur d'onde de 670 nm, mais dont les effets se font aussi ressentir à la longueur d'onde de 633 nm.

Nous avons montré que pour la gamme d'ajustement choisie, les pommes non-pelées absorbent plus la lumière incidente que celles pelées (voir tableau IV-2, $p < 0.05$). Par ailleurs, les valeurs de μ'_s des pommes non-pelées sont dans la gamme $[1.009 - 1.243 \text{ mm}^{-1}]$ et $[0.991 - 1.240 \text{ mm}^{-1}]$ pour les pommes pelées. Ces valeurs diminuent légèrement avec la longueur d'onde (voir tableau IV-2, $p < 0.001$). Les coefficients d'absorption et de diffusion réduits sont en accord avec ceux rapportés par Cen *et al.*, (2013); Cubeddu *et al.*, (2001 (a, b)); Qin et Lu, (2008) et Rowe *et al.*, (2014) dans la même gamme de longueurs d'onde.

Les coefficients d'absorption présentent des valeurs maximales pour la longueur d'onde de 633 nm. Ils sont pratiquement constants entre 763 et 784 nm, et augmentent à la longueur d'onde de 852 nm, en raison de la teneur en eau de la pomme. La valeur maximale du coefficient d'absorption est observée pour la Granny Smith illuminée à la longueur d'onde de 633 nm, en raison d'une forte concentration du pigment vert contenu dans sa peau qui absorbe dans cette bande spectrale.

Les paramètres optiques recouvrées pour Golden Delicious et Granny Smith (non pelées), sont proches de ceux rapportés par Cen *et al.*, (2013), avec une erreur moyenne de 20% pour μ_a et 1,4% pour μ'_s en ce qui concerne la Golden Delicious et 25% pour μ_a et 1,5% pour μ'_s s'agissant de la Granny Smith. De plus, une recherche récente fondée sur l'estimation des propriétés optiques de la Royal Gala en relation avec sa fermeté (Rowe *et al.*, 2014) montre que les résultats obtenus pour le cas de la Royal Gala ferme sont proches de ceux listés dans le tableau IV-2. Nous avons encore constaté que le coefficient de diffusion réduit diminue avec la longueur d'onde, tendance qui est bien confirmée par la littérature (Qin et Lu, 2008).

La différence relative $\Delta\mu_a^* = \frac{\mu_a(\text{avec peau}) - \mu_a(\text{sans peau})}{\mu_a(\text{avec peau})}$, variant de 3,4 à 24,7% est observée, ce qui montre qu'une partie de la lumière incidente est absorbée par la peau. En revanche, aucune différence significative n'a été trouvée pour $\Delta\mu'_s$ qui varie entre 0,1 et 1,7% (voir tableau IV-2, $p < 0.05$).

Les coefficients d'absorption sont toujours supérieurs pour la pomme intacte à ceux enregistrés pour la pomme sans peau. Une explication de ce fait peut être liée à

une forte absorption de la peau. D'autre part, les valeurs du coefficient de diffusion réduit de pommes illuminées avec et sans peau restent peu différent, ce qui suggère encore que la présence de la peau ne perturbe pas la diffusion de la lumière à l'intérieur de la chair, même si la peau présente un coefficient de diffusion réduit élevé $\sim 4 \text{ mm}^{-1}$ (Saeys *et al.*, 2008). Cette observation reste valable dans la plage d'ajustement sélectionnée. Les différences entre les coefficients d'absorption liés à la pomme intacte et à la pomme pelée, sont souvent plus élevées pour la Granny Smith que pour la Royal Gala.

IV.2.3 Conclusion

Dans cette partie, l'effet de la peau sur la propagation de la lumière dans les tissus de trois variétés de pomme a été expérimentalement mis en exergue. Il est notable que la peau contribue très peu à la diffusion de la lumière dans les pommes, mais sa présence influence notablement son absorption apparente. Afin d'affiner la connaissance des mécanismes qui gèrent la propagation de la lumière dans les structures complexes de la pomme, il s'avère nécessaire de mener d'autres investigations de nature expérimentale et numérique. Ainsi la connaissance du coefficient d'anisotropie (g) de la chair et de la peau doit être quantifiée expérimentalement. De même, la simulation numérique du transport de lumière dans une pomme modélisée par une sphère à deux couches (type Monte Carlo) peut révéler d'autres événements intéressants. Ces deux types d'investigations font l'objet des deux chapitres qui suivent.

Chapitre V

**Étude expérimentale du coefficient
d'anisotropie g et de la fonction de
phase des tissus de la pomme**

V.1 Introduction

La fonction de phase dans le domaine de la propagation optique en milieu fortement diffusant correspond à la probabilité angulaire d'évènement de diffusion. En effet, la diffusion élastique, où la fréquence reste inchangée, se caractérise par une émission de lumière en-dehors de l'axe de direction incident. La diffusion sur des particules de taille inférieure à la longueur d'onde donne lieu à la diffusion de Rayleigh (1871), c'est-à-dire une distribution angulaire de type $1 + \cos^2\theta$, où θ est l'angle de déviation par rapport au rayon incident. Pour des particules sphériques ou cylindrique de dimension proche de la longueur d'onde, c'est la théorie de diffusion de Lorenz-Mie qui s'applique [Lorenz, 1890; Mie, 1908]. Toutes ces théories se basent sur les équations de Maxwell. Dans ce cas, le rayonnement diffusé en fonction de l'angle de diffusion (la fonction de phase) devient complexe, et a comme conséquence une diffusion vers l'avant renforcée. Pour des particules de tailles et de géométries variables, il y a alors nécessité de parler en terme de densité de probabilité $p(\theta)$ qu'un photon soit diffusé entre des angles θ et $\theta + d\theta$. Il faut aussi introduire la notion d'asymétrie à travers la moyenne statistique de $\cos(\theta)$, terme appelé coefficient d'anisotropie g . Une diffusion vers l'avant renforcée se traduit par un $g > 0$, alors qu'une diffusion vers l'arrière implique $g < 0$.

Toute fonction de phase peut être approchée par une somme de polynômes de Legendre $P_n(\cos \theta)$,

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_n (2n + 1) g_n P_n(\cos\theta) \quad (\text{V-1})$$

où g_n est un coefficient tel que

$$g_n = 2\pi \int_0^\pi p(\theta) P_n(\cos\theta) \sin\theta d\theta \quad (\text{V-2}).$$

La fonction de phase obtenue depuis la théorie Lorenz-Mie nécessite une somme infinie de ces polynômes, même si une troncation de la somme peut suffire pour l'approximer. Une des fonctions de phase les plus utilisées est la fonction d'Henye-Greenstein (Henyey et Greenstein, 1941),

$$p_{HG}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (\text{V-3}),$$

une fonction empirique utilisée à l'origine pour modéliser la diffusion de lumière dans les nuages intergalactiques. Par sa forme simple, elle est facile d'usage et est

devenue une référence dans la simulation des milieux biologiques, atmosphériques, et océaniques. De plus, elle est équivalente à une somme infinie des polynômes de Legendre avec des coefficients g_n simples: $g_n = g^n$, et se rapproche ainsi de la forme des solutions de Mie-Lorenz.

La solution d'Henye-Greenstein reste cependant une solution empirique, qui ne décrit pas tous les cas observés de déviation angulaire. Par exemple, la diffusion vers l'avant présente souvent un pic accentué. La rétrodiffusion est de plus sous-estimée par rapport à la diffusion vers l'avant dans l'utilisation de la fonction d'Henye-Greenstein. Différentes parades ont été alors proposées. On a d'abord imaginé que le pic vers l'avant pouvait être théoriquement remplacé par une fonction delta qui se rajoute à la fonction de phase. Cette fonction, $(1 - f) p(\theta) + 2f\delta(1 - \cos \theta)/4\pi$, est alors appelée fonction Delta (Potter, 1970). Avec $p(\theta) = (1 - 3g'\cos \theta)/4\pi$, elle est appelée Delta-Eddington (Joseph *et al.*, 1976), où g' est un autre facteur d'asymétrie. En pratique, la fonction delta doit être remplacée par une fonction calculable, telle qu'une fonction d'Henye-Greenstein $p_{HG}(\theta)$ avec un coefficient d'anisotropie propre élevé. On considère alors dans ce cas une fonction d'Henye-Greenstein modifiée,

$$p_{MHG}(\theta) = f \cdot p_{HG}(\theta) + (1 - f)p(\theta) \quad (\text{V-4}).$$

La deuxième fonction $p(\theta)$ donne lieu à différentes méthodes utilisées dans la littérature: elle peut être une contribution isotropique (Jacques *et al.*, 1987) $p(\theta)=1/4\pi$, une autre fonction Henye-Greenstein (Kienle *et al.*, 2001) $p(\theta) = p_{HG2}(\theta)$, ou encore une fonction proche de la loi de Rayleigh (Bevilacqua et Depeursinge, 1999) $p(\theta) = 3\cos^2\theta/4\pi$. Cette dernière fonction permet de prendre en compte une rétrodiffusion parfois non négligeable.

Parce que la diffusion vers l'avant n'est pas toujours assez bien représentée par la fonction Henye-Greenstein, une évolution vers une fonction plus générale que celle-ci, dont elle ne sera qu'un cas particulier, a été suggérée. La fonction de phase Gegenbauer kernel (Reynolds et McCormick, 1980), paramétrée par deux coefficients, g_{GK} et α , correspond à une somme infinie de polynômes de Legendre, et donne la fonction d'Henye-Greenstein pour le cas $\alpha = 0.5$. Mais il existe d'autres fonctions dans la littérature pour remplacer cette fonction Henye-Greenstein (Kokhanovsky, 2014). De plus, l'utilisation des fonctions de phase issues de la

diffusion de Mie (Bohren et Huffman, 1983) permet de relier les distributions angulaires à des distributions de taille de particules, et donc de donner une interprétation plus physique (Calabro et Bigio, 2014; Watté *et al.*, 2015).

$$p_{GK}(\theta) = \frac{\alpha g_{GK}}{\pi[(1+g_{GK})^{2\alpha} - (1-g_{GK})^{2\alpha}]} \frac{(1-g_{GK}^2)^{2\alpha}}{(1+g_{GK}^2 - 2g_{GK}\cos\theta)^{\alpha+1}} \quad (\text{V-5})$$

En ce qui concerne l'influence de la fonction de phase sur les mesures, elle est visible pour la réflectance à proximité de la source (Mourant *et al.*, 1996). Deux fonctions de phase ne donnent pas le même profil au niveau du maximum de réflexion. Il a donc été suggéré de caractériser la fonction de phase d'un milieu diffusant par deux facteurs liés à la fonction de phase, l'anisotropie g et le facteur $\gamma = \frac{(1-g^2)}{(1-g)}$, (Bevilacqua et Depeursinge, 1999). Ce dernier facteur permet ainsi de classer les fonctions de phase ayant le même coefficient d'anisotropie g , surtout par rapport à la rétrodiffusion.

Dans ce chapitre, un système goniométrique est mis en œuvre afin d'étudier la distribution angulaire de la lumière diffusée et rétrodiffusée par des échantillons de peau et de chair appartenant à trois variétés de pommes : Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith. Quatre longueurs d'onde sont utilisées lors des expérimentations. Les données expérimentales donnent accès au coefficient d'anisotropie g , et présente aussi l'avantage de pouvoir identifier certains fonctions de phase comme celles d'Henye Greenstein modifié et de Gegenbauer kernel modifié. Toutes les valeurs obtenues seront par la suite comparés avec les résultats d'autres auteurs parus dans la littérature.

V.2 Matériels et méthodes

V.2.1 Configuration et arrangements des tissus

Le dispositif goniométrique utilisé pour mesurer la fonction angulaire (fonction de phase) $p(\theta)$ est représenté par la figure V-1. Un faisceau lumineux issu de l'une des quatre sources laser (633, 763, 784 et 852 nm) de 1 mm de diamètre, traverse une couche fine d'échantillon de pomme. Un détecteur à photodiode placé dans le même plan que le faisceau laser, subit une rotation manuelle de 180° autour de l'échantillon. Celle-ci est limitée de 0° à 165° à cause de l'encombrement des appareils. Les tissus de pomme utilisés dans cette étude sont la peau et la chair

des trois variétés de pommes Royal Gala, Golden Delicious, et Granny Smith. Une tranche de chair entourée de peau à ~ 1 cm de la surface extérieure, sera prélevée sur les trois variétés de pommes. La chair et la peau sont extraites à l'aide d'une lame chirurgicale, les épaisseurs moyennes des échantillons ainsi obtenus ($e < \frac{1}{\mu_s}$) étant respectivement de ~ 150 μm et ~ 325 μm . L'échantillon étudié est fixé sur le support échantillon et placé au centre d'un ballon en verre de 30 cm de diamètre, rempli d'eau distillée. Ce système a pour avantage de réduire la réfraction des photons diffusés. Ce dispositif permet en plus de s'affranchir des artéfacts optiques qui seraient dus à la présence des particules de poussière, sur les trajets des photons diffusés.

V.2.2 Méthodes d'extraction du coefficient d'anisotropie g

La mesure expérimentale du coefficient d'anisotropie (appelé souvent coefficient d'asymétrie) peut se faire selon différentes méthodes. Ce coefficient g est un paramètre traduisant des événements statistiques internes, mais il ne peut être estimé que par des mesures effectuées à l'extérieur du milieu. Il est donc dépendant du système de détection et de la qualité du lien attribué entre l'observation et la déviation angulaire interne.

Le montage expérimental basé sur la goniométrie, c'est-à-dire avec un détecteur pouvant être mis en rotation autour d'un échantillon, est certainement la méthode la plus directe. En effet, on mesure ainsi une intensité selon la déviation angulaire, et si on peut assimiler cette intensité à la fonction de phase (la probabilité de déviation angulaire) alors la formule de la moyenne statistique sur la variable aléatoire $\cos\theta$ permet d'accéder au coefficient d'anisotropie g .

$$g = \frac{\int_0^{2\pi} p(\theta) \cos \theta \, d\cos\theta}{\int_0^{2\pi} p(\theta) \, d\cos\theta} = \frac{\int_0^{2\pi} p(\theta) \cos \theta \sin \theta \, d\theta}{\int_0^{2\pi} p(\theta) \sin \theta \, d\theta} \quad (\text{V-7})$$

Les techniques pour obtenir le système goniométrique varient selon les expérimentateurs. Choukeife et L'Huillier (1999) ou Jacques *et al* (1987) impriment une rotation autour de l'échantillon, à l'extérieur d'une sphère remplie d'eau pour les uns ou à l'intérieur d'une cuve de solution saline pour les autres. Quant à Michels *et al* (2008), ils déplacent leur détecteur le long d'une cuve carrée.

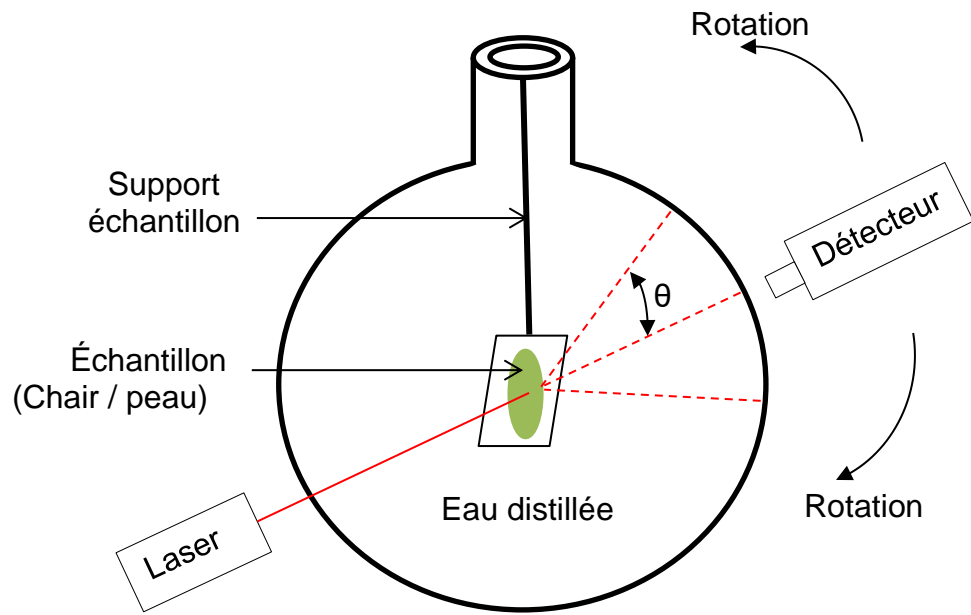


Figure V-1. Schéma représentatif de la mesure du coefficient d'anisotropie (g) de la chair et la peau de trois variétés de pommes aux quatre longueurs d'onde.

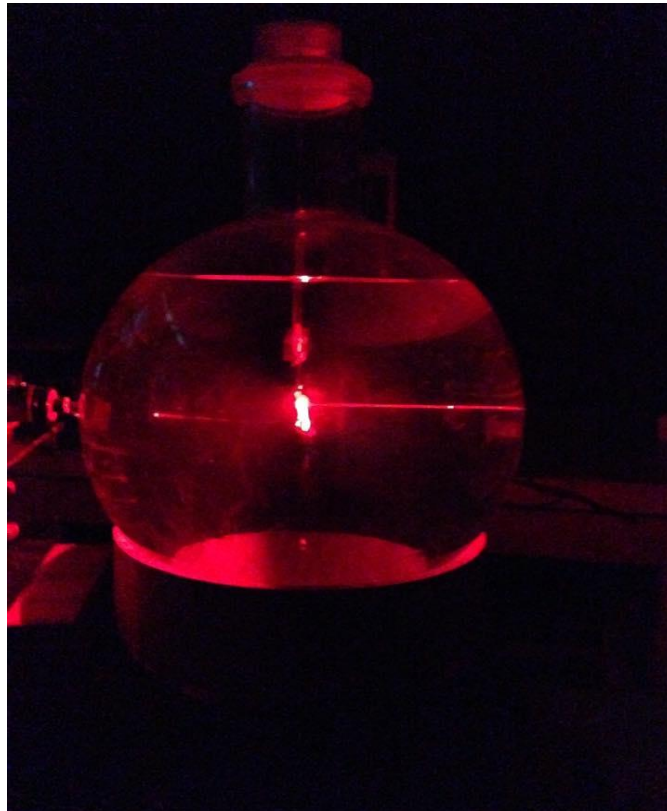


Figure V-2. Photographie du montage de mesure du coefficient d'anisotropie (g).

Dans tous les cas, les auteurs sont confrontés à des régions d'angles inaccessibles ou jugés comme non fiables pour les mesures: 90° et 180° en particulier. De plus, un facteur de correction doit être appliqué pour palier le problème de la réfraction à travers la cuvette contenant l'échantillon. Fernández-Oliveras *et al* (2012) ont toutefois pu obtenir un tracé quasi-complet [0 - 360°] d'intensité sur des échantillons solides, hormis en 90°, dans les deux sens de rotation, à l'aide d'un deuxième montage utilisant un séparateur en verre pour envoyer la lumière. La courbe des données selon l'angle étant susceptible de présenter des trous, des perturbations, il peut être souhaitable d'ajuster cette courbe avec une fonction de phase paramétrée telle que les fonctions d'Henry-Greenstein modifiée (Jacques *et al.*, 1987), de Mie (Michels *et al.*, 2008), ou de Gegenbauer (Hammer *et al.*, 2001). L'erreur sur le coefficient g est alors dépendante de la validité du tracé de la courbe analytique.

Enfin, l'interprétation des mesures d'intensités selon l'angle comme étant la fonction de phase sur une particule type du milieu est plus ou moins valable selon l'homogénéité du milieu, ainsi que de son épaisseur. Plus l'épaisseur est grande par rapport à la longueur de libre parcours moyen ("*mean free path*", mfp) plus l'absorption compte, et plus la rétrodiffusion est importante (Jacques *et al.*, 1987; Fernández-Oliveras *et al.*, 2012).

D'autres techniques existent pour estimer g . La méthode *adding-doubling* (Prahl, 1989) avec les sphères intégrantes, qui consiste à mesurer la réflectance et la transmittance grâce à une (ou deux) sphères et la transmission collimatée sur l'axe incident, permet d'obtenir les coefficients de diffusion μ_s , de diffusion réduit μ'_s et d'absorption μ_a . Avec la relation $\mu'_s = \mu_s (1 - g)$, l'estimation de g est ainsi donnée. Les coefficients d'anisotropies tabulés dans la littérature sont souvent obtenus de cette façon. Certains auteurs ont donné des lois empiriques déduites des mesures pour avoir g . (Michels *et al.*, 2008) a par exemple donné une loi empirique valable pour les lipides et reliant g aux longueurs d'ondes. (Baranyai et Zude, 2009) ont utilisé un code de Monte Carlo pour obtenir une relation empirique entre la pente des profils logarithmiques de réflectance et g .

V.3 Résultats et discussion

Dans cette section, nous présentons les résultats du coefficient d'anisotropie g . Ceux-ci sont obtenus par calcul direct ou par ajustement avec des modèles analytiques (Henyey-Greenstein modifié, Gegenbauer modifié) des données expérimentales de la chair et la peau des trois variétés de pommes (Royal Gala, Golden delicious, Granny Smith) aux quatre longueurs d'ondes (633, 763, 784 et 852 nm).

V.3.1 Mesure du coefficient d'anisotropie par calcul de la moyenne statistique

Les figures (V-3 et V-4) représentent les variations de l'intensité mesurée par le détecteur en fonction de sa position angulaire θ , obtenue respectivement pour la chair et la peau de la variété Golden Delicious. Lors des expérimentations, les échantillons de chair et de peau ont été illuminés à quatre longueurs d'ondes (633, 763, 784, et 852 nm). On peut noter que pour $\theta = 90^\circ$, les courbes atteignent un minimum, et qu'à partir de cette valeur, la rétrodiffusion apparaît non négligeable, jusqu'à atteindre quelques % pour la chair et une dizaine de % pour la peau de la valeur mesurée sur l'axe de l'échantillon ($\theta = 0^\circ$). Cette observation reste valable pour les trois variétés de pommes étudiées et quelle que soit la longueur d'onde du rayonnement incident.

La figure (V-5) illustre la variation de l'intensité mesurée $I(\theta)$ en coordonnées polaires de la variété Royal Gala. On remarque en particulier la présence d'un pic d'intensité dirigé vers l'avant de l'échantillon de chair, en correspondance avec le pic d'intensité notable pour $\theta = 0$ sur les courbes de la figure (V-3).

Les données expérimentales représentées sur les différentes figures précitées, permettent d'accéder aux paramètres d'anisotropie g de la peau et de la chair des espèces étudiées. Pour effectuer ce calcul, l'équation (V-7) a été discrétisée sous la forme de l'équation (V-8) en considérant des pas de 1° entre $\theta = 0^\circ$ et 20° , puis un pas de 5° entre 20° et 160° , et enfin un pas de 1° entre 160° jusqu'à la limite de détection ($\theta \leq 165^\circ$).

$$g = \frac{\sum_{\theta_1 \in [0,20^\circ] \cup [160,165^\circ]} p(\theta_1) \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1}{\sum_{\theta_1 \in [0,20^\circ] \cup [160,165^\circ]} p(\theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1 + \sum_{\theta_2 \in [20,160^\circ]} p(\theta_2) \sin \theta_2 d\theta_2} + \frac{\sum_{\theta_2 \in [20,160^\circ]} p(\theta_2) \cos \theta_2 \sin \theta_2 d\theta_2}{\sum_{\theta_1 \in [0,20^\circ] \cup [160,165^\circ]} p(\theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1 + \sum_{\theta_2 \in [20,160^\circ]} p(\theta_2) \sin \theta_2 d\theta_2} \quad (\text{V-8})$$

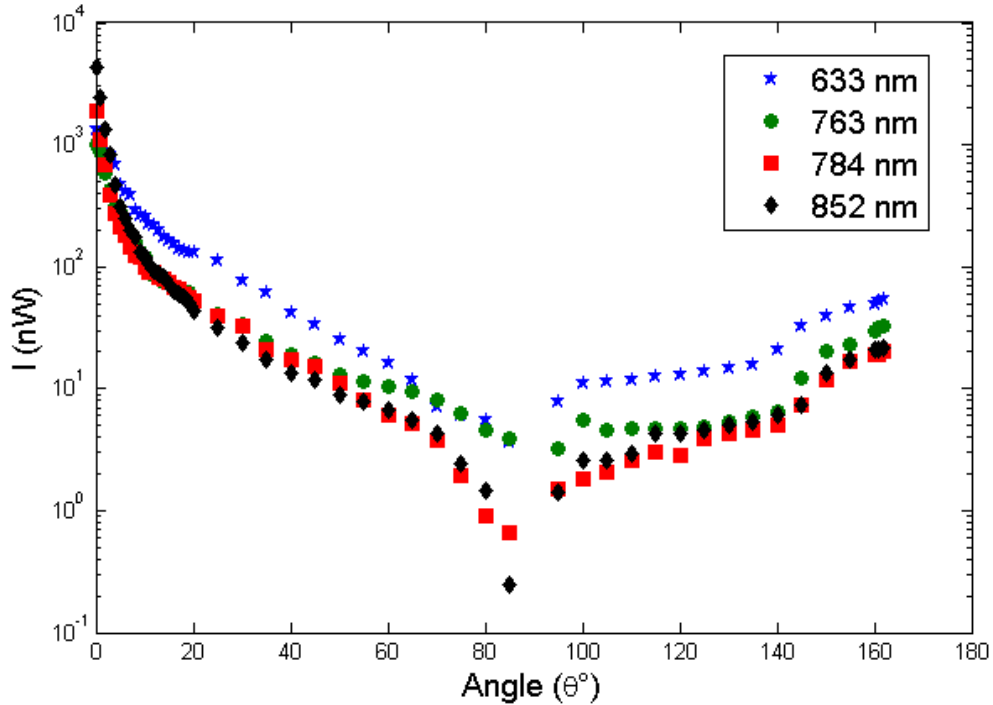


Figure V-3. Courbe de $p(\theta)$ de la chair de la variété Golden Delicious aux quatre longueurs d'ondes (633, 763, 784, et 852 nm).

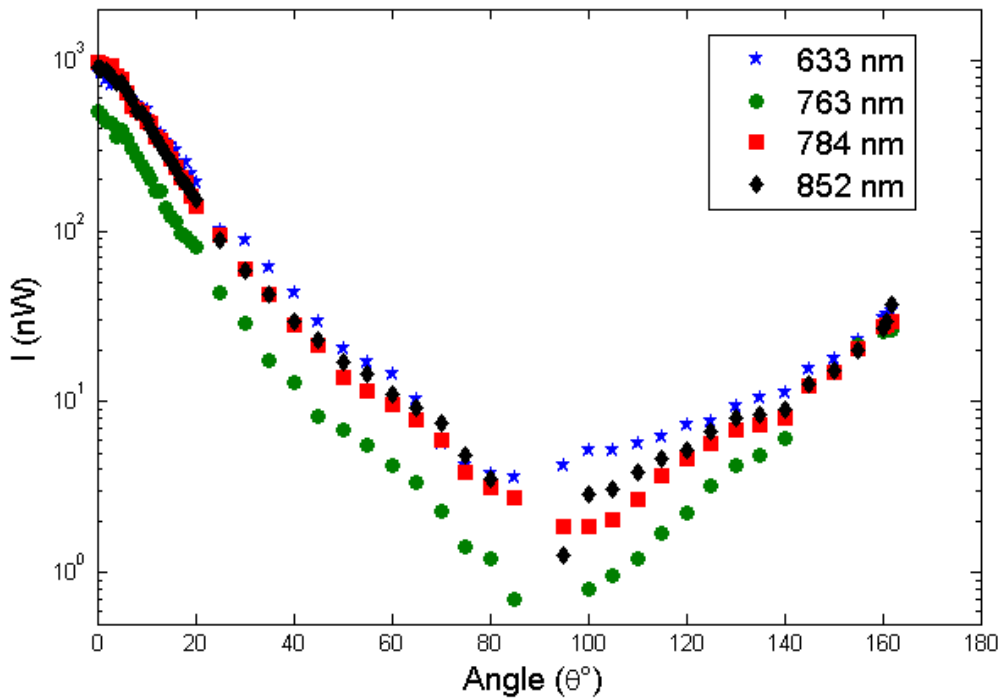


Figure V-4. Courbe de $p(\theta)$ de la peau de la variété Golden Delicious aux quatre longueurs d'ondes (633, 763, 784, et 852 nm).

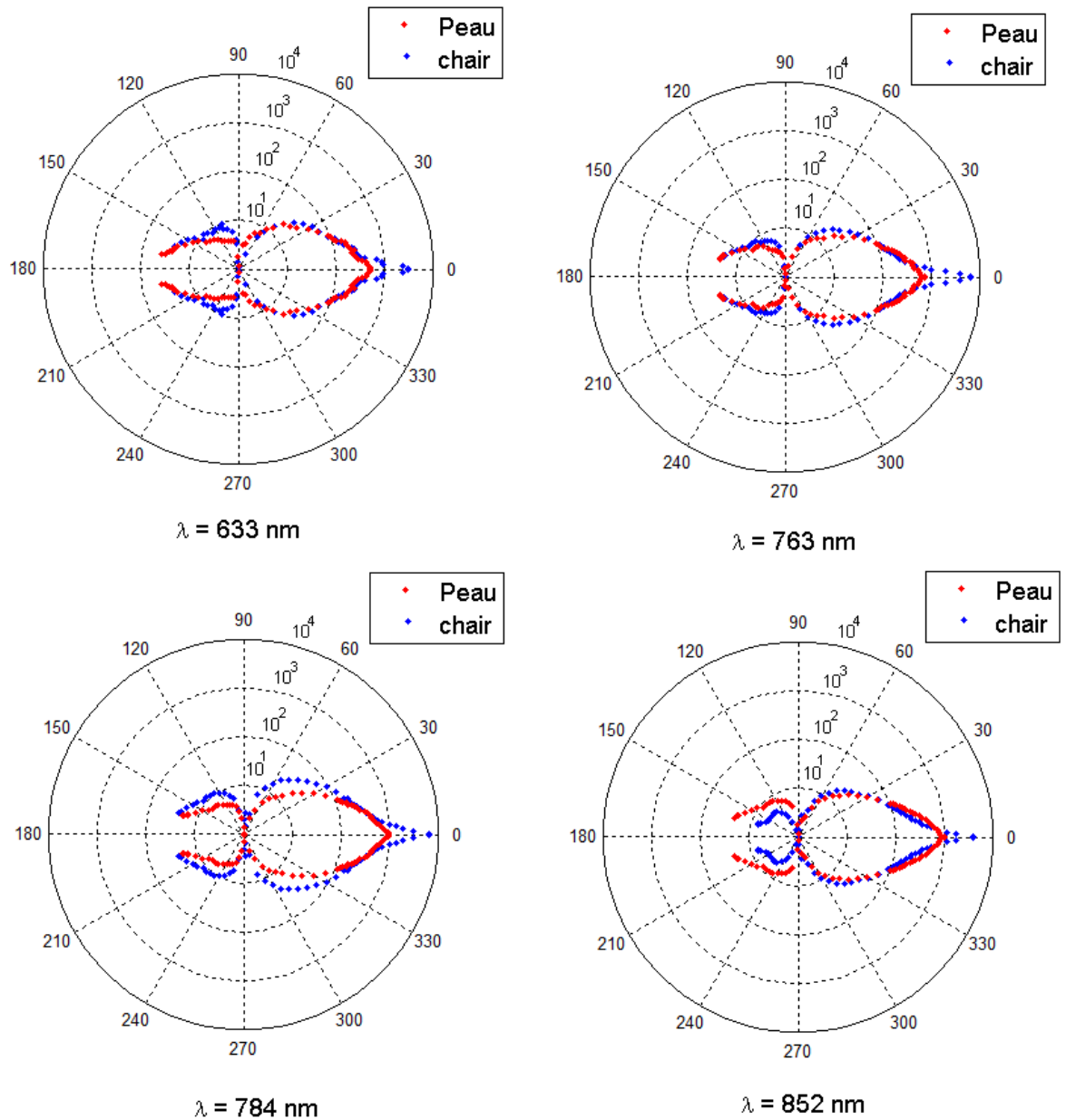


Figure V-5. Représentation polaire de la fonction de phase expérimentale $p(\theta)$ de la peau et de la chair d'une Royal Gala, mesurée à quatre longueurs d'onde 633, 763, 784, et 852 nm.

Les résultats numériques sont inclus dans le tableau V-1. Pour les cas Granny Smith et Golden Delicious, les coefficients d'anisotropie de la peau sont nettement plus grands que ceux de la chair. En revanche, pour la variété Royal Gala, les valeurs sont souvent proches. Ce fait peut être dû à une différence notable de structure des tissus de la Royal Gala (chair et peau) par rapport à ceux de Granny Smith et Golden Delicious. Par ailleurs, les valeurs du coefficient d'anisotropie obtenues à la longueur d'onde de 633 nm sont généralement plus basses que celles relatives à la chair.

Tableau V-1. Valeurs du coefficient d'anisotropie g de la chair et la peau des trois variétés de pommes Granny Smith, Golden Delicious, et Royal Gala calculées à partir des données expérimentales et de l'équation (V-8) aux longueurs d'ondes (633, 763, 784 et 852 nm.)

Échantillon		633 nm	763 nm	784 nm	852 nm
		g_{exp}			
Gala	Chair	0.562	0.606	0.647	0.714
	Peau	0.547	0.599	0.684	0.601
Golden	Chair	0.410	0.418	0.537	0.516
	Peau	0.653	0.596	0.688	0.651
Granny	Chair	0.365	0.539	0.539	0.482
	Peau	0.651	0.685	0.739	0.747

V.3.2 Mesure du coefficient d'anisotropie à partir d'un modèle de la fonction de phase de diffusion

Dans cette sous-section, nous exposons les principes de base des deux modèles (Henyey-Greenstein modifié et Gegenbauer modifié) qui permettent l'ajustement des courbes expérimentales et l'extraction du facteur d'anisotropie g .

V.3.2.1 Modèle d'Henyey-Greenstein modifié

Dans le cas de la fonction d'Henyey-Greenstein modifiée (équation V-4), on peut se servir de la transformation proposée par (Prahl, 1989) pour trouver le coefficient d'anisotropie à partir des résultats expérimentaux. La méthode repose sur l'expression suivante :

$$[Kp_{MHG}(\theta) - (1-f)Kp(\theta)]^{-\frac{2}{3}} = [1 + g_0^2 - 2 \cos(\theta)] \left(\frac{Kf}{4\pi}\right)^{-\frac{2}{3}} (1 - g_0^2)^{-\frac{2}{3}} = A[B + C \cos(\theta)], \quad (\text{V-9})$$

où K est un facteur d'échelle entre l'intensité mesurée $I_m(\theta)$ et la fonction de phase cherchée $p_{MHG}(\theta)$: $[I_m(\theta) = Kp_{MHG}]$. Cela donne donc une fonction affine du cosinus angulaire, dépendante des constantes AB et AC .

Si la résolution préalable de $(1-f)Kp(\theta)$ est effectuée, alors on obtient les constantes AB et AC , ainsi que le paramètre $g_0 = -\frac{AB}{AC} - \sqrt{\left(\frac{AB}{AC}\right)^2 - 1}$.

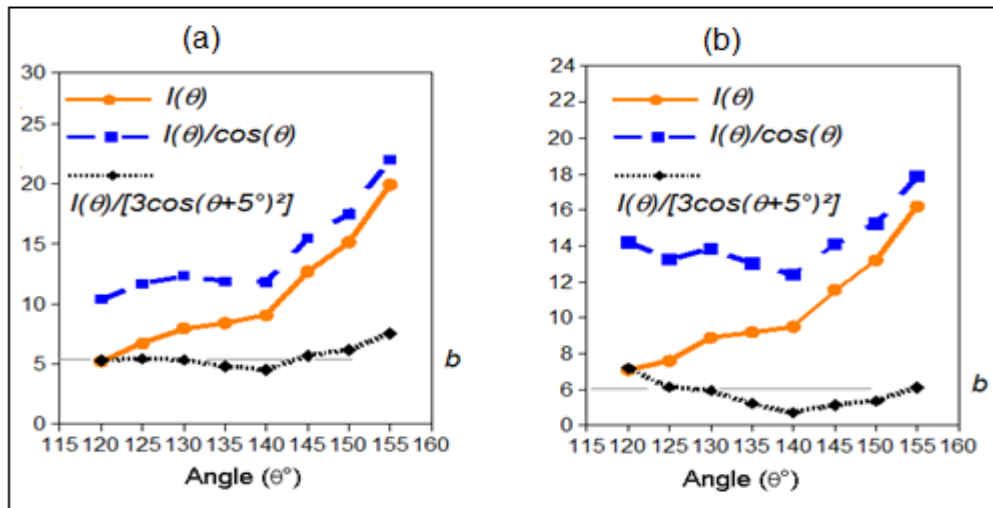


Figure V-6. Exemples de transformation montrant que l'intensité angulaire de la lumière rétrodiffusée est du type $\cos^2\theta$. (a) Peau d'une Golden Delicious illuminée à 852 nm, (b) chair de la Royal Gala illuminée à 763 nm.

Il reste à trouver f à partir de $Kf = 4\pi \left(\frac{\left(\frac{2g_0}{AC}\right)^{\frac{2}{3}}}{(1-g_0^2)} \right) = \text{constante1}$ pour calculer

l'anisotropie $\langle \cos \theta \rangle = fg_0$. Mais comme l'expression $(1-f) \cdot Kp(\theta)$ est connue, on a aussi une équation $K(1-f) = \text{constante2}$ c'est-à-dire $K = \text{constante1} + \text{constante2}$ et $f = \frac{\text{constante1}}{(\text{constante1} + \text{constante2})}$. C'est sur la capacité à déterminer la partie $(1-f)Kp(\theta)$ que repose l'efficacité de la méthode

Avec l'hypothèse d'une rétrodiffusion isotropique peu importante, Jacques *et al.*, (1987) ont donné l'expression $(1-f)Kp(\theta) = \frac{1}{4\pi}(1-f)K$ par une moyenne des résultats relatifs à des angles compris entre 124° et 155° .

Cette hypothèse n'est valable que si les mesures suivent une loi Lambertienne et sont encore divisées par $\cos \theta$.

Cependant, dans le cas d'une rétrodiffusion importante, la loi Lambertienne (Kienle et Foschum, 2011) et la rétrodiffusion isotropique ne sont pas toujours de bonnes approximations. Un autre type de fonction d'Henyeey-Greenstein modifiée (Bevilacqua et Depeursinge, 1999) où

$$p(\theta) = \frac{3}{4\pi} \cos^2\theta, \tag{V-10}$$

peut alors être aussi proposée. Le processus décrit dans le paragraphe précédent peut être alors appliqué, si la résolution de l'expression précédente $(1-f)Kp_{Iso}(\theta)$ est faite cette fois par une moyenne sur des données brutes

divisées par $\cos^2\theta$ et pour des angles limités entre $\sim 120^\circ$ et $\sim 155^\circ$. La figure V-6 permet de vérifier qu'en divisant les mesures angulaires $I(\theta)$ par une loi proche de $\cos^2\theta$, on tend vers une constante « b » sur la plage $[120 - 155^\circ]$.

La figure V-7 (a et b), relative à la peau de la pomme Golden Delicious étudiée à la longueur d'onde de 852 nm, représente le cas d'un bon ajustement des données expérimentales par la fonction d'Henyeey Greenstein modifiée (équations V - 4 et V - 10). La figure V-7.b montre une limitation aux alentours de 90° (due à la position particulière du détecteur par rapport à l'échantillon) et après 150° (l'approximation $\cos^2\theta$ n'est plus suffisante).

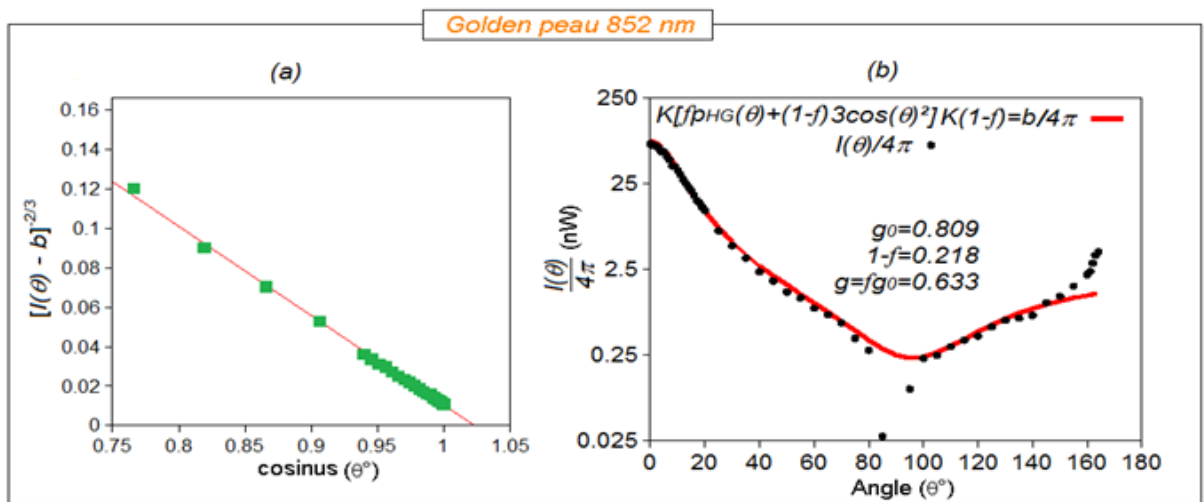


Figure V-7. (a) Test de la fonction affine donnée par l'équation V-9, (b) résultat de l'ajustement de la fonction Henyeey Greenstein modifiée sur les points expérimentaux (peau de Golden Delicious illuminée à 852 nm).

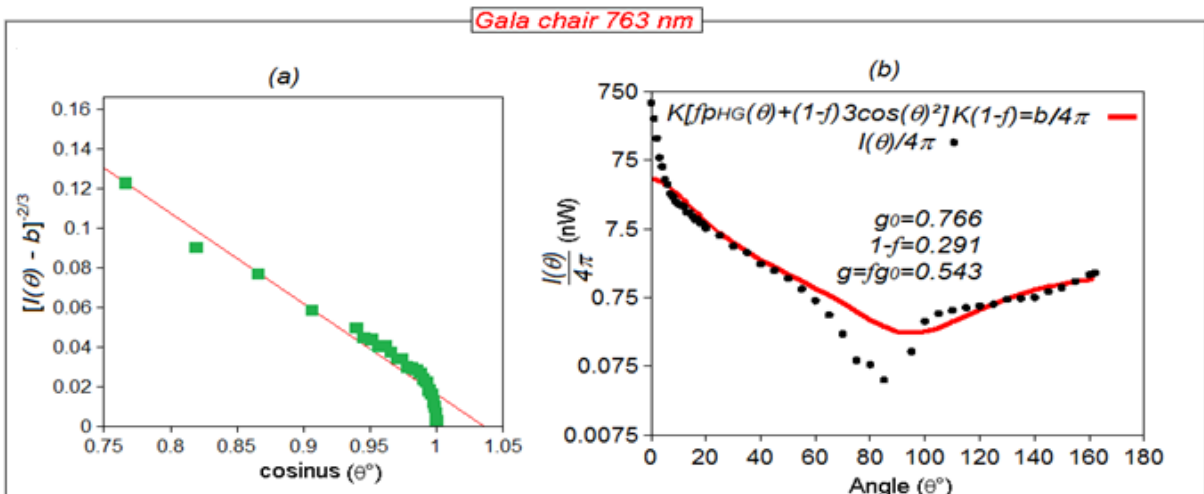


Figure V-8. (a) Test de la fonction affine donnée par l'équation V-9, (b) résultat de l'ajustement partiel de la fonction Henyeey Greenstein modifiée sur les points expérimentaux (chair de Royal Gala illuminée à 763 nm).

La figure V-8 (a et b) relative à la chair de la pomme Royal Gala, illuminée à la longueur d'onde 763 nm, représente le cas d'un ajustement partiel des données expérimentales par la fonction d'Henye Greenstein modifiée (équation V-4 et V-10). Les points expérimentaux de la figure V-8.b sont mal ajustés aux environs de 0° , ainsi qu'aux alentours de 90° .

Les différentes valeurs du coefficient d'anisotropie g extraites de ces différents ajustements sont consignées dans le tableau V-2.

V.3.2.2 Modèle de Gegenbauer modifié

La fonction de Gegenbauer modifiée (équation V-11), repose sur l'utilisation d'une méthode d'optimisation numérique inverse (type Levenberg-Marquardt) pour obtenir les trois paramètres (α, g_0, f) nécessaires au calcul du coefficient d'anisotropie

$$p_{MGK}(\theta) = [fp_{GK}(\alpha, g_0, f) + p(\theta)](1 - \alpha_R) \quad (\text{V-11})$$

Dans le cas de la fonction de Gegenbauer modifiée, le coefficient d'anisotropie g est donné par $\langle \cos \theta \rangle = fg_{GK0} = f \left[\frac{2g_0\alpha L - (1+g_0)^2}{2g_0(\alpha-1)} \right]$, avec $L = \left[\frac{(1+g_0)^{2\alpha} + (1-g_0)^{2\alpha}}{(1+g_0)^{2\alpha} - (1-g_0)^{2\alpha}} \right]$.

La figure V-9 montre la procédure d'ajustement des données expérimentales de la chair et la peau Granny Smith illuminées à la longueur d'onde 784 nm par la méthode Henye-Greenstein modifiée (figure V-9.a, b) et par la méthode Gegenbauer modifiée (figure V-9.c, d). Il est notable que les deux méthodes d'ajustement lissent bien les données de la peau avec une variation d'estimation du g de l'ordre de 5%. En revanche, la méthode Henye-Greenstein modifiée ne prend pas en compte l'accentuation de la partie diffusée vers l'avant (près de l'axe optique $\theta \sim [0, 6^\circ]$) comme l'illustre la figure V-9.b.

Le tableau V-2 illustre les valeurs d'anisotropie estimées à partir des quatre modèles d'ajustement : Henye-Greenstein (g_{HG}), Henye-Greenstein modifié (g_{MHG}), Gegenbauer kernel (g_{GK}), Gegenbauer kernel modifié (g_{MGK}). Les valeurs des g_{HG} et g_{GK} tiennent compte de la partie diffusée vers l'avant, alors que g_{MHG} et g_{MGK} considèrent la diffusion totale, c'est-à-dire la diffusion vers l'avant ainsi que vers l'arrière. Les valeurs trouvées pour g_{HG} et g_{GK} sont toujours plus grandes que celles déduites pour g_{MHG} et g_{MGK} en tenant compte de la diffusion vers l'arrière de l'échantillon ($\theta > 90^\circ$).

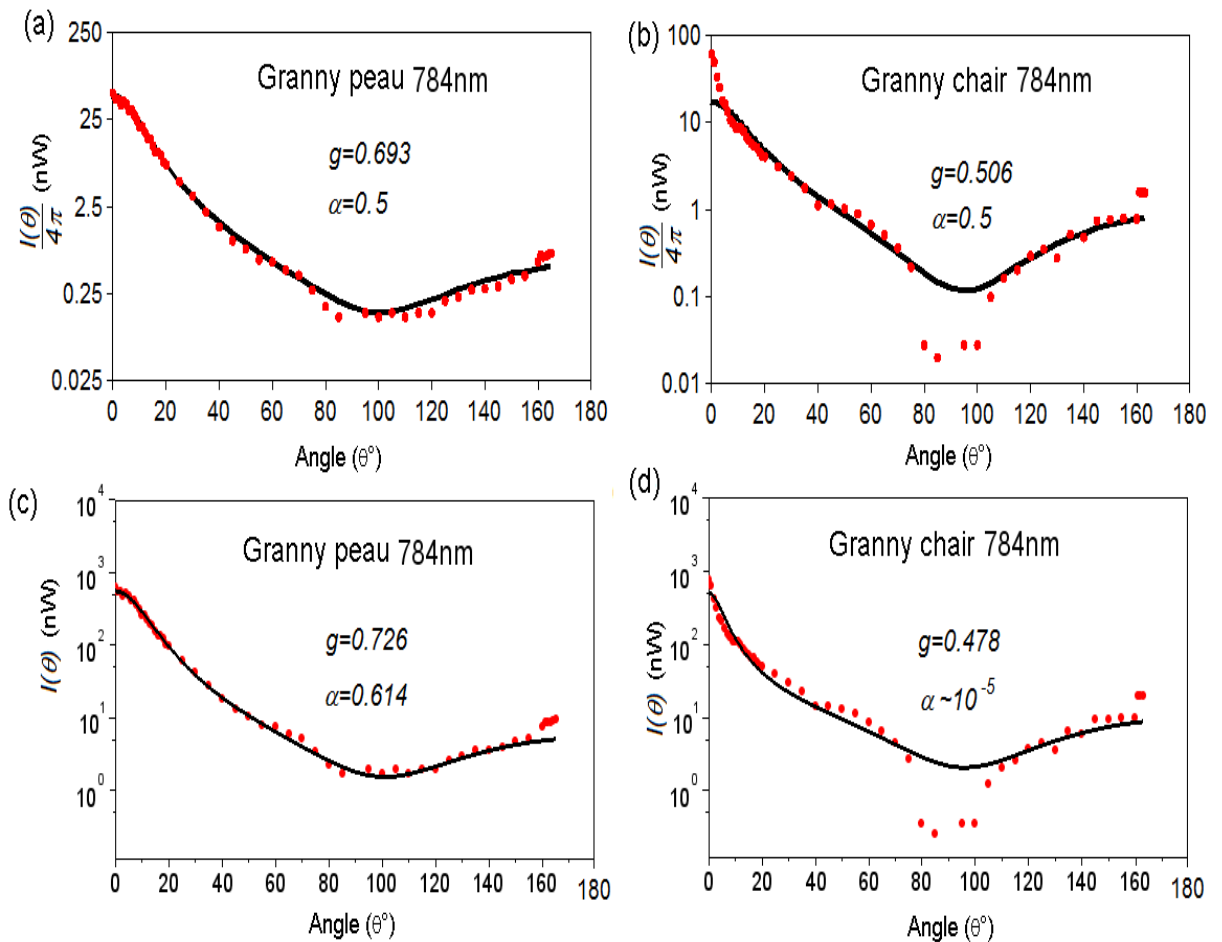


Figure V-9. Exemples d'ajustement correspondant au : (a, b) modèle d'Henyey-Greenstein modifié, (c, d) modèle de Gegenbauer modifié. (a et c) considère le cas de la peau de Granny Smith illuminée à 784 nm et (b et d) considère le cas de la chair de Granny Smith illuminée à 784 nm.

Lorsqu'on tient uniquement compte de la partie diffusée vers l'avant (g_{HG} et g_{GK}), on a l'assurance de n'avoir qu'un seul évènement de diffusion. Alors qu'en tenant compte de l'ensemble de la diffusion (g_{MHG} et g_{MGK}), on ne peut exclure d'autres éléments de diffusion. Cela est d'autant plus vrai que l'échantillon est épais. En considérant ces remarques, l'anisotropie réelle est alors peut être comprise entre les valeurs obtenues par deux séries de mesures (g_{HG} et g_{GK}) et (g_{MHG} et g_{MGK}). Cette suggestion est beaucoup plus valable pour la chair.

Il est notable que les valeurs de g pour la variété Royal Gala concernant la chair et la peau sont proches. Cependant, une nette différence est observable pour les deux variétés Golden Delicious et Granny Smith, en raison du facteur d'anisotropie g de la peau plus grand que celui de la chair. Cette tendance a été aussi soulignée par (Saeys *et al.*, 2008).

Tableau V-2. Anisotropies liées à des échantillons de tissus prélevés sur trois variétés de pomme (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith) et illuminés par quatre sources de différentes longueurs d'onde (633, 763, 784 et 852nm). Plusieurs modèles d'ajustement des courbes expérimentales sont utilisés, donnant ainsi différents paramètres d'anisotropie: Henyey-Greenstein (g_{HG}), Henyey-Greenstein modifié (g_{MHG}), Gegenbauer kernel (g_{GK}), Gegenbauer kernel modifié (g_{MGK}).

		Chair				Peau			
		633nm	763nm	784nm	852nm	633nm	763nm	784nm	852nm
Royal Gala	g_{HG}	0.753	0.766	0.749	0.755	0.763	0.809	0.827	0.820
	g_{MHG}	0.508	0.543	0.567	0.627	0.560	0.587	0.645	0.580
	g_{GK}	0.723	0.746	0.707	0.703	0.621	0.803	0.733	0.791
	g_{MGK}	0.510	0.548	0.562	0.643	0.494	0.566	0.605	0.581
Golden Delicious	g_{HG}	0.734	0.740	0.741	0.799	0.771	0.838	0.814	0.809
	g_{MHG}	0.427	0.461	0.521	0.500	0.605	0.612	0.655	0.633
	g_{GK}	0.660	0.698	0.719	0.755	0.830	0.860	0.799	0.831
	g_{MGK}	0.465	0.492	0.507	0.532	0.610	0.606	0.611	0.611
Granny Smith	g_{HG}	0.671	0.734	0.754	0.751	0.718	0.805	0.800	0.797
	g_{MHG}	0.352	0.506	0.506	0.487	0.588	0.665	0.693	0.678
	g_{GK}	0.635	0.686	0.678	0.704	0.675	0.858	0.820	0.836
	g_{MGK}	0.448	0.483	0.478	0.496	0.496	0.682	0.726	0.740

Les valeurs trouvées à la longueur d'onde 633 nm pour l'ensemble des échantillons étudiés semblent toujours plus faibles que celles obtenues aux autres longueurs d'ondes (763, 784 et 852 nm). Ces résultats semblent différents de ceux obtenus par (Saeys *et al.*, 2008), ce qui peut être imputable aux méthodes expérimentales mises en œuvre

Une représentation sous forme d'histogramme (figure V-10) permet de faire une synthèse des différents résultats consignés dans le tableau V-1 et V-2. On remarque en particulier que les valeurs du g_{exp} sont assez proches de celles obtenues par l'ajustement des données expérimentales g_{MHG} et g_{MGK} , bien que les valeurs d'anisotropie aient été obtenues sur la plage $[0, 165^\circ]$ pour l'un et $[0, 180^\circ]$ pour les deux autres.

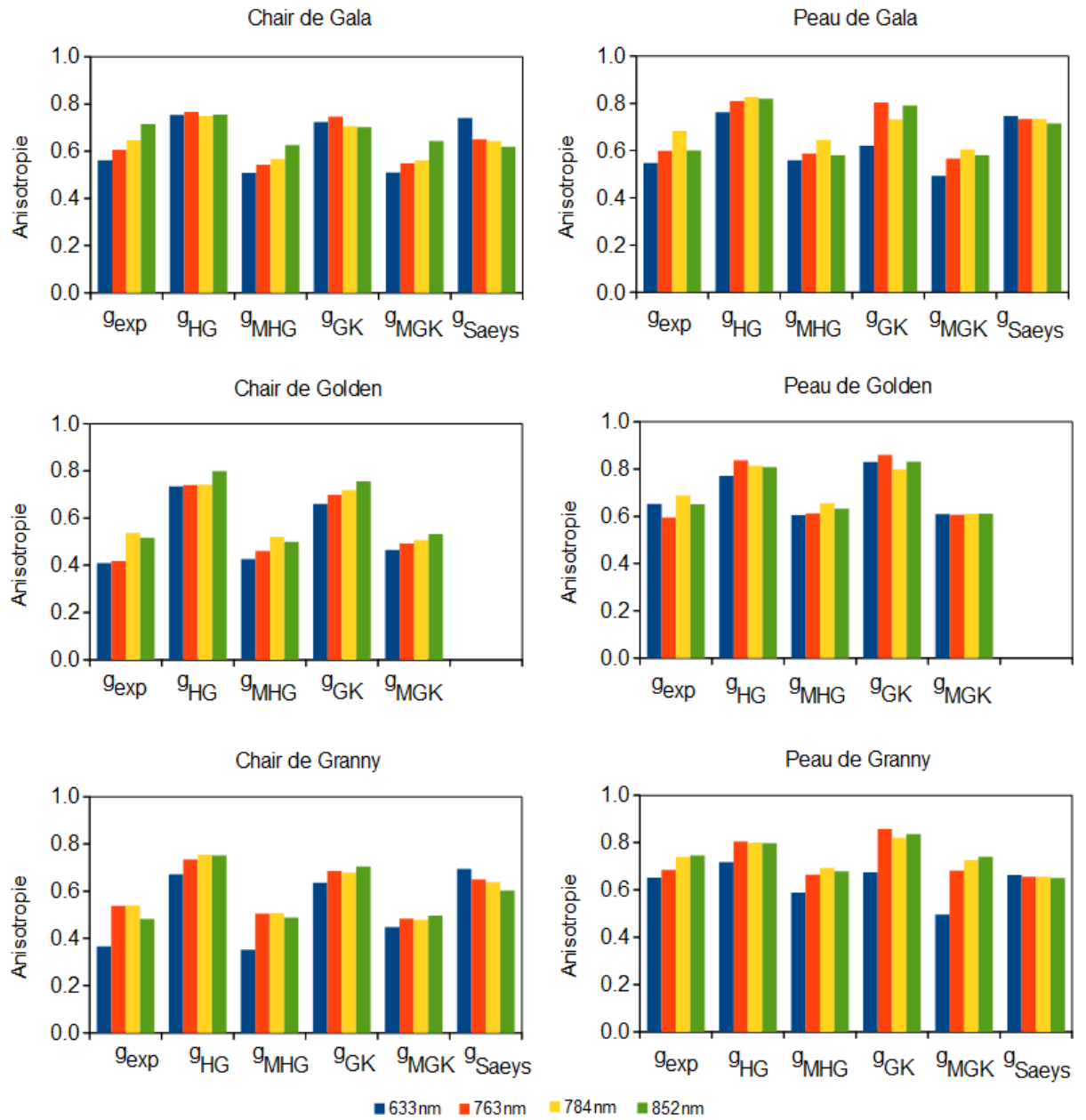


Figure V-10. Histogrammes des valeurs d'anisotropie de la chair et la peau de trois variétés de pommes (Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith) estimées à partir de la valeur moyenne statistique et de différentes fonctions de phase, comparées aux valeurs rapportées par la littérature (Saey *et al.*, 2008) : (g_{HG} : Henyey-Greenstein), (g_{MHG} : Henyey-Greenstein modifiée), (g_{GK} : Gegenbauer kernel), (g_{MGK} : Gegenbauer kernel modifiée).

V.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats relatifs à la distribution angulaire de la lumière dans les tissus de la pomme (chair et peau) de trois variétés de pommes (Royal Gala, Golden Delicious, Granny Smith) dans la plage spectrale (633, 763, 784, 852 nm), ainsi que les fonctions de phase qui en résultent.

Une mesure directe du facteur d'anisotropie (g) est obtenue pas une moyenne statistique discrétisée suivie par une estimation de ce dernier par des modèles analytiques (Henyey-Greenstein, Gegenbauer). Les résultats ont montré que le coefficient d'anisotropie g dépend de la longueur d'onde avec de faibles variations. De plus, les résultats ont démontré que l'échantillon de chair a donné un profil de diffusion accentué dirigé vers l'avant, ce qui est dû à la différence de structure de la chair vis-à-vis de la peau. Les différences constatées en ce qui concernent le coefficient d'anisotropie entre la chair et la peau reliées aux trois variétés de pommes peuvent être dues à la structure interne différente de la chair et la peau, mais aussi aux différentes variétés de pommes étudiées. Globalement les valeurs estimées pour la peau sont légèrement plus grandes que celles obtenues pour la chair.

Néanmoins, les valeurs estimées sont en bon accord avec celles de la littérature, à l'exception de celles correspondant à la longueur d'onde de 633 nm. Cette divergence peut être imputable aux différentes méthodes utilisées. Les valeurs du coefficient d'anisotropie g (g_{HG} et g_{GK}) trouvées dans cette étude vont servir à initier le modèle de Monte-Carlo dans la simulation numérique du transport de la lumière dans les tissus de la pomme.

Chapitre VI

**Étude théorique de la migration des
photons dans les tissus de la pomme**

VI.1 Les simulations de Monte-Carlo

Initialement mises au point pour l'étude des phénomènes aléatoires qui régissent le transport de particules, les simulations de type Monte-Carlo ont été principalement utilisées en génie nucléaire. Cette méthode de simulation numérique est relativement simple et donne des résultats fiables (Cashwell et Everett, 1959; Shlomo et Mordechai, 2011). Le principe de cet algorithme numérique est de simuler pas à pas le cheminement d'un très grand nombre de particules dans un milieu tridimensionnel. Les particules dans notre cas seront appelées des photons. Ces photons sont repérés par leur direction de propagation, donc par leurs coordonnées spatiales, ce qui permet de les suivre depuis leur injection dans le milieu jusqu'à leur destin final. La simulation est faite au hasard en tenant compte des différents événements que subissent les photons au cours de leur déplacement : changement de direction, perte d'énergie par absorption ou par réflexion et réfraction sur les surfaces du milieu « interface air/tissu dans notre cas ». Il faut donc imaginer une simulation de Monte-Carlo en termes de propagation des photons explorant une combinaison aléatoire d'évènements successifs. En fait, le faisceau incident est découpé en N faisceaux chacun étant défini par son énergie ($h\nu$), sa position et sa direction. Le photon est considéré comme un marcheur aléatoire dont on suit le parcours, et dont la trajectoire et l'énergie sont modifiées aléatoirement lors de chaque rencontre avec un absorbeur ou un diffuseur, suivant des densités de probabilités définies à partir des propriétés optiques du milieu étudié.

Une simulation de Monte-Carlo est équivalente à la résolution rigoureuse de l'équation de transfert radiatif (Chapitre I), car aucune approximation n'est faite au cours de la simulation. Cependant, bien que le résultat d'une simulation de Monte-Carlo soit rigoureux, il n'est jamais parfaitement exact. En effet, il faut voir la simulation comme une expérience numérique qui, au même titre que les expériences réelles, est définie avec une barre d'erreur, erreur provenant de la nature statistique de la méthode. En fait, la précision du résultat final ne dépend que du nombre de photons lancés au départ de la simulation. Afin de se rapprocher du comportement réel des photons, on pourrait ne s'intéresser qu'à la trajectoire d'un photon unique et le suivre tant qu'il n'a pas été absorbé ou tant qu'il n'est pas sorti du milieu. Mais ce comportement de type tout ou rien n'est pas optimal. On change

grandement la convergence du calcul en agissant sur la décrémentation du poids de probabilité du photon.

Pour résoudre le problème du transport du rayonnement dans les tissus biologiques (Christoforou, 2010), deux méthodes fréquemment utilisées sont la capture implicite et la roulette russe :

i) Capture implicite

Au départ de la simulation, chaque photon est affecté du poids statistique W_0 égal à 1 avant d'interagir avec le milieu. A chaque interaction, le poids du photon est multiplié par l'albédo $a = \mu_s / (\mu_a + \mu_s)$. Cette quantité représentant la probabilité de non absorption, le photon poursuit alors sa trajectoire dans une nouvelle direction avec son poids ainsi diminué.

Lorsque le photon se propage dans le tissu, il peut atteindre les limites extérieures du milieu, l'interface tissu/air. Dans ce cas, une quantité du photon est réfléchie dans le milieu et y continue son parcours avec un poids multiplié par $r(\theta)$, coefficient de réflexion donné par les lois de Fresnel où θ représente l'angle d'incidence du photon sur la surface de séparation des deux milieux. Quant à la quantité restante du photon, elle sort du tissu avec un poids $(1 - r(\theta))$.

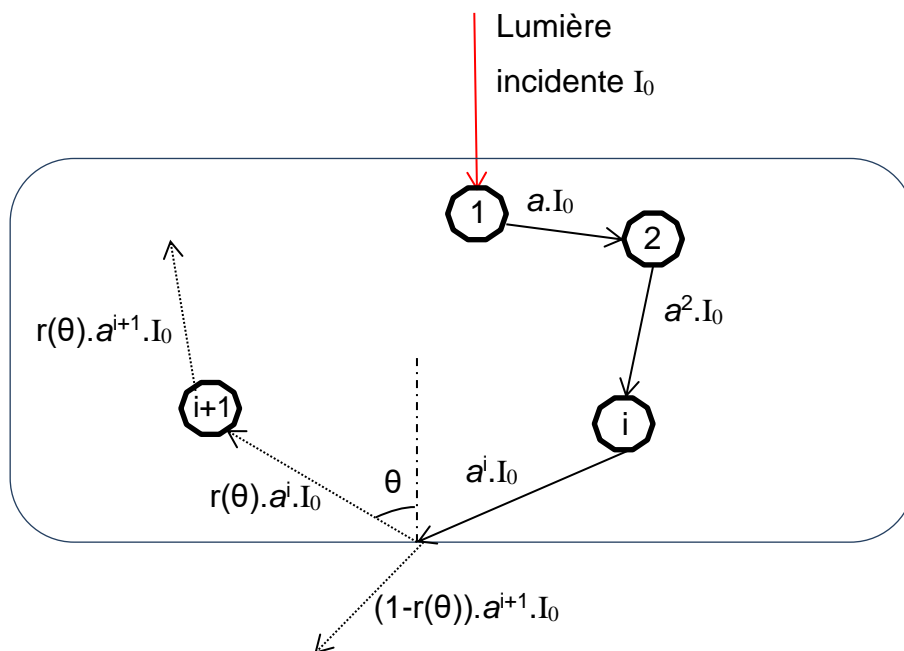


Figure VI-1. Déroulement de l'algorithme pour un photon suivant le principe de la capture implicite.

ii) Roulette russe

Le principe de la décrémentation est le même que celui décrit pour la capture implicite. Mais quand le poids (W) de la particule descend en dessous d'un certain seuil, on applique la roulette russe avec une probabilité de survie (W / W_0). La roulette russe est un jeu de hasard équivalent à un lancer de dé. Si la particule gagne ce jeu, alors son poids (W) est remis à celui du départ (W_0), si la particule perd le jeu, dans ce cas-là elle disparaît. L'intérêt de la méthode roulette russe comparé à celle de la capture implicite est de réduire le temps de simulation, mais exige un grand nombre de photons envoyés

Quelle que soit les méthodes, les contributions individuelles de chaque photon sont ensuite stockées sur un maillage de l'espace et du temps. Ce maillage doit être suffisamment serré pour avoir une bonne précision spatiale ou temporelle sans toutefois dépasser une certaine limite en dessous de laquelle on réduirait la statistique pour chaque case. Les densités surfaciques ou volumiques d'énergie sont ensuite obtenues en sommant d'abord les contributions élémentaires apportées par chaque photon collecté puis en divisant l'énergie ainsi stockée dans chaque case par le volume ou la surface de cette case.

Pour déterminer la distance libre que le photon parcourt entre deux interactions (Wang et *al.*, 1995), on considère la densité de probabilité $p(l)$ définie de telle sorte que la probabilité d'avoir une interaction dans la tranche d'épaisseur dl soit égale à $p(l) dl$. Si on prend :

$$p(l) = \mu_t \exp(-\mu_t l) \quad \text{(VI-1)}$$

alors après chaque interaction, le photon avance en ligne droite d'une longueur L générée par :

$$L = - \frac{\ln(\text{rand1})}{\mu_t} \quad \text{(VI-2)}$$

où rand1 désigne une valeur aléatoire uniformément distribuée sur l'intervalle $]0, 1]$, telle que fournie par un générateur aléatoire.

Ayant parcouru cette distance L , le photon arrive en un point de l'espace où il subit une diffusion, processus qui dévie une partie de l'énergie pour la répartir dans les autres directions. Une nouvelle direction de propagation est alors calculée à partir d'une loi de génération aléatoire pour les angles θ et φ . Si l'on considère un nouveau nombre aléatoire $rand2$, lui aussi uniformément distribué sur l'intervalle $] 0, 1]$, la loi de génération de l'angle azimutal est donnée par :

$$\varphi = 2\pi rand2 \quad (\text{VI-3})$$

et l'angle φ est alors uniformément distribué sur l'intervalle $] 0, 2\pi]$.

Quant à la loi de génération d'angles θ , elle découle généralement de la fonction de phase de Henyey-Greenstein, fonction de phase la plus couramment utilisée pour définir la diffusion dans les tissus biologiques (Sandell et Zhu, 2011). Dans le cas de la simulation Monte-Carlo, la fonction de phase que l'on définit est cette fois normée à 1, car l'albédo est déjà pris en compte lors des interactions ondes/diffuseurs. La loi de génération est alors:

$$\cos\theta = \frac{1 + g^2}{2g} - \frac{\left(\frac{1 - g^2}{1 - g + 2g rand3}\right)^2}{2g} \quad (\text{VI-4})$$

Les nouveaux cosinus directeurs des vecteurs de positions \vec{K}' peuvent être alors obtenus depuis les cosinus directeurs initiaux \vec{K} à partir des équations suivantes :

$$K'_x = \frac{\sin(\theta)}{\sqrt{1 - K_z^2}} (K_x K_z \cos(\varphi) - K_y \sin(\varphi)) + K_x \cos(\theta) \quad (\text{VI-5})$$

$$K'_y = \frac{\sin(\theta)}{\sqrt{1 - K_z^2}} (K_y K_z \cos(\varphi) - K_x \sin(\varphi)) + K_y \cos(\theta) \quad (\text{VI-6})$$

$$K'_z = -\sin(\theta) \cos(\varphi) \sqrt{1 - K_z^2} + K_z \cos(\theta) \quad (\text{VI-7})$$

Si K_z tend vers 1, les équations se simplifient par les équations suivantes :

$$K'_x = \sin(\theta) \cos(\varphi) \quad (\text{VI-8})$$

$$K'_y = \sin(\theta) \sin(\varphi) \quad (\text{VI-9})$$

$$K'_z = (\text{signe de } K_z) \cdot \cos(\theta) \quad (\text{VI-10})$$

Avec ces paramètres, on retrouve la localisation $M (M_x, M_y, M_z)$ du photon à partir de son ancienne position $P (P_x, P_y, P_z)$:

$$M_x = P_x + L \cdot K_x \quad \text{(VI-11)}$$

$$M_y = P_y + L \cdot K_y \quad \text{(VI-12)}$$

$$M_z = P_z + L \cdot K_z \quad \text{(VI-13)}$$

Dans un milieu quasi infini et peu absorbant, la trajectoire limite est donnée par le poids statistique minimum du photon. Comme nous l'avons précisé précédemment, le poids statistique d'un photon est diminué à chaque événement qui participe ainsi à sa disposition. Ce poids ne s'annule jamais mais tend asymptotiquement vers zéro. La propagation du photon est poursuivie jusqu'à ce que son poids devienne négligeable, on estime généralement qu'il n'apporte plus d'information pour une énergie inférieure à un seuil ε défini au départ de la simulation (par exemple, $\varepsilon = 10^{-8}$). Finalement, l'arrêt global de la simulation est obtenu lorsque N photons de l'ordre de 10^5 à 10^8 ont été tirés au cours de la simulation. La précision du résultat ne dépend que du nombre de photons suivis au cours de la simulation.

Dans une géométrie finie, il convient de tenir compte des conditions limites aux frontières des tissus. La simulation permet notamment d'évaluer la réflectance (distribution spatio-temporelle de la lumière rétrodiffusée) et la transmittance (lumière diffuse transmise) du milieu. On est aussi amené à tenir compte des lois de réflexion (Fresnel) et de réfraction (Snell-Descartes) données respectivement par :

$$R_{fres}(\theta_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} + \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \right] \quad \text{(VI-14)}$$

$$n_i \sin(\theta_i) = n_t \sin(\theta_t) \quad \text{(VI-15)}$$

ou θ_i est l'angle d'incidence interne dans le milieu, θ_t est l'angle de transmission, et n étant l'indice de réfraction (milieu intérieur, milieu extérieur).

Dans le cas où le photon traverse un tissu constitué de deux couches avec des propriétés optiques différentes, le pas de propagation L doit être modifié. Soit P le point de départ et M_i le point d'intersection à la frontière des deux couches, alors le nouveau pas est donné par l'équation suivante :

$$L_{modifié} = PM_i + [L - PM_i] \frac{\mu_t}{\mu_t^{modifié}} \quad \text{(VI-16)}$$

L'un des avantages des simulations numériques de type Monte-Carlo réside dans leur aptitude à prendre en compte toute la géométrie concernant la source ou les détecteurs, ainsi que les propriétés optiques du milieu qu'il soit macroscopiquement homogène ou inhomogène. En enregistrant la distance parcourue entre deux événements, on a accès au temps mis par le photon pour se propager librement. En sommant toutes les distances enregistrées pour le même photon, on obtient finalement le temps mis par la particule pour parcourir la distance source-détecteur.

L'inconvénient majeur de ces simulations, malgré les avancées technologiques réalisées dans les performances des ordinateurs, reste le temps de calcul nécessaire pour obtenir une convergence acceptable. Du fait de la nature probabiliste de la simulation, le temps de calcul peut se révéler extrêmement long. Il faut savoir que toute grandeur calculée par ces simulations est régie par les règles de la statistique sur les grands nombres. Si N représente le nombre de tirages réalisés au cours d'une simulation (nombre de photons injectés dans le milieu, tous indépendants les uns des autres), l'erreur sur le résultat final décroît en $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Donc, si on veut réduire de moitié l'erreur sur un résultat, il faut multiplier par 4 le nombre de tirages, ce qui revient à multiplier le temps de calcul par ce même facteur 4.

VI.2 Modèle de pomme

La pomme est modélisée par deux sphères concentriques (figure VI-2), dont la différence des rayons est égale à l'épaisseur de la peau. La sphère intérieure matérialise la chair.

La source de photons est injectée à la surface et dirigée vers le centre des deux sphères. Elle est distribuée suivant une loi radiale gaussienne (rayon de l'étendu du faisceau $\omega = 0,5$ mm, à $1/e^2$). Le point d'émission d'un photon dans un faisceau gaussien est déterminé aléatoirement pour générer les coordonnées x_0, y_0 . Etant donné deux nombres aléatoires indépendants ε_1 et ε_2 distribués uniformément dans l'intervalle $[0, 1]$, on définit la variable aléatoire $R = (2\varepsilon_1 - 1)^2 + (2\varepsilon_2 - 1)^2 < 1$.

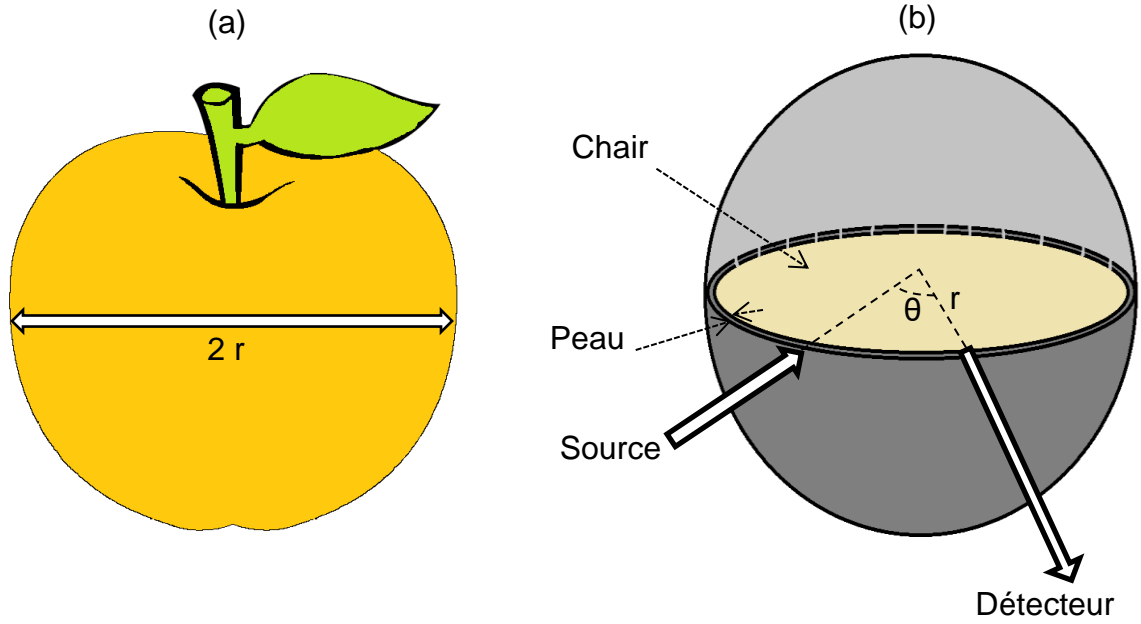


Figure VI-2. Modélisation de la pomme comme étant deux sphères concentriques.

Alors les coordonnées x_0, y_0 peuvent être calculées comme suit :

$$x_0 = \frac{\omega}{2} (2\varepsilon_1 - 1) \sqrt{\frac{-2\ln R}{R}} \quad \text{(VI-17)}$$

$$y_0 = \frac{\omega}{2} (2\varepsilon_2 - 1) \sqrt{\frac{-2\ln R}{R}} \quad \text{(VI-18)}$$

Toute la propagation interne du photon est décrite par l'ensemble des équations précitées (VI-1 - VI-16). Ces équations restent valables à l'intérieur de la sphère de rayon r_s centrée en un point C (0, 0, z_C). Pour un photon venant d'un point P de coordonnées (x_P, y_P, z_P) et rencontrant la frontière sphérique de rayon r_s au point M_i de coordonnées (x_i, y_i, z_i), la coordonnée le long de l'axe Oz du point de rencontre, z_i , peut être retrouvée en résolvant un système de deux équations :

$$z_i = z_C \pm \sqrt{r_s^2 - (x_P + \gamma \cdot K_x)^2 - (y_P + \gamma \cdot K_y)^2} = h_1(\gamma) \quad \text{(VI-19)}$$

$$z_i = z_P + \gamma \cdot K_z = h_2(\gamma) \quad \text{(VI-20)}$$

où γ est la longueur entre les points P et M_i . Une procédure itérative est alors mise en œuvre afin de minimiser la différence $|h_1(\gamma) - h_2(\gamma)|$, et donner la valeur optimale de γ telle que $\gamma = \gamma_{opt}$. Finalement, les coordonnées du point M_i sont données par :

$$(x_p + \gamma_{opt} \cdot K_x, y_p + \gamma_{opt} \cdot K_y, z_p + \gamma_{opt} \cdot K_z) \quad \text{(VI-21)}$$

S'agissant de la demi-sphère (pomme coupée), on combine les calculs associés aux modèles sphérique et plan.

La mise en œuvre du modèle de Monte Carlo offre l'opportunité de quantifier les erreurs liées au recouvrement des paramètres de la chair, en fonction du rayon de la sphère et des propriétés de la peau (épaisseur et paramètres optiques).

VI.3 Résultats de simulation Monte Carlo

Dans cette section, les résultats de simulation du transport des photons dans les tissus de la pomme sont présentés. Dans un premier temps, l'effet du rayon de courbure de la pomme sur la réflectance est abordé en considérant la cible comme un simple milieu sphérique (propriétés optiques de la chair identiques à celles de la peau). Dans une deuxième étape, l'effet de la peau (tissu à deux couches : chair et peau) sur la propagation de la lumière dans les tissus de la pomme, sur les images et profils rétrodiffusés ainsi que sur les paramètres optiques recouverts, est étudié.

VI.3.1 Effet du rayon de courbure

La figure VI-3 montre l'effet du rayon de courbure sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo en fixant les paramètres de la chair et de la peau identiques et tels que $\mu_a^{(c)} = \mu_a^{(p)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s^{(c)} = \mu'_s^{(p)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$. Les paramètres n et g sont respectivement égaux à 1.4 et 0.8. Afin de comparer la solution analytique de Kienle (Kienle et al., 1996) à celle générée par la méthode de Monte Carlo, trois rayons $r_s = 10000, 35$ et $20,5 \text{ mm}$ ont été respectivement affectés au modèle sphérique, tandis que la distance radiale source-détecteur a été limitée à 20 mm.

La figure VI-3.a montre que les solutions numériques analytiques sont très proches, ce qui indique que la courbure locale (liée à la zone de mesure) des fruits de taille courante (30 - 40 mm) aura peu d'importance quant à la quantification des paramètres optiques de la chair.

La figure VI-3.b illustre cependant que les solutions numérique et analytique divergent dès la distance de 12 mm, lorsque la taille du fruit est réduite à 20,5 mm.

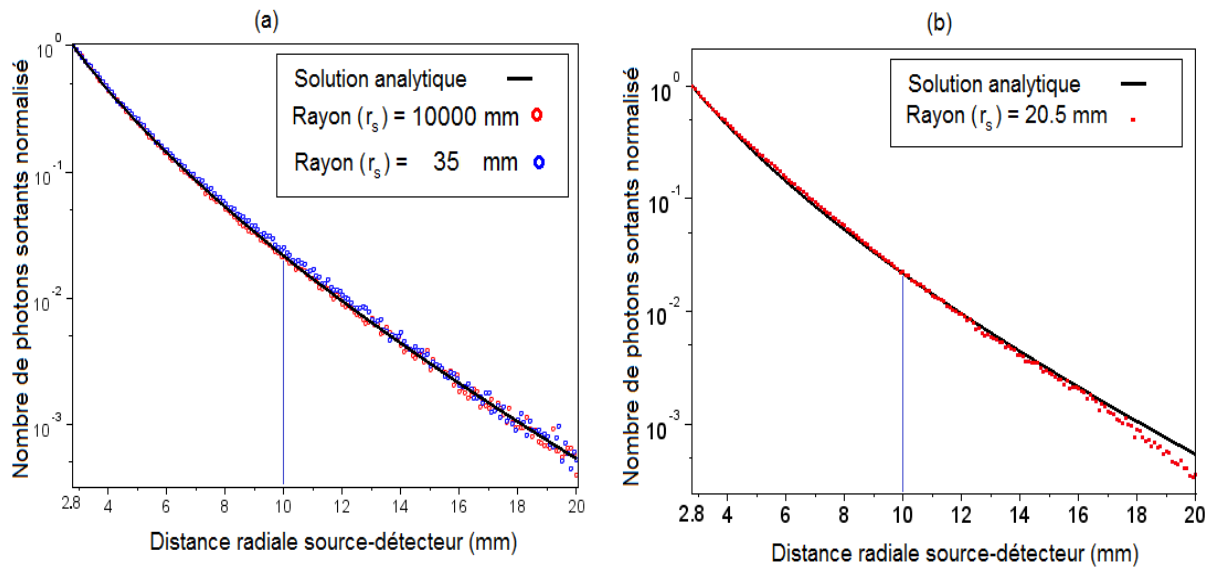


Figure VI-3. Effet du rayon de courbure sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo avec les paramètres optiques $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu'_s{}^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$. (a) Réflectance générée à la surface d'un quasi-plan ($r_s = 10000 \text{ mm}$) ou d'une sphère ($r_s = 35 \text{ mm}$) et comparée à la solution analytique de Kienle (valable pour un plan). (b) Réflectance générée à la surface d'une sphère ($r_s = 20,5 \text{ mm}$) et comparée à la solution analytique de Kienle.

Afin de s'affranchir de cet effet, la distance radiale optimale délimitant le profil rétrodiffusé a été fixé entre 2,8 et 10 mm (voir chapitre III). La borne supérieure égale à 10 mm répond par ailleurs à la définition d'un seuil de sensibilité minimal, relatif à l'usage d'une caméra CCD (Qin et Lu, 2008).

VI.3.2 Effet de la peau

La peau qui présente des propriétés optiques différentes de celles de la chair (Saeys et al., 2008) peut occasionner des erreurs liées à l'estimation des paramètres optiques de la chair. Bien que cette membrane protectrice ait une épaisseur faible (80 – 500 μm), sa présence ne peut être négligée ainsi que le témoigne certains travaux de chercheurs dans ce domaine (Cen et Lu, 2009; Nguyen Do Trong *et al.*, 2014; Qin et Lu, 2008).

Les figures VI-4 (a)-(b)-(c) illustrent l'effet de la peau sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo. Les observations concernant un fruit de rayon $r_s = 35 \text{ mm}$ dont les paramètres optiques de la chair $\mu_a^{(c)}$ et $\mu'_s{}^{(c)}$ sont respectivement égaux à $0,015 \text{ mm}^{-1}$ et $1,15 \text{ mm}^{-1}$. Afin d'accentuer les comparaisons, le fruit est considéré avec et sans peau.

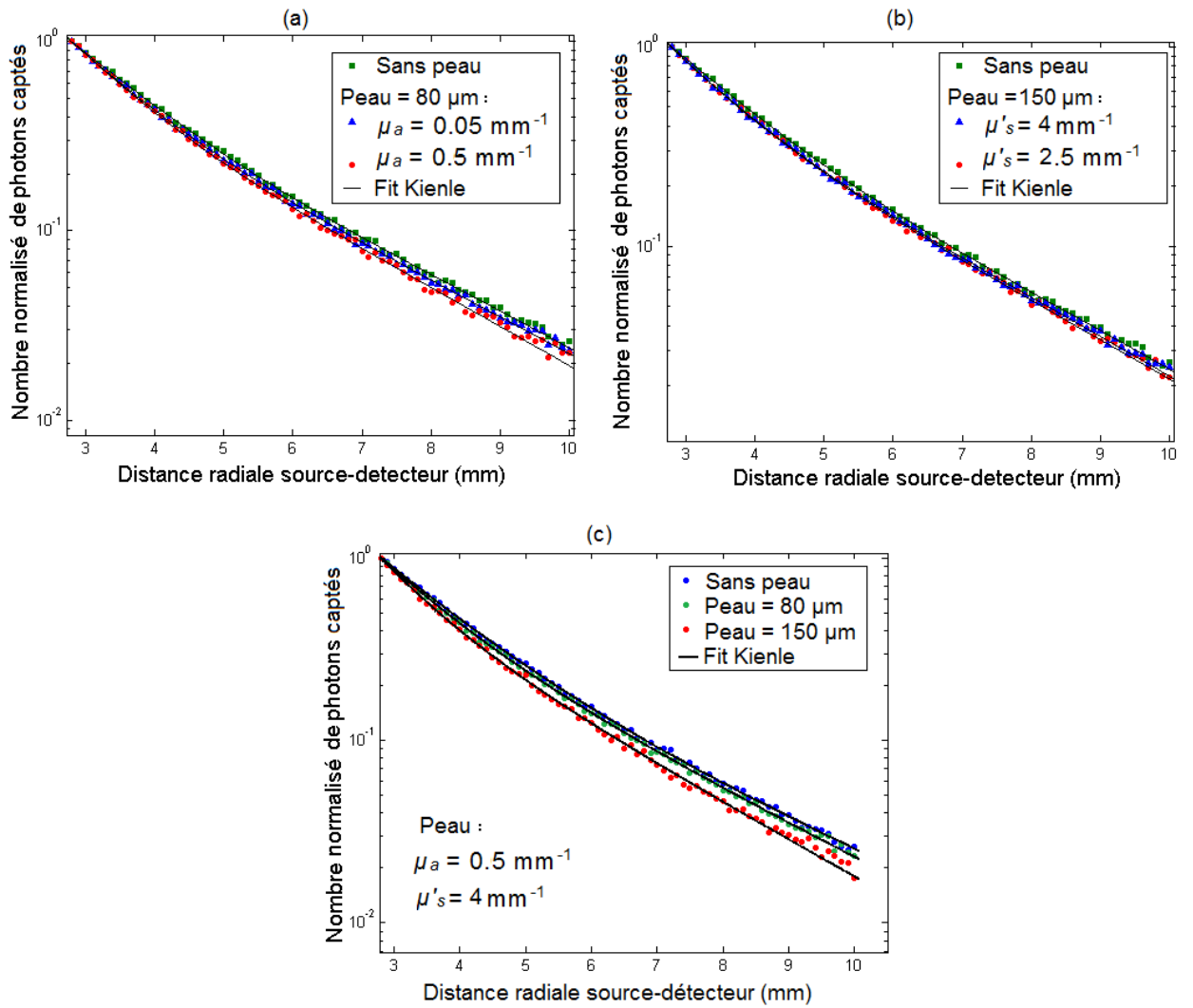


Figure VI-4. Effet de la peau sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo. Les calculs ont été établis avec les paramètres suivants : $r_s = 35 \text{ mm}$, $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu'_s{}^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$. (a) Cas d'une peau de 80 μm d'épaisseur et de coefficient $\mu'_s{}^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$. (b) Cas d'une peau de 150 μm d'épaisseur et de coefficient $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$. (c) Cas d'une peau d'épaisseur de 80 ou 150 μm et de paramètres optiques $\mu_a^{(p)} = 0,5 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu'_s{}^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$.

Dans le premier cas, deux épaisseurs de la peau 80 μm et 150 μm sont prises en compte. Les paramètres optiques assignés à la peau sont fixés à $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$ ou $0,5 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_s{}^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_s{}^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$ ou $2,5 \text{ mm}^{-1}$. Les paramètres n et g sont respectivement égaux à 1.4 et 0.8.

Table VI-1. Paramètres optiques internes recouverts ($\mu_a - \mu'_s$) et erreurs calculées ($\Delta\mu_a\%$, $\Delta\mu'_s\%$) par rapports aux valeurs assignées à la chair ($\mu_a^{(c)} - \mu'_s^{(c)}$).

e	Paramètres d'entrée				Données recouvrées*		Erreurs relatives (%)	
	$\mu_a^{(p)}$	$\mu'_s^{(p)}$	$\mu_a^{(c)}$	$\mu'_s^{(c)}$	μ_a	μ'_s	$\Delta\mu_a$	$\Delta\mu'_s$
0	-	-	0,0150	1,15	0,0144	1,14	4,00%	0,64%
80	0,05	4	0,0150	1,15	0,0159	1,14	6,00%	0,81%
80	0,5	4	0,0150	1,15	0,0163	1,14	8,67%	0,84%
150	0,05	4	0,0150	1,15	0,0163	1,14	8,87%	0,81%
150	0,5	4	0,0150	1,15	0,0164	1,16	9,93%	0,88%
150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0173	0,95	15,47%	17,14%

e: Epaisseur de peau μm ; * : échelle d'ajustement [2,8 – 10 mm]; μ_a (mm^{-1}); μ'_s (mm^{-1})

Les paramètres optiques recouverts μ_a , μ'_s par la mise en œuvre d'ajustement non linéaire par la méthode des moindres carrés « nonlinear least squares fitting » sont consignés dans le tableau VI-1. Les résultats comparés aux valeurs de référence de la chair montrent que μ_a ($\Delta\mu_a \sim 4 - 10\%$) est plus affecté par la présence de la peau que μ'_s ($\Delta\mu'_s \sim <1\%$).

Table VI-2. Paramètres optiques internes recouverts ($\mu_a - \mu'_s$) et erreurs calculées ($\Delta\mu_a\%$, $\Delta\mu'_s\%$) pour les paramètres de peau ($\mu_a^{(p)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s^{(p)} = 2.5 \text{ mm}^{-1}$ et $e = 150 \mu\text{m}$), en jouant sur la borne inférieure de la plage d'ajustement.

Plage d'ajustement	e	Paramètres d'entrée				Données recouvrées		Erreurs relatives (%)	
		$\mu_a^{(p)}$	$\mu'_s^{(p)}$	$\mu_a^{(c)}$	$\mu'_s^{(c)}$	μ_a	μ'_s	$\Delta\mu_a$	$\Delta\mu'_s$
[1,5 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0189	0,82	26,00%	28,70%
[2,0 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,018	0,901	18,00%	21,65%
[2,5 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0177	0,94	18,00%	18,26%
[3,0 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0173	0,95	15,33%	17,39%
[3,5 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0154	1,162	2,67%	1,04%
[5,0 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0147	1,143	2,00%	0,61%
[6,0 – 10 mm]	150	0,05	2,5	0,0150	1,15	0,0149	1,145	0,67%	0,43%

e: Epaisseur de peau μm ; μ_a (mm^{-1}); μ'_s (mm^{-1})

Cette tendance n'est cependant plus observée, dès que le coefficient de diffusion réduit de la peau $\mu'_s^{(p)}$ diminue de 4 mm^{-1} à $2,5 \text{ mm}^{-1}$ ($\Delta\mu_a \sim 15,47\%$, $\Delta\mu'_s \sim 17,14\%$). Ceci peut s'interpréter par le fait que lorsque μ'_s diminue, l'effet de la première couche se fait sentir sur une distance radiale plus grande que 2,8 mm, ce qui induit des erreurs sur le recouvrement des paramètres optiques. Différents essais portant

sur l'étendue de la plage de mesure ont été réalisés afin d'objectiver ces variations. Les résultats sont consignés dans le tableau VI-2. On peut noter que lorsque la borne inférieure de la plage d'ajustement est supérieure ou égale à 3,5 mm, l'erreur tend à diminuer, jusqu'à devenir inférieure à ($\Delta\mu_a \sim 2,67\%$, $\Delta\mu'_s \sim 1,04\%$).

L'effet du coefficient d'anisotropie g sur le profil rétrodiffusé d'une pomme avec peau et sans peau (épaisseur = 80 μm), et de rayon moyen $r_s = 35$ mm, est illustré sur la figure VI-5.

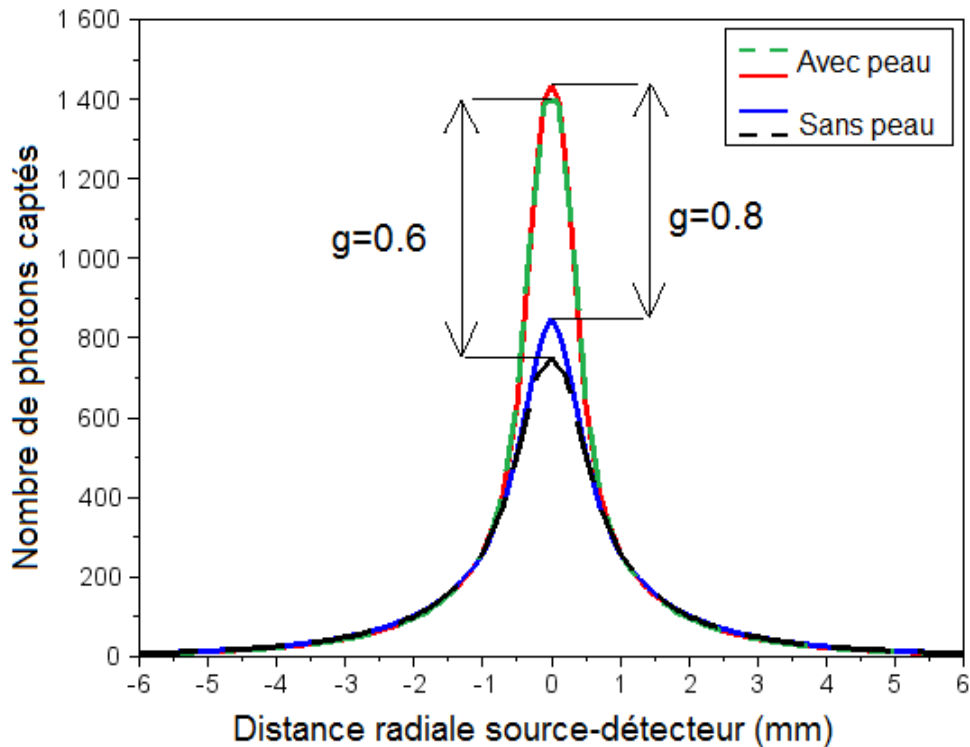


Figure VI-5. Effet de la peau et de l'anisotropie sur la réflectance générée par la méthode de Monte Carlo. Les calculs ont été établis avec les paramètres suivants : $r_s = 35$ mm, $\mu_a^{(c)} = 0,015$ mm^{-1} , $\mu'_s{}^{(c)} = 1,15$ mm^{-1} , une peau d'épaisseur de 80 μm et de paramètres optiques $\mu_a^{(p)} = 0,05$ mm^{-1} et $\mu'_s{}^{(p)} = 4$ mm^{-1} . Les traits pleins correspondent à une anisotropie de 0,8, les tirets à une anisotropie de 0,6.

Les paramètres optiques utilisés pour la simulation sont les suivants : chair $\mu_a^{(c)} = 0,015$ mm^{-1} , $\mu'_s{}^{(c)} = 1,15$ mm^{-1} , peau $\mu_a^{(p)} = 0,05$ mm^{-1} et $\mu'_s{}^{(p)} = 4$ mm^{-1} , alors que deux valeurs égales 0,6 et 0,8 ont été choisies pour g . Il est notable que le facteur d'anisotropie n'a d'influence que sur la partie centrale des courbes et de façon cependant plus exacerbée pour le cas sans peau.

Par ailleurs, la variation de g a peu d'influence sur les profils générés à partir d'une distance radiale égale à 2 mm. Ceci suggère que pour la pomme (Saeys et al.,

2008), la prise en compte d'une plage de variation de g comprise entre 0,6 – 0,8, occasionne peu d'erreurs sur le recouvrement des paramètres optiques de la chair.

La figure VI-6 (a)-(b) représente l'effet de la peau sur les profils rétrodiffusés et permet encore de comparer les profils générés par la méthode de Monte Carlo à ceux capturés par la caméra lors de l'étude d'une pomme Granny Smith irradiée à la longueur d'onde de 852 nm. Qualitativement, les tendances théoriques et expérimentales sont en bonne coïncidence. Les ordres de grandeurs sur les erreurs des paramètres optiques recouverts théoriquement et expérimentalement sont respectivement de l'ordre de $\Delta\mu_a \sim 9\%$ - $\Delta\mu'_s \sim 0,9\%$ et $\Delta\mu_a \sim 15\%$ - $\Delta\mu'_s \sim 0,2\%$.

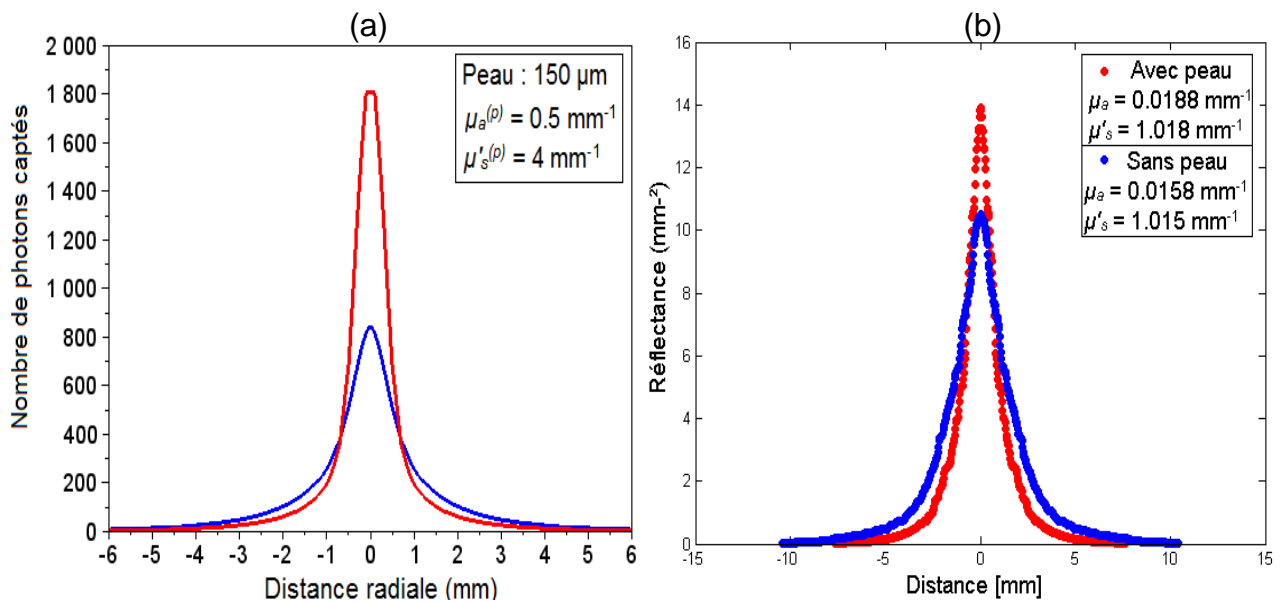


Figure VI-6. Comparaison entre profils rétrodiffusés théoriques (a) et expérimentaux (b) obtenus lors d'une étude de la pomme Granny Smith avec et sans peau illuminée à la longueur d'onde de 852 nm. Les profils théoriques ont été générés avec la méthode de Monte Carlo avec les données suivantes : $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_a^{(p)} = 0,5 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu'_s^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$, peau d'épaisseur de 150 μm, $g = 0,8$ et $n = 1,4$.

Cependant, une étude plus complète portant sur l'appréhension des paramètres optiques de la chair et de la peau ainsi que la prise en compte d'autres paramètres tels que la réflexion spéculaire et l'hétérogénéité des tissus, permettraient d'affiner la comparaison.

VI.3.3 Propagation interne

La figure VI-7 représente la distribution de densité (iso-flux) de photons dans le plan (r, z) pour une pomme sans peau, et de paramètres optiques $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$,

$\mu'_s(c) = 1,15 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0,8$, $n = 1,4$, $r_s = 35 \text{ mm}$. Dans le cas de la figure VI-7.a le flux de photons a été calculé par la méthode de capture implicite, le nombre de photon injecté est d'environ 100.000, tandis que la méthode roulette russe (figure VI-7.b) est mise en œuvre avec environ 1 million de photons injectés.

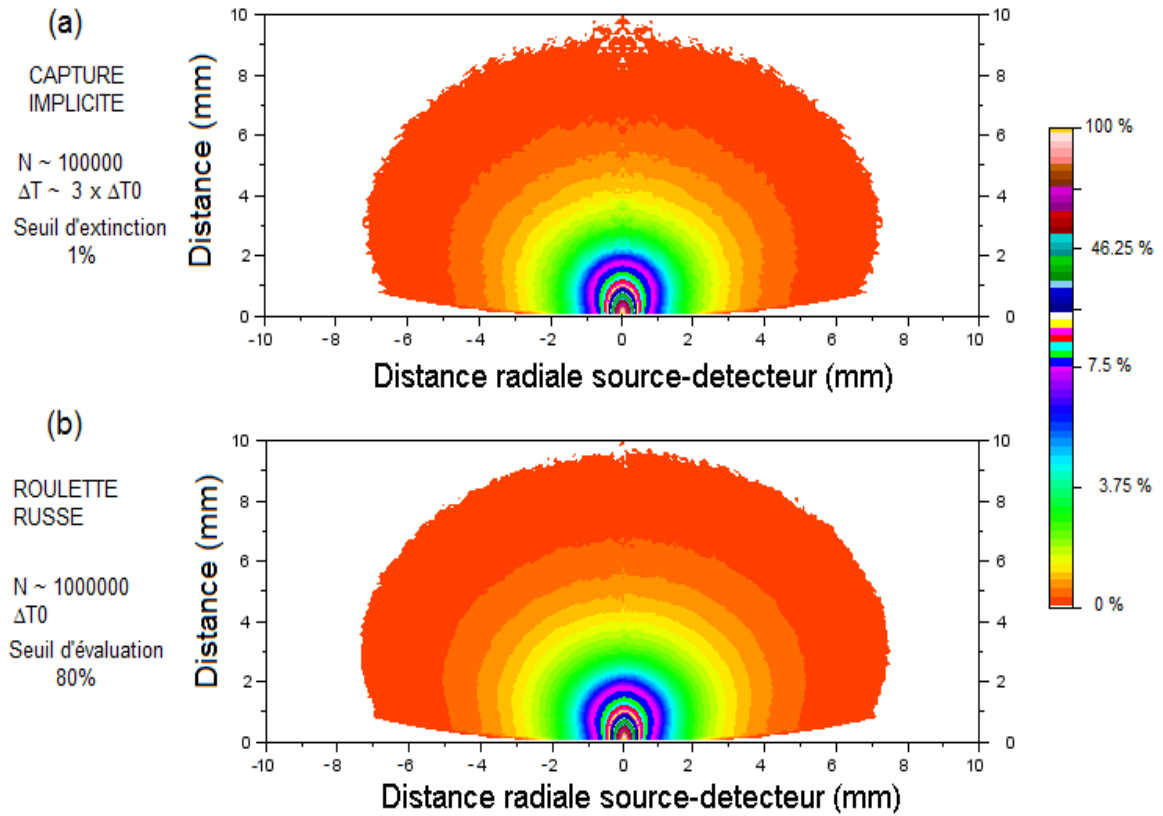


Figure VI-7. Distributions de densité de photons (iso - flux) pour un modèle sphérique de pomme sans peau, générées par deux méthodes dites : (a) capture implicite, (b) roulette russe. Les paramètres utilisés pour la simulation sont : $\mu_a(c) = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s(c) = 1,15 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0,8$, $n = 1,4$ et $r_s = 35 \text{ mm}$.

Les distributions apparaissent identiques, bien que la méthode « capture implicite » requiert moins de photons mais un temps de calcul trois fois plus grand que celui imparti à la méthode « roulette russe ». Dans les deux cas, la zone illuminée est plus intense à la surface de l'échantillon et s'étend radialement et axialement sur les distances totales respectives de 14 mm et 10 mm.

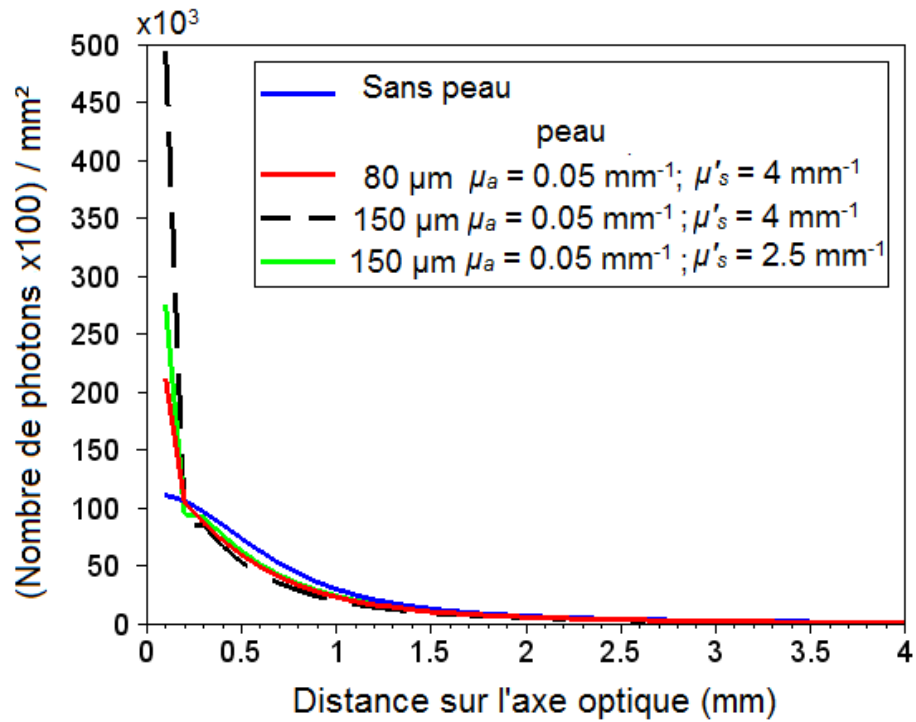


Figure VI-8. Profils de distribution des photons obtenus suivant l'axe optique (axe de symétrie $r = 0$) d'un modèle sphérique de pomme avec et sans peau.

La distribution de la lumière sur l'axe optique ($r = 0$) est représentée sur la figure VI-8 dans le cas d'une pomme avec et sans peau. Deux épaisseurs de peau et deux couples de paramètres optiques sont considérés dans cette simulation, $80 \mu\text{m}$: $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s{}^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$, $150 \mu\text{m}$: $\mu_a^{(p)} = 0,05 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s{}^{(p)} = 4 \text{ mm}^{-1}$ ou $2,5 \text{ mm}^{-1}$. Les paramètres de la chair restent fixés à $\mu_a^{(c)} = 0,015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_s{}^{(c)} = 1,15 \text{ mm}^{-1}$. La présence de la peau se traduit par un stockage important de photons sur une distance d'environ $0,2 \text{ mm}$, et à partir de cette distance le nombre de photons présent dans la chair s'apparente à celui calculé pour la pomme sans peau.

D'autres simulations mettant en exergue l'effet de la peau sur la propagation de la lumière (images et profils rétrodiffusés, profils de sensibilité en profondeur) dans la pomme entière ou coupée (avec et sans peau) sont consignées dans la publication ci-après annexée :

Askoura ML, Vaudelle F, L'Huillier J-P. Numerical Study of Light Transport in Apple Models Based on Monte Carlo Simulations. Photonics. 2016; 3(1):2.

Numerical Study of Light Transport in Apple Models Based on Monte Carlo Simulations

Mohamed Lamine Askoura ^{1,2,*}, Fabrice Vaudelle ¹ and Jean-Pierre L'Huillier ¹

Received: 10 October 2015; Accepted: 19 December 2015; Published: 26 December 2015

¹ Laboratoire Arts et Métiers ParisTech Angers (LAMPA), PRES LUNAM, École Nationale Supérieure des Arts et Métiers (ENSAM), 2 Boulevard du Ronceray, BP 93525, 49035 Angers Cedex 01, France; f.vaudelle@libertysurf.fr (F.V); Jean-Pierre.Lhuillier@ensam.eu (J.-P.L)

² LUNAM Université, SFR 4207 QUASAV, Groupe École Supérieure D'agriculture (ESA), UPSP Groupe de Recherche Agro-Alimentaire sur le Produit et Procédés (GRAPPE), 55 Rue Rabelais, BP 30748, 49007 Angers Cedex 01, France

* Correspondence: ml.askoura@gmail.com; Tel.: +33(0)-241-207-373; Fax: +33(0)-241-207-350

Abstract: This paper reports on the quantification of light transport in apple models using Monte Carlo simulations. To this end, apple was modeled as a two-layer spherical model including skin and flesh bulk tissues. The optical properties of both tissue types used to generate Monte Carlo data were collected from the literature, and selected to cover a range of values related to three apple varieties. Two different imaging-tissue setups were simulated in order to show the role of the skin on steady-state backscattering images, spatially-resolved reflectance profiles, and assessment of flesh optical properties using an inverse nonlinear least squares fitting algorithm. Simulation results suggest that apple skin cannot be ignored when a Visible/Near-Infrared (Vis/NIR) steady-state imaging setup is used for investigating quality attributes of apples. They also help to improve optical inspection techniques in the horticultural products.

Keywords: apple models; light transport; skin; flesh; computed backscattering images; assessment of optical properties

1. Introduction

Propagation of light in turbid tissues such as biological tissues, fruits and vegetables is a complex mechanism which involves scattering and absorption. Incident photons that penetrate in turbid tissues often undergo multiple scattering events before being absorbed or exiting from the material. Light absorption is primarily due to chemical constituents (chromophores and pigments) of the material [1–3], whereas light scattering is more related to structural features (density, particle size, and cellular structures) [4–6]. These two fundamental optical events are characterized by the absorption coefficient μ_a , the scattering coefficient μ_s , the scattering anisotropy g , the reduced scattering coefficient μ'_s ($\mu'_s = \mu_s(1 - g)$), and the refractive index (n) [7,8]. Knowledge of these macroscopic optical coefficients is required to gain insight into light tissue interaction process, or to improve the optimization of the non-invasive (non-destructive) diagnostics technologies. Various optical methods have been developed to quantify light absorption and scattering in biological samples. They have been previously reported for non-invasive assessment of the optical properties of biological tissues and may be classified as spatially-resolved, time-resolved, and frequency-resolved methods [9,10]. All these methods allow us to extract the optical properties of turbid tissues, provided that an appropriate radiation transfer equation coupled with an inverse algorithm is used to fit the reflectance data [11–13]. Optical techniques devoted to the measurements of quality attributes of fruits, and food products mainly concern the hyperspectral imaging-based spatially-

resolved method [14–17], and time-resolved method [1,2,18,19]. Studies carried out by means of these two systems were based on the major assumption that the interrogated samples are plane and homogeneous. These assumptions may not be well appropriate because most fruits are at least composed of two layers of tissues, *i.e.*, skin and flesh, and also present a local curvature (or size) that cannot be assimilated to a plan boundary. Therefore, it seems more realistic to develop a two-layer or multi-layer model with curved boundary to study light propagation in whole fruit, and quantify the effect of the surrounding layer (skin) on the assessment of the flesh optical properties [20]. Several studies have provided analytical solutions to diffusion problem for layered media [21–23]. These models can be applied only in relatively simple configurations such as slabs with different homogeneous layers for which the light scattering prevails over the absorption ($\mu'_s \gg \mu_a$). Because the diffusion approximation is inaccurate near the boundary, application of these models requires that the thickness of the first layer be larger than its reduced transport mean free path ($1/\mu_a + \mu'_s$). Other works have described numerical methods based on finite element [24–26] and Monte Carlo (MC) [6,27–34] models to simulate light transport in various complex multilayered biological structures. The Monte Carlo method has also been successfully used in the context of food and agricultural products for predicting optical features related to apples [20,35], kiwi fruit [36], and onion bulbs [37]. Although the MC method requires the propagation of substantial numbers of photons and large amounts of computing time to obtain statistically reliable results, it can solve the radiative transfer equation [38] without the limitations of complex sample geometries and optical properties.

This research was aimed at the development of a Monte Carlo model to simulate and quantify light propagation in apple tissue structures. The ultimate goal was to reveal the role played by the skin layer on the light transport features including backscattering images, steady-state diffuse reflectance profiles, internal sensibility profiles of photons, and penetration depth in the flesh. This paper is outlined as follows. In Section 2, we describe the Monte Carlo algorithm, apple tissue model based on a two-layer spherical geometry (skin and flesh), as well as two imaging-tissue setups related to whole and half-cut apples, with and without skin. In Section 3, we perform various simulations with a careful consideration of tissue optics and metrics. Simulation results are detailed with further information on the optimum sensing range which provides at the best the retrieved flesh optical properties in the case of an imaged whole apple. Finally, we conclude with prospects in Section 4.

2. Methodology

2.1. Monte Carlo Algorithm

Monte Carlo method allows us to simulate radiation transport in turbid media according to probabilities of mean free path l_p , direction change due to scattering, absorption and Fresnel reflection [27]. These probabilities depend on the optical parameters μ_s , μ_a , g and n , which are assigned to the tissues. Here we used a Monte Carlo code described in a previous paper [20] that was adapted to both imaging setups displayed in Figure 1a,b.

Each tissue model is illuminated by a Gaussian collimated beam ($\omega = 0.5$ mm at $1/e^2$) assumed in normal incidence. This is an acceptable approach to the problem (Figure 1a) if the angle between the source axis and detector axis is not too large ($<10^\circ$). Preliminary apple experiments carried out by means of a homemade multispectral imaging system [39] have confirmed that the backscattering reflectance profiles have few distortions (symmetry) for incidence angles less than 10° . Moreover, in practical fruit diagnostics [39,40] the numerical aperture of the camera contributes to confine an effective area over the sample surface (~ 25 mm). In this paper, the Monte Carlo simulations take into account all backscattered photons coming out from a limited area of diameter 20 mm, at the considered surface of the fruit. The main steps of the Monte Carlo algorithm are depicted in the flowchart (Figure 2), and are summarized below:

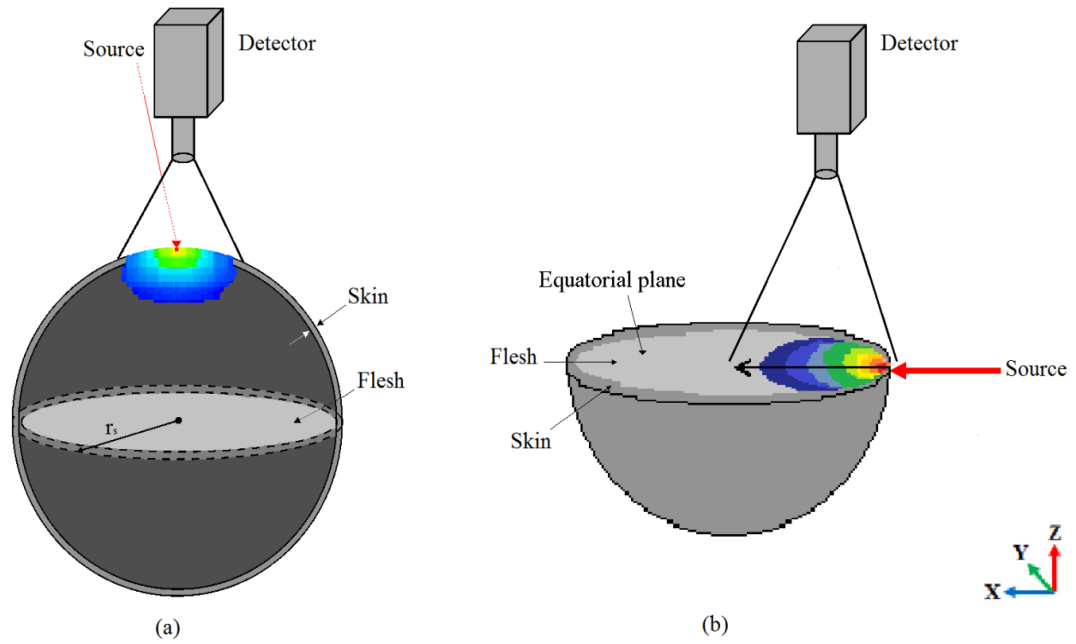


Figure 1. Apple models and imaging-tissue setups used for the Monte Carlo simulations. **(a)** Whole apple assimilated to a sphere (flesh) surrounded by a thin layer of tissue (skin), and observed over its top curved boundary. **(b)** Half-cut spherical apple model observed over its equatorial plane. In both cases, the Gaussian beam size of the incident light source is $2\omega = 1$ mm.

- The emission point of a photon in the Gaussian beam is randomly determined to generate the coordinates x_0, y_0 . Given ε_1 and ε_2 independently uniformly distributed in $[-1,1]$, set $R = (2\varepsilon_1 - 1)^2 + (2\varepsilon_2 - 1)^2 < 1$, and z_0 is close to the local curvature of the model. Then the coordinates x_0 and y_0 are computed as [41]

$$x_0 = \frac{w_0}{2} (2\varepsilon_1 - 1) \sqrt{\frac{-2\ln R}{R}} \quad (1)$$

$$y_0 = \frac{w_0}{2} (2\varepsilon_2 - 1) \sqrt{\frac{-2\ln R}{R}} \quad (2)$$

- To simulate propagation, Monte Carlo method requires defining a distance for the collision (step size). The step size of the photon is computed based on the sampling of the probability distribution for mean free path $l_p = 1/\mu_t$ ($\mu_t = \mu_a + \mu_s$).

$$S = \frac{-\ln \varepsilon_3}{\mu_t} \quad (3)$$

$S \in [0, \infty]$, where ε_3 is a random number uniformly distributed over $[0,1]$.

- Once the photon has taken a step, some of the photon weight W_k (initial value $W_0 = 1$) decrease due to absorption by tissue sample must occur. Therefore,

$$W_k = \left[1 - \frac{\mu_a}{\mu_t}\right] W_{k-1} \quad (4)$$

until weight falls below a threshold value W_{th} (associated to a Russian roulette technique).

- Once the photon has been moved and its weight decremented, the photon is ready to be scattered. A random number ε_4 is generated, and the selection of the deflection angle θ , is accomplished using the probability density function $P_{HG}(\cos \theta)$ of scattering in tissue (Henyey-Greenstein) [42]

$$P_1 = \frac{1}{2g} \left[1 + g^2 - \left(\frac{1 - g^2}{1 - g + 2g\varepsilon_4}\right)^2\right]; g > 0 \quad (5)$$

Chapitre VI

where $\theta = \cos^{-1}(P_1)$, and $\varphi = 2\pi\varepsilon_5$: uniformly distributed within the interval $[0, 2\pi]$. Once the deflection θ and azimuthal φ angles are chosen, the new direction for the photon propagation (K'_x, K'_y, K'_z) is computed from the three direction cosines (K_x, K_y, K_z) using the formulas [43,44]

$$K'_x = \frac{\sin(\theta)}{\sqrt{1-K_z^2}} (K_x K_z \cos(\varphi) - K_y \sin(\varphi)) + K_x \cos(\theta) \quad (6)$$

$$K'_y = \frac{\sin(\theta)}{\sqrt{1-K_z^2}} (K_y K_z \cos(\varphi) - K_x \sin(\varphi)) + K_y \cos(\theta) \quad (7)$$

$$K'_z = -\sin(\theta) \cos(\varphi) \sqrt{1-K_z^2} + K_z \cos(\theta) \quad (8)$$

To avoid division by zero, if the angle is too close to normal (*i.e.*, $|K_z| \sim 1$), the following formulas are used [40], instead of Equations (6), (7) and (8).

$$K'_x = \sin(\theta) \cos(\varphi) \quad (9)$$

$$K'_y = \sin(\theta) \sin(\varphi) \quad (10)$$

$$K'_z = \text{sign } K_z \cos(\varphi) \quad (11)$$

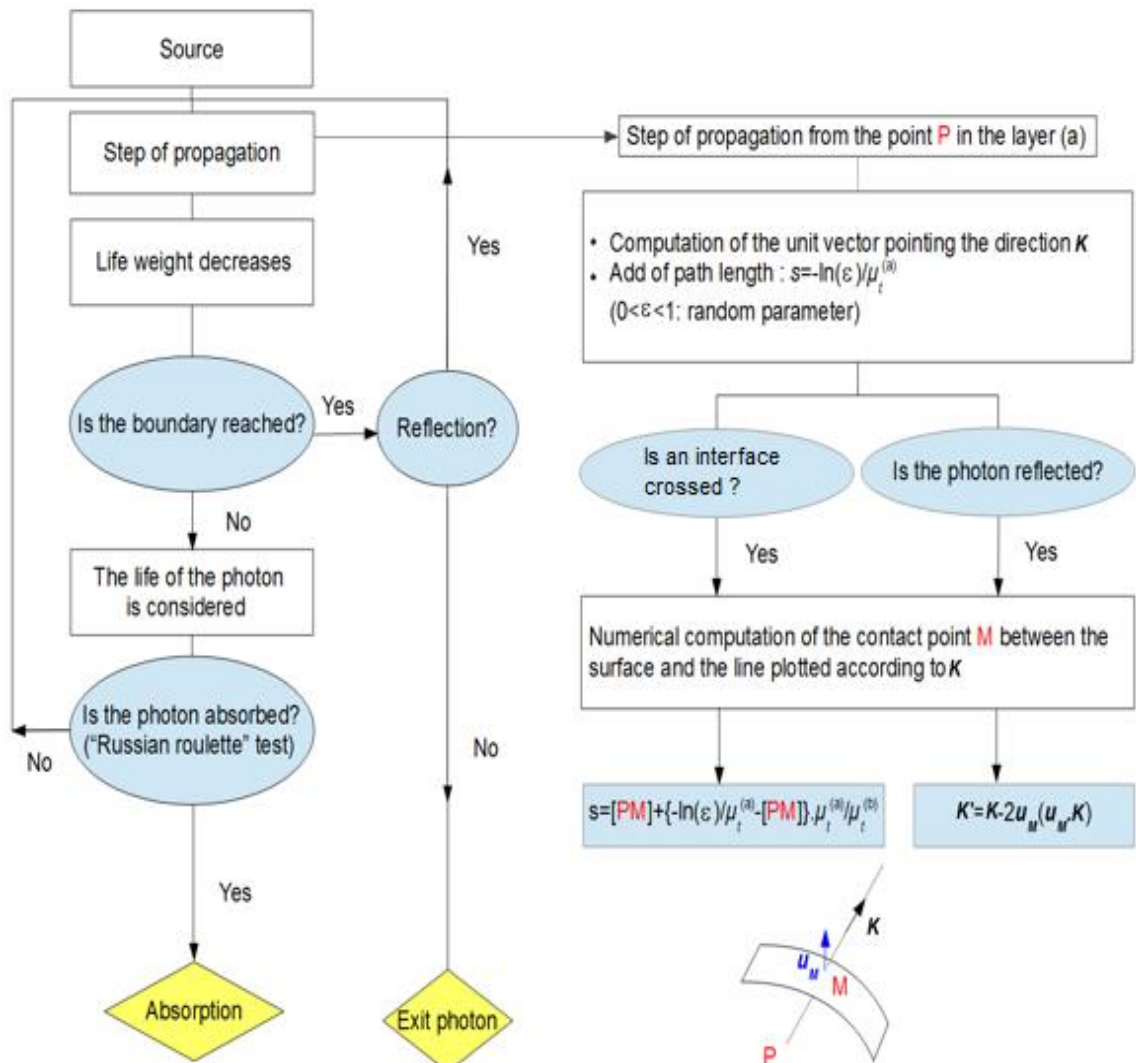


Figure 2. Flowchart of the fundamental steps of the Monte Carlo simulations

- During a step, a photon may attempt to escape the spherical apple model (with and without skin layer) at the air–tissue interface. Then, the photon may either escape and contributes to the observed reflectance or be internally reflected by the interface (flesh or skin). Snell's law, which gives the relationship between the angle of incidence θ_i and the angle of transmittance θ_t (and

refractive indexes), allows us to calculate the internal reflectance $R(\theta_i)$, according to the Fresnel's law

$$n_i \sin(\theta_i) = n_t \sin(\theta_t) \quad (12)$$

$$R(\theta_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} + \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \right] \quad (13)$$

If $R(\theta_i) < \varepsilon_6$, then the photon escapes the boundary (skin-air) and account for the backscattering data.

If $R(\theta_i) > \varepsilon_6$, then the photon is internally reflected and its direction cosine is updated by reversing the change of direction.

A great task was also to determine the interaction point between the photon path and the sphere boundary. A procedure based on an optimization scheme was used to estimate the incidence point close to the considered boundary (flesh-air, flesh-skin and/or skin-air). For a photon coming from a point P (x_P, y_P, z_P) and crossing at the point M (x_M, y_M, z_M), the coordinate z_M may be found by solving the set of two equations:

$$z_M = \pm \sqrt{r_b^2 - (x_P + \gamma \cdot K_x)^2 - (y_P + \gamma \cdot K_y)^2} = h_1(\gamma) \quad (14)$$

$$z_M = z_P + \gamma \cdot K_z = h_2(\gamma) \quad (15)$$

where r_b is the radius of the spherical boundary, and γ the length from P to M. An iterative scheme is then used to minimize the difference $|h_1(\gamma) - h_2(\gamma)|$, yielding the optimal value $\gamma = \gamma_{opt}$. Finally, the coordinates of the point M are given by ($x_P + \gamma_{opt} \cdot K_x, y_P + \gamma_{opt} \cdot K_y, z_P + \gamma_{opt} \cdot K_z$).

Another series of events arise when the photon hits an interface (skin-flesh). The new photons step size should be expressed as follows:

$$S_{new} = PM + [S - PM] \frac{\mu_t}{\mu_t^{new}} \quad (16)$$

where PM is equal to γ_{opt} . The Monte Carlo code was developed on the base of Matlab 8.a, and implemented on a PC (Processor Intel Core i5, 2.6 GHz).

2.2. Monte Carlo Input Data

In order to perform simulation, the Monte Carlo model requires defining the sample geometry parameters, and the optical properties of each considered tissue type (skin or flesh) as a part of the input data. The radius r_s of the apple models described in Figure 1a,b was set at 35 mm, in agreement with the mean value measured in our laboratory for three apple varieties (Royal Gala, Golden Delicious and Granny Smith), but also with data reported by others [40,45].

Skin features have been well documented from histological observation [46,47]. The apple peel consists of flat cells whose sizes evolve rapidly from the surface to deep depths, through distinct layer types. The subsurface tissue is mainly composed of cuticle, epidermis, and hypodermis. Skin thickness values reported in the literature range from 50 μm to 100 μm , since hypodermis layers are ignored.

Measurements carried out with a confocal microscope have confirmed these data with a mean skin thickness value of 80 μm (Table 1). To this end, small slices of the three apples were removed with a surgical blade. Cut-samples were viewed at 100 \times enlargement using a Nikon A1S1 confocal laser scanning microscope interfaced to a digital camera, and the captured images were analyzed with ImageJ software. The skin thickness was estimated from the boundary where a fast growth of the cells was noted. Different values of the reduced scattering and absorption coefficients related to the flesh ($\mu_a^{(f)}$, $\mu'_s^{(f)}$), and the skin ($\mu_a^{(s)}$, $\mu'_s^{(s)}$) of three apple setup (Royal Gala, Golden Delicious and Granny Smith) are listed in Table 2. The data concerning the flesh have been reported by authors who worked with the hyperspectral imaging-based spatially-resolved method [48,49] or with the time-resolved method [1,2], in the wavelengths ranging from 633 nm to 850 nm.

The listed data especially show the variation between retrieved optical properties due to considered apple varieties or to the optical technique which has been used for the measurements. It should also be noted that the absorption and reduced scattering coefficients of the skin are both higher than those of the flesh tissue [50]. Finally, for all simulations, the anisotropy factor (g) was set at 0.8 [8,37], whereas the refractive indexes $n = 1.4$ and $n = 1$ were, respectively, used for the apple turbid models and the outside. In order to obtain reliable computational results, the number of launched photons was varied from 0.5×10^6 to 2×10^6 with respect to each investigated imaging tissue setup.

Table 1. Apple skin thickness measured with a confocal microscope.

Apples	Skin Thickness (μm)
Royal Gala	65.6 ± 13.3
Granny Smith	91.3 ± 13.8
Golden Delicious	78.1 ± 09.1

Table 2. Optical properties of studied apple varieties (mm^{-1}).

Apples	Wavelengths	Flesh $\mu_a^{(f)}$	Flesh $\mu'_{s(f)}$	Skin $\mu_a^{(s)}$	Skin $\mu'_{s(s)}$
Gala	750–850 nm	$\sim 0.1 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 1.2 ⁽¹⁾	$\sim 0.15 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	3.75 ⁽¹⁾
		~ 0.0125 ⁽²⁾	1.15 ± 0.3 ⁽²⁾		
	633 nm	$\sim 0.1 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 1.2 ⁽¹⁾	$\sim 0.5 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 4 ⁽¹⁾
		~ 0.0125 ⁽²⁾	1.2 ± 0.3 ⁽²⁾		
Granny	750–850 nm	$\sim 0.04 \pm 0.03$ ⁽¹⁾	~ 1.2 ⁽¹⁾	$\sim .075 \pm 0.03$ ⁽¹⁾	4.25 ⁽¹⁾
		~ 0.004 ⁽⁴⁾	~ 2 ⁽⁴⁾		
	633 nm	$\sim 0.1 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 1.2 ⁽¹⁾	$\sim 0.5 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 4 ⁽¹⁾
		0.005 ± 0.0025 ⁽⁵⁾	1.1 ± 0.1 ⁽⁵⁾		
Golden	750–850 nm	~ 0.01 ⁽³⁾	0.8 ± 0.1 ⁽³⁾	$\sim 0.5 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 4 ⁽¹⁾
		~ 0.004 ⁽⁴⁾	~ 2 ⁽⁴⁾		
	633 nm	~ 0.04 ⁽³⁾	0.85 ± 0.15 ⁽³⁾	$\sim 0.5 \pm 0.1$ ⁽¹⁾	~ 4 ⁽¹⁾
		0.004 ± 0.0025 ⁽⁵⁾	1.4 ± 0.15 ⁽⁵⁾		

(1) Saeys *et al.*, 2008 [50]; (2) Rowe *et al.*, 2014 [48]; (3) Lu *et al.*, 2010 [49]; (4) Cubeddu *et al.*, 2001 [1]; (5) Cubeddu *et al.*, 2001 [2].

3. Results and Discussion

3.1. Imaging Whole Apple

To show the effect of the skin on light diffusion process in whole apple illuminated with a Gaussian spot laser, backscattering images associated with their diffuse reflectance profiles were first simulated. A first series of results was carried out by considering the whole apple as unpeeled or peeled. Typical backscattering images are displayed in Figure 3a–c. For convenience of direct comparisons, each presented image has been normalized with respect to its peak intensity.

In the cases of Figure 3a,b, the whole apple is covered with a skin layer of thickness $80 \mu\text{m}$, whereas in the case of Figure 3c, the apple is considered peeled. The data were generated with $\mu_a^{(f)} = 0.015 \text{ mm}^{-1}$, $\mu'_{s(f)} = 1.15 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_a^{(s)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ (Figure 3a), or 0.5 mm^{-1} (Figure 3b), and $\mu'_{s(s)} = 4 \text{ mm}^{-1}$. We note that changing the absorption coefficient of the skin (0.5 mm^{-1} against 0.05 mm^{-1}) does not affect the size of the computed backscattering images in Figure 3a,b. In contrast, the image related to the whole apple without skin (Figure 3c) appears larger with respect to the previous cases.

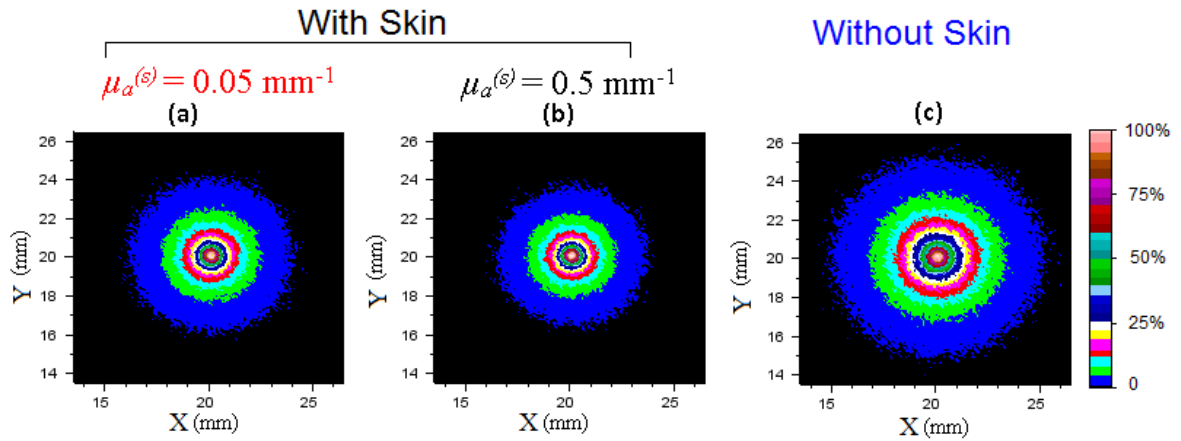


Figure 3. Simulated backscattering images captured at the periphery of a whole apple with skin (a), (b), and without skin (c). The images were generated with $\mu_a^{(f)} = 0.015 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(f)} = 1.15 \text{ mm}^{-1}$, and (a) $\mu_a^{(s)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(s)} = 4 \text{ mm}^{-1}$, (b) $\mu_a^{(s)} = 0.5 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(s)} = 4 \text{ mm}^{-1}$, (c) $\mu_a^{(s)} = \mu_a^{(f)}$ - $\mu'_{s(s)} = \mu'_{s(f)}$, $r_s = 35 \text{ mm}$, skin thickness of $80 \mu\text{m}$, and normalized with respect to their peak intensity.

The spatial diffuse reflectance profiles corresponding to the three computed images (Figure 3), are presented in Figure 4. Overall, it is shown that the peak intensity related to an intact apple is larger than the one obtained for an apple without skin (flesh alone).

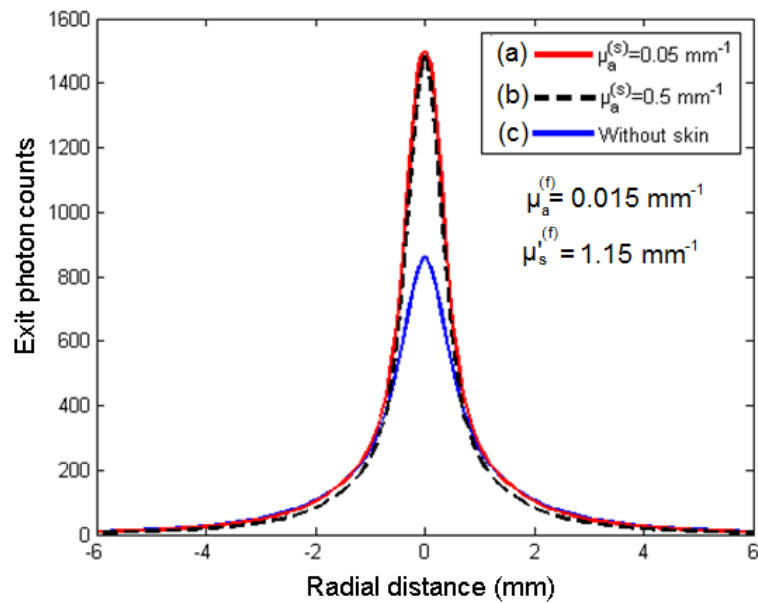


Figure 4. Diffuse reflectance profiles plotted as a function of the radial distance $\rho = \sqrt{X^2 + Y^2}$, and corresponding to the three generated images (a–c) displayed in Figure 3.

Moreover, the peak intensity is practically not affected by the absorption coefficient of the skin. According to [20], the skin acts like a screen which confines the diffused photons in the sub-surface (skin–flesh). In this case, more backscattering photons can escape the boundary (skin–air), and then contribute to increase the peak intensity of the spatial diffuse reflectance.

A second series of computation was carried out using a skin thickness fixed at $150 \mu\text{m}$, while varying the optical properties $\mu_a^{(s)}$ and $\mu'_{s(s)}$. The resulting normalized images are displayed in Figure 5a–c, and the corresponding spatial diffuse reflectance profiles are presented in Figure 6. All the data were generated with $\mu_a^{(f)} = 0.0075 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(f)} = 1.25 \text{ mm}^{-1}$, and $\mu_a^{(s)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(s)} = 4 \text{ mm}^{-1}$ (Figure 5a), $\mu_a^{(s)} = 0.5 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(s)} = 4 \text{ mm}^{-1}$ (Figure 5b), $\mu_a^{(s)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_{s(s)} = 2.5 \text{ mm}^{-1}$ (Figure 5c). At first glance, it is possible to distinguish two different trends among the generated backscattering images in Figure 5a–c. First, when the absorption coefficient $\mu_a^{(s)}$ of the skin is increased from 0.05

Chapitre VI

mm^{-1} to 0.5 mm^{-1} , the backscattering area in Figure 5a,b shows only slight changes. Consequently, the corresponding spatial diffuse reflectance profiles (Figure 6a,b) are practically merged. Second, when the reduced scattering coefficient $\mu'_s(s)$ of the skin is decreased from 4 mm^{-1} to 2.5 mm^{-1} ($\mu_a(s) = 0.05 \text{ mm}^{-1}$), an enlarged image size is observed. As the scattering diameter increases, the peak intensity of the corresponding reflectance profile decreases (Figure 6). This is consistent with the fact that the optical properties of the skin become closer to those of the flesh in the case of Figure 5c in comparison to the cases in Figure 5a,b.

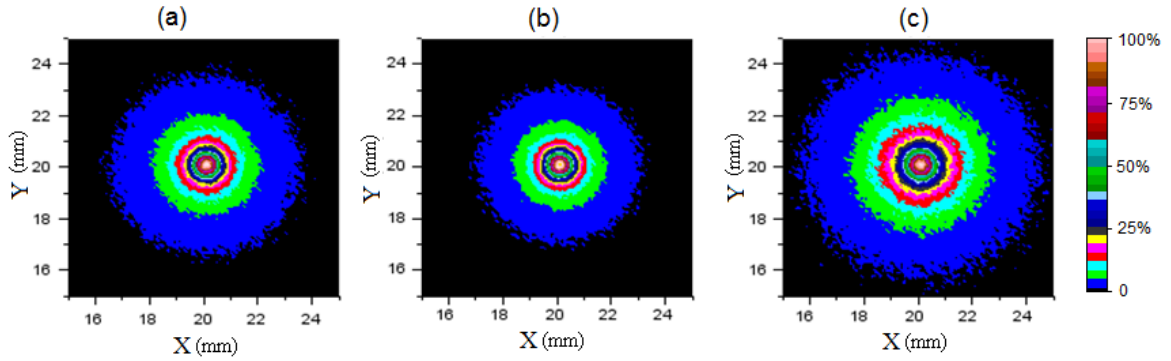


Figure 5. Simulated backscattering images captured over the curved boundary of a whole apple covered by a skin layer of thickness $150 \mu\text{m}$ with different optical properties. The data were generated with $\mu_a^{(f)} = 0.0075 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_s(f) = 1.25 \text{ mm}^{-1}$, (a) $\mu_a(s) = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_s(s) = 4 \text{ mm}^{-1}$, (b) $\mu_a(s) = 0.5 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_s(s) = 4 \text{ mm}^{-1}$, (c) $\mu_a(s) = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ - $\mu'_s(s) = 2.5 \text{ mm}^{-1}$, $r_s = 35 \text{ mm}$, and normalized with respect to their peak intensity.

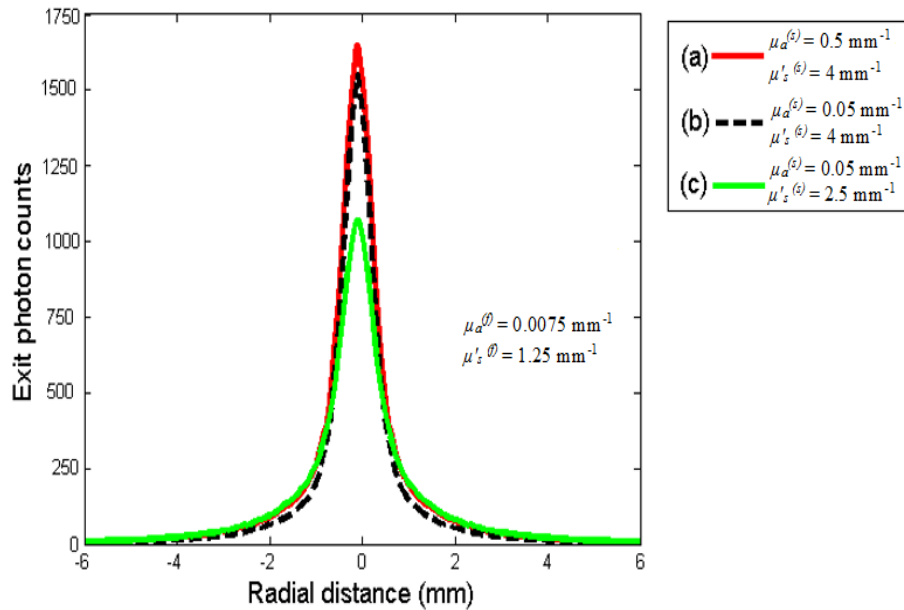


Figure 6. Diffuse reflectance profiles plotted as a function of the radial distance $\rho = \sqrt{X^2 + Y^2}$, and corresponding to the three generated images (a, c) displayed in Figure 5.

3.2. Imaging of Half-Cut Apple

To gain more information on the light propagation in apple structures, the model was adapted such that it mimics a half-cut apple with and without skin layer. As displayed in Figure 1b, the light source illuminates the sample normally to the boundary, at two different locations, z , below the equatorial plane. Typical backscattering images captured by a virtual detector, facing the equatorial plane of the apple models with and without skin layer are shown in Figure 7a,c for the source located at $z = -0.5$ mm or $z = -3$ mm. The corresponding diffuse reflectance profiles are displayed in Figure 7b,d. All data were generated with $\mu_a^{(f)} = 0.0075$ mm⁻¹, $\mu'_{s(f)} = 1.25$ mm⁻¹, $\mu_a^{(s)} = 0.05$ mm⁻¹, $\mu'_{s(s)} = 4$ mm⁻¹, and a skin thickness of 80 μ m. In both investigated cases, the photon patterns stay close to the impact point of the light source, but the maximum density varies from each other.

When the source is near the plane surface ($z = -0.5$ mm, Figure 7a,b), the skin has the effect to shift the isolines near the curved boundary, and the peak intensity of the diffuse reflectance profile (Figure 6b) occurs at the distance of about 0.25 mm. In contrast, the peak intensity of the diffuse reflectance profiles computed for the flesh (without skin) is less sharp but occurs at about 0.5 mm. The effect of the skin weakens when the source is located further down ($z = -3$ mm) Figure 7c,d. A large scattering amount tends to uniformize the different events observed, while decreasing the recorded diffuse intensity. Therefore, the isolines (Figure 7c) related to unpeeled and peeled apple are barely shifted, and the corresponding diffuse reflectance profiles (Figure 7d) are practically merged. Furthermore, the peak intensity of both diffuse reflectance profiles occurs at the distance of 1.25 mm from the sample boundary.

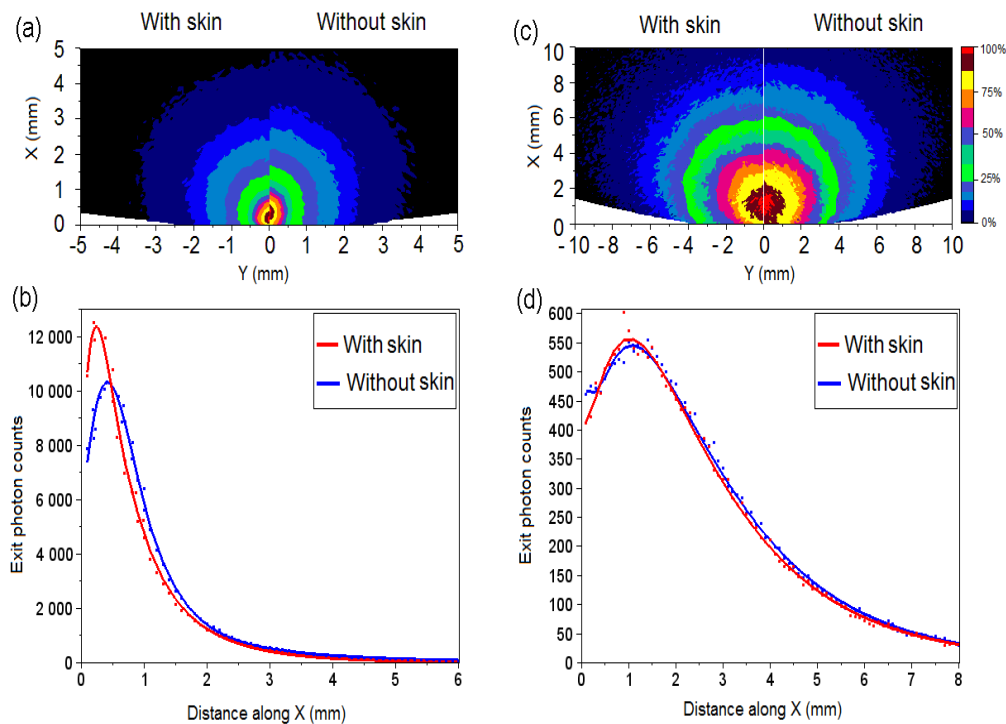


Figure 7. Simulated backscattering images (a)-(c) captured over the equatorial plane of half-cut apple models with and without skin, and corresponding diffuse reflectance profiles (b)-(d), plotted along X for $Y = 0$ and $Z = 0$. (a)-(b) Source located at $z = -0.5$ mm from the plane surface, and (c)-(d) source located at $z = -3$ mm. The data were generated with $\mu_a^{(f)} = 0.0075$ mm⁻¹, $\mu'_{s(f)} = 1.25$ mm⁻¹, $\mu_a^{(s)} = 0.05$ mm⁻¹, $\mu'_{s(s)} = 4$ mm⁻¹, $r_s = 35$ mm, and skin thickness of 80 μ m.

In both cases, backscattered light increases the incident light source, yielding an internal fluence rate that exceeds the irradiance delivered at the apple surface. This is in agreement with numerical findings of others, who showed that the peak and depth position of the fluence rate depend on the illuminating beam radius [26,51].

3.3. Assessment of Internal Optical Properties

In this subsection, we assess the optical properties of the apple flesh. The method is based on a diffusion theory model to fit the diffuse reflectance profiles and then to extract the unknown coefficients μ_a and μ'_s . The analytical model of Kienle and Patterson [52] was chosen for these investigations. The diffuse reflectance $R_d(\rho)$ generated at the radial distance ρ , from a point source acting at $z_0 = 1/\mu'_t$ ($\mu'_t = \mu_a + \mu'_s$) in a homogeneous semi-infinite diffusing medium is as follow:

$$R_d(\rho) = C_1 \Phi(\rho, z = 0) + C_2 R_{flux}(\rho) \quad (17)$$

$$\Phi(\rho, z = 0) = \frac{1}{4\pi D} \left[\frac{e^{(-\mu_{eff} r_1)}}{r_1} - \frac{e^{(-\mu_{eff} r_2)}}{r_2} \right] \quad (18)$$

$$R_{flux}(\rho) = \frac{1}{4\pi} \left[z_0 \left(\mu_{eff} + \frac{1}{r_1} \right) \frac{e^{(-\mu_{eff} r_1)}}{r_1^2} + (z_0 + 2z_b) \left(\mu_{eff} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{e^{(-\mu_{eff} r_2)}}{r_2^2} \right] \quad (19)$$

and $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)}$ is the effective attenuation coefficient, $r_1 = \sqrt{z_0^2 + \rho^2}$, $r_2 = \sqrt{(z_0 + 2z_b)^2 + \rho^2}$, $z_b = 2AD$, $D = \frac{1}{3\mu_t}$, ($A = 2.945$, for $n = 1.4$) [53]. The constants $C_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{2\pi} [1 - R(\theta_i)] \cos\theta_i d\Omega$ and $C_2 = \frac{3}{4\pi} \int_{2\pi} [1 - R(\theta_i)] \cos^2\theta_i d\Omega$ are both dependent on the Fresnel reflection coefficient (Equation (13)), and the solid angle Ω . For $n = 1.4$, $C_1 = 0.118$ and $C_2 = 0.306$ [11]. The spatial profiles covering 2.8–10 mm [39] were used in the curve fitting procedure.

Table 3. Retrieved internal optical properties (μ_a – μ'_s) and errors ($\Delta\mu_a\%$, $\Delta\mu'_s\%$) estimated with respect to the true values ($\mu_a^{(f)}$ – $\mu'_s^{(f)}$).

d	Input data				Retrieved Data		Relative Error (%)	
	$\mu_a^{(s)}$	$\mu'_s^{(s)}$	$\mu_a^{(f)}$	$\mu'_s^{(f)}$	μ_a	μ'_s	$\Delta\mu_a$	$\Delta\mu'_s$
0	-	-	0.0075	1.25	0.0076	1.01	1.33%	19.58%
80	0.05	4	0.0075	1.25	0.0111	1.09	48.00%	12.92%
80	0.5	4	0.0075	1.25	0.0125	1.09	66.67%	13.00%
150	0.05	4	0.0075	1.25	0.0102	1.09	36.00%	12.70%
150	0.5	4	0.0075	1.25	0.0124	1.08	65.33%	13.45%
150	0.05	2.5	0.0075	1.25	0.0134	0.71	78.67%	42.92%
0	-	-	0.0225	1.25	0.0203	1.19	9.78%	4.74%
80	0.05	4	0.0225	1.25	0.0233	1.18	3.56%	5.29%
150	0.5	4	0.0225	1.25	0.0264	1.20	17.33%	3.63%
0	-	-	0.0150	1.15	0.0144	1.14	4.00%	0.64%
80	0.05	4	0.0150	1.15	0.0159	1.14	6.00%	0.81%
80	0.5	4	0.0150	1.15	0.0163	1.14	8.67%	0.84%
150	0.05	4	0.0150	1.15	0.0163	1.14	8.87%	0.81%
150	0.5	4	0.0150	1.15	0.0164	1.16	9.93%	0.88%
150	0.05	2.5	0.0150	1.15	0.0173	0.95	15.47%	17.14%
0	-	-	0.0075	0.75	0.0061	0.60	18.67%	19.67%
80	0.05	4	0.0075	0.75	0.0192	0.60	156.00%	19.89%
150	0.5	4	0.0075	0.75	0.0213	0.60	184.00%	19.96%

d: Skin thickness (μm); μ_a (mm^{-1}); μ'_s (mm^{-1})

This radial range is in agreement with the optimum imaging range for diffuse reflectance from the surface of “Golden Delicious” apples, which was estimated to be between the upper (4×10^2 lux) and

lower (4×10^{-3} lux) detection limits of a CCD camera setup [54]. Fitting results, based on the use of the inverse nonlinear least squares algorithm (Trust-Region) implemented on Matlab 8.a, are listed Table 3. Three thicknesses of the skin ($d = 0, 80,$ and $150 \mu\text{m}$) and different combinations of optical properties $\mu_a^{(s)}-\mu'_{s^{(s)}}; \mu_a^{(f)}-\mu'_{s^{(f)}}$ were used as input data in the fitting procedures.

The accuracy of the retrieved method largely depends on the interplay between the optical properties which have been chosen. In the case of apple without skin layer ($d = 0 \mu\text{m}$), the fitting results are better for moderate values of $\mu_a^{(f)}-\mu'_{s^{(f)}}$ ($0.025 \text{ mm}^{-1}-1.25 \text{ mm}^{-1}, 0.015 \text{ mm}^{-1}-1.15 \text{ mm}^{-1}$) than for low values ($0.0075 \text{ mm}^{-1}-0.75 \text{ mm}^{-1}$) or especially for a low value of $\mu_a^{(f)}$ ($0.0075 \text{ mm}^{-1}-1.25 \text{ mm}^{-1}$).

When the flesh is covered with a skin layer of thickness $d = 80 \mu\text{m}$ or $150 \mu\text{m}$, the relative errors on the estimates $(\mu_a-\mu'_s)$ increase with respect to the absorption coefficient $(\mu_a^{(s)})$ of the skin. This may be explained by the fact that a small number of photons propagating through the flesh are re-emitted when the skin is relatively absorbent.

Finally, when the optical properties of the flesh are low ($0.0075 \text{ mm}^{-1}-1.25 \text{ mm}^{-1}$) and those of the skin ($d = 80 \mu\text{m}$ or $150 \mu\text{m}$) high ($0.05, 0.5-4 \text{ mm}^{-1}$), the inverse algorithm does not give reasonable estimates. In this case, unsatisfactory results of estimating the optical properties of the flesh suggest that the approximation of the homogeneous medium as required by the diffusion model Equation (19) may not be well justified.

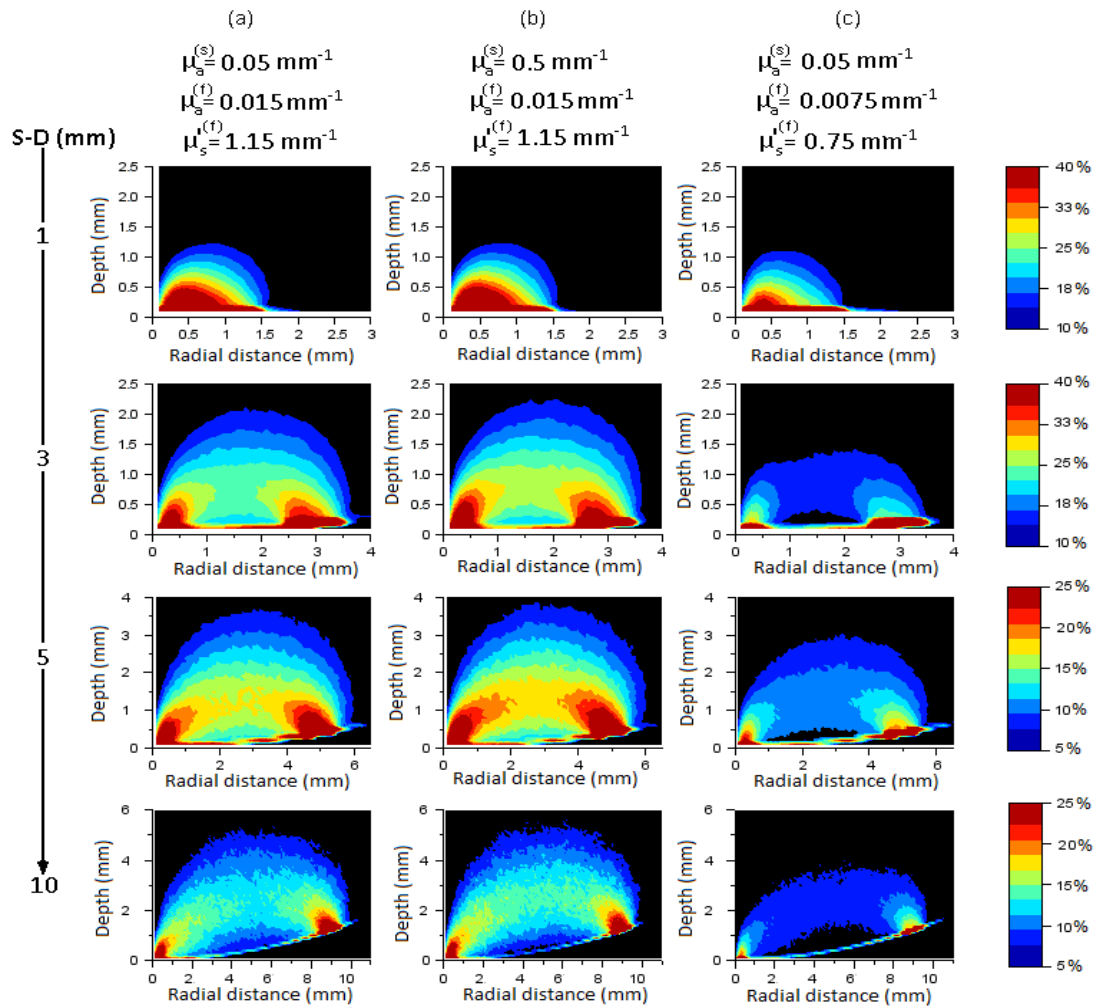


Figure 8. Source-detector sensitivity profiles computed for a skin thickness $d = 80 \mu\text{m}$, four source-detector distances $S-D = 1 \text{ mm}, 3 \text{ mm}, 5 \text{ mm}$ and 10 mm (horizontal columns), and different combinations of optical properties $\mu'_{s^{(s)}} = 4 \text{ mm}^{-1}-\mu_a^{(s)}; \mu_a^{(f)}-\mu'_{s^{(f)}}$ (vertical columns (a-b-c)).

Source-detector sensitivity profiles related to a whole apple model covered with a skin layer of thickness $80 \mu\text{m}$, are displayed in Figure 8. In order to compute these profiles, the Monte Carlo model requires storing the photons density $N_{i,j}$ (only contributing to a source-detector pair) in grid elements

i, j , which are related to the cylindrical coordinates ρ, z ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$). With this equally spaced system, each volume element is drawn as an annular ring whose radius is ρ , thickness is $d\rho$, and depth is dz . Let N_s be the number of photons scored by the detector. Then, the source-detector sensitivity profiles correspond to 2-D plots of the isolines from which the ratio $\frac{N_{ij}}{N_s}$ remains fixed and expressed in percent (see color bars). The images (Figure 8) were generated for four source-distance (S-D) equal to 1, 3, 5 and 10 mm (horizontal columns), and different combinations of optical parameter sets ($\mu_a^{(s)} - \mu_s^{(s)} = 4 \text{ mm}^{-1}$), ($\mu_a^{(f)} - \mu_s^{(f)}$) corresponding to the vertical columns (a-b-c). First of all, we note that each computed source-detector sensitivity profiles (S-D = 1, 3, 5, and 10 mm) has a well-known banana-shape pattern [55,56] and peaks right beneath the source and detector locations.

The situation is, however, less clear when the detector is close to the source (S-D = 1 mm). Nevertheless, photons probe to a depth of about 0.4–0.5 mm, suggesting that reflectance measurements include the contribution of both skin and flesh (subsurface) tissues [57]. As the source-detector distance is increased (3, 5 and 10 mm), the photons probe more deeply in the flesh, but the depth reached is still dependent on the optical properties of each tissue type (skin, flesh). Therefore, the density of photons is greater in the skin in the case of the column (c) for which $\mu_a^{(f)} = 0.0075 \text{ mm}^{-1} - \mu_s^{(f)} = 0.75 \text{ mm}^{-1}$ than for the case of the column (a) where $\mu_a^{(f)} = 0.015 \text{ mm}^{-1} - \mu_s^{(f)} = 1.15 \text{ mm}^{-1}$. In contrast, there are less photons in the skin in the case of the column (b) ($\mu_a^{(s)} = 0.5 \text{ mm}^{-1}$) than for the case of the column (a) ($\mu_a^{(s)} = 0.05 \text{ mm}^{-1}$).

4. Conclusions

We have proposed novel computational methodologies based on Monte Carlo method to quantitatively study light transport in apple tissues. Monte Carlo simulations were run for apple modeled as a two-layer spherical geometry including the flesh and the skin. Backscattering images and reflectance profiles were simulated for two different spatially-resolved imaging tissue setups, and the resulting reflectance data were analyzed by a semi-infinite photon diffusion model to estimate the optical properties of the flesh.

Learning from various simulation results, we obtained the following conclusions. First of all, even though the skin is considered a thin layer (80 μm or 150 μm), which is the worst case for applying the diffusion theory to a two-layer tissue model, it is still possible to estimate its effect on optical features with a suitable Monte Carlo approach. Since the Monte Carlo model does not approximate the scattering function, light transport in apple tissue models can be computed with accuracy, even near the light source and skin or flesh boundary.

Both simulated imaging tissue setups (whole apple and half-cut apple models) demonstrate that the internal light does strongly depends on the presence of the skin. In fact, this thin layer acts like a screen which confines the backscattered photons near the sub-surface of the two-layer spherical model. This will result in a radial reflectance profile that has larger peak intensity compared to the backscattering profile computed with the flesh only. An additional practical issue is the assessment of the internal properties using a spatially homogeneous diffusion model to fit the spatially heterogeneous reflectance data. Because the sensing range is limited from 2.8 mm to 10 mm, the curvature effect of the apple can be ignored in all measurements. However, in this current analysis approach, the relative errors in the estimates are largely dependent on the interplay between the chosen optical parameters for each tissue type. Wrong results are obtained when both the absorption and reduced scattering coefficients of the flesh are low, whereas the best estimates are noted in the case of moderate values. Although the present results can provide useful predictions, additional studies are awaited to assess optical properties of apple samples to compare simulation results with experiments carried out with a steady-state imaging setup.

Acknowledgments: This work was funded by the Regional Council of Pays de la Loire and supported by the AI fruit project.

References

1. Cubeddu, R.; D'Andrea, C.; Pifferi, A.; Taroni, P.; Torricelli, A.; Valentini, G.; Dover, C.; Johnson, D.; Ruiz-Altisent, M.; Valero, C. Nondestructive quantification of chemical and physical properties of fruits by time-resolved reflectance spectroscopy in the wavelength range 650–1000 nm. *Appl. Opt.* **2001**, *40*, 538–543.
2. Cubeddu, R.; D'Andrea, C.; Pifferi, A.; Taroni, P.; Torricelli, A.; Valentini, G.; Ruiz-Altisent, M.; Valero, C.; Ortiz, C.; Dover, C. Time-resolved reflectance spectroscopy applied to the nondestructive monitoring of the internal optical properties in apples. *Appl. Spectrosc.* **2001**, *55*, 1368–1374.
3. Nicolai, B.M.; Verlinden, B.E.; Desmet, M.; Saevels, S.; Saeys, W.; Theron, K.; Cubeddu, R.; Pifferi, A.; Torricelli, A. Time-resolved and continuous wave NIR reflectance spectroscopy to predict soluble solids content and firmness of pear. *Postharvest Biol. Technol.* **2008**, *47*, 68–74.
4. McGlone, V.; Abe, H.; Kawano, S. Kiwifruit firmness by near infrared light scattering. *J. Near Infrared Spectrosc.* **1997**, *5*, 83–90.
5. Il'iasov, S.; Krasnikov, V.V. *Physical Principles of Infrared Irradiation of Foodstuffs*; Hemisphere Pub. Corp.: Summit, NJ, USA, 1991.
6. Watté, R.; Aernouts, B.; Van Beers, R.; Herremans, E.; Ho, Q.T.; Verboven, P.; Nicolai, B.; Saeys, W. Modeling the propagation of light in realistic tissue structures with mmc-fpf: A meshed monte carlo method with free phase function. *Opt. Express* **2015**, *23*, 17467–17486.
7. Tuchin, V.V.; Maksimova, I.L.; Zimnyakov, D.A.; Kon, I.L.; Mavlyutov, A.H.; Mishin, A.A. Light propagation in tissues with controlled optical properties. *J. Biomed. Opt.* **1997**, *2*, 401–417.
8. Cheong, W.-F.; Prah, S.A.; Welch, A.J. A review of the optical properties of biological tissues. *IEEE J. Quantum Electron.* **1990**, *26*, 2166–2185.
9. Welch, A.J.; Van Gemert, M.J. *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue*; Springer: New York, NY, USA, 1995; Vol. 1.
10. Gibson, A.; Hebden, J.; Arridge, S.R. Recent advances in diffuse optical imaging. *Phys. Med. Biol.* **2005**, *50*, doi:10.1088/0031-9155/50/4/R01.
11. Kienle, A.; Patterson, M.S. Improved solutions of the steady-state and the time-resolved diffusion equations for reflectance from a semi-infinite turbid medium. *J. Opt. Soc. Am. A* **1997**, *14*, 246–254.
12. Farrell, T.J.; Patterson, M.S.; Wilson, B. A diffusion theory model of spatially resolved, steady-state diffuse reflectance for the noninvasive determination of tissue optical properties *in vivo*. *Med. Phys.* **1992**, *19*, 879–888.
13. Contini, D.; Martelli, F.; Zaccanti, G. Photon migration through a turbid slab described by a model based on diffusion approximation. I. Theory. *Appl. Opt.* **1997**, *36*, 4587–4599.
14. Qin, J.; Lu, R. Hyperspectral diffuse reflectance imaging for rapid, noncontact measurement of the optical properties of turbid materials. *Appl. Opt.* **2006**, *45*, 8366–8373.
15. Peng, Y.; Lu, R. Analysis of spatially resolved hyperspectral scattering images for assessing apple fruit firmness and soluble solids content. *Postharvest Biol. Technol.* **2008**, *48*, 52–62.
16. Cen, H.; Lu, R.; Mendoza, F.; Beaudry, R.M. Relationship of the optical absorption and scattering properties with mechanical and structural properties of apple tissue. *Postharvest Biol. Technol.* **2013**, *85*, 30–38.

17. Lorente, D.; Zude, M.; Idler, C.; Gómez-Sanchis, J.; Blasco, J. Laser-light backscattering imaging for early decay detection in citrus fruit using both a statistical and a physical model. *J. Food Eng.* **2015**, *154*, 76–85.
18. Valero, C.; Ruiz-Altisent, M.; Cubeddu, R.; Pifferi, A.; Taroni, P.; Torricelli, A.; Valentini, G.; Johnson, D.; Dover, C. Selection models for the internal quality of fruit, based on time domain laser reflectance spectroscopy. *Biosyst. Eng.* **2004**, *88*, 313–323.
19. Chauchard, F.; Roger, J.; Bellon-Maurel, V.; Abrahamsson, C.; Andersson-Engels, S.; Svanberg, S. Madstress: A linear approach for evaluating scattering and absorption coefficients of samples measured using time-resolved spectroscopy in reflection. *Appl. Spectrosc.* **2005**, *59*, 1229–1235.
20. Vaudelle, F.; L’Huillier, J.-P. Influence of the size and skin thickness of apple varieties on the retrieval of internal optical properties using VIS/NIR spectroscopy: A monte carlo-based study. *Comput. Electron. Agric.* **2015**, *116*, 137–149.
21. Schmitt, J.; Wall, R.; Zhou, G.; Walker, E. Multilayer model of photon diffusion in skin. *JOSA A* **1990**, *7*, 2141–2153.
22. Kienle, A.; Patterson, M.S.; Dögnitz, N.; Bays, R.; Wagnieres, G.; van Den Bergh, H. Noninvasive determination of the optical properties of two-layered turbid media. *Appl. Opt.* **1998**, *37*, 779–791.
23. Cen, H.; Lu, R. Quantification of the optical properties of two-layer turbid materials using a hyperspectral imaging-based spatially-resolved technique. *Appl. Opt.* **2009**, *48*, 5612–5623.
24. Arridge, S.; Schweiger, M.; Hiraoka, M.; Delpy, D. A finite element approach for modeling photon transport in tissue. *Med. Phys.* **1993**, *20*, 299–309.
25. Aydin, E.; Katsimichas, S.; de Oliveira, C. Time-dependent diffusion and transport calculations using a finite-element-spherical harmonics method. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **2005**, *95*, 349–363.
26. Deulin, X.; L’Huillier, J.P. Finite element approach to photon propagation modeling in semi-infinite homogeneous and multilayered tissue structures. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **2006**, *33*, 133–146.
27. Wang, L.; Jacques, S.L.; Zheng, L. MCML-Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues. *Comput. Methods Prog. Biomed.* **1995**, *47*, 131–146.
28. Okada, K. Extended time dependent dielectric breakdown model based on anomalous gate area dependence of lifetime in ultra thin silicon dioxides. *Jpn. J. Appl. Phys.* **1997**, *36*, 1443–1447.
29. Mansouri, C.; L’Huillier, J.-P.; Kashou, N.H.; Humeau, A. Depth sensitivity analysis of functional near-infrared spectroscopy measurement using three-dimensional monte carlo modelling-based magnetic resonance imaging. *Lasers Med. Sci.* **2010**, *25*, 431–438.
30. Vaudelle, F.; L’huillier, J.-P. Time-resolved optical fluorescence spectroscopy of heterogeneous turbid media with special emphasis on brain tissue structures including diseased regions: A sensitivity analysis. *Opt. Commun.* **2013**, *304*, 161–168.
31. Eze, R.; Kumar, S. Laser transport through thin scattering layers. *Appl. Opt.* **2010**, *49*, 358–368.
32. Zamora-Rojas, E.; Garrido-Varo, A.; Aernouts, B.; Pérez-Marín, D.; Saeys, W.; Yamada, Y.; Guerrero-Ginel, J.E. Understanding near infrared radiation propagation in pig skin reflectance measurements. *Innov. Food Sci. Emerg. Technol.* **2014**, *22*, 137–146.
33. Meglinski, I.V.; Matcher, S.J. Quantitative assessment of skin layers absorption and skin reflectance spectra simulation in the visible and near-infrared spectral regions. *Physiol. Meas.* **2002**, *23*, 741–753.

34. Boas, D.; Culver, J.; Stott, J.; Dunn, A. Three dimensional monte carlo code for photon migration through complex heterogeneous media including the adult human head. *Opt. Express* **2002**, *10*, 159–170.
35. Qin, J.; Lu, R. Monte carlo simulation for quantification of light transport features in apples. *Comput. Electron. Agric.* **2009**, *68*, 44–51.
36. Baranyai, L.; Zude, M. Analysis of laser light propagation in kiwifruit using backscattering imaging and monte carlo simulation. *Comput. Electron. Agric.* **2009**, *69*, 33–39.
37. Wang, W.; Li, C. Measurement of the light absorption and scattering properties of onion skin and flesh at 633 nm. *Postharvest Biol. Technol.* **2013**, *86*, 494–501.
38. Ishimaru, A. *Wave Propagation and Scattering In Random Media. Volume I-Single Scattering And Transport Theory*; New York Academic Press Inc.: New York, NY, USA, 1978; p. 267.
39. Askoura, M.L.; Piron, V.; Vaudelle, F.; L’Huillier, J.-P.; Madieta, E.; Mehinagic, E. Experimental investigation on light propagation through apple tissue structures. *Proc. SPIE* **2015**, *9542*, doi:10.1117/12.2183817.
40. Peng, Y.; Lu, R. Improving apple fruit firmness predictions by effective correction of multispectral scattering images. *Postharvest Biol. Technol.* **2006**, *41*, 266–274.
41. Zhang, F.; Kinnunen, M.; Popov, A.; Myllylä, R. Monte carlo method for simulating optical coherence tomography signal in homogeneous turbid media. *Proc. SPIE* **2007**, *7022*, doi:10.1117/12.804101.
42. Prahl, S.A.; Keijzer, M.; Jacques, S.L.; Welch, A.J. A monte carlo model of light propagation in tissue. *Dosim. Laser Radiat. Med. Biol.* **1989**, *5*, 102–111.
43. Prahl, S.A.; van Gemert, M.J.; Welch, A.J. Determining the optical properties of turbid media by using the adding-doubling method. *Appl. Opt.* **1993**, *32*, 559–568.
44. Witt, A.N. Multiple scattering in reflection nebulae. Ii. Uniform plane-parallel nebulae with foreground stars. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **1977**, *35*, 7–19.
45. Castro, D.C.; Álvarez, N.; Gabriel, P.; Micheloud, N.; Buyatti, M.; Gariglio, N. Crop loading studies on “caricia” and “eva” apples grown in a mild winter area. *Sci. Agric.* **2015**, *72*, 237–244.
46. Konarska, A. The structure of the fruit peel in two varieties of malus domestica borkh.(rosaceae) before and after storage. *Protoplasma* **2013**, *250*, 701–714.
47. Homutova, I.; Blažek, J. Differences in fruit skin thickness between selected apple (malus domestica borkh.) cultivars assessed by histological and sensory methods. *Hortic. Sci.* **2006**, *33*, 108–113.
48. Rowe, P.I.; Künnemeyer, R.; McGlone, A.; Talele, S.; Martinsen, P.; Seelye, R. Relationship between tissue firmness and optical properties of “royal gala” apples from 400 to 1050 nm. *Postharvest Biol. Technol.* **2014**, *94*, 89–96.
49. Lu, R.; Cen, H.; Huang, M.; Ariana, D.P. Spectral absorption and scattering properties of normal and bruised apple tissue. *Trans. ASABE* **2010**, *53*, 263–269.
50. Saeys, W.; Velazco-Roa, M.A.; Thennadil, S.N.; Ramon, H.; Nicolai, B.M. Optical properties of apple skin and flesh in the wavelength range from 350 to 2200 nm. *Appl. Opt.* **2008**, *47*, 908–919.
51. Keijzer, M.; Jacques, S.L.; Prahl, S.A.; Welch, A.J. Light distributions in artery tissue: Monte carlo simulations for finite-diameter laser beams. *Lasers Surg. Med.* **1989**, *9*, 148–154.

52. Kienle, A.; Lilge, L.; Patterson, M.S.; Hibst, R.; Steiner, R.; Wilson, B.C. Spatially resolved absolute diffuse reflectance measurements for noninvasive determination of the optical scattering and absorption coefficients of biological tissue. *Appl. Opt.* **1996**, *35*, 2304–2314.
53. Haskell, R.C.; Svaasand, L.O.; Tsay, T.-T.; Feng, T.-C.; McAdams, M.S.; Tromberg, B.J. Boundary conditions for the diffusion equation in radiative transfer. *J. Opt. Soc. Am. A* **1994**, *11*, 2727–2741.
54. Qin, J.; Lu, R. Measurement of the optical properties of fruits and vegetables using spatially resolved hyperspectral diffuse reflectance imaging technique. *Postharvest Biol. Technol.* **2008**, *49*, 355–365.
55. Lee, K. Optical mammography: Diffuse optical imaging of breast cancer. *World J. Clin. Oncol.* **2011**, *2*, 64–72.
56. Feng, S.; Zeng, F.-A.; Chance, B. Photon migration in the presence of a single defect: A perturbation analysis. *Appl. Opt.* **1995**, *34*, 3826–3837.
57. Do Trong, N.N.; Rizzolo, A.; Herremans, E.; Vanoli, M.; Cortellino, G.; Erkinbaev, C.; Tsuta, M.; Spinelli, L.; Contini, D.; Torricelli, A. Optical properties-microstructure-texture relationships of dried apple slices: Spatially resolved diffuse reflectance spectroscopy as a novel technique for analysis and process control. *Innov. Food Sci. Emerg. Technol.* **2014**, *21*, 160–168.



© 2015 by the authors; licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons by Attribution (CC-BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

VI.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une méthodologie de calcul fondée sur la méthode de Monte Carlo a été proposée pour étudier quantitativement le transport de la lumière dans les tissus de la pomme. Les simulations ont été effectuées pour la pomme modélisée comme une géométrie sphérique à deux couches tenant compte de la chair et de la peau. Deux types de configuration ont été prises en compte, pomme entière et/ou pomme coupée avec et sans peau. Les données de réflectance obtenues ont été analysées par un modèle semi-infini de diffusion de photons, afin d'estimer les propriétés optiques de la chair.

À partir des différents résultats de simulation, nous avons obtenu les conclusions suivantes. Tout d'abord, même si la peau peut être considérée comme une couche mince (80 μm ou 150 μm), ce qui est le cas défavorable pour l'application de la théorie de la diffusion à un modèle de tissu à deux couches, il est toujours possible d'estimer son effet sur les caractéristiques optiques avec une approche Monte Carlo appropriée. Etant donné que le modèle de Monte Carlo n'est pas soumis aux hypothèses imposées par l'approximation de la diffusion, le transport de la lumière dans les modèles de tissus de pomme peut être calculé avec précision. Les simulations restent encore valables même à proximité de la source de lumière et aux frontières du modèle.

Les deux configurations de tissus imagées et simulées (modèles de pomme entière et de pomme coupée) démontrent que la propagation interne de la lumière dépend fortement de la présence de la peau. En fait, cette mince couche agit comme un écran qui confine les photons rétrodiffusés aux environs de l'interface peau - chair. Cela se traduit par un profil de lumière rétrodiffusée qui présente un maximum plus grand que celui généré pour la chair uniquement.

Une confrontation entre profils rétrodiffusés théoriques et expérimentaux, montre un bon accord qualitatif, une amélioration du modèle consisterait à prendre en compte d'autres paramètres comme l'hétérogénéité des tissus ou de mesurer les propriétés optiques de chaque composant afin d'initier au mieux le modèle.

Une investigation supplémentaire est faite sur le recouvrement des propriétés internes (chair), effectué à l'aide d'un modèle spatial de diffusion homogène. Cette évaluation reste valable pour un milieu à deux couches dès lors que l'ajustement se fait à partir d'une distance suffisante de la source. Les simulations ont aussi permis d'optimiser la plage de mesure [2,8 - 10 mm] suivant laquelle les paramètres optiques sont recouverts. Cette plage permet de s'affranchir de l'effet de courbure de la zone de mesure, mais implique que les mesures soient encore gouvernées par les propriétés optiques de la peau et de l'interface peau-chair.

Chapitre VII

**Corrélations entre les propriétés
optiques, mécaniques & rhéologiques**

VII.1 Introduction

La qualité des produits agroalimentaires représente une combinaison d'attributs et de propriétés qui donnent une valeur en termes de satisfaction des consommateurs. La qualité des fruits frais est déterminée par plusieurs indices dont la fermeté, le sucre, le niveau d'amidon, l'acidité titrable, ainsi que les caractéristiques d'apparence externes telles que la couleur de la peau et de la chair (Adebayo *et al.*, 2016). Ces indices sont généralement mesurés sur des pommes entières en mettant en œuvre des tests destructifs (mécaniques et sensoriels). Aussi, il apparaît intéressant de pouvoir substituer à ces tests des méthodes optiques non-destructives.

Par ailleurs, les pommes peuvent être aussi transformées en produits dérivés comme les jus ou les purées. Cette transformation industrielle peut nécessiter des mesures non invasives et non-destructives qui peuvent renseigner sur l'aspect rhéologique de ces produits. Des essais préliminaires ont été entrepris afin de déterminer si des corrélations significatives entre les aspects rhéologiques et les propriétés optiques pouvaient être mise en évidence pour présentés par ces produits dérivés.

VII.2 Essais de corrélation entre les propriétés optiques et la qualité du fruit

La fermeté influe directement sur la texture, la durée de vie et l'acceptation des consommateurs. La teneur en matières solides solubles (SSC) et l'acidité déterminent la saveur du fruit, tandis que les changements dans la couleur de la peau ou de la chair pendant la maturation des fruits sont principalement liés à la répartition de la chlorophylle et à l'augmentation d'autres pigments tels que les caroténoïdes, les anthocyanes etc...

Les méthodes couramment utilisées pour la mesure de la qualité comprennent le test de Magness-Taylor (MT) pour la fermeté, le °Brix (°Bx) par réfractométrie pour la SSC, et les méthodes chimiques pour l'acidité titrable. Ces méthodes sont destructives, relativement lentes et ne peuvent tester qu'un faible pourcentage de produits. L'évaluation de la qualité des produits frais comme les pommes est difficile parce que leurs propriétés et caractéristiques peuvent varier considérablement au sein de

chaque lot de fruit et entre les variétés et sont également affectées par des facteurs environnementaux et par certaines conditions de stockage après récolte. Un certain nombre de techniques non-destructives basées sur la mesure des propriétés optiques, acoustiques et électriques ont été élaborées pour évaluer la maturité des fruits ou leurs qualités. L'absorption est principalement liée à la composition chimique de l'échantillon, tandis que la diffusion est influencée par les propriétés structurales (Nicolai *et al.*, 2007). Par conséquent, la quantification séparée des propriétés d'absorption et de diffusion peut fournir un nouveau moyen d'évaluation de la qualité interne des pommes.

L'objectif de cette recherche est donc de déterminer les coefficients d'absorption μ_a et de diffusion réduit μ'_s des pommes à la longueur d'onde de 633 nm, en utilisant le système d'imagerie spatialement résolue. La qualité des fruits est ensuite évaluée à partir des corrélations entre les propriétés optiques et d'autres données de nature mécanique et sensorielle.

VII.2.1 Matériel et méthodes

200 pommes ont été récoltées en 2012, stockées en chambre froide, puis analysées en 2013 par des méthodes : optiques, de pénétrométrie (mesure de texture) et d'analyses sensorielles. Les trois types d'analyses ont été faits sur les mêmes fruits. Les 200 pommes sont issues de deux variétés différentes (Royal Gala et Golden Delicious). Chaque type d'analyse constitue un bloc de données en deux dimensions (observations (100 pommes / variété) et variables). Trois blocs de données sont définis : Le bloc « texture » est composé par les variables : Force maximale (Ft en N), Allongement maximal avant rupture de l'épiderme (DP en mm), Energie à la force maximale (Wmax), Force à 7 mm (MT en N), Energie à 7mm (W à MT), Pente Plateau (entre FC et Fin en N/mm). Les mesures de texture par pénétrométrie ont été réalisées sur les fruits avec peau. Le bloc « optique » est composé par les variables μ_a et μ'_s . Le bloc « sensoriel » inclut les variables : acide, crissant, croquant, ferme, fondant et sucré. Les notes des analyses sensorielles sont définies par des experts entraînés. Ces trois blocs sont analysés par co-inertie multiple (ACOM).

VII.2.2 Résultats

Les moyennes de chaque variété (Gala et Golden) sont significativement différentes (p .value < 0.05 , test de Wilcoxon) pour l'ensemble des variables testées sauf pour le caractère *acide*.

L'analyse de co-inertie permet une analyse intégrée de l'ensemble des variables en prenant en compte la structure originale des données par bloc. La séparation des deux variétés se fait principalement par l'axe 1 de l'ACOM (figure VII-1). Les variables qui contribuent le plus à la construction de cet axe sont par ordre d'importance : μ'_s , Ft, Energie 7, Wmax, MT, ferme, croquant, crissant et fondant.

Les variables ferme, croquant et crissant sont positivement corrélées ensemble, négativement avec la variable fondant. La variété Gala est caractérisée par des valeurs élevées pour les caractères ferme, croquant et crissant, et faible pour le caractère fondant. La variété Golden est donc caractérisée par des valeurs de fermeté, croquant et crissant plus faibles, et plus forte pour le fondant.

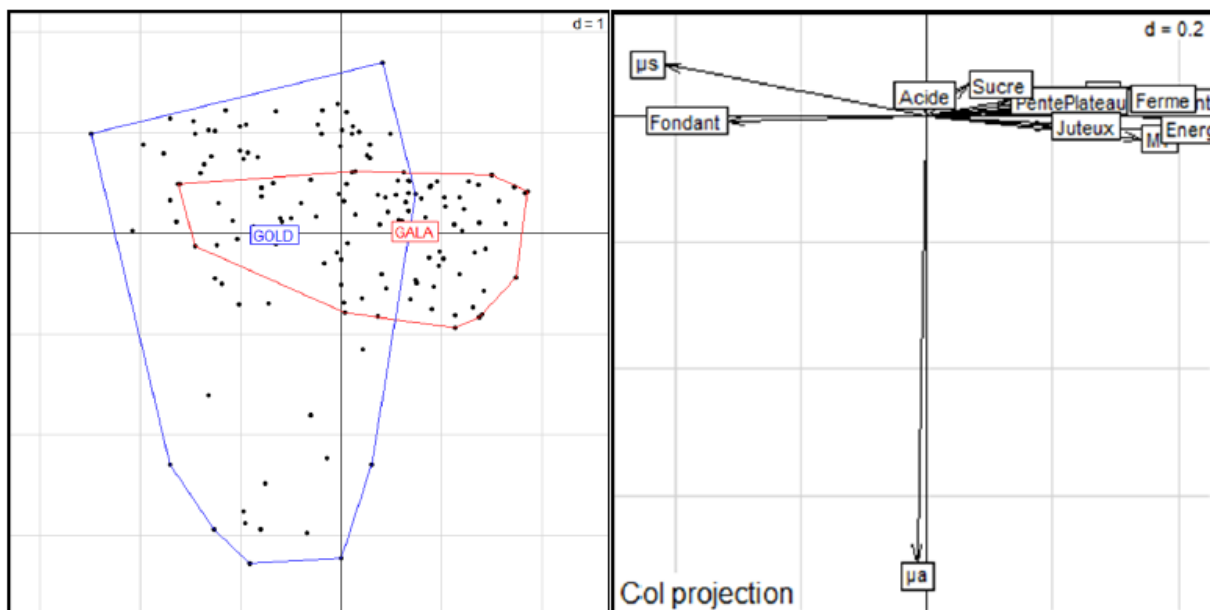


Figure VII-1. L'analyse de co-inertie multiple est effectuée à partir de trois blocs de données (texture (mesures physiques), laser, et analyses sensorielles). La carte de gauche est la projection des observations (pommes/variété) sur les deux premiers axes de co-inertie qui représentent respectivement 25% et 9% de la variabilité totale. La variété Gala est délimitée par un trait rouge et la variété Golden par un trait bleu sur la projection des observations à gauche. La projection des variables de l'ACOM (inclut l'ensemble des variables des trois blocs analysés) sur les axes 1 et 2 est représentée par la carte de droite.

L'axe 2 de la co-inertie est construit par la variable μ_a , mais ne permet pas de séparer les deux variétés. La figure VII-2 révèle une corrélation négative entre μ'_s et la force maximale (Ft). Ce résultat est en bon accord avec les travaux de Vanoli *et al.*, (2010) et de Rowe *et al.*, (2014) qui ont établis respectivement des corrélations égales à -0,70 et -0,68.

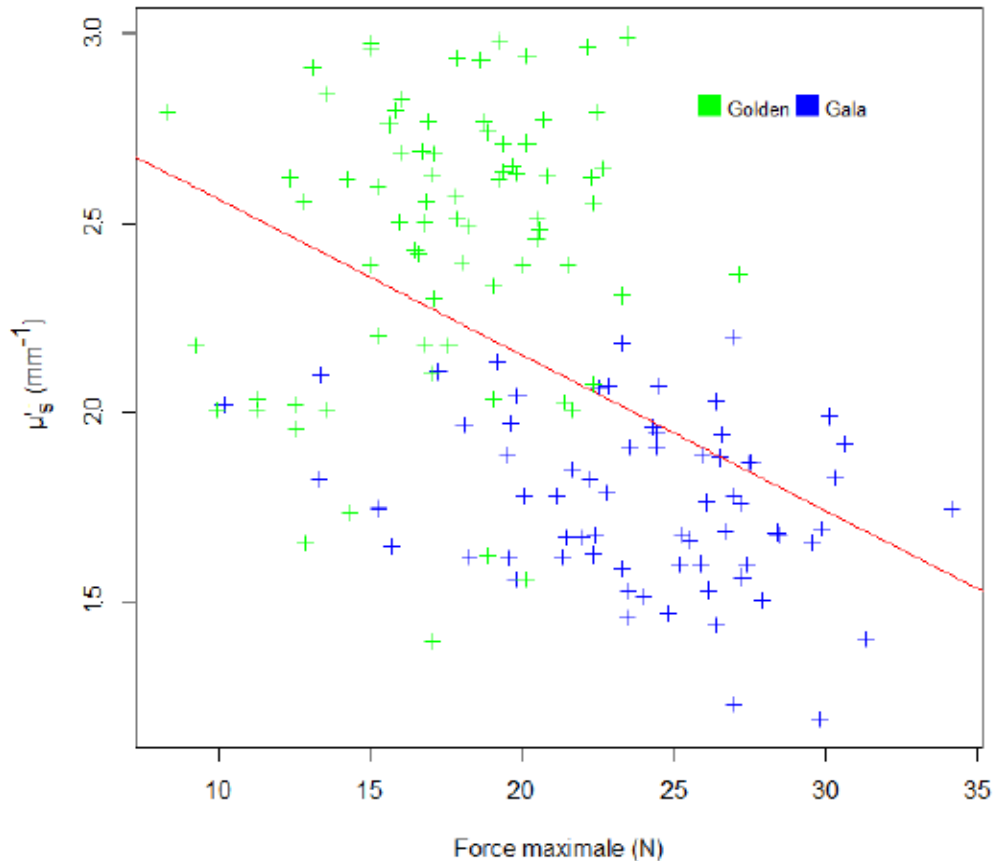


Figure VII-2. Représentation des valeurs de μ'_s en fonction de leurs valeurs de la force maximale (Ft) pour l'ensemble des fruits issus des deux variétés Golden (vert, 76 fruits) et Gala (bleu, 69 fruits). La droite de régression représentée en rouge a pour équation $y = -0,4131x + 29,7808$. Le coefficient de corrélation entre μ'_s et la force maximale est de -0.46. Cette corrélation est significative (p.value <0.01).

La carte de sensibilité (*Heatmap*) réalisée sur l'ensemble des variables fournit une vision globale des données par variété, et indique des regroupements entre variables (figure VII-3). Cette analyse confirme de nouveau le lien (corrélation négative) entre la variable optique μ'_s et la force maximale (Ft), mais également des liens connus (corrélations positives) entre les variables ferme, crissant et croquant.

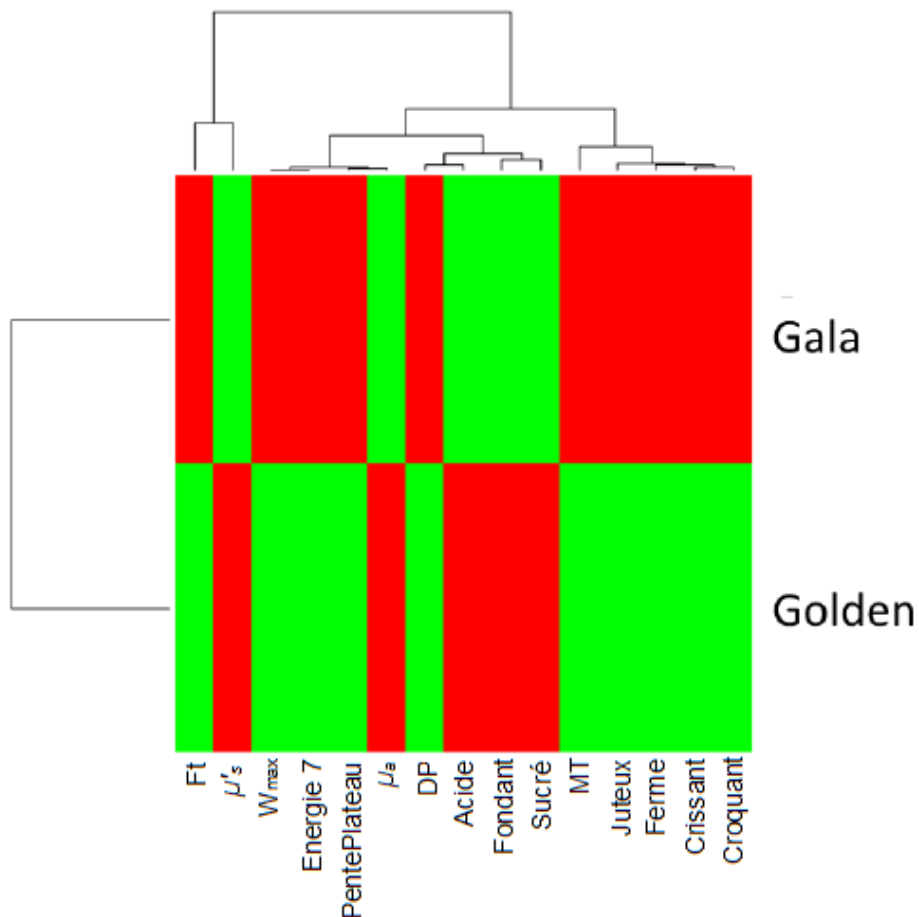


Figure VII-3. Carte de sensibilité (*Heatmap*) réalisée sur l'ensemble des variables pour les variétés Gala et Golden, la couleur rouge correspond à des valeurs plus élevées et s'oppose à la couleur verte, qui représente des valeurs plus faibles.

VII.2.3 Conclusion

Les analyses statistiques réalisées montrent une corrélation négative entre la variable optique μ'_s et la force maximale (Ft). La variable μ'_s a permis de différencier significativement les deux variétés de fruits Royal Gala et Golden Delicious en fonction de leur fermeté. Ce lien visible sur ces deux variétés, devrait être confirmé par l'analyse des données issues d'autres variétés. Ainsi le paramètre μ'_s (test non destructif) permettra de caractériser la fermeté (locale) des pommes, associée à la fermeté en bouche évaluée par des analyses sensorielles.

VII.3 Propriétés optiques et rhéologiques des produits dérivés des pommes

Les propriétés mécaniques et optiques des purées des fruits et légumes dans leur ensemble font peu l'objet d'étude. Quelques travaux peuvent être recensés toutefois. Elles portent toutes sur des purées cuites avec ou sans addition d'autres substances telles que le sucre ou la gomme xanthane voire des produits transformés (Wang *et al.*, 2011, Kechinski *et al.*, 2011, Kyomugasho *et al.*, 2015, Peinado *et al.*, 2016, Santiago *et al.*, 2016, Guerrero *et al.*, 1998, Ahmed *et al.*, 2007, Espinosa-Muñoz *et al.*, 2012, Espinosa-Muñoz *et al.*, 2013). En 1998, Guerrero et Alzamora ont étudié le comportement rhéologique de compotes de fruits (pêche, papaye et mangue) sous l'effet de la température, du pH et de l'ajout de sucre. Ils ont ainsi établi que pour tous les produits étudiés, la viscosité apparente η décroît avec la température et, ce, quelque-soit le pH. Ce résultat est confirmé pour des jus de tamarin concentrés (Ahmed *et al.*, 2007).

Travaillant sur des purées cuites de pommes, Espinosa-Muñoz *et al.*, (2012). montrent que leur viscosité apparente augmente avec le taux de matière insoluble. Formulons l'hypothèse que cette propriété reste valable pour les purées crues des pommes.

L'ensemble de ces études s'intéressent aux propriétés mécaniques. A notre connaissance, le seul travail entrepris sur les propriétés optiques de fruits transformés est dû à Kyomugasho *et al.*, (2015). Les auteurs ont proposé la spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier comme mesure de routine du degré de méthylesterification de la pectine contenue dans des matrices végétales. Les échantillons analysés étaient des résidus insolubles à l'alcool de pommes, de mangues, de betteraves, de brocolis, de purée cuite de tomates, de purée cuite de carottes et de purée cuite de brocolis.

Les travaux présentés ici contribuent à étendre le champ des connaissances relatif aux propriétés optiques [absorbantes et diffusantes] des purées crues issues de trois variétés de pommes Golden Delicious, Royal Gala et Granny Smith. L'objectif repose sur le triptyque suivant :

- mesurer, pour des solutions de purées, μ_a et μ'_s ainsi que leurs propriétés rhéologiques.
- étudier l'évolution de ces différentes caractéristiques en fonction de la quantité de matière insoluble
- établir différentes corrélations entre les propriétés optiques et rhéologiques ainsi mesurées.

VII.3.1 Matériel et méthode

Trois lots de pommes de calibre moyen et de variété différente (Royal Gala, Granny Smith et Golden Delicious) sont étudiés. Une partie de chaque lot est broyé en purée crue, l'autre sert à produire du jus. La conservation doit être de courte durée afin de prévenir le brunissement des échantillons.

VII.3.1.1 Les purées

Les pommes sont érogées et tranchées à l'érogeur-éplucheur de pommes en gardant la peau. Les tranches obtenues sont coupées en deux et trempées directement 10 minutes dans un bain d'acide citrique de 20g d'acide citrique en poudre dissout dans 2L d'eau. Les pommes sont ensuite broyées pendant 1min à puissance maximale (10200 tours/min) dans un Thermomix avec injection d'azote gazeux. Ces deux processus permettent de prévenir le brunissement. La conservation de la purée se fait à 4°C.

VII.3.1.2 Le jus

Le jus est extrait de pommes entières (non érogées ni pelées) à l'aide d'un appareillage *Philips HR1861*. Le jus récupéré est filtré avec une petite passoire en plastique afin d'enlever la mousse. Le jus est conservé de la même manière que la purée, dans une bouteille hermétique avec injection d'azote avant fermeture, et conservé au froid positif 4°C.

VII.3.1.3 Dilutions des purées

Le but est de constituer une gamme de purées avec des proportions de jus différentes (de 0% à 100%) en ajoutant une certaine quantité de jus de pomme à la purée de base non diluée (Tableau VII-1).

Tableau VII-1. Liste des échantillons par rapport à la proportion de jus

Echantillon à X% de jus	0%	1%	5%	10%	20%	30%	40%	50%	60%	70%	80%	90%	99%
----------------------------	----	----	----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

A titre d'exemple, l'échantillon à 20% de jus est préparé de telle sorte que dans 100g d'échantillon on ait 80g de purée brute et 20g de jus. Ainsi en augmentant la part de jus dans le mélange, la part de purée diminue d'autant. Le mélange à 0% de jus représente la purée de base non diluée. Le mélange à 100% représente du jus de pomme pur. Nous utiliserons par la suite les pourcentages de jus pour désigner les échantillons.

VII.3.1.4 Mesures rhéologiques

Les mesures ont été effectuées sur le Rhéomètre Gemini de Malvern avec la géométrie Couette DG 40/50. Le logiciel du constructeur est utilisé pour établir les paramètres et conduire la mesure.

Les purées de pomme sont rhéofluidifiantes. Dans un premier temps, la viscosité apparente $\eta_a = \frac{\text{contrainte résultante}}{\text{vitesse de cisaillement}}$, de tous les échantillons est mesurée de 1 à 500 s⁻¹. Ensuite on trace la viscosité apparente à 50 s⁻¹ pour tous les échantillons en fonction du pourcentage de jus. Cette valeur arbitraire de 50 s⁻¹ correspond à l'ordre de grandeur des cisaillements au sein d'une bouche humaine. Ainsi, la transition entre l'état solide et l'état liquide sera observée sous écoulement par un changement de pente de la courbe en fonction des dilutions.

Dans un deuxième temps, on effectue des mesures des modules élastique (G') et visqueux (G'') en mode dynamique. On détermine d'abord la limite du domaine linéaire quand celui-ci existe. Pour cela, on effectue un balayage en contrainte de 10 mPa à 10 Pa pour 1 Hz. Notons que ce domaine linéaire n'existe pas pour les suspensions fortement diluées. Ensuite, on réalise un balayage en fréquence dans ce domaine linéaire en 15 points entre 0,1 et 100 Hz. Enfin, on trace la valeur de G' et G'' à 1,179

Hz en fonction des différentes proportions de jus. (1,179 Hz est le point choisi car c'est le plus proche de 1Hz. Il correspond à un point de la distribution logarithmique régulière des 15 points entre 0,1 et 100 Hz du balayage en fréquence.)

En traçant G' et G'' à 1,179 Hz pour toutes les dilutions, on observe aussi « au repos » le passage d'un état solide ($G'' < G'$) vers un état liquide ($G'' > G'$) au fur et à mesure des dilutions. Les fréquences utilisées sont, en effet, suffisamment faibles pour convenir que la mesure est réalisée au repos. On peut estimer le passage d'un état à l'autre en fonction de la dilution à l'intersection des courbes G'' et G' .

VII.3.2 Résultats et interprétation

VII.3.2.1 Coefficient d'absorption μ_a

L'évolution du coefficient d'absorption, μ_a , en fonction de la concentration de jus dans la purée étudiée à 4 longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm est montrée dans les figure VII-4–figure VII-6, pour les trois variétés (Gala, Golden et Granny).

Pour les variétés Royal Gala et Golden Delicious (figure VII-4, figure VII-5) le coefficient d'absorption μ_a décroît très rapidement avec la concentration de jus jusqu'à devenir négligeable à partir d'une concentration égale à 60%. Cette décroissance épouse une tendance exponentielle, et ceci, quelle que soit la longueur d'onde utilisée. Par ailleurs, les courbes sont distinctes jusqu'à une concentration égale à 60%, puis restent confondues quelle que soit la longueur d'onde utilisée.

En ce qui concerne la variété Granny Smith (figure VII-6), cette tendance est moins nette. Cependant, à la longueur d'onde de 633 nm, le coefficient d'absorption mesuré est nettement plus élevé que ceux obtenus aux longueurs d'onde 763, 784 et 852 nm et ceci jusqu'à une concentration de jus égale à 60%. Une explication de ce fait est due à ce que la pomme Granny Smith contient beaucoup plus de chlorophylle, dont le pic d'absorption se situe à la longueur d'onde de 670 nm.

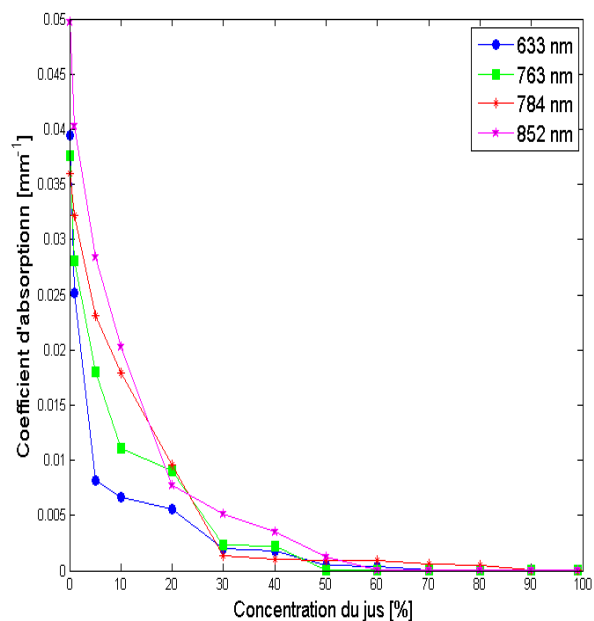


Figure VII-4. Coefficients d'absorption μ_a en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Royal Gala.

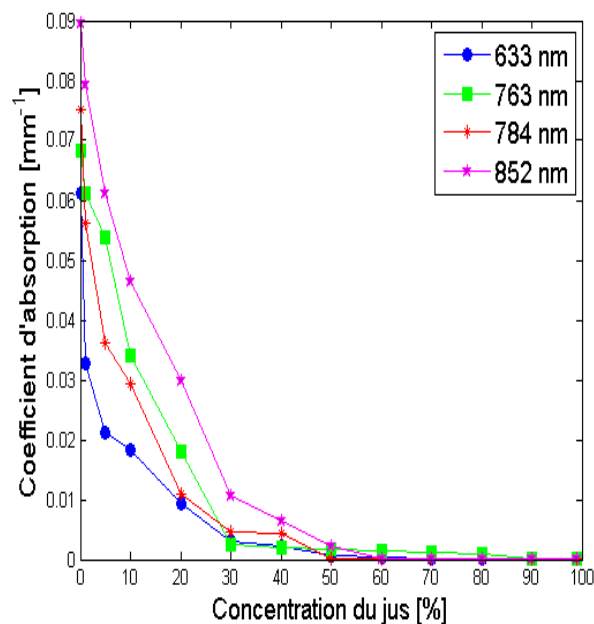


Figure VII-5. Coefficients d'absorption μ_a en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Golden Delicious.

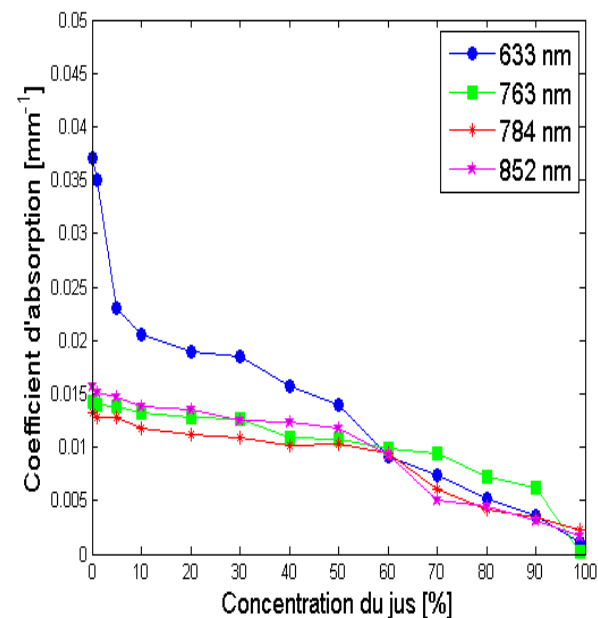


Figure VII-6. Coefficients d'absorption μ_a en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Granny Smith.

Ces résultats sont en accord avec ce que la littérature révèle : le coefficient d'absorption μ_a est un indicateur de la composition chimique du fruit (Vanoli, *et al.*, 2011). Plus le fruit est dense (contenu solide soluble) et plus son coefficient d'absorption est élevé. Inversement, plus le milieu est déstructuré et dilué, plus le coefficient d'absorption décroît.

VII.3.2.2 Coefficient de diffusion réduit μ'_s

Les résultats relatifs à l'évolution de μ'_s en fonction de la concentration de jus sont représentés sur les figures VII-7 - VII-9 pour les trois variétés de pommes (Royal Gala, Granny Smith et Golden Delicious) étudiées à 4 longueurs d'onde de 633, 763, 784 et 852 nm. μ'_s peut s'exprimer par la loi suivante :

$$\mu'_s = A.C + B \quad (\text{VII-1})$$

Dans laquelle C est la concentration du jus, B l'ordonnée à l'origine et A la pente. Les valeurs de A et B relatives à chaque variété obtenue par régression linéaire sont consignées dans le tableau VII-2, pour les quatre longueurs d'onde utilisées.

Tableau VII-2. Valeurs des coefficients A et B calculés à partir des données expérimentales

	633 nm		763 nm		784 nm		852 nm	
	A	B	A	B	A	B	A	B
Gala	$-3,8.10^{-3}$	1,132	-4.10^{-3}	1,039	$-3,6.10^{-3}$	0,97	$-3,9.10^{-3}$	0,92
Golden	$-8,4.10^{-4}$	1,232	$-6,1.10^{-4}$	1,175	$-4,6.10^{-4}$	1,118	-9.10^{-4}	1,08
Granny	$-1,8.10^{-3}$	1,113	-2.10^{-3}	1,037	-2.10^{-3}	1	-2.10^{-3}	0,98

L'exploitation des données montre que la pente A est pratiquement indépendante de la longueur d'onde (λ), alors que B prend la forme

$$B = a.\lambda^{-b}, \quad (\text{VII-2})$$

ce qui est conforme à la loi de Mie (Jacques, 2013).

Les valeurs de l'exposant b sont respectivement égales à 0,66 ; 0,34 et 0,44 pour les variétés Royal Gala, Golden Delicious et Granny Smith. Ces valeurs sont proches de celles relatés par la littérature, comprises entre 0,12 et 0,54 pour la variété Starking (Cubeddu *et al.*, 2002).

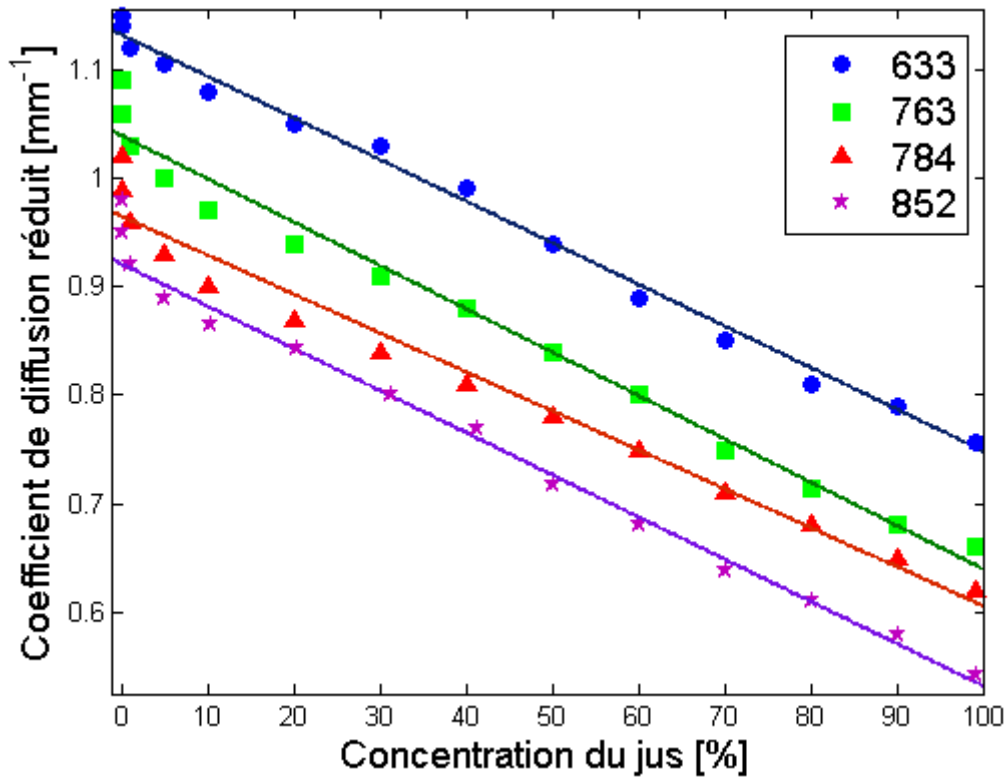


Figure VII-7. Coefficients de diffusion μ'_s en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Royal Gala.

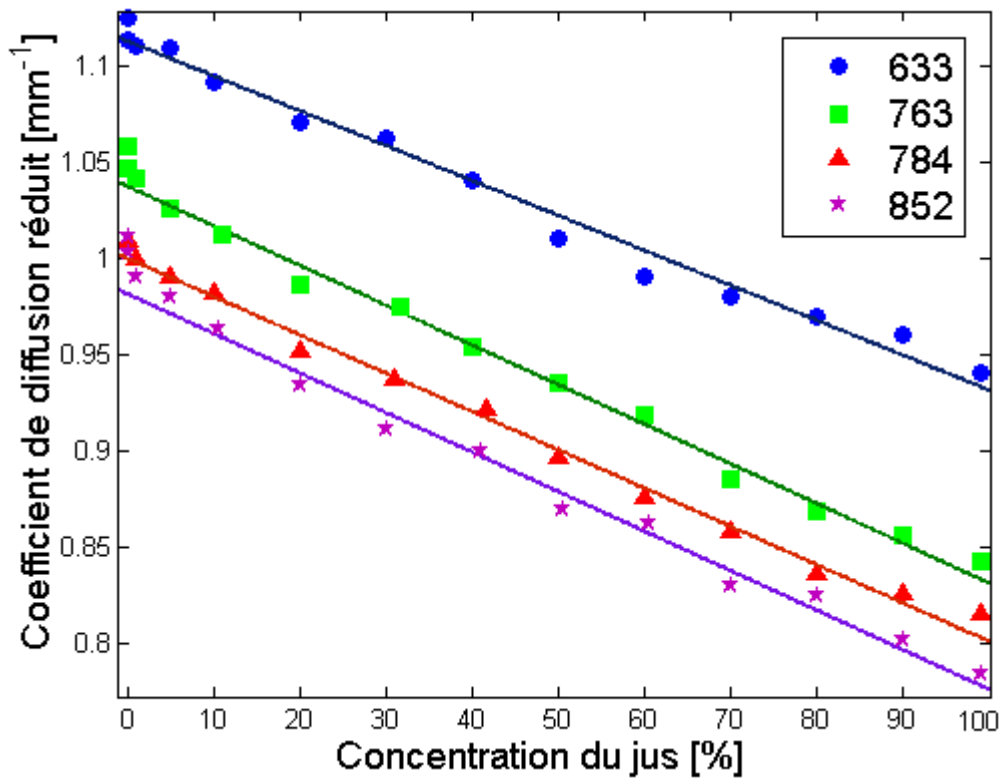


Figure VII-8. Coefficients de diffusion μ'_s en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Granny Smith.

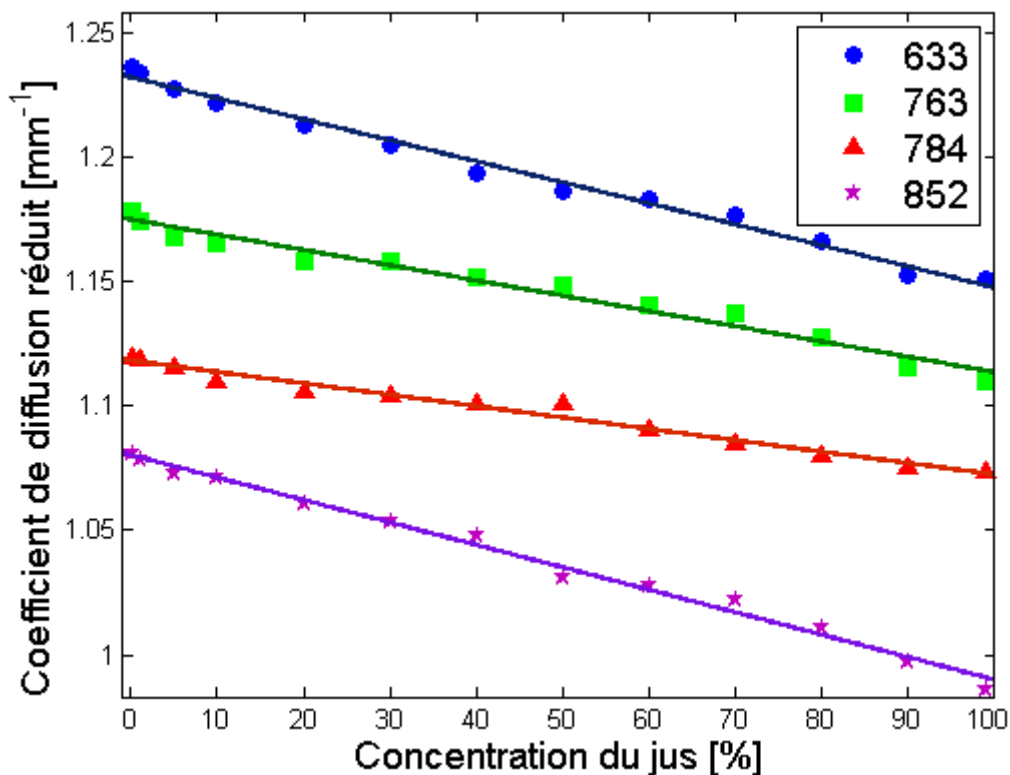


Figure VII-9. Coefficients de diffusion μ'_s en fonction de la dilution d'une purée de pomme pour les longueurs d'ondes de 633, 763, 784 et 852 nm pour la variété Golden Delicious.

VII.3.2.3 Corrélation entre les propriétés rhéologiques et optiques

Les figures VII-10 et VII-11 présentent des résultats typiques de corrélation entre les propriétés rhéologiques (G' et G'') et les propriétés optiques (μ_a , μ'_s et μ_{eff}) obtenus à la longueur d'onde de 633 nm, pour une purée de pomme à base de Golden Delicious. L'ensemble des résultats se réfèrent à des purées de différentes concentrations de jus.

Les figures VII-10 (a) - (b) et VII-11 (a) - (b) montrent une tendance quadratique. Cependant, pour le cas (a) concernant les faibles valeurs, ainsi que pour le cas (b) pour les plus hautes valeurs, des tendances linéaires pourraient être encore utiles. En ce qui concerne les deux figures VII-10 (c) et VII-11 (c), les relations $G'(\mu_{eff})$ et $G''(\mu_{eff})$ peuvent être aussi approximées par une relation linéaire. Lorsque les effets élastique et visqueux augmentent, la longueur de pénétration de la lumière ($\sim \frac{1}{\mu_{eff}}$) diminue. Ainsi, une simple mesure de la longueur de pénétration de la lumière d'un échantillon est susceptible de prédire l'état viscoélastique du milieu étudié.

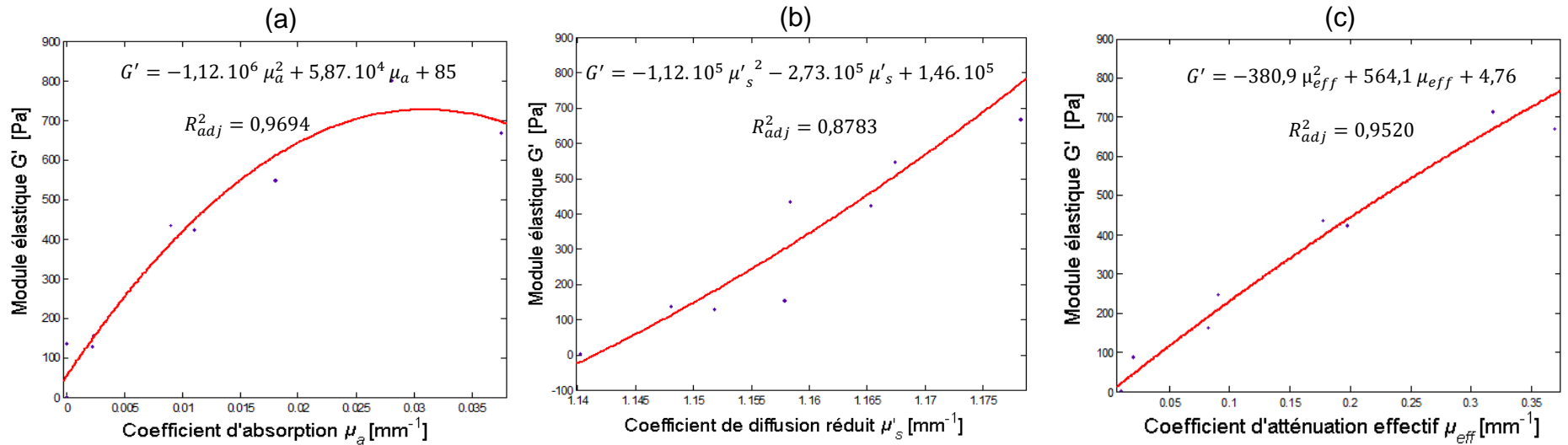


Figure VII-10. Evolution du module élastique G' en fonction de μ_a (a), μ'_s (b) et μ_{eff} (c) à $\lambda = 633$ nm pour une purée à base de Golden

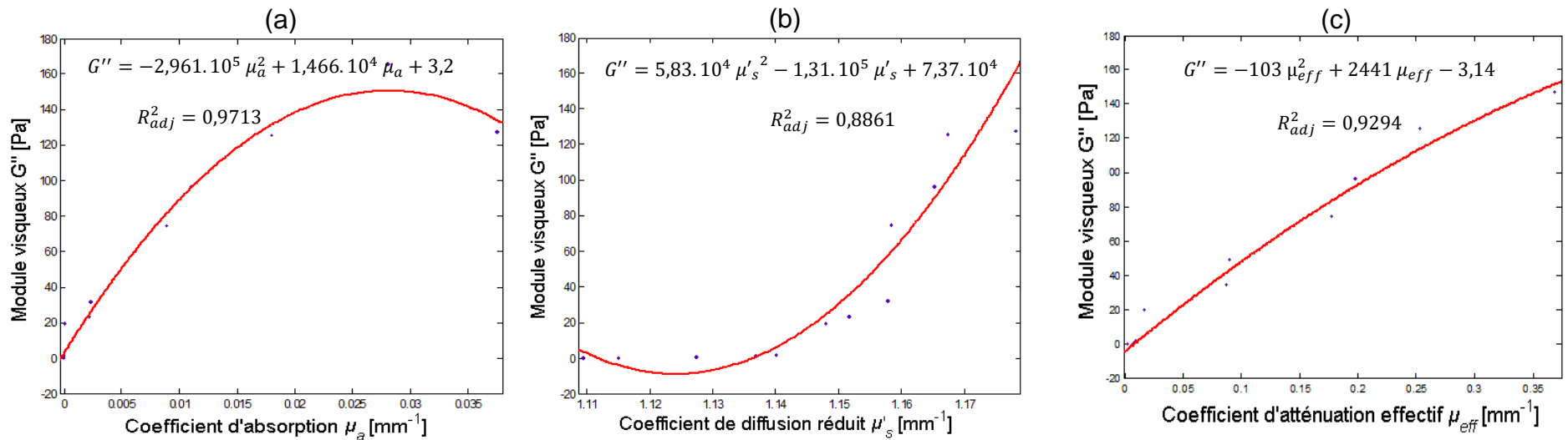


Figure VII-11. Evolution du module visqueux G'' en fonction de : μ_a (a), μ'_s (b) et μ_{eff} (c) $\lambda = 633$ nm pour une purée à base de Golden

VII.3.3 Conclusion

Lors de cette étude, des purées issues de trois variétés de pommes ont été étudiées par voie optique et rhéologique, afin d'établir des liens possibles entre les paramètres optiques (μ_a , μ'_s et μ_{eff}) et rhéologiques (G' et G'') souvent utilisés dans l'industrie agroalimentaire afin de caractériser des purées de pommes ou d'autres produits fluides.

L'évolution du coefficient d'absorption révèle deux phases distinctes. La première décroît très rapidement avec la concentration de jus jusqu'à une concentration égale à 60%. Au-delà, le coefficient d'absorption revêt une tendance plutôt linéaire tout en étant négligeable. Ces deux tendances ont été confirmées par la rhéologie. La phase relative à la purée (avant 60% de dilution) présente un comportement non newtonien rhéofluidifiant, alors que la phase liquide (au-delà de 60% de jus) présente un comportement Newtonien.

L'étude relative au comportement du coefficient de diffusion réduit a montré une décroissance linéaire de ce coefficient en fonction de la concentration de jus ajouté. Comme évoqué précédemment, le coefficient de diffusion réduit est un indicateur de la structure. Plus le milieu est dense, plus ce coefficient est important. De plus, le comportement de ce coefficient vis-à-vis des longueurs d'onde est conforme à la théorie de Mie.

Le dernier volet de cette étude a porté sur la corrélation entre les paramètres optiques (μ_a , μ'_s et μ_{eff}) des purées à différentes concentrations et leurs propriétés rhéologiques (G' et G''). Une tendance quadratique a été trouvée entre les trois paramètres optiques et les deux paramètres rhéologiques figures VII-10 et 11 (a), (b) et (c). Ce résultat semble intéressant si on se réfère au coefficient d'atténuation effectif (l'inverse de la longueur de pénétration de la lumière) qui reste relativement simple à mesurer et ne requiert pas la connaissance préalable de μ_a et μ'_s obtenus par méthode inverse. La transformation de la courbe $\text{Log}(\rho^2 \cdot I(0, \rho))$ en fonction de la distance radiale (ρ) proposée par (Farrell *et al.*, 1992) permet d'estimer directement le coefficient d'atténuation effectif (μ_{eff}) et donc d'accéder à G' et G'' par les relations mentionnées figures VII-10 (c) et VII-11 (c).

CONCLUSION GENERALE

L'interaction lumière-tissus biologiques est un phénomène complexe dont les actions sont majoritairement dépendantes des propriétés d'absorption et de diffusion des cibles dans le domaine du Visible et proche Infrarouge.

Ce travail est une contribution expérimentale et théorique à l'étude de la propagation de la lumière dans les tissus turbides de la pomme. Il vise à caractériser de façon non-destructive la qualité de la chair des pommes à partir du recouvrement de leurs propriétés optiques internes.

L'étude expérimentale repose sur trois volets

- Le développement et l'optimisation d'un banc optique d'imagerie multispectrale résolue dans l'espace a constitué une première étape. Des tests réalisés à partir de tissus fantômes solide et liquide ont confirmé l'efficacité du système et aussi permis d'optimiser la zone de mesure des paramètres optiques qui s'étend de 2 à 10 mm à compter du point d'impact du faisceau utilisé. Une des difficultés inhérentes à ce type d'imagerie est due à la présence d'une zone de forte illumination qui contribue à saturer les pixels centrés autour de l'axe de la caméra CCD. L'identification des profils de lumière rétrodiffusée situés en dehors de cette zone a été faite grâce à des fonctions analytiques du type Gauss-Lorentz. Ceci a permis de reconstruire les profils complets et ainsi d'accéder à la quantification de leur intensité maximale. Cependant, d'autres fonctions polynomiales plus complexes pourraient être envisagées pour mieux affiner la valeur de l'intensité maximale des profils de lumière générée. Le système a été par la suite mis en œuvre à fin d'imager et de déduire les profils de lumière rétrodiffusée à la surface de trois variétés de pommes, avec et sans peau, entières ou coupées au niveau de leurs plan équatoriale. Ces diverses expérimentations ont montré que la peau a une influence notable sur l'intensité maximale du profil de lumière rétrodiffusée ainsi que sur la valeur des paramètres optiques recouverts de la chair. En particulier, la peau agit comme un écran qui concentre les photons diffusés à l'interface peau-chair, ce qui génère une intensité rétrodiffusée maximale plus importante au point d'injection (axe optique) que dans le cas de la chair seule. Les données traitées montrent

encore que le coefficient d'absorption estimé de la chair est surévalué en présence de la peau, alors que le coefficient de diffusion réduit est très peu affecté. Par contre, la courbure locale de la zone de mesure a aussi un effet non négligeable sur la quantification des paramètres optiques de la chair. Il a été montré que μ_a peut être surévalué et μ'_s sous-estimé dès lors que la convexité devient plus importante. Ce fait suggère que l'appréhension des paramètres optiques devrait être effectuée en de nombreux sites de mesure si la pomme ne présente pas de sphéricité apparente. Toutefois, la recherche de régions aplanies pourrait être préconisée.

- L'utilisation d'un système source-détecteur configuré en goniomètre a offert la possibilité d'évaluer le coefficient d'anisotropie d'échantillons minces de peau et de chair issus de trois variétés de pommes. L'étude a été effectuée à quatre longueurs d'onde. Suivant cette méthode, l'intensité recueillie par le détecteur en fonction de sa position angulaire $I(\theta)$ permet d'accéder au coefficient d'anisotropie (g). Par ailleurs, l'ajustement des courbes expérimentales par des fonctions de phase du type Henyey Greenstein et Gegenbauer modifiées permet aussi d'appréhender (g). Bien que l'épaisseur de l'échantillon approche la valeur limite égale à $1/\mu_s$ (peau : $\sim 150 \mu\text{m}$, chair : $\sim 300\mu\text{m}$), les résultats obtenus sont semblables à ceux publiés et obtenus par une autre méthode qui s'affranchit de l'épaisseur critique de l'échantillon (Adding-doubling method). Une meilleure convergence est cependant obtenue, dès lors que la diffusion vers l'avant (forward) est uniquement prise en compte.
- Enfin, la mesure du coefficient de diffusion réduit a pu être corrélée avec les propriétés mécaniques de la chair appréhendées par technique de pénétrométrie. L'intérêt du diagnostic optique a été encore souligné lors de l'étude de purée de pommes à différentes concentrations. Le coefficient de diffusion réduit décroît d'une façon linéaire avec la dilution de la purée (concentration de jus), le taux de décroissance est pratiquement indépendant de la longueur d'onde utilisée. La relation entre les valeurs μ'_s mesurées à une concentration fixe pour différentes longueurs d'onde suit la loi de Mie. Par ailleurs, l'appréhension des paramètres μ_a , μ'_s et μ_{eff} sont bien corrélés avec les propriétés rhéologiques des purées G' (module élastique) et G'' (module visqueux).

Les investigations théoriques reposent sur la mise en œuvre d'un modèle de Monte Carlo. L'algorithme tient compte de la taille réaliste du faisceau de photon incident (distribution radiale gaussienne, diamètre 1 mm à $1/e^2$) et se réfère à différentes configurations sphériques à deux couches (pommes entières, coupées au niveau du plan équatoriale, avec et sans peau). Les images et signaux rétrodiffusés ainsi simulés sont en bon accord avec les données expérimentales délivrées par la caméra et confirment les tendances observées en présence de la peau.

Perspectives

Cette étude devrait être poursuivie notamment en étendant le concept d'imagerie multispectrale (4 longueurs d'onde) à celui d'imagerie hyperspectrale. Ceci aurait pour avantage de révéler des signatures propres à d'autres pigments comme la chlorophylle et certains antioxydants.

Par ailleurs, des capteurs optiques simples pourraient être mis en œuvre pour appréhender d'une façon non-invasive les propriétés rhéologiques des purées de pommes produites sous flux continu en industrie agroalimentaire.

Références bibliographiques

- A**bbott, J., Massie, D., 1985. Delayed light emission for early detection of chilling in cucumber and bell pepper fruit. *Journal of the American Society for Horticultural Science* 110, 42-47.
- Abbott, J.A., 1999. Quality measurement of fruits and vegetables. *Postharvest Biology and Technology* 15, 207-225.
- Abbott, J.A., Lu, R., Upchurch, B.L., Strohshine, R.L., 1997. Technologies for nondestructive quality evaluation of fruits and vegetables. *Horticultural Reviews*, Volume 20, 1-120.
- Adebayo, S.E., Hashim, N., Abdan, K., Hanafi, M., 2016. Application and potential of backscattering imaging techniques in agricultural and food processing—A review. *Journal of Food Engineering* 169, 155-164.
- Ahmed, J., Ramaswamy, H., Sashidhar, K., 2007. Rheological characteristics of tamarind (*Tamarindus indica* L.) juice concentrates. *LWT-Food Science and Technology* 40, 225-231.
- Alexandrakis, G., Busch, D.R., Faris, G.W., Patterson, M.S., 2001. Determination of the optical properties of two-layer turbid media by use of a frequency-domain hybrid Monte Carlo diffusion model. *Applied optics* 40, 3810-3821.
- Andersson-Engels, S., Berg, R., Persson, A., Svanberg, S., 1993. Multispectral tissue characterization with time-resolved detection of diffusely scattered white light. *Optics letters* 18, 1697-1699.
- Arridge, S.R., Cope, M., Delpy, D., 1992. The theoretical basis for the determination of optical pathlengths in tissue: temporal and frequency analysis. *Physics in medicine and biology* 37, 1531.
- Askoura, M.L., Vaudelle, F., L'Huillier, J.-P., 2016. Numerical Study of Light Transport in Apple Models Based on Monte Carlo Simulations. *Photonics* 3, 2.
- B**abos, K., Sass, P., Mohacsy, P., 1984. Relationship between the peel structure and storability of apples. *Acta Agronomica Academiae Scientiarum-Hungaricae* 33, 41-50.
- Baños, A., Wolf, M., Grawe, C., Stahel, M., Haensse, D., Fink, D., Hornung, R., 2007. Frequency domain near-infrared spectroscopy of the uterine cervix during cervical ripening. *Lasers in Surgery and Medicine* 39, 641-646.
- Baranyai, L., Zude, M., 2009. Analysis of laser light propagation in kiwifruit using backscattering imaging and Monte Carlo simulation. *Computers and Electronics in Agriculture* 69, 33-39.
- Bays, R., Wagnieres, G., Robert, D., Braichotte, D., Savary, J.-F., Monnier, P., van den Bergh, H., 1996. Clinical determination of tissue optical properties by endoscopic spatially resolved reflectometry. *Applied optics* 35, 1756-1766.
- Bechar, A., Mizrach, A., Barreiro, P., Landahl, S., 2005. Determination of mealiness in apples using ultrasonic measurements. *Biosystems engineering* 91, 329-334.
- Bernhardt, P., 1995. Direct reconstruction methods for hyperspectral imaging with rotational spectrotomography. *JOSA A* 12, 1884-1901.
- Bevilacqua, F., Depeursinge, C., 1999. Monte Carlo study of diffuse reflectance at source-detector separations close to one transport mean free path. *JOSA A* 16, 2935-2945.

- Billy, L., Mehinagic, E., Royer, G., Renard, C.M., Arvisenet, G., Prost, C., Jourjon, F., 2008. Relationship between texture and pectin composition of two apple cultivars during storage. *Postharvest Biology and Technology* 47, 315-324.
- Blasco, J., Aleixos, N., Gómez-Sanchis, J., Moltó, E., 2009. Recognition and classification of external skin damage in citrus fruits using multispectral data and morphological features. *Biosystems engineering* 103, 137-145.
- Bohren, C.F., Huffman, D.R., 1983. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: Wiley.
- Brecht, J.K., Shewfelt, R.L., Garner, J.C., Tollner, E., 1991. Using X-ray-computed tomography to nondestructively determine maturity of green tomatoes. *HortScience* 26, 45-47.
- Brosnan, T., Sun, D.-W., 2004. Improving quality inspection of food products by computer vision—a review. *Journal of Food Engineering* 61, 3-16.
- Brown, G., Segerlind, L., Summitt, R., 1974. Near-infrared reflectance of bruised apples. *Trans. Am. Soc. Agric. Engrs* 17, 17- 19.
- Bruhat, G., 1992. *Cours de physique générale*. Masson.
- Calabro, K.W., Bigio, I.J., 2014. Influence of the phase function in generalized diffuse reflectance models: review of current formalisms and novel observations. *Journal of biomedical optics* 19, 075005-075005.
- C**anpolat, M., Mourant, J.R., 2000. High-angle scattering events strongly affect light collection in clinically relevant measurement geometries for light transport through tissue. *Physics in medicine and biology* 45, 1127.
- Cashwell, E., Everett, C., 1959. *The Monte Carlo Method for Random Walks*. Pergamon Press, NY.
- Cen, H., He, Y., 2007. Theory and application of near infrared reflectance spectroscopy in determination of food quality. *Trends in Food Science & Technology* 18, 72-83.
- Cen, H., Lu, R., 2009. Quantification of the optical properties of two-layer turbid materials using a hyperspectral imaging-based spatially-resolved technique. *Applied optics* 48, 5612-5623.
- Cen, H., Lu, R., 2010. Optimization of the hyperspectral imaging-based spatially-resolved system for measuring the optical properties of biological materials. *Optics express* 18, 17412-17432.
- Cen, H., Lu, R., Mendoza, F., Beaudry, R.M., 2013. Relationship of the optical absorption and scattering properties with mechanical and structural properties of apple tissue. *Postharvest Biology and Technology* 85, 30-38.
- Chao, K., Chen, Y.-R., Early, H., Park, B., 1999. Color image classification systems for poultry viscera inspection, *Photonics East (ISAM, VVDC, IEMB)*. International Society for Optics and Photonics, pp. 110-120.
- Chen, H., DeBaerdemaeker, J., 1993. Effect of apple shape on acoustic measurements of firmness. *Journal of agricultural engineering research* 56, 253-266.
- Chen, Y.-R., Chao, K., Kim, M.S., 2002. Machine vision technology for agricultural applications. *Computers and Electronics in Agriculture* 36, 173-191.
- Cheong, W.-F., Prael, S.A., Welch, A.J., 1990. A review of the optical properties of biological tissues. *IEEE journal of quantum electronics* 26, 2166-2185.
- Chernomordik, V., Grosenick, D., Moesta, K.T., Gandjbakhche, A., Schlag, P.M., Wabnitz, H., Hattery, D.W., Rinneberg, H., 2002. Quantification of optical properties of a breast tumor using random walk theory. *Journal of biomedical optics* 7, 80-87.

- Chinchuluun, R., Lee, W., Ehsani, R., 2009. Machine vision system for determining citrus count and size on a canopy shake and catch harvester. *Applied Engineering in Agriculture* 25, 451-458.
- Choukeife, J.E., L'Huillier, J.P., 1999. Measurements of scattering effects within tissue-like media at two wavelengths of 632.8 nm and 680 nm. *Lasers in Medical Science* 14, 286-296.
- Christoforou, S., 2010. A zero-variance based scheme for Monte Carlo criticality simulations. TU Delft, Delft University of Technology.
- Coleman, T.F., Li, Y., 1994. On the convergence of interior-reflective Newton methods for nonlinear minimization subject to bounds. *Mathematical programming* 67, 189-224.
- Contini, D., Martelli, F., Zaccanti, G., 1997. Photon migration through a turbid slab described by a model based on diffusion approximation. I. Theory. *Applied optics* 36, 4587-4599.
- Coquoz, O., Svaasand, L.O., Tromberg, B.J., 2001. Optical property measurements of turbid media in a small-volume cuvette with frequency-domain photon migration. *Applied optics* 40, 6281-6291.
- Cubeddu, R., D'Andrea, C., Pifferi, A., Taroni, P., Torricelli, A., Valentini, G., Ruiz-Altisent, M., Valero, C., Ortiz, C., Dover, C., 2001(b). Time-resolved reflectance spectroscopy applied to the nondestructive monitoring of the internal optical properties in apples. *Applied spectroscopy* 55, 1368-1374.
- Cubeddu, R., D'Andrea, C., Pifferi, A., Taroni, P., Torricelli, A., Valentini, G., Dover, C., Johnson, D., Ruiz-Altisent, M., Valero, C., 2001(a). Nondestructive quantification of chemical and physical properties of fruits by time-resolved reflectance spectroscopy in the wavelength range 650–1000 nm. *Applied optics* 40, 538-543.
- Cubeddu, R., Pifferi, A., Taroni, P., Torricelli, A., 2002. Measuring fresh fruit and vegetable quality: advanced optical methods. *Fruit and vegetable processing Improving quality* 450, 388.
- Cubero, S., Aleixos, N., Moltó, E., Gómez-Sanchis, J., Blasco, J., 2011. Advances in machine vision applications for automatic inspection and quality evaluation of fruits and vegetables. *Food and Bioprocess Technology* 4, 487-504.
- D**am, J.S., Andersen, P.E., Dalgaard, T., Fabricius, P.E., 1998. Determination of tissue optical properties from diffuse reflectance profiles by multivariate calibration. *Applied optics* 37, 772-778.
- Dam, J.S., Dalgaard, T., Fabricius, P.E., Andersson-Engels, S., 2000. Multiple polynomial regression method for determination of biomedical optical properties from integrating sphere measurements. *Applied optics* 39, 1202-1209.
- De Belie, N., Schotte, S., Lammertyn, J., Nicolaï, B., De Baerdemaeker, J., 2000. PH—Postharvest Technology: Firmness Changes of Pear Fruit before and after Harvest with the Acoustic Impulse Response Technique. *Journal of agricultural engineering research* 77, 183-191.
- Delgado-Pelayo, R., Gallardo-Guerrero, L., Hornero-Méndez, D., 2014. Chlorophyll and carotenoid pigments in the peel and flesh of commercial apple fruit varieties. *Food Research International* 65, 272-281.
- Deulin, X., L'Huillier, J.P., 2006. Finite element approach to photon propagation modeling in semi-infinite homogeneous and multilayered tissue structures. *The European Physical Journal Applied Physics* 33, 133-146.
- Diezma-Iglesias, B., Ruiz-Altisent, M., Barreiro, P., 2004. Detection of internal quality in seedless watermelon by acoustic impulse response. *Biosystems engineering* 88, 221-230.

- Do Trong, Nguyen, N., Tsuta, M., Erkinbaev, C., Mathijs, F., Moreda Cantero, G.P., Barreiro Elorza, P., Verboven, P., Nicolai, B., Saeys, W., 2013. Nondestructive quality evaluation and monitoring of Braeburn apples by Spatially Resolved Spectroscopy.
- Do Trong, N.N., Rizzolo, A., Herremans, E., Vanoli, M., Cortellino, G., Erkinbaev, C., Tsuta, M., Spinelli, L., Contini, D., Torricelli, A., 2014. Optical properties–microstructure–texture relationships of dried apple slices: Spatially resolved diffuse reflectance spectroscopy as a novel technique for analysis and process control. *Innovative Food Science & Emerging Technologies* 21, 160-168.
- Doornbos, R., Lang, R., Aalders, M., Cross, F., Sterenborg, H., 1999. The determination of in vivo human tissue optical properties and absolute chromophore concentrations using spatially resolved steady-state diffuse reflectance spectroscopy. *Physics in medicine and biology* 44, 967.
- E**dström, P., 2004. Comparison of the DORT2002 radiative transfer solution method and the Kubelka-Munk model. *Nordic Pulp & Paper Research Journal* 19, 397-403.
- Eggert, H.R., Blazek, V., 1987. Optical properties of human brain tissue, meninges, and brain tumors in the spectral range of 200 to 900 nm. *Neurosurgery* 21, 459-464.
- EIMasry, G., Wang, N., ElSayed, A., Ngadi, M., 2007. Hyperspectral imaging for nondestructive determination of some quality attributes for strawberry. *Journal of Food Engineering* 81, 98-107.
- Esau, K., 1977. The fruit, In: Wiley, J. (Ed.), *Anatomy of seed plants*, 2nd edn, New York, pp. 429-454.
- Espinosa-Muñoz, L., Renard, C., Symoneaux, R., Biau, N., Cuvelier, G., 2013. Structural parameters that determine the rheological properties of apple puree. *Journal of Food Engineering* 119, 619-626.
- Espinosa-Muñoz, L., Symoneaux, R., Renard, C., Biau, N., Cuvelier, G., 2012. The significance of structural properties for the development of innovative apple puree textures. *LWT-Food Science and Technology* 49, 221-228.
- F**abbi, F., Franceschini, M.A., Fantini, S., 2003. Characterization of spatial and temporal variations in the optical properties of tissuelike media with diffuse reflectance imaging. *Applied optics* 42, 3063-3072.
- Farrar, S.K., Roberts, C., Johnston, W.M., Weber, P.A., 1999. Optical properties of human trabecular meshwork in the visible and near-infrared region. *Lasers in Surgery and Medicine* 25, 348-362.
- Farrell, T.J., Patterson, M.S., Wilson, B., 1992. A diffusion theory model of spatially resolved, steady-state diffuse reflectance for the noninvasive determination of tissue optical properties in vivo. *Med. Phys* 19, 879-888.
- Fernández-Oliveras, A., Rubiño, M., Pérez, M., 2012. Scattering anisotropy measurements in dental tissues and biomaterials. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications* 7.
- Fidler, J.C., Wilkinson, B., Edney, K., Sharples, R., 1973. The biology of apple and pear storage. *Research Review of the Commonwealth Bureau of Horticulture and Plantation Crops*.
- G**alili, N., Mizrach, A., Rosenhouse, G., 1993. Ultrasonic testing of whole fruit for nondestructive quality evaluation. *Paper-American Society of Agricultural Engineers*.
- Gibson, A., Hebden, J., Arridge, S.R., 2005. Recent advances in diffuse optical imaging. *Physics in medicine and biology* 50, R1.

- Gobin, L., Blanchot, L., Saint-Jalmes, H., 1999. Integrating the digitized backscattered image to measure absorption and reduced-scattering coefficients in vivo. *Applied optics* 38, 4217-4227.
- Groenhuis, R., Bosch, J.J.T., Ferwerda, H.A., 1983(b). Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 2: Measuring method and calibration. *Applied optics* 22, 2463-2467.
- Groenhuis, R., Ferwerda, H.A., Ten Bosch, J., 1983 (a). Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 1: Theory. *Applied optics* 22, 2456-2462.
- Guerrero, S., Alzamora, S., 1998. Effects of pH, temperature and glucose addition on flow behaviour of fruit purees: II. Peach, papaya and mango purées. *Journal of Food Engineering* 37, 77-101.
- Gunasekaran, S., 1990. Delayed light emission as a means of quality evaluation of fruits and vegetables. *Critical Reviews in Food Science & Nutrition* 29, 19-34.
- H**aff, R., Slaughter, D., Sarig, Y., Kader, A., 2006. X-RAY ASSESSMENT OF TRANSLUCENCY IN PINEAPPLE. *Journal of food processing and preservation* 30, 527-533.
- Hammer, M., Yaroslavsky, A.N., Schweitzer, D., 2001. A scattering phase function for blood with physiological haematocrit. *Physics in medicine and biology* 46, N65.
- Hashim, N., Pflanz, M., Regen, C., Janius, R.B., Rahman, R.A., Osman, A., Shitan, M., Zude, M., 2013. An approach for monitoring the chilling injury appearance in bananas by means of backscattering imaging. *Journal of Food Engineering* 116, 28-36.
- Haskell, R.C., Svaasand, L.O., Tsay, T.-T., Feng, T.-C., McAdams, M.S., Tromberg, B.J., 1994. Boundary conditions for the diffusion equation in radiative transfer. *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 2727-2741.
- Hayakawa, C.K., Spanier, J., Bevilacqua, F., Dunn, A.K., You, J.S., Tromberg, B.J., Venugopalan, V., 2001. Perturbation Monte Carlo methods to solve inverse photon migration problems in heterogeneous tissues. *Optics letters* 26, 1335-1337.
- Heney, L.G., Greenstein, J.L., 1941. Diffuse radiation in the galaxy. *The Astrophysical Journal* 93, 70-83.
- Homutova, I., Blažek, J., 2006. Differences in fruit skin thickness between selected apple (*Malus domestica* Borkh.) cultivars assessed by histological and sensory methods. *Horticultural Science (Prague)* 33, 108-113.
- Huber, D.J., 1983. The role of cell wall hydrolases in fruit softening. *Horticultural Reviews*, Volume 5, 169-219.
- Hulme, A., Rhodes, M., 1971. Pome fruits. *The biochemistry of fruits and their products* 2, 333-373.
- I**LKER, R., SZCZESNIAK, A.S., 1990. Structural and chemical bases for texture of plant foodstuffs. *Journal of Texture Studies* 21, 1-36.
- Ishimaru, A., 1978. Wave propagation and scattering in random media. Volume I-Single scattering and transport theory. Research supported by the US Air Force, NSF, and NIH. New York, Academic Press, Inc., 1978. 267 p. 1.
- J**acques, S.L., 2013. Optical properties of biological tissues: a review. *Physics in medicine and biology* 58, R37.
- Jacques, S.L., Alter, C., Prahl, S.A., 1987. Angular dependence of HeNe laser light scattering by human dermis. *Lasers Life Sci* 1, 309-333.

- Jones, M.R., Yamada, Y., 1998. Determination of the asymmetry parameter and scattering coefficient of turbid media from spatially resolved reflectance measurements. *Optical review* 5, 72-76.
- Joseph, J.H., Wiscombe, W., Weinman, J., 1976. The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 33, 2452-2459.
- K**acprzak, M., Liebert, A., Sawosz, P., Żolek, N., Maniewski, R., 2007. Time-resolved optical imager for assessment of cerebral oxygenation. *Journal of biomedical optics* 12, 034019-034019-034014.
- Kechinski, C.P., Schumacher, A.B., Marczak, L.D., Tessaro, I.C., Cardozo, N.S., 2011. Rheological behavior of blueberry (*Vaccinium ashei*) purees containing xanthan gum and fructose as ingredients. *Food Hydrocolloids* 25, 299-306.
- Kervella, M., Tarvainen, T., Humeau, A., L'Huillier, J.-P., 2007. Comparaison de deux modeles hybrides simulant la propagation de la lumiere dans les tissus biologiques. *IRBM* 28, 80-85.
- Khan, A.A., Vincent, J.F., 1990. Anisotropy of apple parenchyma. *Journal of the Science of Food and Agriculture* 52, 455-466.
- Kienle, A., Forster, F.K., Hibst, R., 2001. Influence of the phase function on determination of the optical properties of biological tissue by spatially resolved reflectance. *Optics letters* 26, 1571-1573.
- Kienle, A., Foschum, F., 2011. 250 years Lambert surface: does it really exist? *Optics express* 19, 3881-3889.
- Kienle, A., Lilge, L., Patterson, M.S., Hibst, R., Steiner, R., Wilson, B.C., 1996. Spatially resolved absolute diffuse reflectance measurements for noninvasive determination of the optical scattering and absorption coefficients of biological tissue. *Applied optics* 35, 2304-2314.
- Kienle, A., Patterson, M.S., 1997. Improved solutions of the steady-state and the time-resolved diffusion equations for reflectance from a semi-infinite turbid medium. *J. Opt. Soc. Am. A* 14, 246-254.
- Kim, K.B., Jung, H.M., Kim, M.S., Kim, G.S., 2004. Evaluation of fruit firmness by ultrasonic measurement. *Key Engineering Materials* 270, 1049-1054.
- Koizumi, M., Naito, S., Kano, H., Haishi, T., 2009. Examination of the tissue water in cucumber fruit by small dedicated magnetic resonance imaging with a 1-T permanent magnet. *Nippon Shokuhin Kagaku Kogaku Kaishi= Journal of the Japanese Society for Food Science and Technology* 56, 146-154.
- Kokhanovsky, A., 2014. *Light Scattering Reviews 9: Light Scattering and Radiative Transfert "Springer "*.
- Kolb, C.A., Wirth, E., Kaiser, W.M., Meister, A., Riederer, M., Pfündel, E.E., 2006. Noninvasive evaluation of the degree of ripeness in grape berries (*Vitis vinifera* L. cv. Bacchus and Silvaner) by chlorophyll fluorescence. *Journal of agricultural and food chemistry* 54, 299-305.
- Konarska, A., 2013. The structure of the fruit peel in two varieties of *Malus domestica* Borkh.(Rosaceae) before and after storage. *Protoplasma* 250, 701-714.
- Kortüm, G., Lohr, J.E., 1969. *Reflectance spectroscopy: principles, methods, applications.* Springer New York.
- Kyomugasho, C., Christiaens, S., Shpigelman, A., Van Loey, A.M., Hendrickx, M.E., 2015. FT-IR spectroscopy, a reliable method for routine analysis of the degree of methylesterification of pectin in different fruit-and vegetable-based matrices. *Food Chemistry* 176, 82-90.

- Lakowicz, J.R., 2013. Principles of fluorescence spectroscopy. Springer Science & Business Media.
- Lammertyn, J., Peirs, A., De Baerdemaeker, J., Nicolai, B., 2000. Light penetration properties of NIR radiation in fruit with respect to non-destructive quality assessment. *Postharvest Biology and Technology* 18, 121-132.
- Langenakens, J.J., Vandewalle, X., De Baerdemaeker, J., 1997. Influence of global shape and internal structure of tomatoes on the resonant frequency. *Journal of agricultural engineering research* 66, 41-49.
- Langerholc, J., 1982. Beam broadening in dense scattering media. *Applied optics* 21, 1593-1598.
- Le Pommellec, J.-Y., L'Huillier, J.-P., 2011. Analyse théorique et expérimentale de la diffusion de la lumière générée par une diode électroluminescente dans des répliques tissulaires. *IRBM* 32, 332-341.
- Leboeuf, E., Guillon, F., Thoiron, S., Lahaye, M., 2005. Biochemical and immunohistochemical analysis of pectic polysaccharides in the cell walls of Arabidopsis mutant QUASIMODO 1 suspension-cultured cells: implications for cell adhesion. *Journal of experimental botany* 56, 3171-3182.
- Lenoble, J., 1985. Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres: standard computational procedures. A. Deepak Hampton, VA.
- Lorente, D., Zude, M., Idler, C., Gómez-Sanchis, J., Blasco, J., 2015. Laser-light backscattering imaging for early decay detection in citrus fruit using both a statistical and a physical model. *Journal of Food Engineering* 154, 76-85.
- Lorenz, L., 1890. Lysbevægelsen i og uden for en af plane Lysbølger belyst Kugle. na.
- Lu, R., 2003. Detection of bruises on apples using near-infrared hyperspectral imaging. *Transactions-American Society of Agricultural Engineers* 46, 523-530.
- Lu, R., Peng, Y., 2006. Hyperspectral scattering for assessing peach fruit firmness. *Biosystems engineering* 93, 161-171.
- Lu, R., Peng, Y., 2007. Development of a multispectral imaging prototype for real-time detection of apple fruit firmness. *Optical Engineering* 46, 123201-123201-123208.
- Lu, R., Qin, J., Peng, Y., 2006. Measurement of the optical properties of apples by hyperspectral imaging for assessing fruit quality, 2006 ASAE Annual Meeting. American Society of Agricultural and Biological Engineers, p. 1.
- M**adieta, E., 2007. Contribution à l'étude des propriétés optiques et mécaniques des tissus biologiques. Applications à la caractérisation des fruits. Angers.
- Madsen, S.J., Wyss, P., Svaasand, L., Haskell, R.C., Tadir, Y., Tromberg, B.J., 1994. Determination of the optical properties of the human uterus using frequency-domain photon migration and steady-state techniques. *Physics in medicine and biology* 39, 1191.
- Marquet, P., Bevilacqua, F.P., de Haller, E.B., Depeursinge, C.D., 1995. Determination of reduced scattering and absorption coefficients by a single charge-coupled-device array measurement, part I: comparison between experiments and simulations. *Optical Engineering* 34, 2055-2063.
- Martelli, F., Del Bianco, S., Ismaelli, A., Zaccanti, G., 2010. Light Propagation through Biological Tissue and Other Diffusive Media. (SPIE).
- Martelli, F., Zaccanti, G., 2007. Calibration of scattering and absorption properties of a liquid diffusive medium at NIR wavelengths. CW method. *Optics express* 15, 486-500.

- Massiot, P., Baron, A., Drilleau, J., 1994. Characterisation and enzymatic hydrolysis of cell-wall polysaccharides from different tissue zones of apple. *Carbohydrate Polymers* 25, 145-154.
- McGlone, V., Abe, H., Kawano, S., 1997. Kiwifruit firmness by near infrared light scattering. *Journal of Near Infrared Spectroscopy* 5, 83-90.
- McGlone, V.A., Fraser, D.G., Jordan, R.B., Künnemeyer, R., 2003. Internal quality assessment of mandarin fruit by vis/NIR spectroscopy. *Journal of Near Infrared Spectroscopy* 11, 323-332.
- Merzlyak, M.N., Solovchenko, A.E., Gitelson, A.A., 2003. Reflectance spectral features and non-destructive estimation of chlorophyll, carotenoid and anthocyanin content in apple fruit. *Postharvest Biology and Technology* 27, 197-211.
- Michels, R., Foschum, F., Kienle, A., 2008. Optical properties of fat emulsions. *Optics express* 16, 5907-5925.
- Mie, G., 1908. Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions. *Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions* Transl. into ENGLISH from *Ann. Phys.(Leipzig)*, v. 25, no. 3, p 377-445 1, 377-445.
- Mireei, S., 2010. Nondestructive determination of effective parameters on maturity of mozafati & shahani date fruits by NIR spectroscopy technique. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering of Agricultural Machinery, University of Tehran, Iran. In Persian.
- Mizrach, A., 2008. Ultrasonic technology for quality evaluation of fresh fruit and vegetables in pre-and postharvest processes. *Postharvest Biology and Technology* 48, 315-330.
- Mizrach, A., Bechar, A., Grinshpon, Y., Hofman, A., Egozi, H., Rosenfeld, L., 2003. Ultrasonic classification of mealiness in apples. *Transactions of the ASAE* 46, 397-400.
- Mobley, J., Vo-Dinh, T., 2003. Optical properties of tissue. *Biomedical photonics handbook* 2, 1-2.
- Mohsenin, N.N., 1984. *Electromagnetic Radiation Properties of Foods and Agricultural Products*. Gordon and Breach.
- Mollazade, K., Omid, M., Tab, F.A., Mohtasebi, S.S., 2012. Principles and Applications of Light Backscattering Imaging in Quality Evaluation of Agro-food Products: a Review. *Food and Bioprocess Technology*, 1-21.
- Motulsky, H., Christopoulos, A., 2004. *Fitting models to biological data using linear and nonlinear regression: a practical guide to curve fitting*. Oxford University Press.
- Mourant, J.R., 1997. Monte Carlo investigations of the wavelength dependence of light transport through turbid media, *BiOS Europe'97*. International Society for Optics and Photonics, pp. 93-98.
- Mourant, J.R., Boyer, J., Hielscher, A.H., Bigio, I.J., 1996. Influence of the scattering phase function on light transport measurements in turbid media performed with small source–detector separations. *Optics letters* 21, 546-548.
- Mourant, J.R., Fuselier, T., Boyer, J., Johnson, T.M., Bigio, I.J., 1997. Predictions and measurements of scattering and absorption over broad wavelength ranges in tissue phantoms. *Applied optics* 36, 949-957.
- Murrer, L., Marijnissen, J., Star, W., 1995. Ex vivo light dosimetry and Monte Carlo simulations for endobronchial photodynamic therapy. *Physics in medicine and biology* 40, 1807.

- Musse, M., De Guio, F., Quellec, S., Cambert, M., Challoy, S., Davenel, A., 2010. Quantification of microporosity in fruit by MRI at various magnetic fields: comparison with X-ray microtomography. *Magnetic Resonance Imaging* 28, 1525-1534.
- Myakov, A., Nieman, L., Wicky, L., Utzinger, U., Richards-Kortum, R., Sokolov, K., 2002. Fiber optic probe for polarized reflectance spectroscopy in vivo: design and performance. *Journal of biomedical optics* 7, 388-397.
- N**adulski, R., Grochowicz, J., 1997. The impact of temperature on the mechanical properties of selected varieties of apples, III International Symposium on Sensors in Horticulture 562, pp. 209-212.
- Nair, M.S., Ghosh, N., Raju, N.S., Pradhan, A., 2002. Determination of optical parameters of human breast tissue from spatially resolved fluorescence: a diffusion theory model. *Applied optics* 41, 4024-4035.
- Nicolaï, B.M., Beullens, K., Bobelyn, E., Peirs, A., Saeys, W., Theron, K.I., Lammertyn, J., 2007. Nondestructive measurement of fruit and vegetable quality by means of NIR spectroscopy: A review. *Postharvest Biology and Technology* 46, 99-118.
- Nicolaï, B.M., Verlinden, B.E., Desmet, M., Saevels, S., Saeys, W., Theron, K., Cubeddu, R., Pifferi, A., Torricelli, A., 2008. Time-resolved and continuous wave NIR reflectance spectroscopy to predict soluble solids content and firmness of pear. *Postharvest Biology and Technology* 47, 68-74.
- Noh, H.K., Lu, R., 2007. Hyperspectral laser-induced fluorescence imaging for assessing apple fruit quality. *Postharvest Biology and Technology* 43, 193-201.
- P**ark, B., Chen, Y., 1994. Intensified multispectral imaging system for poultry carcass inspection. *Transactions of the ASAE (USA)*.
- Park, B., Lawrence, K., Windham, W., Buhr, R.J., 2002. Hyperspectral imaging for detecting fecal and ingesta contaminants on poultry carcasses. *Transactions of the ASAE* 45, 2017-2026.
- Park, B., Lawrence, K.C., Windham, W.R., Smith, D.P., 2004. Multispectral imaging system for fecal and ingesta detection on poultry carcasses. *Journal of food process engineering* 27, 311-327.
- Patterson, M.S., Chance, B., Wilson, B.C., 1989. Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties. *Applied optics* 28, 2331-2336.
- Patterson, M.S., Moulton, J.D., Wilson, B.C., Berndt, K.W., Lakowicz, J.R., 1991. Frequency-domain reflectance for the determination of the scattering and absorption properties of tissue. *Applied optics* 30, 4474-4476.
- Peinado, I., Rosa, E., Heredia, A., Escriche, I., Andrés, A., 2016. Influence of storage on the volatile profile, mechanical, optical properties and antioxidant activity of strawberry spreads made with isomaltulose. *Food Bioscience* 14, 10-20.
- Peng, Y., Lu, R., 2006. Improving apple fruit firmness predictions by effective correction of multispectral scattering images. *Postharvest Biology and Technology* 41, 266-274.
- Peng, Y., Lu, R., 2008. Analysis of spatially resolved hyperspectral scattering images for assessing apple fruit firmness and soluble solids content. *Postharvest Biology and Technology* 48, 52-62.
- Pfefer, T.J., Matchette, L.S., Bennett, C.L., Gall, J.A., Wilke, J.N., Durkin, A.J., Ediger, M.N., 2003. Reflectance-based determination of optical properties in highly attenuating tissue. *Journal of biomedical optics* 8, 206-215.

- Pifferi, A., Torricelli, A., Bassi, A., Taroni, P., Cubeddu, R., Wabnitz, H., Grosenick, D., Möller, M., Macdonald, R., Swartling, J., 2005. Performance assessment of photon migration instruments: the MEDPHOT protocol. *Applied optics* 44, 2104-2114.
- Pifferi, A., Torricelli, A., Taroni, P., Comelli, D., Bassi, A., Cubeddu, R., 2007. Fully automated time domain spectrometer for the absorption and scattering characterization of diffusive media. *Review of Scientific Instruments* 78, 053103.
- Pilz, M., Honold, S., Kienle, A., 2008. Determination of the optical properties of turbid media by measurements of the spatially resolved reflectance considering the point-spread function of the camera system. *Journal of biomedical optics* 13, 054047-054047-054046.
- Potter, J.F., 1970. The delta function approximation in radiative transfer theory. *Journal of the Atmospheric Sciences* 27, 943-949.
- Prahl, S.A., 1989. *Light transport in tissue*. UMI.
- Prahl, S.A., van Gemert, M.J., Welch, A.J., 1993. Determining the optical properties of turbid media by using the adding–doubling method. *Applied optics* 32, 559-568.
- Prat, J., 2002. *Mesure des propriétés optiques de milieux diffusants stratifiés par l'analyse de la rétrodiffusion d'impulsions infrarouges sub-picosecondes*. Paris 13.
- Q**in, J., Lu, R., 2006. Hyperspectral diffuse reflectance imaging for rapid, noncontact measurement of the optical properties of turbid materials. *Applied optics* 45, 8366-8373.
- Qin, J., Lu, R., 2008. Measurement of the optical properties of fruits and vegetables using spatially resolved hyperspectral diffuse reflectance imaging technique. *Postharvest Biology and Technology* 49, 355-365.
- Qin, J., Lu, R., Peng, Y., 2009. Prediction of apple internal quality using spectral absorption and scattering properties. *Transactions of the ASABE* 52, 499-486.
- Qing, Z., Ji, B., Zude, M., 2007. Predicting soluble solid content and firmness in apple fruit by means of laser light backscattering image analysis. *Journal of Food Engineering* 82, 58-67.
- Qing, Z., Ji, B., Zude, M., 2008. Non-destructive analyses of apple quality parameters by means of laser-induced light backscattering imaging. *Postharvest Biology and Technology* 48, 215-222.
- R**ayleigh, J.W.S.B., 1871. On the scattering of light by small particles.
- Reynolds, L., Johnson, C., Ishimaru, A., 1976. Diffuse reflectance from a finite blood medium: applications to the modeling of fiber optic catheters. *Applied optics* 15, 2059-2067.
- Reynolds, L., McCormick, N., 1980. Approximate two-parameter phase function for light scattering. *JOSA* 70, 1206-1212.
- Rowe, P.I., Künnemeyer, R., McGlone, A., Talele, S., Martinsen, P., Seelye, R., 2014. Relationship between tissue firmness and optical properties of 'Royal Gala' apples from 400 to 1050nm. *Postharvest Biology and Technology* 94, 89-96.
- S**adar, N., Urbanek-Krajnc, A., Unuk, T., 2013. Spectrophotometrically determined pigment contents of intact apple fruits and their relations with quality: a review. *Žemdirbystė (Agriculture)* 100, 105-111.
- Saeyes, W., Velazco-Roa, M.A., Thennadil, S.N., Ramon, H., Nicolai, B.M., 2008. Optical properties of apple skin and flesh in the wavelength range from 350 to 2200 nm, *Applied optics*, pp. 908-919.

- Sandell, J.L., Zhu, T.C., 2011. A review of in-vivo optical properties of human tissues and its impact on PDT. *Journal of biophotonics* 4, 773-787.
- Sankaran, V., Walsh Jr, J.T., Maitland, D.J., 2000. Polarized light propagation through tissue phantoms containing densely packed scatterers. *Optics letters* 25, 239-241.
- Santiago, J.S.J., Christiaens, S., Van Loey, A.M., Hendrickx, M.E., 2015. Deliberate processing of carrot purées entails tailored serum pectin structures. *Innovative Food Science & Emerging Technologies*.
- Satge, C., 2002. Etude de nouvelles stratégies de valorisation de mono et polysaccharides. Université de Limoges.
- Schatzki, T., Haff, R., Young, R., Can, I., Le, L.-C., Toyofuku, N., 1997. Defect detection in apples by means of X-ray imaging. *Transactions of the ASAE* 40, 1407-1415.
- Seiden, P., Bro, R., Poll, L., Munck, L., 1996. Exploring fluorescence spectra of apple juice and their connection to quality parameters by chemometrics. *Journal of agricultural and food chemistry* 44, 3202-3205.
- Senser, F., Scherz, H., 1991. El pequeño Souci-Fachmann-Kraut: Tablas de composición de alimentos. Deutsche Forschungsanstalt für Lebensmittelchemie, Garching bei München, Stuttgart (Germany).
- Shlomo, M., Mordechai, S., 2011. Applications of Monte Carlo Method in Science and Engineering. InTech, Janeza, Croatia.
- Sokolov, K., Drezek, R., Gossage, K., Richards-Kortum, R., 1999. Reflectance spectroscopy with polarized light: is it sensitive to cellular and nuclear morphology. *Optics express* 5, 302-317.
- Spichtig, S., Hornung, R., Brown, D.W., Haensse, D., Wolf, M., 2009. Multifrequency frequency-domain spectrometer for tissue analysis. *Review of Scientific Instruments* 80, 024301.
- Studinski, R.C., Vitkin, I.A., 2000. Methodology for examining polarized light interactions with tissues and tissue-like media in the exact backscattering direction. *Journal of biomedical optics* 5, 330-337.
- Svensson, T., Swartling, J., Taroni, P., Torricelli, A., Lindblom, P., Ingvar, C., Andersson-Engels, S., 2005. Characterization of normal breast tissue heterogeneity using time-resolved near-infrared spectroscopy. *Physics in medicine and biology* 50, 2559.
- Swartling, J., Dam, J.S., Andersson-Engels, S., 2003(a). Comparison of spatially and temporally resolved diffuse-reflectance measurement systems for determination of biomedical optical properties. *Applied optics* 42, 4612-4620.
- T**akatani, S., Graham, M.D., 1979. Theoretical analysis of diffuse reflectance from a two-layer tissue model. *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, 656-664.
- Taroni, P., Pifferi, A., Torricelli, A., Comelli, D., Cubeddu, R., 2003. In vivo absorption and scattering spectroscopy of biological tissues. *Photochemical & Photobiological Sciences* 2, 124-129.
- Thueller, P., Charvet, I., Bevilacqua, F., Ghislain, M.S., Ory, G., Marquet, P., Meda, P., Vermeulen, B., Depeursinge, C., 2003. In vivo endoscopic tissue diagnostics based on spectroscopic absorption, scattering, and phase function properties. *Journal of biomedical optics* 8, 495-503.
- Tromberg, B.J., Coquoz, O., Fishkin, J.B., Pham, T., Anderson, E.R., Butler, J., Cahn, M., Gross, J.D., Venugopalan, V., Pham, D., 1997. Non-invasive measurements of breast tissue optical properties using frequency-domain photon migration. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B: Biological Sciences* 352, 661-668.

- Tromberg, B.J., Shah, N., Lanning, R., Cerussi, A., Espinoza, J., Pham, T., Svaasand, L., Butler, J., 2000. Non-invasive in vivo characterization of breast tumors using photon migration spectroscopy. *Neoplasia* (New York, NY) 2, 26.
- Tromberg, B.J., Svaasand, L.O., Fehr, M.K., Madsen, S.J., Wyss, P., Sansone, B., Tadir, Y., 1996. A mathematical model for light dosimetry in photodynamic destruction of human endometrium. *Physics in medicine and biology* 41, 223.
- Tuchin, V.V., 2000. *Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis*. SPIE Press, Bellingham, Wash.
- Tuchin, V.V., 2007. *Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis*. SPIE press Bellingham.
- Tuchin, V.V., Maksimova, I.L., Zimnyakov, D.A., Kon, I.L., Mavlyutov, A.H., Mishin, A.A., 1997. Light propagation in tissues with controlled optical properties. *Journal of biomedical optics* 2, 401-417.
- V**alero, C., Barreiro, P., RUIZ-ALTISENT, M., Cubeddu, R., Pifferi, A., Taroni, P., Torricelli, A., Valentini, G., Johnson, D., Dover, C., 2005. Mealiness detection in apples using time resolved reflectance spectroscopy. *Journal of texture studies* 36, 439-458.
- Valero, C., Ruiz-Altisent, M., Cubeddu, R., Pifferi, A., Taroni, P., Torricelli, A., Valentini, G., Johnson, D., Dover, C., 2004. Selection models for the internal quality of fruit, based on time domain laser reflectance spectroscopy. *Biosystems engineering* 88, 313-323.
- Van de Hulst, H.C., 2012. *Multiple light scattering: tables, formulas, and applications*. Elsevier.
- Vanoli, M., Eccher Zerbini, P., Grassi, M., Rizzolo, A., Fibiani, M., Zanella, A., Pifferi, A., Spinelli, S., Torricelli, A., Cubeddu, R., 2005. The quality and storability of apples cv.'Jonagored'selected at-harvest by time-resolved reflectance spectroscopy. *Acta horticulturae*.
- Vanoli, M., Rizzolo, A., Grassi, M., Farina, A., Pifferi, A., Spinelli, L., Torricelli, A., 2011. Time-resolved reflectance spectroscopy nondestructively reveals structural changes in 'Pink Lady®'apples during storage. *Procedia Food Science* 1, 81-89.
- Vanoli, M., Rizzolo, A., Grassi, M., Zanella, A., Torricelli, A., Spinelli, L., Eccher Zerbini, P., 2007. Relationship between scattering properties as measured by Time-resolved Reflectance Spectroscopy and quality in apple fruit, 3rd CIGR Section VI International Symposium on Food and Agricultural Products: Processing and Innovations, pp. 24-26.
- Vanoli, M., Rizzolo, A., Zanella, A., Grassi, M., Spinelli, L., Cubeddu, R., Torricelli, A., 2013. Apple texture in relation to optical, physical and sensory properties. *Proceedings "InsideFood Symposium"*, Leuven, Belgium. www.insidefood.eu/INSIDEFOOD_WEB/UK/WORD/proceedings P 32.
- Vanoli, M., Rizzolo, A., Zerbini, P.E., Spinelli, L., Torricelli, A., 2010. Non-destructive detection of internal defects in apple fruit by time-resolved reflectancespectrscopy. *Environmentally friendly and safe technologies for quality of fruit and vegetables*, 20-26.
- Vaudelle, F., L'Huillier, J.-P., 2015. Influence of the size and skin thickness of apple varieties on the retrieval of internal optical properties using Vis/NIR spectroscopy: A Monte Carlo-based study. *Computers and Electronics in Agriculture* 116, 137-149.
- Vo-Dinh, T., 2010. *Biomedical photonics handbook*. CRC press.
- W**ang, J., Gomez, A.H., Pereira, A.G., 2006. Acoustic impulse response for measuring the firmness of mandarin during storage. *Journal of food quality* 29, 392-404.

- Wang, L., Jacques, S.L., Zheng, L., 1995. MCML—Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues. *Computer methods and programs in biomedicine* 47, 131-146.
- Wang, L.V., 1998. Rapid modeling of diffuse reflectance of light in turbid slabs. *JOSA A* 15, 936-944.
- Wang, X., Sun, X., Liu, H., Li, M., Ma, Z., 2011. Barrier and mechanical properties of carrot puree films. *Food and Bioproducts Processing* 89, 149-156.
- Watté, R., Aernouts, B., Van Beers, R., Herremans, E., Ho, Q.T., Verboven, P., Nicolai, B., Saeys, W., 2015. Modeling the propagation of light in realistic tissue structures with MMC-fpf: a meshed Monte Carlo method with free phase function. *Optics express* 23, 17467-17486.
- Welch, A.J., Van Gemert, M.J., 1995. *Optical-thermal response of laser-irradiated tissue*. Springer.
- Williams, P., Norris, K., 1987. *Near-infrared technology in the agricultural and food industries*. American Association of Cereal Chemists, Inc.
- Wills R, B.M., D Graham, and D Joyce., 2004. *Postharvest: An Introduction to the Physiology & Handling of Fruit, Vegetables & Ornamentals*. 4th ed. Hyde park Press,, Adelaide, South Australia.
- Winisdorffer, G., Musse, M., Quéllec, S., Barbacci, A., Le Gall, S., Mariette, F., Lahaye, M., 2015a. Analysis of the dynamic mechanical properties of apple tissue and relationships with the intracellular water status, gas distribution, histological properties and chemical composition. *Postharvest Biology and Technology* 104, 1-16.
- Winisdorffer, G., Musse, M., Quéllec, S., Devaux, M.-F., Lahaye, M., Mariette, F., 2015b. MRI investigation of subcellular water compartmentalization and gas distribution in apples. *Magnetic Resonance Imaging* 33, 671-680.
- X**u, H., Patterson, M.S., 2006. Determination of the optical properties of tissue-simulating phantoms from interstitial frequency domain measurements of relative fluence and phase difference. *Optics express* 14, 6485-6501.
- Y**amaki, S., 1984. Isolation of vacuoles from immature apple fruit flesh and compartmentation of sugars, organic acids, phenolic compounds and amino acids. *Plant and cell physiology* 25, 151-166.
- Yousaf, S., Qin, S.Y., 2014. Specularity Removal for Single Image Based on Inpainting and Blending with Parameter Estimation by Neural Networks over Multiple Feature Spaces, *Applied Mechanics and Materials*. Trans Tech Publ, pp. 773-780.
- Z**amora-Rojas, E., Garrido-Varo, A., Aernouts, B., Pérez-Marín, D., Saeys, W., Yamada, Y., Guerrero-Ginel, J.E., 2014. Understanding near infrared radiation propagation in pig skin reflectance measurements. *Innovative Food Science & Emerging Technologies* 22, 137-146.
- Zude, M., 2008. *Optical monitoring of fresh and processed agricultural crops*. Boca Raton, CRC

Thèse de Doctorat

Mohamed Lamine ASKOURA

Étude expérimentale et théorique de la propagation de la lumière dans les tissus de la pomme. Application à un procédé optique de spectroscopie laser résolue dans l'espace.

Experimental and theoretical study of light propagation in the apple tissues. Application to an optical process of laser spectroscopy spatially resolved.

Résumé

L'interaction de la lumière avec des matériaux biologiques tels que les fruits et légumes est un phénomène complexe qui implique à la fois l'absorption et la diffusion de la lumière dans leurs structures (chair et peau). Afin d'estimer l'effet de la peau sur la propagation de la lumière dans des échantillons de pommes, des études expérimentales et numériques ont été menées. Un système d'imagerie multispectrale (633, 763, 784 et 852 nm) a été mis au point pour capturer des images rétrodiffusées et de pomme entières ou coupée, pelées, non pelées (Granny Smith, Royal Gala, et Golden Delicious). L'originalité de l'instrument est due à la reconstruction des signaux rétrodiffusés (initialement saturés) et à l'extraction des paramètres optiques internes par une méthode inverse optimisée. L'étude numérique repose sur la méthode de simulation de Monte Carlo. La pomme est simulée comme une sphère entourée d'une couche mince figurant la peau. Une comparaison entre les données expérimentales et numériques a été réalisée, en considérant les deux configurations de tissus (pommes entières et coupées) avec et sans peau. Ces investigations montrent que la peau influence fortement la propagation de la lumière dans les pommes à proximité de l'axe optique. Une dernière étude a porté sur la recherche de corrélations entre les paramètres optiques mesurés et les paramètres mécaniques ou rhéologiques. Il a été montré que le coefficient de diffusion réduit est capable de prédire la fermeté de la pomme. Une corrélation a été également trouvée entre les paramètres optiques et les deux modules élastique et visqueux des purées de pommes.

Mots clés

Tissus turbides & pommes, contrôle non-destructif, imagerie Multispectrale, transport de lumière, spectroscopie Laser résolue dans l'espace, paramètres optiques, modélisation et simulation, méthode de Monte Carlo.

Abstract

Light interaction with biological materials such as fruits and vegetables is a complex phenomenon involving both absorption and scattering of light within their structures (flesh and skin). In order to estimate the skin effect on the light propagation in apple samples, experimental and numerical studies have been carried out. A multispectral imaging system (633, 763, 784 and 852 nm) was developed to capture backscattered images of whole, cut apple, peeled and unpeeled (Granny Smith, Royal Gala and Golden Delicious). The originality of the instrument is due to the reconstruction of the backscattered signals (initially saturated) and estimation of internal optical properties optimized by inverse method. The numerical investigation is based on the Monte Carlo simulation method. The apple sample was mimics as a sphere surrounded by a thin layer (skin). The input data was retrieved experimentally. A comparison between experimental and numerical data was performed, considering the two tissue arrangements (i.e. whole and half cut apples) with and without skin. These investigations show that the skin strongly influences the light propagation in apples close to the optical axis. A last study focused on the search for correlations between measured optical parameters and mechanical or rheological parameters. It has been shown that the reduced scattering coefficient is able to predict the apple firmness. A correlation was also found between the optical parameters and both elastic and viscous moduli of apple purees.

Key words

Turbid tissues & apples, non-destructive testing, multispectral imaging, light transport, spatially resolved spectroscopy, optical properties, modeling and simulation, Monte Carlo method.