



HAL
open science

Modélisation de la propagation d'un laser dans un tissu biologique par un algorithme de Monte Carlo à collision nulle

Olivier Farges, Ahmad Addoum, Fatmir Asllanaj

► To cite this version:

Olivier Farges, Ahmad Addoum, Fatmir Asllanaj. Modélisation de la propagation d'un laser dans un tissu biologique par un algorithme de Monte Carlo à collision nulle. 27ème Congrès Français de Thermique SFT: "Thermique et Industrie du Futur", Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes; Laboratoire de Génie des Procédés-Environnement-Agro-alimentaire (GEPEA), Jun 2019, Nantes, France. hal-02350012

HAL Id: hal-02350012

<https://hal.science/hal-02350012>

Submitted on 19 Dec 2019

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.

Modélisation de la propagation d'un laser dans un tissu biologique par un algorithme de Monte Carlo à collision nulle

Olivier Farges^{1*}, Ahmad Addoum³, Fatmir Asllanaj^{1,2}

¹Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, France

²CNRS, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, France

³Université Claude Bernard, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, UMR 5822, Villeurbanne, France

* (auteur correspondant : olivier.farges@univ-lorraine.fr)

Résumé - Nous proposons de modéliser la propagation d'un laser au sein d'un milieu biologique contenant une inclusion tumorale grâce à un algorithme de Monte Carlo à collision nulle. Celui-ci permet de prendre en compte l'hétérogénéité d'un tel milieu par une approche statistique. Il en résulte la production de résultats d'*expérimentations numériques* dans le but de tester la robustesse d'algorithmes de reconstruction des propriétés radiatives d'un tissu biologique sondé par Tomographie Optique Diffuse.

Nomenclature

l	Libre parcours : distance entre deux événements d'interaction <i>lumière-matière</i>	μ_s	Coefficient de diffusion en (mm^{-1})
L	Luminance en ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$)	μ_n	Coefficient de collision nulle en (mm^{-1})
\mathbf{u}	Direction de propagation d'un photon	μ	Coefficient d'extinction en (mm^{-1})
\mathbf{x}	Vecteur position au sein du milieu		<i>Indices et exposants</i>
		s	Tissu sain
		t	Tissu tumoral

1. Introduction

Ce travail porte sur l'étude du rayonnement dans des tissus biologiques pour l'aide au diagnostic du cancer par Tomographie Optique Diffuse (TOD). Cette technique d'imagerie non-invasive permet de reconstruire les propriétés radiatives de tissus [balima2010least, asllanaj4, asllanaj3, asllanaj1] (coefficient d'absorption μ_a , coefficient de diffusion μ_s et facteur d'anisotropie g de la fonction de phase de Heyney-Greenstein) sachant que ces propriétés sont différentes pour les cellules saines et les cellules tumorales. Le milieu est sondé à l'aide d'un faisceau laser émettant dans le visible ou le Proche Infrarouge (PIR). Le flux rétrodiffusé (réflectance) à la surface du milieu est utilisé afin d'identifier la présence éventuelle de tumeurs.

Il s'agit d'abord de traiter le problème direct de transfert radiatif dans des milieux semi-transparents très diffusants (tissus biologiques). Ce type de phénomène est modélisé rigoureusement dans de tels milieux par l'équation de transfert radiatif (ETR).

Le sujet d'étude est une représentation 3D d'un tissu biologique de dimension $x = 4 \text{ mm}$, $y = 4 \text{ mm}$, $z = 4 \text{ mm}$ contenant une inclusion sphérique (représentant une tumeur) de diamètre $0,5 \text{ mm}$ comme représenté sur la figure 1. La zone tumorale se différencie du milieu sain par une valeur des coefficients d'absorption et de diffusion plus élevés alors que la valeur du coefficient d'anisotropie g est identique pour les deux zones. Les valeurs correspondantes sont regroupées dans le tableau 1. Le centre de cette inclusion se situe au point $(1, 1, 3)$.

Ce milieu est éclairé en face supérieure ($x, y, z = 4 \text{ mm}$) par un pulse laser et une estimation du flux rétrodiffusé est obtenue à l'aide d'un algorithme de Monte Carlo (MC) à collision nulle [eymet2013null, Galtier2013]. Ces mesures synthétisées servent ensuite de données d'entrée à un schéma itératif de reconstruction par méthode inverse. Un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis (« *méthode de volumes finis modifiés : mFVm* ») et développé au LEMTA [asllana2], résout à la fois l'ETR et son état adjoint. Un algorithme de descente de gradient de type quasi-Newton permet la reconstruction des propriétés radiatives (ie μ_a, μ_s et/ou g) du milieu en minimisant l'écart entre les données synthétisées par MC et celles calculées par le code « *mFVm* » [addoum2018optical].

L'utilisation d'une méthode statistique de type Monte Carlo pour la production de données permet d'obtenir des valeurs d'entrée plus proches de mesures expérimentales. De plus, ces données sont d'une origine différente de celles qui seraient obtenues par le code « *mFVm* ». Nous allons nous focaliser sur la mise en œuvre de la méthode de Monte Carlo dans le cas d'un milieu participant (absorbant et diffusant) ayant des propriétés radiatives hétérogènes. Nous n'aborderons pas l'étape de reconstruction des propriétés par notre algorithme d'inversion.

2. Modélisation par la méthode de Monte Carlo de la propagation de la lumière dans un milieu participant

La Méthode de Monte Carlo (MMC) est largement utilisée afin de modéliser les phénomènes de transfert radiatif. Nous allons ici la mettre en œuvre dans le but de modéliser la propagation d'un laser au sein d'un tissu biologique. D'un point de vue radiatif, ce tissu est un milieu absorbant et diffusant. La particularité de ce problème provient de la présence d'une inclusion tumorale au sein du tissu sain. En effet, pour des raisons morphologiques, les propriétés radiatives de ces deux zones sont différentes :

- La plus grande vascularisation des zones tumorales rend ces dernières plus absorbantes $\mu_{a-t} > \mu_{a-s}$
- Les phénomènes de diffusion de la lumière par les tissus biologiques sont principalement le fait des noyaux des cellules. Or, les cellules tumorales présentent des noyaux déformés et de taille plus importantes que les noyaux des cellules saines : $\mu_{s-t} \neq \mu_{s-s}$
- Les différences morphologiques entre les cellules saines et les cellules tumorales impactent également les directions de propagation : le facteur d'anisotropie diffère selon la zone considéré : $g_t \neq g_s$. Ce contraste dans le facteur d'anisotropie ne sera pas étudié ici et nous considérons $g_t = g_s$

De ce fait, modéliser la propagation de la lumière dans un tissu biologique contenant des tumeurs revient à estimer le flux rétrodiffusé par un milieu absorbant et diffusant aux propriétés radiatives spatialement hétérogènes.

2.1. Méthode de Monte Carlo et milieu participant

Lorsque l'on utilise la MMC pour modéliser des phénomènes d'*absorption-diffusion*, on « suit » des photons à l'intérieur du milieu lors de leur progression. Pour cela, il est nécessaire de tirer aléatoirement des libres parcours l déterminant la distance entre deux événements (diffusion ou absorption). Ce tirage aléatoire est réalisé selon une loi statistique $p_{\mathcal{L}}$ appelée densité de probabilité des libres parcours présentée dans l'équation (1).

$$p_{\mathcal{L}} = (\mu_s + \mu_a)(\mathbf{x}) \exp \left(- \int_0^l (\mu_s + \mu_a)(\mathbf{x}_0 - l' \mathbf{u}_0) dl' \right) \quad (1)$$

L'équation locale du transfert radiatif s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) &= - [\mu_a(\mathbf{x}) + \mu_s(\mathbf{x})] L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) + \mu_a(\mathbf{x}) L^{eq}(\mathbf{x}) \\ &+ \mu_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} p(\mathbf{u}|\mathbf{u}') L(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \end{aligned} \quad (2)$$

Or, comme démontré par galtier:tel-01165256, lorsque les propriétés radiatives du milieu sont hétérogènes, il n'est plus possible d'utiliser ce formalisme pour échantillonner les longueurs de diffusion. En effet, il faudrait pouvoir déterminer les valeurs des propriétés radiatives le long du chemin avant d'avoir parcouru ce chemin. Les alternatives courantes portent sur la discrétisation du milieu afin d'obtenir des sous-volumes ayant des propriétés uniformes et ainsi pouvoir échantillonner les libres parcours d'extinction par morceaux. Nous présentons ici une alternative à cette discrétisation afin d'éviter un maillage du milieu et ainsi perdre une partie des avantages de MMC. Il s'agit alors d'utiliser un algorithme à collision nulle [Galtier2013].

2.2. Principe des algorithmes à collision nulle

Le principe des algorithmes à collision nulle repose sur l'introduction d'un coefficient positif de collision nulle μ_n en tant que nouvelles propriétés radiatives du milieu. Ce coefficient s'ajoute au coefficient d'absorption et au coefficient de diffusion afin de définir un nouveau coefficient d'extinction $\hat{\mu}$:

$$\hat{\mu} = \mu_a + \mu_s + \mu_n \quad (3)$$

Ce coefficient fictif est alors choisi afin de rendre possible et suffisamment simple l'échantillonnage des libres parcours selon une nouvelle densité de probabilité (équation (4)). La pratique la plus simple consiste à choisir un coefficient d'extinction $\hat{\mu}$ majorant le coefficient d'extinction réel μ . La figure 2 illustre le nouveau champ d'extinction $\hat{\mu}$, majorant en chaque endroit de l'espace le champ d'extinction $\mu = \mu_a + \mu_s$.

$$p_{\mathcal{L}} = \hat{\mu}(\mathbf{x}) \exp \left(- \int_0^l (\mu_s + \mu_a)(\mathbf{x}_0 - l' \mathbf{u}_0) dl' \right) \quad (4)$$

L'équation locale du transfert radiatif s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) &= - [\mu_a(\mathbf{x}) + \mu_s(\mathbf{x}) + \mu_n(\mathbf{x})] L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) + \mu_a(\mathbf{x}) L^{eq}(\mathbf{x}) \\ &+ \mu_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} p(\mathbf{u}|\mathbf{u}') L(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' + \mu_n(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \delta(\mathbf{u} - \mathbf{u}') L(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \end{aligned} \quad (5)$$

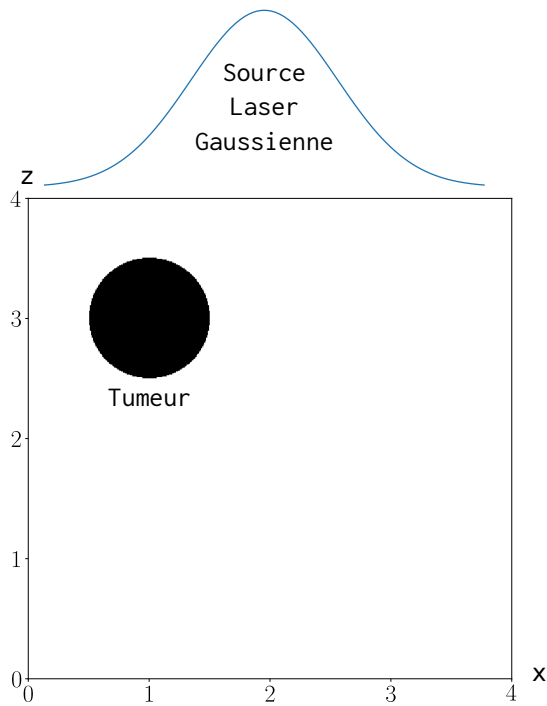


Figure 1 : Configuration d'étude

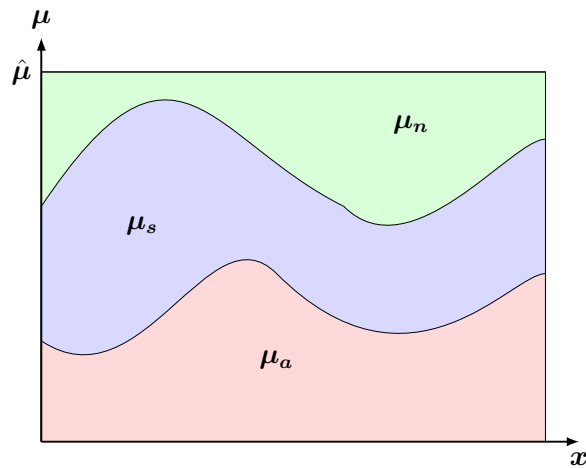


Figure 2 : Ajout d'un champ de collision nulle μ_n au champ d'extinction réel $\mu = \mu_a + \mu_s$

Afin de ne pas dénaturer la configuration étudiée, l'ajout du champ de collision nulle ne doit pas influencer sur le transfert radiatif au sein du milieu. Dans ce but, le nouveau phénomène d'interaction *lumière-matière* est assimilé à une diffusion vers l'avant dont la fonction de phase est représentée par un Dirac. De ce fait, le photon subissant une collision nulle et venant d'une direction \mathbf{u} quelconque poursuit son chemin dans cette même direction \mathbf{u} .

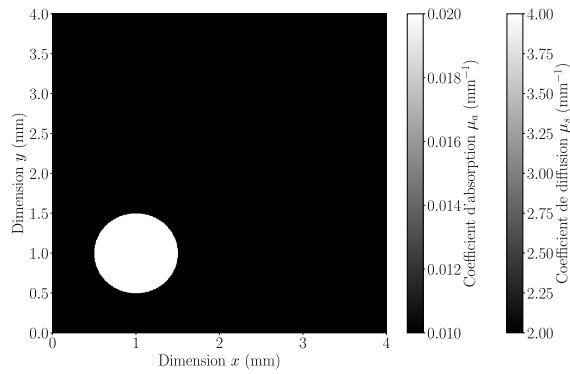


Figure 4 : Propriétés radiatives homogènes par zone

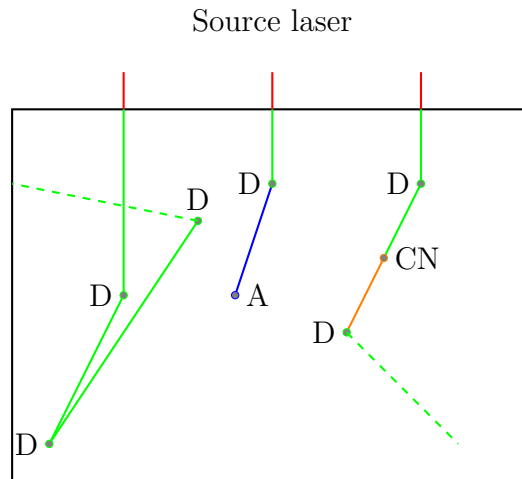


Figure 3 : Un photon se propageant dans le milieu peut subir des évènements de diffusion (D), d'absorption (A) ou de collision nulle (CN)

Grâce à l'introduction du concept de collision nulle, il devient possible de modéliser la propagation de la lumière au sein d'un milieu (tissu sain) contenant une inclusion (zone tumorale) dont les propriétés radiatives sont différentes. Par contre, dans le cas présent, chaque zone possède des propriétés radiatives homogènes comme représenté sur la figure 4 présentant une coupe du volume étudié pour $z = 3$ mm.

2.3. Les tissus vivants : un milieu hétérogène

Les algorithmes de Monte Carlo à collision nulle ont démontré leur efficacité pour des milieux très hétérogènes comme des chambres de combustion [eymet2013null]. Dans le cas présent, nous venons de voir que les milieux biologiques sont représentés par deux zones ayant des propriétés radiatives différentes, chaque zone étant par ailleurs homogène. Il s'agit là d'une simplification courante, pourtant, de part sa structure et sa constitution, il semble assez évident qu'un tissu vivant présente de forte hétérogénéité en terme de morphologie. Afin de chercher à rendre compte de ces hétérogénéités, il est possible, grâce au recours aux algorithmes à collision

nulle de représenter notre milieu d'étude comme deux zones ayant des propriétés radiatives différentes en moyenne mais où chaque zone est hétérogène. Il s'agit d'introduire une incertitude numérique, semblable à une incertitude de mesure. Pour cela, nous allons calculer, à chaque interaction *lumière-matière*, les propriétés radiatives spécifiques au point \mathbf{x} où se produit l'interaction. La valeur de chaque coefficient est alors distribuée selon une loi normale centrée autour de la valeur théorique des coefficients respectivement μ_{a-s} , μ_{a-t} , μ_{s-s} et μ_{s-t} , d'écart-type respectivement σ_{a-s} , σ_{a-t} , σ_{s-s} et σ_{s-t} . Chaque écart-type σ est défini comme un pourcentage \mathcal{P} de la valeur théorique de référence (voir équation (6)). Dans cette étude, \mathcal{P} prend les valeurs 10 % et 20 %.

$$\sigma_{i-j} = \mu_{i-j} \times \mathcal{P}\% \quad (6)$$

Les figures 6a et 6c représentent une coupe des valeurs des coefficients radiatifs pour $z = 3$ mm avec une incertitude de 10 % par rapport à la valeur théorique. L'utilisation de ces incertitudes représentent alors le bruit de mesure d'une expérimentation numérique.

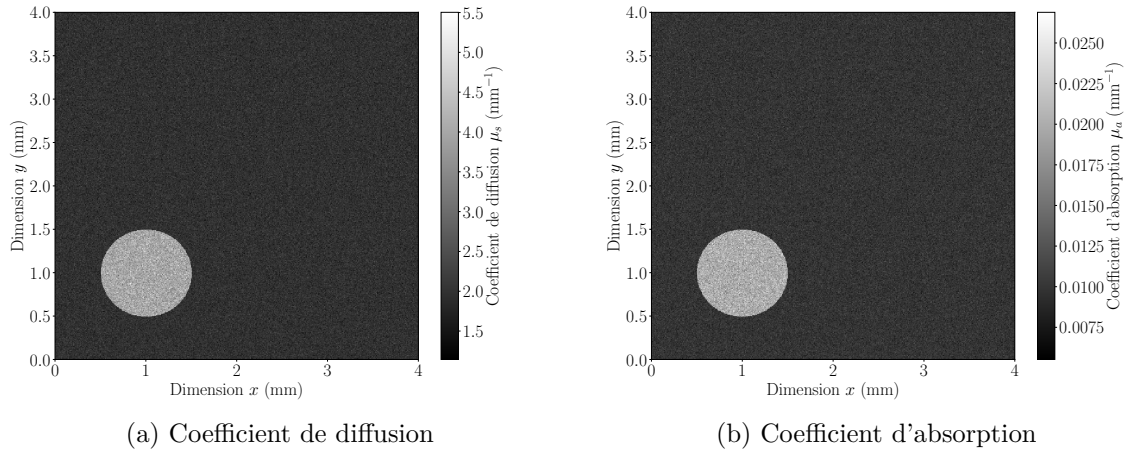


Figure 5 : Propriétés radiatives hétérogènes avec 10 % d'incertitude

Paramètres	Zone saine $-s$	Zone tumorale $-t$
μ_a (mm ⁻¹)	0.01	0.02
μ_s (mm ⁻¹)	2	4
g (—)	0.8	0.8
$\sigma_a(\mathcal{P} = 10\%)$	0.001	0.002
$\sigma_s(\mathcal{P} = 10\%)$	0.2	0.4
$\sigma_a(\mathcal{P} = 20\%)$	0.002	0.004
$\sigma_s(\mathcal{P} = 20\%)$	0.4	0.8

Tableau 1 : Valeurs des paramètres utilisés

3. Résultats de simulation

Afin d'évaluer l'influence des hétérogénéités nous avons comparé trois résultats de simulation ;

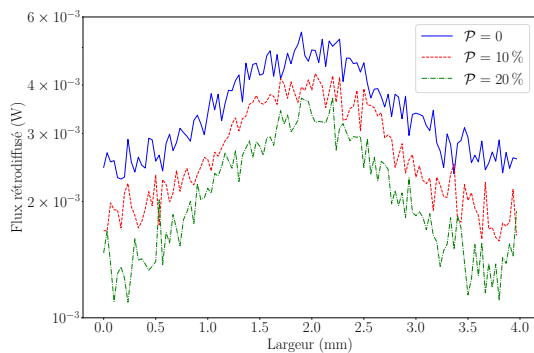
$\mathcal{P} = 0$ Les deux zones (saine et tumorale) ont des propriétés homogènes

$\mathcal{P} = 10\%$ Les deux zones (saine et tumorale) ont des propriétés hétérogènes avec une incertitude de 10 %

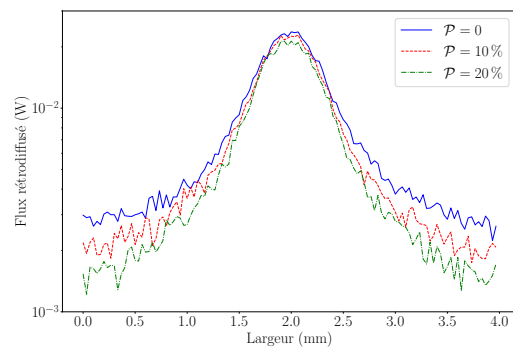
$\mathcal{P} = 20\%$ Les deux zones (saine et tumorale) ont des propriétés hétérogènes avec une incertitude de 20 %

Ces trois simulations prennent en compte le suivi de 5×10^9 photons lors de leur propagation au sein du tissu biologique. Il est tout d'abord à noter sur la figure 6 que pour le cas $\mathcal{P} = 0$ la courbe n'est pas lisse. Ces variations sont l'expression du caractère stochastique de la MMC. En augmentant le nombre de photons suivis ces variations vont s'atténuer.

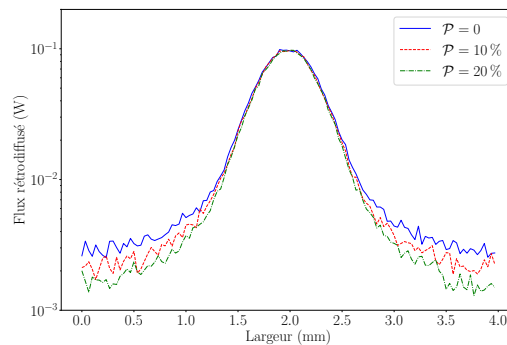
Dans un second temps, il est à remarquer que la prise en compte d'incertitudes des propriétés radiatives ajoutent un *bruit* aux mesures simulées et une variation du flux rétrodiffusé. En effet, les courbes $\mathcal{P} = 10\%$ et $\mathcal{P} = 20\%$ sont différentes de la courbe $\mathcal{P} = 0$, notamment pour des valeurs de réflectance proche de la tumeur (pour $x = 1$ mm).



(a) Réflectance simulée en $x = 1$ mm



(b) Réflectance simulée en $x = 1,5$ mm



(c) Réflectance simulée en $x = 2$ mm

Figure 6 : Réflectance simulée pour différentes valeurs de x

4. Conclusion

Nous avons proposé l'utilisation d'algorithmes à collision nulle afin de rendre compte des hétérogénéités des propriétés radiatives d'un milieu biologique sain contenant une inclusion tumorale. Il devient dès lors possible de modéliser par la méthode de Monte Carlo la propagation d'un laser au sein de ce milieu sans avoir recours à un artifice numérique.

Ce travail a pour but de tester la robustesse d'un algorithme de reconstruction basé sur la méthode des volumes finis. Cette méthode a jusqu'à présent montré son efficacité en reconstruisant les propriétés radiatives à partir de résultats de simulation obtenus avec le même code. L'étape suivante consiste donc à reconstruire les propriétés d'intérêt à partir des résultats d'*expériences numériques* obtenus grâce à la méthode proposée ici.