



HAL
open science

Étalonnage de sources lumineuses de type LED

Bastien Durix, Yvain Quéau, Tom Lucas, Jade Boumaza, Jean-Denis Durou,
François Lauze

► **To cite this version:**

Bastien Durix, Yvain Quéau, Tom Lucas, Jade Boumaza, Jean-Denis Durou, et al.. Étalonnage de sources lumineuses de type LED. Congrès Francophone de Reconnaissance des Formes et Intelligence Artificielle (RFIA 2016), Jun 2016, Clermont-Ferrand, France. pp. 1-8. hal-01523662

HAL Id: hal-01523662

<https://hal.science/hal-01523662>

Submitted on 16 May 2017

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.



Open Archive TOULOUSE Archive Ouverte (OATAO)

OATAO is an open access repository that collects the work of Toulouse researchers and makes it freely available over the web where possible.

This is an author-deposited version published in : <http://oatao.univ-toulouse.fr/>
Eprints ID : 16998

The contribution was presented at RFIA 2016 :
<http://rfia2016.iut-auvergne.com/>

To cite this version : Durix, Bastien and Quéau, Yvain and Lucas, Tom and Boumaza, Jade and Durou, Jean-Denis and Lauze, François *Étalonnage de sources lumineuses de type LED*. (2016) In: Congrès Francophone de Reconnaissance des Formes et Intelligence Artificielle (RFIA 2016), 27 June 2016 - 1 July 2016 (Clermont-Ferrand, France).

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository administrator: staff-oatao@listes-diff.inp-toulouse.fr

Étalonnage de sources lumineuses de type LED

Bastien DURIX¹

bastien.durix@enseeiht.fr

Yvain QUÉAU¹

yvain.queau@enseeiht.fr

Tom LUCAS¹

tomlucas@live.fr

Jade BOUMAZA¹

jade.boumaza@gmail.com

Jean-Denis DUROU¹

durou@irit.fr

François LAUZE²

francois@di.ku.dk

¹ IRIT-ENSEEIHT, Université de Toulouse

² Department of Computer Science, University of Copenhagen, Denmark

Résumé

Nous décrivons et comparons trois procédures d'étalonnage d'une LED (diode électroluminescente), afin de pouvoir appliquer la stéréophotométrie à une scène éclairée par des LEDs. La plus précise de ces procédures nous permet d'obtenir des modèles 3D très réalistes. Néanmoins, la scène doit rester immobile durant toute la séquence de prises de vue. Nous généralisons donc cette procédure à un modèle de LED qui tient compte de la couleur du flux lumineux. Cela nous permettra de mettre en œuvre la stéréophotométrie colorée, qui consiste à éclairer simultanément la scène par trois flux lumineux colorés et rend la stéréophotométrie utilisable à partir d'une seule photographie.

Mots Clef

Étalonnage, sources lumineuses, LED, stéréophotométrie.

Abstract

We describe three calibration methods of a LED (light-emitting diode), in order to apply photometric stereo to a scene illuminated by LEDs. The most accurate of these methods will allow us to obtain very realistic 3D models. Nevertheless, the scene must remain still during the whole shooting sequence. We thus extend this method to a LED model which takes into account the color of the light flow. This will allow us to perform photometric stereo from a unique colored image of a scene, if it is simultaneously illuminated with three colored light flows.

Keywords

Calibration, light sources, LED, photometric stereo.

1 Introduction

La reconstruction 3D est un des principaux objectifs de la vision par ordinateur. De nombreuses techniques permettent d'accomplir cette tâche. Parmi celles-ci, la *shape-from-shading* [7] et la stéréophotométrie [15] sont dites

« photométriques », car elles utilisent le lien entre le niveau de gris de l'image (ou ses niveaux de couleur), le relief de la scène, supposée opaque, sa réflectance et le flux lumineux qui l'éclaire.

Nous nous intéressons tout particulièrement à la reconstruction 3D de surfaces *lambertiennes* par stéréophotométrie. La réflectance d'une telle surface est entièrement caractérisée par un coefficient ρ , appelé *albédo*, qui est égal à 0 pour une surface noire et à 1 pour une surface blanche. La stéréophotométrie n'est autre qu'une généralisation du *shape-from-shading* : $m \geq 3$ clichés pris sous différents éclairages (mais sous le même angle) sont utilisés, au lieu d'un seul cliché. Entre autres avantages, cette technique permet d'estimer non seulement le relief de la surface, mais également son albédo, ce qui n'est pas le cas des autres techniques de vision par ordinateur.

Pour une reconstruction 3D effectuée par stéréophotométrie, la précision que l'on peut espérer atteindre dépend, bien sûr, du soin avec lequel les *étalonnages* ont été préalablement effectués. Or, si l'étalonnage des appareils photographiques a fait l'objet d'un très grand nombre de publications, il n'en va pas de même de l'étalonnage des sources lumineuses. Cela n'est pas surprenant : alors que la correspondance entre un point 3D de la scène à reconstruire et un pixel de chaque image est requise par l'ensemble des techniques de vision par ordinateur, en particulier par celles dont le principe fondateur est la *triangulation*, la connaissance précise du flux lumineux qui éclaire la scène n'est requise que par les techniques photométriques.

Nous cherchons à étalonner le flux lumineux émis par une diode électroluminescente, que nous désignons par l'acronyme LED (*light-emitting diode*). Bien que la plupart des travaux sur le *shape-from-shading* et la stéréophotométrie supposent les flux lumineux parallèles et uniformes, il est beaucoup plus facile d'éclairer une scène avec des LEDs, qui sont peu chères et simples d'utilisation, que de créer des faisceaux lumineux parallèles et uniformes.

Forts de ce constat, nous avons mis au point un dispositif expérimental de reconstruction 3D de visages par stéréophotométrie¹, qui comporte $m = 8$ LEDs situées à environ 30 cm de la scène (cf. figure 1). Le visage est photographié par un appareil Canon EOS 7D de focale 35 mm. Le déclenchement en rafale de l’obturateur, synchronisé avec l’allumage des LEDs, permet d’obtenir $m = 8$ images telles que celle de la figure 5-a.

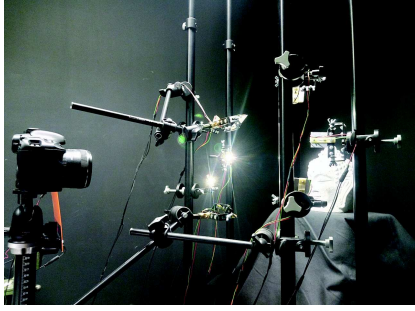


FIGURE 1 – Dispositif expérimental de reconstruction 3D de visages par stéréophotométrie utilisant $m = 8$ LEDs.

Venons-en maintenant au plan de l’article. Dans le paragraphe 2, nous caractérisons le flux lumineux provenant d’une LED par un modèle à six paramètres. Dans le paragraphe 3, nous proposons trois procédures d’étalonnage visant à estimer ces paramètres, que nous comparons entre elles. Cela nous permet de conclure sur la meilleure façon d’étalonner une LED. Dans le paragraphe 4, nous généralisons cette étude à un modèle de LED à huit paramètres, qui tient compte de la couleur de la lumière émise. Nous donnons enfin, dans le paragraphe 5, plusieurs pistes visant à poursuivre ce travail.

2 Modèle de LED à six paramètres

L’étalonnage d’une source ponctuelle est un problème bien connu, mais la plupart des méthodes existantes [1, 2, 5, 11, 13, 14] ne tiennent compte ni de l’atténuation du flux lumineux avec l’éloignement à la source, ni de la possible anisotropie de la source, ce qui peut conduire à des résultats relativement imprécis. À notre connaissance, la seule procédure d’étalonnage qui prenne en compte ces phénomènes a été proposée par Xie et al. dans [16], procédure que nous avons l’ambition d’améliorer.

La dimension caractéristique du volume éclairant des LEDs utilisées est de l’ordre du millimètre. Par conséquent, à l’échelle d’un visage, chacune de ces LEDs peut être assimilée à une source ponctuelle émettant un flux *radial*. Dans un repère ayant pour origine la position de la source, ce flux en un point noté \mathbf{x} s’écrit donc, en utilisant les coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) de \mathbf{x} :

$$\mathbf{s}(\mathbf{x}) = -\frac{\Phi(\theta, \phi)}{r^2} \mathbf{u}_r \quad (1)$$

1. La réalisation de ce montage a été financée par la société Toulouse Tech Transfer (SATT de Toulouse Midi-Pyrénées), dans le cadre d’un projet de transfert technologique.

où \mathbf{u}_r désigne le vecteur unitaire radial et $\Phi(\theta, \phi) \geq 0$ l’intensité de la source, et où l’atténuation en $1/r^2$ découle de la conservation de l’énergie lumineuse dans un milieu non absorbant. Le vecteur $\mathbf{s}(\mathbf{x})$ est volontairement orienté dans le sens contraire de celui de la lumière, afin de simplifier l’écriture du modèle lambertien (cf. paragraphe 3.2).

Le modèle (1), qui est très général, pourrait être décrit par un petit nombre de paramètres, par exemple en projetant $\Phi(\theta, \phi)$ sur la base des *harmoniques sphériques*, comme cela a été fait par Basri et al. en modélisant un flux quelconque pour les besoins de la stéréophotométrie [3], mais il serait dommage de ne pas utiliser les spécificités des LEDs. En effet, la plupart des LEDs émettent un flux à symétrie de révolution autour d’une *direction principale* repérée par un vecteur unitaire \mathbf{n}_s . Si nous définissons θ relativement à \mathbf{n}_s , alors $\Phi(\theta, \phi)$ ne dépend pas de ϕ . Le flux lumineux au point \mathbf{x} , provenant d’une LED située en \mathbf{x}_s , s’écrit donc :

$$\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \frac{\Phi(\theta)}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{\mathbf{x}_s - \mathbf{x}}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|} \quad (2)$$

La dépendance en θ de l’intensité Φ d’une LED caractérise son *anisotropie*. Cette fonction est généralement décroissante sur $[0, \pi/2]$. Dans [9], Moreno et al. proposent un modèle d’anisotropie vérifiant cette contrainte :

$$\Phi(\theta) = \Phi_0 \cos^\mu \theta \quad (3)$$

qui comporte deux paramètres $\Phi_0 = \Phi(0)$ et $\mu \geq 0$, et qui décrit à la fois le cas des sources isotropes ($\mu = 0$) et celui des sources lambertiennes ($\mu = 1$). Le modèle (3), certes empirique, a déjà été utilisé en stéréophotométrie par Xie et al. [16]. À moins de mettre en œuvre une procédure spécifique d’étalonnage de la fonction $\Phi(\theta)$, nous pensons raisonnable d’utiliser ce modèle à notre tour. Or, les fabricants de LEDs fournissent généralement l’angle $\theta_{1/2}$ tel que $\Phi(\theta_{1/2}) = \Phi(0)/2$. De cette définition de $\theta_{1/2}$ et de l’expression (3) de $\Phi(\theta)$, nous tirons :

$$\mu = -\frac{\ln(2)}{\ln(\cos \theta_{1/2})} \quad (4)$$

Pour les LEDs du montage de la figure 1, la valeur fournie est $\theta_{1/2} = \pi/3$. D’après (4), cela implique que $\mu = 1$. Nous utiliserons donc dorénavant cette valeur de μ pour les tests, mais nous préférons quand même conserver l’écriture originale du modèle (3), μ étant considéré non pas comme un paramètre à estimer, mais comme une constante. En théorie, il ne serait guère plus difficile de traiter μ comme un vrai paramètre, mais son estimation s’avère assez mal conditionnée, en pratique.

En reportant l’expression (3) de $\Phi(\theta)$ dans (2), il vient :

$$\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \frac{\Phi_0 \cos^\mu \theta}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{\mathbf{x}_s - \mathbf{x}}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|} \quad (5)$$

qui constitue un modèle de flux lumineux à six paramètres : trois pour les coordonnées de \mathbf{x}_s , deux pour le vecteur unitaire \mathbf{n}_s , plus le paramètre Φ_0 . Notons que \mathbf{n}_s n’apparaît dans le modèle (5) que par l’intermédiaire de l’angle θ .

3 Trois procédures d'étalonnage

Dans sa version « non calibrée », la stéréophotométrie permet d'effectuer la reconstruction 3D d'une scène sans connaître les sources lumineuses. Cette configuration plus complexe de la stéréophotométrie a été étudiée dans le cas de sources ponctuelles [10]. Néanmoins, nous avons tout intérêt à étalonner les sources au préalable, afin de mieux contraindre le problème. Nous proposons trois procédures d'étalonnage de LEDs qui utilisent toutes une *mire*, c'est-à-dire un objet de relief et de réflectance connus.

3.1 Mire 1 : sphère brillante

La position \mathbf{x}_s d'une LED peut être estimée par triangulation. Dans [11], Powell et al. préconisent de s'aider d'un miroir sphérique pour ce faire. Nous avons testé cette idée en utilisant une boule de billard, qui constitue un objet brillant parfaitement sphérique. En théorie, la détection du reflet de la LED sur cette surface brillante, pour $q \geq 2$ positions de la boule de billard, suffit à déterminer la position 3D de la LED sans ambiguïté.

Pour estimer les positions des $m = 8$ LEDs du montage de la figure 1, nous utilisons $q \approx 10$ positions de la boule de billard. Pour chaque position, nous prenons m photographies en allumant les LEDs l'une après l'autre. Nous détectons la silhouette de la boule de billard par superposition de ces m images (l'utilisation d'une seule image risquerait de fausser la détection, à cause de l'ombre propre). En projection perspective, le bord de la silhouette d'une sphère est une ellipse \mathcal{E} , que nous détectons à l'aide d'un algorithme dédié. Il est alors facile de déterminer la position 3D et la normale en tout point de la surface, pour peu que l'appareil photographique soit étalonné et que le rayon de la boule de billard soit connu. La détection du reflet d'une LED, pour chacune des q positions de la boule de billard, nous permet donc de déterminer, par réflexion de la ligne de visée sur ce miroir sphérique, une droite de l'espace 3D censée passer par \mathbf{x}_s . Enfin, l'estimation en moindres carrés de l'intersection des q droites ainsi obtenues fournit une estimation de la position de la LED.

Pour valider cette procédure d'étalonnage, nous avons mesuré au pied à coulisse les $C_s^2 = 28$ distances entre paires de LEDs, qui constituent des données de référence (l'ordre de grandeur de l'erreur sur ces mesures étant le millimètre). La comparaison de ces distances de référence aux distances estimées donne une RMSE (*root mean square error*) égale à 5 mm. Ce léger manque de précision provient probablement des erreurs de localisation (du bord de la silhouette d'une part, des reflets de la LED d'autre part) qui, même infimes, sont amplifiées par la forte courbure du miroir convexe. Nous aurions pu étudier l'influence de cette courbure sur la précision des estimations, lorsque cette courbure décroît jusqu'à s'annuler, ce qui correspond à un miroir plan. Nous avons néanmoins préféré changer de stratégie, vu que l'utilisation d'un miroir, plan ou non, ne permet d'estimer que trois des six paramètres du modèle (5).

3.2 Niveau de gris d'un objet lambertien

La principale faiblesse de la procédure d'étalonnage du paragraphe précédent est d'utiliser une très faible proportion de l'information contenue dans les images. D'une part, les seuls pixels utiles se situent sur le bord de la silhouette ou au niveau des reflets de la LED. D'autre part, seules les positions 2D de ces pixels sont utilisées, et non leurs niveaux de gris. Il semble donc pertinent d'étalonner les LEDs avec un objet lambertien, plutôt qu'avec un objet brillant.

La « clarté apparente » d'un point \mathbf{x} d'une surface *lambertienne* est indépendante de la direction d'observation. La *luminance* $L(\mathbf{x})$, qui est égale au flux lumineux émis par unité d'angle solide et par unité de surface apparente, est donc indépendante de la direction d'émission. Pour autant, la luminance n'est pas caractéristique de la surface car elle dépend de l'*éclairage* $E(\mathbf{x})$, c'est-à-dire du flux lumineux reçu par unité de surface. Pour une surface lambertienne, la relation entre luminance et éclairage s'écrit :

$$L(\mathbf{x}) = \frac{\rho(\mathbf{x})}{\pi} E(\mathbf{x}) \quad (6)$$

où l'*albédo* $\rho(\mathbf{x})$, qui est une caractéristique locale de la surface, est égal à la proportion d'énergie lumineuse réémise : $\rho(\mathbf{x})$ vaut 1 si la surface est blanche en \mathbf{x} , 0 si elle est noire. Ce paramètre caractérise à lui seul la *réflectance* (ou BRDF) d'une surface lambertienne. Or, l'éclairage d'un point \mathbf{x} d'une surface (lambertienne ou non) de normale $\mathbf{n}(\mathbf{x})$, éclairé par un flux lumineux $\mathbf{s}(\mathbf{x})$, s'écrit :

$$E(\mathbf{x}) = \mathbf{s}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (7)$$

Après mise au point de l'appareil photographique sur un point \mathbf{x} de la scène 3D, l'éclairage $\epsilon(\mathbf{p})$ du plan image, au pixel \mathbf{p} conjugué de \mathbf{x} , est lié à la luminance $L(\mathbf{x})$ par la relation « presque linéaire » suivante [7] :

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \beta \cos^4 \alpha L(\mathbf{x}) \quad (8)$$

où β est un coefficient de proportionnalité caractéristique de la clarté de l'image, qui dépend de plusieurs facteurs tels que l'ouverture de l'objectif, le temps de pose, le grandissement, etc. Quant au facteur $\cos^4 \alpha$, dans lequel α désigne l'angle entre la ligne de visée et l'axe optique, il constitue un facteur d'assombrissement à la périphérie de l'image qui accentue l'effet de *vignettage*. Nous négligerons dorénavant ces deux sources d'assombrissement.

Avec les récepteurs photosensibles actuels, le *niveau de gris* $I(\mathbf{p})$ du pixel \mathbf{p} est quasiment proportionnel² à son éclairage $\epsilon(\mathbf{p})$, sauf bien sûr en cas de saturation. De cette relation de quasi-proportionnalité, de coefficient noté γ , et des relations (6), (7) et (8), nous déduisons l'expression suivante du niveau de gris au pixel \mathbf{p} conjugué de \mathbf{x} :

$$I(\mathbf{p}) = \gamma \beta \frac{\rho(\mathbf{x})}{\pi} \mathbf{s}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (9)$$

2. Bien que la relation de proportionnalité ne puisse être garantie, l'utilisation d'images au format brut limite les non linéarités.

3.3 Mire 2 : sphère lambertienne

L'égalité (9) montre que le niveau de gris $I(\mathbf{p})$ en un point \mathbf{x} quelconque d'une surface lambertienne fournit une information sur le flux lumineux $\mathbf{s}(\mathbf{x})$. En réalité, cette égalité n'est valide que si le point \mathbf{x} est éclairé, c'est-à-dire si le produit scalaire $\mathbf{s}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x})$ est positif, faute de quoi \mathbf{x} se trouve dans une « ombre propre » (*self-shadow*). L'utilisation de l'égalité (9) pour la totalité des points éclairés nous permet donc d'espérer une estimation des paramètres du modèle (5) plus précise que la procédure précédente, où seule la position de quelques pixels était utilisée. De plus, l'ensemble des paramètres pourront être estimés.

Ce raisonnement nous amène à choisir comme nouvelle mire un objet lambertien de relief connu. Aucun matériau réel n'est parfaitement lambertien, mais le modèle (9) est « presque vérifié » par les matériaux mats tels que le plâtre. Faute de mieux, nous avons utilisé, en guise de mire, une boule de billard recouverte d'une peinture blanc mat, en espérant que les écarts au modèle lambertien, qui sont inévitables, ne dégradent pas trop les estimations.

L'utilisation d'un objet convexe présente un avantage non négligeable : le flux lumineux $\mathbf{s}(\mathbf{x})$ en tout point \mathbf{x} de la surface est purement *primaire*, c'est-à-dire qu'il provient uniquement de la source lumineuse, sans « rebond » sur d'autres parties de la surface de la mire, pour peu que l'on ait également pris garde à peindre en noir les objets environnants. Forts de cette observation, nous pouvons donc remplacer le flux lumineux $\mathbf{s}(\mathbf{x})$ de l'équation (9) par l'expression (5) du flux lumineux émis par une LED. De (5) et (9), nous déduisons le niveau de gris $I(\mathbf{p})$ de l'image d'un point \mathbf{x} de cette mire, lorsqu'elle est éclairée par une LED :

$$I(\mathbf{p}) = \gamma \beta \frac{\rho(\mathbf{x})}{\pi} \frac{\Phi_0 \cos^\mu \theta}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x})}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|} \quad (10)$$

La détection du bord de la silhouette de la sphère nous permet d'estimer le point \mathbf{x} et sa normale $\mathbf{n}(\mathbf{x})$. Quant à $\rho(\mathbf{x})$, si l'utilisation d'une peinture blanc mat ne garantit pas que $\rho(\mathbf{x}) \equiv 1$, nous pouvons tout de même supposer l'albédo uniforme, c'est-à-dire $\rho(\mathbf{x}) \equiv \rho_0$. En regroupant tous les coefficients multiplicatifs en un seul coefficient Ψ :

$$\Psi = \gamma \beta \frac{\rho_0}{\pi} \Phi_0 \quad (11)$$

la résolution de l'équation (10) en moindres carrés s'écrit :

$$\min_{\mathbf{x}_s, \mathbf{n}_s, \Psi} \sum_{\mathbf{p} \in \Omega} \left[I(\mathbf{p}) - \frac{\Psi \cos^\mu \theta}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x})}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|} \right]^2 \quad (12)$$

où Ω est l'ensemble des pixels \mathbf{p} dont le point conjugué \mathbf{x} est éclairé. Parmi les six paramètres du modèle (5), l'intensité Φ_0 n'est pas réellement estimée par la résolution du problème (12). En effet, le produit $\gamma \beta \frac{\rho_0}{\pi}$ n'étant généralement pas connu, on ne peut pas déduire Φ_0 de l'estimation de Ψ , mais comme ce produit est le même pour toutes les LEDs, cela n'est pas gênant pour la stéréophotométrie [12].

Le problème (12) utilise une seule position de la mire. Dans le cas du montage de la figure 1, vu les dimensions des éléments mis en jeu, tous les points \mathbf{x} de la mire se trouvent quasiment à la même distance $\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|$ de la LED à étalonner. De plus, vus depuis la LED, ces points forment un cône de faible angle solide, ce qui signifie que θ ne varie quasiment pas. Le niveau de gris $I(\mathbf{p})$ est donc quasi-proportionnel au produit scalaire $\frac{(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x})}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|}$. Par conséquent, la détection du pixel de niveau de gris maximal nous permettrait de déterminer le point \mathbf{x}_{\max} de la surface pour lequel la normale $\mathbf{n}(\mathbf{x}_{\max})$ pointe vers la LED. La résolution du problème (12) ne semble donc pas nous donner plus d'information sur les paramètres de la LED que la détection de son reflet sur la boule de billard brillante. Nous pourrions cependant espérer que la droite passant par la LED soit estimée avec une meilleure précision, puisqu'elle ne se fonde pas sur la détection d'un pixel particulier, mais que les niveaux de gris de tous les pixels de Ω sont impliqués, mais nous verrons que cela n'est pas le cas.

Comme pour la procédure d'étalonnage du paragraphe 3.1, l'estimation, ne serait-ce que de la position \mathbf{x}_s de la LED, nécessite d'utiliser $q \geq 2$ positions de la mire. La généralisation du problème (12) à q images s'écrit :

$$\min_{\mathbf{x}_s, \mathbf{n}_s, \Psi} \sum_{i=1}^q \sum_{\mathbf{p} \in \Omega^i} \left[I^i(\mathbf{p}) - \frac{\Psi \cos^\mu \theta^i}{\|\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}^i) \cdot \mathbf{n}^i(\mathbf{x}^i)}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}^i\|} \right]^2 \quad (13)$$

où Ω^i est l'ensemble des pixels \mathbf{p} dont le conjugué \mathbf{x} est éclairé par la $i^{\text{ème}}$ LED, et où $\cos \theta^i$ est défini comme suit :

$$\cos \theta^i = \mathbf{n}_s \cdot \frac{\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s}{\|\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s\|} \quad (14)$$

Le problème (13) semble difficile à résoudre à cause de la contrainte non linéaire $\|\mathbf{n}_s\| = 1$, mais il se simplifie beaucoup si l'on introduit comme nouvelle inconnue le vecteur non unitaire $\mathbf{m}_s = \Psi^{1/\mu} \mathbf{n}_s$. Grâce à l'expression (14) de $\cos \theta^i$, le problème (13) se réécrit alors :

$$\min_{\mathbf{x}_s, \mathbf{m}_s} \sum_{i=1}^q \sum_{\mathbf{p} \in \Omega^i} \left[I^i(\mathbf{p}) - \frac{[\mathbf{m}_s \cdot (\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s)]^\mu}{\|\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s\|^{\mu+2}} \frac{(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}^i) \cdot \mathbf{n}^i(\mathbf{x}^i)}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}^i\|} \right]^2 \quad (15)$$

La résolution du problème (15) devrait fournir une excellente estimation de \mathbf{x}_s et \mathbf{m}_s , puisqu'il s'agit d'un problème d'estimation en moindres carrés de six paramètres à $\sum_{i=1}^q \text{card}(\Omega^i) \gg 6$ équations : le théorème central limite nous garantit qu'il s'agit de l'estimateur efficace.

L'utilisation de la méthode de Levenberg-Marquardt, à partir d'une initialisation grossière, fournit une estimation de \mathbf{x}_s et \mathbf{m}_s d'autant plus robuste que le nombre q de poses est plus élevé. Dans nos tests, la convergence est atteinte en une dizaine d'itérations mais, comme les ordres de grandeur des coordonnées de \mathbf{x}_s et de la norme $\|\mathbf{m}_s\| = \Psi^{1/\mu}$ peuvent être très différents, un préconditionnement approprié est nécessaire pour garantir la convergence.

Les estimations des positions des LEDs du montage de la figure 1 sont toutefois moins précises que celles du paragraphe 3.1. En utilisant à nouveau $q \approx 10$ positions de la boule de billard, la RMSE sur les distances entre paires de LEDs est égale à 25 mm , au lieu de 5 mm avec le miroir sphérique. Cependant, les trois autres paramètres du modèle (5) sont également estimés. La méthode proposée dans [16] revient à appliquer en séquence les procédures d'étalonnage décrites dans les paragraphes 3.1 et 3.3, mais avec une différence importante qui dessert forcément sa précision : une seule mire sphérique est utilisée, de réflectance partiellement brillante et partiellement lambertienne.

3.4 Mire 3 : plan lambertien

Nous proposons une troisième procédure d'étalonnage d'une LED utilisant une mire lambertienne plane, en l'occurrence un motif de damier imprimé sur une feuille de papier blanc, elle-même collée sur un support plan, qui est une variante de la méthode proposée par Collins et Bartoli dans [4]. L'albédo des cases blanches est supposé uniforme ($\rho(\mathbf{x}) \equiv \rho_0$). La figure 2 montre une photographie de cette mire, éclairée par une des LEDs du montage. Les algorithmes de détection de damiers étant très performants, il est facile de déterminer l'ensemble Ω des cases blanches, qui sont colorisées en rouge sur la figure 2 (seules les cases blanches entourées de cases noires ont été détectées).

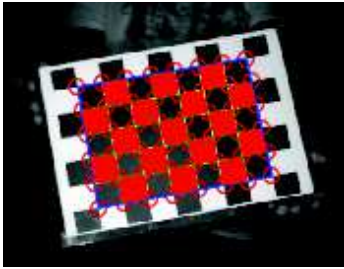


FIGURE 2 – Photographie de la mire lambertienne plane. Les cases blanches détectées sont colorisées en rouge.

L'utilisation d'une seule pose de cette mire risque de fournir moins d'informations sur les paramètres de la LED que la mire lambertienne sphérique du paragraphe 3.3, car la normale $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ est la même en tout point \mathbf{x} du plan. En revanche, si l'on utilise $q \geq 3$ poses de la mire, de nombreux algorithmes permettent d'estimer sans ambiguïté les coordonnées des points \mathbf{x}^i pour les différentes poses $i \in [1, q]$. Ces algorithmes permettent également d'estimer les q normales \mathbf{n}^i , ainsi que les paramètres internes de l'appareil photographique. Pour réaliser ces opérations, nous utilisons la boîte à outils Computer Vision de Matlab (les mêmes fonctions sont librement accessibles dans la bibliothèque OpenCV). Une fois les ensembles Ω^i de pixels blancs, les points \mathbf{x}^i et les normales \mathbf{n}^i déterminés, le problème à résoudre pour estimer les paramètres d'une LED est identique au problème (15), à ceci près que la normale $\mathbf{n}^i(\mathbf{x}^i)$, qui ne dépend plus de \mathbf{x}^i , s'écrit maintenant \mathbf{n}^i .

L'utilisation d'un objet lambertien plan, en l'occurrence un damier, plutôt que sphérique, présente plusieurs avantages. Primo, les paramètres internes de l'appareil photographique n'ont pas à être connus. Secundo, la détection des cases blanches étant plus fiable que celle de la silhouette d'une sphère, la détermination des points \mathbf{x}^i et des normales \mathbf{n}^i est forcément plus précise. Tertio, la détection des ensembles Ω^i ne pose pas de problème pour un damier, alors que la limite entre points éclairés et ombre propre, qui s'appelle un *terminateur*, n'est pas franche sur une sphère. En outre, les niveaux de gris des points \mathbf{x}^i proches d'un terminateur, qui correspondent à un éclairage rasant, sont généralement peu fidèles au modèle lambertien.

L'estimation des positions des LEDs avec la mire lambertienne plane n'est pourtant pas meilleure qu'avec la mire lambertienne sphérique. En utilisant à nouveau $q \approx 10$ poses, la RMSE sur les distances entre paires de LEDs est égale à 30 mm , au lieu de 25 mm avec la mire lambertienne sphérique. Il est difficile de valider quantitativement les estimations des trois autres paramètres du modèle (5). En guise de validation qualitative, nous avons représenté, sur la figure 3, la position \mathbf{x}_s et le vecteur \mathbf{m}_s de chaque LED du montage de la figure 1, estimés par les trois procédures d'étalonnage proposées.

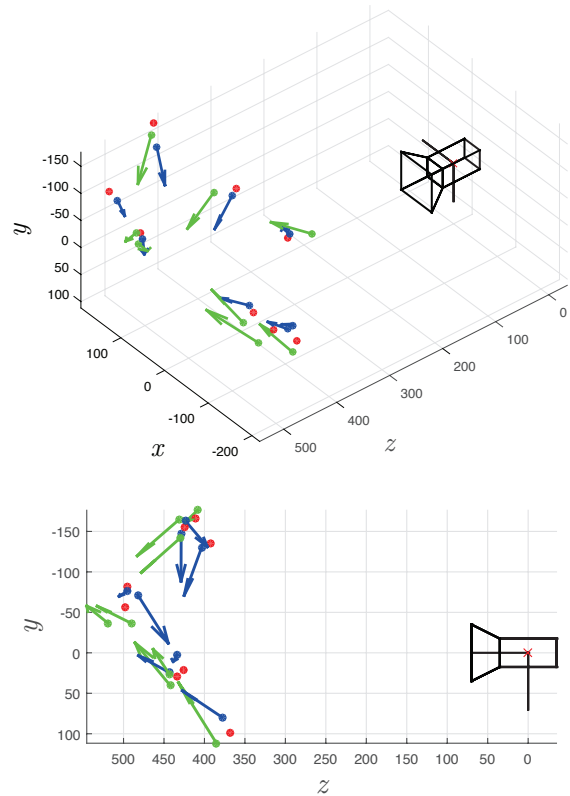


FIGURE 3 – Étalonnage des $m = 8$ LEDs du montage de la figure 1, vu sous deux angles, effectué par les trois procédures d'étalonnage proposées : estimation des positions par triangulation (en rouge) ; étalonnage complet avec la mire lambertienne sphérique (en bleu) et avec la mire lambertienne plane (en vert).

Cette figure montre qu'en utilisant la mire lambertienne sphérique, les directions principales (représentées par des flèches bleues) de deux des LEDs du montage sont mal orientées. En effet, les LEDs ont toutes été orientées dans le sens des z croissants, afin d'éclairer au mieux le visage. Cette remarque purement qualitative nous amène à conclure que la meilleure façon pour étalonner une LED consiste à estimer le vecteur \mathbf{m}_s à partir des images de la mire lambertienne plane, en ayant fixé la position \mathbf{x}_s à sa valeur estimée par triangulation. Pour appuyer cette affirmation, nous allons reconstruire une surface par stéréophotométrie, avec les différents jeux de paramètres estimés.

3.5 Application à la stéréophotométrie

La figure 4 montre deux reconstructions 3D par stéréophotométrie de la boule de billard peinte en blanc mat qui nous a servi de mire. Seule la méthode d'étalonnage des LEDs diffère entre les résultats des figures 4-a et 4-b. Dans les deux cas, les positions des LEDs sont estimées par triangulation, mais les trois autres paramètres sont estimés : (a) avec la mire lambertienne sphérique ; (b) avec la mire lambertienne plane. La comparaison avec le modèle 3D de référence (cf. figure 4-c), obtenu de façon purement géométrique à partir de la détection du bord de la silhouette, confirme bien la conclusion du paragraphe 3.4.

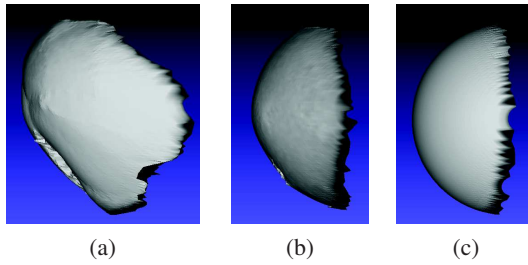


FIGURE 4 – Reconstructions 3D de la boule de billard lambertienne par notre montage de stéréophotométrie, étalonné avec : (a) cette même boule de billard lambertienne ; (b) la mire lambertienne plane. (c) Modèle 3D de référence.

La figure 5-b montre la reconstruction 3D par stéréophotométrie d'un buste en plâtre, avec $m = 8$ photographies telles que celle de la figure 5-a, à comparer à une photographie de ce buste prise sous le même angle (cf. figure 5-c).

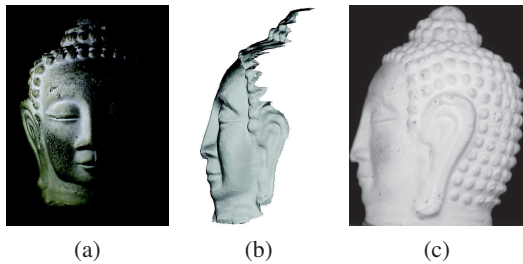


FIGURE 5 – (a) Une des $m = 8$ photographies d'un buste en plâtre prises par notre montage. (b) Reconstruction 3D vue de profil. (c) Photographie prise sous le même angle.

4 Prise en compte de la couleur

4.1 Spectre d'émission d'une LED

En estimant la position \mathbf{x}_s de chaque LED par triangulation, puis en résolvant le problème (15) associé à la mire lambertienne plane, notre montage permet d'obtenir des modèles 3D très réalistes (cf. figure 5-b), mais le visage photographié doit rester immobile durant une seconde environ. Pour éviter cette contrainte, il est possible d'utiliser la *stéréophotométrie colorée*, qui consiste à éclairer la scène *simultanément* par $m = 3$ flux lumineux colorés en rouge, vert et bleu. Cette idée, due à Kontsevich et al. [8] puis reprise par Hernández et al. [6], permet d'appliquer la stéréophotométrie à partir d'une seule photographie RVB, c'est-à-dire en une seule prise de vue.

Jusqu'à présent, nous avons ignoré toutes les dépendances spectrales. Si nous voulons utiliser la stéréophotométrie avec trois LEDs colorées, il nous faut généraliser l'étude précédente à un modèle de LED tenant compte de la couleur de la lumière émise. Dans le modèle (5) du flux lumineux, il semble raisonnable de limiter la dépendance spectrale à l'intensité :

$$\mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda) = \frac{\Phi(\lambda) \cos^\mu \theta}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{\mathbf{x}_s - \mathbf{x}}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|} \quad (16)$$

où λ désigne la longueur d'onde. Si l'estimation de la position \mathbf{x}_s peut encore être effectuée par triangulation, à l'aide d'un miroir sphérique, l'étalonnage du modèle (16) semble plus complexe que celui du modèle (5), puisque le paramètre réel Φ_0 a été remplacé par un *spectre d'émission* $\Phi(\lambda)$. La mesure de ce spectre pourrait être effectuée à l'aide d'un instrument spécifique appelé *spectromètre*, mais nous souhaitons proposer une procédure d'étalonnage ne demandant pas d'autre instrument qu'un appareil photographique et des mires. Ce sont bien entendu les *niveaux de couleur* des photographies qui vont nous permettre de recueillir une information (partielle) sur $\Phi(\lambda)$.

4.2 Niveaux de couleur d'un objet lambertien

Pour un point \mathbf{x} d'une surface lambertienne d'albédo $\rho(\mathbf{x})$, éclairé par un flux lumineux $\mathbf{s}(\mathbf{x})$, nous tirons de (6), (7) et (8) l'expression de l'éclairement $\epsilon(\mathbf{p})$ du plan image de l'appareil photographique, au pixel \mathbf{p} conjugué de \mathbf{x} :

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \beta \frac{\rho(\mathbf{x})}{\pi} \mathbf{s}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (17)$$

Il est facile d'étendre cette expression au cas plus général où le flux lumineux $\mathbf{s}(\mathbf{x})$ et l'albédo $\rho(\mathbf{x})$ sont colorés :

$$\epsilon(\mathbf{p}, \lambda) = \beta \frac{\rho(\mathbf{x}, \lambda)}{\pi} \mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (18)$$

Par ailleurs, la lumière effectivement reçue par chaque photosite traverse un filtre coloré caractérisé par son spectre de transmission $c_\star(\lambda)$, $\star \in \{R, V, B\}$, dont le maximum se situe, respectivement, dans le rouge, le vert ou le bleu. Ces filtres forment généralement une mosaïque régulière connue sous le nom de *matrice de Bayer*.

Par intégration de (18) sur tout le spectre, nous tirons la définition des *niveaux de couleur* $I_\star(\mathbf{p})$, $\star \in \{R, V, B\}$, qui généralise la définition (9) du niveau de gris $I(\mathbf{p})$:

$$I_\star(\mathbf{p}) = \frac{\gamma \beta}{\pi} \left[\int_0^{+\infty} c_\star(\lambda) \rho(\mathbf{x}, \lambda) \mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda) d\lambda \right] \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (19)$$

L'utilisation d'une mire lambertienne uniformément blanche, c'est-à-dire telle que $\rho(\mathbf{x}, \lambda) \equiv \rho_0$, nous permet de réécrire (19) sous la forme suivante :

$$I_\star(\mathbf{p}) = \gamma \beta \frac{\rho_0}{\pi} \left[\int_0^{+\infty} c_\star(\lambda) \mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda) d\lambda \right] \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (20)$$

Cette expression est une généralisation de l'expression (9) du niveau de gris. En effet, elle peut être réécrite :

$$I_\star(\mathbf{p}) = \gamma \beta \frac{\rho_0}{\pi} \mathbf{s}_\star(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \quad (21)$$

si $\mathbf{s}_\star(\mathbf{x})$ est défini par :

$$\mathbf{s}_\star(\mathbf{x}) = \int_0^{+\infty} c_\star(\lambda) \mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda) d\lambda \quad (22)$$

Les trois fonctions $\{\mathbf{s}_\star(\mathbf{x})\}_{\star \in \{R, V, B\}}$ constituent une discrétisation du flux lumineux coloré $\mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda)$. Cette discrétisation va forcément de pair avec celle de l'intensité Φ , qui seule dépend de λ dans le modèle (16). En effet, en injectant l'expression (16) de $\mathbf{s}(\mathbf{x}, \lambda)$ dans (22), il vient :

$$\mathbf{s}_\star(\mathbf{x}) = \frac{\Phi_\star \cos^\mu \theta}{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_s\|^2} \frac{\mathbf{x}_s - \mathbf{x}}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}\|} \quad (23)$$

où apparaissent les *intensités colorées* Φ_\star , $\star \in \{R, V, B\}$:

$$\Phi_\star = \int_0^{+\infty} c_\star(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda \quad (24)$$

Le flux lumineux émis par une LED colorée est donc décrit par le modèle (23), qui comporte huit paramètres : trois pour les coordonnées de \mathbf{x}_s , deux pour le vecteur unitaire \mathbf{n}_s , plus les trois intensités colorées Φ_R , Φ_V et Φ_B .

Comme la définition (24) des intensités colorées fait intervenir les fonctions $c_\star(\lambda)$, qui sont caractéristiques du capteur, il semble que Φ_R , Φ_V et Φ_B ne puissent être considérées comme de « vrais » paramètres. Nous ne pouvons effectivement pas recueillir plus d'information sur la fonction $\Phi(\lambda)$ que ces trois intensités colorées, en utilisant un appareil photographique à trois canaux. Pour effectuer un meilleur étalonnage de la fonction $\Phi(\lambda)$, il nous faudrait disposer de plus de filtres colorés, c'est-à-dire avoir recours à l'imagerie multi-, voire hyper-spectrale. Dans le cas de filtres *monochromatiques* $c_{\lambda_0}(\lambda) = K_{\lambda_0} \delta_{\lambda_0}(\lambda)$, K_{λ_0} étant une constante et $\delta_{\lambda_0}(\lambda)$ la fonction de Dirac centrée en λ_0 , les intensités colorées (24) deviendraient :

$$\Phi_{\lambda_0} = \int_0^{+\infty} c_{\lambda_0}(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda = K_{\lambda_0} \Phi(\lambda_0) \quad (25)$$

ce qui signifie que nous pourrions disposer d'un réel étalonnage de la fonction $\Phi(\lambda)$.

4.3 Étalonnage d'une LED colorée

Si nous utilisons à nouveau la mire lambertienne plane du paragraphe 3.4, qui est convexe, le flux lumineux incident provient uniquement de la LED. Nous pouvons donc remplacer $\mathbf{s}_\star(\mathbf{x})$ par son expression (23) dans l'expression (21) du niveau de couleur. En considérant que \mathbf{x}_s est préalablement estimé par triangulation, il reste à résoudre en moindres carrés, pour chaque canal coloré, le problème :

$$\min_{\mathbf{m}_{s,\star}} \sum_{i=1}^q \sum_{\mathbf{p} \in \Omega^i} \left[I_\star^i(\mathbf{p}) - \frac{[\mathbf{m}_{s,\star} \cdot (\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s)]^\mu}{\|\mathbf{x}^i - \mathbf{x}_s\|^{\mu+2}} \frac{(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}^i) \cdot \mathbf{n}^i}{\|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}^i\|} \right]^2 \quad (26)$$

où $\mathbf{m}_{s,\star}$ est défini de façon analogue à \mathbf{m}_s :

$$\mathbf{m}_{s,\star} = \Psi_\star^{1/\mu} \mathbf{n}_s \quad (27)$$

et où, par analogie avec (11) :

$$\Psi_\star = \gamma \beta \frac{\rho_0}{\pi} \Phi_\star \quad (28)$$

Chaque problème (26) permet d'estimer une intensité colorée Φ_\star (à un facteur près) et la direction principale \mathbf{n}_s , qui est donc estimée trois fois. Les valeurs de la table 1 montrent que les trois estimations de \mathbf{n}_s sont cohérentes.

Canal R	Canal V	Canal B
$\hat{\mathbf{n}}_{s,R} = \begin{bmatrix} 0, 205 \\ -0, 757 \\ 0, 621 \end{bmatrix}$	$\hat{\mathbf{n}}_{s,V} = \begin{bmatrix} 0, 194 \\ -0, 769 \\ 0, 608 \end{bmatrix}$	$\hat{\mathbf{n}}_{s,B} = \begin{bmatrix} 0, 188 \\ -0, 844 \\ 0, 503 \end{bmatrix}$
$\hat{\Psi}_R = 3, 10 \times 10^7$	$\hat{\Psi}_V = 5, 49 \times 10^7$	$\hat{\Psi}_B = 3, 37 \times 10^7$

TABLE 1 – Paramètres d'une des LEDs « blanches » de notre montage, estimés en résolvant les problèmes (26).

Plutôt que de choisir arbitrairement l'une de ces trois estimations de \mathbf{n}_s , nous calculons leur moyenne pondérée :

$$\hat{\mathbf{n}}_s = \frac{\pi_R \hat{\mathbf{n}}_{s,R} + \pi_V \hat{\mathbf{n}}_{s,V} + \pi_B \hat{\mathbf{n}}_{s,B}}{\pi_R + \pi_V + \pi_B} \quad (29)$$

où π_R , π_V et π_B sont définis comme suit :

$$\pi_\star = \sum_{i=1}^q \sum_{\mathbf{p} \in \Omega^i} I_\star^i(\mathbf{p}), \quad \star \in \{R, V, B\} \quad (30)$$

puis nous renormalisons l'expression (29) de $\hat{\mathbf{n}}_s$.

Puisque c'est pour elles nous avons souhaité généraliser l'étalonnage à la couleur, revenons au cas des LEDs colorées. Prenons l'exemple d'une LED rouge. De par les définitions (30), π_R est très grand devant π_V et π_B . La moyenne pondérée (29) est donc quasiment égale à $\hat{\mathbf{n}}_{s,R}$. Nous commençons donc par estimer Φ_R (à un facteur près) et \mathbf{n}_s , en résolvant (26) dans le canal rouge. Nous pourrions nous en tenir là, puisque le flux $\mathbf{s}_R(\mathbf{x})$ défini par (23) est entièrement déterminé, mais cela induirait un biais dans les reconstructions 3D par stéréophotométrie colorée. En effet, les intensités colorées Φ_V et Φ_B d'une LED rouge sont faibles, mais non nulles. Nous estimons donc ensuite Φ_V et Φ_B en résolvant le problème (26) dans les canaux vert et bleu, après injection de la valeur de \mathbf{n}_s déjà estimée.

5 Conclusion et perspectives

Nous avons décrit trois procédures d'étalonnage de sources lumineuses de type LED utilisant un appareil photographique standard et des mires. La première de ces procédures, qui est purement géométrique, permet d'estimer la position d'une LED. Les deux autres procédures se fondent sur la loi de Lambert, qui modélise sous une forme particulièrement simple la réflectance d'une surface mate. Du fait de l'hypothèse lambertienne, qui n'est jamais parfaitement vérifiée par les matériaux réels, l'estimation de la position de la LED est moins précise, mais ses autres paramètres peuvent également être estimés. Nous avons ensuite prolongé cette étude de manière à tenir compte de la couleur, afin de pouvoir étalonner les LEDs colorées.

Le principal objectif de cet article était de transformer le montage de la figure 1 en un système de *scannage 3D* par stéréophotométrie. Il est beaucoup plus simple d'éclairer une scène avec des LEDs que de créer des flux lumineux parallèles et uniformes, mais cela complique la résolution du problème de reconstruction 3D. Nous montrons toutefois dans [12] comment résoudre cette variante de la stéréophotométrie « classique ». En outre, nous disposons maintenant de tous les éléments pour appliquer la stéréophotométrie colorée, qui ne prétend pas être très précise, mais permet de reconstruire le relief de scènes déformables.

La précision de l'étalonnage des LEDs croît avec le nombre m de LEDs utilisées, et il est probable que les mires lambertiennes procurent de moins bonnes estimations des positions des LEDs parce qu'elles ne sont pas parfaitement lambertiennes. Il reste donc à compléter ce travail en évaluant précisément l'impact du nombre de LEDs, et des inévitables écarts à l'hypothèse lambertienne de matériaux réels tels que le papier, sur la précision des procédures d'étalonnage proposées.

D'autre part, nous avons supposé dans le paragraphe 4.2 que la mire était « uniformément blanche ». S'il est réaliste de supposer l'albédo uniforme, c'est-à-dire tel que $\rho(\mathbf{x}, \lambda) = \rho(\lambda)$, il est en revanche difficile de le supposer indépendant de λ . À première vue, la dépendance spectrale de l'albédo ne semble pas compliquer notre procédure d'étalonnage. En effet, en redéfinissant $\Psi_\star = \gamma \beta \frac{\Phi_\star}{\pi}$, et en modifiant la définition (24) des intensités colorées en :

$$\Phi_\star = \int_0^{+\infty} c_\star(\lambda) \rho(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda \quad (31)$$

le problème (26) reste inchangé. Néanmoins, la nouvelle définition (31) des paramètres Φ_R , Φ_V et Φ_B , en plus de dépendre de l'appareil photographique utilisé pour l'étalonnage, dépend aussi de l'albédo $\rho(\lambda)$ de la mire. Si nous utilisons le même montage (même appareil photographique et mêmes LEDs) pour effectuer la reconstruction 3D de la mire elle-même, alors cette dépendance ne pose pas de problème. En revanche, pour une scène faite d'un matériau différent, la reconstruction 3D sera probablement influencée par la fonction $\rho(\lambda)$. L'étude de cette influence nous semble constituer une autre perspective intéressante.

Références

- [1] J. ACKERMANN, S. FUHRMANN et M. GOESELE : Geometric Point Light Source Calibration. *In Vision, Modeling & Visualization*, pages 161–168, 2013.
- [2] T. AOTO, T. TAKETOMI, T. SATO, Y. MUKAIGAWA et N. YOKOYA : Position estimation of near point light sources using a clear hollow sphere. *In ICPR*, pages 3721–3724, 2012.
- [3] R. BASRI et D. W. JACOBS : Lambertian reflectance and linear subspaces. *IEEE Trans. PAMI*, 25(2):218–233, 2003.
- [4] T. COLLINS et A. BARTOLI : 3D Reconstruction in Laparoscopy with Close-Range Photometric Stereo. *In MICCAI*, pages 634–642, 2012.
- [5] K. HARA, K. NISHINO et K. IKEUCHI : Light source position and reflectance estimation from a single view without the distant illumination assumption. *IEEE Trans. PAMI*, 27(4):493–505, 2005.
- [6] C. HERNÁNDEZ, G. VOGIATZIS, G. J. BROSTOW, B. STENGER et R. CIPOLLA : Non-rigid Photometric Stereo with Colored Lights. *In ICCV*, 2007.
- [7] B. K. P. HORN et M. J. BROOKS, éditeurs. *Shape from Shading*. MIT Press, 1989.
- [8] L. L. KONTSEVICH, A. P. PETROV et I. S. VERGELSKAYA : Reconstruction of shape from shading in color images. *JOSA A*, 11(3):1047–1052, 1994.
- [9] I. MORENO, M. AVENDAÑO-ALEJO et R. I. TZONCHEV : Designing light-emitting diode arrays for uniform near-field irradiance. *Applied Optics*, 45(10):2265–2272, 2006.
- [10] T. PAPADHIMITRI et P. FAVARO : Uncalibrated Near-Light Photometric Stereo. *In BMVC*, 2014.
- [11] M. W. POWELL, S. SARKAR et D. GOLDFOG : A simple strategy for calibrating the geometry of light sources. *IEEE Trans. PAMI*, 23(9):1022–1027, 2001.
- [12] Y. QUÉAU, B. DURIX, T. LUCAS, J. BOUMAZA, J.-D. DUROU et F. LAUZE : Fusion de données RVB-D par stéréophotométrie colorée. *In RFIA*, 2016.
- [13] H.-L. SHEN et Y. CHENG : Calibrating light sources by using a planar mirror. *Journal of Electronic Imaging*, 20(1), 2011.
- [14] T. TAKAI, A. MAKI, K. NIINUMA et T. MATSUYAMA : Difference sphere: An approach to near light source estimation. *CVIU*, 113(9):966–978, 2009.
- [15] R. J. WOODHAM : Photometric Method for Determining Surface Orientation from Multiple Images. *Optical Engineering*, 19(1):139–144, 1980.
- [16] L. XIE, S. ZHAN et X. HUANG : A novel method for the calibration of an LED-based photometric stereo system. *In International Conference on Information and Automation*, pages 780–783, 2013.