



**HAL**  
open science

# Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle

G. Lippmann

► **To cite this version:**

G. Lippmann. Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1894, 3 (1), pp.97-107. 10.1051/jphystap:01894003009700 . jpa-00239844

**HAL Id: jpa-00239844**

**<https://hal.science/jpa-00239844>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

**SUR LA THÉORIE DE LA PHOTOGRAPHIE DES COULEURS SIMPLES  
ET COMPOSÉES PAR LA MÉTHODE INTERFÉRENTIELLE;**

PAR M. G. LIPPMANN.

1. On peut fixer l'image de la chambre noire, avec son modelé et ses couleurs, en employant une couche sensible transparente et continue, d'épaisseur suffisamment grande, adossée pendant la pose à une surface réfléchissante qu'il est commode de constituer par une couche de mercure. On développe et l'on fixe au moyen de réactifs usités en Photographie. Si l'on regarde par réflexion la couche redevenue sèche et éclairée par la lumière blanche, on retrouve l'image de la chambre noire fidèlement reproduite.

Ce phénomène est dû aux interférences lumineuses. Pendant la pose, les rayons incidents formant l'image interfèrent avec les rayons réfléchis par le mercure; il en résulte des ondes lumineuses stationnaires, dont l'amplitude varie d'une manière continue d'un point à l'autre, suivant l'épaisseur de la plaque. La densité du dépôt photographique et, par suite, son pouvoir réflecteur varient, par suite, d'une manière continue en fonction des coordonnées. Ainsi, lorsque l'on regarde l'image développée, la lumière reçue par l'œil est réfléchie, non par une surface réfléchissante, mais par un volume doué d'un pouvoir réflecteur variable dans toute son étendue. Chacun des rayons qui parviennent à l'œil est la résultante d'une infinité de rayons élémentaires. Dans le calcul de cette résultante, il est nécessaire de tenir compte non seulement de la variation du pouvoir réflecteur en fonction de la profondeur, mais encore des différences de phase dues à la différence des chemins parcourus par la lumière.

I.

2. Considérons d'abord le cas simple où l'impression photographique est produite par une lumière homogène de longueur d'onde  $\lambda$ ; supposons en outre l'incidence normale et la vibration lumineuse réduite à une de ses composantes rectilignes. Soit  $z$  la distance d'un point au plan qui limite la couche sensible, plan qui est adossé au miroir pendant la pose, et qui, après coup, sera

*J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. III. (Mars 1894.)

tourné du côté de l'œil. L'interférence entre le rayon incident et le rayon réfléchi donne lieu à une vibration stationnaire dont l'intensité a pour mesure  $4 \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}$ . Il en résulte au point  $z$ , après développement, un pouvoir réflecteur  $\rho$  qui est une fonction de l'intensité qui a produit l'impression; on a donc

$$(1) \quad \rho = \varepsilon \varphi \left( \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda} \right);$$

$\varepsilon$  est un coefficient qui dépend des conditions de l'expérience: on ne peut pas le faire croître indéfiniment; mais, par contre, on peut le diminuer à volonté, soit en diminuant la proportion de matière sensible contenue dans la couche transparente, soit en changeant le mode de développement.  $\rho$  est donc une fonction de  $\frac{z}{\lambda}$  toujours comprise entre 0 et l'unité et ayant  $\frac{\lambda}{2}$  pour période.

Cela posé, supposons que l'on éclaire la couche développée par de la lumière blanche. Parmi les lumières homogènes qui constituent la lumière blanche, considérons-en une quelconque, dont la longueur d'onde  $\lambda'$  n'est pas, en général, égale à  $\lambda$ . A l'entrée de la couche, la vibration en question a pour équation

$$y = \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

Après réflexion sur un élément situé en  $z$  et de profondeur infiniment petite  $dz$ , l'amplitude incidente est multipliée par la fraction infiniment petite  $\rho dz$ . En même temps, il y a une perte de phase due au chemin parcouru  $2z$ , et égale à  $2\pi \frac{2z}{\lambda}$ . La vibration réfléchie a donc pour équation

$$y = \rho dz \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{2z}{\lambda'} \right) = \rho dz \cos \frac{4\pi z}{\lambda'} \sin \frac{2\pi t}{T} - \rho dz \sin \frac{4\pi z}{\lambda'} \cos \frac{2\pi t}{T}.$$

Telle est l'équation de l'un quelconque des rayons élémentaires renvoyés à l'œil. Pour en avoir la résultante, il suffit d'intégrer par rapport à  $z$ , depuis  $z = 0$  jusqu'à  $z = Z$ ,  $Z$  étant l'épaisseur de la couche. On obtient ainsi une expression de la forme

$$X \sin \frac{2\pi t}{T} + Y \cos \frac{2\pi t}{T};$$

en posant

$$(2) \quad X = \int_0^z \rho \cos \frac{4\pi z}{\lambda'} dz, \quad Y = \int_0^z \rho \sin \frac{4\pi z}{\lambda'} dz,$$

l'amplitude résultante a, comme on sait, pour expression

$$+ \sqrt{X^2 + Y^2}.$$

Il s'agit de discuter la valeur de cette quantité. Il est commode (1) de considérer l'expression  $X + Y\sqrt{-1}$ . On a donc

$$X + Y\sqrt{-1} = \int_0^z \rho \left( \cos \frac{4\pi z}{\lambda'} + \sqrt{-1} \sin \frac{4\pi z}{\lambda'} \right) dz.$$

Il reste à discuter la précédente intégrale. On peut la partager en une somme d'intégrales prises respectivement entre les limites 0 et  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $\frac{\lambda}{2}$  et  $2\frac{\lambda}{2}$ ,  $\dots$ ,  $p\frac{\lambda}{2}$  et  $(p+1)\frac{\lambda}{2}$ .

On passe d'une intégrale à la suivante en changeant  $z$  en  $z + \frac{\lambda}{2}$ ; il faut remarquer qu'il est inutile de faire ce changement dans la fonction  $\rho$ , qui a  $\frac{\lambda}{2}$  pour période. Posons

$$u = \cos \frac{2\pi\lambda}{\lambda'} + \sqrt{-1} \sin \frac{2\pi\lambda}{\lambda'}.$$

On passe d'une intégrale à la suivante en multipliant par  $u$  sous le signe  $\int$ . Il s'ensuit que l'on a

$$X + Y\sqrt{-1} = \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \rho \left( \cos \frac{4\pi z}{\lambda'} + \sqrt{-1} \sin \frac{4\pi z}{\lambda'} \right) dz \times \Sigma,$$

$\Sigma$  étant égal à  $1 + u + u^2 + u^3 + \dots + u^{n-1}$ .

L'intégrale en facteur au second membre est toujours finie. Il en est de même de la somme  $\Sigma$ , qui reste finie quand  $\frac{\lambda}{\lambda'}$  a une valeur quelconque fractionnaire, lors même que le nombre de ses termes croîtrait indéfiniment.

(1) Le calcul qui suit peut se faire en quantités réelles; il conduit, mais moins rapidement, au même résultat.

Quand l'épaisseur totale  $Z$  croît indéfiniment,  $n$  croît indéfiniment, puisque l'on a  $Z = n \frac{\lambda}{2}$  (1). D'autre part, il convient de déterminer la fraction arbitraire  $\varepsilon$ , qui entre dans l'expression (1) de  $\rho$  de manière que  $n\varepsilon$  reste égale à une grandeur finie, qu'il est loisible de prendre égale à l'unité (2). On a donc  $\varepsilon = \frac{1}{n}$  et

$$X + Y\sqrt{-1} = \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right) \left(\cos \frac{4\pi z}{\lambda'} + \sqrt{-1} \sin \frac{4\pi z}{\lambda'}\right) dz \times \frac{\Sigma}{n}.$$

Or  $\frac{\Sigma}{n}$  tend vers zéro quand  $n$  tend vers l'infini. En résumé, quand il n'y a pas de relation particulière entre  $\lambda'$ , la longueur d'onde de la lumière qui éclaire la plaque, et  $\lambda$ , celle de la lumière qui l'a impressionnée, l'amplitude réfléchie tend vers zéro quand l'épaisseur de la couche sensible tend vers l'infini.

Il n'en est plus de même si  $\lambda = \lambda'$ , c'est-à-dire si l'on éclaire avec la même lumière qui a impressionné la plaque.

Dans ce cas,  $\Sigma = n$ , et, par suite

$$X + Y\sqrt{-1} = n \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \varepsilon \varphi\left(\sin^2 \frac{4\pi z}{\lambda}\right) \left(\cos \frac{4\pi z}{\lambda} + \sqrt{-1} \sin \frac{4\pi z}{\lambda}\right) dz.$$

Le second membre tend vers l'infini avec  $n$ , si  $\varepsilon$  est fini, et vers une quantité finie si  $n\varepsilon = 1$ . Il en serait de même pour  $\lambda = 2\lambda'$ ,  $\lambda = 3\lambda'$ . La couche sensible n'a donc un pouvoir différent de zéro que dans le cas où la longueur d'onde de la vibration incidente est égale à celle de la vibration photographiée ou à l'un de ses sous-multiples.

Le cas de  $\lambda = \lambda'$  est seul réalisé dans la pratique, à cause de la faible longueur du spectre visible qui comprend moins d'une oc-

(1) Quand  $Z$  tend vers l'infini, on peut supposer que la longueur  $\frac{\lambda}{2}$  y est contenue un nombre entier de fois, en négligeant, s'il y a lieu, la fraction complémentaire.

(2) Le nombre des couches réfléchissantes élémentaires augmentant avec l'épaisseur totale, il faut bien supposer que le pouvoir réflecteur de chacune d'elles diminue en même temps; car, d'une part, le pouvoir réflecteur total doit être au plus égal à l'unité; d'autre part, il faut que la lumière puisse traverser toute l'épaisseur du système.

tave. Pour réaliser les cas de  $\lambda = \frac{\lambda'}{2}$ , il faudrait photographier le spectre assez loin dans l'infra-rouge. En fait, on voit souvent en deçà du rouge commencer le violet. D'autre part, en humectant quelque peu la couche, ce qui la gonfle et ce qui en revient à augmenter les valeurs de  $\lambda$ , on voit apparaître le violet et les couleurs suivantes, correspondant aux demi-valeurs de  $\lambda$ .

En opérant sur des couches sèches, impressionnées par la partie visible du spectre, on n'aperçoit que les couleurs du premier ordre données par  $\lambda = \lambda'$ .

3. L'analyse précédente peut être remplacée par une construction géométrique. Notre confrère, M. Cornu, a montré autrefois que la construction de Fresnel pour la composition des vibrations s'étendait au cas d'une infinité de composantes infiniment petites; il obtient dans ce cas une courbe dont chaque élément représente une des composantes et où chaque corde représente une résultante. On peut effectuer ici une construction analogue.

Soit  $ds$  un élément de la courbe représentative dû à la vibration réfléchie par un élément du réseau photographique situé à la profondeur  $z$  et d'épaisseur  $dz$ . Soient  $dX$  et  $dY$  les projections de  $ds$  sur deux axes de coordonnées rectangulaires; on a

$$ds = \rho dz, \quad dX = \rho dz \cos \frac{4\pi z}{\lambda'}, \quad dY = \rho dz \sin \frac{4\pi z}{\lambda'}.$$

Soient  $d\alpha$  l'angle de contingence,  $\alpha$  l'angle de la tangente à la courbe avec l'axe des  $X$ ,  $R$  le rayon de courbure; on a

$$d\alpha = \frac{4\pi dz}{\lambda'}, \quad \alpha = \frac{4\pi z}{\lambda'}, \quad R = \frac{\lambda'}{4\pi} \rho.$$

D'après l'équation (1),  $\rho$  est une fonction périodique de  $z$  ayant pour période  $\frac{\lambda}{2}$ . Il en est donc de même de  $ds$  et de  $R$ . Si l'on fait croître  $z$  successivement de 0 à  $\frac{\lambda}{2}$ , de  $\frac{\lambda}{2}$  à  $2\frac{\lambda}{2}$ ,  $\dots$ , c'est-à-dire si l'on considère successivement l'action d'une série de concamérations du réseau réfléchissant, on voit que l'on passe d'un arc de la courbe au suivant par le changement de  $z$  en  $z + \frac{\lambda}{2}$ ;  $\alpha$  seul change

dans ce cas en s'accroissant de la quantité constante  $\frac{2\pi\lambda}{\lambda'}$ . La courbe se compose donc d'une série d'arcs AB, BC, CD, ... égaux entre eux, sous-tendus par des cordes égales, chaque corde faisant avec la précédente un angle constant égal à  $\frac{2\pi\lambda}{\lambda'}$ . Ces cordes sont inscriptibles dans une circonférence; leur résultante géométrique, quel que soit leur nombre, est au plus égale au diamètre de la circonférence, par conséquent du même ordre de grandeur, en général, que AB. Il n'en est plus de même dans le cas particulier où  $\frac{\lambda}{\lambda'}$  est égal à l'unité, ou à un nombre entier. Les cordes AB, BC, ... sont alors situées sur une même droite; leur résultante géométrique, égale à la somme de leurs longueurs, est proportionnelle à leur nombre  $n$ . Quand  $n$  tend vers l'infini, la résultante totale devient infiniment plus grande si  $\frac{\lambda}{\lambda'}$  est égal à l'unité ou à un nombre entier que si  $\lambda'$  est quelconque. On retrouve ainsi les résultats donnés par l'analyse. Les valeurs des intégrales X et Y, considérées précédemment, sont égales aux coordonnées courantes de la courbe représentative.

## II.

Le cas général où la plaque photographique a été impressionnée par une lumière hétérogène, telle que celle qui est diffusée par un corps quelconque exposé à la lumière blanche, est beaucoup plus complexe. Il faut encore calculer le pouvoir réflecteur  $\sigma dz$  en un point  $z$  du réseau photographique, ce qui exige que l'on définisse au préalable la composition d'une lumière hétérogène, la couleur d'un corps, la sensibilité photographique et l'isochromatisme d'une plaque. Ces deux dernières définitions peuvent seules présenter quelques difficultés.

La composition d'une lumière hétérogène peut se définir comme il suit. Supposons que l'on forme le spectre normal de cette lumière, c'est-à-dire tel que la déviation d'un rayon soit proportionnelle à sa longueur d'onde  $\lambda$ , que l'on mesure, par exemple à l'aide d'une pile thermo-électrique, l'intensité totale des rayons qui passent à travers une fente de largeur  $d\lambda$ ; enfin, que l'on dé-

duise de cette mesure l'amplitude correspondante. Cette amplitude est de la forme  $d\lambda \times F(\lambda)$ ;  $F(\lambda)$  définit la répartition des amplitudes dans le spectre normal, et, par conséquent, la composition de la lumière hétérogène employée.

La couleur d'un corps se définit également par une fonction de  $\lambda$ . Tout corps diffuse (ou transmet) une fraction déterminée de l'amplitude d'une lumière simple incidente de longueur d'onde  $\lambda$ . Cette fraction varie en général avec  $\lambda$ ; on peut la représenter par  $f(\lambda)$ . Cette fonction définit la couleur du corps. La condition  $f(\lambda) = \text{const.}$  définit le corps blanc.

$F(\lambda)$  représentant la composition de la lumière blanche et  $f(\lambda)$  la couleur d'un corps ou d'un élément d'un corps, le produit  $F(\lambda)f(\lambda)$  représente la composition de la couleur diffusée par l'élément considéré, et qui vient impressionner la plaque.

Enfin, il faut définir la sensibilité d'une couche isochromatique. Soit  $O(\lambda)$  l'impression produite par une vibration  $\lambda$  d'amplitude un; une amplitude égale à  $F(\lambda)$  produira une impression égale à  $F(\lambda)O(\lambda)$ . J'admettrai que l'équation

$$(3) \quad f(\lambda)O(\lambda) = \text{const.}$$

exprime analytiquement l'isochromatisme; c'est la condition pour que l'impression d'un spectre normal soit uniforme.

Cela posé, on peut calculer le pouvoir réflecteur  $\sigma$  en un point  $z$  de la plaque; si l'on éclaire celle-ci par une lumière homogène de longueur d'onde  $\lambda'$ , l'intensité totale réfléchie se calculera à l'aide des intégrales

$$(4) \quad X = \int_0^z \sigma \cos \frac{4\pi z}{\lambda} dz, \quad Y = \int_0^z \sigma \sin \frac{4\pi z}{\lambda'} dz,$$

analogues à celles données en (2). Seulement, le pouvoir réflecteur  $\sigma$ , au lieu d'être donné par un terme unique, est la somme d'une infinité de termes correspondant aux lumières simples qui ont produit l'impression; il est donc représenté par une intégrale.

Le pouvoir réflecteur produit au point  $z$  par un rayon homogène  $\lambda$  est, en tenant compte de la réduction de l'amplitude due à l'interférence,

$$F(\lambda) f(\lambda) O(\lambda) \varepsilon \varphi \left( \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda} \right).$$

En tenant compte de la condition d'isochromatisme (3), ce terme se réduit à

$$f(\lambda)^\varepsilon \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right).$$

Pour les raisons indiquées plus haut, il convient de faire encore  $\varepsilon = \frac{1}{Z}$ . On a donc enfin

$$(5) \quad \sigma = \frac{1}{z} \int_A^B f(\lambda) \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right) d\lambda,$$

A et B étant les limites entre lesquelles varie  $\lambda$ .

En substituant en (4), il vient

$$X = \frac{1}{Z} \int_A^B \int_0^Z f(\lambda) \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right) \cos \frac{2\pi z}{\lambda'} d\lambda dz,$$

$$Y = \frac{1}{Z} \int_A^B \int_0^Z f(\lambda) \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right) \sin \frac{2\pi z}{\lambda'} d\lambda dz.$$

L'amplitude réfléchie est égale à  $\sqrt{X^2 + Y^2}$ .

Les intégrales doubles X et Y étant définies, il est permis de renverser l'ordre des intégrations. Ce renversement a une interprétation physique : au lieu d'intégrer par rapport à  $\lambda$ , il est permis de donner d'abord à cette variable l'une quelconque des valeurs qu'elle doit acquérir, et d'intégrer par rapport à  $z$ . Ceci équivaut à isoler par la pensée, au milieu du réseau photographique complexe que porte la plaque, le réseau partiel produit par l'une quelconque des vibrations simples agissantes, et de chercher le pouvoir réflecteur total de ce réseau partiel; l'intégration faite ensuite par rapport à  $\lambda$  représente la somme des actions partielles ainsi considérées.

En d'autres termes, l'amplitude réfléchie est la même que si chacune des vibrations simples impressionnantes avait été seule à agir sur la couche sensible.

Cette remarque permet de prévoir la conclusion de l'analyse, ainsi que la propriété essentielle des intégrales X et Y. On a vu que le réseau photographique dû à une vibration simple  $\lambda$  ne réfléchit une fraction finie de la vibration  $\lambda'$  qui éclaire la plaque que si  $\lambda = \lambda'$  (ou plus généralement si  $\lambda$  est un multiple de  $\lambda'$ ); et que l'effet de tout  $\lambda$  différent de  $\lambda'$  est infiniment petit quand la

couche est infiniment épaisse. En d'autres termes, le pouvoir réflecteur de la plaque pour une vibration  $\lambda'$  est déterminé uniquement par l'amplitude que possédait la vibration de même longueur d'onde dans le faisceau complexe qui a produit l'impression photographique.

Au point de vue analytique, il s'ensuit que les intégrales X et Y ne dépendent qu'en apparence des limites A et B de  $\lambda$ , et qu'elles se réduisent à des fonctions de  $\lambda'$ . En effet, on peut démontrer directement qu'il en est ainsi et que, pour  $Z = 0$ ,

$$\lim X = f(\lambda') + \text{const.}, \quad \lim Y = 0.$$

Par cette propriété singulière, comme par leur forme, les intégrales doubles X et Y sont analogues à une intégrale double découverte par Fourier <sup>(1)</sup> et qui se réduit, elle aussi, à un seul de ses éléments.

Pour le démontrer, on peut avoir recours non à l'analyse de Fourier, mais à la démonstration géométrique qu'il y a ajoutée et qui est plus générale.

Afin de faciliter le rapprochement, il convient de développer

$$\varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right),$$

en tant que fonction de  $z$ , à l'aide de la série trigonométrique de Fourier, entre les limites  $z = 0$ ,  $z = \frac{\lambda}{2}$ . On a ainsi

$$(6) \quad \varphi\left(\sin^2 \frac{4\pi z}{\lambda}\right) = C_0 + C_1 \cos \frac{2\pi z}{\lambda} + C_2 \cos \frac{4\pi z}{\lambda} + \dots + C_i \cos \frac{4\pi iz}{\lambda} + \dots$$

Il faut remarquer que le premier membre étant, ainsi que le second, une fonction périodique de  $z$ , ayant  $\frac{\lambda}{2}$  pour période, les deux membres sont égaux non seulement entre 0 et  $\frac{\lambda}{2}$ , mais encore entre deux multiples quelconques de  $\frac{\lambda}{2}$ . Le développement est donc valable non seulement de 0 à  $\frac{\lambda}{2}$ , mais de zéro à l'infini. Il

---

(1) *Œuvres de Fourier*, publiées par M. G. DARBOUX, t. I, p. 494. Gauthier-Villars et fils.

faut remarquer encore que les coefficients du développement  $C_0, C_1, \dots$  sont indépendants de  $\lambda$  comme de  $z$ ; en d'autres termes, ce sont des nombres déterminés seulement par le choix de la fonction  $\varphi$ . En effet, on a

$$C_0 = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right) dz, \quad C_i = \frac{2}{\lambda} \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right) \cos \frac{4\pi iz}{\lambda} dz.$$

Posons  $\frac{4\pi z}{\lambda} = \alpha$ , par suite  $dz = \frac{\lambda}{4\pi} d\alpha$ ; il vient

$$C_0 = 4\pi \int_0^{2\pi} \varphi\left(\sin^2 \frac{\alpha}{2}\right) d\alpha, \quad C_i = 8\pi \int_0^{2\pi} \varphi\left(\sin^2 \frac{\alpha}{2}\right) \cos i\alpha d\alpha.$$

La variable  $\alpha$  disparaissant par l'intégration, les coefficients  $C_0, \dots$  se réduisent donc à des nombres.

En substituant à  $\varphi\left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\right)$  sa valeur, il vient

$$X = \frac{i}{Z} \int_A^B \int_0^Z f(\lambda) \sum \left( C_i \cos \frac{4\pi iz}{\lambda} \right) \cos \frac{4\pi z}{\lambda} d\lambda dz;$$

ainsi, en faisant  $i = 1$ , le terme correspondant est

$$(7) \quad \frac{1}{Z} \int_A^B \int_0^Z f(\lambda) C_1 \cos \frac{4\pi z}{\lambda} \cos \frac{4\pi z}{\lambda} d\lambda dz.$$

En appliquant à cette intégrale double le raisonnement de Fourier, on voit que, tant qu'il y a une différence finie entre les périodes des deux cosinus, l'intégrale double reste finie quel que soit  $Z$ ; son quotient par  $Z$  a donc pour limite zéro. Il n'en est plus de même si les arguments sont égaux; si  $\lambda = \lambda'$ , l'intégrale double tend alors vers  $f(\lambda') C_1 Z$ , et son quotient par  $Z$  vers  $C_1 f(\lambda')$ .

Si l'on opère avec les longueurs d'onde du spectre visible,  $\lambda$  ne varie pas du simple au double; le terme (7), qui correspond à  $i = 1$  ou à  $\lambda = \lambda'$ , est le seul qui ne se réduise pas à zéro (1). On

---

(1) Si l'on supposait, au point de vue théorique, que  $\lambda$  et  $\lambda'$  puissent varier entre des limites quelconques, il y aurait lieu de considérer les autres valeurs de  $i$ . Chacun des termes correspondants représenterait une image d'ordre supérieur. L'œil d'ailleurs ne pourrait percevoir que les images d'ordre supérieur fournies par une source émettant des rayons infra-rouges.

a alors

$$(8) \quad \lim X = C_1 f(\lambda').$$

On démontre d'ailleurs que  $\lim Y = 0$ ;  $\sqrt{X^2 + Y^2}$  se réduit à  $X$ .

$C_2$  est une constante numérique. En se reportant à la définition de  $f(\lambda)$ , on voit que l'équation (8) signifie que l'image d'un élément dont la couleur est définie par  $f(\lambda)$  affaiblit par réflexion les diverses radiations de la lumière incidente dans la même proportion que l'élément qui a servi d'objet; en d'autres termes, la couleur de l'image est la même que celle de l'objet.

La théorie qui précède est non seulement un peu abrégée sur certains points, mais incomplète sur d'autres. Il y aurait à examiner l'influence de l'absorption. Cette influence complique le phénomène et les formules; mais les conclusions restent qualitativement les mêmes.

Il est bon de remarquer également que j'ai supposé implicitement le dépôt photographique formé de molécules réfléchissantes disséminées suivant une loi déterminée dans un milieu d'ailleurs homogène. Il n'est pas impossible, au moins dans certains cas, que ce milieu lui-même ait été altéré chimiquement de telle façon que, tout en restant continu, il acquière un indice variable en fonction de l'espace, et un pouvoir réflecteur dû précisément à la variation de l'indice. L'examen de cette hypothèse exigerait une autre analyse.

---

### SUR LA PROPAGATION DE L'ÉLECTRICITÉ LE LONG DES CONDUCTEURS;

PAR M. A. POTIER.

Considérons un système de conducteurs cylindriques, indéfinis, et tous parallèles entre eux; supposons qu'ils soient le siège de courants, variant très rapidement, par exemple de courants alternatifs de très haute fréquence, ou de courants analogues à ceux qui accompagneraient la charge instantanée d'une portion de ces conducteurs.

On sait que ces courants pénètrent d'autant moins profondément dans les conducteurs que leurs variations sont plus rapides,