



Facteurs de réflexion et d'émission des métaux

François Cabannes

► To cite this version:

François Cabannes. Facteurs de réflexion et d'émission des métaux. Journal de Physique, 1967, 28 (2), pp.235-248. 10.1051/jphys:01967002802023500 . jpa-00206511

HAL Id: jpa-00206511

<https://hal.science/jpa-00206511>

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.

MISE AU POINT

FACTEURS DE RÉFLEXION ET D'ÉMISSION DES MÉTAUX

Par FRANÇOIS CABANNES,

Laboratoire des Échanges Thermiques, C.N.R.S., 92-Bellevue.

Résumé. — On précise les grandeurs fixant les échanges thermiques par rayonnement avec une surface métallique. On passe en revue les relations de dispersion des métaux et on les confronte avec les résultats expérimentaux relatifs aux facteurs d'émission.

Abstract. — Thermal radiation characteristics of metallic surfaces are given. Dispersion relationships are reviewed for metals, and compared with experimental emissivity.

TABLE DES MATIÈRES

1. INTRODUCTION. — 1.1. Facteur d'émission. — 1.2. Facteur de réflexion. — 1.3. Validité de la loi de Kirchhoff.

2. ÉMISSION ET RÉFLEXION D'UN DIOPTRE PLAN. — 2.1. Facteur monochromatique d'émission normale : $\varepsilon\sigma$. — 2.2. Facteur d'émission hémisphérique : ε_σ^* . — Écarts à la loi de Lambert. — 2.3. Influence de l'état de surface. — 2.4. Polarisation du rayonnement thermique.

3. RELATIONS DE DISPERSION DES MÉTAUX. — 3.1. Théorie simplifiée de Drude. — 3.2. Approximation de Hagen et Rubens. — 3.3. Insuffisances de la théorie simplifiée de Drude. — 3.4. Retour à la théorie complète de Drude.

4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — 4.1. Facteurs monochromatiques : métaux monovalents, métaux multivalents, métaux liquides, métaux de transition. — 4.2. Influence de la température : métaux monovalents très bons conducteurs, métaux de transition. — 4.3. Écarts à la loi de Lambert. — 4.4. Facteur total d'émission. — 4.5. Cas des alliages.

5. CONCLUSION.

1. Introduction. — Dans les échanges thermiques avec une surface à haute température, l'émission, l'absorption et la réflexion du rayonnement par la surface jouent un rôle important.

Lorsqu'un matériau est suffisamment absorbant pour qu'on puisse négliger la pénétration du rayonnement à l'intérieur, sa surface représente une surface de discontinuité où se font les échanges d'énergie; il est alors suffisant de définir certaines grandeurs qui dépendent de la surface et du rayonnement qu'elle reçoit, sans qu'il soit nécessaire de connaître les mécanismes des échanges entre le rayonnement et la matière. Ces grandeurs sont appelées les facteurs d'émission, d'absorption et de réflexion.

Pour calculer ces grandeurs, ou pour interpréter leurs mesures, il est cependant nécessaire de connaître les interactions entre le rayonnement et la matière et d'utiliser la théorie du rayonnement électromagnétique et les théories du solide.

1.1. FACTEURS D'ÉMISSION. — Il est parfois utile de souligner la différence entre les grandeurs totales G_T relatives à l'ensemble des radiations contenues dans le spectre et les grandeurs spectrales (ou monochromatiques), dont les dimensions ne sont pas les mêmes. On rapportera, dans cet article, les grandeurs spectrales au nombre d'onde σ (en cm^{-1}), mais on les trouve souvent rapportées à la longueur d'onde λ (en μm), à la fréquence ν ou à la fréquence angulaire ω (en s^{-1}) :

$$G_T = \int_0^\infty G_\sigma \cdot d\sigma \quad \text{et} \quad G_\sigma = \sigma^{-2} \cdot G_\lambda = c \cdot G_\nu = 2\pi c \cdot G_\omega.$$

L'énergie rayonnée par une surface est définie par la *radiance*, mais si la surface ne rayonne pas suivant la *loi de Lambert*, il faut déterminer la *luminance* $B(\theta, \varphi)$ qui n'est pas la même dans toutes les directions θ, φ .

L'émission de la surface est caractérisée par le rapport entre sa luminance et celle du corps noir à la même température : c'est le *facteur d'émission*, total ε_T ou monochromatique ε_σ , à partir respectivement des luminances totales et spectrales :

$$\varepsilon_\sigma(\theta, \varphi) = B_\sigma(\theta, \varphi)/B_\sigma^0 \quad (1)$$

la loi de variation de $\varepsilon_\sigma(\theta, \varphi)$ avec la direction d'émission est donnée par l'*indicatrice d'émission*.

On utilise généralement le *facteur d'émission normale* ε , et le *facteur d'émission hémisphérique* ε^* défini à partir des radiances :

$$\varepsilon_\sigma = B_\sigma(\theta = 0)/B_\sigma^0$$

$$\varepsilon_\sigma^* = (1/\pi B_\sigma^0) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} B_\sigma(\theta, \varphi) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta. \quad (2)$$

1.2. FACTEUR DE RÉFLEXION. — Le facteur de réflexion est plus délicat à définir car il peut dépendre de la direction d'incidence et de la direction de diffusion si la réflexion est diffuse. Cette diffusion dépend de l'état de surface; si la surface du métal est bien polie, la réflexion est spéculaire et l'on définit le *fac-*

teur de réflexion spéculaire $\rho_\sigma(\theta, \varphi)$. Les variations de ρ_σ avec la direction d'incidence sont fixées par l'*indicatrice de réflexion*.

Il faut noter que le facteur total ρ_T n'est généralement pas caractéristique de la surface mais dépend aussi du spectre du rayonnement incident.

Dans le cas des métaux, la transmission du rayonnement est nulle (sauf en couches minces) et l'on peut définir un *facteur d'absorption*

$$\alpha_\sigma = 1 - \rho_\sigma. \quad (3)$$

Si ρ_σ est indépendant de σ , la surface est dite « grise » et $\rho_T = \rho_\sigma$. Bien que les surfaces métalliques soient presque « grises », il faut être très prudent dans le calcul des facteurs totaux ε_T ou ρ_T .

1.3. VALIDITÉ DE LA LOI DE KIRCHHOFF. — Les facteurs monochromatiques ε_σ , α_σ et ρ_σ ne sont pas indépendants, ils sont liés par (3) et par la *loi de Kirchhoff* :

$$\varepsilon_\sigma = \alpha_\sigma \quad (4)$$

celle-ci est toujours utilisée et sa validité n'est jamais mise en doute. Elle suppose cependant que les interactions entre le rayonnement et la matière ont lieu dans un milieu en équilibre, dont la température en particulier est uniforme; or au voisinage d'une surface qui rayonne existe toujours un gradient de température et les conditions de l'équilibre ne peuvent jamais être parfaitement réalisées. M. A. Weinstein et R. J. Thorn et G. H. Winslow ont discuté cette question récemment [70], [64].

Lorsqu'une surface rayonne librement, la densité de rayonnement est moins grande qu'à l'intérieur d'un corps noir; l'énergie émise par l'émission stimulée est moins importante, mais comme celle-ci est cohérente, on peut l'inclure dans l'absorption, comme une absorption négative moins importante lorsque la surface rayonne librement; M. A. Weinstein a montré que (4) reste vérifiée pourvu que les niveaux d'énergie du solide soient peuplés comme à l'équilibre, ce qui est possible puisque des effets autres que l'interaction du rayonnement peuvent fixer la distribution des niveaux d'énergie : la conduction thermique par exemple.

Un premier pas pour étudier l'émission hors d'équilibre consiste à introduire le concept d'équilibre thermodynamique local et la définition énergétique de la température. L'influence du gradient de température à la surface est d'autant plus importante que le coefficient d'absorption est moins grand, elle dépend du moyen de chauffage employé et doit être discutée dans chaque cas particulier [62]. La mesure du coefficient de vaporisation montre que pour la plupart des métaux la conductivité thermique est si grande que le gradient de température reste sans influence, les atomes qui passent en phase vapeur et le rayonnement proviennent de régions où la température est la même; mais pour le graphite, par exemple, la mesure d'un coefficient de vaporisation inférieur à 1 [63] prouve que le rayonnement ne vient pas que de la

couche superficielle comme les molécules de la vapeur, mais aussi des couches intérieures plus chaudes. Cette question mérite d'être étudiée pour les solides de faible conductivité thermique.

2. Émission et réflexion d'un dioptré plan. — On considérera l'émission et la réflexion d'une surface métallique parfaitement polie au contact d'un milieu d'indice égal à 1. Les facteurs monochromatiques ε_σ et ρ_σ (liés par (3) et (4)) sont reliés aux indices de réfraction et d'extinction du métal.

A partir des équations de Maxwell et des conditions de continuité, on établit les relations de Fresnel dont on tire l'expression de ρ_σ en fonction de l'angle d'incidence θ ; pour les deux vibrations rectilignes perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence

$$\begin{aligned}\rho_{\sigma\perp}(\theta) &= \sin^2(\theta - \theta') / \sin^2(\theta + \theta') \\ \rho_{\sigma\parallel}(\theta) &= \operatorname{tg}^2(\theta - \theta') / \operatorname{tg}^2(\theta + \theta')\end{aligned}\quad (5)$$

l'angle de réfraction θ' est lié à θ par la relation de Descartes

$$\sin \theta = n \cdot \sin \theta' \quad (6)$$

$n = n_r - j\kappa$ étant l'indice complexe du métal.

Sous incidence oblique, le rayonnement réfléchi est polarisé; le rayonnement émis est aussi polarisé, bien qu'on néglige souvent cette polarisation en écrivant :

$$\varepsilon_\sigma(\theta) = 1 - \frac{1}{2} (\rho_{\sigma\perp} + \rho_{\sigma\parallel}). \quad (7)$$

2.1. FACTEUR MONOCHROMATIQUE D'ÉMISSION NORMALE. — Sous incidence normale, (5) se réduit à

$$\rho_\sigma = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} = \frac{(n_r - 1)^2 + \kappa^2}{(n_r + 1)^2 + \kappa^2} \quad (8)$$

d'où

$$\varepsilon_\sigma = \frac{4n_r}{(n_r + 1)^2 + \kappa^2}. \quad (9)$$

Les relations de dispersion déterminent la répartition spectrale de ε_σ , et l'influence de la température sur l'indice complexe n fixe le coefficient de température $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$.

2.2. FACTEUR D'ÉMISSION HÉMISPHERIQUE : ε_σ^* . — ÉCARTS A LA LOI DE LAMBERT. — De (5), (6) et (7) on déduit l'indicatrice d'émission : $\varepsilon_\sigma(\theta)/\varepsilon_\sigma = f(\theta)$.

La forme de cette indicatrice d'émission dépend des valeurs de n_r et κ , mais surtout de l'indice d'extinction; la figure 1 représente deux indicatrices calculées pour $n_r = 3$ et deux valeurs de κ : 10^{-3} et 30, correspondant

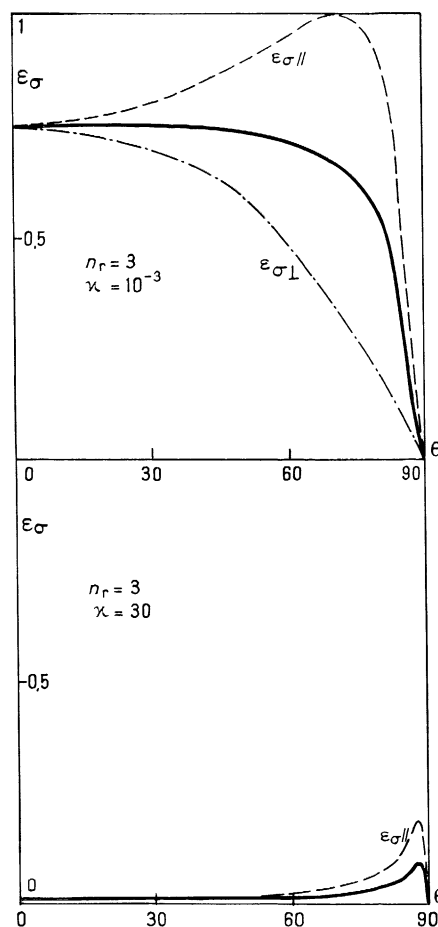


FIG. 1. — Indicatrices d'émission calculées; pour un diélectrique : $n_r = 3$, $\kappa = 10^{-3}$, et pour un métal : $n_r = 3$, $\kappa = 30$. Courbe continue : $\varepsilon_\sigma(\theta) = \frac{1}{2} (\varepsilon_{\sigma\perp} + \varepsilon_{\sigma\parallel})$.

respectivement à un diélectrique de fort indice de réfraction dont le coefficient d'absorption dans le visible est élevé : $k_\sigma > 10 \text{ cm}^{-1}$, et à un métal (le cuivre, dans l'infrarouge $\sigma = 1\,800 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 5,5 \mu\text{m}$) [14]).

Par intégration sur θ , on calcule le facteur d'émission hémisphérique (2) ou le rapport

$$\varepsilon_\sigma^*/\varepsilon_\sigma = (1/\pi) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta. \quad (10)$$

Ce rapport dépend de l'indice complexe, et l'on peut l'explicitier en portant (5), (6) et (7) dans (10). Dans le cas d'un métal, avec l'approximation n_r et $\kappa \gg 1$, on trouve :

$$\begin{aligned}\varepsilon_\sigma^* &= \frac{4n_r}{n_r^2 + \kappa^2} - \frac{4n_r^2}{(n_r^2 + \kappa^2)^2} \operatorname{Log} (2n_r + n_r^2 + \kappa^2) - \frac{4(\kappa^2 - n_r^2)}{(n_r^2 + \kappa^2)^2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\kappa}{n_r} \right) + 4n_r \\ &\quad - 4n_r^2 \operatorname{Log} \left(\frac{n_r^2 + 2n_r + \kappa^2}{n_r^2 + \kappa^2} \right) + \frac{n_r^2 - \kappa^2}{\kappa} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\kappa}{n_r + n_r^2 + \kappa^2} \right)\end{aligned}\quad (11)$$

Compte tenu de (9), on calcule le rapport $\varepsilon_\sigma^*/\varepsilon_\sigma$ qui traduit l'écart à la loi de Lambert, et il est commode de l'exprimer en fonction de ε_σ ; la figure 2 en donne

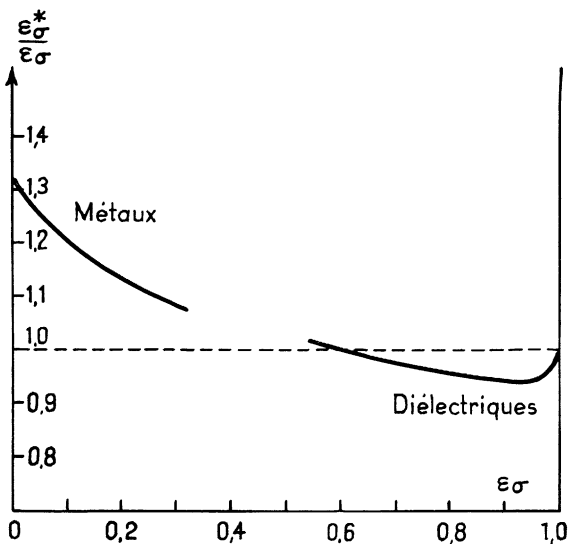


FIG. 2. — Rapport des facteurs d'émission hémisphérique ε_σ^* et normale ε_σ , calculé pour les métaux et les diélectriques (d'après [14]).

les valeurs tirées de (11) pour un métal, ainsi que les valeurs calculées pour un diélectrique transparent (avec l'approximation $n \neq n_r$) [14].

Le facteur d'émission hémisphérique d'un métal est plus grand que le facteur normal, ce qui correspond à la forme aplatie de l'indicatrice d'émission des métaux. Le comportement d'un diélectrique est opposé, sauf dans une bande spectrale de très forte absorption telle qu'une bande de rayons restants, où l'émission du diélectrique sera semblable à celle d'un métal.

Ces résultats ne concernent, bien entendu, que les surfaces planes des milieux homogènes et isotropes.

2.3. INFLUENCE DE L'ÉTAT DE SURFACE. — Les meilleures surfaces planes, que l'on sache réaliser, sont les surfaces de clivage des monocristaux; il est exceptionnel que la planéité d'une surface réfléchissante soit suffisamment parfaite pour que les relations précédentes puissent être vérifiées sans corrections.

On négligera ici les défauts d'homogénéité du métal pour ne prendre en considération que les défauts de planéité de sa surface, c'est-à-dire un facteur purement géométrique.

Une théorie récente [44] fournit une expression du rapport entre le facteur de réflexion spéculaire ρ_σ et le facteur global $\rho_\sigma + \rho_\sigma^*$. Si on caractérise les défauts de planéité par la distribution $p(z)$ des cotes z des points de la surface :

$$\frac{\rho_\sigma}{\rho_\sigma + \rho_\sigma^*} = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} p(z) \cdot \exp(-j4\pi\sigma z) \cdot d\sigma \right|^2 \quad (12)$$

on reconnaît la transformée de Fourier de $p(z)$ dont le développement en série s'écrit :

$$\frac{\rho_\sigma}{\rho_\sigma + \rho_\sigma^*} = 1 - 16\pi^2 \sigma^2 \langle \Delta p^2 \rangle + \dots \quad (13)$$

$\langle \Delta p^2 \rangle$ définissant la dénivellation quadratique moyenne.

Cette théorie s'applique aux surfaces polies [35], et des mesures de réflexion sur des dépôts électrolytiques de nickel l'ont vérifiée récemment [15]. Ces mesures montrent que si l'on étudie soigneusement la composition du bain électrolytique, on peut réduire la réflexion diffuse à moins de 2 % de la réflexion spéculaire dans le spectre visible (ce qui correspond à une dénivellation quadratique moyenne $\sqrt{\langle \Delta p^2 \rangle}$ inférieure à 60 Å).

Lorsque la rugosité d'une surface est importante, la théorie de J. O. Porteus n'est plus applicable; l'indicatrice d'émission est modifiée, l'écart à la loi de Lambert diminue, et le facteur apparent d'émission normale ε' de la surface augmente. Une théorie élémentaire [42] permet de lier le facteur apparent ε' au facteur réel ε de la surface du métal. Elle suppose que la surface rayonne suivant la loi de Lambert. Le facteur ε' ne dépend alors que de ε et du rapport S_0/S_1 de la surface apparente à la surface réelle représentées sur la figure 3

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{(S_0/S_1)(1 - \varepsilon) + \varepsilon} \quad (14)$$

la détermination de la surface réelle présente quelque difficulté, mais comme elle intervient aussi dans le phénomène de convection sur la surface, D. Paulmier a cherché à vérifier cette théorie en étudiant simultanément le facteur d'émission et le coefficient d'accommodation de fils de nickel [43].

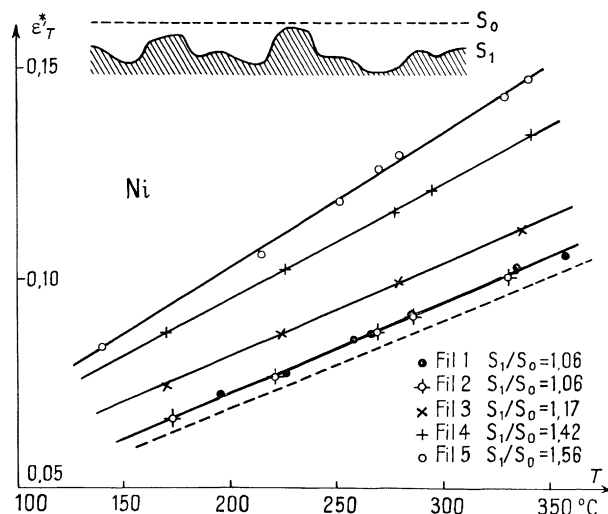


FIG. 3. — Influence de la rugosité sur le facteur total d'émission ε_T du nickel (d'après [43]).

S_0 : surface apparente. — S_1 : surface réelle du métal. — Courbe discontinue : valeurs extrapolées pour $S_1/S_0 = 1,00$.

Comme il est facile de mesurer le facteur total hémisphérique ε_T d'un fil métallique, on peut par intégration sur σ appliquer (14) aux facteurs totaux, à condition de supposer que ε_σ est indépendant de σ . Malgré cette hypothèse grossière, les résultats portés sur la figure 3 montrent dans quel sens la rugosité modifie le rayonnement thermique d'un métal et expliquent certaines des divergences observées entre les résultats expérimentaux de plusieurs auteurs.

De plus, (14) montre que l'influence de la rugosité est d'autant plus grande que ε est petit.

La différence entre ces deux théories vient du fait que la première tient compte des interférences et s'applique lorsque les dimensions des défauts de planéité sont du même ordre que la longueur d'onde, tandis que la seconde suppose que la longueur d'onde est très petite devant la dimension des défauts de surface.

Lorsqu'on recherche une précision atteignant 2 % sur ε_σ , il est nécessaire de préciser le microprofil de la

surface, en particulier aux joints de grains. C'est ainsi que les lampes à ruban de tungstène ne constituent pas un étalon pyrométrique suffisamment fidèle si l'on cherche une précision atteignant 0,1° à 1 500 °C [48].

2.4. POLARISATION DU RAYONNEMENT THERMIQUE. — Les relations de Fresnel (5) montrent que la réflexion oblique modifie la polarisation du rayonnement, il s'ensuit que le rayonnement émis obliquement est partiellement polarisé. Cette polarisation n'est pas toujours négligeable, elle peut, par exemple, fausser les mesures obtenues avec les pyromètres optiques contenant des éléments polariseurs [49]; le rayonnement total émis par un fil de tungstène de section circulaire, dans une direction perpendiculaire à son axe, contient 20 % de lumière polarisée; comme le montrent (3), (4) et (5), le plan de polarisation est perpendiculaire à l'axe du fil.

Le tableau suivant donne la fraction de lumière polarisée émise par le tungstène en fonction de l'angle d'émission [17] :

Angle d'émission	0°	30°	45°	60°	75°	80°	85°	90°
Fraction de lumière polarisée . . .	0,00	0,10	0,22	0,46	0,72	0,81	0,90	1,00

L'influence sur la polarisation d'une faible rugosité de la surface a été discutée par O. Sandus [54].

3. Relations de dispersion des métaux. — La première théorie classique des électrons dans un métal a été développée par Drude à partir de 1890; elle fournit une expression très générale de la constante diélectrique

$$n^2 = (n_r - j\kappa)^2 = a - jb \quad (15)$$

$$n^2(\sigma) = 1 + \sum_p \frac{K_{op} \sigma_{sp}^2}{\sigma_{sp}^2 - \sigma^2 + j\delta_p \sigma_{sp} \sigma} - \frac{1}{2\pi c \varepsilon_0 \sigma} \sum_q \frac{\gamma_q \sigma_{rq}}{\sigma - j\sigma_{rq}} \quad (16)$$

on obtient (16) en calculant la polarisation électrique résultant des déplacements des électrons du métal dans le champ de l'onde électromagnétique, et en postulant l'existence de p espèces d'électrons liés et de q espèces d'électrons libres.

La théorie quantique conduit à la même forme (16) des relations de dispersion [58], et l'on conservera le langage de la théorie classique. La contribution des électrons liés est généralement négligeable devant celle des électrons libres et l'on ne peut la mettre que difficilement en évidence par les propriétés optiques du métal dans le visible et l'infrarouge, sauf si les atomes sont très polarisables comme ceux du tungstène [51].

3.1. THÉORIE SIMPLIFIÉE DE DRUDE. — Lorsque Drude développa sa théorie, il apparut évident qu'il

ne pouvait pas exister plusieurs espèces d'électrons libres, aussi fut-elle adoptée sous une forme simplifiée :

$$n^2 = n_0^2 - \frac{1}{2\pi c \varepsilon_0 \sigma} \frac{\gamma \sigma_r}{\sigma - j\sigma_r} \quad (17)$$

n_0^2 est la constante diélectrique aux grandes fréquences, égale à 1 pour un métal, la fréquence

$$\sigma_r = e/2\pi c m^* \mu \quad (18)$$

est liée à la mobilité μ des électrons libres et correspond à leur fréquence de collisions, m^* désignant la masse effective des électrons,

$$\gamma = Ne\mu \quad (19)$$

représente la conductivité électrique du métal dans un champ continu, N étant la densité d'électrons libres.

(17) permet d'interpréter le seuil de réflexion des métaux alcalins dans l'ultraviolet [58] et celui des semi-conducteurs dans l'infrarouge [60]. Ce seuil se situe au voisinage de la *fréquence plasma*

$$\omega_p = 2\pi c \cdot \sigma_p = (e^2 N / \varepsilon_0 m^*)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

de (15) et (17), on tire

$$a = n_r^2 - \kappa^2 = 1 - \frac{\sigma_p^2}{\sigma^2 + \sigma_r^2} \quad (21)$$

$$b = 2n_r \kappa = \frac{\sigma_r}{\sigma} \frac{\sigma_p^2}{\sigma^2 + \sigma_r^2} \quad (22)$$

Avec les relations (18) à (22) on peut calculer les constantes optiques d'un métal si l'on connaît sa conductivité électrique, la densité des électrons libres et leur masse effective. Leur mobilité n'intervient pas explicitement, car dans le visible et l'infrarouge on trouve $\sigma_r^2 \ll \sigma^2$.

Dans le cas des métaux très bons conducteurs : Ag, Au, Cu, l'accord avec l'expérience est très bon jusque dans l'infrarouge proche : $\sigma < 4\,000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda > 2,5\text{ }\mu\text{m}$); pour les métaux moins bons conducteurs tels que Fe, Ni, Pt, W, l'accord n'est que grossier, même dans l'infrarouge plus lointain : $\sigma < 1\,000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda > 10\text{ }\mu\text{m}$).

3.2. APPROXIMATION DE HAGEN-RUBENS. — Une approximation de (21) et (22), aux très faibles fréquences, permet d'explicitier le facteur d'émission ε_σ en fonction de la conductivité électrique γ . Aux faibles fréquences : $a \ll b$ et $1 \ll b$, de sorte que (21) et (22) s'écrivent :

$$n_r^2 \neq \kappa^2 \neq \gamma/4\pi c\varepsilon_0\sigma \quad (23)$$

en portant (23) dans (9) :

$$\varepsilon_\sigma = 4\sqrt{\pi c\varepsilon_0\sigma/\gamma} - 8(\pi c\varepsilon_0\sigma/\gamma) \quad (24)$$

soit $\varepsilon_\sigma = 0,365\sqrt{\sigma/\gamma} - 0,0667(\sigma/\gamma)\text{ (cm}^{-1}\text{, mho.cm}^{-1}\text{)}$.

Dès 1903, E. Hagen et H. Rubens vérifièrent la validité de (24) dans l'infrarouge lointain pour plusieurs métaux, mais on doit signaler que plusieurs des valeurs expérimentales confrontées avec la relation (24) sont erronées, et des mesures récentes ont montré que l'approximation de Hagen-Rubens n'est pas valable alors que la théorie simplifiée de Drude est vérifiée; c'est le cas des métaux aussi bons conducteurs que l'argent à la température ambiante, pour lequel les indices n_r et κ ne deviennent égaux que dans le domaine submillimétrique [55].

3.3. INSUFFISANCES DE LA THÉORIE SIMPLIFIÉE DE DRUDE. — Les écarts observés entre l'expérience et la théorie simplifiée de Drude, soit dans le visible et le très proche infrarouge pour les métaux monovalents, soit même dans l'infrarouge lointain pour les métaux mauvais conducteurs, peuvent s'expliquer par une conductivité de surface différente de celle dans la masse, et les désaccords constatés entre différents expérimentateurs sont souvent imputables à une contamination de la surface, ou à des différences de structure modifiant la conductivité électrique de surface [58].

Lorsque la profondeur de pénétration du rayonnement n'est pas très grande par rapport à λ , il faut tenir compte de l'effet de peau anormal [12].

Cependant, la théorie simplifiée de Drude est complètement mise en défaut dans le visible et le proche infrarouge. F. Seitz et N. Mott et Jones ont essayé d'étendre la théorie classique vers les grandes fré-

quences en tenant compte de phénomènes qui nécessitent une énergie d'excitation élevée : comme la polarisation des couches profondes des atomes et l'effet photoélectrique interne. Le premier effet est analogue à la polarisation des diélectriques et se manifeste par les termes dus aux électrons liés dans (16), le second correspond aux transitions de bande à bande (ou entre zones de Brillouin) ou à des transitions entre cristallites du métal.

Quoi qu'il en soit, la théorie classique simplifiée de Drude, même complétée par Mott et Jones, est incapable d'interpréter les variations de ε_σ avec la température; d'après (24), si la conductivité γ varie comme T^{-1} , ε_σ doit varier comme $T^{1/2}$; or si dans l'infrarouge le coefficient de température $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$ est positif, les valeurs mesurées et calculées ne concordent pas et pour plusieurs métaux $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$ est négatif dans le visible.

3.4. RETOUR A LA THÉORIE COMPLÈTE DE DRUDE. — Avec le développement de la théorie quantique et de la théorie des bandes des solides, il est apparu que plusieurs espèces d'électrons libres pouvaient exister dans certains métaux (on qualifie de libres les électrons qui participent à la conduction électrique). C'est le cas lorsque le niveau de Fermi est situé dans une région où plusieurs bandes se chevauchent; les électrons d'une bande étant caractérisés par les constantes γ_q et σ_{rq} dans (16), c'est-à-dire d'après (18) et (19) par leur densité N_q , leur *masse effective* m_q et leur mobilité μ_q .

De nombreuses preuves expérimentales concernant les propriétés électriques et magnétiques des métaux ([51] réf. 17) font appel à l'existence de deux sortes d'électrons libres [18]; cependant, ce n'est qu'en 1955 que S. Roberts reprit la théorie complète de Drude pour interpréter les propriétés optiques des métaux. Il est étonnant que cette théorie n'ait pas été reprise plus tôt, alors que devant l'impuissance des théories existantes on voyait A. H. Wilson supprimer dans la 2^e édition de sa « Théorie des Métaux » le chapitre sur les propriétés optiques.

Dans les métaux alcalins où n'intervient pas le chevauchement des bandes, on ne peut considérer qu'une sorte d'électrons libres et l'on trouve un bon accord entre l'expérience et la théorie simplifiée de Drude jusque dans le proche infrarouge [39], [30].

Pour les métaux de transition, il n'en est pas de même. Dans les métaux du groupe du fer, les bandes $3d$ et $4s-p$ se chevauchent [58] et l'on trouvera au moins deux sortes d'électrons de conduction. Les électrons $s-p$ jouent le principal rôle dans le transport du courant, mais les transitions vers la bande d expliquent la résistivité additionnelle de ces métaux [40], et par suite leur plus faible facteur de réflexion. Dans le tungstène, quatre des cinq bandes $5d$ se recouvrent au niveau de Fermi avec la bande $6s-p$ [58]. Pour inter-

préter les propriétés optiques du tungstène et du nickel, S. Roberts [51] a tenu compte des électrons liés et deux sortes d'électrons libres pour W, et trois pour Ni.

Il ne faut pas cacher que la détermination des constantes de la relation de dispersion (16) à partir des données expérimentales nécessite des calculs laborieux et présente actuellement beaucoup d'arbitraire. Pour guider le choix, S. Roberts admet que le produit

$$\gamma_1 \cdot \sigma_{r_1} = \frac{e^2}{2\pi c} \frac{N_1}{m_1} \quad (25)$$

est indépendant de la température, ce qui signifie que les électrons libres de type 1, qui transportent presque tout le courant électrique, ont une concentration et une masse effective (ou tout au moins leur rapport) indépendantes de T , par suite la conductivité γ du métal varie avec T comme la mobilité de ces électrons. Il faut confirmer cette hypothèse, ainsi que celle suivant laquelle γ_a et σ_{r_a} sont indépendants de T pour les autres espèces d'électrons libres.

Malgré tout, la théorie complète de Drude est actuellement la seule qui permette d'expliquer l'influence de la température sur ε_σ ; elle interprète la faible valeur du coefficient de température $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$ du nickel, malgré les grandes variations de sa conductivité électrique; dans le cas du tungstène, on retrouve le point X , c'est-à-dire l'existence d'une fréquence σ_x à laquelle $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T = 0$; les valeurs positives de $\frac{\partial\varepsilon_\sigma}{\partial T}$ aux fréquences inférieures à σ_x seraient dues à la prépondérance du terme $\gamma_1 \sigma_{r_1}/2\pi c \varepsilon_0 \sigma(\sigma - j\sigma_{r_1})$ de (16), tandis que les valeurs négatives aux fréquences supérieures à σ_x résulteraient des variations de γ^2 ; cependant, une analyse plus poussée est nécessaire pour conclure.

Le succès de l'analyse de S. Roberts apparaît dans le fait qu'ayant calculé les constantes de (16) à partir des mesures de réflexion entre 27 500 et 5 000 cm^{-1} ($0,365 < \lambda < 2 \mu\text{m}$), les valeurs calculées de l'indice complexe du nickel sont en bon accord jusqu'à 800 cm^{-1} ($\lambda = 12 \mu\text{m}$) avec les valeurs expérimentales de J. R. Beattie et G. K. T. Conn [3].

Avec deux espèces d'électrons libres, R. A. Seban [57] interprète les valeurs de Fe, Ni et Pt, à la température ambiante et à 800 °C (Fe) ou 1 100 °C (Ni, Pt). L'accord entre la théorie et l'expérience, qui est bon dans le cas de Fe et Ni, l'est beaucoup moins pour Pt. Mais il faut souligner que les constantes de (16) ne peuvent pas être choisies à partir des seules valeurs de ε_σ , il faut disposer des valeurs des indices de réfraction et d'extinction avec une précision assez grande pour que l'analyse de la théorie de Drude soit efficace.

4. Résultats expérimentaux. — Les résultats expérimentaux relatifs aux facteurs d'émission ou de

réflexion des métaux sont nombreux, mais il faut reconnaître la discordance entre la plupart d'entre eux. Ceci tient à ce que l'état de surface n'est pas défini avec assez de soins, les mesures les plus récentes effectuées sous ultravide représentent un grand progrès à ce point de vue; nous ne reproduirons que les résultats des mesures faites avec des surfaces parfaitement définies, soigneusement nettoyées et polies, obtenues sous vide, recuites, etc., de façon à pouvoir les confronter entre eux et avec la théorie.

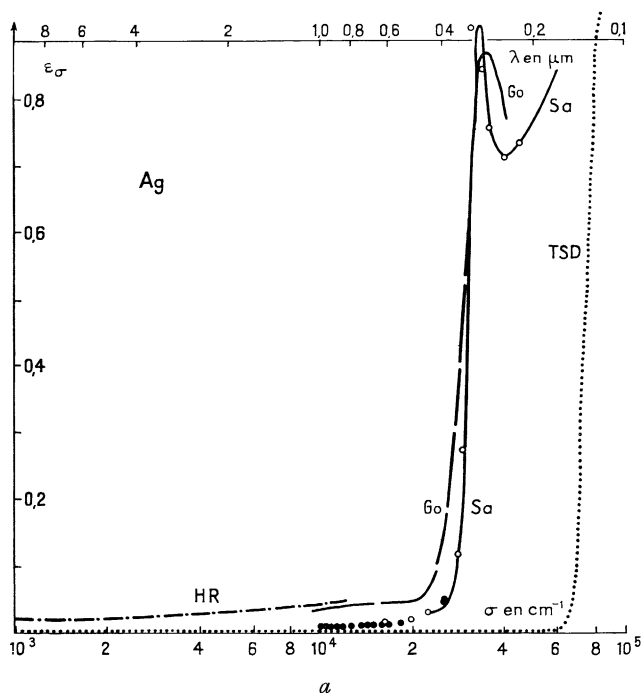
Malgré cela, l'étude critique de la littérature reste malaisée et ne peut être faite qu'à la lueur des interprétations théoriques qui sont encore trop peu développées pour les métaux multivalents, les métaux de transition et les alliages.

4.1. FACTEURS MONOCHROMATIQUES : ε_σ . — *Métaux monovalents.* — Si nous mettons à part les métaux alcalins dont le facteur ε_σ présente un intérêt surtout théorique et pour lesquels la théorie de Drude est satisfaisante, les métaux les mieux étudiés sont les très bons conducteurs Ag, Au et Cu. La théorie simplifiée de Drude est vérifiée dans l'infrarouge jusqu'à 4 000 cm^{-1} ($\lambda = 2,5 \mu\text{m}$) si l'on admet que la masse effective m^*/m est égale à 1 pour Ag et Au, et à 1,45 pour Cu, ce qui est en accord avec des mesures de chaleur spécifique électronique [55]. Il faut noter que les mesures antérieures à 1954 fournissent des valeurs de ε_σ trop élevées; ces valeurs paraissent en bon accord avec l'approximation de Hagen-Rubens dans l'infrarouge, mais celle-ci n'est pas justifiée aux fréquences supérieures à 100 cm^{-1} ($\lambda \leq 100 \mu\text{m}$) pour lesquelles les indices n_r et κ ne sont plus égaux.

La croissance de ε_σ dans le visible, qui est responsable des couleurs de ces métaux, peut provenir de la contribution des électrons liés, mais les constantes qui entrent dans la relation de dispersion (16) n'ont pas été calculées; un seul terme d'électrons liés n'est d'ailleurs pas suffisant, il faut introduire plusieurs termes dont le choix est actuellement trop arbitraire. Selon L. G. Schulz [55], la théorie simplifiée de Drude permet d'interpréter l'absorption ultraviolette de Ag, ce qui permet de penser que, aux grandes fréquences visibles et ultraviolettes, il n'est pas nécessaire de prendre en considération l'effet de peau anormal⁽¹⁾ et les effets photoélectriques internes, avec des transitions entre cristallites; les valeurs du facteur ε_σ dans le visible devraient alors s'interpréter à l'aide de la théorie complète de Drude en tenant compte des électrons liés.

Métaux polyvalents. — Un très grand nombre de résultats expérimentaux concernent les propriétés

⁽¹⁾ Il faut en réalité tenir compte de l'effet de peau anormal, mais si on suppose que les électrons sont réfléchis spéculairement, le calcul donne les mêmes résultats que la théorie simplifiée de Drude [4].



optiques des métaux polyvalents dans le visible, ils sont trop dispersés pour que nous les retenions; par contre, nous mentionnerons les résultats obtenus dans l'infrarouge entre 500 et 10 000 cm^{-1} (20 et 1 μm) avec Zn et Al [3], [25], [55], [4] et In et Sn [8]. La théorie simplifiée de Drude est vérifiée pour In et Sn avec une valeur de γ inférieure de 20 à 25 % à la valeur déduite des mesures électriques. R. Burtin l'interprète par l'anisotropie de σ_r (ou du temps de relaxation) dans un métal polyvalent; J. N. Hodgson montre que pour Zn et Al la théorie serait vérifiée entre 1 000 et 10 000 cm^{-1} (10 et 1 μm) si l'on admettait pour la conductivité électrique une valeur 4 à 5 fois plus faible que la valeur expérimentale. Il faudrait, soit justifier cette condition, soit essayer la théorie complète de Drude; par contre, les résultats de [4] sur Al vérifient la théorie simplifiée de Drude sans qu'il soit nécessaire d'ajuster les valeurs de γ et N .

L'approximation de Hagen et Rubens a souvent été comparée avec les résultats expérimentaux vers 1 000 cm^{-1} ($\lambda = 10 \mu\text{m}$), mais l'accord observé est fortuit, à moins qu'il résulte de l'imprécision des mesures, car les valeurs de a et b ne justifient pas cette approximation aux fréquences inférieures à 1 000 cm^{-1} .

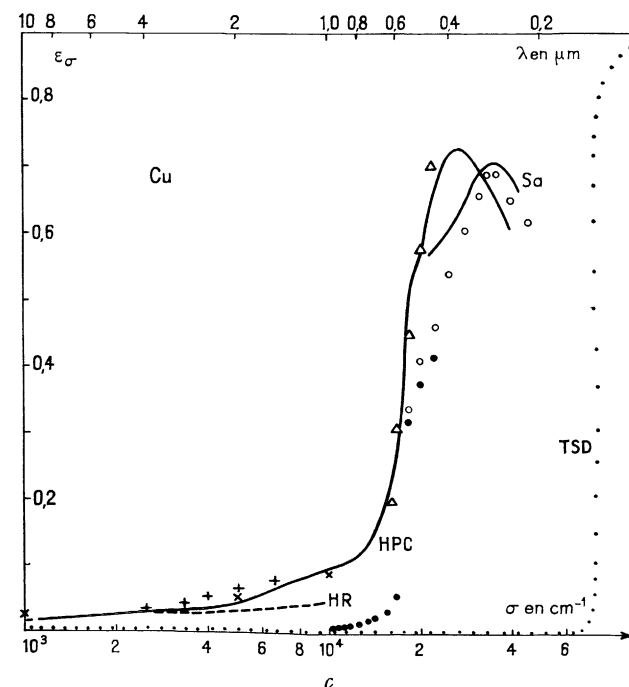
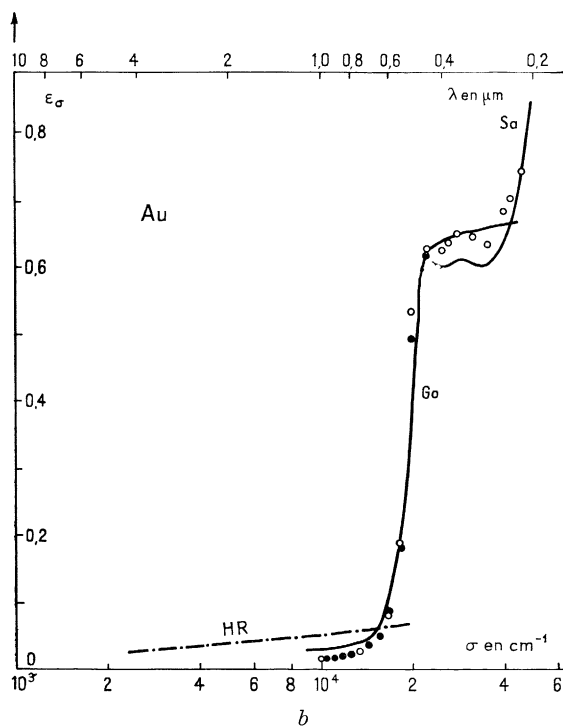


FIG. 4. — Facteur monochromatique d'émission ϵ_σ : a) de l'argent ; b) de l'or ; c) du cuivre.

Go : Résultats de F. Goos (1937) [20]. — Sa : Résultats de G. B. Sabine (1939) [53]. — $\circ$: G. Hass (1955) [23]. — $\bullet$: L. G. Schulz (1957) [55]. — — : P. Bergmann et W. Guertler (1935) [5]. — + : D. J. Price (1947) [45]. — $\times$: J. T. Gier, R. V. Dunkle, J. T. Bevans (1954) [19]. — HPC : Handbook of Physics and Chemistry. — TSD : Courbe calculée par la théorie simplifiée de Drude (sans tenir compte de l'effet de peau anormal). — HR : Courbe calculée par l'approximation de Hagen et Rubens.

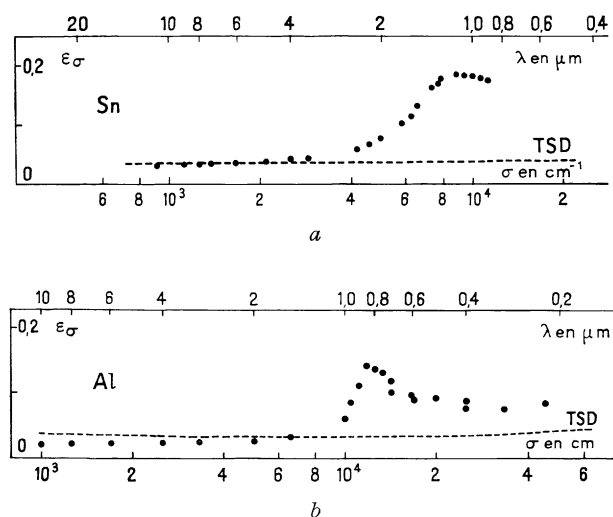


FIG. 5. — Facteur monochromatique d'émission $\epsilon\sigma$: a) de l'étain, calculé à partir des résultats de R. Bur-
tin [7] ; b) de l'aluminium, calculé à partir des mesures
d'indices de [23] : ● et [56] : ○. — TSD : Courbe calculée
à partir des constantes de J. N. Hodgson (1955) [25].

Métaux liquides. — L'étude des métaux liquides entreprise par C. V. Kent [31] fut reprise récemment, en particulier par J. N. Hodgson. Un grand nombre de métaux vérifient la théorie simplifiée de Drude lorsqu'ils sont à l'état liquide : pour Ga et Hg, l'accord est bon jusqu'à $25\,000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 0,4\text{ }\mu\text{m}$) et même $40\,000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 0,25\text{ }\mu\text{m}$), en ce qui concerne les valeurs de $\epsilon\sigma$ [55].

Les valeurs de la conductivité électrique, déduites des mesures optiques, diffèrent de moins de 10 % des valeurs observées pour les liquides, conformément à la théorie de N. F. Mott selon laquelle la fusion ne modifie pas le nombre par atome des électrons de conduction [41] ; d'après A. Greenfield [22], les mesures d'effet Hall laissent prévoir ce résultat pour Cd, Ga, In, Hg, Sn, Zn liquides mais non pour Bi, Pb et Tl. Pour Ag liquide, l'accord avec la théorie est bon dans l'infrarouge : $\sigma < 10\,000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda > 1\text{ }\mu\text{m}$), les masses effectives déduites sont légèrement différentes pour le liquide et le solide [27]. A la fusion, $\epsilon\sigma$ subit une augmentation brusque [49] qui peut être due à la variation de γ et m^* à la fusion. La variation de masse effective est beaucoup plus importante pour Sn et Pb [28]. Pour Bi et Sb, l'accord avec la théorie n'est pas bon [29], mais l'anisotropie des cristaux rend leur étude plus difficile [33]. Les mesures de J. N. Hodgson [26] infirment les résultats de L. G. Schulz, le désaccord ne paraît pas expliqué, si ce n'est par le fait que les interfaces Hg — quartz et Hg — vide n'auraient pas la même structure [16]. Pour tous les métaux étudiés à l'état liquide, l'effet de peau anormal est peu important [9].

Plusieurs des métaux qui vérifient la théorie simpli-

fiée de Drude à l'état liquide s'en écartent à l'état solide (Ga en particulier), et l'interprétation de ce résultat mentionné par C. V. Kent devrait apporter une contribution intéressante à l'étude des structures solide et liquide.

Métaux de transition. — Certains des métaux de transition ont été très étudiés, en particulier les métaux du groupe du fer et les métaux réfractaires, dont le platine et le tungstène utilisés en pyrométrie. Nous analyserons les résultats expérimentaux en étudiant l'influence de la température sur $\epsilon\sigma$. Tous ces métaux s'écartent notablement de la théorie simplifiée de Drude [34].

4.2. INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE. — Le facteur monochromatique $\epsilon\sigma$ varie beaucoup moins avec la température que le facteur total ϵ_T , cependant le coefficient de température $\partial\epsilon\sigma/\partial T$ atteint pour quelques métaux $5 \times 10^{-5}\text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ dans l'infrarouge. L'étude de ce coefficient de température est importante, d'une part, d'un point de vue théorique, d'autre part, pour les problèmes de pyrométrie optique. Pour ces dernières raisons, l'influence de la température sur $\epsilon\sigma$ dans le rouge a été particulièrement étudiée expérimentalement. Mais étant donné la discordance des résultats et l'absence de théorie, il n'est pas possible de tirer de conclusions des mesures de $\partial\epsilon\sigma/\partial T$ à une seule fréquence. La théorie simplifiée de Drude prévoit un coefficient de température positif, ce qu'on observe dans l'infrarouge, mais non dans le rouge pour un grand nombre de métaux.

Métaux monovalents très bons conducteurs : Au, Ag, Cu. — Dans le rouge, les variations de $\epsilon\sigma$ entre la température ambiante et le point de fusion restent inférieures aux erreurs de mesure. Dans l'infrarouge, l'approximation de Hagen-Rubens ne permet pas d'évaluer $\partial\epsilon\sigma/\partial T$, puisqu'elle n'est pas valable.

Métaux de transition. — Les deux métaux les plus étudiés, par suite de leurs applications en pyrométrie, sont le platine et le tungstène, mais les résultats relatifs au W sont les plus caractéristiques, à cause du domaine étendu de température $1\,600\text{--}2\,800\text{ }^\circ\text{K}$ et de fréquence $45\,000\text{--}4\,000\text{ cm}^{-1}$ ($0,23\text{--}2,5\text{ }\mu\text{m}$) des mesures de De Vos [11].

Tous les métaux de transition semblent se comporter comme le tungstène ; ils présentent un coefficient de température positif dans l'infrarouge lointain, négatif dans le visible, et il existe une fréquence σ_x pour laquelle $\partial\epsilon\sigma/\partial T = 0$. Ce « point X » se situe vers $8\,000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 1,2\text{ }\mu\text{m}$) pour la plupart des métaux étudiés [46] ; il peut être prévu théoriquement à partir des équations de Maxwell [69], mais la fréquence calculée est beaucoup trop élevée. $\partial\epsilon\sigma/\partial T = 0$ signifie que la luminance spectrale du métal varie avec la température aussi vite que celle du corps noir, ce qui n'a pas nécessairement une justification théorique [64],

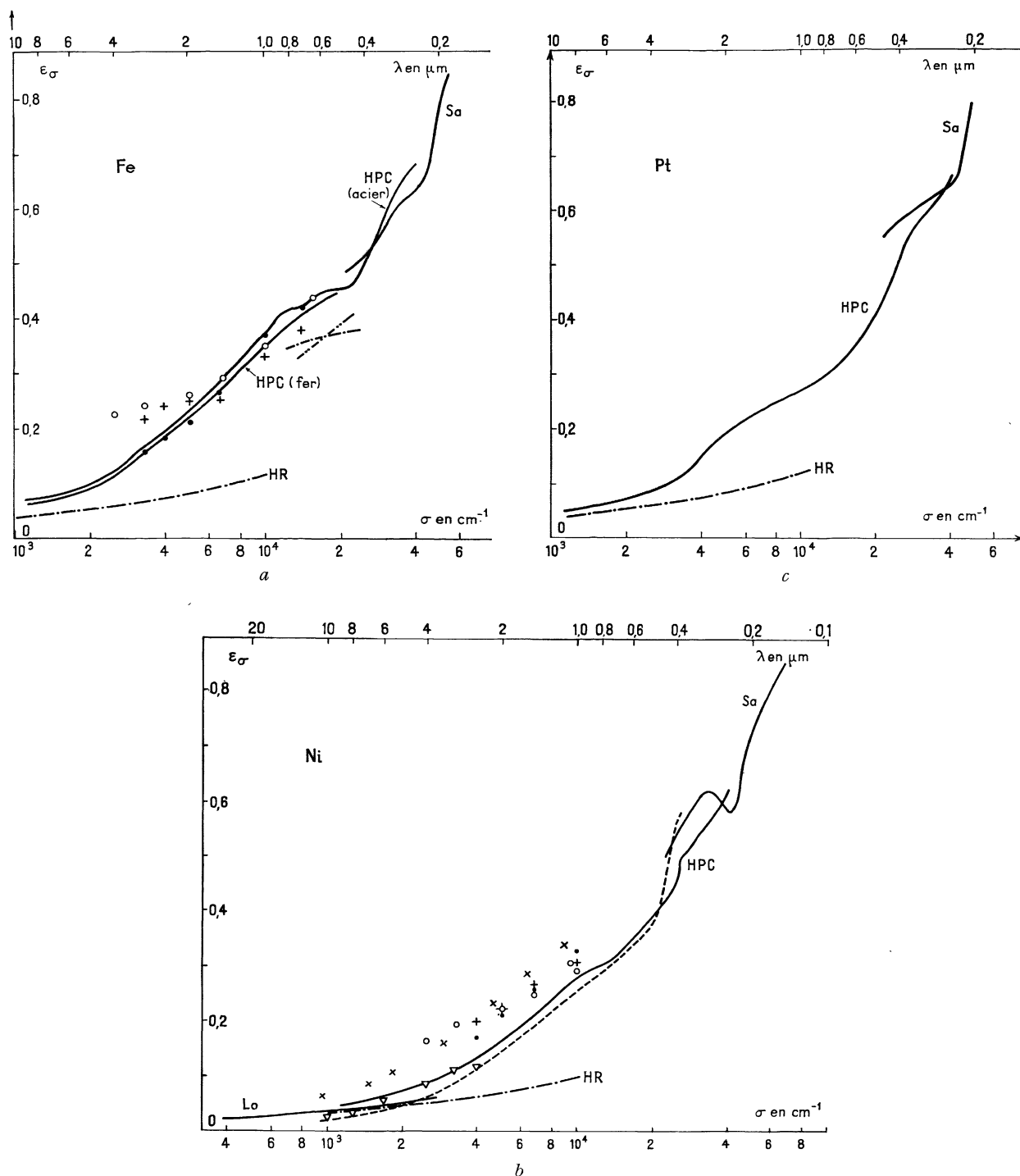
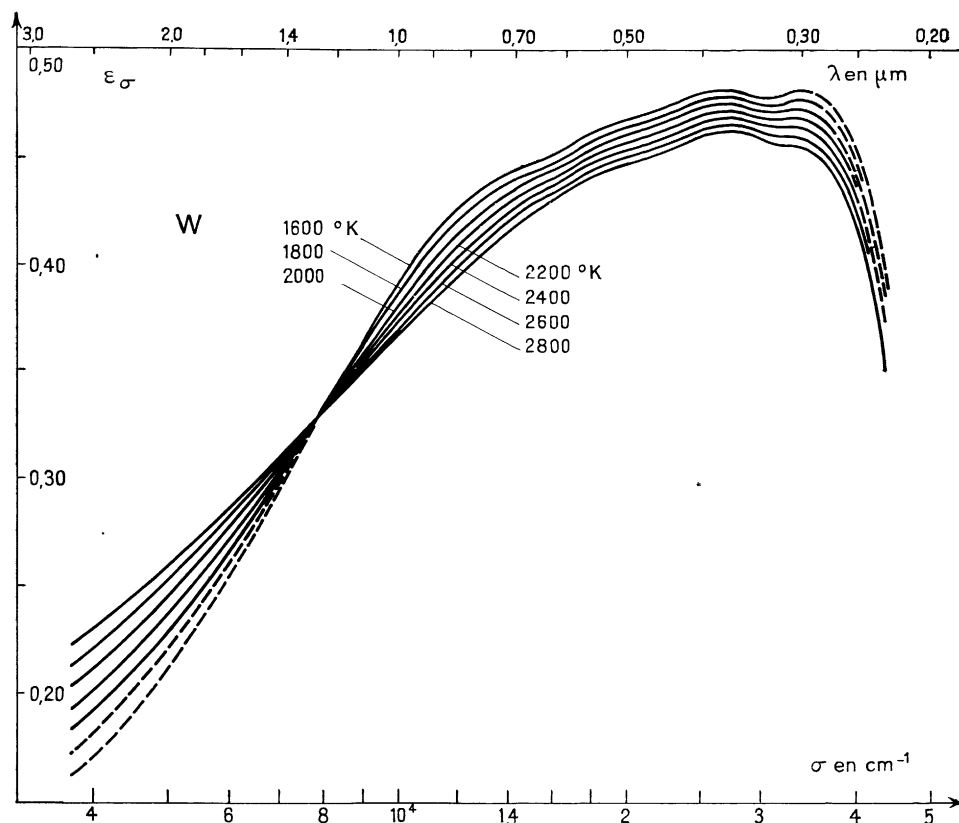
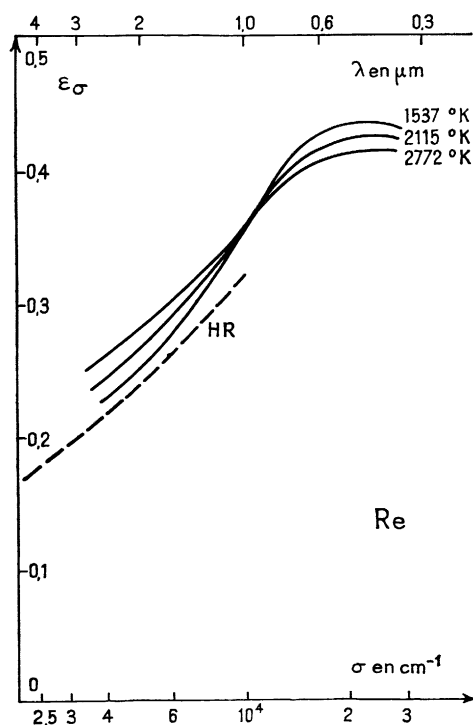


FIG. 6. — Facteur monochromatique d'émission ϵ_σ : a) du fer ; b) du nickel ; c) du platine.

Sa : Résultats de G. B. Sabine (1939) [53]. — HPC : Handbook of Physics and Chemistry. — $\circ$: Valeurs de D. J. Price (1947) [45], à 1 518 °K pour Fe et 1 383 °K pour Ni. — $\bullet$: R. J. Thorn et G. H. Winslow (1962) [64], valeurs de ϵ_0 dans la relation [26]. — $+$: *id.*, valeurs calculées à 1 500 °K. — $---$: Résultats de H. J. Van der Veen (1938) [65] à 1 000 °K. — $----$: Résultats de J. E. Taylor (1952) [61] à 1 288 °K. — Lo : Résultats de E. Löwe (1936) [36]. — ∇ : J. R. Beattie et G. K. T. Conn (1955) [3]. — $\times$: I. N. Shkliarevskii et V. G. Padalka (1959) [59]. — HR : Courbe calculée par l'approximation de Hagen et Rubens. — $----$ Courbe calculée pour Ni à l'aide de la théorie complète de Drude [51] à 300 °K.

FIG. 7. — Facteur monochromatique d'émission ε_σ du tungstène [11].

mais le fait que la fréquence σ_x est indépendante de T , dans un domaine de température étendu de 1 600 à 2 800 °K pour W, ne peut être fortuit.

Les électrons liés [46] ou plusieurs types d'électrons libres [51] peuvent expliquer le « point X » dans la théorie complète de Drude. La structure électronique du métal intervient aussi bien par les électrons liés que par les électrons libres sur $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$ et explique les comportements semblables des métaux d'un même groupe Fe, Co, Ni ou W, Ta, Re. Les métaux du groupe du fer ont été relativement très étudiés [66], [37], [68]. Tant qu'il n'y a pas de changements de phase, $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$ peut être considéré comme indépendant de T [64] :

$$\varepsilon_\sigma = \varepsilon_0 + aT. \quad (26)$$

Le nickel qui est le dernier élément du groupe présente le plus faible coefficient de température, on remarque de même que le rhénium présente à 3 000 cm^{-1} ($\lambda \approx 3 \mu\text{m}$) un coefficient $\partial\varepsilon_\sigma/\partial T$ plus faible que celui de W et Ta [38], [11], [50], [2]. Les résultats

FIG. 8. — Facteur monochromatique d'émission ε_σ du rhénium [38]. — HR : approximation de Hagen et Rubens.

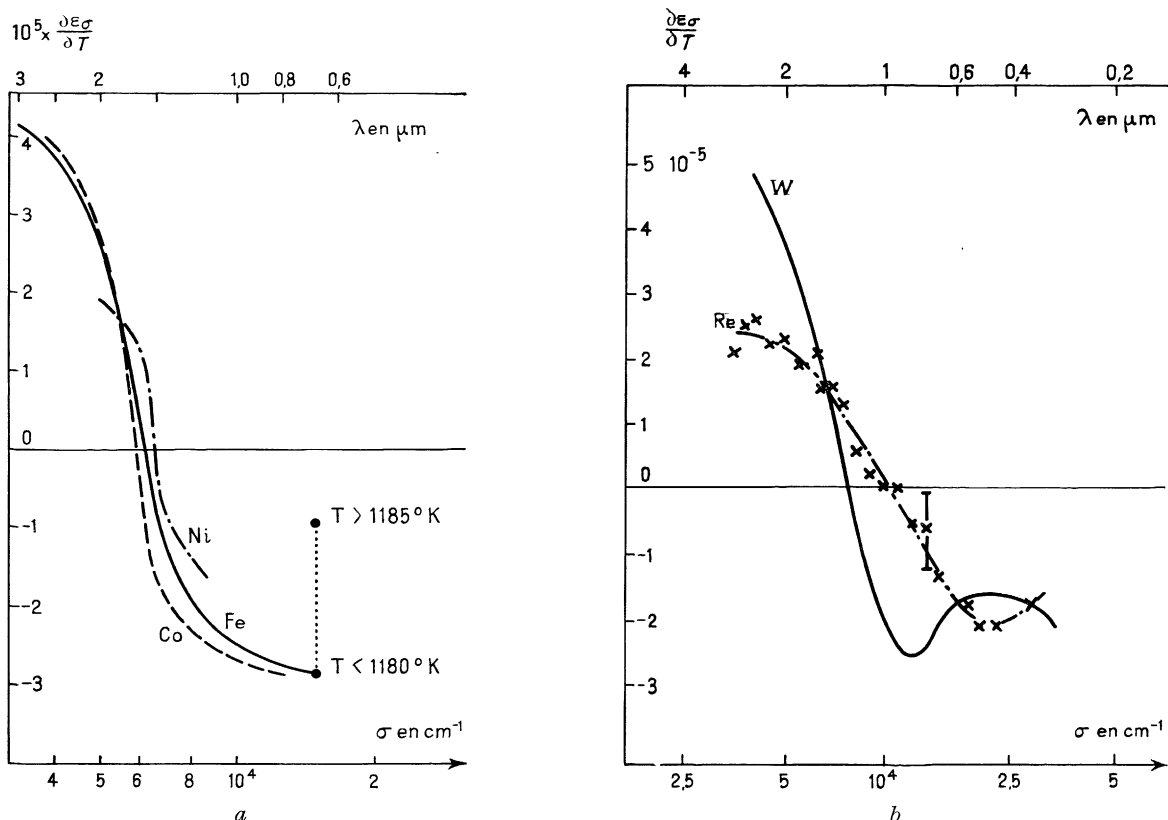


FIG. 9. — Coefficient de température $\partial \epsilon_{\sigma} / \partial T$ de métaux de transition :

a) groupe du fer, d'après [64]; b) tungstène [11] et rhénium [38].

relatifs au platine sont trop discordants et limités à un domaine spectral trop étroit pour être utilement confrontés avec les précédents.

La transition $\alpha - \gamma$ du fer à 1 188 °K se traduit par un abaissement brusque de ϵ_{σ} [67], [65], et une variation de la polarisation du rayonnement thermique [32]; ϵ_{σ} présente encore une élévation brusque à 1 677 °K, ainsi qu'une anomalie au point de Curie.

4.3. ÉCARTS A LA LOI DE LAMBERT. — Les formules de Fresnel permettent de calculer les indices n_r et κ à partir des valeurs de $\epsilon_{\sigma, \theta}$ traduisant les écarts à la loi de Lambert; l'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques sont bons pour W et Mo dans le rouge, moins bons pour Pt [49], [52].

Si on applique l'approximation de Hagen et Rubens, on peut exprimer le rapport des facteurs monochromatiques d'émission hémisphérique et normale $\epsilon_{\sigma}^*/\epsilon_{\sigma}$ en fonction du rapport σ/γ [10] :

$$\epsilon_{\sigma}^*/\epsilon_{\sigma} = 1 + 0,305 \exp(-1,3368 \sqrt{\sigma/\gamma}) \quad (\text{mho} \cdot \text{cm}^{-1}, \text{cm}^{-1}). \quad (27)$$

Pour W dans le rouge, les mesures de A. G. Worthing [72] donnent 1,044, alors que l'on tire 1,03, de la figure 2, pour la valeur $\epsilon_{\sigma} = 0,45$ et que la relation (27)

donne 1,10 pour $\gamma = 2,34 \times 10^4 \text{ mho} \cdot \text{cm}^{-1}$ (valeur de la conductivité à 1 600 °K [51]).

La relation (27), comme l'approximation de Hagen et Rubens, n'est pas valable, même dans l'infrarouge pour la plupart des métaux.

4.4. FACTEUR TOTAL D'ÉMISSION ϵ_T . — Par intégration par rapport à σ , on peut calculer, en principe, le facteur total d'émission normale ϵ_T à partir de ϵ_{σ} . En utilisant l'approximation de Hagen et Rubens, on obtient la relation de Foote :

$$\epsilon_T = 0,58 \sqrt{T/\gamma} - 0,18(T/\gamma). \quad (28)$$

Cette relation n'a pu être vérifiée par l'expérience, par suite de la trop faible précision des mesures de ϵ_T ; mais on peut affirmer qu'elle ne peut pas être satisfaite dans la plupart des cas, où l'approximation de Hagen et Rubens n'est pas valable.

Dans le cas de certains métaux liquides, cette approximation étant valable aux fréquences inférieures à 1 000 cm^{-1} ($\lambda > 10 \mu\text{m}$); (28) peut donner une approximation assez grossière de ϵ_T .

On peut cependant préciser que ϵ_T croît avec la température et que (28) donne des valeurs par défaut. Les mesures directes les plus précises sont celles du

facteur hémisphérique ε_T^* ; par suite des écarts à la loi de Lambert, ε_T^* est plus grand que ε_T .

L'expression de C. Davisson et J. R. Weeks [10] :

$$\varepsilon_T^* = 0,751 \sqrt{T/\gamma} - 0,632(T/\gamma) + 0,670(T/\gamma)^{3/2} - 0,607(T/\gamma)^2 \quad (29)$$

est soumise aux mêmes restrictions que (24), (27) et (28).

La confrontation de l'expérience avec la théorie simplifiée de Drude, sans l'approximation de Hagen et Rubens, semble bonne pour certains métaux à $T < 800^\circ\text{K}$ [47].

En l'absence de bases théoriques, les résultats expérimentaux ont été résumés dans des formules approchées, que G. A. W. Rutgers [52] a rassemblées; on doit utiliser ces formules avec beaucoup de prudence, principalement à cause de tous les facteurs qui modifient ε_T : rugosité de surface, oxydation, etc.

4.5. CAS DES ALLIAGES. — Peu d'études ont été faites sur les alliages; des alliages métal noble-métal de transition ont été étudiés de façon approfondie : Ag-Pd [13] et Au-Pd [1], et certains alliages liquides [31], [55].

La théorie simplifiée de Drude est vérifiée dans les alliages dilués Au-Pd, avec une correction d'effet de peau anormal; γ varie linéairement avec la composition, ainsi que m^* si on admet que $N = 1$ [1]. On ne peut pas tirer beaucoup de conclusions des études des alliages liquides, si ce n'est que certains amalgames ne vérifient pas la théorie simplifiée de Drude, alors que les métaux qui les constituent la vérifient [55]. P. N. Bos-

sart [6] a étudié les alliages W-Mo de 1 300 à 2 200 °K, la valeur mesurée de ε_∞ dans le rouge est supérieure à la valeur calculée à partir de la composition de l'alliage.

5. Conclusion. — Les facteurs de réflexion et d'émission d'une surface métallique parfaitement polie sont liés à l'indice complexe du métal, et les variations des facteurs monochromatiques avec la fréquence sont fixées par les relations de dispersion.

La théorie simplifiée de Drude permet de rendre compte des propriétés optiques des métaux monovalents dans l'infrarouge, et même dans le visible si l'on tient compte de l'effet de peau anormal et si on la complète avec Mott et Jones par l'effet photoélectrique interne et la polarisation des couches profondes des atomes.

Mais, pour la majorité des métaux, cette théorie reste impuissante pour expliquer les variations de ε_∞ avec la température.

Après avoir été abandonnée pendant un demi-siècle, la théorie complète de Drude fut reprise par S. Roberts et semble actuellement la seule capable de rendre compte de tous les résultats expérimentaux. Malheureusement, les résultats de l'expérience sont trop fragmentaires et l'application de la théorie complète de Drude présente encore trop d'arbitraire pour qu'on puisse conclure définitivement à sa validité, là où les autres théories restent insatisfaisantes.

Manuscrit reçu le 12 septembre 1966.

Note ajoutée sur épreuve. — A. P. Lenham et D. M. Treherne ont publié récemment [*J. Opt. Soc. Amer.*, 1966, **56**, 752, 1076 et 1137] les résultats de leurs mesures des constantes optiques dans l'infrarouge lointain (jusqu'à 500 cm^{-1} , $\lambda = 20\text{ }\mu\text{m}$), à la température ambiante, des métaux de transition : Ti, Zr, Hf, V, Nb, Ta, Cr, Mo, W, Mn, Fe, Co, Ni, Pt et Pd, et de : Mg, Zn, Cd, Al, Ga, In et Sn. La théorie simplifiée de Drude ne permet pas d'interpréter correctement les résultats, sauf peut-être pour Au, mais la valeur de la conductivité en courant continu ne s'accorde pas avec les valeurs optiques. L'effet de peau anormal modifie les résultats de la T.S.D. dans le sens convenable, mais il faut admettre un temps de relaxation dépendant de la fréquence. Enfin les transitions interbandes sont plus importantes dans l'infrarouge qu'on ne le pensait.

B. T. Barnes [*J. Opt. Soc. Amer.*, 1966, **56**, 1546] a mesuré les constantes optiques des métaux : W, Mo, Ta, Ir, Re, Nb et Pt, jusqu'à $2\,500^\circ\text{K}$ pour les métaux les plus réfractaires. Malheureusement le domaine spectral étudié n'est pas assez étendu ($5\,000 < \sigma < 25\,000\text{ cm}^{-1}$, $2 > \lambda > 0,4\text{ }\mu\text{m}$) pour qu'on puisse compléter les conclusions de Lenham et Treherne avec l'influence de la température sur les constantes optiques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ABELÈS (F.), Optical properties and electronic structure of metals and alloys, éd. par F. Abelès, North-Holland Publ., Amsterdam, 1966; Propriétés optiques des alliages métalliques, p. 553.
- [2] ALLEN (R. D.), GLASIER (L. F.), JORDON (P. L.), *J. Appl. Physics*, 1960, **31**, 1382.
- [3] BEATTIE (J. R.), CONN (G. K. T.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 989.
- [4] BENNETT (H. E.), BENNETT (J. M.), Optical properties and electronic structure of metals and alloys, éd. par F. Abelès, North-Holland Publ., Amsterdam, 1966; Validity of the Drude theory for Ag, Au and Al in the infrared, p. 175.
- [5] BERGMANN (P.), GUERTLER (W.), *Z. Techn. Physics*, 1935, **16**, 235.
- [6] BOSSART (P. N.), *Physics*, 1936, **7**, 50.
- [7] BURTIN (R.), *C. R. Ac. Sc.*, 1962, **254**, 1593.
- [8] BURTIN (R.), *Rev. d'Optique*, 1964, **43**, 618.
- [9] CUSACK (N. E.), *Rep. Progress Physics*, 1963, **26**, p. 361; The electronic properties of liquid metals.
- [10] DAVISSON (C.), WEEKS (J. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1924, **8**, 581.

- [11] DE VOS (J. C.), *Physica*, 1954, **20**, 690.
- [12] DINGLE (R. B.), *Physica*, 1953, **19**, 729.
- [13] DOLD (B.), MECKE (R.), *Optik*, 1965, **22**, 453.
- [14] DUNKLE (R. V.), *Theory and Fundamental Research in heat transfer*, éd. par J. A. Clark, Pergamon Press, 1963 ; *Thermal Radiation characteristics of surfaces*, p. 1.
- [15] EPELBOIN (I.), FROMENT (M.), LESTRADE (J. C.), *C. R. Ac. Sc.*, 1964, **258**, 4738.
- [16] FABER (T. E.), *Optical Properties and electronic structure of metals and alloys*, éd. par F. Abelès, North-Holland, Amsterdam, 1966 ; *Optical properties of liquid metals*, p. 259.
- [17] FORSYTHE, WORTHING (A. G.), *Astrophys. J.*, 1925, **61**, 165.
- [18] GERRITSEN (A. N.), *Metallic Conductivity, Experimental Part.*, p. 162 ; *Handbuch der Physik*, vol. XIX, Springer, 1956, Berlin.
- [19] GIER (J. T.), DUNKLE (R. V.), BEVANS (J. T.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 558.
- [20] GOOS (F.), *Z. Physik*, 1937, **106**, 606.
- [21] GORTON (A. F.), *Phys. Rev.*, 1916, **7**, 66.
- [22] GREENFIELD (A.), *Liquids*, éd. par T. J. Hughel, p. 170 : Elsevier Publ., 1965.
- [23] HASS (G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 945.
- [24] HODGMAN (C. D.), *Handbook of Chemistry and Physics*.
- [25] HODGSON (J. N.), *Proc. phys. Soc.*, 1955, **68** B, 593.
- [26] HODGSON (J. N.), *Phil. Mag.*, 1959, **4**, 183.
- [27] HODGSON (J. N.), *Phil. Mag.*, 1960, **5**, 272.
- [28] HODGSON (J. N.), *Phil. Mag.*, 1961, **6**, 509.
- [29] HODGSON (J. N.), *Phil. Mag.*, 1962, **7**, 229.
- [30] HODGSON (J. N.), *Optical properties and electronic structure of metals and alloys*, éd. par F. Abelès, North-Holland, Publ. Amsterdam, 1966 ; *The Optical properties and electronics band structure of Li*, p. 60.
- [31] KENT (C. V.), *Phys. Rev.*, 1919, **14**, 459.
- [32] KINBARA (A.), *J. Phys. Soc. Jap.*, 1958, **13**, 966.
- [33] LENHAM (A. P.), TREHERNE (D. M.), METCALFE (R. J.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1965, **55**, 1072.
- [34] LENHAM (A. P.), TREHERNE (D. M.), *Optical properties and electronic structure of metals and alloys*, éd. par F. Abelès, North-Holland, Publ. Amsterdam, 1966 ; *The optical properties of the transition metals*, p. 196.
- [35] LESTRADE (J. C.), *Corrosion et anticorrosion*, 1965, **13**, 13.
- [36] LÖWE (E.), *Ann. der Physik*, 1936, **25**, 213.
- [37] LUND (H.), WARD (L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** B, 535.
- [38] MARPLE (D. F. T.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **46**, 490.
- [39] MAYER (H.), HIETEL (B.), *Optical properties and electronic structure of metals and alloys*, éd. F. Abelès, North-Holland, Publ. Amsterdam, 1966 ; *Experimental results on the optical properties of the alkali metals*, p. 47.
- [40] MOTT (N. F.), *Proc. Phys. Soc.*, 1935, **47**, 571.
- [41] MOTT (N. F.), *Liquids*, éd. par T. J. Hughel, Elsevier Publ., 1965 ; *An outline of the theory of transport properties*, p. 152.
- [42] PAULMIER (D.), GOSSE (J.), *C. R. Ac. Sc.*, 1963, **256**, 381.
- [43] PAULMIER (D.), *Étude comparée de l'influence de l'état de surface d'un métal sur le rayonnement et l'accommodation thermique*. Publ. Sc. Tech. Ministère de l'Air, n° 413, Paris, 1965.
- [44] PORTEUS (J. O.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1963, **53**, 1394.
- [45] PRICE (D. J.), *Proc. Phys. Soc. London*, 1947, **59**, 118.
- [46] PRICE (D. J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 131.
- [47] PY (B.), GOSSE (J.), *C. R. Ac. Sc.*, 1966, **262** B, 1597.
- [48] QUINN (T. J.), *Brit. J. Appl. Physics*, 1965, **16**, 973.
- [49] RIBAUD (G.), *Traité de Pyrométrie optique*, Éd. Revue d'Optique, Paris, 1931.
- [50] RIETHOF (T.), ACCHIONE (B. D.), BRANYAN (E. R.), *Temperature. Its measurements and controle*, Part. II, vol. III, Reinhold Pub., New York, 1962 ; *High temperature spectral emissivity studies on some refractory. Metals and carbides*, p. 515.
- [51] ROBERTS (S.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 104.
- [52] RUTGERS (G. A. W.), *Handbuch der Physik*, vol. XXVI, p. 129, Springer, 1958, Berlin ; *Temperature radiation of solids*.
- [53] SABINE (G. B.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 1064.
- [54] SANDUS (O.), *Appl. Opt.*, 1965, **4**, 1634.
- [55] SCHULZ (L. G.), *Advances in physics*, éd. N. F. Mott, Taylor et Francis, Londres, 1957, vol. VI, p. 102 ; *The experimental studies of optical properties of metals and the relations of the results to the Drude free electron theory*.
- [56] SCHULZ (L. G.), TANGHERLINI (F. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 362.
- [57] SEBAN (R. A.), *J. Heat Transfer*, **87**, 1965, 173.
- [58] SEITZ (F.), *Théorie moderne des solides*, traduit par C. Dugas, Masson, 1949, Paris.
- [59] SHKLIAREVSKII (I. N.), PADALKA (V. G.), *Opt. y Spect.*, 1959, **6**, 78.
- [60] SPITZER (W. G.), FAN (H. Y.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1893.
- [61] TAYLOR (J. E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 33.
- [62] THORN (R. J.), SIMPSON (O. C.), *J. Appl. Physics*, 1953, **24**, 297.
- [63] THORN (R. J.), WINSLOW (G. H.), *J. Chem. Physics*, 1957, **26**, 186.
- [64] THORN (R. J.), WINSLOW (G. H.), *Temperature, its measurement and control*, vol. III, part. I, p. 421, éd. F. G. Brickwedde, Reinhold Publ. Co., 1962, New York ; *Radiation of thermal energy from real bodies*.
- [65] VAN DER VEEN (H. J.), Thèse, Utrecht, 1938.
- [66] WAHLIN (H. B.), WRIGHT (R.), *J. Appl. Physics*, 1942, **13**, 40.
- [67] WAHLIN (H. B.), KNOP (H. W.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 687.
- [68] WARD (L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1956, B **69**, 339.
- [69] WEALE (R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1949, A **62**, 661.
- [70] WEINSTEIN (M. A.), *Amer. J. Physics*, 1960, **28**, 123.
- [71] WORTHING (A. G.), *Phys. Rev.*, 1917, **10**, 377.
- [72] WORTHING (A. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1926, **13**, 635.