Réponse du film SB aux rayons X de 0,1 à 10 keV

A. Poquérusse

► To cite this version:

A. Poquérusse. Réponse du film SB aux rayons X de 0,1 à 10 keV. Revue de Physique Appliquée, 1988, 23 (5), pp.963-969. 10.1051/rphysap:01988002305096300 . jpa-00245899

HAL Id: jpa-00245899

<https://hal.science/jpa-00245899>

Submitted on 1 Jan 1988

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.

Classification
Physics Abstracts
07.85

Réponse du film SB aux rayons X de 0,1 à 10 keV

A. Poquérousse

GRECO Interaction Laser-Matière, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

(Reçu le 15 octobre 1987, révisé le 12 janvier 1988, accepté le 29 janvier 1988)

Résumé. — Une réévaluation des caractéristiques physiques du film Kodak SB et une reformulation théorique de sa réponse aux rayons X permettent de réduire à un modèle semi-empirique très maniable les résultats disponibles d'étalonnage sensitométrique entre 0,1 et 10 keV.

Abstract. — From reevaluated physical parameters of the Kodak SB film and with a revised theoretical formulation of its response to X-rays, available results of sensitometric calibration between 0.1 and 10 keV are gathered into a user-friendly semi-empirical model.

1. Introduction.

Fortement concurrencé par les procédés de détection électronique directe associés à l'imagerie numérique, l'enregistrement photographique des rayons X n'en conserve pas moins de tels avantages de souplesse et de facilité de mise en œuvre qu'il a encore de beaux jours devant lui. Toutefois l'utilisateur, notamment le spectroscopiste, tend à ne plus se contenter d'une technique qualitative, pour exiger une raisonnable fiabilité quantitative. C'est pourquoi les méthodes d'étalonnage sensitométrique font depuis quelque temps l'objet d'une attention accrue [1]. De plus, l'exploitation des résultats est grandement facilitée par l'apparition de modèles théoriques de réponse particulièrement maniables [2], incluant la non-uniformité de pénétration dans la couche sensible, très importante pour les rayons X mous.

Or il se trouve qu'une mise à jour récente [3] de résultats concernant le film Kodak SB souffre esthétiquement de rompre la cohérence avec le modèle d'interprétation initialement proposé [1]. En outre, les auteurs ont incomplètement tiré parti de leurs propres données sur la description physique du film, laissant subsister quelques ambiguïtés ou imprécisions qui, sans être rédhibitoires, peuvent avantageusement être levées.

Il nous paraît donc utile de faire ici une mise au point, d'une part en reprenant la caractérisation physique du film à l'aide de nouvelles méthodes, d'autre part en raffinant à peu de frais le modèle théorique d'interprétation de la réponse dans toute la gamme de 0,1 à 10 keV, que l'on peut considérer comme domaine d'emploi privilégié pour le film SB.

Rappelons que le SB-5 et le SB-392 ne diffèrent que par leur format de découpage, le premier se présentant en feuilles et le second en bande de 35 mm.

2. Modèle théorique de réponse.

La figure 1 schématise un film à une seule couche d'émulsion, tel que le SB. La lumière traverse un enduit protecteur en gélatine (ou assimilable)

Fig. 1. — Coupe d'un film photographique à une seule couche d'émulsion.

[Cross section of a photographic film with single-sided emulsion.]

d'épaisseur t , avant d'atteindre l'émulsion d'épaisseur T , composée des fractions volumiques $1-V$ de gélatine et V de bromure d'argent, ce dernier sous forme de grains ici figurés par des sphères de diamètre d . Le support d'épaisseur t_b porte aussi une couche dorsale de gélatine d'épaisseur t_d , limitant la courbure imposée par la contraction de l'émulsion au séchage et, dans le cas du SB, imprégnée d'un colorant bleu soluble dans l'eau.

Envoyons, perpendiculairement au film, des rayons X suffisamment mous (≤ 10 keV) pour rendre négligeable le parcours des photoélectrons. Soit dI le nombre (différentiel) de photons arrivant sur l'unité de surface, et $t+z$ la profondeur du haut d'un grain d'AgBr, dont l'aire projetée est b ($\sim d^2$) et l'épaisseur utile d (environ). Ce grain absorbe en moyenne $X dI$ photons, avec :

$$X = b \exp(-\mu_0 t - \mu' z) [1 - \exp(-\mu_1 d)] \quad (1)$$

et les trois coefficients d'absorption μ :

$$\begin{cases} \text{gélatine} & \rightarrow \mu_0 \\ \text{AgBr} & \rightarrow \mu_1 \\ \text{émulsion} & \rightarrow \mu' \end{cases}$$

Nous renvoyons à [2] pour l'obtention du coefficient d'absorption hétérogène :

$$\mu' = \mu_0 - d^{-1} \ln \{1 - V + V \exp[(\mu_0 - \mu_1) d]\} \quad (2)$$

Dans toute la suite, les valeurs numériques de μ_0 et μ_1 seront déduites du tableau 9 de [1], par interpolation linéaire en log-log (ou extrapolation près des flancs d'absorption, par exemple pour 277, 511 et 525 eV).

La proportion p_v de grains vierges (c'est-à-dire n'ayant encore capturé aucun photon), toujours à la même profondeur, décroît donc comme suit :

$$dp_v = -p_v X dI,$$

d'où par intégration :

$$p_v = \exp(-XI),$$

I étant le nombre total de photons arrivés par unité de surface. Dans le domaine des rayons X, un seul photon absorbé suffit à rendre le grain développable, donc la proportion p de grains développables est le complément de p_v :

$$p(z) = 1 - \exp(-XI). \quad (3)$$

Maintenant, la proportion moyenne de grains développables dans toute l'épaisseur de l'émulsion dépend de la répartition initiale des grains suivant la profondeur. Cherchons à disposer au hasard des sphères de rayon r ($= d/2$) entre deux parois distantes de T , situées dans un domaine où la

distribution serait uniforme en leur absence. Les sphères dont le centre tomberait à une distance inférieure à r d'une paroi seront repoussées en position tangente, créant une surconcentration locale, représentée par les deux pics (arbitrairement élargis) de la figure 2. Physiquement, ceci est réalisé lorsque l'émulsion est étalée sur la pellicule par passage entre deux lèvres calibrées. Cet effet n'apparaît pas sur la photomicrographie d'une section du film SB (Fig. 14 de [2]), par insuffisance d'échantillonnage, mais il est parfaitement net pour celle du film DEF (Fig. 2 de [3]).

Fig. 2. — Répartition des grains d'AgBr suivant la profondeur dans l'émulsion.

[Distribution of AgBr grains within the emulsion thickness.]

En négligeant les variations spatiales de μ' (dues à celles de V), on peut alors écrire la proportion de grains développables dans toute la couche d'émulsion :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^{T-2r} p(z) dz + \frac{r}{T} p(0) + \frac{r}{T} p(T-2r). \quad (4)$$

On aura bien noté que z repère le haut du grain, comme dans la formule (1), le centre étant à $z+r$. L'intégrale correspond à la distribution uniforme non perturbée, le deuxième terme à la surconcentration superficielle, et le troisième à la surconcentration profonde. En réalité, le pic profond est très élargi par la dispersion des rayons des grains, mais la forme exacte du troisième terme importe peu car sa contribution relative reste faible dans tous les cas, à cause de la petitesse de r/T et des effets de l'absorption. Par exemple, si l'on conserve en profondeur la distribution entièrement uniforme, en donnant à l'intégrale la borne supérieure $T-r$ et en supprimant le troisième terme, la comparaison numérique avec l'expression (4) non modifiée

n'aboutit, pour les valeurs attribuées plus loin aux paramètres, qu'à des écarts insignifiants.

Par contre, pour les photons de basse énergie, l'absorption par l'émulsion peut réduire suffisamment l'intégrale pour rendre le deuxième terme prépondérant. L'importance de ce terme a déjà été mise en évidence dans [2] (formule (18)), encore que la notion de *couche superficielle* soit loin d'y être clarifiée. Mais ce terme subira aussi un effet de dispersion analogue, quoique très atténué, à celui qui est discuté ci-dessus pour le troisième terme. Outre un certain étalement physique du pic de concentration superficiel, par rapport au cas idéal imaginé jusqu'ici, le photon peut en effet atteindre le grain en tout point de la demi-sphère supérieure, donc à une profondeur moyenne ($r/3$, au lieu de 0 indiqué en première approximation) étalée par la dispersion des rayons. De plus, la formule (4) ne serait pas très commode à utiliser telle quelle, notamment si l'on cherche l'exposition I ayant conduit à une valeur de P mesurée, car elle n'est pas facilement inversible. Enfin, on peut envisager d'autres effets physiques (voir discussion du paragraphe 4) qu'elle ne prend pas en compte.

C'est pourquoi nous avons cherché à la remplacer par une formule plus maniable, où les flottements du modèle théorique cèdent la place à quelques paramètres ajustables d'après les mesures sensitométriques disponibles. L'appendice A montre une façon de procéder à cette transformation. Le résultat exprime la densité optique D en fonction de l'exposition I (nombre de photons par unité de surface) :

$$D = a \frac{1 + \mu' d_0}{\mu'} \ln \frac{1 + Y}{1 + Y \exp[-\mu' T / (1 + \mu' d_0)]}, \quad (5)$$

avec :

$$Y = bI \exp(-\mu_0 t_0) [1 - \exp(-\mu_1 d)]. \quad (6)$$

Les paramètres a , b , d_0 et t_0 seront ajustés d'après la réponse expérimentale. La seule différence avec la formule (28) de [2] est le remplacement de T par $T/(1 + \mu' d_0)$, qui assure la même densité à saturation pour toute énergie. Pour des expositions modérées, l'écart n'est important qu'aux énergies intermédiaires, car sinon l'exponentielle dans (5) (basse énergie) ou $\mu' d_0$ (haute énergie) s'approche de zéro.

Nous n'avons considéré ici que le cas de l'incidence normale. Si l'angle d'incidence était α , il suffirait de remplacer dans toutes les formules, sauf (2) et (A.4), μ_0 par $\mu_0/\cos \alpha$, μ' par $\mu'/\cos \alpha$ et μ'' par $\mu''/\cos \alpha$.

3. Mesure des paramètres physiques du film SB.

Divers résultats ont déjà été publiés [2-4]. Toutefois, les auteurs de [3] semblent avoir confondu en une

seule la couche d'émulsion enduite et la dorsale, qui se dissolvent en même temps dans l'eau de Javel. Aussi avons-nous réinterprété leurs résultats et effectué quelques nouvelles mesures de mise au point, avec des méthodes en grande partie différentes.

Les mesures directes d'épaisseur par comparateur électronique à palpeur sphérique sont classiques. Elles conviennent pour le support nu, qui est lisse, mais ne nous ont servi que de recoupement pour l'épaisseur des couches, dont on mesure les crêtes des ondulations, surestimant ainsi d'environ 10 % l'épaisseur moyenne qui nous intéresse.

Les couches sont enlevées, après un mouillage qui les gonfle d'à peu près un facteur 10 pour l'émulsion et 20 pour la gélatine, à l'aide d'une lame aiguisée de matière plastique ne rayant pas le support. On les reliquifie par chauffage et une ébullition assez longue élimine toute bulle d'air. Après refroidissement, séchage de plusieurs jours et taille mécanique, on mesure les dimensions (voisines du mm ou du cm) des blocs parallélépipédiques obtenus et on les pèse, déterminant ainsi leur masse volumique. On aura par ailleurs directement séché et pesé des échantillons enlevés soigneusement sur des surfaces connues, ce qui donne la masse surfacique, et par suite l'épaisseur.

La masse volumique ρ du mélange émulsion + enduit fournit aussi la fraction volumique d'AgBr :

$$V = \frac{t + T}{T} \frac{\rho - \rho_{\text{gél}}}{\rho_{\text{AgBr}} - \rho_{\text{gél}}}. \quad (7)$$

Avec $\rho = 2,6 \pm 0,1 \text{ g/cm}^3$ et $\rho_{\text{gél}} = 1,36 \pm 0,03 \text{ g/cm}^3$, obtenus dans le même air sec (30 % ? d'humidité relative, $20 \pm 1^\circ \text{C}$), et la valeur connue $\rho_{\text{AgBr}} = 6,473 \text{ g/cm}^3$, l'adoption de $1 \mu\text{m}$ comme épaisseur de l'enduit donne à V la valeur du tableau I, où une grande partie de l'incertitude est représentative des fluctuations entre échantillons.

Nous avons évalué la gamme de diamètres des grains d'AgBr en les observant au microscope optique, par transparence dans une couche d'émulsion très amincie après mouillage. Le résultat recoupe bien les mesures au microscope électronique à balayage sur des sections obtenues par cryofracture [2, 4]. Dans le cas de [2], nous avons mesuré la trentaine de grains visibles sur la figure 14, d'où sont tirés également t et T . Les grains restant partiellement noyés dans la gélatine, le diamètre moyen résultant est légèrement sous-estimé, et nous adopterons finalement la valeur $1,6 \mu\text{m}$, au demeurant peu critique.

D'après les mesures de transmission en rayons X [3], on obtient à $8\,050 \text{ eV}$:

$$\mu' T = \frac{1}{2} \ln \frac{725}{461} - \mu_0(t + t_d) = 0,221. \quad (8)$$

Avec $T = 8 \mu\text{m}$, la formule (2) conduit alors à une

Tableau I. — *Caractéristiques physiques de deux films à simple couche d'émulsion. Les données de [3] sont réinterprétées comme indiqué dans le texte.*

[Physical characteristics of two films with single-sided emulsion. Results from [3] are reinterpreted as described in the text.]

Film	Source	V	d (μm)	$\bar{d}$ (μm)	t (μm)	T (μm)	$t + T$ (μm)	t_b (μm)	t_d (μm)
SB-5	[4]	0,2 ?	0,8-2,4		0,5-2,1	10			
SB-392	[4] [2, 3] ici	0,2 ? 0,29 $0,27 \pm 0,03$	1-2,7 0,7-2,2 (1-2)	1,3	1,1 1	8 8	9 ± 1	(184) 176 ± 2	5 ± 1
Kodirex	[5] ici	$0,40 \pm 0,03$	(1-2)		1-2	15	11 ± 1	178 ± 2	9 ± 1

valeur de V (Tab. I), en accord avec notre résultat. Remarquons accessoirement que l'épaisseur du support obtenue également par transmission X [3] comporte l'imprécision sur son coefficient d'absorption ($\approx 0,94 \mu_0$).

Nous avons appliqué les mêmes méthodes pondérales à trois autres films : le Kodirex (ici monocouche), qui n'est plus fabriqué, mais dont nous portons les paramètres dans le tableau I à titre de comparaison et pour l'intérêt historique ; et deux films à émulsion double, le No-Screen, également disparu, et le DEF, pour lesquels nos valeurs recoupent parfaitement les données publiées [3, 4, 6].

4. Comparaison du modèle de réponse avec l'expérience.

On considère en pratique la densité optique nette, obtenue par soustraction du voile, mais il importe aussi de bien préciser la configuration optique du densitomètre. On distingue en général la densité (doublement) diffuse, où le faisceau, en éclairage comme en lecture, occupe tout le demi-espace angulaire (ouverture numérique = 1), et différentes densités spéculaires suivant l'angle des cônes incident et transmis. Nous reprendrons ici les deux configurations symétriques, classiques en microdensitométrie, d'ouverture numérique 0,1 et 0,25, que les mesures de [1] ont reliées au cas diffus ; ces résultats se résument pour le film SB par les formules de conversion :

$$D_d = 0,625 D_{0,1} + 0,03 D_{0,1}^2, \quad (9)$$

$$D_{0,1} = 1,6 D_d - 0,1 D_d^2, \quad (10)$$

$$D_{0,25} = 1,2 D_d. \quad (11)$$

On s'aperçoit que ces conversions peuvent s'incorporer avec une précision suffisante dans les formules (5) et (6) par simple changement des paramètres a et b . Le tableau II donne les paramètres d , T , V

Tableau II. — *Paramètres introduits dans les formules (2, 5 et 6) pour représenter la réponse du film SB, en distinguant trois cas de densité optique.*

[Parameters introduced into formulae (2, 5 and 6) to represent the response of the SB film, for three distinct cases of optical density.]

V	T	d	d_0	t_0
0,3	8 μm	1,6 μm	0,4 μm	0,8 μm
		a	b	
D_d		0,35 μm^{-1}	1,3 μm^2	
$D_{0,25}$		0,42	1,3	
$D_{0,1}$		0,48	1,5	

fixés d'après le paragraphe précédent, et d_0 , t_0 , a , b obtenus par ajustement à la réponse expérimentale. La figure 3 permet de juger la qualité de l'ajustement pour la densité diffuse. Le cas de $D_{0,1}$ n'est pas sensiblement différent.

Nous avons attribué un peu plus de poids aux résultats de [1, 3], obtenus avec des rayonnements mieux monochromatisés. On remarque en particulier que [7] donne à 277 eV une réponse systématiquement plus faible de 30 % qu'à 930 eV, alors que les valeurs de μ_0 et μ_1 impliquent une réponse presque identique. Hormis l'hypothèse peu vraisemblable d'une surépaisseur de l'enduit d'un μm ou un peu plus à 277 eV, on peut donc penser que la raie $K\alpha$ du carbone, proche d'un pic de transmission de la gélatine, est contaminée, pour environ la moitié du total, par du rayonnement continu beaucoup plus absorbé. Pour plusieurs énergies, à défaut des résultats originaux de [1], nous avons porté en tireté les

Fig. 3. — Densité diffuse nette du film SB en fonction de l'exposition à des rayons X de différentes énergies, en incidence normale. Trait plein : formules (2, 5 et 6) avec tableau II. Tireté : formule (6) de [1]. Cercles : [1, 3]. Croix : [7, 8].

[Net diffuse density of the SB film versus exposure, for X-rays of various energies, at normal incidence. Solid line : formulae (2, 5 and 6) with table II. Dashed line : formula (6) in [1]. Circles : [1, 3]. Crosses : [7, 8].

courbes fournies par le modèle [1] (Tab. 7) proposé pour les représenter.

Excepté quelques zones de ces courbes tiretées, les valeurs de D_d inférieures à 0,1 et le cas 277 eV, le présent modèle s'écarte de moins de 30 % des densités expérimentales. L'écart n'excède 15 % qu'une fois sur trois loin de la saturation ($D_d < 2$) et une fois sur huit si $D_d > 2$. Ceci est à comparer aux fluctuations possibles d'épaisseur de l'émulsion et de concentration en AgBr, chacune voisine de 10 %, sans parler de l'enduit dont l'épaisseur joue beaucoup à très basse énergie.

On pourrait s'étonner que l'accord soit nettement meilleur que ne le suggère le facteur 1,5 mentionné dans l'appendice A. Une première explication possible est qu'à basse énergie les densités expérimentales restent assez faibles. Ensuite, on a déjà noté au

paragraphe 2 que l'étalement des pics superficiels de concentration en AgBr (Fig. 2) équivaut à une diminution des deux derniers termes de l'expression (4) au profit du premier. Il faut aussi envisager l'effet suivant. On a admis que la densité D est proportionnelle à la fraction P de grains développables. Or pour une couche élémentaire (d'épaisseur $\sim d$), elle vaudrait plutôt $-\log_{10}(1 - pS)$, où S est la fraction effective de surface occupée par les grains d'argent dans la couche saturée et développée. Ceci (qui n'est autre que la formule (2) avec μ_0 nul et μ_1 infini) croît plus vite que p . Un effet surcompensatoire possible est, à forte exposition, l'appel de révélateur par les grains superficiels qui gêne le développement des grains profonds. Les effets de voisinage classiquement observés (effet Eberhard...) témoignent d'une lenteur de diffusion du révélateur

compatible avec cette hypothèse. La densité élémentaire moyenne pourrait ainsi croître moins vite que p , s'écartant d'une loi du type $1 - e^{-x}$ (formule (3)) pour se rapprocher par exemple d'une loi en $x/(1+x)$. Cette tendance est très nette à 8 050 eV, où toute l'épaisseur de l'émulsion est utile (formule (8)) et où les deux sources expérimentales concordent excellemment.

On note certes que D proportionnel au P initial (formules (3) et (4)) permet un meilleur accord avec les résultats de [8] à 1 487 et 2 042 eV, mais l'ajustement global se révèle nettement moins bon. Nous avons en outre constaté que le choix brut de d dans les formules (2) et (6) contribue légèrement au succès de la formule (5), alors que la transmission à travers des grains sphériques réclamerait plutôt une épaisseur effective $2d/3$, comme on le montre aisément. Remarquons enfin que la baisse de densité à forte exposition (solarisation) n'est pas prise en compte, mais de toute façon le voisinage de la saturation interdit toute recherche fiable de l'exposition d'après la densité.

5. Conclusion.

Nous avons substantiellement affermi la connaissance des caractéristiques physiques du film SB. Ces données alimentent un modèle théorique simple et maniable qui reproduit, avec pratiquement toute la précision permise par leur variabilité, l'ensemble des mesures sensitométriques disponibles. En récapitulant, ce modèle est constitué des formules (2, 5, 6) et du tableau II. On se trouve ainsi à même de prédire facilement, avec une incertitude d'environ 20 % (notablement plus vers les très basses énergies) la réponse du film à toute la gamme des rayons X de 0,1 à 10 keV.

Bien entendu, si l'on cherche la réponse détaillée au voisinage des flancs d'absorption, le tableau 9 de [1], qui y présente des trous, sera complété par ses données d'origine [9] ou par d'autres tabulations comparables, comme [10], permettant de calculer μ_0 et μ_1 .

Appendice A.

Nous détaillons ici les étapes du passage de (4) à (5). Ayant d'abord en vue d'intégrer sans peine, même approximativement, $p(z)$ donné par (3), on remarque que pour tout x positif :

$$1 - e^{-x} = \frac{x}{1+x} \begin{cases} + 30 \% \\ - 0, \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

ce qui entraîne :

$$P = \frac{1}{\mu' T} \ln \frac{1+Y}{1+Y \exp[\mu'(2r-T)]} + \frac{r}{T} P(0) + \frac{r}{T} P(T-2r) \begin{cases} + 30 \% \\ - 0, \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

avec Y donné par (6) et provisoirement $t_0 = t$. La relation (A.2) a encore l'inconvénient de ne pas pouvoir aisément s'inverser pour donner I en fonction de P . On l'approche donc en s'inspirant de la forme du premier terme et en visant la plus grande simplicité possible :

$$P \approx \frac{1 + \mu' d_0}{\mu' T} \times \ln \frac{1 + Y \exp(\mu'' c)}{1 + Y \exp[\mu'' c - \mu' T/(1 + \mu' d_0)]} \quad (\text{A.3})$$

avec :

$$\mu'' = \mu' + d^{-1} \ln [1 - V + V \exp(-\mu' h)] \quad (\text{A.4})$$

L'intérêt de ces expressions vient de la constatation, en partie analytique d'après (2) et surtout numérique, qu'une valeur adéquate de h permet d'avoir $\mu'' = \mu_0 \pm \varepsilon$, avec un écart ε suffisamment petit pour se débarrasser ultérieurement de c en l'incorporant dans t_0 . On aura pu auparavant effectuer un balayage en μ' et Y pour comparer numériquement (4) et (A.3), sans s'encombrer de détails superflus. En effet la valeur de ε est généralement liée aux discontinuités de μ_1 aux flancs d'absorption $L_{1,2,3}$ du brome et de l'argent. Par exemple si $V = 0,3$ et $d = 1,6 \mu\text{m}$, correspondant à l'application présentée au paragraphe 3, on trouve $h = 7,2 \mu\text{m}$ et $\varepsilon = 0,017 \mu\text{m}^{-1}$. Le remplacement final de μ'' par μ_0 introduira donc sur P une erreur ($< 0,5\%$) parfaitement négligeable, au vu de la discussion que voici.

L'expression (A.3) avec (A.4) conserve la limite de saturation $P = 1$ pour I infini quels que soient les paramètres, et la sensibilité liminale dP/dI en $I = 0$ pour les photons de haute énergie ($\mu' \rightarrow 0$). On peut en outre choisir les longueurs d_0 et c pour assurer une bonne approximation dans un domaine déterminé. Ayant toujours en vue la même application, caractérisée par $T = 10r$ et $\mu' T < 47$ (pour 100 eV et plus), on trouve en balayant en μ' et Y que $d_0 = 0,15r$ et $c = 0,357r$ assurent l'égalité de (4) et (A.3) à un facteur 1,5 près. Pour ne pas surestimer l'importance de celui-ci, on songera qu'une incertitude de $0,07 \mu\text{m}$ sur t entraîne un écart du même facteur sur la sensibilité liminale à 100 eV. On se reportera aussi aux commentaires du paragraphe 4.

Finalement, on admet que la densité optique D est proportionnelle à P . On note a la densité optique par unité d'épaisseur à saturation et, comme indiqué plus haut, on escamote c dans le paramètre $t_0 = t - c$, désormais considéré comme ajustable aux résultats expérimentaux, au même titre que a , b et d_0 . On obtient alors la formule (5).

Suivant la discussion du paragraphe 2 relative au

troisième terme de (4), on pourrait l'y supprimer et intégrer jusqu'à $T - r$. Il faudrait alors aussi supprimer ce terme dans (A.2) et y remplacer $2r$ par r

dans l'exponentielle, mais le reste de cet appendice, en particulier toutes les conclusions numériques, demeurerait inchangé.

Bibliographie

- [1] HENKE, B. L., FUJIWARA, F. G., TESTER, M. A., DITTMORE, C. H. et PALMER, M. A., *J. Opt. Soc. Am.* **B 1** (1984) 828.
- [2] HENKE, B. L., KWOK, S. L., UEJIO, J. Y., YAMADA, H. T. et YOUNG, G. C., *J. Opt. Soc. Am.* **B 1** (1984) 818.
- [3] HENKE, B. L., UEJIO, J. Y., STONE, G. F., DITTMORE, C. H. et FUJIWARA, F. G., *J. Opt. Soc. Am.* **B 3** (1986) 1540.
- [4] ROCKETT, P. D., BIRD, C. R., HAILEY, C. J., SULLIVAN, D., BROWN, D. B. et BURKHALTER, P. G., *Appl. Opt.* **24** (1985) 2536.
- [5] HOBBY, M. G. et PEACOCK, N. J., *J. Phys. E* **6** (1973) 854.
- [6] BROWN, D. B., CRISS, J. W. et BIRKS, L. S., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 3722.
- [7] KOPPEL, L. N., X-ray calibration of film types SB-5 and RAR 2492 in the 0.18-0.93 keV region, ARACOR Document No. TR-112-08-02 (Adv. Res. and Appl. Corporation, Sunnyvale, Calif., March) 1982.
- [8] KOPPEL, L. N. et BOYLE, M. J., X-ray calibration of film types SB-5 and RAR 2492 in the 1.5-8 keV region, ARACOR Document (Advanced Research and Applications Corporation, Sunnyvale, Calif., July 1981).
- [9] HENKE, B. L., LEE, P., TANAKA, T. J., SHIMABUKURO, R. L. et FUJIKAWA, B. K., Low-energy x-ray interaction coefficients : photoabsorption, scattering, and reflection. $E = 100-2000$ eV, $Z = 1-94$, *At. Data Nucl. Data Tables* **27** (1982) 1-144.
- [10] VEIGELE, W. J., Mass attenuation and absorption cross sections for 94 elements ; 0.1 keV to 1 MeV, Handbook of spectroscopy, Ed. J. W. Robinson (CRC Press, Boca Raton, Florida) **I** (1974) 28-154.