

		Au	Cu	Al
σ_0	Conductivité à basse fréquence ($\times 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$)	45.2	59.6	37.7
n	Densité d'électrons libres ($\times 10^{28} \text{ m}^{-3}$)	5.9	8.47	18.1
κ	Conductivité thermique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	314	385	205
Δh_{liq}	Enthalpie de liquéfaction ($\text{GJ}\cdot\text{m}^{-3}$)	1.22	1.80	1.08
Δh_{vap}	Enthalpie de vaporisation ($\text{GJ}\cdot\text{m}^{-3}$)	31.7	42.4	29.4
T_{liq}	Température de liquéfaction (K)	1337	1358	933
T_{vap}	Température de vaporisation (K)	3129	2835	2792
C_i	Capacité calorifique volumique des ions du réseau ($\times 10^6 \text{ J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$)	2.5	3.46	2.43
A_e	Coefficient de capacité calorifique volumique ($C_e = A_e T_e$) ($\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-2}$)	71	97	135
γ	Coefficient de couplage thermique électrons-réseau ($\times 10^{16} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$)	2.1	10	56.9
α	Coefficient d'absorption optique à $\lambda = 800 \text{ nm}$ ($\times 10^7 \text{ m}^{-1}$)	6.9	6.3	5.9

TABLE 3 – Propriétés physiques de métaux usuels.

Bande interdite (à 300K)	E_g	1.424 eV
Mobilité électronique (à 300K)	μ_{el}	$9\,200 \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$
Mobilité des trous (à 300K)	μ_{trou}	$400 \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$
Masse effective des électrons	m_{el}^*	$0.067 m_e$
Coefficient de réflexion à l'interface Air-GaAs (à $\lambda = 800 \text{ nm}$)	R	0.318
Coefficient d'absorption optique (à $\lambda = 800 \text{ nm}$)	α	6000 cm^{-1}
Durée de vie des porteurs dans SI-GaAs	τ_c	$\sim 100 \text{ ns}$
Durée de vie des porteurs dans LT-GaAs	τ_c	$\sim 1 \text{ ps}$
Permittivité relative dans le domaine THz	ϵ_r	13

TABLE 4 – Propriétés électroniques de GaAs.

C. Sublimation laser d'un métal

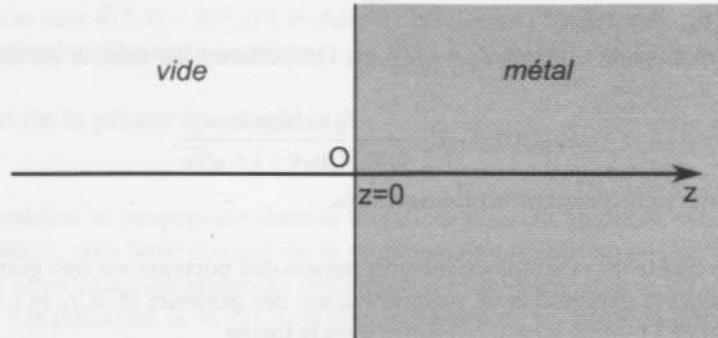


FIGURE 7 – Géométrie 1D considérée dans la sublimation laser d'un métal.

On s'intéresse désormais à l'interaction d'une impulsion femtoseconde de suffisamment forte puissance pour détériorer une surface métallique par sublimation du métal, due à l'échauffement par effet Joule. On considère une onde incidente, se propageant selon Oz , d'intensité surfacique $I(t)$ en $z = 0$. L'espace est constitué d'un métal dans le demi-espace $z > 0$ et du vide pour $z < 0$. L'interface vide-métal pour l'impulsion est caractérisée par un coefficient de réflexion en intensité R . On note $\alpha = -\frac{1}{l} \frac{dI}{dz}$ le coefficient linéique d'absorption dans le métal. La description thermodynamique du processus de sublimation est modélisée ainsi :

- le gaz d'électrons et la maille cristalline sont considérés comme deux sous-systèmes thermodynamiques couplés ;
- l'énergie lumineuse dissipée par effet Joule est initialement transférée uniquement aux électrons ;
- on néglige les effets de bords selon x et y , et donc on adopte un modèle 1D selon Oz .

On introduit deux températures pour décrire le système : T_e la température du gaz d'électrons et T_i la température de la maille cristalline d'ions. L'échange de chaleur volumique par unité de temps $\Pi_{e \rightarrow i}$ des électrons vers la maille cristalline s'exprime selon $\Pi_{e \rightarrow i} = \gamma(T_e - T_i)$, où γ est le coefficient de couplage électrons-cristal. On adopte les notations suivantes

- C_e et C_i sont les capacités calorifiques volumiques respectivement du gaz d'électrons et de la maille cristalline ;
- S est le taux de création volumique de chaleur dans le gaz d'électrons ;
- les deux sous-systèmes vérifient la loi de Fourier pour la conductivité thermique ; la densité de courant de chaleur s'exprime alors selon $\vec{j}_{e,i} = -\kappa_{e,i} \text{grad } T_{e,i}$, où κ_e et κ_i sont les coefficients de conductivité thermique respectivement du gaz d'électrons et de la maille cristalline.

On admet que la conductivité thermique de la maille cristalline est négligeable $\kappa_i \approx 0$, et que C_i est indépendante de la température. En revanche, **on tient compte de la dépendance en température de** $C_e = A_e T_e$, où A_e est un coefficient constant. Pour simplifier, on considère une impulsion de profil temporel rectangulaire de durée τ , d'intensité surfacique I_0 , dont le front montant arrive en $z = 0$ à $t = 0$. Initialement, on a $T_e(0^-) = T_i(0^-) = T_0$.

Q32. Justifier physiquement la forme de $\Pi_{e \rightarrow i}$ par analogie avec une situation physique connue.

Q33. Montrer que le terme source de chaleur volumique par unité de temps du gaz d'électrons est de la forme $S(z, t) = S_0(t)e^{-\alpha z}$, où l'on explicitera $S_0(t)$.

Q34. En effectuant un bilan d'énergie à une tranche dz située en z , de section σ , établir un système de deux équations couplées sur les températures T_e et T_i .

Q35. Par analyse dimensionnelle, établir l'expression de trois constantes de temps associées aux transferts thermiques, caractéristiques du système couplé.

Dans le cas général, la résolution d'un tel système se fait numériquement. On cherche une solution dans un régime particulier se décomposant en 2 étapes :

- la diffusion et le transfert électrons-ions ne s'effectuent pas à l'échelle de la durée de l'impulsion lumineuse. À cette échelle de temps, seul le gaz d'électrons est chauffé, sans diffusion ;

– une fois la puissance lumineuse absorbée, l'énergie est transférée aux ions, sans que la diffusion soit notable.

Q36. Expliciter une condition sur les constantes de temps mentionnées précédemment, ainsi que τ la durée de l'impulsion lumineuse, pour que ces hypothèses soient valables. On supposera cette condition vérifiée dans la suite.

Q37. Calculer la température du gaz d'électron $T_e(z, \tau)$ à $t = \tau^+$, et montrer que dans la limite où $T_e(z, \tau) \gg T_0$,

$$T_e(z, \tau) \approx \sqrt{\frac{2(1-R)F_i\alpha}{A_e}} e^{-\alpha z/2},$$

où $F_i = I_0\tau$ est la *fluence* de l'impulsion incidente.

Q38. Pour $t > \tau$, montrer que si on néglige la diffusion, un simple bilan thermodynamique appliqué au bon système permet de calculer $T_f(z) = T_i(z) = T_e(z)$ le profil de température à la fin de la thermalisation électrons-ions. Simplifier T_f en tenant compte de l'ordre de grandeur relatif des capacités calorifiques C_i et C_e , ainsi que de l'hypothèse $T_e(\tau) \gg T_0$ (pour simplifier, on supposera que $T_0 = 0$ K).

Q39. Dans le régime où l'intensité surfacique est suffisante pour sublimer le métal, montrer que la profondeur \mathcal{L} de métal sublimé en fonction de la fluence incidente est de la forme

$$\mathcal{L} = \alpha^{-1} \ln\left(\frac{F_i}{F_{th}}\right),$$

où $F_i = (1-R)F_i$ est la fluence absorbée et F_{th} est une fluence seuil que l'on exprimera en fonction de l'enthalpie volumique de vaporisation Δh_{vap} , de l'enthalpie volumique de liquéfaction Δh_{liq} , de la capacité calorifique du réseau C_i supposée constante, du coefficient d'absorption optique α , de T_{vap} la température de vaporisation et de T_0 (température initiale du métal).

Calculer F_{th} numériquement dans le cas du cuivre.

Q40. On considère le cas d'une impulsion de 150 fs. En utilisant les données situées en début de sujet, évaluer les différentes constantes de temps pertinentes du problème pour **un métal** que l'on choisira parmi le cuivre, l'aluminium ou l'or. On évaluera ces dernières à une température de 2800 K.

Q41. Commenter les valeurs obtenues et discuter les hypothèses précédentes. Conclure.

Or $C_e dT_e = A_e T_e dT_e = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} A_e T_e^2 \right) dt$ (3)

D'où $\frac{A_e \partial T_e^2}{2 \partial t} = S_0 e^{-\alpha z} + k_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} - \gamma (T_e - T_i)$

Pour les ions : $C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma (T_e - T_i)$
 (texte : k_i négligeable, C_i constant)

35) Constantes de temps : $\frac{C_i}{\gamma} \quad \frac{A_e T_e}{\gamma} \quad \frac{A_e T_e}{k_e}$

36) "diffusion ne s'effectue pas à l'échelle de la durée de l'impulsion" que j note τ d'où $\tau \ll \frac{A_e T_e L^2}{k_e}$

"transfert e-ion ne s'effectue pas à l'échelle de la durée de l'impulsion" d'où $\tau \ll \frac{C_i}{\gamma}$ et $\tau \ll \frac{A_e T_e}{\gamma}$

"l'énergie transférée aux ions, sans que la diffusion soit notable" d'où $\frac{C_i}{\gamma} \ll \frac{A_e T_e L^2}{k_e}$
 conduction convection e-ions diffusion

37) Cela simplifie les équations

$\frac{A_e \partial T_e^2}{2 \partial t} = S_0 e^{-\alpha z} = (1-R) I(t) \alpha e^{-\alpha z}$

Sur la durée τ $I(t) = I_0$
 Intégrer / t :

$\frac{A_e}{2} (T_e^2 - T_0^2) = (1-R) I_0 \alpha e^{-\alpha z} \tau$

avec $T_0 \ll T_e$ $T_e = \sqrt{\frac{2(1-R) I_0 \alpha \tau}{A_e} e^{-\alpha z}}$

avec $F_0 = I_0 \tau \rightarrow$ OK énoncé

38) Bilan total électrons-ions (on ajoute et on intègre :

$\frac{A_e \partial T_e^2}{2 \partial t} + C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = S_0 e^{-\alpha z}$ (diffusion négligée)

$\downarrow \frac{1}{2} A_e T_e^2 + C_i T_i = (1-R) I_0 \alpha e^{-\alpha z} \tau$ (T_0 négligé)

On lit table 3 $\frac{C_i}{A_e} = \frac{3,46 \times 10^6}{97}$

Même avec $T_f \sim 10^3$ K on auro $A_e T_f^2 \ll C_i T_f$

alors $T_f = \frac{(1-R) I_0 \alpha e^{-\alpha z} \tau}{C_i} = \alpha T_e^2 e^{-\alpha z}$

39) Pour sublimer le métal, il faut passer de T_f à T_{vap} en liquéfiant puis vaporiser T_f devra être supérieur à T_{vap} pour

vaporiser $C_i (T_{vap} - T_f) + \Delta h_{liq} + \Delta h_{vap} = 0$
 $\Rightarrow \alpha F_0 e^{-\alpha z} - C_i T_f + \Delta h_{liq} + \Delta h_{vap}$

32) $T_{e \rightarrow i} = \gamma (T_e - T_i)$ fait penser au terme de conduction convection mais il est ici volumique

33) L'énoncé donne $\alpha = - \frac{1}{I} \frac{dI}{dz}$ d'où

par intégration $I = I(t, z=0) e^{-\alpha z}$ intensité surfacique ou puissance surfacique tenant compte de la réflexion en $z=0$.

La puissance dégagée dans le volume $S dz$ est donc $(I(z) + I(z+dz)) S$

cà d $I(t) \left(e^{-\alpha z} - e^{-\alpha(z+dz)} \right) S$

soit $I(t) e^{-\alpha z} (1 - (1 - \alpha dz)) S$

soit $I(t) e^{-\alpha z} \alpha dz S = (1-R) I(t, z=0) \alpha e^{-\alpha z} dz S$

d'où la chaleur volumique dégagée par unité de temps $(1-R) I(t) \alpha e^{-\alpha z} S_0(t)$

34) Bilan énergétique sur $[z; z+dz]$ pour les électrons : pendant dt :

$z C_e dT_e = S_0(t) e^{-\alpha z} dz S dt + j_e(z) S dt - j_e(z+dz) S dt - T_{e \rightarrow i} S dz dt$

$= S_0 dz dt \left[S_0(t) e^{-\alpha z} + k_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} - \gamma (T_e - T_i) \right]$

$$z = -\frac{1}{\alpha} \ln \frac{c_i T_{\text{vray}} + \Delta h_{\text{vray}} + \Delta h_{\text{liq}}}{\alpha F_a}$$

$$z = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{F_a}{\frac{c_i T_{\text{vray}} + \Delta h_{\text{vray}} + \Delta h_{\text{liq}}}{\alpha}} \right) = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{F_a}{F_{\text{th}}}$$

$$F_{\text{th}} = \frac{c_i T_{\text{vray}} + \Delta h_{\text{vray}} + \Delta h_{\text{liq}}}{\alpha}$$

$$F_{\text{th}} = \frac{3,46 \cdot 10^6 \cdot 2835 + 42,4 \cdot 10^9 + 1,8 \cdot 10^9}{6,3 \cdot 10^7}$$

$$F_{\text{th}} = 860 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

40) Temps caract de diffusion, on choisit
 $L \sim \frac{10}{\alpha}$

$$\rightarrow \frac{A_e T_e L^2}{k_e} = \frac{97 \cdot 2800 \cdot 10^2}{6,3 \cdot 10^{14} \cdot 385} \sim 10^{-11} \text{ s}$$

Temps caract. échange: $\frac{c_e}{\gamma} = \frac{97 \cdot 2800}{10 \cdot 10^{16}} \sim 10^{-12} \text{ s}$
 $\frac{c_i}{\gamma} = \frac{3,46 \cdot 10^6}{10 \cdot 10^{16}} \sim 10^{-11} \text{ s}$

Durée impulsion $\tau = 150 \text{ fs} \sim 10^{-13} \text{ s}$

41) on vérifie $t_p \text{ diffusion} < t_p \text{ d'échange} < \tau$
 mais ces temps restent proches
 néanmoins.