LE "PEAKING EFFECT"

C. Minier, J. Lauzier, C. Esnouf, Gilbert Fantozzi

► To cite this version:

C. Minier, J. Lauzier, C. Esnouf, Gilbert Fantozzi. LE "PEAKING EFFECT". Journal de Physique Colloques, 1983, 44 (C9), pp.C9-51-C9-62. 10.1051/jphyscol:1983905 . jpa-00223327

HAL Id: jpa-00223327

<https://hal.science/jpa-00223327>

Submitted on 1 Jan 1983

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.

LE "PEAKING EFFECT"

C. Minier*, J. Lauzier°, C. Esnouf** et G. Fantozzi**

°Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Département de Recherche Fondamentale, Section de Physique du Solide, 85 X, 38041 Grenoble Cedex, France

**Physique des Matériaux, E.R.A. 463, I.N.S.A., Bâtiment 502, 69621 Villeurbanne Cedex, France

Résumé - Les caractéristiques expérimentales du "Peaking Effect" sont passées en revue et les différents modèles théoriques d'interprétation sont analysés.

Abstract - The experimental features of peaking effect are reviewed and the theoretical models of interpretation are analyzed.

I - INTRODUCTION

Pendant longtemps, il a été admis que l'influence des défauts créés par irradiation sur le fond de frottement interne (Q^{-1}) se manifestait par une diminution de l'amortissement due à l'ancrage des dislocations par les défauts. Cette image simple s'appuyait quantitativement sur des résultats de Q^{-1} et module élastique (M) sous irradiation γ d'un monocristal de cuivre entre 330 et 390K et pour des fréquences de 11 kHz (1). Au cours de l'irradiation on observait une variation linéaire du carré du défaut de module avec le frottement interne qui est bien prévue par le modèle théorique de Koehler (2) et Granato et Lücke (3) de mouvement des dislocations comme une corde vibrante (loi l^2-l^4). Puis des déviations à la théorie sont apparues et la plus spectaculaire a été présentée par Simpson et Sosin (4) : au cours d'un bombardement électronique de cuivre, le défaut de module montre bien la décroissance attendue alors que le frottement interne passe par un maximum (Q_M^{-1}), ce phénomène a été baptisé "Peaking effect" (P.E.) et un exemple est présenté sur la figure 1.

Fig. 1 - Défaut de module et FI normalisés, en fonction du flux d'électrons pour du cuivre écroui à 9K (10).

Depuis, un gros effort expérimental a été réalisé pour préciser les conditions d'existence et les caractéristiques de cet effet. L'essentiel est bien établi maintenant, bien que certains points soient encore très ouverts, nous allons développer ces résultats dans le chapitre II. Quant aux modèles théoriques qui tentent d'expliquer le phénomène, ils sont très nombreux et le domaine est encore très ouvert. Nous tenterons de faire le point sur cet aspect au cours du chapitre III.

II - CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES

1 - Existence dans différents matériaux - Influence de l'état initial

Le P.E. a tout d'abord été observé dans des métaux de structure c.f.c. et des

*Université Scientifique et Médicale de Grenoble

échantillons polycristallins. Très net dans le cuivre (4), on peut l'observer dans l'aluminium, mais la décroissance correspondante du défaut de module γ est beaucoup plus faible (5). Le P.E. est présent dans l'argent où il a été étudié en détail (6), il existe également dans le magnésium de structure hexagonale (7). Pour l'instant il n'a pas été observé dans les métaux cubiques centrés. Dans des monocristaux de cuivre le P.E. a été également observé (8).

L'effet des impuretés sur le P.E. n'a pas été étudié systématiquement mais il existe une comparaison entre l'argent 99,999 % et 99,9999 % qui montre bien que partant de niveaux initiaux Q_0^{-1} différents l'augmentation de frottement intérieur jusqu'au maximum du P.E. est sensiblement la même (6).

L'influence de la structure métallurgique et en particulier de la température du recuit avant irradiation sur l'existence du P.E. a été initialement un point de désaccord entre les résultats expérimentaux de différents groupes. Pour l'un le P.E. n'existait pas dans le cuivre après recuit au-dessus de 750°C (5) alors que l'autre groupe l'observait après recuit à 900°C (9). La différence s'explique en fait par l'influence de la déformation de mesure : le P.E. existe quelle que soit la température de recuit mais il apparaît pour des déformations qui dépendent de la température de recuit.

L'étude de l'influence du taux d'écroutissage avant irradiation sur le P.E. a été faite dans le cuivre (10) irradié à 160K sur des échantillons recuits ou diversement écroutis. Le frottement interne initial Q_0^{-1} est très voisin dans les différents cas et la conclusion est que l'amplitude du P.E. est d'autant plus faible que le taux d'écroutissage est plus important.

2 - Influence de la déformation de mesure

Dans les premières publications sur le cuivre, le P.E. a été présenté comme un phénomène indépendant de l'amplitude de mesure ϵ , puis en travaillant sur des échantillons recuits à plus haute température, dans lesquels l'effet de l'amplitude est plus important, il a été montré (9) que le P.E. n'apparaît que pour des valeurs de ϵ supérieures à une certaine valeur critique et augmente ensuite avec ϵ comme le montre la figure 2. Une certaine saturation de l'effet apparaît par exemple pendant l'irradiation à 115K. La saturation de l'amplitude du P.E. avec ϵ a été confirmée par des expériences de Caro (11). Dans la fig. 2, il faut noter que les valeurs initiales Q_0^{-1} étaient indépendantes de ϵ pour les irradiations à 160 et 115K (9).

Fig. 2 - P.E. sur un échantillon de cuivre MRC recuit à 900°C, pour différentes températures et déformations ϵ (9).

Cette dernière remarque est en contradiction avec la conclusion d'expériences réalisées dans le cuivre irradié à 350K (11)(8) qui attribuent la dépendance du P.E.

avec ϵ à celle du fond initial Q_0^{-1} avec ϵ . D'autres expériences reportées dans (10) montrent que pour plusieurs échantillons de cuivre irradiés à 160K, température à laquelle le frottement interne initial correspond au fond et où il ne dépend pratiquement pas de ϵ , le P.E. dépend pourtant très fortement de ϵ comme le montrent les figures 3 et 4.

Fig. 3 - F.I. d'un échantillon de cuivre écroui (10)

Fig. 4 - P.E. sur l'échantillon de la fig. 3 pour 4 déformations. FI non normalisé.

La conclusion expérimentale de ce paragraphe est nette : le P.E. dépend toujours de ϵ , il présente une saturation et il existe même dans des échantillons pour lesquels le fond de frottement interne initial ne dépend pas de ϵ .

3 - Influence de la fréquence des mesures

Les premières expériences semblaient indiquer que le P.E. était observable dans les expériences au kHz mais était absent au-delà. Une étude très détaillée de l'effet de la fréquence de mesure sur des échantillons de cuivre irradiés à 350K a montré l'existence du P.E. depuis 1kHz jusqu'à 33 kHz (12). L'amplitude du P.E. ne semble pas en rapport direct avec la fréquence mais paraît liée à la valeur initiale Q_0^{-1} avant irradiation : à une déformation ϵ donnée, une relation empirique de type $Q_m^{-1}/Q_0^{-1} = 1 + A/Q_0^{-1}$ semble vérifiée.

4 - Influence de la nature des particules incidentes et de leur flux

Le P.E. a été observé au cours de bombardement par des électrons d'énergie variable de l'ordre de 1 à 2 MeV (4) (9) (11) mais aussi pendant irradiation γ (13).

Fig. 5 - P.E. observé sur un échantillon d'argent au cours de 3 irradiations à des flux instantanés ϕ différents (6).

L'influence du flux instantané ϕ de particules incidentes a été étudié dans l'argent bombardé à 170K (6). La fig. 5 montre que le paramètre important pour décrire le P.E. est le produit $\phi t = \phi$, l'amplitude et la position du maximum restent les mêmes à différents flux instantanés ; ce résultat a été confirmé dans d'autres conditions (11) en ajoutant qu'à certaines températures il pouvait y avoir une influence du temps t seul sur la 2ème partie du P.E.

Le P.E. semble donc dû à la superposition de deux effets : la croissance du frottement interne attribué à un mécanisme de dissipation relié aux défauts présents au sein du cristal (ne dépend que du produit ϕt) et la décroissance liée à l'ancrage des dislocations par

des défauts diffusant vers elles. Lorsque la température est telle que le temps de diffusion est de l'ordre de grandeur des durées d'irradiation, la dépendance avec le temps devient plus complexe.

5 - Influence de la température d'irradiation

Le P.E. existe pour tous les métaux étudiés sur une très large plage de températures. Dans le cas du cuivre, il a été observé jusqu'à 375°C (14). Lorsque la température décroît, il diminue en amplitude pour pratiquement disparaître vers 60K (9). Par contre, dans certaines expériences qui ne sont pas faciles à reproduire, le P.E. a été reporté à basse température : 30K (15) et 4K (16) comme le montre la figure 6. La variation thermique a été étudiée en détail dans l'argent bombardé aux électrons et la figure 7 montre également la disparition du P.E. vers 80 K. Certains ont

Fig. 6 - P.E. observé par Sosin à 4,2K (16). Entre parenthèses : valeurs de Q_0^{-1}

Fig. 7 - P.E. observé sur un échantillon d'argent à différentes températures (6).

relié la température de disparition du P.E. à la température du pic de Bordoni, d'autres à la température du stade I_E de migration des interstitiels libres. Le tableau 1 montre les valeurs des températures correspondantes dans le cuivre, l'argent et le magnésium déduites de (9), (6) et (7).

Tableau 1
TEMPERATURE DE DIFFERENTS PHENOMENES

métal	disparition du P.E. pour $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-6}$	pic de Bordoni	stade I _E
Cu	60 K	70 K (B ₂)	35 à 55 K
Ag	80 K	60 K (B ₂)	30 à 40 K
Mg	35 K	60 K (B ₁)	< 4 K ?

La corrélation ne semble pas pour l'instant assez nette pour trancher entre différents modèles mais il serait certainement très utile de faire des expériences complémentaires dans cette gamme de températures et à très forte déformation de mesure.

La variation entre la température du flux ϕ_M correspondant au maximum du P.E. est qualitativement la même dans le cuivre et l'argent : ϕ_M passe par un maximum pour une température de l'ordre de 160K dans le cuivre (17) et 200K dans l'argent (6). Ce maximum est associé à un minimum dans la vitesse d'ancrage (mesurée par le module) en fonction de la température et peut être relié à une diffusivité de certains défauts ancreurs le long de certains types de dislocations bien déterminés (18). La réémission de certains défauts ancreurs vers le réseau doit être

éventuellement également prise en compte et de nombreux autres mécanismes peuvent encore compliquer l'analyse.

6 - Relation entre le P.E. et la création de pics de relaxation par irradiation

Fig. 8 - FI en fonction de la température après différentes irradiations à 290K.

7 - Les défauts responsables du P.E. sont-ils de nature interstitielle ou lacunaire ?

Ces deux types sont créés en nombre égal par l'irradiation, mais les interstitiels sont très mobiles à partir de 50K environ dans Cu et Ag alors que les lacunes sont immobiles en-dessous de 200K environ. Or, il n'y a pas de modification nette du P.E. vers 200K et on est tenté de penser que les interstitiels jouent un rôle prépondérant. Ceci a été confirmé par des mesures de Q^{-1} après trempe suivie ou non d'irradiation (19), les lacunes jouent essentiellement le rôle de points d'ancrage ferme sauf à forte déformation où des mécanismes de désancrage peuvent intervenir (20) et c'est aux interstitiels qu'il faudrait attribuer l'augmentation de Q^{-1} .

III - MODELES D'INTERPRETATION DU PEAKING EFFECT

De nombreux modèles ont été présentés depuis 1972, nous allons analyser ici leur capacité à expliquer toutes les caractéristiques expérimentales connues maintenant, il ne faut donc pas oublier de les situer chronologiquement et c'est ainsi qu'ils vont être décrits.

1 - Modèle de Simpson et Sosin

Le premier modèle du P.E. a été présenté en 1972 (4) en partant de la description du mouvement des dislocations par le modèle de la corde vibrante et l'équation

$$A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + B \frac{\partial y}{\partial t} + Ky = b \sigma_0 e^{i\omega t}$$

Leur hypothèse fondamentale était que les défauts créés par irradiation et arrivant sur les dislocations ne jouent pas le rôle de points d'ancrage supplémentaires, mais augmentent le frottement dans le mouvement de la dislocation. C'est à dire que la constante de rappel $K = \pi^2 C/L^2$ n'est pas modifiée, alors que le coefficient de viscosité B augmente proportionnellement au nombre de défauts. Ce modèle explique l'existence du P.E. mais ne permet pas de décrire la dépendance avec ϵ . Par ailleurs Granato (21) a déduit les évolutions de B et de K au cours d'une irradiation à partir des variations de Q^{-1} et de ΔM par les équations suivantes :

Fig. 9

$$\frac{\omega B}{\Lambda m b^2} = \frac{Q^{-1}}{(\Delta M/M)^2 + (Q^{-1})^2} \quad \frac{K}{\Lambda m b^2} = \frac{\Delta M/M}{(\Delta M/M)^2 + (Q^{-1})^2} \quad (1)$$

La figure 9 montre les variations de B et K, au cours de l'irradiation d'un échantillon de cuivre à 160K. La variation du FI qui est donnée par la figure 2 présente un large "P.E.". On constate qu'au cours de l'irradiation on a une augmentation simultanée de B et de K qui est presque linéaire avec la dose de particules incidentes et on peut dire qu'au cours du P.E., l'arrivée des défauts s'accompagne de deux phénomènes, une diminution des longueurs libres des segments de dislocation et un effet de freinage supplémentaire.

2 - Modèle de Seeger

Dans ce modèle (22) le P.E. était relié à une amplification d'un effet Snoek de réorientation des auto-interstitiels se trouvant au voisinage d'une dislocation, par la contrainte périodique engendrée par le mouvement de la dislocation.

L'étude de la variation thermique du P.E. réalisée depuis, dans le cuivre et l'argent ne permet pas de conserver ce modèle, car le phénomène existe sur une gamme de température beaucoup trop grande pour un processus de ce type qui doit nécessairement être thermiquement activé.

3 - Modèle de Mercier (23)

Il considère que le mouvement des dislocations est décrit par celui des décrochements géométriques (D.G.) à basse température, alors qu'au dessus de la température du pic de Bordoni, interviennent à la fois les D.G. et les doubles décrochements (D.D.) créés. Ceux-ci n'apparaissent que si les longueurs libres des segments de dislocation satisfont la condition de Paré (24), c'est à dire si leur longueur L est supérieure à une longueur critique L_c . Une dislocation de longueur L engendrerait un Q^{-1} plus important dans le modèle de déplacement de D.G. que par mouvement de D.D. L'irradiation diminuant L certaines dislocations ont des longueurs qui deviennent inférieures à L_c et leur mouvement passe d'un type D.D. à D.G. Dans certaines conditions et en particulier à température supérieure à celle du pic de Bordoni, ceci entraîne un "peaking effect".

Ce modèle a le mérite de permettre d'interpréter la variation de l'effet avec la déformation de mesure dans les échantillons bien recuits. En effet dans ce cas, les contraintes internes sont très faibles et c'est alors que leur rôle dans la condition de Paré est joué par la contrainte appliquée, ce qui explique la disparition du phénomène à faible déformation. Par contre on comprend moins bien l'effet de la contrainte de mesure qui est expérimentalement important pour un échantillon écroui, dans lequel les contraintes internes sont fortes. Enfin dans le cas du cuivre l'observation du P.E. à des températures inférieures à celles du pic de Bordoni permet d'écarter cette explication.

4 - Modèle de Frank et Gösele (25)

La première idée de ce modèle est que des défauts lacunaires existent avant irradiation sur les dislocations coin et pas sur les dislocations vis qui interagissent beaucoup plus faiblement avec ces défauts. Les interstitiels créés par irradiation interagissent avec les deux types de dislocations et l'hypothèse fondamentale retenue est qu'ils sont stables sur les dislocations vis et jouent donc le rôle de points d'ancrage fermes, alors que sous l'action de la contrainte mécanique, ils migrent le long des dislocations coin et atteignent les défauts lacunaires. Donc au cours d'une irradiation les dislocations vis seraient ancrées, alors que les dislocations coins seraient désancrées. La troisième idée est que le frottement interne et le défaut de module sont la somme de contributions des dislocations vis et coin, mais qu'il est possible d'imaginer des conditions telles que Q^{-1} reflète le mouvement des deux types de dislocations alors que ΔM serait essentiellement sensible

à celui des vis.

Dans ce modèle, la variation du P.E. avec ϵ est expliquée par le fait que la diffusion des interstitiels le long des dislocations coin se fait sous l'influence de la contrainte mécanique. A très forte déformation les interstitiels diffusent et annihilent de façon irréversible les points d'ancrage lacunaires préexistants. A faible déformation au contraire cette diffusion sera faible ou nulle et le P.E. n'apparaîtra pas.

Les expériences réalisées dans le cuivre montrant l'influence de la déformation par le P.E. et présentées sur la figure 2 ont été effectuées de la manière suivante : au cours d'une même irradiation on mesure successivement le FI avec des déformations différentes. Dans ce cas, si la forte déformation provoquait un désancrage irréversible, la mesure suivante à faible déformation montrerait également ce phénomène donc une augmentation du frottement intérieur ce qui n'est pas observé.

Il n'est pas possible non plus dans ce modèle de rendre compte de l'indépendance du P.E. avec le flux instantané ni du très grand domaine thermique d'existence.

5 - Modèle de Esnouf et Fantozzi

Ce modèle phénoménologique repose sur l'existence de deux types d'interactions entre défauts ponctuels et dislocation (26). Certains défauts ponctuels (DP) diminuent le FI et les longueurs libres des dislocations par ancrage, d'autres localisés près du plan de glissement ralentissent les dislocations dans leur mouvement sans les ancrer. Ceci se traduit par un accroissement du temps de relaxation associé au mouvement des dislocations, qui est proportionnel au nombre de DP rencontrés, donc à l'aire balayée $\mathcal{A}$ par les dislocations.

Le P.E. s'explique par une compétition entre le processus d'ancrage qui tend à réduire les effets de la relaxation, et le processus de "ralentissement" qui tend à accroître l'énergie dissipée.

La description analytique de ce modèle se résume ainsi :

- L'ancrage des dislocations est décrit par la loi donnant la longueur moyenne L en fonction du nombre de défauts créés, c'est à dire du flux $\phi = \varphi t$: $L/L_0 = 1/(1 + a\varphi t)^n = f(\varphi t) = f(\phi)$ avec $a = \text{Cte}$ et $\varphi = \text{flux instantané}$. Cette loi est connue par l'expérience : $\Delta/\Delta_0 = K_0/K = (L/L_0)^2 = f^2(\phi)$ ($\Delta = \text{intensité de relaxation}$ et K terme de rappel dans le modèle de la corde) et au cours d'une irradiation l'évolution de K_0/K est donnée par la relation 1.
- L'accroissement du temps de relaxation est $\Delta\tau = C\mathcal{A}$ avec $C\propto\rho = \rho_0 t^m$, ρ étant la densité de défauts freineurs produits par irradiation :

$$\text{Ainsi : } \Delta\tau \propto \frac{L}{\Lambda b} \epsilon_d t^m \text{ et } \epsilon_d = \Delta \frac{\epsilon}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

($\Lambda = \text{densité de dislocations}$; $\epsilon_d = \text{déformation instantanée due aux dislocations et}$ $\epsilon = \text{déformation de mesure}$).

$$\text{soit } \Delta\tau \propto \frac{L^3 \epsilon t^m}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} = k_0 \frac{\epsilon t^m f^3(\phi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (2)$$

avec $k_0 \propto L_0^3 = \text{Cte}$

L'anomalie de module et le F.I. sont alors décrits par les relations classiques avec le temps de relaxation donné par

$$\tau = \tau_0 + \frac{B_0}{K} + \Delta\tau = \tau_0 + \frac{B_0}{K_0} f^2(\varphi t) + k_0 \frac{\epsilon t^m f^3(\varphi t)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (3)$$

avec $\tau_0 = \text{temps de relaxation associé à un mécanisme (Bordoni par exemple)}$
 $B_0 = \text{terme de frottement visqueux à l'origine du F.I. initial.}$

On remarque qu'aux températures très supérieures à celle du maximum du pic de relaxation ($\omega\tau_0 \ll 1$) l'existence possible du P.E. est liée au 3ème terme de τ alors que le 2ème (puis le 3ème) sont responsables de la chute du F.I. pour des temps plus longs.

Un exemple de P.E. est donné par la figure 10 lorsque $Q_0^{-1} \approx \Delta_0 \omega B_0 / K_0$ ($\tau_0 \approx 0$). On remarque l'importance du paramètre

$$x = \omega k_0 \epsilon \Delta_0 / Q_0^{-1} = k_0 \epsilon K_0 / B_0 \quad (4)$$

Toutefois, afin de préciser l'importance des paramètres ϵ , Q_0^{-1} et L_0 il est intéressant de calculer une expression approchée de Q^{-1}/Q_0^{-1} . Lorsque le F.I. reste faible ($\omega\tau \ll 1$) on peut écrire :

$$\frac{\Delta M/M}{(\Delta M/M)_0} \approx \frac{\Delta}{\Delta_0} \text{ soit } \frac{\Delta M/M}{(\Delta M/M)_0} \approx f^2(\psi t) \quad (5)$$

$$\frac{Q^{-1}}{Q_0^{-1}} \approx \frac{\Delta}{\Delta_0} \frac{\tau}{B_0/K_0} \text{ ou } \frac{Q^{-1}}{Q_0^{-1}} = f^4(\psi t) [1 + x t^m f(\psi t)]$$

Ainsi, hormis m et $f(\psi t)$ (irradiation) seul x intervient, donc les grandeurs ϵ , $k_0 \propto L_0^3$ et $1/Q_0^{-1}$ ont les mêmes influences sur le P.E. En particulier si Q_0^{-1} dépend de ϵ , le P.E. en dépendra aussi, mais cette dépendance n'est pas nécessaire pour l'observer. L'indépendance du P.E. vis à vis de la fréquence demande que K_0/B_0 (ou $\omega \Delta_0 / Q_0^{-1}$) reste constant (relation 4). Pour préciser ce point, il serait souhaitable de mesurer le F.I. en fonction de la fréquence mais aussi la variation de l'intensité de relaxation Δ_0 .

Fig. 10 - Courbes théoriques du P.E. dans le cas : $a = 7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$; $n = 0,3$; $m = 2/3$; $Q_0^{-1} = 10^{-3} \Lambda L_0^2$.

6 - Modèle de Caro et Mondino

Ce modèle (11) (12) suppose que l'énergie dissipée au cours d'un cycle du mouvement d'une dislocation de longueur L_0 est proportionnel au nombre de liaisons atomiques dans le plan de glissement qui sont cassées quand la dislocation les balaie : $W = 2a_0/b^2$, étant l'aire balayée et a_0 l'énergie irradiée par liaison cassée. Ceci entraîne un fond de F.I. Q_0^{-1} et un défaut de module $\Delta G/G$ de la forme :

$$Q_0^{-1} = \frac{2a_0 \Lambda L_0^2}{3\epsilon b^3 \epsilon} \quad \frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{6} \alpha \Lambda L_0^2 \quad (6)$$

Durant une irradiation il y a, comme dans le modèle de Esnouf, une double action des défauts créés, ceux dans le réseau $n_L(t)$ et ceux qui ancrent les dislocations $n_D(t)$. Ils provoquent une modification de a_0 et L_0 qui deviennent $a'_0 = a_0 + a_1 n_L(t)$ et $L = L_0 / (1 + n_D(t))$.

En outre, il y a un effet de ϵ sur L_0 et $n_D(t)$ traduisant le désancrage des ancres initiaux et de ceux dus à l'irradiation. Ceci entraîne :

$$L_0(t=0, \epsilon) = (L_{00}(\epsilon/\epsilon_n))^N \text{ et } L_0(t, \epsilon) = \frac{L_0(t=0, \epsilon)}{1 + n_D(t)(\epsilon/\epsilon_n)^{-M}} \quad (\epsilon_n \text{ et } \epsilon'_n \text{ sont des facteurs de normalisation}); \text{ ce qui conduit à un FI de la forme :}$$

$$Q^{-1}(t, \epsilon) = Q_{00}^{-1} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_n} \right)^{2N-1} \frac{1 + At}{[1 + B(\epsilon/\epsilon_n)^{N-M} t]^2} \quad (7)$$

avec A tel que $n_L(t) = A(a_0/a_1)t$; $B = dL_{00}/\Lambda$; Q_{00}^{-1} est le fond de FI à $t = 0$ et $\varepsilon = \varepsilon_n$. L'exposant N est obtenu à partir de la dépendance avec ε du FI initial $Q_0^{-1} = Q^{-1}(t=0, \varepsilon) = Q_{00}^{-1}(\varepsilon/\varepsilon_n)^{2N-1}$ et M à partir de l'état irradié $Q^{-1}(t=\infty, \varepsilon)$.

Fig. 11 - P.E. calculé par Caro et al. (11)(13) (pour des irradiations à 4 déformations différentes sur du cuivre polycristallin) avec les valeurs : $N = 0,52$; $M = 0,6$; $A = 3,22 \text{ min}^{-1}$ et $B = 0,48 \text{ min}^{-1}$.

7 - Modèle de Ritchie

Ritchie et al (27) ont développé un modèle de mouvement zig-zag d'une dislocation dans un arrangement d'atomes de soluté. La dislocation saute d'un obstacle attractif à un autre obstacle attractif par dessus un obstacle répulsif. La vitesse de déplacement de la dislocation est donnée par :

$$\dot{\gamma} = Z\omega_0 \sinh(b^3 \sigma_{\text{eff}}/ckT) \quad (8)$$

avec Z = amplitude du mouvement zig-zag, ω_0 = fréquence de saut à $\sigma = 0$, b = vecteur de Burgers, c = concentration d'obstacles et σ_{eff} = contrainte effective (=contrainte appliquée moins contrainte de rappel).

Fig. 12 - FI normalisé en fonction de $\omega\tau$ pour différentes valeurs de $\alpha_0 = \sigma_0 b^3 / ckT$.

Quand $\varepsilon > ckT/Eb^3$, la mobilité des dislocations dépend de ε et l'équation n'est plus linéaire. La figure 12 donne le FI calculé par Ritchie et al (27).

Ils obtiennent un pic de FI présentant des effets non linéaires importants dont la position dépend de la concentration en atomes de soluté. Quand ε devient faible, on tend vers un pic de Debye qui correspond à l'interaction des dislocations uniquement avec les obstacles attractifs. Le modèle conduit à un P.E. situé sur le côté basse température du pic ($\omega\tau$ grand), qui n'apparaît qu'à partir d'une certaine contrainte. Ainsi, le P.E. n'existe que dans un domaine restreint de température car il s'agit d'un phénomène thermiquement activé ($\tau \propto \tau_0 \exp U/kT$, U étant l'enthalpie effective d'activation). Ce modèle ne permet donc pas d'expliquer les résultats expérimentaux.

8 - Modèle de Zilberman et Levin

Ces auteurs (28) ont développé une théorie de l'amortissement dû aux dislocations indépendant de l'amplitude de sollicitation en tenant compte d'une atmosphère de D.P. autour de la ligne. Les D.P. sont classés en deux groupes : les défauts ancrant les dislocations (force d'ancrage très supérieure aux autres termes de l'équation) et les défauts plus loin du coeur de la dislocation avec laquelle ils interagissent.

En linéarisant la force d'interaction l'équation du mouvement s'écrit :

$$[B \frac{\partial}{\partial t} - T_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x)]y(x,t) = \sigma b.$$

où B est le terme d'amortissement indépendant de l'atmosphère de DP, T_1 la tension de ligne et $y(x,t)$ fixe la forme de la ligne de dislocation.

Aux basses fréquences : $\omega \ll \omega_1 = (A^2/8T_1 B^3)^{1/3}$ (où $A \propto cW_0^2$: c = concentration de D.P., W_0 = énergie de liaison), le coefficient de frottement visqueux effectif B^* est essentiellement déterminé par l'énergie dissipée lors de l'interaction avec le champ élastique des D.P., et $B^* \propto B \omega_1/\omega$ et dépend donc de c la concentration de D.P., ce qui conduit à un P.E. (comme dans la théorie de Simpson et Sosin) mais qui est indépendant de la fréquence ($B^* \propto 1/\omega$). Par contre, ce modèle n'explique pas le comportement du P.E. vis à vis de la contrainte de sollicitation.

IV - DISCUSSION

Les caractéristiques du P.E. peuvent être présentées ainsi :

A - Caractéristiques principales :

1 - Le P.E. est directement lié au nombre de défauts introduits, (dans le cas d'une irradiation il est fonction de $t = \phi =$ flux intégré).

2 - Son amplitude croît généralement avec la sollicitation ε (il existe une contrainte critique nécessaire à son apparition).

3 - Il existe dans un très grand domaine de températures, généralement il commence à apparaître entre 40 et 80 K suivant les métaux étudiés (cf tableau I) et son amplitude dépend de la température.

4 - Il existe avec une amplitude comparable dans un grand domaine de fréquences.

B - Caractéristiques secondaires :

1 - La contrainte critique d'apparition et l'amplitude du P.E. sont liées à l'état microstructural initial.

2 - Bien qu'il n'existe généralement qu'à partir d'une certaine température, il a quelquefois été observé à basse température (4K).

3 - Il existe une saturation de l'amplitude du P.E. pour les fortes déformations.

On peut classer les modèles de la manière suivante :

- ceux attribuant le P.E. à un mouvement thermiquement activé des dislocations et/ou des défauts ponctuels (Seeger, Ritchie, Frank) ;

- ceux qui sont basés sur un mode de frottement athermique (Sosin, Mercier, Esnouf, Caro et Zilberman).

Le premier groupe de modèles ne peut être retenu en vertu des caractéristiques A₃ et

A_4 (quelquefois A_2). Dans le cadre de ces modèles le domaine de température où existe le phénomène est beaucoup trop étroit (restauration des défauts nécessaires ou activation thermique).

Dans le second groupe, nous devons distinguer les modèles linéaires (ceux de Mercier, de Simpson Sosin repris par Ogurtani (29) et de Zilberman et Levin) qui ne peuvent convenir à cause de A_2 et aussi A_4 pour ceux de Mercier et de Sosin. Les 2 derniers modèles (Esnouf et Caro) admettent que l'énergie dissipée par cycle est corrélée au nombre de D.P. rencontrés par la dislocation, les rendant ainsi non linéaires. Nous allons les discuter plus en détail.

Le modèle de Caro et Mondino explique très bien l'existence du P.E. (avec une amplitude comparable) dans un grand domaine de fréquences.

Par contre, ces auteurs ont montré (8) que la variation de l'amplitude du P.E. (Q_M^1/Q_0^1) avec ϵ ne dépend que de celle de Q_0^{-1} , or l'expérience fig. 2 et 3 montre que l'on peut avoir un P.E. fortement dépendant de la déformation alors que Q_0^{-1} en est indépendant. En outre, leur modèle n'explique pas la saturation possible du P.E. avec ϵ .

Ce modèle rend compte de l'évolution du P.E. avec la température par l'intermédiaire des cinétiques de diffusion des défauts. Les calculs de Caro (30) montrent un bon accord avec l'expérience dans le domaine de température autour du stade III, cependant ce modèle n'explique pas correctement les conditions d'apparition du P.E. avec la température (31).

Enfin à déformation constante, le fond initial de FI est proportionnel à L_0^2 comme le défaut de module, or expérimentalement pour les très faibles déformations, il a été montré (9) que le FI variait comme le carré du défaut de module.

Quant au modèle de Esnouf et Fantozzi, il donne très bien la dépendance du P.E. avec ϵ : position et amplitude du maximum, absence du P.E. pour les faibles déformations. En particulier une dépendance de Q_0^{-1} avec ϵ entraîne une variation du P.E. mais cette dépendance n'est pas nécessaire pour observer une variation du P.E. avec ϵ . Enfin il explique la saturation possible de l'amplitude du P.E. en fonction de ϵ qui a été observée expérimentalement.

Ce modèle décrit correctement la dépendance du P.E. avec la température : apparition du P.E. à une température voisine de celle d'un pic de Bordoni, existence possible du P.E. à basse température liée à la relaxation des décrochements géométriques.

Il reste à vérifier si ce modèle peut rendre correctement compte de l'existence du P.E. dans un très grand domaine de fréquence (quelques centaines de Hz à quelques dizaines de kHz) il est souhaitable de mesurer le FI initial Q_0^{-1} mais aussi l'intensité de la relaxation Δ_0 en fonction de la fréquence de manière à connaître l'évolution du paramètre $x = \omega k_0 \epsilon \Delta_0 / Q_0^{-1}$ (rel. 4).

Bien que le modèle de Zilberman soit linéaire, il donne une interprétation possible de la dissipation d'énergie responsable du P.E. et conduit à un effet indépendant de la fréquence. Un développement plus complet dans le domaine dépendant de l'amplitude serait très intéressant.

En conclusion, les modèles susceptibles d'expliquer les caractéristiques du P.E. sont phénoménologiques et font intervenir deux types de défauts, l'un ancrant les dislocations et l'autre dissipant de l'énergie. Cependant, des efforts expérimentaux et théoriques sont encore nécessaires pour déterminer les mécanismes physiques exacts et la nature des défauts qui interagissent avec les dislocations.

REFERENCES

- (1) THOMPSON D.O., BUCK O., BARNES R.S. et HUNTINGTON R.B., J. Appl. Phys. 38, (1967) 3051.
- (2) KOEHLER J.S., Imperfections in Nearly Perfect Crystals (New York : Wiley) (1952) p. 197.
- (3) GRANATO A.V. and LÜCKE K., J. Appl. Phys. 27 (1965) 583.
- (4) SIMPSON H.M., SOSIN A. et JOHNSON D.F., Phys. Rev., B 5 (1972) 1382 et 1393.
- (5) SEIFFERT S.L., SIMPSON H.M. et SOSIN A. J. Appl. Phys. 44, (1973) 3404.
- (6) GIRARD P. et MINIER C., Journ. de Phys. 39 (1978) 981.
- (7) MINIER C., LAUZIER J., ESNOUF C. et FANTOZZI G., Phys. Stat. Sol. (a) 71 (1982) 381.
- (8) CARO J.A., GLASS N.E. et MONDINO M.A., J. Appl. Phys. 53, (1982) 4854.
- (9) LAUZIER J., MINIER C. et SEIFFERT S.L., Phil. Mag. 31, (1975), 893.
- (10) LAUZIER J., Thèse Université de Grenoble (1981).
- (11) CARO J.A. et MONDINO M., J. Appl. Phys. 52, (1981) 7147.
- (12) CARO J.A., Thèse Ecole Polytechnique de Lausanne (1981).
- (13) CARO A. et MONDINO M., Scripta Met. 13 (1979) 1073.
- (14) SIMPSON H.M. et KERKHOFF S.J., Rad. Effects 27 (1976) 191.
- (15) MINIER C., Il Nuovo Cimento 33 B,1 (1976) 109.
- (16) SOSIN A. et SIMPSON H.M., J. Appl. Phys. 49, 1 (1978) 188.
- (17) SIMPSON H.M., SOSIN A., SEIFFERT S.L., J. Appl. Phys. 42 (1971) 3977.
- (18) LAUZIER J., GIRARD P. et MINIER C., J. de Physique 10, 42 (1981) C5-247.
- (19) SIMPSON H.M. et KERKHOFF S.J., Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 155.
- (20) KERANS R.J. et SIMPSON H.M., J. Appl. Phys. 50 (1979) 4739.
- (21) GRANATO A.V., Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals, ed. Robinson M.T. et Young F.W. ERDA report Conf. 751006, Gatlinburg 11 (1975) 932.
- (22) SEEGER A., Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids ed : Lenz D. et Lucke K. Springer-Verlag. Berlin, 2, (1975) 232.
- (23) MERCIER O., Phil. Mag. A, 37 (1978) 813.
- (24) PARE V.K., J. Appl. Phys., 32 (1961) 332.
- (25) FRANK W. et GÖSELE U., Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, ed : C.C. Smith, Pergamon Press Manchester (1980) 109.
- (26) ESNOUF C. and FANTOZZI G., Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, ed C.C. Smith, Pergamon Press, Manchester (1980) 103.
- (27) RITCHIE I.G., ATRENS A., SO C.B. and SPRUNGSMANN K.W., Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, J. Phys. C5, 42 (1981) 319.
- (28) ZILBERMAN L.A. and LEVIN L.G., J. Phys. F : Met. Phys. 13 (1983) 1127.
- (29) OGURTANI T.Ö., Phys. Rev. B 21 (1980) 4373.
- (30) CARO J.A., J. Phys. F : Met. Phys. 13 (1983) 1115.
- (31) ESNOUF C. et FANTOZZI G., ECIFUAS 4, J. Phys. (cette conférence).