

LA DÉTERMINATION DES PRÉCONTRAINTE DE GRENAILLAGE PAR DIFFRACTOMÉTRIE X ET LEUR MODÉLISATION

Louis Castex et François Joubert

*Laboratoire de Mécanique Physique (E.R.A. C.N.R.S. No 769),
Université de Bordeaux I, 351 cours de la Libération,
33405 Talence Cedex, France*

ABSTRACT

For ten years, the X-Ray diffractometry method for measuring stresses have been improved. Today, it is a fast and reliable technique, in laboratory as well as on site. We used it in both cases, with instrumentation various in design and technology. The results that we obtained for the prestresses in steel shot peening studies are in a good agreement. They show a strong gradient of stresses (strains) on several tenths of millimeter and a strong gradient of dislocation density on several hundredths of millimeter. From this results it was possible, on one hand, to obtain a modelisation of the strain's and stresses' distribution in the shot peening material thickness and, on the other hand, to get a better idea about the superficial stress mechanism induced by the shot peening.

KEYWORDS

Residuals stresses ; X-Ray diffractometry ; position sensitive detector ; shot peening ; dislocation density.

INTRODUCTION

Cette dernière décennie la diffractométrie X, utilisée pour la mesure des déformations superficielles des métaux, a connu de rapides développements grâce, d'une part, à la mise au point de deux nouveaux modes de détection dits linéaires (Borkowski, 1968 ; Allemand, 1973) qui économisent tout mouvement goniométrique et, d'autre part, aux progrès de la micro-électronique qui a pu être associée à ces nouveaux types de compteurs proportionnels.

Ces progrès ont rendu nos mesures fiables et rapides. En 15 minutes environ une déformation peut être obtenue que ce soit in situ, ou en laboratoire. La mise en place de l'appareillage sur la pièce à étudier - ou l'inverse - est devenue la principale perte de temps.

Nous avons utilisé cette technique non-destructive, pour l'analyse des précontraintes de grenailage sur différents aciers.

PRINCIPE DE LA MESURE

Cette technique de mesure a pour originalité essentielle l'utilisation d'une jauge interne au matériau. Suivant les lois générales de la diffractométrie X (Guinier, 1964) les matériaux cristallisés diffractent sélectivement les rayons X incidents en fonction de la distance qui sépare les plans cristallins repérés par leurs indices h , k et l .

Ainsi pour un plan cristallin donné de distance interréticulaire d nous avons d'après la loi de Bragg :

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \theta \quad (1)$$

k est un nombre entier, λ est la longueur d'onde du faisceau de rayons X utilisé et θ l'angle de Bragg correspondant.

Dès lors si nous observons un matériau déformé élastiquement, nous avons une nouvelle distance interréticulaire d' telle que :

$$k \cdot \lambda = 2 d' \cdot \sin \theta' \quad (2)$$

avec $d' > d$ pour une traction et $d' < d$ pour une compression.

En différenciant la loi de Bragg, il vient :

$$(d' - d)/d = - \cotg \theta \cdot (\theta' - \theta) \quad (3)$$

Cette méthode permet donc, par une seule observation de mesurer la déformation élastique de certains plans ($h k l$) d'une même famille suivant une direction de mesure connue, qui est la bissectrice de l'angle formé par les faisceaux incident et diffracté de rayons X.

Cette mesure n'a lieu, bien sûr, que sur la profondeur concernée par la pénétration des rayons X ; soit entre un centième et un dixième de mm suivant les longueurs d'onde des rayonnements X et le pouvoir d'absorption des différents métaux.

Cette première manière de procéder, connue depuis plus de 50 ans, s'est toujours heurtée à la difficulté de connaître d pour le matériau non contraint. En effet, les matériaux polycristallins nécessitent des accommodations élasto-plastiques aux joints de grains induisant des déformations élastiques - dites du 2^o ordre - dans les cristallites ce qui complique considérablement la connaissance de d .

Aussi a-t-on cherché à s'affranchir de la mesure de cette valeur en ne s'intéressant qu'aux contraintes. Cela suppose que l'on admet le matériau homogène, continu et isotrope pour pouvoir appliquer les lois de la mécanique des solides linéaires et ainsi définir une contrainte.

Ces lois nous permettent d'écrire de façon classique, suivant les notations de la figure 1 pour ϕ et ψ et en prenant z pour normale à la surface libre du matériau :

$$\sigma_{\phi} = (E/(1 + \nu)) \cdot (\partial \epsilon_{\phi} / \partial \sin^2 \psi) \quad (4)$$

σ_{ϕ} est la contrainte normale dans la direction ϕ , ϵ_{ϕ} la déformation dans la direction (ϕ, ψ) , E le module d'élasticité longitudinale et ν le module de Poisson.

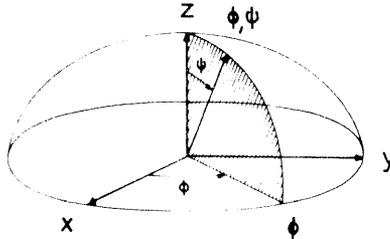


Fig. 1. Axes de référence (z est la normale à la surface libre)

Dès lors en écrivant d'après la loi de Bragg différenciée que :

$$d\epsilon\phi\psi = -\cotg\theta \cdot d\theta\phi\psi \quad (5)$$

où θ est une valeur approchée de la valeur théorique hors contrainte - ce qui introduit une erreur inférieure à la précision de la mesure -.

On n'aura qu'à mesurer $\theta\phi\psi$ suivant différentes directions de mesure (ϕ, ψ) afin de calculer la contrainte $\sigma\phi$ dans la direction (ϕ) , du plan tangent à la surface du matériau.

La formulation complète sera donc :

$$\sigma\phi = (E/(1 + \nu)) \cdot (-\cotg\theta) \cdot (\partial\theta\phi, \psi / \partial\sin^2\psi) \quad (6)$$

Du fait de l'anisotropie importante des monocristaux métalliques les valeurs de E et ν utilisées dans les calculs seront, le plus souvent, sensiblement différentes des valeurs macroscopiques usuelles et adaptées au plan $(h\ k\ l)$ considéré. Elles peuvent être soit calculées (Castex, Lebrun, Maeder et Sprauel, 1981) soit mesurées expérimentalement.

La principale difficulté est le calcul de la position de l'angle $\theta\phi\psi$ qui se présente comme une distribution d'intensité $I(\theta\phi\psi)$ prenant la forme d'une courbe convoluée de Gauss-Cauchy dont la largeur à mi-hauteur - bruit de fond déduit - sera notée β .

Diverses approches mathématiques sont possibles, pour calculer $\theta\phi\psi$:

- approche parabolique du sommet du pic de diffraction,
- calcul du centre de gravité de la distribution,
- droite médiane,
- milieu de la corde à mi-hauteur, ...

En effet, un calcul vrai nécessiterait de gros moyens difficilement immobilisables d'où les diverses méthodes de calcul approchées ci-dessus.

Il est également intéressant de mesurer la largeur à mi-hauteur β puisque cette dernière est caractéristique de la taille des domaines cohérents de diffraction (D) et des distorsions du réseau cristallin (ϵ^{II}) suivant la formule :

$$\beta \cdot \cos\theta = (\lambda/D) + 4 \cdot \epsilon^{II} \cdot \sin\theta \quad (7)$$

Des méthodes numériques permettent de séparer D de ϵ^{II} ; cependant une simple observation lors des fortes variations de β peut donner des informations sur le taux d'écrouissage puisque β est une fonction croissante de celui-ci à cause de la densité de dislocations qui augmente avec la déformation plastique divisant en cellules les domaines initiaux D et accroissant de ce fait les microdéformations ϵ^{II} .

Il convient cependant de noter que la méthode que nous venons d'exposer dans son principe s'est souvent heurtée à des difficultés maintenant connues telles que :

- les forts gradients de contrainte (> 10 MPa/ μm) (Peiter et Lode, 1980),
- les états triaxiaux de contrainte près de la surface (Dölle, 1979),
- les orientations préférentielles (Marion et Cohen, 1974).

Nous n'exposerons pas ici ces aspects particuliers de la méthode qu'il convient cependant de connaître lorsqu'on souhaite l'utiliser sûrement.

MESURES EFFECTUEES

Différents problèmes de précontrainte de grenailage nous ont été soumis par des industriels et à ces occasions nous avons effectué des mesures soit in situ soit en laboratoire.

Nous allons examiner uniquement deux cas particuliers.

Etude de frettes de laminoirs in situ

Nous avons étudié des frettes de laminoirs en acier 15CDV4 et grenillées. Cette étude in situ, sur le laminoir lui-même, a été effectuée avec un équipement du type P.S.F. de Rigaku Denki qui utilise une technique de détection traditionnelle à balayage associée à un microprocesseur.

Nous avons étudié le plan $(2\ 1\ 1)$ du fer irradié par le chrome $\overline{K\alpha}$. Chaque mesure

de déformation a nécessité 20 mm et chaque mise en place 10 mm environ. La surface irradiée était de 20 x 8 mm environ.

Nous avons observé les amplitudes des contraintes longitudinales et circonférentielles et les largeurs des pics de diffraction.

La surface grenailée qui n'a jamais laminé était en compression de - 320 MPa en surface et - 500 MPa à - 50 μm avec $3,1 \text{ } ^\circ 2\theta$ en longueur de raie superficielle et $2,2 \text{ } ^\circ 2\theta$ à - 50 μm .

La surface de laminage - qu'elle ait peu ou beaucoup laminé - était en traction de + 640 MPa avec une largeur de raie de $2,7 \text{ } ^\circ 2\theta$.

Nous constatons donc :

- que les contraintes de premier ordre de précompression disparaissent très vite à cause des effets thermiques du laminage,
- que les déformations du deuxième ordre (liées à β) disparaissent moins rapidement.

Etude d'acier pour ailettes grenillées et sablées de turbines

Une première série d'essais a été effectuée en laboratoire avec deux équipements différents :

- l'un français est équipé d'un détecteur à localisation linéaire à fil métallique (Castex, Lebrun et Bras, 1981) associé à un ordinateur,
- l'autre japonais le P.S.F. de Rigaku est traditionnel et adapté au travail in situ.

Le premier équipement nous a permis une étude détaillée dont nous avons pu confirmer les résultats en utilisant le second, qui sera ensuite utilisé in situ, pour une deuxième série d'essais sur des ailettes de grande dimension ayant fonctionné et déjà étudiées à l'état initial.

Eprouvettes utilisées : Nous avons étudié quatre plaquettes d'acier Z20CDV12.1 de dimensions 80 x 30 x 8 mm après fraisage.

Les quatre éprouvettes ont été grenillées avec des billes d'acier de rayon 0,2 mm de dureté 55.65 HRC et à l'intensité Almen 10.12A.

Ensuite chacune a subi de 0 à 3 sablages avec des billes de corindon de 40 μm de rayon et à l'intensité Almen 9N (voir le tableau 1).

TABLEAU 1 - Définition des échantillons

Repère de l'échantillon	A	B	C	D
Nombre de sablages	0	1	2	3
Perte d'épaisseur après sablage	0	7	11	18
Rugosité totale (Rt)	12	18	19	17

La perte d'épaisseur et Rt sont exprimées en μm .

Mesures effectuées : Nous avons effectué une première série de mesures dans le sens long de l'éprouvette à l'aide de l'équipement de conception française et en utilisant le rayonnement $K\alpha$ du chrome diffracté par le plan (2 1 1) du fer. La surface étudiée est de 4 x 4 mm ; nous avons observé les variations de contrainte en profondeur en effectuant des polissages électrolytiques successifs sur une surface de 15 x 15 mm.

La moitié des mesures ainsi réalisées (87 en tout) ont été doublées de mesures à l'aide de l'équipement japonais. Les résultats ont été identiques avec les deux appareillages et pour les deux faces des éprouvettes.

Les figures 2 et 3 montrent, pour l'une des faces, les variations de β et σ suivant la profondeur.

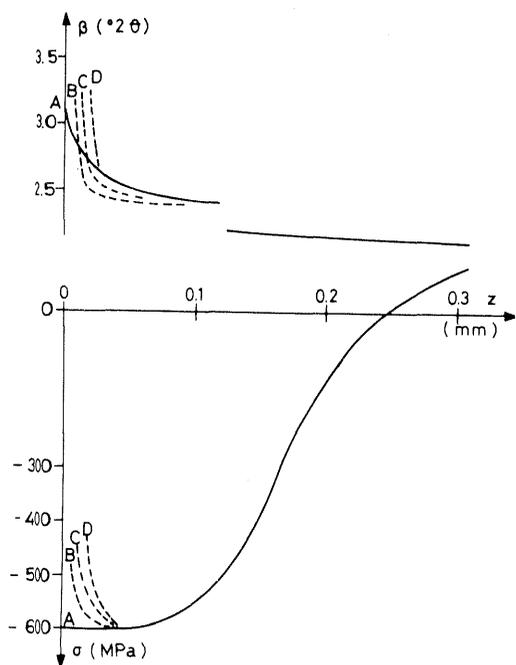


Fig. 2. Résultats des mesures de β et σ sur une des faces de l'échantillon.

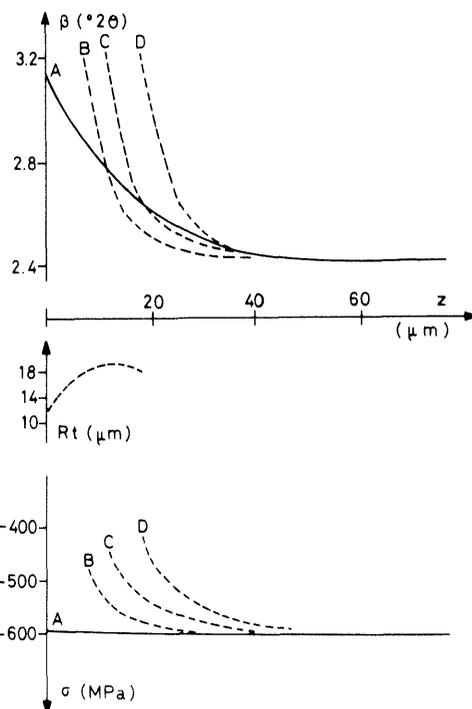


Fig. 3. Détail de la surface.

Conclusion : Si le grenailage induit des contraintes distribuées classiquement (Flavenot, Niku-Lari, 1976) par contre le sablage fait apparaître une sensible diminution de la précontrainte de grenailage sur les 30 premiers microns et n'a pas d'incidence sensible au-delà. Ce phénomène est certainement lié à l'échauffement superficiel de la pièce lors du sablage et à l'accroissement de la rugosité.

ANALYSE DES RESULTATS

La bonne reproductibilité des résultats observés sur de nombreux essais (en plus des deux cas cités) nous ont conduit à envisager une modélisation du phénomène que nous exposons ci-après.

Il nous est apparu en effet que (voir fig. 2 et 3) :

- en surface (50 μm) β décroissait exponentiellement, "déchrochait" ensuite vers 120 μm et se stabilisait enfin à un niveau très inférieur (60 %) au niveau d'origine,
 - de façon parallèle σ est stable sur 50 μm à un niveau maximum, décroît ensuite, connaît une inflexion vers 120 μm puis tend très rapidement vers zéro.
- Sachant qu'en première analyse on peut considérer :
- σ représentatif des mécanismes de déformation du 1^o ordre (élastiques et plastiques à longue distance),
 - β représentatif des mécanismes de déformation du 2^o ordre (distorsions et plastiques à courte distance).

Nous constatons donc, en allant de l'intérieur vers la surface du matériau :

- que l'intérieur est soumis à des contraintes élastiques de traction équilibrant les effets de la peau très écrouie par le grenailage,

- que dès l'apparition des déformations plastiques σ croît suivant la loi de déformation résiduelle (ϵ). Lorsque ϵ atteint sa valeur limite ($\bar{\epsilon}$), σ se stabilise à un niveau maximum. Dès lors l'énergie d'impact se transforme en micro-déformation augmentant considérablement le taux de dislocations ce qui se traduit par l'accroissement de β .

Les travaux de Lee, Masaki et Kobayashi (1972) permettent de calculer les lois de variations $\epsilon = f(z/R)$ pour un acier SAE 4340. Le tableau 2 et la figure 4 illustrent ce point.

TABLEAU 2 : Variations de ϵ en fonction de z/R

Force en daN	\bar{z}/R *	a/R	Equation approchée	Courbe
980	0,42	0,18	$0,10 \exp(-5 z/R)$	a
1420	0,55	0,22	$0,12 \exp(-5 z/R)$	b
2220	0,65	0,26	$0,20 \exp(-5 z/R)$	c
3000	0,80	0,31	$0,25 \exp(-5 z/R)$	d

\bar{z} = profondeur plastifiée

z = profondeur considérée

a = rayon de l'impact résiduel

R = rayon de la bille

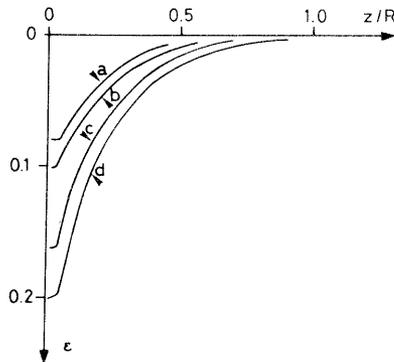


Fig. 4. Variations de ϵ en fonction de z/R

En l'exprimant en fonction de z/R (afin de s'affranchir du rayon de la bille) nous avons donc une expression du type :

$$\epsilon = \underline{B} \cdot \exp(-A \cdot z/R) \quad \text{pour } z/R > 0,05 \quad (9)$$

$$\epsilon = \bar{\epsilon} \quad \text{pour } 0 < z/R < 0,05 \quad (10)$$

Le coefficient A caractérise l'influence de l'impact de la bille (supposée plus dure que le matériau) dans l'épaisseur du matériau. Si σ_e est la limite d'élasticité conventionnelle de ce dernier, exprimée en MPa, nous prendrons :

$$A \approx \sigma_e/300 \quad (11)$$

Le coefficient B caractérise l'énergie cinétique de la bille.

Dans le cas d'un impact isolé, nous le noterons B_0 et de façon empirique nous l'avons évalué à :

$$B \approx 1,25 (a/R)^{1/2} - 0,44 \quad \text{avec } 0,12 < a/R < 1 \quad (12)$$

Pour des impacts multiples, ce coefficient sera majoré pour un terme noté α . Si ces derniers sont suffisamment proches pour cumuler leurs effets en déformation, nous avons $\alpha > 1$ et sensiblement égal à : $\alpha \approx 2 \cdot r$, où r exprime le recouvrement lors de l'opération de grenailage.

Pour les ailettes de turbine, nous avons :

$R = 200 \mu\text{m}$; $a = 60 \mu\text{m}$; $\sigma_e \approx 750 \text{ MPa}$; $\bar{\epsilon} \approx 0,16$; $r \approx 150 \%$ d'où : $A = 2,5$;
 $B = 0,24$; $\alpha = 3$.

Il vient : $\epsilon = 0,73 \exp(-2,5 z/R)$.

En admettant que dans ce cas de grenailage fort le seuil de saturation de contrainte correspond à $\bar{\epsilon} = 0,16$ nous obtiendrons le tracé de la figure 5.

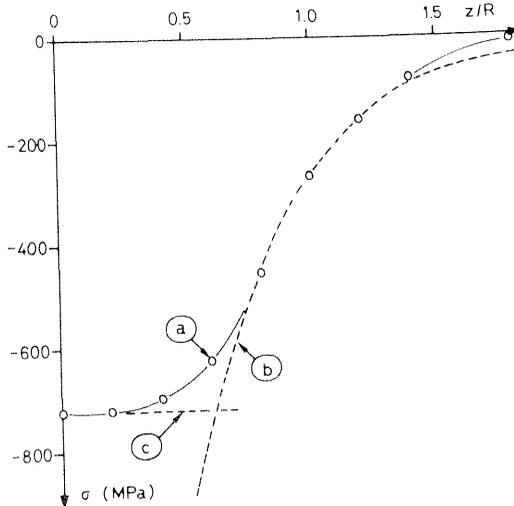


Fig. 5. Variation de $\sigma = f(z/R)$; courbe a : mesures ; courbe b : approche théorique ; courbe c : saturation de déformations.

La courbe b a pour expression : $\sigma \approx 3200 \cdot \exp(-2,5 z/R)$ en considérant les contraintes nulles dans le matériau hors grenailage, nous voyons que :

$$\sigma \approx \epsilon \cdot \sigma_e / \bar{\epsilon} \quad (13)$$

Ce terme caractérise la réponse élastique-plastique du matériau.

La courbe c montre la saturation en déformation et contrainte du matériau.

Il apparaît enfin que pour des raisons de compatibilité des déformations il ne peut exister de point singulier entre les courbes b et c ; une inflexion apparaît ici pour $z \approx 120 \mu\text{m}$. Elle est nécessaire à l'adaptation des déformations et est susceptible d'expliquer le brusque saut de β .

Par ailleurs nous pouvons estimer suivant notre approche la profondeur plastifiée (\bar{z}) atteinte pour $\epsilon \approx 0,002$ (conventionnellement) :

$$\bar{z}/R = (-1/A) \ln(0,002/B) \quad (14)$$

CONCLUSION

Nous pouvons maintenant, par diffractométrie X, mesurer sans difficulté les contraintes d'un matériau métallique et être également renseigné sur la densité de dislocations.

Ce mode d'analyse nous a permis d'envisager une modélisation mathématique ainsi qu'une explication des résultats obtenus en macro et micro déformations.

REMERCIEMENTS

Nous avons pu mener à bien ces travaux grâce à l'aide amicale du Département Matériaux de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Paris.

BIBLIOGRAPHIE

- Allemand, (1973). Détecteur à localisation de particules, Brevet N° 73.46051 du 21 déc. 1973, Paris.
- Borkowski, C.J. et Kopp, M.K., (1972). Review of Scientific Instruments, 39, 1515-1522.
- Castex, L., Lebrun, J.L., Maeder, G. et SPRAUEL, J.M., (1981). Mesure des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X, E.N.S.A.M. Formation Continue, 75640 Paris.
- Castex, L., Lebrun, J.L., et Bras, S., (1981), Advances in X-Ray Analysis, 24, 139-142.
- Dölle, H., (1979). J. Appl. Cryst., 12, 489-501.
- Flavenot, J.F., et Niku-Lari, A., (1976). Le grenailage de précontrainte, 15, C.E.T.I.M., 60304 Senlis.
- Guinier, A., (1964). Théorie et technique de la radiocristallographie, Dunod, Paris.
- Lee, C.H., Masaki, S., et Kobayashi, S., (1972). Int. J. Mech. Sci., 14, 417-426.
- Marion, R.H., et Cohen, J.B., (1974). Advances in X-Ray Analysis, 18, 466-501.
- Peiter, A., et Lode, W., (1980). Materialpruf, 7, 288-290.