



HAL
open science

Contribution de la contrainte lithostatique à la fracturation naturelle d'un réservoir pétrolier

Daniel Quesada, Dominique Leguillon, Claude Putot

► **To cite this version:**

Daniel Quesada, Dominique Leguillon, Claude Putot. Contribution de la contrainte lithostatique à la fracturation naturelle d'un réservoir pétrolier. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03362165

HAL Id: hal-03362165

<https://hal.science/hal-03362165>

Submitted on 1 Oct 2021

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.

Contribution de la contrainte lithostatique à la fracturation naturelle d'un réservoir pétrolier

Daniel Quesada^{1,2}, Dominique Leguillon² & Claude Putot¹

¹IFP, Direction Mécanique Appliquée,
1 et 4, avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil Malmaison Cedex France
²LMM, CNRS UMR 7607, Université P. et M. Curie, Case 162
4, place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05 France
daniel.quesada@ifp.fr

Résumé :

Comprendre la formation et la disposition des fractures naturelles dans les réservoirs peu poreux est vital en production pétrolière. Deux types d'hétérogénéités susceptibles de faciliter l'amorçage des fractures dans un état de contraintes lithostatiques représentatif (profondeur d'enfouissement et tectonique apparaissant comme facteurs essentiels) sont étudiés sur un plan théorique et numérique. Les géométries "cavité circulaire" et "alternance banc/interbanc", en condition de faible confinement effectif, permettent de discuter l'effet de taille. Cela illustre notamment les différences de comportement entre les échantillons de laboratoire et la roche à l'échelle du massif. Les mécanismes de rupture étudiés sont l'amorçage aux pôles de la cavité et la propagation d'une fracture avec saut d'interbanc. Le modèle prédit effectivement la longueur amorcée.

Abstract :

Understanding the formation and layout of natural fractures in low porosity reservoirs is a vital issue for the petroleum industry. Two types of heterogeneities likely to facilitate the initiation of fractures in a representative lithostatic stress state (burial depth and tectonics appearing as essential contributors) are studied on a theoretical and numerical plane. The "circular cavity" and "bed/interbed alternance" geometries, under weak effective confinement conditions, allow the size effect to be discussed. Differences in behaviour between laboratory samples and the rock at the massif scale are notably highlighted this way. The failure mechanisms studied herein are the fracture initiation at the cavity poles and the step-over an interbed by a pre-existing fracture, with a crack onset in the next bed. The model gives an effective prediction of the initiation length.

Mots-clefs :

Effet de taille ; Rupture en compression ; Hétérogénéités structurales

1 Introduction

Dans les réservoirs compacts, l'agencement des réseaux de fractures naturelles conditionne les écoulements du fluide lors de son extraction. Il représente donc un enjeu majeur pour l'industrie pétrolière, notamment en vue d'optimiser les simulations d'écoulement en cours de production. Selon Lorenz *et al.* (1991), les diaclases (fractures en mode I) productives s'amorcent à grande profondeur, à faible confinement effectif, au niveau de discontinuités ou de défauts dans la roche. Elles sont de grande extension et traversent dans les réservoirs stratifiés un grand nombre de bancs et d'interbancs. Plusieurs auteurs ont précédemment mis en avant le rôle prépondérant de la contrainte lithostatique dans les mécanismes de fracturation (Lorenz *et al.*, 1991 ; Picard, 2005). La présente étude s'inscrit dans ce contexte et explore l'influence de

plusieurs types d'hétérogénéités structurales sur l'amorçage et la propagation des diaclases. L'amorçage de fissures aux pôles d'une cavité circulaire sous l'effet de la contrainte lithostatique, ainsi qu'un mécanisme de propagation possible des diaclases à travers les alternances bancs/interbancs, sont examinés. Nous supposons les matériaux homogènes isotropes et élastiques linéaires. Les calculs sont effectués en déformations planes.

2 Amorçage de fractures aux pôles d'une cavité en chargement uniaxial de compression

Considérons une cavité circulaire dans une éprouvette de roche sollicitée en compression, le diamètre d de la cavité étant petit par rapport aux dimensions de la plaque (Fig. 1.a).

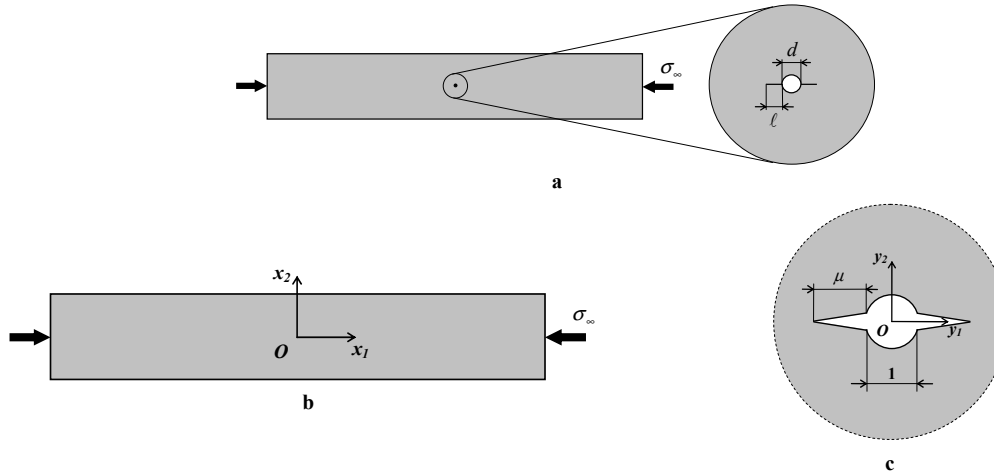


FIG. 1 – Cavité circulaire dans une plaque sollicitée en compression : **a.** problème réel ; **b.** problème extérieur ; **c.** problème intérieur.

On souhaite déterminer la contrainte σ_∞ nécessaire à l'amorçage des fissures aux deux pôles de la cavité (parallèlement à la direction de compression). La solution devra illustrer un phénomène bien connu des expérimentateurs : l'effet de taille sur la charge à rupture d'une éprouvette affaiblie par une entaille circulaire. Le problème (notamment puisque d petit) se prête bien à une résolution par la méthode des développements asymptotiques raccordés (Leguillon *et al.*, 2006).

Le problème extérieur (Fig. 1.b) correspond au point de vue d'un observateur situé à bonne distance de la structure : la cavité n'est pas visible. Le champ de déplacement solution du problème réel s'écrit sous sa forme extérieure :

$$\underline{U}^d(x_1, x_2) = \underline{U}^0(x_1, x_2) + \text{petite correction} \quad (1)$$

où $\underline{U}^0(x_1, x_2)$ est le champ solution du problème extérieur et où l'effet de la correction s'atténue lorsque l'on s'éloigne de l'origine. Un développement issu de la théorie des singularités permet d'établir l'expression du champ \underline{U}^0 :

$$\underline{U}^0(x_1, x_2) = \underline{U}^0(r, \theta) = \underline{U}^0(0, 0) + \sigma_\infty r \underline{t}(\theta) + \dots \quad (2)$$

où r et θ sont les coordonnées polaires, $\underline{U}^0(0, 0)$ est la translation de corps rigide (qui ne joue aucun rôle mais est mentionnée pour des raisons de consistance) et où la fonction $r \underline{t}(\theta)$ vérifie les relations $\sigma_{11} = 1$, $\sigma_{12} = \sigma_{22} = 0$. Puis, on introduit les changements de variables $y_i = x_i / d$,

$\rho = r/d$, et on fait tendre d vers zéro. On obtient un nouveau domaine non borné où le diamètre de la cavité vaut 1. C'est le problème intérieur (Fig. 1.c). On cherche alors une nouvelle expression de \underline{U}^d sous la forme :

$$\underline{U}^d(x_1, x_2) = \underline{U}^d(dy_1, dy_2) = F_0(d) \underline{V}^0(y_1, y_2) + F_1(d) \underline{V}^1(y_1, y_2) + \dots \quad (3)$$

où $F_1(d)/F_0(d) \rightarrow 0$ lorsque $d \rightarrow 0$. Dans une zone intermédiaire, le champ proche, lorsque l'on s'éloigne de l'origine, et le champ lointain, lorsque l'on se rapproche de l'origine, doivent coïncider. D'après (1), (2) et (3), on obtient par identification : $F_0(d) = 1$, $\underline{V}^0(y_1, y_2) = \underline{U}^0(0, 0)$ et $F_1(d) = \sigma_\infty d$, $\underline{V}^1(y_1, y_2) \approx \rho \underline{t}(\theta)$ à l'infini (le symbole ' \approx ' signifiant ici "se comporte comme"). Au final, on en déduit l'expression de \underline{U}^d et le champ de contraintes associé :

$$\underline{U}^d(x_1, x_2) = \underline{U}^d(dy_1, dy_2) = \underline{U}^0(0, 0) + \sigma_\infty d \underline{V}^1(y_1, y_2) + \dots \quad (4)$$

$$\underline{\underline{\sigma}}(\underline{U}^d(x_1, x_2)) = \sigma_\infty \underline{\underline{\tilde{\sigma}}}(\underline{V}^1(y_1, y_2)) + \dots \quad (5)$$

où $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}(\underline{V}^1)$ est indépendant de la géométrie globale de la structure et du chargement. \underline{V}^1 est déterminé par un calcul éléments finis sur le domaine intérieur, artificiellement borné par un contour Γ_∞ situé à grande distance de la perturbation (dans notre cas de rayon 200). Les conditions aux limites imposées sur le contour peuvent être soit de type Dirichlet ($\underline{V}^1(y_1, y_2) = \rho \underline{t}(\theta)$) ou de type Neumann ($\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}(\underline{V}^1) \cdot \underline{n} = \underline{\underline{\tilde{\sigma}}}(\rho \underline{t}(\theta)) \cdot \underline{n}$). Ceci étant fait, on introduit un critère mixte en contrainte et énergie prédisant la rupture si :

$$\sigma \geq \sigma_c \quad \text{et} \quad G = -\frac{\delta W_p}{\delta \ell} \geq G_c \quad (6)$$

où σ désigne la contrainte d'ouverture, σ_c est la résistance à la rupture en traction du matériau (l'indice c signifiant "critique"), G est le taux de restitution d'énergie (incrémental) du système, δW_p est la variation d'énergie potentielle entre un état initial préalable à la rupture et un état final postérieur à l'apparition des fissures de longueur ℓ aux pôles de la cavité (soit une longueur fissurée totale 2ℓ), et G_c est la ténacité du matériau. Dans ce cas, selon Leguillon *et al.* (2006) le taux de restitution d'énergie incrémental est donné par la relation :

$$G = -\frac{\delta W_p}{2\ell} = -\frac{\delta W_p}{2\mu d} = \sigma_\infty^2 d \frac{B(\mu) - B(0)}{2\mu} \quad (7)$$

où B est un paramètre géométrique lié à \underline{V}^1 . D'après les expressions (5), (7) et conformément au critère (6), le seuil de rupture définissant la longueur d'amorçage de fissure adimensionnée $\mu_0 = \ell_0/d$ est donné par la relation (8), qui met en lumière l'effet de taille lorsque le diamètre de la cavité varie :

$$\frac{1}{\tilde{\sigma}_{22}^2(\mu_0)} \cdot \frac{B(\mu_0) - B(0)}{2\mu_0} = \frac{1}{d} \frac{G_c}{\sigma_c^2} \quad (8)$$

Ce critère est appliqué au cas de deux types de roches : la potasse et le calcaire Tyndallstone, pour lesquels l'effet de taille a été caractérisé expérimentalement par Carter *et al.* (1992). Il faut souligner que de telles données sont rares dans la littérature, car les essais de

compression sont difficiles à mettre en oeuvre. Pour le calcaire Tyndallstone, selon les données de Carter, la résistance à la rupture en traction σ_c est comprise entre 0.5 et 5 MPa et la ténacité k_{Ic} vaut 1 MPa.m^{1/2} (mesure unique). Pour la potasse, les valeurs moyennes mesurées par Carter pour la résistance à la rupture et la ténacité sont $\sigma_c = 1.7$ MPa et $k_{Ic} = 0.34$ MPa.m^{1/2}. Une comparaison entre les données expérimentales de Carter et les simulations est effectuée (Fig. 2). Les courbes sont obtenues en implémentant pour le calcul $\sigma_c = 1.5$ MPa, $k_{Ic} = 0.4$ MPa pour le Tyndallstone, et $\sigma_c = 0.4$ MPa, $k_{Ic} = 0.23$ MPa pour la potasse. Une étude de sensibilité du modèle à ses différents paramètres est également conduite (Fig. 3).

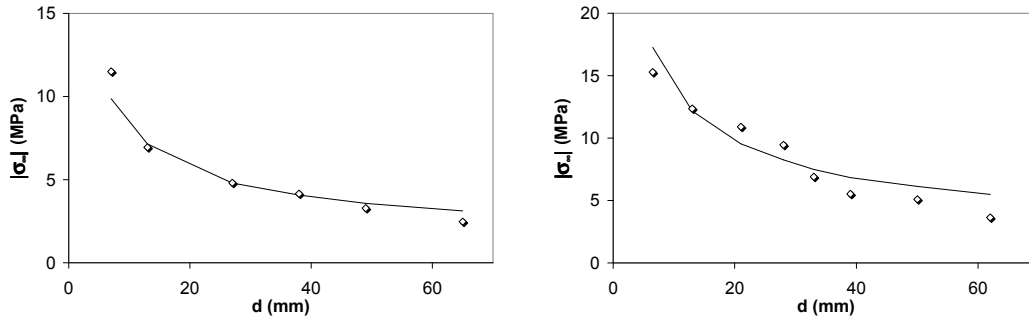


FIG. 2 – Comparaison entre les prédictions et les données expérimentales de Carter (diamants) pour la potasse (à gauche) et le Tyndallstone (à droite).

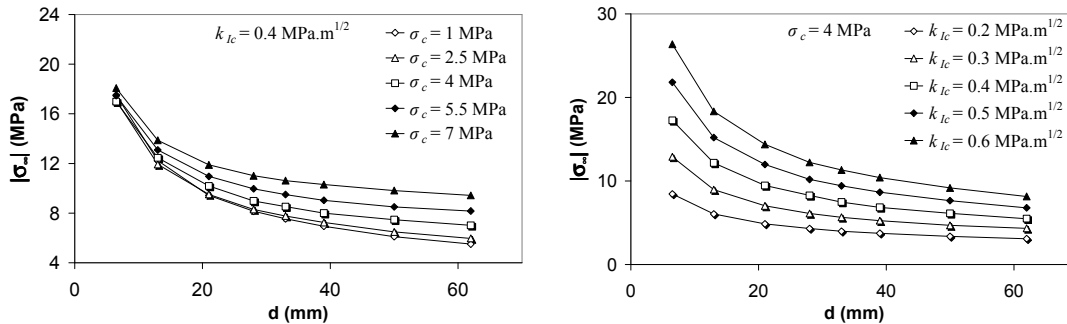


FIG. 3 – Sensibilité du modèle à σ_c et k_{Ic} , pour le Tyndallstone.

Les prédictions sont en bon accord avec les données expérimentales. Le modèle permet une détermination effective de la longueur d'amorçage. Dans les modèles usuels (Sammis *et al.*, 1986), cette longueur est utilisée comme paramètre de calage, sa valeur étant en général trop grande pour être réaliste. Nous déterminons $0.13 < \mu_0 < 0.24$ pour le Tyndallstone et $0.20 < \mu_0 < 0.29$ pour la potasse. La sensibilité de σ_∞ à k_{Ic} est plus importante pour les petits diamètres, alors que celle à σ_c est plus importante pour les gros diamètres. Le critère en énergie prend donc le pas sur le critère en contrainte pour les cavités de petit diamètre, alors que le critère en contrainte prédomine pour les cavités de gros diamètre.

3 Propagation de fractures avec saut d'interbanc : le "step-over"

Dans les réservoirs stratifiés compacts, une propagation de banc en banc avec saut d'interbanc (plus souple), appelée "step-over" (Fig. 4) a été observée. La nouvelle fracture créée apparaît en général légèrement décalée par rapport à l'ancienne, mais ce décalage sera négligé ici. Nous supposons la structure soumise à un chargement biaxial (σ_h, T) où σ_h représente la

contrainte effective de confinement et T la contrainte effective lithostatique. Les compressions seront déclarées positives.

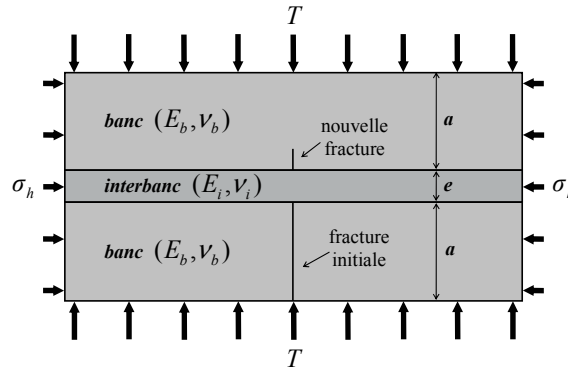
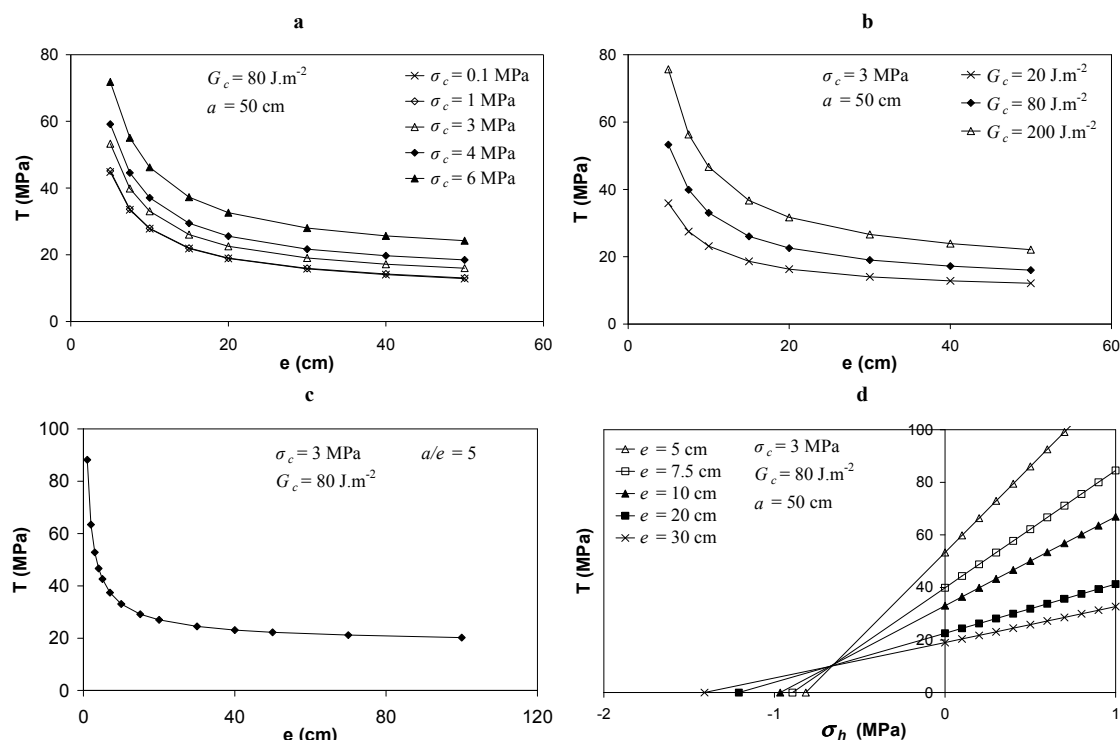


FIG. 4 – Le mécanisme de step-over idéalisé.

Nous souhaitons caractériser l'effet de l'épaisseur de l'interbanc sur le chargement à rupture. Dans ce cas, e n'est pas forcément petit devant a et la méthode des développements asymptotiques n'est pas applicable. Le problème est donc résolu par éléments finis. La rupture est encore supposée se produire si le critère (6) est vérifié. La variation d'énergie potentielle est calculée sur l'ensemble de la structure, et on en déduit le taux de restitution incrémental d'énergie du système. Les calculs mettent en lumière l'effet de taille sur la contrainte lithostatique à l'amorçage, à épaisseur de banc constante et sans confinement (Fig. 5.a et 5.b), l'effet de taille sur la contrainte lithostatique à l'amorçage, à rapport a/e constant et sans confinement (Fig. 5.c), et la variation de la contrainte lithostatique à rupture en fonction de la pression de confinement (Fig. 5.d). Les paramètres de l'application sont fixés dans cette étude à : $E_b = 20$ GPa, $E_i = 5$ GPa, $\nu_b = \nu_i = 0.3$.

A a constant et sans confinement (Fig. 5.a et 5.b), l'effet de la taille de l'interbanc sur la contrainte lithostatique à l'amorçage est important. Suivant les valeurs de σ_c et G_c , T est de 2 à 4 fois plus élevée lorsque l'épaisseur de l'interbanc passe de 50 cm à 5 cm. En dessous d'une certaine valeur de σ_c , les valeurs obtenues restent les mêmes : la rupture est totalement gouvernée par le critère en énergie. Contrairement au cas de l'étude sur la cavité, le critère en contrainte ne semble pas privilégié par une gamme de tailles particulière. Celui en énergie, en revanche, prend légèrement le pas pour les petites tailles d'interbanc. La longueur d'amorçage est assez peu sensible aux variations de e (environ -25% lorsque e passe de 50 cm à 5 cm). L'étude à a/e constant et sans confinement met également en lumière un effet de taille significatif (Fig. 5.c). La contrainte T à l'amorçage reste sensiblement la même pour les grandes tailles d'interbanc, mais elle augmente significativement lorsque $e \leq 20$ cm. A noter qu'un effet de taille est également visible sur la longueur d'amorçage. La figure 5.d montre une variation linéaire de T avec σ_h . Celle-ci n'est pas intuitive, car le calcul fait intervenir plusieurs processus non linéaires. Ces "droites de rupture" proposent un modèle simple et séduisant pour les expérimentateurs. Si $T = 0$ (rupture en traction uniaxiale horizontale), on constate que la charge à l'amorçage diminue avec e : un interbanc fin favorise l'amorçage. Si $\sigma_h = 0$ (rupture en compression uniaxiale verticale), la compression T à l'amorçage diminue lorsque e augmente : un interbanc épais favorise l'amorçage. Enfin, les droites sont concourantes, ce qui implique l'existence d'un chargement unique entraînant l'amorçage pour n'importe quelle épaisseur d'interbanc.

FIG. 5 – Effet de taille sur T : a, b et c. sans confinement ; d. avec confinement.

4 Conclusions

L'étude montre l'importance de la taille des hétérogénéités structurales dans la détermination des conditions de rupture d'un massif rocheux. Deux types d'hétérogénéités, soumises à un chargement de compression uniaxiale avec ou sans confinement, ont été examinés. Une étude de sensibilité aux valeurs d'un critère mixte en contrainte et énergie a révélé l'importance relative de chaque composante du critère pour le prototype "cavité circulaire". Dans le cas de l'interbanc, la contrainte lithostatique à l'amorçage varie linéairement avec la contrainte de confinement. La pente des droites de rupture est fonction des épaisseurs de banc et d'interbanc et des caractéristiques de la roche.

Références

- Carter B.J, Lajtai E.Z. & Yuang Y. 1992 Tensile fracture from circular cavities loaded in compression. *Int. J. Fract.* **57**, 221-236.
- Leguillon, D., Quesada D., Putot C. & Martin E. 2006 Prediction of crack initiation at blunt notches and cavities – size effects. *Eng. Fract. Mech.* doi:10.1016/j.engfracmech.2006.11.008
- Lorenz, J.C., Teufel L.W. & Warpinski N.R. 1991 Regional fractures I: A mechanism for the formation of regional fractures at depth in flat-lying reservoirs. *AAPG Bull.* **75**, n°11, 1714-1737.
- Picard D. 2005 Modèle de représentation mécanique de la formation des fractures naturelles d'un réservoir pétrolier. Thèse de doctorat. Université de Paris VI.
- Samms C.G & Ashby M.F. 1986 The failure of brittle porous solids under compressive stress states. *Acta Metall.* **34**, n°3, 511-526.