

N° d'ordre : 760

50376
1988
265

50376
1988
265

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE
(U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE)

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

(Doctorat d'Etat : arrêté du 16 avril 1974)

(Habilitation à Diriger des Recherches : arrêtés des 5, 22 avril et 23 novembre 1988)

par

Roger VALLE

Maître ès Sciences Mathématiques

Maître ès Sciences Physiques

DEA de Physique des Solides

Ingénieur Civil des Mines EMP

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES MECANISMES FONDAMENTAUX
DE DEFORMATION ET DE RUPTURE DES MATERIAUX CRISTALLINS
EN TRACTION ET EN FATIGUE



Soutenue le 11 octobre 1988 devant la Commission d'Examen :

Président :

D. FRANCOIS

Directeur de Thèse, Rapporteur :

B. ESCAIG

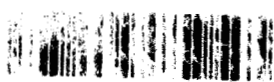
Rapporteurs :

J. FOCT

J.-F. STOHR

Examineur :

P. LACOMBE, Membre de l'Institut



Résumé :

L'utilisation d'un matériau modèle tel que le composite de solidification Ni(Cr,Ta)-TaC et de deux méthodes d'observation complémentaires comme le microscope électronique à très haute tension (1 MV) et le microscope à balayage à canon à émission de champ, a permis de mettre en évidence des mécanismes de déformation et de rupture en traction et en fatigue dont l'observation serait peut-être, autrement, demeurée impossible. De par sa simplicité, le matériau permet d'exploiter quantitativement les observations de manière aussi approfondie que dans un monocristal ; de plus, la présence des fibres permet d'une part de simuler les obstacles au glissement que constituent les joints de grains dans un polycristal et, d'autre part, offre un renforcement homogène qui permet de généraliser à l'ensemble de la matrice, des mécanismes ne se produisant d'ordinaire que dans des zones à forte concentration de contrainte. Enfin, en utilisant différents modes de sollicitation (sens long, sens travers), nous avons pu réaliser, en présence d'un obstacle, des combinaisons cisssion-contrainte normale, que l'utilisation d'un simple monocristal ne nous aurait pas permis d'obtenir, mais qui peuvent se trouver réalisées dans un grain particulier d'un polycristal, là où pourra se nucléer la fissure. Dans le cas d'une cisssion de forte valeur, des empilements contenant plus de cent dislocations peuvent conduire à la rupture de l'obstacle : la fibre ; par contre, dans une situation où se trouvent combinées une cisssion et une contrainte normale très élevées, la présence de l'empilement peut conduire à la nucléation d'une fissure interne par ouverture du plan de glissement. En fatigue, nous avons pu mettre en évidence à la température ambiante, à la fois la ruine du matériau par décohésion aux interfaces et dans les plans de glissement, et les sources de lacunes : multipôles dont les plans de glissement parallèles voisins ne sont distants que de quelques nanomètres.

Mots clefs : science des matériaux, microscopie électronique, déformation plastique, déformation in situ, empilements de dislocations, mécanismes de rupture, fatigue, matériaux composites.

INVESTIGATION OF SOME FUNDAMENTAL MECHANISMS OF DEFORMATION AND FRACTURE OF CRYSTALLINE MATERIALS IN TENSION AND FATIGUE

Summary :

Taking advantage of both an ideal material such as the unidirectionally solidified Ni(Cr,Ta)-TaC composite and two complementary observation techniques, the high voltage electron microscope (1 MV) and the field emission gun scanning electron microscope, it has been possible to observe deformation and fracture mechanisms which occur during tensile and fatigue tests but cannot be easily evidenced in a conventional material. Due to its simplicity, this material permits to derive from the observations, the same quantitative information as in a single crystal. Moreover, the fibres may play the role of obstacles to slip like grain boundaries in a polycrystal; they also provide an homogeneous reinforcement thereby permitting to observe in the whole matrix, mechanisms which would normally occur only in stress concentration regions. Furthermore, the use of both longitudinal and transverse tensile testing has permitted to obtain, in the presence of an obstacle, different shear stress-normal stress combinations; such situations can not be obtained in a single crystal, but may be found in a given grain of a polycrystal where a crack may thus nucleate. In the case of a high shear stress, dislocation pile-ups containing more than 100 dislocations may lead to the fracture of the obstacle: the fibre; on the contrary, in a situation combining a shear stress and a normal stress of high values, the presence of the pile-up may lead to the nucleation of a crack in the glide plane itself. Decohesion at the interface and in the glide planes has been observed after fatigue testing at room temperature; the observed multipoles may have an essential contribution to the production of the vacancies involved in those mechanisms.

Keywords : materials science, electron microscopy, plastic deformation, in situ deformation, dislocation pile-ups, fracture mechanisms, fatigue, composite materials.

I INTRODUCTION

Chronologiquement, la première phase de cette étude a été l'observation in situ, dans le microscope haute tension, des empilements de dislocations se formant en traction longitudinale dans le composite de solidification Ni(Cr,Ta)-TaC et conduisant à la rupture des fibres. Cette partie de l'étude, publiée en 1975 [1], est décrite dans le chapitre IV de ce mémoire. Sur le plan pratique d'une utilisation immédiate, ces observations, réalisées sur un composite très simple dont la matrice est une solution solide, permettaient déjà de comprendre le mode de déformation et de rupture des composites plus performants développés pour la fabrication d'aubes de turbines aéronautiques et dont la matrice est alors renforcée par une précipitation de phase γ' . Mais, au delà de cette application directe, nous avons rapidement réalisé qu'une étude au second degré serait possible : utiliser ce matériau exceptionnel, non plus comme un objet d'étude, mais comme un instrument, au même titre que le microscope haute tension qui, par l'accroissement de l'épaisseur observable et la finesse de l'image, nous avait permis de réaliser ces premières observations. De par sa simplicité, ce matériau composite rend effectivement possible l'exploitation quantitative des observations de manière aussi approfondie que dans un monocristal ; de plus, la présence des fibres permet, d'une part, de simuler les obstacles au glissement que constituent les joints de grain dans un polycristal et, d'autre part, offrent un renforcement homogène qui, allié à une parfaite cohésion de l'interface fibre-matrice, permet de généraliser à l'ensemble de la matrice, des mécanismes de déformation et de rupture ne se produisant, dans les matériaux classiques, que localement, dans les zones à forte concentration de contrainte où l'observation demeure difficile voire même impossible. Autrement dit, ce matériau composite devait nous permettre, en simulant les situations rencontrées dans les polycristaux, d'aller encore plus loin que dans les études sur monocristaux, tout en conservant les mêmes possibilités d'interprétation des observations.

Cependant, nous étions parfaitement conscients du fait que ces premières observations s'inscrivaient dans un véritable "créneau" expérimental. En effet, il s'agissait simplement de pouvoir déformer le matériau dans le microscope, ce que la réalisation du porte-objet de traction venait de rendre possible, et de photographier, sous contrainte, les configurations de dislocations formées in situ. D'ailleurs, nous n'avons pu juger de la portée de nos observations qu'a posteriori, après développement des clichés ; en effet, l'observation sur l'écran du microscope

nous avait juste permis de repérer des empilements, mais nous n'avions aucune idée du nombre de dislocations qu'ils pouvaient contenir. Comme d'autres problèmes expérimentaux se posaient pour d'autres utilisateurs, il fallait, de toute façon, remanier complètement le microscope haute tension pour l'adapter à l'expérimentation in situ en général. Il s'agissait non seulement de perfectionner le porte-objet de traction, mais aussi de réaliser d'autres porte-objets, une chambre-objet à vide poussé, un système de visualisation et d'enregistrement de l'image à bas niveau de lumière et haute résolution et même, concevoir et réaliser une nouvelle platine goniométrique eucentrique, celle d'origine étant devenue inutilisable ! Cette véritable reconstruction du microscope, que nous évoquerons très schématiquement dans le chapitre II, s'est étendue sur une dizaine d'années pendant lesquelles la réalisation et la mise au point des différents équipements spécifiques s'est effectuée en corrélation avec leur mise en œuvre pour les études concernées : déformation à chaud des céramiques [2] et des superalliages, microstructure et texture de forte déformation et de recristallisation de l'acier inoxydable [3,4,5,6], déformation [7,8] et recristallisation [9,10,11] du titane, interaction dislocations de matrice-joints de grains dans le fer pur [12,13,14] ... Indirectement, la mise en œuvre de ces équipements a ainsi joué un rôle essentiel dans la poursuite des essais in situ sur le composite, puisqu'elle nous a non seulement fourni le matériel indispensable, mais aussi une maîtrise de l'expérimentation in situ sans laquelle la réalisation des expériences ultérieures serait demeurée impossible.

D'autre part, pour aller plus avant dans notre utilisation du composite comme outil de recherche, il fallait le connaître encore mieux. A cet égard, deux actions de recherche ont joué un rôle essentiel : l'étude de J. F. Stohr, en 1978 [15], sur la structure fine de l'interface fibre-matrice et la diffusion préférentielle à cette interface, et enfin celle de T. Khan, en 1981 [16], portant sur l'amélioration des propriétés en fluage, mais dans laquelle il utilisait le flambage des fibres partiellement extraites par attaque sélective de la matrice, comme mesure de l'état de compression des fibres.

En fait, ce n'est que récemment, en 1984, profitant tout à la fois de l'instrumentation mise en place et devenue pleinement opérationnelle, d'une plus grande maîtrise de l'expérimentation in situ, et enfin d'une connaissance plus approfondie du matériau, que nous avons pu réaliser notre projet initial : mettre en évidence la formation de fissures internes dans la matrice ductile, sans rupture des fibres. Ce phénomène a pu être observé en traction sens travers. Une fois encore, se sont les observations antérieures de T. Khan puis C. Damerval et M. Rabinovitch, sur des surfaces

de rupture de composites rompus en traction sens travers et présentant un faciès particulier, qui nous ont fait choisir ce mode de sollicitation. Les calculs ultérieurs ont d'ailleurs montré que le système de contrainte obtenu dans le composite soumis à une traction sens travers est particulièrement favorable à la nucléation de ce type de fissures. Ces expériences, ainsi que les calculs permettant de les interpréter font l'objet du chapitre V.

L'idée d'utiliser le composite pour étudier les mécanismes fondamentaux de la fatigue n'est pas apparue tout de suite ; d'ailleurs, le fait que les composites de ce type, développés pour les turbines aéronautiques, ne posent pas de problèmes particuliers de tenue à la fatigue mécanique, a peut-être retardé notre démarche intellectuelle. En fait, ce dernier aspect de l'étude qui constitue le chapitre VI, peut être considéré comme le point de convergence de deux actions de recherche distinctes. Il s'agit tout d'abord d'une étude bibliographique de la fatigue que nous avons réalisée, H. Octor et nous-même, en 1975 et 1976. Etude critique de quelques 200 références, ce travail avait pour but essentiel d'acquérir une connaissance plus approfondie des aspects fondamentaux de la fatigue sur le plan des mécanismes microstructuraux, afin de mieux comprendre et si possible expliquer le comportement et les microstructures observés dans les matériaux technologiques, au besoin en définissant des sujets d'études sur des monocristaux de métaux ou d'alliages convenablement choisis. Le travail se déroulait en deux temps, une première lecture critique nous permettait de sélectionner, dans un domaine donné, un certain nombre de références qui nous paraissaient les plus pertinentes, ensuite la discussion de ces articles avec P. Costa nous amenait à les approfondir et ainsi à mieux cerner les problèmes clés de la fatigue. Tout ceci nous avait conduit à retenir trois thèmes : le rôle de l'énergie de faute sur la microstructure et les bandes de déformation permanentes, l'initiation des fissures de fatigue et enfin le problème des lacunes et des dégâts internes.

Le problème se posait alors de choisir la méthode la mieux adaptée à cette étude : construire un porte-objet de fatigue pour observer in situ la formation de la microstructure et si possible assister à l'initiation des fissures, ou bien effectuer des essais classiques sur des monocristaux de matériaux d'énergies de faute différentes, suivis d'observations au microscope électronique en transmission. Cependant, les deux approches avaient déjà été sérieusement abordées dans d'autres laboratoires, ainsi, l'expérimentation in situ avait déjà permis certaines observations telles

que la formation de dipôles et le "flip-flop motion" des deux dislocations les constituant, ainsi que la formation des cellules de fatigue. De toute façon, était-ce vraiment la meilleure méthode pour essayer de comprendre les mécanismes conduisant à la ruine des matériaux ? D'autre part, et indépendamment, H. Octor et ses collègues de l'équipe des alliages légers étudiaient, sur le plan microstructural, le comportement en fatigue des alliages de titane. En ce qui concerne l'amorçage sur les plans de glissement suivant le stade 1 de Forsyth [17], si les mécanismes ont été analysés très finement dans le cas de structures en bandes de glissement permanentes, le problème de l'universalité du mécanisme se pose dans les matériaux à glissement planaire et dans les alliages de titane lorsque l'amorçage en surface a pu être supprimé par la présence d'une couche superficielle suffisamment écrouie. Or, dans des alliages de titane avec ou sans précipitation, des observations effectuées par cette équipe [18,19] pouvaient suggérer la formation, avant rupture, de cavités localisées dans des bandes étroites, parallèles au plan de glissement prismatique, différant par leur épaisseur ($10 \text{ nm} = 100 \text{ \AA}$) et leur aspect général des bandes de glissement permanentes. Il pourrait donc y avoir amorçage de fissures internes correspondant au stade 1 de Forsyth, sur de tels plans de dégâts. Le fait que ces observations aient été réalisées sur des éprouvettes pour lesquelles la présence d'une couche écrouie permettait d'augmenter la durée de vie, à charge égale, d'un facteur supérieur à 100, nous a donné l'idée d'utiliser la présence des fibres et le caractère homogène de la déformation du composite pour augmenter le temps de vie par rapport à celui de la matrice seule d'un facteur similaire, permettant ainsi d'exacerber et de généraliser certains phénomènes ne se produisant d'ordinaire que localement, dans des zones de forte concentration de contrainte où l'observation est le plus souvent impossible. Au fil du temps, l'idée d'utiliser le matériau composite pour l'étude de la fatigue se précisait : il serait peut-être possible d'observer, dans la matrice, les phénomènes qui nous étaient apparus comme essentiels au cours de notre étude bibliographique, à savoir, le rôle de l'énergie de faute, la nucléation des fissures et le rôle des lacunes. Les premières observations ont été effectuées en 1981-1982 ; mais c'est le Prof. Brown, à qui nous présentions ces premiers résultats, qui nous fit remarquer que l'existence de contraintes internes pouvait remettre en cause nos observations : la matrice étant en traction dans le matériau de départ, l'essai de fatigue ne se transformait-il pas, au niveau de la matrice, en un essai en traction ondulée, l'éprouvette s'allongeant à chaque cycle, par un mécanisme de rochet, jusqu'à rupture. Nous avons pu

prouver assez rapidement qu'il n'en était rien, mais nous avons réalisé qu'il n'était pas possible d'utiliser des résultats obtenus sur le matériau composite, sans une étude préalable sérieuse de l'état des contraintes internes. Pour ceci, nous avons repris l'idée de T. Khan, utiliser le flambage des fibres partiellement extraites par attaque sélective de la matrice, pour obtenir une mesure de leur état de compression dans le composite. Un calcul, réalisé dans le cadre de l'élasticité linéaire a permis d'explicitier la cission résolue dans le plan de glissement et d'expliquer comment, malgré une matrice à limite élastique aussi faible, le composite pouvait résister à des contraintes internes aussi élevées. Cette partie de l'étude, absolument indispensable, mais qui donne cependant à l'aspect "composite" du travail un poids que nous ne souhaitions pas lui accorder au départ, est exposée dans le chapitre III. Cependant, il faut immédiatement noter que ce travail constitue en fait une première "utilisation" du matériau composite, puisqu'il nous a permis de résoudre de façon quantitative un problème de contraintes internes en termes de micromécanismes de déformation, ce qui est généralement impossible dans les matériaux classiques. Quant à l'étude de fatigue, elle nous a effectivement permis de progresser dans les différents domaines qui avaient retenu notre attention ; ces résultats sont présentés dans le chapitre VI.

Les différents chapitres qui composent ce mémoire ne sont donc pas disposés dans l'ordre chronologique, mais dans un ordre plus logique, puisque l'étude du problème des contraintes internes, abordé en dernier, est en fait primordiale et se trouve donc présentée juste après les techniques expérimentales. De plus, nous avons volontairement adopté une présentation détaillée, explicitant les calculs, ce mémoire devant pouvoir être utilisé comme instrument de travail. Enfin, aussi paradoxal que cela puisse paraître, le fait que cette étude n'ait jamais constitué, pour nous même et plus encore pour les autres chercheurs qui s'y trouvaient impliqués, qu'une activité secondaire, était presque un avantage. En effet, ce mode de travail nous a donné le temps nécessaire pour réaliser l'instrumentation indispensable, puis dégager les idées directrices de cette étude, ce qui nécessitait à chaque fois de longues périodes de réflexion ; enfin, la solution de certains problèmes, tels que celui des contraintes internes, nécessitait l'utilisation de résultats (flambage des fibres) qui n'ont été obtenus qu'assez récemment (1981). Mais si l'ensemble de l'étude présentée dans les pages qui suivent s'est étendue sur plus de dix années, il faut cependant remarquer, qu'en temps cumulé, nous n'y avons pas même consacré cinq ans, laps de temps pendant lequel, en continu, il n'aurait sans doute pas été possible de mener à bien une action d'une telle envergure.

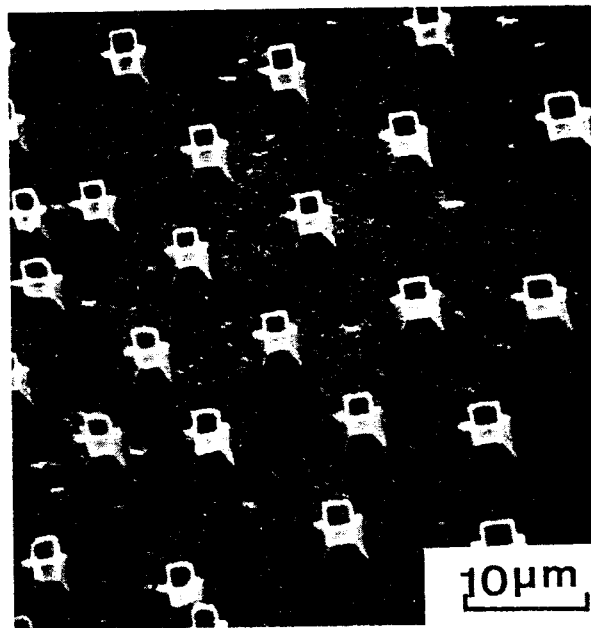


Fig. 1 - Composite Ni(Cr,Ta)-TaC. Micrographie électronique à balayage révélant les fibres de carbure de tantale, après dissolution sélective de la matrice.

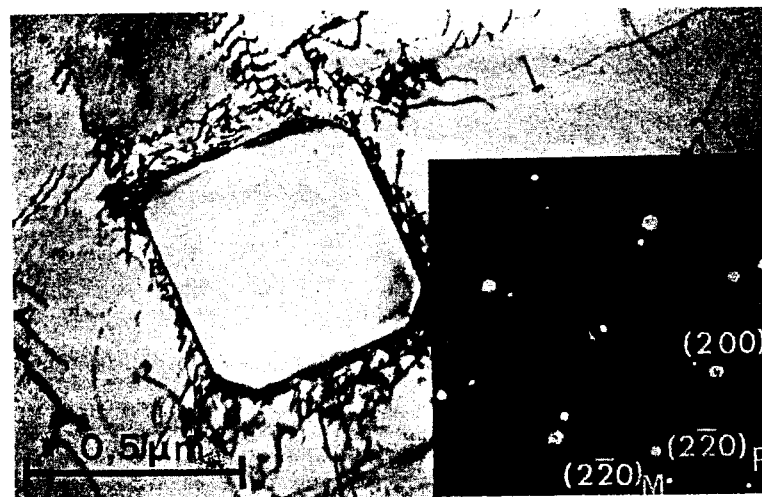


Fig. 2 - Micrographie électronique en transmission effectuée sur une coupe transversale montrant la section droite en forme de carré tronqué des fibres de carbure de tantale dans le composite Ni(Cr,Ta)-TaC. Le réseau de diffraction donne les relations d'épitaxie entre la fibre (F) et la matrice (M).

II TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II. 1. Structure du matériau composite

Le composite de solidification étudié est obtenu à partir d'un alliage à base de nickel dont les taux atomiques de nickel, chrome, tantale et carbone sont respectivement : 79,1 %, 12,4 %, 6,3 % et 2,2 %. Considéré en première approximation comme un eutectique pseudobinaire, il comprend deux phases : une solution solide métallique nickel - chrome - tantale et le carbure de tantale. Le composite obtenu par solidification unidirectionnelle est un polycristal à grains colonnaires parallèles à la direction de croissance. Chaque grain possède une morphologie fibreuse où la matrice est une solution solide de nickel - chrome - tantale et les fibres des monocristaux parfaits de monocarbure de tantale TaC qui croissent perpendiculairement au front de solidification (Fig. 1). Ces fibres monocristallines ont des dimensions transversales D de l'ordre du micromètre et une longueur L comprise entre plusieurs millimètres et quelques centimètres. Le facteur de forme des fibres (L/D) est donc de l'ordre de 10 000. Kelly et Davies [20] ont montré, par des considérations rhéologiques, que dans le cas de fibres discontinues, le renforcement du composite s'effectue par transfert de charge de la matrice aux fibres, à partir d'une certaine valeur du facteur de forme. Dans le cas présent, les valeurs très élevées de ce facteur permettent de considérer le matériau comme un composite à fibres continues.

La matrice et les fibres cristallisent dans le système cubique à faces centrées. La direction de croissance est de type $[001]$. A l'intérieur de chaque grain, les réseaux de la matrice et de la fibre sont parallèles, ce qui se traduit par les relations d'épitaxie : $\langle 001 \rangle_M // \langle 001 \rangle_{TaC}$ où M désigne la matrice. La section des fibres de carbure de tantale à une forme de carré tronqué (Fig. 2) ; les grandes faces de la fibre sont des plans $\{110\}$ et les tronçatures des plans $\{100\}$. Cependant, les deux phases ne sont pas cohérentes, puisque leurs paramètres diffèrent de 25 %. En fait, l'étude de la structure fine de l'interface réalisée par Stohr [15] a montré que les plans $\{110\}$ et $\{100\}$ qui limitent géométriquement les fibres ne sont pas lisses mais, au contraire, finement striés. Les observations effectuées en microscopie électronique à haute tension ont révélé l'existence de réseaux de défauts linéaires à l'interface fibre - matrice. Lorsque l'interface macroscopique est un plan $\{110\}$, le réseau de défauts linéaires est constitué de lignes parallèles perpendiculaires à l'axe de la fibre (Fig. 3). Par contre, lorsqu'il s'agit d'un plan $\{100\}$ le réseau de défauts linéaires comprend deux séries de lignes parallèles, orthogonales entre elles et inclinées à 45° sur l'axe de la fibre (Fig. 3). De plus, lorsque l'un des plans $\{110\}$ ou $\{100\}$ est parallèle au faisceau d'électrons, la projection de l'interface fibre - matrice se

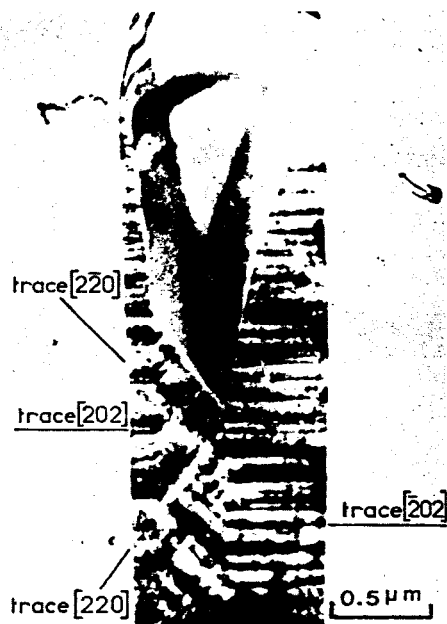


Fig. 3 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) montrant les réseaux de défauts linéaires des interfaces fibre-matrice [15].

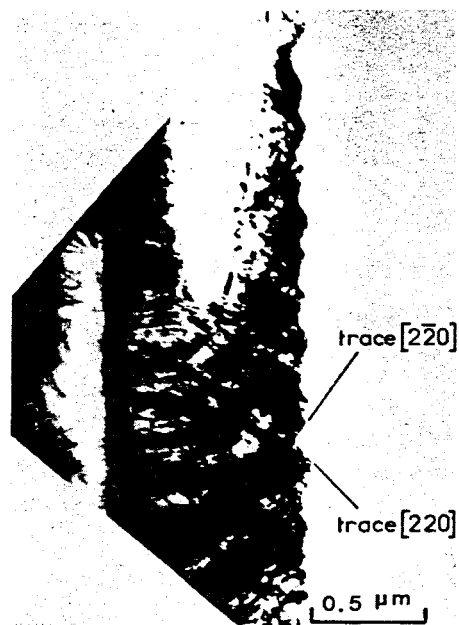


Fig. 4 - Micrographie électronique en transmission révélant l'aspect en ligne brisée de l'interface fibre-matrice [15].

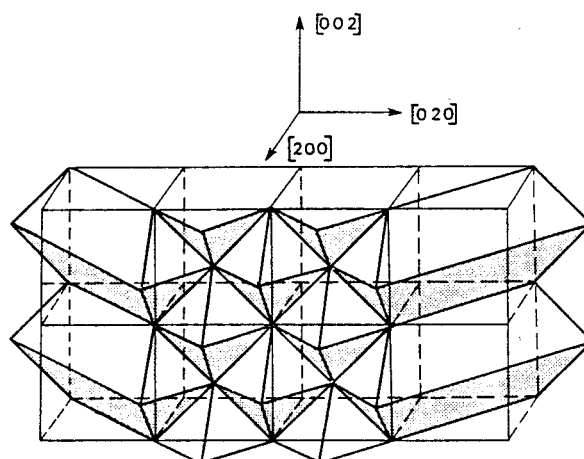


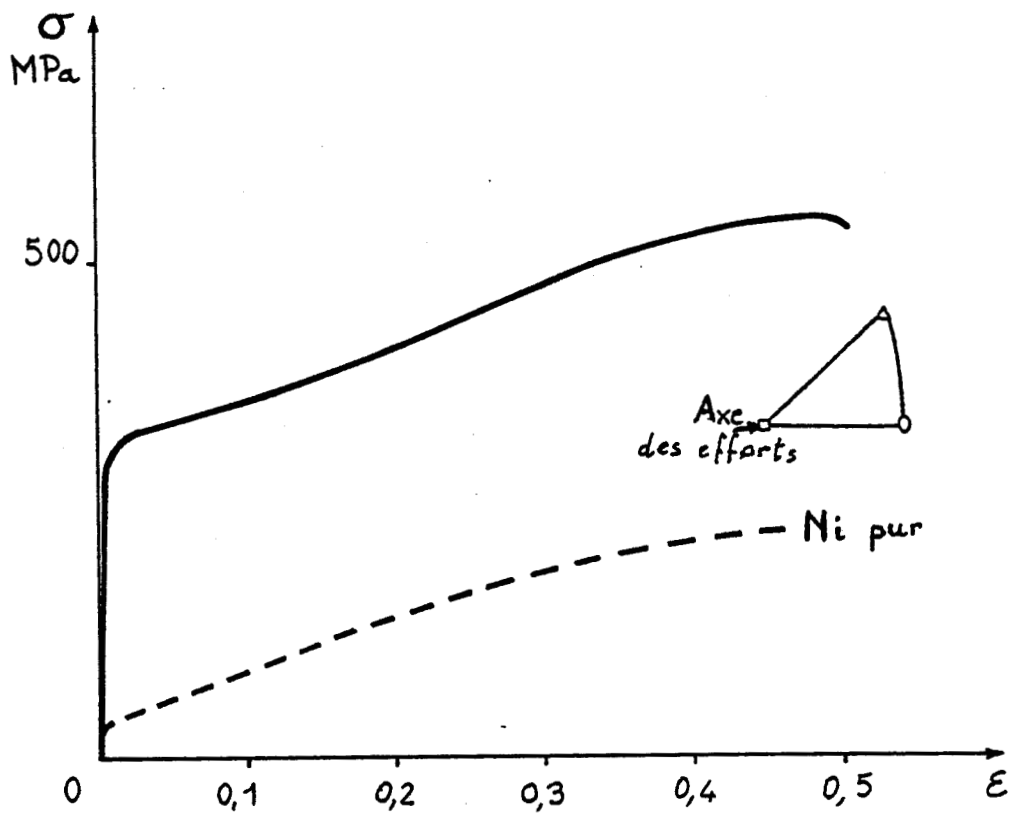
Fig. 5 - Schéma de la structure fine des interfaces fibre-matrice montrant que les plans d'accrolement réels sont les plans denses $\{111\}$.

présente sous forme d'une ligne brisée dont chaque segment possède une direction de type $[110]$ (Fig. 4). La structure fine de l'interface fibre - matrice serait donc la suivante : les plans $\{110\}$ seraient constitués d'une suite de dièdres ayant pour faces des plans $\{111\}$, alors que les plans $\{100\}$ seraient formés de pyramides dont les faces seraient également des plans $\{111\}$ (Fig. 5). Ainsi, les défauts de réseaux linéaires observés au microscope THT correspondraient aux intersections des plans $\{111\}$ avec les plans $\{110\}$ et $\{100\}$ qui limitent les fibres. Le fait que les plans réels d'accolement entre les fibres et la matrice soient des plans denses $\{111\}$ pourrait expliquer la très grande cohésion entre la fibre et la matrice. En effet, la décohésion fibre - matrice n'a jamais pu être observée ni en compression, ni en traction ni même en traction travers.

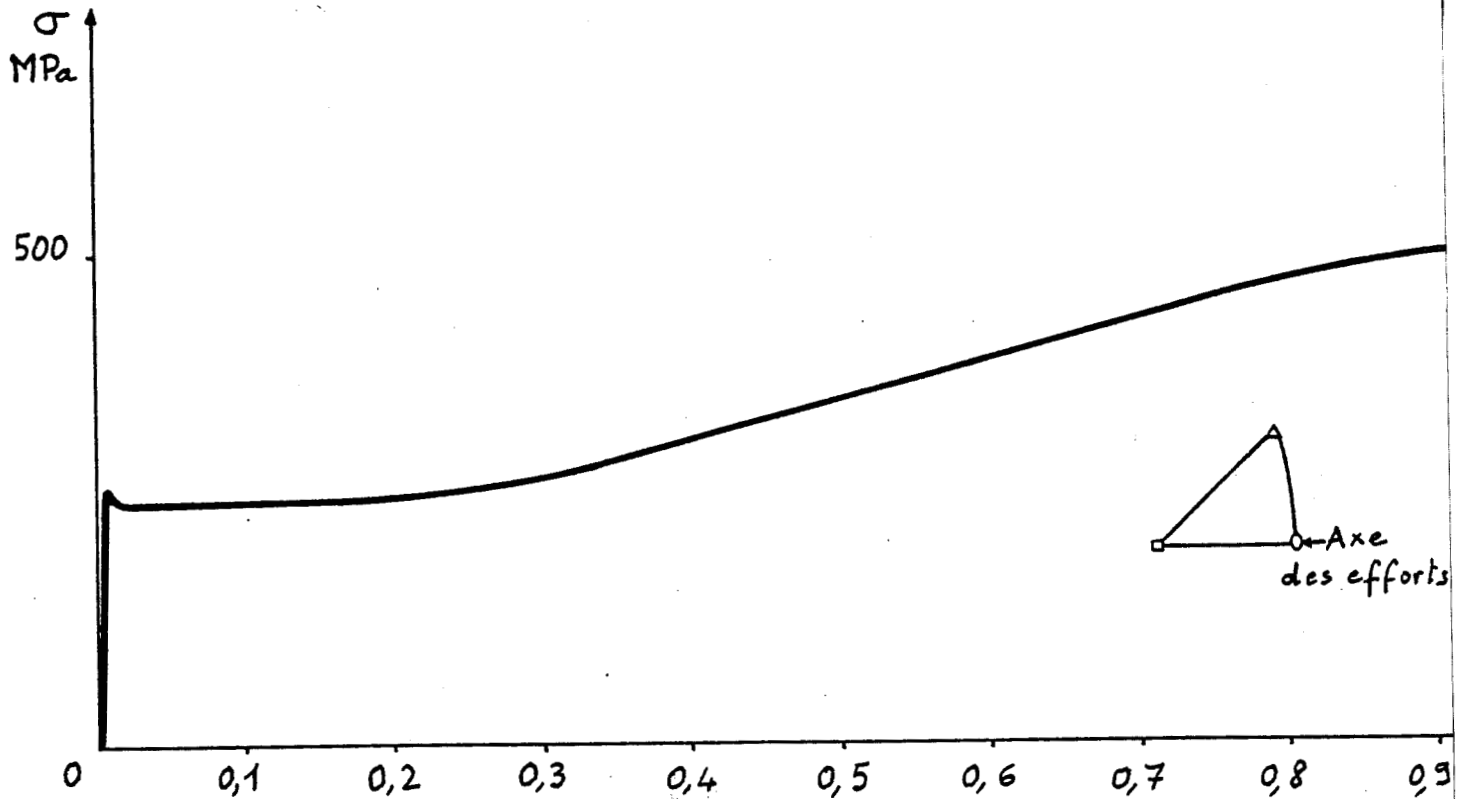
II. 2. Monocristaux de matrice seule

Afin de mieux comprendre le comportement mécanique du composite Ni(Cr,Ta)-TaC, nous avons voulu étudier celui de la matrice seule. Pour ceci, nous avons fait réaliser des monocristaux de composition identique à celle de la matrice du composite. La composition chimique de la matrice d'échantillons massifs de composite a été déterminée par microanalyse X effectuée à la microsonde électronique de Castaing (Caméca Camébox). Les pourcentages atomiques de nickel, chrome et tantale de la matrice sont respectivement : 82,5%, 13% et 4,5%. L'utilisation d'un germe a permis d'obtenir, par solidification unidirectionnelle, des monocristaux de matrice seule possédant la même direction de croissance que le composite : $[001]$.

La caractérisation mécanique de ces monocristaux de matrice seule a été effectuée en traction, à la température ambiante, l'axe de traction étant confondu avec la direction de croissance $[001]$. A première vue, la courbe de traction (Fig. 6a) semble tout à fait caractéristique des matériaux cubiques à faces centrées. En effet, la courbe de consolidation présente trois domaines successifs : le stade 1 ou glissement facile, attribué au développement d'une seule famille de glissement sur des plans $\{111\}$ parallèles (glissement simple), le stade 2 ou durcissement rapide qui apparaîtrait, pour ce type d'orientation, après 13% d'allongement et qui correspondrait à l'activation d'un second système de glissement (glissement multiple), et enfin, après 33% d'allongement, le stade 3 ou durcissement parabolique qui s'explique par l'apparition du glissement dévié ou cross-slip. Ce type de courbe serait parfaitement normal si cet essai de traction sur monocristal avait été réalisé suivant une orientation favorable au glissement simple, or, ici, l'axe des efforts est orienté



a



b

Fig. 6 - Essai de traction sur un échantillon massif de matrice du composite Ni(Cr,Ta)-TaC : courbes contrainte-déformation d'un monocristal de matrice seule.

a : axe des efforts [001]

b : axe des efforts [011]

suivant la direction $[001]$, ce qui conduit, au contraire, à la situation de glissement multiple idéale, les plans $\{111\}$ présentant tous la même inclinaison suivant l'axe des efforts. Ainsi, le premier stade, évidemment absent dans le nickel pur (Fig. 6a) et qui s'apparente d'ailleurs plus à un épaulement qu'à un palier, ne correspondrait donc pas au glissement simple mais plutôt à un durcissement dû à la présence d'atomes étrangers (Cr, Ta), en solution solide.

Par ailleurs, l'orientation $[110]$ de l'axe des efforts correspondant à une situation privilégiée en ce qui concerne la nucléation de fissures dans les plans de glissement de la matrice en traction sens travers (§y, 3), nous avons également effectué un essai de traction sur monocristal, l'axe des efforts étant confondu avec la direction de croissance $[011]$. (Nous noterons au passage que la direction $[011]$ est la direction pour laquelle la croissance des monocristaux de matrice seule s'effectue naturellement, sans germe de départ, alors que pour le composite, la croissance orientée se produit naturellement suivant la direction $[001]$). La courbe de traction (Fig. 6b) présente un aspect assez différent de la précédente. Nous remarquons en effet, la présence d'un crochet de traction qui pourrait correspondre à un léger blocage des dislocations par les éléments (Cr, Ta) en solution solide. Pour ce type d'orientation, l'axe des efforts se trouve contenu dans deux des quatre familles de plans de type $\{111\}$, qui, ainsi, ne se trouvent pas sollicités. De plus, dans chacune des deux familles de plans $\{111\}$ ne contenant pas l'axe des efforts, un des systèmes de glissement n'est pas sollicité non plus. On se trouve donc assez éloigné d'une situation de glissement multiple idéale. D'ailleurs, l'examen du fût de l'éprouvette montre qu'une seule famille de plans $\{111\}$ se trouve en fait sélectionnée pour le glissement, ce qui conduit ainsi à un glissement simple caractérisé par le long palier du stade I et un allongement à rupture nettement plus élevé que pour un essai de traction suivant la direction $[001]$; ceci pour des charges de rupture voisines.

L'aspect des courbes de traction sur monocristaux, présence d'un palier pour une sollicitation suivant une direction de type $[001]$ favorable au glissement multiple, léger crochet suivi d'un long palier suivant la direction $[011]$, semble pouvoir s'interpréter par un durcissement en solution solide. Ce durcissement dû à la présence d'atomes étrangers peut avoir plusieurs origines qui conduisent toutes à une entrave au mouvement des dislocations, c'est-à-dire à l'existence d'une force de freinage, de

friction, qui doit être surmontée par une augmentation de la contrainte appliquée. Cette force de friction provient de l'interaction entre les dislocations et les atomes étrangers en solution, elle peut être de nature chimique [21], électrostatique [22,23] ou élastique : variations locales de module élastique dues à l'atome étranger [24,25], ou, plus principalement, effet de taille de l'atome étranger [26]. Il convient de mentionner également un autre phénomène, source d'une force de friction sur le mouvement des dislocations : l'ordre à courte distance [27].

Afin de séparer l'influence des différents types d'interaction, nous allons comparer les courbes obtenues sur monocristaux de matrice seule à ceux publiés dans la littérature sur les monocristaux de nickel pur [28] et sur les monocristaux [29] ou polycristaux [30] d'alliages Ni-Cr. La comparaison entre monocristaux de nickel pur [28] et monocristaux de matrice seule, pour l'orientation de glissement multiple [001] et pour l'orientation [011], fait apparaître un durcissement d'environ 250 MPa. De plus, la comparaison entre monocristaux de matrice seule et monocristaux d'alliages Ni-Cr [29] d'orientation [011] d'une part, et monocristaux de matrice seule d'orientation [001] (glissement multiple) et polycristaux de Ni-Cr [30] montre clairement que le durcissement lié à la présence du chrome et par là même à l'ordre à courte distance pour les fortes teneurs en chrome (> 20at%), est très nettement inférieur à celui observé dans les monocristaux de matrice seule. Le durcissement observé dans la matrice serait donc vraisemblablement dû à l'effet de taille des atomes de tantale ; dans ces conditions, il serait très intéressant de pouvoir chiffrer ce phénomène.

Pour ceci, nous avons utilisé les données empiriques de Pelloux et Grant [31] permettant de tenir compte, en plus de l'effet de taille, de l'interaction électrostatique, particulièrement importante lorsque le soluté et le solvant ont des valences très différentes, ce qui est précisément le cas de Cr, Ta en solution solide dans le nickel. Pour des valeurs de $\frac{da}{dc}$ (variation du paramètre cristallin en fonction de la concentration) de $\Delta a (= 0,01 \text{ \AA}) / \text{at\%} = 0,104$ pour le chrome et de 0,575 pour le tantale en solution solide dans le nickel [32], nous obtenons un durcissement (augmentation de la limite élastique à 0,2 % d'allongement) de $\Delta E_{0,2} (\text{MPa}) / \text{at\%} = 4,47$ pour le chrome et 33,9 pour le tantale. Le durcissement, dans la matrice du composite (Ni 13at% Cr 4,5at% Ta), est donc de 58 MPa pour le chrome et 153 MPa pour le tantale, soit en

total 211 MPa. Le durcissement dû au chrome est en bon accord avec les valeurs que l'on peut déduire des courbes de traction de l'alliage Ni-Cr [29,30] comparées à celles du nickel pur [28,30]; de même, le durcissement dû au chrome et au tantale contenus dans la matrice du composite correspond bien à celui que l'on peut déduire des courbes de traction (Fig. 6) comparées à celles du nickel pur [28]. Tout en étant conscient du fait que ces résultats ne constituent que des ordres de grandeur, ils prouvent néanmoins le rôle prépondérant du tantale dans le durcissement de la matrice.

Finalement, le comportement en traction de la matrice seule, sensiblement différent de celui du nickel pur, se rapproche, par contre, de celui d'un superalliage durci en solution solide comme l'Hastalloy X polycristallin (Ni 22pd% Cr 18 Fe 9 Mo 0,1 C) dont la limite élastique à 0,2% d'allongement est de 358 MPa et la limite de rupture de 780 MPa pour un allongement de 51%. Or, pour des raisons techniques, il est impossible d'obtenir un composite de solidification de bonne qualité, pour des teneurs en chrome et en tantale de la matrice inférieures à 3at% environ pour chacun de ces deux éléments, et plus particulièrement pour le tantale. Ainsi, par principe, le comportement mécanique de la matrice d'un matériau composite de solidification renforcé par des fibres de carbures de métaux de transition (Ta ou Nb) sera plus proche de celui d'un superalliage fortement durci en solution solide que de celui du métal pur.

D'autre part, ces essais de traction sur monocristaux de matrice seule, nous ont également permis de déterminer, à partir de la pente de la courbe de traction dans le domaine élastique, le module d'Young suivant la direction [001] : 115 000 MPa, et celui correspondant à la direction [011] : 210 000 MPa.

II. 3. Microscopie électronique à très haute tension (THT)

Schématiquement, le microscope THT (1 MV) présente trois avantages essentiels par rapport aux microscopes à transmission à moyenne tension (100 - 200 kV) : un net accroissement de l'épaisseur observable, une plus grande finesse de l'image permettant de résoudre des défauts inobservables à moyenne tension et enfin la possibilité de créer, à partir d'une certaine tension de seuil, des défauts d'irradiation. Ce dernier point est à l'origine de tout un domaine de recherche, l'irradiation in situ, c'est-à-dire l'observation directe de la formation des défauts et de leur évolution (boucles de dislocation, cavités), simulant ainsi par irradiation aux électrons le phénomène de gonflement se produisant dans les matériaux utilisés dans la construction nucléaire et exposés, ainsi, à un flux de neutrons. Ce domaine de recherche justifierait à lui seul l'existence des microscopes haute tension. Cependant, les autres avantages sont tout aussi importants, en effet, sans l'apport décisif de la haute tension en ce qui concerne les deux premiers points, épaisseur observable et finesse de l'image, la présente étude n'aurait pu être réalisée.

Epaisseur observable, faisabilité des expériences in situ :

D'une manière générale, en microscopie électronique par transmission, la qualité de l'image se trouve affectée par deux types de limitations : la limite de résolution instrumentale, inférieure, dans le cas présent, au nanomètre (10 \AA), mais surtout la limite de résolution liée à l'échantillon. En effet, la limite de résolution instrumentale ne peut être atteinte que dans le cas d'un objet idéal, extrêmement mince. Pour une épaisseur donnée, la limite de résolution liée à l'échantillon dépend de trois facteurs : l'influence de l'aberration chromatique révélée par la présence de l'objet et dépendant de sa nature, le flou de l'image qui correspondrait à une profondeur de champ égale à l'épaisseur de cet objet et l'élargissement du faisceau par diffusion multiple lors de la traversée de l'échantillon (top-bottom effect). Toutefois ce dernier effet ne devient prépondérant que pour des épaisseurs importantes. La présence d'un objet d'une certaine épaisseur se traduit donc par une nouvelle valeur de la limite de résolution ; ceci conduit à définir la notion de pénétration utile : épaisseur maximum observable dans de bonnes conditions d'intensité, de contraste et de résolution. Ainsi, pour une tension d'accélération donnée, l'épaisseur maximum observable est déterminée

par la perte d'intensité (diffusion inélastique aux grands angles d'électrons arrêtés par le diaphragme de contraste), la perte de contraste (contribution des électrons diffusés inélastiquement et passant par le diaphragme) et enfin la perte de résolution. La perte d'intensité, qui peut être compensée par un temps d'exposition plus long des photos et un système intensificateur de brillance pour la visualisation de l'image, est ainsi moins limitative que la perte de contraste et de résolution. A moyenne tension, l'épaisseur maximum observable se trouve limitée par la perte de résolution, surtout lorsqu'il s'agit d'éléments légers. Or, dans cette gamme de tension, la limite de résolution liée à l'échantillon est essentiellement contrôlée par les effets de l'aberration chromatique consécutifs aux diffusions inélastiques. En effet, proportionnelle au rapport $\frac{\Delta E}{E}$, où ΔE représente la largeur du profil des pertes d'énergie, l'aberration chromatique décroît en fonction de l'énergie E des électrons incidents. A haute tension, l'effet de l'aberration chromatique diminue et devient comparable à celui de la profondeur de champ. La limite de résolution liée à l'échantillon se trouve alors nettement améliorée et l'épaisseur observable peut ainsi atteindre quelques micromètres au lieu de quelques dixièmes de micromètre à moyenne tension. Ce gain sur l'épaisseur observable est, en fait, absolument essentiel. En effet, le développement de l'expérimentation in situ dans des domaines tels que la recristallisation et la déformation, a montré que de telles expériences ne pouvaient être réalisées que sur des objets assez épais, à cause, notamment, des effets de surface (force image, ancrage des défauts). De plus, dans le cas particulier du matériau composite, pour que les expériences de déformation in situ sur lames minces (sens long et sens travers) puissent être représentatives du matériau massif, il faut que les fibres, d'un micromètre de côté environ, soient recouvertes de matrice, ce qui impose une épaisseur minimale de quelques micromètres, épaisseur que seule l'utilisation du microscope THT permet d'atteindre. Cependant, même si le microscope THT peut donner d'un objet suffisamment épais une image de résolution convenable, l'observation sur l'écran est le plus souvent rigoureusement impossible, car d'intensité trop faible. Cette simple remarque pose en fait le problème de la faisabilité des expériences in situ, qui, indépendamment de la réalisation d'accessoires spécifiques comme le porte-objet de traction, nous a conduit à remanier complètement le microscope. Dans chaque cas, c'est la mise en évidence des phénomènes physiques limitant les possibilités de l'appareil qui nous a permis de résoudre les différents problèmes posés ; c'est cet aspect physique de l'instrumentation que nous avons développée qui lui confère un caractère universel dépassant largement le cadre du microscope 1 MV CNRS-ONERA.

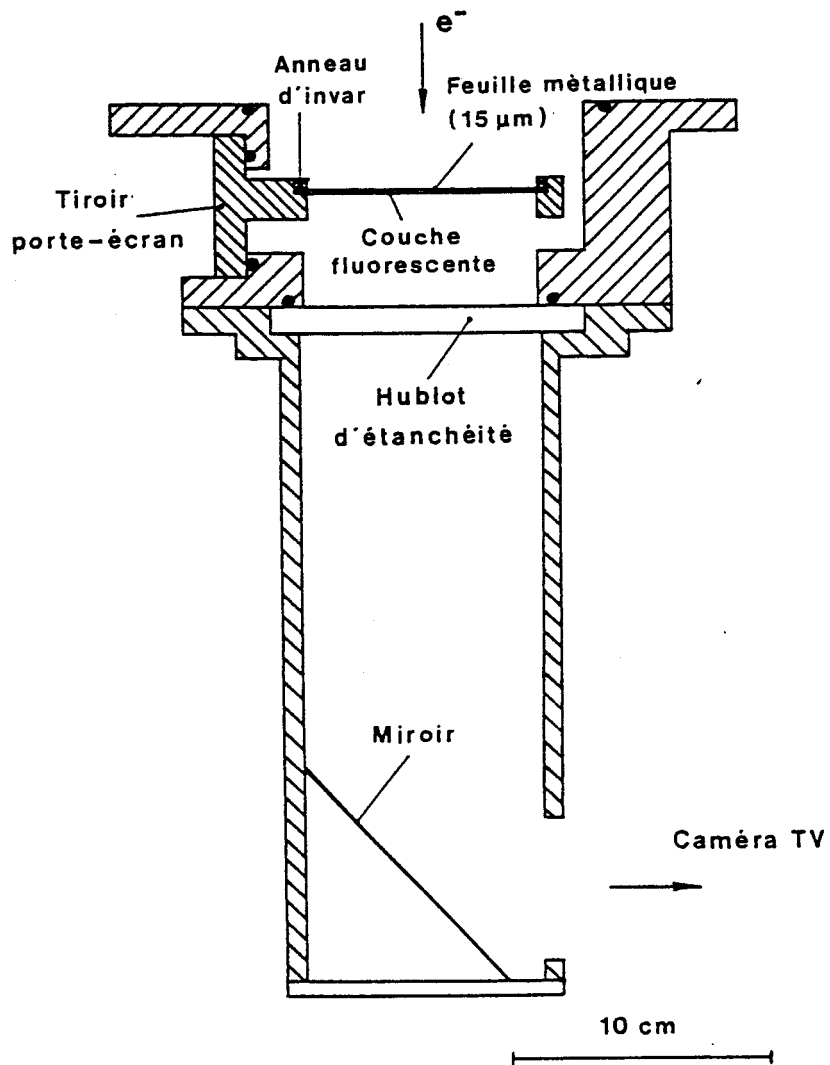


Fig. 7 - Système de visualisation et d'enregistrement de l'image du microscope haute tension et nouveau type d'écran fluorescent par transmission [33].

Considérons tout d'abord le problème de l'épaisseur de l'objet et les difficultés d'observation qui en résultent. Nous avons vu que la déformation in situ nécessitait des objets très épais, notamment dans le cas des matériaux composites. De plus, dans d'autres types d'expériences in situ telles que la recristallisation, l'expérience montre qu'il n'y a pas recristallisation dans les parties les plus minces de la lame, d'une épaisseur inférieure au micromètre environ. D'autre part, toute observation du matériau initial, très écroui, est rigoureusement impossible sur l'écran. Résoudre de tels problèmes, nous a amenés à concevoir un système de visualisation et d'enregistrement de l'image à bas niveau de lumière mais aussi à haute résolution, de manière à conserver toute l'information contenue dans l'image. Le système mis en place est le résultat d'une étude concernant la diffusion et la rétrodiffusion des électrons [33,34,35,36]. Il s'agit essentiellement d'un nouveau type d'écran par transmission constitué d'une membrane métallique mince tendue, supportant le produit fluorescent (Fig. 7). Dans ce système, les électrons traversent donc le support avant de rencontrer la couche fluorescente. Si la feuille est suffisamment mince et constituée d'un matériau léger comme l'aluminium par exemple, elle ne perturbe pas trop les électrons de haute énergie ; mais surtout, avec un tel dispositif, la couche fluorescente ne voit aucun électron rétrodiffusé et la fonction de transfert de modulation se trouve ainsi très nettement améliorée. Ces écrans par transmission, ainsi que les écrans par réflexion, qui, au contraire, utilisent la rétrodiffusion du support pour augmenter le contraste [33], furent repris sur d'autres microscopes à haute tension (CEN-Grenoble ; Halle, RDA ; Madison, Wisconsin, USA ; Cambridge, GB) et ont été décrits par Butler et Hale dans l'ouvrage général de microscopie électronique édité par A. Glauert [37].

Un autre problème très important est l'oxydation de la lame mince lors d'expériences in situ de longue durée à haute température : irradiation, recristallisation ou déformation. Dans ce cas, c'est une étude bibliographique du phénomène d'oxydation à basse pression d'agents oxydants (oxygène et vapeur d'eau), menée en parallèle avec une étude critique du système de pompage du microscope et une analyse des gaz résiduels au niveau de la chambre-objet, qui nous a permis de montrer que pour les températures considérées et les pressions partielles d'agents oxydants ainsi déterminées, l'oxydation de l'objet était due à la vapeur d'eau provenant du dégazage des parois du microscope, et non à l'oxygène résiduel. A partir de ce résultat, nous avons pu concevoir un système

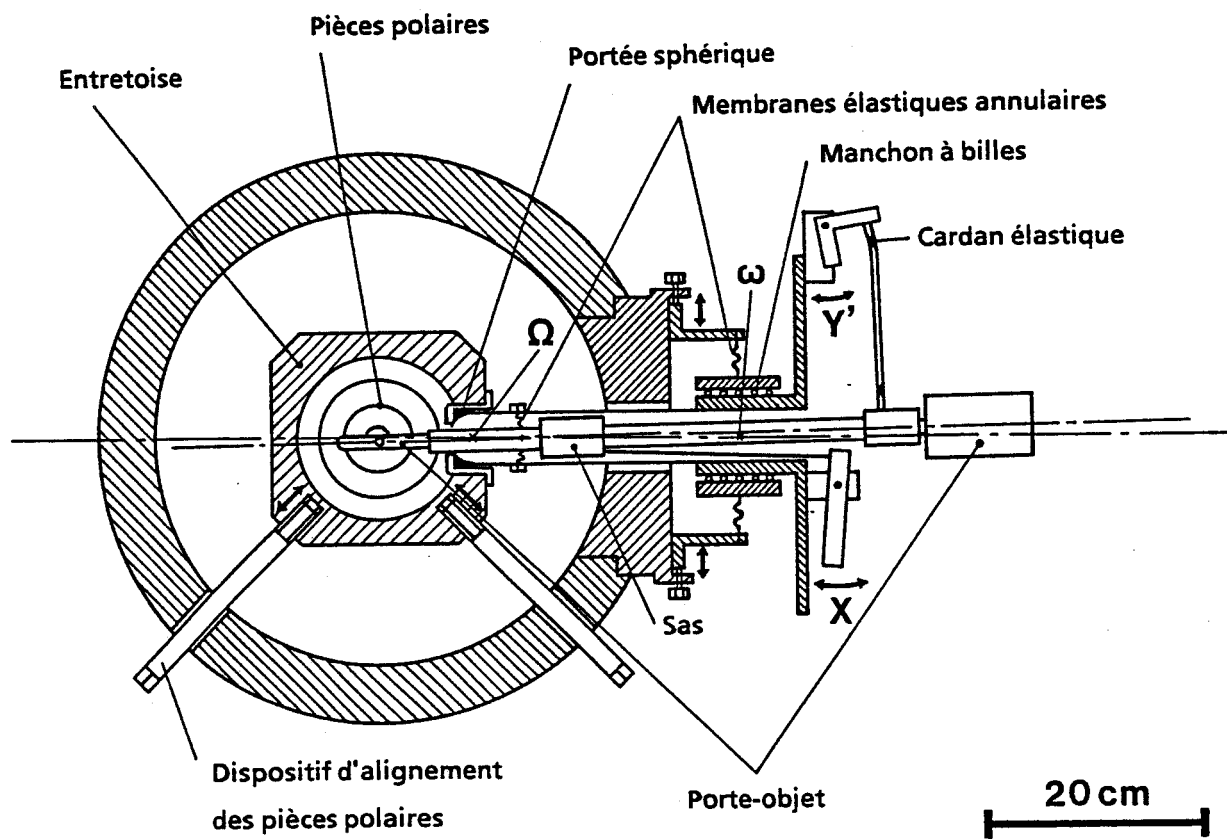


Fig. 8 - Schéma de principe de la platine goniométrique eucentrique du microscope 1 MV CNRS/ONERA [39,40,41].

simple nous permettant d'atteindre un niveau de vide meilleur que 10^{-5} Pa (10^{-7} torr) au niveau de l'objet ; il s'agit essentiellement d'un cryopompage à l'azote liquide, à grande vitesse de pompage, implanté directement dans la chambre-objet [38].

D'une façon générale, le caractère aléatoire dans le temps, mais surtout dans l'espace, du déclenchement des phénomènes observés in situ (début de la déformation plastique, nucléation de la recristallisation) et les légers changements d'orientation cristallographique se produisant au cours de la déformation ou du chauffage, nécessitent l'emploi d'une platine goniométrique eucentrique sensible et fiable, permettant le déplacement et la réorientation immédiate de l'échantillon au cours de l'essai. La platine d'origine étant devenue complètement inutilisable, plutôt que de la reconstruire à l'identique avec les mêmes défauts, nous avons préféré analyser les problèmes spécifiques à cet accessoire et réaliser une platine d'un type nouveau. Historiquement, la première platine eucentrique à entrée latérale a été développée par Philips pour le microscope 100 kV ; ce type de platine a ensuite été repris par d'autres constructeurs. Dans cette platine, les guidages sont assurés par glissement, solution qui convient bien pour les microscopes électroniques classiques où les porte-objets ont des dimensions et une masse réduites. Par contre, pour le microscope à haute tension où les porte-objets ont une soixantaine de centimètres de longueur et une masse de plusieurs kilogrammes, ce type de platine ne convient plus car les frottements solides prennent alors une importance considérable et conduisent rapidement aux mouvements aléatoires et aux blocages qui rendaient notre platine inutilisable. Il s'agissait donc de concevoir une nouvelle platine, mieux adaptée à nos besoins, mais conservant les avantages de l'ancienne (eucentrisme, entrée latérale) et pouvant utiliser les porte-objets existants. Comme la qualité essentielle d'une platine est la sensibilité plutôt que la précision, l'idée a été de conserver la même cinématique en remplaçant les guidages par glissement, par des guidages élastiques (Fig. 8). Une telle solution évite tout risque d'usure ainsi que tout mouvement aléatoire. Par contre, vu l'importance de la masse suspendue (plusieurs kg), elle présente l'inconvénient de réagir comme un véritable sismographe, immobile dans l'espace pendant que la colonne du microscope, directement liée au sol, est soumise aux vibrations sismiques (amplitude des déplacements de la colonne au niveau de la chambre-objet : $1 \mu\text{m}$ à 5 Hz, $10 \text{ nm} = 100 \text{ \AA}$ à 50 Hz). De tels déplacements relatifs vont limiter la résolution à des valeurs inadmissibles. Il a donc fallu remonter les fréquences de résonance des liaisons élastiques

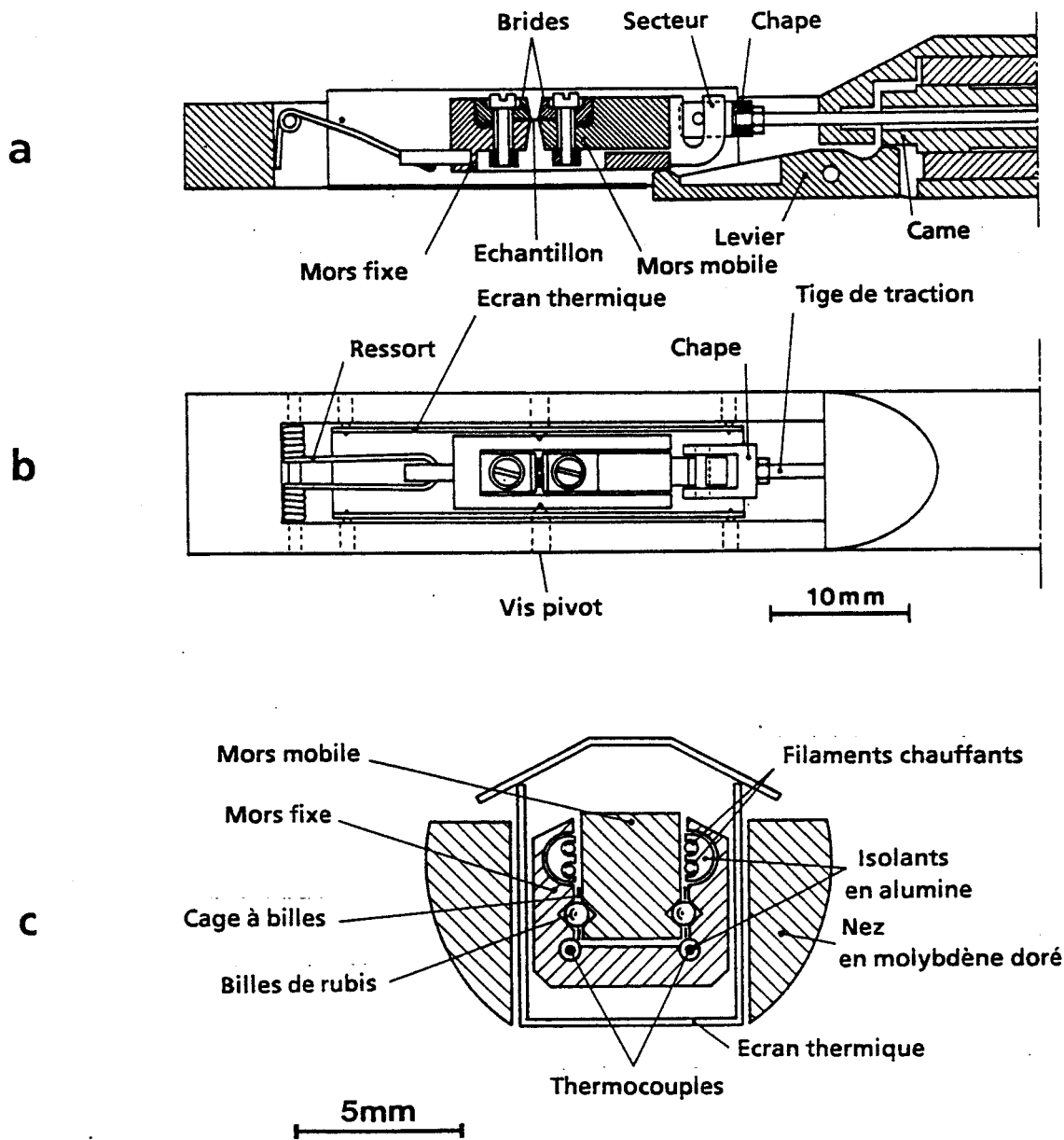


Fig. 9 - Porte-objet de traction à chaud à double inclinaison (1000°C, 30 W)

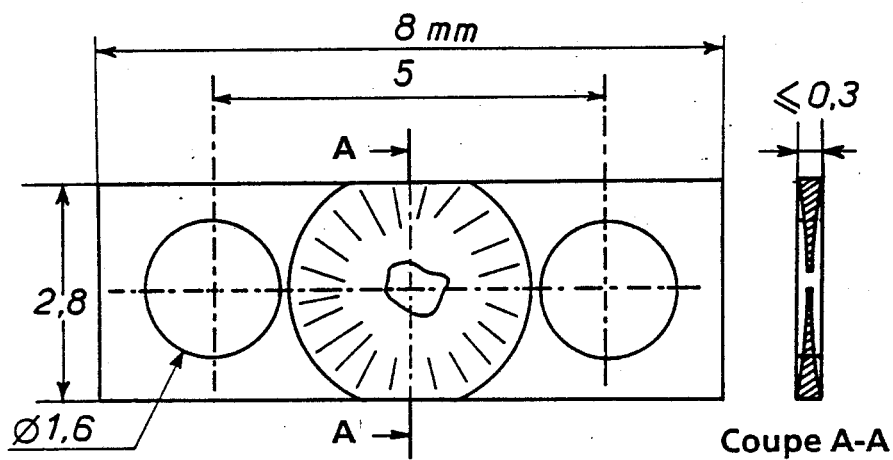
a - Coupe longitudinale,

b - Vue de dessus (écran thermique supérieur enlevé),

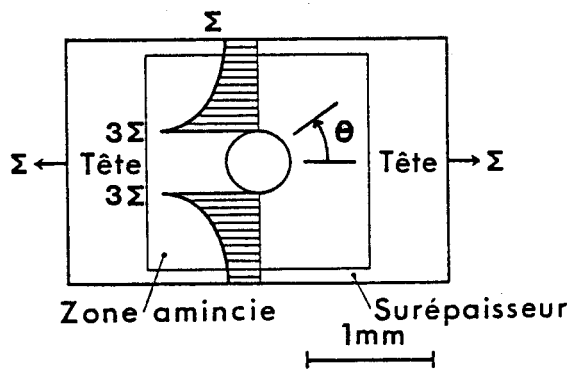
c - Coupe transversale montrant le système de chauffage.

et même introduire des frottements solides dosés afin de réduire le mouvement relatif colonne-platine à nettement moins d'un nanomètre (10 \AA). Les tests de résolution ont prouvé que ce résultat était atteint pour une souplesse de fonctionnement et une sensibilité jamais égalées sur un microscope haute tension. Ainsi, une étude critique de l'ancienne platine et une étude de vibrations nous ont permis de résoudre le problème d'une platine goniométrique eucentrique sensible et fiable pour le microscope haute tension [39]; ce dispositif a été breveté en France [40], puis dans la Communauté Européenne et enfin aux Etats-Unis [41].

Le porte-objet de traction, utilisé dans le cadre de cette étude pour les essais de déformation in situ à la température ambiante, a en fait été conçu pour un champ d'application beaucoup plus vaste, en particulier, pour pouvoir déformer à haute température (1000°C) des matériaux réfractaires de caractéristiques mécaniques élevées, tels que céramiques et superalliages. Il s'agissait donc de combiner une très forte charge appliquée sur l'objet (quelques centaines de N) à une température d'utilisation très élevée. Pour pouvoir appliquer de telles forces, il faut concevoir une mécanique robuste et complexe, donc d'assez grande dimension; la largeur de l'entrefer des pièces polaires du microscope THT (24 mm) autorise une telle conception qui ne serait pas envisageable dans un microscope à moyenne tension. Le système est essentiellement constitué de deux mâchoires de traction en tungstène-rhénium dont l'une est rendue mobile par rapport à l'autre grâce à des glissières à billes [42] (Fig. 9); le choix du matériau et des techniques d'usinage résulte d'une étude de la fissuration dans le tungstène et les alliages tungstène-rhénium [43]. Des chemins de billes, taillés directement dans les mors, et des billes de rubis assurent un guidage par roulement, précis et sans frottement. La force de traction est appliquée sur la mâchoire mobile par l'intermédiaire d'une chape et d'un secteur centré sur l'axe de deuxième inclinaison, un tel dispositif permettant d'utiliser de façon indépendante les mouvements de traction et de deuxième inclinaison. Le mouvement de traction est obtenu par deux systèmes en série: l'un est mécanique et l'autre, utilisant le phénomène de magnétostriction, donne un déplacement d'une grande finesse qui présente, outre une mise en oeuvre aisée, une absence totale de vibration, d'inertie ou d'hystérésis. Au point de vue thermique, la puissance rayonnée étant proportionnelle à la surface des pièces portées à haute température et à la quatrième puissance de la température absolue, il faudrait une puissance énorme, de l'ordre de 150 W pour atteindre 1000°C avec un tel système. C'est alors une étude de thermique [44] qui nous a permis d'atteindre cette température de 1000°C avec une puissance raisonnable ($\approx 30 \text{ W}$), d'une part, en optimisant le système de chauffage (éléments rayonnant directement dans de longues



a



b

Fig. 10 - Microépreuve de traction

a - Vue de dessus et coupe,

b - Modèle utilisé pour le calcul de répartition des contraintes : plaque plane percée. La contrainte locale, représentée dans le plan médian perpendiculaire à l'axe des efforts, croît de Σ à 3Σ .

cavités rugueuses réalisant d'assez bons corps noirs) et, d'autre part, en réduisant les pertes dues au rayonnement (poli optique des mâchoires pour réduire l'émissivité, écran thermique en Mo doré) (Fig. 9). Les difficultés technologiques rencontrées telles que choix des matériaux, méthodes d'usinage, assemblage ont pu être surmontées et le porte-objet actuellement en service est pratiquement sans équivalent [45]. Une version intermédiaire de ce porte-objet est d'ailleurs décrite dans l'ouvrage général de microscopie électronique cité précédemment [46].

Les micro-épreuves de traction utilisées pour les essais de déformation in situ doivent présenter des parties suffisamment minces, de quelques micromètres d'épaisseur, pour pouvoir être observées en microscopie électronique THT, mais doivent, d'autre part, être assez résistantes pour éviter toute déformation plastique lors du montage sur le porte-objet de traction. Pour pouvoir répondre à ces deux exigences contradictoires, nous avons dû adopter une éprouvette de forme particulière dont la rigidité est obtenue par une surépaisseur des bords et des têtes qui, au cours de l'amincissement, conservent leur épaisseur de départ ($\approx 0,2$ mm). L'effort de traction est exercé sur les deux trous ($\varnothing = 1,6$ mm) situés aux deux extrémités (Fig.10) ; l'éprouvette n'est donc pas bridée mais peut au contraire se déformer librement dans son plan.

L'un des problèmes majeurs de l'expérimentation in situ reste le caractère hétérogène et aléatoire de la déformation. Dans le cas présent, l'observation se fait à la périphérie d'un trou percé au centre du corps de l'éprouvette, par polissage électrochimique. Le bord de ce trou étant le siège de concentrations de contraintes, la localisation des zones fortement sollicitées permet d'observer plus aisément la déformation plastique. D'autre part, la contrainte n'est plus uniaxiale et il est alors possible de solliciter des modes de glissement qui ne le seraient pas dans le cas d'une éprouvette à section constante.

En ce qui concerne la répartition des contraintes, la micro-épreuve de traction peut être assimilée à une plaque plane percée d'un trou de forme circulaire ($r = \rho_0$) et soumise à un effort de traction uniaxial Σ (Fig.10). La répartition des contraintes est alors donnée par [47,48] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_r = \frac{\Sigma}{2} \left(1 - \frac{\rho_0^2}{r^2} \right) + \frac{\Sigma}{2} \left(1 + \frac{3\rho_0^4}{r^4} - 4\frac{\rho_0^2}{r^2} \right) \cos 2\theta \\ \sigma_\theta = \frac{\Sigma}{2} \left(1 + \frac{\rho_0^2}{r^2} \right) - \frac{\Sigma}{2} \left(1 + \frac{3\rho_0^4}{r^4} \right) \cos 2\theta \\ \tau_{r\theta} = -\frac{\Sigma}{2} \left(1 - \frac{3\rho_0^4}{r^4} + \frac{2\rho_0^2}{r^2} \right) \sin 2\theta \end{array} \right. \quad (1)$$

où θ est l'angle polaire, la direction des efforts définissant l'axe de référence, et le centre du trou, l'origine.

Cette répartition des contraintes, valable quel que soit l'état plan considéré, déformation plane ou mieux, dans le cas présent, contrainte plane, se réduit à la périphérie du trou ($r = \rho_0$) à une contrainte tangentielle :

$$\sigma_{\theta}(\rho_0, \theta) = \Sigma (1 - 2 \cos 2\theta) \quad (2)$$

Suivent la valeur de l'angle θ , la sollicitation évolue donc continuellement, passant d'un état de compression ($-\Sigma$) aux deux points situés sur l'axe des efforts, à une traction (3Σ) aux deux points situés sur le diamètre perpendiculaire. La cission $\tau_{r\theta}(r, \theta)$ est rigoureusement nulle sur toute la périphérie du trou ($r = \rho_0$) ; pour $r > \rho_0$, elle est maximale dans les directions inclinées de 45° par rapport à l'axe des efforts ($\sin 2\theta = 1$) et suit ainsi le même comportement que dans une plaque plane non percée : loin du bord du trou, elle retrouve effectivement la valeur qu'elle aurait dans ce second cas : $-\frac{\Sigma}{2}$. Sa valeur évolue donc de 0 à $-\frac{\Sigma}{2}$ en passant par un extremum pour $r = \sqrt{3}\rho_0 : \frac{4}{3}(-\frac{\Sigma}{2})$. Entre le bord du trou et la position de cet extremum, on retrouve la valeur de $-\frac{\Sigma}{2}$ pour $r = \sqrt{\frac{3}{2}}\rho_0 = 1,22\rho_0$. Cependant, cette cission $\tau_{r\theta}$ est la cission dans des plans perpendiculaires au plan de la lame. Dans des plans inclinés de 45° par rapport au plan de la lame et dont les traces ont le même angle polaire (45°) que les traces des plans précédents, la cission en bord de lame provient de la contrainte $\sigma_{\theta}(\rho_0, 45^\circ)$ qui a pour valeur Σ , ce qui conduit, en contrainte plane, à une cission de $-\frac{\Sigma}{2}$. par contre, aux deux points situés au bord du trou sur le diamètre perpendiculaire à l'axe des efforts, la composante σ_{θ} a pour valeur 3Σ ; en ces points, la cission dans des plans inclinés de 45° par rapport au plan de la lame et dont les traces sont perpendiculaires à l'axe des efforts atteint, en contrainte plane, la valeur très élevée de $-\frac{3}{2}\Sigma$. Cependant, cette cission de forte valeur est très localisée car la composante σ_{θ} décroît rapidement ; elle a en effet pour valeur $\frac{4}{3}\Sigma$ pour $r = \sqrt{3}\rho_0$, ce qui correspond à une cission de $\frac{4}{3}(-\frac{\Sigma}{2})$ égale à $\tau_{r\theta}(\sqrt{3}\rho_0, 45^\circ)$. Tout ce raisonnement en terme de cission pourrait expliquer la localisation de la déformation plastique dans une lame mince polycristalline isotrope à grain fin ; cependant, dans le cas d'une lame monocristalline, il faudra tenir compte de la cristallographie et calculer la cission résolue pour chaque système de glissement. Or, dans les deux directions inclinées de 45° par rapport à l'axe des efforts, nous venons de montrer que différents types de plan se trouvent soumis à une cission de valeur élevée ; ceci laisse à penser que la cission résolue peut également atteindre une valeur élevée pour un grand nombre de systèmes de glissement, facilitant ainsi la déformation plastique. En fait, la déformation s'observe souvent, in situ, suivant ces deux directions ; d'ailleurs, confirmation supplémentaire, l'observation au microscope optique de la surface

d'une lame mince déformée in situ, révèle bien la présence d'une déformation plus intense suivant ces deux directions. Enfin, il faut remarquer que la périphérie du trou n'est jamais un cercle parfait, mais présente souvent des "anses" de petits rayons, sièges de concentrations de contraintes où peut se localiser la déformation ; néanmoins, prendre pour valeur de la contrainte celle de la composante σ_{θ} pour l'interprétation quantitative des résultats, semble être une approximation raisonnable puisque la déformation se produit généralement au voisinage du bord du trou.

Finesse de l'image des défauts observés en microscopie THT :

Comme l'ont déjà remarqué certains auteurs [49,50,51,52], la qualité de l'image obtenue en champ clair à n ondes, ou lorsqu'une réflexion d'indice élevé est fortement excitée (ng), est similaire à celle obtenue en faisceau faible en ce qui concerne la résolution (largeur de l'image du défaut) et le contraste. De plus, contrairement à l'observation en faisceau faible, cette imagerie à n ondes présente l'avantage d'un niveau d'intensité lumineuse élevé, permettant ainsi une mise au point et une observation aisées.

Or, en microscopie électronique à haute tension (1 MV), la taille de la sphère d'Ewald est telle que l'observation en champ clair se fait toujours en n ondes. On note effectivement une plus grande finesse de l'image des défauts ainsi qu'une réduction importante du contraste oscillant des défauts inclinés dans l'épaisseur de la lame (dislocations), contraste oscillant conservé uniquement au voisinage des points d'émergence sur les surfaces de la lame, et même parfois, complètement absent (Fig. 28). Ainsi, alors que toute observation était impossible à basse tension (200 kV), cette finesse de l'image des défauts nous a permis de résoudre les dislocations individuelles des multipôles observés en fatigue (Fig. 60) dont les dislocations constituant chaque dipôle ne sont espacées que d'une cinquantaine d'Ångström (5 nm). En effet, ces multipôles ne sont observables que dans les parties assez épaisses de la lame et, à basse tension, l'image en champ clair ne donne du multipôle qu'une image uniformément blanche dans laquelle il est impossible de résoudre les différents dipôles, de plus, l'image en faisceau faible est si sombre et si peu contrastée qu'elle ne fournit aucun élément d'information supplémentaire. Dans un autre domaine, l'étude des grandes déformations, cette finesse de l'image des défauts permet d'observer des structures à forte densité de dislocations, alors qu'en basse tension, la largeur de l'image des défauts conduit à une superposition des images dès que la densité des défauts augmente, rendant ainsi rapidement toute observation impossible.

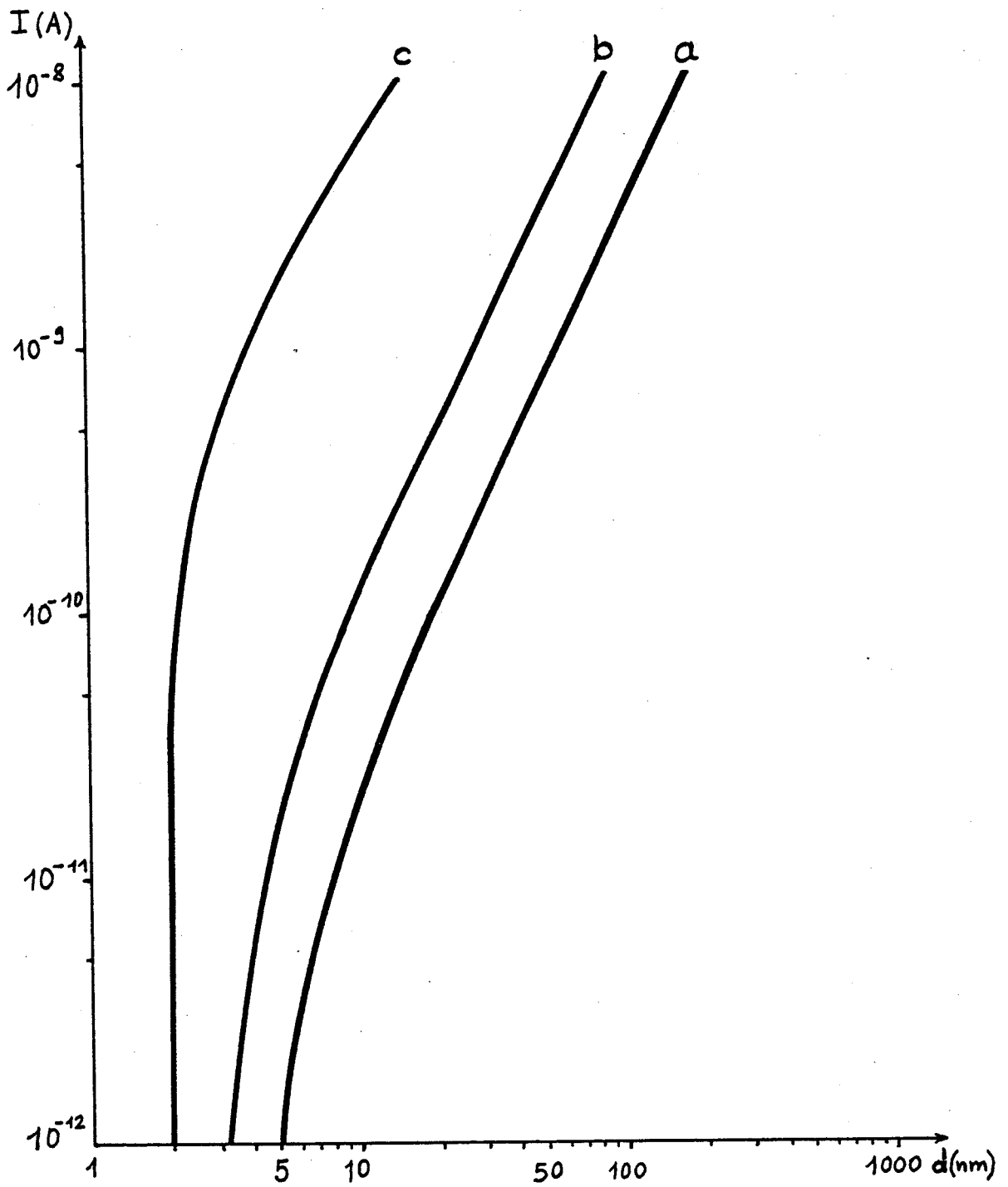


Fig. 11 - Courbes en coordonnées bilogarithmiques donnant le courant de sonde en fonction du diamètre de sonde dans le cas de sources à émission thermoionique W (a), LaB_6 (b) et d'un canon à émission de champ (c).

II. 4. Microscopie électronique à balayage en réflexion

Pour l'étude des mécanismes de la rupture en traction ou en fatigue, la microfractographie électronique à balayage constitue un complément indispensable aux observations en transmission dans les microscopes électroniques à moyenne ou haute tension ; en effet, elle permet de relier les microstructures internes observées, au relief de la surface de rupture. Cependant, pour que de telles observations soient réellement comparables et donc complémentaires, il faut qu'elles puissent s'effectuer à la même échelle, c'est-à-dire qu'il s'agit d'obtenir des microfractographies possédant une résolution voisine de celle des micrographies obtenues en transmission, et par conséquent nettement meilleure que 10 nm (100 Å). Or, dans un microscope à balayage classique à canon à émission thermoionique, la résolution optimale (parfois meilleure que 5 nm = 50 Å) ne peut être obtenue que sur des échantillons tests, rigoureusement plats. Par contre, dès que l'on observe des surfaces au relief tourmenté comme des fractures, l'absorption des électrons secondaires par réflexion sur les faces rugueuses de l'objet abaisse considérablement le rapport signal sur bruit ; pour obtenir un signal d'un niveau suffisant, il faut alors nettement augmenter le courant de sonde, c'est-à-dire, d'après l'abaque donnée Fig. 11, la taille de la sonde. Ceci conduit à une perte sensible de la résolution qui passe de 5 nm (50 Å) environ à 20 ou 30 nm (200 ou 300 Å). Evidemment, il existe depuis longtemps une possibilité d'observation indirecte des surfaces de rupture avec une assez bonne résolution, c'est la méthode bien connue des répliques qui conduit à une résolution de 5 nm (50 Å) environ. Cependant, il n'est pas toujours possible de faire des répliques, notamment lorsque la fracture présente des cavités dont l'orifice est de dimension inférieure ou égale à celle de l'intérieur ; de plus, il est toujours délicat, voire parfois même impossible, de les interpréter.

En ce qui concerne le microscope à balayage, il est possible d'améliorer le rapport signal sur bruit en utilisant un intégrateur d'images. Cependant, la réduction du bruit est proportionnelle à la racine carrée du nombre de trames intégrées. Ainsi, après quelques secondes d'intégration, laps de temps au dessus duquel les opérations de réglage, de mise au point ou de recherche d'une plage, ne sont plus possible, le rapport signal sur bruit n'est amélioré que d'un facteur 10. Il faut atteindre plusieurs minutes d'intégration pour obtenir un gain d'un facteur 100. Ainsi, les nécessités de mise au point et d'exploration de l'échantillon limitent donc l'amélioration du rapport signal sur bruit à un facteur 10 ou 20, ce qui reste faible et restreint considérablement les possibilités du système.

La meilleure méthode est évidemment d'obtenir un spot fin avec un fort courant de sonde. Une amélioration sensible dans ce sens est acquise en utilisant une lentille finale de courte focale, fortement excitée, l'objet, de dimension obligatoirement limitée à quelques millimètres, étant placé dans l'entrefer de la lentille. Les coefficients d'aberration sphérique et chromatique d'une telle lentille sont environ dix fois inférieurs à ceux d'une lentille classique permettant ainsi d'utiliser un faisceau de plus grande ouverture et donc d'obtenir une sonde de petit diamètre avec un fort courant de sonde ; le gain en courant, à taille de sonde donnée, pouvant atteindre un facteur 10 (microscope ISI DS 130). Il est également possible d'augmenter le courant de sonde en utilisant une source de plus forte brillance. Ainsi, un canon à pointe LaB_6 permet d'obtenir un gain d'un facteur 10 environ sur la brillance, ce qui se traduit par un gain en courant d'un facteur 5 environ, à taille de sonde donnée (Fig. 11). La combinaison d'une lentille finale à faibles coefficients d'aberration à une source LaB_6 conduit à un gain d'un facteur 50 environ (microscope JEOL 880). Enfin, l'utilisation d'un canon à émission de champ [53], dont la brillance est 10 000 fois supérieure à celle d'un canon à émission thermoionique, permet d'obtenir un gain très élevé, de l'ordre de 1 000, sur le courant de sonde à taille de sonde donnée ; ceci conduit à une sonde de 2 nm (20 \AA) pour le courant de sonde correspondant à une sonde de 10 nm (100 \AA) dans un microscope équipé d'un canon LaB_6 et à une sonde de 20 nm (200 \AA) dans un microscope classique (Fig. 11). Par conséquent, il faut accéder aux performances d'un tel appareil pour obtenir un gain en résolution d'un facteur 10 par rapport à un microscope classique. Ce microscope permet alors d'atteindre un champ d'application totalement nouveau puisqu'il permet de réaliser directement, sur une surface de rupture, des images d'une résolution comparable à celle des micrographies en transmission. De plus, grâce à la forte brillance de la source, il est alors possible d'utiliser le balayage TV (25 images/s) quel que soit le grandissement, permettant ainsi d'explorer l'échantillon à un grandissement suffisamment élevé pour pouvoir détecter de petits défauts qui demeureraient invisibles aux seuls faibles grandissements pour lesquels le balayage rapide est utilisable sur les microscopes classiques. Dans notre étude de mécanismes fondamentaux de la rupture, seule l'utilisation du microscope à balayage à canon à émission de champ (Coates & Welter), nous a permis d'obtenir des microfractographies d'une résolution suffisante pour pouvoir les corréler directement à la microstructure interne, observations qui ont eu un rôle décisif dans l'étude de fatigue.

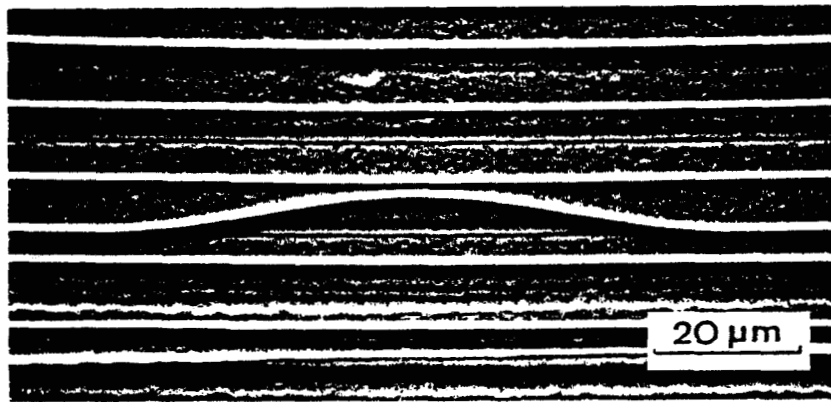


Fig. 12 - Micrographie électronique à balayage, après attaque sélective de la matrice, révélant l'état de compression des fibres.

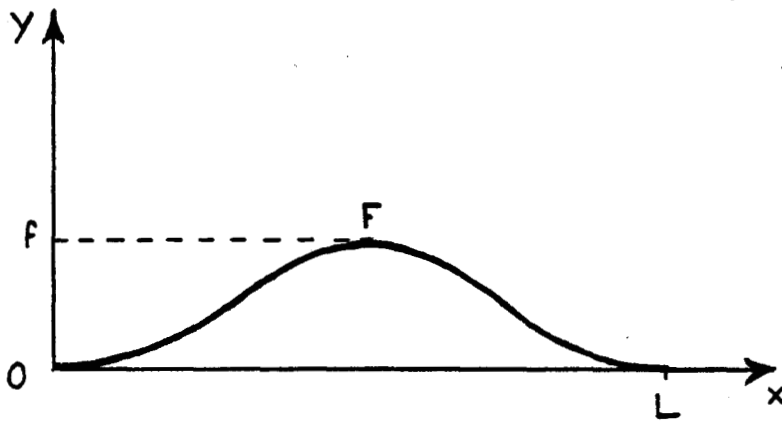


Fig. 13 - Modèle utilisé pour le calcul de la déformation de la fibre.

III ETAT DES CONTRAINTES INTERNES DANS LE COMPOSITE DE SOLIDIFICATION

Dans un tel matériau composite, comportant deux phases de nature aussi différentes que des fibres céramiques et une matrice métallique, apparaissent inévitablement, au cours du refroidissement, des contraintes internes importantes. Lors de la formation du composite, à la température de solidification qui est de l'ordre de 1350°C, les deux phases sont exemptes de contraintes internes. Par contre, au cours du refroidissement, la matrice va se contracter beaucoup plus que les fibres car le coefficient de dilatation thermique de la matrice ($15 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) est beaucoup plus élevé que celui des fibres ($6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). A la température ambiante, les fibres vont donc se trouver en compression et la matrice en traction.

Or, Khan et Stohr [16] ont pu mettre ce phénomène en évidence, expérimentalement, par attaque sélective de la matrice base nickel du composite. Une fibre, dégagée sur une grande partie de sa longueur grâce à l'attaque sélective, se relaxe par flambage (Fig.12). Cette observation prouve l'existence des contraintes internes, alors que l'on pourrait supposer qu'il y ait accomodation progressive par déformation plastique de la matrice au cours du refroidissement, mais elle fournit également une mesure directe de la déformation élastique de la fibre. En effet, la mesure de l'allongement de la fibre après flambage permet de déterminer sa déformation. Cet allongement peut être mesuré directement sur la micrographie, ou calculé à partir de la flèche de la fibre flambée. Le modèle utilisé consiste à supposer que la fibre, de longueur L en compression, prend, après flambage, une forme sinusoïdale dont on calcule la longueur l à partir de la mesure de la flèche (Fig.13) :

$$y = f \sin^2 \frac{\pi x}{L}$$

$$l = 2 \int_{OF} ds \quad \text{avec : } ds^2 = dx^2 + dy^2 = (1 + y'^2) dx^2$$

$$l = 2 \int_0^{L/2} \sqrt{1 + y'^2} dx = 2 \int_0^{L/2} \sqrt{1 + \frac{\pi^2 f^2}{L^2} \sin^2 \frac{2\pi x}{L}} dx$$

Soit, après avoir effectué le changement de variable : $u = \frac{2\pi x}{L} - \frac{\pi}{2}$

$$l = \frac{L}{\pi} \sqrt{1 + \frac{\pi^2 f^2}{L^2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sqrt{1 - \frac{\pi^2 f^2}{L^2 + \pi^2 f^2} \sin^2 u} du$$

c'est-à-dire :

$$l = \frac{2L}{\pi} \sqrt{1 + \frac{\pi^2 f^2}{L^2}} E(k) \quad \text{avec : } k^2 = \frac{\pi^2 f^2}{L^2 + \pi^2 f^2}$$

où $E(k)$ est l'intégrale elliptique complète de deuxième espèce.

L'application numérique conduit à une déformation : $\mathcal{E} = 1,1 \%$.

Ainsi, il n'y a donc pas accommodation complète, par déformation plastique de la matrice, de la contraction différentielle due au refroidissement. Si l'on suppose qu'il n'y a déformation plastique qu'au début du refroidissement, puis déformation élastique à partir d'une température T , il est possible de déterminer l'écart ΔT de cette température à l'ambiante, par la relation $\mathcal{E} = \Delta \alpha \Delta T$ (produit de la différence des coefficients de dilatation thermique par celle des températures). Ceci conduit à une température de 1000°C environ, au dessous de laquelle il n'y aurait donc plus de déformation plastique. La température trouvée est élevée ; cependant, s'il y avait encore déformation plastique de la matrice du composite à des températures relativement faibles, ceci devrait se traduire par un fort écrouissage. Or, la densité de dislocations dans la matrice du composite est extrêmement faible.

Le problème se trouve donc clairement posé : le matériau composite est effectivement soumis à des contraintes internes très élevées, comme le prouve l'observation du flambage des fibres. La question est donc de savoir comment le matériau peut résister à de telles contraintes internes sans se déformer plastiquement. Répondre à cette question est le préalable indispensable à la formulation et à la discussion de modèles pouvant expliquer la rupture du matériau en traction ou en fatigue.

III. 1. Détermination des contraintes internes

Les calculs permettant d'obtenir une évaluation des contraintes internes auxquelles sont soumises les fibres et la matrice, ont été réalisés en se plaçant dans le cadre de la théorie de l'élasticité linéaire des milieux isotropes. En fait, deux approches ont été utilisées : une méthode analytique d'une part, et une méthode numérique de calcul par éléments finis d'autre part.

III. 1. a. Méthode analytique

Pour que le traitement du problème par une méthode analytique reste abordable quant à la complexité des calculs, il faut choisir un modèle simplifié, mais cependant représentatif, du matériau composite. Tout d'abord, faire l'hypothèse d'un arrangement hexagonal des fibres dans la matrice, reste très proche de la réalité. Dans ces conditions, la cellule élémentaire du matériau composite serait un prisme de section hexagonale, de hauteur infinie et tel que l'axe de la fibre serait confondu avec celui du prisme. Par une hypothèse simplificatrice supplémentaire, les sections de la fibre et du prisme de matrice seront supposées circulaires et de rayons respectifs ρ_0 et ρ_1 tels que le rapport $\frac{\rho_0^2}{\rho_1^2}$ soit égal à la fraction volumique de fibre (de l'ordre de 5 %).

Le modèle possède alors la symétrie de révolution. L'effet de la contraction thermique différentielle au cours du refroidissement, dû à la différence entre les coefficients de dilatation thermique de la fibre et de la matrice va se traduire par une pression P exercée par la fibre sur le cylindre de matrice qui l'entoure. La pression sur la surface cylindrique externe de la matrice sera supposée nulle. Le problème à résoudre est donc celui d'un cylindre creux soumis à une pression interne P et à une pression externe nulle. La solution originale de ce problème est due à Lamé[54]. Cette méthode présente l'avantage d'introduire pas à pas les hypothèses de calcul, c'est pourquoi elle sera utilisée dans cette présentation.

Dans un premier temps, nous allons considérer les simplifications que l'hypothèse de symétrie de révolution permet d'apporter aux équations générales.

Dans l'espace à trois dimensions (r, θ, z) , les équations différentielles de l'équilibre s'écrivent dans le cas général, en négligeant les forces

$$\text{massiques : } \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \\ \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} = 0 \\ \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + \frac{2 \tau_{r\theta}}{r} = 0 \end{array} \right. \quad (3)$$

Les composantes de la déformation peuvent être exprimées par les équations suivantes, où u_r , u_θ et u_z sont les composantes du déplacement dans la direction radiale, la direction tangentielle et la direction axiale :

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r}; \quad \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta}; \quad \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ \gamma_{r\theta} &= \frac{\partial u_r}{r \partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r}; \quad \gamma_{rz} = \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}; \quad \gamma_{z\theta} = \frac{\partial u_\theta}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (4)$$

La loi de Hooke généralisée se traduit par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_r = K [(1-\nu) \varepsilon_r + \nu \varepsilon_\theta + \nu \varepsilon_z] \\ \sigma_\theta = K [(1-\nu) \varepsilon_\theta + \nu \varepsilon_r + \nu \varepsilon_z] \\ \sigma_z = K [(1-\nu) \varepsilon_z + \nu \varepsilon_\theta + \nu \varepsilon_r] \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{r\theta} = G \gamma_{r\theta} \\ \tau_{rz} = G \gamma_{rz} \\ \tau_{\theta z} = G \gamma_{\theta z} \end{array} \right. \quad (6)$$

avec : E : module d'élasticité longitudinal (module d'Young)

G : module d'élasticité au cisaillement

ν : coefficient de Poisson

et : $K = \frac{E}{(1-2\nu)(1+\nu)}$

Pour satisfaire à la condition de symétrie de révolution, la composante u_θ du déplacement doit être nulle, de plus, les composantes u_r et u_z doivent être indépendantes de l'angle θ ; ainsi, toutes les dérivées par rapport à θ seront nulles. Par conséquent, les composantes de la déformation (4) se réduisent à :

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}; \quad \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r}; \quad \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}; \quad \gamma_{rz} = \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \quad (7)$$

Toujours pour satisfaire à la condition de symétrie de révolution, les composantes de la contrainte (5,6) doivent également être indépendantes de θ ; deux d'entre elles, $\tau_{r\theta}$ et $\tau_{\theta z}$, proportionnelles à $\gamma_{r\theta}$ et $\gamma_{\theta z}$ seront nulles.

Les équations différentielles de l'équilibre (3) se réduisent alors à :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \\ \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

Considérons maintenant les hypothèses des états plans et les simplifications supplémentaires qui peuvent en résulter.

Un état de contraintes planes dans le plan r, θ se traduirait par :

$$\sigma_z = 0, \quad \tau_{rz} = \tau_{\theta z} = 0$$

Ainsi, les composantes γ_{rz} et $\gamma_{\theta z}$, respectivement proportionnelles à τ_{rz} et $\tau_{\theta z}$ seraient également nulles.

Par contre, dans un état de déformation plane, pour lequel chaque section plane normale à l'axe Oz resterait plane au cours de la déformation, la composante ε_z de la déformation serait constante ($u_z = C \varepsilon_z$) et les composantes u_r et u_θ du déplacement seraient indépendantes de z . Ainsi, les composantes γ_{rz} et $\gamma_{\theta z}$ s'annuleraient et les composantes τ_{rz} et $\tau_{\theta z}$ qui leur sont proportionnelles s'annuleraient également.

Par conséquent, quel que soit l'état plan considéré, contrainte plane ou déformation plane, les composantes γ_{rz} , $\gamma_{\theta z}$, τ_{rz} et $\tau_{\theta z}$ s'annulent. Dans les deux cas, les composantes des déformations et les équations d'équilibre se réduisent à :

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}; \quad \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r}; \quad \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Il est possible d'exprimer les trois composantes de la contrainte σ_r , σ_θ et σ_z en fonction des deux composantes du déplacement u_r et u_z , en remplaçant dans (5) les déformations ϵ_r , ϵ_θ et ϵ_z par leurs expressions (9) en fonction de u_r et u_z , ce qui donne :

$$\begin{cases} \sigma_r = K \left[(1-\nu) \frac{\partial u_r}{\partial r} + \nu \frac{u_r}{r} + \nu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \\ \sigma_\theta = K \left[(1-\nu) \frac{u_r}{r} + \nu \frac{\partial u_r}{\partial r} + \nu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \\ \sigma_z = K \left[(1-\nu) \frac{\partial u_z}{\partial z} + \nu \frac{u_r}{r} + \nu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (11)$$

Cependant, en reportant dans les équations de l'équilibre (10), les nouvelles expressions (11) de σ_r , σ_θ et σ_z , il ne sera possible d'obtenir un système simple que si les déplacements u_r et u_z ne sont fonction respectivement que de r et de z . Dans ce cas, nous obtenons :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = 0 \end{cases} \quad (12)$$

Ces dernières expressions ne sont donc valables que dans l'hypothèse d'un état de déformation plane. Dans le cas présent, l'hypothèse d'un état de déformation plane se trouve justifiée par la géométrie du matériau, facteur de forme élevé et faible fraction volumique, qui conduisent à un cylindre élémentaire de grande hauteur et de petit diamètre : $h/\rho_1 \simeq 2000$. Par contre, cette hypothèse serait moins bien vérifiée si l'on considérait un composite à fibres fragiles, comme celui de cette étude, ayant subi un essai de traction interrompu avant rupture totale du matériau, et dans lequel les fibres seraient alors rompues en petits segments. Enfin, dans un composite céramique-céramique, dont la matrice fragile peut présenter, en cours de traction, une fissuration telle que dans le modèle cylindrique la matrice devienne un empilement de disques, l'état plan le plus représentatif du problème ne serait plus l'état de déformation plane mais plutôt celui de contrainte plane. C'est la raison pour laquelle il convient de préciser clairement les hypothèses faites et de délimiter ainsi le domaine de validité des relations obtenues.

Ainsi, l'intégration des équations (12), valables uniquement dans le cas d'un état de déformation plane, permet d'aboutir aux expressions des déplacements :

$$\begin{cases} u_r = A r + B/r \\ u_z = C z \end{cases} \quad (13)$$

où A , B et C sont des constantes.

Enfin, en reportant ces expressions des déplacements dans le système (11), nous obtenons :

$$\begin{cases} \sigma_r = K [A - (1 - 2\nu) B/r^2 + \nu C] \\ \sigma_\theta = K [A + (1 - 2\nu) B/r^2 + \nu C] \\ \sigma_z = K [(1 - \nu) C + 2\nu A] \end{cases} \quad (14)$$

Nous allons maintenant exprimer les contraintes dans la fibre et dans la matrice ; les notations E_m, ν_m, A, B, C , et $K_m = E_m/(1 - 2\nu_m)(1 - \nu_m)$ se rapporteront à la matrice et les notations E_f, ν_f, a, b, c , et $K_f = E_f/(1 - 2\nu_f)(1 - \nu_f)$ à la fibre. Les conditions aux limites sur les contraintes et sur les déplacements en $r = \rho_0$ et $r = \rho_1$, la relation d'équilibre des forces longitudinales entre les fibres et la matrice dans une section droite et, enfin, la mesure expérimentale M de l'allongement des fibres vont nous permettre de déterminer les constantes A, B, C, a, b et c .

- Contraintes dans la fibre :

Une singularité pour $r = 0$ étant incompatible avec la présence de matière au centre du cylindre, la constante b est nécessairement nulle, d'où :

$$\begin{cases} u_{fr} = ar \\ u_{fz} = cz \end{cases} \quad (15)$$

soit :

$$\begin{cases} \epsilon_{fr} = \epsilon_{f\theta} = a \\ \epsilon_{fz} = c \end{cases} \quad (16)$$

d'où les contraintes :

$$\sigma_{fr} = K_f [a + \nu_f c] \quad (17)$$

$$\sigma_{f\theta} = K_f [a + \nu_f c] \quad (18)$$

$$\sigma_{fz} = K_f [(1 - \nu_f) c + 2\nu_f a] \quad (19)$$

Les contraintes principales dans la fibre sont donc constantes dans toute l'étendue de celle-ci. Elles peuvent être déterminées par les conditions aux limites. Sur la surface de la fibre :

$$\text{d'où : } \sigma_{fr} = K_f [a + \nu_f c] = -P \text{ pour } r = \rho_0 \quad (20)$$

$$\text{et : } \sigma_{fr} = \sigma_{f\theta} = -P \text{ pour } r \leq \rho_0 \quad (21)$$

$$a = -P/K_f - \nu_f c = -P/K_f - \nu_f \epsilon_z \quad (22)$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} \sigma_{fz} &= K_f [(1 - \nu_f) c - 2\nu_f (P/K_f + \nu_f c)] \\ &= K_f [(1 - \nu_f - 2\nu_f^2) c - 2\nu_f P/K_f] \\ \sigma_{fz} &= E_f \epsilon_{fz} - 2\nu_f P \end{aligned} \quad (23)$$

- Contraintes dans la matrice :

Les déplacements, les déformations et les contraintes sont donnés par :

$$\begin{cases} u_{mr} = Ar + \frac{B}{r} \\ u_{mz} = Cz \end{cases} \quad (24)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_{mr} = A - \frac{B}{r^2} \end{cases} \quad (25)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_{m\theta} = A + \frac{B}{r^2} \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_{mz} = C \end{cases} \quad (27)$$

$$\begin{cases} \sigma_{mr} = K_m \left[A - (1-2\nu_m) \frac{B}{r^2} + \nu_m C \right] \end{cases} \quad (28)$$

$$\begin{cases} \sigma_{m\theta} = K_m \left[A + (1-2\nu_m) \frac{B}{r^2} + \nu_m C \right] \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{cases} \sigma_{mz} = K_m \left[(1-\nu_m) C + 2\nu_m A \right] \end{cases} \quad (30)$$

La constante C étant déjà explicitée (23), il ne reste plus qu'à déterminer les constantes A et B à partir des conditions aux limites portant sur la composante radiale σ_{mr} :

$$\begin{cases} \sigma_{mr} = -P \quad \text{pour } r = \rho_0 \\ \sigma_{mr} = 0 \quad \text{pour } r = \rho_1 \end{cases}$$

D'où :

$$K_m \left[A - (1-2\nu_m) \frac{B}{\rho_0^2} + \nu_m C \right] = -P \quad (31)$$

$$K_m \left[A - (1-2\nu_m) \frac{B}{\rho_1^2} + \nu_m C \right] = 0 \quad (32)$$

Par soustraction membre à membre des deux relations (31) et (32), il est possible d'éliminer A et C ; ce qui permet de déterminer B :

$$B = \frac{P(1+\nu_m)}{E_m} \rho_1^2 \frac{\nu}{1-\nu} \quad (33)$$

où : $\nu = \frac{\rho_0^2}{\rho_1^2}$, rapport des surfaces, représente la fraction volumique de fibre

Il est possible de déterminer $A + \nu_m C$ en reportant l'expression de B (33) dans la relation (32) :

$$A + \nu_m C = (1-2\nu_m)(1+\nu_m) \frac{P}{E_m} \frac{\nu}{1-\nu} \quad (34)$$

Pour exprimer σ_{mr} , il suffit alors de reporter $A + \nu_m C$ et B dans la relation (28) :

$$\sigma_{mr} = -P \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\rho_1^2 - r^2}{r^2} \quad (35)$$

De même :

$$\sigma_{m\theta} = P \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\rho_1^2 + r^2}{r^2} \quad (36)$$

L'expression de $A + \nu_m C$, reportée dans (30) permet de déterminer σ_{mz} en fonction de $C = \varepsilon_{mz}$:

$$\sigma_{mz} = E_m \varepsilon_{mz} + 2\nu_m P \frac{\nu}{1-\nu} \quad (37)$$

Température de solidification

Température ambiante

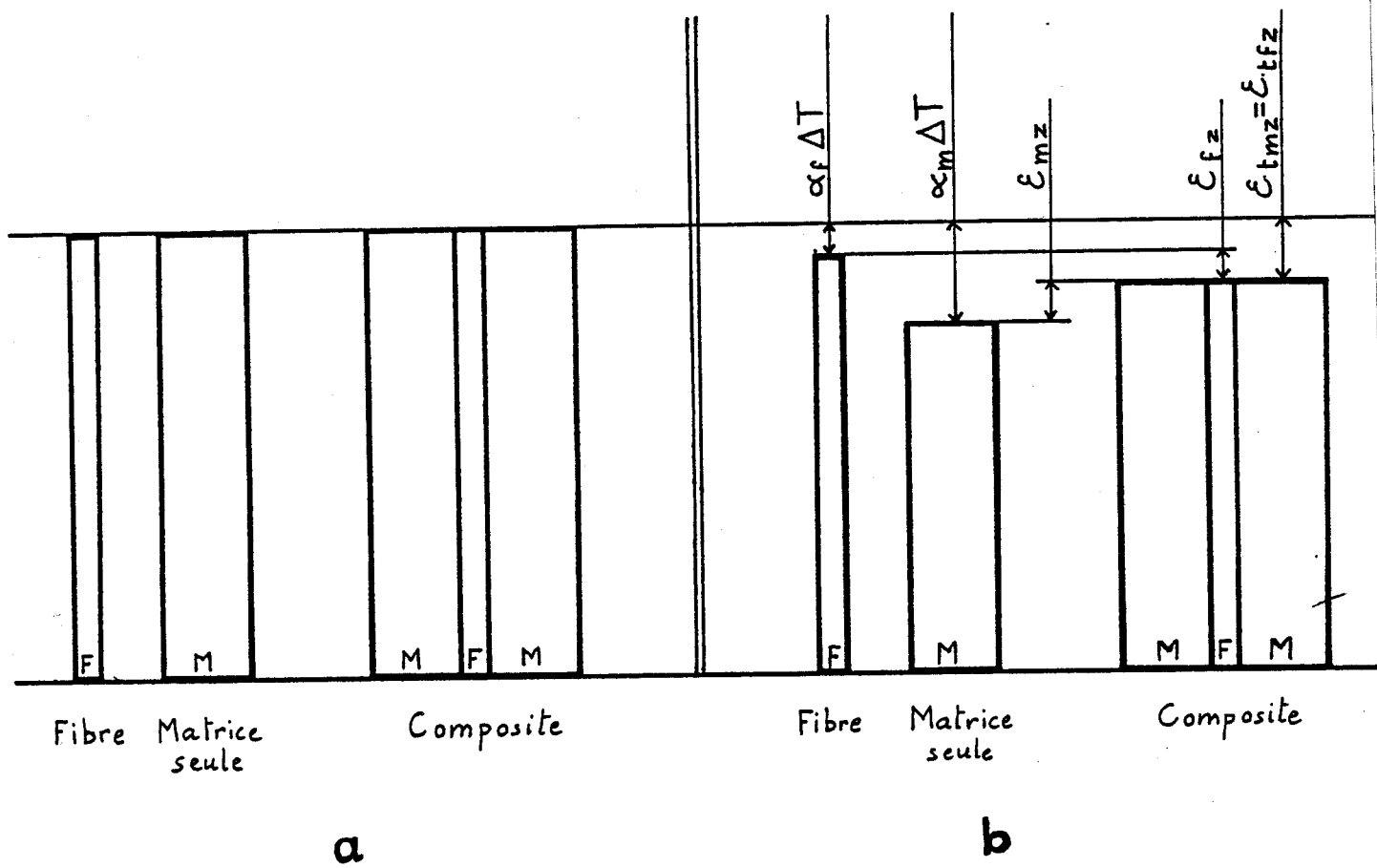


Fig. 14 - Schéma explicatif indiquant le comportement des fibres, de la matrice seule et du composite au cours du refroidissement.

Les contraintes ainsi déterminées sont fonction de P , ϵ_{mz} et ϵ_{fz} . Pour pouvoir les expliciter numériquement, il faut tout d'abord exprimer ces trois variables en fonction de la mesure M qui traduit l'état de compression des fibres dans la matrice. Il convient donc de rechercher des relations supplémentaires entre M et ces trois variables. L'expression des conditions aux limites, puis de l'équilibre des forces va permettre de les obtenir.

A la température de solidification, les deux phases, les fibres et la matrice, sont exemptes de contraintes internes (Fig.14a). Au cours du refroidissement jusqu'à la température ambiante, c'est-à-dire sur un intervalle de température ΔT , des fibres isolées et de la matrice seule se contracteraient des quantités $\alpha_f \Delta T$ et $\alpha_m \Delta T$ où α_f et α_m sont les coefficients de dilatation des fibres et de la matrice. Par contre, dans le matériau composite, les fibres et la matrice vont, en plus, se déformer élastiquement de manière à accommoder la dilatation thermique sans qu'il n'y ait glissement ou décohésion à l'interface fibre-matrice (Fig.14b). Ces déformations élastiques seront notées ϵ_f et ϵ_m . Les déformations totales de la fibre (ϵ_{tf}) et de la matrice (ϵ_{tm}) dans le matériau composite seront donc données par la somme de deux termes, l'un correspondant à la déformation élastique et l'autre à la dilatation thermique. Ainsi :

$$\epsilon_{tm} - \epsilon_{tf} = \epsilon_m - \epsilon_f + (\alpha_m - \alpha_f) \Delta T$$

Ce qui, pour les deux composantes, axiale et tangentielle, de la déformation, donne les relations :

$$\epsilon_{tmz} - \epsilon_{tfz} = \epsilon_{mz} - \epsilon_{fz} + (\alpha_m - \alpha_f) \Delta T \quad (38)$$

$$\text{et : } \epsilon_{tm\theta} - \epsilon_{tf\theta} = \epsilon_{m\theta} - \epsilon_{f\theta} + (\alpha_m - \alpha_f) \Delta T \quad (39)$$

Or, les composantes du déplacement doivent satisfaire aux conditions aux limites. La continuité à l'interface fibre-matrice se traduit par :

$$u_{mr}(\rho_0) = u_{fr}(\rho_0) \quad (40)$$

$$u_{mz}(\rho_0) = u_{fz}(\rho_0) \quad (41)$$

En reportant dans cette dernière relation (41) les expressions des composantes axiales du déplacement dans la fibre (15) et dans la matrice (24), on est conduit à l'égalité :

$$C = c$$

Ceci implique la continuité des composantes axiales de la déformation dans la fibre et dans la matrice, données par (16) et (27), soit :

$$\epsilon_{tmz} - \epsilon_{tfz} = 0 \quad (42)$$

La continuité de la composante radiale du déplacement (40) amène celle de la composante tangentielle de la déformation ϵ_θ liée à u_r par une relation de proportionnalité (7), mais pas celle de la composante radiale ϵ_r qui, elle, se déduit de u_r par une opération de dérivation. D'où :

$$\epsilon_{tm\theta}(\rho_0) - \epsilon_{tf\theta}(\rho_0) = 0 \quad (43)$$

En reportant les relations de continuité des déformations axiales (42) et tangentielles (43) dans les relations (38) et (39), nous obtenons :

$$\varepsilon_{mz} - \varepsilon_{fz} = \varepsilon_{m\theta} - \varepsilon_{f\theta} = (\alpha_f - \alpha_m) \Delta T = M \quad (44)$$

M étant défini par :

$$M = \varepsilon_{mz} - \varepsilon_{fz} \quad (45)$$

La relation (44) montre que les deux quantités $(\varepsilon_{mz} - \varepsilon_{fz})$ et $(\varepsilon_{m\theta} - \varepsilon_{f\theta})$, égales, peuvent être déterminées, soit à partir de la différence des coefficients de dilatation thermique et de l'intervalle de température ΔT , soit expérimentalement à partir de la mesure M représentant la déformation en compression des fibres dans la matrice.

De manière à trouver une nouvelle relation entre ε_{fz} , ε_{mz} , P et M , nous allons exprimer $\varepsilon_{f\theta}$ et $\varepsilon_{m\theta}$ en fonction de ces variables. Par combinaison des relations (16) et (22) d'une part et (26), (33) et (34) d'autre part, il vient :

$$\varepsilon_{f\theta} = \alpha = -\frac{P}{K_f} - \nu_f \varepsilon_{fz}$$

$$\varepsilon_{m\theta}(\rho_0) = A + \frac{B}{\rho_0^2} = \frac{P}{K_m} \frac{\nu}{1-\nu} + \frac{P(1+\nu_m)}{E_m} \frac{\rho_1^2}{\rho_0^2} \frac{\nu}{1-\nu} - \nu_m \varepsilon_{mz}$$

D'où :

$$\varepsilon_{m\theta}(\rho_0) - \varepsilon_{f\theta} = M = \frac{P}{K_m} \frac{\nu}{1-\nu} + \frac{P}{K_f} + \frac{P(1+\nu_m)}{E_m} \frac{\rho_1^2}{\rho_0^2} \frac{\nu}{1-\nu} - \nu_m \varepsilon_{mz} - \nu_f \varepsilon_{fz}$$

Soit :

$$M = \frac{P}{K_m} \left[\frac{\nu(1-2\nu_m)+1}{(1-2\nu_m)(1-\nu)} \right] + \frac{P}{K_f} - \nu_m \varepsilon_{mz} + \nu_f \varepsilon_{fz} \quad (46)$$

D'autre part, dans une section droite du composite, il y a, après retour à la température ambiante, équilibre des forces longitudinales entre les fibres et la matrice :

$$F_f + F_m = 0 \quad (47)$$

Cette condition supplémentaire va permettre d'obtenir une nouvelle relation entre ε_{fz} , ε_{mz} et P . La fraction surfacique étant égale à la fraction volumique et les composantes axiales des contraintes σ_{fz} (19) et σ_{mz} (30) étant indépendantes de r et de θ , la relation (47) peut se mettre sous la forme :

$$\nu \sigma_{fz} + (1-\nu) \sigma_{mz} = 0 \quad (48)$$

D'où :

$$\sigma_{fz} = \frac{\nu-1}{\nu} \sigma_{mz} \quad (49)$$

En reportant dans cette relation les expressions de σ_{fz} et de σ_{mz} données par (23) et (37), nous obtenons :

$$E_f \varepsilon_{fz} - 2\nu_f P = \frac{\nu-1}{\nu} E_m \varepsilon_{mz} + \frac{\nu-1}{\nu} \frac{\nu}{1-\nu} 2\nu_m P = \frac{\nu-1}{\nu} E_m \varepsilon_{mz} - 2\nu_m P$$

D'où :

$$E_f \varepsilon_{fz} - \frac{\nu-1}{\nu} E_m \varepsilon_{mz} - 2P(\nu_f - \nu_m) = 0 \quad (50)$$

Or, l'expression (45) donne :

$$\varepsilon_{fz} = \varepsilon_{mz} - M \quad (51)$$

Il est alors possible d'obtenir une expression de ϵ_{mz} en fonction de M et de P en reportant (51) dans (50) :

$$E_f \epsilon_{mz} - E_f M - \frac{\nu-1}{\nu} E_m \epsilon_{mz} - 2P(\nu_f - \nu_m) = 0$$

D'où :

$$\epsilon_{mz} = \frac{E_f M + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} \quad (52)$$

L'expression de ϵ_{fz} en fonction de M et P s'obtient en reportant (52) dans (51) :

$$\epsilon_{fz} = \frac{E_f M + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} - M \quad (53)$$

Finalement, nous pouvons obtenir l'expression de P en fonction de M en reportant (52) et (53) dans la relation (46) :

$$M = P \frac{\nu - 2\nu_m \nu + 1}{K_m(1-2\nu_m)(1-\nu)} + \frac{P}{K_f} - \nu_m \frac{E_f M + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + \nu_f \frac{E_f M + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} - \nu_f M$$

D'où :

$$P = M \frac{\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f)}{\frac{(\nu - 2\nu_m \nu + 1)(1 + \nu_m)}{E_m(1-\nu)} + \frac{(1 - 2\nu_f)(1 + \nu_f)}{E_f} + \frac{2(\nu_f - \nu_m)^2}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m}} \quad (54)$$

Ainsi, la pression P étant exprimée en fonction de M, les composantes de la contrainte dans la matrice σ_{mr} (35) et $\sigma_{m\theta}$ (36) se trouvent complètement déterminées ; la composante σ_{mz} l'est également puisqu'il suffit de reporter ϵ_{mz} (52) dans la relation (37) pour obtenir l'expression de σ_{mz} en fonction de M et P :

$$\sigma_{mz} = \frac{E_m E_f M + 2P E_m (\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + 2\nu_m P \frac{\nu}{1-\nu} \quad (55)$$

Par commodité, les composantes des contraintes sont regroupées ci-dessous :

$$\sigma_{mr}(r) = -P \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\rho_1^2 - r^2}{r^2} \quad (35)$$

$$\sigma_{mr}(\rho_0) = -P$$

$$\sigma_{mr}(\rho_1) = 0$$

$$\sigma_{m\theta}(r) = P \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\rho_1^2 + r^2}{r^2} \quad (36)$$

$$\sigma_{m\theta}(\rho_0) = P \frac{1+\nu}{1-\nu}$$

$$\sigma_{m\theta}(\rho_1) = 2P \frac{\nu}{1-\nu}$$

$$\sigma_{mz} = \frac{E_m E_f M + 2P E_m (\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + 2\nu_m P \frac{\nu}{1-\nu} \quad (55)$$

avec :

$$P = M \frac{\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f)}{\frac{(\nu - 2\nu_m \nu + 1)(1 + \nu_m)}{E_m(1-\nu)} + \frac{(1 - 2\nu_f)(1 + \nu_f)}{E_f} + \frac{2(\nu_f - \nu_m)^2}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m}} \quad (54)$$

- Contraintes dans la matrice en présence d'une force extérieure appliquée :

En présence d'une force extérieure appliquée F , dirigée suivant l'axe Oz , la relation traduisant l'équilibre des forces (48) devient :

$$F = \nu \sigma_{fz} + (1 - \nu) \sigma_{mz} \quad (56)$$

Soit :

$$\sigma_{fz} = \frac{\nu - 1}{\nu} \sigma_{mz} + \frac{F}{\nu} \quad (57)$$

En reportant dans cette relation les expressions de σ_{fz} et de σ_{mz} données par (23) et (37), nous obtenons :

$$E_f \varepsilon_{fz} - 2\nu_f P = \frac{\nu - 1}{\nu} E_m \varepsilon_{mz} + \frac{\nu - 1}{\nu} \frac{\nu}{1 - \nu} 2\nu_m P + \frac{F}{\nu}$$

D'où :

$$E_f \varepsilon_{fz} - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m \varepsilon_{mz} - \frac{F}{\nu} - 2P(\nu_f - \nu_m) = 0 \quad (58)$$

L'expression de ε_{mz} en fonction de M et de P s'obtient en reportant (51) dans (58) :

$$E_f \varepsilon_{mz} - E_f M - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m \varepsilon_{mz} - \frac{F}{\nu} - 2P(\nu_f - \nu_m) = 0$$

D'où :

$$\varepsilon_{mz} = \frac{E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m} \quad (59)$$

L'expression de ε_{fz} en fonction de M et de P s'obtient en reportant (59) dans (51) :

$$\varepsilon_{fz} = \frac{E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m} - M \quad (60)$$

Finalement, nous pouvons obtenir l'expression de P en fonction de M en reportant (59) et (60) dans la relation (46) :

$$M = P \frac{\nu - 2\nu_m\nu + 1}{K_m(1 - 2\nu_m)(1 - \nu)} + \frac{P}{K_f} - \nu_m \frac{E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m} + \nu_f \frac{E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m} - \nu_f M$$

D'où :

$$P = \frac{M \left[\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f) \right] - \frac{(\nu_f - \nu_m) F}{\nu(E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m)}}{\frac{(\nu - 2\nu_m\nu + 1)(1 + \nu_m)}{E_m(1 - \nu)} + \frac{(1 - 2\nu_f)(1 + \nu_f)}{E_f} + \frac{2(\nu_f - \nu_m)^2}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m}} \quad (61)$$

L'expression de la composante axiale de la contrainte σ_{mz} s'obtient en reportant ε_{mz} (59) dans la relation (37) :

$$\sigma_{mz} = \frac{E_m \left[E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m) \right]}{E_f - \frac{\nu - 1}{\nu} E_m} + 2\nu_m P \frac{\nu}{1 - \nu} \quad (62)$$

Les composantes de la contrainte en présence d'une force appliquée F dirigée suivant l'axe Oz , sont regroupées ci-dessous :

$$\sigma_{mr}(r) = -P \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\rho_1^2 - r^2}{r^2} \quad (35)$$

$$\sigma_{mr}(\rho_0) = -P$$

$$\sigma_{mr}(\rho_1) = 0$$

$$\sigma_{m\theta}(r) = P \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\rho_1^2 + r^2}{r^2} \quad (36)$$

$$\sigma_{m\theta}(\rho_0) = P \frac{1+\nu}{1-\nu}$$

$$\sigma_{m\theta}(\rho_1) = 2P \frac{\nu}{1-\nu}$$

$$\sigma_{mz} = \frac{E_m \left[E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m) \right]}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + 2\nu_m P \frac{\nu}{1-\nu} \quad (62)$$

avec :

$$P = \frac{M \left[\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f) \right] - \frac{(\nu_f - \nu_m) F}{\nu(E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m)}}{\frac{(\nu - 2\nu_m\nu + 1)(1 + \nu_m)}{E_m(1-\nu)} + \frac{(1 - 2\nu_f)(1 + \nu_f)}{E_f} + \frac{2(\nu_f - \nu_m)^2}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m}} \quad (61)$$

La complexité de l'interaction de la force extérieure F sur les composantes de la contrainte provient du fait que le milieu est biphasé, avec deux constituants de modules d'Young et de coefficients de Poisson différents. En effet, dans le cas d'un cylindre isotrope homogène soumis à une force F uniformément répartie et dirigée suivant l'axe Oz , le système de contrainte serait donné par :

$$\begin{cases} \sigma_r = 0 \\ \sigma_\theta = 0 \\ \sigma_z = \frac{F}{S} \end{cases}$$

L'extension de l'élément dans le sens des z ($\epsilon_z = \frac{\sigma_z}{E}$) serait accompagnée des contractions latérales : $\epsilon_r = -\nu \frac{\sigma_z}{E}$ et $\epsilon_\theta = -\nu \frac{\sigma_z}{E}$. Par contre, dans le cas de deux cylindres concentriques de modules et de coefficients de Poisson différents, les conditions de continuité des déplacements u_r et u_z à l'interface (34,35), qui impliquent la continuité des déformations ϵ_θ et ϵ_z (36,37), se traduisent par l'apparition de composantes σ_r et σ_θ dont le calcul ne peut s'effectuer qu'à travers le formalisme que nous venons de développer.

Dans ces conditions, il est intéressant de remarquer que la force F apparait explicitement dans l'expression de la composante axiale de la contrainte σ_z , alors qu'elle n'intervient qu'implicitement, à travers P , dans les autres composantes. L'interaction de F sur P dépend des valeurs des modules et des coefficients de Poisson, en particulier, dans le cas de coefficients de Poisson égaux, elle est nulle. L'application numérique ultérieure permettra de chiffrer l'influence de la force extérieure appliquée, sur les composantes de la contrainte.

Remarque :

Bien que la résolution du problème des contraintes internes dans la matrice du composite ne nécessite pas la connaissance des composantes de la contrainte dans la fibre, celle-ci peut s'avérer utile pour la résolution d'autres problèmes.

Ainsi, en l'absence d'une force extérieure appliquée, les composantes σ_{fr} et $\sigma_{f\theta}$ sont données par la relation (21) et la composante σ_{fz} est obtenue en reportant l'expression (53) de la déformation ϵ_{fz} dans la relation (23) donnant σ_{fz} .

$$\begin{aligned}
 \text{D'où :} \quad & \left\{ \begin{aligned}
 \sigma_{fr} &= -P \\
 \sigma_{f\theta} &= -P \\
 \sigma_{fz} &= \frac{E_f^2 M + 2PE_f (\nu_f - \nu_m)}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} - E_f M - 2\nu_f P \\
 \text{avec :} & \quad \frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f) \\
 P &= M \frac{\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f)}{\frac{(\nu - 2\nu_m \nu + 1)(1 + \nu_m)}{E_m (1 - \nu)} + \frac{(1 - 2\nu_f)(1 + \nu_f)}{E_f} + \frac{2(\nu_f - \nu_m)^2}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m}}
 \end{aligned} \right. \quad (54)
 \end{aligned}$$

De même, en présence d'une force extérieure appliquée F dirigée suivant l'axe Oz , les composantes σ_{fr} et $\sigma_{f\theta}$ sont toujours données par la relation (21) mais dans laquelle P est alors donné par la relation (61) et non plus (54) ; quant à la composante σ_{fz} , elle s'obtient en reportant l'expression de ϵ_{fz} (60) dans la relation (23).

$$\begin{aligned}
 \text{D'où :} \quad & \left\{ \begin{aligned}
 \sigma_{fr} &= -P \\
 \sigma_{f\theta} &= -P \\
 \sigma_{fz} &= \frac{E_f \left[E_f M + \frac{F}{\nu} + 2P(\nu_f - \nu_m) \right]}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} - E_f M - 2\nu_f P \\
 \text{avec :} & \quad M \left[\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f) \right] - \frac{(\nu_f - \nu_m) F}{\nu (E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m)} \\
 P &= \frac{\left[\frac{(\nu_m - \nu_f) E_f}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m} + (1 + \nu_f) \right] - \frac{(\nu_f - \nu_m) F}{\nu (E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m)}}{\frac{(\nu - 2\nu_m \nu + 1)(1 + \nu_m)}{E_m (1 - \nu)} + \frac{(1 - 2\nu_f)(1 + \nu_f)}{E_f} + \frac{2(\nu_f - \nu_m)^2}{E_f - \frac{\nu-1}{\nu} E_m}}
 \end{aligned} \right. \quad (61)
 \end{aligned}$$

La résolution numérique des relations donnant les contraintes dans la fibre et dans la matrice nécessite la connaissance du module d'Young et du coefficient de Poisson de la fibre (E_f et ν_f) et de la matrice (E_m et ν_m). Les valeurs fournies dans la littérature pour des matériaux polycristallins sont respectivement de 537 000 MPa et 0,24 pour le carbure de tantale [55] et de 205 000 MPa et 0,31 pour le nickel. Cependant, dans le système cubique, le module d'Young n'est pas isotrope. Or, pour effectuer les calculs, nous nous sommes placés dans le cadre de la théorie de l'élasticité linéaire des milieux isotropes, il n'est donc pas inutile de calculer le module d'Young pour différentes directions cristallographiques, afin de déterminer les valeurs les plus représentatives du matériau composite réel. En effet, dans le matériau composite, la direction $\langle 001 \rangle$, axe de croissance et axe des fibres, se trouve privilégiée : le repère (r, θ, z) utilisé dans les calculs, est tel que l'axe Oz soit toujours dirigé suivant une direction de type $\langle 001 \rangle$, les deux autres axes étant contenus dans un plan de type $\{100\}$ perpendiculaire à l'axe Oz, alors que, pour que le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau polycristallin soient représentatifs du matériau étudié, il faudrait que le repère (r, θ, z) puisse prendre, avec une égale probabilité, toutes les orientations possibles.

Le module d'Young correspondant à l'axe Oz est celui d'une direction $\langle 100 \rangle$, alors que pour les deux autres axes ce sont ceux qui correspondent aux directions contenues dans un plan de type $\{100\}$. Or, dans le système cubique, le module d'Young dans une direction unitaire quelconque définie par ses cosinus directeurs α, β et γ , est donné par la formule classique :

$$\frac{1}{E_{\alpha\beta\gamma}} = s_{11} - (2s_{11} - 2s_{12} - s_{44})(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2) \quad (63)$$

où les s_{ij} sont les coefficients d'élasticité ou compliances définis en notation contractée par :

$$\epsilon_i = s_{ij} \sigma_j \quad (64)$$

L'anisotropie du cristal provient donc de la variation de l'expression $(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2)$ qui, nulle pour une direction $\langle 100 \rangle$, atteint sa valeur maximale de $1/3$ pour une direction $\langle 111 \rangle$, les cosinus directeurs du vecteur unitaire étant, dans ce cas, égaux à $1/\sqrt{3}$.

Les valeurs numériques des coefficients d'élasticité du nickel [56,57] permettent de calculer le module d'Young dans les différentes directions. La valeur la plus faible correspond à une direction $\langle 100 \rangle$ ($E_{\langle 100 \rangle} = 119\ 800$ MPa d'après [56], $E_{\langle 100 \rangle} = 138\ 500$ MPa d'après [57]), alors que la plus forte correspond à $\langle 111 \rangle$ ($E_{\langle 111 \rangle} = 259\ 500$ MPa d'après [56], $E_{\langle 111 \rangle} = 302\ 300$ MPa d'après [57]). Dans le plan $\{100\}$ la valeur la plus forte est atteinte pour une direction $\langle 110 \rangle$ ($E_{\langle 110 \rangle} = 200\ 900$ MPa d'après [56], $E_{\langle 110 \rangle} = 233\ 500$ MPa d'après [57]). De même,

d'après les valeurs des coefficients d'élasticité du carbure de tantale [58], les valeurs du module d'Young sont respectivement de : $E_{\langle 100 \rangle} = 502\,500$ MPa, $E_{\langle 110 \rangle} = 547\,300$ MPa et $E_{\langle 111 \rangle} = 564\,000$ MPa. Nous remarquerons que les valeurs du module d'Young, données pour le nickel pur, sont proches de celles que nous avons déterminées expérimentalement dans la matrice seule, pour les directions $[100]$ et $[110]$ (§ II, 2).*

*Les deux éléments constitutifs, fibre et matrice, présentant une forte anisotropie, il semblerait souhaitable et logique, afin de combiner anisotropie et symétrie de révolution, d'effectuer le calcul, non plus dans le cas d'un matériau totalement isotrope, mais isotrope uniquement dans le plan (r, θ) perpendiculaire à l'axe des z : $[001]$.

En effet, il est possible d'écrire la loi de Hooke généralisée sous la forme :

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{1}{E_r} \sigma_r - \frac{\nu_{\theta r}}{E_\theta} \sigma_\theta - \frac{\nu_{z\theta}}{E_z} \sigma_z \\ \varepsilon_\theta = -\frac{\nu_{r\theta}}{E_r} \sigma_r + \frac{1}{E_\theta} \sigma_\theta - \frac{\nu_{z\theta}}{E_z} \sigma_z \\ \varepsilon_z = -\frac{\nu_{rz}}{E_r} \sigma_r - \frac{\nu_{\theta z}}{E_\theta} \sigma_\theta + \frac{1}{E_z} \sigma_z \end{cases}$$

où : E_r, E_θ et E_z sont les modules d'Young dans les directions radiale, tangentielle et axiale et où, par convention, les indices i et j du coefficient de Poisson ν_{ij} correspondent respectivement aux coordonnées de l'effort ou de la déformation imposé, et à la direction de la réponse.

La condition d'isotropie dans le plan (r, θ) conduit aux relations :

$$\begin{aligned} E_r &= E_\theta = E \\ \nu_{r\theta} &= \nu_{\theta r} = \nu \\ \nu_{zr} &= \nu_{z\theta} = \nu' \\ \nu_{rz} &= \nu_{\theta z} = \nu'' = \nu' \frac{E}{E_z} \quad \text{car : } \frac{\nu_{ij}}{E_i} = \frac{\nu_{ji}}{E_j} \Rightarrow \frac{\nu'}{E_z} = \frac{\nu''}{E} \end{aligned}$$

Ce qui permet de recalculer la relation (5) qui, dans ce cas, s'écrira :

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu-2\nu'^2 \frac{E}{E_z})} \left[(1-\nu'^2 \frac{E}{E_z}) \varepsilon_r + (\nu+\nu'^2 \frac{E}{E_z}) \varepsilon_\theta + (1+\nu)\nu' \varepsilon_z \right] \\ \sigma_\theta = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu-2\nu'^2 \frac{E}{E_z})} \left[(\nu+\nu'^2 \frac{E}{E_z}) \varepsilon_r + (1-\nu'^2 \frac{E}{E_z}) \varepsilon_\theta + (1+\nu)\nu' \varepsilon_z \right] \\ \sigma_z = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu-2\nu'^2 \frac{E}{E_z})} \left[(1+\nu)\nu' \varepsilon_r + (1+\nu)\nu' \varepsilon_\theta + (1-\nu'^2) \frac{E_z}{E} \varepsilon_z \right] \end{cases}$$

Ces relations permettent ensuite de réécrire les équations (14) sous une forme similaire, mais comportant évidemment plus de paramètres. La résolution du problème pourra donc s'effectuer exactement de la même manière que dans le cas de complète isotropie ... mais conduira à des formules plus complexes, que la finalité des calculs, recherche d'ordres de grandeur, et la dispersion sur les valeurs des modules obtenues à partir des références bibliographiques, ne justifient guère.

Pour l'application numérique, il semble donc plus logique d'adopter comme valeur du module d'Young, une valeur intermédiaire entre $E_{[100]}$ et $E_{[110]}$, proche de $E_{[100]}$. Aussi, avons nous retenu les valeurs arrondies de 150 000 MPa pour le nickel et 500 000 MPa pour le carbure de tantale, légèrement plus faibles que celles correspondant au matériau polycristallin.

Les résultats numériques obtenus à l'aide de ces valeurs sont regroupés ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l} F = 0 \\ \nu = 0,05 \\ E_f = 500\,000 \text{ MPa} \\ \nu_f = 0,24 \\ E_m = 150\,000 \text{ MPa} \\ \nu_m = 0,31 \\ \sigma_{mr}(\rho_0) = -1173 \text{ MPa} \\ \sigma_{m\theta}(\rho_0) = 1296 \text{ MPa} \\ \sigma_{m\theta}(\rho_1) = 123 \text{ MPa} \\ \sigma_{mz} = 255 \text{ MPa} \end{array} \right. \quad (65)$$

et, en présence d'une force extérieure appliquée F dirigée suivant l'axe Oz :

$$\left\{ \begin{array}{l} F = 500 \text{ MPa} \\ \nu = 0,05 \\ E_f = 500\,000 \text{ MPa} \\ \nu_f = 0,24 \\ E_m = 150\,000 \text{ MPa} \\ \nu_m = 0,31 \\ \sigma_{mr}(\rho_0) = -1193 \text{ MPa} \\ \sigma_{m\theta}(\rho_0) = 1318 \text{ MPa} \\ \sigma_{m\theta}(\rho_1) = 125 \text{ MPa} \\ \sigma_{mz} = 703 \text{ MPa} \end{array} \right. \quad (66)$$

Il est très intéressant de noter que dans le cas du composite étudié où les coefficients de Poisson ont des valeurs voisines, l'effet de la force appliquée sur les composantes σ_{mr} et $\sigma_{m\theta}$ de la contrainte est extrêmement faible ; seule la composante axiale σ_{mz} est alors sensible à l'action de cette force : elle augmente d'une quantité voisine de la valeur de la force appliquée. Ainsi, en traction longitudinale, il sera possible, avec une bonne approximation, de déterminer directement, dans la matrice, à l'aide de la loi de Schmid, la cission résolue résultant de la force appliquée.

III. 1. b. Méthode numérique

Comme nous l'avions mentionné précédemment, il nous a également été possible de déterminer les composantes des contraintes dans le matériau composite en utilisant une méthode numérique de calcul par éléments finis. Cette dernière méthode, bien que ne conduisant évidemment pas, comme la méthode analytique, à des formules permettant d'appréhender directement le rôle des différents paramètres et de déterminer immédiatement les valeurs exactes des composantes de la contrainte dans tout le matériau, ne nécessite pas les mêmes hypothèses simplificatrices ; ceci va nous permettre de juger de l'effet de ces hypothèses sur les résultats obtenus. Le programme de calcul a été développé par J. Renard [59] à partir d'un programme existant. La cellule élémentaire retenue pour cette méthode d'homogénéisation est une maille carrée, contenant en son centre une fibre circulaire. Les calculs ont été effectués dans le cadre de la théorie de l'élasticité linéaire des milieux isotropes, pour un état de déformation plane ($\epsilon_z = \text{Cste}$) et en supposant que la maille unitaire conserve sa forme carrée au cours de la déformation. Comme dans le modèle analytique, les composantes de la contrainte ont été déterminées à partir de la mesure expérimentale (M) de l'état de compression des fibres dans la matrice.

En fait, les valeurs des composantes de la contrainte déterminées par cette méthode numérique sont très proches de celles obtenues par la méthode analytique dans le modèle présentant la symétrie de révolution ; ceci montre bien que, malgré la simplicité du modèle que nous avons retenu, la méthode analytique exposée dans les pages précédentes, conduit à des résultats tout à fait acceptables.

III. 2. Interprétation des résultats

Comme les résultats numériques l'ont montré, les composantes de la contrainte dans la matrice du composite atteignent des valeurs élevées non seulement à l'interface fibre-matrice pour $r = \rho_0$, mais aussi pour $r = \rho_1$. Cependant, la grandeur caractéristique, en ce qui concerne les possibilités de déformation plastique, n'est pas l'intensité des composantes de la contrainte mais, au contraire, la cission résolue déterminée dans les plans de glissement, pour chaque système de glissement. Or, le calcul de la cission résolue pour chaque système de glissement est long et fastidieux. La question se pose donc de savoir s'il est possible d'expliquer plus directement l'absence de déformation plastique en présence d'une aussi forte contrainte.

Dans un état de contraintes triaxiales comme celui-ci, Bridgman a montré qu'il existait un cas où en dépit de contraintes très élevées, il n'y avait pas déformation plastique : l'état de contrainte "hydrostatique" [60].

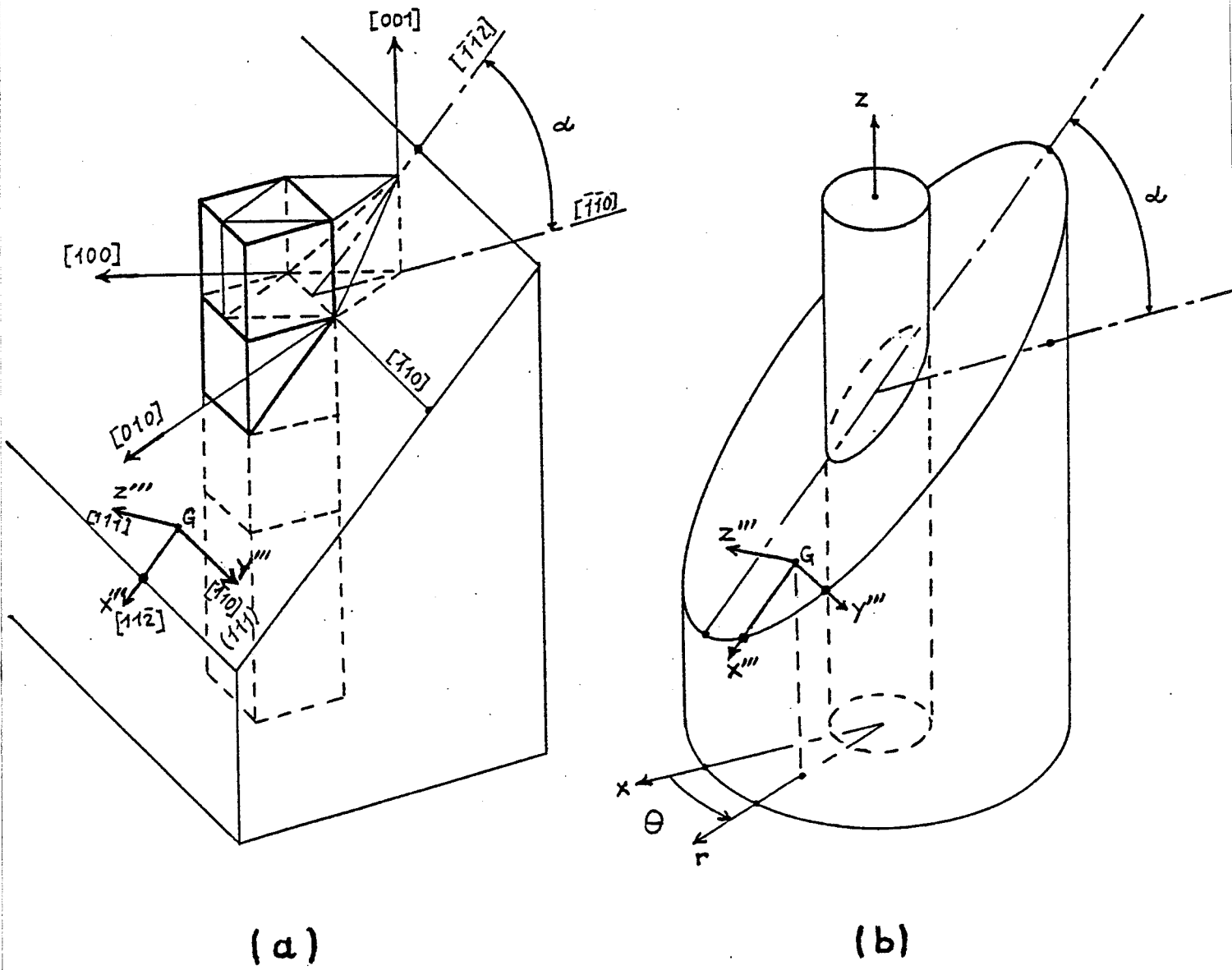


Fig. 15 - Définition de l'équivalent d'un plan de glissement de type $\{111\}$ dans le modèle à symétrie cylindrique utilisé pour le calcul.

Dans un tel état de contrainte, les trois tensions normales sont égales et les cissions dans n'importe quel plan sont alors nulles. Il s'agit donc de vérifier si l'état de contrainte dans la matrice du composite ne se rapprocherait pas, au moins localement, d'un état de contrainte hydrostatique.

Considérons le tenseur des contraintes. Les conditions de symétrie axiale et d'état plan font que les composantes $\tau_{r\theta}$, $\tau_{\theta z}$ et τ_{rz} s'annulent. Le tenseur des contraintes se réduit donc aux composantes σ_r , σ_θ et σ_z qui sont les tensions principales au point considéré. La contrainte définie par ces trois composantes comprend une portion hydrostatique σ_0 telle que :

$$\sigma_0 = \frac{1}{3} (\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z) \quad (67)$$

Le tenseur des contraintes peut alors se décomposer en deux tenseurs : le tenseur sphérique et le déviateur qui correspondent respectivement à la contrainte hydrostatique et à la contrainte réduite ne faisant intervenir que les cissions :

$$\begin{pmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sigma_r - \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta - \sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z - \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (68)$$

Dans le cas présent, la simple observation des expressions des composantes σ_r (35), σ_θ (36) et σ_z (55), permet de remarquer que la pression hydrostatique σ_0 est constante dans la matrice.* Dans le cas présent, elle est égale à 126 MPa. Cette valeur est relativement faible devant celles des composantes de la contrainte. L'importance de la portion hydrostatique de la contrainte n'est donc pas suffisante pour expliquer l'absence de déformation plastique. Le calcul de la cission résolue pour les différents systèmes de glissement est donc indispensable.

* Il est intéressant de définir quelles sont celles des hypothèses faites qui conduisent à ce résultat particulier.

La somme $\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z$ donnée par (5), peut être exprimée en fonction des déplacements u_r et u_z , à partir des relations (9), valables pour un problème présentant la symétrie de révolution, quel que soit l'état plan considéré, déformation plane ou contrainte plane ; il vient :

$$\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z = K(1+\nu) \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)$$

La pression hydrostatique σ_0 sera donc indépendante de r si :

$$\frac{\partial}{\partial r} (\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z) = K(1+\nu) \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} \right) = 0$$

Or, l'hypothèse de déformation plane a conduit aux relations (12) :

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} = 0$$

et (13) :

$$u_z = Cz$$

soit :

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial r} = 0$$

D'où :

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial r} = \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z) = 0$$

Les deux hypothèses faites, symétrie de révolution et état de déformation plane, conduisent donc bien à une pression hydrostatique constante dans la matrice.

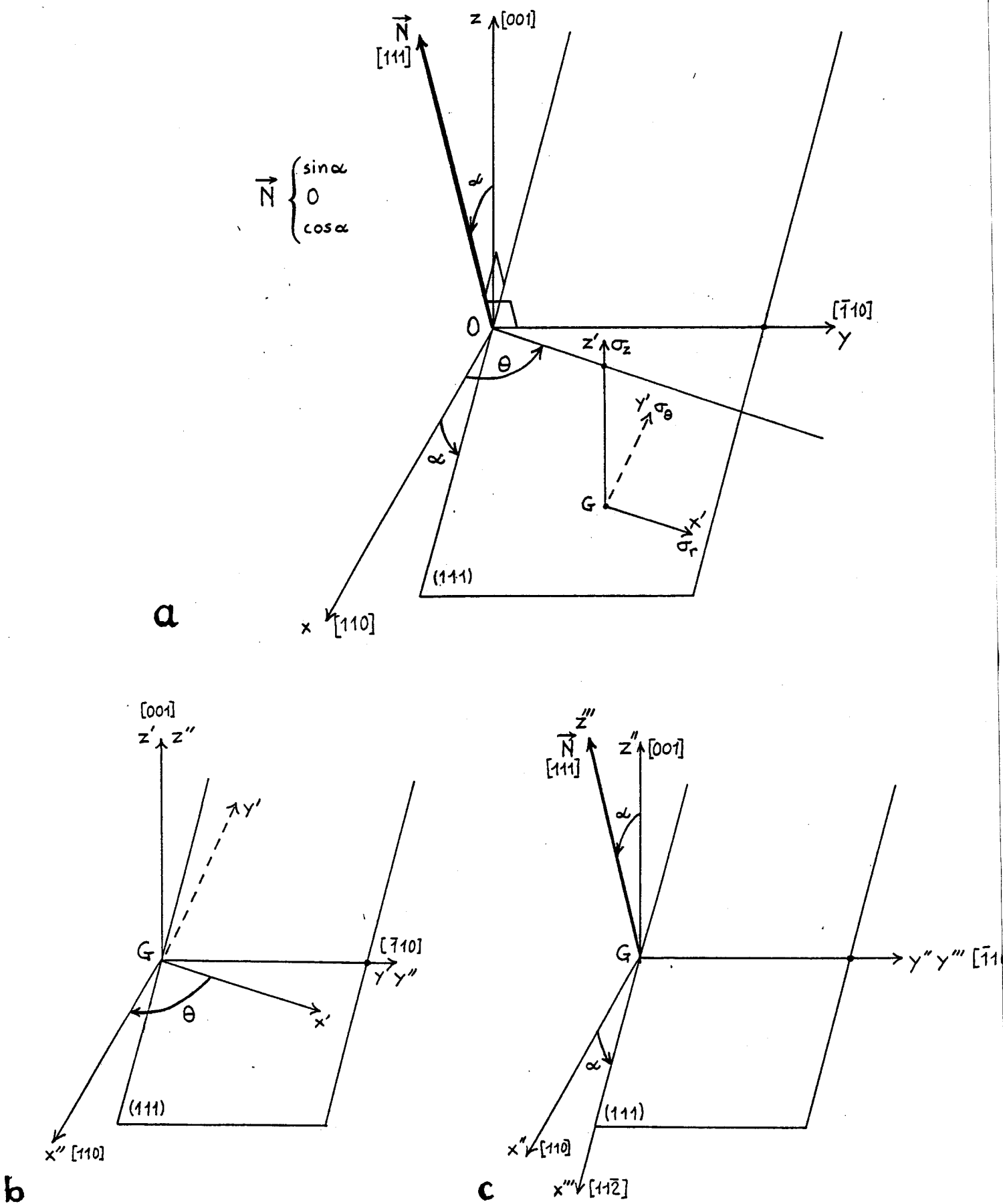


Fig. 16 - Détermination de la cission en un point quelconque G du plan de glissement. Définition du repère $Gx'y'z'$, dans lequel le système de contrainte est principal, et du repère $Gx''y''z''$, tel que les deux axes Gx'' et Gy'' soient contenus dans le plan de glissement et dans lequel doivent être déterminées les composantes de la force par unité de surface sur le plan de glissement. Indication des rotations utilisées pour les changements de repère.

Pour calculer la cission résolue, il convient tout d'abord d'établir un parallèle entre le modèle à symétrie cylindrique utilisé pour le calcul, et le matériau cristallin, de manière à définir, dans ce modèle, l'équivalent d'un plan de glissement de type $\{111\}$. Par comparaison du matériau cristallin et du modèle (Fig.15), il apparaît logique de représenter dans le modèle, un plan de glissement cristallographique de type $\{111\}$, par un plan incliné du même angle ($\frac{\pi}{2} - \alpha = 35^{\circ}16'$) par rapport à l'axe de la fibre.

Pour déterminer la cission en un point quelconque de ce plan de glissement, il faut déterminer les composantes de la force par unité de surface sur ce plan, dans un repère dont les deux axes, $[\bar{1}10]$ et $[11\bar{2}]$, sont contenus dans ce plan de glissement, le troisième, $[111]$, étant normal au plan.

Soit un repère Oxyz ayant pour origine le centre de la fibre, l'axe Oz, $[001]$, étant l'axe de la fibre, les deux autres axes ayant pour indices $[110]$ et $[\bar{1}10]$. L'inclinaison du plan de glissement est définie par l'angle α entre la ligne de plus grande pente du plan, $[11\bar{2}]$, et l'axe Ox, $[110]$, l'axe Oy, $[\bar{1}10]$, étant contenu dans le plan (Fig.16a). Dans ce repère, la normale \vec{N} au plan de glissement, $[111]$, a pour cosinus directeurs : $\sin\alpha$, 0 et $\cos\alpha$, avec $\alpha = 54^{\circ}44'$.

En un point G du plan de glissement tel que le plan (OG,Oz) fasse l'angle θ avec le plan xOz, le système de contrainte est principal dans le repère Gx'y'z' déduit du repère Oxyz par une rotation d'angle θ autour de Oz. Pour exprimer dans le repère Gx'y'z', les composantes en G de la force \vec{F} (X',Y',Z') par unité de surface sur le plan de glissement, il faut tout d'abord déterminer les composantes du vecteur normal \vec{N} (x',y',z') dans ce repère Gx'y'z' (les composantes de la contrainte étant exprimées en G, la translation \vec{OG} ne sera pas prise en compte dans le changement de repère).

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ 0 \\ \cos \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \alpha \cos \theta \\ -\sin \alpha \sin \theta \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (69)$$

La force F par unité de surface, sur le plan de glissement, est donnée par :

$$\vec{F} = \bar{C} \vec{N} \quad (70)$$

où \bar{C} représente le tenseur des contraintes.

Cette relation permet de déterminer \vec{F} :

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \alpha \cos \theta \\ -\sin \alpha \sin \theta \\ \cos \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_r \sin \alpha \cos \theta \\ -\sigma_\theta \sin \alpha \sin \theta \\ \sigma_z \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (71)$$

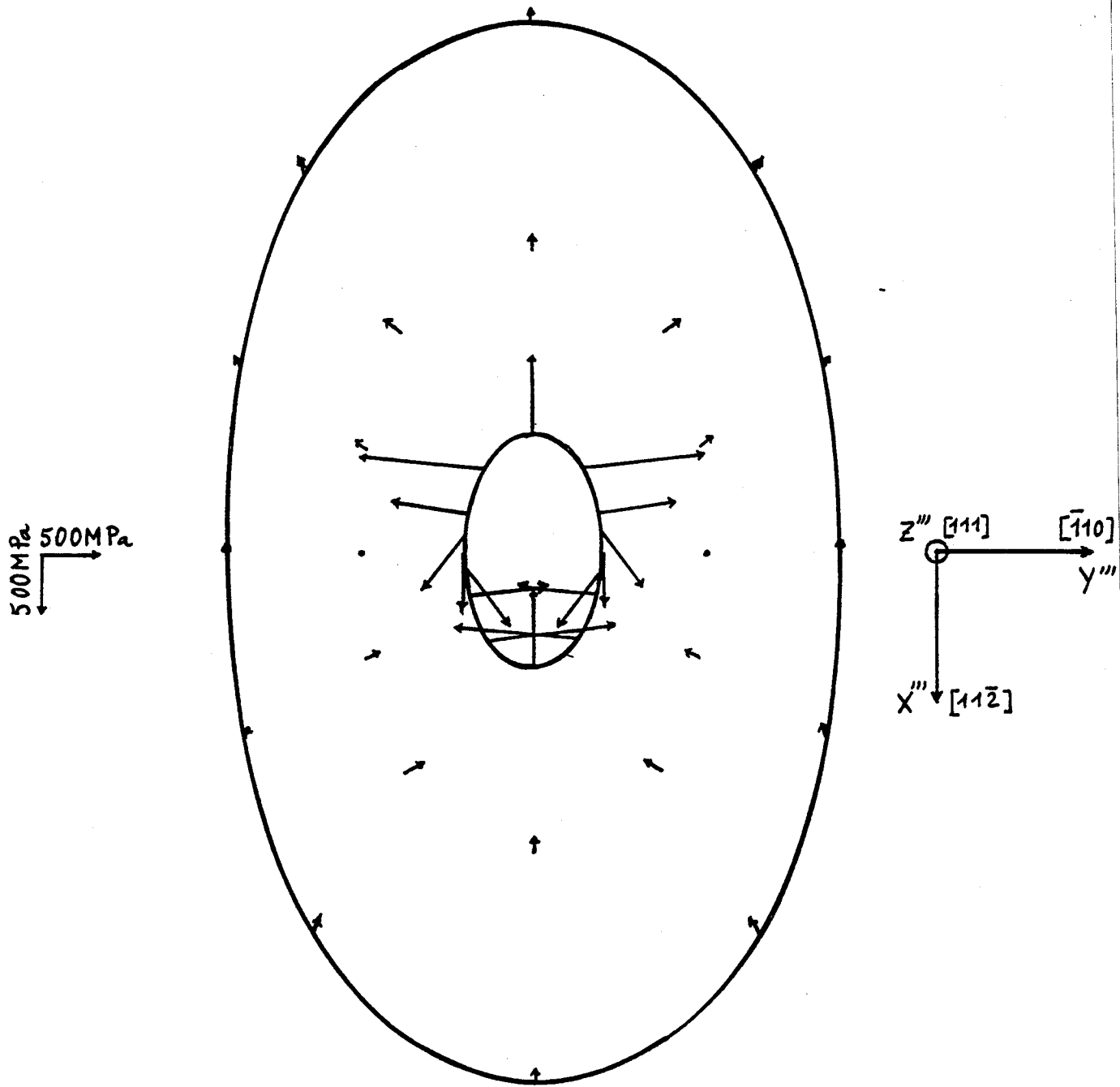


Fig. 17 - Carte de la cission dans un plan incliné de $35^{\circ}16'$ par rapport à l'axe du composite (plan équivalent à un plan de glissement de type $\{111\}$).

Aucun des axes du repère $Gx'y'z'$ n'est contenu dans le plan de glissement. Pour déterminer la cission dans ce plan, il est possible d'aboutir à la situation précédemment décrite de deux axes contenus dans le plan de glissement en effectuant deux rotations successives.

La première rotation d'axe Oz' et d'angle $-\theta$ va amener l'axe Gy' en Gy'' , axe contenu dans le plan de glissement (Fig. 16b). Les composantes de \vec{F} dans le repère $Gx''y''z''$, déduit de $Gx'y'z'$ par la rotation d'angle $-\theta$ autour de Oz' , sont données par :

$$\begin{pmatrix} X'' \\ Y'' \\ Z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_r \sin \alpha \cos \theta \\ -\sigma_\theta \sin \alpha \sin \theta \\ \sigma_z \cos \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_r \sin \alpha \cos^2 \theta + \sigma_\theta \sin \alpha \sin^2 \theta \\ (\sigma_r - \sigma_\theta) \sin \alpha \cos \theta \sin \theta \\ \sigma_z \cos \alpha \end{pmatrix}$$

La seconde rotation, d'angle α autour de l'axe Gy'' , va amener Gx'' en Gx''' contenu dans le plan de glissement (Fig. 16c).

$$\begin{pmatrix} x''' \\ y''' \\ z''' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix}$$

Les composantes en G de la force F dans le repère $Gx'''y'''z'''$ déduit de $Gx''y''z''$ par une rotation d'angle α autour de l'axe Gy'' qui est contenu dans le plan de glissement, et telle que l'axe Gx''' soit contenu dans ce plan, sont données par :

$$\begin{pmatrix} X''' \\ Y''' \\ Z''' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_r \sin \alpha \cos^2 \theta + \sigma_\theta \sin \alpha \sin^2 \theta \\ (\sigma_r - \sigma_\theta) \sin \alpha \cos \theta \sin \theta \\ \sigma_z \cos \alpha \end{pmatrix}$$

Soit :

$$\begin{pmatrix} X''' \\ Y''' \\ Z''' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \alpha \cos \alpha (\sigma_r \cos^2 \theta + \sigma_\theta \sin^2 \theta - \sigma_z) \\ (\sigma_r - \sigma_\theta) \sin \alpha \cos \theta \sin \theta \\ \sigma_r \sin^2 \alpha \cos^2 \theta + \sigma_\theta \sin^2 \alpha \sin^2 \theta + \sigma_z \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (72)$$

X''' et Y''' sont les composantes de la cission dans le plan de glissement et Z''' la contrainte normale.

Le calcul des composantes X''' et Y''' permet de dresser la carte de la cission dans tout le plan de glissement (Fig. 17). Suivant la ligne de plus grande pente du plan passant par le centre de la fibre et le long de l'axe qui lui est perpendiculaire en ce point, la cission est dirigée suivant la ligne de plus grande pente du plan. En dehors de ces droites, cette orientation

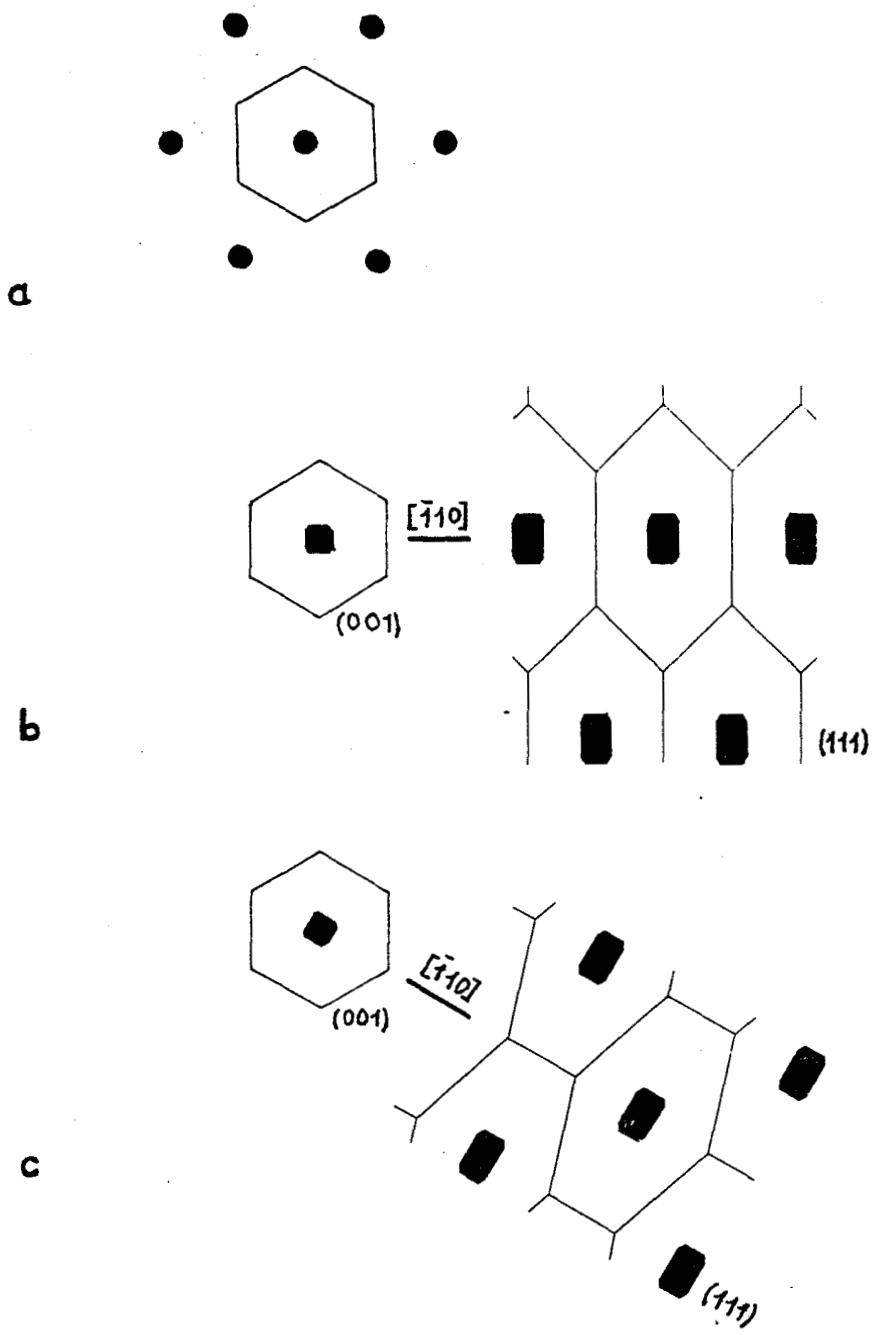


Fig. 18 - Coupe cristallographique dans un plan de type $\{111\}$ en fonction de l'orientation de la fibre de section carrée dans la maille hexagonale :
 a - Répartition des fibres selon un réseau hexagonal dans un plan de type $\{001\}$,
 b et c - Deux cas extrêmes de l'orientation de la fibre carrée dans la maille hexagonale et coupes cristallographiques $\{111\}$ correspondantes.

n'est pas conservée : la cission tourne dans le plan. Cette rotation permet d'accomoder de façon continue le changement d'orientation de la cission qui prend au voisinage de la fibre, sur l'axe horizontal, une orientation inverse de celle qu'elle prend sur l'autre partie de cet axe et sur la ligne de plus grande pente du plan évoquée plus haut. Sur l'axe horizontal, la cission s'annule entre les deux zones de cission d'orientation différente.

A partir de la carte des cissions dans le plan de glissement, nous allons déterminer la cission résolue pour les différents vecteurs de Burgers. Pour ceci, il s'agit tout d'abord de reconstruire, à partir de la cellule élémentaire elliptique utilisée pour le calcul, toute une coupe cristallographique du composite suivant un plan $\{111\}$.

Au départ, nous avons fait l'hypothèse d'une répartition hexagonale des fibres dans la matrice et pris comme modèle une maille hexagonale comportant en son centre une fibre de section carrée. Le passage à la symétrie de révolution se faisait ensuite en donnant à la fibre et au prisme de matrice une section circulaire (Fig. 18 a). Par contre, le cheminement inverse, consistant à remonter du modèle cylindrique au matériau cristallin est plus délicat ; en effet, c'est l'orientation de la fibre à section carrée à l'intérieur de la maille hexagonale qui va déterminer la répartition des fibres dans la coupe cristallographique $\{111\}$. Or, si les fibres possèdent toutes la même orientation à l'intérieur d'un même grain, il n'y a pas d'orientation privilégiée de la fibre dans la maille hexagonale, la fibre pouvant prendre n'importe quelle orientation. Ainsi, pour déterminer la carte des cissions résolues dans le plan de glissement, nous ne prendrons en considération que les deux cas extrêmes pour lesquels la direction $\langle 110 \rangle$ commune aux coupes $\{100\}$ et $\{111\}$ considérées, se trouve être soit diagonale, soit hauteur de l'hexagone (Fig. 18 b et c).

Pour le vecteur de Burgers de type \vec{b}_1 , normal à la ligne de plus grande pente du plan, la cission résolue s'annule le long des deux axes perpendiculaires passant par l'axe de la fibre : ligne de plus grande pente du plan et axe horizontal. En effet, sur ces deux types de droite, la cission est orientée suivant la ligne de plus grande pente du plan et la cission résolue est donc nulle. Entre ces zones de zéro, la cission prend des valeurs respectivement positives et négatives (Fig. 19 a).

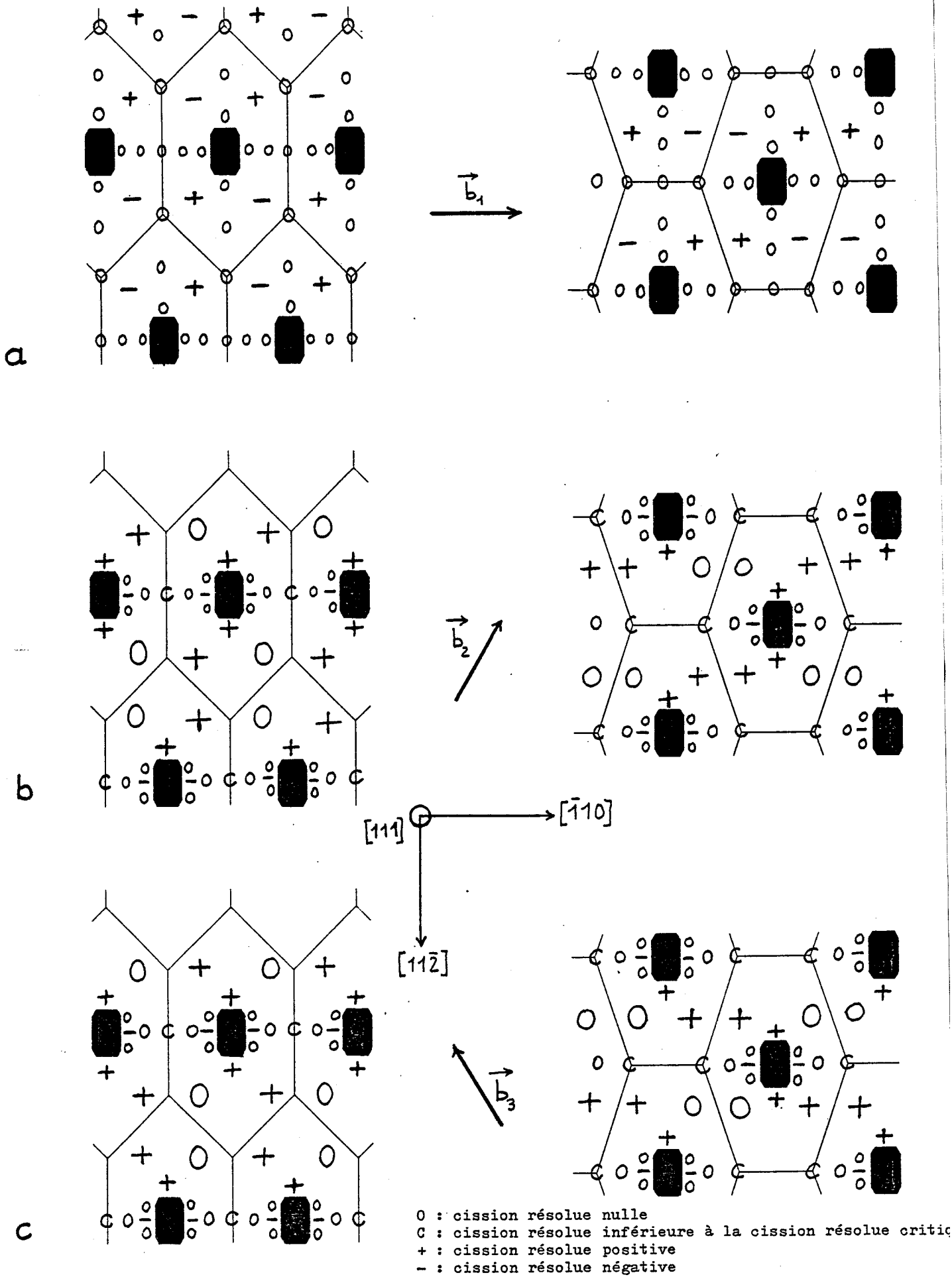


Fig. 19 - Carte de la cission résolue dans le plan de glissement pour les différents vecteurs de Burgers et pour deux types d'orientation de la fibre par rapport à la maille hexagonale.

Pour les vecteurs de Burgers de type \vec{b}_2 ou \vec{b}_3 , apparaissent dans le plan de glissement, des zones de cisssion résolue nulle suivant l'une des "diagonales" de la maille et des zones de cisssion résolue positive suivant l'autre "diagonale" (Fig. 19 b et c). Il n'y a plus inversion du signe de la cisssion résolue, si ce n'est dans des zones très localisées, au voisinage immédiat de la fibre, de part et d'autre de celle-ci suivant l'axe perpendiculaire à la ligne de plus grande pente du plan.

Avec une telle répartition de la cisssion résolue dans le plan de glissement, et la présence, notamment, d'un "quadrillage" de zones où la cisssion résolue est nulle ou inférieure à la cisssion résolue critique, la propagation de dislocations semble difficile. Par contre, dans les régions où la cisssion résolue atteint une valeur élevée, c'est-à-dire au voisinage des fibres, l'activation de sources de dislocations paraît tout à fait possible. Cependant, l'émission et le mouvement de ces dislocations, qui peut se poursuivre jusqu'à ce que la cisssion résolue soit ramenée au niveau de la cisssion résolue critique, conduirait à une diminution très sensible des contraintes internes ; or, ceci entre en contradiction avec l'existence des contraintes internes très élevées, que l'observation du flambage des fibres met expérimentalement en évidence.

A ce point de l'exposé, il convient de signaler un autre fait expérimental qui mérite la plus grande attention. Dans un composite à matrice durcie par une précipitation de phase γ' , matrice dont la limite élastique (≈ 700 MPa) est beaucoup plus élevée que celle du composite Ni(Cr,Ta)-TaC (150 MPa), on observe la même courbure des fibres, après attaque sélective de la matrice, que dans le composite étudié. Les différents paramètres intervenant dans le calcul des contraintes (fraction volumique, modules des fibres et de la matrice, coefficients de Poisson) étant voisins, il en résulte que l'état des contraintes internes est sensiblement le même. Ainsi, toutes choses étant égales par ailleurs, il n'y a pas plus accommodation des contraintes internes par déformation plastique de la matrice, dans le cas d'une matrice à limite élastique très faible que dans le cas d'une matrice à limite élastique élevée. Tout se passe donc comme si l'accommodation des contraintes internes par déformation plastique de la matrice était impossible. Quelle peut être l'explication de ce phénomène ?

Etant donné la complexité du problème, il convient de ne négliger aucune hypothèse. Par exemple, remettre en cause les observations sur lames minces et supposer une absence totale de dislocations dans la matrice pourrait expliquer le phénomène, car la déformation plastique ne pourrait alors plus s'effectuer par déplacement de dislocations ou multiplication par activation de sources, mais uniquement par nucléation de dislocations. En effet, dans un cristal parfait, primitivement exempt de dislocations, il peut y avoir nucléation du glissement plastique, par agitation thermique, dans une petite zone du cristal, puis propagation dans tout le plan de glissement par développement d'une dislocation. Par contre, si la région considérée est de taille inférieure à une taille critique qui dépend du niveau de la cisssion dans cette région, alors la dislocation ne peut se propager et le matériau retourne à sa configuration de cristal parfait. Le problème est donc de déterminer cette taille critique, pour une valeur de la cisssion donnée, ainsi que l'énergie nécessaire à la nucléation. Pour ceci, supposons qu'il y ait nucléation du glissement dans une zone circulaire de rayon r , bordée par une dislocation. L'énergie nécessaire pour créer cette boucle dans un plan de glissement soumis à une cisssion τ , est donnée par l'énergie de ligne de la boucle de dislocation diminuée du travail de la cisssion τ :

$$U = 2\pi r \left(\frac{\mu b^2}{4\pi} \right) \text{Log} \left(\frac{r}{r_0} \right) - \pi r^2 \tau b \quad (73)$$

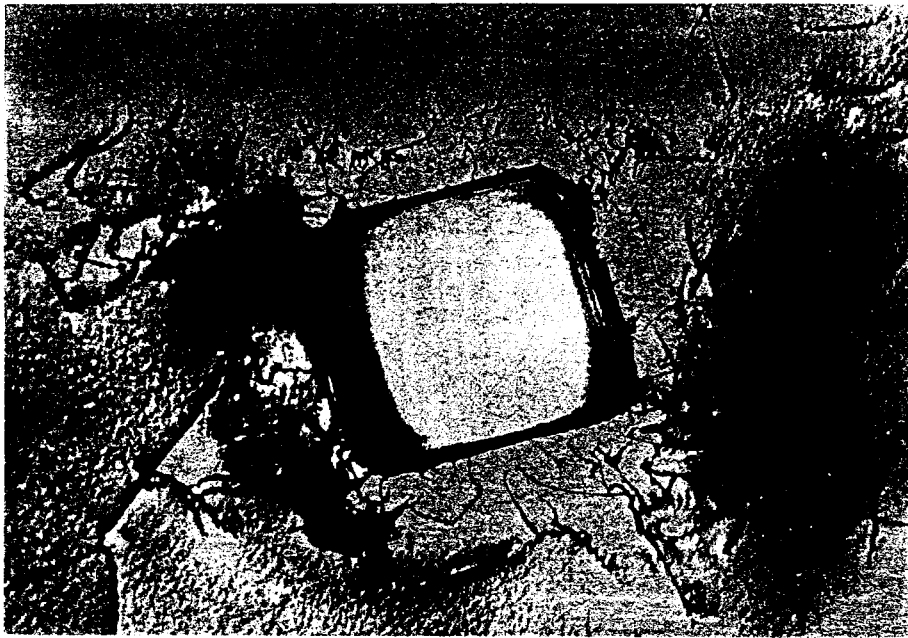
Pour une cisssion τ donnée, l'énergie passe par un maximum :

$$U_c = U(r_c) = \frac{\mu b^2 r_c}{4} \text{Log} \left(\frac{r_c}{r_0} \right) - 1 \quad (74)$$

correspondant à un rayon critique r_c donné par l'annulation de la dérivée de U par rapport à r :

$$\tau = \frac{\mu b}{4\pi r_c} \text{Log} \left(\frac{r_c}{r_0} \right) + 1 \quad (75)$$

Pour un module de cisaillement μ de 10^5 MPa, un vecteur de Burgers \vec{b} de $2,5 \text{ \AA} = 2,5 \times 10^{-10} \text{ m}$ et un rayon de coeur $r_0 = 2 \vec{b}$, l'application numérique conduit à des rayons critiques de l'ordre de 600 \AA pour une cisssion de 200 MPa et 15 \AA ($6|\vec{b}|$) pour 2800 MPa , les énergies d'activation étant respectivement de 2200 eV et $1,4 \text{ eV}$. La nucléation ayant pour origine l'agitation thermique, elle devient impossible dès que l'énergie d'activation dépasse une valeur d'environ 1 eV . Ainsi, dans le cas étudié, il faudrait une cisssion de l'ordre de 3000 MPa ($\approx \frac{\mu}{30}$) pour pouvoir nucléer des dislocations, alors que d'après les résultats de nos calculs, la cisssion résolue ne dépasse pas 600 MPa . Les calculs d'ordre de grandeur que nous venons d'effectuer, nous ont donc permis de montrer que ce n'était pas la taille trop faible de l'extension spatiale des zones de forte cisssion résolue qui



a

1 μm



b

1 μm

Fig. 20 - Micrographie électronique en transmission effectuée sur une coupe transversale montrant la densité de dislocations observée dans le composite brut de solidification.

a - Composite Ni(Cr,Ta)-TaC

b - Composite à matrice renforcée par une précipitation de phase γ' sous forme cuboïdale.

pouvait empêcher la nucléation mais tout simplement le niveau insuffisant de ces contraintes. De toute façon, s'il fallait effectivement recourir à la nucléation pour déformer plastiquement la matrice, la limite élastique du composite devrait être de l'ordre de celle d'un whisker ($\sigma/10$) ce qui est loin d'être le cas puisqu'elle se trouve située entre 150 et 700 MPa suivant la nature de la matrice. D'autre part, ceci reviendrait à dire que toutes les dislocations observées en lame mince seraient introduites par la relaxation des contraintes lors de l'amincissement, le matériau massif devant être rigoureusement exempt de dislocations.

De toute façon, nous savons qu'effectivement la densité de dislocations observées en lame mince peut toujours être sujette à discussion, plus particulièrement dans le cas de ce composite à fortes contraintes internes. En effet, lors de l'amincissement de lames minces longitudinales par exemple, si l'on ne prend pas de précautions particulières pour obtenir la dissolution des fibres aussi rapidement que celle de la matrice, le détensionnement des fibres qui se produit alors par flambage et rupture, au fur et à mesure de l'amincissement, peut se traduire, dans le cas d'une matrice à faible limite élastique, par un écrouissage intense. Dans le cas de lames taillées dans un plan perpendiculaire à l'axe des fibres, l'effet de la relaxation des contraintes internes semble agir de façon moins sensible sur la densité de dislocations ; cependant, dans le cas d'une matrice à limite élastique très basse, la relaxation des contraintes semble se traduire par un réarrangement des dislocations. Par contre, dans le cas d'une matrice à haute limite élastique, on peut supposer que les dislocations conservent sensiblement leurs positions initiales, et que la microstructure est alors représentative du matériau massif. La répartition observée est assez uniforme avec une densité de l'ordre de 10^7 lignes/cm² (Fig. 20). Au voisinage des fibres, on observe parfois de petits empilements contenant 3 ou 4 dislocations.

Il serait peut-être possible d'obtenir la répartition initiale des dislocations en observant des lames minces taillées dans du matériau composite préalablement irradié aux neutrons. Cependant, pour que cette méthode puisse donner un résultat intéressant, il faudrait que les forces d'ancrage des dislocations sur les défauts d'irradiation soient suffisantes pour maintenir les dislocations en place lors de la relaxation des contraintes internes, dont les valeurs sont très élevées. D'autre part, il ne serait pas impossible d'introduire de nouvelles dislocations au cours de l'amincissement. C'est pourquoi l'observation des dislocations dans une matrice durcie par une précipitation de phase γ' est peut-être la méthode la plus simple et la plus fiable. De toute façon, comme nous l'avons déjà signalé, l'état des contraintes internes dans les deux types de composites, matrice à basse

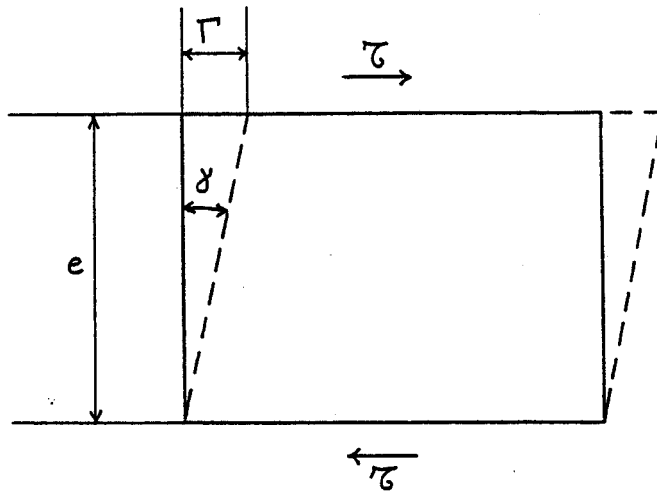


Fig. 21 - Cisaillement simple.

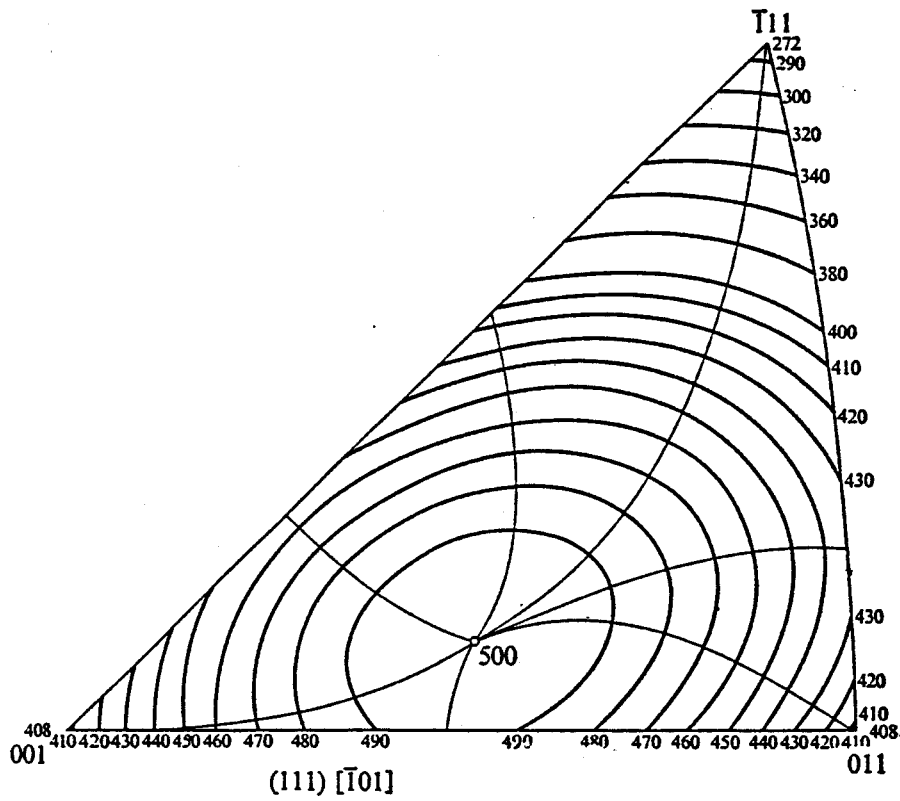


Fig. 22 - Valeurs du facteur de Schmid ($\times 1000$) reportées dans le triangle stéréographique, en fonction de la direction de l'effort uniaxial appliqué, pour le système de glissement de type $\{111\} \langle \bar{1}01 \rangle [61]$.

limite élastique et matrice. à haute limite élastique, est sensiblement le même.

Si l'on admet donc que les quelques dislocations observées en lame mince sont effectivement présentes dans le matériau massif, il faut pouvoir expliquer pourquoi, malgré la présence de dislocations soumises à des cisssions aussi élevées, il n'y a pas accomodation par déformation plastique de la matrice. Il faut tout d'abord remarquer que dans le cas présent, la cission résulte de contraintes internes et non d'une contrainte appliquée. Or, dans le cas d'une contrainte appliquée, une valeur élevée de la cission résolue, supérieure à la cission résolue critique, entraîne le glissement de dislocations ; en l'absence d'obstacle, ceci se traduit par une conséquence irréversible : le cisaillement de la matrice. Cependant, la valeur de la cission résolue dans le plan de glissement reste la même. Par contre, dans le cas d'un champ de contrainte interne, la déformation plastique tend à relaxer la déformation élastique correspondant aux contraintes internes : la déformation γ correspondant au cisaillement Γ résultant du passage d'un certain nombre de dislocations, va se traduire par une diminution de la cission d'une quantité $G\gamma$, où G représente le module de cisaillement. Une fois que la cission résultante sera inférieure à la cission résolue critique, le mouvement des dislocations s'arrêtera. Considérons, par exemple, deux plans de glissement parallèles séparés d'une distance $e = 1 \mu\text{m}$ (Fig. 21) : distance couramment observée expérimentalement. Le glissement de 10 lignes de dislocation coin de vecteur de Burgers \vec{b} dans le plan supérieur se traduira par un cisaillement Γ de $10 b \approx 25 \text{ \AA} = 2,5 \text{ nm}$, ce qui correspond à une déformation :

$$\gamma = \frac{\Gamma}{e} = 2,5 \cdot 10^{-3}$$

La cission se trouve donc diminuée de :

$$\tau = G\gamma \approx 100\,000 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} = 250 \text{ MPa}$$

Par conséquent, le glissement d'une dizaine de dislocations dans des plans de glissement voisins d'environ 1 micromètre abaisse la cission de 250 MPa. Il suffirait donc du mouvement local de quelques dizaines de dislocations pour ramener la valeur des cissions résolues au niveau de la cission critique. Pourquoi ce phénomène ne se produit-il donc pas ?

Jusqu'à maintenant nous n'avons pas considéré le rôle des fibres, alors que c'est uniquement dans leur voisinage que la cission résolue atteint une valeur particulièrement élevée. Or, les fibres peuvent jouer deux rôles : tout d'abord, elles opposent au glissement des obstacles infranchissables par cisaillement et, d'autre part, en tant que milieu de module beaucoup plus élevé que celui de la matrice, elles exercent sur les dislocations, une force image répulsive.

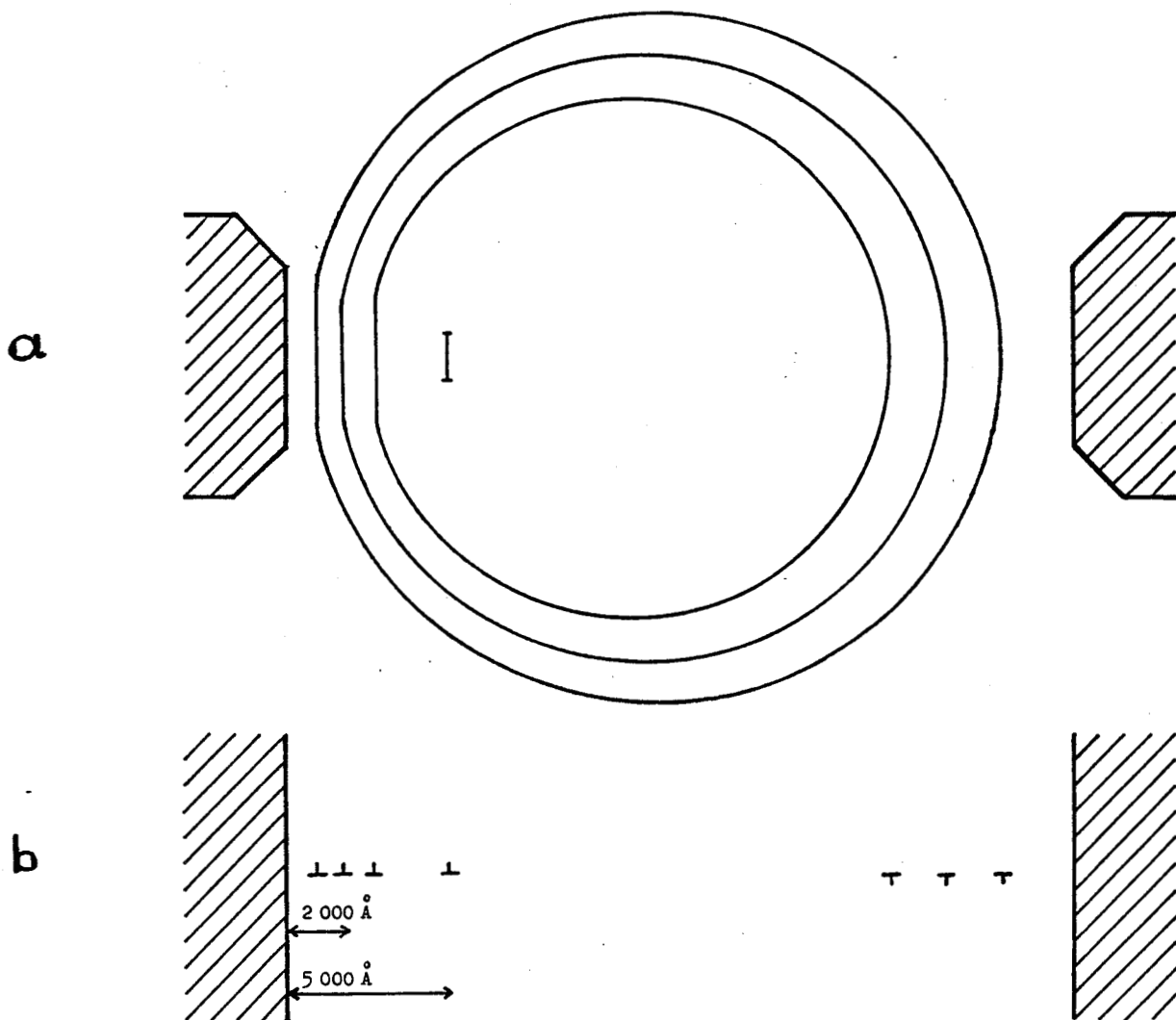


Fig. 23 - Illustration schématique du mécanisme de multiplication des dislocations par activation d'une source. Vue de dessus montrant les boucles de dislocation dans le plan de glissement et (a) et coupe indiquant la distance de la fibre à la source et aux dislocations émises (b).

Prenons un exemple. La matrice du composite Ni(Cr,Ta)-TaC possède une limite élastique de l'ordre de 150 MPa. La loi de Schmid permet de calculer la cission résolue critique correspondante, pour le système de glissement de type $\{111\}\langle\bar{1}01\rangle$; ainsi, la valeur du facteur de Schmid pour une force appliquée suivant $\langle 001 \rangle$ étant de 0.408 (Fig. 22), la cission résolue critique est de 60 MPa environ. Dans ces conditions, la zone où l'activation de sources est possible se trouve située au voisinage de la fibre, dans un rayon de 5 000 Å environ. Supposons qu'une source située à 5 000 Å de la fibre, soumise à une cission d'environ 100 MPa ait émis trois boucles de dislocation (Fig. 23). Ces trois boucles se trouvent bloquées au voisinage de la fibre, sous l'effet répulsif de la force image. Calculons, au niveau de la source, la cission correspondant à cette force image. Pour simplifier, nous allons assimiler les trois dislocations à une superdislocation de vecteur de Burgers $3\vec{b}$ située à 2 000 Å de la fibre. D'après Head [62,63], en supposant le module de cisaillement de la fibre infiniment grand par rapport à celui de la matrice (μ), la force image est donnée par :

$$\tau_I = \frac{\mu(3b)}{2\pi} \frac{1}{(2+5) \times 10^{-7}} = 17 \text{ MPa} \quad (76)$$

D'autre part, les trois dislocations exercent une contrainte en retour sur la source, donnée approximativement par :

$$\tau_R = \frac{\mu(3b)}{2\pi} \frac{1}{3 \times 10^{-7}} = 40 \text{ MPa} \quad (77)$$

La cission résolue au niveau de la source, qui était de 100 MPa se trouve donc diminuée d'environ 50 MPa et devient ainsi inférieure à la cission résolue critique. Ainsi, après l'émission de trois dislocations, la source s'arrête de fonctionner. Effectuons maintenant le même calcul, mais en supposant l'existence d'une source dans une région plus proche de la fibre où la cission est plus élevée, de l'ordre de 600 MPa. Supposons la source distante de 500 Å de la fibre et les trois dislocations bloquées à 200 Å de la fibre. La force image est alors de 170 MPa et la contrainte en retour de 400 MPa. La cission résolue au niveau de la source devient alors inférieure à la cission résolue critique. Ces calculs approchés ne fournissent évidemment que des ordres de grandeur, mais prouvent cependant, que si la multiplication de dislocations par activation de sources est possible dans les régions de forte cission situées au voisinage de la fibre, le phénomène doit se limiter à l'émission de quelques dislocations, ce qui est conforme aux observations sur lames minces. Or, si l'émission de ces quelques dislocations abaisse légèrement la cission au niveau de la source, leur empilement sur les fibres tend au contraire à l'augmenter au voisinage immédiat des fibres. Ainsi, la formation de ces "empilements de relaxation" ne fait finalement qu'exacerber le phénomène de mise sous contrainte des fibres dans la matrice. elle se traduit par une légère redistribution des contraintes internes, qui se trouvent globalement conservées.

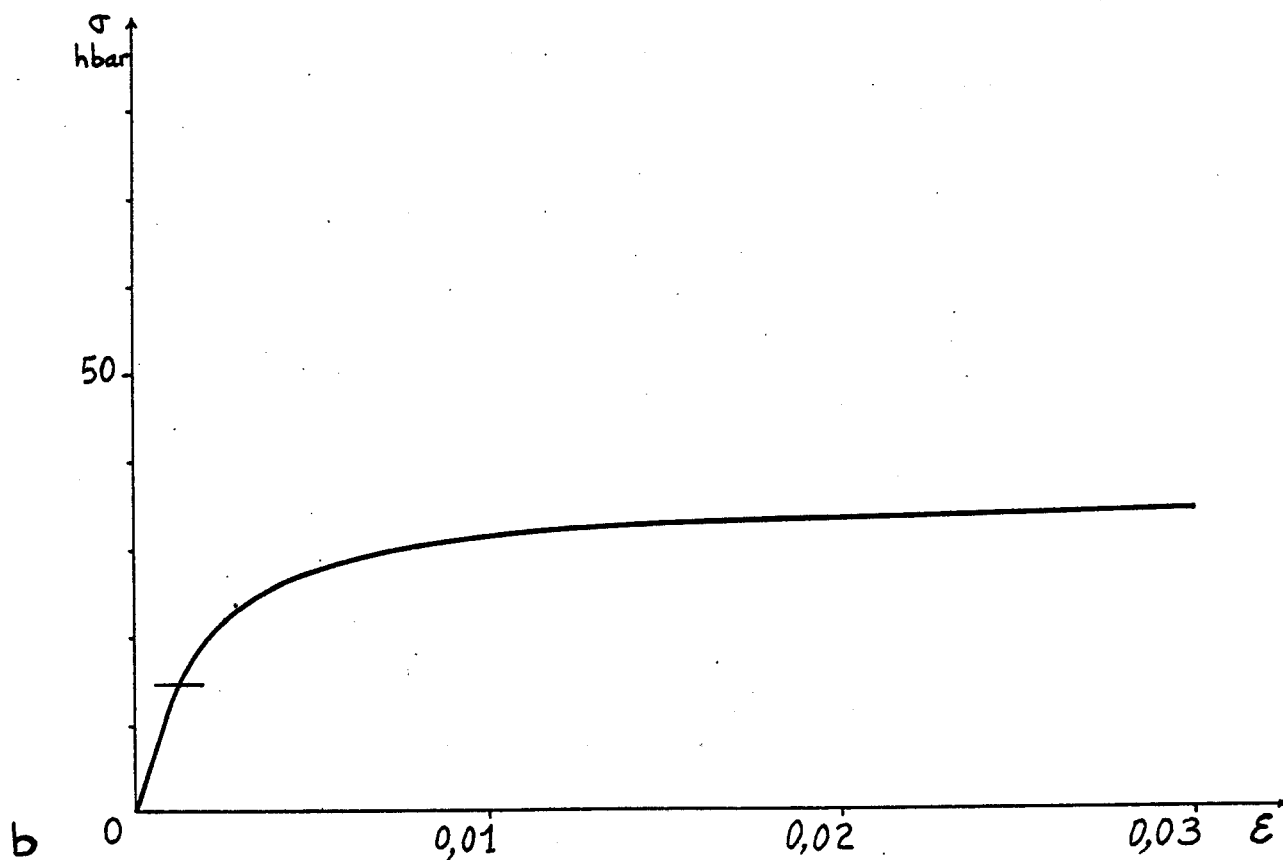
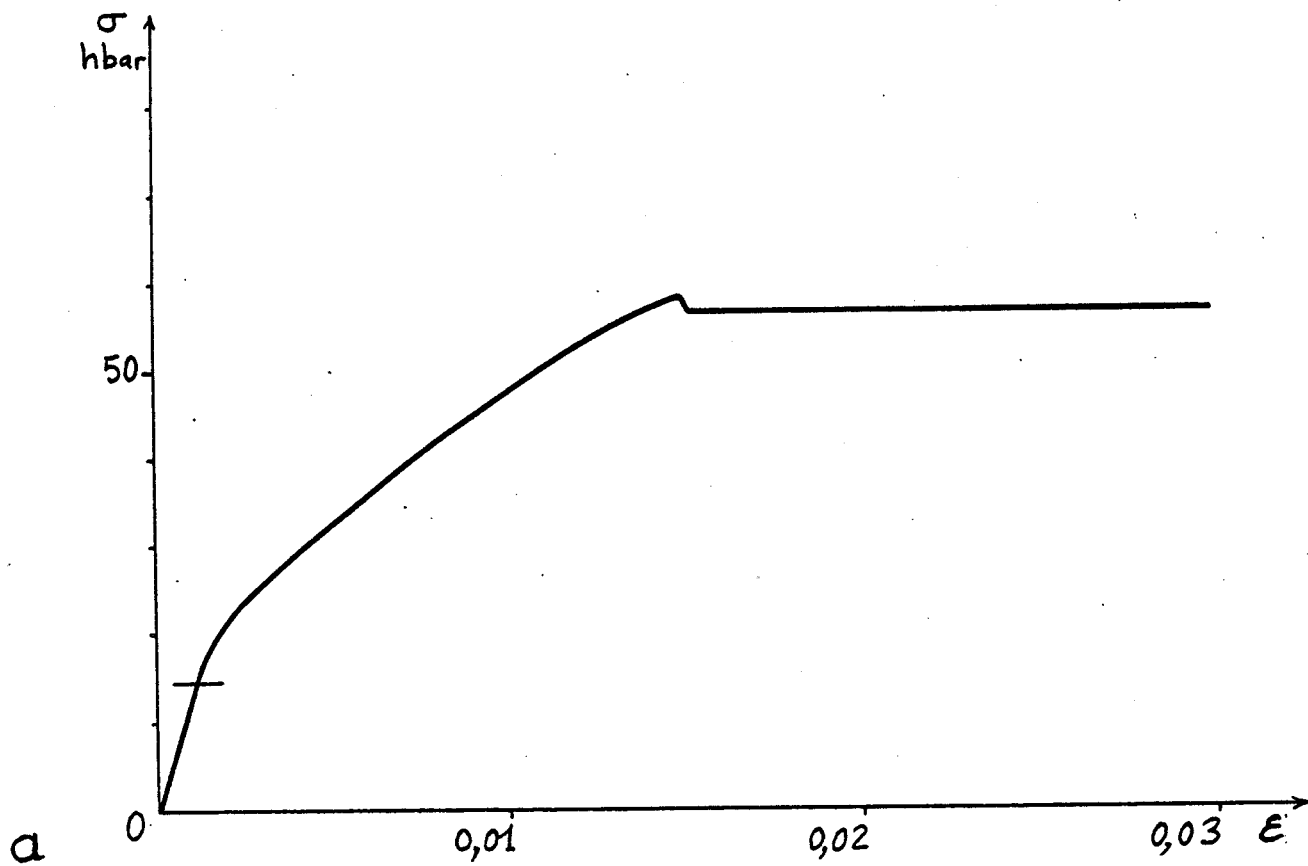


Fig. 24 - Comportement en traction du composite Ni(Cr,Ta)-TaC et de la matrice seule.

a - Courbe de traction longitudinale du composite,

b - Courbe de traction de la matrice seule suivant l'axe [001].

En conclusion, le fait qu'il n'y ait pas accommodation des contraintes internes par déformation plastique de la matrice peut s'expliquer ainsi : le cisaillement dû au glissement des quelques dislocations existantes a une action négligeable, d'autre part, la nucléation de nouvelles dislocations est impossible car le niveau des cisssions est très largement insuffisant, enfin, le phénomène de multiplication des dislocations par activation des sources existantes, limité à l'émission de trois ou quatre dislocations à cause des forces images et de la contrainte en retour, s'il abaisse légèrement la cission au niveau de la source, l'augmente, par contre, au voisinage des fibres et conserve ainsi globalement, les contraintes internes.

Considérons maintenant l'effet d'une force extérieure appliquée suivant l'axe des fibres, c'est-à-dire suivant une direction de type $\langle 001 \rangle$. Pour un monocristal présentant cette géométrie, la cission résolue dans les plans de type $\{111\}$, cission correspondant à la seule force appliquée, est nulle pour des vecteurs de Burgers de type \vec{b}_1 , ces vecteurs étant orthogonaux à la direction de la force appliquée. Pour les vecteurs de Burgers de type \vec{b}_2 et \vec{b}_3 , la cission résolue, en l'absence de contrainte appliquée, était positive ou nulle. L'effet de la contrainte appliquée a pour but de rendre la cission résolue positive dans tout le plan de glissement. La limite élastique globale, dans la matrice du composite, est alors atteinte lorsque dans les zones de propagation, c'est-à-dire vers le centre de l'interfibre, la cission résolue atteint la cission résolue critique de la matrice. C'est-à-dire que dans la zone de cission résolue nulle en l'absence d'une force extérieure, la cission résolue doit augmenter d'une valeur égale à la cission résolue critique. Ce phénomène devrait pouvoir se vérifier macroscopiquement sur les courbes de traction du matériau composite et de la matrice seule : les limites élastiques devraient être identiques. Cette hypothèse est bien vérifiée : les limites élastiques du composite et de la matrice seule étant effectivement très voisines (Fig.24). Par contre, si la force appliquée suivant l'axe des fibres est une force de compression, la limite élastique globale sera atteinte lorsque dans tout le plan de glissement, la cission résolue aura atteint la cission résolue critique, égale et de signe opposé à la cission résolue critique en traction. C'est-à-dire que dans les zones où la cission résolue est positive en l'absence d'une force extérieure, la cission résolue devra augmenter en valeur absolue d'une valeur égale à la somme de la cission résolue critique et de la cission résolue en l'absence de force extérieure. Ceci devrait se traduire par une dissymétrie du comportement en compression du composite par rapport à la traction, la limite élastique en compression devant être plus élevée. dans les zones de propagation,

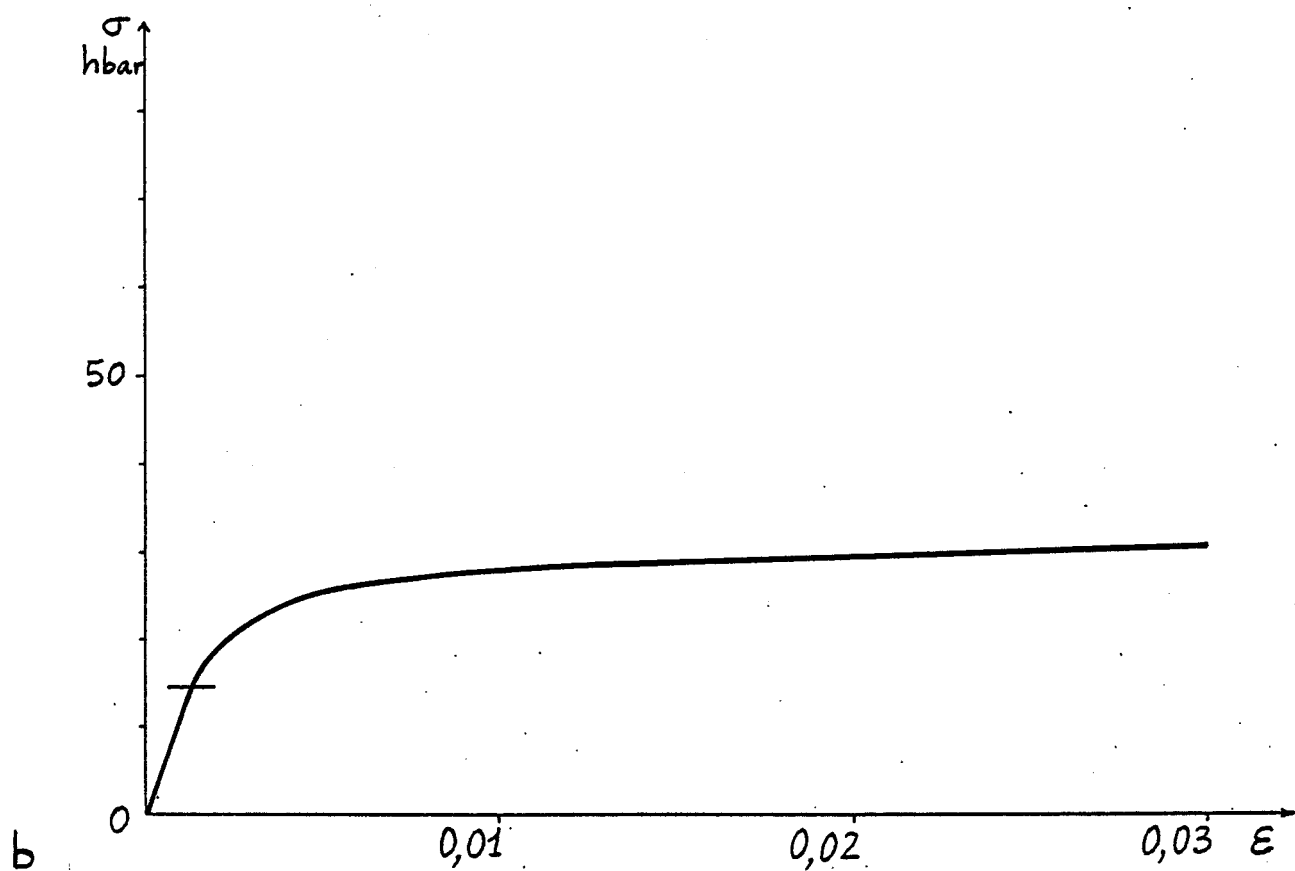
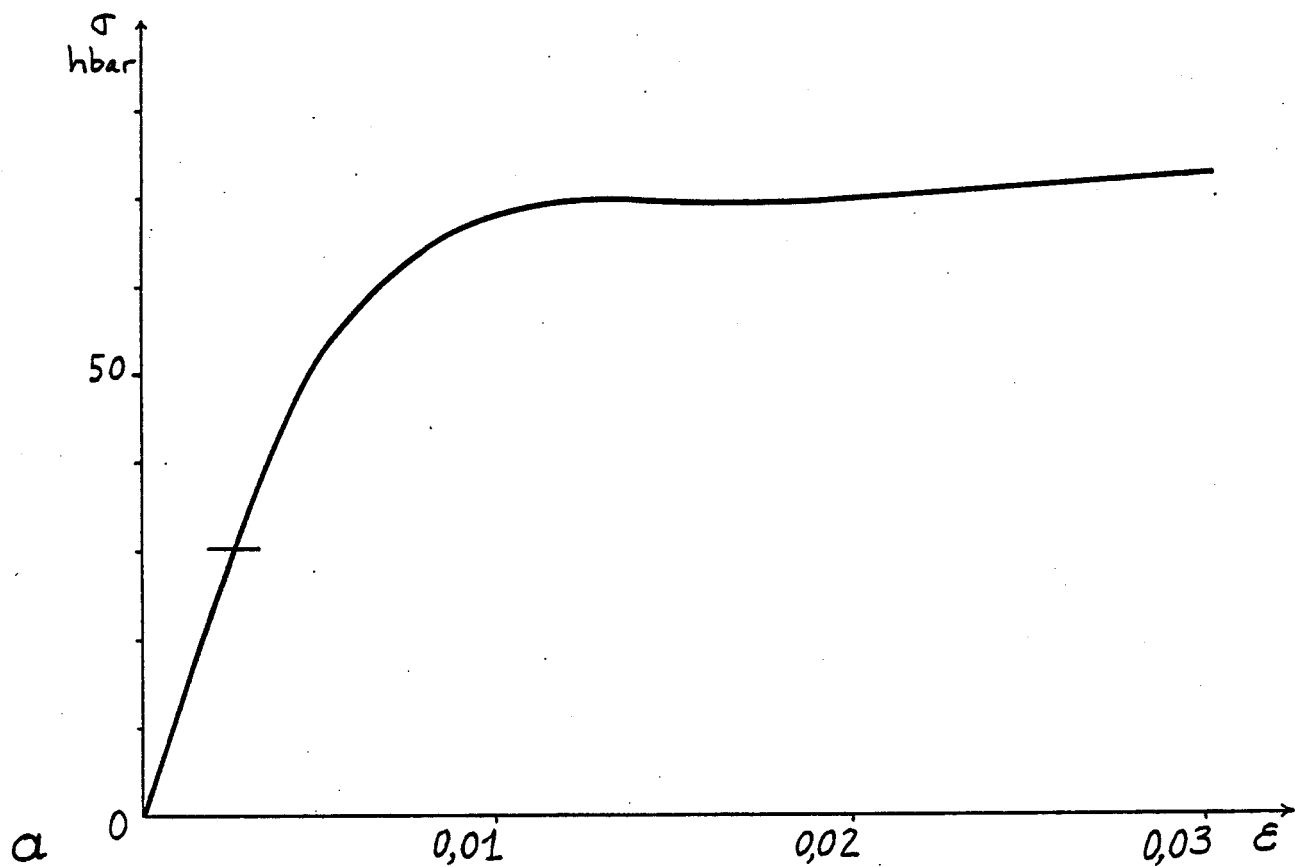


Fig. 25 - Comportement en compression du composite $\text{Ni}(\text{Cr}, \text{Ta})\text{-TaC}$ et de la matrice seule.

a - Courbe de compression du composite suivant l'axe $[001]$,

b - Courbe de compression de la matrice seule suivant l'axe $[001]$.

c'est-à-dire loin des obstacles au glissement que constituent les fibres, les cisssions résolues dues aux contraintes internes étant de l'ordre de la cisssion résolue critique, la dissymétrie due à la présence de zones de cisssion résolue positive devrait donc être de l'ordre de grandeur de la limite élastique du matériau en traction. Les essais de compression sur le matériau composite ont effectivement confirmé ce comportement dissymétrique par rapport à la traction, la limite élastique passant d'environ 150 MPa à 300 MPa et l'ensemble de la courbe se trouvant décalé en contrainte d'environ 150 MPa (Fig. 25). La présence d'un champ de contrainte pseudo-périodique dû aux contraintes internes se traduit donc, au niveau des tout premiers stades de la propagation des dislocations, par un durcissement de même type que celui résultant des champs de contrainte induits par des précipités (Mott-Nabarro [26]), la seule différence se situant au niveau de l'échelle de la pseudo-périodicité qui est ici relativement grande, de l'ordre de quelques micromètres.

III. 3. Conclusion

Le modèle simple utilisé, qui présente la symétrie de révolution, permet cependant d'expliquer l'état paradoxal de ce matériau composite dont la matrice, à faible limite élastique, résiste cependant à des contraintes internes énormes, et ne présente qu'une faible densité de dislocations. Evidemment, les valeurs numériques ainsi déterminées, bien qu'elles soient confirmées par un calcul par éléments finis ne nécessitant pas les mêmes hypothèses simplificatrices, ne doivent pas être prises au sens strict mais considérées comme des ordres de grandeur. Néanmoins, ce modèle a permis de montrer que les cisssions résolues dans le plan de glissement, nulles ou faibles dans la plus grande partie de ce plan, ne présentent des valeurs notables que dans des zones très localisées. Ceci a permis d'expliquer pourquoi l'accomodation des contraintes internes très élevées présentes dans la matrice, était impossible : le cisaillement, dû au glissement des quelques dislocations existantes, a un effet négligeable, la nucléation de nouvelles dislocations est impossible et enfin, la multiplication des dislocations par activation des sources, limitée à l'émission de trois ou quatre dislocations n'abaisse que faiblement la cisssion au niveau de la source mais, au contraire, exacerbe le phénomène de mise sous contrainte des fibres dans la matrice. De plus, l'égalité des limites élastiques en traction longitudinale du composite et de la matrice seule ainsi que la dissymétrie du comportement en compression du composite, phénomènes prévus par le calcul et vérifiés expérimentalement, confirment pleinement la validité du modèle.

Enfin, bien que cet aspect des choses n'ait pas été prévu au départ, nous avons déjà pu, dès ce stade de l'étude, "utiliser" le matériau composite, non seulement pour expliquer, mais plus encore pour résoudre quantitativement un problème de contrainte interne en terme de micromécanismes de déformation, dans le cadre de la théorie des dislocations, ce qui est généralement impossible dans les matériaux classiques. D'autre part, en ce qui concerne les tout premiers stades de la propagation, le composite constitue également un matériau modèle, puisqu'il a permis l'étude de l'effet d'un champ de contrainte pseudopériodique sur le mouvement des dislocations. Or, contrairement au mécanisme de durcissement de Mott-Nabarro résultant des champs de contrainte induits par la précipitation, le champ de contrainte pseudopériodique est ici celui des contraintes internes d'origine thermique ; l'étude du durcissement peut donc s'effectuer en absence des effets secondaires pouvant résulter de la précipitation. De plus, la détermination chiffrée de la cission résolue résultant des contraintes internes, a permis une étude quantitative de l'effet durcissant de ce champ de contrainte pseudopériodique.

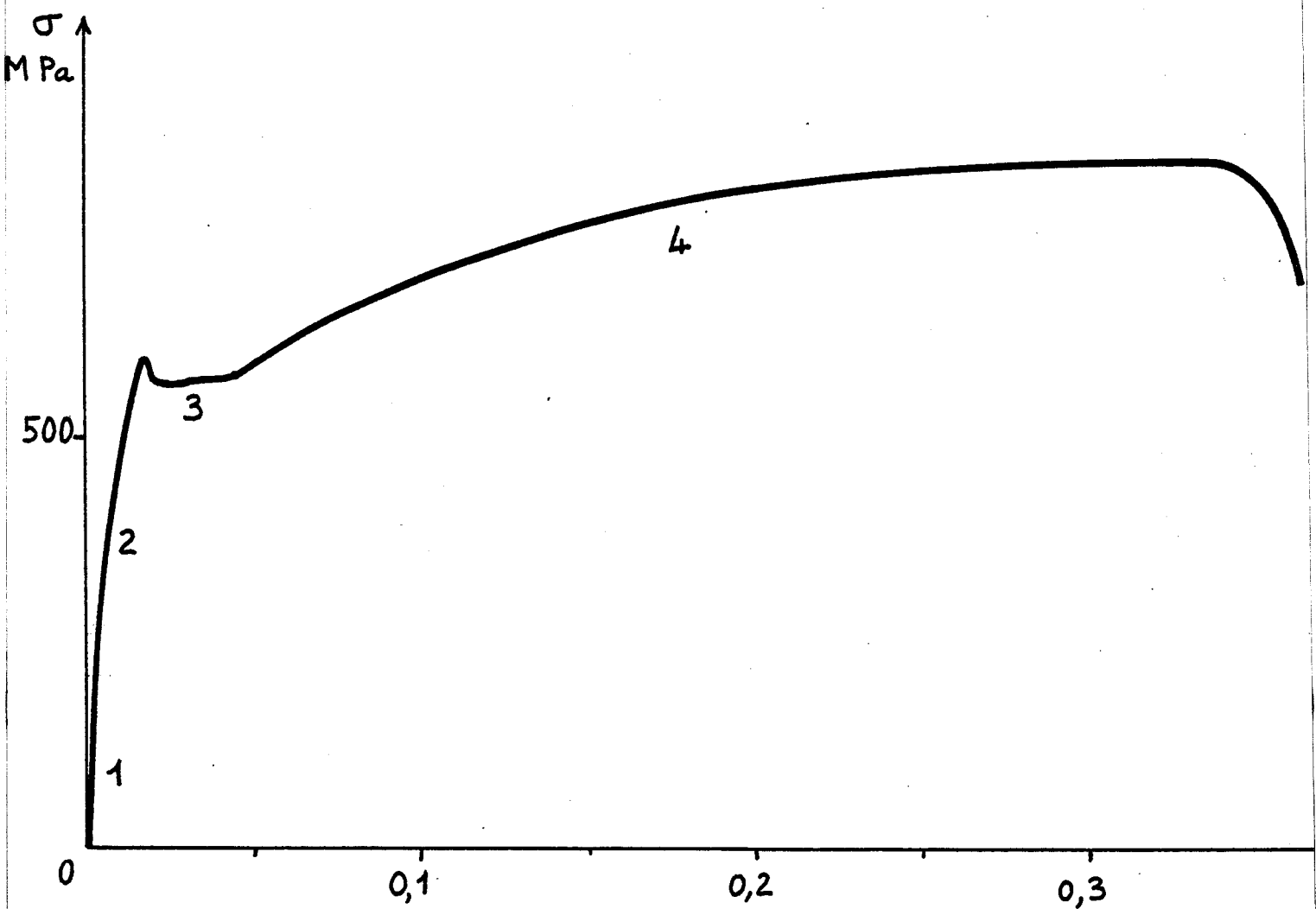


Fig. 26 - Essai de traction sens long sur échantillon massif à la température ambiante : courbe contrainte déformation du composite Ni(Cr,Ta)-TaC.

IV COMPORTEMENT EN TRACTION LONGITUDINALE DU COMPOSITE DE SOLIDIFICATION ROLE DES EMPILEMENTS DE DISLOCATIONS DANS LA RUPTURE DES FIBRES

IV. 1. Comportement du matériau massif

Les essais de traction sur échantillons massifs, à la température ambiante, ont été réalisés sur des éprouvettes taillées parallèlement à la direction de croissance. L'axe de traction est ainsi parallèle à la direction des fibres [001].

La courbe de traction du composite à la température ambiante (Fig. 26), présente 4 stades. Dans le stade 1, domaine élastique, les fibres et la matrice se déforment élastiquement ; par contre, dans le stade 2, domaine élastique-plastique, les fibres restent dans le domaine élastique, tandis que la matrice se déforme plastiquement. Ce stade se termine par le crochet de traction. Le stade 3, palier de contrainte, se caractérise par une déformation plastique à contrainte constante ; dans le stade 4, le matériau se déforme avec une forte consolidation. Le module d'Young du composite suivant la direction [001], déterminée par la pente de la courbe de traction dans le domaine élastique, est de 130 000 MPa. Cette valeur est légèrement supérieure à celle du module de la matrice seule (115 000 MPa) ; ceci est dû à la présence des fibres à haut module qui, intervenant à travers la loi des mélanges dans le module du composite, rendent ce dernier supérieur à celui de la matrice.

Pour comprendre le comportement en traction du composite, des observations micrographiques ont été effectuées sur des éprouvettes plates polies préalablement à l'essai. Dans les stades 1 et 2, en-dessous du crochet de traction, on n'observe jamais de rupture des fibres. Le crochet de traction correspond à l'apparition d'une bande de déformation hétérogène faisant un angle de 45° avec l'axe de l'éprouvette et semblable aux bandes de type Piobert-Lüders observées dans les aciers (Fig. 27). Cette bande est généralement située près de l'un des congés. Un examen micrographique montre qu'à l'intérieur de la bande, les fibres sont rompues en petits segments dont la longueur est égale à environ 3 à 5 fois leur dimension transversale. A chaque rupture de fibre est associée une ligne de glissement dans la matrice (Fig. 28). Le palier de contrainte (stade 3) correspond à la propagation de la bande de déformation hétérogène dans tout le fût de l'éprouvette. Cette propagation entraîne la rupture des fibres dans toute la partie utile de l'éprouvette. A la fin du stade 3, le transfert de charge de la matrice aux fibres ne peut plus s'effectuer à cause de la faible longueur des segments de fibres. Dans le stade 4, le matériau, durci à la fois par les petits segments de fibres et par l'écrouissage prononcé de la matrice, se déforme plastiquement avec une forte consolidation.

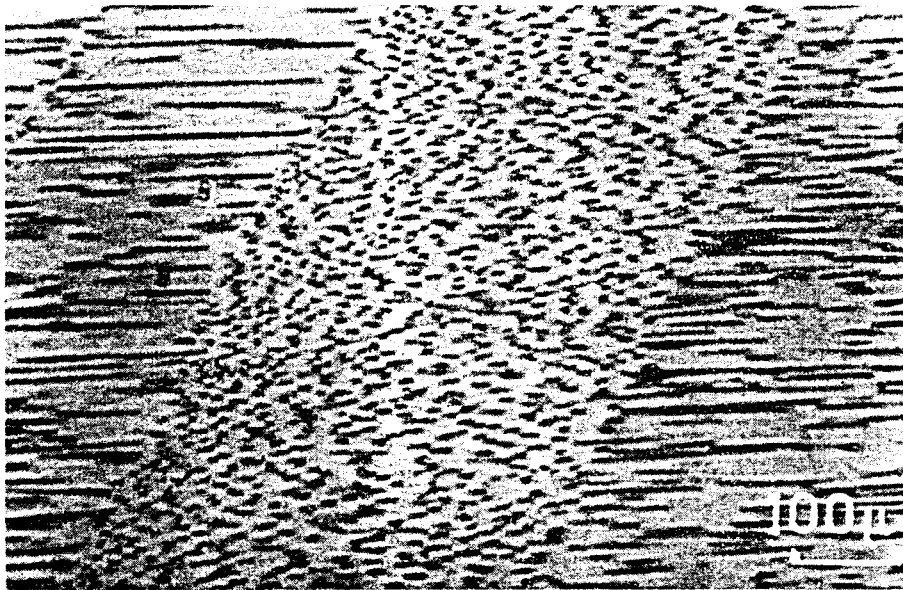


Fig. 27 - Micrographie optique de la bande de déformation hétérogène dont la direction moyenne fait un angle de 45° avec l'axe de l'éprouvette [64]. Dans cette bande, les fibres sont rompues en petits segments. La micrographie a été effectuée sur un composite Co(Cr,Ni)-TaC après un essai de traction à 700°C . Dans la gamme : $20^\circ\text{--}700^\circ\text{C}$, le comportement mécanique de cet alliage est semblable à celui du composite étudié, à la température ambiante.

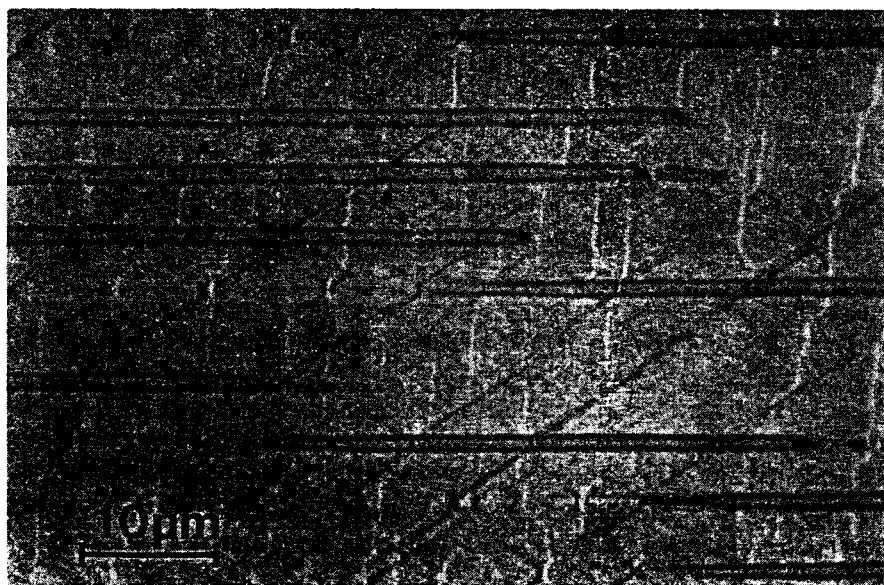


Fig. 28 - Micrographie optique montrant l'aspect de la bande de déformation. À chaque rupture de fibre est associée une ligne de glissement dans la matrice ; l'aspect dévié de ces lignes est dû à la présence de fibres sous-jacentes.

A partir de ces observations métallographiques, deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer l'aspect du composite dans la bande de déformation :

- 1 - Les fibres cassent et leur rupture provoque l'écroutissage de la matrice.
- 2 - La matrice se déforme plastiquement, ce qui conduit à la rupture des fibres par concentration de contraintes.

Dans le premier cas, il n'est pas possible d'expliquer la rupture des fibres ; en effet, la charge qu'elles supportent au crochet de traction est inférieure à leur limite de rupture. Dans le second, il faudrait mettre en évidence le mécanisme qui conduit à la rupture des fibres par concentration de contraintes. Puisqu'à chaque rupture de fibre est associée une ligne de glissement dans la matrice, il est raisonnable de supposer que l'origine de la concentration de contraintes se trouve dans ce glissement. En effet, une ligne de glissement observée à la surface d'une éprouvette résulte du balayage du plan de glissement par une ou plusieurs dislocations dont le vecteur de Burgers n'est pas parallèle à la surface ; la hauteur de la marche sera d'autant plus importante que le nombre de dislocations qui ont glissé dans le plan est élevé. Or, l'un des mécanismes pouvant conduire à une concentration de contraintes suffisante pour rompre les fibres est l'empilement de dislocations contre les fibres [64,65].

Pour confirmer cette hypothèse, il serait souhaitable d'observer les premiers stades de la déformation plastique. Cependant, l'examen en microscopie électronique par transmission de lames minces prélevées dans les zones déformées de l'éprouvette n'apporte aucun élément d'information supplémentaire. Dans les régions atteintes par la bande de déformation, l'écroutissage de la matrice est si important que l'on ne peut résoudre les dislocations dans les bandes de glissement ; par contre, en dehors de cette bande de déformation hétérogène, les configurations de dislocations formées dans le stade 2 ne sont pas assez stables pour être observées. Ces structures vont se modifier, d'une part lors de l'amincissement à cause des effets de surface qui ne sont plus négligeables, d'autre part et principalement sous l'effet de la relaxation des contraintes lors de la décharge de l'éprouvette. Au contraire, les expériences de déformation in situ dans le microscope électronique à haute tension (1 MV) ont permis d'observer directement, sous contrainte, ces configurations de dislocations au cours de leur formation dans les tout premiers stades de la déformation plastique.

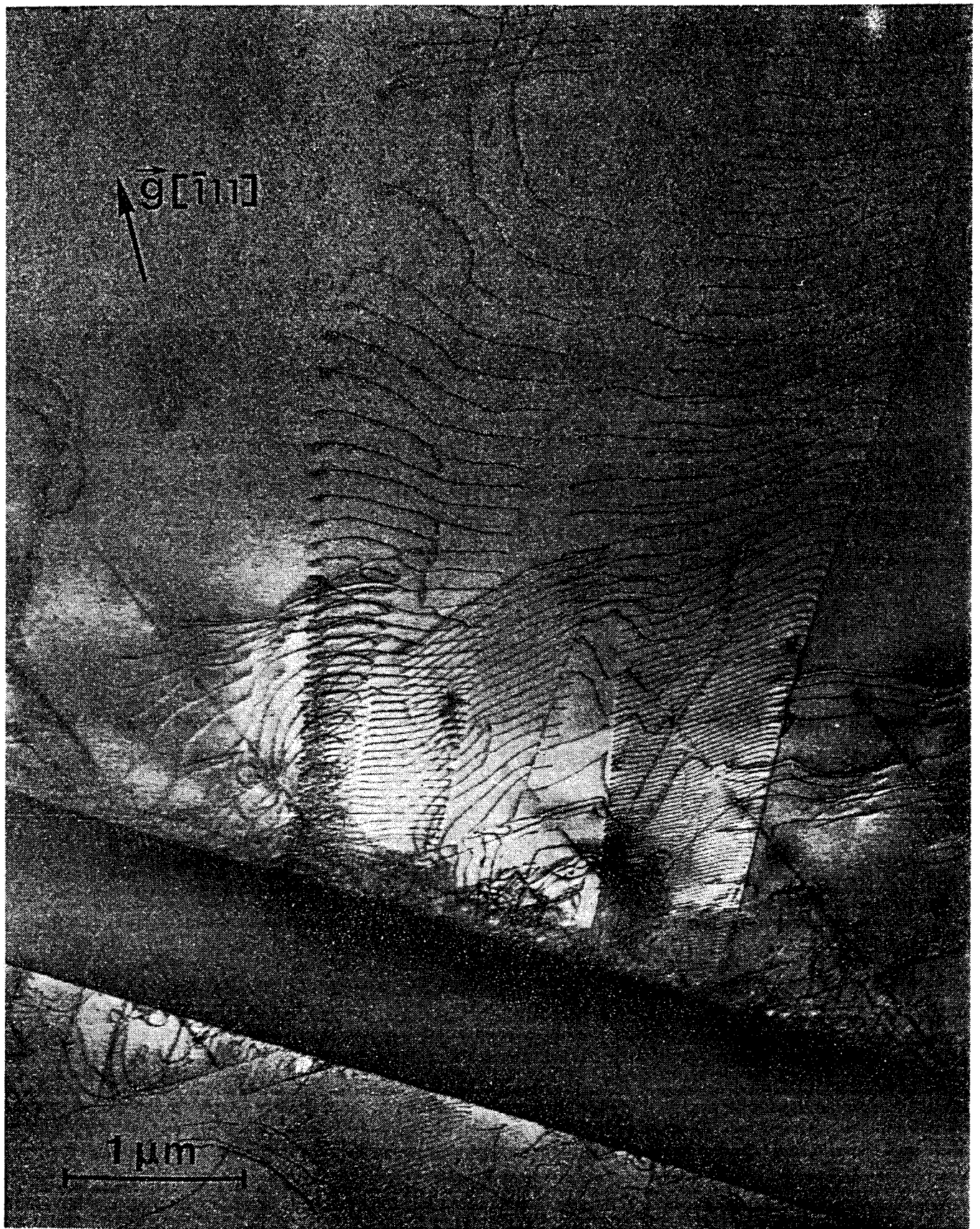


Fig. 29 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) du composite Ni(Cr,Ta)-TaC déformé in situ en traction longitudinale. Empilements de dislocations contre une fibre, certains empilements contiennent plus de cent dislocations.

IV. 2. Essais de traction in situ

Les essais de déformation in situ ont été effectués à l'aide du porte-objet de traction décrit précédemment (§ II, 3), les microéprouvettes (Fig. 10) étant taillées parallèlement à l'axe de croissance [001]. Avant l'essai de traction, les observations effectuées dans les microéprouvettes montrent la présence de dislocations isolées dans la matrice et d'empilements de quelques dislocations contre les joints de grains. Dans tous les cas, le nombre de dislocations contenues dans ces empilements est faible ; d'autre part, ces empilements sont peu nombreux dans toute la zone observée. Au cours de la déformation, des empilements, contenant plus de cent dislocations, se forment contre les fibres : empilements simples (Fig. 29) ou empilements doubles (Fig. 30).

Dans les deux cas (Fig. 29 et 30), le plan de glissement est le plan $(11\bar{1})$; les dislocations de ces empilements ont pour vecteur de Burgers $\vec{b} = \frac{1}{2} [1\bar{1}0]$; le système de glissement est donc : $(11\bar{1}), [1\bar{1}0]$. Dans le cas d'une contrainte uniaxiale parallèle à [001], ce système n'est pas sollicité ; cependant, nous avons observé ces empilements dans des bandes inclinées de $\theta = 45^\circ$ par rapport à l'axe de traction et situées sur les bords du trou percé dans la lame. Or, nous avons vu précédemment (§ II, 3) que, si la microéprouvette de traction est assimilée à une plaque plane percée d'un trou et soumise à un effort de traction uniaxial, la contrainte, à la périphérie du trou, se trouve réduite à la composante tangentielle σ_θ . Ceci permet alors d'expliquer, vu la situation de la zone observée, que le système de glissement $(11\bar{1}), [1\bar{1}0]$ puisse être sollicité.

L'étude du contraste des dislocations de l'empilement double de la Fig. 30, ainsi que la continuité de la bande de glissement, permettent de déterminer le mode de formation de ce type d'empilement : deux segments de dislocation homologues, appartenant à chaque demi-empilement, proviennent d'une boucle de dislocation. Ces segments doivent donc posséder le même vecteur de Burgers, ou, en convenant d'orienter les dislocations dans le même sens, des vecteurs de Burgers de signes opposés. Expérimentalement, dans des conditions de diffraction présentant le même écart \vec{s} à la position de Bragg, les réflexions $+\vec{g}$ puis $-\vec{g}$ permutent le contraste des deux demi-empilements : les vecteurs de Burgers sont donc bien de signes contraires. En effet, dans un cristal centrosymétrique, des segments de

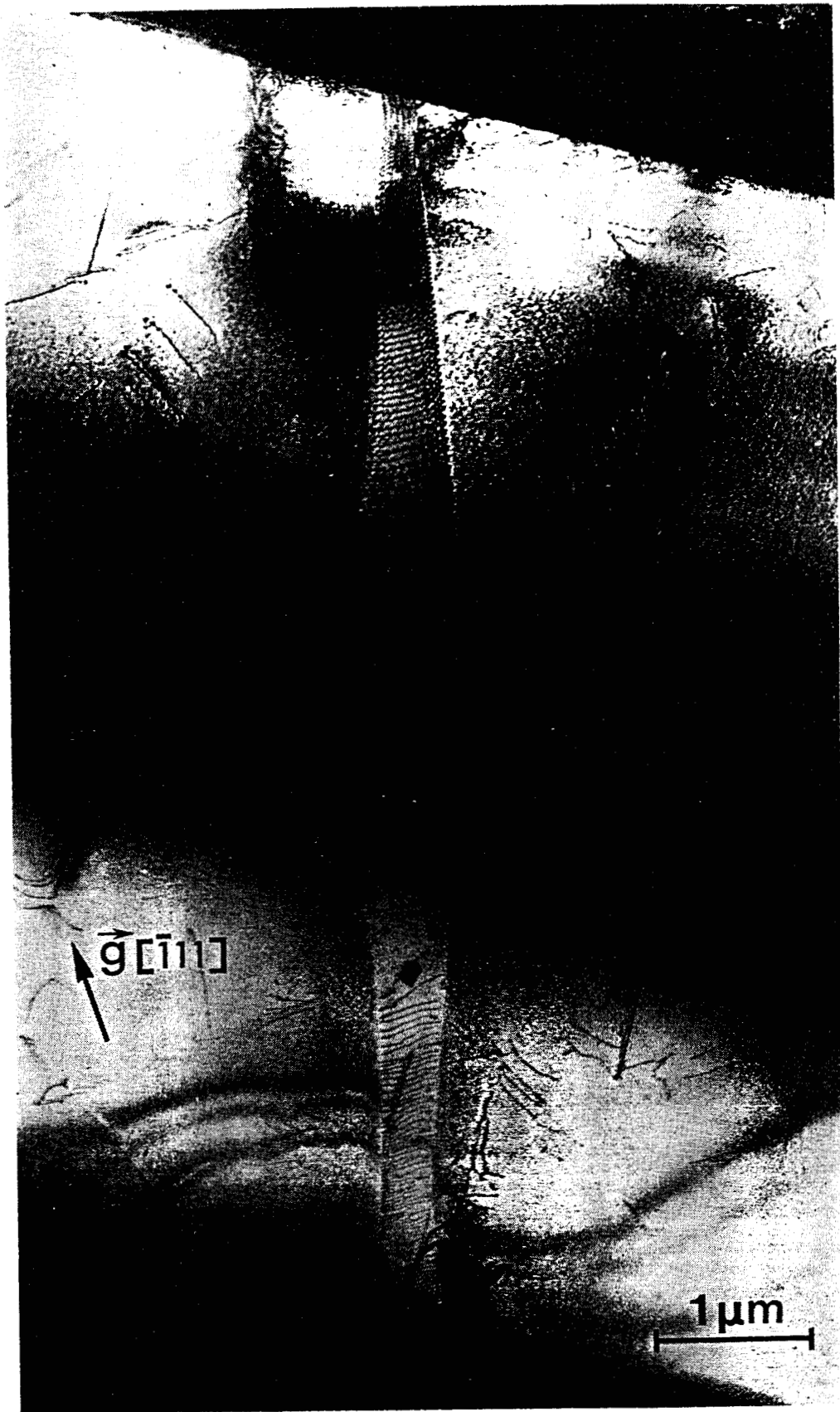


Fig. 30 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) du composite Ni(Cr,Ta)-TaC déformé in situ en traction longitudinale. Empilement double de dislocations entre deux fibres, la source de dislocations est située entre les deux fibres, dans une partie plus épaisse de la lame.

dislocation parallèles et de même longueur, mais de vecteurs de Burgers $+b$ et $-b$, observés respectivement dans des conditions de diffraction $+g$ et $-g$ telles que $s_g = s_{-g}$, présentent en fond clair le même contraste oscillant. Ce résultat, qui reste valable dans le cadre de la théorie dynamique à N ondes*, permet d'identifier le mode de formation de ces empilements : une source de Frank-Read, située entre les deux fibres dans une partie plus épaisse, émet une boucle de dislocation qui se développe dans le plan de glissement et laisse deux segments qui viennent se bloquer sur chacune des deux fibres. Le nombre de dislocations de l'empilement croît avec la contrainte de cisaillement dans le plan de glissement.

La poursuite de l'essai de traction conduit à des ruptures de fibres par clivage sur le plan (001) perpendiculaire à l'axe de la fibre (Fig. 31). La matrice est fortement écrouie au voisinage de la rupture de la fibre ; en effet, il n'y a plus transfert de charge de la matrice à la fibre et la matrice se déforme plastiquement.

Ces observations semblent montrer que la rupture des fibres résulte de la concentration de contrainte en tête d'empilement. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait s'assurer que cette contrainte est suffisante pour provoquer la rupture de la fibre et que la contrainte dans le plan de glissement est du même ordre de grandeur que la contrainte de cisaillement au crochet de traction dans l'essai macroscopique. Des calculs sur les empilements de dislocations, effectués dans le cadre de la théorie de l'élasticité, permettent de déduire ces grandeurs des caractéristiques géométriques des empilements.

* Ce résultat de la théorie cinématique reste valable en théorie dynamique à N ondes. En effet, les amplitudes des ondes diffractées sont solution de l'équation suivante, formulée par Howie et Whelan [66,67]:

$$\frac{d}{dz} \phi = (A + \{\beta'_g\}) \phi = A' \phi$$

où ϕ est le vecteur colonne des amplitudes des ondes diffractées,

z la profondeur,

β'_g une matrice diagonale dans laquelle le défaut apparaît par un terme proportionnel au produit scalaire $g \cdot b$,

A une matrice dont les termes diagonaux sont proportionnels à l'écart à l'angle de Bragg et dont les termes non-diagonaux sont liés aux coefficients du développement en série de Fourier du potentiel cristallin.

Si le cristal est centrosymétrique, la matrice A est symétrique même dans le cas d'un potentiel complexe tenant compte des effets inélastiques [68]. Ainsi, à deux dislocations de vecteurs de Burgers $+b$ et $-b$, observées dans des conditions de diffraction symétriques $+g$ et $-g$, correspondent deux matrices A' identiques et par conséquent un même vecteur colonne ϕ .

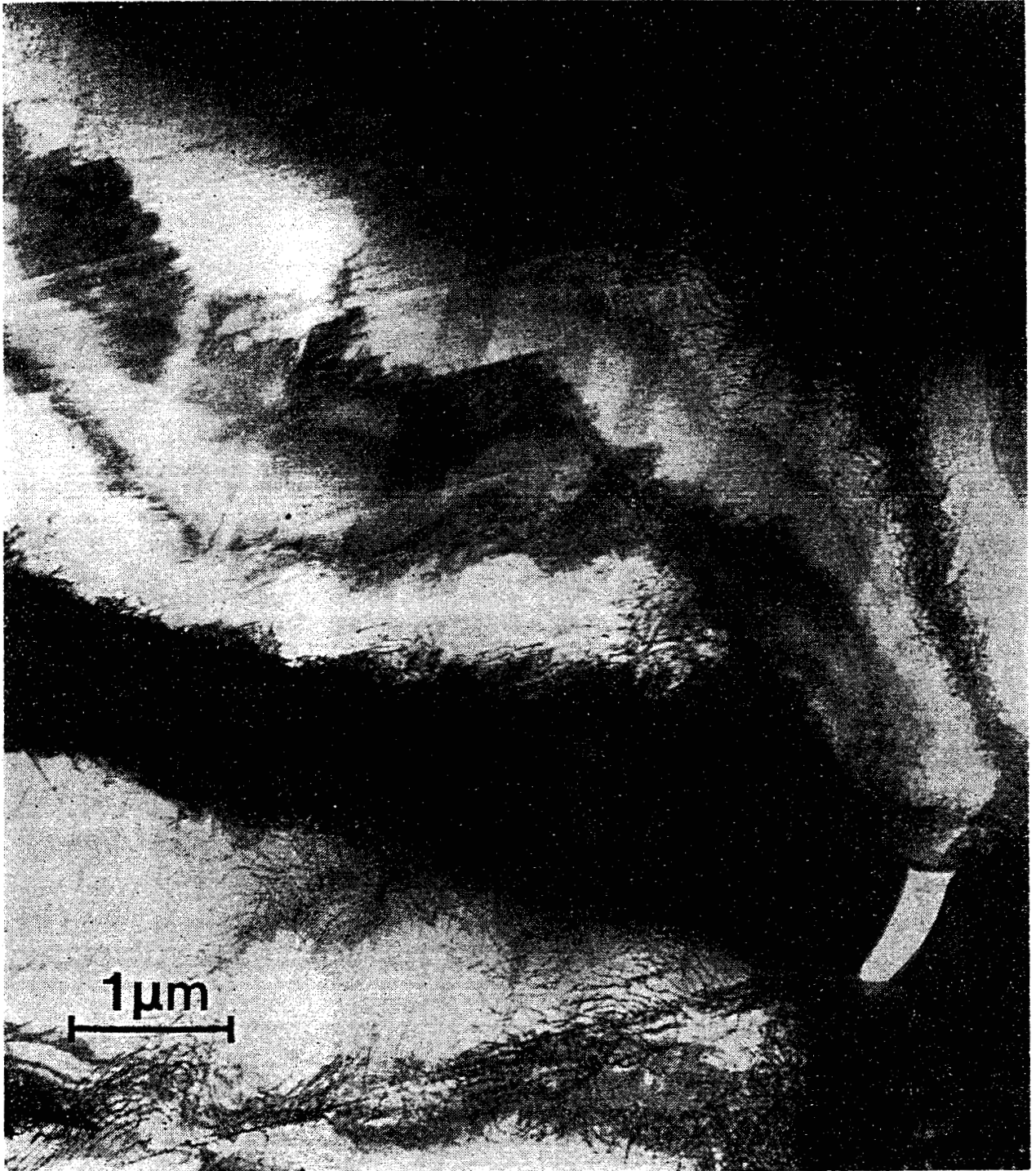


Fig. 31 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) du composite Ni(Cr,Ta)-TaC déformé in situ en traction longitudinale. Rupture d'une fibre par clivage, le fort écrouissage de la matrice au voisinage de la rupture est dû au report de la charge supportée par la fibre avant rupture, sur la matrice qui l'entoure.

IV. 3. Interprétation quantitative des essais de traction in situ

Méthode de calcul

L'étude des empilements de dislocations a été abordée de deux manières différentes. Eshelby, Frank et Nabarro [69] puis Head et Thomson [70] ont traité le cas réel d'une distribution discrète de dislocations. Par contre, Leibfried [71] a décrit l'empilement de dislocations par une distribution continue de vecteurs de Burgers infinitésimaux. Ce modèle permet de représenter avec une bonne approximation des empilements contenant un grand nombre de dislocations.

Supposons des lignes de dislocation de longueur infinie, parallèles à l'axe des z , le plan de glissement étant défini par $y = 0$. Les calculs sont alors effectués sur une ligne $x'x$, perpendiculaire aux dislocations et contenant la source. Le problème est alors de déterminer la densité de dislocations $n(x)$ à l'intérieur du domaine D contenant les dislocations de l'empilement, une valeur positive de $n(x)$ se rapportant à des dislocations de vecteur de Burgers positif et vice versa. Le nombre de dislocations contenues entre x et $x + dx$ est donné par la quantité $n(x) dx$. Par conséquent :

$$db = b n(x) dx \quad (78)$$

$$d'où : \quad n(x) = \frac{1}{b} \frac{db}{dx} \quad (79)$$

où b est le vecteur de Burgers d'une dislocation individuelle.

En tout point ξ du domaine D , chaque dislocation est soumise à la contrainte de cisaillement dans le plan de glissement, à laquelle correspond la force $\sigma_c(\xi) b$, et au champ de contrainte dû aux autres dislocations. A l'équilibre, la résultante des forces exercées sur chaque dislocation est nulle :

$$\sigma_c(\xi) b = A \int_D \frac{db}{x - \xi} = Ab \int_D \frac{n(x)}{x - \xi} dx \quad (80)$$

L'intégrale, étendue au domaine D contenant les dislocations, est définie par sa valeur principale.

Par conséquent, dans le cas d'une distribution continue, la condition d'équilibre prend la forme d'une équation intégrale dont la solution donne la densité de dislocations $n(x)$:

$$\int_D \frac{n(x)}{x - \xi} dx = \frac{\sigma_c(\xi)}{A} \quad (81)$$

où la constante A est définie par l'expression :

$$A = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} [\sin^2 \Psi + (1-\nu) \cos^2 \Psi] \quad (82)$$

avec : ν : coefficient de Poisson,

μ : module de cisaillement,

b : vecteur de Burgers de la dislocation,

Ψ : angle entre le vecteur de Burgers et la ligne de dislocation.

Pour des dislocations vis :

$$A = \frac{\mu b}{2\pi} \quad (83)$$

Pour des dislocations coin :

$$A = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \quad (84)$$

Le nombre de dislocations contenues dans l'empilement, et de vecteur de Burgers b , est obtenu par intégration de la densité $n(x)$ dans le domaine D :

$$N = \int_D n(x) dx \quad (85)$$

Ainsi, à partir des caractéristiques géométriques - longueur du plan de glissement et nombre de dislocations - il est possible de déterminer, pour chaque type d'empilement :

- (a) La contrainte de cisaillement dans le plan de glissement : σ_c
- (b) La contrainte effective σ_x en tout point X du plan de glissement, égale à la somme algébrique de la contrainte de cisaillement σ_c et de la contrainte en retour σ_B due aux dislocations de l'empilement :

$$\sigma_x = \sigma_c + \sigma_B \quad (86)$$

$$\sigma_x = \sigma_c(x) - A \int_D \frac{n(x)}{x-x} dx \quad (87)$$

Contrainte de cisaillement dans le plan de glissement

L'expression donnant la densité de dislocations contenues dans un empilement simple de longueur L - l'obstacle étant situé en $x = L$ et la densité de dislocations nulle en $x = 0$ - est obtenu par inversion de la relation (81) :

$$n(x) = \frac{\sigma_c}{\pi A} \left(\frac{x}{L-x} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (88)$$

Le nombre total de dislocations de l'empilement est alors donné par la relation :

$$N = \int_0^L n(x) dx = \frac{\sigma_c}{\pi A} \int_0^L \left(\frac{x}{L-x}\right)^{\frac{1}{2}} dx \quad (89)$$

soit :

$$N = \frac{\sigma_c L}{2A} \quad (90)$$

Ainsi, dans le cas de l'empilement simple représenté Fig. 29, la connaissance du nombre N de dislocations et de la longueur L de l'empilement permet de déterminer le cisaillement dans le plan de glissement : $\sigma_c = 180$ MPa

Considérons maintenant l'empilement double de la Fig. 30. Sous l'action de la contrainte de cisaillement σ_c , la source située en $x = 0$ a émis un certain nombre de boucles qui ont donné un nombre égal de dislocations de vecteur de Burgers respectivement positifs et négatifs, bloqués sur les fibres en $x = \pm a$. Les N dislocations "positives" sont situées entre $x = b$ et $x = a$ et les N dislocations "négatives" entre $x = -b$ et $x = -a$.

L'inversion de l'équation intégrale (81) permet d'obtenir la distribution des dislocations "positives" :

$$n(x) = \frac{\sigma_c}{\pi A} \left(\frac{x^2 - b^2}{a^2 - x^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (91)$$

et celle des dislocations "négatives" :

$$n(x) = -\frac{\sigma_c}{\pi A} \left(\frac{x^2 - b^2}{a^2 - x^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (92)$$

Le nombre N de dislocations émises, "positives" ou "négatives" est donné par :

$$N = \frac{\sigma_c}{\pi A} \int_b^a \left(\frac{x^2 - b^2}{a^2 - x^2}\right)^{\frac{1}{2}} dx$$

soit :

$$N = \frac{\sigma_c a}{\pi A} \left[E\left[\left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] - \frac{b^2}{a^2} K\left[\left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \right] \quad (93)$$

où : K et E sont respectivement les intégrales elliptiques complètes de première et deuxième espèce.

Cette expression permet de déterminer le cisaillement dans le plan de glissement à partir du nombre de dislocations de l'empilement double de la Fig. 30 et de leur localisation dans le plan de glissement ; le calcul donne : $\sigma_c = 260$ MPa.

Dimension de la source

A l'équilibre, il est possible de déterminer la contrainte effective dans le plan de glissement. En particulier, la connaissance de la contrainte de cisaillement qui s'exerce sur la source de Frank-Read permet d'estimer sa longueur. En effet, pour que cette source puisse émettre une boucle supplémentaire, il faut que la contrainte de cisaillement au niveau de la source soit au moins égale à la valeur critique σ_S^c pour laquelle la courbure de la dislocation-source passe par un maximum [72] :

$$\sigma_S^c = \alpha \frac{\mu b}{l} \quad (94)$$

où : μ est le module de cisaillement, b le vecteur de Burgers, l la longueur de la source et α un coefficient qui dépend de la nature du segment de dislocation. Si la source cesse d'émettre des dislocations après la $N^{\text{ième}}$ boucle, la contrainte σ_S^c est déterminée par les inégalités suivantes :

$$\sigma_S^{N-1} \gg \sigma_S^c > \sigma_S^N \quad (95)$$

où σ_S^{N-1} et σ_S^N sont les contraintes effectives, au niveau de la source, après l'émission des boucles $(N - 1)$ et N . La contrainte σ_S^N peut être calculée pour la configuration d'équilibre stable que constitue l'empilement de dislocations. Pour des empilements contenant un grand nombre de dislocations, les caractéristiques géométriques restent pratiquement inchangées lors de l'émission d'une boucle supplémentaire ; les valeurs σ_S^N et σ_S^{N-1} sont donc très voisines et il suffirait d'un accroissement infinitésimal de la contrainte pour qu'une nouvelle boucle soit émise. L'approximation $\sigma_S^N \simeq \sigma_S^{N-1}$ est alors justifiée ; ceci permet de déterminer la contrainte critique σ_S^c puis d'obtenir, à partir de la relation (94), une valeur par excès de la longueur de la source. Dans le cas de l'empilement double, la contrainte effective au niveau de la source est donnée par [71] :

$$\sigma_S^c = \sigma_c \frac{b}{a} \quad (96)$$

La combinaison des relations (94) et (96) permet alors d'obtenir la longueur l de la source. Ainsi, dans le cas de l'empilement double étudié, la source de Frank-Read n'a pu être observée expérimentalement car elle se trouve située dans une partie plus épaisse de la lame ; cependant, la taille de cette source a pu être évaluée par le calcul à 200 nm (2000 Å) environ.

Contrainte subie par les fibres

L'estimation de la contrainte de cisaillement en tête d'empilement donne la valeur de la contrainte subie localement par les fibres. Dans le cas des deux empilements étudiés, cette contrainte atteint 25 000 MPa. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la limite élastique théorique ($\frac{\mu b}{10}$) du carbure de tantale, déduite de la mesure du module d'Young [55]. Avec des contraintes locales aussi élevées, il est donc possible, soit de créer des dislocations dans les fibres monocristallines parfaites de carbure de tantale, soit de nucléer une fissure qui se propage ensuite dans la fibre sous la simple action de la contrainte appliquée. Les résultats précédents permettent donc d'expliquer la rupture des fibres.

Contrainte appliquée

Connaissant le cisaillement dans le plan de glissement, il serait intéressant de remonter à la contrainte appliquée pour pouvoir relier les observations faites in situ, à l'essai de traction sur échantillon massif. Pour ceci, le plus simple serait d'utiliser la loi de Schmid qui donne la contrainte de cisaillement dans le plan de glissement (cission résolue), en fonction de la force appliquée F :

$$\sigma_c = \frac{F}{S} \cos \varphi \cos \lambda \quad (97)$$

où : φ est l'angle entre F et la normale au plan de glissement,
 λ l'angle entre F et la direction de glissement
 et S la section de l'éprouvette.

Malheureusement, cette loi ne peut s'appliquer que si le milieu est homogène et la contrainte appliquée uniaxiale. Or, dans le cas présent, il s'agit d'un matériau composite, et, de plus, la contrainte locale n'est pas forcément uniaxiale. En effet, les observations ont été effectuées dans des bandes inclinées d'environ 45° par rapport à l'axe de traction et situées assez près du trou percé dans la lame. Dans ces conditions, supposer que la contrainte est réduite à la composante tangentielle σ_θ donnée par la relation (2) et par conséquent uniaxiale, n'est rigoureusement exact qu'au bord du trou où la cission, maximale dans les directions inclinées de 45° par rapport à l'axe des efforts, est alors nulle. Faire l'hypothèse d'une contrainte locale uniaxiale et réduite à σ_θ constitue donc déjà une première approximation. D'autre part, il s'agit d'un matériau composite et non d'un milieu homogène, or, nous avons déjà vu (§ III. 1. a), que l'effet sur les composantes σ_{mr} et $\sigma_{m\theta}$ d'une force appliquée suivant la direction de croissance Oz , $[001]$, est extrêmement faible :

seule la composante σ_{mz} est sensible à l'action de la force appliquée et augmente d'une quantité voisine de la valeur de cette force. Dans ce cas, il est donc possible de déterminer dans la matrice, avec une bonne approximation, la cission résolue à l'aide de la loi de Schmid. Par contre, dans le cas présent où la contrainte, supposée uniaxiale, n'est plus dirigée suivant Oz mais inclinée de 45° par rapport à la direction de croissance ; il faut être conscient du fait que l'application de la loi de Schmid constitue une nouvelle approximation. Cependant, la simplicité de cette loi, et le fait que nous ne travaillons, de toute façon, que sur des ordres de grandeur, nous ont conduit à l'utiliser quand même. Nous avons également négligé l'effet des contraintes internes, d'une part parce que ces contraintes se trouvent en grande partie relaxées dans la lame mince et d'autre part, parce que nous avons montré dans le chapitre III que ces contraintes n'avaient qu'un rôle négligeable sur le comportement en traction sens long du composite, ce qui se trouve vérifié expérimentalement par le fait que la limite élastique du composite est la même que celle de la matrice seule.

Moyennant ces différentes approximations, les résultats obtenus précédemment sur la cission dans les plans de glissement, conduisent à une contrainte appliquée comprise entre 550 MPa dans le cas de l'empilement simple et 750 MPa dans celui de l'empilement double. Ces données permettent de relier les expériences de déformation in situ aux essais macroscopiques : les valeurs de la contrainte appliquée, déduites d'observations faites avant rupture des fibres, peuvent être comparées avec le niveau de contrainte dans l'éprouvette macroscopique avant le crochet de traction. Cependant, la valeur de la contrainte au crochet de traction (550 MPa) doit être corrigée pour pouvoir tenir compte des concentrations de contraintes qui existent au congé de l'éprouvette. Le facteur de concentration de contraintes, défini par la géométrie de cette éprouvette, a une valeur de 1,6. Dans ces conditions, la corrélation entre les valeurs déduites des essais in situ et celles obtenues à partir d'essais macroscopiques est satisfaisante.

Remarques sur la méthode de calcul

La méthode de calcul utilisée présente deux types d'approximations : d'une part, les dislocations constituant les empilements sont des lignes infinies alors qu'il ne s'agit que de segments de droites, d'autre part, le milieu est considéré comme homogène alors que les obstacles, les fibres, ont des caractéristiques mécaniques différentes de celles de la matrice.

Considérons tout d'abord le fait que les empilements ne sont pas constitués de lignes de dislocations infinies mais de segments de dislocations quasiment rectilignes et parallèles ; le blocage de ces segments s'effectuant sur toute leur longueur, qui est de l'ordre du micromètre. Les calculs, qui supposent des lignes de dislocation de longueur infinie ont été effectués sur une ligne $x'x$ perpendiculaire aux dislocations et contenant la source. Or, la contrainte due à un segment de dislocation, parallèle à l'axe $z'z$ et d'extrémités z_1 et z_2 , est définie [73] par la relation :

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(z_2) - \sigma_{ij}(z_1) \quad (98)$$

Les termes $\sigma_{ij}(z_2)$ et $\sigma_{ij}(z_1)$, explicités par le calcul, permettent d'exprimer la contrainte de cisaillement dans le plan de glissement, en tout point $(x, 0, 0)$ de la ligne $x'x$:

$$\sigma_{xy}(x) = \frac{\mu b}{4\pi(1-\nu)} \left[\frac{x}{R_1(R_1+z_1)} - \frac{x}{R_2(R_2+z_2)} \right] \quad (99)$$

où b est le vecteur de Burgers de la dislocation et où R_1 et R_2 sont définis par : $R_1^2 = x^2 + z_1^2$, $R_2^2 = x^2 + z_2^2$. Les extrémités z_1 et z_2 ont des positions symétriques par rapport à $x'x$, par conséquent :

$$\begin{aligned} z_1 &= -z_2 \\ R_1^2 &= R_2^2 = x^2 (1 + \tan^2 \theta) = \frac{x^2}{\cos^2 \theta} \end{aligned} \quad (100)$$

où θ est défini par la relation :

$$z_2 = -x \tan \theta \quad (101)$$

Dans ces conditions, la contrainte σ_{xz} a pour expression :

$$\sigma_{xy}(x) = \frac{\mu b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{x} \quad (102)$$

soit :

$$\sigma_{xy}(x) = \sigma_{xy}^{\infty}(x) \sin \theta \quad (103)$$

où $\sigma_{xy}^{\infty}(x)$ est la contrainte due à une ligne de dislocation de longueur infinie. En tête d'empilement, les dislocations sont si serrées que chacune d'entre elles est vue sous un angle 2θ voisin de π ; la source, par contre, voit sous un angle de $\frac{\pi}{3}$ environ les segments de dislocations les plus proches. Par conséquent, le calcul effectué avec des lignes de dislocations de longueur infinie donnera de bons résultats en tête d'empilement et n'affectera la valeur de la contrainte en retour sur la source que d'un facteur deux environ.

En ce qui concerne l'hétérogénéité du milieu, un obstacle plus dur que lamatrice, le problème a déjà été traité par Chou [74] qui trouve des résultats assez peu différents de ceux obtenus dans un milieu homogène.

Ainsi, le modèle utilisé permet donc de décrire, avec une bonne approximation, les empilements observés.

IV. 4. Discussion

Les observations in situ et les résultats des calculs effectués sur les empilements de dislocations permettent de déterminer clairement le mode de déformation en traction du composite étudié. Dans le stade 2 de la courbe de traction, une fois la limite élastique de la matrice atteinte, les sources de dislocations situées dans les plans $\{111\}$ sont activées et des empilements se forment contre les fibres. Le nombre de dislocations contenues dans ces empilements augmente avec la contrainte appliquée. Ils contiendront un nombre de dislocations particulièrement important dans les régions de forte concentration de contrainte, c'est-à-dire près des congés de l'éprouvette. Lorsque le nombre de dislocations d'un empilement devient suffisamment grand, la contrainte en tête d'empilement atteint la limite élastique théorique du carbure de tantale. Une fissure se nucléée dans la fibre et se propage dans toute sa section. Après rupture de la fibre le transfert de charge de la matrice à la fibre ne s'effectue plus au voisinage de la rupture. De ce fait, la matrice est soumise à une contrainte plus importante et de nouvelles sources de dislocations sont activées. Des empilements se forment et se développent sur les fibres voisines qui cassent à leur tour. La déformation se propage de proche en proche par rupture des fibres en petits segments dont la longueur est du même ordre de grandeur que les dimensions transversales des fibres. Une bande de déformation hétérogène apparaît dans l'éprouvette près d'un congé : c'est le crochet de traction. Pendant le stade 3, la bande de déformation s'étend à tout le fût de l'éprouvette. Pour vérifier le rôle joué par les concentrations de contraintes dans l'initiation des bandes de déformation hétérogène, des essais de traction ont été réalisés sur des éprouvettes macroscopiques percées d'un trou [64]. Les bandes de déformation apparaissent à la périphérie du trou dans des directions inclinées de 45° par rapport à l'axe de traction. La microéprouvette utilisée pour les essais de déformation in situ présente le même aspect en surface ; de plus, c'est à l'intérieur de ces bandes de déformation que les empilements ont été observés. Ce résultat montre bien l'identité des mécanismes de déformation dans les échantillons massifs et les lames

Table 1

	γ mJ m ⁻²		$\Gamma = \frac{\gamma}{Gb}$
Al	135	[75]	$17,7 \times 10^{-3}$
Ni	130	[76,77]	$8,6 \times 10^{-3}$
Ni 13at% Cr	75	[76]	5×10^{-3}
Cu	45	[78]	$3,9 \times 10^{-3}$
Ag	16	[79]	$1,9 \times 10^{-3}$
Cu 15pd% Zn	25	[80,81,82,83]	$2,5 \times 10^{-3}$
Cu 31pd% Zn	13	[80,81,82,83]	$1,3 \times 10^{-3}$
Cu 7,5pd% Al (Cu 16at% Al)	5	[83]	$0,5 \times 10^{-3}$
Acier inox 316 (17pd% Cr, 13pd% Ni)	60	[84]	3×10^{-3}
Acier inox 304 (18pd% Cr, 8pd% Ni)	15	[84]	$0,7 \times 10^{-3}$
Ni 60at% Co	32	[85]	$1,6 \times 10^{-3}$
Ni 68at% Co	9	[85]	$0,5 \times 10^{-3}$

minces. Dans le stade 4, le comportement du composite est celui d'un matériau écroui, durci par une dispersion homogène de particules : les segments de fibres.

Enfin, il est intéressant de remarquer, qu'expérimentalement, on n'observe pas de glissement dévié ou "cross-slip" : le glissement est hétérogène, les dislocations s'empilent contre les fibres jusqu'à rupture de celles-ci alors que le glissement dévié permettrait de poursuivre la déformation plastique de la matrice sans rupture des fibres. Comment expliquer ce comportement du matériau ?

Absence de glissement dévié ou "cross-slip"

Les structures de dislocations observées tant en traction longitudinale (empilements), qu'en fatigue, ainsi que nous le verrons ultérieurement (§VI,3), sont absolument typiques d'un matériau à glissement strictement planaire. Le glissement dévié devenant de plus en plus difficile lorsque la largeur de dissociation des dislocations augmente, la première grandeur à considérer pour expliquer le glissement planaire observé, est l'énergie de défaut d'empilement qui contrôle la largeur de dissociation. En effet, l'énergie de défaut d'empilement intrinsèque γ est la tension superficielle spécifique qui équilibre la répulsion des dislocations partielles bordant le défaut :

$$\gamma = \frac{1}{d} G \frac{\vec{b}_1 \vec{b}_2}{2 \pi K} \quad (104)$$

où G est le module de cisaillement,

\vec{b}_1 et \vec{b}_2 les vecteurs de Burgers des dislocations partielles,

K une constante qui dépend du caractère des dislocations,

et d la largeur de dissociation.

En fait, en ce qui concerne la largeur de dissociation des dislocations et par là même, la possibilité de glissement dévié, c'est, de par son expression, l'énergie de faute réduite $\Gamma = \frac{\gamma}{Gb}$, nombre sans dimension, qui est la véritable grandeur caractéristique d'un matériau. Les matériaux à basse énergie de faute les plus courants sont l'argent, les alliages de cuivre (Cu-Zn et Cu-Al), les aciers inoxydables austénitiques de type 304 (18pd%Cr, 8pd%Ni) et 316 (17pd% Cr, 13pd% Ni) ainsi que les alliages nickel-cobalt. Les valeurs de l'énergie de faute γ et de l'énergie de faute réduite $\Gamma = \frac{\gamma}{Gb}$ de quelques uns de ces matériaux sont reportées Table 1. Néanmoins, il faut immédiatement préciser que l'on ne rencontre des structures aussi rigoureusement planaires que celles observées en traction ou en fatigue dans la matrice du composite,

que dans des matériaux à énergie de faute et énergie de faute réduite extrêmement faibles comme le laiton Cu 31pd% Zn ($\gamma = 13 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 1,3 \times 10^{-3}$) et le bronze d'aluminium Cu 16at% Al ($\gamma = 5 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 0,5 \times 10^{-3}$). Or, l'énergie de faute du nickel ($\gamma = 130 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 8,6 \times 10^{-3}$ [76,77]) est très élevée et celle de l'alliage Ni 13at% Cr ($\gamma = 75 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 5 \times 10^{-3}$ [76]), bien que plus faible, est encore bien trop forte pour pouvoir expliquer un glissement aussi strictement planaire. Cependant, pour être complet, il convient de signaler que dans un alliage base nickel comme la matrice du composite, mais à teneur en chrome nettement plus forte et comportant, de plus, des éléments d'addition (Nichrome : Ni 20,8at% Cr 0,5 Mn 1,5 Fe 2,8 Si 0,2 C), la présence de ces éléments d'alliage en solution solide permet d'abaisser suffisamment l'énergie de faute pour rendre le glissement planaire [86].

Cependant, pour rechercher une explication au glissement planaire observé dans la matrice du composite, il ne faut pas oublier que si la valeur de l'énergie de faute réduite Γ détermine bien la possibilité de glissement dévié dans les métaux purs, par contre, dans les alliages en solution solide, l'ordre à courte distance peut être responsable du caractère planaire du glissement. Ainsi, dans le cas des alliages Ni-Cr, ce qui est précisément celui de la matrice, si l'énergie de faute réduite varie peu entre Ni 10pd% Cr et Ni 30pd% Cr [76], la structure de déformation passe, au contraire, de cellulaire (glissement dévié) à planaire, sous le seul effet de l'ordre à courte distance [27]. Mais comment l'ordre à courte distance (OCD) peut-il conduire à un glissement planaire ? L'OCD se traduisant par des forces de friction, les premières dislocations auraient alors besoin, pour glisser, d'une contrainte supplémentaire liée à la destruction de l'OCD le long du plan de glissement. La forte valeur de cette force de friction peut alors imposer un mode collectif de propagation des dislocations, leur "empilement" permettant de vaincre l'obstacle. Par destruction de l'OCD le long des plans de glissement actifs, le passage des dislocations crée un adoucissement sur les plans considérés. Le glissement se localise alors dans ces plans actifs, conduisant ainsi à un glissement planaire et hétérogène. Malgré cet adoucissement, une reconstruction de l'OCD crée des forces d'ancrage qui s'opposent au mouvement des dislocations après décharge de l'éprouvette. C'est d'ailleurs ce qui va fournir le premier argument pour écarter l'OCD comme cause du glissement planaire dans la matrice du composite car, après déchargement de l'éprouvette, les dislocations des empilements se répartissent immédiatement dans le plan de glissement au lieu de rester empilées contre les fibres.

C'est la composition de la matrice base nickel (13at% Cr et 4,5at% Ta), qui va constituer le second argument ; en effet, l'OCD ne conduit à un glissement aussi strictement planaire que celui observé dans la matrice du composite que pour des teneurs en éléments d'addition, Cr ou Fe, de l'ordre de 25at%.

Par ailleurs, il existe une méthode statistique d'appréciation du caractère planaire du glissement : l'examen des textures de déformation [87,88, 89,90]. A cet égard, Dillamore et al. [91], établissant un parallèle entre la méthode de détermination de l'énergie de faute à partir du niveau d'apparition du stade III (glissement dévié) [92] et la transition de texture du type "argent" ("laiton") au type "cuivre", ont pu mettre à profit l'évolution des textures de déformation pour en déduire une mesure de l'énergie de faute*. Dans les alliages base nickel déformés à la température ambiante et dont la composition se rapproche de celle de la matrice du composite, la texture évolue, en fonction des pourcentages d'éléments d'addition, de la texture de type "cuivre" pour le nickel pur, à la texture de type "laiton" pour des alliages suffisamment chargés. Pour l'alliage Ni 22,6at% Cr 2,8at% Mo, la texture est encore de type "cuivre", alors qu'elle est de type "laiton" pour Ni 22,9at% Cr 5,1at% Mo [93]. Dans la matrice du composite, le pourcentage d'éléments d'addition semble donc trop faible pour expliquer le glissement planaire observé, d'autant plus que "l'apparition" de la texture de type "laiton" ne correspond quand même pas à un glissement aussi rigoureusement planaire. Les effets de l'énergie de faute et de l'ordre à courte distance pouvant être écartés, il convient donc de rechercher un autre type d'explication, d'autant plus que la microstructure observée dans les éprouvettes de matrice seule déformées par fatigue (§VI, 3) sont celles d'un matériau CFC classique, sans présenter le caractère de glissement rigoureusement planaire observé dans la matrice du composite.

*La nature de la texture de laminage obtenue sur un matériau déformé à la température ambiante, montre bien que la quantité représentative est effectivement l'énergie de faute réduite et non l'énergie de faute; en effet, la texture de laminage de l'acier 316 ($\gamma = 60 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 3 \times 10^{-3}$) est celle de l'argent ($\gamma = 16 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 1,9 \times 10^{-3}$) et non celle du cuivre ($\gamma = 45 \text{ mJm}^{-2}$, $\Gamma = 3,9 \times 10^{-3}$) [3,4,6].

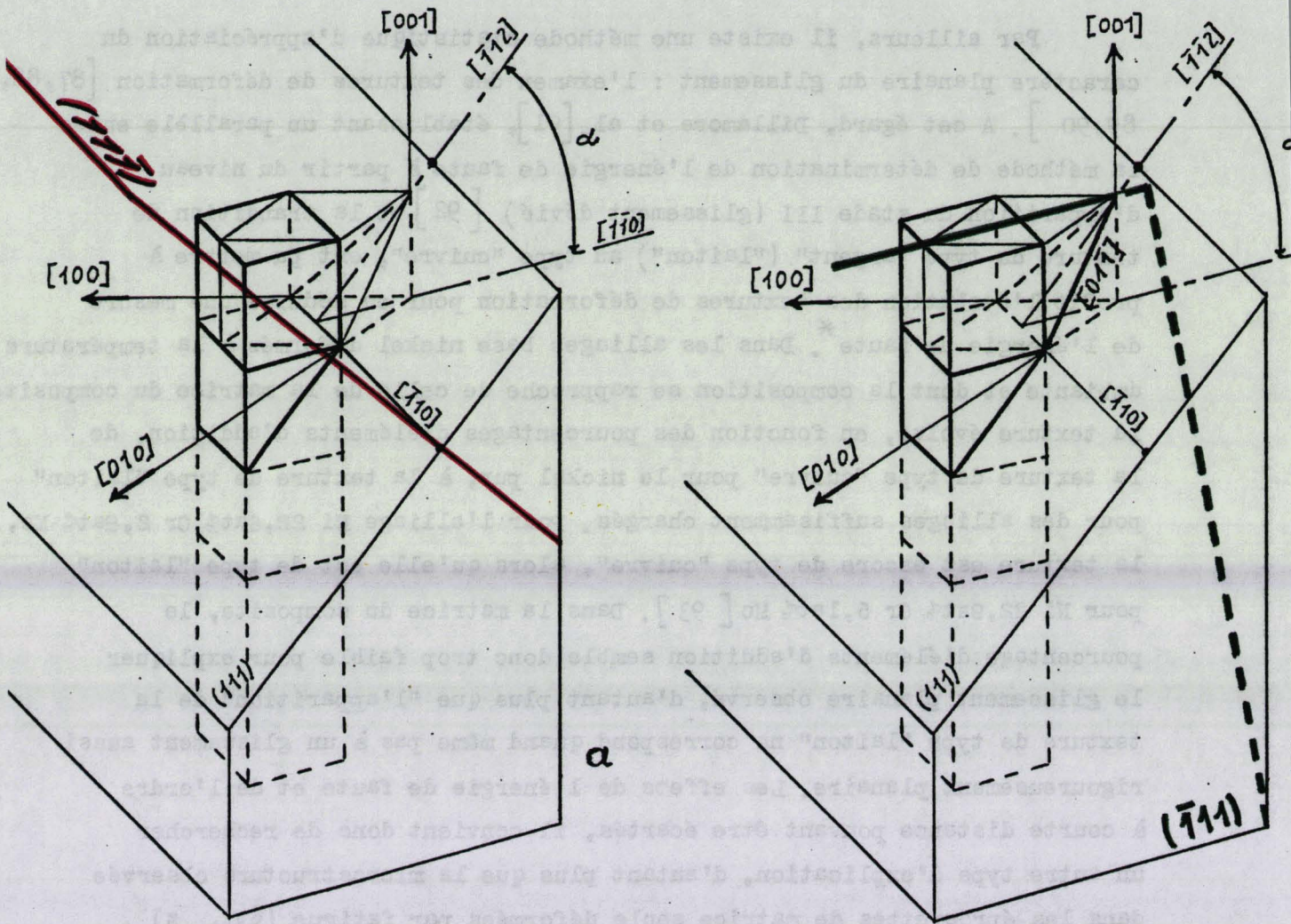


Fig. 32 - Définition du plan de glissement dévié pour les systèmes de glissement : (111) , $[\bar{1}10]$ en (a) et (111) , $[01\bar{1}]$ en (b).

W. J. ... de la lecture de l'ouvrage ...
 ... que la ...
 ... en effet, le ...
 ... et ...
 ...

Il faut tout d'abord éliminer la possibilité d'un artefact de lame mince, en effet, des empilements de dislocations ont été également observés sur des lames minces prélevées sur des éprouvettes de composite préalablement déformées ; de toute façon, les observations de fatigue correspondent à du matériau composite déformé à l'état massif. Premier argument géométrique pour expliquer le glissement planaire observé dans la matrice du composite : vu la répartition statistique des fibres, les boucles constituant les empilements présentent sur plusieurs fibres une composante coin. Dans ce cas, le glissement dévié est impossible ; néanmoins, le problème demeure pour la partie vis des empilements. Il convient donc d'étudier le mécanisme de glissement dévié plus en détail.

Pour un vecteur de Burgers donné, il n'existe qu'un seul plan de glissement dévié : c'est un plan de type $\{111\}$, comme le plan de glissement primaire, le vecteur de Burgers étant commun à ces deux plans dont il constitue l'intersection. Ainsi, lorsque le plan de glissement primaire rencontre un obstacle infranchissable par cisaillement, une dislocation vis peut continuer de glisser en empruntant le plan de glissement dévié, elle a alors le choix entre deux sens de propagation, le sens étant donné par le signe de la cisssion dans ce plan de glissement dévié. A cette étape du problème, il convient de revenir à la géométrie du système étudié (Fig. 32). Supposons que le glissement primaire ait lieu dans le plan (111) . Pour un vecteur de Burgers de type $[\bar{1}10]$, le plan de glissement dévié sera le plan $(1\bar{1}\bar{1})$ (Fig. 32 a). Pour un vecteur de Burgers de type $[0\bar{1}\bar{1}]$, le plan de glissement dévié est le plan $(\bar{1}\bar{1}1)$ (Fig. 32 b) ; quand au troisième vecteur de Burgers $[\bar{1}01]$, il conduira à une situation géométriquement identique à la précédente. Ces trois cas conduisent donc à la même représentation schématique des plans de glissement primaire et de glissement dévié par rapport à la fibre (Fig. 33). Dans le cas d'un obstacle sphérique bloquant le glissement primaire (Fig. 33 c, d et e), le glissement dévié est possible suivant deux sens. Il s'effectuera dans le sens pour lequel la cisssion est favorable et pour lequel il y a allongement de l'éprouvette, donc travail de la force appliquée (Fig. 33 d) ; dans l'autre sens, le travail global de la force appliquée serait nul (Fig. 33 e). En effet, le déplacement de la dislocation dans le plan de cross-slip annulerait le travail effectué par la contrainte appliquée pendant le déplacement de cette dislocation dans le plan de glissement primaire ; le glissement dévié ne peut donc pas avoir lieu dans ce sens. Cependant, dans le cas particulier du matériau composite,

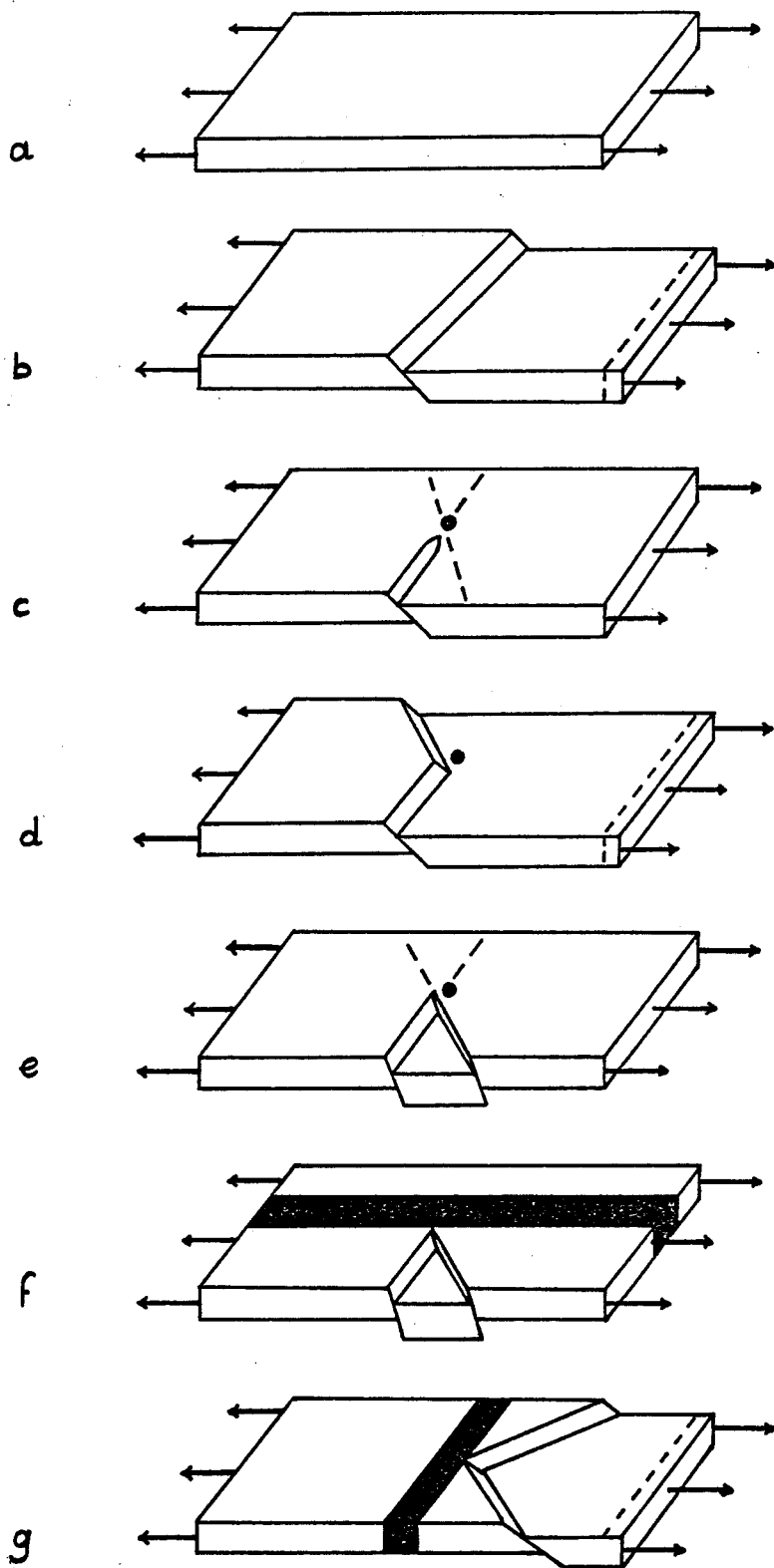


Fig. 33 - Glissement simple (b) et glissement dévié en présence d'un obstacle sphérique (c, d, e), ou d'un obstacle infiniment long : composite sens long (f) et sens travers (g).

le problème est différent car les fibres constituent des obstacles infiniment longs à l'échelle des dislocations. De par la géométrie du matériau, les plans de cross-slip de type $\{111\}$ coupent obligatoirement les fibres orientées suivant une direction de type $\langle 001 \rangle$. Les dislocations ne peuvent donc se propager dans le plan de glissement dévié que dans le sens opposé à l'obstacle. En traction longitudinale, le glissement dévié conduirait ainsi à la situation représentée Fig. 33 f, identique à celle de la figure 33 e ; le cross-slip est donc impossible. Par contre, en traction travers, le glissement dévié semble possible (Fig. 33 g) ; ainsi, dans des grains convenablement orientés, le mouvement de lignes de dislocation vis par renvois successifs entre deux rangées de fibres (situation statistiquement possible) pourrait s'étendre à toute la largeur de l'éprouvette et ne se trouverait limité que par l'écroutissage résultant de l'interaction de ces dislocations avec celles d'autres systèmes de glissement. Il faut également noter que le glissement dévié peut intervenir plus facilement encore au cours des expériences in situ de traction travers sur lames minces, car, même épais de quelques micromètres, le matériau, qui peut être considéré comme massif en ce qui concerne le mouvement des dislocations, est quand même proche du bidimensionnel en ce qui concerne la répartition statistique des fibres. Ainsi, même si la lame est suffisamment épaisse pour qu'une fibre se trouve recouverte de matrice sur les deux faces de la lame, on ne peut trouver de fibre dans son voisinage que de part et d'autre, dans le plan de la lame, et non dans tout l'espace comme dans le matériau massif. Ainsi, si l'orientation cristallographique de la lame le permet, il peut y avoir création d'empilements vis purs dont les parties coins disparaissent à la surface de la lame. Le composite est devenu bidimensionnel à l'égard du cross-slip, qui devient alors très facile pour ce type d'orientation.

En résumé, le glissement dévié ou cross-slip en tête d'empilement, au voisinage des fibres, est donc impossible en sollicitation sens long (traction ou fatigue) ; il est par contre possible en sollicitation sens travers et peut jouer, dans certains grains favorablement orientés, un rôle important susceptible de se répercuter sur la déformation globale du matériau.

IV. 5. Conclusion

Si les essais de traction macroscopiques et les observations de lignes de glissement à la surface de l'éprouvette avaient déjà permis de postuler le mode de déformation du composite, celui-ci ne pouvait être déterminé, sans ambiguïté, que par l'observation des configurations de dislocations dans les premiers stades de la déformation plastique. Les essais de déformation in situ ont permis d'observer ces structures et de confirmer pleinement le mode de déformation et de rupture du composite : il a été possible de mettre en évidence la formation d'empilements de dislocations suffisamment importants pour que la contrainte en tête de l'empilement puisse atteindre localement la limite élastique théorique des fibres. D'autre part, ces observations ayant été réalisées sous contrainte, il a été possible de remonter aux données de l'expérience et en particulier à la contrainte appliquée ; grâce à cette information, les essais de déformation in situ ont pu être reliés aux résultats macroscopiques. Cette méthode a également permis de déterminer une caractéristique métallurgique du matériau : la limite de rupture des fibres. Ces résultats, obtenus grâce à l'expérimentation in situ qui seule permet l'observation sous contrainte des configurations de dislocations, illustrent bien l'apport de cette technique à l'étude des mécanismes de déformation plastique.

D'une manière plus générale, l'utilisation d'un matériau tel que le composite Ni(Cr,Ta)-TaC, présentant, d'une part, une matrice plastique dans laquelle, en sollicitation sens long, le glissement dévié est impossible et, d'autre part, des obstacles infranchissables par cisaillement, a permis de mettre clairement en évidence un mécanisme de déformation plastique et de rupture : des empilements contenant plus de 100 dislocations peuvent conduire à la rupture de l'obstacle, la fibre de carbure.

V COMPORTEMENT EN TRACTION TRAVERS DU COMPOSITE DE SOLIDIFICATION
 CLIVAGE SENS LONG DES FIBRES
 NUCLEATION DE FISSURES INTERNES DANS LA MATRICE

V. 1. Comportement du matériau massif

Les essais de traction sur échantillons massifs, à la température ambiante, ont été réalisés sur des éprouvettes taillées perpendiculairement à la direction de croissance. L'axe de traction est alors perpendiculaire à la direction des fibres [001] ; mais, comme il s'agit d'un polycristal dont les différents grains ne possèdent en commun que la direction de croissance [001], l'axe de traction correspond, dans chaque grain, à une direction différente et dans le polycristal, à l'ensemble des directions contenues dans le plan (001) normal à la direction de croissance.

Par exemple, pour ce type de sollicitation, le module d'Young ne sera plus celui correspondant à une direction [001], mais une moyenne des modules correspondant aux directions contenues dans le plan (001). Or, nous avons vu dans la partie III que, dans le système cubique, le module d'Young n'était pas isotrope. Les valeurs numériques des coefficients d'élasticité du nickel [56,57], nous ont permis de calculer le module d'Young dans les différentes directions. Dans le plan (001) la valeur la plus forte est atteinte pour une direction [110] ($E_{[110]} = 200\ 900$ MPa d'après [56], $E_{[110]} = 233\ 500$ MPa d'après [57]), la plus faible correspond à une direction [100] ($E_{[100]} = 119\ 800$ MPa d'après [56], $E_{[100]} = 138\ 500$ MPa d'après [57]). Ces valeurs nous permettent d'expliquer

les résultats expérimentaux ; en effet, le module mesuré en traction travers est nettement supérieur à celui de la matrice seule sollicitée suivant la direction [001] (145 000 MPa au lieu de 115 000 MPa), de plus, il est légèrement supérieur à celui du composite en traction longitudinale (130 000 MPa), auquel cas le module est donné par la loi des mélanges à partir de ceux de la matrice et des fibres pour la direction [001]. Ceci montre bien que le module du composite en traction travers correspond à une moyenne des modules de la matrice pour les directions contenues dans le plan (001), normal à l'axe de croissance.

D'autre part, il semble que la limite élastique soit plus élevée en traction travers qu'en traction longitudinale : de l'ordre de 250 MPa au lieu de 150 MPa. Comment expliquer ce phénomène en terme de glissement de dislocations ? Dans un essai de traction longitudinal, l'axe des efforts se trouve dirigé, dans chacun des grains colonnaires, suivant la direction [001]. Or, nous avons montré dans la partie III que l'effet d'une force appliquée dirigée suivant Oz, sur les composantes σ_x et σ_y , était très faible ; dans ce cas, il est alors possible d'appliquer la loi de Schmid

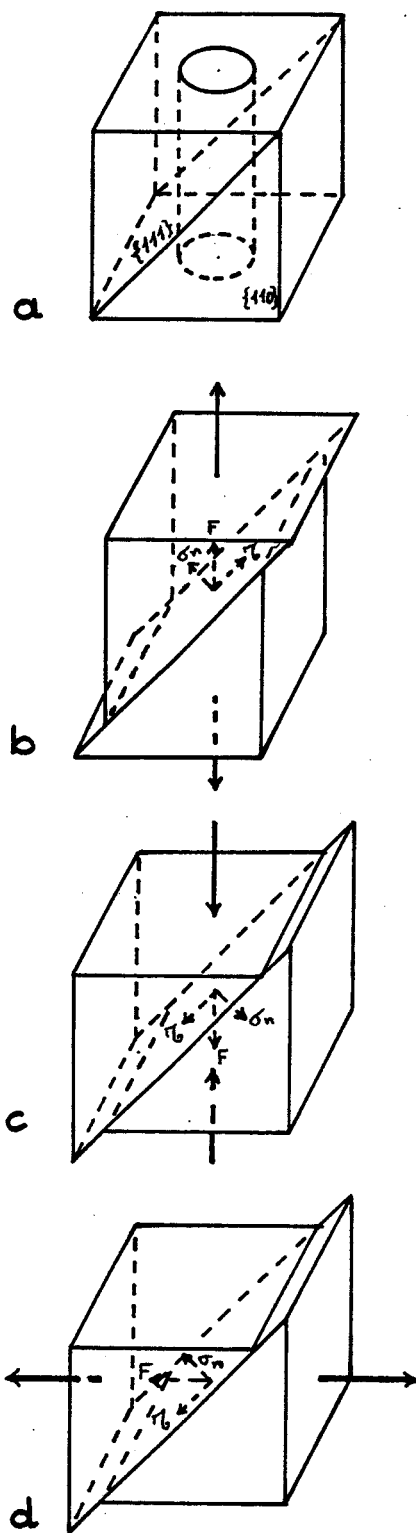


Fig. 34 - Déformation par cisaillement et décomposition, sur un plan de glissement de type $\{111\}$, de la force appliquée F en une contrainte normale σ_n et une cisssion τ_b dans le cas d'une traction sens long (b), d'une compression (c) et d'une traction travers (d). Dans le cas d'une traction sens long (b) et d'une compression (c), les cisssions et tensions normales sont de signes opposés, par contre, pour une compression (c) et une traction travers (d), les cisssions sont de même signe et les contraintes normales opposées.

pour calculer la cission résolue résultant de la charge appliquée, pour le système de glissement du type $\{111\}[\bar{1}01]$. La valeur du facteur de Schmid pour une force appliquée suivant $[001]$ est de 0,408 (Fig. 22). Mais dans le cas de l'essai de traction travers, l'axe de l'effort appliqué prend, dans les différents grains, l'ensemble des directions contenues dans le plan (001) . Or, pour ces directions, le facteur de Schmid est toujours supérieur ou au moins égal à la valeur qu'il avait en traction longitudinale (Fig. 22). Ainsi, dans le cadre de cette analyse, valable uniquement si l'on ne tient pas compte de la répartition des contraintes due à la présence des fibres et que l'on applique la loi de Schmid dans les deux cas, pour une cission résolue critique donnée, la limite élastique devrait être plus basse en traction travers qu'en traction longitudinale, ce qui entre en contradiction avec les résultats expérimentaux. De toute façon, il convient également de considérer l'effet des contraintes internes, d'autant plus que nous avons montré dans la partie III que l'existence de ces contraintes internes conduisait à une limite élastique plus élevée en compression qu'en traction longitudinale. Nous en étions arrivés à cette conclusion en construisant des cartes de la cission ainsi que de la cission résolue dans le plan de glissement, puis en montrant que le seuil de propagation des dislocations était déterminé, en traction, à partir des zones de cission résolue nulle et en compression, à partir des zones de cission positive. Or, considérons maintenant la déformation par cisaillement d'une maille élémentaire de composite, et la décomposition sur un plan de glissement de type $\{111\}$ de la force appliquée F en une tension normale σ_n et une cission τ , la décomposition étant effectuée dans chaque cas dans la partie supérieure du parallélépipède cisailé (Fig. 34). Nous constatons alors que, si pour une traction sens long (b) et une compression (c) les cissions et tensions normales sont de signes opposés, par contre, pour une compression (c) et une traction travers (d), les cissions sont de même signe et les contraintes normales de signes opposés. En ce qui concerne le glissement, il y a donc bien une certaine similitude, de par le signe de la cission, entre la compression et la traction travers ; ceci permettrait d'expliquer, au moins partiellement, en reprenant le même type de raisonnement que dans la partie III, que la limite élastique en traction travers soit, comme en compression, plus élevée que la limite élastique en traction sens long. Il faut cependant remarquer que le schéma de la Fig. 34d ne représente qu'un cas particulier de la traction travers, l'axe des efforts, dirigé ici suivant une direction de type $[110]$ pouvant prendre en fait toutes les directions contenues dans le plan (001) normal à l'axe de croissance. Il

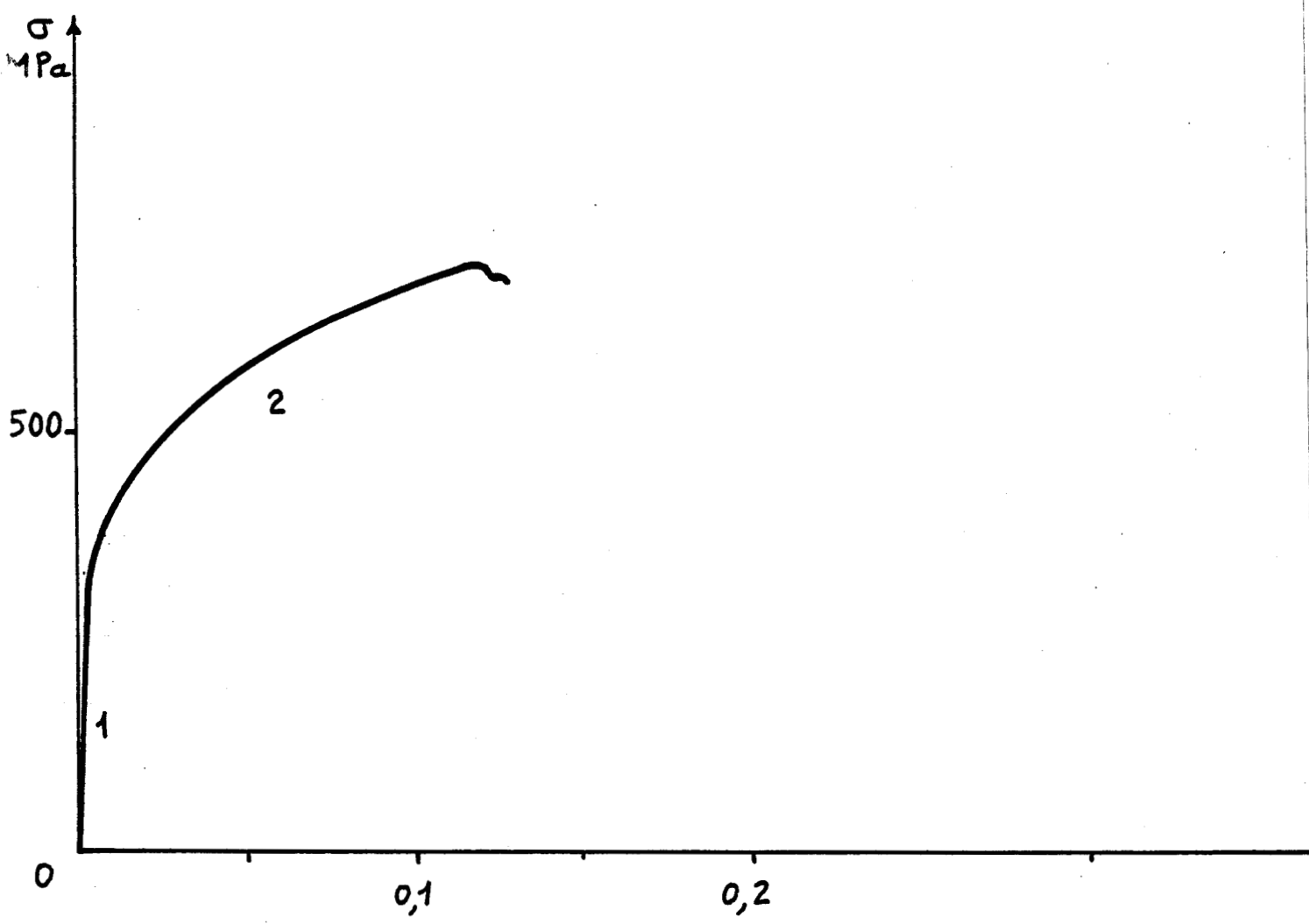


Fig. 35 - Essai de traction sens travers sur échantillon massif à la température ambiante : courbe contrainte-déformation du composite Ni(Cr,Ta)-TaC.

n'en reste pas moins vrai que, en moyenne, le comportement en traction travers se rapprochera de celui en compression en ce qui concerne la limite élastique. Enfin, même si ces considérations simples permettent déjà d'apporter un élément de réponse, il est bien évident qu'une étude plus approfondie du comportement du composite de solidification en traction travers nécessitera la détermination de la répartition des contraintes dans le composite, pour ce type de sollicitation.

La courbe de traction travers du composite à la température ambiante (Fig. 35) ne présente pas 4 stades comme la courbe de traction longitudinale (Fig. 26), mais uniquement 2 : le stade 1, domaine élastique, et le stade 2 dans lequel le matériau se déforme plastiquement avec une forte consolidation. Le stade 2 se termine par une sorte de crochet de traction, suivi d'un palier de contrainte très court précédant la rupture de l'éprouvette. Ce crochet se trouve situé à un niveau de charge supérieur à celui du crochet de traction des essais longitudinaux : 700 MPa au lieu de 600 MPa environ, mais est suivi presque immédiatement de la rupture du matériau. Les mécanismes de ruine du matériau tels que rupture des fibres, initiation de fissures, semblent donc concentrés sur les tout derniers instants de l'essai, crochet et début de palier, obtenus pour un allongement supérieur à 10 %. En comparant les courbes de traction sens long, sens travers, on remarque immédiatement sur la courbe sens travers, l'absence des stades 2 et 3 de la courbe sens long, qui se trouveraient situés au-dessus de la courbe sens travers. Ceci montre déjà que les phénomènes mis en jeu au cours de la déformation et de la rupture du composite en traction sens travers, doivent être assez différents, au moins en ce qui concerne leur séquence d'apparition au cours de l'essai, du phénomène de rupture des fibres par concentration de contraintes, sous forme d'empilements de dislocations, observé au crochet dans les essais de traction sens long. En traction sens long, le stade 2 correspond à la déformation plastique de la matrice par émission de boucles de dislocations créant des empilements de dislocations contre les fibres, puis, des empilements de boucles après propagation de ces dislocations par franchissement des fibres par le mécanisme d'Orowan [94] (étant donnée l'assez grande distance interfibre, la contrainte d'Orowan est ici très faible). Dans le cas de la traction sens long, la propagation des dislocations se trouve donc limitée par la contrainte en retour exercée sur la source et les dernières boucles qu'elle vient d'émettre, par les dislocations des empilements de dislocations et de boucles. Ce mécanisme conduit donc à de fortes concentrations de contrainte par empilements de dislocations ou de boucles contre les fibres, mais ne se traduit pas par un fort allongement. Au contraire, en traction sens travers, le glissement dévié devient possible ; ainsi, dans des grains convenablement

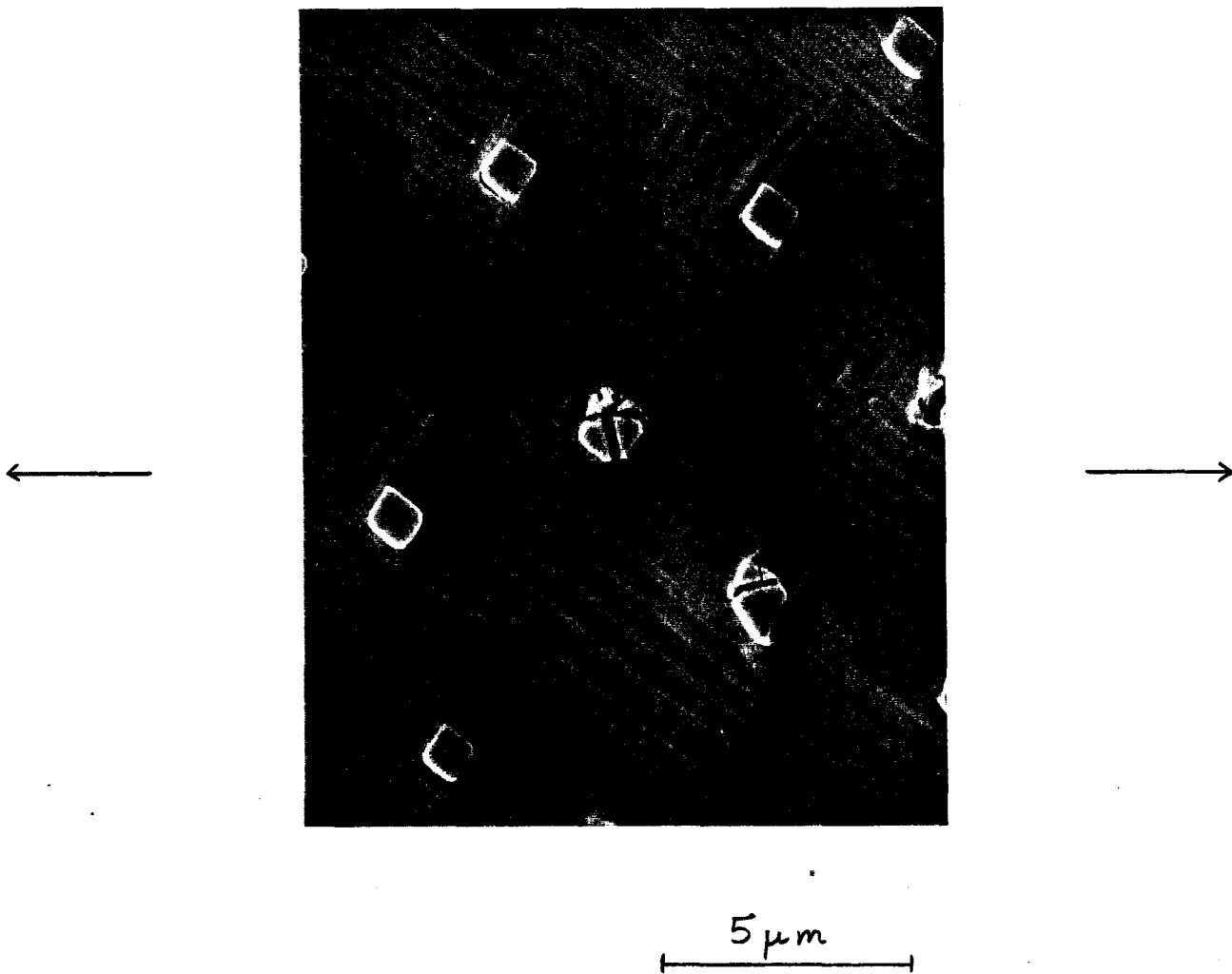


Fig. 36 - Micrographie électronique en balayage de la surface d'une éprouvette de composite Ni(Cr,Ta)-TaC préalablement polie, montrant le clivage des fibres et la présence de lignes de glissement dans la matrice du composite après traction travers.

orientés, le mouvement de lignes de dislocation vis par renvois successifs entre deux rangées de fibres (situation statistiquement possible) peut s'étendre à toute la largeur de l'éprouvette et ne se trouve limité que par l'écroutissage résultant de l'interaction de ces dislocations avec celles d'autres systèmes de glissement. Un tel mécanisme pourrait expliquer l'allongement important constaté sur la courbe de traction (Fig. 35) ; il conduirait à un allongement global de l'éprouvette tel que le niveau de charge nécessaire à la rupture des fibres, sans doute également par un mécanisme d'empilement de dislocations contre les fibres, ne serait atteint que pour un allongement de l'éprouvette nettement supérieur à celui observé en traction sens long. Le comportement plastique en traction sens travers (stade 2) serait donc simplement celui d'une matrice durcie par la présence des fibres, le phénomène typiquement "composite", de transfert de charge de la matrice aux fibres, ne se produisant qu'en traction sens long. Ainsi, la portion du stade 4 de la courbe de traction sens long située entre 5 % et 12 % d'allongement et correspondant à la déformation plastique de la matrice durcie à la fois par un fort écroutissage et par les petits segments de fibres après rupture de celles-ci, est presque identique à la portion de la courbe de traction travers, dans la même gamme de déformation. Par conséquent, le renforcement de la matrice par des fibres perpendiculaires à l'axe de traction (traction travers) serait à peu près équivalent au durcissement apporté, en traction sens long, par l'écroutissage de la matrice et la présence des petits segments provenant des fibres rompues.

Pour comprendre le comportement en traction travers du composite, des observations micrographiques ont été effectuées sur des éprouvettes plates polies sur la face normale à l'axe des fibres. Il est alors possible d'observer de nombreuses lignes de glissement sur tout le fût de l'éprouvette. Au voisinage de la surface de rupture (Fig. 36), on note le clivage des fibres suivant des plans de type $\{001\}$, mode de clivage couramment observé dans le carbure de tantale [95]. A cet égard, il est important de remarquer que le clivage des fibres peut se produire indifféremment dans des plans de type $\{001\}$ sensiblement perpendiculaires à l'axe des efforts, mais également dans des plans $\{001\}$ orientés différemment et contenant même parfois l'axe des efforts. D'un point de vue tout à fait différent, il est intéressant de noter que le changement de section utile de l'éprouvette lors de la rupture par clivage des fibres est beaucoup plus important en traction travers qu'en traction sens long. En traction sens long, la rupture des fibres réduit la section utile d'une quantité

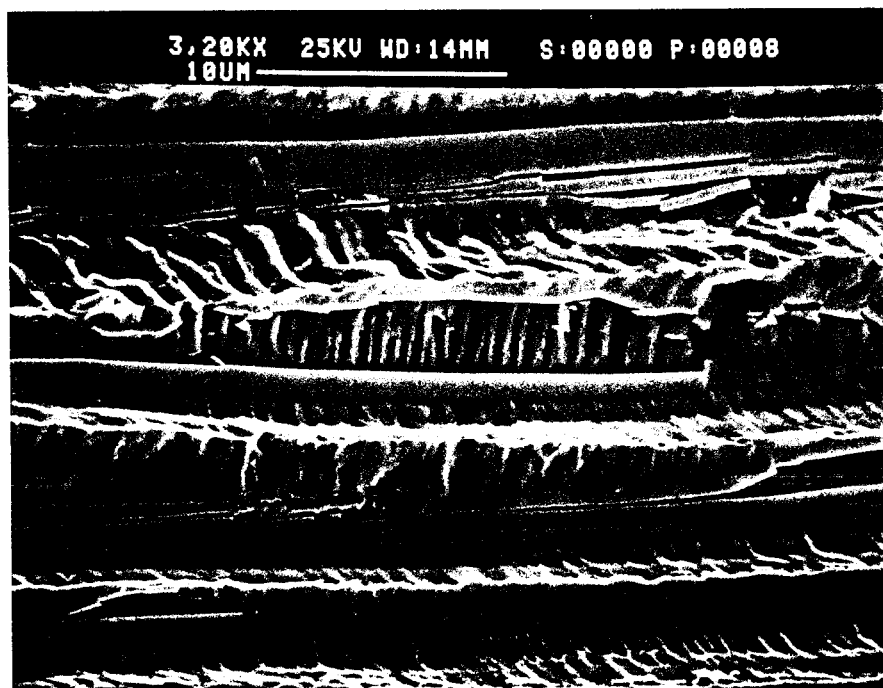
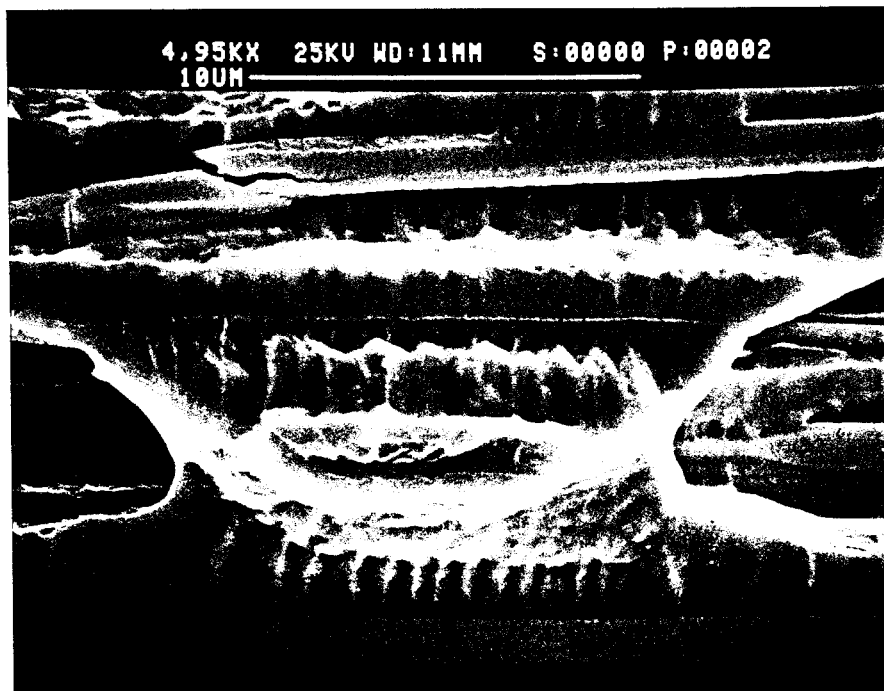


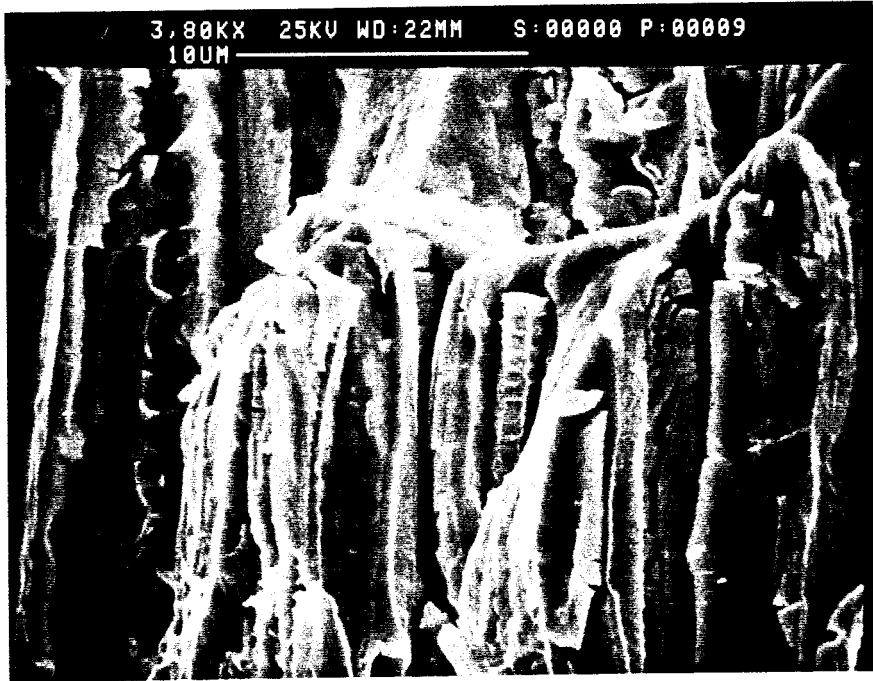
Fig. 37 - Micrographies électroniques en balayage de la surface de rupture d'une éprouvette de composite Ni(Cr,Ta)-TaC après traction travers, montrant la présence de fibres clivées longitudinalement et révélant l'aspect cristallographique du faciès de rupture, dans la matrice, au voisinage des fibres.

égale à la fraction volumique de fibres, soit $\frac{\rho_2^2}{\rho_1^4} = 5 \%$, alors qu'en traction sens travers, le clivage sens long des fibres réduit la section de $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 22,4 \%$. Le clivage des fibres en traction travers se traduit donc par une forte surcharge de la matrice. Ceci, ajouté au fait que la contrainte au crochet est plus élevée qu'en traction sens long, pourrait expliquer, au moins partiellement, la rupture brutale du composite en traction travers dès les premiers clivages de fibres. Les lignes de glissement observées au voisinage des fibres clivées dénotent l'association glissement de dislocations clivage des fibres ; cependant, il n'est pas possible de dire si le clivage des fibres est dû à des concentrations de contraintes du type empilements de dislocations, comme c'est le cas en traction longitudinale, ou si, au contraire, c'est le clivage des fibres qui a entraîné l'écrouissage de la matrice.

L'observation de la surface de rupture en microscopie électronique à balayage (Fig. 37), confirme la présence de fibres clivées longitudinalement ce qui prouve que le phénomène est général à toute la surface de rupture et non limité à la surface de l'éprouvette. On note également qu'il n'y a pas décohéssion à l'interface fibre-matrice. Dans certain cas, on peut même observer des fibres qui ont été "arrachées" de la matrice (Fig. 38), mais sans qu'il y ait décohéssion à l'interface ; au contraire, la fibre est entourée de matrice, ce qui a pu être prouvé par microanalyse X dans le microscope à balayage. L'aspect cristallographique de la surface de rupture, dans la matrice, au voisinage des fibres, est tout à fait remarquable (Fig. 37). Il semblerait donc, qu'indépendamment du clivage longitudinal des fibres, il puisse y avoir initiation de la rupture, au voisinage des fibres, par clivage sur des plans cristallographiques de la matrice qui semblent être du type $\{111\}$, puis propagation non cristallographique des fissures à tout l'intervalle de matrice compris entre deux fibres (Fig. 37) Cette nucléation cristallographique n'est pas limitée à une certaine zone de la surface de rupture, mais, au contraire, assez généralisée.

Cependant, ces examens métallographiques ne permettent pas de définir plus précisément le mode de rupture du matériau. Ces mécanismes se produisant dans les tout derniers stades de la déformation, juste avant la rupture, alors que le matériau est très fortement écroui, il n'y a absolument aucune possibilité d'obtenir une quelconque information en observant en microscopie électronique par transmission, des lames minces prélevées dans le matériau massif tractionné sens travers jusqu'au voisinage de la rupture. C'est la raison qui a conduit à étudier in situ, dans le microscope THT, les mécanismes conduisant à la rupture du composite en traction travers.

a



b

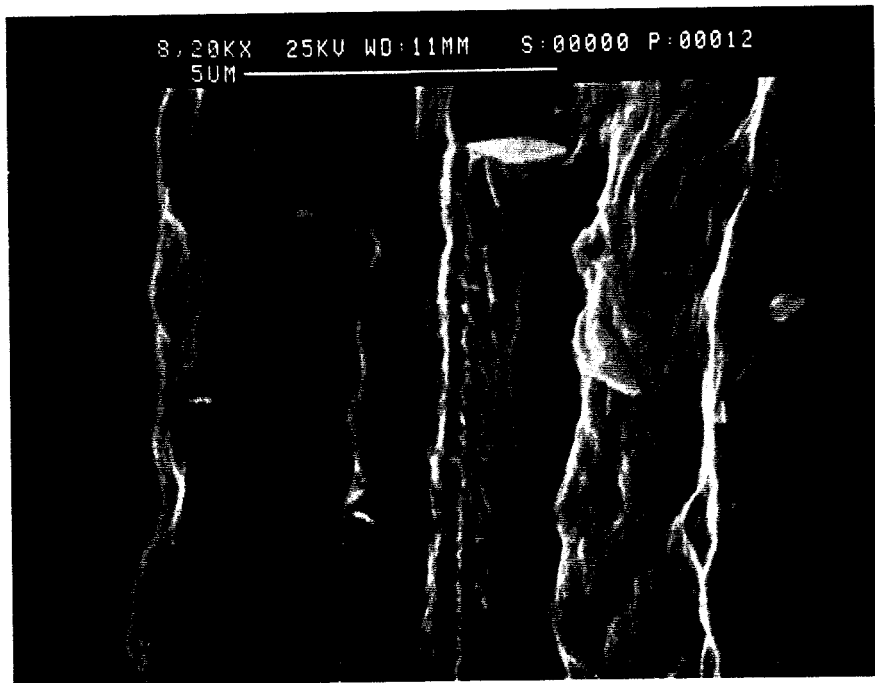


Fig. 38 - Micrographies électroniques en balayage de la surface de rupture d'une éprouvette de composite Ni(Cr,Ta)-TaC après traction sens travers, montrant l'absence de décohésion à l'interface : des fibres rompues mais non clivées longitudinalement restent entourées de matrice, même après "arrachement" (au centre de (a)).

V. 2. Essais de traction in situ

Les essais de traction in situ sens travers ont été réalisés sur des échantillons rectangulaires (Fig. 10), l'observation se faisant à la périphérie du trou, dans les régions de concentrations de contraintes. L'axe de traction est normal à l'axe des fibres, qui est contenu dans le plan de l'éprouvette. L'accroissement de l'épaisseur observable dû à la haute tension permet de travailler dans des zones pouvant atteindre quelques micromètres d'épaisseur ; les dimensions transversales des fibres étant de l'ordre du micromètre, c'est cependant une épaisseur juste suffisante pour que les fibres soient entourées de matrice et que le matériau puisse ainsi avoir un comportement voisin de celui du matériau massif.

Ces essais de traction in situ ont permis de mettre en évidence la formation d'empilements de dislocations contre les fibres (Fig. 39). Cependant, la formation d'empilements contenant un très grand nombre de dislocations semble plus difficile qu'en traction sens long où il avait été relativement aisé d'observer des empilements contenant plus de 100 dislocations [1]. Indépendamment de la possibilité de glissement dévié ou "cross-slip" en traction sens travers (§ IV, 4), cette différence de comportement entre la traction sens travers, au voisinage de la rupture, et la traction sens long, à proximité du crochet, semble indiquer que pour des charges appliquées voisines, la cisssion dans les plans $\{111\}$ serait plus faible, rendant plus difficile la formation des empilements de dislocations.

Dans une zone très épaisse de la lame, il a été possible d'observer in situ la rupture d'une fibre (Fig. 40). D'après le faciès de la rupture, et le voisinage de fibres non rompues qui exclu la rupture par une flexion globale du matériau, il semble que la rupture soit tout d'abord initiée perpendiculairement à l'axe de la fibre dans un plan de type $\{001\}$, puis qu'il y ait propagation suivant un autre plan de type $\{001\}$ contenant l'axe de la fibre. L'épaisseur et l'écroûissage de la zone observée sont si importants qu'il n'est pas possible de distinguer les dislocations individuelles. Cependant, la bande blanche à droite de la micrographie correspond à un plan de glissement de type $\{111\}$, intersectant la fibre à l'endroit de la nucléation de fissure. L'observation de cette fibre rompue in situ dans une zone très épaisse et déjà écroûie, jointe à l'observation, dans des zones plus minces, d'empilements contenant plusieurs dizaines de dislocations permet de supposer que l'initiation de la rupture des fibres se produit, comme en traction longitudinale, par concentration



1 μ m

Fig. 39 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) du composite Ni(Cr,Ta)-TaC déformé en traction sens travers. Formation d'empilements de dislocations contre une fibre.



1 μ m

Fig. 40 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) du composite Ni(Cr,Ta)-TaC déformé en traction sens travers. Nucléation transversale, puis propagation longitudinale d'une fissure dans la fibre.



1 μm

Fig. 41 - Micrographie électronique en transmission (1 MV) du composite Ni(Cr,Ta)-TaC déformé en traction sens travers. Nucléation d'une fissure interne, dans la matrice, au voisinage d'une fibre.

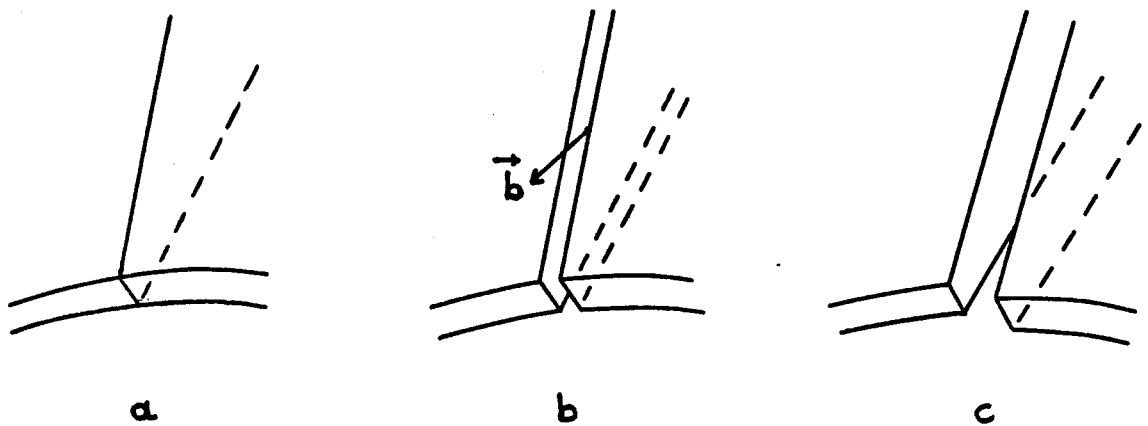


Fig. 42 - Déformation in situ sur lame mince. Artefact conduisant à la nucléation d'une fissure en bord de lame dans un plan de glissement parcouru par des dislocations de vecteur de Burgers non parallèle à la surface de la lame.

de contraintes par empilement de dislocations. Par contre, en traction travers, la fissure ne se propage même pas à toute la section de la fibre, mais change de plan pour donner lieu à une propagation suivant l'axe de la fibre, ce qui explique les observations de fibres clivées faites sur échantillons polis (Fig. 36) ou sur la surface de rupture (Fig. 37).

Toujours dans des zones épaisses de la lame, il a également été possible d'observer la nucléation d'une fissure, dans la matrice, dans des plans de type $\{111\}$ (Fig. 41). Il convient de remarquer tout particulièrement qu'ici la nucléation a eu lieu à l'intérieur de la lame et non sur le bord du trou : la fissure est isolée et ne débouche pas dans le trou. En effet, la nucléation de fissures en bord du trou est couramment observée in situ et peut être due à un phénomène de lame mince : le glissement de dislocations dont le vecteur de Burgers n'est pas parallèle à la surface de la lame conduit au décalage des deux faces du plan de glissement (Fig. 42) ; après passage d'un nombre suffisant de dislocations la hauteur de la marche créée se rapproche de l'épaisseur du bord de la lame, la surface d'accolement devient alors nulle en bord de lame et la fissure se trouve ainsi initiée. De telles fissures n'ont évidemment aucun rapport avec ce qui peut se passer dans le matériau massif ; par contre, une fissure isolée, comme celle de la Fig. 41, ne peut résulter d'un artefact. Sur le plan expérimental, l'obtention d'un tel résultat, si délicat qu'il a nécessité, au préalable, de nombreux essais infructueux, constitue une très belle illustration des possibilités offertes par le microscope haute tension dans le domaine de l'expérimentation in situ. En effet, cette nucléation interne d'une fissure, ne peut s'observer que dans des parties très épaisses de la lame (plusieurs micromètres), dans lesquelles l'observation, tout juste possible en haute tension, serait rigoureusement impossible autrement. On peut remarquer (Fig. 41), que si la nucléation, localisée dans la partie centrale, est nettement cristallographique, la propagation semble l'être un peu moins. Par ailleurs, cette nature cristallographique de l'initiation de la fissure est en bon accord avec les observations de surfaces de rupture effectuées sur le matériau massif. Ce type de nucléation de fissure en traction travers n'est pas observé en traction longitudinale ; autrement dit, si les mécanismes de déformation, formation d'empilements de dislocations, semblent les mêmes, les conséquences sont différentes : clivage transversal des fibres en traction sens long, clivage longitudinal des fibres et nucléation de fissures internes dans les plans de glissement de la matrice en traction travers uniquement. Ceci conduit naturellement à penser que dans le cas de la traction travers, la sollicitation doit se traduire différemment en terme de contraintes locales. Une fois de plus, le calcul de répartition des contraintes sous l'effet de la force appliquée se révèle indispensable.

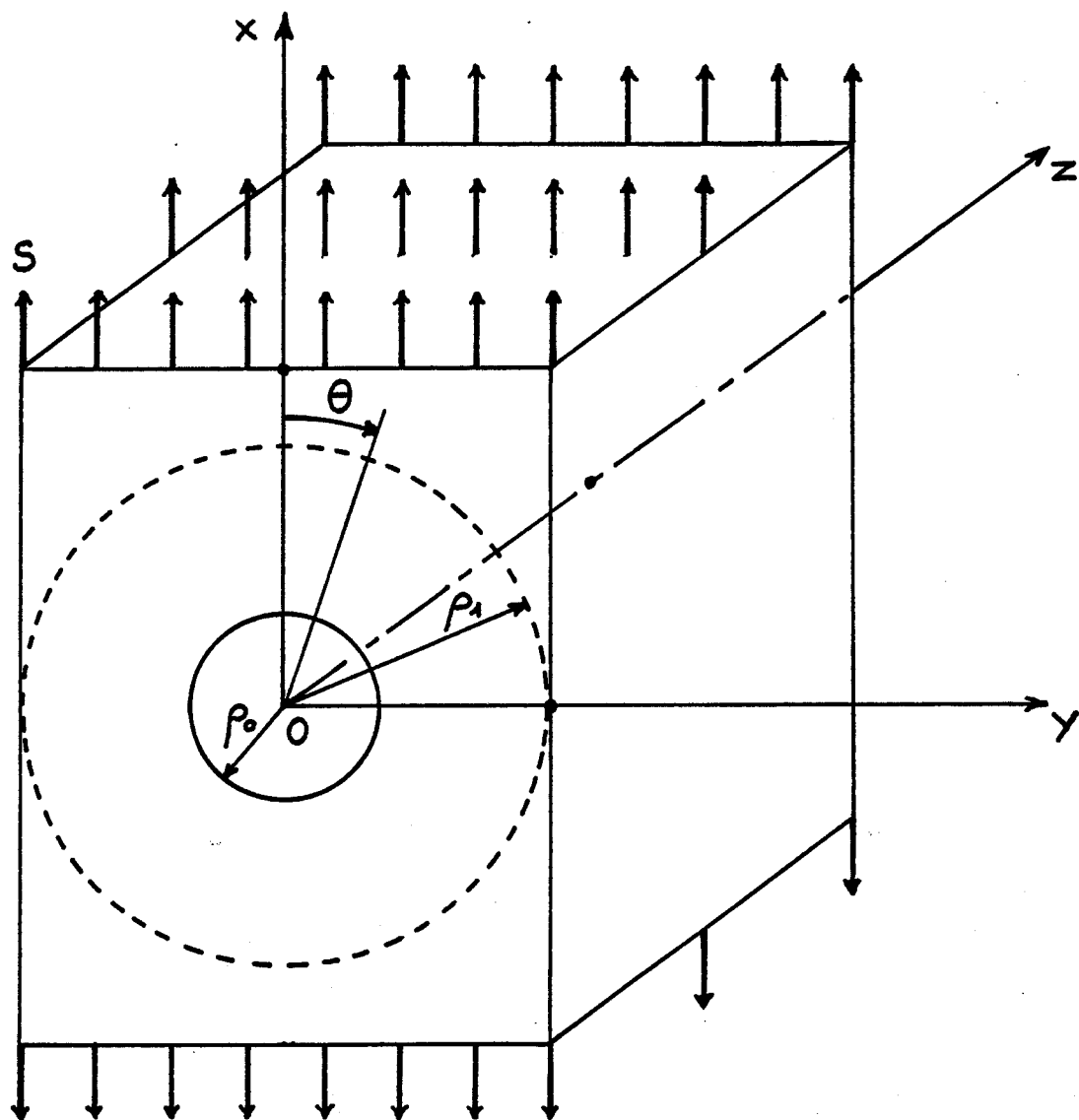


Fig. 43 - Cellule unitaire choisie pour le calcul de la répartition des contraintes dans le composite soumis à une sollicitation transversale : plaque de grande épaisseur suivant Oz , soumise à une tension uniforme S dirigée suivant Ox .

V. 3. Effet d'une sollicitation transversale sur la répartition des contraintes

Le problème est donc de déterminer la distribution des contraintes dans un composite soumis à une force de traction F , appliquée transversalement. Pour effectuer le calcul, nous nous placerons dans le cadre de la théorie de l'élasticité linéaire des milieux isotropes. Considérons une cellule unitaire de composite (Fig. 43) : plaque rectangulaire de grande épaisseur, soumise à une tension S uniforme, dirigée suivant Ox , et égale à la force F rapportée à la section unitaire : $S = F / S$. L'accrolement fibre-matrice est supposé parfait. La présence de la fibre, de module plus élevé que celui de la matrice, va modifier la répartition des contraintes. Cependant, suivant le principe de S^t Venant, on peut supposer que ce changement dans la répartition des contraintes sera négligeable à une distance ρ de la fibre, grande devant le diamètre ρ_0 de la fibre. Nous supposons que la distance ρ_1 définie par $\rho_0^2 / \rho_1^2 = v$ où v est la fraction volumique de fibre, est suffisamment grande pour vérifier cette hypothèse. Dans ces conditions, sur le cercle de rayon ρ_1 (Fig. 43), concentrique au cercle de rayon ρ_0 figurant la fibre, les contraintes dans la plaque épaisse seront supposées être les mêmes qu'en l'absence de fibre. Ainsi, sur le cercle de rayon ρ_1 , la composante radiale σ_r , et la cisssion $\tau_{r\theta}$ pourront être déterminées par la méthode du cercle de Mohr [96].

Considérons le problème bidimensionnel dans lequel σ_x et σ_y sont les deux contraintes principales. Les composantes σ_n et τ de la force par unité de surface relative à un plan dont la normale se trouve inclinée de l'angle θ par rapport à la direction principale correspondant à la tension principale σ_x , sont donnés par :

$$\sigma_n = \sigma_x \cos^2 \theta + \sigma_y \sin^2 \theta$$

$$\text{et : } \tau = (-\sigma_x + \sigma_y) \sin \theta \cos \theta$$

(Changement d'axes défini par la rotation d'angle θ).

Ces relations peuvent encore se mettre sous la forme :

$$\sigma_n = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos 2\theta = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos -2\theta$$

$$\text{et : } \tau = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \sin -2\theta$$

Ainsi, les composantes σ_n et τ sont les coordonnées d'un point défini par l'angle -2θ sur un cercle de rayon $\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}$ (équations du cercle en représentation paramétrique). Dans le cas présent, $\sigma_x = S$ et $\sigma_y = 0$, la composante radiale σ_r et la cisssion $\tau_{r\theta}$ sont alors données par (Fig. 44) :

$$\sigma_r (r = \rho_1, \theta) = \frac{S}{2} (1 + \cos 2\theta) \quad (105)$$

$$\text{et : } \tau_{r\theta} (r = \rho_1, \theta) = -\frac{S}{2} \sin 2\theta \quad (106)$$

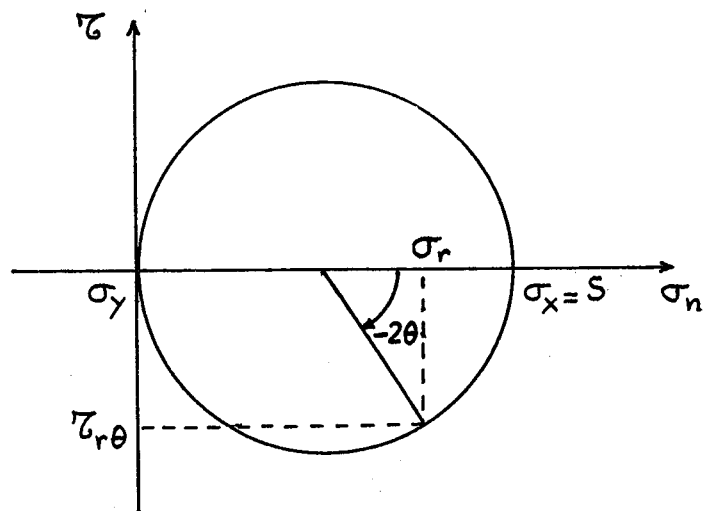
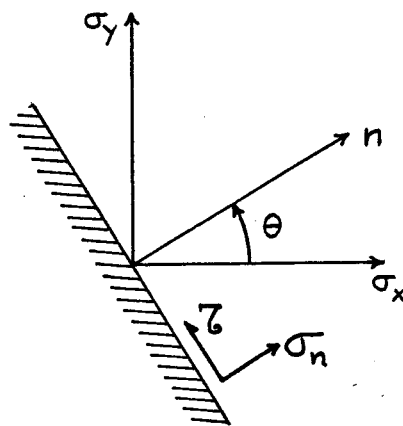


Fig. 44 - Détermination par la construction du cercle de Mohr de la composante radiale $\sigma_r(r=\rho_1, \theta)$ égale à la composante normale de la contrainte sur un plan défini par l'angle θ , et de la cisssion $\tau_{r\theta}(r=\rho_1, \theta)$.

Cette distribution des contraintes peut être considérée comme la superposition, d'une part, d'une composante radiale d'amplitude constante $S/2$ équivalente à une pression $P = S/2$ exercée sur le cylindre de rayon ρ_1 et, d'autre part, une combinaison de deux composantes : une contrainte radiale $\frac{S}{2} \cos 2\theta$ et une cisssion $-\frac{S}{2} \sin 2\theta$. Pour calculer la répartition des contraintes due à ce second système à deux composantes, il nous faut tout d'abord introduire la notion de fonction de contrainte.

Dans le chapitre III (§ III. 1.), nous avons déjà exprimé les équations différentielles de l'équilibre dans l'espace à trois dimensions (r, θ, z) (3), ainsi que les composantes de la déformation (4) et la loi de Hooke généralisée (5, 6). Nous avons vu que, quel que soit l'état plan considéré, contrainte plane ou déformation plane, les composantes γ_{rz} , $\gamma_{\theta z}$, ζ_{rz} et $\zeta_{\theta z}$ s'annulent. Dans les deux cas, les composantes des déformations et les équations d'équilibre se réduisent à :

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} \quad \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (107)$$

$$\gamma_{r\theta} = \frac{\partial u_r}{r \partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \end{array} \right. \quad (108)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \zeta_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + 2 \frac{\zeta_{r\theta}}{r} = 0 \end{array} \right. \quad (109)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (110)$$

Les deux premières équations sont en fait les équations différentielles de l'équilibre d'un problème à deux dimensions, traité en coordonnées polaires, dans le cas de forces massiques nulles. Ces deux équations sont satisfaites en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \\ \sigma_\theta = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \\ \zeta_{r\theta} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \end{array} \right. \quad (111)$$

où $\Phi(r, \theta)$ est une fonction arbitraire de r et de θ .

Ceci peut se vérifier par substitution directe, en reportant les expressions (111) dans les équations (108) et (109).

On obtient ainsi une infinité de solutions qui satisfont toutes aux équations de l'équilibre. La solution du problème est la fonction Φ qui satisfait également à l'équation de compatibilité. En effet, les trois composantes de la déformation ϵ_r , ϵ_θ et $\gamma_{r\theta}$, ou de la contrainte σ_r , σ_θ et $\tau_{r\theta}$ qui peuvent être exprimées en fonction des deux composantes du déplacement u_r et u_θ , ne sont donc pas indépendantes, mais liées entre elles par une relation : l'équation de compatibilité. En coordonnées cylindriques, quel que soit l'état plan considéré, contrainte plane ou déformation plane, en l'absence de forces massiques, l'équation de compatibilité en termes de composantes des contraintes est donnée par :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}\right)(\sigma_r + \sigma_\theta) = 0 \quad (112)$$

En reportant les expressions des composantes de la contrainte données par (111) dans cette relation, on obtient :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}\right)\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2}\right) = 0 \quad (113)$$

soit : $\Delta \Delta \Phi = 0$

Ainsi, la résolution d'un problème à deux dimensions se ramène à la recherche de celles des solutions de l'équation (113) qui satisfont également aux conditions aux limites. Cette fonction des contraintes Φ est appelée fonction d'Airy.

Comme nous l'avons déjà mentionné, les forces agissant le long de la circonférence de rayon ρ_1 déterminent à l'intérieur du cercle une distribution de contraintes qui peut être considérée comme formée de deux parties. Considérons tout d'abord la seconde partie, correspondant à l'association des forces normales $\frac{S}{2} \cos 2\theta$ et des forces de cisaillement $-\frac{S}{2} \sin 2\theta$. L'association de ces forces détermine des contraintes qui peuvent être calculées en introduisant une fonction de contrainte de la forme :

$$\Phi = f(r) \cos 2\theta \quad (114)$$

forme qui vérifie les relations (111), en effet :

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = \left(\frac{1}{r} \frac{df}{dr} - \frac{4}{r^2} f\right) \cos 2\theta$$

$$\tau_{r\theta} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta} = \left(-\frac{2f}{r^2} + \frac{2}{r} \frac{df}{dr}\right) \sin 2\theta$$

En reportant la fonction de contrainte (114) dans l'équation de compatibilité (113), nous sommes conduits à l'équation différentielle :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \frac{4}{r^2} \right) \left(\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{df}{dr} - \frac{4f}{r^2} \right) = 0$$

La solution générale de cette équation est de la forme :

$$f(r) = A r^4 + B r^2 + C + \frac{D}{r^2} \quad (115)$$

où A, B, C et D sont des constantes.

La fonction de contrainte a donc pour valeur :

$$\bar{\Phi} = \left(A r^4 + B r^2 + C + \frac{D}{r^2} \right) \cos 2\theta \quad (116)$$

et les composantes correspondantes de la contrainte, données par les équations (111), deviennent :

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial \theta^2} = - \left(2B + \frac{4C}{r^2} + \frac{6D}{r^4} \right) \cos 2\theta \\ \sigma_\theta = \frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial r^2} = \left(2B + 12Ar^2 + \frac{6D}{r^4} \right) \cos 2\theta \\ \tau_{r\theta} = - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \theta} \right) = \left(2B + 6Ar^2 - \frac{2C}{r^2} - \frac{6D}{r^4} \right) \sin 2\theta \end{cases} \quad (117)$$

Dans la matrice, les composantes des contraintes seront notées :

$$\begin{cases} \sigma_{mr} = - \left(2B + \frac{4C}{r^2} + \frac{6D}{r^4} \right) \cos 2\theta \end{cases} \quad (118)$$

$$\begin{cases} \sigma_{m\theta} = \left(2B + 12Ar^2 + \frac{6D}{r^4} \right) \cos 2\theta \end{cases} \quad (119)$$

$$\begin{cases} \tau_{mr\theta} = \left(2B + 6Ar^2 - \frac{2C}{r^2} - \frac{6D}{r^4} \right) \sin 2\theta \end{cases} \quad (120)$$

et dans la fibre :

$$\begin{cases} \sigma_{fr} = - \left(2b + \frac{4c}{r^2} + \frac{6d}{r^4} \right) \cos 2\theta \\ \sigma_{f\theta} = \left(2b + 12ar^2 + \frac{6d}{r^4} \right) \cos 2\theta \\ \tau_{fr\theta} = \left(2b + 6ar^2 - \frac{2c}{r^2} - \frac{6d}{r^4} \right) \sin 2\theta \end{cases}$$

Dans ces dernières relations, une singularité pour $r = 0$ étant incompatible avec la présence de matière au centre du cylindre, les constantes c et d seront nécessairement nulles, d'où :

$$\begin{cases} \sigma_{fr} = - 2b \cos 2\theta \end{cases} \quad (121)$$

$$\begin{cases} \sigma_{f\theta} = (2b + 12ar^2) \cos 2\theta \end{cases} \quad (122)$$

$$\begin{cases} \tau_{fr\theta} = (2b + 6ar^2) \sin 2\theta \end{cases} \quad (123)$$

Les constantes d'intégration A, B, C, D, a et b vont être déterminées à partir des conditions aux limites en $r = \rho_0$ et $r = \rho_1$.

Sur le cercle de rayon $r = \rho_1$, les contraintes sont données par les relations (105) et (106) dans lesquelles on supprime la composante radiale $\frac{S}{2}$ qui sera traitée ultérieurement. Par conséquent :

$$\sigma_{mr}(\rho_1) = \frac{S}{2} \cos 2\theta = - \left(2B + \frac{4C}{\rho_1^2} + \frac{6D}{\rho_1^4} \right) \cos 2\theta$$

$$\text{d'où :} \quad 2B + \frac{4C}{\rho_1^2} + \frac{6D}{\rho_1^4} = -\frac{S}{2} \quad (124)$$

$$\text{et :} \quad \tau_{mr\theta}(\rho_1) = -\frac{S}{2} \sin 2\theta = \left(2B + 6A\rho_1^2 - \frac{2C}{\rho_1^2} - \frac{6D}{\rho_1^4} \right) \sin 2\theta$$

$$\text{d'où :} \quad 2B + 6A\rho_1^2 - \frac{2C}{\rho_1^2} - \frac{6D}{\rho_1^4} = -\frac{S}{2} \quad (125)$$

Les conditions d'équilibre à l'interface ($r = \rho_0$) conduisent aux relations :

$$\sigma_{fr}(\rho_0) = \sigma_{mr}(\rho_0) \quad \forall \theta$$

$$\text{d'où :} \quad 2b = 2B + \frac{4C}{\rho_0^2} + \frac{6D}{\rho_0^4} \quad (126)$$

$$\text{et :} \quad \tau_{fr\theta}(\rho_0) = \tau_{mr\theta}(\rho_0) \quad \forall \theta$$

$$\text{d'où :} \quad 2b + 6a\rho_0^2 = 2B + 6A\rho_0^2 - \frac{2C}{\rho_0^2} - \frac{6D}{\rho_0^4} \quad (127)$$

D'autre part, les composantes du déplacement doivent satisfaire aux conditions aux limites. La continuité à l'interface fibre-matrice se traduit par :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{fr}(\rho_0) = u_{mr}(\rho_0) \quad \forall \theta \\ u_{f\theta}(\rho_0) = u_{m\theta}(\rho_0) \quad \forall \theta \\ u_{fz}(\rho_0) = u_{mz}(\rho_0) \quad \forall \theta \end{array} \right. \quad (128)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{fr}(\rho_0) = u_{mr}(\rho_0) \quad \forall \theta \\ u_{f\theta}(\rho_0) = u_{m\theta}(\rho_0) \quad \forall \theta \\ u_{fz}(\rho_0) = u_{mz}(\rho_0) \quad \forall \theta \end{array} \right. \quad (129)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{fr}(\rho_0) = u_{mr}(\rho_0) \quad \forall \theta \\ u_{f\theta}(\rho_0) = u_{m\theta}(\rho_0) \quad \forall \theta \\ u_{fz}(\rho_0) = u_{mz}(\rho_0) \quad \forall \theta \end{array} \right. \quad (130)$$

Pour obtenir les relations résultant de la continuité des déplacements à l'interface, il faut exprimer ces composantes des déplacements à l'aide des expressions des composantes des contraintes données par les équations (118,119,120) et (121,122,123). Pour parvenir à ce résultat, il faut commencer par exprimer les composantes des déplacements en fonction des composantes des contraintes à l'aide, tout d'abord, des relations déformation-déplacement (107), puis de la loi de Hooke (contrainte-déformation) (5). Or, si les relations (107) sont valables quel que soit l'état plan considéré, contrainte plane ou déformation plane, il n'en est pas de même des relations donnant σ_r ou σ_θ en fonction de ϵ_r et ϵ_θ . En effet, ces relations, issues du système (5), prennent une forme différente suivant l'état plan considéré : dans

un état de déformation plane, ces relations sont obtenues directement en faisant $\epsilon_z = 0$ dans les deux premières relations du système (5), alors que, dans un état de contrainte plane, elles sont obtenues en reportant dans les deux premières relations du système (5), la valeur de ϵ_z donnée par la troisième relation du système (5) dans laquelle on pose $\sigma_z = 0$. Dans le cas présent, plaque épaisse suivant l'axe des z, nous ferons l'hypothèse d'un état de déformation plane, sans oublier que les résultats obtenus ne pourront qu'imparfaitement expliquer des observations effectuées dans un état de contrainte plane, soit à la surface d'un échantillon poli, soit en lame mince. *

Dans ces conditions nous obtenons :

$$\begin{cases} \epsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r} \\ \epsilon_\theta = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} \\ \epsilon_z = 0 \end{cases} \quad (131)$$

et :

$$\begin{cases} \sigma_r = K [(1-\nu)\epsilon_r + \nu\epsilon_\theta] \\ \sigma_\theta = K [(1-\nu)\epsilon_\theta + \nu\epsilon_r] \end{cases} \quad (132)$$

En reportant les expressions (131) dans les relations (132), il vient :

$$\sigma_r = K \left[(1-\nu) \frac{\partial u_r}{\partial r} + \nu \frac{u_r}{r} + \nu \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} \right] \quad (133)$$

$$\sigma_\theta = K \left[(1-\nu) \frac{u_r}{r} + (1-\nu) \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \nu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] \quad (134)$$

Nous allons tout d'abord déterminer la composante radiale du déplacement u_r . En combinant les relations (133) et (134) de manière à éliminer u_θ , nous obtenons :

$$(1-\nu)\sigma_r - \nu\sigma_\theta = K(1-\nu)^2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - K\nu^2 \frac{\partial u_r}{\partial r} = K(1-2\nu) \frac{\partial u_r}{\partial r}$$

d'où :

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{1+\nu}{E} \left[(1-\nu)\sigma_r - \nu\sigma_\theta \right] \quad (135)$$

* Au contraire, les équations (1) donnant la répartition des contraintes dans une plaque rectangulaire percée d'un trou circulaire (micro-éprouvette de traction, chapitre II) étaient valables quel que soit l'état plan considéré, déformation plane ou contrainte plane. En effet, si les deux problèmes peuvent être abordés suivant une démarche absolument identique, les quatre conditions aux limites permettant de déterminer les quatre constantes des équations (117) portent toutes, dans le cas de la plaque percée, sur les contraintes : $\sigma_r(\rho_0) = 0$, $\sigma_r(\rho_1) = \frac{S}{2} \cos 2\theta$, $\tau_{r\theta}(\rho_0) = 0$ et $\tau_{r\theta}(\rho_1) = -\frac{S}{2} \sin 2\theta$. Ainsi, la résolution du problème ne fait pas intervenir les déplacements et ne nécessite donc pas le choix de l'un ou l'autre des états plans.

Cette relation va nous permettre de déterminer le déplacement radial dans la matrice u_{mr} , puis dans la fibre u_{fr} . Pour ceci, reportons les expressions des contraintes (118, 119) dans la relation (135), il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{mr}}{\partial r} &= \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[-(1-\nu_m) \left(2B + \frac{4C}{r^2} + \frac{6D}{r^4} \right) - \nu_m \left(2B + 12Ar^2 + \frac{6D}{r^4} \right) \right] \cos 2\theta \\ &= \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[-2B - 4(1-\nu_m) \frac{C}{r^2} - 12\nu_m Ar^2 - \frac{6D}{r^4} \right] \cos 2\theta \end{aligned}$$

Par intégration :

$$u_{mr} = \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[-2Br + 4(1-\nu_m) \frac{C}{r} - 4\nu_m Ar^3 + \frac{2D}{r^3} \right] \cos 2\theta + \alpha(\theta) \quad (136)$$

où $\alpha(\theta)$ est une fonction arbitraire ne dépendant que de θ .

De même, dans la fibre :

$$\frac{\partial u_{fr}}{\partial r} = \frac{1+\nu_f}{E_f} \left[-(1-\nu_f) 2b - \nu_f (2b + 12ar^2) \right] \cos 2\theta$$

$$\text{d'où : } u_{fr} = \frac{1+\nu_f}{E_f} (-2br - 4\nu_f ar^3) \cos 2\theta + \beta(\theta) \quad (137)$$

où $\beta(\theta)$ est une fonction arbitraire ne dépendant que de θ .

Il s'agit maintenant de déterminer les fonctions arbitraires $\alpha(\theta)$ et $\beta(\theta)$.

Au centre de la fibre, pour $r = 0$:

$$u_{fr} = 0 \quad \forall \theta \Rightarrow \beta \equiv 0$$

A l'interface fibre-matrice, pour $r = \rho_0$:

$$u_{fr} - u_{mr} = 0 \quad \forall \theta \Rightarrow \alpha \equiv 0$$

Par conséquent :

$$u_{mr} = \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[-2Br + 4(1-\nu_m) \frac{C}{r} - 4\nu_m Ar^3 + \frac{2D}{r^3} \right] \cos 2\theta \quad (138)$$

$$u_{fr} = \frac{1+\nu_f}{E_f} (-2br - 4\nu_f ar^3) \cos 2\theta \quad (139)$$

La condition aux limites (128) portant sur la composante radiale du déplacement donne alors une nouvelle relation entre les constantes a, b, A, B, C et D :

$$\frac{1+\nu_f}{E_f} (-2b\rho_0 - 4\nu_f a\rho_0^3) - \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[-2B\rho_0 + 4(1-\nu_m) \frac{C}{\rho_0} - 4\nu_m A\rho_0^3 + \frac{2D}{\rho_0^3} \right] = 0 \quad (140)$$

Nous allons maintenant déterminer la composante tangentielle du déplacement u_θ . En combinant les relations (133) et (134) de manière à éliminer u_r , il vient :

$$\begin{aligned} \nu \sigma_r - (1-\nu) \sigma_\theta &= K \left[\nu^2 - (1-\nu)^2 \right] \frac{u_r}{r} + K \left[\nu^2 - (1-\nu)^2 \right] \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} \\ &= -K(1-2\nu) \frac{u_r}{r} - K(1-2\nu) \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} = -\frac{E}{1+\nu} \frac{u_r}{r} - \frac{E}{1+\nu} \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} \end{aligned}$$

d'où :

$$\frac{\partial u_{\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu}{E} \left[-\frac{E}{1+\nu} \frac{u_r}{r} - \nu \sigma_r + (1-\nu) \sigma_{\theta} \right] r = -u_r - \frac{1+\nu}{E} (\nu \sigma_r - (1-\nu) \sigma_{\theta}) r$$

Dans la matrice :

$$\frac{\partial u_{m\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu_m}{E_m} \cos 2\theta \left[2Br - (1-\nu_m) \frac{4C}{r} + 4\nu_m A r^3 - \frac{2D}{r^3} \right] - \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[-\nu_m \left(2Br + \frac{4C}{r} + \frac{6D}{r^3} \right) - (1-\nu_m) \left(2Br + 12Ar^3 + \frac{6D}{r^3} \right) \right] \cos 2\theta$$

$$\frac{\partial u_{m\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu_m}{E_m} \cos 2\theta \left[2Br - (1-\nu_m) \frac{4C}{r} + 4\nu_m A r^3 - \frac{2D}{r^3} + 2Br + 4\nu_m \frac{C}{r} + 12(1-\nu_m) A r^3 + \frac{6D}{r^3} \right]$$

$$\frac{\partial u_{m\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu_m}{E_m} 4 \cos 2\theta \left[Br - (1-2\nu_m) \frac{C}{r} + (3-2\nu_m) A r^3 + \frac{D}{r^3} \right]$$

Par intégration :

$$u_{m\theta} = \frac{1+\nu_m}{E_m} 2 \sin 2\theta \left[2Br - (1-2\nu_m) \frac{C}{r} + (3-2\nu_m) A r^3 + \frac{D}{r^3} \right] + \gamma(r) \quad (141)$$

Dans la fibre :

$$\frac{\partial u_{f\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu_f}{E_f} (2br + 4\nu_f a r^3) \cos 2\theta - \frac{1+\nu_f}{E_f} \left[-\nu_f 2br - (1-\nu_f) (2br + 12ar^3) \right] \cos 2\theta$$

$$\frac{\partial u_{f\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu_f}{E_f} (2br + 4\nu_f a r^3 + 2br + 12ar^3 - 12\nu_f a r^3) \cos 2\theta$$

$$\frac{\partial u_{f\theta}}{\partial \theta} = \frac{1+\nu_f}{E_f} 4 \cos 2\theta \left[br + (3-2\nu_f) a r^3 \right]$$

Par intégration :

$$u_{f\theta} = \frac{1+\nu_f}{E_f} 2 \sin 2\theta \left[br + (3-2\nu_f) a r^3 \right] + \delta(r) \quad (142)$$

La condition aux limites (129) portant sur la composante tangentielle du déplacement pour $r = \rho_0$, donne :

$$u_{f\theta} - u_{m\theta} = 0 \quad \forall \theta$$

d'où :

$$\left\{ \frac{1+\nu_f}{E_f} \left[b\rho_0 + (3-2\nu_f) a \rho_0^3 \right] - \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[B\rho_0 - (1-2\nu_m) \frac{C}{\rho_0} + (3-2\nu_m) A \rho_0^3 + \frac{D}{\rho_0^3} \right] \right\} 2 \sin 2\theta + \delta(\rho_0) - \gamma(\rho_0) = 0 \quad \forall \theta$$

Ce qui fournit une sixième relation entre les constantes a, b, A, B, C et D :

$$\frac{1+\nu_f}{E_f} \left[b\rho_0 + (3-2\nu_f) a \rho_0^3 \right] - \frac{1+\nu_m}{E_m} \left[B\rho_0 - (1-2\nu_m) \frac{C}{\rho_0} + (3-2\nu_m) A \rho_0^3 + \frac{D}{\rho_0^3} \right] = 0 \quad (143)$$

La résolution du système des six équations (124), (125), (126), (127), (140) et (143) permet d'obtenir les six constantes a, b, A, B, C et D . La résolution algébrique de ce système étant fastidieuse, on peut se contenter d'une résolution numérique sur ordinateur, pour des valeurs données des différents paramètres : modules d'Young, coefficients de Poisson et fraction volumique ($\nu = \rho_0^2 / \rho_1^2$).

Nous allons maintenant déterminer le champ de contrainte résultant de la composante radiale d'amplitude constante $S/2$, équivalente à une pression $P = S/2$ exercée sur le cylindre de rayon ρ_1 . Nous utiliserons la notation "prime" pour les composantes du déplacement, de la déformation et de la contrainte se rapportant à cette composante radiale. Le problème, qui présente la symétrie de révolution, est identique à celui qui a été résolu dans le chapitre III pour l'étude des contraintes internes. En faisant l'hypothèse supplémentaire d'un état de déformation plane, nous avons obtenu les expressions des déplacements, valables dans ce cas uniquement :

$$\begin{cases} u'_r = Fr + \frac{H}{r} \\ u'_\theta = 0 \\ u'_z = 0 \end{cases} \quad (144)$$

Les relations déformation-déplacement, puis contrainte-déformation (loi de Hooke en déformation plane) sont données par :

$$\varepsilon'_r = \frac{\partial u'_r}{\partial r}, \quad \varepsilon'_\theta = \frac{u'_r}{r}, \quad \gamma'_{r\theta} = 0 \quad (145)$$

et :

$$\begin{cases} \sigma'_r = K [(1-\nu)\varepsilon'_r + \nu\varepsilon'_\theta] \\ \sigma'_\theta = K [(1-\nu)\varepsilon'_\theta + \nu\varepsilon'_r] \\ \tau'_{r\theta} = 0 \end{cases} \quad (146)$$

En reportant les expressions (145) dans les relations (146), il vient :

$$\begin{cases} \sigma'_r = K \left[(1-\nu) \frac{\partial u'_r}{\partial r} + \nu \frac{u'_r}{r} \right] \\ \sigma'_\theta = K \left[(1-\nu) \frac{u'_r}{r} + \nu \frac{\partial u'_r}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (147)$$

Nous allons maintenant résoudre ces équations dans la fibre et dans la matrice ; les notations E_m, ν_m, F, H et $K_m = E_m / (1 - 2\nu_m)(1 - \nu_m)$ se rapporteront à la matrice et les notations E_f, ν_f, f, h et $K_f = E_f / (1 - 2\nu_f)(1 - \nu_f)$ à la fibre.

Dans la fibre, une singularité pour $r = 0$ ($u_r(0) = \infty$), étant incompatible avec la présence de matière au centre du cylindre, la constante h est nécessairement nulle, d'où :

$$u'_{fr} = fr \quad (148)$$

ce qui donne, en reportant u'_{fr} dans les équations (147) :

$$\begin{cases} \sigma'_{fr} = K_f f \\ \sigma'_{f\theta} = K_f f \end{cases} \quad (149)$$

Dans la matrice :

$$u'_{mr} = Fr + \frac{H}{r} \quad (150)$$

$$\begin{cases} \sigma'_{mr} = K_m \left[F - (1-2\nu_m) \frac{H}{r^2} \right] \\ \sigma'_{m\theta} = K_m \left[F + (1-2\nu_m) \frac{H}{r^2} \right] \end{cases} \quad (151)$$

Nous allons maintenant déterminer les constantes f , F et H à l'aide des conditions aux limites en $r = \rho_0$ et $r = \rho_1$.

En $r = \rho_1$, la contrainte radiale est telle que :

$$\sigma'_{mr}(\rho_1) = K_m \left[F - (1-2\nu_m) \frac{H}{\rho_1^2} \right] = \frac{S}{2} \quad (152)$$

A l'interface fibre-matrice ($r = \rho_0$), l'équilibre des forces conduit à la relation :

$$\begin{aligned} \sigma'_{fr}(\rho_0) &= \sigma'_{mr}(\rho_0) \\ K_f f &= K_m \left[F - (1-2\nu_m) \frac{H}{\rho_0^2} \right] \end{aligned} \quad (153)$$

Enfin, la continuité à l'interface fibre-matrice, donne :

$$\begin{aligned} u'_{fr}(\rho_0) &= u'_{mr}(\rho_0) \\ f \rho_0 &= F \rho_0 + \frac{H}{\rho_0} \end{aligned} \quad (154)$$

Les constantes f , F et H peuvent être déterminées par résolution du système des trois équations (152), (153) et (154). Par exemple, la relation (154) permet d'exprimer f en fonction de F et H ; en reportant cette expression de f dans la relation (153), on obtient une nouvelle équation à deux inconnues F et H . Il s'agit alors de résoudre le système de deux équations à deux inconnues F et H , constitué par (152) et cette nouvelle équation. Par élimination de F on obtient :

$$H = \frac{S (K_m - K_f)}{2 K_m \left[\frac{K_m (1-2\nu_m) + K_f}{\rho_0^2} - \frac{(K_m - K_f)(1-2\nu_m)}{\rho_1^2} \right]} \quad (155)$$

Ceci permet d'obtenir F , d'après la relation (152) :

$$F = (1-2\nu_m) \frac{H}{\rho_1^2} + \frac{S}{2 K_m} \quad (156)$$

puis f , d'après la relation (154) :

$$f = F + \frac{H}{\rho_0} \quad (157)$$

Finalement, le champ de contrainte dans la fibre et dans la matrice du composite soumis à une sollicitation sens travers, est donné par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{fr} = \sigma'_{fr} + \sigma_{fr} = K_f f - 2b \cos 2\theta \end{array} \right. \quad (158)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{f\theta} = \sigma'_{f\theta} + \sigma_{f\theta} = K_f f + (2b + 12ar^2) \cos 2\theta \end{array} \right. \quad (159)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{fr\theta} = \tau'_{fr\theta} + \tau_{fr\theta} = (2b + 6ar^2) \sin 2\theta \end{array} \right. \quad (160)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{fz} = \nu_f (\Sigma_{fr} + \Sigma_{f\theta}) = \nu_f (\sigma'_{fr} + \sigma_{fr} + \sigma'_{f\theta} + \sigma_{f\theta}) \end{array} \right. \quad (161)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{mr} = \sigma'_{mr} + \sigma_{mr} = K_m \left[F - (1 - 2\nu_m) \frac{H}{r^2} \right] - \left(2B + \frac{4C}{r^2} + \frac{6D}{r^4} \right) \cos 2\theta \end{array} \right. \quad (162)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{m\theta} = \sigma'_{m\theta} + \sigma_{m\theta} = K_m \left[F + (1 - 2\nu_m) \frac{H}{r^2} \right] + \left(2B + 12Ar^2 + \frac{6D}{r^4} \right) \cos 2\theta \end{array} \right. \quad (163)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{mr\theta} = \tau'_{mr\theta} + \tau_{mr\theta} = \left(2B + 6Ar^2 - \frac{6D}{r^4} - \frac{2C}{r^2} \right) \sin 2\theta \end{array} \right. \quad (164)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{mz} = \nu_m (\Sigma_{mr} + \Sigma_{m\theta}) = \nu_m (\sigma'_{mr} + \sigma_{mr} + \sigma'_{m\theta} + \sigma_{m\theta}) \end{array} \right. \quad (165)$$

où la composante axiale de la contrainte est donnée par son expression en fonction des composantes radiale et tangentielle, relation obtenue à partir de la loi de Hooke en faisant l'hypothèse de déformation plane : $\epsilon_z = 0$.

L'application numérique conduit aux résultats suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = 0^\circ \\ S = 500 \text{ MPa} \\ \nu = 0,05 \\ E_f = 500\,000 \text{ MPa} \\ \nu_f = 0,24 \\ E_m = 150\,000 \text{ MPa} \\ \nu_m = 0,31 \\ \Sigma_{fr}(\rho_0) = 614 \text{ MPa} = 1,23 \text{ S} \\ \Sigma_{f\theta}(\rho_0) = -22,6 \text{ MPa} = -0,05 \text{ S} \\ \Sigma_{fz}(\rho_0) = 142 \text{ MPa} = 0,28 \text{ S} \\ \Sigma_{mr}(\rho_0) = 614 \text{ MPa} = 1,23 \text{ S} \\ \Sigma_{m\theta}(\rho_0) = 208 \text{ MPa} = 0,42 \text{ S} \\ \Sigma_{mz}(\rho_0) = 255 \text{ MPa} = 0,51 \text{ S} \end{array} \right. \quad (166)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = 90^\circ \\ S = 500 \text{ MPa} \\ \nu = 0,05 \\ E_f = 500\,000 \text{ MPa} \\ \nu_f = 0,24 \\ E_m = 150\,000 \text{ MPa} \\ \nu_m = 0,31 \\ \Sigma_{fr}(\rho_0) = -18 \text{ MPa} = -0,04 \text{ S} \\ \Sigma_{f\theta}(\rho_0) = 618 \text{ MPa} = 1,24 \text{ S} \\ \Sigma_{fz}(\rho_0) = 144 \text{ MPa} = 0,29 \text{ S} \\ \Sigma_{mr}(\rho_0) = -18 \text{ MPa} = -0,04 \text{ S} \\ \Sigma_{m\theta}(\rho_0) = 187 \text{ MPa} = 0,37 \text{ S} \\ \Sigma_{mz}(\rho_0) = 52 \text{ MPa} = 0,10 \text{ S} \end{array} \right. \quad (167)$$

Remarque :

Il serait possible de simplifier notablement le problème en faisant une ou deux hypothèses simplificatrices supplémentaires.

La première hypothèse consiste à supposer la fraction volumique $\nu = \frac{\rho_0^2}{\rho_1^2}$ infiniment faible, c'est-à-dire une fibre de petit diamètre dans une matrice infinie ($\rho_1 \rightarrow +\infty$).

La résolution des équations (124) et (125) dans le cadre de l'hypothèse $\rho_1 \rightarrow +\infty$ permet tout d'abord de déterminer les constantes A et B. En remplaçant ces constantes A et B par leurs valeurs dans les relations (126), (127), (140) et (143) on aboutit à un système de quatre

équations dont la résolution donne les constantes a, b, C et D. Toujours dans le cadre de l'hypothèse $\rho_1 \rightarrow +\infty$, les relations (155) et (156) permettent de déterminer les constantes H et F ; enfin, la relation (157) donne f à partir de F et H.

Finalement, le champ de contrainte dans la fibre et dans la matrice du composite soumis à une sollicitation sens travers, dans le cadre de l'hypothèse $\rho_1 \rightarrow +\infty$, est donné par les relations (158), (159), (160), (161), (162), (163), (164) et (165) dans lesquelles les constantes a, b, f, A, B, C, D, F et H ont alors pour expressions :

$$a = 0$$

$$b = -S \frac{E_f (1 - \nu_m^2)}{E_m (1 + \nu_f) + E_f (1 + \nu_m) (3 - 4 \nu_m)}$$

$$f = S \frac{(1 - \nu_m)}{K_m (1 - 2 \nu_m) + K_f}$$

$$A = 0$$

$$B = -\frac{S}{4}$$

$$C = \frac{S}{2} \frac{E_m (1 + \nu_f) - E_f (1 + \nu_m)}{E_m (1 + \nu_f) + E_f (1 + \nu_m) (3 - 4 \nu_m)} \rho_0^2$$

$$D = -\frac{S}{4} \frac{E_m (1 + \nu_f) - E_f (1 + \nu_m)}{E_m (1 + \nu_f) + E_f (1 + \nu_m) (3 - 4 \nu_m)} \rho_0^4$$

$$F = \frac{S}{2K_m}$$

$$H = \frac{S}{2K_m} \frac{K_m - K_f}{K_f + (1 - 2 \nu_m) K_m} \rho_0^2$$

Ce qui correspond bien aux formules connues [97].

La seconde hypothèse simplificatrice consiste à supposer le module de la fibre infiniment grand, c'est-à-dire, la fibre indéformable.

Les conditions de continuité à l'interface (128), (129) et (130) deviennent alors :

$$\begin{cases} u_{mr}(\rho_0) = 0 \quad \forall \theta \\ u_{m\theta}(\rho_0) = 0 \quad \forall \theta \\ u_{mz}(\rho_0) = 0 \quad \forall \theta \end{cases}$$

Des quatre relations permettant de déterminer les constantes A, B, C et D, les deux premières (124) et (125) sont conservées. Les nouvelles conditions de continuité du déplacement à l'interface, appliquées aux relations (138) et (143) donnent respectivement :

$$-2B\rho_0 + 4(1 - \nu_m) \frac{C}{\rho_0} - 4\nu_m A \rho_0^3 + \frac{2D}{\rho_0^3} = 0$$

$$B\rho_0 - (1 - 2\nu_m) \frac{C}{\rho_0} + (3 - 2\nu_m) A \rho_0^3 + \frac{D}{\rho_0^3} = 0$$

La résolution de ce système de quatre équations, dans le cadre, évidemment, de l'hypothèse simplificatrice $\rho_1 \rightarrow +\infty$, permet de déterminer les quatre constantes A, B, C et D.

D'autre part, la première (152) des deux relations permettant de déterminer les constantes F et H est conservée. La seconde, (154), qui résulte de la condition de continuité du déplacement à l'interface, devient :

$$F\rho_0 + \frac{H}{\rho_0} = 0$$

La résolution de ces deux équations donne F et H.

Finalement, les composantes du champ de contrainte dans la matrice du composite sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma'_{mr} = \frac{S}{2} \left[1 + (1-2\nu_m) \frac{\rho_0^2}{r^2} + \left(1 + \frac{4}{(3-4\nu_m)} \frac{\rho_0^2}{r^2} - \frac{3}{(3-4\nu_m)} \frac{\rho_0^4}{r^4} \right) \cos 2\theta \right] \\ \Sigma'_{m\theta} = \frac{S}{2} \left[1 - (1-2\nu_m) \frac{\rho_0^2}{r^2} - \left(1 - \frac{3}{(3-4\nu_m)} \frac{\rho_0^4}{r^4} \right) \cos 2\theta \right] \\ T'_{mr\theta} = -\frac{S}{2} \left[1 - \frac{2}{(3-4\nu_m)} \frac{\rho_0^2}{r^2} + \frac{3}{(3-4\nu_m)} \frac{\rho_0^4}{r^4} \right] \sin 2\theta \\ \Sigma'_{mz} = S\nu_m \left[1 + \frac{2}{(3-4\nu_m)} \frac{\rho_0^2}{r^2} \cos 2\theta \right] \end{array} \right.$$

Dans ce second cas de deux hypothèses simplificatrices ($\rho_1 \rightarrow +\infty$, $E_f \rightarrow +\infty$), on retrouve donc également les formules connues [98].

L'application numérique montre quand même une différence notable entre les résultats que donnait le calcul complet (166) et (167) et ceux correspondant à l'une des hypothèses simplificatrices ($\rho_1 \rightarrow +\infty$) ou aux deux ($\rho_1 \rightarrow +\infty$ et $E_f \rightarrow +\infty$); ceci prouve bien l'absolue nécessité du calcul complet. Par contre, les résultats obtenus avec les formules simplifiées résultant de ces hypothèses peuvent constituer une vérification rapide des formules complètes, puisque l'application numérique, pour des valeurs très grandes de ρ_1 ou de E_f , doit redonner, pour ces formules complètes, les résultats obtenus avec les formules simplifiées correspondantes ce qui est effectivement le cas.

Enfin, seules les formules obtenues dans le cadre des deux hypothèses simplificatrices ($\rho_1 \rightarrow +\infty$ et $E_f \rightarrow +\infty$), sont réellement simples et sont d'ailleurs utilisées par certains auteurs pour calculer le champ de contrainte dans la matrice des matériaux composites, malheureusement, elles ne permettent évidemment pas d'atteindre le champ de contrainte dans la fibre, résultat essentiel pour l'étude des possibilités de propagation des fissures dans les fibres.

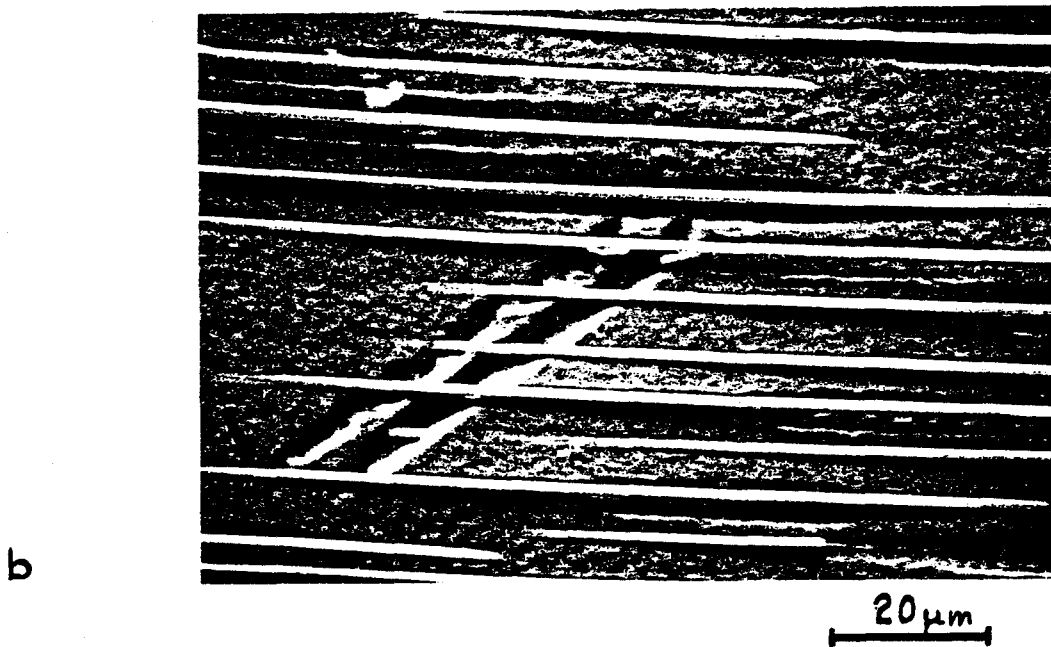
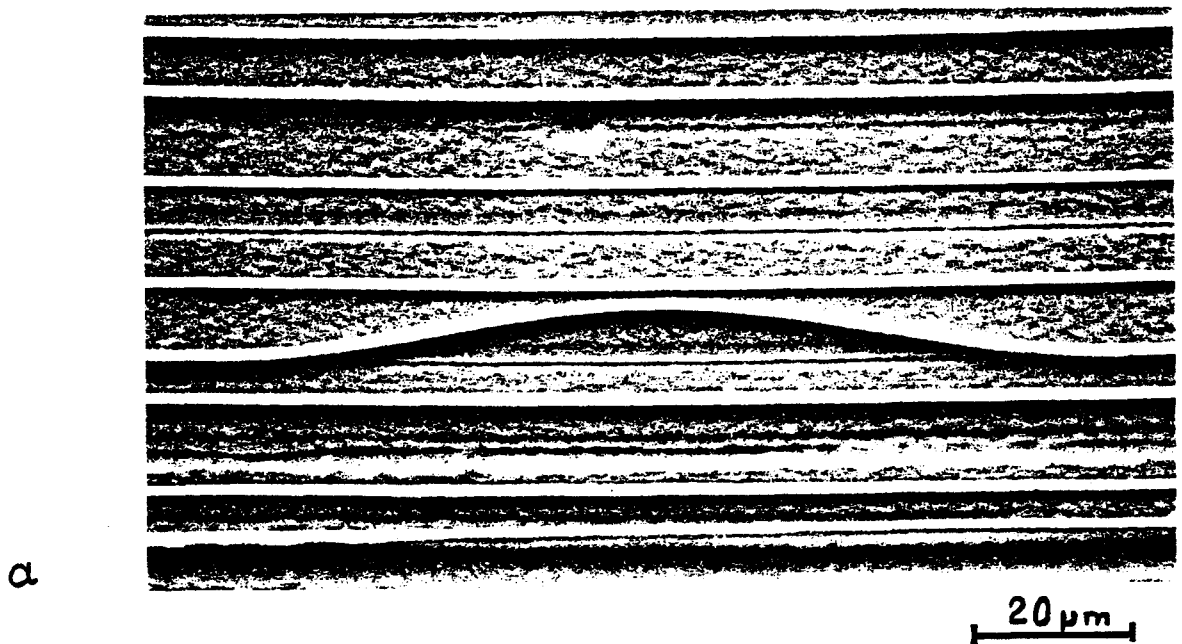


Fig. 45 - Le flambage des fibres, après attaque sélective de la matrice, permet de révéler l'état de contrainte interne du matériau brut (a). Après traction sens travers, mais avant rupture des fibres, la déformation plastique, mise en évidence par l'attaque préférentielle de certaines zones de la matrice, conduit à une relaxation des contraintes internes qui se traduit par une réduction presque totale de la flèche des fibres partiellement dégagées de la matrice (b).

Application à la rupture des fibres :

Les observations en surface sur échantillons polis (Fig. 36), puis in situ sur lames minces (Fig. 40), nous ont permis de comprendre le mécanisme de rupture des fibres : comme en traction longitudinale, il y aurait nucléation d'une fissure dans la fibre par concentration de contrainte en tête d'empilements de dislocations dans la matrice, la propagation s'effectuant ensuite dans les plans de clivage du carbure de tantale, de type $\{001\}$. Or, l'observation sur échantillon poli (Fig. 36) montre que cette propagation peut se produire soit dans des plans $\{001\}$ sensiblement perpendiculaires à l'axe des efforts, ce qui semble logique, mais également dans d'autres plans de type $\{001\}$, contenant même parfois l'axe des efforts, ce qui semble paradoxal. Quelle peut être l'origine de ce phénomène ? Peut-il s'expliquer par une particularité du système de contrainte résultant de la force appliquée sur le composite en sollicitation sens travers, ou bien est-ce la conséquence du mécanisme de déformation et de rupture par empilements de dislocations contre les fibres ?

En ce qui concerne le système de contrainte résultant de l'action de la force appliquée, la composante de la contrainte à prendre en compte pour la propagation de fissures est la contrainte normale au plan de propagation, c'est-à-dire la composante tangentielle $\Sigma_{f\theta}$ donnée par la relation (159). Dans un plan sensiblement perpendiculaire à l'axe des efforts ($\theta \simeq 90^\circ$), la contrainte normale au plan de propagation $\Sigma_{f\theta}$ est une contrainte de traction, de valeur plus élevée que la contrainte appliquée S : $1,24 S$ environ ; la propagation dans un tel plan s'explique donc facilement. Au contraire, dans un plan contenant l'axe des efforts ($\theta \simeq 0^\circ$), la contrainte normale dans la fibre $\Sigma_{f\theta}$ ($0 < r < \rho_0, \theta = 90^\circ$) est bien, comme on l'attendrait, une contrainte de compression, mais sa valeur est si faible qu'elle ne peut s'opposer à la propagation d'une fissure ; par contre, dans la matrice, la contrainte normale au voisinage de la fibre est une contrainte de traction d'assez forte valeur : $\Sigma_{m\theta}(r = \rho_0, \theta = 0^\circ) = 0,42 S$. Ainsi, la répartition des contraintes dans le composite soumis à une sollicitation sens travers est telle que la propagation d'une fissure dans la fibre, dans un plan contenant l'axe des efforts, bien qu'apparemment paradoxale, devient possible puisque la contrainte normale dans la fibre, quasi nulle, ne peut s'opposer à la propagation qui, au contraire, permet de relaxer les contraintes internes de traction, dans la matrice, au voisinage de la fibre. Evidemment, ces calculs, effectués dans le domaine élastique, alors qu'il y a déjà eu réarrangement des contraintes internes

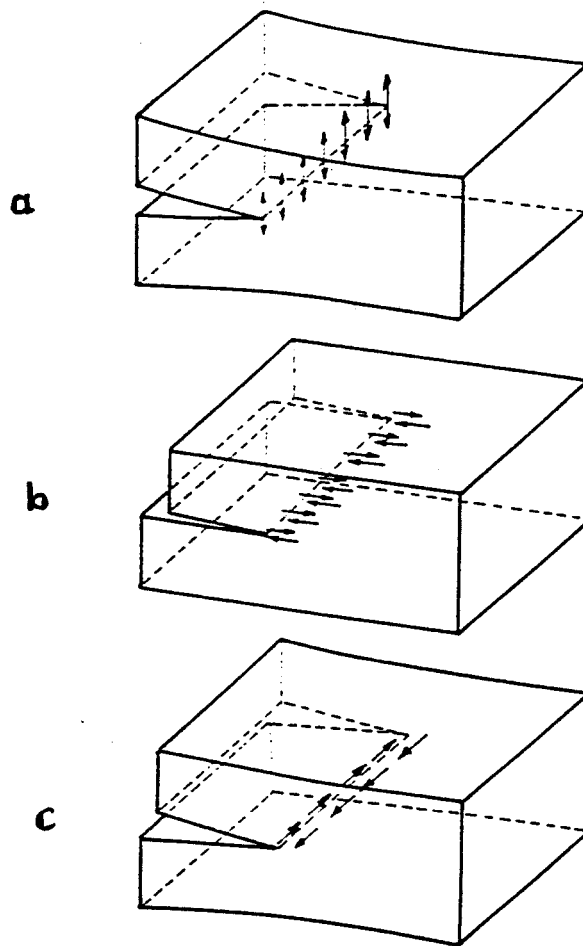


Fig. 46 - Les trois modes de rupture simples : mode I (a), mode II (b) et mode III (c).

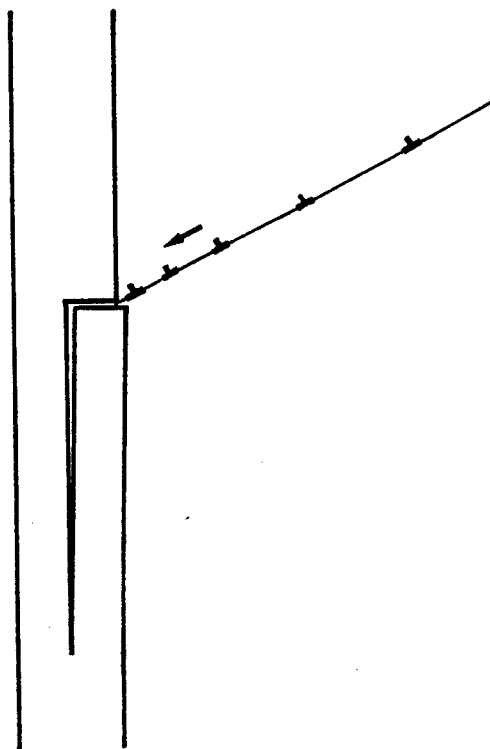


Fig. 47 - Modèle permettant d'expliquer à la fois la nucléation de la fissure dans la fibre en traction sens travers, puis sa propagation dans le plan de type $\{001\}$ le plus proche d'un plan normal au vecteur de Burgers.

par déformation plastique (Fig. 45), ne peuvent qu'indiquer une tendance, mais il est intéressant de noter qu'ils peuvent expliquer un mode de propagation, apparemment impossible, des fissures dans les fibres. Une fois encore, nous noterons que ces considérations, faisant appel aux valeurs des composantes des contraintes non seulement dans la matrice mais également dans la fibre, nécessitaient le calcul complet.

Enfin, pour terminer, venons-en à l'exploitation des observations et des calculs, en terme de mécanismes de déformation et de rupture. Le fait que la propagation longitudinale des fissures dans les fibres puisse se produire indifféremment dans des plans de type $\{001\}$ soumis ou non à une contrainte normale de traction, tendrait à prouver que le critère de choix du plan de propagation serait plutôt la sélection du plan de type $\{001\}$ le plus favorable à la relaxation des contraintes dues à l'empilement qui a nucléé la fissure et dont les dislocations continuent à se déverser dans la fissure, augmentant à chaque fois le cisaillement de $1\bar{b}$ et permettant ainsi la poursuite de la propagation. Ainsi, l'initiation transversale de la fissure, due aux contraintes de cisaillement de l'empilement de dislocations serait suivie d'une courte propagation transversale en mode III ou en mode II (Fig. 46), puis d'une propagation longitudinale en mode I. Le plan de propagation longitudinale serait alors le plan de type $\{001\}$ le plus proche d'un plan normal au vecteur de Burgers des dislocations de l'empilement (Fig. 47). A cet égard, on remarquera (Fig. 31) que si l'angle entre le vecteur de Burgers $[\bar{1}10]$ et les deux plans de type $\{001\}$ contenant l'axe de la fibre est de 45° dans les deux cas, les vecteurs de Burgers $[01\bar{1}]$ et $[\bar{1}01]$ sont, par contre, contenus, chacun, dans l'un ou l'autre de ces plans. Dans ce dernier cas, la propagation longitudinale de la fissure s'effectuera donc dans celui des deux plans de type $\{001\}$ ne contenant pas le vecteur de Burgers.

Ainsi, même si le calcul des contraintes dans la fibre montre bien, résultat essentiel, que celles-ci ne peuvent s'opposer à un mode de propagation apparemment paradoxal des fissures dans la fibre, ce pourrait être, finalement, le mécanisme de déformation plastique par empilement de dislocations qui aurait un rôle plus important que celui supposé au départ ; en effet, il serait non seulement responsable de l'initiation de la fissure dans l'obstacle, la fibre, mais également du choix du plan de propagation.

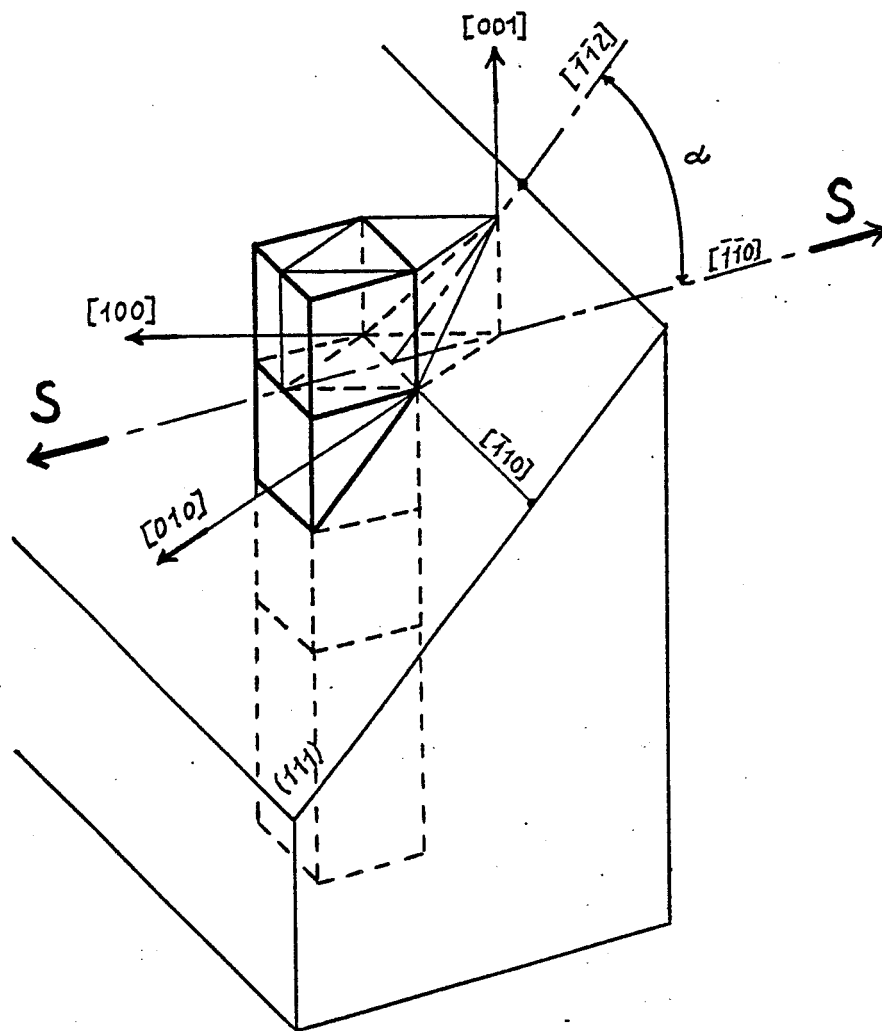


Fig. 48 - Choix de l'orientation cristallographique de l'axe des efforts qui semble le plus représentatif de la situation pour laquelle il peut y avoir nucléation de fissures dans la matrice sur les plans (111).

Application à la nucléation des fissures dans la matrice :

Comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, le matériau composite est un polycristal à grains colonnaires ne possédant en commun que la direction de croissance [001], ainsi, lors d'un essai de traction travers, l'axe des efforts peut prendre, suivant le grain, n'importe quelle orientation contenue dans le plan (001) normal à la direction de croissance. Or, pour calculer les données du problème de la nucléation d'une fissure dans un plan de glissement de type {111}, données telles que la cission et la contrainte normale, il faut commencer par lever l'indétermination concernant l'orientation cristallographique de l'axe des efforts. En fait, l'observation de l'orientation approximative des facettes cristallographiques observées au voisinage ou à l'aplomb des fibres sur les surfaces de rupture (Fig. 37), ainsi que les observations in situ (Fig. 41), permettent de supposer que l'orientation de l'axe des efforts suivant la direction [110] (Fig. 48) semble assez représentative de la situation pour laquelle il peut y avoir nucléation de fissures dans la matrice dans les plans (111). C'est donc cette orientation que nous avons retenue pour déterminer la cission et la contrainte normale dans le plan de glissement (111) lorsque le matériau est soumis à une sollicitation sens travers.

Comme dans le chapitre III, il est possible de déterminer les composantes de la cission dans le plan de glissement et la contrainte normale, à partir des composantes de la contrainte calculées précédemment. Cependant, dans le cas de la sollicitation sens travers, le problème ne présente plus la symétrie de révolution et les composantes de la contrainte Σ_r , Σ_θ et Σ_z dépendent alors non seulement de r mais aussi de θ ; d'autre part, la cission $T_{r\theta}$ n'est plus identiquement nulle : elle s'annule uniquement pour $\theta = n\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire sur les axes de l'ellipse représentative du plan de glissement de type {111}. Le calcul permet toutefois de dresser la carte de la cission et de la contrainte normale dans le plan de glissement (Fig. 49) et de la comparer aux valeurs obtenues en l'absence de fibre, c'est-à-dire dans un monocristal, valeurs constantes dans tout le plan, données par la construction du cercle de Mohr. Dans le cas d'un monocristal sollicité suivant l'axe [110], le plan de glissement étant le plan (111) :

$$\tau = \frac{S}{2} \sin -2 \left(-\frac{\pi}{2} + \alpha \right) = \frac{S}{2} \sin 2\alpha = 0,47 S$$

$$\sigma_n = S \cos^2 \left(-\frac{\pi}{2} + \alpha \right) = S \sin^2 \alpha = 0,67 S$$

Mais par contre :

$$\tau = \frac{F}{2} \sin -2\alpha = -0,47 F$$

$$\sigma_n = F \cos^2 \alpha = 0,33 F$$

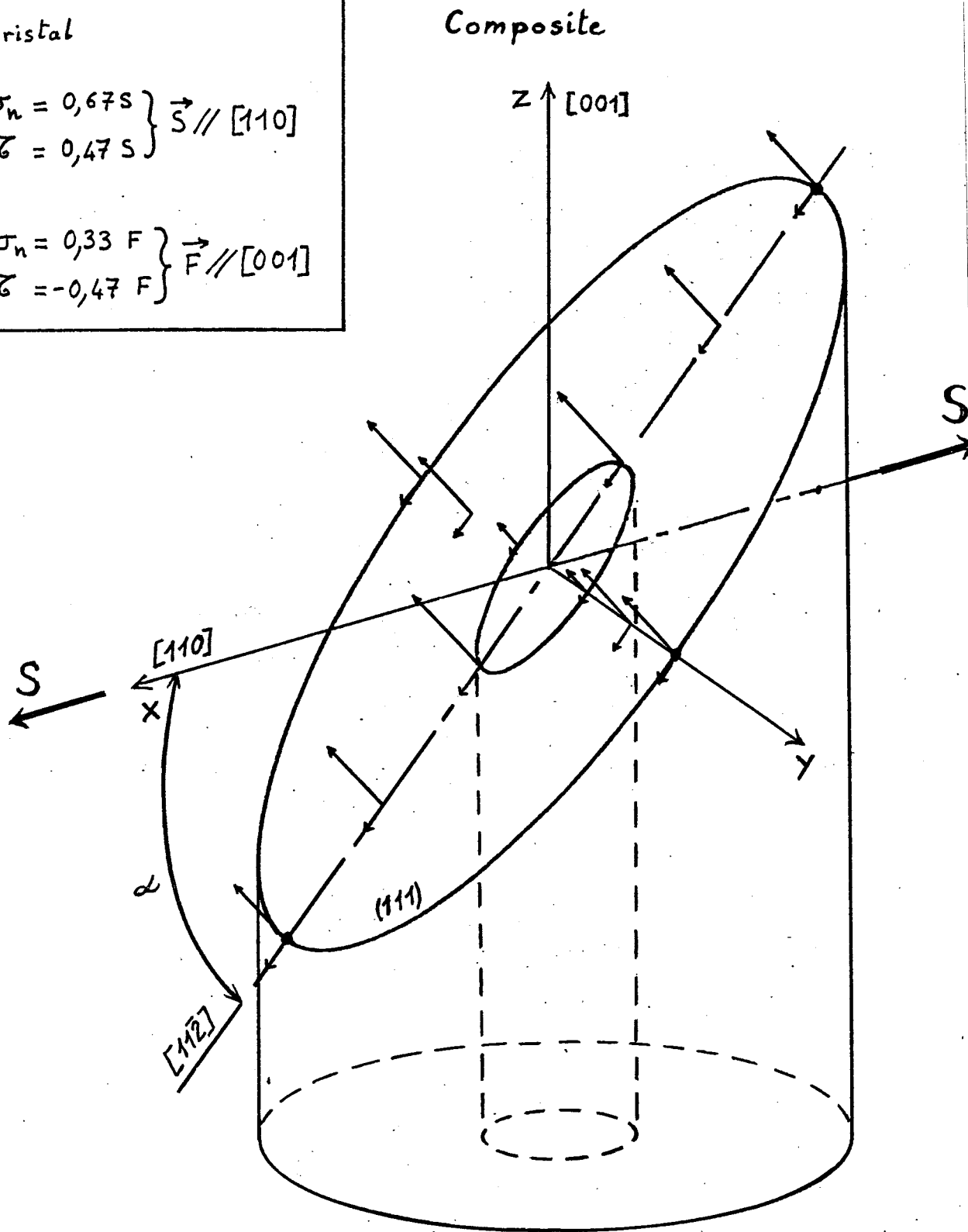
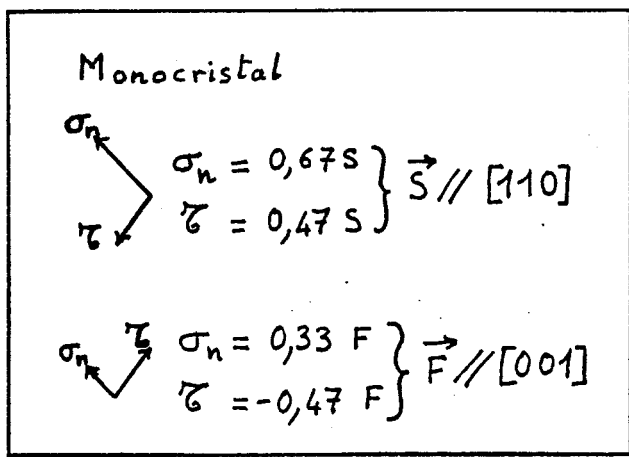


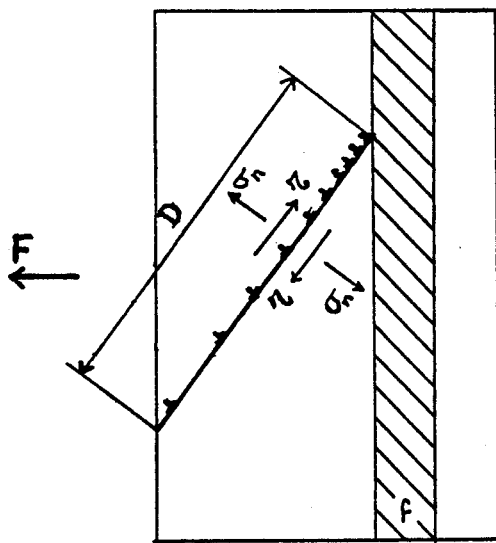
Fig. 49 - Carte de la cission et de la tension normale au plan de glissement (111) dans la matrice du composite soumis à une sollicitation de sens travers appliquée suivant la direction $[110]$. Comparaison avec les valeurs obtenues dans un monocristal soumis à des forces de traction appliquées respectivement suivant les directions $[110]$ ou $[001]$.

dans le cas d'une sollicitation de type sens long, c'est-à-dire suivant l'axe [001]. Ainsi, dans les deux cas retenus pour ces calculs sur monocristaux, les cisssions, égales en valeurs absolues, sont de signes opposés ; par contre, la contrainte normale, qui est une contrainte de traction dans les deux cas, est deux fois plus faible en traction longitudinale

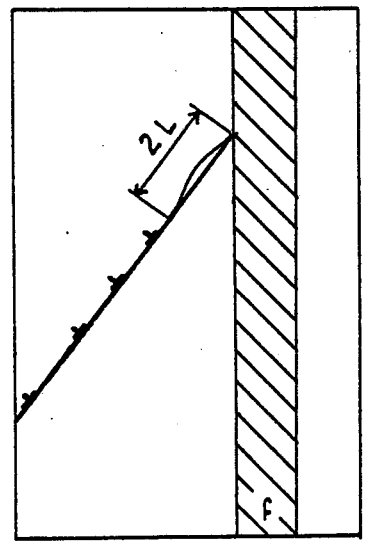
Première constatation, en comparant ces résultats obtenus sur monocristaux à ceux du composite, la cisssion dans la matrice du composite soumis à une sollicitation sens travers est inférieure d'environ 50% à la cisssion correspondante dans un monocristal. De plus, en comparant la carte de la cisssion avec celle obtenue pour les contraintes internes, il apparaît que dans la plus grande partie du plan de glissement, la cisssion correspondant à la sollicitation sens travers est de signe opposé à celle qui résulte des contraintes internes. Ces deux remarques sont en bon accord avec le fait que la limite élastique en traction travers (≈ 250 MPa) est plus élevée que celle observée en traction sens long dans le composite ou dans la matrice seule (≈ 150 MPa), phénomène que les différences d'orientation cristallographique des axes des efforts ne permettait pas d'expliquer. D'autre part, dans le cadre d'un modèle de rupture des fibres par empilements de dislocations de la matrice contre les fibres, mécanisme contrôlé par la valeur de la cisssion résolue dans le plan de glissement, ces remarques pourraient également expliquer, au moins partiellement, le fait que la rupture des fibres se produit en traction sens travers à un niveau de contrainte plus élevé qu'en traction sens long (700 MPa au lieu de 600 MPa environ).

Enfin, en ce qui concerne la tension normale dans la matrice du composite, il s'agit d'une force de traction qui, bien que variant en fonction de la position dans le plan, est supérieure d'environ 30% à la tension normale correspondante dans un monocristal sollicité suivant une direction de type [110], mais est supérieure d'environ 250% à la tension normale dans le cas d'une sollicitation dirigée suivant [001], c'est-à-dire d'une traction longitudinale. D'autre part, cette tension normale se trouve encore augmentée des contraintes internes qui tendent à mettre la matrice en traction, la contrainte normale correspondante ayant une valeur moyenne de l'ordre de 100 MPa.

De ces considérations sur les valeurs de la cisssion et de la contrainte normale dans la matrice du composite soumis à une traction sens travers, il s'ensuit que ce type de sollicitation permet d'accéder à une situation particulière : une cisssion du même ordre de grandeur que celle obtenue en



a



b

Fig. 50 - Modèle de nucléation d'une fissure dans un plan de glissement : concentration de dislocations (a) soumises à une forte contrainte normale, conduisant à l'initiation d'une fissure (b).

traction sens long, mais combinée ici à une contrainte normale au plan de glissement de valeur nettement plus élevée. Le problème se pose alors dans les termes suivants : quel modèle permettrait-il d'expliquer la nucléation interne des fissures, à la température ambiante, dans un matériau ductile comme la matrice du composite, mais dans lequel se trouvent réalisées simultanément les trois conditions suivantes : obstacles infranchissables, cisssion élevée et contrainte normale au plan de glissement de très forte valeur.

V. 4. Mécanisme d'ouverture des fissures dans les plans de glissement

Le modèle, auquel les observations d'amorçage sur les plans de glissement font naturellement penser, est celui qui fut suggéré par Bullough à Deruyttère et Greenough pour expliquer la rupture par clivage dans le plan de base de monocristaux de zinc [99], modèle présenté et utilisé également par Rozhanskii [100] pour expliquer la formation de fissures dans les plans de glissement de monocristaux de zinc amalgamé [101]. Ce modèle, représenté schématiquement Fig. 50 dans le cas particulier où la concentration de dislocations résulte de leur empilement contre une fibre, repose sur l'idée suivante : la présence d'un grand nombre de dislocations concentrées dans le plan de glissement réduit localement l'énergie de cohésion ; la tension normale nécessaire pour nucléer une fissure dans ce plan devient alors inférieure à celle qu'il faudrait en l'absence de cette concentration de dislocations. Gilman [102] puis Bullough [103] ont proposé un traitement mathématique du problème.

Considérons tout d'abord la propagation d'une fissure existante sous l'action d'une contrainte normale σ_n (Fig. 51a). D'après la théorie de Griffith [104], analyse se rapportant à un milieu élastique isotrope, une telle fissure va se propager si l'énergie totale de la fissure W_T décroît lorsque la longueur de la fissure augmente c'est-à-dire lorsque $\frac{dW_T}{dL}$ est négatif. Or, l'énergie totale de la fissure, W_T , augmentation de l'énergie potentielle de l'échantillon (enthalpie libre) due à l'ouverture de la fissure, comprend trois termes :

- un terme W_s correspondant à l'énergie nécessaire à la création de deux surfaces libres qui vaut, pour une fissure de longueur $2L$, dans un cristal d'épaisseur unité :

$$W_s = 4 L \gamma_s \quad (168)$$

où γ_s est l'énergie de surface rapportée à la surface unitaire (énergie spécifique).

- un terme W_e correspondant à l'augmentation d'énergie élastique du fait

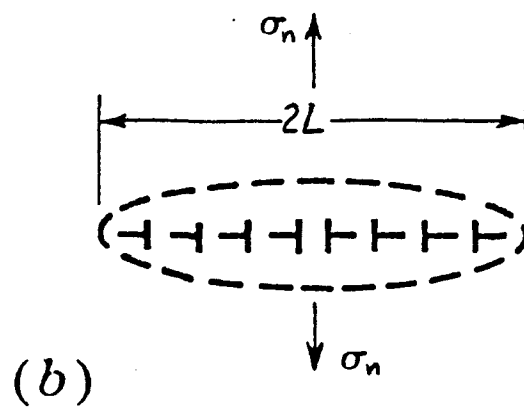
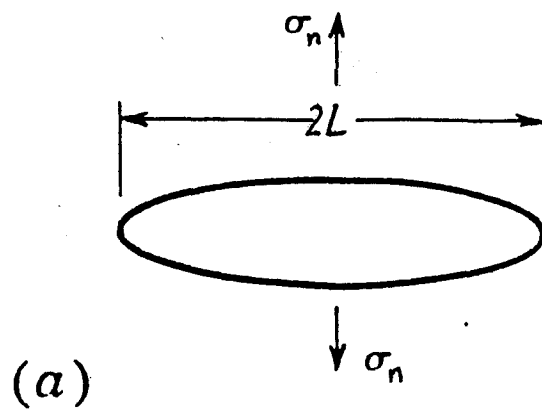


Fig. 51 - Fissure de Griffith :

a) Représentation schématique,

b) Modélisation à l'aide d'un empilement double de dislocations de montée
(source de Bardeen-Herring).

des concentrations de contrainte autour de la fissure. Ce terme qui a été déterminé par Griffith [104] à partir de la répartition des contraintes obtenue par Inglis [105], peut également être calculé en assimilant la fissure à un empilement double de dislocations émises par une source de montée, source de Bardeen-Herring située au centre de la fissure [106] (Fig.51b).

$$W_e = \frac{\pi(1-\nu)\sigma_n^2(2L)^2}{8G} \quad (169)$$

(Nota : le terme ainsi calculé est en fait une énergie interne U , approximativement égale à l'énergie libre $F = U - TS$, la contribution de l'entropie à l'énergie libre étant négligeable).

- un terme T représentant le travail des forces extérieures. D'après Love [107], Eshelby [108], ce terme T est tel que :

$$T = -2W_e$$

L'énergie totale de la fissure est donc :

$$W_T = 4L\gamma_s - \frac{\pi(1-\nu)\sigma_n^2(2L)^2}{8G} \quad (170)$$

La fissure se propagera si l'énergie totale W_T décroît lorsque la longueur de la fissure augmente, c'est-à-dire lorsque $\frac{dW_T}{dL}$ est négatif. Or :

$$\frac{dW_T}{dL} = 4\gamma_s - \frac{\pi(1-\nu)\sigma_n^2 L}{G} \quad (171)$$

La contrainte théorique de rupture en présence d'une fissure de longueur $2L$ est alors :

$$\sigma_c = \left(\frac{4\gamma_s G}{\pi(1-\nu)L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (172)$$

Cette dernière relation est connue sous le nom de critère de Griffith.

Considérons maintenant le cas d'une fissure dont la nucléation puis la propagation ont lieu dans un plan de glissement contenant un empilement de n dislocations (Fig.50a). Au cours de la propagation, les dislocations vont disparaître et la plus grande part de l'énergie élastique correspondante va se trouver libérée. La prise en compte de ce phénomène va se traduire par l'introduction d'un terme supplémentaire dans la théorie de Griffith décrite précédemment : le terme correspondant à l'énergie de celles des dislocations de l'empilement qui vont disparaître lors de l'ouverture de la fissure. Or, l'énergie de déformation d'une dislocation coin est donnée par :

$$E = \frac{1}{2} \int_{r_0}^R \tau b \, dr = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \int_{r_0}^R \frac{dr}{r} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \text{Log} \frac{R}{r_0}$$

où r_0 est le rayon de coeur et R la dimension du cristal. Ce qui peut

encore s'écrire, en séparant les contributions énergétiques relatives à l'intérieur et à l'extérieur d'un domaine de dimension $2L$:

$$E = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{R}{L} + \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{L}{r_0}$$

Ainsi, l'énergie totale d'une superdislocation de vecteur de Burgers $n\vec{b}$, représentant les n dislocations de l'empilement, sera donné avec une bonne approximation par :

$$E = \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{R}{r_0}$$

ou encore :
$$E = \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{R}{L} + \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{L}{r_0}$$

où $2L$ représente la longueur de la fissure.

Dans cette expression, le second terme correspond à l'énergie des dislocations situées dans le domaine où il va y avoir relaxation par ouverture de la fissure de longueur $2L$, alors que le premier terme correspond à l'énergie des dislocations situées en dehors de ce domaine et qui vont subsister dans le plan de glissement après ouverture de la fissure.

Par conséquent, l'énergie totale de la fissure de longueur $2L$ ouverte dans le plan de glissement (Fig.50b) est donnée par :

$$W_{T'} = 4L\gamma_s - \frac{\pi(1-\nu)\sigma_n^2(2L)^2}{8G} - \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\nu)} \operatorname{Log} \frac{L}{r_0} \quad (173)$$

Pour qu'il y ait nucléation puis propagation, il faut que $W_{T'}$ soit une fonction monotone décroissante de L . Or, $W_{T'}$ passe par des extréma pour :

$$\frac{dW_{T'}}{dL} = 0 = 4\gamma_s - \frac{\pi(1-\nu)\sigma_n^2 L}{G} - \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\nu)} \frac{1}{L}$$

c'est-à-dire pour L solution de l'équation du second degré :

$$\frac{\pi(1-\nu)\sigma_n^2}{G} L^2 - 4\gamma_s L + \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\nu)} = 0 \quad (174)$$

Or, le produit des racines ($\frac{c}{a}$) étant positif, cette équation admet deux solutions de même signe ; positives toutes deux car leur somme ($-\frac{b}{2a}$) est positive. Ainsi, pour que $W_{T'}$ (173) soit une fonction monotone décroissante de L , il faut que les deux solutions de l'équation (174) soient confondues ; la courbe $W_{T'}$ en fonction de L présentera alors pour cette valeur un point d'inflexion. Les deux solutions seront confondues si le discriminant de l'équation (174) est nul :

$$\Delta = b^2 - 4ac = 0 \Rightarrow 16\gamma_s^2 = \sigma_n^2 (nb)^2$$

soit :

$$\sigma_n = \frac{4 \gamma_s}{nb} \quad (175)$$

D'autre part, le nombre de dislocations d'un empilement de longueur D dans un plan soumis à une cisssion τ est donné par [71] :

$$n = \frac{\pi (1-\nu) D \tau}{Gb} \quad (176)$$

Ce résultat, reporté dans la relation (175), donne :

$$\sigma_n = \frac{4 \gamma_s G}{\pi (1-\nu) D \tau} \quad (177)$$

Il pourra donc y avoir nucléation puis propagation de la fissure dans le plan de glissement si :

$$\sigma_n \tau \geq \frac{4 \gamma_s G}{\pi (1-\nu) D} \quad (178)$$

Pour une valeur de l'énergie de surface γ_s de 2 J m^{-2} environ (2000 erg cm^{-2}) [109,110], un module de cisaillement ($G_{(111)[\bar{1}10]} = \frac{3}{s_{44} + 4(s_{11} - s_{12})} = \frac{3c_{44}(c_{11} - c_{12})}{c_{11} - c_{12} + 4c_{44}}$) de 60 000 MPa environ [56,57], un coefficient de Poisson ν de 0.3 et une longueur D de 5 μm , ce critère de nucléation devient :

$$\sigma_n \tau \geq 44\,000 \text{ (MPa)}^2 \quad (179)$$

Par conséquent, si l'on peut avoir nucléation de fissure dans le plan de glissement en traction travers alors que l'on n'observe pas le phénomène en traction longitudinale, c'est que le produit contrainte normale-cisssion dépasse cette valeur critique dans le premier cas et non dans le second.

Or, en traction longitudinale, nous avons vu que l'effet de la contrainte appliquée sur les composantes σ_x et σ_y était très faible, ainsi le calcul de la cisssion résolue peut s'effectuer aussi simplement que pour un monocristal soumis à une sollicitation uniaxiale suivant l'axe [001]. Dans ces conditions, la valeur du facteur de Schmid étant de 0.408 pour le système de glissement (111) [$\bar{1}01$], la cisssion résolue dans le plan de glissement, au crochet de traction ($\sigma_z = 590 \text{ MPa}$), a donc pour valeur 240 MPa environ. La contrainte normale au plan de glissement, due à la sollicitation uniaxiale au crochet de traction ($\sigma_z = 590 \text{ MPa}$), est donnée par la formule $\sigma_n = \sigma_z \cos^2 \alpha$ (avec $\alpha = 54^\circ 44'$) ce qui donne une contrainte normale de 200 MPa environ. En ce qui concerne l'effet des contraintes internes, nous avons déjà remarqué, dans la troisième partie, que la propagation des dislocations à grande distance était inhibée par la présence de zones de zéros dans la carte des cisssions résolues ; la cisssion provenant des contraintes internes peut ainsi être négligé. Quant à la contrainte normale résultant des contraintes

internes celle-ci peut être déterminée à l'aide de la formule (75), en différents points du plan de glissement. La contrainte normale atteint un maximum d'environ 1000 MPa au voisinage de la fibre, pour $\theta = 90^\circ$, c'est-à-dire sur l'axe $[\bar{1}10]$ contenu dans le plan de glissement, au contraire, sur l'axe qui lui est perpendiculaire, $[\bar{1}\bar{1}2]$, la contrainte normale est une contrainte de compression : $\sigma_n \simeq -700$ MPa. De toute façon, la déformation plastique au crochet de traction étant de l'ordre de 1%, déformation égale et opposée à la déformation élastique en compression des fibres dans le matériau initial soumis aux contraintes internes d'origine thermique, il semble logique de supposer qu'au crochet de traction les contraintes internes soient ramenées à un niveau négligeable. Ainsi, les contraintes à prendre en compte seraient les suivantes : une cisssion $\tau = 240$ MPa et une contrainte normale $\sigma_n = 200$ MPa. On remarque immédiatement que le produit des deux est juste du même ordre de grandeur que le produit $\sigma_n \tau$ du critère de nucléation de fissure dans les plans de glissement (179). Ainsi, en traction longitudinale le produit $\sigma_n \tau$ n'atteint une valeur suffisante pour nucléer ce type de fissure que lorsque la cisssion devient suffisamment élevée pour créer des empilements de dislocations tels que la contrainte en tête conduise immédiatement à la rupture des fibres. C'est d'ailleurs ce dernier phénomène que l'on observe expérimentalement.

En ce qui concerne la sollicitation sens travers, le calcul effectué dans le cadre de la théorie de l'élasticité a montré que pour une sollicitation donnée, la cisssion dans le plan de glissement était plus faible qu'en traction longitudinale, mais que par contre, la contrainte normale pouvait atteindre une valeur presque trois fois supérieure à celle obtenue en traction longitudinale. Malheureusement, il est impossible d'utiliser directement les résultats de ces calculs au niveau de charge correspondant à la nucléation de fissures dans la matrice, niveau de charge pour lequel le matériau a déjà subi une importante déformation plastique. Par contre, il semble possible de négliger l'effet des contraintes internes d'origine thermique car nous avons pu montrer expérimentalement que les premiers stades de la déformation plastique en traction travers, création des empilements de dislocations, conduisaient à la décharge des contraintes internes du matériau (Fig.45b). De toute façon, les résultats expérimentaux

peuvent nous guider dans l'interprétation des calculs ; ainsi, nous savons qu'au niveau de charge où apparaît l'amorçage des fissures dans les plans de glissement de la matrice, la force appliquée est plus importante qu'au crochet de traction en sollicitation longitudinale : 700 MPa au lieu de 590 MPa. Or, les ruptures de fibres par clivage n'apparaissent pas à un niveau de charge inférieur, et ces ruptures ne peuvent se produire que lorsque la cisssion dans le plan de glissement atteint une valeur suffisante pour créer des empilements de dislocations tels que la contrainte en tête soit suffisante pour initier la rupture de la fibre. Ainsi, il semble donc qu'il faille une charge de 700 MPa en traction travers pour que la cisssion puisse atteindre 240 MPa environ dans les plans de glissement, valeur déterminée par les essais de traction sens long et obtenue pour une charge de 590 MPa. Ceci confirme bien le résultat obtenu par le calcul élastique, à savoir qu'à charge imposée égale, le cisaillement serait plus faible en traction travers qu'en traction longitudinale. Le fait que les nucléations de fissures dans les plans de glissement soient observées pour les mêmes niveaux de charge que le clivage des fibres, permet donc d'estimer la cisssion dans les plans de glissement à environ 240 MPa au moment de la nucléation. Quant à la contrainte normale au plan de glissement, en négligeant la présence des fibres, et en considérant le matériau comme un monocristal soumis à une charge de 700 MPa suivant un axe de type $[110]$, elle pourrait atteindre la valeur de 470 MPa ($\sigma_n = \sigma_z \cos^2 \alpha'$ avec $\alpha' = 35^\circ 16'$) contre 230 MPa pour un axe de traction de type $[100]$. Déjà, avec de telles valeurs de la cisssion et de la contrainte normale, le produit $\sigma_n \tau$ sera presque égal au triple de la valeur critique (179) au dessus de laquelle il peut y avoir nucléation de fissure dans les plans de glissement de la matrice. De plus, si l'on suppose que le modèle élastique reste au moins partiellement valable pour le niveau de charge auquel s'opère la nucléation et pour lequel il y a déjà eu une déformation plastique importante, alors la contrainte normale serait encore plus élevée et le produit $\sigma_n \tau$ également ! De toute façon, ces estimations, qui ne sont que des ordres de grandeur, montrent clairement que la nucléation de fissures dans les plans de glissement, difficile en traction longitudinale, devient tout à fait possible en traction sens travers, le modèle permettant alors d'expliquer les observations faites in situ dans le microscope LMV et en microscopie électronique à balayage sur le matériau massif.



V. 5. Conclusion

Le calcul des contraintes, effectué dans le composite soumis à une sollicitation sens travers, a permis d'expliquer la nucléation et la propagation de fissures dans les fibres, non seulement dans un plan normal à l'axe des efforts, mais aussi, situation expérimentale d'apparence paradoxale, dans un plan contenant l'axe des efforts : le critère de choix du plan de propagation longitudinale des fissures dans les fibres ne serait pas la valeur de la contrainte normale à ce plan, mais plutôt une orientation de ce plan, favorable à la relaxation des contraintes dues à l'empilement de dislocations ayant nucléé la fissure et dont les dislocations continuent à se déverser dans la fissure au cours de la propagation. D'autre part, dans la matrice, les calculs nous ont montré que la sollicitation sens travers permettait d'accéder à une situation assez exceptionnelle en ce qui concerne la répartition et le niveau des contraintes et d'expliquer ainsi la nucléation de fissures internes, à la température ambiante, dans un matériau ductile comme la matrice base nickel. L'existence de ce mécanisme, déjà observé dans les matériaux hexagonaux comme le zinc dans lequel l'énergie de surface est relativement faible ($\gamma_s = 0.65 \text{ J m}^{-2} = 650 \text{ erg cm}^{-2}$), mais inconnu dans les cubiques à faces centrées où γ_s atteint une valeur nettement supérieure (Ni : $\gamma_s = 2 \text{ J m}^{-2} = 2000 \text{ erg cm}^{-2}$), serait dû à la possibilité de réaliser simultanément, dans la matrice de certains grains favorablement orientés dans le composite soumis à une sollicitation sens travers, les quatre conditions suivantes : glissement planaire, obstacles infranchissables par cisaillement, cisaillement élevé et contrainte normale au plan de glissement de forte valeur. Enfin, sur le plan expérimental, le fait d'avoir pu observer, in situ, des mécanismes tels que la nucléation de la fissure dans les fibres et sa propagation longitudinale, ainsi que l'amorçage de fissures internes dans la matrice, constitue une preuve irréfutable des possibilités uniques offertes par le microscope haute tension dans le domaine de l'étude des mécanismes fondamentaux de déformation et de rupture des matériaux.

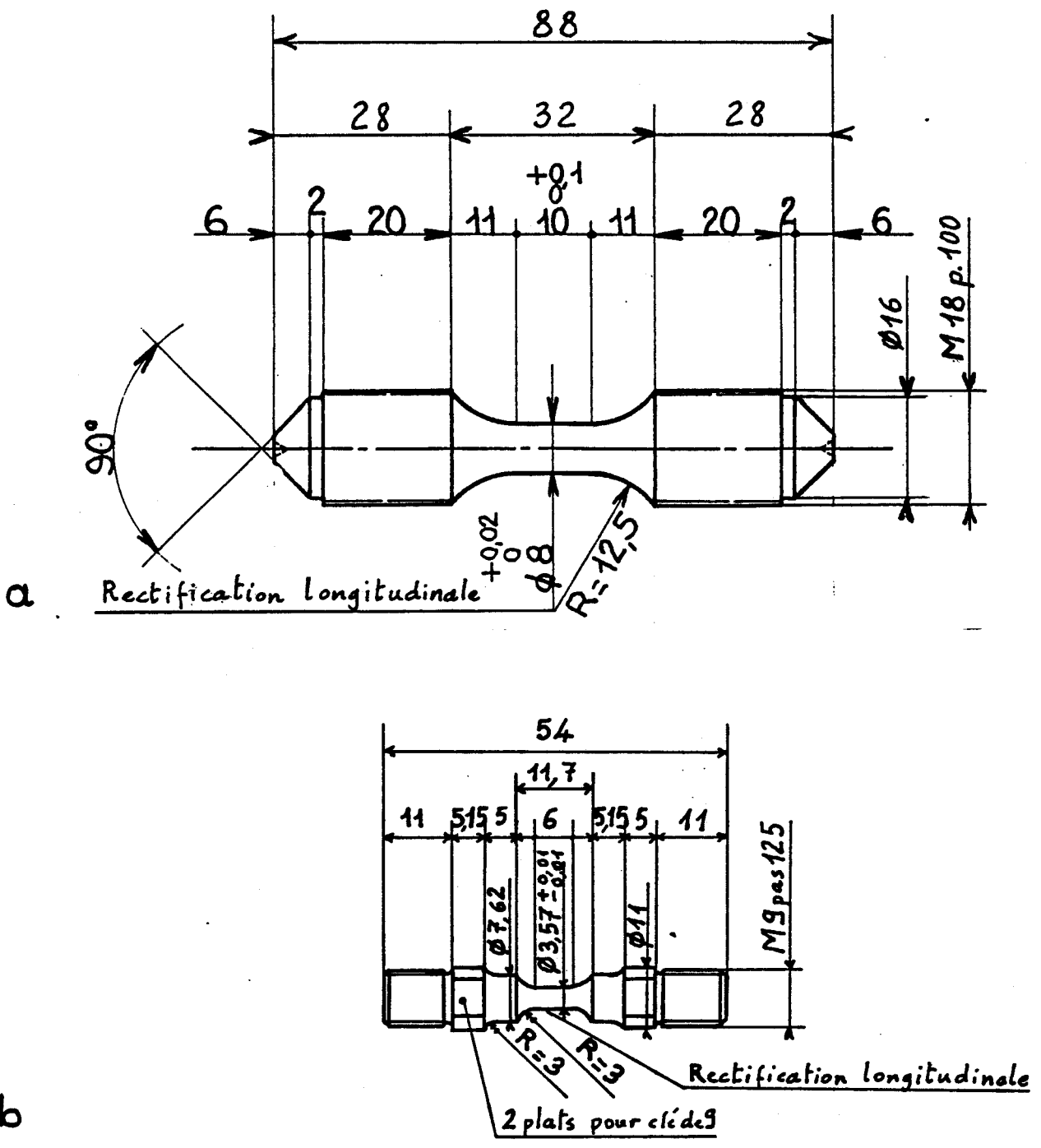


Fig. 52 - Epruvettes de fatigue en traction-compression utilisées pour la détermination de la courbe d'écrouissage cyclique (a) et de la courbe de Wöhler (b).

VI COMPORTEMENT EN FATIGUE DU COMPOSITE DE SOLIDIFICATION

MECANISME DE RUPTURE DES FIBRES

DECOHESION A L'INTERFACE FIBRE-MATRICE

VI. 1. Comportement du matériau massif

Les essais de fatigue nécessaires à la détermination, d'une part, de la courbe contrainte-déformation d'écroutissage cyclique et, d'autre part, de la courbe d'endurance contrainte- nombre de cycles à rupture ou courbe de Wöhler, ont tous été effectués à la température ambiante, en sollicitation alternée pure (symétrique) c'est-à-dire telle que le rapport des contraintes, rapport algébrique de la contrainte minimale sur la contrainte maximale dans un cycle, soit égal à - 1 :

$$R_{\sigma} = \frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}} = -1$$

Les éprouvettes utilisées pour déterminer les courbes d'écroutissage cyclique (Fig. 53) et la courbe de Wöhler (Fig. 54) ont été taillées dans des barreaux de composite de diamètre respectifs : 20 et 12 mm. Dans les deux cas, la finition du fût et des congés a été effectuée par rectification sens longitudinal suivie éventuellement d'un poli, sens longitudinal également. Dans tous les cas, l'axe des efforts est confondu avec la direction de croissance [001].

La courbe d'écroutissage cyclique, contrainte à saturation en fonction de l'amplitude de déformation, a été réalisée en déformation imposée [111] sur une machine servohydraulique (Mayès, capacité 50 kN) à une fréquence de 0,2 Hz (base des capteurs extensométriques : 10 mm). D'une façon générale, la courbe d'écroutissage cyclique est obtenue en effectuant une série d'essais à contrainte ou déformation imposée conduisant, à saturation, à une série de boucles d'hystérésis stables ; la courbe construite en joignant les sommets de ces boucles d'hystérésis constitue alors la courbe d'écroutissage cyclique. Dans le cas présent, cette courbe a été obtenue à l'aide d'une seule éprouvette, par la méthode des paliers successifs de déformation, la contrainte à saturation étant reportée sur la courbe d'écroutissage cyclique pour chaque amplitude de déformation. Un essai, réalisé à une déformation imposée de $\frac{\Delta \epsilon_t}{2} = 0,744 \%$, sur une autre éprouvette, a permis de confirmer ces résultats. La courbe d'écroutissage cyclique (Fig. 53) se trouve située au dessus de la courbe monotone du composite ; il y aurait donc durcissement par écroutissage cyclique (strain-hardening). La courbe d'écroutissage cyclique ne présente pas le phénomène de plateau qui est généralement attribué, dans les monocristaux

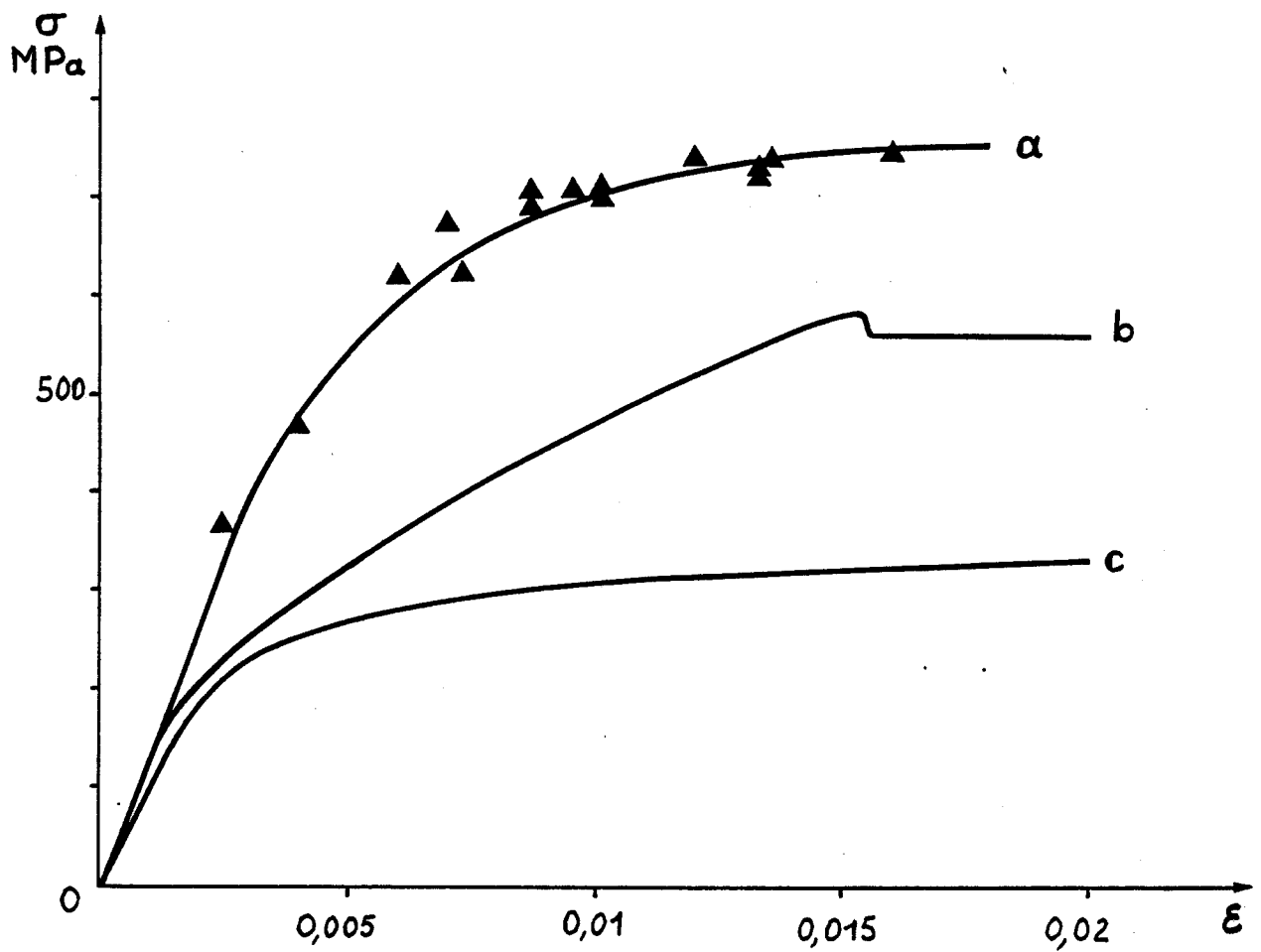


Fig. 53 - Courbes contrainte-déformation d'écrouissage monotone et cyclique.
 Courbe d'écrouissage cyclique du composite Ni(Cr,Ta)-TaC (a), courbes de traction monotone du composite (b) et de la matrice seule (axe des efforts suivant [100]) (c).

ou les matériaux à gros grains, à la présence de bandes de glissement permanentes (persistent slip bands : PSB). Par contre, cette courbe présente un comportement asymptotique à partir d'un certain taux de déformation ($\approx 1,5\%$). Or, en traction monotone, c'est précisément le taux de déformation pour lequel apparaissent les ruptures de fibres. Le comportement asymptotique de la courbe d'écrouissage cyclique pourrait donc être attribué à la rupture des fibres au dessus d'un certain taux de déformation cyclique imposée.

Pour déterminer la courbe de Wöhler, les essais de fatigue ont été réalisés en contrainte imposée, soit sur un vibrophore Amsler à une fréquence de 150 Hz environ pour les essais à grand nombre de cycles, soit sur une machine servohydraulique (Mayes, capacité 50 kN ou MTS, capacité 100 kN) à une fréquence de 20 Hz. La courbe de Wöhler, amplitude de la contrainte en fonction du nombre de cycles à rupture, est représentée Fig. 54. La limite d'endurance du composite est d'environ 220 MPa pour des éprouvettes ayant subi 10^7 cycles. Afin de mieux situer le comportement de la matrice seule par rapport au composite, quelques essais ont été réalisés sur des éprouvettes identiques, taillées dans des monocristaux de matrice seule, l'axe des efforts étant une direction de type $\langle 001 \rangle$. La courbe de Wöhler, extrapolée à partir de ces quelques essais indicatifs, est également reportée Fig. 54. Nous remarquerons que les résultats obtenus sur la matrice seule présentent une plus grande dispersion que ceux du composite, ce qui montre bien, a posteriori, le comportement homogène et reproductible du composite. A charge imposée égale (± 300 MPa), le nombre de cycles à rupture (endurance ou durée de vie en fatigue) du composite est d'environ $2 \cdot 10^6$ cycles contre 10^5 pour la matrice seule, soit un gain d'un facteur 20 environ. D'autre part, afin d'élever artificiellement la résistance à la fatigue de certaines éprouvettes de composite, nous avons utilisé l'effet de sous-charge ou "understressing". La méthode consiste à augmenter la charge par palier (10 MPa dans le cas présent), chaque palier de contrainte correspondant à un grand nombre de cycles (10^7). Dans certains cas, cette méthode nous a permis d'élever l'endurance, à charge imposée égale, d'un facteur 10 environ ; la matrice de ces éprouvettes de composite peut alors subir avant rupture 100 fois plus de cycles qu'elle n'aurait pu en subir dans une éprouvette de matrice seule, ou, à même nombre de cycles ($5 \cdot 10^6$) passer d'une limite d'endurance de ± 220 MPa pour la matrice seule à ± 320 MPa pour le composite sollicité par understressing. Ainsi, l'utilisation conjointe du composite et de l'effet de sous-charge nous permettra d'obtenir de façon homogène, dans toute la matrice du composite, un niveau de déformation plastique cumulée très élevé, obtenu pour des niveaux de contrainte que l'on ne pourrait rencontrer, dans une éprouvette de matrice seule, c'est-à-dire dans un

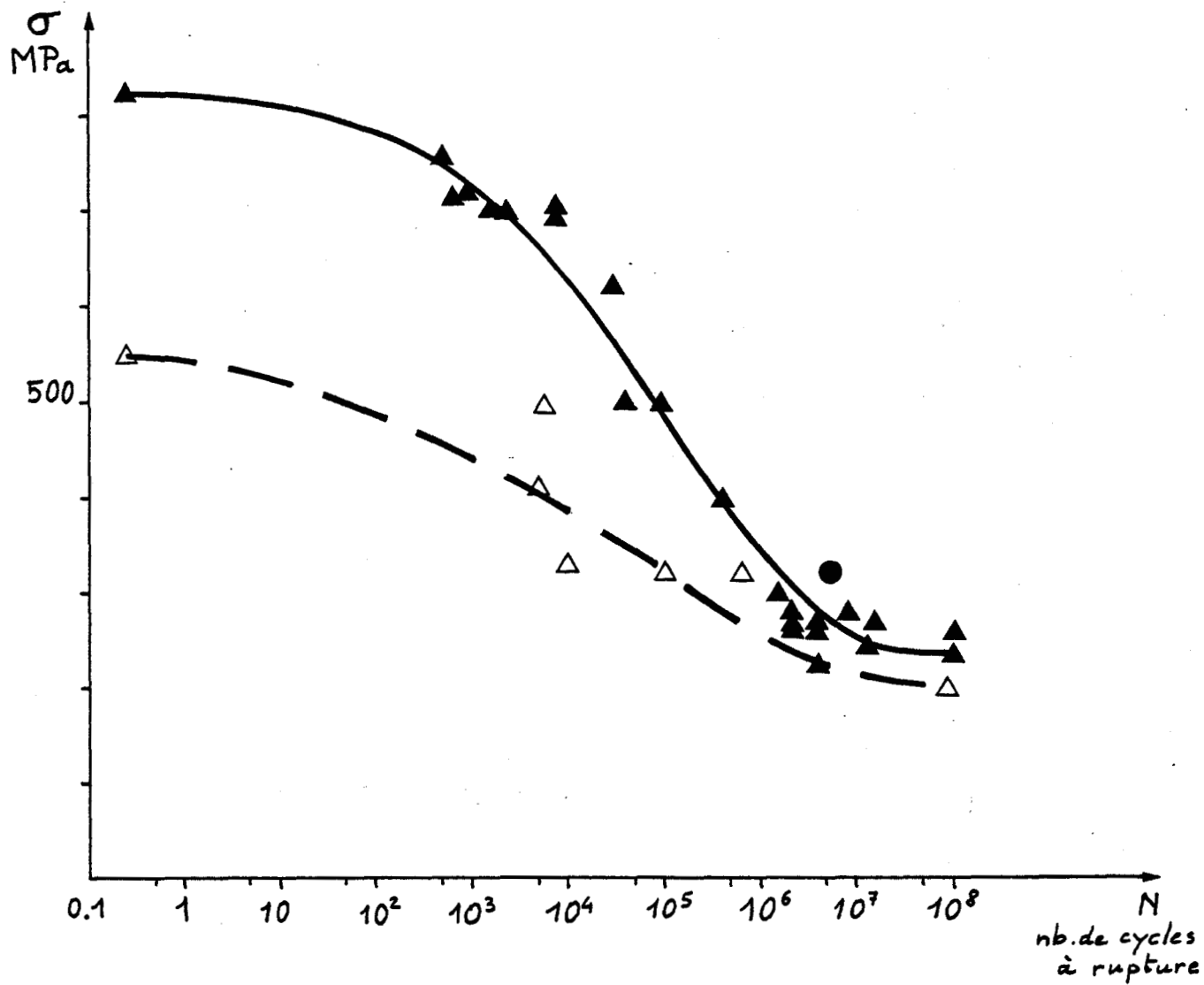


Fig. 54 - Courbes de Wöhler du composite Ni(Cr,Ta)-TaC (triangles pleins, trait continu ; cercle : méthode de sous-charge ou "understressing") et de la matrice seule (triangles, trait interrompu).

matériau normal, que dans des zones de concentration de contrainte ou d'amorce de fissures, dans lesquelles l'observation est le plus souvent impossible.

VI. 2. Problème des contraintes internes

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les essais de fatigue ont été réalisés à contrainte moyenne nulle. Cependant, vu l'existence de contraintes internes (Chapitre III), nous savons qu'à contrainte appliquée nulle la matrice est en traction alors que les fibres sont en compression. La matrice étant ainsi en traction, il est logique de se poser la question de savoir si l'essai de fatigue en sollicitation alternée pure, ne devient pas, au niveau de la matrice, un essai en traction ondulée conduisant à un fluage cyclique, phénomène que l'on observe généralement au cours d'essais à chargement asymétrique c'est-à-dire à contrainte moyenne positive. Autrement dit, n'assiste-t-on pas au phénomène de "rochet", allongement progressif de l'éprouvette, à chaque cycle, jusqu'à rupture ?

Pour étudier ce phénomène, nous avons réalisé un essai en contrainte imposée, par paliers de contrainte croissants, la longueur du fût de l'éprouvette étant mesurée avec précision en début d'essai et après chaque palier. L'essai a été réalisé par paliers de 10 MPa à partir de 50 MPa jusqu'à rupture, le nombre de cycles pour chaque palier étant constant et égal à 10^7 . En fait, nous n'avons constaté aucun allongement de l'éprouvette et donc prouvé l'absence du phénomène de "rochet".

D'autre part, nous avons vu dans le chapitre III que la mesure de la flèche d'une fibre déchaussée après attaque sélective de la matrice (Fig. 12) constituait une mesure de l'état des contraintes internes. En fait, après 10^7 cycles à ± 140 MPa, nous avons pu vérifier que la flèche de la fibre flambée était nettement plus faible que dans l'état initial ; la déformation correspondante passant de 1,1 %, à seulement 0,8 % environ. Ainsi, même pour des conditions de sollicitation cyclique nettement inférieures à la limite d'endurance, il y a déjà une forte réduction des contraintes internes sans allongement du fût de l'éprouvette. Ce phénomène pourrait s'expliquer par le fait que les fibres ne sont pas de longueur infinie : au voisinage des extrémités des fibres, le glissement de dislocations dans les plans $\{111\}$ pourrait permettre un léger déplacement des extrémités des fibres se traduisant, à chaque cycle, par un détensionnement irréversible de celles-ci (Fig. 55). Dans le cadre du modèle des cartes de cisaillement résolu développé dans le chapitre III, l'application d'une contrainte alternée, même d'un niveau voisin de la limite élastique,

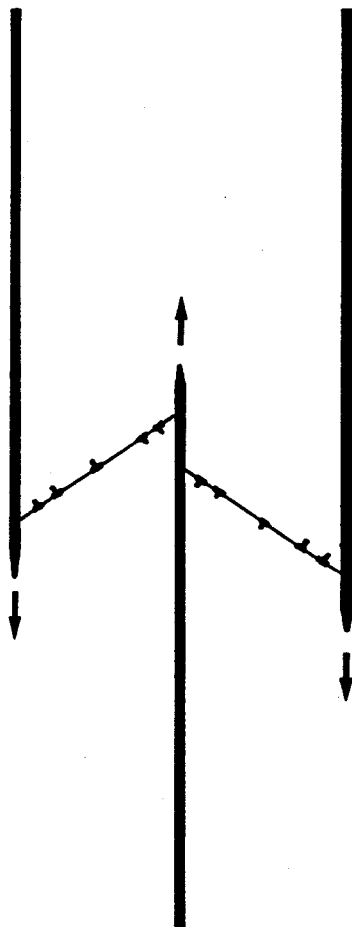


Fig. 55 - Mécanisme susceptible d'expliquer le détensionnement des fibres dans la matrice du composite soumis à une sollicitation cyclique à faible charge.

pourrait permettre des mouvements locaux de dislocations conduisant à un abaissement des "pointes de contrainte" c'est-à-dire à une réduction des contraintes internes. De toute façon, le matériau pouvant revenir à un état d'équilibre pour des chargements cycliques très faibles correspondant à des durées de vie infinies, il semble logique de négliger, en fatigue, l'effet des contraintes internes.

VI. 3. Etude microstructurale

L'observation en microscopie électronique en transmission de lames minces taillées dans le fût d'éprouvettes de fatigue cyclées à rupture ou ayant subi un essai interrompu avant rupture, révèle une structure très différente de celle observée dans les matériaux dont l'énergie de faute est voisine de celle de la matrice base nickel du composite, c'est-à-dire assez élevée. En effet, on n'observe pas les structures classiques qui apparaissent successivement pour des taux de déformation plastique cumulée croissants : écheveaux de dislocations, cellules de fatigue et enfin, bandes de glissement permanentes. Au contraire, les lames prélevées perpendiculairement à l'axe de croissance révèlent une microstructure "quadrillée" dont le pas est du même ordre de grandeur que les dimensions transversales des fibres (Fig. 56a). Le "quadrillage" est formé de plans de glissement de type $\{111\}$ dont les traces sont matérialisées par l'assez grand nombre de dislocations qu'ils contiennent. Parfois, au bord du trou de la lame mince, le mouvement de dislocations dont le vecteur de Burgers fait un certain angle avec la surface de la lame conduit à détacher des éléments du "quadrillage", par un mécanisme analogue à l'artefact décrit précédemment (§ V, 2) et qui permet d'initier des fissures en bord de trou, au cours d'essais de traction in situ (Fig. 42). Après détachement de quelques uns de ces éléments, la lame mince présente alors, au bord du trou, un faciès découpé en carrés, très caractéristique (Fig. 56b). De telles observations constituent déjà une première preuve du caractère planaire du glissement.

Pour mieux étudier le phénomène, il serait souhaitable de réaliser des coupes parallèles au plan de glissement (111) . Malheureusement, la réalisation de telles coupes est loin d'être évidente, le composite étant, comme nous l'avons expliqué précédemment, un polycristal à grains colonnaires dont les différents grains ne présentent comme orientation commune que l'axe de croissance. Cependant, il peut arriver que les grains soient assez gros et/ou présentent une assez faible désorientation les uns par rapport aux autres en ce qui concerne les directions de type $\langle 001 \rangle$ autres

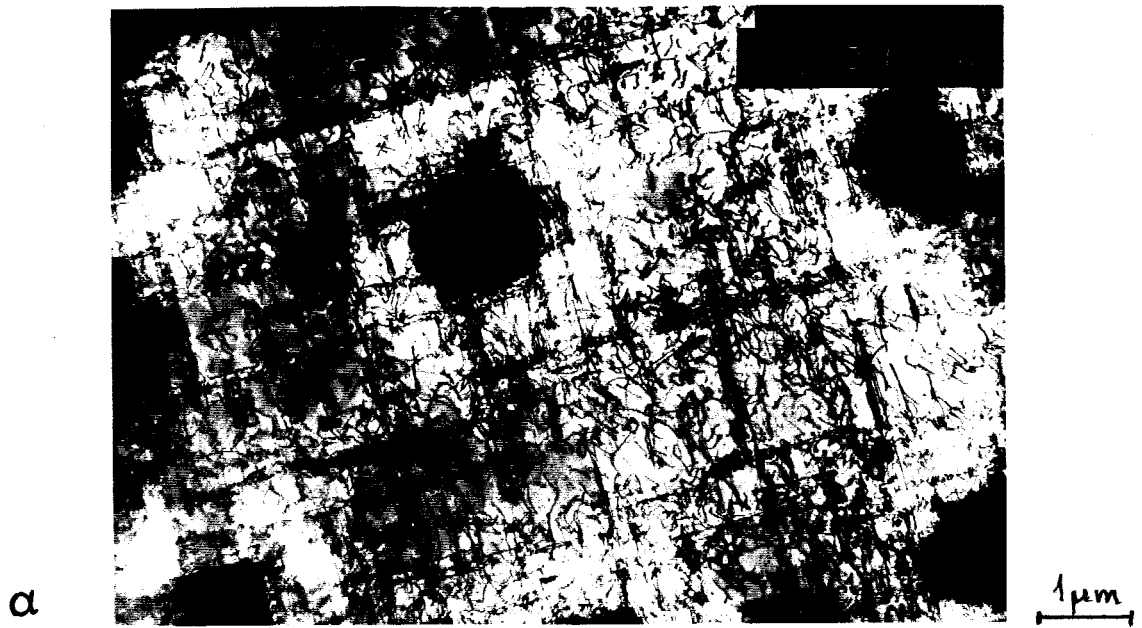


Fig. 56 - Micrographies électroniques en transmission (200 kV) du composite Ni(Cr)-TaC déformé en traction-compression (± 250 MPa, $N = 10^7$ cycles ; ± 280 MPa, $N_R = 1,6 \cdot 10^6$ cycles). Coupe perpendiculaire à l'axe des fibres.

que la direction de croissance. Il est alors possible d'orienter le fût de l'éprouvette d'après l'orientation moyenne des grains constituant la section. Cette opération peut être réalisée en microscopie optique, les grands côtés du carré des fibres donnant l'orientation de type $\langle 110 \rangle$ à partir de laquelle une simple construction géométrique permet de déterminer les angles définissant un plan de coupe de type $\{111\}$. Mais, en fait, les éprouvettes dont le fût présente, soit un gros grain central, soit de petits grains d'orientations assez voisines, sont plutôt rares ! Cependant, l'opération, qui a quand même pu être menée à bien sur une éprouvette donnée, montre à l'évidence le caractère planaire du glissement (Fig. 57, 58 et 59) ; on remarquera que sur une telle coupe, les fibres, sectionnées suivant un plan $\{111\}$, apparaissent rectangulaires. La microstructure observée, arrangement en réseaux de dislocations situées dans des plans de glissement parallèles voisins, est absolument typique des matériaux à basse énergie de faute [112,113,114,115]. Ceci est en bon accord avec le fait que le glissement dévié soit impossible dans la matrice du composite soumis à une sollicitation sens longitudinal (§ IV,3).

Un autre type de structure planaire est constitué par la formation de multipôles, soit par piègeage de dislocations glissant dans des plans parallèles voisins et dont les vecteurs de Burgers sont de signes opposés, soit par crantage des dislocations et, dans les deux cas, annihilation des parties vis par un mécanisme de cross-slip (Fig. 59). Dans ce cas, il est important de signaler qu'il s'agit évidemment d'un cross-slip local, se produisant à l'intérieur de la matrice du composite ; d'ailleurs, l'existence de ce cross-slip local prouve indirectement que l'impossibilité du cross-slip des dislocations vis sur les obstacles au glissement que constituent les fibres, ne provient pas de la matrice elle-même, mais bien de la géométrie du matériau (§IV, 4). Pour des niveaux de charge alternée très élevée, la distance entre les dipôles constituant le multipôle et celle entre les deux dislocations de chaque dipôle deviennent très faibles, ainsi, dans un échantillon cyclé à rupture sous une charge alternée de ± 300 MPa, la distance entre dipôles est d'environ 15 nm (150 Å) (Fig. 60), pour une charge alternée encore plus élevée (± 320 MPa), elle est encore plus faible et semble se situer autour de 10 nm (100 Å) (Fig. 61). Ces dipôles sont le plus souvent coin pur, parfois mixtes (Fig. 60). Chaque multipôle est entièrement compris dans l'épaisseur de la lame, les dislocations qui le constituent ne débouchant pas à la surface. La densité de ces multipôles dans la matrice est assez élevée, sauf dans les parties très minces de la lame, où ces multipôles, peu stables semblent disparaître préférentiellement. L'observation ne peut donc se faire que dans des zones assez épaisses. Or, à moyenne tension, l'image en fond clair ne permet pas de résoudre la structure en dipôles

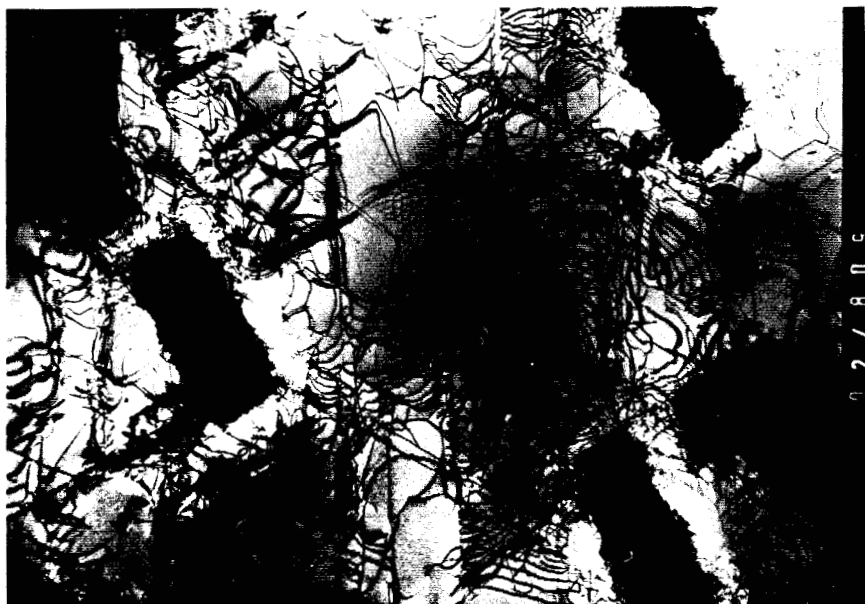


Fig. 57 - Micrographies électroniques en transmission (1MV) du composite Ni(Cr)-TaC déformé en traction-compression (± 200 MPa, $N = 10^8$ cycles). Coupe parallèle à un plan de glissement de type $\{111\}$, révélant des arrangements planaires de dislocations.



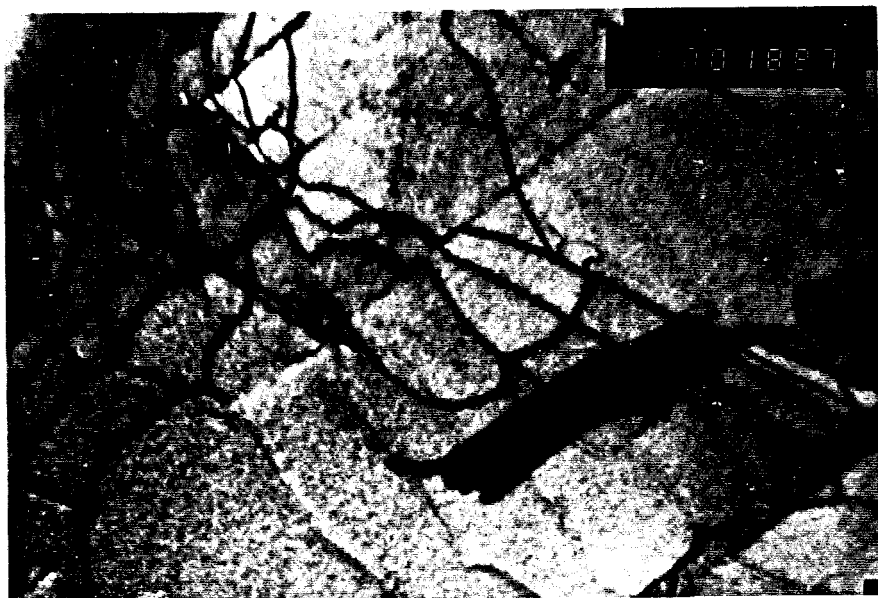
Fig. 58 - Micrographies électroniques en transmission (200 kV) du composite Ni(Cr)-TaC déformé en traction-compression (± 200 MPa, $N = 10^8$ cycles). Détail d'un arrangement planaire de dislocations ; l'extinction de l'un des réseaux de dislocations permet d'expliciter le "maillage" résultant de l'interaction de deux systèmes de dislocations situés dans des plans de glissement parallèles voisins.



0,5 μm



0,5 μm

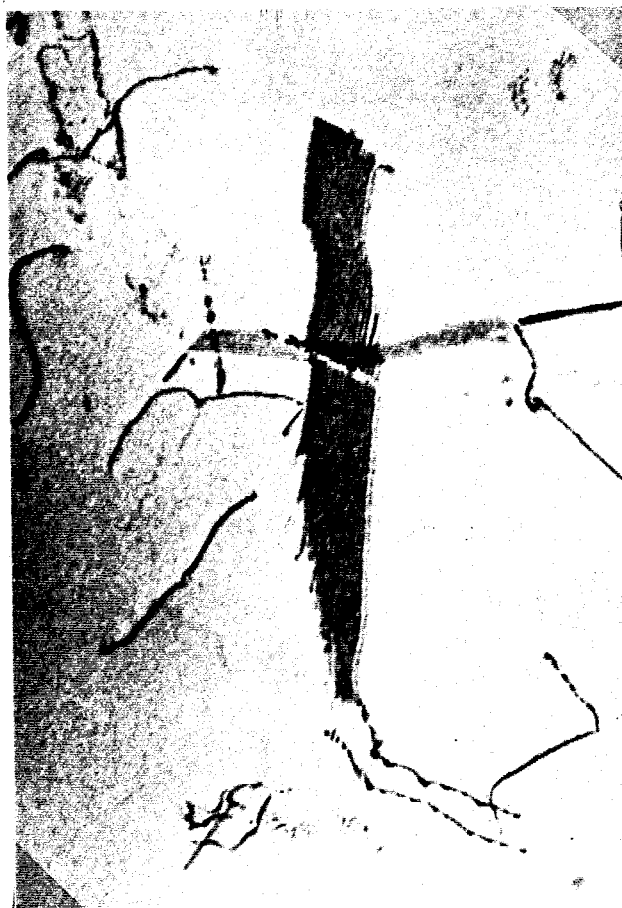


0,5 μm

Fig. 59 - Micrographies électroniques en transmission (200 kV) du composite Ni(Cr)-TaC déformé en traction-compression (± 200 MPa, $N = 10^8$ cycles). Coupe parallèle au plan de glissement. Multipôle en formation (a et b), annihilation des parties vis par glissement dévié (b et c).



Fig. 60 - Micrographie électronique en transmission (1 MV). Multipôle observé dans la matrice du composite Ni(Cr)-TaC déformé en traction-compression (± 300 MPa, $N_R = 1\ 270\ 000$ cycles).



0,5 μm

Fig. 61 - Micrographie électronique en transmission (1 MV). Multiphase observé dans la matrice du composite Ni(Cr)-TaC déformé en traction-compression par la méthode des paliers successifs ou "understressing" (± 240 MPa, $N = 10^7$ cycles ; ± 250 MPa, $N = 10^7$ cycles ; ... ; ± 310 MPa, $N = 10^7$ cycles ; ± 320 MPa, $N_R = 4 \times 10^6$ cycles).

des multipôles et les dislocations individuelles de ces dipôles ; en effet, l'image du multipôle n'est qu'une bande uniformément blanche. En faisceau faible (weak-beam), l'épaisseur importante de la lame fait que l'image est également inexploitable. Par contre, le microscope haute tension permet de révéler immédiatement la structure en dislocations de ces multipôles (Fig. 60 et 61) ; ceci est dû à la plus grande finesse de l'image des défauts observés dans ces conditions (§ II, 3).

L'étude des mécanismes directement liés à la rupture de l'éprouvette est beaucoup plus délicate. L'observation en métallographie optique de coupes polies du fût d'éprouvettes fatiguées à très haut niveau de déformation plastique cumulée, mais avant rupture, ne montre jamais de rupture de fibre. Dans les éprouvettes rompues, on peut observer, au voisinage de la surface de rupture, ou dans les zones de concentration de contrainte comme les congés de l'éprouvette, quelques fibres rompues. Le mécanisme conduisant à la rupture des fibres semble donc assez différent de celui observé en traction monotone. Tout d'abord, les ruptures de fibres observées en fatigue pour des durées de vie supérieures à 5×10^4 cycles, se produisent pour des charges alternées nettement inférieures au crochet de traction de la courbe monotone ; d'autre part, contrairement à la traction monotone où la rupture des fibres se généralise à tout le fût de l'éprouvette sans entraîner sa rupture, en fatigue, les ruptures de fibres ne se généralisent pas à tout le fût mais restent localisées dans la zone de rupture. La rupture d'une fibre serait donc responsable de l'initiation d'une fissure dont la propagation nécessiterait la rupture d'autres fibres en avant du front de propagation, conduisant finalement à la rupture de l'éprouvette, sans généralisation de la rupture des fibres à tout le fût. L'observation de lames minces taillées au voisinage de la surface de rupture permet d'observer, près des ruptures de fibres, des empilements de dislocations ; cependant, de telles observations, effectuées après rupture ne permettent pas de savoir si ce sont de tels empilements qui ont conduit à la première rupture de fibre ou si, au contraire, c'est la concentration de contrainte due à la rupture des fibres qui a conduit à la formation de ces empilements. L'observation de la surface de rupture, dans la zone d'initiation, révèle un faciès très cristallographique (Fig. 62) ; les plans de glissement, de type $\{111\}$ joueraient donc bien un rôle essentiel dans l'initiation de la fissure. Une autre observation à fort grandissement et haute résolution (Fig. 63), montre que dans ce cas la propagation s'est effectuée sur deux plans de glissement de type $\{111\}$, parallèles, et dont la distance, donnée par la hauteur de la marche les séparant, est d'environ :

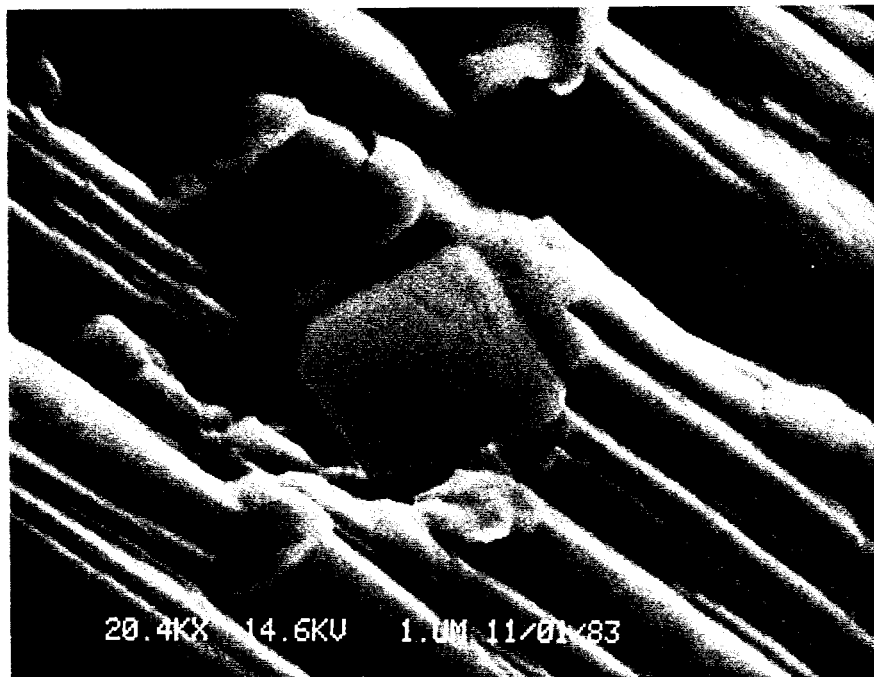


Fig. 62 - Microfractographie à haute résolution (microscope électronique à balayage à canon à émission de champ) du composite Ni(Cr)-TaC rompu en fatigue (± 200 MPa, 10^7 cycles ; ± 210 MPa, 10^7 cycles ; ... ; ± 250 MPa, 10^7 cycles ; ± 255 MPa, 10^7 cycles ; ± 260 MPa, 10^7 cycles ; ± 265 MPa, $N_R = 4 \times 10^6$ cycles). Faciès cristallographique de la rupture au voisinage des fibres.

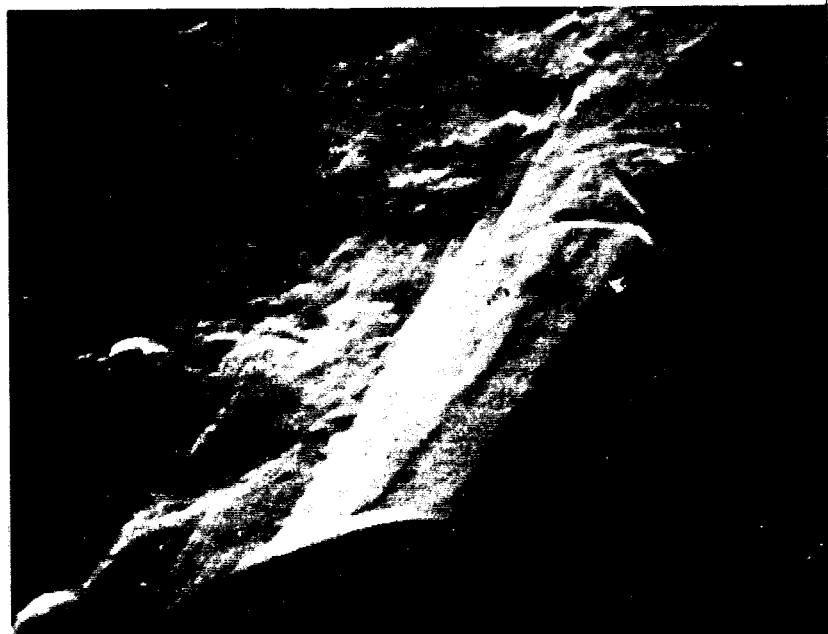
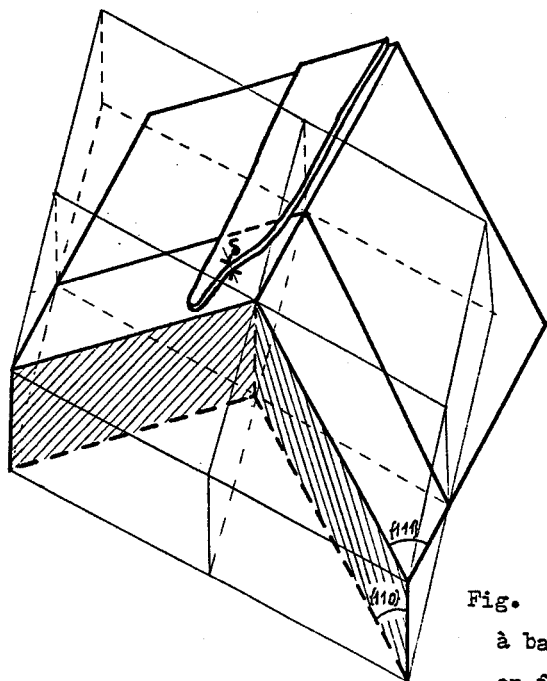


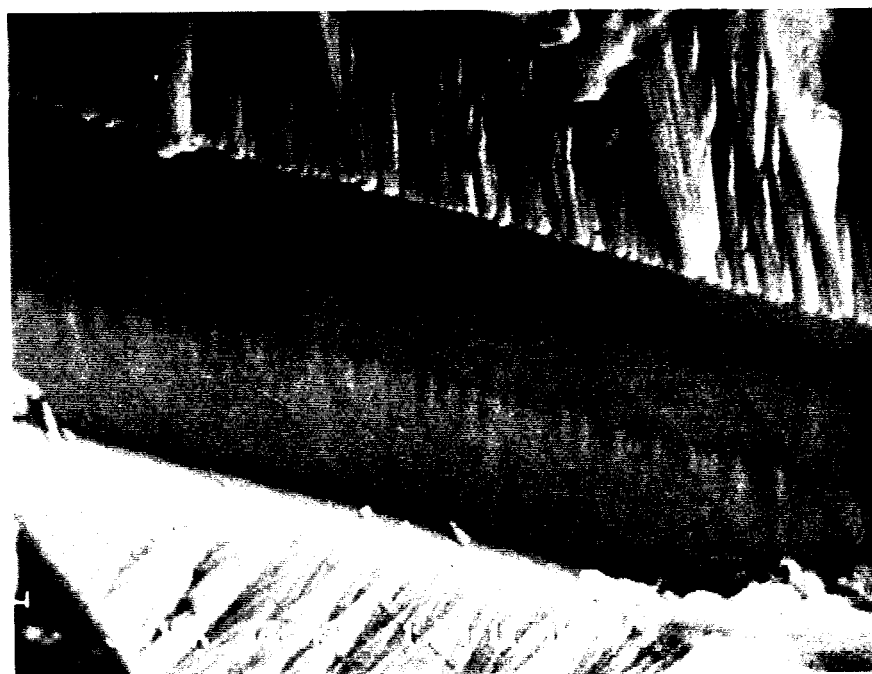
Fig. 63 - Microfractographie à haute résolution (microscope électronique à balayage à canon à émission de champ) du composite Ni(Cr)-TaC rompu en fatigue (± 240 MPa, 10^8 cycles ; ± 250 MPa, 10^7 cycles ; ... ; ± 310 MPa, 10^7 cycles ; ± 320 MPa, $N_p = 4 \times 10^6$ cycles). Détail de la surface de rupture au voisinage d'une fibre, propagation sur des plans {111} parallèles voisins ($\delta \approx 20$ nm = 200 \AA).

$\delta = 20 \text{ nm}$ (200 \AA). Une telle observation amène naturellement la question suivante : le mécanisme de rupture des fibres impliquerait-il l'interaction entre dislocations situées dans des plans de glissements parallèles voisins ?

Dans le cas d'échantillons fatigués à forte charge et à très grand nombre de cycles grâce à la méthode d'understressing, l'observation de la surface de rupture semble suggérer un mécanisme de ruine du matériau jamais observé dans ce type de composite : les mécanismes de la fatigue, exacerbés, conduiraient à la décohésion de l'interface fibre-matrice. En effet, la micrographie électronique en balayage (Fig. 64), montre qu'il n'y a absolument pas arrachement de matière, au contraire, la fibre se trouve littéralement "décollée" de la matrice, l' "empreinte" de la fibre dans la matrice révélant la structure fine de l'interface fibre-matrice décrite précédemment (§ II, 1), ainsi que des lignes de glissement matérialisant l'intersection des plans de glissement de type $\{111\}$ de la matrice, avec l'interface fibre-matrice. D'autre part, le mécanisme de décohésion ne se trouve pas limité à l'interface fibre-matrice, mais semble également se produire dans les plans de glissement (Fig. 65). Le faciès de la rupture est tout à fait différent d'un faciès cristallographique typique (Fig. 62) ; ici, le plan de décohésion, rigoureusement plan, ne présente ni la structure caractéristique en rivières, ni même aucun arrachement de matière et s'étend sur des dizaines de micromètres. Les lignes de glissement révèlent les intersections des trois autres plans de glissement de type $\{111\}$ avec le plan (111) dans lequel s'est produit la décohésion. De telles observations de fractographie à haute résolution, n'ont pu être réalisées que grâce au microscope à balayage à canon à émission de champ, seule technique permettant d'atteindre une résolution suffisante, de l'ordre de quelques nanomètres (quelques dizaines d'Ångström), sur une surface de rupture (§ II, 4). En ce qui concerne le mécanisme pouvant conduire à la ruine du matériau en fatigue par décohésion à l'interface et dans les plans de glissement, il semble logique de penser à un processus de condensation de lacunes ; d'autant plus que certains auteurs [116,117] ont remarqué la formation de cavités inter et même intragramulaires dans des matériaux à basse énergie de faute fatigués à moyenne température. Le problème se pose alors dans les termes suivants : le mécanisme, exacerbé par le très haut niveau de déformation plastique cumulée atteint dans la matrice grâce à la présence des fibres et à l'utilisation de la méthode d'understressing, permet-il d'atteindre, à la température ambiante, avec pour seul apport de chaleur, l'échauffement dû à la fatigue, des mécanismes de même nature que ceux observés à moyenne température dans des matériaux à basse énergie de faute ?

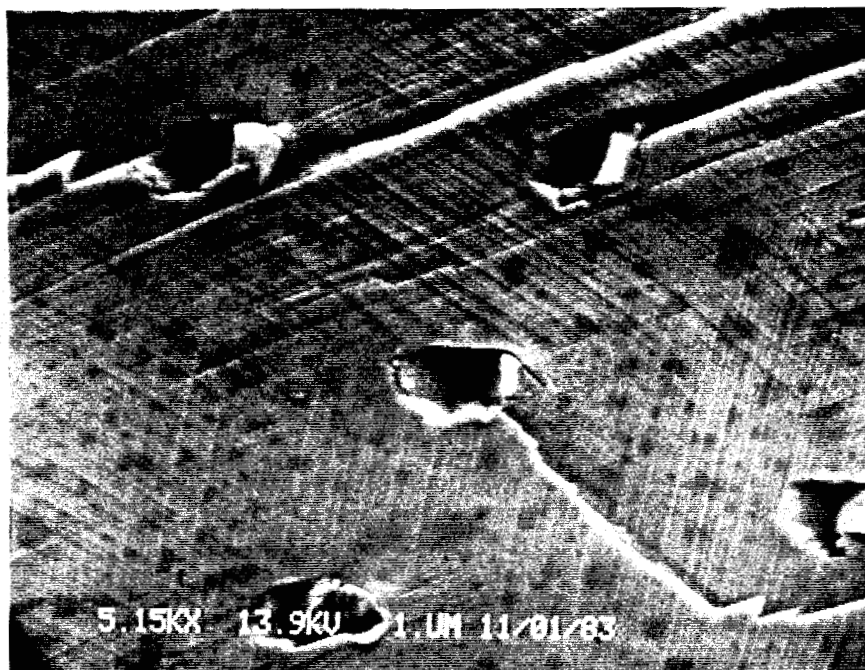


10 μm



1 μm

Fig. 64 - Microfractographie à haute résolution (microscope électronique à balayage à canon à émission de champ) du composite Ni(Cr)-TaC rompu en fatigue (± 200 MPa, 10^7 cycles ; ± 216 MPa, 10^7 cycles ; ... ; ± 250 MPa, 10^7 cycles ; ± 255 MPa, 10^7 cycles ; ± 260 MPa, 10^7 cycles ; ± 265 MPa, $N_R = 4 \times 10^6$ cycles). Décohésion à l'interface fibre-matrice sans arrachement de matière. L'empreinte de la fibre dans la matrice révèle la structure fine de l'interface ainsi que des lignes de glissement, intersection des plans de glissement de type $\{111\}$ avec l'interface fibre-matrice.(b).



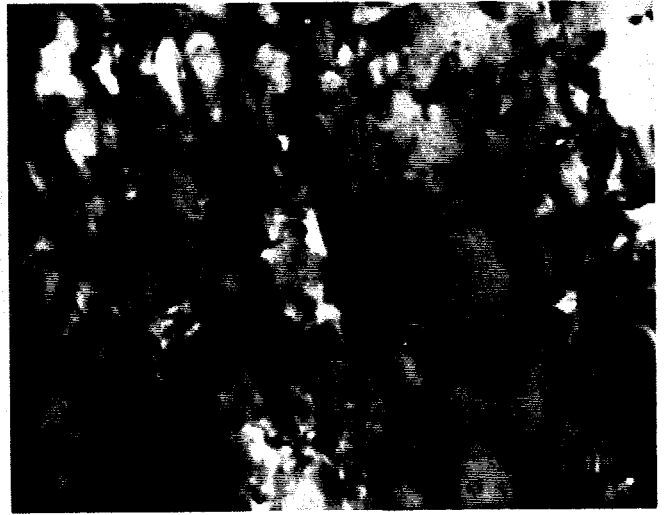
10 μ m

Fig. 65 - Microfractographie à haute résolution (microscope électronique à balayage à canon à émission de champ) du composite Ni(Cr)-TaC rompu en fatigue (± 200 MPa, 10^7 cycles ; ± 210 MPa, 10^7 cycles ; ... ; ± 250 MPa, 10^7 cycles ; ± 255 MPa, 10^7 cycles ; ± 260 MPa, 10^7 cycles ; ± 265 MPa, $N_R = 4 \times 10^6$ cycles). Décohésion dans un plan de glissement de type $\{111\}$.



a

0,5 μ m



b

0,1 μ m

Fig. 66 - Micrographies électroniques en transmission (200 kV). Microstructure observée dans des éprouvettes de matrice seule soumises à une sollicitation cyclique alternée pure :

a - (\pm 200 MPa, N_R = 87 400 000 cycles)

b - (\pm 500 MPa, N_R = 7728 cycles)



Fig. 67 - Micrographie électronique en balayage révélant la présence d'extrusions sur le fût préalablement poli d'une éprouvette de matrice seule déformée en traction-compression (\pm 400 MPa, N_R = 5500 cycles)

Afin de compléter cette étude, nous avons tenu à comparer le comportement microstructural de la matrice seule, à celui du matériau composite. Dans ce but, nous avons réalisé quelques observations de microscopie électronique sur des éprouvettes de matrice seule préalablement soumises à une sollicitation cyclique alternée pure, l'axe des efforts étant orienté suivant la même direction que lors des essais sur le composite, c'est-à-dire suivant la direction [001].

Première constatation, dans les lames minces prélevées sur les éprouvettes de matrice seule préalablement déformées par fatigue, on n'observe pas les configurations de dislocations typiques du glissement strictement planaire que nous avons trouvées de façon homogène dans la matrice du composite. Au contraire, après un essai de fatigue à faible charge et grand nombre de cycles (± 200 MPa, $N_R = 87\,400\,000$ cycles) on observe des arrangements de dislocations en écheveaux ou en cellules (Fig. 66 a) d'assez grande dimension ($\approx 0,3 \mu\text{m}$) ; à plus forte charge (± 500 MPa, $N_R = 7728$ cycles) les cellules semblent mieux formées (Fig. 66 b) et de taille plus petite ($\approx 0,1 \mu\text{m}$).

De plus, l'observation en microscopie électronique à balayage du fût, préalablement poli, d'une éprouvette de matrice seule sollicitée également en chargement cyclique alterné pur (± 400 MPa, $N_R = 5500$ cycles) a permis de mettre en évidence de nombreuses extrusions (Fig. 67) dont la présence est généralement associée à celle de bandes de glissement permanentes.

Ainsi, ces quelques observations, bien que très fragmentaires, montrent clairement que la microstructure observée après déformation par fatigue de la matrice seule est très différente de celle observée dans la matrice du composite. Par conséquent, l'aspect planaire du glissement dans la matrice du composite serait donc bien dû à la présence des fibres orientées parallèlement à l'axe des efforts, modèle que nous avons présenté dans le paragraphe IV. 4.

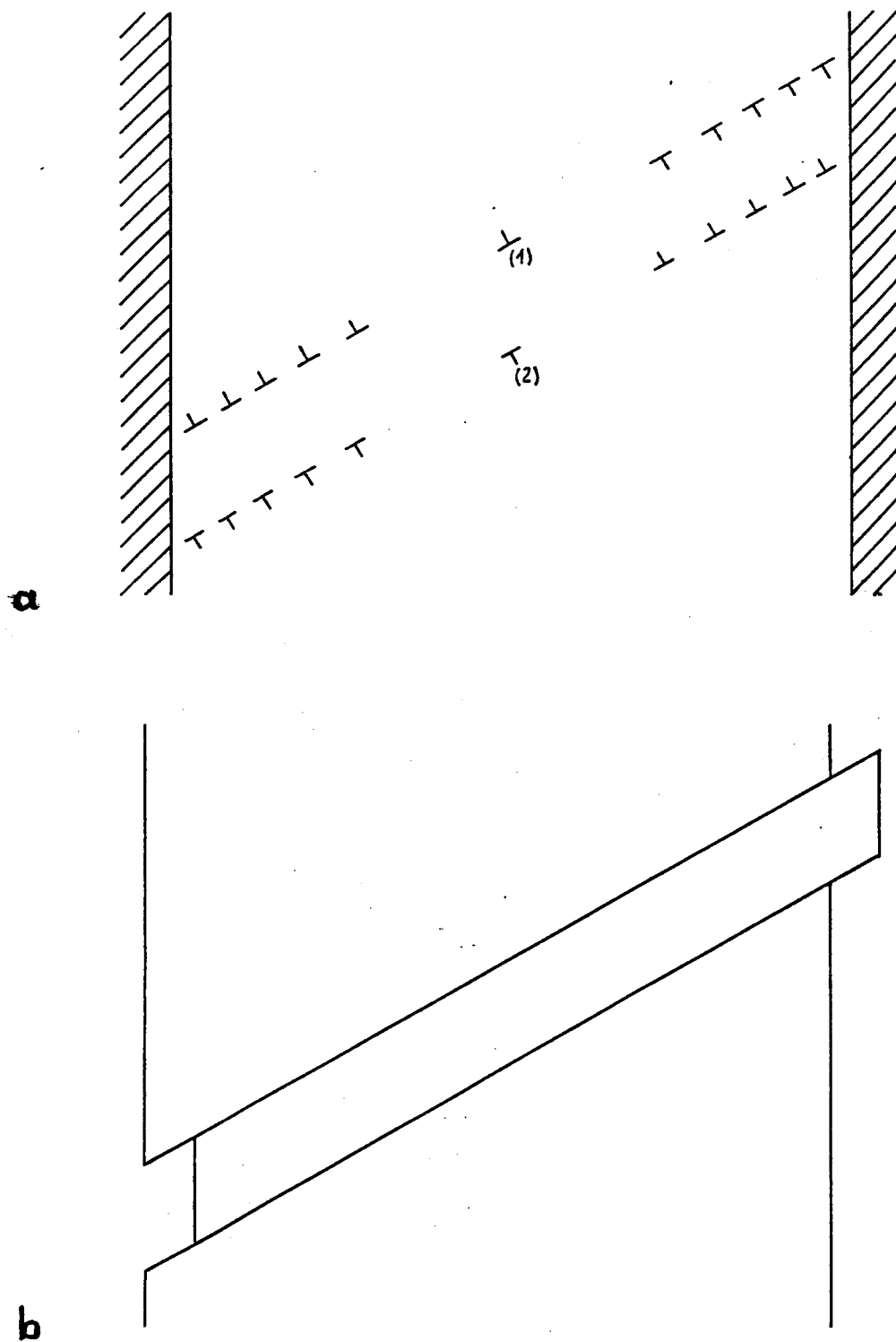


Fig. 68 - Modèle permettant d'expliquer la rupture des fibres dans le composite soumis à une sollicitation cyclique (a), équivalent, en l'absence d'obstacles, aux extrusions-intrusions spécifiques de la fatigue (b).

VI. 4. Mécanisme de rupture des fibres en fatigue

Nous avons vu qu'en ce qui concerne le niveau de charge, les premières ruptures de fibres se produisaient dans des conditions différentes en traction monotone et en fatigue et que leurs conséquences étaient également différentes : propagation des ruptures de fibres à tout le fût de l'éprouvette sans rupture de celle-ci en traction monotone, initiation et propagation d'une fissure conduisant à la rupture, en fatigue. Mais comment expliquer la première rupture de fibre en fatigue, à un niveau de charge nettement inférieur, dans certains cas, à celui qui permettait d'expliquer la rupture des fibres par empilement de dislocations en traction longitudinale ?

Il est possible d'imaginer un modèle, spécifique de la fatigue, et qui permettrait d'expliquer la rupture des fibres à des niveaux de contrainte plus faibles qu'en traction sens long. Supposons deux sources de signes opposés situées dans des plans de glissement voisins (Fig. 68). Une source émettrait des dislocations pendant la phase de traction, créant ainsi un empilement double contre les deux fibres voisines, l'autre source fonctionnerait pendant la phase de compression et créerait également un empilement double dans un plan de glissement parallèle au premier. On suppose que les dislocations émises pendant l'une des phases, interagissant par exemple avec des dislocations d'autres systèmes de glissement, conservent à peu près leur position lors de la phase opposée. En l'absence d'obstacle, un tel mécanisme de glissement, dans des sens opposés sur des plans parallèles voisins, conduirait à la formation des extrusions-intrusions, phénomène spécifique de la fatigue. Mais comment un tel système pourrait-il constituer, même après un très grand nombre de cycles, des empilements contenant plus de dislocations que s'il n'y avait qu'un seul empilement double ? Nous avons vu (§ IV, 3) que l'émission des dislocations par une source était limitée par l'augmentation de la contrainte en retour due aux dislocations de l'empilement qui, réduisant la cission locale au niveau de la source, conduisait à son extinction. Or, la contrainte en retour étant un champ de contrainte à grande portée, il semble logique de supposer que la contrainte en retour exercée par l'empilement double (1) sur la source (1), possède à peu près la même valeur au niveau de la source (2), et vice-versa. Ainsi, les contraintes en retour, de signes opposés vont se neutraliser, permettant ainsi aux sources d'émettre un nombre de dislocations suffisant pour rompre les fibres. Cependant, une question vient immédiatement à l'esprit, pourquoi un mécanisme aussi séduisant ne fonctionnerait-il pas également en traction longitudinale ? C'est tout simplement parce que ce mécanisme, dont

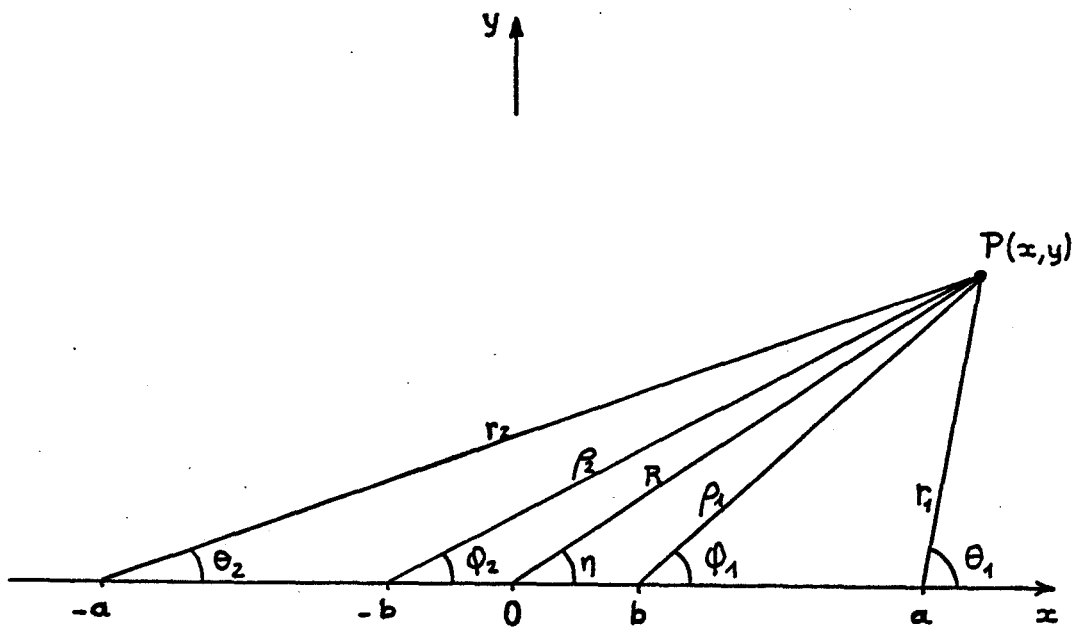


Fig. 69 - Système de coordonnées multiples utilisé par Head [119] pour exprimer les composantes des contraintes dans un plan perpendiculaire aux lignes de dislocations d'un empilement double. Les dislocations sont situées dans les intervalles $[-a, -b]$ et $[b, a]$, la source en 0 et les obstacles en $-a$ et a .

l'équivalent en l'absence d'obstacle est la formation d'extrusions-intrusions, ne conduit pas à un allongement de l'éprouvette et que, par conséquent, le travail de la force appliquée est nul.

Afin de tester la validité de ce modèle, il convient de calculer les champs de contrainte correspondant à une telle situation. Dans le paragraphe IV, 3, nous avons utilisé l'approximation d'une distribution continue de dislocations due à Leibfried [71], pour décrire les empilements et déterminer la contrainte de cisaillement sur un ligne xx' , perpendiculaire aux dislocations des empilements et contenant la source. Le problème qui nous intéresse actuellement, connaître le champ de contrainte dans tout le plan (x,y) perpendiculaire aux dislocations de l'empilement a été traité par Haasen et Leibfried [118] puis Head [119]. Contrairement à Haasen et Leibfried qui ont fait intervenir la fonction de contrainte, Head a déterminé directement le champ de contrainte au voisinage d'un empilement de dislocations par intégration des champs créés par les dislocations infinitésimales constituant l'empilement. De plus, pour présenter ses résultats sous une forme plus compacte, Head a utilisé un système de coordonnées multiples (Fig. 69) que nous adopterons également, car il permet d'exprimer facilement les composantes de la contrainte en $x = 0$ (au niveau et à l'aplomb de la source, et en $x = \frac{+}{-} a$ (en tête d'empilement et le long de l'obstacle)).

Dans le cas d'un empilement double contenant N dislocations "positives" entre b et a et N dislocations "négatives" entre $-b$ et $-a$, dislocations appliquées contre les obstacles en $\frac{+}{-} a$ par la cission appliquée σ_c , la contrainte de cisaillement dans un plan perpendiculaire au plan de glissement (xOz) en un point $P(x,y)$ quelconque est donnée par :

$$\sigma_{yx}(x,y) = \sigma_c \left(\frac{r_1 r_2}{r_1 r_2} \right)^{1/2} \left[- \frac{Ry}{r_1 r_2} \sin \left\{ \eta - \frac{1}{2} (\varphi_1 + \varphi_2 + \theta_1 + \theta_2) \right\} + \frac{Ry}{r_1 r_2} \sin \left\{ \eta + \frac{1}{2} (\varphi_1 + \varphi_2) - \frac{3}{2} (\theta_1 + \theta_2) \right\} + \cos \frac{1}{2} (\varphi_1 + \varphi_2 - \theta_1 - \theta_2) \right] \quad (180)$$

Evidemment, ce calcul ne tient pas compte des différences de module entre les obstacles (les fibres) et la matrice, mais nous avons déjà noté (§ IV, 3) que ceci n'avait que peu d'effet sur les valeurs des contraintes.

Sur l'axe des y ($x = 0$), l'expression générale (180) se simplifie :

$$\sigma_{yx}(0,y) = \sigma_c \left(\frac{b^2 + y^2}{a^2 + y^2} \right)^{1/2} \left(y^2 \left(\frac{1}{b^2 + y^2} - \frac{1}{a^2 + y^2} \right) + 1 \right) \quad (181)$$

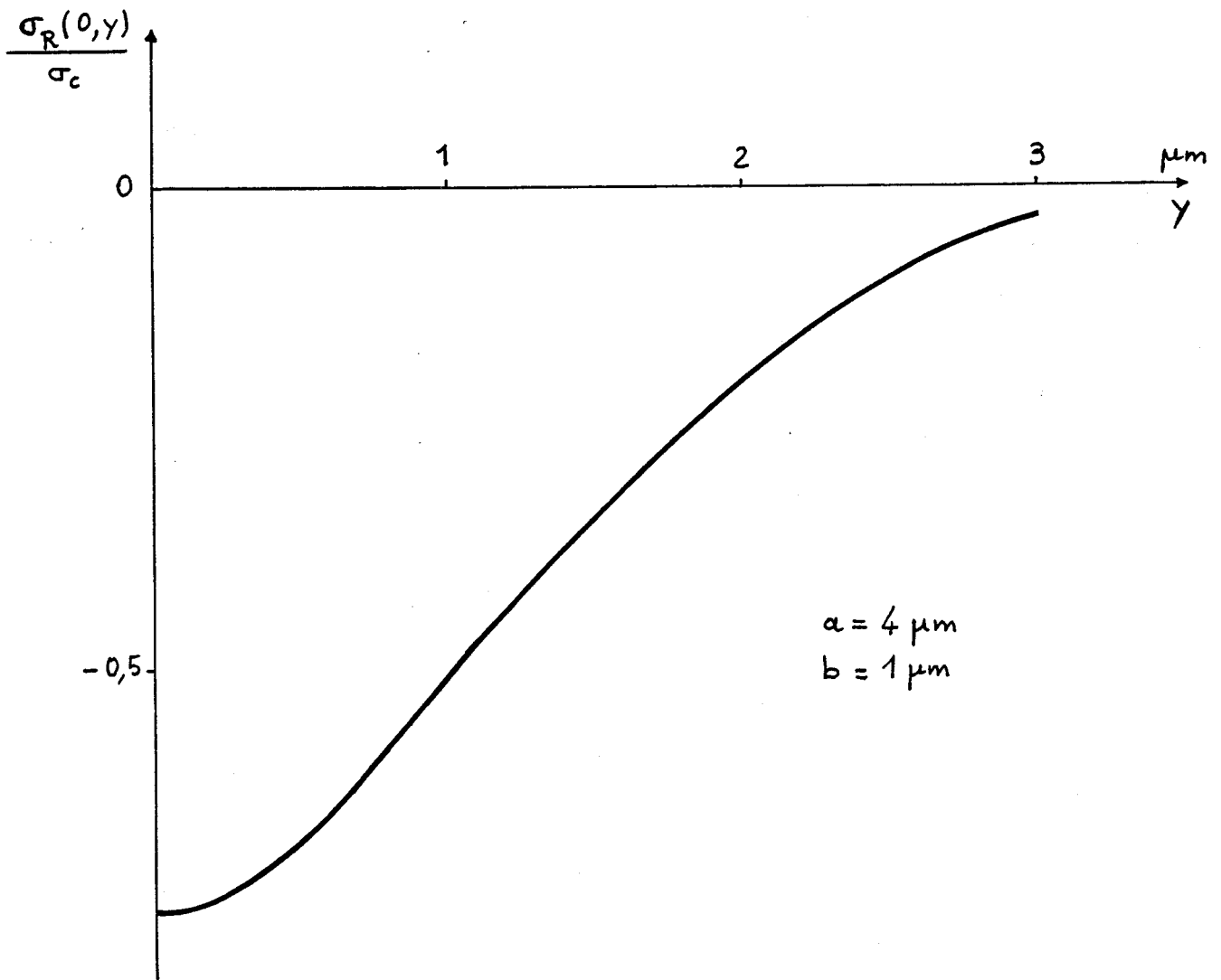


Fig. 70 - Variation de la contrainte en retour due aux dislocations d'un empilement double, en fonction de la distance y sur une droite perpendiculaire au plan de glissement et passant par la source située en $y = 0$.

Ceci permet de déterminer la variation de la contrainte en retour, en fonction de la distance à la source sur une ligne perpendiculaire au plan (xOz) qui contient les dislocations :

$$\sigma_R(0, y) = \sigma_{yx}(0, y) - \sigma_c \quad (182)$$

La variation de $\frac{\sigma_R(0, y)}{\sigma_c}$ en fonction de la distance y est représentée Fig. 70 pour des configurations géométriques telles que $a = 4 \mu\text{m}$ et $b = 1 \mu\text{m}$. A une distance y d'environ $1 \mu\text{m}$ du plan de glissement, la contrainte en retour a presque conservé la valeur qu'elle avait dans le plan de glissement lui-même : $-0,5\sigma_c$ au lieu de $-0,75\sigma_c$, dans l'exemple choisi. Ainsi, si l'on suppose que l'arrangement des dislocations de l'empilement double est peu modifié lors de l'inversion de la contrainte, une source de Frank-Read située à une distance $y = 1 \mu\text{m}$ de l'empilement double formé pendant la phase de traction ($+\sigma_c$), sera soumise à une contrainte de cisaillement $-1,5\sigma_c$ pendant la phase de compression ($-\sigma_c$), au lieu de seulement $-\sigma_c$ en l'absence de l'empilement double voisin. Il ne s'agit, évidemment que d'ordres de grandeur, mais il est essentiel de noter que la proximité d'un tel empilement double revient à augmenter sensiblement la valeur de la contrainte de cisaillement au niveau de la source, lui permettant ainsi d'émettre un plus grand nombre de dislocations, avant extinction, pour une valeur donnée de la contrainte appliquée, la "construction" des empilements pouvant s'étendre sur un grand nombre de cycles. Or, expérimentalement, nous avons non seulement noté l'association du glissement dans des plans très rapprochés avec la rupture des fibres (Fig. 63), mais également que la matrice présentait une sorte de réseau dans lequel était localisée la déformation et dont le pas était de l'ordre du micromètre. De plus, statistiquement, il semble logique de supposer qu'il se forme autant d'empilements doubles durant la phase de compression que pendant celle de traction. Il est alors tout à fait raisonnable d'imaginer des situations où l'effet des contraintes en retour d'un empilement double sur un autre, voisin, pourrait jouer un rôle non négligeable, permettant aux sources d'émettre beaucoup plus de dislocations avec une contrainte appliquée plus faible.

D'autre part, il est indispensable de vérifier qu'au niveau de l'obstacle, le champ de contrainte est très localisé et qu'ainsi il n'est pas perturbé par la présence d'un empilement voisin. La variation de la contrainte de cisaillement $\sigma_{yx}(a, y)$ en fonction de la distance y à la tête de l'empilement, le long de l'obstacle, est représentée Fig. 71. La contrainte en tête $\sigma_{yx}(a, y)$ décroît effectivement très rapidement en fonction de la distance y ; la concentration de contrainte, qui conduit finalement à la rupture de la fibre est donc effectivement très localisée.

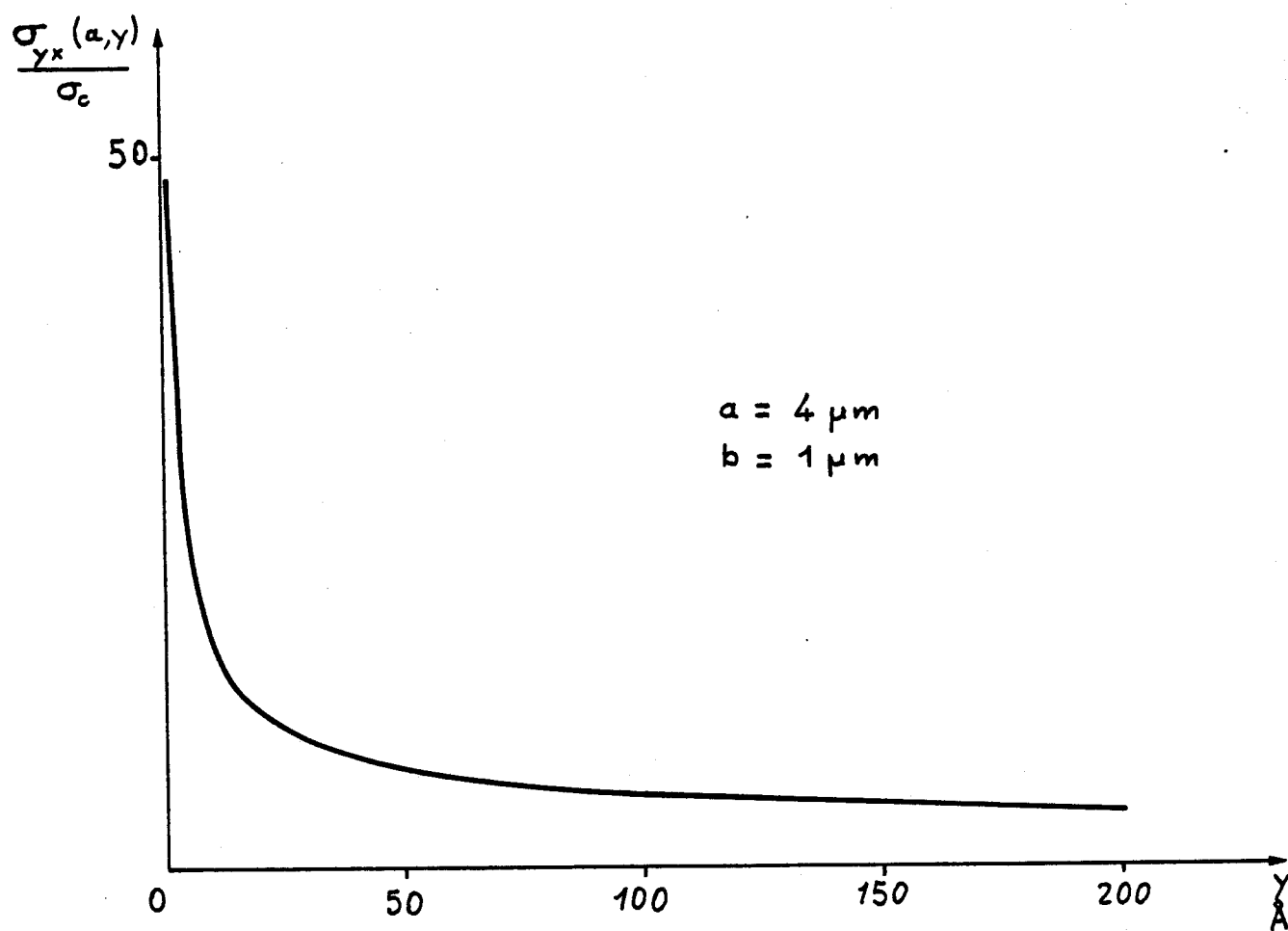


Fig. 71 - Variation de la contrainte de cisaillement en tête d'un empilement double, en fonction de la distance y , le long d'une droite perpendiculaire au plan de glissement en tête de l'empilement.

Ainsi, un mécanisme d'empilements doubles de dislocations, situés dans des plans de glissement distants de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres, modèle spécifique de la fatigue car équivalent, en l'absence d'obstacles, aux extrusions-intrusions, pourraient effectivement expliquer la rupture des fibres à des niveaux de contrainte nettement inférieurs au crochet de traction.

IV. 5. Décohésion à l'interface fibre-matrice et dans les plans de glissement

Les observations de fractographie à haute résolution décrites précédemment (§ VI, 3) montrent clairement la décohésion, sans aucun arrachement de matière, non seulement à l'interface fibre-matrice, ce qui pourrait être spécifique du matériau composite, mais également dans les plans de glissement. La formation de lacunes en fatigue étant un mécanisme connu, il semble logique de penser que la décohésion complète à l'interface fibre-matrice provient de la formation d'un véritable "manteau" de lacunes à l'interface. Quant à la décohésion dans les plans de glissement, elle pourrait s'expliquer par un mécanisme identique, puisque, d'après Bullough [103], en présence d'une sursaturation de lacunes, il peut y avoir migration préférentielle de celles-ci vers un plan de glissement actif. Cependant, pour obtenir le niveau de décohésion conduisant à la ruine du matériau, il faudrait que le mécanisme de production de lacunes, localisé essentiellement dans les bandes de déformation permanentes dans les matériaux classiques, se trouve ici nettement exacerbé et généralisé à l'ensemble du matériau. Ceci n'est pas impossible, puisqu'il s'agit d'un matériau où le glissement est rendu planaire par la présence des fibres (§ IV, 4) et où la déformation plastique cumulée peut atteindre un niveau inaccessible dans un matériau classique. La formation puis l'annihilation de dipôles et de multipôles lacunaires étant généralement considérée comme une source importante de lacunes en fatigue, nous allons étudier plus en détail les multipôles observés, pour déterminer quelle pourrait être l'importance de leur rôle dans la production des lacunes conduisant à la ruine du matériau par décohésion aux interfaces fibre-matrice et dans les plans de glissement.

Tout d'abord, conformément aux travaux de Li [120] et Hazzeldine [121], il semble que le nombre de dipôles constituant les multipôles soit effectivement limité à un nombre voisin de 13, nombre au delà duquel il ne serait plus possible d'obtenir une configuration d'équilibre. Les multipôles observés contiennent fréquemment un nombre de dipôles inférieur à 15, le multipôle de la Fig. 60, par exemple, en contient 14. Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que, contrairement aux modèles d'équilibre [120,121], le nombre trouvé ici est pair et que les dipôles sont disposés

à distances égales les uns des autres, quelles que soient leur position dans le multipôle. Par contre, ces modèles donnent une valeur de la distance entre les dipôles constituant le multipôle, en fonction de la distance des deux plans de glissement : ces distances sont dans un rapport 6 dans le cas d'un multipôle coin pur et 3,5 dans celui d'un multipôle vis pur. Ceci permet d'estimer la distance entre plans de glissement dans le cas des multipôles présentés Fig. 60 et 61, à partir des distances entre dipôles. Les dipôles étant distants entre eux de 15 nm (150 Å) et 10 nm (100 Å) les distances entre plans de glissement seraient respectivement de 3 nm (30 Å) et 2 nm (20 Å) environ.

D'autre part, Hazzeldine [121] a montré qu'il y avait une limite supérieure de stabilité. Ainsi, un multipôle dont les dislocations de signes opposés se trouvent situées dans des plans de glissement séparés d'une distance y , sera détruit si la contrainte de cisaillement dépasse une certaine valeur (passing stress) donnée, dans le cas des dislocations coins, par :

$$\tau = \frac{G b}{8 \pi (1-\nu) y} \quad (183)$$

où G est le module de cisaillement, ν le coefficient de Poisson et b le vecteur de Burgers.

Autrement dit, pour une cisaillement τ donnée, les multipôles pour lesquels la distance entre plans de glissement est supérieure à :

$$y = \frac{G b}{8 \pi (1-\nu) \tau} \quad (184)$$

ne sont pas stables.

Pour chiffrer cette distance "y", il suffit donc de calculer la cisaillement dans le plan de glissement. Comme nous l'avons montré précédemment (§III, 1), dans le cas d'une sollicitation sens long, l'effet de la force appliquée sur les composantes radiales et tangentielles de la contrainte est très faible ; ainsi, le calcul de la cisaillement résolue τ résultant de la force appliquée peut s'effectuer aussi simplement que pour un monocristal soumis à une sollicitation uniaxiale suivant l'axe [001]. Dans ces conditions, la valeur du facteur de Schmid étant de 0,408 pour le système de glissement (111) [$\bar{1}01$], la cisaillement résolue dans le plan de glissement, pour les fortes charges cycliques auxquelles est soumis le composite (± 320 MPa) est de 130 MPa environ. Ainsi, la distance "y" au-dessus de laquelle les multipôles seront détruits sous le simple effet de la contrainte appliquée est de l'ordre de 25 b, soit environ 6 nm (60 Å), ce qui est en bon accord avec les observations décrites précédemment.

Mais il existe, par ailleurs, une limite inférieure de stabilité. En effet, les calculs [122,123] et les observations [124] ont montré que pour une valeur de y inférieure à quelques distances interatomiques, il y avait annihilation des dipôles et multipôles lacunaires coin et création de lacunes. Ainsi, d'après Friedel [122], l'annihilation par montée se fera instantanément si l'attraction $\frac{\mu b^2}{2\pi\kappa y}$ entre les deux dislocations du dipôle est égale à la force de montée $\frac{U_f \sin\psi}{b^2}$, ce qui conduit à :

$$y = \frac{\mu b^4}{2\pi\kappa U_f \sin\psi} \quad (185)$$

où U_f est l'énergie de formation des défauts atomiques, ψ l'angle entre le vecteur de Burgers b et la ligne de dislocation, y la distance entre les plans de glissement des dislocations constituant le dipôle et où κ est compris entre 1- ν pour des dislocations coin et 1 pour des vis.

Ainsi, l'annihilation ne se produit que si les dislocations sont dans des plans séparés de quelques distances interatomiques seulement [122], résultat similaire à celui obtenu par Cotterill [123] dont le modèle de transition à l'état amorphe fait intervenir l'énergie et le rayon de cœur ; il faut également noter qu'une montée activée thermiquement pourrait se produire pour des distances " y " un peu plus fortes, mais conduirait évidemment à une sursaturation moindre de défauts. Par conséquent, pour les niveaux de chargement cyclique alterné que la présence des fibres et l'utilisation de la méthode d'understressing ont permis d'atteindre dans la matrice du composite, les limites inférieures et supérieures de stabilité des dipôles et multipôles se rapprochent. Il y a donc peu d'écrouissage de la matrice dû à la présence des multipôles, un grand nombre des multipôles stables vis à vis du cisaillement, disparaissant pour créer des lacunes.

Dans ces conditions, il apparaît comme essentiel de commencer à chiffrer les phénomènes, afin de déterminer si la création de lacunes par annihilation des dipôles et multipôles serait suffisante pour conduire à la décohésion du matériau ou, au contraire, ridiculement faible. Pour cela, nous allons calculer le nombre de lacunes créées par l'annihilation d'un multipôle représentatif de la microstructure observée dans tout le matériau. Nous supposons que, comme le multipôle de la Fig. 60, il comprenne 14 dipôles et soit d'une longueur d'environ 4 μm . Les distances entre les plans de glissement des dislocations constituant les multipôles pouvant être statistiquement réparties entre b et 25 b , nous pouvons supposer que la distance entre les plans de glissement du multipôle qui va s'annihiler soit de quelques b , soit, par exemple, 4 b . La distance

entre plus proches voisins, dans le nickel, étant de $2,5 \text{ \AA} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ \mu m}$, le nombre de lacunes créées par l'annihilation d'un tel multipôle serait de :

$$N = 14 \times \frac{40000}{2,5} \times 4 \approx 10^6$$

Or, reprenant un modèle à géométrie cylindrique pour simplifier le problème, le nombre de sites à l'interface fibre-matrice, sur une hauteur de 1 \mu m , pour une fibre circulaire de 1 \mu m de diamètre, est de :

$$N_f = \frac{\pi}{2,5^2 \cdot 10^{-8}} = 5 \cdot 10^7$$

Toujours dans le cadre d'une géométrie cylindrique, la matrice concernée pour la production des lacunes susceptibles de venir créer un manteau de lacunes à l'interface, serait définie par le volume compris entre les deux cylindres de diamètres respectifs 1 \mu m et 9 \mu m , soit environ 60 \mu m^3 . Ainsi, en supposant que la seule source de lacunes soit l'annihilation des multipôles et que toutes les lacunes créées migrent à l'interface, il faudrait recourir à l'annihilation de 50 multipôles pour créer un manteau de lacunes continu à l'interface; c'est-à-dire qu'il faudrait qu'au cours de l'essai de fatigue, un multipôle s'annihile dans chaque \mu m^3 de matrice. L'observation en lame mince révélant un multipôle stable pour quelques \mu m^3 , ce chiffre paraît très raisonnable, d'autant plus que la formation et l'annihilation des multipôles doit se répartir sur l'ensemble de l'essai, c'est-à-dire sur quelques 10^7 cycles.

La mesure de la densité de lacunes ayant déjà été déterminée en fatigue par certains auteurs, il est également intéressant de définir à quelle densité de lacunes, uniformément réparties dans la matrice, correspondrait un manteau de lacunes à l'interface fibre-matrice. Pour ceci, il suffit évidemment de faire le rapport entre le nombre de sites contenus dans un tronçon cylindrique de matrice de 1 \mu m de haut, au nombre de sites à l'interface sur également 1 \mu m de hauteur ; la densité de lacunes correspondante est de 10^{-5} . Cette valeur est relativement faible, en effet, les mesures de résistivité effectuées par Polak [125] ont permis d'évaluer à 10^{-4} , la densité de lacunes dans un matériau déformé par fatigue à la température de l'azote liquide ; à la température ambiante, la densité serait plus faible [126], à cause de la mobilité des lacunes et de leur annihilation sur les dislocations. Néanmoins, l'existence d'un manteau de lacunes à l'interface correspondant à une densité aussi faible que 10^{-5} , sa création semble tout à fait possible en présence d'une sursaturation de lacunes compatible avec les densités couramment observées en fatigue.

Néanmoins, un problème demeure : la migration des lacunes, de leur lieu de création jusqu'aux surfaces de condensation, interface fibre-matrice ou plan de glissement contenant des dislocations, est-elle possible à la température des essais de fatigue, c'est-à-dire à la température ambiante corrigée de l'échauffement dû à la fatigue ? Autrement dit, à quelle température les lacunes peuvent-elles parcourir une distance x de l'ordre du micromètre, en un temps t compatible avec la durée des essais de fatigue, c'est-à-dire de 10^4 à 10^5 s ?

On supposera qu'en un temps t , les lacunes peuvent parcourir une distance x , donnée par la formule :

$$x \approx \sqrt{Dt} \quad (186)$$

où D est le coefficient de diffusion :

$$D = D_0 \exp - \frac{\Delta H_m}{kT} \quad (187)$$

avec : $k = 8,6 \cdot 10^{-5}$ eV K⁻¹, constante de Boltzmann,

T température absolue,

et ΔH_m enthalpie de migration des lacunes.

Dans le nickel, l'enthalpie de migration des monolacunes étant de 1,3 eV [127], il faut atteindre une température T voisine de 500 K pour obtenir des distances de migration de l'ordre du micromètre : 0,3 μm ($t = 10^4$ s) ou 1 μm ($t = 10^5$ s). Ce résultat se trouve être en parfait accord avec l'expérience ; en effet, les fûts d'un grand nombre des éprouvettes soumises aux conditions de fatigue les plus intenses présentent une coloration jaune en surface qui, par évaluation des températures d'après la coloration, correspond bien à une température d'environ 500 K (jaune clair : 221°C, jaune foncé : 232°C). Par conséquent, ces simples calculs d'ordre de grandeur montrent clairement que l'échauffement dû à la fatigue est en fait indispensable pour permettre la migration des monolacunes sur des distances suffisantes. Cependant, si les lacunes proviennent de l'annihilation de dipôles et multipôles, le volume dans lequel ces lacunes se trouvent créées, est extrêmement réduit ; ceci pourrait conduire à des concentrations locales de lacunes largement supérieures à celles obtenues par trempe depuis l'état solide près du point de fusion, et à une proportion de bilacunes également plus élevée. L'enthalpie de migration des bilacunes, 0,9 eV dans le nickel [127], étant plus faible que celle des monolacunes, on pourrait supposer que leur migration sur des distances de l'ordre du micromètre serait déjà possible à la température ambiante ; en fait, le calcul montre que celle-ci n'est possible qu'à partir d'environ 350 K. Il est d'ailleurs intéressant de noter que les températures

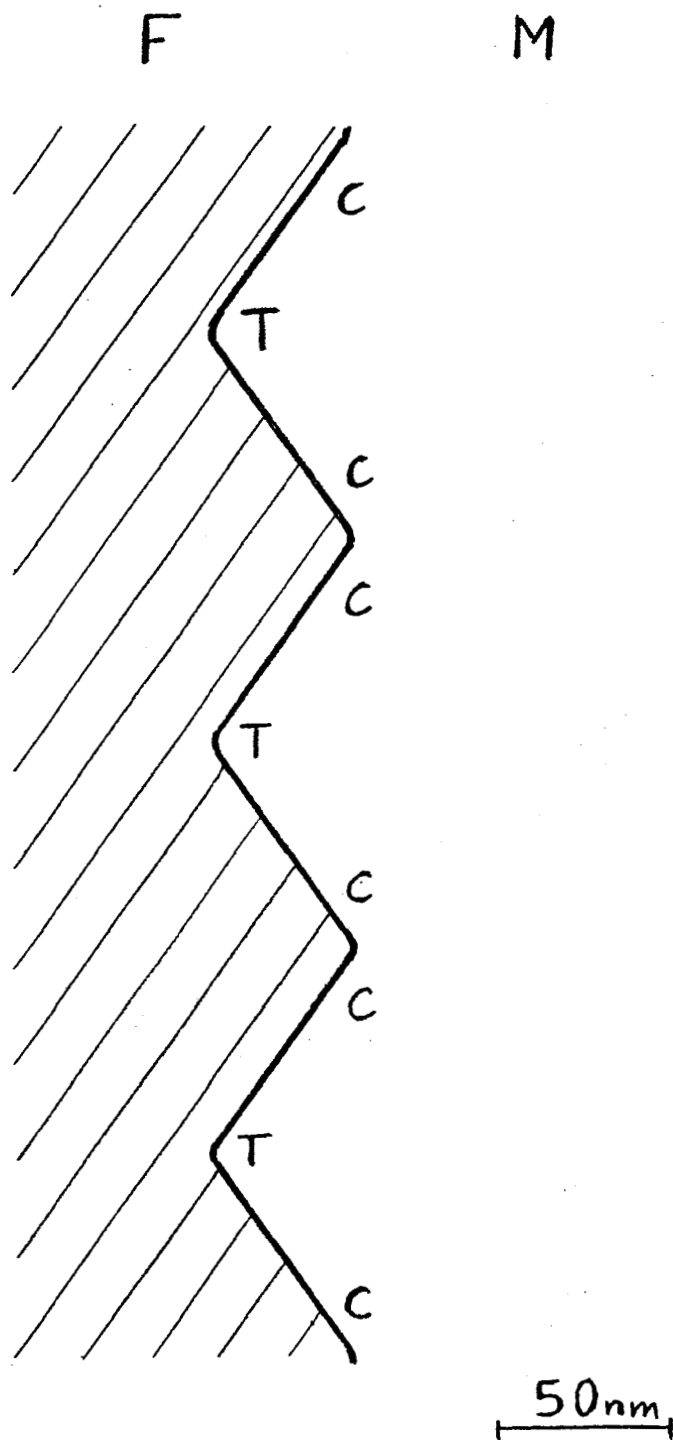
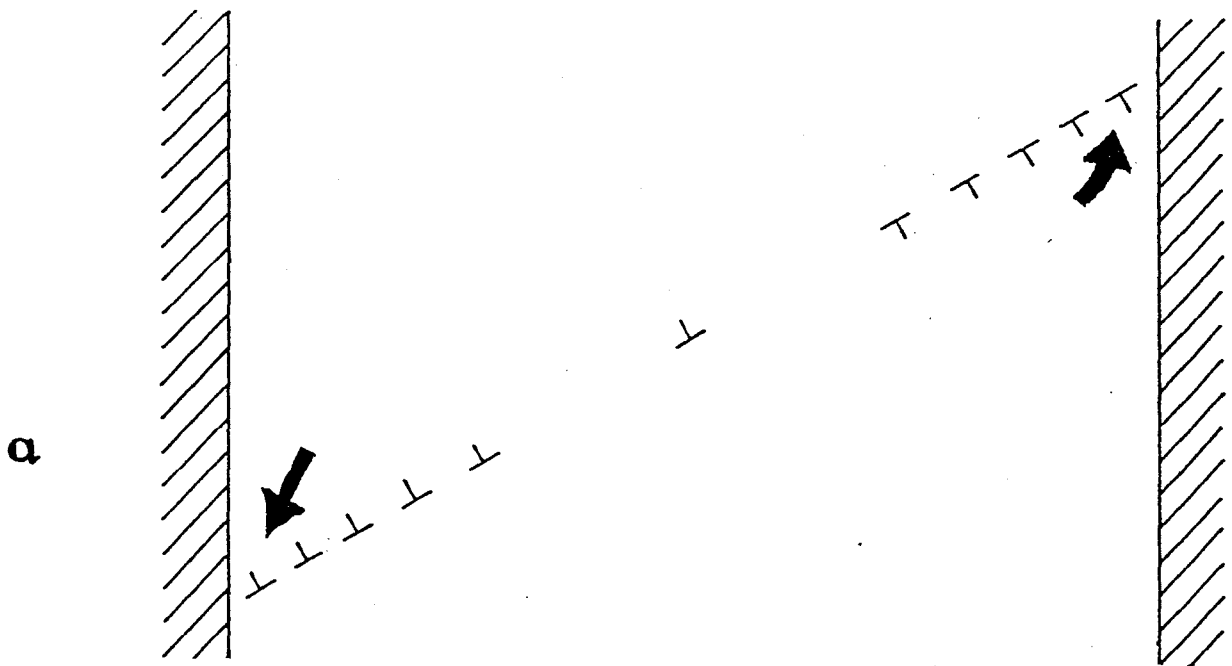


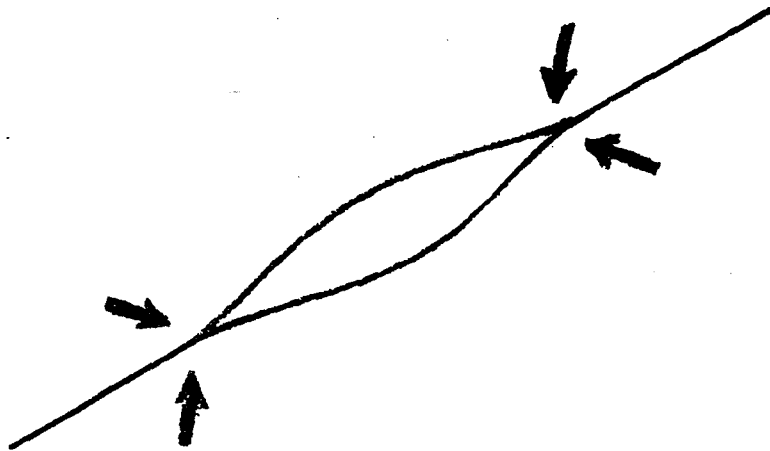
Fig. 72 - Migration préférentielle des lacunes produites au cours de l'essai de fatigue. Si les contraintes internes macroscopiques, à l'échelle de l'interfibre, ne correspondent pas à un état hydrostatique de compression, par contre, la structure fine de l'interface conduit, après refroidissement, à la présence de zones en traction (T) ou en compression (C) hydrostatique. Ce champ de contrainte interne à très courte portée pourrait être, dans les zones en compression, le siège de forces motrices drainant les lacunes vers l'interface.

trouvées, 350 K pour les bilacunes et 500 K pour les monolacunes, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de recuits de lacunes [128]. Ainsi, aussi bien pour les monolacunes que pour les bilacunes, l'échauffement dû à la fatigue se révèle indispensable pour expliquer leur migration sur des distances de l'ordre du micromètre. Par contre, les distances de migration étant limitées à quelques micromètres, alors que la taille des grains est de plusieurs millimètres, la région adjacente au joint de grain et qui se trouve concernée par l'effet de "puits de lacunes" du joint, est ainsi d'un volume négligeable par rapport à celui du grain.

De plus, il semble logique de se poser la question de savoir si la migration des lacunes se fait uniquement par cheminement aléatoire, ou s'il existe des forces motrices. En effet, de par le reliquat des contraintes internes et la présence d'un certain écrouissage, empilements de dislocations, le matériau présente des zones en compression. Or, l'existence de ces zones en compression pourrait être à l'origine de forces motrices drainant les lacunes vers ces zones, l'apport de lacunes tendant à réduire l'état de compression. De telles forces motrices seraient-elles favorables à la migration et la condensation des lacunes aux interfaces fibre-matrice et dans les plans de glissement contenant des dislocations ? En ce qui concerne l'interface fibre-matrice, les contraintes internes non complètement relaxées correspondent effectivement à une composante radiale σ_{mr} de compression au voisinage de la fibre (65), par contre, la composante tangentielle $\sigma_{m\theta}$ est, elle, une composante de traction, de même que la composante axiale σ_{mz} . Mais si ces contraintes internes macroscopiques, à l'échelle de l'interfibre, ne correspondent pas à un état de compression hydrostatique, par contre, la structure fine de l'interface, géométrie particulière due à l'accolement sur des plans denses de type $\{111\}$ (Fig. 72), conduit, après refroidissement, à la présence de zones en traction (T) ou en compression (C) hydrostatique, et ceci à l'échelle de quelques centaines d'Ångstrom. Ce champ de contrainte interne à très courte portée pourrait être, lui, dans les zones en compression, le siège de forces motrices drainant les lacunes vers l'interface. Ceci pourrait conduire à une condensation de lacunes dans ces zones, c'est-à-dire à une nucléation multiple et uniformément répartie de la décohésion de l'interface fibre-matrice sur toute la longueur de la fibre. La condensation de lacunes dans ces zones en compression permettrait de relaxer les contraintes internes à courte portée, les lacunes pouvant alors gagner par migration le long de l'interface, les régions précédemment en traction, et conduire ainsi à une décohésion parfaite et homogène de l'interface.



a



b

Fig. 73 - Migration préférentielle des lacunes produites au cours de l'essai de fatigue. La présence, au voisinage des plans de glissement contenant des empilements de dislocations, de zones en compression correspondant à la face des plans de glissement où se trouvent situés les demi-plans atomiques supplémentaires, pourrait être à l'origine de forces motrices (flèches) responsables d'une migration préférentielle des lacunes vers ces zones en compression (a) ; en tête de fissure, la présence de zones qui se trouvent en compression au cours de la phase de traction, pourrait également être à l'origine de forces motrices qui, par raison de symétrie, draineraient les lacunes vers le plan de glissement, en amont de la fissure, facilitant ainsi la propagation dans ce plan de glissement (b).

De même, au voisinage des plans de glissement contenant des empilements de dislocations, les zones en compression correspondant à la face du plan de glissement où se trouvent situés les demi-plans atomiques supplémentaires associés à chaque dislocation, pourraient être à l'origine de forces motrices non négligeables (Fig. 73 a) et ainsi d'une migration préférentielle des lacunes vers ces zones en compression, conduisant à une sursaturation notable. Au niveau de la nucléation de la fissure dans un plan contenant des dislocations, par un mécanisme identique à celui décrit précédemment dans le cas de la traction travers (§ V, 4), cet apport de lacunes pourrait favoriser la nucléation, celle-ci pouvant se produire, en présence d'une sursaturation de lacunes, à un niveau de charge (produit $\sigma_n \tau$) plus faible [103]. Mais comment expliquer la différence de comportement en propagation des fissures de fatigue qui présentent une propagation cristallographique sur des dizaines de micromètres (Fig. 65), alors que celle des fissures internes observées en traction travers (Fig. 41) ne dépassent pas le micromètre ? En fait, il semble qu'une argumentation similaire à celle qui vient d'être développée en ce qui concerne la nucléation de la fissure, puisse également expliquer la différence de comportement au niveau de la propagation. Ainsi, en tête de fissure, la présence de zones qui se trouvent en compression au cours de la phase de traction (Fig. 73 b) pourrait être à l'origine de forces motrices qui, par raison de symétrie, draineraient les lacunes vers le plan de glissement, en amont de la fissure, conduisant à une condensation de lacunes dans ce plan. D'autre part, ces zones situées de part et d'autre du front de fissure se trouvent être des zones de déformation plastique intense à l'origine d'un échauffement local supplémentaire qui favoriserait encore la migration des lacunes. La présence de très nombreuses lacunes dans le plan de glissement en amont de la fissure, la condensation de lacunes s'effectuant de proche en proche, au fur et à mesure de la propagation, pourrait rendre possible une propagation cristallographique de la fissure, dans ce plan, sur de très grandes distances.

Ainsi, la présence d'une sursaturation de lacunes dans le matériau soumis à une sollicitation cyclique pourrait intervenir à deux niveaux : tout d'abord, faciliter la nucléation de la fissure dans un plan de glissement contenant des dislocations, mais également, permettre une propagation cristallographique sur des distances énormes par rapport à celles observées en traction travers.

Pour l'ensemble de ces raisons, il semble vraisemblable de penser que dans les conditions de sollicitation cyclique inhabituelles auxquelles la présence des fibres permet de soumettre la matrice (très grand nombre de cycles à charge très élevée), la création de lacunes par annihilation de dipôles et multipôles puisse effectivement conduire à la formation de véritables manteaux de lacunes et ainsi à la ruine du matériau par décohésion. Cependant, en ce qui concerne l'interface fibre-matrice, il est essentiel de noter que contrairement aux joints de grains qui se trouvent connectés à la surface extérieure de l'échantillon, l'interface fibre-matrice est une surface fermée, isolée à l'intérieur de la matrice, car les fibres, bien que de facteur de forme élevé, sont cependant de longueur finie. Les lacunes piégées à l'interface fibre-matrice n'ont donc pas la possibilité de rejoindre la surface extérieure de l'échantillon par migration le long de l'interface ; à cet égard, l'interface fibre-matrice semblerait donc être un site privilégié en ce qui concerne les possibilités de décohésion ; ce mécanisme de ruine du matériau pourrait être ainsi limité aux matériaux composites et aux alliages à précipitation. Au contraire, la décohésion observée dans les plans de glissement, qui, eux, ne sont pas isolés à l'intérieur du matériau, n'est plus spécifique du matériau composite. Ainsi, la présence des fibres et l'utilisation de la méthode d'understressing ont bien permis d'obtenir la ruine par décohésion d'un matériau ordinaire, la matrice, dans lequel le glissement est strictement planaire et les mécanismes de production de lacunes exacerbés par des conditions de sollicitation cyclique d'un niveau inhabituel.

VI. 6. Discussion

Le glissement dévié (cross-slip) étant impossible dans la matrice du matériau composite soumis à une sollicitation sens long (§ IV, 4), il convient de comparer le niveau de chargement cyclique à rupture atteint dans la matrice, à celui d'un matériau classique à glissement strictement planaire. Seuls le laiton $\text{Cu 31pd\% Zn} [112,113]$ et le bronze $\text{Cu 16at\% Al} [14,115,129]$ donnent de telles structures. Or, dans ces matériaux, les limites d'endurance à 10^6 cycles sont de l'ordre de 100 MPa pour les laitons et 200 MPa pour les bronzes d'aluminium. Dans les aciers inoxydables de type 304 et 316, dans lesquelles les microstructures ne sont tout de même pas aussi rigoureusement planaires, les limites d'endurance à 10^6 cycles ne sont, de toute façon, que de 230 MPa environ. Par conséquent, la présence des fibres et l'utilisation de la méthode d'understressing nous ont permis

de solliciter en chargement cyclique, un matériau à glissement rigoureusement planaire, la matrice du composite, à un niveau de charge nettement supérieur à ce qu'il est possible d'obtenir dans les matériaux classiques à glissement planaire décrits précédemment. Or, pour les mécanismes de production de lacunes tels que l'annihilation de multipôles, nous avons vu que le niveau de la contrainte de cisaillement agissait directement sur la distance entre plans de glissement des multipôles stables ; ainsi, pour les niveaux de charge atteints dans les matériaux classiques, il n'est plus possible d'obtenir une limite de stabilité des multipôles vis à vis du cisaillement, voisine de la limite de stabilité vis à vis de l'annihilation des multipôles lacunaires par création de lacunes. Autrement dit, il faut effectivement atteindre les niveaux de charge obtenus dans la matrice du composite, pour exacerber suffisamment les phénomènes de production de lacunes qui peuvent alors conduire à la ruine du matériau par décohésion. Cependant, il est fort probable que ce mécanisme de décohésion par lacunes soit également actif dans les matériaux classiques à glissement planaire et peut-être même dans tout les matériaux, mais alors uniquement dans les zones à forte concentration de contrainte ou dans les bandes dans lesquelles se localise la déformation : bandes de glissement permanentes, ou, dans les matériaux à glissement planaire, dans les bandes de Lüders permanentes mises en évidence récemment [129]. A cet égard, il est intéressant de noter que dans les bandes de glissement permanentes la densité de lacunes serait plus élevée que dans le reste du matériau et dépasserait même 10^{-3} dans les parois [124], où apparaissent généralement les fissures. Malheureusement, dans le cas des bandes de glissement permanentes, le rôle direct des lacunes dans l'apparition des fissures pourrait se trouver masqué dans la plupart des cas. En effet, la forte production de lacunes dans ces bandes serait responsable de la formation des extrusions [130] ; ainsi, les fissures apparaissant dans les concentrations de contrainte dues aux accidents de relief des extrusions elles-mêmes ou de l'interface extrusion-matrice, ne seraient qu'une conséquence indirecte de la production des lacunes.

Ainsi, ce serait peut-être tout autant le caractère homogène de la déformation dans la matrice du composite, que le niveau élevé du chargement cyclique, qui nous aurait permis de mettre en évidence ce mécanisme de ruine du matériau par décohésion ; mode de rupture qui, en fait, existerait peut-être aussi dans d'autres matériaux, mais se produirait alors dans des zones d'observation difficile voire même impossible.

VI. 7. Conclusion

De par la nature de ses résultats, cette étude de fatigue présente deux volets. Le premier concerne l'aspect "composite" proprement dit ; ainsi, dans le paragraphe VI, 4, nous proposons un mécanisme d'empilements doubles de dislocations situés dans des plans de glissement parallèles voisins, pour expliquer la rupture des fibres à des niveaux de contrainte nettement inférieurs au crochet de traction de la courbe monotone.

Le second aspect réside dans l'utilisation de la présence des fibres et de la méthode d'understressing, pour pouvoir solliciter un matériau à glissement planaire, la matrice, à un niveau de chargement cyclique inhabituellement élevé, à grand nombre de cycles, dans des conditions de déformation homogène dans l'ensemble du matériau. Nous avons ainsi pu mettre en évidence le mécanisme conduisant à la production de lacunes par annihilation de multipôles, puis à la ruine du matériau par décohésion à l'interface fibre-matrice et dans les plans de glissement. En ce qui concerne le rôle des lacunes en fatigue, ces observations complètent celles réalisées à moyenne température sur des matériaux à glissement planaire, dans lesquels la sollicitation cyclique conduit à la formation de cavités interet même intragranulaires [116,117]. Le rôle des lacunes en fatigue apparaîtrait alors comme essentiel, surtout dans les matériaux à glissement planaire, mais peut-être aussi dans tout les matériaux. Ainsi, l'utilisation du composite, aurait donc permis de mettre en évidence un mécanisme de ruine du matériau par décohésion, mode de rupture qui existerait peut-être également dans les matériaux classiques, au moins ceux à glissement planaire, mais dont la localisation dans des zones de concentration de contrainte rendrait, de toute façon, l'observation impossible.

VII CONCLUSION

Ainsi que nous l'énoncions dès les premières pages de ce mémoire, le but de cette étude et ce qui, dans une certaine mesure, en constitue l'originalité, est d'utiliser un matériau modèle exceptionnel, le composite de solidification de type Ni(Cr,Ta)-TaC, pour mettre en évidence des mécanismes de déformation et de rupture pouvant exister dans des matériaux cristallins classiques, mais dont l'observation demeure difficile, voire même impossible.

Le premier problème à résoudre, préalable indispensable à l'exploitation des essais mécaniques tant sur le matériau massif qu'en lames minces dans le microscope électronique à très haute tension, était celui des contraintes internes. Révélé expérimentalement par le flambage des fibres partiellement extraites de la matrice, le phénomène, que la mesure de la flèche des fibres flambées permet de chiffrer, paraît très important au niveau des contraintes qui pourraient en résulter, pouvant aller jusqu'à transformer un essai de fatigue en traction-compression, en un essai en traction ondulée, la matrice étant en traction lorsque le composite se trouve dans un état de sollicitation extérieure nulle. Le calcul, effectué dans le cadre de la théorie de l'élasticité sur un modèle simplifié présentant la symétrie de révolution, a permis de déterminer les contraintes dans la matrice du matériau et d'établir des cartes de la cisssion résolue correspondante dans les plans de glissement de type {111}. A partir de ces valeurs, il a été possible d'expliquer, dans le cadre de la théorie des dislocations, comment un matériau à limite élastique très faible comme la matrice de ce composite pouvait, de par la présence des fibres, résister à des contraintes internes aussi élevées.

En traction longitudinale, les essais de déformation in situ dans le microscope THT ont permis d'observer les configurations des premiers stades de la déformation plastique : des empilements contenant plus de cent dislocations peuvent conduire à la rupture de l'obstacle, la fibre de carbure, et confirmer ainsi le mode de déformation et de rupture que les observations sur le matériau massif avaient permis de postuler. Ces observations ayant été réalisées sous contrainte, il a été possible de calculer la contrainte en tête d'empilement et même la contrainte appliquée, permettant ainsi d'exploiter quantitativement les observations et de les relier aux résultats macroscopiques. Dans le cas d'une sollicitation sens travers, le fait de pouvoir déformer in situ, dans le microscope THT, des lames de plusieurs micromètres d'épaisseur, a permis d'observer la nucléation transversale, puis la propagation longitudinale de fissures dans les fibres, ainsi que la nucléation de fissures internes, à la température ambiante, dans un matériau ductile comme la matrice. Les calculs de contrainte, effectués dans le cadre de la théorie de l'élasticité, ont montré qu'une sollicitation sens travers pouvait

permettre de combiner, sur certains plans de glissement de la matrice, une cisssion élevée et une contrainte normale de forte valeur. Un tel système de contrainte permettrait donc d'obtenir, dans un matériau ductile cubique à faces centrées comme la matrice, la nucléation de fissures dans les plans de glissement. Les essais de déformation in situ dans le microscope THT et les calculs de contraintes, nous ont donc permis de mieux comprendre et d'expliquer le comportement en traction travers du composite. En fatigue, nous avons constaté expérimentalement la rupture des fibres à des niveaux de contrainte nettement inférieurs au crochet de traction de la courbe monotone et proposé un modèle d'empilements doubles de dislocations situés dans des plans parallèles voisins pour expliquer ce phénomène. Enfin, utilisant la présence des fibres et la méthode de sous-charge ou "understressing" pour soumettre un matériau à glissement planaire, la matrice, à un niveau de chargement cyclique inhabituellement élevé et à grand nombre de cycles, nous avons pu mettre en évidence le mécanisme conduisant à la production de lacunes par annihilation de multipôles, puis à la ruine du matériau par décohésion à l'interface fibre-matrice et dans les plans de glissement.

C'est à ce point de l'exposé qu'il convient de souligner le rôle essentiel joué par les deux méthodes d'observation complémentaires utilisées au cours de cette étude : le microscope électronique à très haute tension (1 MV) et le microscope à balayage à canon à émission de champ. Ce dernier appareil, dont le fort courant de sonde permet d'obtenir, sur des surfaces de rupture, un gain en résolution d'un facteur dix environ par rapport à un microscope à balayage classique, nous a permis d'obtenir des microfractographies d'une résolution suffisante pour pouvoir les corrélérer directement à la microstructure interne, ce qui a joué un rôle décisif dans l'étude de fatigue. De plus, l'observation des multipôles, essentielle pour expliquer la ruine du matériau en fatigue, ou celle d'empilements contenant plus de cent dislocations, n'ont été possibles que grâce à la finesse de l'image des défauts qu'offre le microscope à très haute tension. De même, la réalisation d'expériences in situ délicates comme la rupture en long des fibres ou la nucléation de fissures internes en traction travers n'ont été possibles que grâce à l'épaisseur observable (plusieurs micromètres) et surtout à toute l'instrumentation que nous avons développée au fil des ans, de manière à transformer le microscope 1 MV CNRS-ONERA en un véritable "outil" d'étude in situ des matériaux. Si nous avons pu réussir là où d'autres avaient échoué, puis abandonné, c'est peut-être parce que nous formions une petite équipe, trois chercheurs (A. Marraud, B. Genty et nous-mêmes) et deux techniciens (A. Jouniaux, T. Ochin puis F. Eckly) dont les compétences et les connaissances se complétaient idéalement, mais c'est aussi parce que nous avons compris, dès le début, que l'instrumentation jouait un rôle clef et que nous avons recherché,

chaque fois, l'approche physique qui nous a permis de résoudre des problèmes autrement insurmontables. Le fait que certains des accessoires réalisés soient largement décrits dans un ouvrage général de microscopie électronique [37,46] et utilisés dans d'autres laboratoires tant français qu'étrangers, les expériences qu'ils nous ont permis de réaliser, soit en liaison avec des utilisateurs extérieurs, soit dans le cadre de l'ONERA comme celles rapportées dans ce mémoire, tout ceci montre clairement, a posteriori, que notre démarche, aussi longue et éprouvante soit-elle, était la seule valable. Si, d'autre part, nous avons pu participer activement à certaines des études des utilisateurs extérieurs [2-14], ce n'est pas, bien évidemment, uniquement à cause de notre apport technique, lors de la réalisation de films [5,12] par exemple, mais plutôt grâce à notre connaissance des problèmes directement liés à l'interprétation des observations, contraste [131] et interaction électrons-matière [36], et plus encore parce que nous possédions, dans les domaines amonts de la microscopie électronique tels que métallographie, fractographie, joints de grains, structures de fortes déformations, recristallisation ou texture, les connaissances de base nous permettant d'établir le dialogue. Juste retour des choses, la participation aux études de ces spécialistes de ces différents domaines nous a permis d'acquérir un complément de formation en métallurgie physique [4], qui ne pouvait être que favorable, pour ne pas dire indispensable, à nos propres études.

Enfin, venons-en à l'exploitation au second degré des résultats de cette étude ; ou, en d'autres termes, quels sont les mécanismes de déformation et de rupture que l'utilisation d'un matériau modèle tel que le composite Ni(Cr,Ta)-TaC nous a permis de mettre en évidence ou de mieux comprendre ? Tout d'abord, en ce qui concerne le rôle des empilements de dislocations, nous avons pu montrer, en sollicitation monotone, que la formation d'empilements pouvait avoir des conséquences différentes suivant le système de contraintes auquel ils se trouvaient soumis. Dans le cas d'une composante de cisaillement dans le plan de glissement de forte valeur, des empilements contenant plus de cent dislocations peuvent conduire à la rupture d'un obstacle aussi résistant qu'une fibre monocristalline parfaite de carbure de tantale ; par contre, dans une situation où se trouvent combinées une forte cission dans le plan de glissement et une contrainte normale également très élevées, la présence de l'empilement de dislocations peut conduire à la nucléation d'une fissure interne par ouverture du plan de glissement. Ce dernier mécanisme, déjà observé dans des hexagonaux dans lesquels l'énergie de surface est relativement faible, ne l'avait jamais été dans des matériaux cubiques ; ceci résulte peut-être du fait qu'un tel système de contrainte ne peut s'obtenir que dans des zones de concentration de contrainte où l'observation demeure difficile, mais laisse supposer que ce mode de rupture, bien que jamais observé auparavant dans ces matériaux, pourrait quand même jouer un rôle essentiel. Par

ailleurs, en fatigue, un mécanisme de deux empilements doubles dans des plans de glissement parallèles voisins pourrait expliquer la rupture de l'obstacle à un niveau de contrainte nettement plus bas qu'en sollicitation monotone. Ce mécanisme, qui présente en l'absence d'obstacle une certaine analogie avec le mécanisme d'intrusion-extrusion, pourrait jouer un rôle non négligeable dans la rupture en fatigue des matériaux à glissement strictement planaire. Ainsi, la présence d'empilements de dislocations pourrait conduire à la rupture des matériaux de trois façons différentes, en fonction du système de contrainte local et du mode de sollicitation. Enfin, en ce qui concerne le rôle des lacunes en fatigue, nous avons pu mettre en évidence, à la fois, la ruine du matériau par décohésion à l'interface fibre-matrice et dans les plans de glissement, et les sources de lacunes : multipôles dont les plans de glissement parallèles voisins ne sont distants que de quelques nanomètres. Ces observations complètent celles réalisées par d'autres auteurs, à moyenne température, sur des matériaux à glissement planaire dans lesquels la sollicitation cyclique conduit à la formation de cavités inter- et même intragranulaires ; elles montrent qu'à la température ambiante, mais à forte charge alternée et très grand nombre de cycles, les lacunes peuvent également jouer un rôle essentiel dans le mécanisme de ruine du matériau.

Ainsi que nous l'avions pressenti dès le début de cette étude, c'est effectivement la simplicité du matériau qui nous a permis d'exploiter pleinement les observations dans le cadre de la théorie des dislocations : en effet, même dans le cas d'une sollicitation sens travers, les calculs, bien que longs et fastidieux, nous ont cependant permis d'évaluer les deux grandeurs fondamentales que sont la cisssion dans le plan de glissement et la contrainte normale. Les fibres, qui simulent les obstacles au glissement que constituent les joints de grains dans les polycristaux, offrent effectivement un renforcement suffisamment homogène pour généraliser à l'ensemble du matériau les mécanismes de déformation et de rupture que nous souhaitions étudier. Enfin, en utilisant différents types de sollicitation, sens long et sens travers, nous avons pu réaliser, en présence d'un obstacle infranchissable par cisaillement, différentes combinaisons cisssion-contrainte normale, ce que l'utilisation d'un simple monocristal ne nous aurait pas permis. L'un des systèmes de contrainte ainsi réalisé nous a permis de mettre en évidence un mode de nucléation de fissure par ouverture des plans de glissement ; or, dans un polycristal soumis à un effort uniaxial, chaque grain, de par son environnement se trouve soumis à un système de contrainte triaxial complexe et différent de celui des autres grains. Ainsi, le système de contrainte réalisé dans la matrice du composite soumise à une sollicitation sens travers peut très bien se trouver réalisé dans un grain particulier d'un polycristal, grain dans lequel pourra se nucléer la fissure qui conduira ensuite à la rupture du matériau. Une telle localisation, encore bien plus difficilement détectable qu'une concentration de contrainte due à

un accident de géométrie à la surface de l'éprouvette, rend un tel phénomène inobservable, alors que l'homogénéité du composite permet de le généraliser à l'ensemble du matériau. Enfin, dans un tout autre domaine, et bien que cette dernière contribution n'ait pas été prévue au départ, nous avons pu "utiliser" le matériau composite non seulement pour expliquer, mais aussi, résultat plus original encore, résoudre quantitativement un problème de contrainte interne en terme de micromécanismes de déformation, blocage des sources, ce qui est généralement impossible dans les matériaux classiques. De plus, en ce qui concerne les tout premiers stades de la propagation des dislocations, le composite nous a également permis de réaliser une autre étude quantitative, celle de l'effet durcissant du champ de contrainte pseudo-périodique résultant des contraintes internes, sur le mouvement des dislocations (durcissement de Mott-Nabarro).

En conclusion, l'utilisation conjointe d'un matériau modèle d'exception tel que le composite Ni(Cr,Ta)-TaC et de deux méthodes d'observation complémentaires et irremplaçables comme le microscope électronique à très haute tension et le microscope à balayage à canon à émission de champ, nous a permis de mettre en évidence des phénomènes dont l'observation serait peut-être, autrement, demeurée impossible et, ainsi, de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux de déformation et de rupture des matériaux cristallins, en traction et en fatigue.

VIII REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J.-F. STOHR et R. VALLE, *Phil. Mag.* 32 p. 43 (1975)
- [2] J. CADOZ, D. HOKIM, J. PELISSIER and R. VALLE, *J. Mater. Sci.* 17 p. 211 (1982)
- [3] C. DONADILLE, R. VALLE, P. DERVIN and R. PENELLE, *Proc. 7th Risø Int. Symp. Met. Mat. Sci.* p. 291 (1986)
- [4] C. DONADILLE, R. VALLE, P. DERVIN and R. PENELLE, *Acta Met. (Overview)*, à paraître
- [5] C. DONADILLE, R. PENELLE and R. VALLE, Fiche cinématographique ONERA n° 1191 (film 16 mm, 18 mn, son optique) (1987)
- [6] C. DONADILLE, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1987)
- [7] S. DE SOUZA, C. SERVANT, C. SEVERAC and R. VALLE, *J. Less Common Metals* 124 p. 219 (1986)
- [8] S. DE SOUZA, Thèse de Docteur-Ingénieur, Orsay (1984)
- [9] S. NAKA, R. PENELLE, R. VALLE and P. LACOMBE, *Proc. 5th Int. Conf. Texture of Materials* (edited by G. Gottstein and K. Lücke) 1 p. 405 (1978)
- [10] S. NAKA, R. PENELLE, R. VALLE and P. LACOMBE, *Proc. 4th Int. Conf. on Titanium* (edited by H. Kimura and O. Izumi) 2 p. 955 (1980)
- [11] S. NAKA, Thèse de Docteur-Ingénieur, Orsay (1978)
- [12] B. EL M'RABAT, L. PRIESTER, R. VALLE, A. JOUNIAUX and A. MARRAUD, Fiche cinématographique ONERA n° 1173 (film 16 mm, 13 mn, son optique) (1987)
- [13] B. EL M'RABAT, L. PRIESTER, R. VALLE, A. JOUNIAUX and A. MARRAUD, *Revue Phys. Appl.* 23 p. 682 (1988)
- [14] B. EL M'RABAT, Thèse de Doctorat d'Université, Orsay (1986)
- [15] D. REBOUT, J.-F. STOHR and M. AUCOUTURIER, *J. Mater. Sci.* 13 p. 2333 (1978)
- [16] T. KHAN and J.-F. STOHR, *Proc. 2nd Risø Int. Symp. Met. Mat. Sci.* p. 323 (1981)
- [17] P.J.E. FORSYTH, *The Physical Basis of Metal Fatigue*, Blackie & Son Ltd, London and Glasgow (1969)
- [18] H. OCTOR, C. RENON et H. MARTINOD, *Mém. Sci. Revue Métall.* 73 p. 781 (1976)
- [19] H. OCTOR, C. RENON et H. MARTINOD, (T.P. ONERA n° 1978-71) Conf. présentée à l'Ecole Int. d'Eté sur la Fatigue des Matériaux et des Structures, Université de Sherbrooke (Québec, Canada) (1978)
- [20] A. KELLY and G.J. DAVIES, *Metall. Rev.* 10 n° 37 p. 1 (1965)
- [21] H. SUZUKI, *Sci. Repts. Tohoku Univ.* A4 p. 455 (1952)
- [22] A.H. COTTRELL, C.S. HUNTER and F.R.N. NABARRO, *Phil. Mag.* 44 p. 1064 (1953)
- [23] J. FRIEDEL, *Les dislocations*, p. 238-240, Gauthier-Villars, Paris (1956)
- [24] R.L. FLEISCHER, *Acta Met.* 9 p. 996 (1961)

- [25] R.L. FLEISCHER, *Acta Met.* 11 p. 203 (1963)
- [26] N.F. MOTT and F.R.N. NABARRO, *Proc. Phys. Soc. Lond.* 52 p. 86 (1940)
- [27] N. CLEMENT in *L'ordre et le désordre dans les matériaux* (éditeurs : F. REYNAUD, N. CLEMENT et J.J. COUDERC) p. 167, Les Editions de Physique (1984)
- [28] P. HAASEN, *Phil. Mag.* 3 p. 384 (1958)
- [29] A. AKHTAR and E. TEGHTSOONIAN, *Met. Trans.* 2 p. 2757 (1971)
- [30] N. CLEMENT, D. CAILLARD and J.-L. MARTIN, *Acta Met.* 32 p. 961 (1984)
- [31] R.M.N. PELLOUX and N.J. GRANT, *Trans. AIME* 218 p. 232 (1960)
- [32] R. COZAR, Thèse de Docteur-Ingénieur, Nancy I (1973)
- [33] R. VALLE, B. GENTY, A. MARRAUD and B. PARDO, *Proc. 5th Int. Conf. HVEM* (edited by T. Imura and H. Hashimoto) p. 163 (1977)
- [34] R. VALLE, B. GENTY, A. MARRAUD and B. PARDO, *Proc. 7th Int. Conf. HVEM* (edited by R.M. Fisher, R. Gronsky and K.H. Westmacott) p. 95 (1983)
- [35] R. VALLE, B. GENTY and A. MARRAUD, *Proc. 8th Eur. Cong. Electr. Micr.* (edited by A. Csanady, P. Röhlich and D. Szabo) 1 p. 95 (1984)
- [36] R. VALLE, B. GENTY, A. MARRAUD and B. PARDO, *Ultramicroscopy* 27 p. 67 (1989)
- [37] E.P. BUTLER and K.F. HALE in *Practical Methods in Electron Microscopy* (edited by A.M. Glauert) volume 9 p. 424-426, North Holland, Amsterdam (1981)
- [38] R. VALLE, B. GENTY, A. MARRAUD and P. REGNIER, *Proc. 5th Int. Conf. HVEM* (edited by T. Imura and H. Hashimoto) p. 137 (1977)
- [39] R. VALLE, B. GENTY and A. MARRAUD, *Proc. 6th Int. Conf. HVEM* (edited by P. Brederoo and J. Van Landuyt) p. 34 (1980)
- [40] B. GENTY, A. MARRAUD et R. VALLE, *Brevet Français n° 80.18.836* (1980)
- [41] B. GENTY, A. MARRAUD and R. VALLE, *US Patent n° 4,405,865* (1983)
- [42] R. VALLE and J.-L. MARTIN, *Proc. 8th Int. Cong. Electr. Micr.* (edited by J.V. Sanders and D.J. Goodchild) 1 p. 180 (1974)
- [43] R. VALLE (à paraître)
- [44] R. VALLE, B. GENTY, A. MARRAUD and J. CADOZ, *Proc. Inst. Phys. Electr. Micr. and Anal. Group Conf. (EMAG 81)* (edited by M.J. Goringe) p. 35 (1981)
- [45] R. VALLE, B. GENTY and A. MARRAUD, *Proc. 7th Int. Conf. HVEM* (edited by R.M. Fisher, R. Gronsky & K.H. Westmacott) p. 125 (1983)
- [46] E.P. BUTLER and K.F. HALE in *Practical Methods in Electron Microscopy* (edited by A.M. Glauert) volume 9 p. 62-64, North Holland, Amsterdam (1981)
- [47] G. KIRSCH, *Z. Ver. Deut. Ing.* 42 s. 797 (1898)
- [48] S.P. TIMOSHENKO and J.N. GOODIER, *Theory of Elasticity* (3rd ed.) p. 90, McGraw-Hill, New York (1970)

- [49] R. OSIECKI and G. THOMAS, Proc. 29th EMSA Conf. (edited by C.J. Arceneaux) p. 178 (1971)
- [50] W.L. BELL and G. THOMAS in Electron Microscopy and Structure of Materials (edited by G. Thomas) p. 23, University of California Press, Berkeley (1972)
- [51] M.J. GORINGE, E.A. HEWAT, C.J. HUMPHREYS and G. THOMAS, Proc. 5th Eur. Cong. Electr. Micr. (edited by the Institute of Physics) p. 538 (1972)
- [52] L.J. CHEN and G. THOMAS, Phys. Stat. Sol. (a) 25 p. 193 (1974)
- [53] A.V. CREWE, D.N. EGGENBERGER, J. WALL and L.M. WELTER, Rev. Scient. Inst. 39 p. 576 (1968)
- [54] G. LAME, Leçons sur la théorie mathématique de l'élasticité des corps solides p. 179-192, Bachelier, Paris (1852)
- [55] H.L. BROWN, P.E. ARMSTRONG and C.P. KEMPTER, J. Chem. Phys. 45 p. 547 (1966)
- [56] M. YAMAMOTO, Phys. Rev. 77 p. 566 (1950)
- [57] G.A. ALERS, J.R. NEIGHBOURS and H. SATO, J. Phys. Chem. Solids 13 p. 40 (1960)
- [58] W. GLÄSER in D.J. ROWCLIFFE and G.E. HOLLOX, J. Mat. Sc. 6 p. 1270 (1971)
- [59] J. RENARD, Communication privée
- [60] P.W. BRIDGMAN, Proc. Am. Acad. Art Sci. 58 p. 163 (1923)
- [61] E.A. CALNAN and C.J.B. CLEWS, Phil. Mag. 42 p. 616 (1951)
- [62] A.K. HEAD, Phil. Mag. 44 p. 92 (1953)
- [63] A.K. HEAD, Proc. Phys. Soc. B 66 p. 793 (1953)
- [64] H. BIBRING, M. RABINOVITCH et T. KHAN, C.R. hebd. Séanc. Acad. Sci. Paris C 275 p. 1475 (1972)
- [65] T. KHAN, M. RABINOVITCH, J.F. STOHR, J.P. TROTTIER and H. BIBRING, Scripta Metall. 7 p. 727 (1973)
- [66] A. HOWIE and M.J. WHELAM, Proc. Roy. Soc. A263 p. 217 (1961)
- [67] A. HOWIE and Z.S. BASINSKI, Phil. Mag. 17 p. 1039 (1968)
- [68] H. YOSHIOKA, J. Phys. Soc. Jap. 12 p. 618 (1957)
- [69] J.D. ESHELBY, F.C. FRANK and F.R.N. NABARRO, Phil. Mag. 42 p. 351 (1951)
- [70] A.K. HEAD and P.F. THOMSON, Phil. Mag. 7 p. 439 (1962)
- [71] G. LEIBFRIED, Z. Phys. 130 s. 214 (1951)
- [72] F.C. FRANK and W.T. READ, Phys. Rev. 79 p. 722 (1950)
- [73] J.P. HIRTH and J. LOTHE, Theory of dislocations p. 123, Mc Graw Hill, New York (1968)
- [74] Y.T. CHOU, Acta Met. 13 p. 779 (1965)
- [75] R.E. SMALLMAN and P.S. DOBSON, Mat. Trans. 1 p. 2383 (1970)

- [76] N. CLEMENT et P. COULOMB, Phil. Mag. 50 p. 663 (1974)
- [77] C.B. CARTER and S.M. HOLMES, Phil. Mag. 35 p. 1161 (1977)
- [78] C.B. CARTER and I.L.F. RAY, Phil. Mag. 35 p. 189 (1977)
- [79] H. SAKA, T. IWATA and T. IMURA, Phil. Mag. 37 A p. 273 (1978)
- [80] A. HOWIE and P.R. SWANN, Phil. Mag. 6 p. 1215 (1961)
- [81] P.R. THORNTON, T.E. MITCHELL and P.B. HIRSCH, Phil. Mag. 7 p. 1349 (1962)
- [82] L.M. BROWN, Phil. Mag. 10 p. 441 (1964)
- [83] P.C.J. GALLAGHER, Met. Trans. 1 p. 2429 (1970)
- [84] R.E. SCHRAMM and R.P. REED, Met. Trans. 6 A p. 1345 (1975)
- [85] E.H. KÖSTER, A.R. THÖLEN and A. HOWIE, Phil. Mag. 10 p. 1093 (1964)
- [86] D.L. DOUGLASS, G. THOMAS and W.R. ROSER, Corrosion 20 p. 15 (1964)
- [87] HSUN HU, R.S. CLINE and S.R. GOODMAN, J. Appl. Phys. 32 p. 1392 (1961)
- [88] F. HAESSNER, Z. Metallkde 53 s. 403 (1962)
- [89] HSUN HU and S.R. GOODMAN, Trans. AIME 227 p. 627 (1963)
- [90] R.E. SMALLMAN and D. GREEN, Acta Metall. 12 p. 145 (1964)
- [91] I.L. DILLAMORE, R.E. SMALLMAN and W.T. ROBERTS, Phil. Mag. 9 p. 517 (1964)
- [92] A. SEEGER, R. BERNER und H. WOLF, Z. Phys. 155 s. 247 (1959)
- [93] P.S. KOTVAL and O.H. NESTOR, Trans. AIME 245 p. 1275 (1969)
- [94] E. OROWAN, Symposium on Internal Stresses in Metals and Alloys, Institute of Metals, London p. 451 (1948)
- [95] D.J. ROWCLIFFE and G.E. HOLLOX, J. Mat. Sc. 6 p. 1261 (1971)
- [96] O. MOHR, Zivilingenieur s. 113 (1883)
- [97] N.I. MUSKHELISHVILI, Some basic problems of the mathematical theory of elasticity p. 215-216, P. Noordhoff Ltd, Groningen Holland (1953)
- [98] N.I. MUSKHELISHVILI, idem p. 212-215
- [99] A. DERUYTTERE and G.B. GREENOUGH, J. Inst. Metals 84 p. 337 (1956)
- [100] V.N. ROZHANSKII, Soviet Phys. Doklady 3 p. 1193 (1959), ДАН СССР 123 c. 648 (1958)
- [101] V.N. ROZHANSKII, N.V. PERTSOV, E.D. SHCHUKIN and P.A. REBINDER, Soviet Phys. Doklady 2 p. 460 (1957), ДАН СССР 116 c. 769 (1957)
- [102] J.J. GILMAN, Trans. AIME 212 p. 783 (1958)
- [103] R. BULLOUGH, Phil. Mag. 9 p. 917 (1964)
- [104] A.A. GRIFFITH, Phil. trans. Roy. Soc. London A 221 p. 163 (1921)

- [105] C.E. INGLIS, Trans. Inst. Naval Arch. 55 p. 219 (1913)
- [106] R. PRIESTNER and N. LOUAT, Acta Metall. 11 p. 195 (1963)
- [107] A.E.H. LOVE, A treatise on the mathematical theory of elasticity (4th edition) p. 173, Cambridge University Press (1927)
- [108] J.D. ESHELBY in Solid State Physics (edited by F. Seitz and D. Turnbull) volume 3 p. 79, Academic Press, New York (1956)
- [109] E.R. HAYWARD and A.P. GREENOUGH, J. Inst. Metals 88 p. 217 (1960)
- [110] P.S. MAIYA and J.M. BLAKELY, J. Appl. Phys. 38 p. 698 (1967)
- [111] L. BOUKSIM, Contribution à la modélisation du comportement mécanique du composite COTAC, Rapport de DEA, Université de Compiègne (1982)
- [112] P. LUKAS and M. KLESNIL, Phys. Stat. Sol. 37 p. 833 (1970)
- [113] P. LUKAS and M. KLESNIL, Phys. Stat. Sol. (a) 5 p. 247 (1971)
- [114] C. LAIRD, S. STANZL, R. DE LA VEAUX and L. BUCHINGER, Mat. Sc. Eng. 80 p. 143 (1986)
- [115] L. BUCHINGER, A.S. CHENG, S. STANZL and C. LAIRD, Mat.Sc.Eng. 80 p.155 (1986)
- [116] B. ARNAUD, R. LE HAZIF et G. MARTIN, Acta Metall. 33 p. 1105 (1985)
- [117] K. BHANU SANKARA RAO, M. VIJAYALAKSHMI, M. VALSAN, S.L. MANNAN and P. RODRIGUEZ, Scripta Metall. 20 p. 989 (1986)
- [118] P. HAASEN und G. LEIBFRIED, Nach. Akad. Wiss. Göttingen n° 2 s. 31 (1954)
- [119] A.K. HEAD, Aust. J. Phys. 13 p. 613 (1960)
- [120] J.C.M. LI, Disc. Faraday Soc. 38 p. 138 (1964)
- [121] P.M. HAZZLEDINE, J. Physique 27 p. C3-210 (1966)
- [122] J. FRIEDEL, Les dislocations p. 63-76, Gauthier-Villars, Paris (1956)
- [123] R.M.J. COTTERILL, Physics Letters 60A p. 61 (1977)
- [124] U. ESSMANN and H. MUGHRABI, Phil. Mag. A 40 p. 731 (1979)
- [125] J. POLAK, Czech. J. Phys. B 19 p. 315 (1969)
- [126] J. POLAK, Mat. Sci. Eng. 89 p. 35 (1987)
- [127] H.J. WOLLENBERGER in Physical Metallurgy (edited by R.W. Cahn and P. Haasen) p. 1139-1221, North Holland, Amsterdam (1983)
- [128] S. SCHERRER, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Nancy (1970)
- [129] R.D. YAN, A.S. CHENG, L. BUCHINGER, S. STANZL and C. LAIRD, Mat. Sc. Eng. 80 p. 129 (1986)
- [130] U. ESSMANN, U. GÖSELE and H. MUGHRABI, Phil. Mag. A44 p. 405 (1981)
- [131] F. MONTHEILLET, R. VALLE, J.M. HAUDIN et G. FRADE, J. Microscopie 14 p. 10a (1972)

TABLE DES MATIERES

	Page
I INTRODUCTION	3
II TECHNIQUES EXPERIMENTALES	8
II.1. Structure du matériau composite	8
II.2. Monocristaux de matrice seule	9
II.3. Microscopie électronique à très haute tension	13
II.4. Microscopie électronique à balayage en réflexion	21
III- ETAT DES CONTRAINTES INTERNES DANS LE COMPOSITE DE SOLIDIFICATION	23
III.1. Détermination des contraintes internes	24
III.2. Interprétation des résultats	39
III.3. Conclusion	50
IV COMPOTEMENT EN TRACTION LONGITUDINALE DU COMPOSITE DE SOLIDIFICATION ROLE DES EMPILEMENTS DE DISLOCATIONS DANS LA RUPTURE DES FIBRES	52
IV.1. Comportement du matériau massif	52
IV.2. Essais de traction in situ	54
IV.3. Interprétation quantitative des essais de traction in situ	56
IV.4. Discussion	63
IV.5. Conclusion	69
V COMPOTEMENT EN TRACTION TRAVERS DU COMPOSITE DE SOLIDIFICATION CLIVAGE SENS LONG DES FIBRES NUCLEATION DE FISSURES INTERNES DANS LA MATRICE	70
V.1. Comportement du matériau massif	70
V.2. Essais de traction in situ	75
V.3. Effet d'une sollicitation transversale sur la répartition des contraintes	77
V.4. Mécanisme d'ouverture des fissures dans les plans de glissement	94
V.5. Conclusion	100
VI COMPOTEMENT EN FATIGUE DU COMPOSITE DE SOLIDIFICATION MECANISME DE RUPTURE DES FIBRES DECOHESION A L'INTERFACE FIBRE-MATRICE	101
VI.1. Comportement du matériau massif	101
VI.2. Problème des contraintes internes	103
VI.3. Etude microstructurale	104
VI.4. Mécanisme de rupture des fibres en fatigue	109
VI.5. Décohésion à l'interface fibre-matrice et dans les plans de glissement	112
VI.6. Discussion	119
VI.7. Conclusion	120
VII CONCLUSION	122
VIII REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	127

