

CHAPITRE I

RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES

Dans ce chapitre, nous présentons une vue d'ensemble du comportement plastique des métaux cubiques centrés en grandes déformations en vue de la prévision de leurs textures de laminage.

Pour cela, après un aperçu des textures constatées en laminage à froid de ces matériaux, nous décrivons diverses théories qui, considérant que ces textures sont dues principalement à la déformation individuelle des grains, se sont intéressées au problème du comportement plastique des monocristaux. Ensuite, différentes expériences en grandes déformations plastiques, réalisées sur des cristaux cubiques centrés, nous permettent d'évoquer certains problèmes tels que le choix des systèmes de glissement et l'évaluation de leurs cissions résolues critiques.

De plus, nous résumons différents modèles mathématiques élaborés afin d'expliquer le comportement plastique des polycristaux à partir de celui des monocristaux. Nous présentons également quelques applications de ces modèles à la prévision des textures de laminage des métaux cubiques centrés.

Pour terminer, nous définissons à la lumière de ces connaissances les objectifs que nous nous sommes fixés lors de ce travail.

* *
*

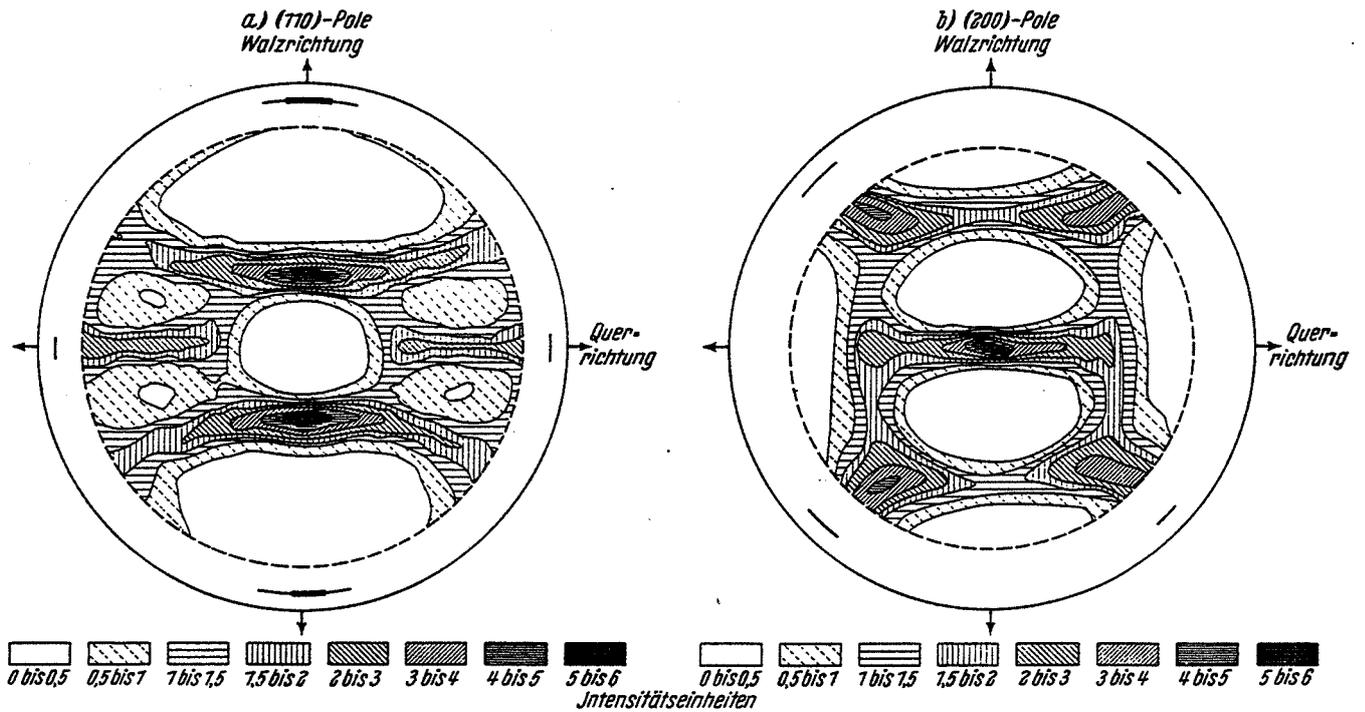


Figure 1.1 Figures de pôles (1 1 0) et (2 0 0) des textures de laminage à froid du Fe-2,8 % Si après 92 % de réduction (Möller et Stäblein, 1958).

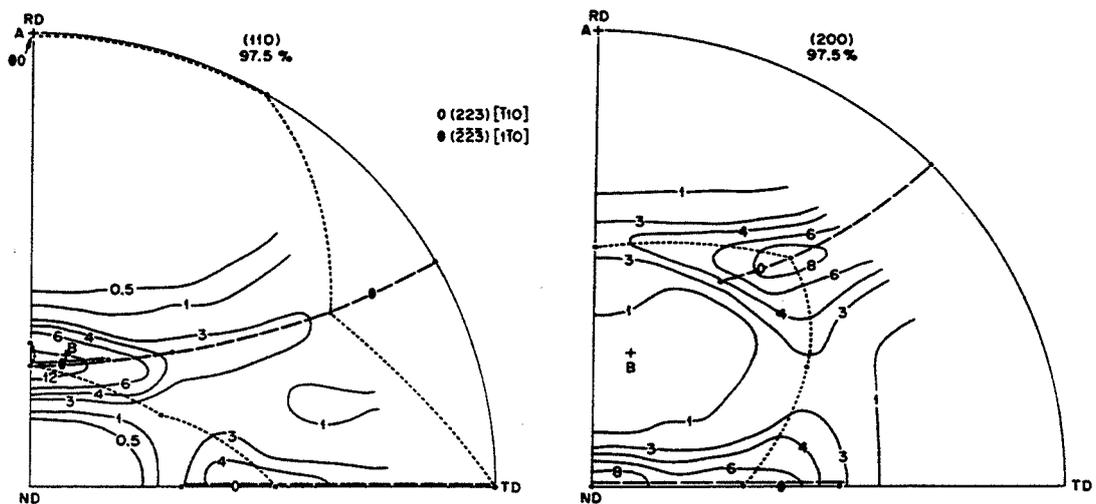


Figure 1.2 Figures de pôles (1 1 0) et (2 0 0) des textures de laminage à froid du Nb après 97,5 % de réduction (Vandermeer et Ogle, 1968).

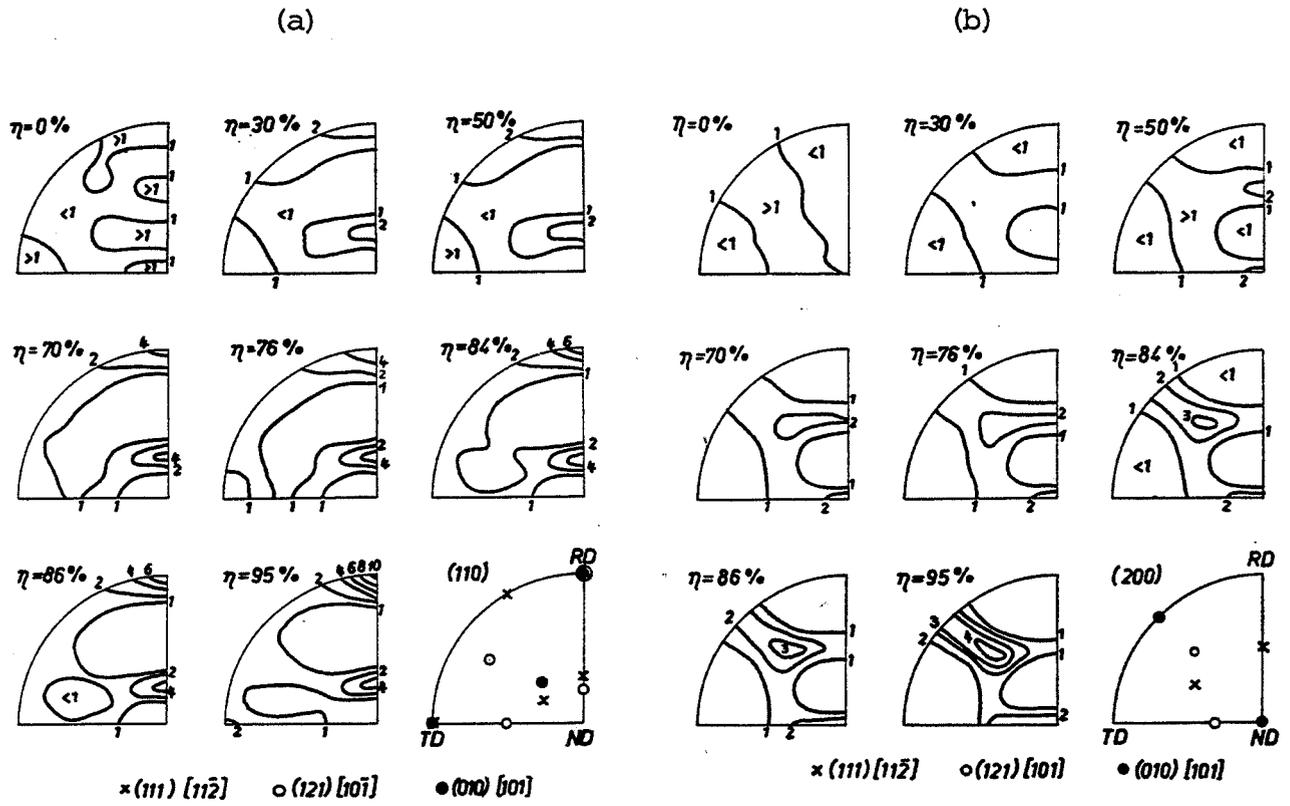


Figure 1.3 Figures de pôles (1 1 0)(a) et (2 0 0)(b) des textures de laminage à froid pour différents taux de réduction η du Fe- α (Schlafer et Bunge, 1974).

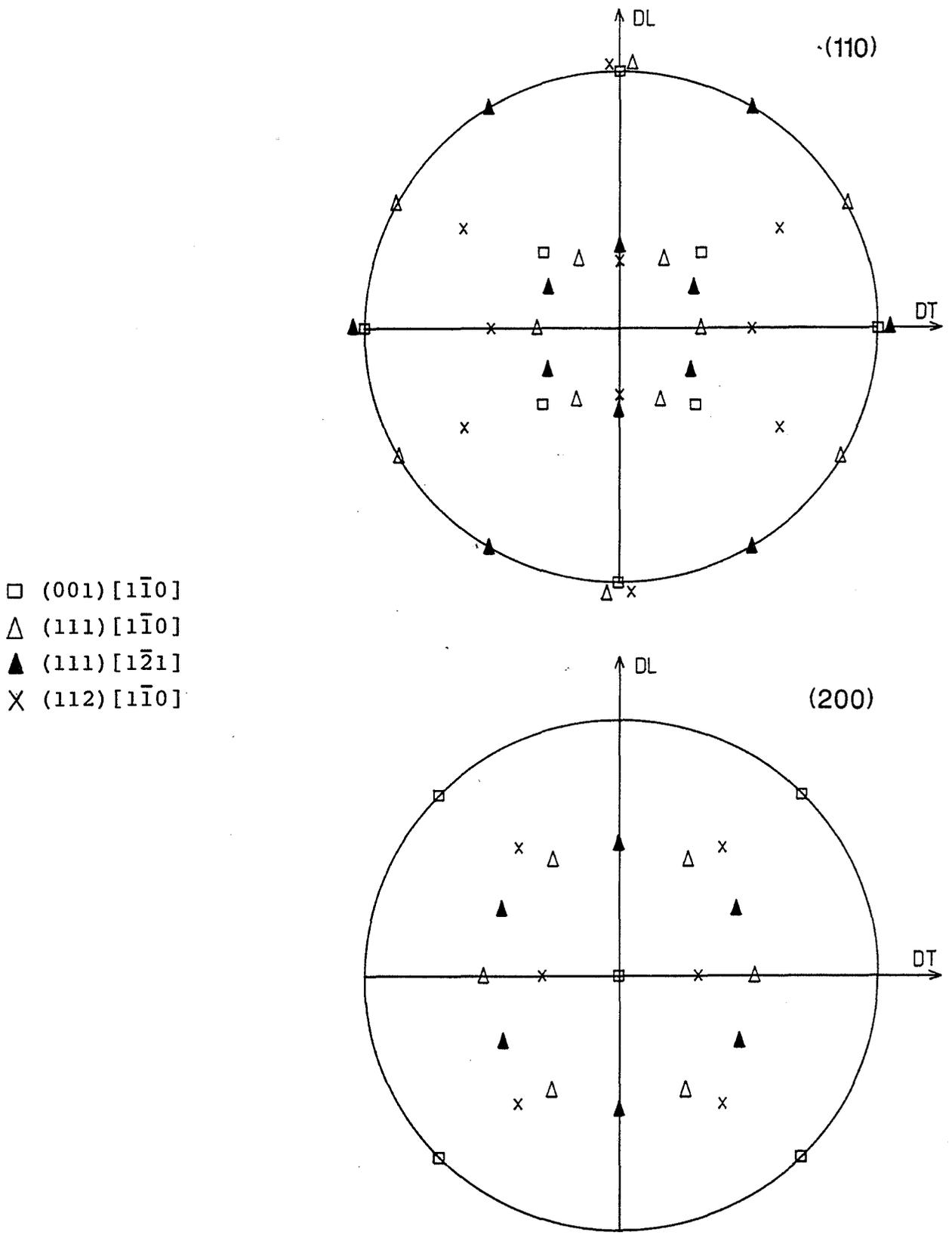


Figure 1.4 Représentation sur les figures de pôles (1 1 0) et (2 0 0) des positions des 4 orientations idéales : (0 0 1)[1 1 0], (1 1 1)[1 1 0], (1 1 1)[1 2 1] et (1 1 2)[1 1 0].

1.1 TEXTURES DANS LES METAUX CUBIQUES CENTRES

Les textures de déformation produites lors des procédés de mise en forme jouent un rôle important de par l'anisotropie du matériau qui en résulte, que ce soit au niveau du comportement mécanique, magnétique, électrique, etc... Dans ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement aux textures de laminage puisqu'il s'agit du principal procédé de fabrication de tôles métalliques.

Les textures de laminage à froid des métaux cubiques centrés sont très voisines qu'il s'agisse d'un métal pur tel que le niobium (Vandermeer et Ogle, 1968), le molybdène (Segmuller et Wasserman, 1960), le vanadium (Mc Hargue et Hammond, 1952), le tungstène (Pugh, 1958), ou de différents alliages (Evans, Bitcon et Hughes, 1969), (Wever et Botticher, 1966) et (Moller et Stablein, 1958). De plus, ces textures sont peu influencées par la température de laminage (Haessner et Mayer-Rosa, 1967) et (Hu, 1974). Les figures de pôles (1 1 0) et (2 0 0) des textures de laminage à froid, pour les 2 matériaux étudiés dans ce travail : Fe-Si et Nb, sont présentées à la figure 1.1 pour le Fe-2,8 % Si après un taux de réduction de 92 % et à la figure 1.2 pour le Nb après 97,5 % de déformation. Nous constatons que celles-ci se composent des mêmes zones de faible et de forte intensité de diffraction.

Pour le fer- α , une étude approfondie par diffraction de neutrons au lieu de rayons X, de l'évolution de la texture en fonction du taux de laminage η a été réalisée par Schläfer et Bunge (1974). Les résultats obtenus pour des taux de réduction de 0, 30, 50, 70, 76, 84, 86 et 95 % sont représentés à la figure 1.3 pour 2 figures de pôles : (1 1 0) et (2 0 0), et sont interprétées à partir de 3 orientations idéales : (1 1 1)[1 1 $\bar{2}$], (1 2 1)[1 0 $\bar{1}$] et (0 1 0)[1 0 1]. En comparant les figures de pôles (1 1 0) et (2 0 0) du Fe-2,8 % Si (Fig. 1.1) et du Nb (Fig. 1.2) avec celles du Fe- α (Fig. 1.3), nous constatons que pour des taux de déformation voisins \approx 95 %, les textures de laminage sont similaires.

En général, les textures de laminage sont analysées à partir de figures de pôles, principalement (1 1 0) et (2 0 0) et sont décrites par les 4 orientations idéales (0 0 1)[1 $\bar{1}$ 0], (1 1 1)[1 $\bar{1}$ 0], (1 1 1)[1 $\bar{2}$ 1] et (1 1 2)[1 $\bar{1}$ 0] (Fig.1.4) ou encore par une fibre imparfaite $\{111\}\langle u v w \rangle$ à laquelle s'ajoutent les 2 autres composantes idéales (0 0 1)[1 $\bar{1}$ 0] et (1 1 2)[1 $\bar{1}$ 0]. Donc, quelque soit le métal cubique centré considéré, nous retrouvons ces orientations comme composantes principales de la texture, mais avec des poids qui varient modérément en fonction de la composition, du traitement

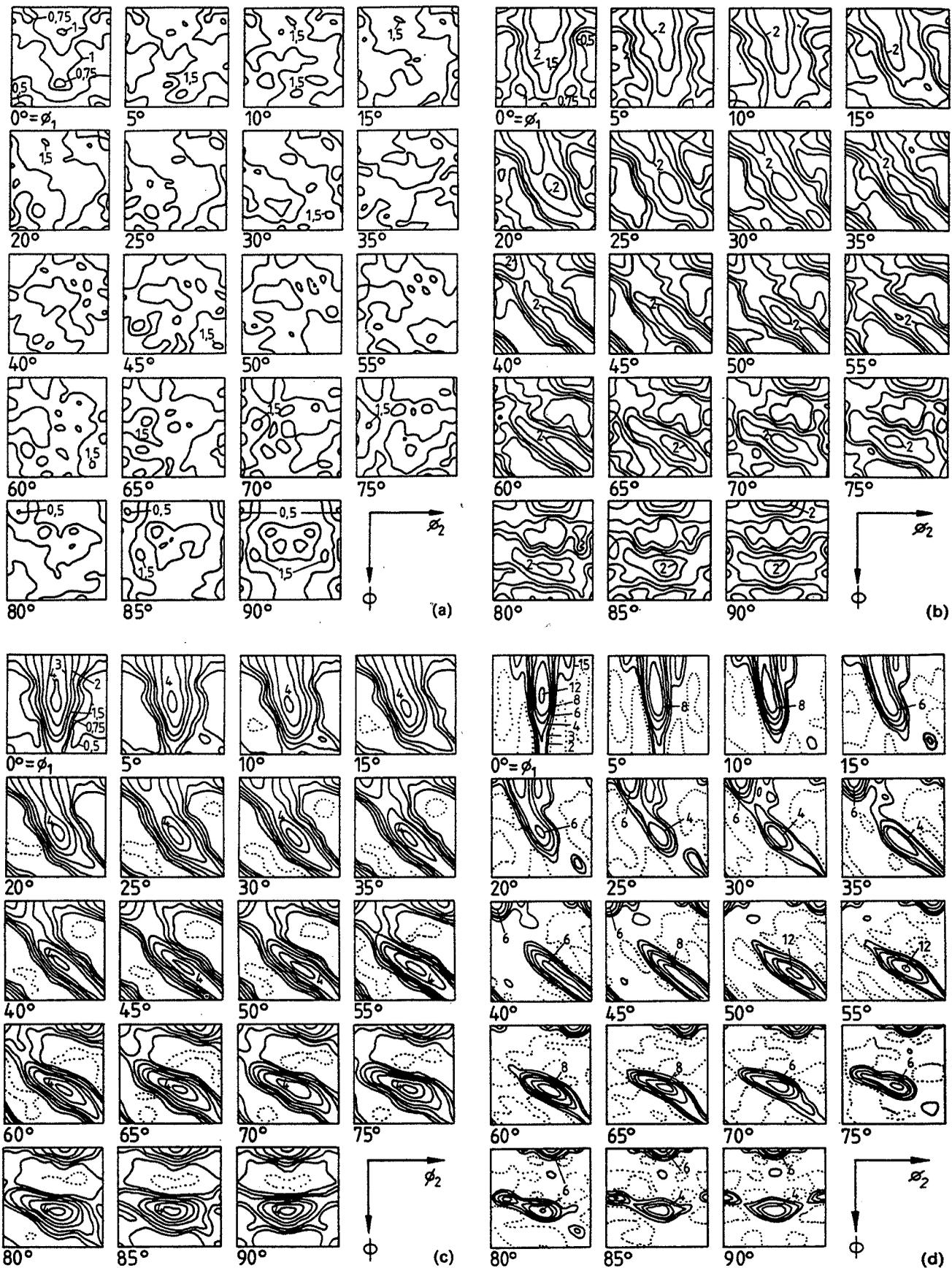


Figure 1.5 Présentation des FDOC pour des sections constantes de φ_1 par des lignes d'isodensités d'orientations, pour le Fe- α après des taux de réduction de 0 % (a), 15 % (b), 50 % (c) et 90 % (d) (Österle, Wever et Bunge, 1983).

thermique et de la microstructure.

Or, les figures de pôles utilisées pour caractériser les textures sont généralement incomplètes en raison de la limitation de l'angle d'incidence à $\approx 75^\circ$ lors de la diffraction des rayons X. Pour une meilleure description quantitative de ces textures, une fonction de distribution d'orientations cristallines (FDOC) est alors calculée à partir d'un ensemble de figures de pôles (Bunge, 1969). Cette fonction, définie, dans l'espace à 3 dimensions des angles d'Euler avec $0 < \varphi_1, \phi, \varphi_2 < 90^\circ$, représente la fraction volumique des cristallites ayant une orientation $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ donnée.

L'examen de la FDOC du Fe- α obtenue par Österle, Wever et Bunge (1983) suite aux travaux de Schläfer et Bunge (1974) montre le développement de la texture de laminage en fonction du taux de déformation pour une tôle initialement isotrope (Fig. 1.5). Pour une réduction de 90 % (Fig. 1.5(d)), cette texture est également interprétée en termes d'orientations idéales. Ces dernières sont résumées au tableau 1.1 et représentées à la figure 1.6 dans 2 sections particulières $\varphi_1 = 0^\circ$ et $\varphi_2 = 30^\circ$ de l'espace d'Euler. Pour ce graphique, les symboles sont identiques à ceux utilisés pour l'interprétation des figures de pôles (Fig. 1.4) et la notation est celle proposée par Van Houtte (1984). Dans cette représentation, la texture de laminage du Fe- α pour un taux de déformation de 90 % se compose principalement d'une fibre partielle $\{111\} : \langle uvw \rangle$ décrite par E et F à laquelle s'ajoutent les 2 orientations $(0\ 0\ 1)[1\ \bar{1}\ 0]$ et $(1\ 1\ 2)[1\ \bar{1}\ 0]$ notées respectivement H et I (Fig. 1.6).

Afin de comprendre la formation de ces textures dues à la rotation des axes cristallographiques des grains vers certaines orientations préférentielles, de nombreuses études ont été réalisées sur le comportement plastique des monocristaux et sur leurs mécanismes de déformation.

1.2 DEFORMATION PLASTIQUE DE MONOCRISTAUX

1.2.1 Théorèmes généraux

Les différents modèles que nous allons présenter ci-après, supposent tous que la déformation est homogène et s'appliquent aussi bien au comportement de monocristaux de structure cubique à faces centrées que cubiques centrés. Ces modèles reposent sur une hypothèse de déformation plastique qui se produit par glissements cristallographiques sur des plans et dans des directions bien déterminées.

Orientations idéales (h k l)[u v w] (Ψ_1, ϕ, Ψ_2)	Symboles	Notation
(1 1 1)[1 $\bar{1}$ 0]	Δ	E
(1 1 1)[1 $\bar{2}$ 1]	\blacktriangle	F
(0 0 1)[1 $\bar{1}$ 0]	\square	H
(1 1 2)[1 $\bar{1}$ 0]	X	I
(0 0 1)[3 $\bar{2}$ 0]	o	K
(0 0 1)[2 $\bar{3}$ 0]	o	K'

Tableau 1.1 Orientations idéales exprimées en indices de Miller et angles d'Euler pour l'interprétation des FDOC de texture de laminage.

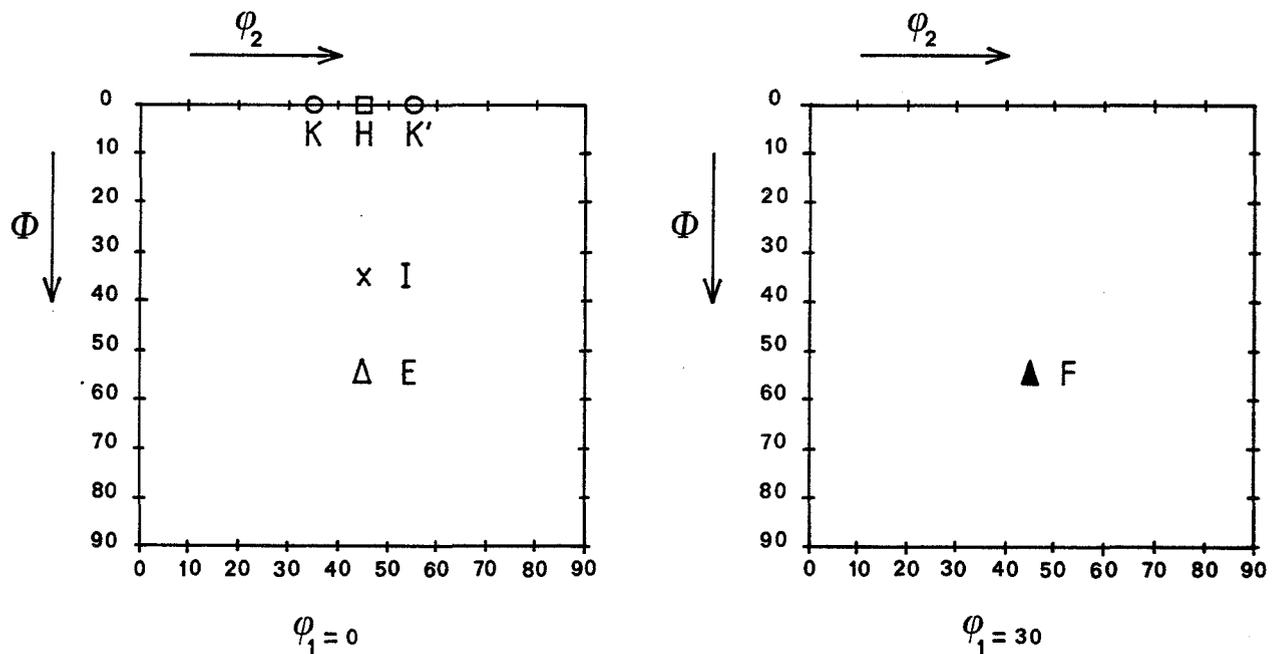


Figure 1.6 Représentation des orientations idéales du tableau 1.1 dans 2 sections $\Psi_1 = 0^\circ$ et $\Psi_1 = 30^\circ$ pour une FDOC de texture de laminage.

En général, le cristal est assimilé à un matériau rigide-plastique ne subissant aucune variation de volume. Comme critère d'écoulement plastique, on utilise principalement la loi de Schmid et Boas (1935), c'est-à-dire l'activation des systèmes de glissement à partir d'une valeur seuil de la cission résolue. De plus, on suppose également que la pression hydrostatique n'influence pas les propriétés d'écoulement du cristal.

Taylor en 1938 émet l'idée que l'état de déformation que subit chaque grain d'un polycristal est identique à celui qui est imposé à l'ensemble. De ce fait, les grains restent en contact lors de la déformation et aucune cavité ne se forme aux joints de grains. Taylor utilise les résultats de Von Mises (1928), selon lesquels seulement 5 systèmes de glissement indépendants sont nécessaires pour accommoder un état de déformation complètement imposé au cristal. Il en conclut, en vertu du théorème du travail virtuel minimum, que les 5 systèmes de glissement actifs sont ceux pour lesquels les amplitudes des vitesses de glissement $\dot{\gamma}^l$ des systèmes accommodant la déformation sont telles que la somme

$$\sum_l \tau_c^l \cdot \dot{\gamma}^l \quad \text{est minimale} \quad (1.1)$$

où τ_c^l est la cission résolue critique du système l.

Bishop et Hill en 1951-1953 améliorent le modèle de Taylor. En effet, ce dernier avait considéré tous les ensembles de 5 systèmes de glissement indépendants géométriquement possibles pour accommoder la déformation imposée sans se préoccuper du fait que l'état de contrainte correspondant pouvait entraîner une cission supérieure à la valeur critique sur d'autres systèmes. En conséquence, Bishop et Hill définissent, pour une déformation totalement imposée, l'ensemble de tous les états de contrainte respectant la loi de Schmid. C'est-à-dire, ils tabulent les sommets de la surface d'écoulement du cristal constituant une surface fermée, convexe à facettes. Afin de déterminer lequel de ces sommets est l'état de contrainte appliqué au cristal pour une déformation imposée, Bishop et Hill utilisent le théorème du travail maximum des contraintes.

Dans le cas de la surface d'écoulement pour le glissement sur $\{111\} \langle 110 \rangle$ pour les métaux cfc ou $\{110\} \langle 111 \rangle$ pour les métaux cc, chaque sommet est constitué d'au moins 5 systèmes de glissement (6 ou 8), 5 par 5 indépendants. Ainsi, bien que



l'état de contrainte soit connu, il y a indétermination sur les systèmes de glissement. En effet, 6 ou 8 systèmes sont activables alors que seulement 5 sont nécessaires pour accommoder l'état de déformation imposé. Nous reviendrons dans la suite de ce travail sur ce problème ainsi que sur quelques solutions proposées pour lever cette indétermination sur les amplitudes de glissement.

Chin et Mammel en 1969 démontrent que dans le cas d'une déformation complètement imposée, la détermination des systèmes de glissement à l'état critique peut être réalisée indifféremment par le théorème du travail interne minimal (Taylor, 1938) ou par le principe du travail externe maximal (Bishop et Hill, 1951).

Renouard et Wintenberger en 1976 généralisent le modèle de Taylor-Bishop-Hill au cas où à la fois des contraintes et des déformations sont imposées au cristal. En conditions mixtes, la recherche des systèmes de glissement activables est réalisée, soit par minimisation du travail interne des glissements sous l'action des contraintes non-imposées, soit par maximisation du travail externe des contraintes non-imposées. L'équivalence de ces 2 méthodes a été présentée par Skalli (1984), d'après le travail de Wintenberger.

Ce modèle de Taylor-Bishop-Hill en déformation totalement ou partiellement imposée a été appliqué avec succès à la prévision du comportement plastique de tri - et de monocristaux d'aluminium (Driver et Skalli, 1982) et (Driver, Skalli et Wintenberger, 1984). Notre travail consiste notamment à étudier la validité de ce modèle dans le cas de monocristaux cubiques centrés en compression plane partiellement imposée.

Signalons cependant que des critères d'écoulement autre que la loi de Schmid existent, notamment, une loi d'évolution visco-plastique, reliant la vitesse de glissement sur un système à la cission qui lui est appliquée (Pierce, Asaro et Needelman, 1983).

$$\frac{\tau^k}{\tau_r^k} = \left(\frac{\dot{\gamma}^k}{\dot{\gamma}_r^k} \right)^m \quad (1.2)$$

où $\dot{\gamma}_r^k$ et τ_r^k sont respectivement la vitesse de glissement et la cission résolue de référence du système k

où m est le paramètre caractérisant la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation.



L'introduction d'une sensibilité à la vitesse arrondit la "surface d'écoulement" du matériau et, en conséquence permet une évaluation directe sans indétermination des amplitudes de glissement sur les différents systèmes.

1.2.2 Résultats expérimentaux sur les monocristaux de métaux cubiques centrés

Le premier souci dès que l'on s'intéresse au comportement plastique en grandes déformations de monocristaux cubiques centrés est la détermination des systèmes de glissement. En effet, si la direction de glissement est bien connue comme étant celle de plus forte densité atomique, c'est-à-dire $\langle 111 \rangle$, l'identification des plans de glissement est problématique en raison de l'ondulation plus ou moins forte des traces des lignes de glissement observées. Ceci donna lieu à différentes hypothèses.

Taylor et Elam (1926), suite à des expériences en traction et compression simple sur des monocristaux de fer- α suggèrent que le plan de glissement n'est pas nécessairement un plan cristallographique, mais le plan de cisaillement résolue maximale. De plus, afin d'expliquer l'aspect sinueux des lignes de glissement, il propose que le glissement ne soit plus assimilé à celui d'un jeu de cartes comme dans le cas des métaux cubiques à faces centrées, mais à celui d'un ensemble de crayons glissant individuellement ou en blocs. Cette hypothèse est appelée : glissement non-cristallographique ou "pencil-glide".

Lors d'autres expériences réalisées sur des monocristaux, les traces des lignes de glissement furent interprétées comme étant celles des plans cristallographiques $\{110\}$, $\{112\}$ et parfois $\{123\}$ pour des essais de torsion sur du Fe- α et du Fe-Si jusqu'à 4 % en Si (Barrett, Ansel et Mehl, 1937) et pour des essais de traction sur du Fe-3,3 % Si (Opinsky et Smoluchowski, 1951). Les travaux plus récents sur la traction et la compression de monocristaux de niobium (Bowen, Christian et Taylor, 1967), (Foxal, Duesbery et Hirsh, 1967) suggèrent que le glissement se produit uniquement sur les plans $\{110\}$ et $\{112\}$ par dissociation des dislocations vis sur ces plans (Vitek et Kroupa, 1966). Ceci est en accord avec l'étude réalisée par Van Der Walt (1969) sur le glissement dans les métaux cubiques centrés. Celle-ci montre que la géométrie du réseau est telle que les plans $\{110\}$ et $\{112\}$ sont les seuls plans de glissement possibles pour une direction $\langle 111 \rangle$. Suite à des essais de durcissement latent sur des monocristaux de fer α déformés en traction, Franciosi (1983) confirme cette hypothèse. En effet, il interprète l'observation d'un glissement qui, macroscopiquement, suit des plans d'indices élevés $\{123\}$ ou le plan de cisaillement maximum en termes d'un

glissement colinéaire sur une paire de plans voisins $\{110\}$ - $\{112\}$ par dissociation non planaire des dislocations vis.

Ayant identifié les principaux systèmes de glissement comme étant $\{110\} \langle 111 \rangle$ et $\{112\} \langle 111 \rangle$, il convient de rappeler que les plans $\{112\}$ présentent une asymétrie suivant le sens de la sollicitation (Fig. 1.7). Ce phénomène a été mis en évidence sur des monocristaux lors d'essais réalisés en traction pour le Fe-2,6 % Si (Taoka, Takeuchi et Furubayashi, 1964) (Fig. 1.8) et pour le Nb (Duesbery et Foxall, 1965), mais également en cisaillement pour Mo (Guiu, 1969). Il indique que le glissement est plus facile lorsque le plan $\{112\}$ est sollicité dans le sens du maillage (SM) que dans le sens opposé (SOM).

Quant à la détermination de la cission résolue critique sur ces différents systèmes de glissement, nous limitons la présentation des résultats obtenus aux 2 métaux étudiés par la suite : l'alliage Fe-Si et le niobium. Les valeurs des rapports des cissions critiques $\tau_c \{112\} \text{ SM} / \tau_c \{110\}$ et $\tau_c \{112\} \text{ SOM} / \tau_c \{110\}$, mesurées sur des monocristaux de Fe - Si présentent une forte dispersion. En effet, Taoka et al. (1964) obtiennent pour ces rapports des valeurs de 1,05 et 1,10 sur des cristaux de Fe-2,6 % Si déformés en traction (Fig. 1.8), alors que Roche (1976) mesure des rapports de 1,10 et 1,22 sur du Fe-3,4 % Si lors d'essais de cisaillements (Fig. 1.9). Les valeurs obtenues pour ces mêmes rapports de cissions critiques dans le cas de monocristaux de niobium sont beaucoup plus précises à savoir : 0,94 et 1,06 (Foxall et al., 1967) ou encore 0,96 et 1,04 (Bowen et al., 1967) pour des essais de traction.

Cependant, pour les monocristaux cubiques centrés, il convient de noter que les valeurs des cissions critiques obtenues en traction et en compression ne sont pas toujours rigoureusement identiques à température ambiante, et que cette différence s'accroît lorsque la température diminue (Christian, 1984). Ce phénomène laisse supposer une possible influence de la contrainte normale sur la valeur de la cission résolue critique, c'est-à-dire à une mise en défaut de la loi de Schmid. Mais, comme le montre l'étude de Duesbery (1984) sur les métaux c.c., l'effet de la pression hydrostatique sur la déformation à température ambiante a peu d'influence sur la valeur de la cission résolue critique (Spitzig, 1979).

Il faut cependant signaler que la plupart des expériences mentionnées ci-dessus sont réalisées sur des monocristaux soumis à des conditions de glissement simple (un seul système actif) ou colinéaire (2 plans ayant la même direction de glissement). Or, le

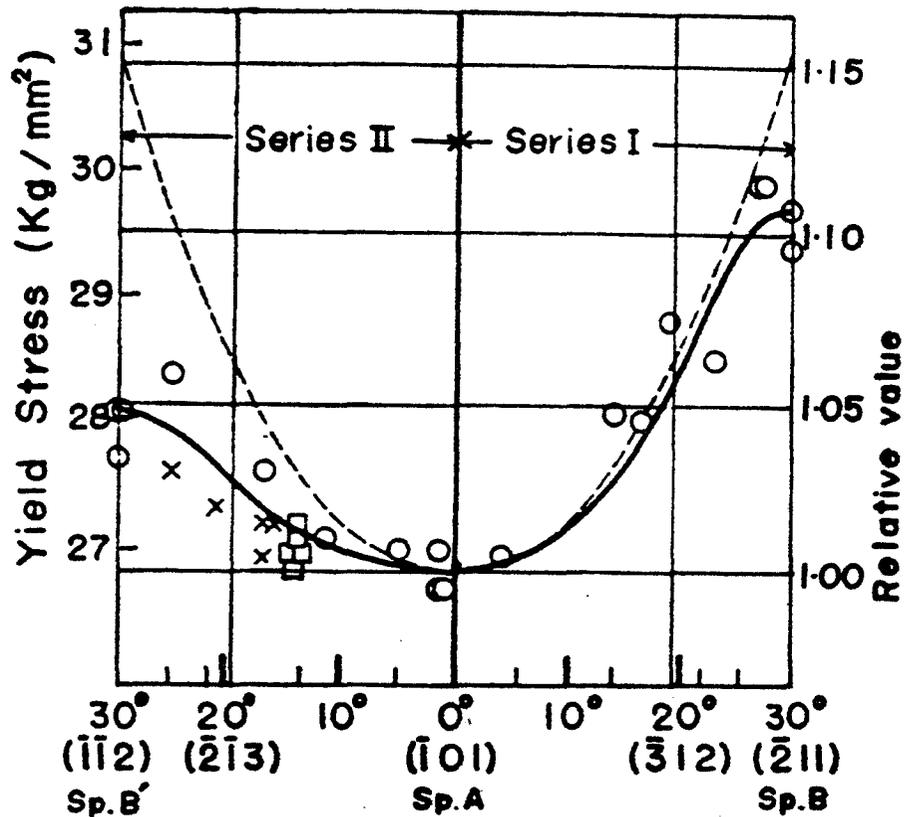


Figure 1.8 Variation de la contrainte d'écoulement en fonction de l'orientation du plan de cisssion résolue maximale pour la direction de glissement $[1\ 1\ 1]$, lors d'essais de traction sur des monocristaux de Fe-2,6 % Si (Taoka et al., 1964) ; l'échantillon SpB' étant orienté dans le sens maclage et l'échantillon SpB étant orienté dans le sens opposé.

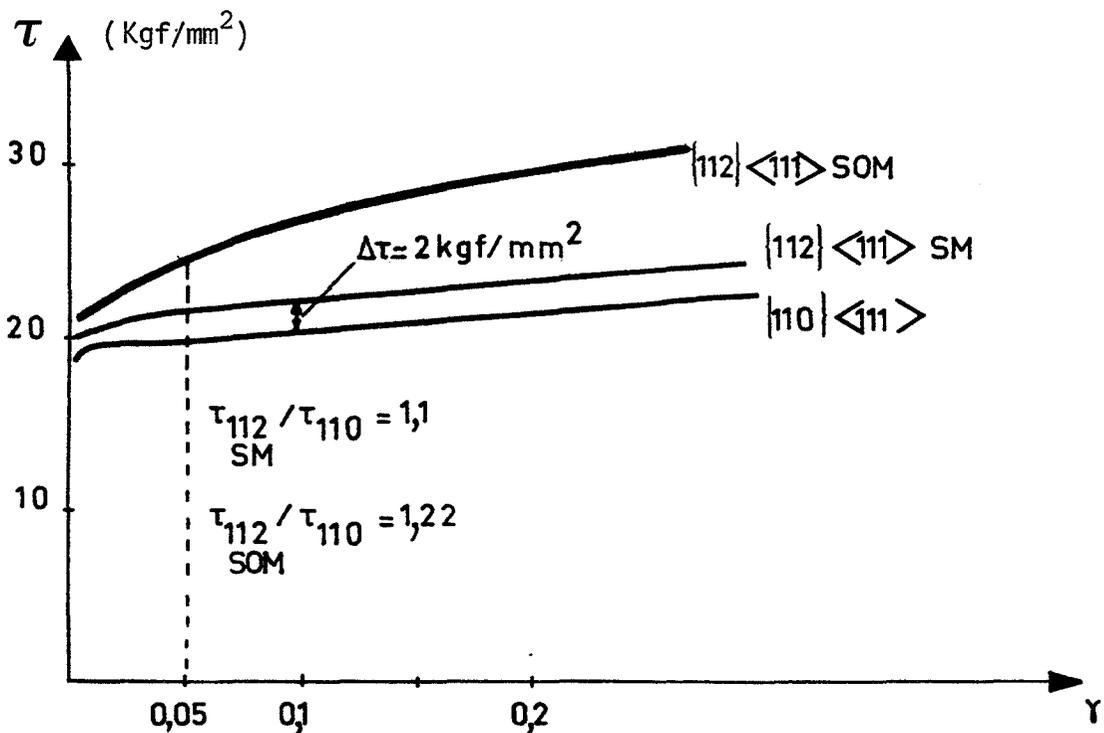


Figure 1.9 Valeurs de la cisssion résolue critique en fonction du taux de cisaillement sur 3 types de systèmes de glissement : $\{110\}\langle 111\rangle$, $\{112\}\langle 111\rangle$ orienté dans le sens maclage et $\{112\}\langle 111\rangle$ orienté dans le sens opposé (Roche, 1976).

comportement plastique des monocristaux cubiques centrés a également été étudié lors d'essais de déformation en glissement multiple, notamment par laminage (Dillamore et Roberts, 1965). Ces études ne sont plus réalisées dans le but de déterminer les systèmes de glissement et leurs cissions critiques, mais bien afin de caractériser les rotations cristallines se produisant lors de la déformation, ces dernières étant responsables de la formation d'une texture lors du laminage d'une tôle polycristalline.

En 1955, Koh et Dunn étudient le comportement plastique en laminage à froid d'une dizaine d'orientations monocristallines de Fe-Si. Après 70 % de réduction, ils en déduisent que les orientations initiales :

- (i) ayant une direction de laminage $[1\ 1\ 0]$ telles que celles situées entre $(0\ 0\ 1)[1\ 1\ 0]$ et $(1\ \bar{1}\ 1)[1\ 1\ 0]$ sont des orientations stables.
- (ii) Ayant un plan $(1\ 1\ 1)$ comme plan de laminage telle que $(1\ 1\ 1)[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$ et $(1\ 1\ 1)[1\ \bar{1}\ 0]$ sont des orientations stables.
- (iii) Ayant un plan de laminage compris entre $(0\ 0\ 1)$ et $(1\ 1\ 1)$ avec une direction de laminage située à 90° de $[1\ 1\ 0]$ se maintiennent ou tournent vers une des deux orientations stables finales $(0\ 0\ 1)[1\ 1\ 0]$ ou $(1\ 1\ 1)[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$, avec comme exception l'orientation $(1\ 1\ 2)[\bar{1}\ \bar{1}\ 1]$. En effet, cette dernière développe des bandes de déformation en cours de laminage ce qui se traduit au niveau de la texture par la présence des 2 composantes $(0\ 0\ 1)[1\ 1\ 0] + (1\ 1\ 1)[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$.

Quelques années après, Walter et Hibbard (1958), Aspden (1959) et Hsun Hu (1961) s'intéressent plus particulièrement aux textures de laminage de monocristaux de Fe-3 % Si se déformant de façon hétérogène. Ils étudient notamment l'orientation $(1\ 1\ 0)[0\ 0\ 1]$ pour laquelle la texture après 70 % de réduction se compose des 2 orientations stables $(1\ 1\ 1)[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$ et $(1\ 1\ 1)[1\ 1\ \bar{2}]$. Ces dernières correspondant à une rotation de 35° de part et d'autre de l'orientation initiale $(1\ 1\ 0)[0\ 0\ 1]$ autour de la direction transverse $[\bar{1}\ 1\ 0]$. Le cristal laminé présente alors une structure en bandes de déformation. De même, l'orientation $(2\ 1\ 0)[0\ 0\ 1]$ présente une texture de laminage très similaire à celle du cristal $(1\ 1\ 0)[0\ 0\ 1]$. En effet, celle-ci se compose également, après 70 % de réduction, des 2 orientations symétriques $(1\ 3\ 2)[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$ et $(1\ 3\ 2)[1\ 1\ \bar{2}]$. Le comportement de l'orientation $(1\ 0\ 0)[0\ 0\ 1]$, quant à lui, est très sensible aux conditions de laminage. En effet, lorsque ce cristal est laminé librement, il se déforme de façon homogène et présente une orientation finale $(1\ 0\ 0)[0\ 1\ 1]$ unique et stable. Par contre, lorsque le cristal est placé dans un guide ou inséré dans un dispositif

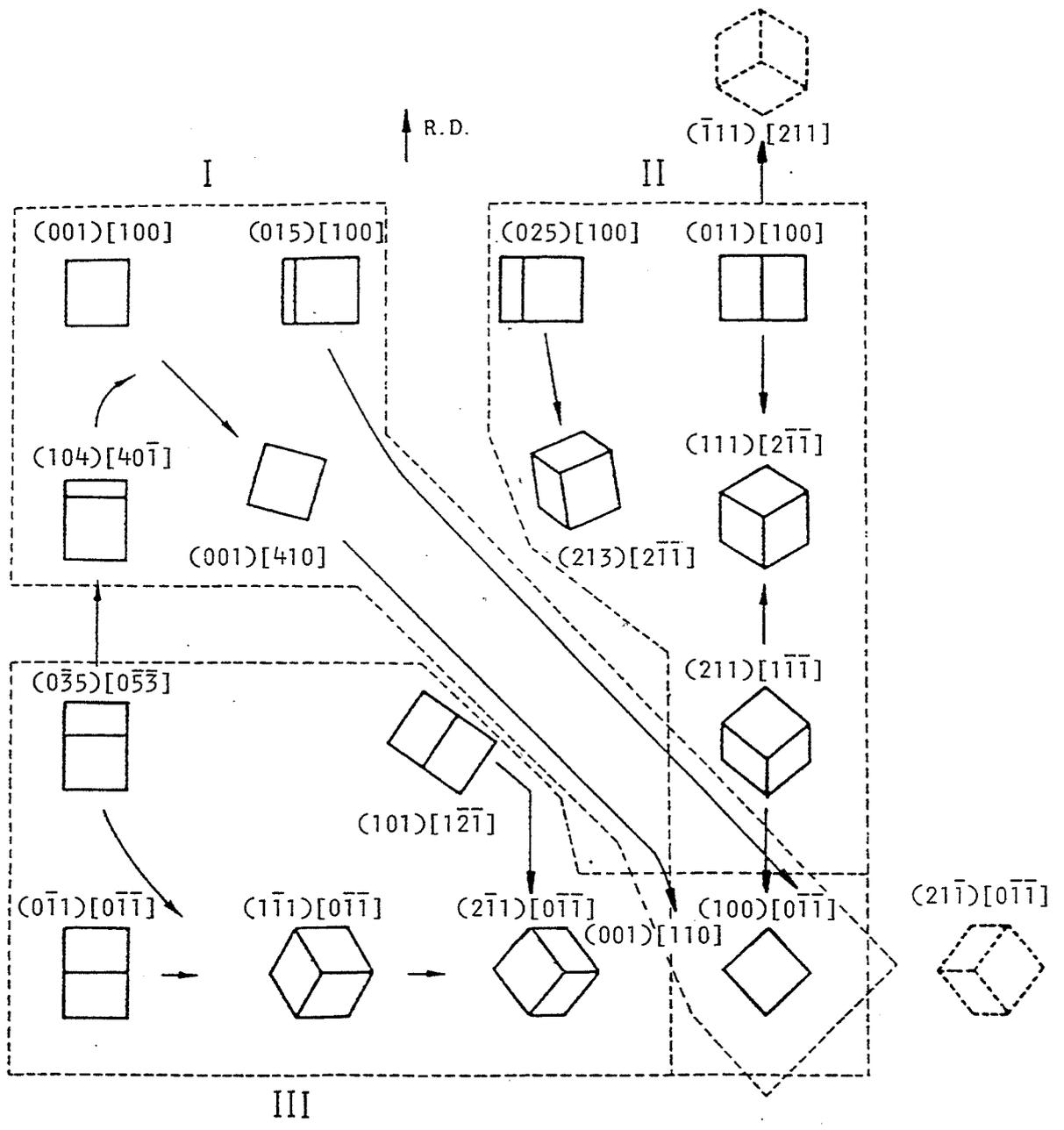


Figure 1.10 Schéma représentant les 3 groupes d'orientations monocristallines étudiées par Taoka et al. (1967) ainsi que l'évolution de chacun de ces cristaux de Fe-3 % Si en cours de laminage.

simulant les conditions de déformation dans un agrégat, la texture de laminage de ce cristal $(1\ 0\ 0)[0\ 0\ 1]$ comporte 2 composantes symétriques $(1\ 0\ 0)[0\ 2\ 1]$ et $(1\ 0\ 0)[0\ 1\ 2]$. Ces dernières correspondent à une rotation de 15° de part et d'autre de l'orientation stable $(1\ 0\ 0)[0\ 1\ 1]$ autour de la normale au plan de laminage. Dans ce cas, le cristal présente une structure de bandes de déformation allongées dans la direction de laminage.

En 1967, Taoka, Furubayashi et Takeuchi complètent l'analyse des textures de laminage des cristaux de Fe-3 % Si en étudiant de façon systématique 3 groupes d'orientations pour lesquelles ils obtiennent les résultats suivants, après 90 % de réduction (Fig. 1.10) :

- (i) le premier groupe se compose des cristaux ayant le plan $(0\ 0\ 1)$ comme plan de laminage : allant de $(0\ 0\ 1)[1\ 0\ 0]$ à $(0\ 0\ 1)[1\ 1\ 0]$ en passant par $(0\ 0\ 1)[4\ 1\ 0]$; les cristaux $(0\ 1\ 5)[1\ 0\ 0]$ et $(1\ 0\ 4)[4\ 0\ \bar{1}]$ inclus. Dans ce cas, tous les cristaux tournent vers 1 ou 2 composantes symétriques orientées entre $\{001\} \langle 100 \rangle$ et $\{001\} \langle 110 \rangle$ et se dirigent vers l'orientation finale stable $\{001\} \langle 110 \rangle$ pour une déformation croissante. Lorsque 2 orientations se développent dans le cristal, la structure de laminage de celui-ci se compose de bandes de déformation allongées dans la direction de laminage.
- (ii) Le deuxième groupe comprend les cristaux ayant la direction $[0\ \bar{1}\ 1]$ comme direction transverse de laminage : allant de $(0\ 1\ 1)[1\ 0\ 0]$ à $(1\ 0\ 0)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ en passant par $(1\ 1\ 1)[2\ \bar{1}\ \bar{1}]$ et $(2\ 1\ 1)[1\ \bar{1}\ \bar{1}]$; le cristal $(0\ 2\ 5)[1\ 0\ 0]$ inclus. Pour ce groupe, tous les cristaux orientés entre $(0\ 1\ 1)[1\ 0\ 0]$ et $(1\ 1\ 1)[2\ \bar{1}\ \bar{1}]$ tournent vers l'orientation stable $(1\ 1\ 1)[2\ \bar{1}\ \bar{1}]$ autour de leur direction transverse $[0\ \bar{1}\ 1]$; alors que les cristaux orientés entre $(2\ 1\ 1)[1\ \bar{1}\ \bar{1}]$ et $(1\ 0\ 0)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ tournent de la même façon vers l'orientation stable $(1\ 0\ 0)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$. Cependant, les 2 orientations $(0\ 1\ 1)[1\ 0\ 0]$ et $(2\ 1\ 1)[1\ \bar{1}\ \bar{1}]$ se divisent en 2 composantes dont chacune se dirige vers l'orientation stable voisine, à savoir vers $(\bar{1}\ 1\ 1)[2\ 1\ 1]$ et $(1\ 1\ 1)[2\ \bar{1}\ \bar{1}]$ pour $(0\ 1\ 1)[1\ 0\ 0]$ et vers $(1\ 1\ 1)[2\ \bar{1}\ \bar{1}]$ et $(1\ 0\ 0)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ pour $(2\ 1\ 1)[1\ \bar{1}\ \bar{1}]$. Pour le cristal $(0\ 2\ 5)[1\ 0\ 0]$, une décomposition en 2 orientations symétriques $(2\ 1\ 3)[2\ \bar{1}\ \bar{1}]$ et $(2\ 1\ 3)[\bar{2}\ 1\ 1]$ est également observée.
- (iii) la dernière série se compose des cristaux ayant la direction $[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ comme direction de laminage : allant de $(1\ 0\ 0)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ à $(0\ \bar{1}\ 1)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ en passant par $(1\ \bar{1}\ 1)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ et $(2\ \bar{1}\ 1)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$; les cristaux $(0\ \bar{3}\ 5)[0\ \bar{5}\ \bar{3}]$ et $(1\ 0\ 1)[1\ \bar{2}\ \bar{1}]$ inclus. Pour celle-ci, les orientations telles que $(2\ \bar{1}\ 1)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ et $(1\ 0\ 0)[0\ \bar{1}\ \bar{1}]$ sont stables.

Par contre, les cristaux situés entre $(0 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$ et $(2 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$ ont tendance à se diriger vers l'orientation stable $(2 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$. De même, le cristal $(1 0 1)[1 \bar{2} \bar{1}]$ situé entre 2 orientations symétriques $\{211\}\langle 011\rangle$ présente une texture comportant ces 2 composantes stables suite à une rotation de part et d'autre de l'axe transverse $[\bar{1} \bar{1} 1]$. Quant au cristal $(0 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$ bien que conservant son orientation initiale, il présente également une faible composante $(2 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$. En ce qui concerne le cristal $(0 \bar{3} 5)[0 \bar{5} \bar{3}]$, il se scinde dès le début du laminage en une composante proche de $(0 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$ et une voisine de $(0 0 1)[0 \bar{1} 0]$.

Ces constatations sont en très bon accord avec les observations faites auparavant quant à la stabilité ou à la décomposition de certaines orientations. La seule exception est l'orientation $(1 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$ considérée comme stable par Koh et Dunn (1958) et évoluant vers $(2 \bar{1} 1)[0 \bar{1} \bar{1}]$ pour Taoka et al. (1967).

Cette étude du comportement plastique de monocristaux en laminage fut suivie des premiers essais de compression plane sur des métaux cubiques centrés. Tout d'abord, Crutchley, Reid et Webster (1970) déforment des monocristaux de Cr, Nb, Mo et V d'orientations : $(1 1 0)[\bar{1} 1 0]$ et $(1 1 0)[0 0 1]$. En cours de compression, ils constatent que, quelque soit le métal déformé, l'orientation $(1 1 0)[\bar{1} 1 0]$ présente une limite d'écoulement très élevée et reste pratiquement stable, alors que l'orientation $(1 1 0)[0 0 1]$ pour laquelle la limite d'écoulement est beaucoup plus faible subit une forte réorientation. De plus, ils observent des lignes de glissement correspondant aux 2 types de systèmes $\{110\}\langle 111\rangle$ et $\{112\}\langle 111\rangle$ et ce, sans différence significative d'un matériau à l'autre. Dans le but de comparer l'anisotropie des contraintes d'écoulement de ces différents métaux, ils convertissent les courbes contrainte-déformation en courbes cission critique-amplitude totale de glissement en utilisant le facteur M de la théorie de Taylor - Bishop - Hill. Mais, niant l'évidence expérimentale de la rotation cristalline d'une des 2 orientations ainsi que du glissement sur les systèmes $\{112\}\langle 111\rangle$, ils utilisent comme valeur du facteur de Taylor, celle calculée à partir de l'orientation initiale dans l'hypothèse d'un glissement limité aux seuls systèmes $\{110\}\langle 111\rangle$. Ceci les conduit à conclure à la non-validité de la théorie de Taylor-Bishop-Hill de par la divergence des courbes $\tau_c(\gamma)$.

Quelques années plus tard, Carpay, Chin, Mahajan et Rubin (1975) et Carpay, Mahajan, Chin et Rubin (1977) approfondissent cette étude du comportement plastique des monocristaux en compression plane, mais cette fois uniquement sur des cristaux de Mo d'orientations : $(1 1 0)[0 0 1]$, $(1 1 0)[1 \bar{1} 0]$, $(1 0 0)[0 1 1]$ et $(1 0 0)[0 1 0]$. Afin de

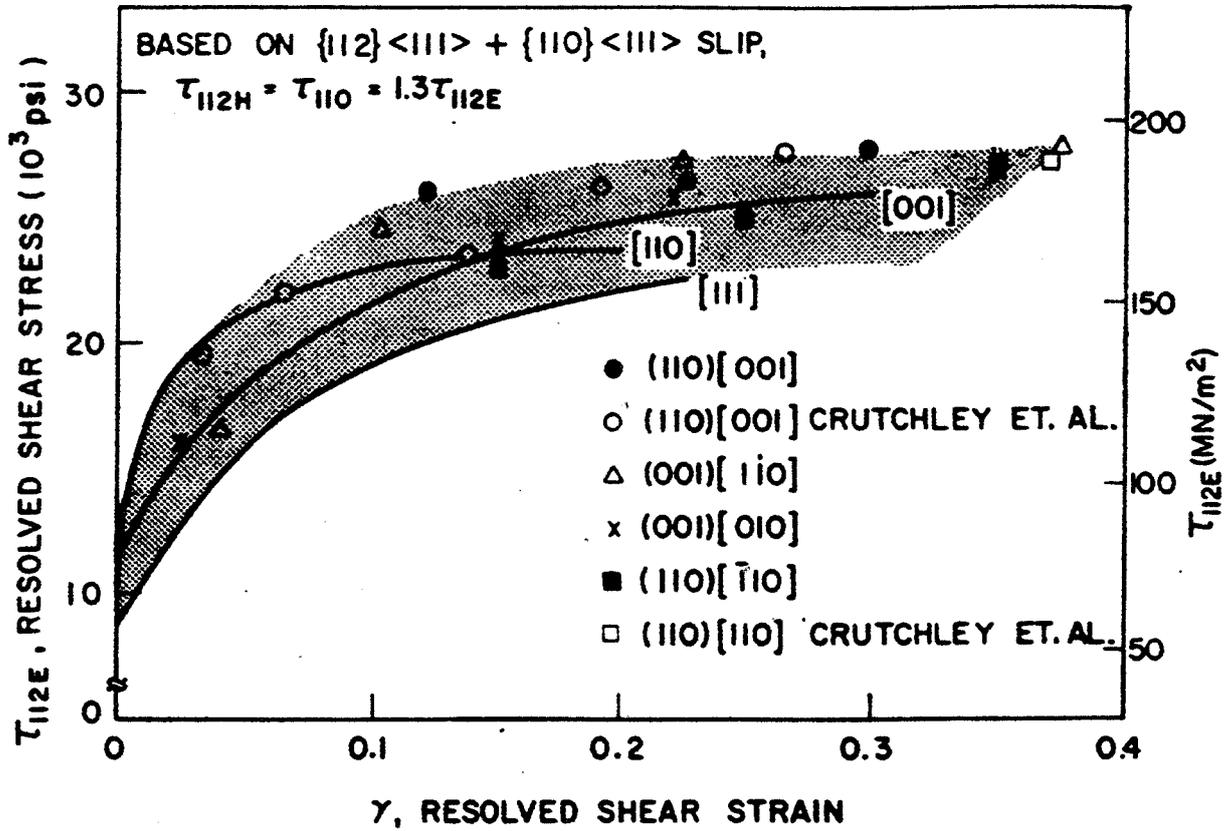


Figure 1.11 Courbes cission critique-amplitude totale de glissement pour 4 cristaux de haute symétrie en Mo déformés en compression plane (Crutchley et al., 1970), (Carpay et al., 1975). Ces courbes sont calculées dans l'hypothèse d'un glissement mixte sur $\{110\}\langle 111 \rangle + \{112\}\langle 111 \rangle$ avec comme valeurs de cission critique :

$$\tau_c \{112\} \text{ SOM} = \tau_c \{110\} = 1,3 \tau_c \{112\} \text{ SM} \quad (\text{Carpay et al., 1975}).$$

calculer, pour chaque cristal, le facteur de Taylor en tenant compte de l'orientation et des systèmes actifs en cours de déformation, ces auteurs mesurent les rotations cristallines, observent les traces des plans de glissement et examinent les microstructures de déformation. Du fait que les cristaux orientés $(1\ 0\ 0)[0\ 1\ 1]$ et $(1\ 0\ 0)[0\ 1\ 0]$ sont stables et que l'orientation $(1\ 1\ 0)[1\ \bar{1}\ 0]$ se déforme de façon complexe, ils utilisent comme valeur pour le facteur M lors de la conversion des courbes $\sigma(\epsilon)$ en $\tau_c(\gamma)$, celle correspondant à l'orientation initiale de ces cristaux. Par contre, le cristal $(1\ 1\ 0)[0\ 0\ 1]$ se décompose autour de son axe transverse en régions alternées pour lesquelles la direction de glissement est soit $[1\ 1\ 1]$ ou $[\bar{1}\ \bar{1}\ 1]$. De ce fait, le calcul de la rotation cristalline de chaque zone et du facteur de Taylor associé se fait dans l'hypothèse d'un glissement simple sur $(\bar{1}\ \bar{1}\ 2)[1\ 1\ 1]$ ou sur $(1\ 1\ 2)[\bar{1}\ \bar{1}\ 1]$. De plus, le facteur M de chaque orientation se calcule pour 5 $\dot{\epsilon}_{ij}$ imposés, dans différentes hypothèses sur la géométrie de la déformation. Celles-ci vont du glissement restreint aux seuls systèmes $\{110\}\langle 111\rangle$ ou $\{112\}\langle 111\rangle$ au glissement mixte asymétrique $\{112\}\langle 111\rangle + \{110\}\langle 111\rangle$. Comme le montre la figure 1.11, le meilleur regroupement des courbes $\tau_c(\gamma)$ dans une bande étroite est obtenu dans l'hypothèse d'un glissement mixte avec comme valeurs pour les cisssions critiques :

$$\tau_c \{112\} \text{ SOM} = \tau_c \{110\} = 1,3 \tau_c \{112\} \text{ SM} \quad (1.3)$$

L'hypothèse d'un glissement plus facile (SM) ou aussi facile (SOM) sur les systèmes $\{112\}\langle 111\rangle$ que sur les $\{110\}\langle 111\rangle$ rend compte du comportement plastique ainsi que des traces des systèmes de glissement observées pour ces 4 cristaux de haute symétrie en Mo déformés en compression plane. Cette constatation est en contradiction avec les mesures de cisssions critiques faites précédemment en glissement simple ou colinéaire sur les monocristaux cubiques centrés (Taoka et al., 1964), (Bowen et al., 1967) et (Franciosi, 1983).



1.3 PASSAGE DU MONOCRISTAL AU POLYCRISTAL

Afin d'expliquer les textures de laminage observées expérimentalement, de nombreux auteurs ont essayé de déduire le comportement plastique des polycristaux à partir de celui du monocristal, ce qui donna lieu à 2 types de modèles :

- les modèles dits de "Taylor" ou "Taylor relâchés", ces derniers libérant certaines composantes de la déformation du grain,
- les modèles dits "auto-cohérents" qui considèrent les contraintes de réaction dues à la déformation du grain, celui-ci étant assimilé à une inclusion dans une matrice représentant le reste de l'agrégat.

1.3.1 Modèles dits "auto-cohérents"

En 1961, Kroner propose un modèle auto-cohérent afin de calculer l'état de contrainte d'un grain subissant une déformation plastique différente de celle macroscopique appliquée au polycristal. Pour cela, il considère le grain comme une inclusion plastique sphérique se déformant dans une matrice élasto-plastique homogène. Dans ce modèle, les incompatibilités de déformation entre le grain et la matrice sont accommodées de façon purement élastique par la matrice, ce qui donne lieu à l'équation suivante :

$$\sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + 2\mu (1-\beta) (E_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^p) \quad (1.4)$$

où σ_{ij} et ε_{ij}^p sont les tenseurs contrainte et déformation plastique du grain,
 Σ_{ij} et E_{ij}^p sont les tenseurs contrainte et déformation plastique de la matrice de module de cisaillement μ ,
 β est fonction du coefficient de Poisson.

Budiansky et Wu (1962) ont montré qu'en raison d'un module élastique élevé pour les métaux, de faibles incompatibilités grain-matrice engendrent de très fortes contraintes de réaction qui activent des systèmes de glissement supplémentaires. De ce fait, les accommodations du grain restent faibles et 5 systèmes de glissement indépendants sont actifs, comme dans le modèle FC de Taylor.

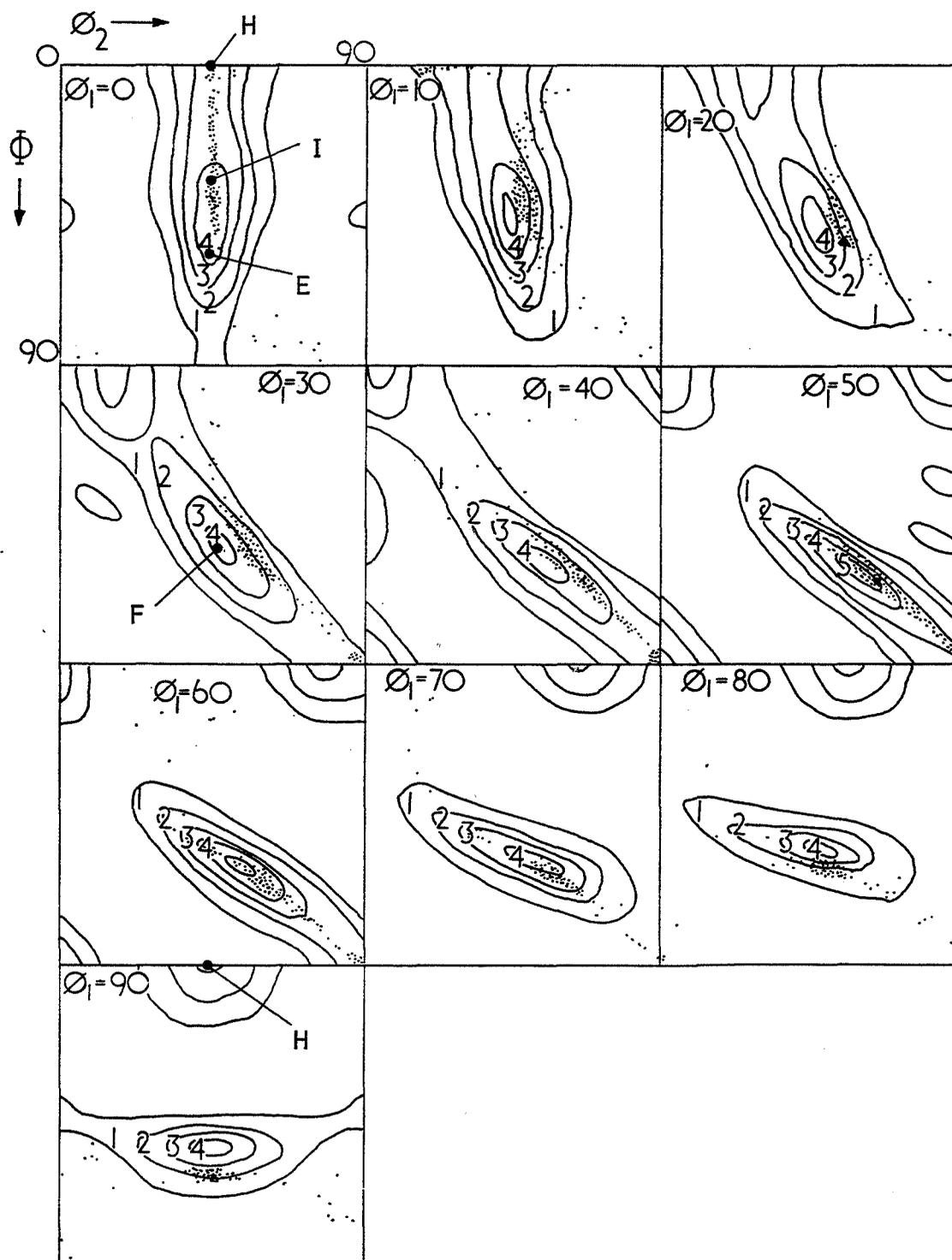


Figure 1.12 FDOC expérimentales (courbes) et calculées (points) par le modèle de Taylor dans l'hypothèse d'un glissement en "pencil glide" pour le fer- α après 70 % de réduction en laminage à froid (Dillamore et Kato, 1974).

Berveiller et Zaoui (1979) propose une accommodation élasto-plastique par la matrice des incompatibilités de déformation grain-matrice ce qui donne lieu à l'équation suivante :

$$\sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + \alpha\mu (E_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^p) \quad (1.5)$$

où σ_{ij} , ε_{ij}^p , Σ_{ij} , E_{ij}^p représentent les mêmes tenseurs que dans l'équation 1.4, α est le paramètre d'accommodation plastique. Ce coefficient α , dégressif en fonction de la déformation, permet de réduire les contraintes de réaction et donc le nombre de systèmes de glissement actifs.

Il faut cependant souligner que quelque soit le modèle de déformation du grain, il est nécessaire de connaître les τ_c à tout instant car ceux-ci contrôlent la valeur de σ_{ij} . Or, le manque d'information sur les systèmes de glissement activables en grandes déformations et glissement multiple, ainsi que sur leurs cissions critiques initiales et leurs écrouissages explique, en partie, les difficultés d'utilisation de ces différents modèles à prévoir les textures de laminage des métaux cubiques centrés.

1.3.2 Modèles de "Taylor" et de "Taylor relaché"

1.3.2.1 Modèles de Taylor

Dans un premier temps, le modèle de Taylor (1938) pour lequel chaque grain est soumis au même état de déformation que l'agrégat, fut appliqué tel quel à la détermination des textures de laminage. Le problème est alors de sélectionner les systèmes de glissement activables dans le cas des métaux cubiques centrés.

En 1974, Dillamore et Katoh calculent la texture de laminage à partir du modèle de Taylor dans l'hypothèse d'un glissement en "pencil glide". En effet, la géométrie de glissement caractéristique du "pencil glide" (Taylor et Elam, 1926) permet une analyse de la déformation telle qu'il n'y a pas d'indétermination sur les amplitudes de glissement (Gilormini, Bacroix et Jonas, 1988). Ces résultats comparés avec la texture de laminage observée pour le Fe- α à 70 % de réduction sont présentés à la figure 1.12.

En 1978, Van Houtte applique le modèle de Taylor à la prévision des textures de

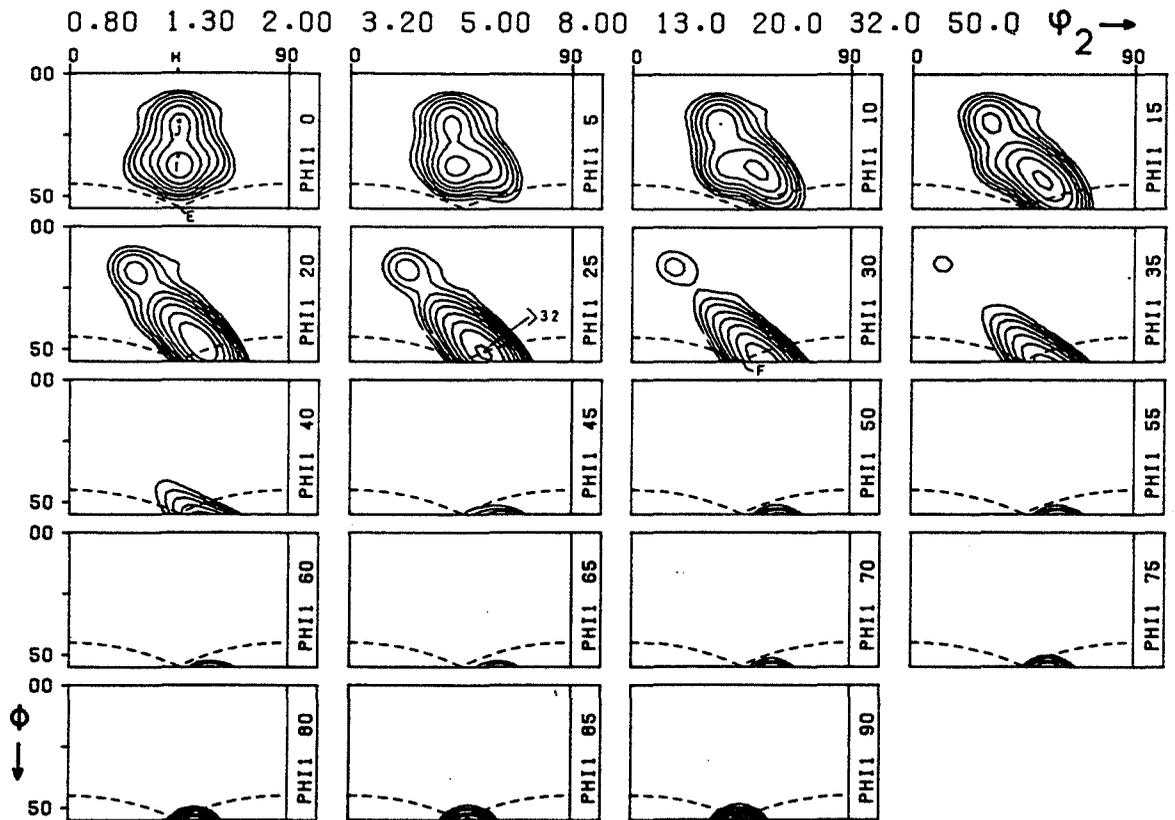


Figure 1.13 FDOC de la texture de laminage calculée par le modèle de Taylor pour un glissement équiprobable sur les systèmes $\{110\}\langle 111 \rangle + \{112\}\langle 111 \rangle$ (Van Houtte, 1984).

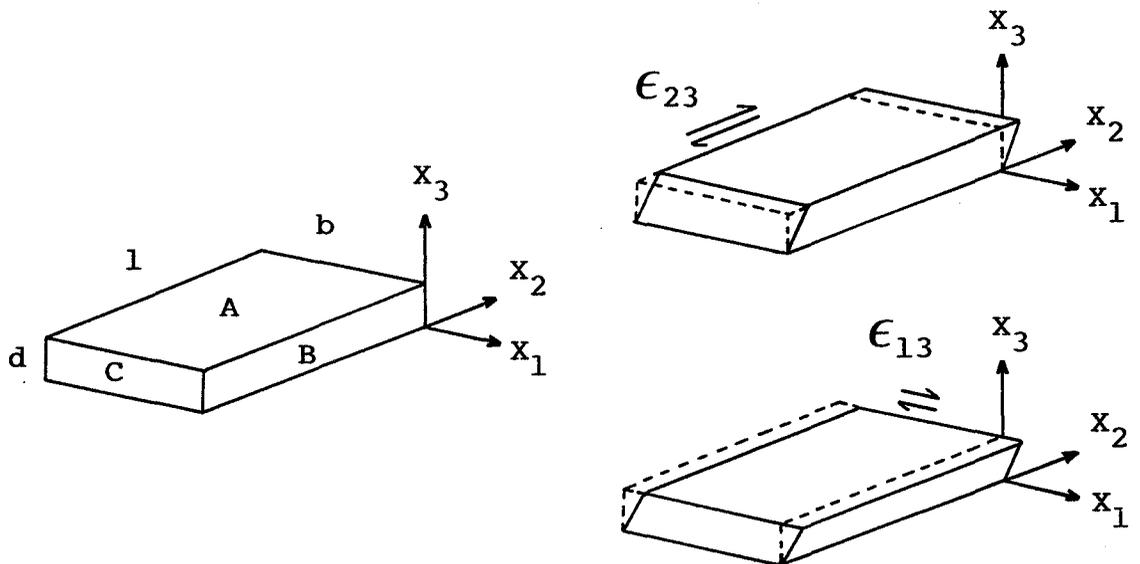


Figure 1.14 Représentation des cisaillements relâchés ϵ_{23} et ϵ_{13} dans le cas d'un grain plat : X_3 étant le plan et X_2 la direction de laminage.

laminage des métaux cubiques centrés en considérant que le glissement est restreint aux seuls systèmes $\{110\}\langle 111 \rangle + \{112\}\langle 111 \rangle$. Pour ce calcul, il suppose que les 2 types de systèmes sont équiprobables, c'est-à-dire que la cission résolue critique est identique sur tous les systèmes. Cette texture présentée à la figure 1.13 est voisine de celle obtenue dans le cas du "pencil glide" (Fig. 1.12), à savoir : une fibre $\{111\}\langle u v w \rangle$: E + F étroite et décalée vers $\{111\}\langle 111 \rangle$, une composante $\{112\}\langle 110 \rangle$: I à laquelle se superpose une composante $\{114\}\langle 110 \rangle$: J uniquement pour le calcul de Van Houtte, et pas de composante $\{001\}\langle 110 \rangle$: H (Van Houtte, 1978) ou très faible (Dillamore et Katoh, 1974).

1.3.2.2 Modèles de Taylor relaché

Honneff et Mecking (1978) proposent une variante du modèle auto-cohérent de Kroner (1961) afin de calculer les contraintes de réaction d'un grain dans une matrice polycristalline. Dans ce modèle, équivalent à celui de Taylor lorsque 5 systèmes sont actifs, ils relachent, dans le cas de grains plats, les 2 composantes de la déformation correspondant aux cisaillements simples ; l'activation de 3 au lieu de 5 systèmes de glissement indépendants permettant une meilleure description des textures de laminage pour cette forme de grain. En effet, comme le montre la figure 1.14, dans le cas de grains plats, les défauts d'accommodation aux limites B et C provoqués par le relachement des cisaillements $\dot{\epsilon}_{23}$ et $\dot{\epsilon}_{13}$ représentent une petite partie du volume et, à la limite, peuvent être considérés comme négligeables. Ceci donne lieu aux modèles dits de Taylor relachés (RC : Relaxed Constraints) par opposition au modèle de Taylor proprement dit (FC : Full Constraints).

C'est en 1981 que Van Houtte applique le raisonnement de Honneff et Mecking et propose 2 types de modèles RC :

- le modèle "lath" où 4 composantes du tenseur vitesse de déformation sont imposées ($\dot{\epsilon}_{23}$ libre) correspondant à des grains plats plus longs que larges,
- le modèle "pancake" où 3 composantes du tenseur vitesse de déformation sont imposées ($\dot{\epsilon}_{23}$ et $\dot{\epsilon}_{13}$ libres) ce qui correspond à des grains plats aussi longs que larges (équiaxes).

Ces 2 modèles RC sont appliqués à la prévision des textures de laminage des métaux c.c. pour un glissement équiprobable sur les systèmes $\{110\}\langle 111 \rangle + \{112\}\langle 111 \rangle$

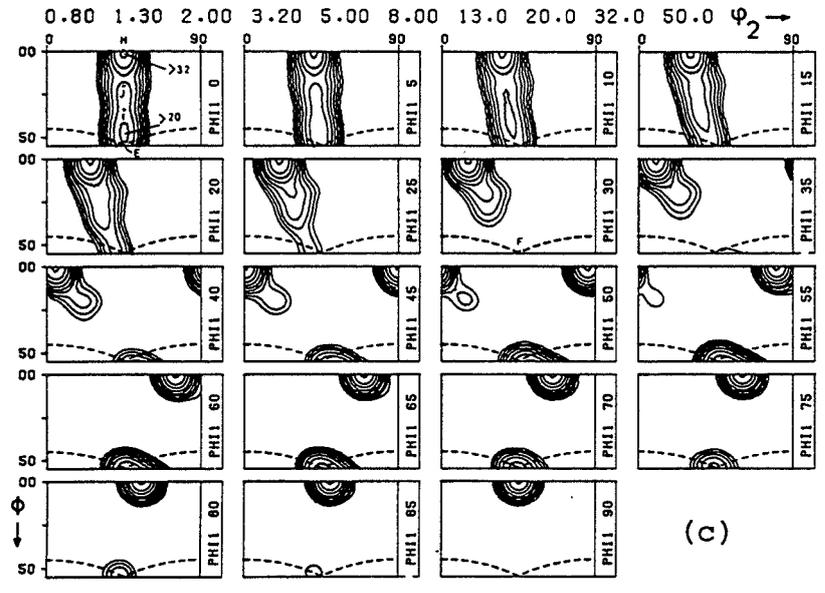
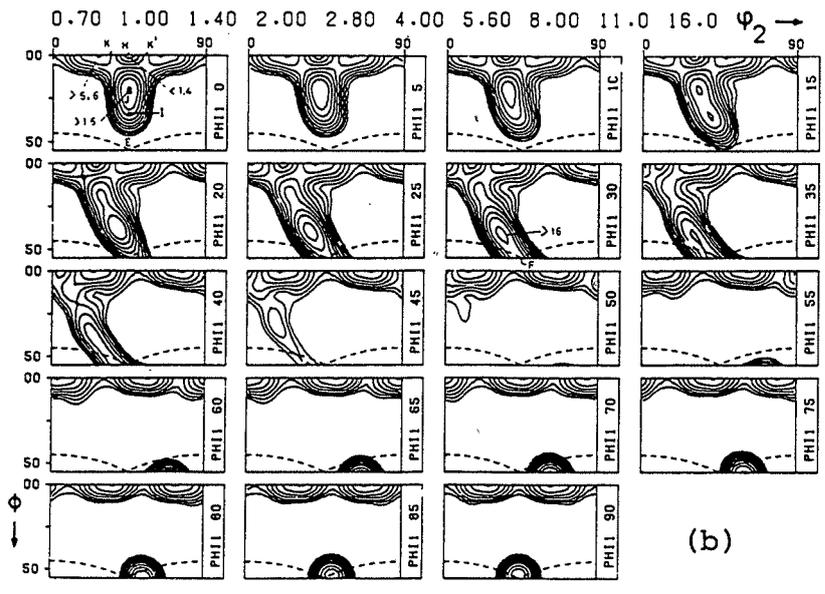
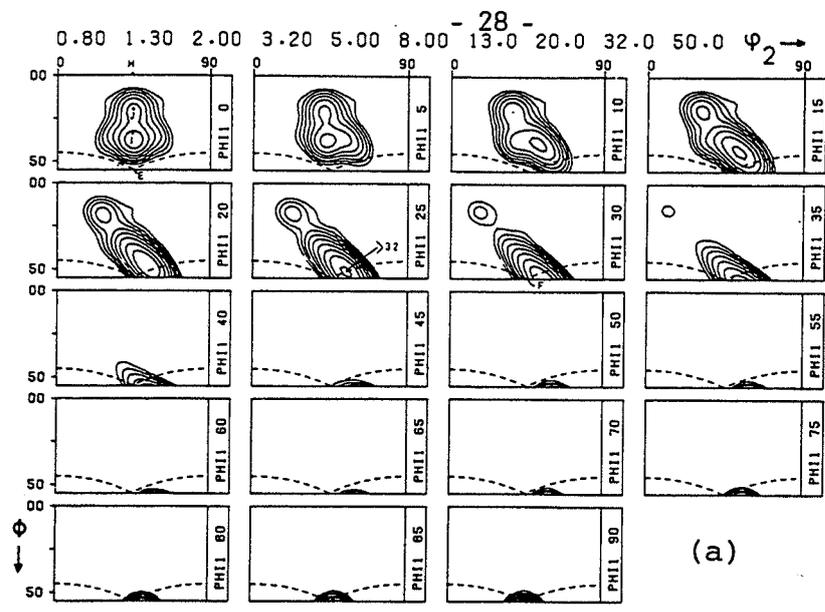


Figure 1.15 FDOC des textures de laminage obtenues par les modèles de Taylor : FC (a) et de Taylor relâché : RC lath (b) et pancake (c) dans l'hypothèse d'un glissement équiprobable sur $\{110\}\langle 111 \rangle + \{112\}\langle 111 \rangle$ (Van Houtte, 1985).

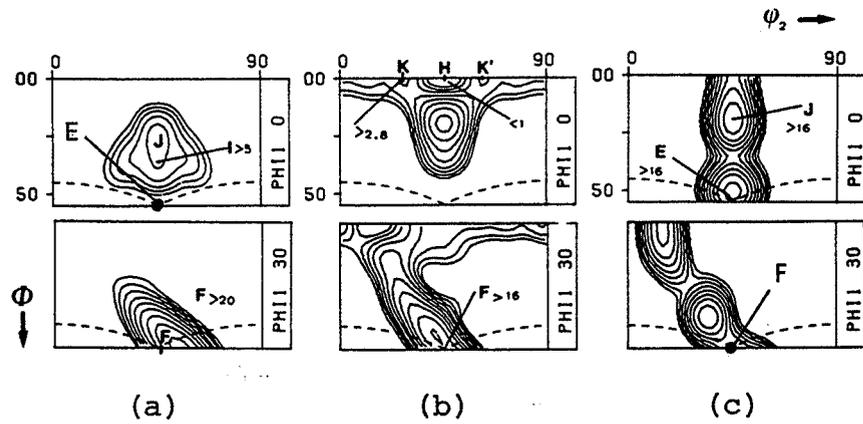


Figure 1.16 Sections $\varphi_1 = 0^\circ$ et $\varphi_1 = 30^\circ$ des FDOC des textures de laminage pour les 3 modèles FC (a), RC : lath (b) et pancake (c), lorsque le glissement se produit sur les seuls systèmes $\{110\}\langle 111 \rangle$ (Raphanel et Van Houtte, 1985).

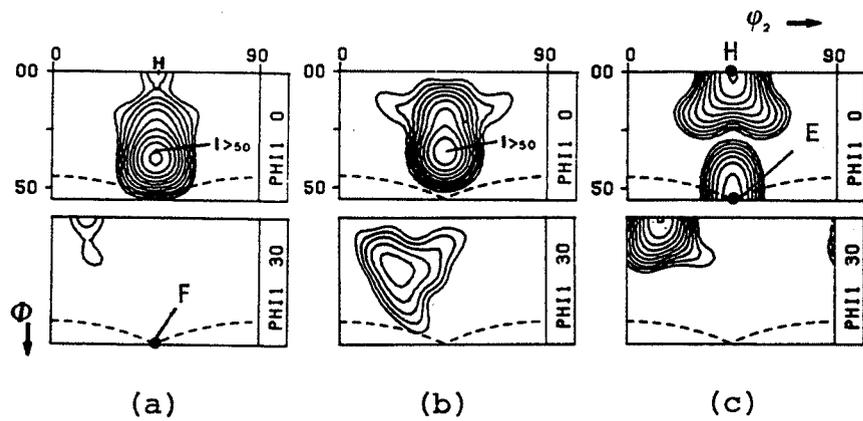


Figure 1.17 Section $\varphi_1 = 0^\circ$ et $\varphi_1 = 30^\circ$ des FDOC des textures de laminage pour les 3 modèles FC (a), RC : lath (b) et pancake (c), lorsque le glissement se produit sur les seuls systèmes $\{112\}\langle 111 \rangle$ (Raphanel et Van Houtte, 1985).

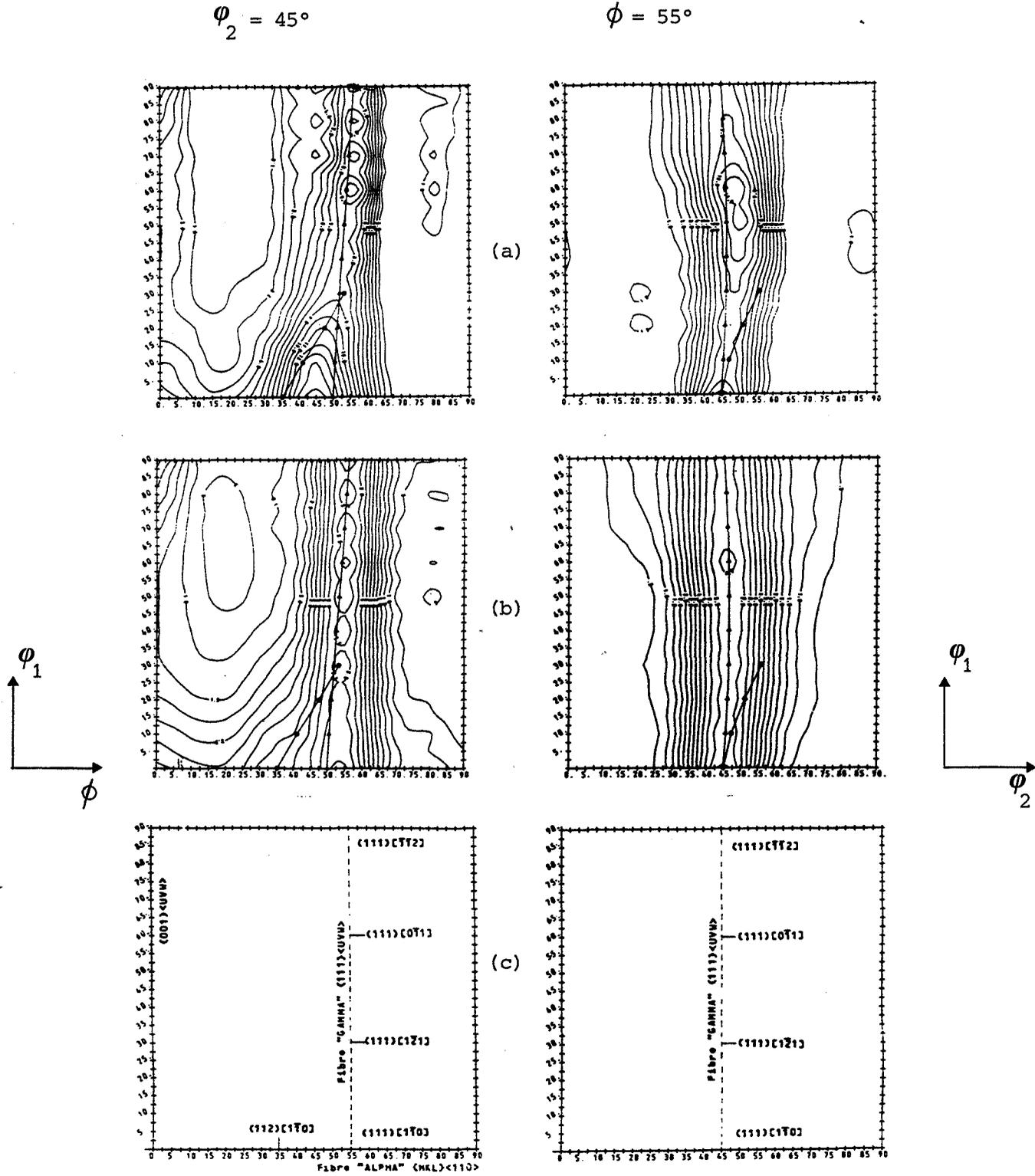


Figure 1.18 Sections $\varphi_2 = 45^\circ$ et $\varphi = 55^\circ$ des FDOC des textures d'un acier extra-doux laminé jusqu'à 70 % (Arminjon, 1987) : (a) simulations, (b) mesures expérimentales, (c) interprétation à partir des orientations idéales : $\{111\}\langle 110 \rangle$ (E), $\{111\}\langle 112 \rangle$ (F) et $\{112\}\langle 110 \rangle$ (I).