



HAL
open science

Structure spatio-temporelle de la matière éjectée par une surface soumise a une onde de choc.

Philippe Elias

► **To cite this version:**

Philippe Elias. Structure spatio-temporelle de la matière éjectée par une surface soumise a une onde de choc.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1988. Français. NNT: . pastel-00716490

HAL Id: pastel-00716490

<https://pastel.hal.science/pastel-00716490>

Submitted on 10 Jul 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ORSAY

N° d'ordre 169 THÈSES

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

Le titre de DOCTEUR en SCIENCES PHYSIQUES

par

Philippe ELIAS

STRUCTURE SPATIO-TEMPORELLE DE LA MATIERE EJECTEE
PAR UNE SURFACE SOUMISE A UNE ONDE DE CHOC.

Soutenue le 16 juin 1988, devant la Commission d'examen

MM. S. LOWENTHAL, Président

R. OMNES

M. PINEGRE

D. MAILLOT

S. PAUL

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué sous la direction de

Monsieur le Professeur S. LOWENTHAL,

de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée d'Orsay, auquel j'exprime ma profonde reconnaissance pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour les marques de confiance qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Je remercie très sincèrement Monsieur le Professeur R. OMNES, ainsi que Messieurs M. PINEGRE, D. MAILLOT et S. PAUL qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail.

Les études ont été réalisées au Commissariat à l'Energie Atomique dans le Département Détonique du Centre d'Etudes de Vaujours-Moronvilliers.

J'adresse toute ma gratitude à Messieurs R. CHERET, J. MARTINEAU et D. MAILLOT qui m'ont permis, par leur soutien constant, d'effectuer ces travaux dans le cadre des programmes de recherche incombant à leur Service.

/...

J'exprime ma reconnaissance la plus sincère à toutes les équipes d'Ingénieurs et de Techniciens qui m'ont permis d'accomplir ces études dans d'excellentes conditions, en apportant leur précieux concours et leur compétence propre dans les nombreux domaines abordés dans cette thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement :

P. CHAPRON,

qui m'a apporté sa précieuse collaboration et sa connaissance approfondie du domaine expérimental, et avec qui je me dois de partager la plupart des résultats obtenus sur le sujet,

et J. MARTINEAU,

qui a su, par son dynamisme, mobiliser les personnes et rassembler les moyens pour apporter le soutien nécessaire à la réalisation de ce vaste programme d'études expérimentales. Son aide s'est également révélée importante pour guider la modélisation mathématique des phénomènes observés.

La mise au point des diagnostics et la réalisation des expériences n'auraient pu se faire sans le concours de R. LOICHOT et de ses équipes particulièrement motivées. Je tiens à leur exprimer ma reconnaissance pour le travail effectué, et à remercier sincèrement :

- B. LAURENT pour sa maîtrise des méthodes expérimentales faisant appel à l'optique,

- Madame C. BIZEUIL et M. MONDOT pour le développement du diagnostic rayons-X et des méthodes de dépouillement des radiographies,

- M. JOLY pour la conception et l'élaboration des montages mécaniques,

- J.MATHIAS, Madame R.PICARD, J.FOUCART, R.LOUBOUTIN, C. FROPO, M. AUTRET et A. CHICHEPORTICHE pour leur aide à la réalisation des expériences sur champ de tir,

- l'équipe du C.A.G.L., et plus particulièrement J.M. LEZAUD et Madame A.M. LE DAIN.

Je tiens également à remercier, pour son aide qui fut des plus efficaces, J.J.LEFEBVRE et l'équipe du Laboratoire de Traitement d'Image, notamment :

- Madame V. FRACHET pour l'utilisation et le développement du modèle hydrodynamique et, en association avec J.P. AUBRY, pour le dépouillement des radiographies X par traitement d'image,

- M. DULON, J.N. OECONOMOS, P. TREMELAT et P. VIBERT pour leur compétence particulière en informatique et en méthodes numériques de traitement d'image,

- et L. LE DAIN pour son aide à la réalisation des programmes de dépouillement des tirs.

J'exprime enfin ma plus vive sympathie à Madame M.T. CAMESCASSE pour avoir réalisé la frappe du manuscrit avec qualité et efficacité, ainsi qu'à P. BOUTILLIER, Madame M. CHARAIX et Madame M. FIEVET pour l'élaboration et le tirage des planches photographiques.

/...

INTRODUCTION

Dans les domaines de la Détonique et de l'Hydrodynamique, et depuis l'avènement de nouvelles générations d'ordinateurs, le comportement et la réponse de matériaux sollicités par des pressions dynamiques importantes sont de mieux en mieux simulés au moyen de codés de calculs numériques dans lesquels les lois de la mécanique des milieux continus sont prises en compte. Pourtant, un comportement singulier, tel que l'éjection de matière apparaissant en surface libre des matériaux choqués, reste encore dans un domaine tel que seules l'investigation expérimentale paramétrique et la modélisation analytique permettent de faire évoluer la compréhension physique et la maîtrise des phénomènes mis en jeu.

Depuis longtemps, l'observation optique par cinématographie ultra-rapide de plaques métalliques projetées au moyen d'un explosif puissant, a montré qu'il se créait, en avant d'une surface libre en mouvement, un nuage composé de particules arrachées de l'échantillon et éjectées en avant, à des vitesses pouvant être nettement supérieures à celle de la surface libre. La réalité physique de la présence de ces particules métalliques ne fut prouvée qu'en 1970 par la détection, au moyen d'une électrode placée en regard de la plaque projetée, de charges électriques en mouvement au voisinage de la surface libre [1], [2].

L'importance que peut prendre ce phénomène, dans une expérience d'hydrodynamique, réside dans le fait que la matière éjectée, précédant le matériau en mouvement, va masquer la surface libre de celui-ci et limiter ainsi de façon conséquente les données expérimentales que l'on espèrerait obtenir sur le comportement de ce matériau, par exemple au moyen d'observations optiques ou de mesures de vitesse de surface libre par Interférométrie Doppler Laser. La maîtrise de l'ensemble des paramètres de l'éjection devient donc nécessaire afin d'être en mesure de supprimer, le cas échéant, cette éjection ou tout au moins d'agir pour en minimiser ses effets.

/...

Les difficultés expérimentales rencontrées dans ces études, mais qui en font par ailleurs leur originalité, proviennent essentiellement de la brièveté des temps d'accessibilités des mesures (inférieure à la dizaine de μs), de la quantité très faible de matière à détecter (variant de quelques μg à plusieurs dizaines de mg par cm^2 de surface choquée), de l'aspect dynamique des éjecta à observer (plusieurs milliers de m/s) et, enfin, de l'environnement destructif de chaque expérience et de leur caractère, par nature, totalement irréversible.

Dans la première partie de cette thèse, un rappel succinct sera fait sur les principes fondamentaux de la Détonique, permettant, d'une part, de préciser le vocabulaire employé dans la suite et, d'autre part, de fixer les ordres de grandeur des différents paramètres physiques liés aux ondes de choc et à leur propagation dans des milieux denses. Nous évoquerons ensuite les différents générateurs de choc employés, qu'il s'avère nécessaire d'utiliser pour couvrir la gamme de pression la plus large possible, c'est-à-dire, ici de 50 kbar dans l'étain, jusqu'à plus de 2 Mbar dans le tantale.

La deuxième partie est consacrée à la description détaillée des différents diagnostics expérimentaux qu'il a fallu mettre au point et développer de manière spécifique pour l'étude spatio-temporelle de la matière éjectée. On montre ainsi l'utilisation qui est faite :

- de l'Interférométrie Doppler Laser pour effectuer des mesures de vitesse de surface métallique en continu dans le temps,
- de la radiographie X éclair pour l'examen à un instant donné de la répartition spatiale en masse volumique de l'éjecta,
- de la cinématographie ultra-rapide pour l'enregistrement de l'évolution temporelle des contours de jets de matière.

/...

Dans la troisième partie, les résultats expérimentaux obtenus dans nos laboratoires sont présentés pour les principaux paramètres qui gouvernent le processus d'éjection, c'est-à-dire :

- la température de fusion des matériaux,
- la pression du choc incident,
- l'état géométrique de la surface libre,
- la composition métallurgique des échantillons dans le cas des alliages.

Un chapitre est également consacré, dans cette troisième partie, à la description des travaux américains réalisés sur le sujet jusqu'en 1978.

Enfin, la dernière partie concerne plus particulièrement l'étude du modèle mathématique que nous avons élaboré pour, d'une part, synthétiser l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus et, d'autre part, permettre de prévoir les formes, les vitesses et les masses totales des éjecta, initiés lors de la réflexion d'une onde de choc sur une surface libre présentant des défauts géométriques de surface connus.

PREMIERE PARTIE

RAPPELS DE DETONIQUE - LES GENERATEURS DE CHOC

Avant propos.

I- Les ondes de choc et de détente.

II- Les générateurs de choc.

AVANT PROPOS

La propagation et la transmission d'ondes de choc dans des milieux denses obéissent à un certain nombre de lois physiques que nous allons expliciter dans cette partie. Nous rappelons ainsi les méthodes de calcul permettant de connaître les états de choc des matériaux dans lesquels transitent des ondes de choc ou de détente.

Pour générer des ondes de choc, deux types de dispositifs expérimentaux sont principalement utilisés :

- des lanceurs à poudre ou à gaz caractérisés par la vitesse des projectiles qu'ils envoient,
- des cartouches d'explosif qui génèrent des ondes de choc lors de leur décomposition chimique violente.

Dans cette partie, nous nous limiterons à la description générale des divers générateurs de choc utilisés pour nos expériences et aux caractéristiques physiques des matériaux étudiés.

/...

I- LES ONDES DE CHOC ET DE DETENTE.

Nous nous intéressons ici plus particulièrement à la propagation d'ondes de choc ou de détente dans des matériaux denses et à l'effet qu'elles produisent dans ces matériaux. Ces rappels, synthétisés à partir de la référence [3], seront utiles pour la compréhension des phénomènes mis en jeu et permettront de fixer les ordres de grandeur des différents paramètres qui apparaissent tout au long de cette thèse.

I-1- L'ONDE DE CHOC :

Une onde de choc est caractérisée par sa célérité D et se présente comme une discontinuité dynamique au sein du matériau au repos dans lequel elle se propage (figure 1).

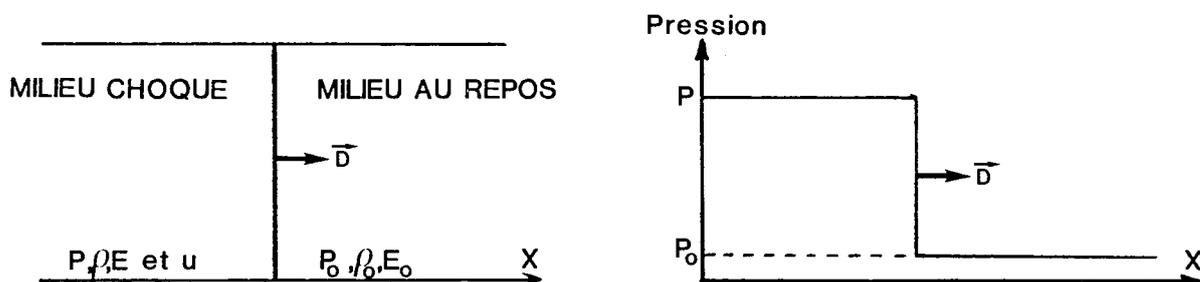


Figure 1 : Discontinuité créée dans le matériau par l'onde de choc.

La transformation par choc induit les modifications thermodynamiques suivantes :

Pression	: $P_0 \rightarrow P$
Masse volumique	: $\rho_0 \rightarrow \rho$
Energie interne volumique	: $E_0 \rightarrow E,$

/...

ainsi que l'accélération du milieu dans le sens de propagation du choc :

vitesse matérielle : $0 \rightarrow u$.

La célérité du choc D étant la seule grandeur physique facilement accessible à l'expérimentation à l'aide de sondes de chronométrie, et en supposant connues les conditions thermodynamiques initiales du matériau (P_0 , ρ_0 , E_0), il nous faut donc obtenir un système d'équations à 4 inconnues : P , ρ , E et u .

On dispose pour cela des 3 relations résultant de la conservation :

$$\text{- de la masse : } \rho (D - u) = \rho_0 D \quad (1)$$

$$\text{- de la quantité de mouvement : } P + \rho (D - u)^2 = P_0 + \rho_0 D^2 \quad (2)$$

$$\text{- de l'énergie : } E + \frac{1}{2} (D - u)^2 + \frac{P}{\rho} = E_0 + \frac{1}{2} D^2 + \frac{P_0}{\rho_0} \quad (3)$$

La quatrième relation nécessaire à la résolution du système et qui lie les grandeurs thermodynamiques P , ρ et E et appelée équation d'état du matériau. Elle se présente généralement sous la forme d'une équation s'écrivant :

$$P = f(\rho, E)$$

La détermination de l'équation d'état, tant théorique qu'expérimentale, des matériaux constitue par ailleurs une partie importante des études d'hydrodynamique.

I-2- L'ONDE DE DETENTE :

Une onde de détente se propageant dans un milieu initialement choqué a pour effet de diminuer la pression de choc et d'accélérer le milieu dans le sens opposé à sa direction de propagation (figure 2).

/...

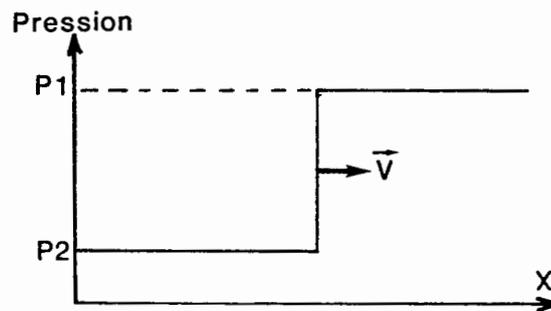


Figure 2 : Propagation d'une onde de détente.

On parle généralement plus volontiers de faisceau d'ondes de détente car, à l'opposé des ondes de choc, une onde de détente aura tendance à se fractionner en de multiples ondes ramenant progressivement la pression du milieu à une valeur nulle. Le traitement et la manipulation mathématique des ondes de détente sont, de ce fait, nettement plus complexes que pour les ondes de choc.

I-3- TRANSMISSION D'UNE ONDE DE CHOC ENTRE DEUX MATERIAUX :

Pour la majorité des cas rencontrés dans ces études, la pression initiale P_0 du matériau, qui est généralement la pression atmosphérique, est négligeable devant la pression de choc se chiffrant en centaines de kbar. La relation (2) devient donc, compte tenu de l'équation (1):

$$P = \rho_0 D u \quad (4)$$

De plus, l'expérience montre que pour la plupart des matériaux solides homogènes, il existe une relation linéaire entre la célérité du choc D et la vitesse matérielle u derrière ce choc, soit :

$$D = A + B u \quad (5)$$

/...

L'équation (4) s'écrit alors :

$$P = \rho_0 A u + \rho_0 B u^2$$

qui, dans le diagramme $P(u)$, est représentée par une parabole passant par l'origine ; cette courbe s'appelle polaire de choc. Son intérêt réside dans le fait que le calcul des états de choc d'une succession de milieux connexes, par où transite une onde de choc, se fera aisément dans le diagramme $P(u)$, car les lois mécaniques imposent l'égalité à la fois des pressions et des vitesses matérielles de part et d'autre d'une interface entre deux milieux.

Considérons deux matériaux juxtaposés M_1 et M_2 . Une onde de choc générée dans le milieu M_1 est représentée dans le diagramme des polaires de choc (voir figure 3) par le couple (P_1, u_1) .

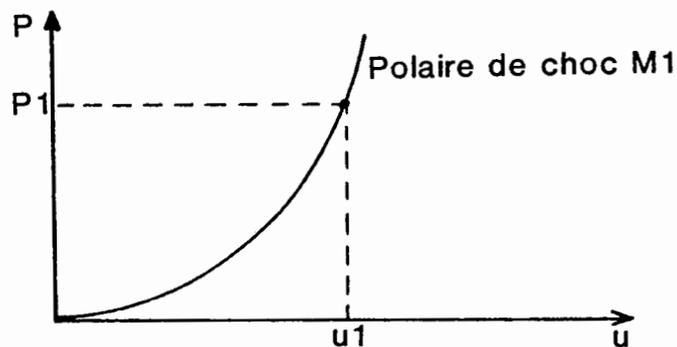


Figure 3 : Etat de choc du matériau M_1 .

Lorsque le choc arrive à l'interface entre M_1 et M_2 , deux cas peuvent se présenter, dépendant uniquement de la position de la polaire de choc de M_2 par rapport à celle de M_1 .

/...

a) La polaire de M_2 est située au-dessous de M_1 (figure 4) :

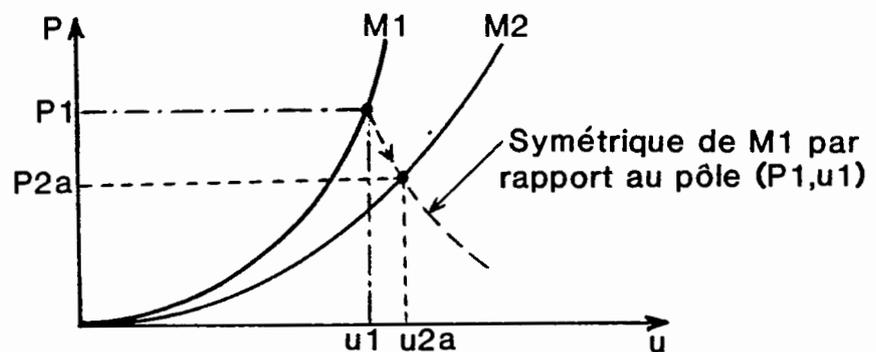


Figure 4 : Calcul de l'état de choc du matériau M_2 dont la polaire est située en-dessous de celle de M_1 .

A partir de l'interface entre M_1 et M_2 , le milieu M_1 va se détendre selon une isentrope de détente de pôle (P_1, u_1) jusqu'à son intersection avec la polaire de choc de M_2 au point de coordonnées (P_{2a}, u_{2a}) qui correspond au nouvel état de choc dans les 2 matériaux.

Une onde de choc (P_{2a}, u_{2a}) est transmise à M_2 et une onde de détente issue de l'interface $M_1 - M_2$ remonte dans le milieu M_1 pour lui faire adopter le même état.

Remarque importante : des observations expérimentales ont montré que l'isentrope de détente, pour la plupart des matériaux, pouvait être confondue, avec une relativement bonne précision, avec la symétrique de la polaire de choc par rapport au pôle du choc, simplifiant ainsi très nettement tous les calculs.

/...

b) La polaire de M_2 est située au-dessus de M_1 (figure 5) :

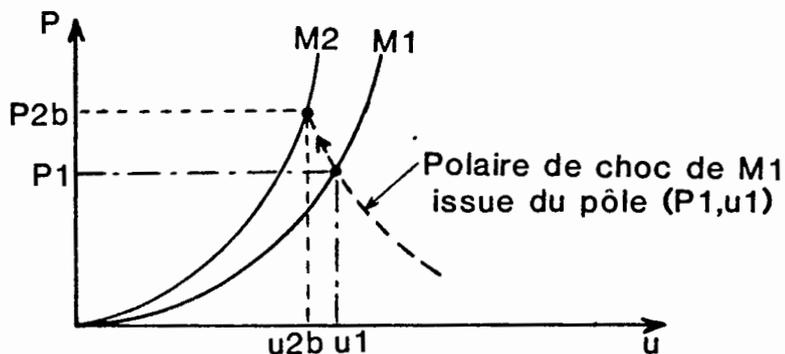


Figure 5 : Calcul de l'état de choc du matériau M_2 dont la polaire est située au-dessus de celle de M_1 .

Dans ce cas, l'état de choc du milieu M_2 est à l'intersection de la polaire de choc de M_1 issue du pôle (P_1, u_1) et de sa polaire de choc. A partir de l'interface entre M_1 et M_2 , deux ondes de choc sont générées en sens inverse, plaçant les deux matériaux dans l'état (P_{2b}, u_{2b}) .

I-4- CAS PARTICULIERS :

Deux configurations apparaissent souvent dans nos expériences, à savoir, le cas où le milieu adjacent est le vide et le cas de l'impact entre 2 matériaux ; elles méritent donc d'être considérées ici.

a) Cas d'un choc débouchant dans le vide :

Supposons qu'une onde de choc se propage dans un milieu M_1 , l'élevant ainsi à l'état (P_1, u_1) , rencontre la "surface libre" du matériau. Aucun choc n'est évidemment transmis au vide, et, de par la loi d'égalité de pression,

/...

une onde de détente issue de la surface remontera dans le matériau pour annuler la pression et réaccélérer le milieu dans le sens opposé à sa propagation (c'est-à-dire dans le même sens que l'onde de choc incidente). Le cheminement des différents états pris par le matériau est figuré ci-dessous (figure 6) :

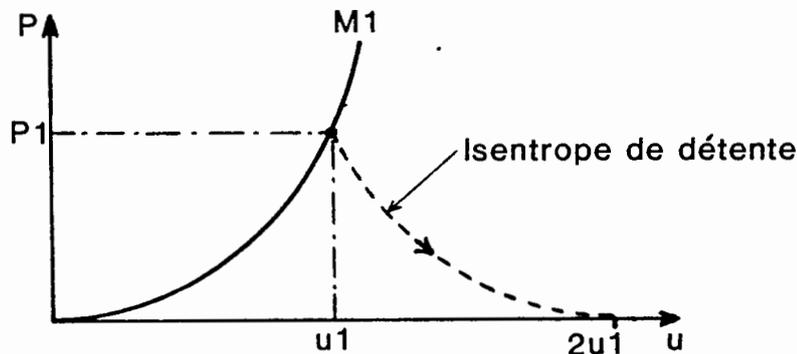


Figure 6 : Cas d'une onde de choc débouchant dans le vide.

En adoptant l'approximation qui consiste à considérer l'isentrope de détente comme symétrique de la polaire de choc, on note que la vitesse de surface libre V_s du matériau (directement et facilement accessible à l'expérimentation) est environ le double de la vitesse matérielle u_1 derrière le choc incident, soit :

$$V_s \approx 2 u_1$$

b) Cas de l'impact entre deux matériaux :

On désire connaître l'état, après impact à la vitesse de lancement V_p du projectile d'un canon, d'un matériau initialement au repos. Le projectile M_1 évolue en phase terminale à vitesse constante V_p et est supposé complètement détendu au moment de l'impact (ces deux hypothèses sont vérifiées pour la plupart des lanceurs correctement conçus) ; il se trouve donc dans l'état $(0, V_p)$. Après impact sur le matériau M_2 , l'état résultant correspondra à l'intersection de la polaire de choc de M_1 issue du pôle $(0, V_p)$ avec la polaire de choc de M_2 (voir figure 7).

/...

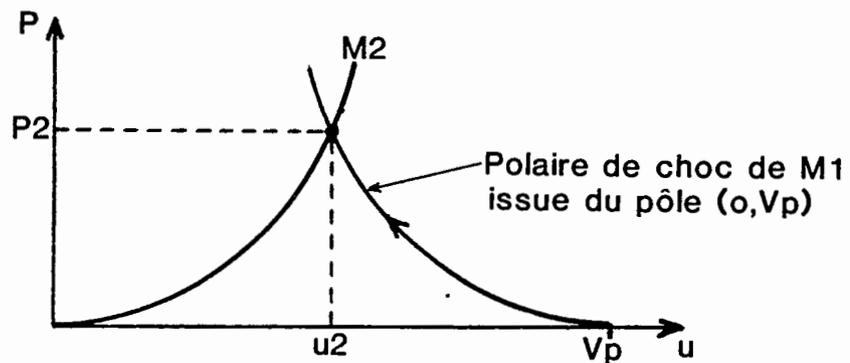


Figure 7 : Cas de l'impact, à la vitesse V_p , de M_1 sur M_2 .

Remarques : On notera qu'en choisissant le même matériau pour M_1 et M_2 , on aboutit strictement à l'égalité : $u_2 = V_p/2$. Cette remarque est importante car elle met en évidence l'intérêt des lanceurs en nous permettant d'imposer une pression de choc désirée par le seul contrôle de la vitesse de lancement V_p du projectile.

I-5- LES ORDRES DE GRANDEUR DES PARAMETRES PHYSIQUES:

Nous donnons ici les polaires de choc de l'ensemble des matériaux étudiés apparaissant dans la suite. Le tableau suivant rassemble les valeurs A et B de la relation linéaire $D = A + Bu$, et, sur la figure 8, est tracé l'ensemble des polaires de choc correspondantes.

Matériau	Etain Sn	Bismuth Bi*	Zinc Zn	Aluminium Al	Cuivre Cu	Fer Fe	Zirconium Zr	Niobium Nb	Tantale Ta
Masse volumique ρ_0 (kg/m ³)	7310	9807	7133	2700	8930	7874	6506	8570	16654
A (m/s)	2490	1113 2050	2984	5380	3967	3635	3411	4438	3414
B	1,59	2,14 1,341	1,648	1,337	1,4926	1,802	1,222	1,207	1,2

/...

*Pour le bismuth, les valeurs de A et B indiquées sont valables, pour les premières, entre 55 et 375 kbar et, pour les autres, de 375 kbar jusqu'à plus de 3 Mbar.

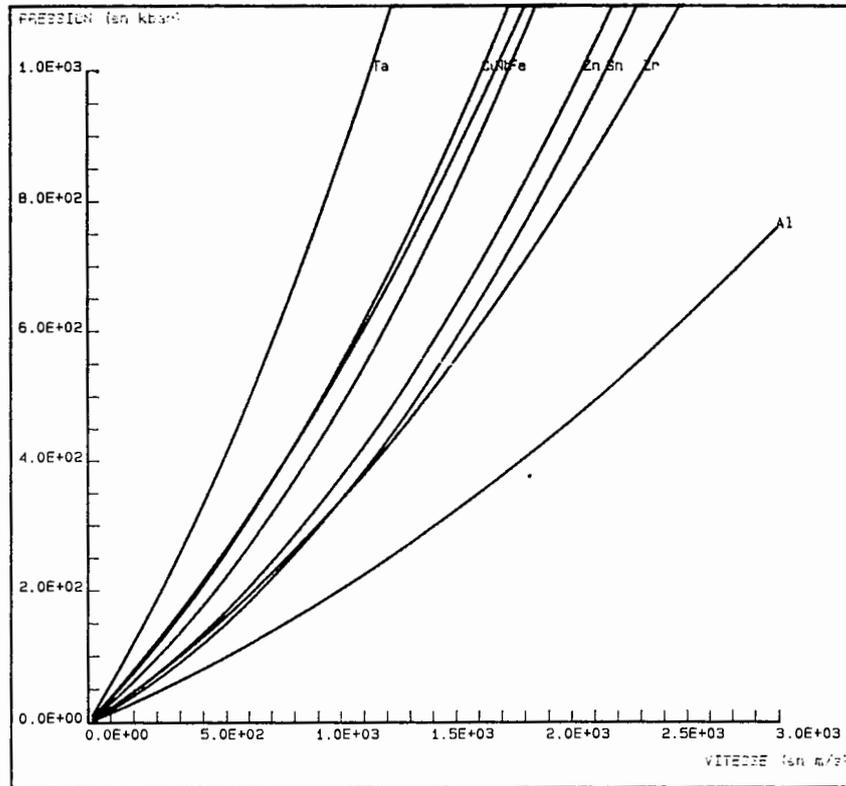


Figure 8 : Polaire de choc des matériaux étudiés.

Pour fixer plus précisément les ordres de grandeur, on peut considérer un échantillon d'étain, de densité initiale 7,31, dans lequel se propage une onde de choc de célérité 4700 m/s. Les grandeurs physiques, derrière l'onde de choc, prendront les valeurs suivantes :

- Vitesse matérielle : 1390 m/s par l'équation (5)
- Pression de choc : 480 kbar par l'équation (4)
- Masse volumique : 10380 kg/m³ par l'équation (1).

/...

II- LES GENERATEURS DE CHOC.

Pour générer des chocs forts (i.e. de plusieurs dizaines de kbar à quelques Mbar) deux techniques sont généralement employées, l'une ayant recours à la décomposition chimique violente d'un explosif puissant et, l'autre, à l'impact de projectiles lancés à grande vitesse par des canons à poudre ou à gaz. Pour mener à bien cette étude de l'éjection de matière sous choc, trois générateurs différents vont être utilisés ayant chacun leur propre domaine d'accessibilité en pression :

- un lanceur à poudre de calibre 60mm,
- un canon à gaz léger à deux étages de calibre 80mm,
- des générateurs d'onde plane explosifs.

Ces trois types de générateurs vont être décrits en détail en insistant sur leurs performances respectives en pressions de choc atteintes.

II-1- LE LANCEUR A POUVRE DE CALIBRE 60mm (voir figure 9) :

Il s'agit d'un lanceur à poudre à un étage, constitué d'un tube en acier de longueur 1,50m fermé à une extrémité par la culasse et à l'autre par la cible expérimentée. Un inflammateur électrique déclenché par la mise de feu allume la poudre conditionnée en gargousse. Les produits de combustion de la poudre poussent progressivement le projectile dans le tube jusqu'aux événements.

Le projectile, composé d'un sabot en téflon sur lequel est collé l'impacteur, dont la face avant aura été préalablement polie optique pour permettre sa mesure de vitesse, vient ensuite impacter la cible fixée sur la bouche consommable. En faisant varier la quantité de poudre et la masse du projectile, ce lanceur couvre une gamme importante de vitesse ; il peut ainsi lancer un projectile ayant une masse de 207g à 300 m/s avec 10g de poudre et à 1600 m/s avec 150g de poudre.

/...

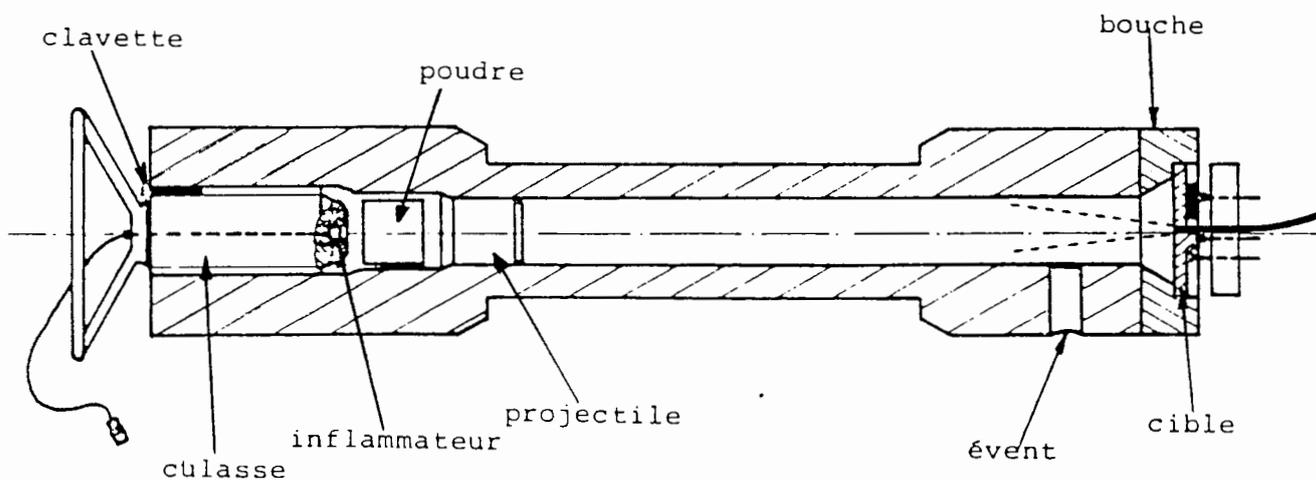


Figure 9 : Le lanceur à poudre de calibre 60mm.

La mesure de vitesse de projectile atteinte au moment de l'impact sur la cible est obtenue par Interférométrie Doppler Laser associée à des fibres optiques (voir chapitre II-3 de la 2ème partie). Pour ce lanceur, la répétitivité en vitesse (pour une même masse de poudre et une même masse de projectile) est relativement bonne, ce qui permet de prévoir la vitesse du projectile (et, donc, la pression de choc générée) avec une bonne précision. Le choix de cette vitesse s'appuie sur la courbe d'étalonnage expérimentale qui relie la vitesse d'impact du projectile à la masse initiale de poudre introduite, présentée ci-dessous (figure 10) :

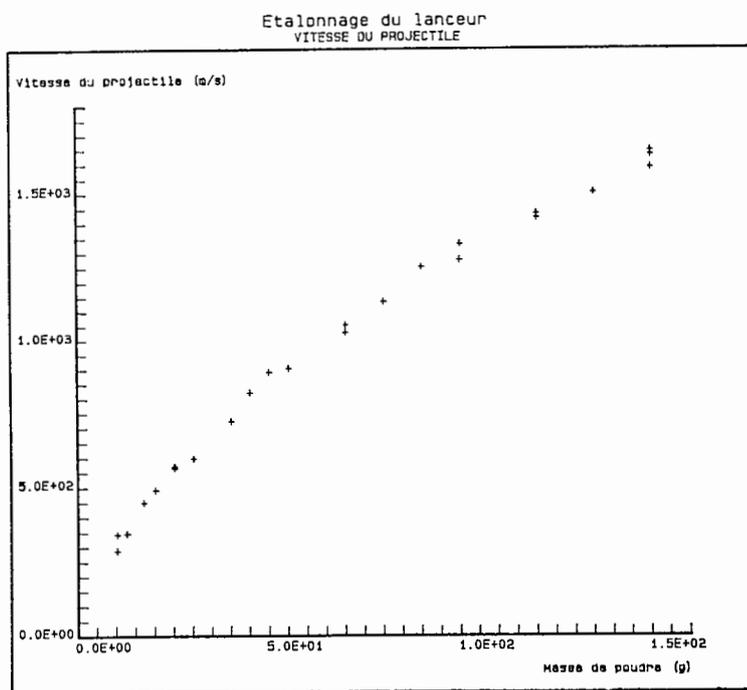


Figure 10 : Courbe d'étalonnage en vitesse du lanceur à poudre de calibre 60mm.

L'impacteur est en général un disque de cuivre de 3mm d'épaisseur. Les pressions de choc générées dans des cibles, par exemple en cuivre ou en étain, couvrent donc une gamme assez large dans le domaine des basses pressions, comme le montre le tableau suivant :

Matériau cible	Vitesse d'impact du projectile en cuivre (m/s)	Célérité du choc (m/s)	Pression de choc (m/s)
Cuivre	300	4190	56
Cuivre	1600	5160	369
Etain	300	2800	39
Etain	1600	4010	282

II-2- LE CANON A GAZ LEGER :

Le principe et le fonctionnement d'un canon à gaz léger à deux étages (C.A.G.L.) sont rappelés sur les figures ci-dessous :

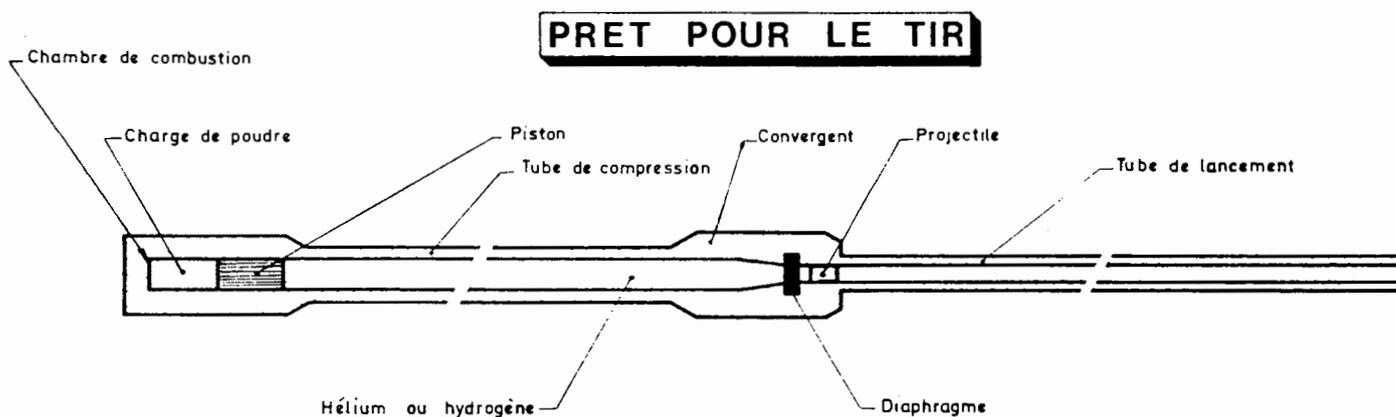


Figure 11 : Fonctionnement du C.A.G.L. : prêt pour le tir.

COMPRESSION DE L'HYDROGENE

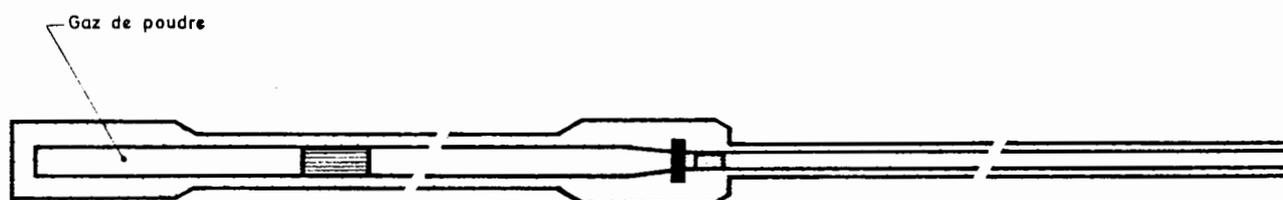


Figure 12 : Fonctionnement du C.A.G.L. : compression de l'hydrogène.

MISE EN VITESSE DU PROJECTILE

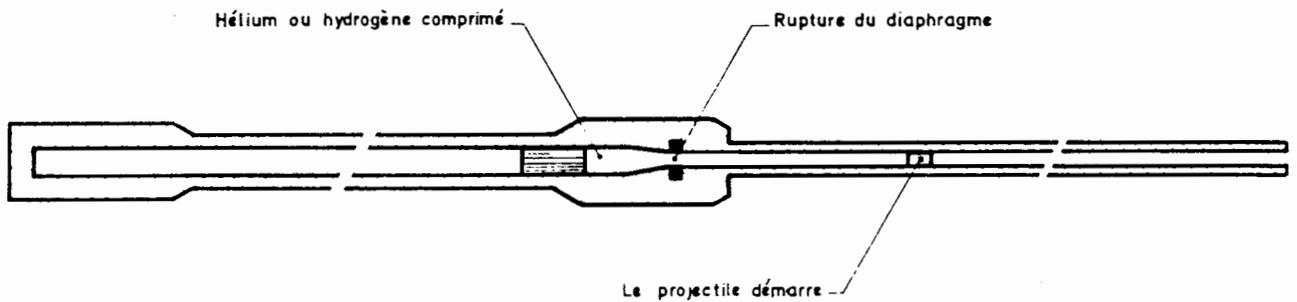


Figure 13 : Fonctionnement du C.A.G.L. :
mise en vitesse du projectile.

LANCEMENT DU PROJECTILE

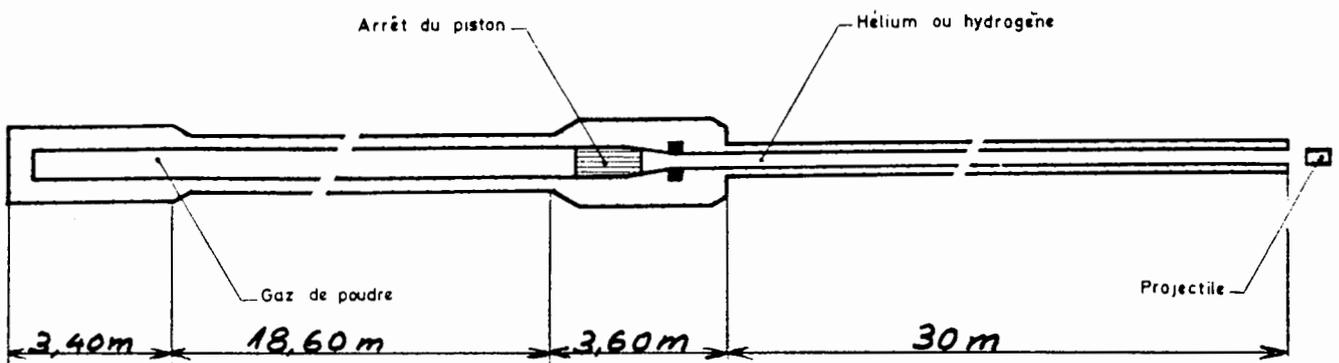


Figure 14 : Fonctionnement du C.A.G.L. :
lancement du projectile.

Un gaz léger (de l'hydrogène ou plus généralement de l'hélium), sous une pression initiale de plusieurs bars, est comprimé dans le tube de compression au moyen d'un piston lourd (plusieurs centaines de kg) lancé par une charge importante de poudre. Après rupture, à pression calibrée, d'un diaphragme, la détente du gaz dans le tube de lancement accélère le projectile qui vient impacter la cible expérimentale placée à l'intérieur d'une chambre de mesure dans laquelle est fait un vide primaire. La vitesse d'impact peut être choisie

/...

dans une gamme allant de 1800 à 5000 m/s. Un impacteur en cuivre peut de cette manière générer des chocs, par exemple dans du cuivre ou du tantale, dont les intensités sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

Matériau cible	Vitesse d'impact du projectile en cuivre (m/s)	Célérité du choc (m/s)	Pression de choc (kbar)
Cuivre	1800	5310	430
Cuivre	5000	7700	1720
Tantale	1800	4300	530
Tantale	5000	5970	2120

Les caractéristiques générales du C.A.G.L. implanté au CEV-M sont, quant à elles, regroupées dans le tableau ci-dessous :

Tube de compression	L = 18,6 m D = 300 mm
Masse du piston	M = 200 à 300 kg
Masse de poudre	m = 5 à 15 kg
Tube de lancement	L = 30 m D = 80 mm
Pression initiale He ou H2	P = 5 à 10 bars
Masse du projectile	Mp = 850g à 1 kg

II-3- LES GENERATEURS EXPLOSIFS :

Avec ces générateurs, le choc est induit par la décomposition chimique violente d'un matériau explosif. Les caractères établis de l'onde de choc dans ces matériaux sont décrits par les lois de la Détonique dites de Chapman-Jouguet (conditions C-J). De par leur faible encombrement et la répétitivité de leur chronométrie de fonctionnement, ces générateurs sont plus commodes d'emploi que les lanceurs à poudre ou à gaz. Leur inconvient principal est qu'ils induisent, dans un matériau inerte adjacent, une pression de choc invariable qui est fonction de la nature de l'explosif et du matériau connexe ; cette pression se situe aux environs de 500 kbar.

/...

Le dispositif expérimental correspondant est indiqué sur la figure 15.

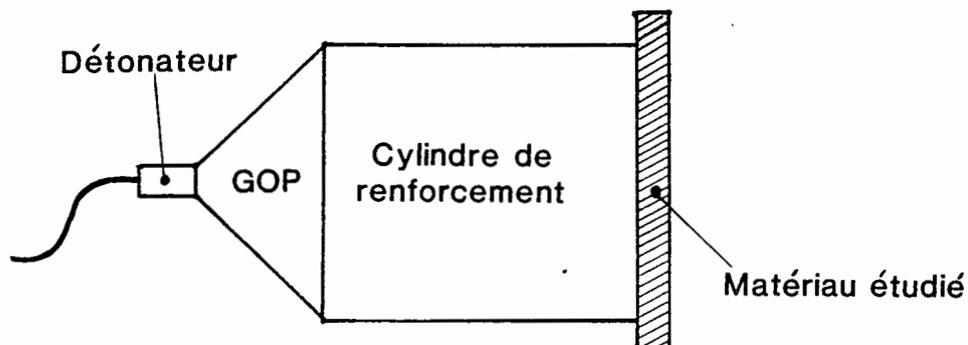


Figure 15 : Edifice expérimental avec un générateur de choc explosif.

L'amorçage ponctuel obtenu par le détonateur est mis en forme dans un Générateur d'Onde Plane (GOP) conçu pour obtenir à l'entrée du cylindre renforteur une onde de choc quasiment plane. Ce cylindre renforteur constitué d'explosif est nécessairement adjoint au GOP pour permettre à l'onde de choc d'atteindre son régime établi et d'avoir une durée temporelle en pression suffisante pour effectuer les observations et les mesures avant que les ondes de détente ne viennent les perturber. Avec l'explosif que nous avons employé pour cette étude, les pressions de choc transmises au matériau inerte étudié varient suivant la polaire de choc de celui-ci et s'échelonnent de 400 kbar pour de l'aluminium, jusqu'à 620 kbar pour du tantale.

Au moyen des différentes installations lanceur et des explosifs, nous disposons ainsi de générateurs de choc qui nous permettent de couvrir, d'une manière presque continue, une gamme de pression de choc relativement large (depuis une centaine de kbar jusqu'à plusieurs mégabars). Nous allons maintenant nous intéresser aux diagnostics expérimentaux associés à ces générateurs et qui vont nous permettre d'étudier la matière éjectée par la surface libre d'un matériau choqué.

/...

DEUXIEME PARTIE

LES DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX

Avant propos.

I- La chronométrie par sonde.

II- L'Interférométrie Doppler Laser.

III- La radiographie X éclair.

IV- La cinématographie ultra-rapide :
l'ombroscopie optique.

AVANT PROPOS

Pour mettre en évidence et quantifier l'éjection de matière, plusieurs diagnostics ont été mis au point et développés dans nos laboratoires. Ceux-ci concernent essentiellement la chronométrie de passage d'onde de choc obtenue par des sondes actives ou passives, la mesure de vitesse de surface métallique en continu dans le temps par Interférométrie Doppler Laser, la mesure instantanée de champ de densité de matière éjectée par radiographie X éclair, et les suivis spatiaux et temporels de contours d'éjecta par cinématographie ultra-rapide.

Deux types d'éjection vont être étudiés par ces méthodes : l'un concerne le nuage de particules issu des micro-défauts géométriques répartis sur toute la surface libre suite à l'usinage plus ou moins fin de l'échantillon (appelée éjection répartie), l'autre s'intéresse aux jets de matière singuliers provenant de défauts géométriques localisés de plus grandes dimensions (appelée éjection localisée). Il est important de remarquer dès à présent, que les processus qui génèrent la matière éjectée sont strictement les mêmes dans les deux cas, la seule différence provient de la taille des défauts qui est de quelques dizaines de microns pour l'éjection répartie, et de l'ordre du millimètre pour l'éjection localisée (voir les figures ci-dessous).

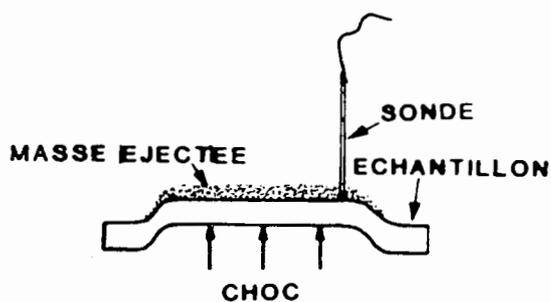


Figure 16a : Ejection répartie.

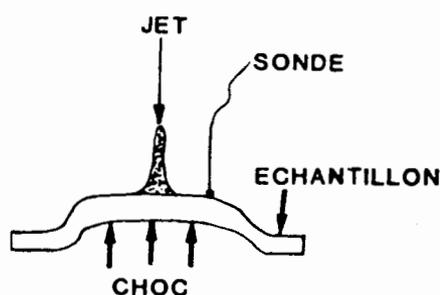


Figure 16b : Jets localisés.

/...

L'étude de l'éjection répartie permet d'accéder de façon globale aux masses totales éjectées en fonction des paramètres physiques liés à la nature du matériau et à la sollicitation.

L'étude des jets localisés, quant à elle, permet d'apprécier plus finement comment est créée l'éjection de matière par les défauts de surface et d'en modéliser ainsi le comportement.

/...

I- LA CHRONOMETRIE PAR SONDE.

La technique expérimentale la plus répandue dans les études où interviennent des ondes de choc est la chronométrie par sondes. Celles-ci sont utilisées pour détecter avec précision l'instant de passage d'une onde de choc en déclenchant des impulsions synchrones du choc, qui arrêtent les différentes voies de mesure d'un chronomètre de type THOMSON 20 VP ou 36 VP possédant une résolution temporelle d'une nanoseconde. On utilise deux types de sondes :

- les sondes actives à fonctionnement autonome,
- les sondes passives qui nécessitent l'adjonction d'un circuit de décharge annexe.

I-1- LES SONDES ACTIVES :

Elles sont généralement constituées d'une céramique ferro-électrique polarisée. Au passage d'un choc, la variation de potentiel est due soit à l'effet piézo-électrique (en-dessous de quelques kbar), soit à la dépolarisation pour des pressions plus élevées ; dans ce deuxième type de fonctionnement, qui nous intéresse plus particulièrement ici, la tension maximale peut atteindre 120 V pendant des temps de quelques dizaines de nanosecondes. On notera que cette tension générée décroît avec la pression du choc incidente, mais ces sondes peuvent néanmoins être utilisées jusqu'à plusieurs centaines de kbar.

I-2- LES SONDES PASSIVES :

D'une manière générale, ces sondes sont constituées de deux conducteurs isolés par un diélectrique qui est, soit une mince feuille de mylar soit, plus simplement, de l'air. Le court-circuit qui s'établit entre les deux conducteurs lors du passage du choc induit la décharge du circuit électrique associé, fournissant ainsi l'impulsion synchrone requise pour la mesure de chronométrie. L'utilisation des sondes passives est réservée à l'étude des chocs forts présentant des pressions supérieures à quelques centaines de kbar, domaine où leur temps de réponse et leur "jitter" de fonctionnement sont les meilleurs.

/...

II- L'INTERFEROMETRIE DOPPLER LASER (I.D.L.).

Le principe de la mesure de vitesse par I.D.L. consiste à utiliser l'effet Doppler relativiste que subit un faisceau laser monomode incident de longueur d'onde λ lors de sa réflexion sur un miroir métallique en mouvement. Le glissement en fréquence après la réflexion est directement relié à la vitesse instantanée $v(t)$ du mobile, ce qui se traduit par la formule suivante (celle-ci est valable au premier ordre, pour un rayon perpendiculaire au miroir et lors d'un déplacement du miroir parallèle au rayon incident) :

$$\frac{\Delta \lambda(t)}{\lambda} = - 2 \frac{v(t)}{c}$$

avec c : célérité de la lumière.

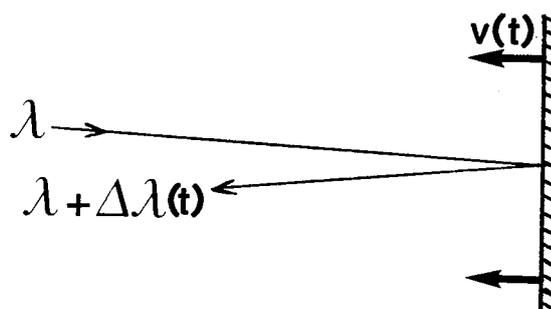


Figure 17 : Principe de l'effet Doppler relativiste.

Les vitesses $v(t)$ étant toujours très petites devant la vitesse de la lumière, les variations relatives de la longueur d'onde du faisceau réfléchi sont si faibles que seuls des appareils interférométriques de type Michelson ou Fabry-Pérot peuvent les mettre en évidence.

La technique issue du Michelson, développée et utilisée aux Etats-Unis [4], [5], est appelée VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector), alors que l'I.D.L., dérivant du Fabry-Pérot, a été introduite et mise au point au C.E.A. [6], [7] et en équipe maintenant tous les laboratoires expérimentaux. Les deux techniques, s'appuyant sur le même phénomène physique "Doppler" font cependant appel à des appareillages de conception très différente et présentent chacune leurs avantages et leurs inconvénients. Il est cependant intéressant de noter que les laboratoires américains s'intéressent de plus en plus à l'I.D.L. [8] qui ouvre, il est vrai, des perspectives et des applications à la détonique plus larges [9] que le VISAR.

Dans ce chapitre, nous montrons comment l'I.D.L., qui était à l'origine destinée aux mesures de vitesse de surface libre d'échantillons soumis à des ondes de choc, a été adaptée à nos études spécifiques d'éjection de matière :

- par la mesure de vitesse de petites cibles minces mises en mouvement par les éjecta [10] et [11],
- par la mesure de la vitesse du projectile d'un lanceur au moment de son impact sur la cible d'expérimentation [12],
- pour détecter le passage en fusion en détente de matériaux choqués [13] et [14].

II-1- DESCRIPTION ET PERFORMANCE DE LA CHAÎNE I.D.L. :

Le faisceau lumineux monochromatique (de longueur d'onde $\lambda = 514,5$ nm et de puissance 5 W) d'un laser argon monomode est transporté jusqu'à la cible métallique réfléchissante, dont on veut mesurer la vitesse, à l'aide d'une fibre optique de 600 μm de coeur. En sortie de fibre, une lentille illumine la cible en faisceau quasi-parallèle, puis collecte la lumière réfléchie jusqu'à une autre fibre optique juxtaposée qui transportera le faisceau réfléchi jusqu'à l'interféromètre de Fabry-Pérot [15].

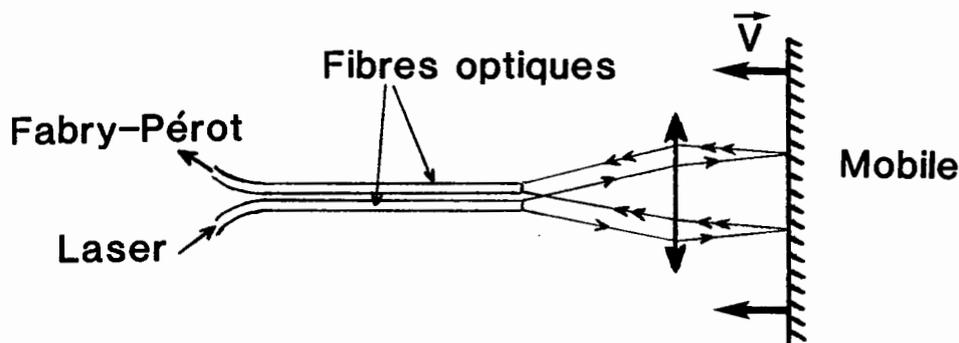


Figure 18 : Transport du faisceau laser par fibres optiques.

/...

En sortie du Fabry-Pérot, un système optique convergent focalise sur une fente d'analyse la figure d'interférence classique constituée d'anneaux concentriques. Cette fente qui sélectionne ainsi les pics lumineux relatifs aux diamètres de ces anneaux est ensuite reprise par un objectif qui forme son image sur la photocathode d'une caméra électronique à balayage. Lorsque la cible est au repos, le diamètre des anneaux reste évidemment constant. La mise en vitesse de celle-ci provoque une variation de fréquence de la lumière, qui se traduit à la sortie par une variation du diamètre des anneaux d'interférence directement fonction de la vitesse de cette cible.

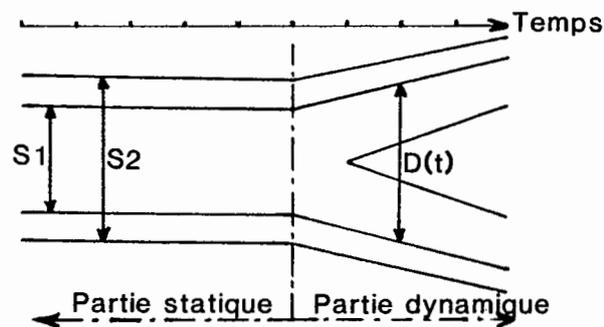


Figure 19 : Exemple d'interférogramme I.D.L.

La vitesse $v(t)$ de la cible est alors déduite du diamètre dynamique $D(t)$ d'un anneau par la formule :

$$v(t) = \frac{\lambda c}{4e} \left(p + \frac{D(t)^2 - S_1^2}{S_2^2 - S_1^2} \right) \quad (6)$$

avec :

- λ : longueur d'onde incidente,
- c : célérité de la lumière,
- e : espace inter-lame du Fabry-Pérot,
- p : nombre entier,
- S_1 et S_2 : diamètres de 2 anneaux statiques successifs,
- $D(t)$: diamètre d'un anneau dynamique à l'instant t .

/...

Le dispositif général d'une chaîne I.D.L. est montré sur la figure ci-dessous :

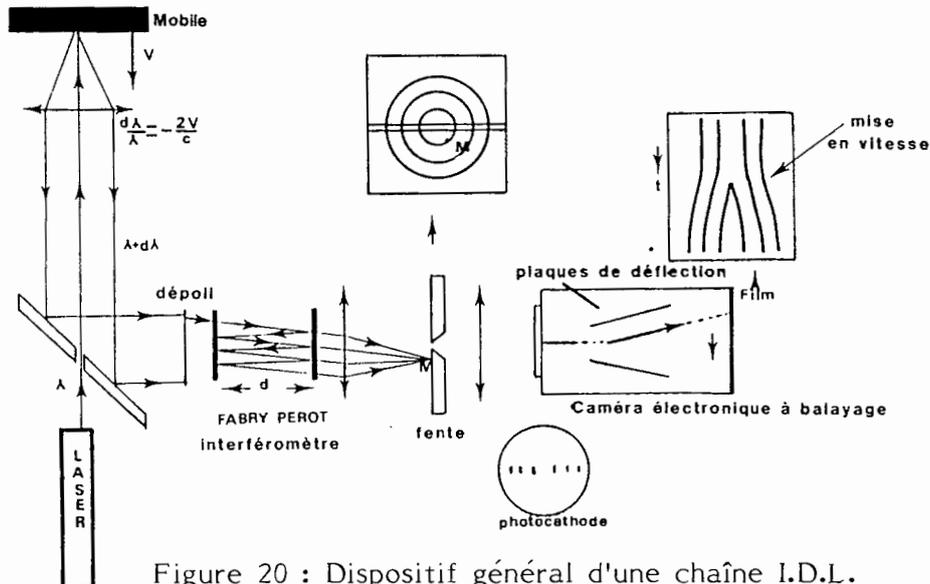


Figure 20 : Dispositif général d'une chaîne I.D.L. (faisceau laser aérien).

L'interféromètre de Fabry-Pérot utilisé permet de régler l'espace inter-lame entre 0 et 500mm, et la caméra électronique, de type TSN 503 ou 506, possède des temps de balayage variable de 100 ns à 20 μs pour une longueur totale de l'interférogramme de 50mm.

La gamme de vitesses mesurables avec un tel dispositif s'étend de 2 m/s à 10000 m/s. La précision est de l'ordre de 0,1% à la vitesse de 1000 m/s avec un espace inter-lame de 500mm. La résolution temporelle de la caméra est de 40 ns pour une durée de balayage de 20 μs et de 0,2 ns pour 100 ns. Le temps de montée, fonction essentiellement du temps de remplissage optique de l'interféromètre, varie de 0,2 ns à 15 ns.

Les avantages principaux de ce système résident dans le fait que l'on peut mesurer en continu dans le temps la vitesse sans perturber le mouvement de la cible, et que l'interprétation des résultats est aisée et rapide.

/...

Cette technique va être appliquée dans la suite à l'étude de l'éjection de matière sous choc et à la détermination des paramètres physiques liés à cette étude qui sont : la détection du passage en fusion en détente et la vitesse d'impact du projectile d'un lanceur.

II-2- APPLICATION A L'EJECTION DE MATIERE REPARTIE :

a) Principe de la mesure :

Pour mesurer de manière quantitative la masse éjectée, supposée uniformément répartie en surface de l'échantillon choqué, on recueille l'éjection sur une cible mince, qui est disposée initialement à quelques millimètres en avant de l'échantillon, et dont on suit la mise en vitesse par I.D.L..

L'hypothèse d'une collision totalement inélastique entre l'éjecta et la cible mince nous permet d'écrire la loi de la conservation de la quantité de mouvement avant et après collision :

$$dM.V + (M_C + M) V_C = (dM + M_C + M) (V_C + dV_C) \quad (7)$$

Cette relation met en évidence l'augmentation de vitesse $V_C \rightarrow V_C + dV_C$ que subit la cible mince lorsque à l'instant t et pendant l'intervalle de temps dt , une masse éjectée dM arrive à la vitesse V sur la cible de masse propre M_C (augmentée de la masse éjectée M déjà recueillie).

Si l'on suppose, de plus, que la vitesse des particules éjectées reste constante durant leur temps de vol, la chronométrie de l'instant de réflexion du choc sur la surface libre (instant de départ de toutes les particules) associée à la connaissance de la distance initiale d_0 entre la surface libre et la cible, nous permettent de connaître la vitesse V des particules arrivant à chaque instant t sur la cible :

$$V = \frac{d_0 + \int_0^t V_C(t_C) dt_C}{t}$$

/...

L'intégration de l'équation (7) devient alors simple et on aboutit à la détermination de la masse cumulée de matière $M(V)$ arrivée sur la cible à tout instant, qui est décrite par la relation liant la masse initiale de la cible, l'histoire temporelle de sa vitesse et sa distance initiale par rapport à la surface libre, soit :

$$M(V) = \frac{M_c \int_0^{V_c} t(v_c) dv_c}{d_0 - \int_0^{V_c} t(v_c) dv_c}$$

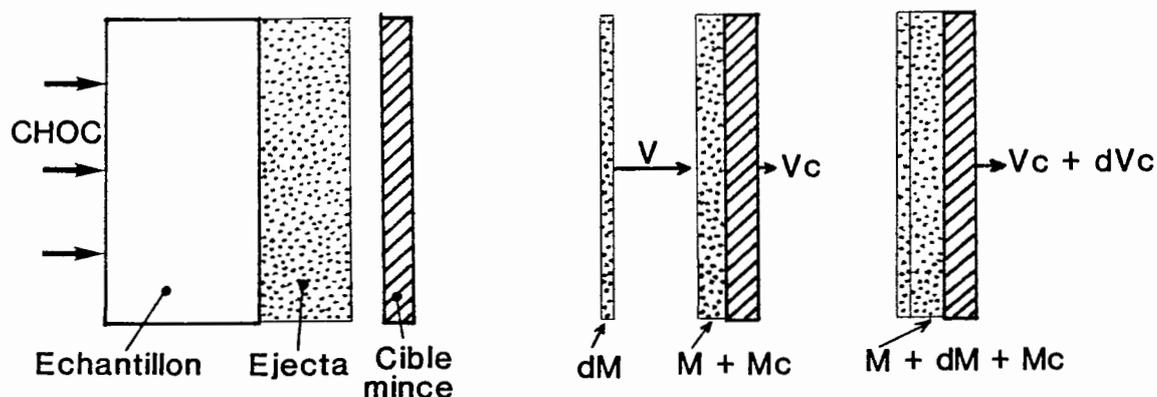


Figure 21 : Principe de la mesure de masse éjectée par I.D.L. cible mince.

La nature de la cible (en aluminium, acier ou nickel) et son épaisseur (de $0,3 \mu\text{m}$ à plus de $500 \mu\text{m}$) sont choisies pour chaque expérience en fonction de la quantité, de la vitesse et de la nature des éjecta attendus ; ceci nous permet ainsi de mesurer des masses éjectées variant de $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ jusqu'à $100 \text{mg}/\text{cm}^2$. La distance cible-échantillon est fixée, pour toutes les expériences, à 5mm , permettant ainsi de faire la pesée d'éjection avant que des perturbations dues aux ondes de détente qui suivent le choc n'affectent le mouvement de la surface libre. Afin de se démarquer de l'influence de l'air sur le mouvement de la cible mince, l'ensemble cible-échantillon est placé dans une enceinte où l'on fait un vide primaire d'environ 10^{-2} à 10^{-3} torr.

/...

Pour fixer les idées, on notera que la vitesse des particules éjectées s'échelonne depuis la vitesse de surface libre jusqu'à, parfois, une dizaine de milliers de m/s, alors que la vitesse de la cible que l'on mesure par I.D.L. varie de 1 m/s jusqu'à quelques centaines de m/s au maximum.

Le dispositif expérimental que l'on utilise avec les lanceurs est représenté sur la figure ci-dessous. On remarquera la présence d'une bifibre pour mesurer la vitesse de la cible et d'une monofibre pour la mesure de la vitesse d'impact du projectile (voir I-3 de cette partie). Des sondes de chronométrie sont placées sur la surface libre du matériau considéré afin de connaître l'instant de départ des particules qui coïncide avec la réflexion du choc en surface libre.

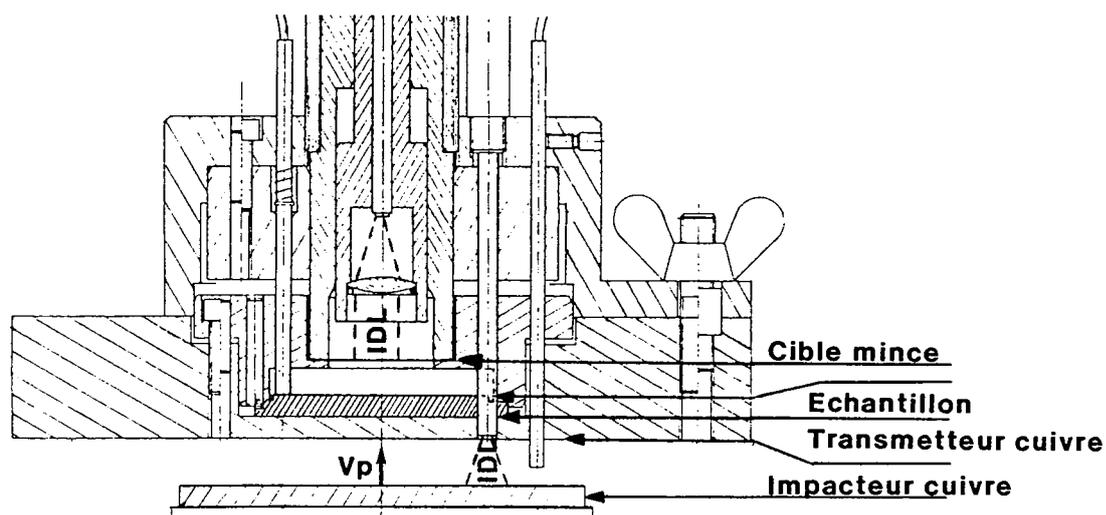


Figure 22 : Dispositif expérimental adapté aux lanceurs.

Avec les générateurs explosifs pour lesquels la pression du choc incident est généralement connue, un dispositif analogue est utilisé, avec des simplifications dans le montage puisque l'on ne mesure plus la vitesse de l'impacteur et que l'on supprime également le transmetteur en cuivre pour accoler directement l'explosif au matériau étudié.

/...

b) Quantification des éjecta et difficultés expérimentales :

La planche n° 1, présentée ci-après, montre un exemple d'interférogramme obtenu, ainsi que les résultats du dépouillement ultérieur qui donne l'histoire de la vitesse de la cible au cours du temps et, par suite, la courbe $M(V)$ de masse éjectée cumulée fonction de la vitesse des particules. On notera que la courbe $M(V)$ correspond à l'intégrale de la fonction de distribution masse-vitesse $\frac{dM}{dv}(V)$ des particules éjectées, définie comme suit :

$$M(V) = \int_v^{\infty} \frac{dM}{dv}(v) dv$$

Les résultats d'un tir se présentent ainsi sous la forme d'une courbe $M(V)$, échantillonnée selon le nombre de pointés pris sur l'interférogramme correspondant à la vitesse de la cible (voir la figure ci-dessous) ; à cet effet, le dépouillement des interférogrammes est effectué à l'aide d'un projecteur de profil du type Optimus G de la Société WERTH (Giessen, RFA) couplé à un ordinateur VAX 780 par l'intermédiaire d'un micro-ordinateur de pilotage SHARP.

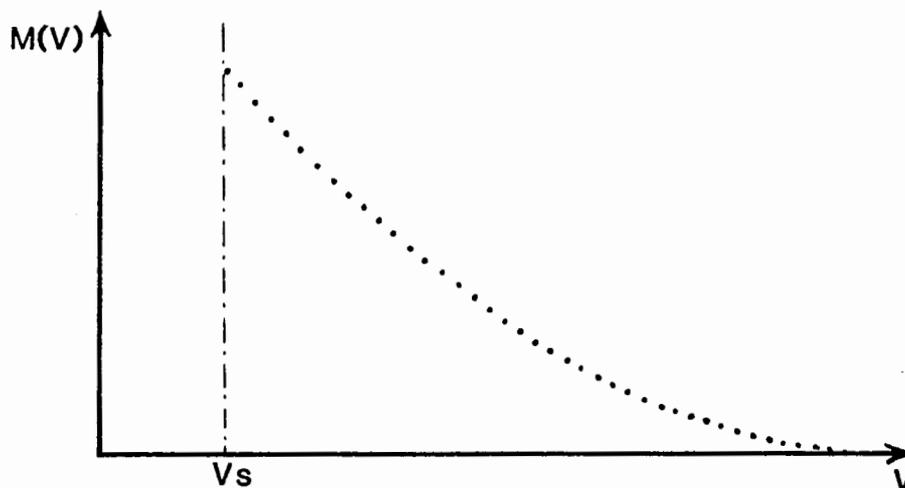


Figure 23 : Courbe $M(V)$ expérimentale.

/...

La principale difficulté de ces expériences consiste en la prévision des éjecta à mesurer afin d'adapter la nature et l'épaisseur de la cible mince employée. En effet, si la cible est choisie avec une masse surfacique trop faible pour les éjecta qu'elle doit collecter, celle-ci sera rapidement percée et détruite avant l'arrivée de la surface libre, ce qui se traduira par une perte précoce du signal I.D.L. sur l'interférogramme ; si, par contre, la cible est prise trop épaisse, sa mise en vitesse ne pourra pas être détectée par I.D.L. dont le seuil minimal est d'environ 2 m/s avec un Fabry-Pérot ayant un intervalle de 500mm. Pratiquement, il est donc difficile de trouver une cible idéale permettant d'obtenir un échantillonnage complet en vitesse tel que celui schématisé sur la figure ci-dessous.

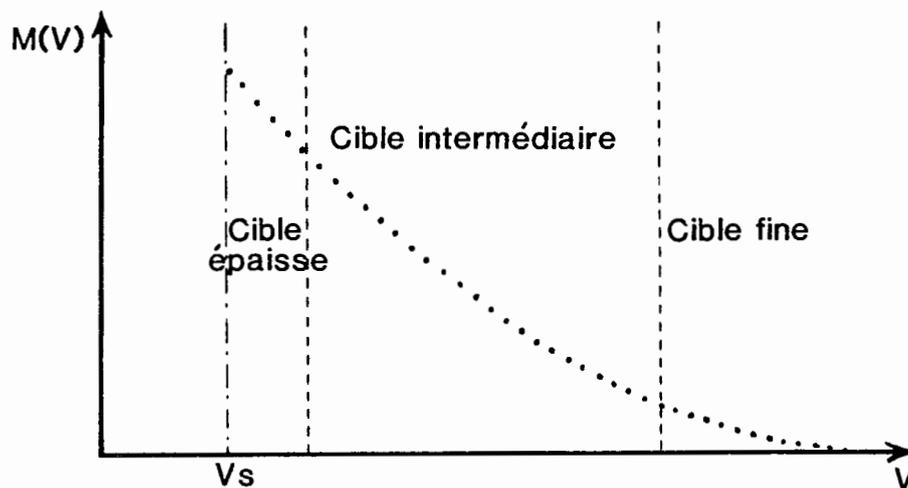


Figure 24 : Domaine accessible par l'expérience suivant l'épaisseur de la cible.

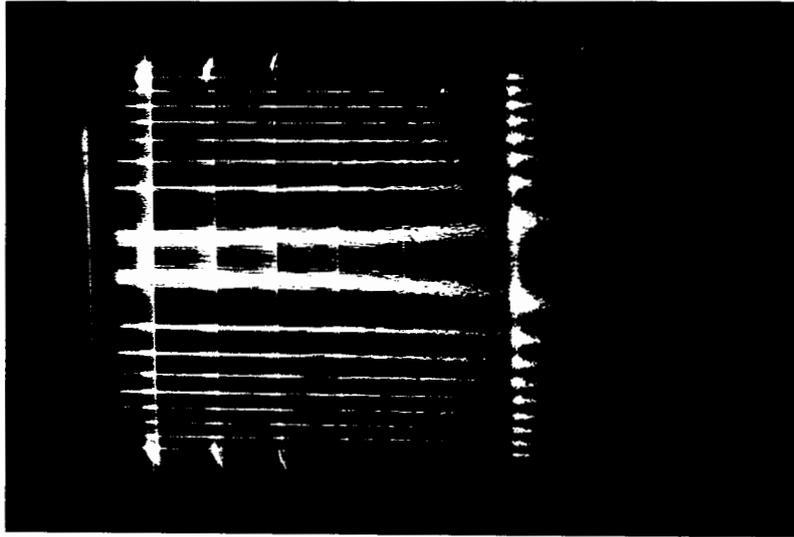
Pour pallier à cette difficulté et obtenir la représentation M (V) complète, nous allons utiliser les fonctions analytiques, issues du modèle théorique décrit dans la quatrième partie, afin d'extrapoler les points expérimentaux (obtenus avec une cible de taille intermédiaire) à l'ensemble du spectre en vitesse des particules éjectées. La figure ci-dessous montre un exemple type de résultats expérimentaux extrapolés par les fonctions du modèle hydrodynamique.

/...

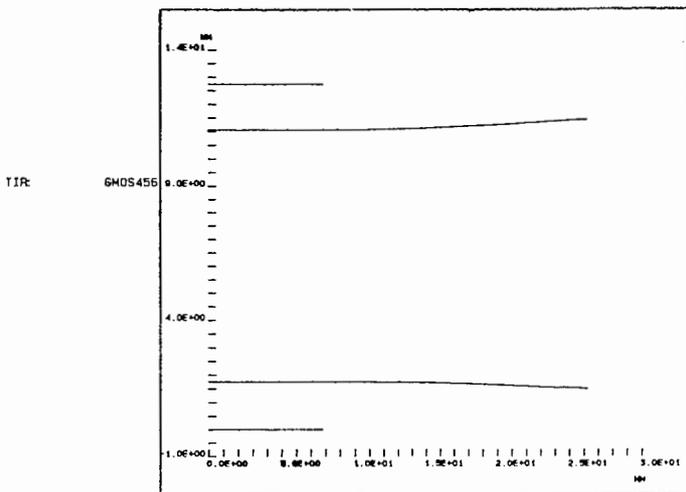
Matériau : ETAIN poli-optique

Pression de choc : 210 kbar

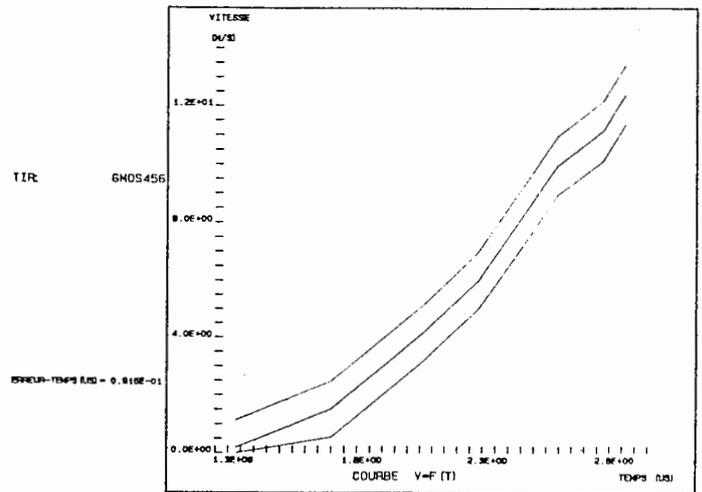
Nature de la cible mince : Aluminium d'épaisseur 5 μm



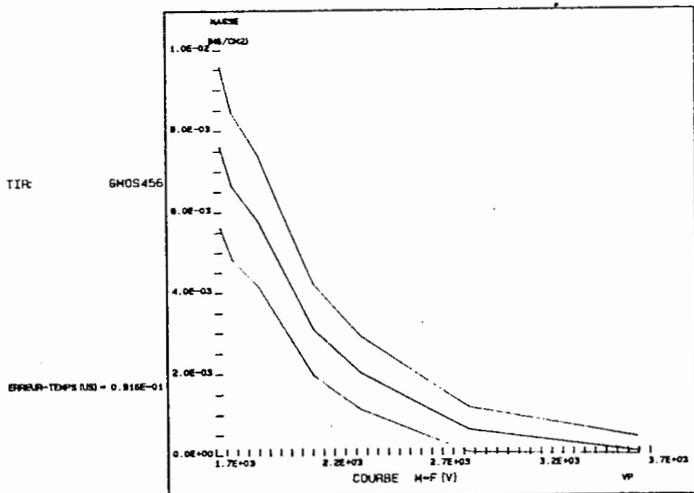
1 : INTERFEROGRAMME I.D.L.



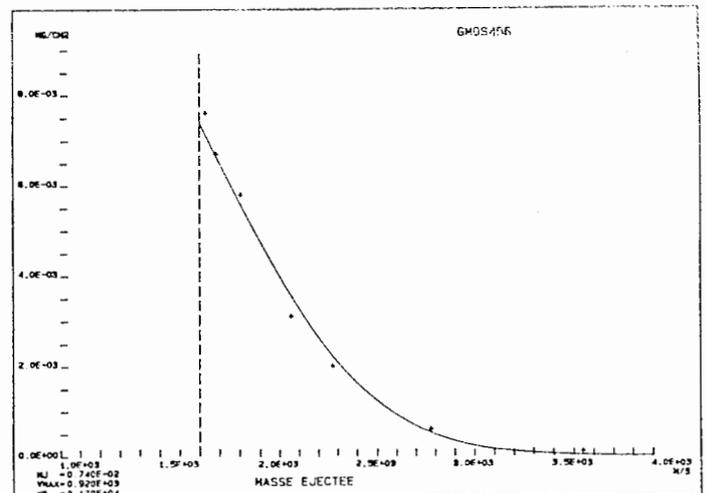
2 : INTERFEROGRAMME NUMERISE



3 : VITESSE DE LA CIBLE MINCE



4 : COURBE M (V) EXPERIMENTALE



5 : EXTRAPOLATION DE LA COURBE M (V)

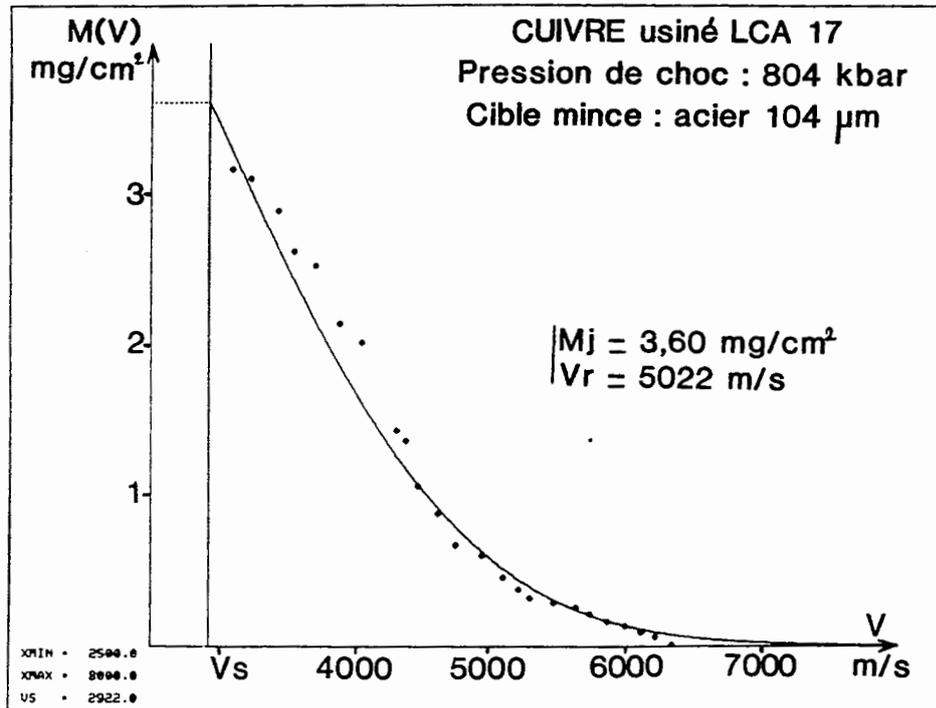


Figure 25 : Exemple d'une courbe expérimentale $M(V)$ extrapolée par les fonctions du modèle.

Outre les extrapolations, l'intérêt de posséder une fonction analytique représentative de la courbe $M(V)$ expérimentale vient du fait que s'en déduisent aisément :

- la masse totale éjectée M_j qui correspond à $M(V_s)$,
- une vitesse nominale V_R que l'on définit comme la vitesse des particules à $1/e$ de la densité maximale de matière éjectée,

et les fonctions mathématiques suivantes :

- $\frac{dM}{dV}(V)$: distribution masse-vitesse des particules éjectées,
- $\langle v \rangle(V)$: vitesse moyenne de la masse éjectée ayant une vitesse supérieure à V ,
- $E_c(V)$: énergie cinétique cumulée fonction de la vitesse V des particules,
- $\frac{dE_c}{dV}(V)$: énergie cinétique transportée par les particules animées de la vitesse V .

/...

Ainsi, le diagnostic que l'on appellera I.D.L. cible mince sera essentiellement utilisé dans la suite pour mesurer l'éjection de matière répartie et pour étudier l'influence des paramètres propres au matériau (température de fusion et présence d'hétérogénéités métallurgiques) et à la sollicitation (pression de choc et passage en fusion en détente). Les résultats obtenus concernant l'étude expérimentale de ces paramètres font l'objet de la troisième partie.

Avec les hypothèses faites concernant le comportement de la cible mince soumise à l'éjecta, et compte tenu de l'erreur commise sur la mesure de vitesse de cette cible, la précision que l'on obtient, avec ce diagnostic, sur la masse éjectée mesurée est comprise entre 10 et 20% suivant la qualité de l'interférogramme I.D.L. et de l'adéquation de la cible à l'éjecta.

II-3- MESURE DE LA VITESSE D'IMPACT DU PROJECTILE D'UN LANCEUR :

Comme il l'a été montré dans la première partie, l'intérêt des lanceurs vis-à-vis des générateurs de choc explosifs réside dans la possibilité de faire varier, d'une manière quasi continue, les pressions de choc appliquées au matériau étudié. Cependant, il s'avère nécessaire à chaque tir de mesurer la vitesse d'impact effectivement atteinte par le projectile pour pouvoir calculer les pressions de choc induites ; l'I.D.L., associée à une monofibre optique [16], va nous permettre de réaliser cette mesure avec une bonne précision et avec un encombrement très réduit au niveau de la cible d'expérimentation.

La technique I.D.L. appliquée aux études d'Hydrodynamique est utilisée habituellement pour observer la mise en vitesse, soit d'une surface métallique soumise à une onde de choc, soit, comme nous l'avons vu, d'une cible mince impactée par des éjecta. Dans tous les cas de figure, les interférogrammes se présentent avec une partie statique (relative à la position au repos de la surface ou de la cible) et une partie dynamique (voir le schéma de la figure 26).

/...

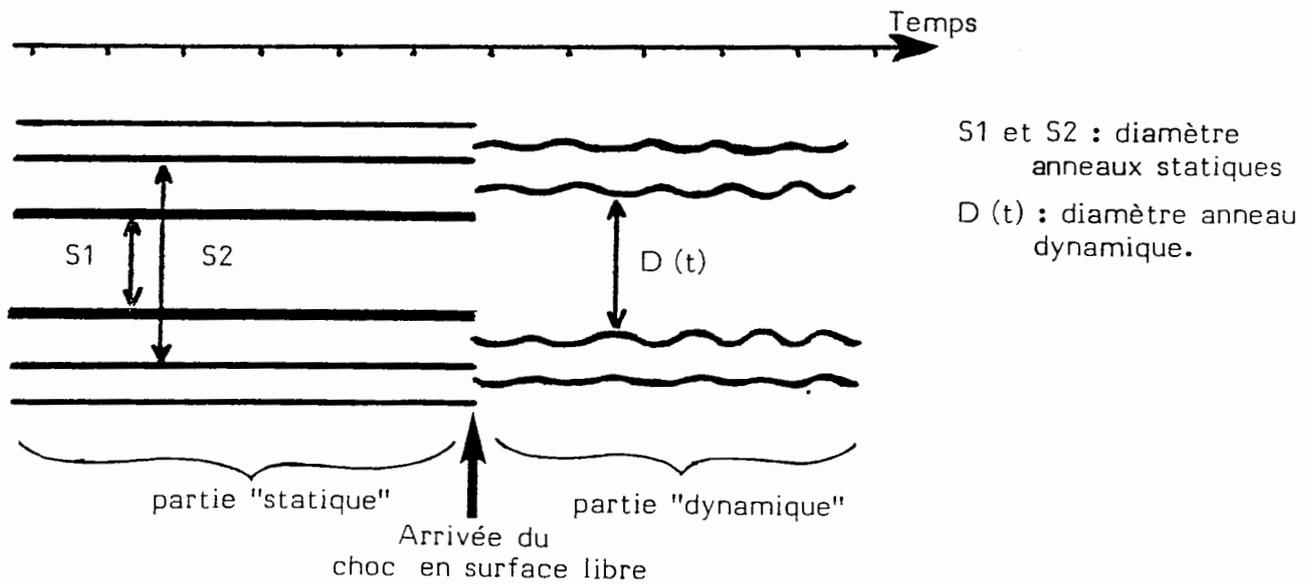


Figure 26 : Exemple type d'un interférogramme I.D.L.

Il est alors simple de déduire la vitesse du mobile au cours du temps, par la formule (6) donnée au paragraphe I-1, à partir des diamètres des anneaux statiques et dynamiques.

Le problème posé par la mesure de vitesse du projectile provient du fait que ce dernier est très loin de la cible lorsqu'il est au repos et que, après la mise à feu de la poudre, le temps de transit dans le tube du lanceur est variable et relativement long (typiquement de quelques dizaines de ms) vis-à-vis des temps de balayage classiques des caméras électroniques TSN (de 100 ns à 20 μ s) ; il n'est donc pas possible d'avoir une référence statique (S_1 et S_2) à partir de la position du projectile au repos. La solution à ce problème va en fait simplement consister à transporter la lumière laser au moyen de la technique dite par monofibre, c'est-à-dire pour laquelle la lumière incidente (λ) et la lumière réfléchi par le mobile ($\lambda + \Delta \lambda$) transitent par la même fibre. En effet, on sait que, dans ce cas, et du fait du dispositif d'injection et de réception de la lumière laser (voir la figure 27 ci-après), il existe un faisceau réfléchi (λ) qui se superpose à la lumière réfléchi par le mobile ($\lambda + \Delta \lambda$).

/...

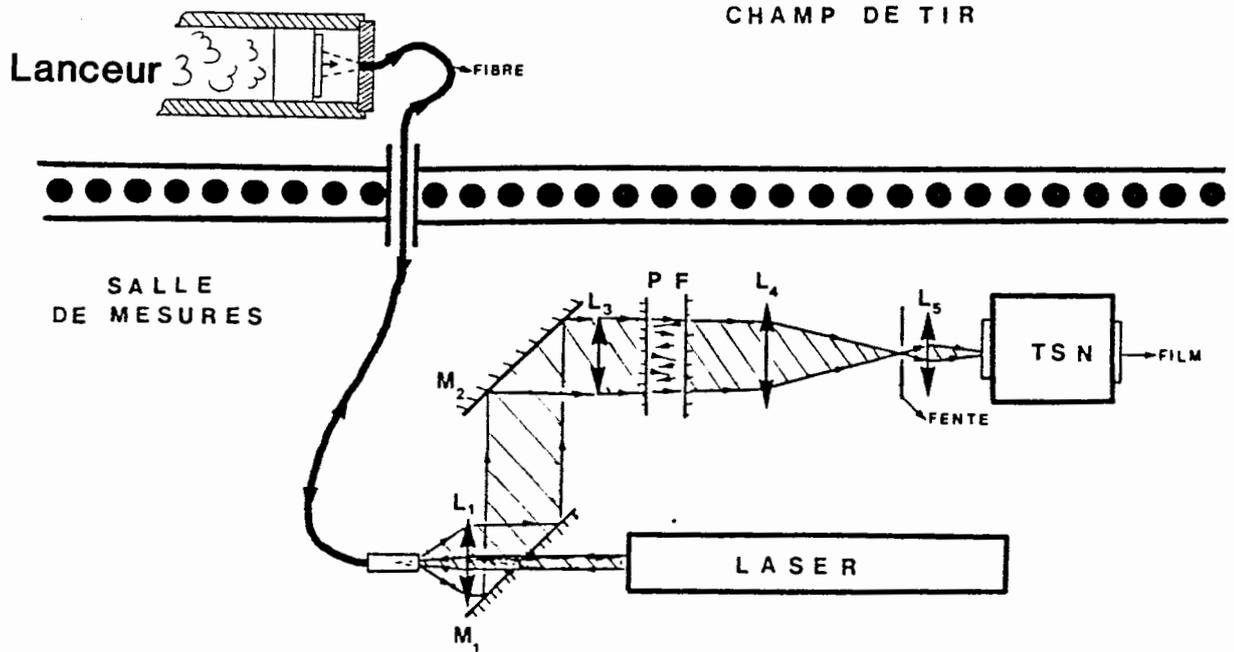


Figure 27 : Dispositif expérimental I.D.L. monofibre pour mesurer la vitesse d'impact du projectile.

L'allure des interférogrammes résultant de ces expériences est schématisée sur la figure 28.

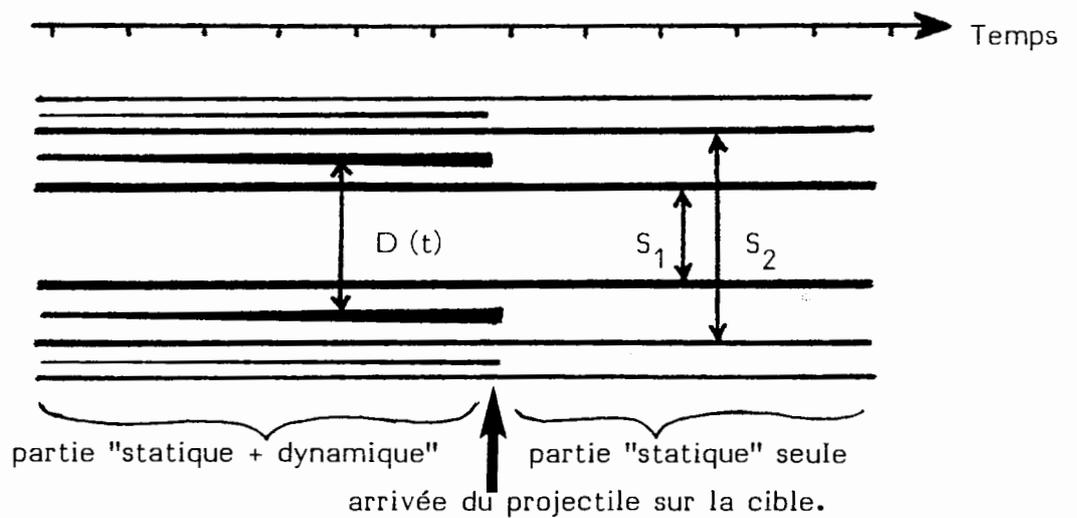


Figure 28 : Interférogramme obtenu lors d'une mesure de vitesse de projectile par I.D.L. monofibre.

Dans ce cas, on peut utiliser la même formulation (6) que pour les interférogrammes classiques (c'est-à-dire à partir des diamètres des anneaux S_1 , s_2 et $D(t)$) pour mesurer la vitesse V_p du projectile dans les derniers instants de son vol libre juste avant l'impact sur la cible.

Pour limiter l'encombrement au niveau de la cible expérimentale, aucune optique de focalisation n'est utilisée ; l'injection et la réception de la lumière réfléchiée par le projectile s'effectuent alors simplement par l'ouverture numérique de la fibre.

Pour enregistrer l'interférogramme, le déclenchement des caméras électroniques TSN est faite lors de l'arrivée du projectile lui-même au moyen de sondes ferro-électriques placées dans le tube du lanceur quelques millimètres en avant de la cible.

La principale difficulté de cette technique consiste à éviter la superposition des anneaux statiques et dynamiques qui nuirait à la précision de la mesure ; pour cela, il est indispensable d'avoir une estimation de la vitesse de projectile attendue (obtenue par la mesure de poudre introduite initialement dans la chambre de combustion) et ne pas choisir des espaces inter-lames du Fabry-Pérot trop grands.

Ainsi, la précision sur la mesure de V_p s'échelonne classiquement entre 0,2 et 0,5% suivant la qualité de l'interférogramme obtenu, ce qui nous permet de connaître la pression de choc induite dans le matériau étudié avec une précision de l'ordre de 1 à 2%.

Remarques : Cette technique nécessite que la face avant de l'impacteur soit parfaitement polie optique et présente un coefficient de réflexion relativement élevé. Cependant, pour les métaux ayant une faible réflectivité, il est possible d'effectuer cette mesure de vitesse de projectile en métallisant la face avant avec quelques microns d'aluminium disposés par évaporation sous vide.

/...

II-4- DETECTION DU PASSAGE EN FUSION EN DETENTE D'UN
MATERIAU CHOQUE :

Nous verrons dans la 3ème partie l'importance que revêt le passage en fusion en détente du matériau étudié quant aux phénomènes d'éjection en surface libre. Afin de mettre en évidence un éventuel changement de phase solide-liquide après la réflexion de l'onde de choc, un diagnostic original a également été développé, dérivé de la mesure de la vitesse de surface libre du matériau par I.D.L.

Les théories classiques décrivant les lois de réflexion d'une onde incidente sur un milieu conducteur aboutissent à la définition d'un coefficient de réflexion R donné par la formule suivante :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

où n et k sont respectivement les indices de réfraction et d'extinction du métal à la longueur d'onde incidente considérée.

Pour l'étain, qui présente la particularité de doubler sa résistivité électrique lors du passage en fusion ($\rho_{\text{solide}} = 22.10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ et $\rho_{\text{liquide}} = 47.10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$), on obtient en théorie des valeurs de R très différentes de part et d'autre du point de fusion.

En effet, en phase solide, les valeurs de $n_s = 1,48$ et $k_s = 3,55$ donnent un coefficient de réflexion R_s égal à 0,68, alors qu'à l'état liquide les valeurs $n_L = 1,48$ et $k_L = 1,77$ font diminuer ce coefficient jusqu'à la valeur R_L égale à 0,36 ; il s'ensuit une variation de réflectivité η de la surface exprimée par :

$$\eta = \log \frac{R_s}{R_L} = 0,3$$

/...

Cette variation de R nous a amené à penser que, pendant une mesure de vitesse de surface libre par I.D.L., la lumière réfléchiée par la surface subirait une diminution notable lors du passage en fusion et devrait être parfaitement détectable sur l'interférogramme à partir de l'éclairage des anneaux statiques (avant choc et nécessairement solide) et celui des anneaux dynamiques (provenant de la réflexion sur la surface passée après choc à l'état liquide).

Une vérification expérimentale dans une configuration statique a été faite pour étayer nos hypothèses. Nous avons ainsi mis au point le dispositif expérimental simple, décrit par la figure 29, qui reprend très exactement la configuration géométrique d'un tir.

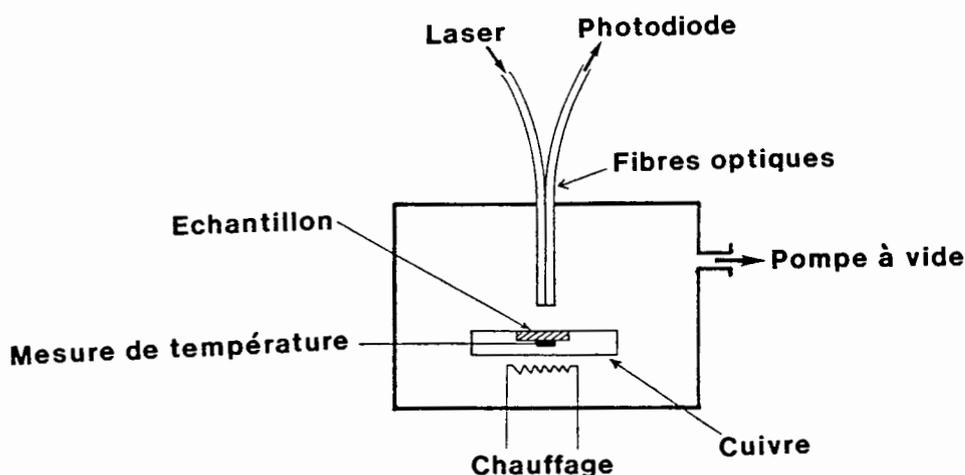


Figure 29 : Dispositif expérimental pour mesurer la variation de réflectivité de l'étain.

Par ce montage, on éclaire la surface de l'échantillon d'étain au moyen d'un laser argon et d'une fibre optique émettrice. Pendant le chauffage de la pastille, dont on contrôle la température avec des thermocouples noyés dans le support en cuivre, une autre fibre optique collecte la lumière réfléchiée et la transporte jusqu'à une photodiode préalablement étalonnée en éclairement E. Les résultats, indiqués sur la figure 30, s'expriment sous la forme de la courbe $\Delta R (T^{\circ}\text{C}) = \log \frac{E (20^{\circ}\text{C})}{E (T^{\circ}\text{C})}$, c'est-à-dire par le rapport des éclairements reçus sur la photodiode en fonction de la température de l'étain.

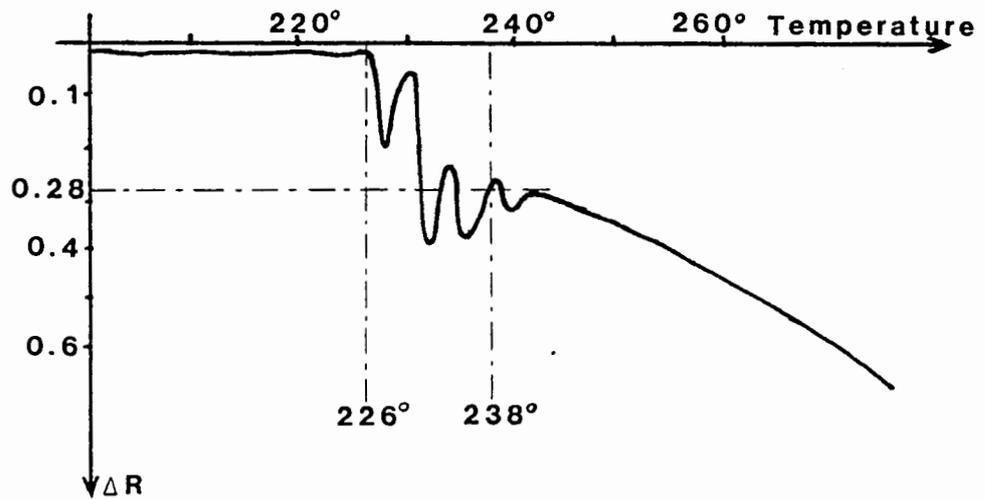


Figure 30 : Variation de réflectivité de l'étain en fonction de sa température.

Sur cette courbe, on observe, d'une part, que le critère théorique $\eta = 0,3$ se vérifie autour du point de fusion et, d'autre part, que la perte de réflectivité augmente nettement lorsque la température croît. Ce résultat confirme donc la possibilité de détecter le passage en fusion en dynamique avec une mesure de vitesse de surface libre par I.D.L..

A ce stade, et avant d'aborder les expériences dynamiques effectuées sur étain, il convient de faire un certain nombre de remarques importantes sur le dispositif expérimental statique qui a été utilisé :

1. Les expériences ont été réalisées sous vide pour s'affranchir des problèmes d'oxydation en surface qui auraient pu se produire lors du chauffage de l'échantillon et auraient évidemment perturber complètement les mesures. En dynamique, il n'y aura pas lieu de se préoccuper de ce problème puisque le passage en fusion s'effectue quasi instantanément pendant la détente.

/...

2. Les fluctuations du signal reçu par la photodiode autour du passage en fusion et que l'on peut observer sur la courbe $\Delta R = f(T^{\circ}\text{C})$, sont simplement dues à des phénomènes de fusion localisée qui modifient de façon aléatoire les conditions géométriques de réflexion sur la surface ; ces phénomènes ne se produisent pas en dynamique car l'ensemble de l'échantillon est globalement chauffé par le passage de l'onde de choc.
3. Aucun système optique n'est placé entre les fibres et la surface de l'étain, la collection de lumière réfléchie s'effectuant uniquement par l'ouverture numérique des fibres. Si ce système présente l'inconvénient d'avoir un faible rendement pour la collection de la lumière réfléchie, il permet de s'affranchir des problèmes de défocalisation qui apparaissent en dynamique, lorsque la surface libre est mise en mouvement par le choc.
4. L'utilisation d'une simple photodiode en dynamique n'est pas envisageable à cause des phénomènes d'ionisation qui apparaissent en avant de la surface libre, et qui sont dus à l'échauffement de l'air suite à la fraction du choc transmis à ce milieu. Ainsi, à moins de réaliser des expériences plus complexes sous un ultra-vide (10^{-7} torr), une chaîne interférométrique servira de filtre pour toute la lumière parasite, en ne conservant que la lumière cohérente à 514,5 nm du laser argon.

Ainsi, tenant compte de toutes les remarques précédentes, les expériences dynamiques ont été réalisées au moyen du lanceur à poudre \varnothing 60mm avec la cible expérimentale schématisée sur la figure 31.

/...

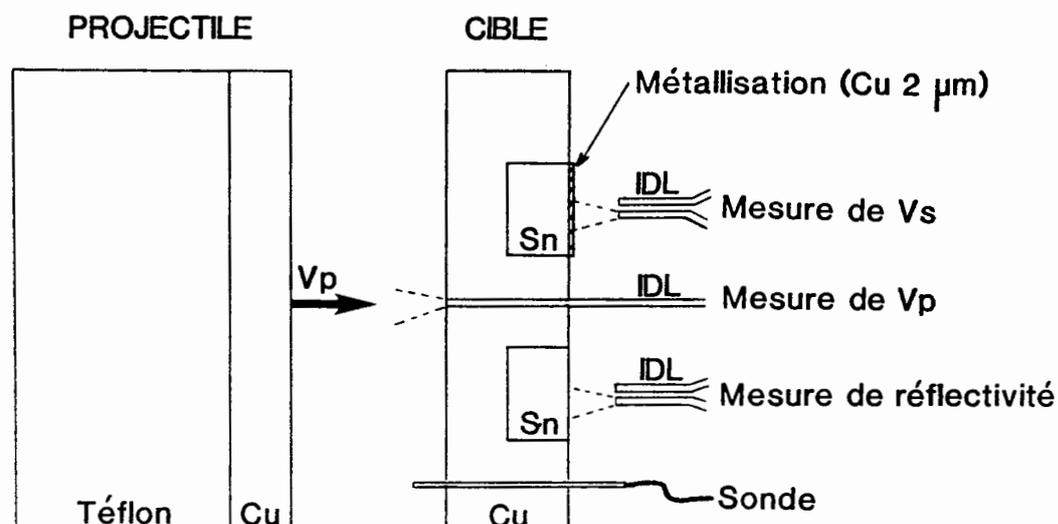


Figure 31 : Dispositif expérimental pour la mesure dynamique de perte de réflectivité.

Deux pastilles d'étain préalablement polies optiquement sont incluses dans un transmetteur en cuivre. L'une d'entre elles est recouverte d'une faible épaisseur ($2 \mu\text{m}$) de cuivre qui présente un point de fusion plus élevé que l'étain ; ainsi ce fin dépôt, obtenu par évaporation sous vide, ne se désolidarise pas sous choc du fait de son impédance de choc plus grande et permet de garder le signal I.D.L. même lorsque l'étain aura fondu en détente ; ceci nous fournit une voie de référence ainsi que la valeur de la vitesse de surface libre de l'étain fondu. La pression du choc incident est, en outre, déduite de la vitesse d'impact du projectile mesurée par une autre chaîne I.D.L., via la connaissance des équations d'état des matériaux mis en jeu.

Les interférogrammes obtenus à différents niveaux de sollicitations sont montrés sur la planche photo n° 2 présentée ci-après. Le principe de la mesure de perte de réflectivité consiste à faire une analyse des interférogrammes au moyen d'un microdensitomètre Joyce & Loebel et à enregistrer les densités optiques (D.O.) des anneaux statiques et dynamiques.

Un étalonnage de la réponse de la chaîne I.D.L. en éclaircissement permet de connaître, pour chaque tir, la variation d'éclaircissement entre les

/...

Planche 2 : DETECTION DU PASSAGE EN FUSION EN DETENTE DE L'ETAIN

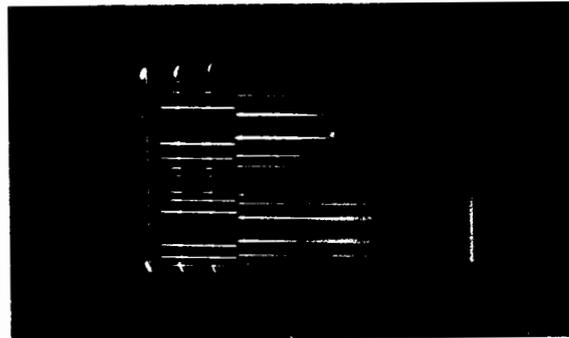
Interferogrammes I.D.L. de vitesse de surface libre
obtenus à différents niveaux de choc.

Pression du choc incident :

$$P = 208 \text{ kbar}$$

Ecartement des lames du FP :

$$e_{PF} = 20\text{mm}$$

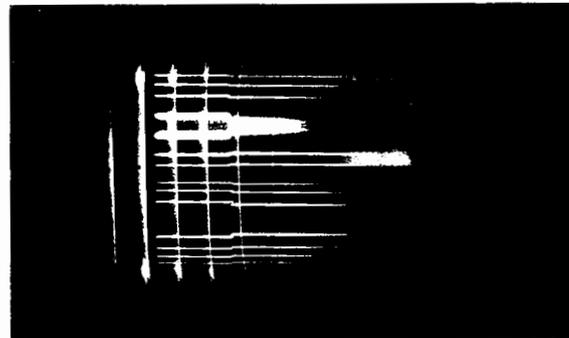


← surface nue

← surface métallisée (Cu = 2 μm)

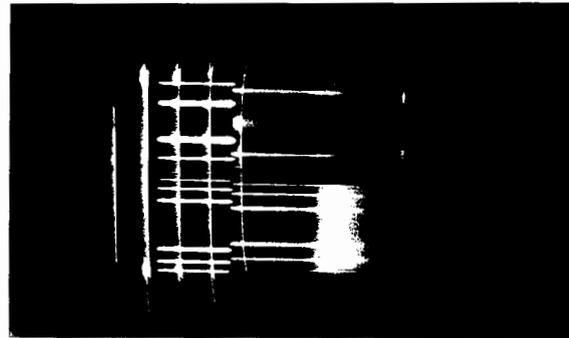
$$P = 225 \text{ kbar}$$

$$e_{PF} = 20\text{mm}$$



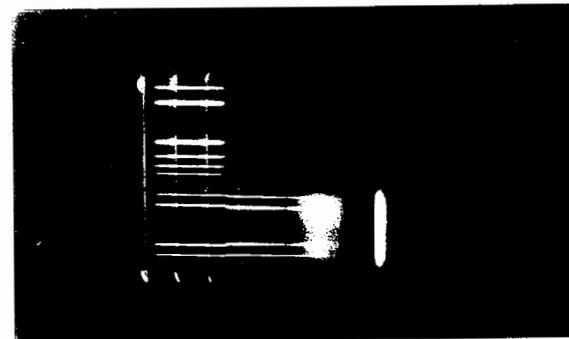
$$P = 239 \text{ kbar}$$

$$e_{PF} = 15\text{mm}$$



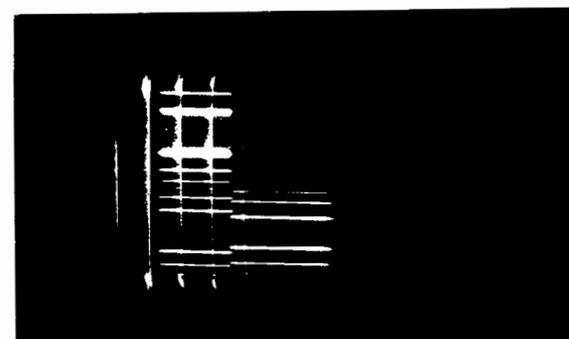
$$P = 271 \text{ kbar}$$

$$e_{PF} = 20\text{mm}$$



$$P = 324 \text{ kbar}$$

$$e_{PF} = 15\text{mm}$$



anneaux statiques E_S et dynamiques E_D ; on obtient ainsi un point de la courbe ΔR en fonction de la pression de choc à partir de la relation :

$$\Delta R (P) = \log \frac{E_S}{E_D}$$

Les résultats d'une série d'expériences effectuées à différentes pressions sont présentés sur la figure 32.

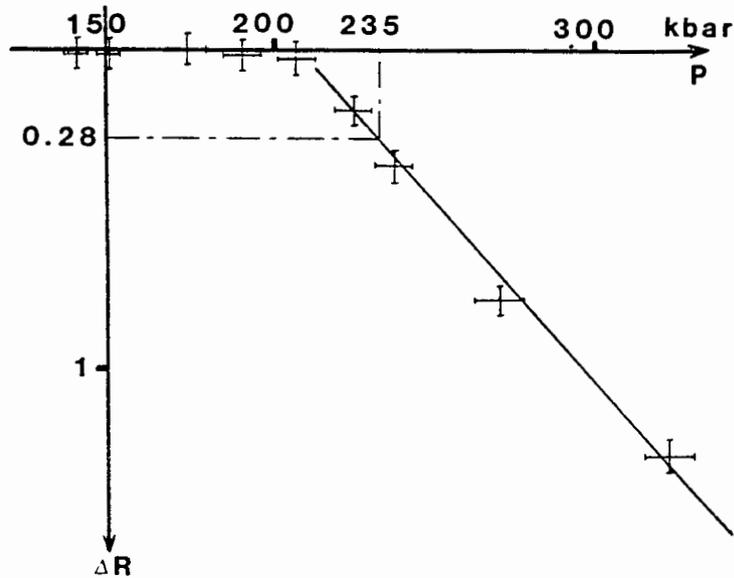


Figure 32 : Variation de la réflectivité de l'étain en fonction de la pression du choc incident.

Les résultats montrent une décroissance continue de la réflectivité en fonction de la pression du choc incident. L'application du critère de fusion de l'étain défini précédemment : $\eta = 0,3$, nous permet de définir la pression P_f qui induira la fusion en détente, soit :

$$P_f = 235 \mp 15 \text{ kbar}$$

Nous disposons ainsi, par cette méthode, d'un diagnostic de fusion qui nous permettra de corréler et de comprendre les résultats d'éjection de matière présentés dans la troisième partie.

/...

Au moyen du lanceur à poudre de calibre 60mm, cette technique a également été utilisée avec succès pour d'autres corps à bas point de fusion comme le bismuth et le zinc. Pour les corps à plus haut point de fusion, tels que le cuivre ou le tantale, il serait nécessaire d'employer un générateur de choc de type C.A.G.L. qui seul permettrait d'atteindre les hautes pression de choc pouvant conduire à la fusion en détente de ces matériaux.

/...

III- LA RADIOGRAPHIE X ECLAIR.

On utilise un générateur pulsé de rayons X, de durée d'impulsion ultra-courte (inférieure à 20 ns), qui nous permet d'obtenir une image transverse des phénomènes dynamiques de surface à un instant donné [17].

Pour pouvoir corréler à la quantité de matière éjectée les densités optiques de la radiographie X, il convient, en premier lieu, d'adapter la dose émise, l'énergie du rayonnement et le couple (écrans renforçateurs-film) aux masses à mesurer, ceci de manière à ce que l'ensemble de la répartition spatiale de cette matière se situe dans la partie dynamique de la réponse du film. En outre, à chaque expérience, un étalonnage des densités optiques obtenues sur le film en fonction des épaisseurs de matière traversées est effectué au moyen de plusieurs pénétromètres élaborés dans le même matériau et dont les différentes épaisseurs tiennent compte des masses minimale et maximale d'éjection à traverser.

L'autre élément important à considérer est l'environnement explosif des expériences qui nécessite une protection renforcée du générateur X et des couples écrans-film. Des contraintes nous sont donc imposées quant aux distances entre générateur X et engin, et entre engin et couple écrans-film. Ceci rend nécessaire une optimisation de ces distances dont dépendent les doses reçues par le film et le flou géométrique des images.

III-1- DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

Le générateur de rayons X pulsé utilisé est un Scandiflash de 600 kV (SCANDITRONIX) délivrant une dose d'environ 20 mRad à 1 mètre, ce qui conduit au maximum à des masses surfaciques traversées de l'ordre 10 g/cm² pour le cuivre. La durée d'émission du flash X, d'énergie moyenne 400 keV, est de 20 ns à mi-hauteur et la tache focale de la source, qui va influencer sur le flou géométrique de l'image, a un diamètre de l'ordre de 1,2mm.

/...

La radiographie est prise perpendiculairement au mouvement de la surface libre quelques microsecondes après la réflexion du choc sur celle-ci. Les instants de prise de vue radiographique T_X seront donnés par rapport à l'instant d'émergence du choc en surface libre, qui est mesuré par des sondes de chronométrie placées sur cette surface. La disposition expérimentale sur champ de tir est indiquée sur la figure 33 ci-dessous.

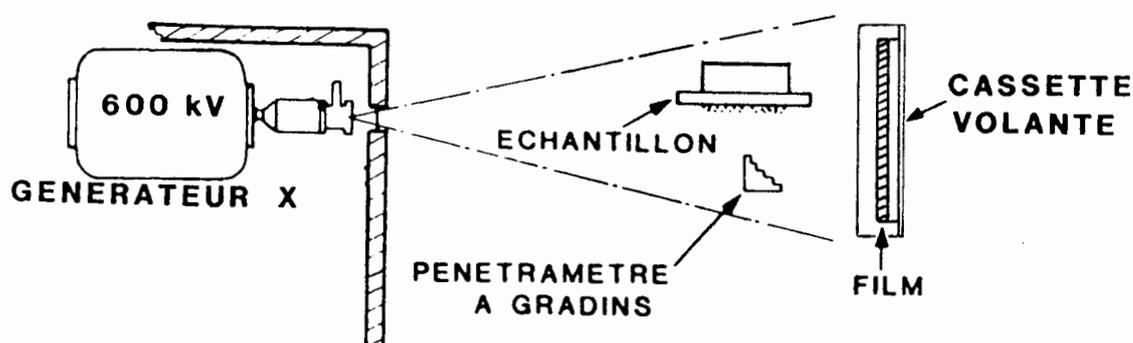


Figure 33 : Dispositif expérimental sur champ de tir pour le diagnostic radiographique.

La récupération, en bon état, des radiographies après le tir est rendue possible grâce à l'emploi d'un système de protection dit "par cassette volante". Le couple écrans-film, constitué par un film radiographique de type médical inséré entre deux écrans renforceurs, est placé dans une cassette métallique spéciale assurant un contact étroit entre écrans et film. Cette cassette métallique est ensuite elle-même placée dans une cassette en "lexgard" qui est un matériau composé de nombreuses couches minces de lexan collées, dont l'intérêt est d'être peu absorbant pour le rayonnement X à ces énergies et de posséder une résistance au choc tout-à-fait exceptionnelle. Lors du tir, les produits de détonation générés par l'explosif propulsent cette cassette dans la chambre de tir, la soustrayant ainsi aux éclats provenant du montage, qui pourraient rendre la radiographie inexploitable.

/...

Les divers couples écrans-film les plus communément utilisés pour les études d'éjection de matière sont regroupés dans le tableau ci-dessous.

Film	Ecrans renforçateurs
T MAT G ORTHO G CURIX	Lanex Fast Lanex Regular Philips US

Notons enfin que l'alignement de l'objet et de la cassette sur le faisceau X incident est effectué avec une grande précision par autocollimation sur la fenêtre de sortie de la tête X au moyen d'un laser d'alignement He-Ne.

III-2- QUALITE DES IMAGES RADIOGRAPHIQUES :

Mis à part les problèmes d'endommagement des radiographies dus aux ondes de choc, la qualité des images obtenue dépend de divers paramètres qui vont chacun prendre part au flou dans des proportions très diverses :

- Rayonnement diffusé dans les écrans :

Il s'agit ici de la source principale du flou radiographique. Rappelons que l'effet renforçateur des écrans vient de leur propriété de convertir une certaine partie du rayonnement X en photons visibles qui pourront impressionner l'émulsion du film ; cependant, la conversion de ces photons se fait selon un cône d'émission et induit de cette manière un flou important sur la radiographie, estimé entre 400 et 500 μm . Cet effet, inhérent à l'utilisation des écrans, peut toutefois être limité en optimisant l'épaisseur des écrans, et en assurant le meilleur contact possible entre ces derniers et les films radiographiques (qui présentent la particularité de posséder une émulsion sensible sur les deux faces).

/...

- Rayonnement diffusé par l'environnement :

Le flou dû à ce type de rayonnement est sans doute le plus difficile à évaluer puisqu'il dépend à la fois de l'objet observé et de l'ensemble de l'environnement de l'expérience.

Les masses éjectées traversées par les rayons X sont cependant très faibles et il est vraisemblable qu'elles ne génèrent que peu de rayonnement diffusé. Quant au problème de l'environnement, il est en partie résolu, d'une part, en effectuant une collimation importante du faisceau qui ramène celui-ci aux dimensions juste nécessaires pour étudier l'objet, et, d'autre part, par le blindage arrière des cassettes métalliques constitué par une épaisseur suffisante de plomb. Nous négligerons donc la contribution de ce rayonnement diffusé devant les autres sources de flou.

- Flou dynamique :

Le flou induit par le bougé de l'objet pendant la prise de vue est connu car il est directement proportionnel à la vitesse de l'objet et au temps d'exposition radiographique. Avec une vitesse moyenne des éjecta comprise entre 2500 et 8000 m/s, et une durée de flash X de 20 ns, on obtient un flou dynamique valant entre 50 et 160 μm .

- Flou géométrique :

Son origine provient du fait que la dimension de la source X (appelée tache focale et caractérisée par son diamètre d) n'est pas ponctuelle et qu'elle induit ainsi une ombre portée sur la radiographie, comme indiquée sur la figure 34.

/...

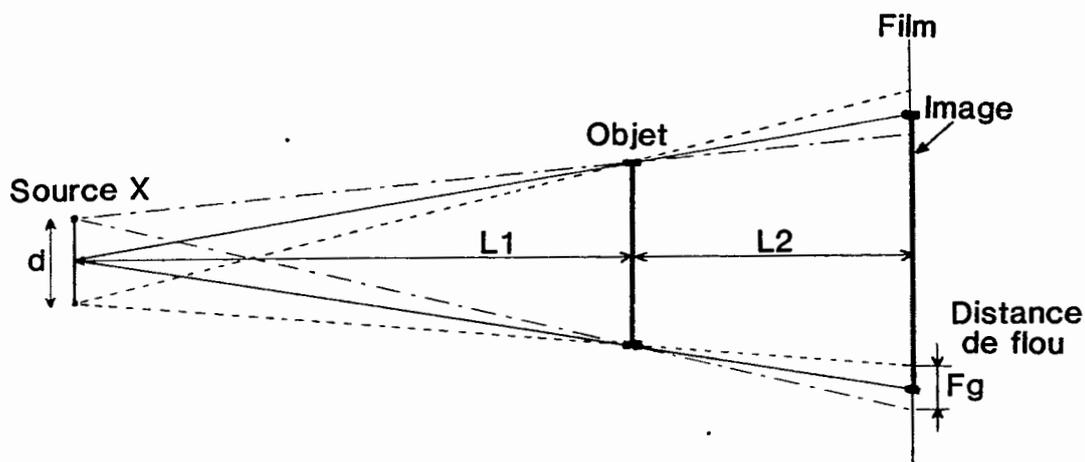


Figure 34 : Mise en évidence du flou géométrique des images radiographiques.

Cette distance de flou F_g est égale à $F_g = d \frac{L_2}{L_1}$ avec d : tache focale de la source, L_1 : distance source-objet, et L_2 : distance objet-film.

Ce type de flou est le seul sur lequel il est possible d'agir en optimisant les distances entre la source de rayons X, l'objet et le film ; on agit donc sur les trois grandeurs d , L_1 et L_2 .

1. La dimension de la tache focale d devrait être la plus petite possible, mais elle nous est imposée par la conception de l'appareillage : on notera cependant que le Scandiflash 600, avec sa tache focale d'environ 1,2mm, se situe, de ce point de vue, parmi les meilleurs appareils actuellement sur le marché.
2. Du fait de l'environnement explosif, il n'est pas possible de plaquer le film sur l'objet pour réduire au maximum la distance L_2 , comme cela se fait en radiographie médicale. La distance optimale L_2 a été trouvée empiriquement, avec notre système de protection par cassette volante, entre 40 et 50 cm ; ceci nous assure une probabilité de récupération d'un film intact et exploitable proche de 100%.

/...

3. L'augmentation de la distance L_1 reste, quant à elle, tributaire de la dose reçue par le film qui varie comme le carré de la distance. Un gain substantiel peut cependant être obtenu en choisissant le couple écrans-film le plus sensible, permettant ainsi de diminuer la dose nécessaire pour traverser l'objet à étudier. Un compromis doit cependant être trouvé pour conserver un grain de l'image acceptable et rester dans la gamme linéaire de réponse du film.

Tenant compte de tous ces paramètres, deux configurations expérimentales ont été adoptées sur champ de tir, aboutissant à une valeur de flou comprise entre 160 et 180 μm qui, ajoutée aux autres contributions décrites précédemment, reste compatible avec la qualité requise par nos méthodes de dépouillement, c'est-à-dire inférieure à environ 750 μm :

Configuration	d (mm)	L_1 (m)	L_2 (m)	Fg (mm)	Dose reçue par le film	Grandissement image/objet
Faible quantité d'explosif	1,2	2,6	0,4	0,18	3 mRad	1,15
Forte quantité d'explosif	1,2	3,75	0,5	0,16	1,5 mRad	1,13

On retiendra qu'avec ce dispositif, un grandissement d'environ 1,14 est obtenu sur l'image radiographique.

III-3- APPLICATION A L'EJECTION DE MATIERE :

Principalement, deux types d'objet vont être étudiés, relatifs à ce que l'on a appelé l'éjection de matière répartie et localisée. Dans le premier cas, l'éjection due aux défauts d'usinage répartis sur toute la surface de l'échantillon est étendue spatialement et de faible densité apparente, alors que les jets localisés provenant de défauts uniques de plus grandes dimensions présentent une forte densité locale, mais sont spatialement peu étendus. Dans tous les cas, les éjections seront créées de façon à rester dans la partie dynamique de la courbe de réponse du film.

/...

a) Etude de l'éjection répartie (voir la planche photo n° 3 ci-après) :

En imposant à la surface libre un usinage régulier correspondant à des rainures calibrées en profondeur et en périodicité, il est licite de supposer une densité uniforme dans chaque plan parallèle à cette surface. La radiographie du phénomène observé est codée en densité optique (DO). Ainsi, pour pouvoir remonter à la masse "surfactive" de matière contenue dans chacun de ces plans, il est nécessaire d'effectuer une calibration des DO du film en fonction des épaisseurs de matière traversée au moyen de pénétromètres adaptés. Ceux-ci seront élaborés dans le même matériau que l'échantillon et présenteront un échelonnage en épaisseur convenablement choisi.

A partir d'un relevé des DO effectué perpendiculairement à la surface libre, il devient alors possible de déduire les masses éjectées et les densités moyennes en fonction de la distance à la surface libre en mouvement. Par simple intégration de ces quantités, on obtient la masse totale éjectée. On notera que si le flou radiographique influe peu sur l'allure des courbes de densité de matière, il devient prépondérant près de la surface libre, où la fin de l'éjection se confond avec le flou sur le positionnement de cette surface et y induit donc une pseudo-éjection importante.

Nous montrerons plus loin comment on peut s'affranchir de ce problème et quelles sont les précautions à prendre lors du dépouillement des radiographies. On notera également que si l'on suppose que toutes les particules sont émises au moment de la réflexion de l'onde de choc sur la surface libre et qu'elles gardent une vitesse constante pendant leur temps de vol, il devient possible d'obtenir les mêmes courbes de résultats qu'avec le diagnostic I.D.L. cible mince (i.e. la masse cumulée $M(V)$ fonction de la vitesse des particules éjectées et la distribution masse-vitesse $\frac{dM(V)}{dV}$).

/...

Le dépouillement des radiographies est effectué au moyen d'un microdensitomètre Joyce & LoebI piloté par un micro-ordinateur Apple II. Plusieurs relevés différents des DO sont nécessaires pour mener à bien ce dépouillement, comme indiqué sur la figure 35 et développé dans les paragraphes suivants.

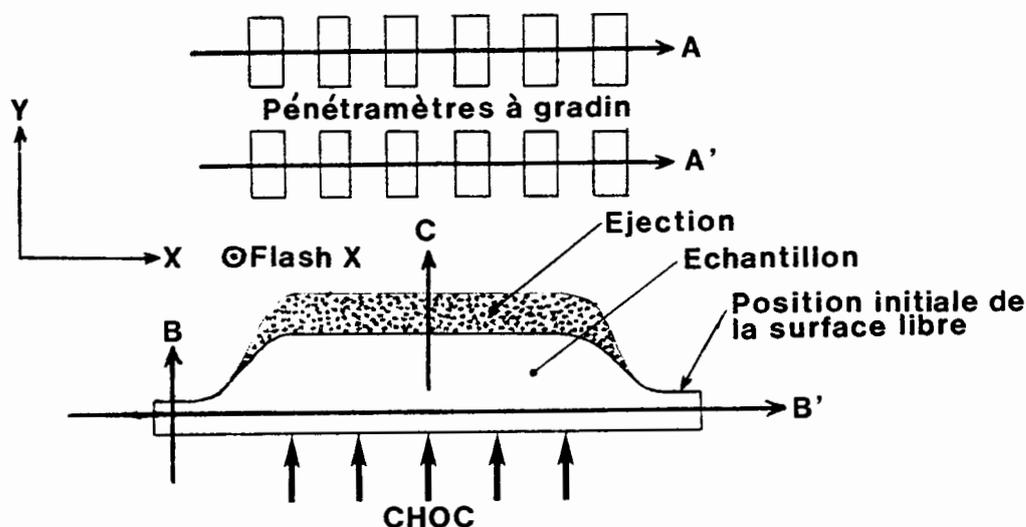


Figure 35 : Principe de dépouillement des images radiographiques d'éjection répartie au moyen du microdensitomètre Joyce & LoebI

- Relevé selon les lignes A et A' :

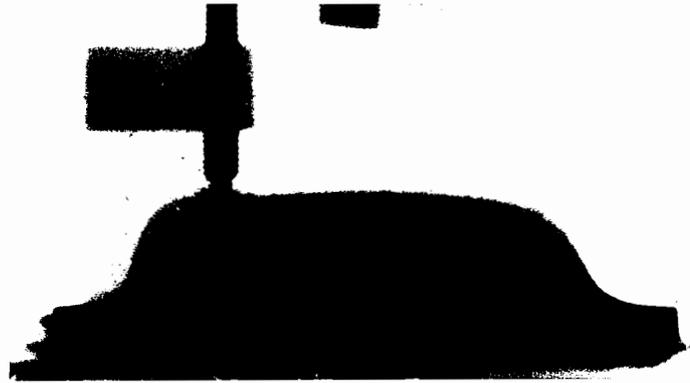
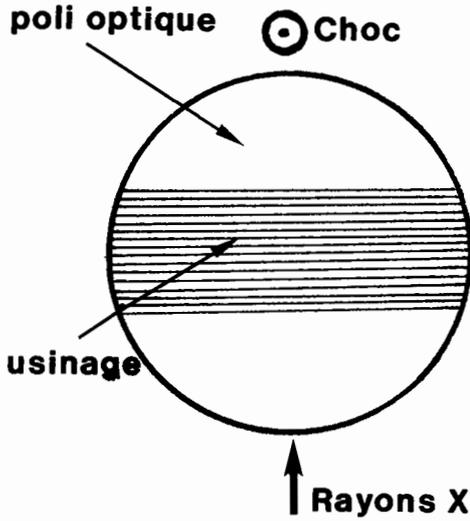
On obtient par ce relevé la relation qui lie les épaisseurs de matière traversée aux densités optiques sur le film. La courbe obtenue est échantillonnée selon le nombre de pénétramètres d'épaisseur différente placés au-dessus de l'éjection. Classiquement, les épaisseurs sélectionnées pour étalonner correctement une radiographie d'éjection répartie s'échelonnent comme suit : 0,05 mm ; 0,075 mm ; 0,1 mm ; 0,125 mm ; 0,250 mm ; 0,5 mm* ; 0,75 mm ; 1 mm ; 2 mm ; 3 mm et 4 mm. Les valeurs obtenues en DO pour ces épaisseurs sont lissées par une fonction polynomiale de degré 4, ce qui nous permet alors d'obtenir la fonction d'étalonnage sous forme analytique (voir les figures 36a et 36b ci-après).

*En fait, deux pénétramètres de même épaisseur (0,5mm) placés aux deux extrémités de l'image servent à mettre en évidence une éventuelle inhomogénéité de la dose émise. Le cas échéant, ce qui reste assez rare, un dépouillement plus précis prenant en compte le fond de la radiographie est nécessaire.

Planche 3 : EJECTION DE MATIERE REPARTIE OBSERVEE PAR RADIOGRAPHIE X

Etude de l'usinage réparti :

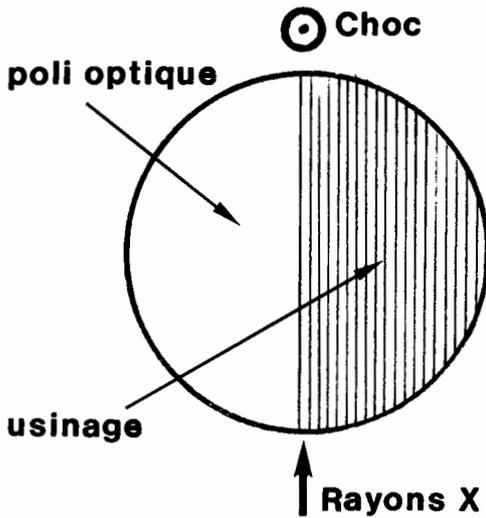
Matériau : ETAIN
Pression de choc : 480 kbar
Défauts : rainures contiguës diédriques d'angle 150° et de profondeur 40 µm



Instant du flash T = 4,05 µs

Etude comparative de deux états de surface différents : poli-optique et rainuré

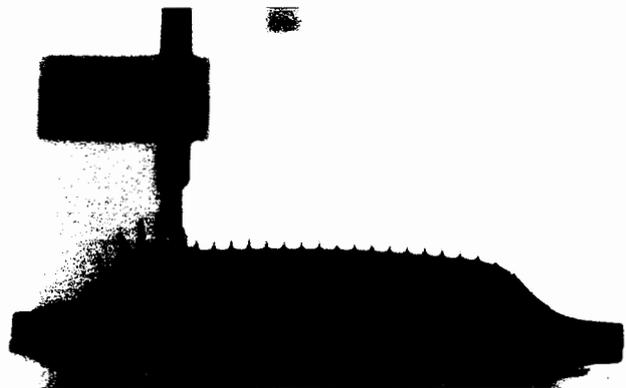
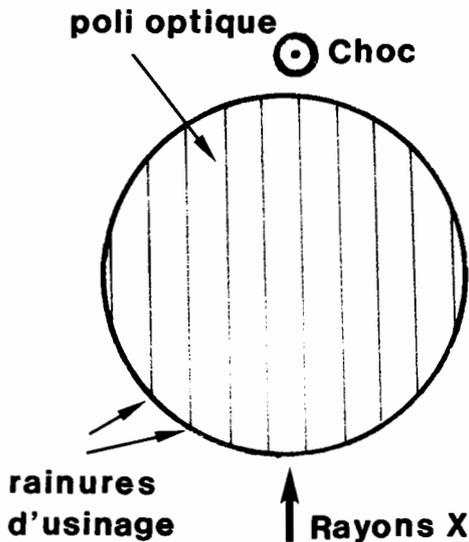
Matériau : ETAIN
Pression de choc : 400 kbar
Défauts : rainures contiguës diédriques d'angle 110° et de profondeur 100 µm



Instant du flash T = 3,961 µs

Etude de jets issus de défauts d'usinage localisés

Matériau : ETAIN
Pression de choc : 400 kbar
Défauts : rainures diédriques d'angle 110° et de profondeur 100 µm



Instant du flash T = 2,953 µs

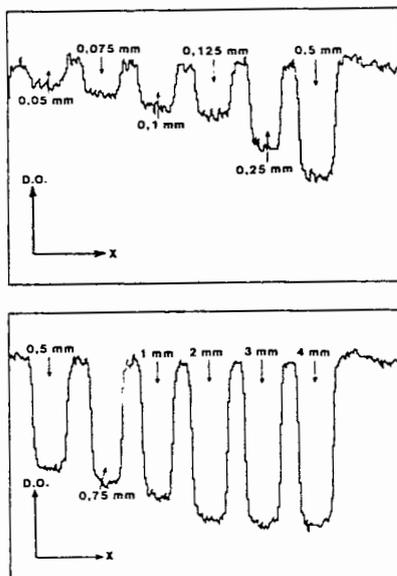


Figure 36a : Dépouillement des pénétromètres en Densités Optiques.

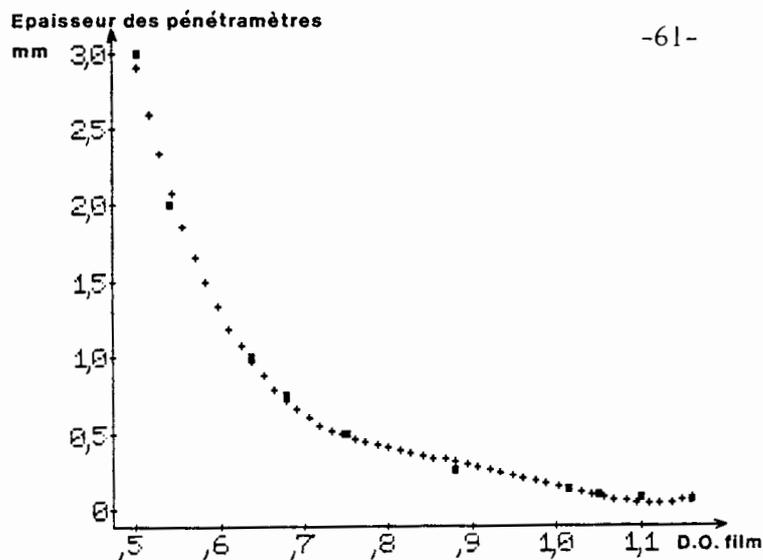


Figure 36b : Courbe d'étalonnage des Densités Optiques du film en fonction des épaisseurs de matière traversée.

- Relevé selon les lignes B et B' :

Par le relevé selon B sur la partie restée statique de l'échantillon, on obtient une mesure in situ, d'une part, du flou radiographique total à prendre en compte pour déterminer le positionnement par rapport à l'éjecta de la surface libre en mouvement, et, d'autre part, de la position initiale de la surface libre avant sa mise en vitesse par le passage du choc.

Le relevé selon B', associé à une métrologie précise du diamètre de l'échantillon avant tir, permet de connaître le grandissement de l'image radiographique à quelques % près.

- Relevé selon la ligne C :

L'acquisition des DO de la zone d'éjection de matière répartie est effectuée selon la ligne C avec un pas minimum d'échantillonnage de 5 μm . Après avoir positionné la surface libre pour séparer l'éjecta et le début du matériau proprement dit, la valeur numérique de la DO obtenue en chaque point y_i (où i varie de 1 à N , N étant le nombre total de points d'échantillonnage) devient représentative de la masse totale éjectée traversée dans l'axe des rayons X incidents. Des algorithmes de filtrage et de lissage du signal sont également utilisés à ce stade du dépouillement pour s'affranchir notamment des problèmes liés aux grains des films radiographiques.

A partir de la courbe d'étalonnage du film issue de l'étude des pénétromètres, on en déduit alors l'épaisseur théorique e_1 de matière traversée à masse volumique ρ_0 représentative de la même DO sur le film.

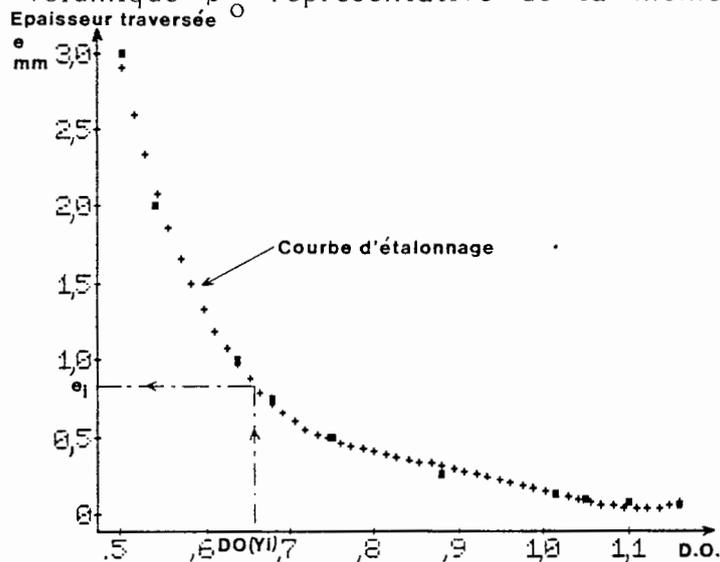


Figure 37 : Détermination de la masse de matière éjectée à partir des DO du film.

Pour obtenir la masse volumique moyenne $\bar{\rho}$ de la matière éjectée en chaque point du film, il suffit alors de connaître l'épaisseur totale l d'éjection traversée selon l'axe du rayonnement X. Cette valeur peut être aisément connue a priori en prenant soin d'usiner la surface des échantillons comme indiqué sur la figure 38. Comme la surface polie optique n'éjecte qu'une quantité négligeable de matière, la longueur d'éjection l à considérer correspond donc à la largeur de la bande usinée sur l'échantillon.

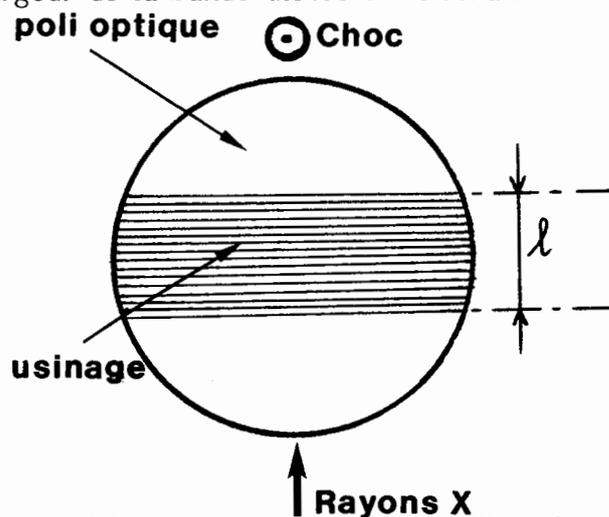


Figure 38 : Usinage type de la surface libre des échantillons étudiés.

On obtient ainsi, en chaque point y_i , la valeur $\bar{\rho}(y_i) = \rho_0 \frac{e_i}{\ell}$ qui permet de tracer la répartition spatiale des masses volumiques en fonction de la distance à la surface libre en mouvement (voir figure 39).

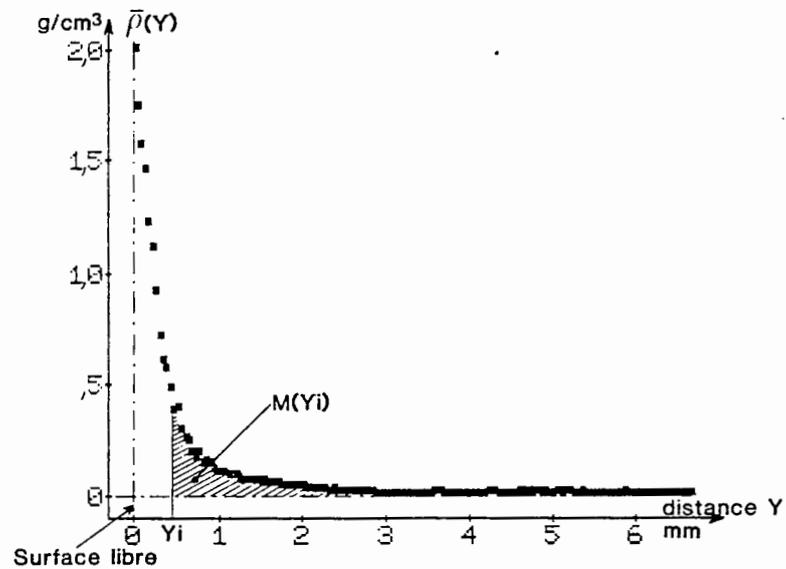


Figure 39 : Répartition spatiale de la masse volumique de l'éjecta.

Par sommation des valeurs de y_i , on obtient la masse cumulée de matière éjectée par cm^2 de surface en fonction de la distance à la surface libre, soit :

$$M(y_i) = \sum_{j=1}^N \bar{\rho}(y_j) \Delta y ,$$

avec Δy : pas d'échantillonnage.

/...

De plus, connaissant la distance D entre la position statique de la surface libre et la position de celle-ci à l'instant de prise de vue radiographique T_x , on obtient :

- la vitesse moyenne de la surface pendant le temps T_x : $V_S = \frac{D}{T_x}$
- la vitesse moyenne des particules éjectées à une distance considérée y :

$$V(y) = \frac{y + D}{T_x}$$

Connaissant M (y) et V (y) en tout point y_i , on peut alors tracer la courbe M (V) de masse cumulée en fonction de la vitesse des particules éjectées et comparer ainsi directement les résultats rayons X avec ceux obtenus par la méthode I.D.L. cible mince.

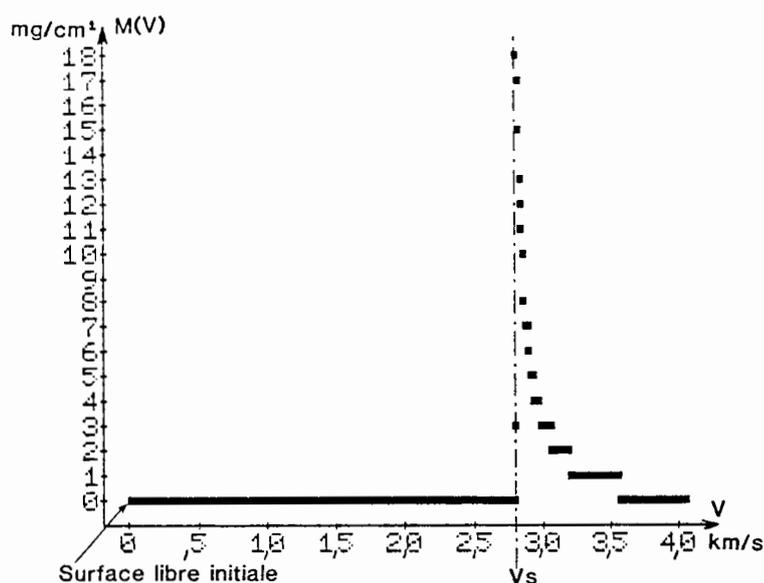


Figure 40 : Courbe M (V) de masse cumulée de matière éjectée en fonction de la vitesse des particules.

En considérant les diverses sources d'erreur possible telles que l'extrapolation de la courbe d'étalonnage du film et le relevé des DO entaché de bruit de fond par le microdensitomètre, on estime que l'erreur commise sur la courbe M (V) est comprise entre 10 et 15% suivant la qualité du cliché obtenu.

/...

b) Comparaison avec le diagnostic I.D.L. cible mince :

Pour l'étude de l'éjection de matière répartie, les deux diagnostics : I.D.L. cible mince et radiographie X ne sont pas redondants, mais présentent au contraire une bonne complémentarité entre eux. En effet, la radiographie requiert des masses éjectées en quantité suffisante pour pouvoir les quantifier avec une relative bonne précision. Par contre, l'I.D.L. cible mince est mieux adaptée pour des éjections faibles car, pour conserver les hypothèses permettant de déduire la masse éjectée à partir de la mise en vitesse de la cible, les cibles utilisées doivent rester les plus minces possibles (inférieures dans tous les cas à 500 μm) et donc seraient systématiquement et rapidement détruites par une éjection trop forte. Une comparaison reste cependant possible dans le domaine de recouvrement des deux diagnostics.

Ainsi, la courbe $M(V)$, présentée précédemment sur la figure 40, correspond au résultat d'un tir effectué à 480 kbar sur de l'étain dont la surface libre présentait une bande usinée de largeur 35mm. Cet usinage avait été obtenu par des rainures diédriques juxtaposées dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau suivant :

Profondeur (μm)	Angle des dièdres (degré)	Périodicité (μm)	$M_{\text{réf}}$ (Volume des défauts $\times \rho_0$) (mg/cm^2) ⁰
40	100	100	14,6

La mesure de la masse totale éjectée par radiographie X donne une valeur comprise entre 14 et 18 mg/cm^2 et la vitesse des particules les plus rapides est environ égale à 4050 m/s. La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus par ailleurs avec le diagnostic I.D.L. cible mince (que l'on donnera dans la suite) montre un parfait accord entre les deux méthodes, tant en masse totale éjectée qu'en vitesses de particules mesurées.

/...

Cependant, pour être appliquée à la mesure de l'éjection répartie, la radiographie X reste un diagnostic peu facile à mettre en oeuvre car il requiert un soin attentif et une rigueur toute particulière lors du dépouillement des clichés. Ainsi ce diagnostic qui ne sera plus utilisé dans la suite pour les études paramétriques d'éjection de matière (au profit de l'I.D.L. cible mince) aura cependant permis de valider les hypothèses émises et donc les masses éjectées mesurées au moyen du diagnostic I.D.L. cible mince.

c) Etude de l'éjection localisée (voir la planche photo n° 4 ci-après):

Pour comprendre les mécanismes de formation des microjets de matière et pour valider expérimentalement le modèle mathématique décrit dans la quatrième partie, nous nous intéressons ici à l'étude de jets singuliers de grande dimension qui sont, de ce fait, mieux observables par radiographie X. Ces jets sont généralement issus de trous coniques ou de rainures diédriques de quelques millimètres de profondeur, usinés sur la surface libre de l'échantillon.

- Rainures diédriques :

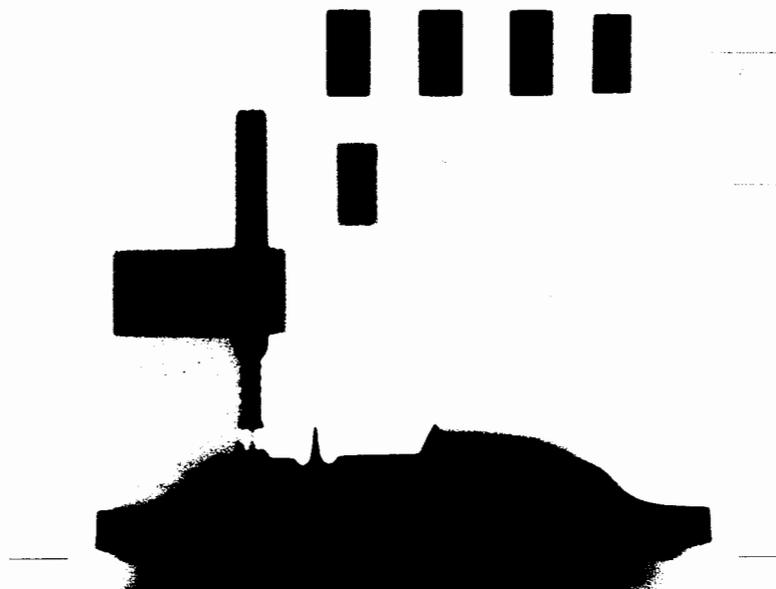
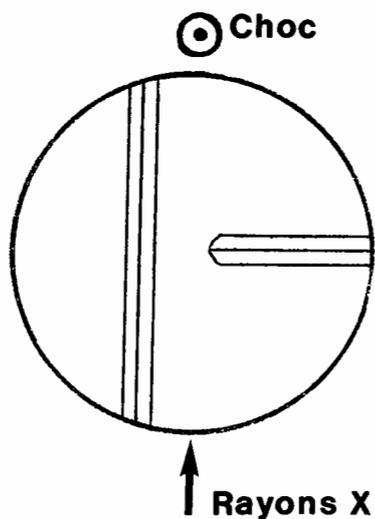
Le cas des rainures peut se ramener à l'étude de l'éjection répartie, décrite précédemment, si l'on prend soin de radiographier, lors d'un tir, deux rainures identiques usinées perpendiculairement l'une à l'autre comme indiqué sur le schéma ci-après.

/...

Planche 4 : EJECTION DE MATIERE LOCALISEE OBSERVEE PAR RADIOGRAPHIE X

Etude des rainures diédriques :

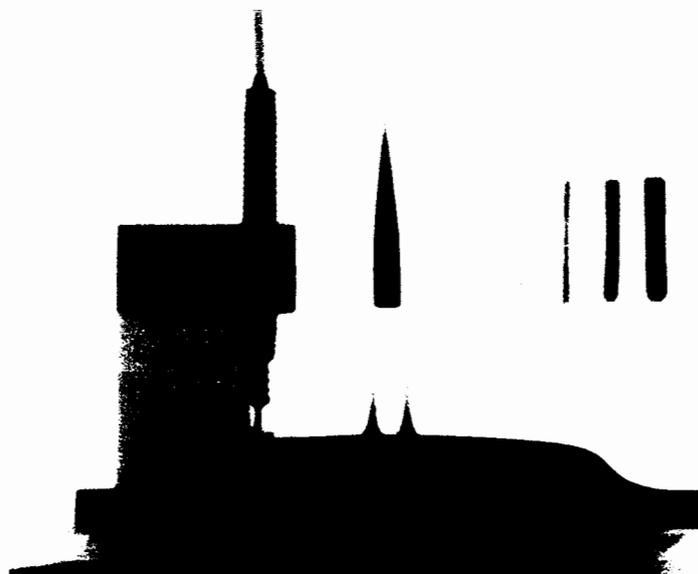
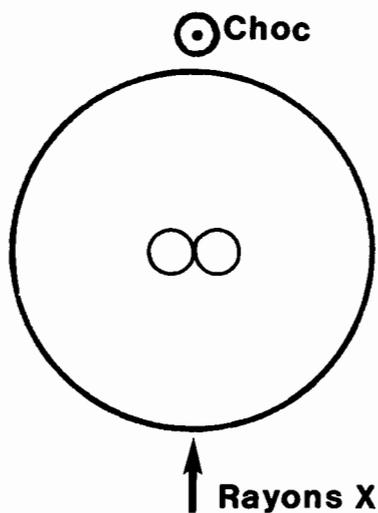
Matériau : ETAIN
Pression de choc : 480 kbar
Défauts : rainures d'angle 120° et de profondeur 1,45mm



Instant du flash T = 2,275 μ s

Etude des trous coniques :

Matériau : CUIVRE
Pression de choc : 560 kbar
Défauts : 2 trous contigus d'angle 90° et de profondeur 2,09 mm



Instant du flash T = 2,938 μ s

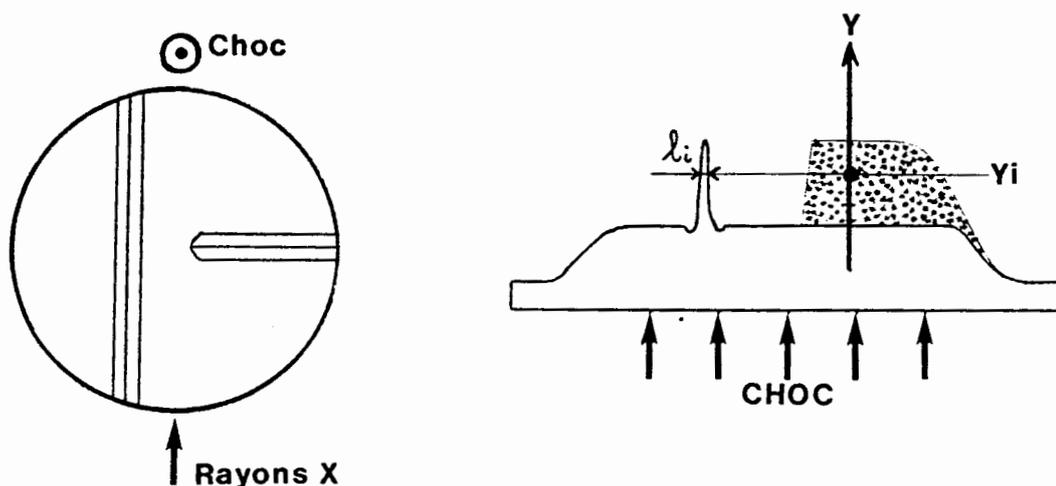


Figure 41 : Echantillon utilisé et résultats obtenus pour l'étude des rainures diédriques.

Pour obtenir la masse volumique moyenne $\bar{\rho}(y_i)$ à partir de l'épaisseur théorique correspondante e_i du point y_i , il suffit de lui associer la longueur λ_i de l'éjection traversée, que l'on mesure directement sur la radiographie du jet issu de la rainure parallèle au faisceau X. On a ainsi en chaque point :

$$\bar{\rho}(y_i) = \rho_0 \frac{e_i}{\lambda_i}$$

Typiquement, pour deux expériences portant sur un même type de rainure, mais avec des instants de prise de vue différents T_{X1} et T_{X2} , on obtient les courbes de masse volumique moyenne $\bar{\rho}(y)$ indiquées ci-après.

/...

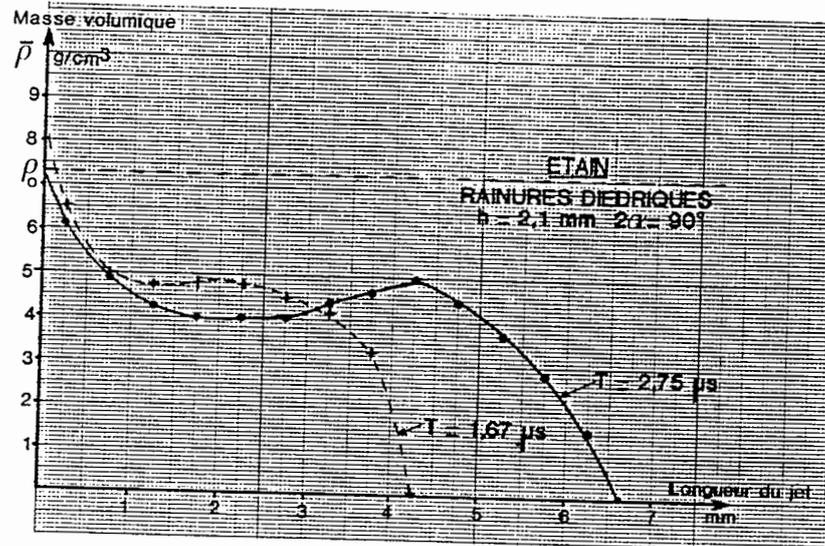


Figure 42 : Répartition de la masse volumique à deux instants différents.

Globalement, on observe que la masse volumique moyenne dans le jet est constante à un instant donné et qu'elle décroît lorsque l'instant de prise de vue augmente ; ce résultat, particulièrement intéressant, sera exploité ultérieurement pour la modélisation mathématique de l'éjection.

Ces expériences donnent aussi accès à la forme extérieure des jets et à la vitesse moyenne de la tête de jet V_{MAX} entre les instants de prise de vue radiographique :

$$V_{MAX} = \frac{Y(T_{X2}) - Y(T_{X1})}{T_{X2} - T_{X1}}$$

(Y étant la position de la tête d'éjection par rapport à la surface libre au repos).

- Trous coniques :

Le cas des trous coniques s'avère nettement plus complexe du fait de la petite taille des objets à observer, sur lesquels le flou radiographique va influencer de manière prépondérante. Ainsi, pour remonter aux répartitions spatiales réelles de masse volumique à l'intérieur de ces jets, la seule voie

/...

véritablement convenable consisterait à étalonner la radiographie avec des pénétromètres à gradin qui donneraient la courbe exacte de conversion entre les DO du film et les masses surfaciques de matière traversée ; il faudrait ensuite, par des méthodes de traitement numérique d'image, restaurer le jet en utilisant des algorithmes de déconvolution du flou radiographique, puis en effectuer des coupes tomographiques de densité [18], [19]. Il est cependant notoire que la déconvolution d'un flou radiographique par traitement d'image reste encore à l'heure actuelle une opération mathématique et expérimentale hasardeuse [20], car elle implique une bonne connaissance de la forme de la tache focale émettrice du flash X ; elle doit, de plus, prendre en compte le rayonnement diffusé dans les écrans renforçateurs. Dans l'état actuel de nos expériences et des possibilités du Laboratoire de Traitement d'Image du CEV-M, il nous faut donc abandonner l'espoir d'obtenir des répartitions spatiales réelles de masse volumique pour ce type de jet.

Néanmoins, moyennant certaines hypothèses, il est possible de tenir compte du flou radiographique lors de l'étalonnage de la radiographie en utilisant des pénétromètres à fil et d'accéder ainsi à la répartition relative de densité à l'intérieur de ces jets de matière via le microdensitomètre Joyce & Loeb.

Une autre méthode de dépouillement de ces jets consiste à utiliser les possibilités offertes par le traitement numérique d'image (avec notamment la reconstruction tomographique de densité), mais sans déconvoluer le flou radiographique de l'image.

- Dépouillement par microdensitomètre :

L'utilisation de pénétromètres à fil de diamètres différents, sur lesquels va influencer le flou radiographique, et qui présentent une géométrie similaire au jet étudié, permet d'obtenir un pseudo-étalonnage de la radiographie tout en tenant compte, dans une certaine mesure, du flou. Un exemple d'étalonnage effectué à partir de pénétromètres à gradin et à fil sur la même radiographie est montré sur la figure 43.

/...

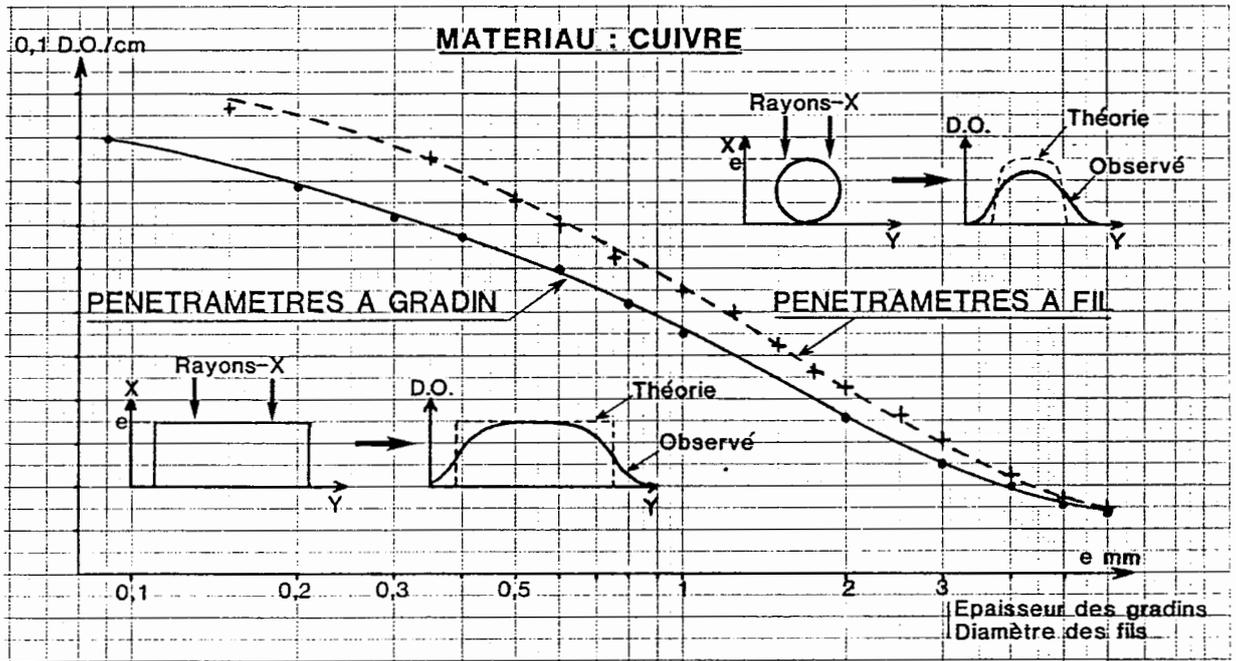


Figure 43 : Comparaison entre deux étalonnages du film obtenus avec des pénétramètres à fil et à gradin.

La différence entre les deux courbes (gradin et fil), qui est d'autant plus marquée que le diamètre du fil est petit, montre nettement l'influence du flou sur des jets axisymétriques de petite dimension. Moyennant donc les réserves exprimées précédemment quant à la validité des mesures en absolu, le dépouillement d'un jet de matière provenant d'un trou conique peut s'effectuer à partir du relevé des DO le long de l'axe de symétrie du jet. En chaque point y_i , l'épaisseur de matière traversée e_i est déduite de la courbe d'étalonnage par fil ; la longueur de l'éjection l_i selon l'axe du faisceau X est directement mesurée sur la radiographie, comme indiqué sur la figure 44.

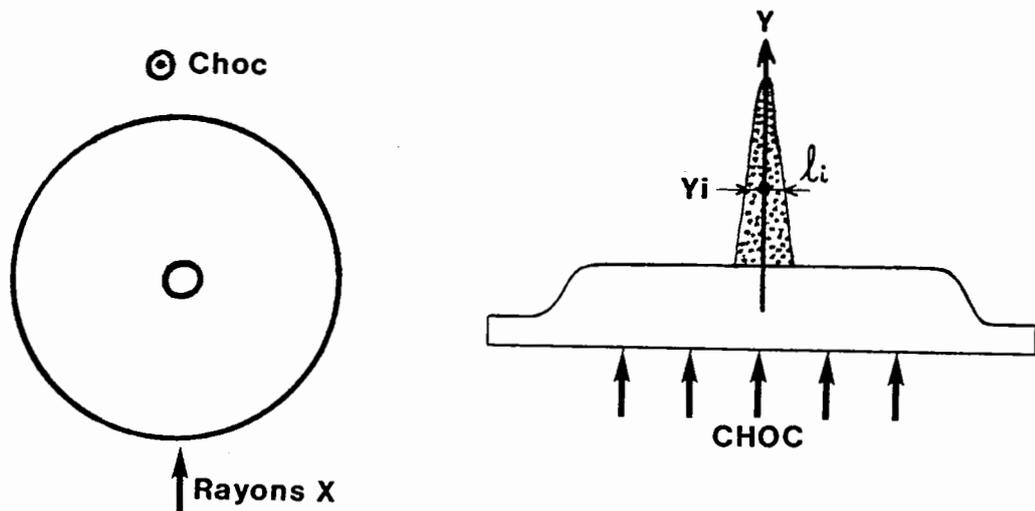


Figure 44 : Echantillon utilisé et résultat obtenu pour l'étude des trous coniques.

On aboutit ainsi à la densité moyenne de matière éjectée au point y_i par la formule :

$$\bar{\rho}(y_i) = \rho_0 \frac{e_i}{l_i}$$

dont un résultat type est indiqué sur la figure 45.

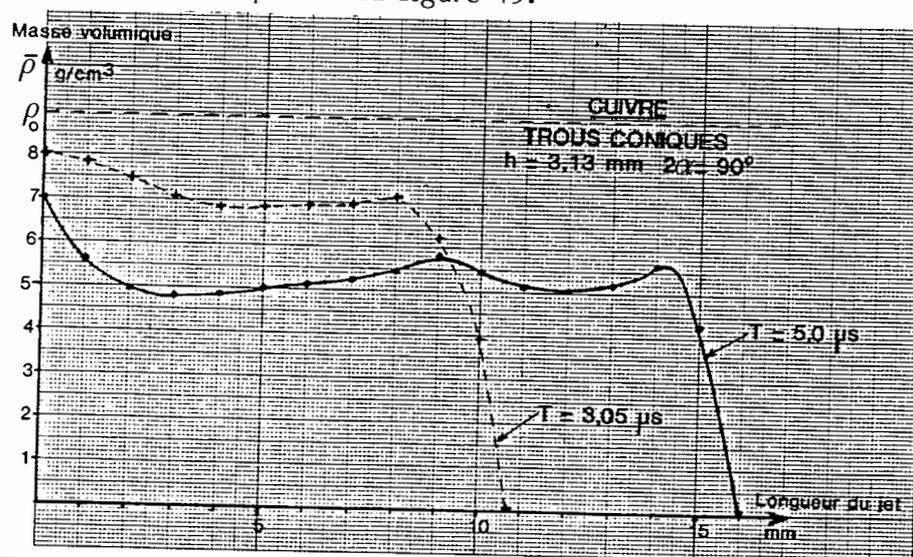


Figure 45 : Répartition, dans l'axe du jet, de la masse volumique à deux instants différents.

On remarquera que, comme pour les rainures, la masse volumique moyenne le long de l'axe du jet reste globalement constante.

Remarques :

1. Ce type de dépouillement suppose, d'une part, que la densité dans le jet est proche de la densité nominale ρ_0 (ce qui est d'autant plus vrai que l'instant de prise de vue est précoce) et, d'autre part, que la densité est homogène dans un plan parallèle à la surface libre (ceci sera vérifié dans la suite par la méthode de traitement d'image).

2. Pour valider ce mode de reconstruction du jet avec un étalonnage à fil, une étude préalable a été effectuée sur un objet conique "test" en cuivre, dont les dimensions étaient parfaitement connues et compatibles avec un jet dynamique réel (voir figure 46).

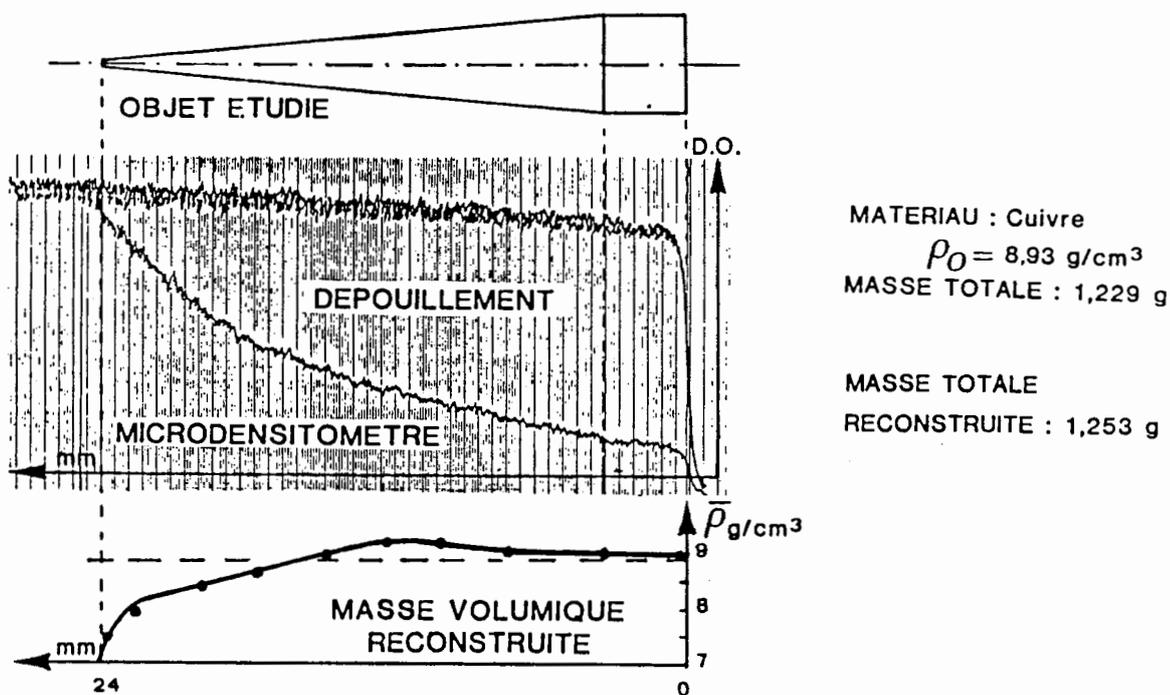


Figure 46 : Etude d'un objet test en cuivre pour la validation de la méthode de reconstruction des jets de matière.

3. Ces expériences sur des jets localisés donnent accès à la forme extérieure des contours et à la vitesse moyenne d'évolution de la tête de jet V_{MAX} entre les deux instants de prise de vue radiographique :

$$V_{MAX} = \frac{Y(T_{X2}) - Y(T_{X1})}{T_{X2} - T_{X1}}$$

/...

- Dépouillement par la méthode de traitement d'image :

La numérisation du cliché se fait au moyen d'un microdensitomètre P1000 (OPTRONICS) avec une largeur de pixel de 25 μm . Un mini-ordinateur MITRA 125 (Bull) supporte les programmes de manipulation et de traitement des images, et un "Array Processor" AP120 (FPS) traite plus particulièrement la reconstruction tomographique et les programmes de filtrage. Un système TRIM (SINTRA) est chargé de la visualisation des images et des divers traitements locaux interactifs (effet de zoom, code de couleur, etc...).

L'image numérisée en masse surfacique donne immédiatement accès aux contours du jet, mais l'analyse de la répartition spatiale en masse volumique nécessite une reconstruction tomographique.

La figure 47 ci-dessous résume les différentes étapes nécessaires à la reconstruction.

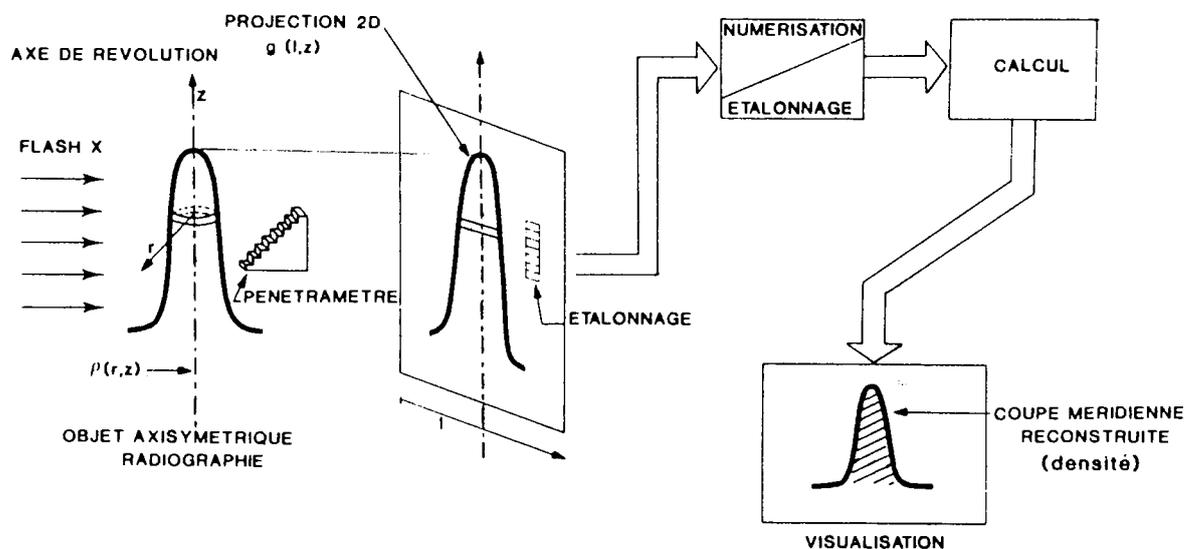


Figure 47 : Chaîne de reconstruction tomographique par méthode de traitement d'image.

Pour les raisons indiquées précédemment, comme nous n'avons pas la relation exacte entre les DO du film et les masses surfaciques traversées, la reconstruction est appelée pseudo-tomographie, ce qui veut dire que les gradients de masse volumique de matière sont correctement reconstruits, mais que les valeurs de masse volumique calculées sont entachées d'erreurs systématiques.

/...

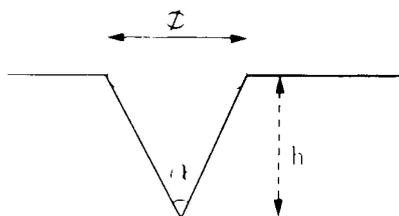
Toute reconstruction tomographique nécessite, par principe, plusieurs prises de vue de l'objet sous des incidences différentes. Ici, le principe même des expériences ne nous permet d'obtenir qu'une seule projection, et c'est l'hypothèse d'axisymétrie du jet (qui implique que toutes les projections de l'objet autour de l'axe seront identiques) qui nous permet d'appliquer les algorithmes de reconstruction. Un algorithme classique de convolution suffira dans notre cas puisque l'axisymétrie de l'objet nous donne un nombre illimité de projections identiques.

La planche photo n° 5 présentée ci-après montre les résultats du traitement de deux jets singuliers de matière, (issus d'un même trou conique, observés à des instants différents) jusqu'à l'obtention de la coupe en masse volumique qui indique bien une masse volumique quasi homogène à l'intérieur de ces jets ; ce résultat qui corrobore celui obtenu avec le microdensitomètre Joyce & Loebel, sera exploité pour la modélisation mathématique de l'éjection.

/...

ANALYSE TOMOGRAPHIQUE DE LA FORME ET DE LA DENSITE DE JETS METALLIQUES DE PETITES DIMENSIONS

1er DEF AUT GEOMETRIQUE : TROU CONIQUE



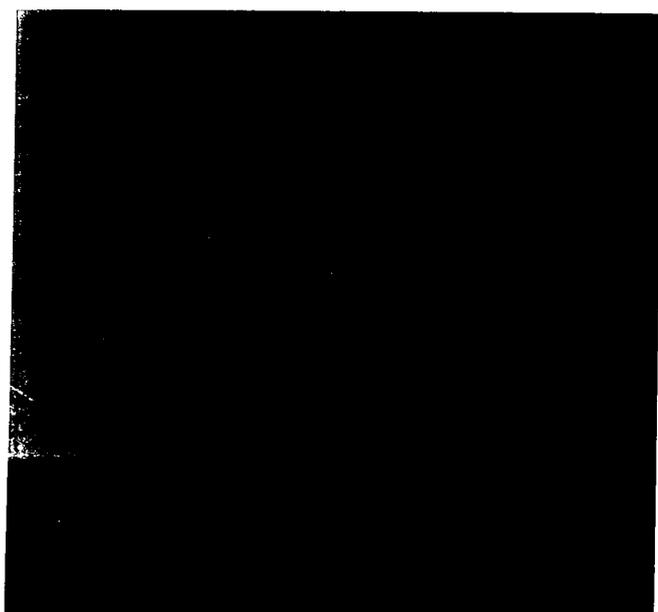
ECHANTILLON : CUIVRE

$\varnothing = 3,48\text{mm}$

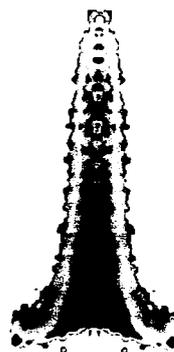
$h = 3,01\text{mm}$

$\alpha = 60^\circ$

VISUALISATION DU JET EN DENSITE OPTIQUE (DO) ET EN MASSE SURFACIQUE (ρR)



RECONSTRUCTION TOMOGRAPHIQUE DE LA DENSITE A DEUX INSTANTS



INSTANT D'OBSERVATION :

$t = 1\mu\text{s}$ après l'arrivée du choc

LONGUEUR DU JET $l \# 5\text{mm}$

MASSE EJECTEE $m \# 20\text{mg}$

DENSITE MOYENNE $\rho \# 4\text{g/cm}^3$



$t = 3\mu\text{s}$

$l \# 16\text{mm}$

$m \# 30\text{mg}$

$\rho \# 1\text{g/cm}^3$



IV- LA CINEMATOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE : L'OMBROSCOPIE OPTIQUE.

Pour pouvoir étudier l'évolution temporelle du contour des éjecta, nous avons développé un diagnostic d'ombroscopie optique qui résulte de l'association d'une caméra mécano-optique ultra-rapide à images intégrales et d'un flash électronique [21] ; en illuminant le fond derrière l'objet, le flash permet d'obtenir une image du phénomène par ombrage. La brièveté des temps d'observation et la rapidité de déplacement des éjecta nous imposent des temps de pose excessivement courts et une source d'éclairement très énergétique. De plus, il est évidemment impossible de faire défiler le film à la vitesse requise, comme dans les caméras classiques, et c'est l'image que l'on déplace au moyen d'un miroir tournant, monté sur une turbine à vitesse de rotation ultra-rapide, jusqu'au film qui reste fixe.

IV-1- LES MOYENS D'OBSERVATION :

a) Caméras mécano-optiques :

Deux types de caméras à images intégrales seront utilisés suivant le générateur de choc associé : la caméra Barr and Stroud CP5 pour les générateurs explosifs et la caméra CORDIN 150 pour les lanceurs.

- La caméra Barr and Stroud CP5 :

Le schéma général présentant le principe de la prise d'image de cette caméra est indiqué sur la figure 48.

/...

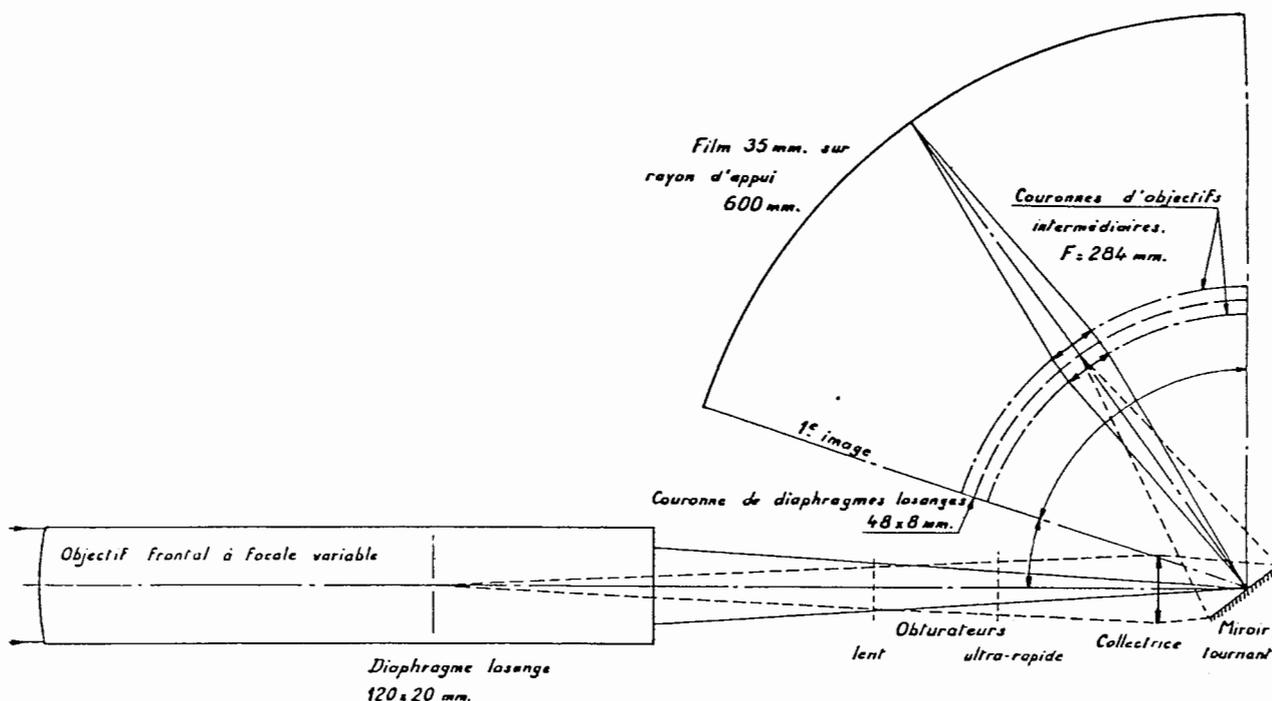


Figure 48 : Principe de fonctionnement d'une caméra ultra-rapide à images intégrales.

Les performances de la caméra Barr and Stroud CP5 sont données dans le tableau suivant ; elles concernent essentiellement les temps inter-image et la durée totale d'observation en fonction de la vitesse de rotation du miroir tournant. On notera que le temps de pose de chaque image correspond à peu près au tiers du temps inter-image.

Vitesse de rotation du miroir (tours/seconde)	Durée totale d'observation (µs)	Temps inter-image (µs)		
		Quadrant de 117 images	Quadrant de 59 images	Quadrant de 30 images
100	805	6,94	13,88	27,76
5500	14,6	0,126	0,252	0,504

/...

L'angle total utile de la caméra dans lequel il est possible d'enregistrer l'image tournante sur le film photographique, est de l'ordre de 60° . Il faut donc synchroniser le départ du phénomène dynamique avec le début du film et adapter le temps total d'observation à la durée de l'évènement à étudier pour qu'il puisse être enregistré sur le film dans la partie angulaire utile de la caméra. Ceci peut être fait grâce à l'impulsion de déclenchement du tir qui est délivrée par la caméra lorsque le miroir atteint la vitesse de rotation désirée. L'utilisation de cette caméra est donc bien adaptée aux générateurs explosifs, dont les temps de fonctionnement sont connus et parfaitement répétitifs, ce qui facilite la synchronisation de la caméra avec le phénomène à enregistrer.

- La caméra CORDIN 150 :

Pour un lanceur, le problème est, par contre, totalement différent car, le temps mis entre la mise à feu de la poudre propulsive et l'arrivée du projectile sur la cible expérimentale est aléatoire et peut varier, pour des mêmes masses de poudre et de projectile, de plusieurs millisecondes. La synchronisation devient donc impossible avec une caméra de type Barr and Stroud ; il faut alors utiliser une caméra à activité totale, telle que la CORDIN 150, qui permet d'observer le phénomène en permanence, et déclencher la source d'éclairage par l'arrivée du projectile sur la cible.

Le schéma général du principe de fonctionnement de cette caméra à activité totale est indiqué sur la figure 49. On notera que la CORDIN 150 possède deux miroirs tournants indépendants et deux voies d'enregistrement optique distinctes. Une voie sert à la fonction image intégrale et l'autre à la fonction balayage de fente, qui peuvent être simultanément employées pour observer un même phénomène par les deux méthodes.

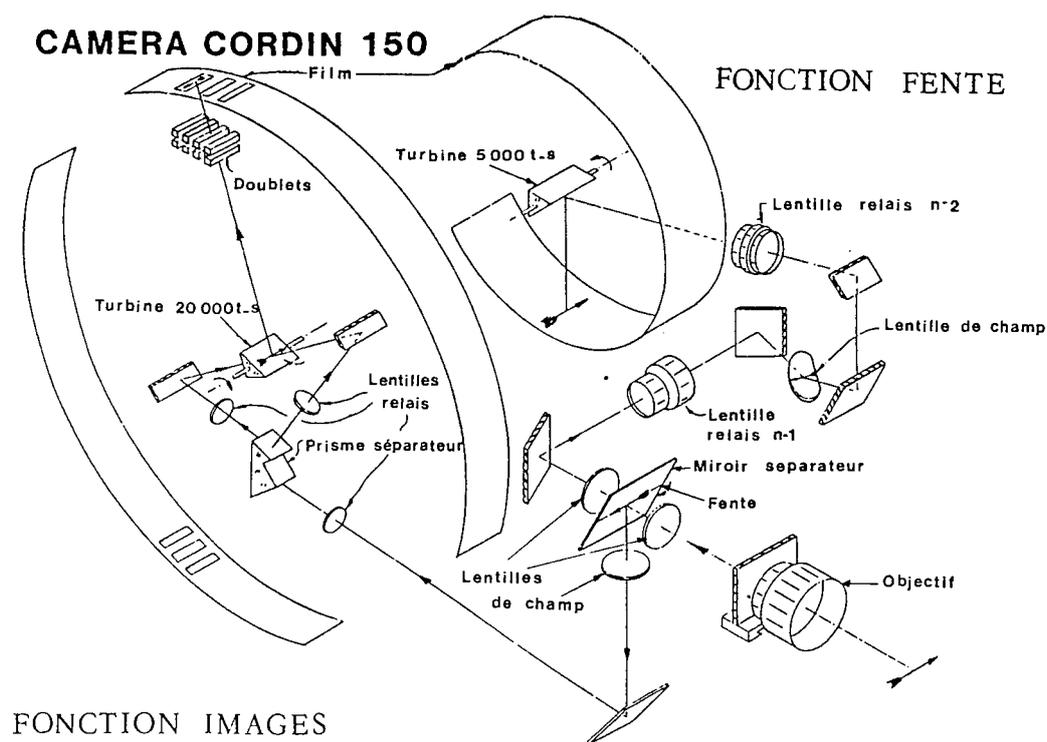


Figure 49 : Principe de fonctionnement des deux voies optiques d'une caméra ultra-rapide à activité totale.

Les performances de la CORDIN 150, pour les deux modes de fonctionnement, sont données dans les tableaux suivants :

Vitesse de rotation de la turbine (tours/seconde)	Durée d'observation (avant recouvrement) (μ s)	Temps inter-image (80 images) (μ s)
100	3333	41,67
20 000	16,7	0,208

Fonction image intégrale

/...

Vitesse de rotation de la turbine (tours/seconde)	Durée d'observation (avant recouvrement) (μ s)	Vitesse d'écriture (mm/ μ s)
100	3333	0,4
5000	66,7	20

Fonction balayage de fente

b) Les sources d'éclairage :

Les durées d'enregistrement requises par nos expériences dépassent rarement la trentaine de microsecondes et sont souvent inférieures à 10 μ s. Dans les cas extrêmes, le temps de pose de chaque image est de l'ordre de 40 ns, ce qui nécessite l'utilisation d'une source d'éclairage très puissante et qui puisse en outre être déclenchée de façon synchrone avec le phénomène.

La méthode, qui fut pendant longtemps utilisée, consiste à générer une onde de choc au moyen d'une cartouche d'explosif dans une enceinte contenant de l'argon ou du xénon, l'ionisation du gaz ainsi choqué procure l'énergie lumineuse nécessaire à la prise de vue cinématographique. Les inconvénients majeurs de cette méthode proviennent de l'augmentation notable des quantités d'explosif à utiliser pour chaque expérience, de l'impossibilité de l'utiliser avec des lanceurs (l'explosif risquant d'endommager ceux-ci), et de l'impossibilité d'effectuer des essais statiques préalables sous peine de détruire le montage expérimental. Pour pallier à ces problèmes, une source d'éclairage, produite par un flash électronique puissant, a donc été développée.

L'ensemble de l'appareillage se compose d'un groupe de quatre lignes à constantes localisées (inductance-capacitance) qui emmagasinent l'énergie électrique qui est convertie, à l'instant désiré, en énergie lumineuse via quatre têtes émissives. Le réglage de la tension de charge des bancs de condensateur permet d'ajuster l'intensité de la lumière émise selon le type d'application désiré. Le maximum d'énergie électrique stockée est de 5,5 kJ sous une tension de 15 kV, la puissance restituée étant égale à 220 MW pendant 25 μ s. La durée du flash peut cependant être choisie parmi quatre temps (25, 50, 75 et 100 μ s) et le nombre de sources lumineuses utilisables est indifféremment compris entre 1 et 4.

/...

L'énergie électrique est transmise par câbles coaxiaux à des ampoules de flash classiques dont la forme est choisie en fonction de l'étendue de l'éclairage requis pour l'expérience.

Les avantages de ce flash électronique proviennent, de sa souplesse d'emploi, de son faible coût d'utilisation et, surtout de sa capacité à effectuer des enregistrements-tests statiques qui permettent d'ajuster au mieux la répartition d'éclairement de l'image et l'ouverture du diaphragme de la caméra mécano-optique.

IV-2- APPLICATION A L'EJECTION DE MATIERE

(Voir la planche photo n° 6 ci-après) :

a) Ejection répartie :

Pour l'étude de l'éjection de matière répartie, l'ombroscopie optique est utilisée pour suivre, au cours du temps, le front de l'éjecta en effectuant généralement, sur un même échantillon, une différentielle entre deux états géométriques de surface libre.

Bien que ce diagnostic ne permette pas d'accéder (comme cela est possible avec la radiographie) aux densités de matière éjectée, la possibilité d'obtenir une image du même phénomène à différents instants permet d'étudier plus finement l'évolution de la vitesse du front d'éjection au cours du temps. Le dépouillement des images se fait, comme pour les interférogrammes I.D.L., à l'aide d'un projecteur de profil de type OPTIMUS G (WERTH) piloté par un micro-ordinateur SHARP.

La principale difficulté de ce dépouillement réside dans le fait que l'on doit recalibrer spatialement toutes les images entre elles au moyen d'une mire statique placée dans le plan de mise au point de la caméra (cette mire nous donne en plus le grandissement de chaque image du film).

EXEMPLE 1 : Barr & Stroud
Ejection répartie
CUIVRE 210 kbar

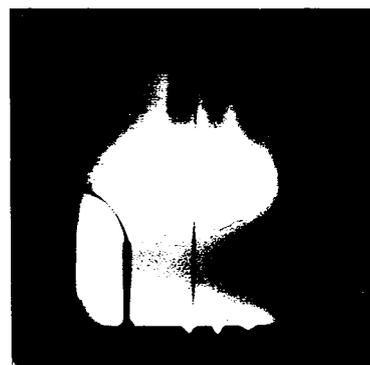
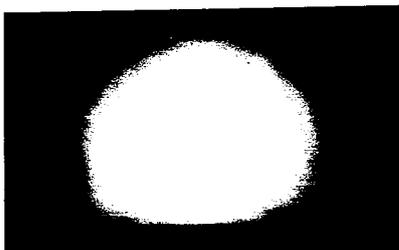
Différentielle entre poli-
cristallin et usinage LCA17

EXEMPLE 2 : Barr & Stroud-
Ejection localisée
CUIVRE 560 kbar

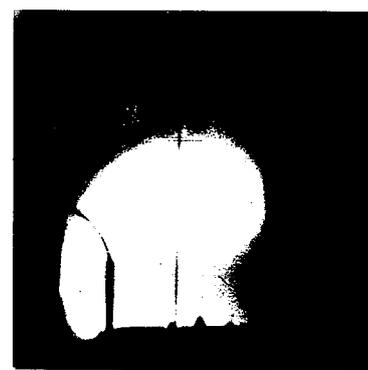
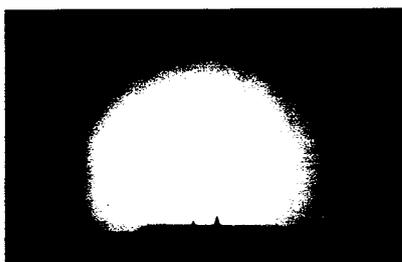
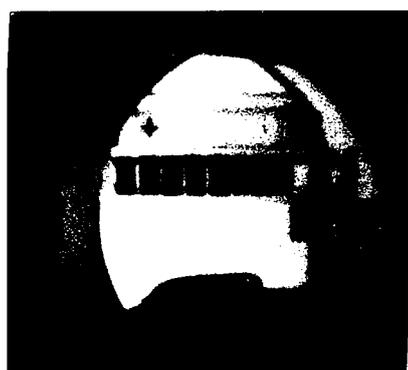
Deux trous coniques, d'angle
90°, de volume différent

EXEMPLE 3 : Cordin
Ejection localisée
CUIVRE 210 kbar

Deux canaux diédriques
d'angles 60°, 90° et 120°



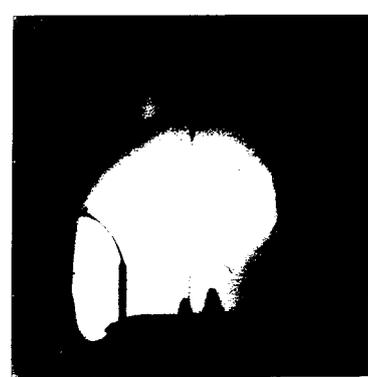
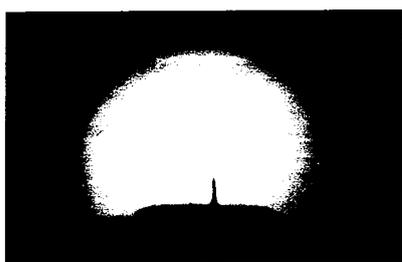
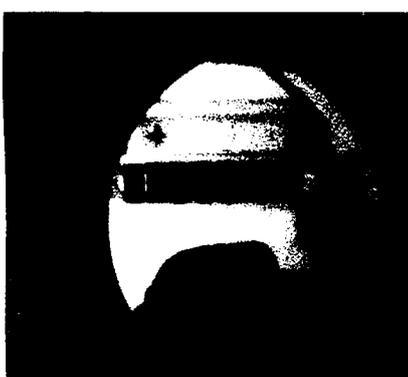
t = 0



t = 1.95 μs

t = 1.66 μs

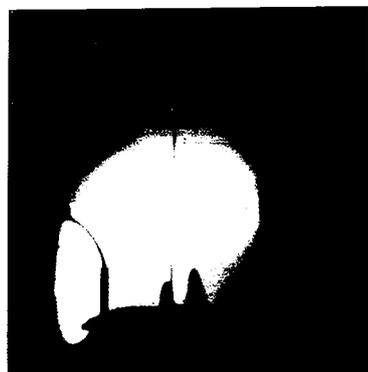
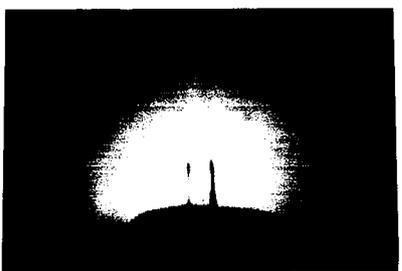
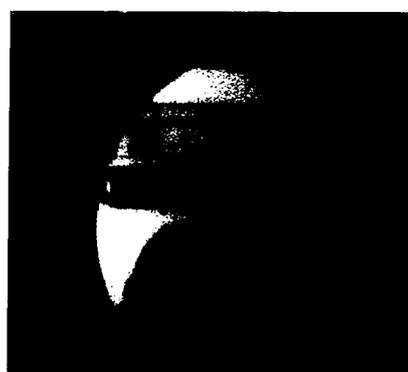
t = 2.09 μs



t = 4.63 μs

t = 3.88 μs

t = 2.7 μs



t = 5.98 μs

t = 6.09 μs

t = 5.84 μs

La figure 50 ci-dessous présente l'exemple d'un dépouillement de 49 images, espacées de 139 ns, qui correspondent à la position du front d'éjection répartie.

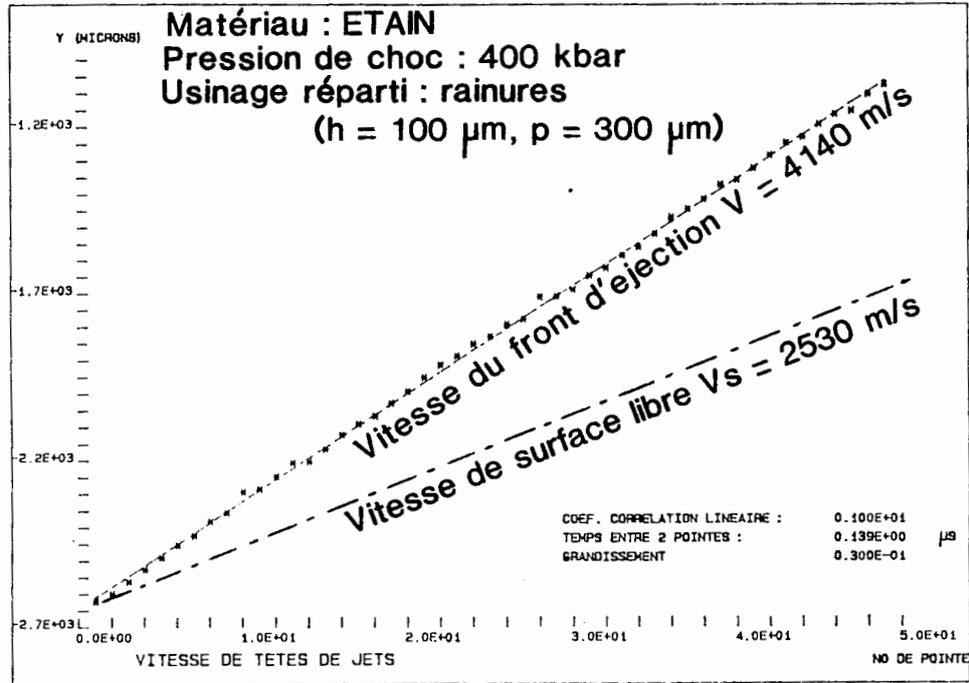


Figure 50 : Dépouillement dans un diagramme $Y = f(\text{temps})$, d'un front d'éjection répartie observée par ombroscopie optique.

On notera que la vitesse de tête d'éjection semble à peu près constante pendant la durée d'observation, ce qui confirme l'hypothèse émise concernant les particules éjectées en vol libre et à vitesses constantes, qui avait été faite pour les deux autres diagnostics (I.D.L. cible mince et radiographie X).

b) Ejection localisée :

L'ombroscopie optique est, en fait, plus spécialement vouée aux jets singuliers (trous coniques et rainures calibrées) dont l'évolution des contours au cours du temps, et plus particulièrement la vitesse de tête de jet, peuvent être ainsi facilement étudiées.

/...

La figure 51 correspond au dépouillement d'un jet singulier issu d'un trou conique d'angle au sommet $2\alpha = 60^\circ$, usiné dans du tantale. La vitesse de tête de jet est ensuite dérivée des différentes positions de la tête de jet dans le diagramme $Y = f(\text{temps})$.

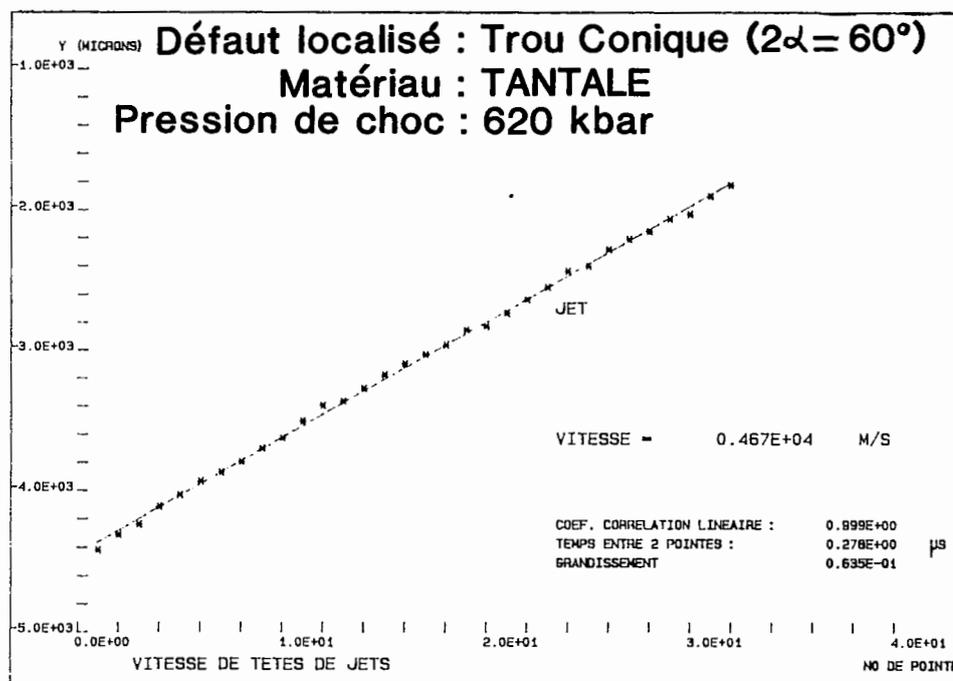


Figure 51 : Dépouillement de la position, au cours du temps, de la tête d'un jet localisé observé par ombroscopie optique.

Ainsi, à partir de nombreuses expériences de ce type effectuées à plusieurs niveaux de sollicitation, avec différents matériaux (Sn, Cu et Ta) et portant sur diverses géométries de défauts singuliers (trous et rainures avec différents angles), des résultats généraux et quantitatifs, tels que ceux indiqués ci-après, ont pu être obtenus :

1. La vitesse de tête de jet dépend :

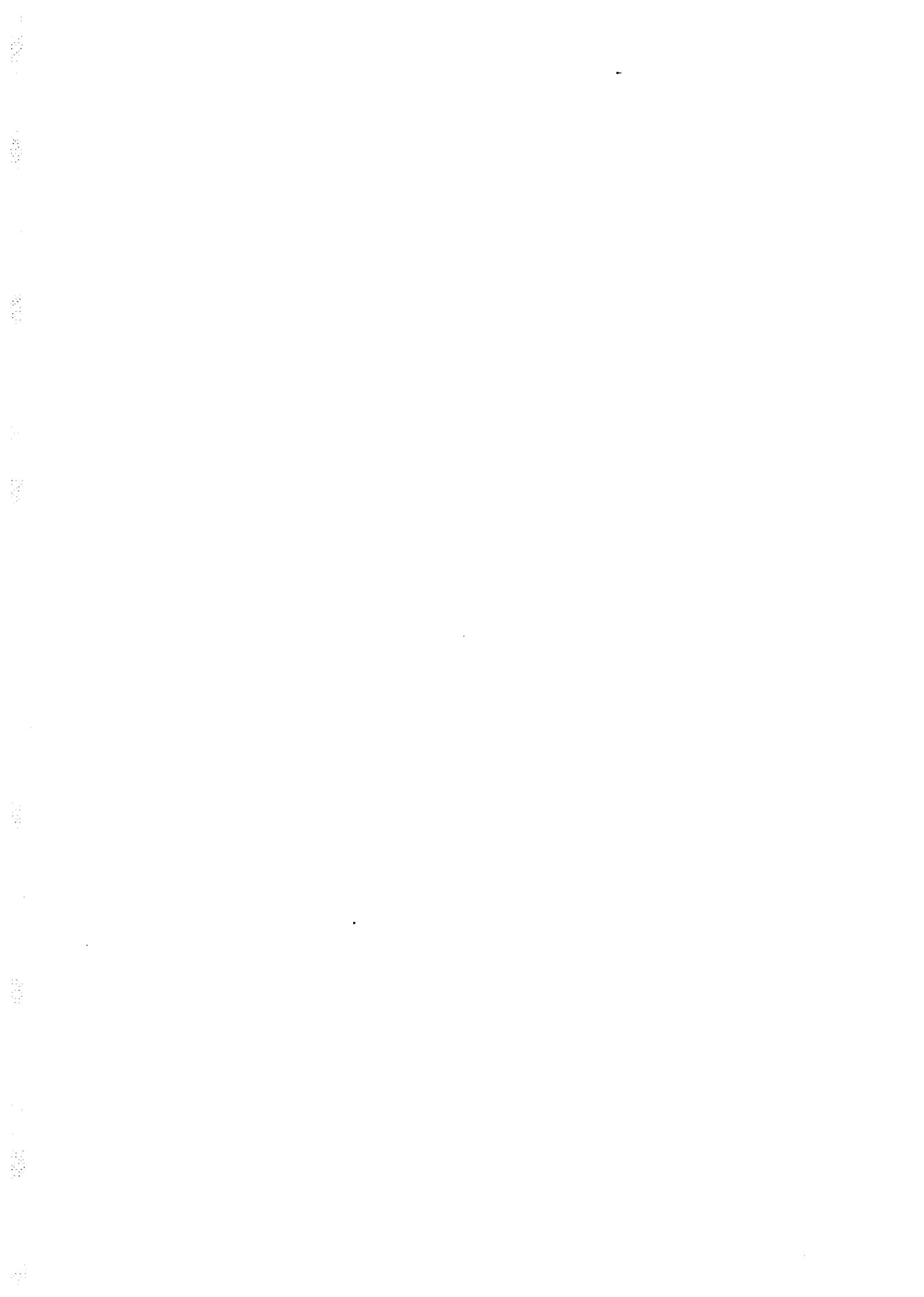
- du matériau,

/...

- du type de défaut géométrique (la vitesse atteinte pour des trous coniques est plus grande que pour des rainures calibrées),
 - de l'angle au sommet de ces défauts (plus l'angle est fermé, plus la vitesse est importante),
 - de la sollicitation (la vitesse augmente avec la pression de choc incidente).
2. Par contre, la vitesse de tête de jet est totalement indépendante du volume des défauts pour une géométrie donnée. Ce résultat très important valide les études portant sur des jets singuliers de grande dimension, dont les résultats sont extrapolés à l'éjection de matière répartie issue de micro-défauts géométriques dus à l'usinage de la surface libre.
 3. La vitesse de tête de jet atteint très rapidement une valeur limite (au bout de quelques centaines de nanosecondes pour des défauts de grande dimension).
 4. L'expansion radiale des jets est quasiment inexistante, ce qui signifie que la forme des jets se conserve au cours du temps, et que connaître leur forme initiale et leur vitesse de tête permet d'estimer leur forme à tout instant.

Toutes ces observations ont permis de guider la modélisation des phénomènes mis en évidence, et l'ensemble des résultats expérimentaux a permis de valider le modèle élaboré dont la quatrième partie est l'objet.

/...



TROISIEME PARTIE

LES ETUDES EXPERIMENTALES PARAMETRIQUES

Avant propos.

I- Les travaux de la SANDIA.

II- L'influence de la température de fusion
des matériaux.

III- L'influence de la pression de choc.

IV- L'influence de l'état de surface du
matériau.

V- Le cas des alliages.

/...

AVANT PROPOS

Les paramètres physiques fondamentaux qui gouvernent les processus d'éjection de matière sous choc, sont relatifs :

- au matériau lui-même (par sa température de fusion et par sa composition métallurgique dans le cas d'un alliage),
- à la sollicitation (par le niveau de choc incident pouvant induire éventuellement le passage en fusion en détente du matériau),
- à l'état géométrique de la surface libre.

Dans cette partie, après un rappel des travaux américains connus qui furent menés sur le sujet jusqu'en 1978, nous exposerons l'ensemble des résultats expérimentaux concernant ces différents paramètres et obtenus avec les diagnostics décrits dans la partie précédente. Ainsi, à l'aide de l'I.D.L. cible mince, un certain nombre de valeurs caractéristiques de l'éjection de matière seront acquises en ce qui concerne les influences respectives de la température de fusion, de la composition métallurgique et de la pression de choc ; l'influence de l'état géométrique de la surface libre sera étudiée plus particulièrement à l'aide de la radiographie X éclair et de l'ombroscopie optique.

/...

I- LES TRAVAUX DE LA SANDIA.

I-1- LE MODELE D'EJECTION DE MATIERE D'ASAY-BERTHOLF :

Les premières études cherchant à quantifier la matière éjectée sous choc par une surface, ont été menées à la SANDIA (Albuquerque, NM-USA) par J.R. ASAY (et al.) qui avait développé une méthode cible mince [22] ou épaisse [23] dont la mise en vitesse était enregistrée au moyen d'un VISAR. L'ensemble des résultats obtenus sur matériaux purs non poreux [24], [25] a été décrit par un modèle statistique simple, élaboré en collaboration avec L.D. BERTHOLF [26], et qui permettait de prévoir les masses éjectées dues aux défauts géométriques de surface.

Ce modèle se résume à une simple relation :

$$M_j = V_d \times \rho_o \times R$$

où M_j est la masse totale éjectée,
 V_d le volume des défauts présents sur la surface,
 ρ_o la densité initiale du matériau considéré,
 et R un facteur dépendant de la forme du défaut.

La forme des défauts principalement étudiée est représentée sur la figure 52 ci-dessous (tirée de [26]).

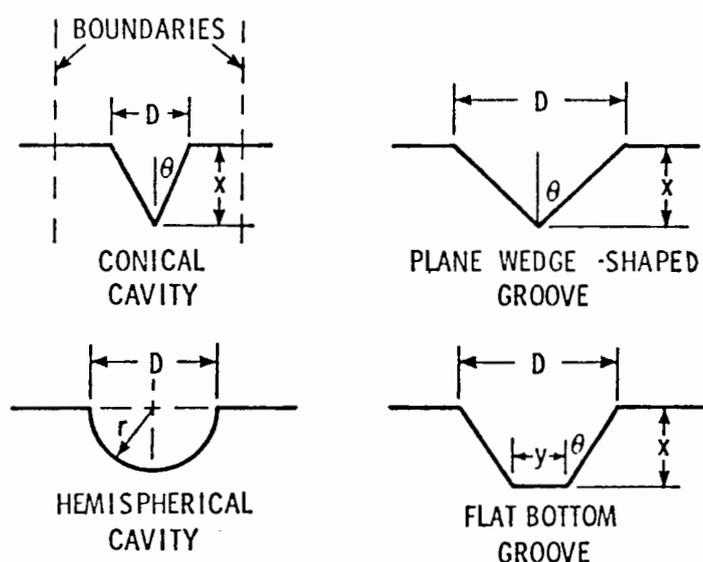


Figure 52 : Types de défauts étudiés [26].

Le facteur de forme R, calculé à partir d'expériences spécifiques, s'est révélé avoir une valeur proche de l'unité dans la plupart des cas, ce qui réduit la relation précédente à :

$$M_j = V_d \times \rho_o$$

Des vérifications expérimentales faites sur des matériaux tels que le plomb, l'aluminium et des alliages or-cuivre montrèrent alors une parfaite adéquation entre les résultats obtenus et les prévisions données par le modèle. De plus, les limites de validité de ce modèle furent déterminées au moyen de simulations numériques faites par un code hydrodynamique bidimensionnel :

1. Le modèle est valable pour les matériaux non poreux,
2. La masse éjectée est indépendante de la pression de choc dans une gamme supérieure à la limite élastique du matériau (de l'ordre de quelques kbar pour la plupart des métaux) et inférieure à la pression induisant la fusion en détente du matériau.

I-2- LES LIMITES DE VALIDITE DE CE MODELE :

Nous allons montrer, dans la suite de cette thèse et à partir de nos propres résultats expérimentaux, que, d'une part, le modèle d'ASAY-BERTHOLF ne s'applique en fait qu'aux métaux à bas point de fusion, fondus ou proches de la fusion en détente, et que, d'autre part, la pression de choc est un des paramètres fondamentaux qui gouverne le processus d'éjection.

En outre, le modèle ne donne aucune précision concernant la vitesse des particules éjectées qui est, à notre sens, un paramètre tout au moins aussi important que la masse totale éjectée, car il permet d'obtenir une description spatio-temporelle des éjecta.

/...

Ce modèle eut toutefois le mérite d'être le premier à mettre en évidence la dépendance étroite qui existe entre le volume des défauts de surface et la masse totale éjectée. De plus, on vérifiera que la "masse d'ASAY-BERTHOLF" (égale au volume des défauts multiplié par la densité initiale du matériau) correspond effectivement à une masse "éjectable" concrète qui sera à la base de notre propre modélisation ; on conservera cette notion en normalisant les masses totales éjectées obtenues expérimentalement, par une masse de référence $M_{\text{réf}}$ égale à la masse d'ASAY-BERTHOLF.

Finalement, malgré les limitations et l'apparente inadéquation du modèle américain à la plupart des cas rencontrés en hydrodynamique, celui-ci nous a cependant suggéré une modélisation plus complète et nous a donné les moyens de nous affranchir du problème de l'état géométrique de la surface libre pour pouvoir étudier les autres paramètres.

/...

II- INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE FUSION DES MATERIAUX [27], [28].

Pour l'étude de ce premier paramètre, nous avons utilisé un éventail de métaux purs dont les points de fusion standards à la pression atmosphérique couvrent une gamme de température allant de 232°C pour l'étain jusqu'à 2997°C pour le tantale. Toutes les expériences sont réalisées avec le même générateur de choc explosif et par la méthode I.D.L. cible mince.

II-1- CONDITIONS EXPERIMENTALES :

Une cartouche d'explosif de diamètre 50mm et de longueur 40mm, amorcée par un générateur d'onde plane (GOP), est accolée à l'échantillon étudié de diamètre 70mm et d'épaisseur 3mm. Le diamètre de l'échantillon est pris supérieur à celui de l'explosif pour que les produits de détonation issus de la cartouche ne viennent pas perturber la mesure d'éjection.

L'épaisseur de 3mm a été optimisée pour s'affranchir à la fois des problèmes d'écaillage, qui apparaissent lorsque l'épaisseur est trop importante, et des aller-retour de l'onde de choc qui résulteraient d'une épaisseur d'échantillon trop faible et viendraient donc perturber la mesure. En liaison avec le choix de l'épaisseur de l'échantillon, la distance cible-échantillon a été fixée, pour tous les tirs, à 5mm ce qui permet un temps d'observation maximum de la mise en vitesse de la cible avant l'arrivée de ces perturbations.

La nature de la cible (Al, Ni ou acier), ainsi que son épaisseur (de 2 μm à 500 μm) sont adaptées à la nature des éjecta (une polaire de choc voisine entre l'éjecta et la cible est requise) et à la quantité de masse éjectée.

A des fins de similitude entre les tirs, un usinage standard de la surface libre a été choisi pour tous les échantillons ; les défauts théoriques se présentent ainsi sous la forme de rainures parallèles de profondeur 10 μm , d'angle total 120° et de période 40 μm (voir le schéma ci-après).

/...

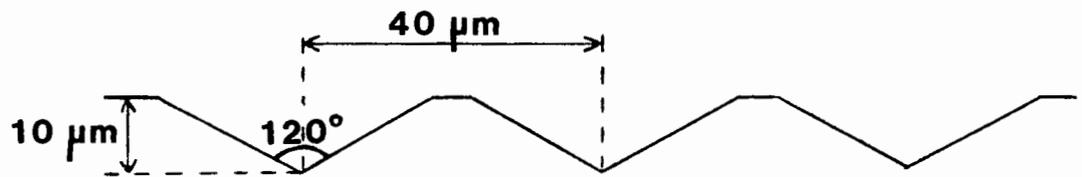


Figure 53 : Défauts théoriques usinés sur la surface libre des échantillons.

Cependant, les usinages effectivement obtenus présentaient des écarts à l'usinage théorique, dus essentiellement aux différences de dureté entre tous les métaux considérés. Pour permettre une comparaison valable des résultats, nous avons donc effectué, après usinage, un relevé de rugosité de chaque état de surface ; ceci nous a permis de calculer la masse de référence $M_{\text{réf}} (V_{\text{défaut}} \times \rho_0)$ correspondant à une valeur effective pour chaque échantillon.

L'ensemble des matériaux étudiés, avec leurs caractéristiques propres, sont regroupés dans le tableau suivant. On notera que le générateur de choc explosif qui était identique pour tous les tirs, a engendré des pressions de choc légèrement différentes dans chacun des matériaux (de 400 kbar pour l'aluminium à 620 kbar pour le tantale).

Matériau	Sn	Bi	Zn	Al	Cu	Fe	Zr	Nb	Ta
Température de fusion (°C)	232	271	420	660	1084	1535	1852	2497	2997
Masse volumique (kg/m ³)	7310	9807	7133	2700	8930	7874	6506	8570	16654
Pression de choc (kbar)	480	520	510	400	560	550	490	560	620
Vitesse de surface libre (m/s)	2700	2680	2500	3700	2200	2350	2900	2300	1600

/...

II-2- RESULTATS :

Nous allons montrer, avec l'exemple de l'étain, le cheminement nécessaire à chaque expérience pour aboutir au résultat final souhaité ici, qui est la valeur du rapport de la masse totale éjectée M_j sur la masse de référence $M_{réf}$ en fonction de la température de fusion du matériau.

a) Vitesse de surface libre :

La valeur de la vitesse de surface libre est importante à connaître car elle correspond à la vitesse des particules éjectées les plus lentes. Elle peut être obtenue expérimentalement par I.D.L. en effectuant la mesure de vitesse directement sur la surface libre, mais on peut également utiliser un code numérique qui nous donne l'évolution au cours du temps de la vitesse de surface libre à partir de la configuration expérimentale utilisée pour l'étude.

La figure 54 présente la courbe de mise en vitesse de la surface libre obtenue pour l'étain à l'aide d'un code numérique disponible au CEV-M.

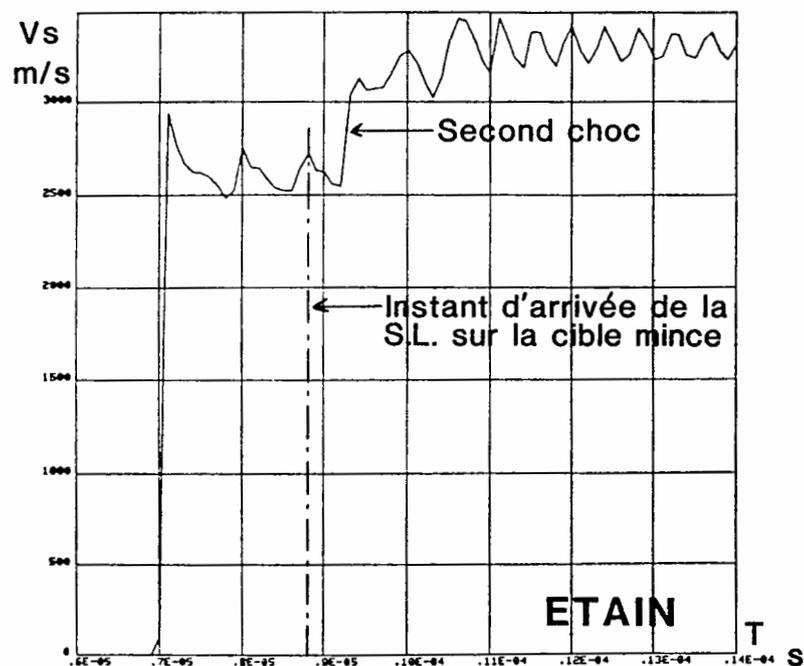


Figure 54 : Vitesse de surface libre de l'étain, sollicité par explosif, obtenue par un code numérique.

On notera l'arrivée du second choc, dû à la réflexion des ondes de détente sur la face arrière de l'échantillon, environ 2,2 μ s après la mise en vitesse par le premier choc. La durée totale de la mesure d'éjection par I.D.L. cible mince étant d'environ 1,9 μ s (jusqu'à l'arrivée de la surface libre sur la cible mince), cette mesure n'est donc pas perturbée par ce second choc.

La courbe $M(V)$ expérimentale, correspondant à la masse cumulée d'étain ayant une vitesse supérieure à V , est indiquée sur la figure 55. Les points indiqués correspondent aux points de mesure extraits de l'interférogramme. La courbe en trait continu représente, quant à elle, l'interpolation de ces points expérimentaux à l'aide des fonctions analytiques issues du modèle hydrodynamique de la quatrième partie.

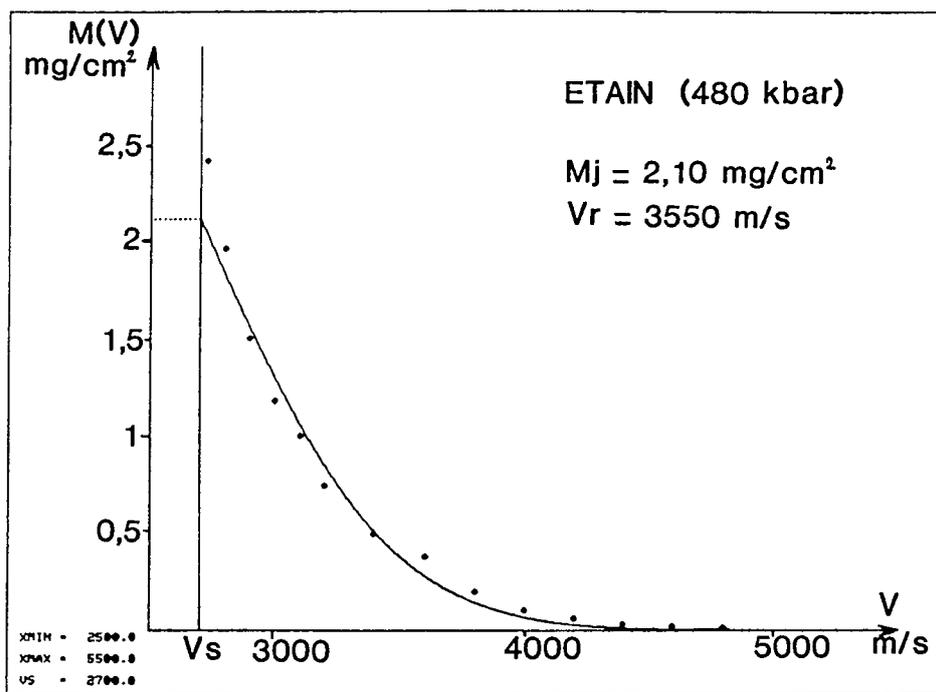


Figure 55 : Courbes $M(V)$ expérimentale et extrapolée obtenues pour l'étain.

/...

b) Diagnostic de fusion en détente :

On note sur la figure 55 une légère discordance entre la courbe interpolée et les points expérimentaux près de la surface libre ; celle-ci est simplement due au fait qu'à l'instant qui correspond à l'entrée en collision de la surface libre sur la cible mince, il est difficile de dissocier la mise en vitesse de la cible due aux dernières particules éjectées de l'arrivée des premiers éléments de matière de la surface libre elle-même. Cet effet est d'ailleurs nettement plus marqué lorsque le matériau a fondu en détente, car, pendant le temps de vol libre de l'échantillon (devenu liquide), la surface libre subit un micro-écaillage local qui lui fait perdre sa propriété d'interface bien définie. Cette observation purement expérimentale nous a donné ainsi un moyen simple de détecter qualitativement la fusion en détente du matériau, par une analyse fine des interférogrammes I.D.L. obtenus. La figure 56 ci-dessous résume les deux cas de figure rencontrés suivant que la surface libre est liquide ou solide au moment de son impact sur la cible mince.

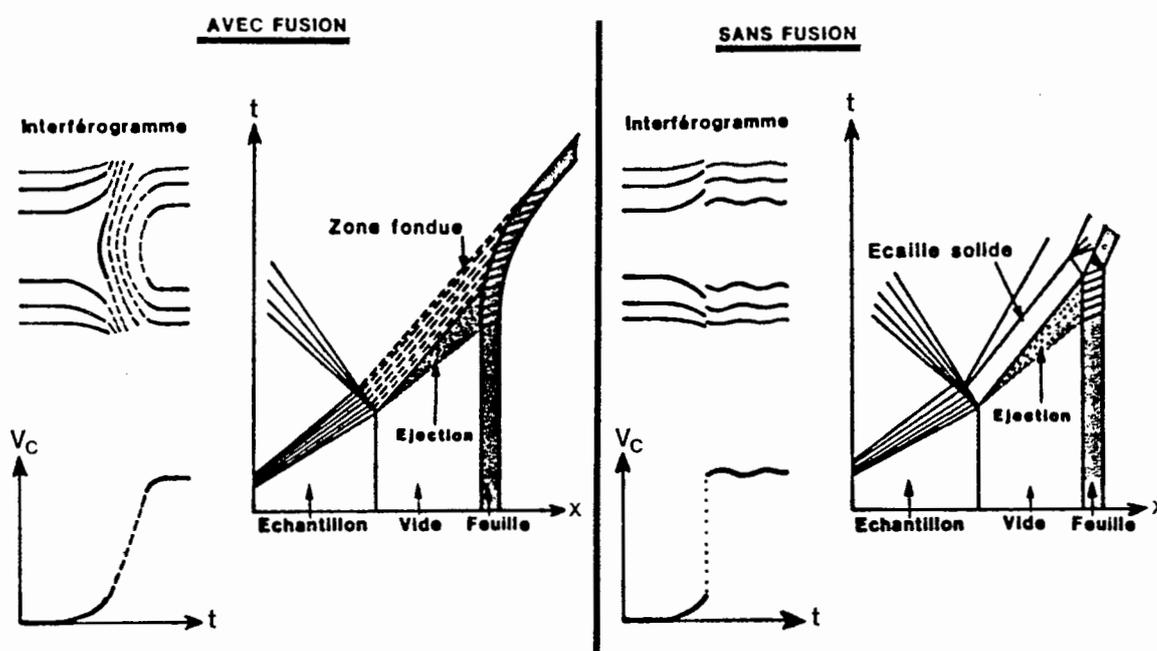


Figure 56 : Détection de la fusion en détente des matériaux par le diagnostic I.D.L. cible mince.

/...

Ainsi, si l'on peut suivre continuellement la mise en vitesse de la cible lors de la collision surface libre-cible, c'est que le matériau a fondu en détente, par contre, si la surface libre est restée solide, elle génère un choc dans la cible mince qui se traduit par un saut de vitesse sur l'interférogramme. Aux pressions de choc atteintes dans ces expériences, ces observations ont permis de diagnostiquer un état liquide pour l'étain, le bismuth et le zinc, et un état solide pour tous les autres matériaux caractérisés par un point de fusion plus élevé.

c) Comparaison des masses totales éjectées :

Nous avons montré précédemment la nécessité de caractériser les états de surface effectifs de chaque échantillon en définissant une masse de référence $M_{\text{réf}}$ égale à $V_{\text{défaut}} \times \rho_0$.

La figure 57 montre le relevé de rugosité effectué après un usinage de la surface libre de l'étain.

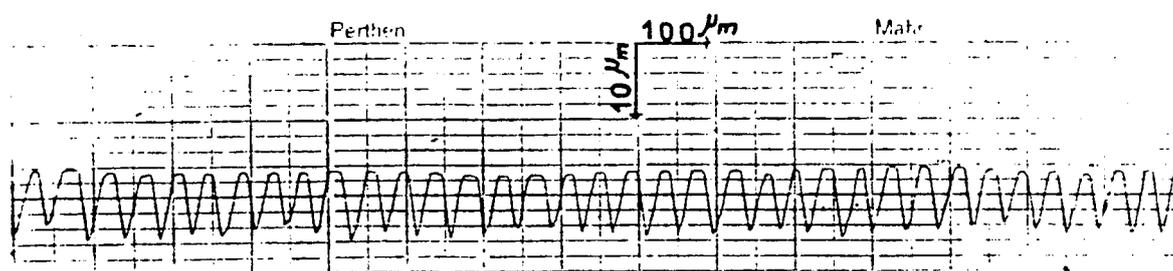


Figure 57 : Relevé de rugosité de la surface libre de l'échantillon d'étain.

Une analyse détaillée de ce relevé nous permet de donner les caractéristiques moyennes des rainures d'usinage effectivement présentes sur la surface, qui correspondent ici à une profondeur de $8 \mu\text{m}$, un angle total de 123° et une période de $42 \mu\text{m}$. La prise en compte de ces valeurs nous donne une masse de référence égale à $2,1 \text{ mg par cm}^2$ pour l'étain.

/...

Ce calcul simple, répété sur chaque échantillon expérimenté et associé à la valeur M_j de masse totale éjectée obtenue par le diagnostic I.D.L. cible mince, nous permet de montrer l'influence de la température de fusion des matériaux ; les résultats sont présentés ci-dessous en terme du rapport $M_j/M_{réf}$ dans le diagramme à échelles logarithmiques suivant (voir figure 58).

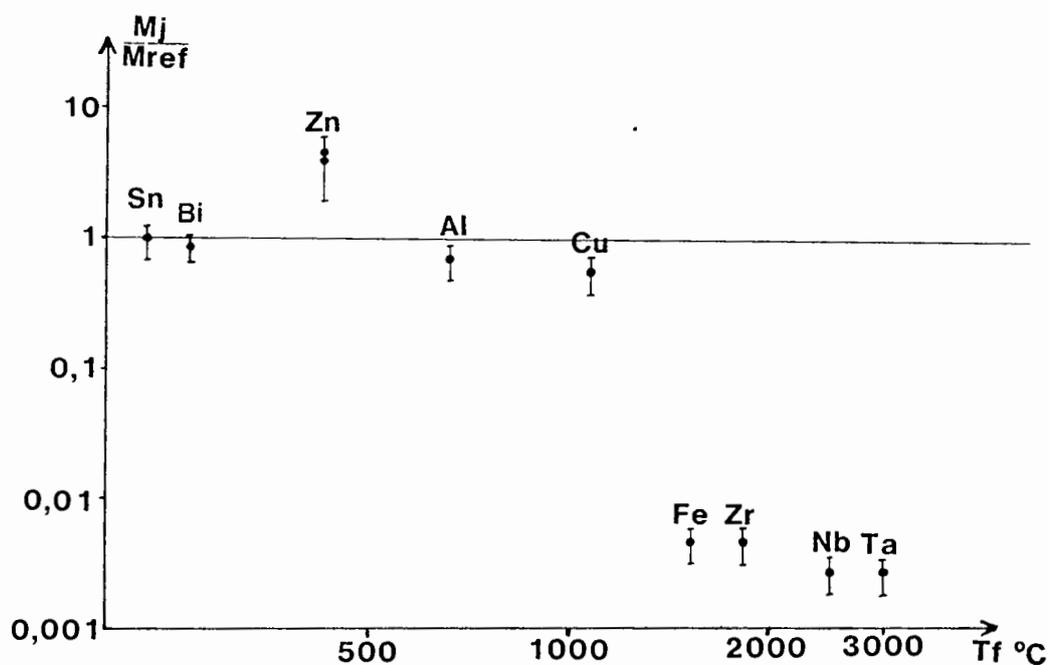


Figure 58 : Influence de la température de fusion des matériaux sur le rapport $M_j/M_{réf}$.

L'élément essentiel à retenir de ces résultats est le facteur 1000 qui existe sur la valeur de $M_j/M_{réf}$ entre les corps à bas point de fusion et les corps à haute température de fusion.

/...

d) Discussion :

La température de fusion du matériau sollicité semble donc être un paramètre dominant de l'éjection de matière sous choc. Deux classes nettement distinctes sont ainsi mises en évidence sur les matériaux, selon leur capacité à éjecter de forte quantité de matière (Sn, Bi, Zn et Al) ou des quantités extrêmement faibles (Fe, Zr, Nb et Ta). Le cas du cuivre qui est situé à la frontière des deux groupes, semble présenter un comportement intermédiaire. Ces résultats nous inclinent donc à choisir l'étain, le cuivre et le tantale (qui représentent, à eux trois, les différents comportements mis en évidence) pour étudier les deux autres paramètres concernant les métaux purs : la pression de choc et l'état géométrique de la surface libre. Concernant l'influence de la température de fusion, nous pouvons exprimer ici quelques considérations qualitatives pour tenter d'expliquer l'origine du changement de comportement que nous observons aux environs de 1200°C.

1. Le passage en fusion en détente de l'échantillon n'explique pas à lui seul les différences car, ni l'aluminium, ni le cuivre ne sont passés en fusion lors de ces expériences et ceux-ci font pourtant partie des corps à forte éjection.
2. Les différences entre les pressions de choc atteintes dans les divers matériaux (consécutives à l'utilisation du même générateur de choc explosif) sont également insuffisantes pour expliquer ce phénomène, d'autant que la pression de choc a plutôt tendance à augmenter pour les matériaux à haut point de fusion.
3. L'explication réside plus probablement dans l'association de la sollicitation incidente à la faculté pour le matériau de fondre plus ou moins facilement. En effet, comme nous le montrerons plus loin dans la modélisation des phénomènes, l'éjection qui prend naissance au droit de chaque défaut de surface, résulte de la fusion d'une partie du métal suite aux surpressions locales dues à la présence de ces défauts. La matière éjectée sera en fait proportionnelle à la quantité de matière passée en fusion. Ceci explique qu'à sollici-

/...

tation équivalente, les matériaux à bas point de fusion, qui passeront ainsi plus facilement à l'état liquide, génèreront des masses éjectées importantes. Un maximum d'éjection peut ainsi être attendu dès l'instant où l'échantillon lui-même est passé en fusion en détente. Il semble en outre probable que si ces expériences avaient été réalisées à 200 kbar (ou respectivement à 1 Mbar), au lieu des 500 kbar environ délivrés par l'explosif, la diminution brutale d'éjection se serait déplacée vers les basses températures de fusion (ou respectivement vers les hautes températures de fusion). L'étude paramétrique de l'influence de la pression de choc sur l'éjection de matière va nous en fournir une preuve supplémentaire.

4. En anticipant à nouveau sur la modélisation physique proposée dans la quatrième partie, on peut également expliquer pourquoi lorsque le matériau est passé en fusion en détente, la masse totale éjectée semble tendre vers la masse de référence $M_{\text{réf}}$ (qui n'est liée, a priori, à aucune matière réelle puisqu'elle correspond au vide de matière de la surface libre créé par les défauts géométriques de surface). En effet, dans cette modélisation, à partir des défauts géométriques évalués sur la surface de l'échantillon, nous définissons une masse de matière "éjectable" d'une valeur égale à $M_{\text{réf}}$ et dont une partie ayant pu passer en fusion sous les contraintes locales formera l'éjecta proprement dit. On comprend ainsi que si l'échantillon est totalement passé en fusion, la masse totale éjectée devient égale à cette masse "éjectable" et donc à $M_{\text{réf}}$.

/...

III- INFLUENCE DE LA PRESSION DE CHOC [29].

Pour les raisons invoquées dans le chapitre précédent, les trois matériaux retenus pour l'étude de l'influence de la pression de choc sur l'éjection de matière sont : l'étain, le cuivre et le tantale. Les expérimentations ont couvert une large gamme de pression s'étendant de 120 kbar dans l'étain jusqu'à 2090 kbar dans le tantale, pour cela, elles ont nécessité l'emploi des trois générateurs de choc décrits dans la première partie : le canon à gaz léger (C.A.G.L.) pour les pressions importantes, un canon à poudre de calibre 60mm pour les basses pressions et des générateurs explosifs pour les pressions de choc intermédiaires. La plus grande partie des résultats expérimentaux a été obtenue avec des échantillons ayant un état de la surface libre de type LCA17, c'est-à-dire correspondant à un usinage à rugosité importante dans la norme française CEA-LCA. Pour savoir si les résultats obtenus dépendent de la rugosité de la surface libre, quelques expériences ont également été réalisées avec des surfaces libres polies optique. Dans le cadre de l'étude du paramètre pression de choc, nous nous sommes de plus intéressés à la vitesse des particules éjectées en fonction de la pression incidente.

III-1- LES CONDITIONS EXPERIMENTALES :

Le diagnostic utilisé pour ces expériences a été l'I.D.L. cible mince dans les mêmes configurations expérimentales que la série précédente. Les domaines de pression étudiés pour chacun des trois matériaux sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Générateurs Matériaux	Lanceur Ø 60 - Explosif - C.A.G.L.
Etain	120 kbar ————— 480 kbar
Cuivre	160 kbar ————— 804 kbar
Tantale	620 kbar ————— 2090 kbar

/...

Toute la gamme de pression disponible avec les trois générateurs de choc n'a pu être explorée pour les trois matériaux. Nous nous sommes efforcés, avant tout, d'englober les points de passage en fusion en détente qui sont égaux à 235 kbar pour l'étain et à environ 600 kbar pour le cuivre. Pour le tantale, cette valeur, estimée à plus de 3 Mbar, n'a cependant pu être atteinte par le C.A.G.L.

Les échantillons servant à cette étude présentent un état de surface LCA17 obtenu par l'usinage de rainures calibrées à la suite duquel un relevé de rugosité a été systématiquement effectué, qui nous permet ainsi d'accéder directement à la valeur de la masse de référence $M_{\text{réf}}$. Un soin tout particulier a été apporté au respect de l'angle moyen des défauts, car nous voulions également pouvoir comparer les vitesses d'éjection des particules dont on sait qu'elles sont tributaires, au premier ordre, de la géométrie des stries usinées (voir le chapitre IV de cette partie).

III-2- RESULTATS :

a) Etude de la masse totale éjectée M_j :

L'originalité et la difficulté de ces expériences résident dans la grande disparité des masses totales éjectées qui varient de 12 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour le tantale à 620 kbar jusqu'à 21 mg/cm^2 pour l'étain à 480 kbar. Les vitesses de surface libre vont, quant à elles, de 770 m/s pour le cuivre à 160 kbar, jusqu'à 4210 m/s pour le tantale à 2090 kbar.

Les résultats concernant les trois corps sont montrés sur les figures suivantes qui donnent $M_j/M_{\text{réf}}$ obtenue pour chaque expérience en fonction de la pression de choc incidente.

/...

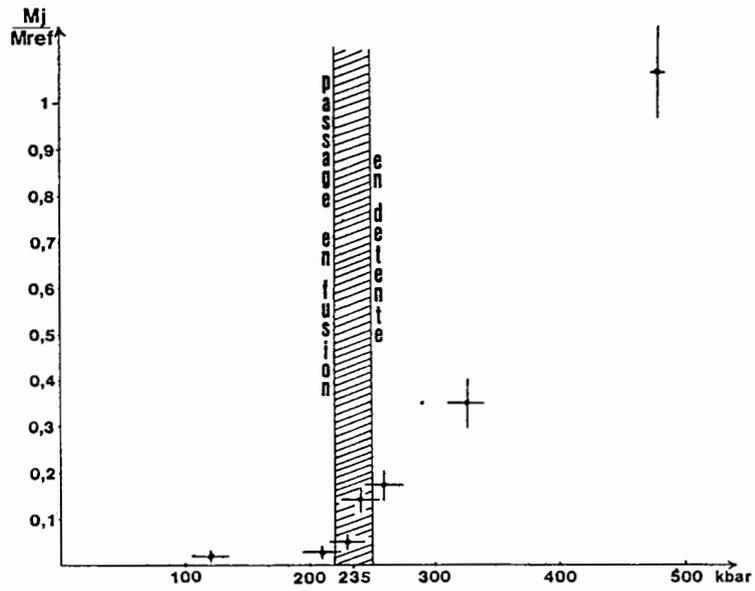


Figure 59 : Résultats obtenus sur étain concernant l'influence de la pression de choc.

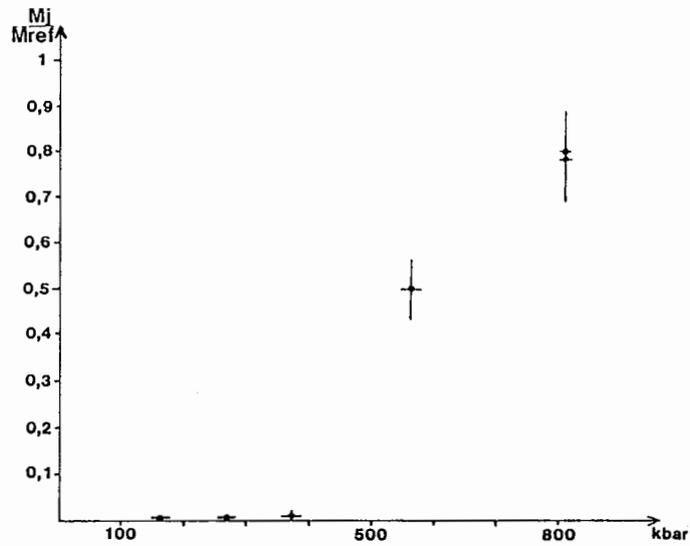


Figure 60 : Résultats obtenus sur cuivre concernant l'influence de la pression de choc.

/...

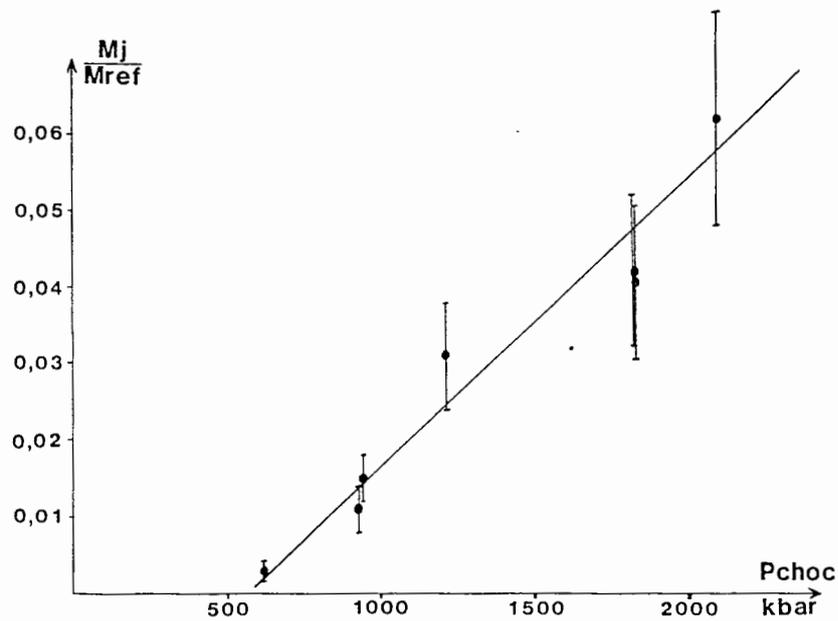


Figure 61 : Résultats obtenus sur tantale concernant l'influence de la pression de choc.

La superposition des résultats obtenus pour les trois matériaux (présentée sur la figure 62 suivante) met parfaitement en évidence l'influence de la pression de choc et du passage en fusion en détente sur les quantités totales de matière éjectée. Ainsi, tant que la fusion n'est pas atteinte, la masse éjectée croît linéairement avec la pression tout en restant dans un domaine où les valeurs de $\frac{M_j}{M_{ref}}$ sont faibles. Par contre, la quantité de masse éjectée avec la pression incidente devient très grande lorsque l'échantillon se trouve en phase liquide.

/...

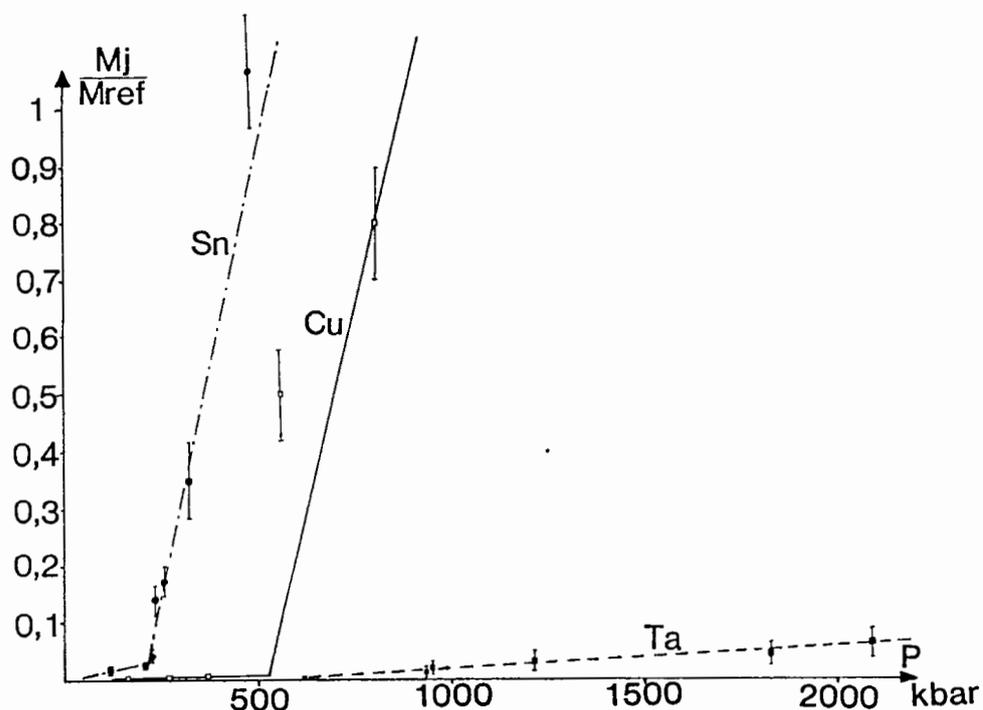


Figure 62 : Comparaison des résultats obtenus sur étain, cuivre et tantale.

b) Cas des surfaces libres polies optique :

Des expériences similaires à celles présentées précédemment ont été faites avec des échantillons dont la surface libre est polie optique. Contrairement aux surfaces libres usinées LCA17, pour lesquelles il est facile de connaître la valeur de $M_{réf}$ à partir d'un relevé de rugosité, la caractérisation géométrique des surfaces polies optiques n'est pas facile à réaliser et la précision obtenue est généralement mauvaise.

La normalisation de la masse totale éjectée M_j par une masse de référence $M_{réf}$ se révélant très petite et mal connue, ne convient donc pas dans le cas des surfaces libres polies optique. Cependant, pour tenir compte des différences existant entre les trois matériaux utilisés, nous avons supposé que la masse de référence était la même pour tous les échantillons, et nous avons ainsi "normalisé" les résultats en divisant la masse totale éjectée par la densité initiale d de chaque métal. Les résultats concernant la valeur du rapport M_j/d en fonction de la pression du choc incident sont ainsi présentés sur la figure 63.

/...

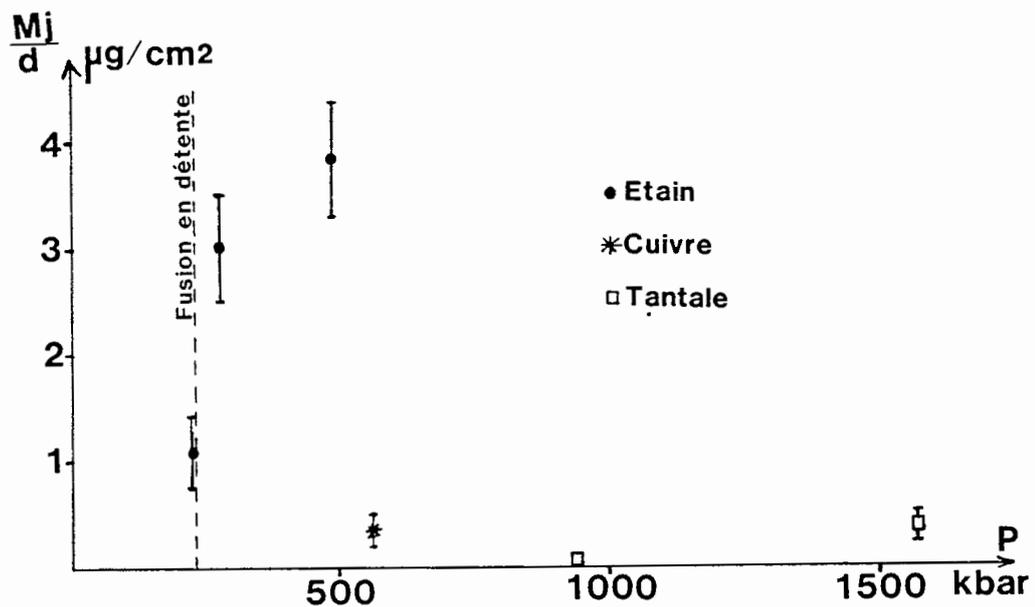


Figure 63 : Résultats obtenus avec des surfaces libres polies optique.

Ainsi, abstraction faite du nombre plus restreint d'expériences et des barres d'erreur plus importantes (dus au fait que l'on se trouve à la limite de détectabilité des masses éjectées par I.D.L. cible mince), on observe un comportement relativement similaire des surfaces libres polies optique et de celles usinées LCA17.

c) Etude de la vitesse des particules éjectées :

Dans la deuxième partie consacrée à l'étude des diagnostics et plus particulièrement à l'I.D.L. cible mince, il a été montré que la courbe $M(V)$ pouvait être caractérisée après extrapolation par les fonctions du modèle hydrodynamique par la masse totale éjectée M_j et par la vitesse V_R des particules situées, au sein de l'éjecta, dans la zone où la masse volumique moyenne de l'éjection est à $1/e$ de sa masse volumique maximale. Seules les valeurs de V_R obtenues pour les surfaces libres usinées LCA17 ont été prises en compte, car les angles des défauts de surface ont pu, dans ce cas, être imposés par usinage, puis contrôlés.

/...

Les résultats pour les trois matériaux considérés, ont été placés dans un référentiel lié à la surface libre, c'est-à-dire qu'ils sont présentés sous la forme $V_R - V_S = f(P)$ (voir la figure 64).

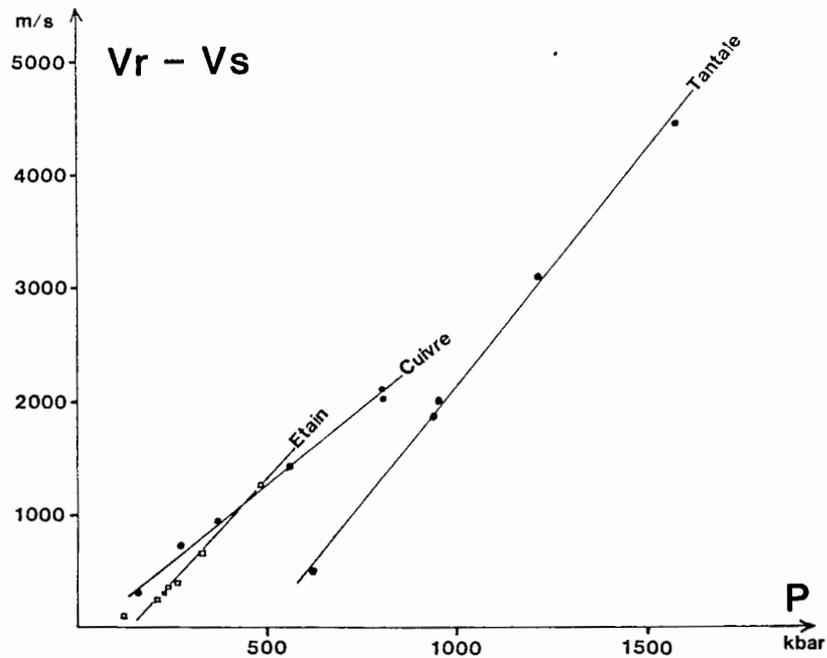


Figure 64 : Influence de la pression de choc sur la vitesse des particules éjectées.

On note une relation de proportionnalité entre la vitesse des particules éjectées et la pression du choc incident. Cependant, l'absence de changement de pente de part et d'autre du passage en fusion en détente pour l'étain et le cuivre semble indiquer l'absence de relation entre la masse totale éjectée et la vitesse d'éjection des particules. Cette observation, très importante, nous permet de dissocier ces deux paramètres et d'étudier ainsi séparément :

- la vitesse d'éjection des particules,
- la masse totale éjectée.

Ainsi, la maîtrise de chacun de ces deux paramètres en fonction des conditions initiales relatives au matériau et à la sollicitation, associée à la connaissance de la répartition de la masse volumique à l'intérieur des jets de matière, va nous permettre d'obtenir une description spatio-temporelle complète de l'éjection de matière.

/...

IV- INFLUENCE DE L'ETAT DE SURFACE DU MATERIAU.

L'état géométrique de la surface libre de l'échantillon choqué, qui fut le principal paramètre mis en exergue par les travaux américains, est particulièrement intéressant pour les aspects suivants :

- la quantité totale de masse éjectée pourra être choisie, a priori, en imposant le volume des défauts de surface,

- la géométrie des défauts va permettre d'agir sur la vitesse d'éjection des particules,

- les conditions initiales relatives à ce paramètre peuvent être facilement maîtrisées de par la possibilité de contrôle des défauts effectivement usinés, au moyen de palpeurs tridimensionnels ou de rugosimètre de type talystep.

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, deux types de défauts surfaciques ont été étudiés, que nous présentons dans ce chapitre : les défauts répartis dus à l'usinage des surfaces métalliques et les défauts localisés de plus grande dimension. L'étude des défauts localisés sera essentiellement axée sur l'obtention de résultats permettant de valider le modèle mathématique décrit dans la quatrième partie.

IV-1- EJECTION DE MATIERE REPARTIE :

Comme nous l'avons montré dans le chapitre consacré à la description des diagnostics expérimentaux, l'I.D.L. cible mince est particulièrement bien adaptée à l'étude de l'éjection de matière répartie car elle permet d'obtenir facilement la courbe de masse cumulée de matière éjectée en fonction de la vitesse des particules.

/...

Le diagnostic rayons-X appliqué à l'éjection répartie est, quant à lui, plutôt utilisé lorsque les quantités de matière éjectée sont importantes et interdisent l'emploi de la technique I.D.L. à cause de la forte probabilité de percement des cibles minces dans ce cas ; on l'utilise également pour les études différentielles entre deux états de surface sur un même tir (par exemple sur la planche photo n° 3 : poli optique et LCA17). La radiographie X a servi aussi à valider les résultats obtenus avec le diagnostic I.D.L. cible mince et à corroborer ainsi les hypothèses de collision inélastique entre éjecta et cible.

Dans les études paramétriques précédentes, nous avons plus particulièrement cherché à quantifier le rapport de la masse totale éjectée M_j sur la masse de référence $M_{réf}$ ($M_{réf}$ correspond au volume des défauts de surface multiplié par la densité initiale du matériau). Dans ce paragraphe, nous nous proposons de vérifier, pour deux cas particuliers, les hypothèses émises qui concernent, d'une part, la proportionnalité entre la masse totale éjectée et la masse de référence et, d'autre part, la relation qui lie la vitesse des particules à l'angle des défauts.

a) Influence du volume des défauts :

Sur deux échantillons de tantale, nous avons imposé un usinage différent dont les défauts ont un volume très différent, mais un angle moyen comparable.

Les caractéristiques des usinages (que l'on peut assimiler à des rainures diédriques) sont regroupées dans le tableau suivant :

	Angle moyen des rainures d'usinage (degrés)	Profondeur moyenne (µm)	Masse de référence (µg/cm ²)
Tir 1	155	6	5 000
Tir 2	165	20	17 000

/...

Les relevés de rugosité relatifs aux deux échantillons de tantale sont présentés sur la figure 65.

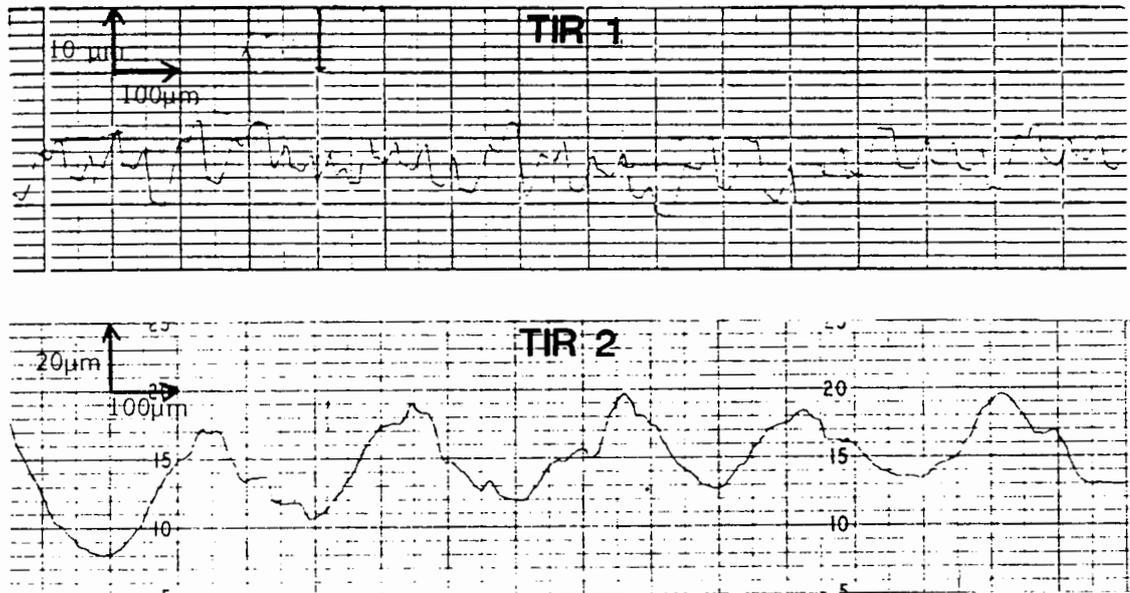


Figure 65 : Relevés de rugosité des deux échantillons de tantale.

Les expériences sont réalisées avec des générateurs explosifs à une pression de choc de 620 kbar et au moyen du diagnostic I.D.L. cible mince. Les résultats obtenus concernant la masse cumulée de matière éjectée en fonction de la vitesse des particules sont regroupés sur la figure 66.

/...

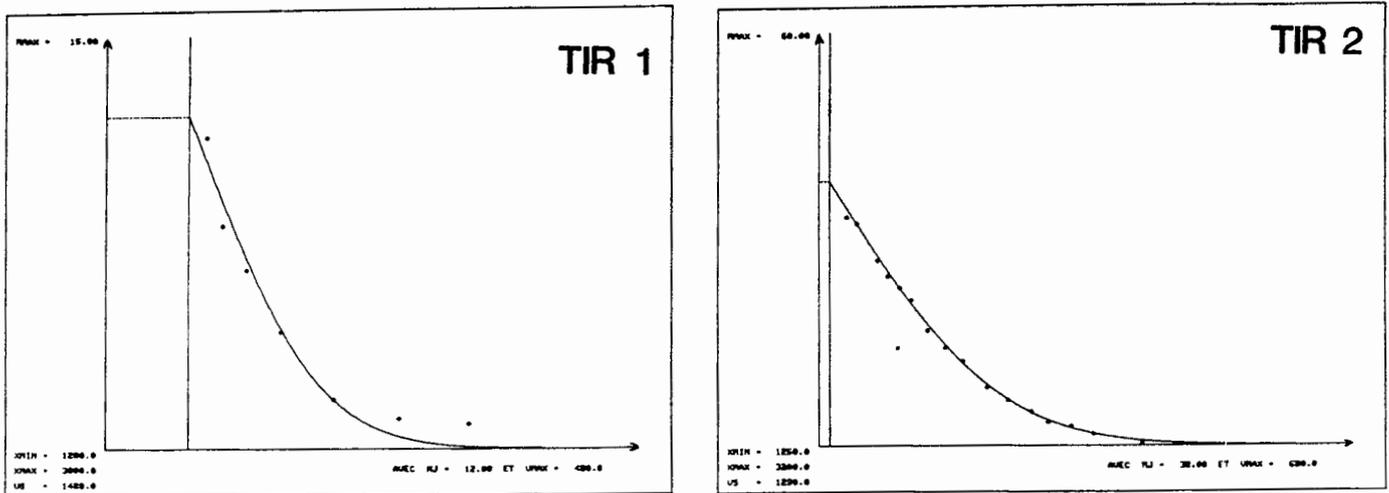


Figure 66 : Comparaison des deux courbes M (V) obtenues.

On note que les vitesses des particules les plus rapides sont, dans les deux cas, proches de 2200 m/s, alors que les masses totales éjectées sont très différentes. Les valeurs expérimentales obtenues, concernant notamment le rapport $M_j/M_{réf}$, sont regroupées dans le tableau suivant :

	Masse totale éjectée M_j ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Masse de référence $M_{réf}$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	$M_j/M_{réf}$
Tir 1	12	5000	$2,4 \cdot 10^{-3}$
Tir 2	38	17000	$2,2 \cdot 10^{-3}$

L'étude de ces deux types d'usinage différents montre ainsi que la valeur du rapport $M_j/M_{réf}$ reste à peu près constante bien que $M_{réf}$ soit très différent, et que la vitesse des particules est sensiblement la même lorsque l'angle de défaut moyen est comparable ; ceci confirme donc bien les deux hypothèses émises précédemment.

/...

b) Influence de l'angle des défauts :

Nous avons usiné sur deux échantillons de cuivre, des rainures diédriques de volume total équivalent, mais qui présentent une géométrie de défaut très différente, comme indiqué sur les relevés de rugosité de la figure 67.

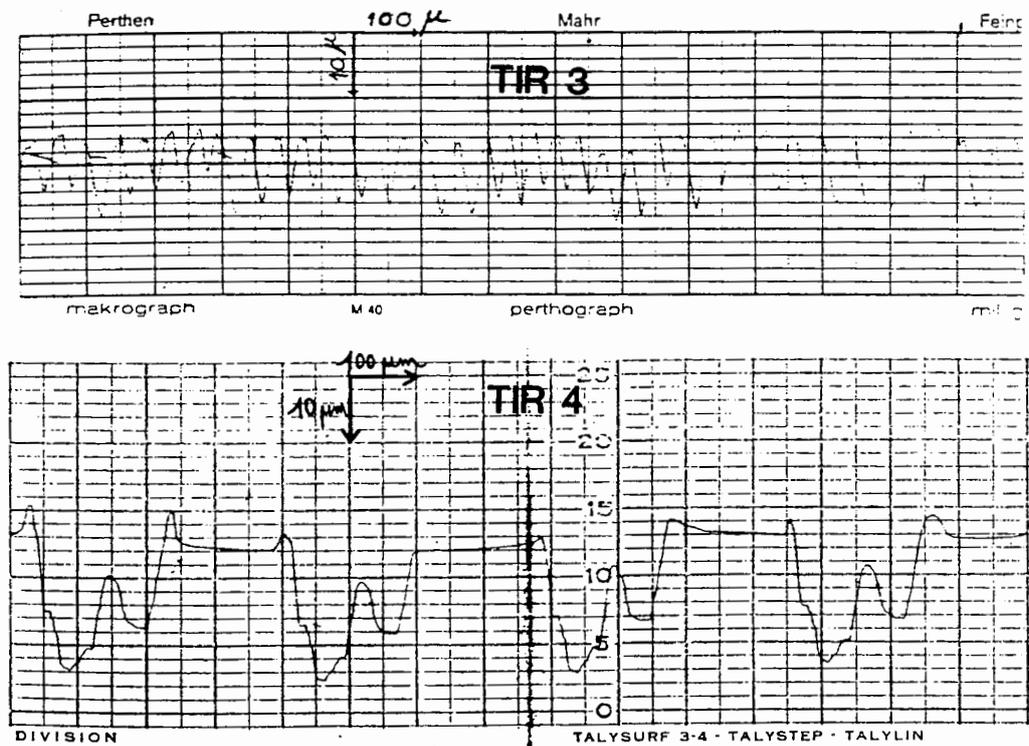


Figure 67 : Relevés de rugosité des deux échantillons de cuivre.

Les expériences sont également faites avec des générateurs de choc explosifs (délivrant une pression d'environ 560 kbar), au moyen du diagnostic I.D.L. cible mince. Les courbes M (V) ainsi obtenues sont présentées sur la figure 68.

/...

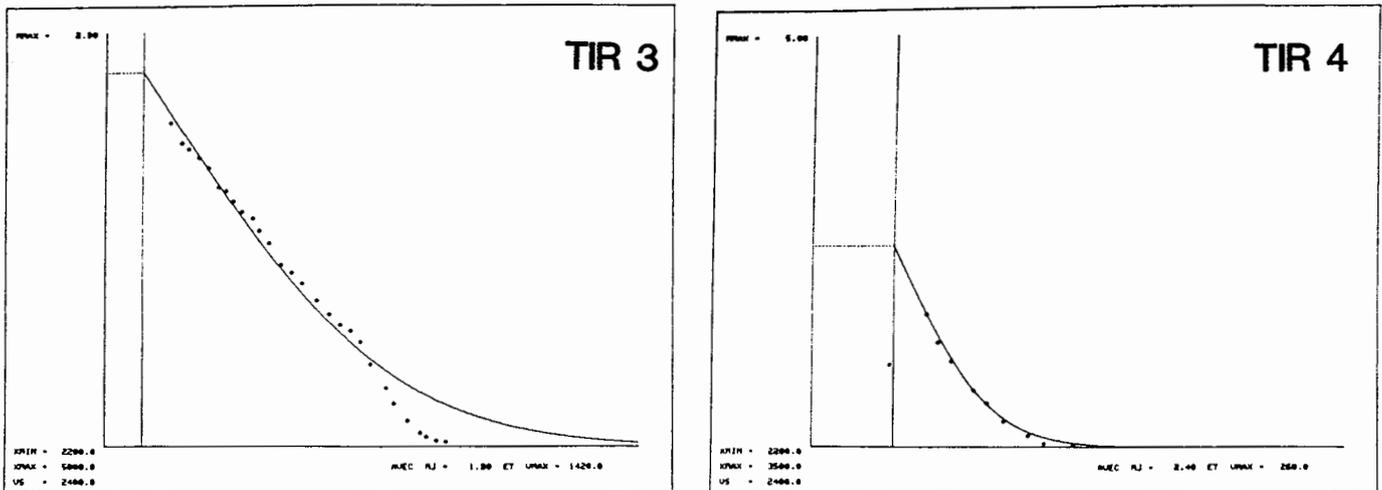


Figure 68 : Courbes M (V) expérimentale et extrapolée obtenues pour chacun des échantillons de cuivre.

Les résultats expérimentaux relatifs à ces deux tirs sont regroupés dans le tableau suivant :

	Angle moyen des rainures (degrés)	Masse totale éjectée M_j (mg/cm ²)	Masse de référence M_j (mg/cm ²)	$M_j/M_{réf}$	Vitesse des particules les plus rapides (m/s)
Tir 3	135	1,8	3,6	0,5	3900
Tir 4	160	2,4	4,4	0,54	2750

On note que le rapport $M_j/M_{réf}$ ne varie quasiment pas avec l'angle moyen des défauts, mais que, par contre, la vitesse des particules éjectées en est très dépendante.

Ainsi, ces deux études sur l'éjection de matière répartie, portant sur du tantale et du cuivre, nous ont permis de vérifier les deux hypothèses émises qui concernent, d'une part la proportionnalité entre la masse totale éjectée et le volume des défauts de surface, et, d'autre part, la nette influence de l'angle des défauts sur la vitesse des particules éjectées.

Nous allons maintenant essayer de quantifier plus précisément cette dépendance entre l'angle des défauts et la vitesse des particules éjectées à partir d'expériences spécifiques portant sur des jets localisés.

IV-2- EJECTION DE MATIERE LOCALISEE :

Les diagnostics mis au point pour étudier les jets de matière localisés ont déjà été décrits en détail dans la deuxième partie. Rappelons simplement que la radiographie X éclair permet d'établir la cartographie en densité de matière d'un jet à un instant donné de son expansion, alors que l'ombroscopie optique permet d'enregistrer l'évolution des contours de ce même jet au cours du temps.

Dans ce paragraphe, nous nous proposons d'étudier plus particulièrement l'influence du type de défaut (trou conique ou rainure diédrique) et de l'angle de ce défaut, sur la vitesse d'expansion limite de la tête de jet, et ceci pour les trois matériaux de référence considérés jusqu'à présent : l'étain, le cuivre et le tantale.

De nombreuses expériences ont ainsi été effectuées en utilisant de l'explosif comme générateur de choc. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus, concernant les différents angles 2α choisis, est résumé dans le tableau ci-après (la vitesse de tête de jet indiquée résulte, le cas échéant, de la moyenne de plusieurs expériences effectuées aussi bien par ombroscopie optique que par radiographie X).

/...

Vitesse de tête de jet (m/s)		Angle total (2 α)					Pression de choc (kbar)	Vitesse de surface libre (m/s)
Matériau et type de défaut		30°	60°	90°	120°	160°		
ETAIN	Trou conique	7790	7080	6280	5360	3890	480	2700
	Rainure diédrique	6570	5840	5200	4600	3810		
	Rainure diédrique		3940	3580	3060		210	1700
CUIVRE	Trou conique	7740	6670	5590	4390	3210	560	2060
	Rainure diédrique	5930	5370	4490	3660	3180		
TANTALE	Trou conique		4670	3590	2750		620	1600
	Rainure diédrique		4240	3370	2730			

L'ensemble des résultats expérimentaux contenu dans ce tableau sera exploité ultérieurement pour la validation expérimentale du modèle hydrodynamique développé dans la quatrième partie.

/...

En résumé, ces expériences portant sur des jets localisés ont permis de tirer un certain nombre d'enseignements supplémentaires sur le phénomène d'éjection de matière. Nous avons ainsi vérifié que :

1. La vitesse limite de la tête de jet est rapidement atteinte et qu'elle n'évolue plus ensuite.
2. L'expansion radiale des jets de matière est négligeable et leur forme (globalement gaussienne) se conserve au cours du temps.
3. Le volume des défauts n'influe pas sur la vitesse de tête de jet.
4. La répartition de la masse volumique est à peu près uniforme dans tout le jet, qu'il soit issu d'un trou conique ou d'une rainure diédrique.

Tous ces éléments ont été pris en compte et ont servi de base à la modélisation mathématique.

/..

V- LE CAS DES ALLIAGES [30].

Ce chapitre, consacré aux comportements sous choc en surface libre des alliages, forme, par son caractère plus spécifique, une partie un peu détachée du reste de l'étude.

Mais, après avoir étudié des métaux purs pour des raisons évidentes de simplification, on est en droit de s'interroger sur l'influence d'hétérogénéités structurales telles qu'on les rencontre dans le cas d'un alliage. Deux sortes d'alliage ont été élaborées permettant d'étudier deux types d'hétérogénéités :

- des alliages étain-plomb (SnPb) à différentes teneurs en plomb qui présentent une différence de densité entre le mélange eutectique SnPb et les grains d'étain pur,

- des alliages cuivre-plomb (CuPb) à différentes teneurs en plomb et dont les deux composants présentent des points de fusion standard très différents. On notera que pour ce type d'alliage, le plomb a tendance à se localiser aux joints de grain composé de cuivre pur.

V-1- LES CONDITIONS EXPERIMENTALES :

Pour s'affranchir totalement de l'influence de l'état de surface et détecter de faibles variations de masse éjectée pour les alliages à basse teneur en plomb, tous les échantillons étudiés ont subi un polissage optique en surface. Le diagnostic choisi pour mesurer l'éjection de matière repartie est l'I.D.L. cible mince dans les mêmes configurations expérimentales que précédemment. Un même générateur de choc explosif a été utilisé pour la plupart des expériences, faisant apparaître de légères variations sur l'hydrodynamique générale des échantillons choqués selon la composition métallurgique des alliages, mais qui restent cependant secondaires en regard du phénomène principal que l'on compte mettre en évidence. Pour les alliages CuPb, une pression d'environ 560 kbar est atteinte, insuffisante pour fondre le cuivre en détente, mais suffisante pour

/...

engendrer localement la fusion du plomb allié. Quant aux alliages SnPb, la pression engendrée, d'environ 480 kbar, suffit pour fondre en détente à la fois l'étain et le mélange eutectique SnPb. Pour ce dernier alliage, il s'est également avéré intéressant d'effectuer, à l'aide du lanceur à poudre de calibre 60mm, des expériences à des pressions plus basses afin d'étudier l'influence de la pression de choc, et du passage en fusion, sur les masses totales éjectées.

V-2- RESULTATS :

a) Cas des alliages SnPb :

Les diverses teneurs en plomb des alliages SnPb utilisés, ainsi que les pressions de choc générées pour ces expériences, sont présentées dans le tableau suivant.

Pression de choc (kbar)	Vitesse de surface libre (m/s)	Alliages SnPb (teneurs en Pb)
220	1650	8 at %
280	1850	Sn pur - 5 at % - 8 at %
480	2700	Sn pur - 1 at% - 8 at% - 14 at % - 38 at %

Nous allons donc pouvoir étudier l'influence de la pression de choc et du passage en fusion en détente pour l'alliage à 8 at % de plomb, et l'influence de la teneur en plomb pour les deux pressions situées au-dessus de la fusion des échantillons, soient 280 kbar et 480 kbar.

1/ Les différentes courbes M (V) obtenues pour les alliages à 8 at% de Pb sont représentées sur la figure suivante.

/...

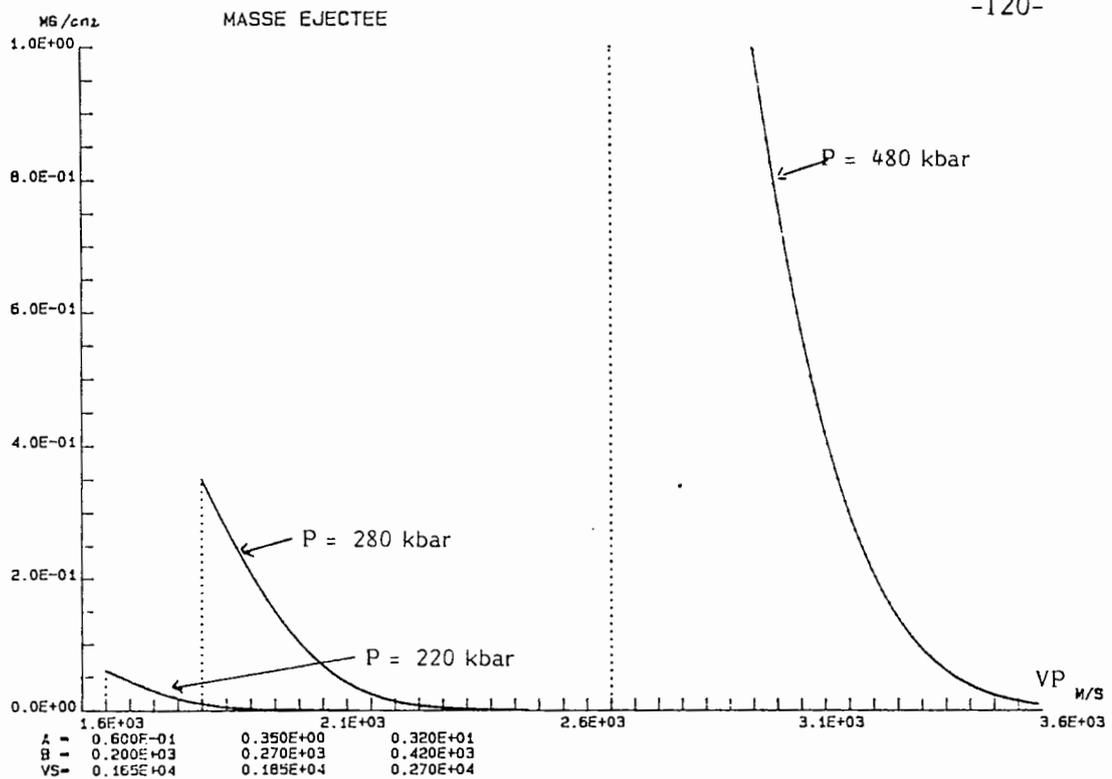


Figure 69 : Influence de la pression de choc sur les courbes M (V) pour un alliage SnPb à 8 at % de Pb.

On peut également représenter ces mêmes résultats sous la forme d'un diagramme donnant les masses totales éjectées M_j en fonction de la pression de choc (voir figure 70).

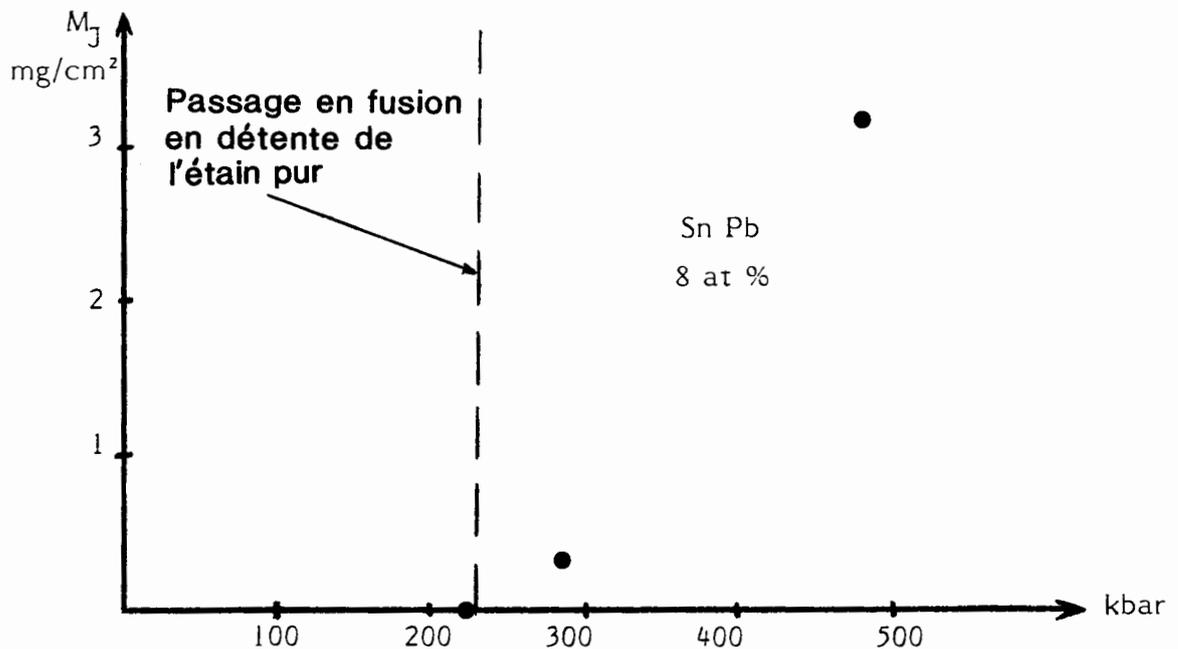


Figure 70 : Influence de la pression de choc sur la masse totale éjectée pour des alliages SnPb à 8 at % de Pb.

/...

On observe donc bien le même type de diagramme que pour l'étain pur avec, cependant, une différence de masse éjectée nettement plus marquée de part et d'autre du passage en fusion en détente.

2/ Concernant l'influence du pourcentage de plomb, l'ensemble des résultats obtenus est regroupé, dans un diagramme semi-logarithmique, sous la forme de la masse totale éjectée en fonction de la teneur en plomb (voir figure 71).

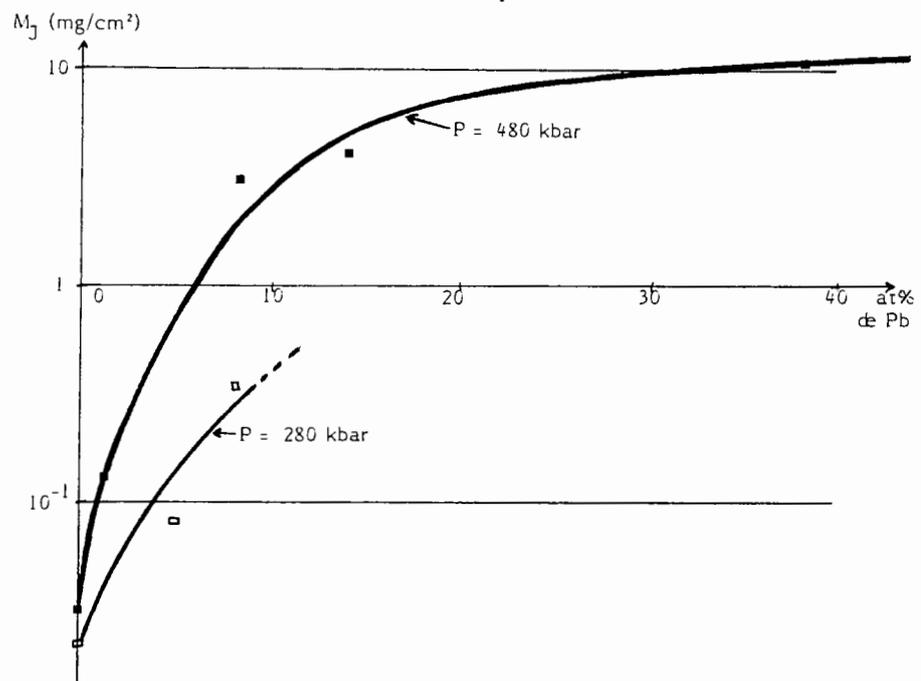


Figure 71 : Etude de l'influence, à deux niveaux de sollicitations, de la teneur en Pb des alliages SnPb sur la masse totale éjectée.

La masse totale éjectée augmente donc considérablement avec le pourcentage de plomb présent dans l'échantillon. La valeur de 10 mg/cm² (Pb à 38 at %) équivaldrait, pour de l'étain pur, à un usinage grossier de type LCA17, alors que la surface libre des échantillons était ici polie optique.

L'étude de la vitesse des particules éjectées montre que celle-ci est très peu supérieure à la vitesse de surface libre (en moyenne V_R/V_S est égal à 1,2) et qu'elle semble indépendante de la teneur en plomb.

Ce résultat s'explique sans doute par le fait que le mélange eutectique SnPb et les grains d'étain pur sont tous deux fondus en détente et présentent donc, malgré leur différence de masse volumique, une hétérogénéité structurale faible qui génèrerait alors des quantités importantes de matière éjectée, mais à faible vitesse.

b) Cas des alliages CuPb :

Les diverses teneurs en plomb des alliages CuPb que nous avons étudiées sont présentées dans le tableau suivant :

Pression de choc (kbar)	Vitesse de surface libre (m/s)	Alliages CuPb (teneurs en plomb)
560	2200	Cu Pur - 0,03 at % - 0,3 at % - 1 at % - 15 at% - 36 at %

On présente les résultats en traçant les masses totales éjectées M_j en fonction de la teneur en plomb des alliages (voir figure 72).

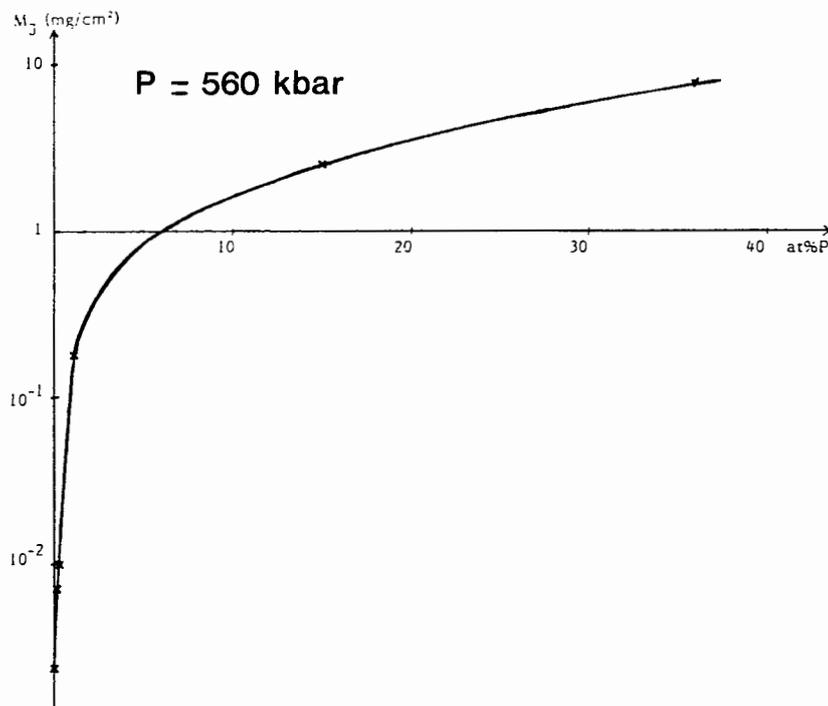


Figure 72 : Influence de la teneur en Pb des alliages CuPb sur la masse totale éjectée.

Comme pour les alliages SnPb, on met en évidence, dans les alliages CuPb, une très nette dépendance entre la masse totale éjectée et le pourcentage de plomb.

La vitesse des particules éjectées est cependant plus importante pour ce type d'alliage (V_R/V_S est égal à environ 1,70) et semble également indépendante du pourcentage de plomb allié. Cette vitesse plus grande provient sans doute du fait que l'hétérogénéité créée entre cuivre et plomb est plus importante que pour les alliages SnPb car, non seulement le plomb a tendance à se localiser aux joints de grain du cuivre mais, de plus, celui-ci est fondu en détente alors que le cuivre reste à l'état solide.

c) Discussion :

Les quelques expériences présentées dans ce chapitre montrent que le cas des alliages ajoute encore à la complexité et la diversité des paramètres qui gouvernent le phénomène d'éjection car, en plus de la sollicitation et de l'état de surface, se superposent les problèmes liés aux hétérogénéités métallurgiques de l'échantillon [31].

L'étude systématique des alliages et la modélisation mathématique des phénomènes d'éjection engendrés, sortent du sujet principal de cette thèse et nécessiteraient des connaissances approfondies en métallurgie pour être en mesure de caractériser avec précision la nature exacte de chacun des alliages expérimentés. Nous nous arrêterons donc au simple commentaire des résultats expérimentaux acquis ; ceux-ci ont montré, d'une part, la dépendance étroite entre la masse totale éjectée et la teneur en plomb de l'alliage et, d'autre part, l'existence de deux processus différents d'éjection suivant le type d'hétérogénéités mis en jeu au sein de l'échantillon.

/...

QUATRIEME PARTIE

LA MODELISATION DE L'EJECTION DE MATIERE

Avant propos.

I- Description du modèle.

II- Validation expérimentale du modèle
et lois d'échelle.

AVANT PROPOS

Dans cette partie, on se limite à la modélisation d'écoulements hydrodynamiques générés à la surface d'un matériau choqué par des défauts géométriques de surface, répartis ou localisés [32]. Jusqu'à présent dans ce domaine, seuls des travaux s'appuyant sur des simulations bidimensionnelles ont été réalisés au moyen de gros codes numériques très coûteux et dont les paramètres d'entrée sont difficiles à maîtriser. Pour pallier à la difficulté d'utilisation de ces codes, on a donc construit un modèle hydrodynamique spécifique nous permettant de comparer plus simplement, en fonction des divers paramètres physiques, les résultats expérimentaux et théoriques. Dans sa phase purement mathématique, le modèle dépend d'un certain nombre de paramètres, mais sa validation par les résultats acquis expérimentalement permet de dissocier ceux-ci, puis de déduire des lois d'échelle aboutissant à une description spatio-temporelle précise de tout micro-jet de matière constituant l'éjecta d'une surface de rugosité quelconque.

/...

I- DESCRIPTION DU MODELE.

I-1- CONSIDERATIONS GENERALES :

Avec ce modèle, nous étudions les mécanismes d'éjection ayant pour origine des défauts géométriques de surface. Une distinction est faite entre les défauts réparti et localisé, liée à la taille du défaut et à sa périodicité. Cependant, quelles que soient les caractéristiques géométriques du défaut, les mécanismes qui gouvernent l'alimentation des jets de matière d'une part et l'écoulement hydrodynamique de ces jets d'autre part, sont les mêmes ; c'est pourquoi nous avons modélisé simplement l'éjection due à un défaut surfacique discret de dimension quelconque.

Tout d'abord, à partir des équations générales de l'Hydrodynamique, nous décrivons, au cours du temps, l'écoulement proprement dit dans deux configurations : conique et diédrique. Nous abordons ensuite la détermination des conditions initiales en traitant le problème de l'alimentation de l'écoulement. Enfin, l'ensemble est complété par la constitution d'une interface graphique qui permet d'accéder facilement aux grandeurs physiques caractérisant les jets de matière en formation et en détente.

Le principe du modèle est que tout ou partie du matériau choqué contribuant à la formation du micro-jet est passé au moins momentanément en fusion. L'écoulement est permanent et la densité initiale du jet au moment de sa formation est voisine de la densité du matériau au repos. L'hypothèse de proportionnalité à la densité initiale et la permanence de l'écoulement ne nécessitent pas la prise en compte détaillée d'une équation d'état appropriée. Le traitement hydrodynamique est effectué à coefficient polytropique γ constant et le modèle lui-même, de type auto-semblable, dépend des conditions initiales. La détente est, quant à elle, traitée de manière adiabatique.

/...

Il s'agit en fait d'un modèle monodimensionnel vrai ou bidimensionnel par nature, puisqu'il présente un axe ou un plan de symétrie. L'intégration sur l'espace des équations de conservation de l'Hydrodynamique simplifie l'approche du problème et les conditions initiales, déterminantes pour l'alimentation du jet, sont fonction du matériau, de la vitesse de surface libre acquise après la réflexion du choc et de la géométrie du défaut.

I-2- LES EQUATIONS GENERALES DU MODELE :

Si l'on fait l'hypothèse d'un écoulement à un fluide, l'évolution hydrodynamique d'un micro-jet en détente libre est décrite par les équations générales de l'hydrodynamique :

- Conservation de la masse :
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{v} = 0$$

- Conservation de la quantité de mouvement :
$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = - \text{grad } p$$

- Conservation de l'énergie :
$$\frac{dE}{dt} + p \frac{d(1/\rho)}{dt} = Q$$

ρ , \vec{v} et p sont respectivement la masse volumique de la matière, la vitesse d'un élément de fluide et la pression locale. E représente l'énergie spécifique interne et Q est l'énergie fournie, le cas échéant, par une source extérieure. L'hypothèse adiabatique que nous utilisons ici nous permettra d'écrire $Q = 0$.

a) Choix de la forme extérieure et de la densité des écoulements :

En supposant que tout état de surface peut être décomposé en un nombre fini de rainures diédriques et de trous coniques, nous n'avons considéré dans le modèle que ces deux types de défaut, caractérisés par leur profondeur h , leur demi-angle α et, dans le cas d'une rainure, de sa longueur L (voir la figure 73).

/...

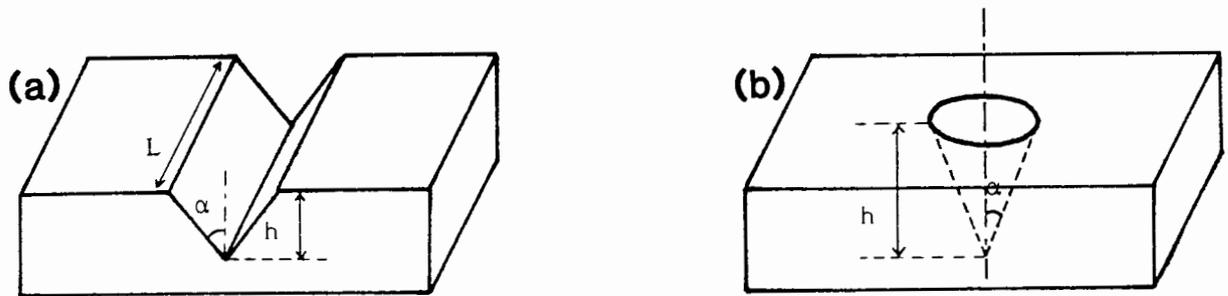


Figure 73 : Forme des deux types de défaut considéré dans le modèle :
 (a) la rainure diédrique et (b) le trou conique.

Nous allons par ailleurs considérer a priori deux cas de répartitions en masse volumique, homogène ou inhomogène, à l'intérieur des jets de matière engendrés par ces défauts.

- Cas homogène :

Nous supposons que la densité de matière est uniforme dans le jet et ne dépend que du temps. Compte tenu des observations expérimentales, nous choisissons une forme extérieure gaussienne du jet qui satisfait les équations de conservation de l'Hydrodynamique et qui est décrite par la relation suivante :

$$z = z_{\max} (t) \times \exp \left(- \frac{r^2}{R^2(t)} \right)$$

où z_{\max} représente l'ordonnée du maximum et où R caractérise la largeur de la gaussienne à $1/e$ de la hauteur z_{\max} , ces deux grandeurs étant uniquement fonction du temps (voir figure 74).

/...

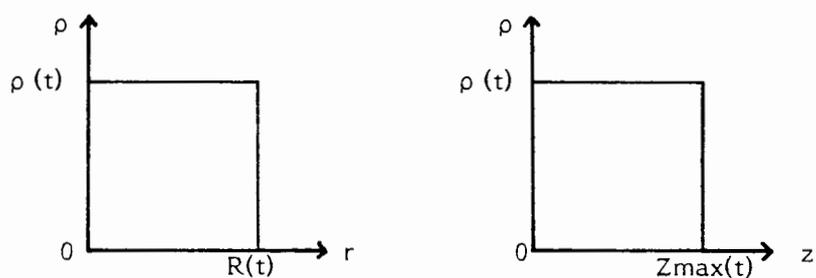


Figure 74 : Masse volumique selon r et z dans le cas homogène.

Dans le cas du trou conique, puisque le jet est limité par une gaussienne de révolution autour de l'axe $(0,z)$, les calculs sont menés en coordonnées cylindriques. Pour l'étude des rainures diédriques, un système de coordonnées cartésiennes est plus adapté, puisqu'il existe un plan de symétrie passant par l'axe $(0,z)$ et perpendiculaire à la surface libre et à l'arête du dièdre (voir figure 75).

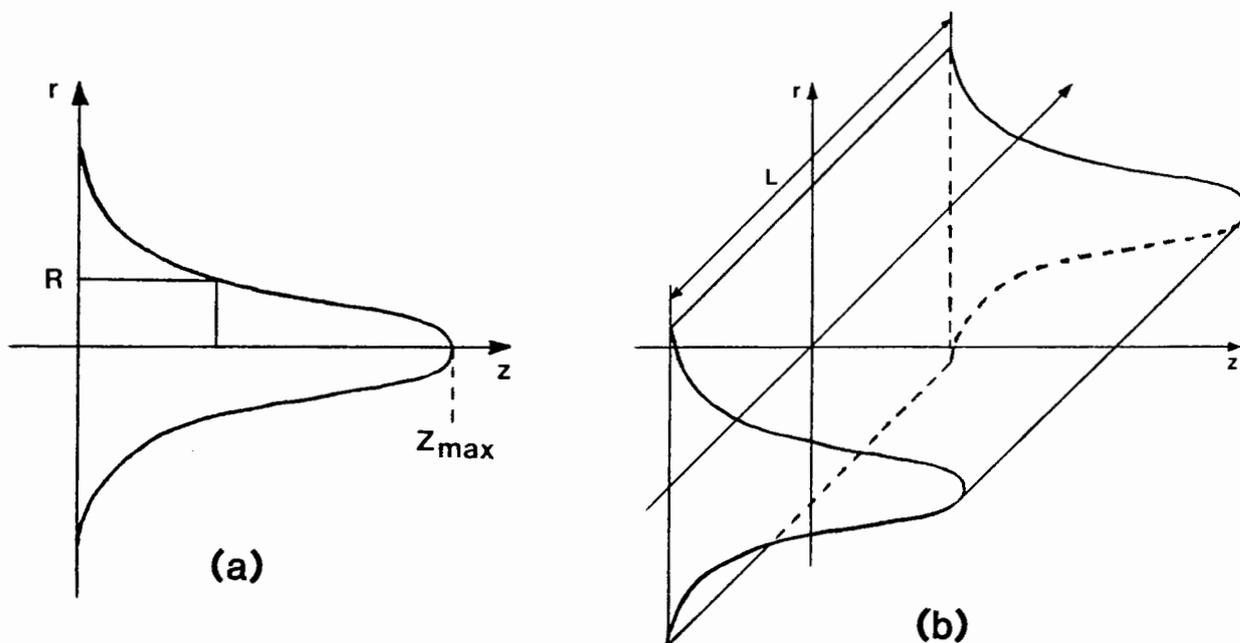


Figure 75 : Contours des jets dans le cas homogène pour (a) un trou conique et (b) une rainure diédrique.

/...

- Cas inhomogène :

On suppose ici l'existence d'une inhomogénéité en masse volumique selon les axes r et z ; sa répartition est choisie a priori gaussienne (voir figure 76) parce qu'un tel profil de densité satisfait également les équations de conservation de l'Hydrodynamique. On écrit donc :

$$\rho(r, z, t) = \rho_{\max}(t) \times \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right) \times \exp\left(-\frac{z^2}{z_{\max}^2}\right)$$

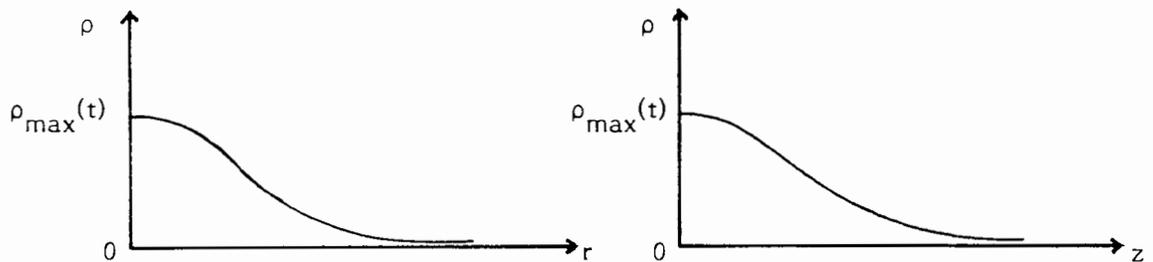


Figure 76 : Répartition spatiale de densité selon r et z dans le cas inhomogène.

Avec ce type de répartition spatiale de matière, la notion de contour de jet n'a plus de sens à proprement parler ; il nous faut alors considérer les courbes d'isodensité représentées par des ellipsoïdes de révolution (dans le cas d'un trou conique) et par des ellipses dans le plan de symétrie des rainures diédriques, comme indiqué dans la figure 77.

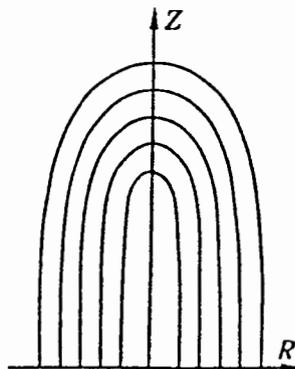


Figure 77 : Courbes d'isodensité dans le cas inhomogène.

b) Les équations d'évolution des paramètres :

Quelles que soient la configuration traitée et les hypothèses concernant la densité et la pression, les équations de conservation de la masse conduisent à une solution particulière à variables séparées (espace et temps) concernant l'évolution d'un élément de fluide à l'intérieur du microjet (ce résultat inclut l'hypothèse d'un écoulement autosemblable).

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} \quad (8)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{z}{z_{\max}(t)} \frac{dz_{\max}(t)}{dt} \quad (9)$$

Ce résultat bien connu exprime qu'à un instant donné à l'intérieur du jet, les vitesses longitudinale et transversale croissent linéairement du centre au bord. Pour simplifier l'écriture, on pose $R(t) = R$, $z_{\max}(t) = z_{\max}$ et $\frac{dz_{\max}}{dt} = V_{\max}$.

- Premier cas : le trou conique avec la densité homogène :

La symétrie de révolution autour de l'axe $(0,z)$ et les propriétés de la gaussienne permettent d'obtenir aisément la masse du jet à l'instant t :

$$M_j = \pi R^2 z_{\max} \rho$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'intègre sur l'ensemble du volume du jet en utilisant les relations (8) et (9).

On aboutit alors à un système de deux équations décrivant le mouvement suivant r et z :

$$M_j \frac{d^2 R}{dt^2} = 2\pi R z_{\max} p(t)$$

$$\frac{M_j}{2} \frac{d^2 z_{\max}}{dt^2} = \pi R^2 p(t)$$

/...

$P(t)$ correspond à la pression à l'intérieur du jet à l'instant t .

L'équation de conservation de l'énergie, dans le cas d'un fluide parfait en écoulement adiabatique, se réduit au résultat classique :

$$p v^\gamma = \text{constante.}$$

d'où l'on déduit :

$$P(t) = P(0) \left(\frac{R^2(0) Z_{\max}(0)}{R^2 Z_{\max}} \right)^\gamma$$

- Deuxième cas : la rainure diédrique avec la densité homogène :

La masse du jet à l'instant t s'écrit alors :

$$M_j = \rho \sqrt{\pi} R Z_{\max} L$$

avec L correspondant à la longueur de la rainure.

De la même façon que précédemment, l'équation de conservation de la quantité de mouvement conduit au système suivant :

$$M_j \frac{d^2 R}{dt^2} = 2 \sqrt{\pi} Z_{\max} L P(t)$$

$$\frac{M_j}{2} \frac{d^2 Z_{\max}}{dt^2} = \sqrt{\pi} R L P(t)$$

et l'équation de conservation de l'énergie nous donne :

$$P(t) = P(0) \left(\frac{R(0) Z_{\max}(0)}{R Z_{\max}} \right)^\gamma$$

- Troisième cas : le trou conique avec la densité inhomogène :

Compte tenu du profil de densité défini précédemment, la masse du jet à l'instant t s'écrit :

$$M_j = \frac{\Pi}{2} \rho_{\max} R^2 z_{\max}$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement se réduit au système suivant, selon r et z :

$$M_j \frac{d^2 R}{dt^2} = 2 \Pi R z_{\max} \times \frac{\Pi}{4} \frac{\gamma}{3/2} P_{\max} (\gamma-1)$$

$$\frac{M_j}{2} \frac{d^2 z_{\max}}{dt^2} = \Pi R^2 \times \frac{\Pi}{4} \frac{\gamma}{3/2} P_{\max} (\gamma-1)$$

et l'hypothèse adiabatique donne la relation supplémentaire suivante :

$$P_{\max}(t) (\rho_{\max}(t))^{-\gamma} = P_{\max}(0) (\rho_{\max}(0))^{-\gamma}$$

- Quatrième cas : la rainure diédrique avec la densité inhomogène :

La masse du jet s'écrit dans ce cas :

$$M_j = \frac{\Pi}{2} \rho_{\max} R z_{\max} L$$

et les équations de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de l'énergie en régime adiabatique nous donnent les relations suivantes :

$$M_j \frac{d^2 R}{dt^2} = 2 \sqrt{\pi} z_{\max} L x P(t)$$

$$\frac{M_j}{2} \frac{d^2 z_{\max}}{dt^2} = \sqrt{\pi} R L x P(t) \quad , \text{ avec } P(t) = \frac{\pi}{4} \frac{\gamma}{\gamma-1} P_{\max}(t)$$

$$P_{\max}(t) (\rho_{\max}(t))^{-\gamma} = P_{\max}(0) (\rho_{\max}(0))^{-\gamma}$$

c) L'alimentation du jet en cours de formation :

Nous venons de traiter, dans le paragraphe précédent, le problème de l'écoulement hydrodynamique d'un micro-jet formé, et ce, dans les diverses configurations envisagées ; nous allons nous intéresser maintenant à l'alimentation du jet au cours du temps car la compréhension physique du phénomène d'éjection de matière réside essentiellement dans celle du mécanisme de la formation du jet.

Selon la théorie des charges creuses de BERGER et VIARD [33], la collision (qui se produit sur l'axe) des particules du revêtement interne de la charge (concentré par l'explosif), induit la formation d'un noyau et d'un jet. Ici, le problème est différent dans la mesure où l'on ne concentre pas un revêtement mince, mais toute la masse du matériau qui entoure le défaut.

La vitesse matérielle de cette masse n'est pas colinéaire à l'onde de choc (comme l'est la vitesse de surface libre V_S), car elle subit une déviation du fait de l'attaque oblique de l'onde de choc sur ce défaut. On limite la zone de matière, dont la mise en vitesse est déviée, comme indiqué sur la figure 78. Cette matière, que l'on appellera "masse éjectée disponible" M_{ed} , se concentre au cours du temps vers le milieu du défaut et forme ainsi le jet proprement dit.

/...

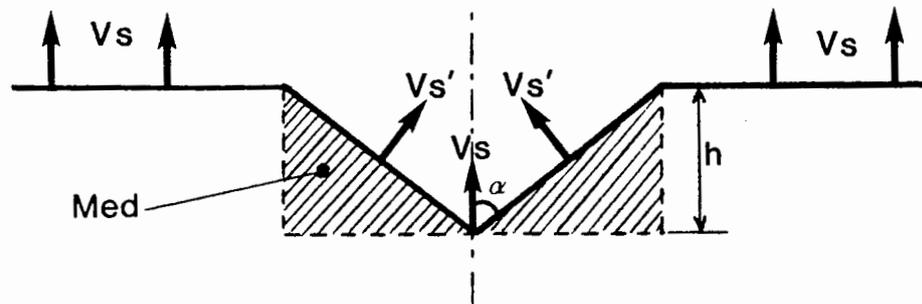


Figure 78 : Délimitation de la masse éjectée disponible.

- Cas de la rainure diédrique :

Pour une rainure de longueur L et de demi-angle du dièdre égal à α , on obtient la valeur de la masse éjectée disponible M_{ed} par la formule :

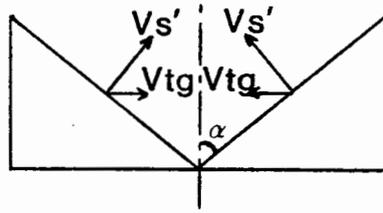
$$M_{ed} = \rho_0 h^2 L \operatorname{tg} \alpha.$$

avec ρ_0 la masse volumique initiale du matériau et h la profondeur totale de la rainure.

On remarque que M_{ed} est aussi égale au volume du défaut multiplié par la densité initiale du matériau, c'est-à-dire à ce que l'on a appelé la masse de référence $M_{réf}$ qui correspondait à la valeur standard de masse éjectée dans la modélisation proposée par ASAY et BERTHOLF (voir la 3ème partie, chapitre I).

Dans notre modélisation, après la réflexion de l'onde de choc, cette masse disponible est animée d'une vitesse de relèvement V_s' qui dépend de l'angle α et que l'on connaît par la théorie des chocs obliques. Il est dès lors possible de calculer la masse totale $M_c(t)$ qui est entrée en collision à l'instant t (voir figures 79a à 79d).

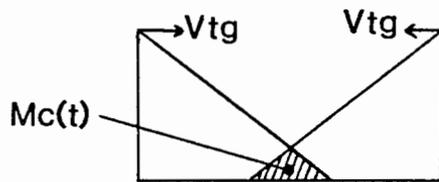
/...



$$v_{tg} = V_S' \cos \alpha$$

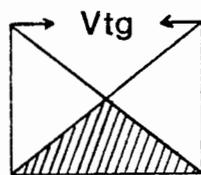
$$M_C(0) = 0$$

Figure 79a : Instant initial $t = 0$



$$M_C(t) = \frac{(v_{tg})^2}{\text{tg } \alpha} \quad 2 L \rho_o t^2$$

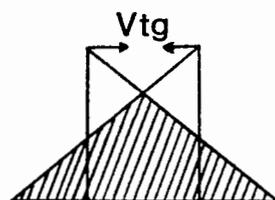
Figure 79b : Pour $0 \leq t < T_j$



$$T_j = \frac{h \text{ tg } \alpha}{2 v_{tg}}$$

$$M_C(T_j) = \frac{1}{2} M_{ed}$$

Figure 79c : Instant $t = T_j$



$$M_C(t) = \frac{(v_{tg})^2}{\text{tg } \alpha} \times 2 L \rho_o [-t^2 + 4 T_j t - 2 T_j^2]$$

Figure 79d : $T_j < t < 2 T_j$

/...

Enfin, pour $t \geq 2 T_j$, $M_c(t) = M_{ed}$.

On obtient ainsi l'histoire de l'alimentation du jet dont la durée est égale à $2 T_j$; passé cet instant, le jet est considéré comme formé et son évolution n'est plus que la phase d'expansion purement hydrodynamique.

L'écoulement est décrit par deux équations différentielles du 2ème ordre (équivalentes à quatre équations du 1er ordre). La résolution de ces équations est faite par une méthode numérique d'intégration du type MERSON au 5ème ordre.

Après la phase d'alimentation, on observe très rapidement une vitesse d'expansion limite des contours.

- Cas du trou conique :

La résolution géométrique de l'alimentation, pour le cas du trou conique, est faite de la même façon en tenant compte de l'aspect tridimensionnel du problème (voir figure 80).

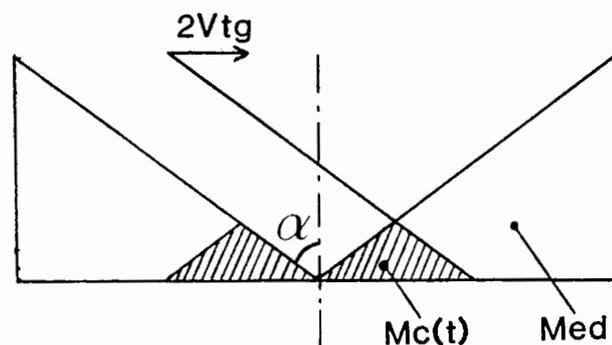


Figure 80 : Calcul de l'alimentation du jet dans le cas du trou conique.

La masse éjectée disponible M_{ed} est égale dans ce cas à :

$$M_{ed} = \frac{2}{3} \Pi \rho_0 h^3 \operatorname{tg}^2 \alpha$$

On notera que, pour un trou conique, M_{ed} est égale à deux fois la valeur de $M_{réf}$ définie précédemment.

De la même manière que pour les rainures diédriques, on aboutit à une loi d'alimentation définie par :

- A l'instant $t = 0$, $M_C(0) = 0$,

- Pour $0 < t < T_j$, on a :

$$M_C(t) = 2 \Pi \frac{(v_{tg})^3}{tg \alpha} \rho_o t^3$$

- A l'instant $t = T_j$, avec T_j définie par :

$$T_j = \frac{h \, tg \, \alpha}{2 \, v_{tg}}$$

$$\text{on a } M_C(T_j) = \frac{1}{2} M_{ed}$$

- Pour $T_j < t < 2 T_j$

$$M_C(t) = \frac{2}{3} \Pi \rho_o \frac{(v_{tg})^3}{tg \alpha} [8 T_j^3 - (4 T_j + t) (2 T_j - t)^2]$$

- Pour $t \geq 2 T_j$, la phase d'alimentation est terminée et la masse totale entrée en collision est alors égale à M_{ed} . Numériquement, le problème est traité exactement de la même manière que pour les rainures diédriques.

d) Quantité de matière effectivement éjectée :

Pour expliquer les différences importantes de masses éjectées obtenues suivant la température de fusion des matériaux, il faut remarquer que dans le concept de notre modélisation, ne participe au jet proprement dit que la partie qui a fondu sous les contraintes locales résultant de la collision de la matière. Pour prendre en compte ce phénomène, il nous faut donc introduire, dans la phase d'alimentation, un paramètre qui tienne compte à la fois de la température de fusion du matériau considéré et du niveau de choc incident. Ce paramètre est appelé CMREF et intervient dans la formule donnant la masse qui alimente le jet à chaque instant. La masse effectivement éjectée qui prend

/...

part à l'alimentation du jet s'écrit donc :

$$M_j(t) = CMREF \times M_c(t)$$

Pour chaque matériau considéré, la valeur de ce paramètre est connue en fonction de la pression de choc à partir des expériences I.D.L. cible mince donnant le rapport $\frac{M_j}{M_{réf}}$. On peut ainsi écrire :

$$CMREF(P_{choc}) = \frac{M_j}{M_{réf}}(P_{choc})$$

Pour chaque type de jet, le modèle peut également donner les courbes de masse éjectée cumulée $M(v)$ que l'on obtient expérimentalement avec le diagnostic I.D.L. cible mince.

Dans le cas homogène en densité, les équations analytiques de ces courbes ont pour expression :

- Cas du trou conique :

$$M(v) = M_J \left| 1 - \left(\frac{v}{v_{max}}\right) + \left(\frac{v}{v_{max}}\right) \text{Log} \left(\frac{v}{v_{max}}\right) \right|$$

- Cas de la rainure diédrique :

$$M(v) = M_J \left| -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_{max}}\right) \sqrt{-\text{Log} \left(\frac{v}{v_{max}}\right)} + \text{Erf} \left(\sqrt{-\text{Log} \left(\frac{v}{v_{max}}\right)} \right) \right|$$

(Erf représente la fonction erreur).

Dans l'hypothèse d'un jet à masse volumique inhomogène, on aboutit à la même relation, que ce soit pour le trou conique ou pour la rainure diédrique :

$$M(v) = M_J \left| 1 - \text{Erf} \left(\frac{v}{v_{max}}\right) \right|$$

Remarque :

Ces expressions analytiques de $M(V)$ sont également utilisées pour le fittage et l'extrapolation des résultats expérimentaux issus du diagnostic I.D.L.cible mince ; ceci nous permet d'accéder ensuite facilement aux quantités $\frac{dM}{dv}(v)$, $\langle v \rangle(v)$, $E_c(v)$ et $\frac{dE_c}{dv}(v)$ définies au chapitre II-2 de la 2ème partie.

I-3- LES PARAMETRES DU MODELE :

L'aspect important dans une telle modélisation est la connaissance et la maîtrise de ses différents paramètres. Nous allons donc passer en revue la totalité de ces paramètres et expliquer les choix qui ont été faits à la lueur de notre connaissance expérimentale acquise du phénomène.

- Le choix du type de défaut :

Il est évidemment imposé par le type de défaut étudié, c'est-à-dire soit la rainure diédrique, soit le trou conique.

- Le choix de la densité du jet (homogène ou inhomogène) :

Bien que nous avons envisagé a priori dans le modèle deux types de répartition spatiale de la masse volumique dans le jet, les résultats expérimentaux obtenus par la suite sur des jets singuliers observés par radiographie X (associée aux possibilités de reconstruction tomographique du laboratoire de traitement d'image) ont montré que le cas homogène en densité est plus représentatif que la répartition inhomogène. Dans tous les cas, nous opterons donc pour une masse volumique répartie uniformément dans tout le jet.

/...

- Les paramètres imposés par la configuration expérimentale :

Un certain nombre de paramètres sont donnés par les conditions initiales de l'expérience, relatives à la fois à la géométrie du défaut (h , α et L), au matériau (ρ_0) et à la sollicitation (V_S et V_{tg}).

On remarquera que la pression du choc incident est absente en tant que paramètre direct du modèle. Ce résultat étonnant au premier abord est dû au fait que le jet ne prend naissance qu'après la réflexion de l'onde de choc sur la surface libre et, donc, que la matière concernée par la formation du jet est revenue à une pression nulle lors de l'initialisation de l'éjection. La pression de choc reste cependant présente en tant que paramètre indirect puisque la vitesse de surface libre V_S et la vitesse de collision des particules v_{tg} en dépendent directement.

- Les paramètres dont la valeur est connue :

Le coefficient CMREF qui correspond au rapport M_j/M_{ed} est obtenu directement à partir des résultats expérimentaux par I.D.L. cible mince. Rappelons que M_{ed} est égale à $M_{réf}$ dans le cas des rainures diédriques et à $2 \times M_{réf}$ dans le cas des trous coniques.

γ est le coefficient polytropique de la relation $PV^\gamma = Cte$. Sa valeur influe en fait assez peu sur le résultat de l'écoulement et une valeur fixée à 3 dans toutes les configurations est raisonnable.

- Le démarrage du calcul : la forme initiale du micro-jet :

De par la nature du modèle, le calcul numérique ne peut débiter que si le jet possède des dimensions et des vitesses d'expansion initiales non nulles.

A partir des expériences d'ombroscopie optique et de radiographie X, nous avons observé que l'expansion radiale des jets était quasiment inexistante et que le diamètre du jet à $1/e$ de la hauteur gardait, dans tous les cas, une dimension constante à peu près égale au quart du diamètre initial du défaut

/...

de surface ; nous avons donc retenu cette valeur pour le rayon du jet à l'initialisation et nous avons imposé une contrainte latérale pendant la phase d'alimentation, simulant ainsi la contrainte réelle s'exerçant sur le jet, due à la rentrée de masse latérale pendant sa formation.

Le jet étant considéré au départ comme ayant la masse volumique ρ_0 du matériau au repos, la longueur axiale initiale du jet est déduite du rayon initial et de la masse éjectée présente à l'initialisation. Enfin, la vitesse axiale initiale est prise égale à $V_S + V_{tg}$.

- Le paramètre de recalage : la masse du jet à l'initialisation :

Le seul paramètre sur lequel on agit, pour obtenir les vitesses de tête de jet correctes, est la masse du jet à l'initialisation du calcul. Pour comprendre comment influe ce paramètre, il faut noter que si la masse initiale est choisie trop importante, la phase d'alimentation n'intervient plus sur l'expansion du jet et celui-ci reste quasiment dans ses conditions initiales ; par contre, avec une masse initiale prise trop petite, le démarrage de la phase d'alimentation crée instantanément des pressions trop importantes dans le jet et engendre de ce fait des vitesses d'expansion aberrantes. Le choix de la masse du jet initiale revêt donc une importance particulière ; il conviendra donc de recalibrer expérimentalement cette valeur. L'utilisation ultérieure du modèle montrera qu'une fois ce paramètre validé sur un angle de défaut donné, sa valeur n'aura plus besoin d'être ajustée pour décrire toutes les autres valeurs d'angle et de profondeur pour un même type de défaut et un même matériau.

I-4- LES GRANDEURS ACCESSIBLES PAR LE MODELE.

L'intérêt d'une modélisation analytique réside dans le fait que tous les paramètres physiques mis en jeu sont facilement et directement accessibles à l'utilisateur. La programmation du modèle a été faite sur CDC 750 en utilisant le logiciel CIGALE pour toutes les sorties graphiques, le programme ayant également été implanté depuis peu sur un ordinateur VAX 11/780.

/...

Pour la commodité de présentation des résultats, nous avons choisi de traiter l'écoulement dans un repère lié à la surface libre, ce qui fait que la base du jet reste immobile dans ce référentiel (voir figure 81).

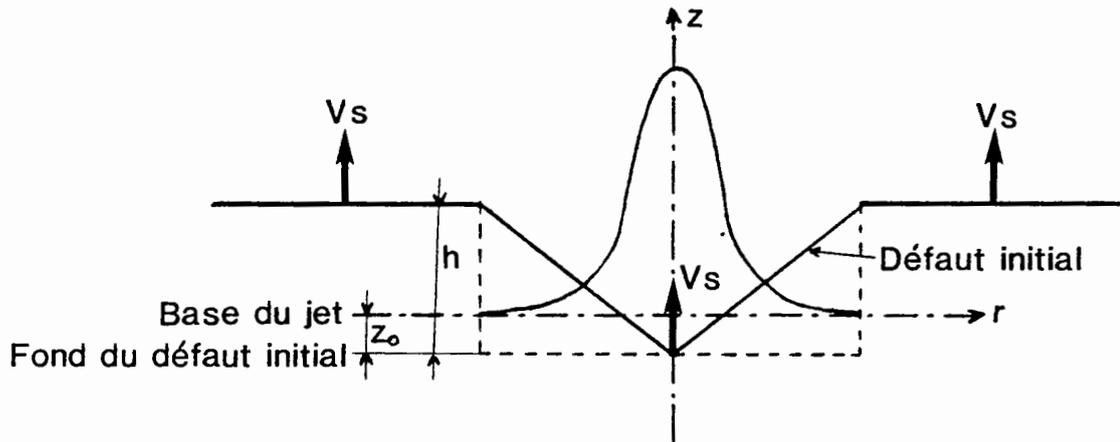


Figure 81 : Définition du repère lié à la surface libre en mouvement.

On notera que la différence z_0 qui existe entre la base du jet et le fond du défaut initial, est due au temps de propagation de l'onde de choc incidente (de célérité D) entre le fond du défaut et la surface libre proprement dite ; elle a pour expression :

$$z_0 = h \frac{V_S}{D}$$

Dans cette configuration, les paramètres que nous avons ainsi rendu accessibles à chaque instant sont les suivants :

- la position des contours dans le cas homogène et des courbes d'isodensité dans le cas inhomogène,

- les vitesses d'expansion axiale et radiale,

- la loi d'alimentation du jet,

- la pression et la masse volumique à l'intérieur du jet,

- les courbes $M(v)$, $\frac{dM}{dv}(v)$, $\langle v \rangle(v)$, $E_C(v)$ et $\frac{dE_C}{dv}(v)$.

/...

Sur les figures 82 à 86, nous présentons quelques exemples de sorties graphiques possibles, relatifs à la loi d'alimentation du jet, à la pression, à la vitesse de tête de jet et à l'évolution des contours au cours du temps, et ceci pour trois rainures diédriques d'angle différent. Le traitement numérique est fait dans l'hypothèse de la masse volumique répartie de manière homogène dans le jet et pour le cas du cuivre (la pression du choc incident est égale à 560 kbar).

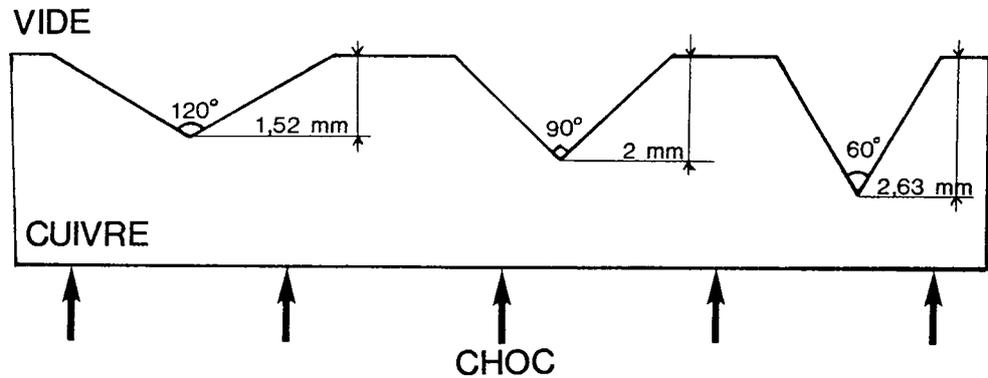


Figure 82 : Etude de trois jets localisés issus de rainures diédriques d'angle différent mais de volume constant.

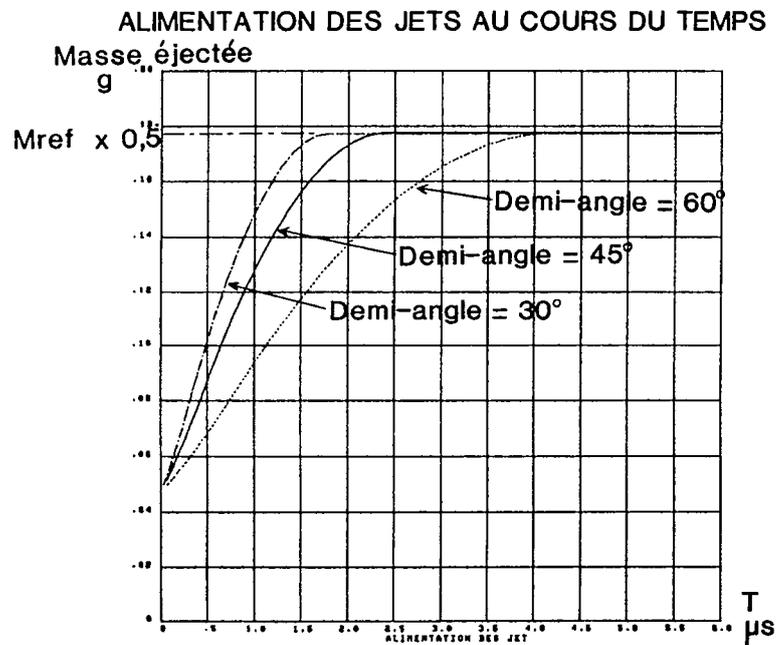


Figure 83 : Loi d'alimentation des jets en fonction du temps.

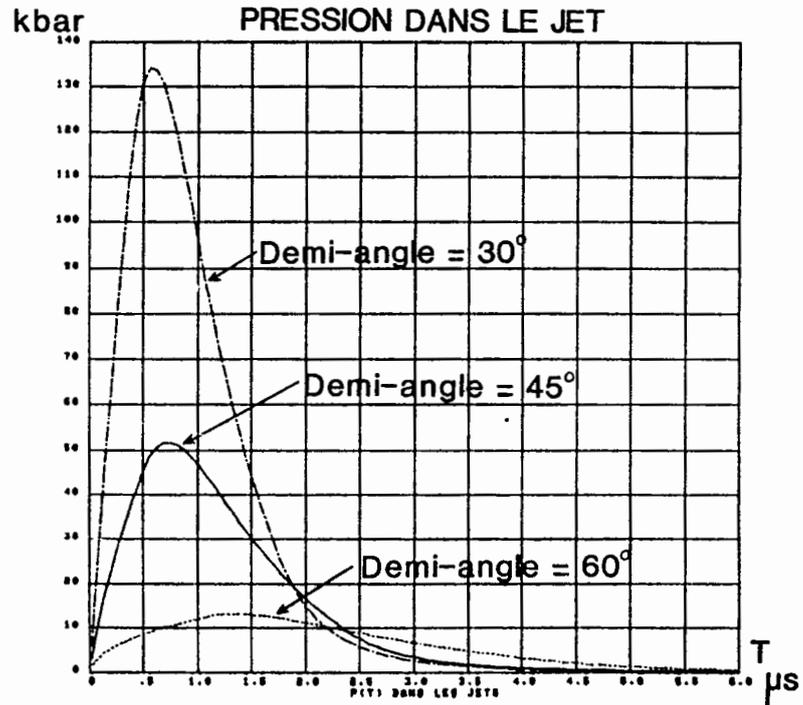


Figure 84 : Evolution de la pression dans les 3 jets au cours du temps.

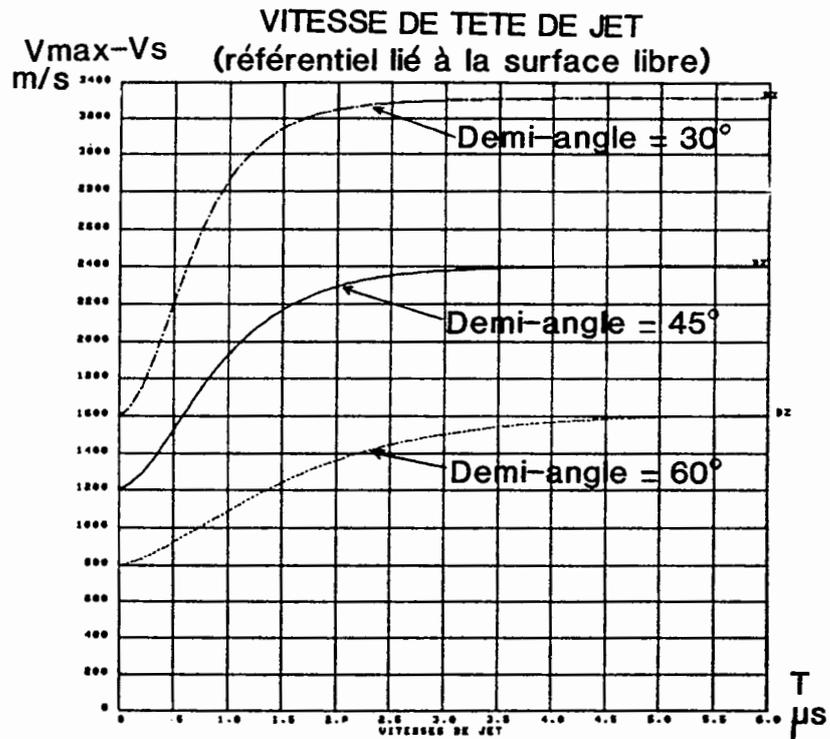


Figure 85 : Vitesse de tête de jet en fonction du temps.

/...

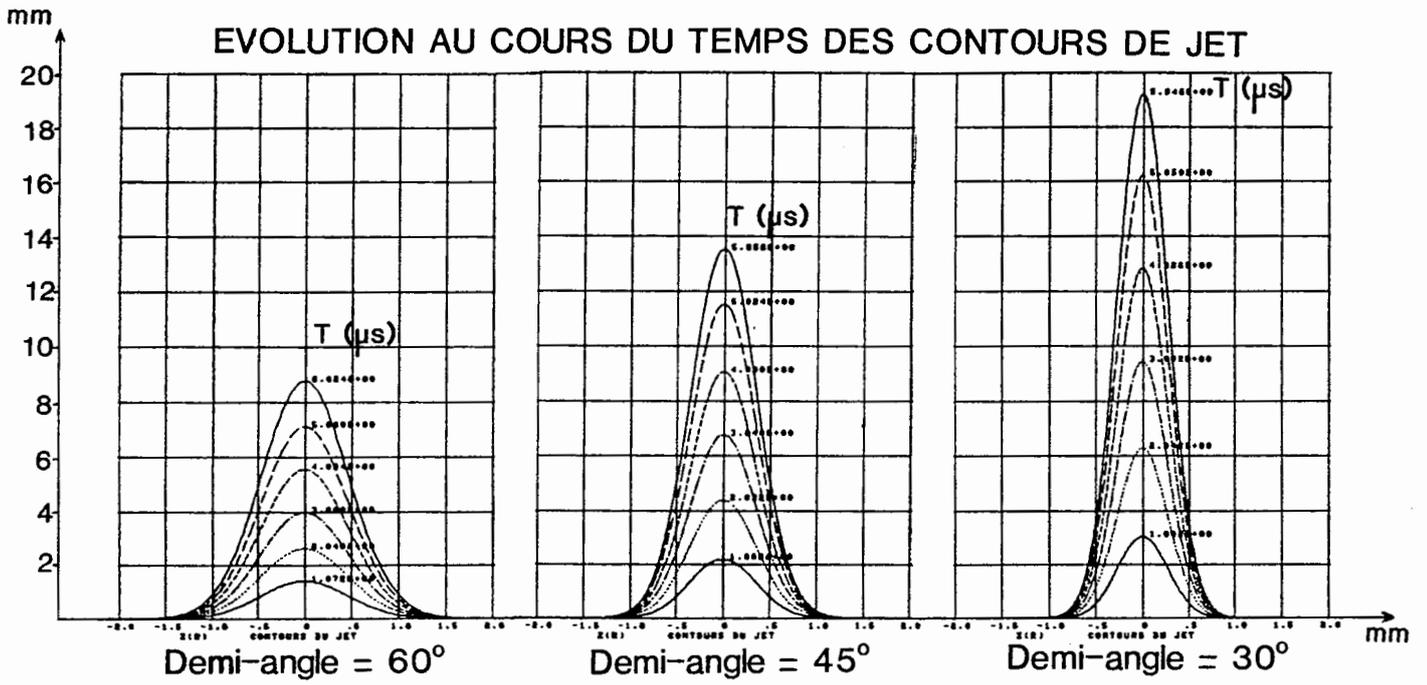


Figure 86 : Contours extérieurs des jets à différents instants.

/...

II- VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE.

Afin de pouvoir déduire par le modèle des lois d'échelle qui gouvernent le processus d'éjection de matière, il convient, avant tout, de le valider au moyen des résultats expérimentaux à notre disposition. Nous avons vu, au chapitre précédent, que les deux paramètres importants qui ressortent à la fois des résultats expérimentaux et de la modélisation sont, d'une part, la masse totale éjectée et, d'autre part, la vitesse de tête de jet. En effet, comme la vitesse des particules croît linéairement depuis la base du jet jusqu'à la tête de jet, que la répartition en masse volumique est homogène, et que les contours extérieurs donnés par le modèle ont été globalement recalés sur les expériences d'ombroscopie optique, la connaissance de la vitesse maximum d'éjection et de la masse totale éjectée est suffisante pour décrire complètement, et à chaque instant, les micro-jets de matière générés par les défauts de surface.

La masse totale éjectée est obtenue directement à partir des mesures quantitatives d'éjection par la méthode I.D.L. cible mince. Il nous reste donc à recaler la vitesse de tête de jet à partir des expériences portant sur les jets localisés, en faisant varier le dernier paramètre du modèle encore non défini, c'est-à-dire la masse du jet à l'initialisation du calcul.

II-1- RECALAGE DE LA VITESSE DE TETE DE JET :

Les résultats obtenus sur les vitesses V_{MAX} de tête de jet pour les trois matériaux (étain, cuivre et tantale) ont été présentés dans la troisième partie (Chapitre IV). A partir de ces résultats, il nous suffit donc de déterminer la valeur de la masse nécessaire à l'initialisation du calcul qui permet de retrouver l'ensemble des vitesses de tête de jet mesurées expérimentalement pour tous les angles de défauts étudiés. Ce recalage est fait pour les trois matériaux et les deux types de défaut (trou et rainure) considérés.

A titre d'illustration, les résultats obtenus à 560 kbar pour des rainures diédriques dans du cuivre sont représentés sur la figure 87.

/...

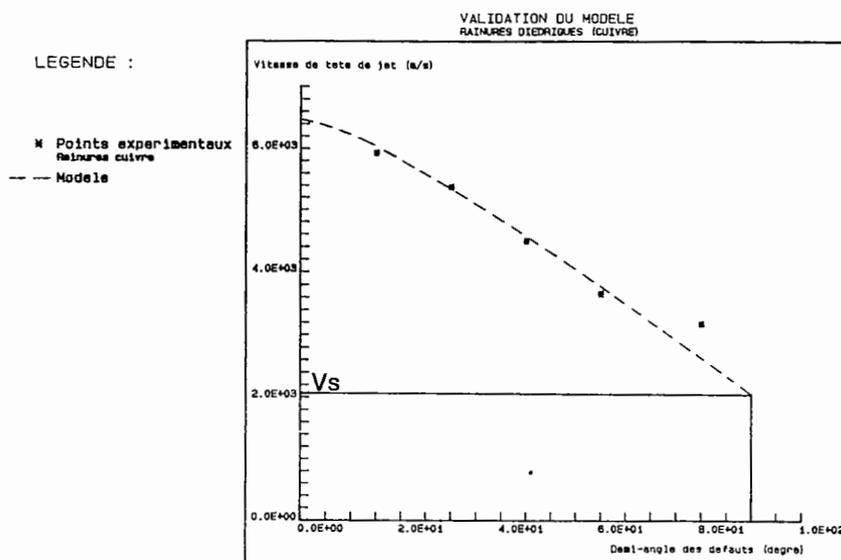


Figure 87 : Recalage expérimental du modèle hydrodynamique sur les vitesses de tête de jet.

On observe donc bien, sur cette figure, l'aptitude du modèle à restituer l'ensemble des expériences à partir d'un unique recalage expérimental.

Etant donné la forme de la courbe qui relie la vitesse de tête de jet à l'angle α du défaut, nous avons tracé les courbes relatives aux trois matériaux et aux deux types de défauts dans un diagramme à variables réduites V_{MAX}/V_S en fonction de α (voir figures 88 et 89).

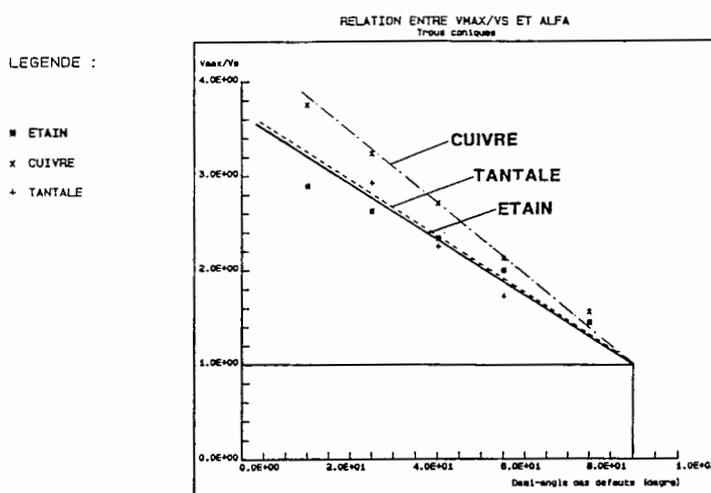


Figure 88 : Relation entre V_{MAX}/V_S et l'angle α pour les trous coniques (cas de l'étain, du cuivre et du tantale).

/...

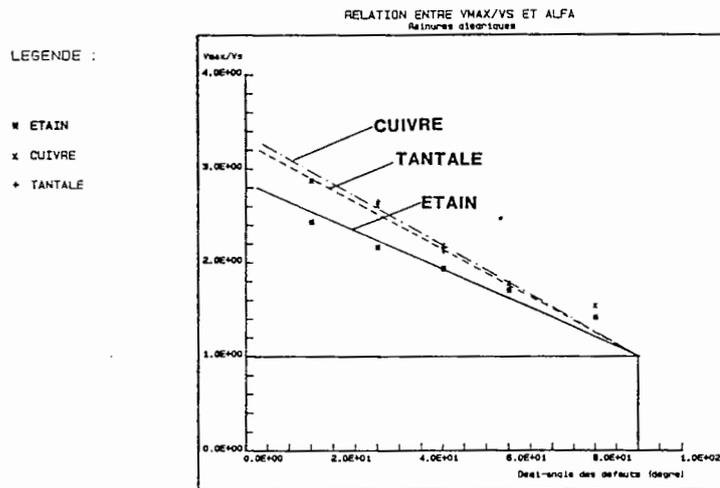


Figure 89 : Relation entre V_{MAX}/V_S et l'angle α pour les rainures diédriques (cas de l'étain, du cuivre et du tantale).

Nous en avons déduit une relation simple reliant les trois grandeurs V_{MAX} , V_S et α , et qui s'exprime sous la forme suivante :

$$V_{MAX} = V_S [1 + k (90 - \alpha)]$$

Dans cette formule, le paramètre k sans dimension ne dépend que du matériau et du type de défauts considérés. Pour les trois matériaux de cette étude, la valeur de k déduite est donnée dans le tableau suivant :

Valeur de k		Matériau		
Type de défaut		ETAIN	CUIVRE	TANTALE
Trou conique		0,0273	0,0375	0,0276
Rainure diédrique		0,0201	0,0261	0,0255

II-2- LES UTILISATIONS POSSIBLES DU MODELE :

Nous venons de montrer la capacité du modèle à restituer les vitesses de tête de jet moyennant un recalage préalable des conditions initiales sur les résultats expérimentaux. Le modèle permet donc de décrire complètement la répartition spatiale de matière éjectée dès l'instant où la masse totale éjectée est connue.

Ainsi, pour un matériau quelconque, les deux paramètres fondamentaux qu'il convient de mesurer pour qualifier l'éjection de matière de ce matériau sont :

- la vitesse de tête de jet (obtenue par ombroscopie optique avec les deux types de défaut calibré de grande dimension) pour mener à bien le recalage du modèle,

- le rapport $M_j/M_{réf}$ (tiré des expériences d'éjection répartie avec l'I.D.L. cible mince) pour en déduire la valeur du coefficient $CMREF = M_j/M_{ed}$.

Dans son état actuel de programmation, le modèle peut être appliqué à tout type d'usinage à condition que celui-ci soit uniformément réparti sur toute la surface libre et puisse être qualifié par un défaut moyen unique. Cette condition, a priori restrictive, correspond cependant à la majeure partie des cas rencontrés dans les usinages de surface libre. A titre d'illustration et à partir de l'exemple d'un tir effectué à 480 kbar sur de l'étain avec la méthode I.D.L. cible mince, nous allons comparer les résultats donnés par le modèle et ceux obtenus expérimentalement.

L'usinage correspond à un type LCA14 qui peut être rapporté à des rainures diédriques de profondeur $8 \mu\text{m}$, d'angle total $2\alpha = 123^\circ$ et de période $42 \mu\text{m}$. La superposition de la courbe $M(V)$ obtenue par le modèle et les points expérimentaux issus de la technique I.D.L. cible mince est indiquée sur la figure 90.

/...

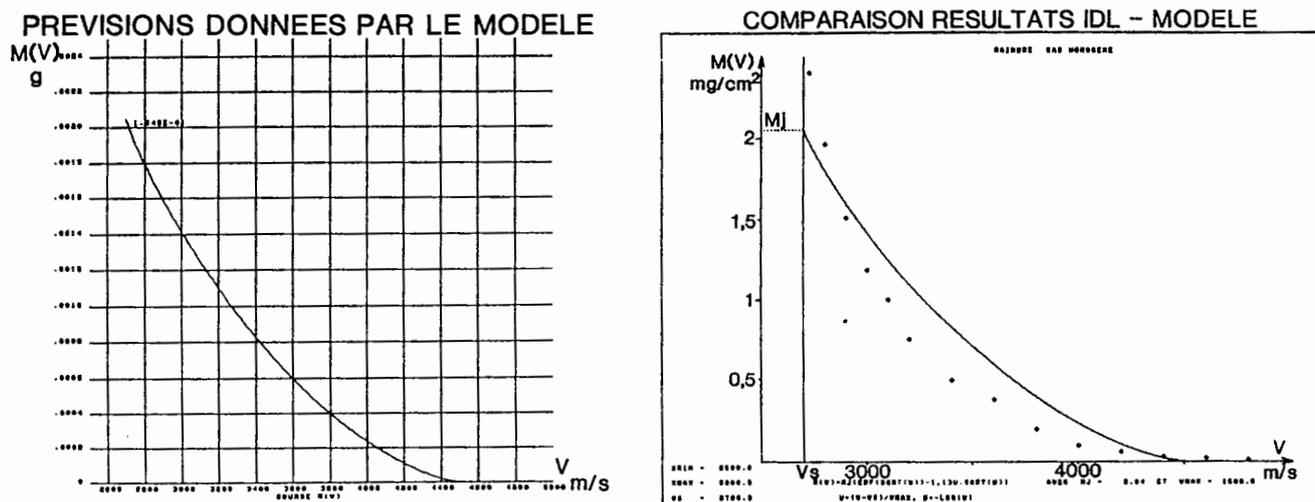


Figure 90 : Superposition de la courbe M (V) théorique issue du modèle et des points expérimentaux obtenus par I.D.L. cible mince.

Cette figure montre donc bien le bon accord qui existe entre la théorie et l'expérience pour ce type d'usinage réparti.

La relation $V_{MAX} = V_S [1 + k (90 - \alpha)]$ avec ici $k = 0,0201$ donne une valeur de V_{MAX} égale à 4250 m/s qui fournit donc également, a priori, une très bonne approximation de la vitesse maximum des particules éjectées.

L'extension future du modèle est l'application aux surfaces de rugosité quelconque, ce qui est le cas notamment pour les échantillons provenant directement d'une fonderie. Pour ce type d'état de surface, il conviendra de déterminer, au moyen du modèle, la contribution de chacun des défauts présents sur la surface libre. Nous sommes actuellement limités par les techniques de contrôle d'un état de surface de rugosité aléatoire ; cependant, cette extension du modèle reste possible et serait envisageable à partir d'un relevé tridimensionnel de la surface, obtenu par des méthodes appropriées, tel qu'il l'est montré, pour un usinage uniformément réparti, sur la figure 91 [34].

/...

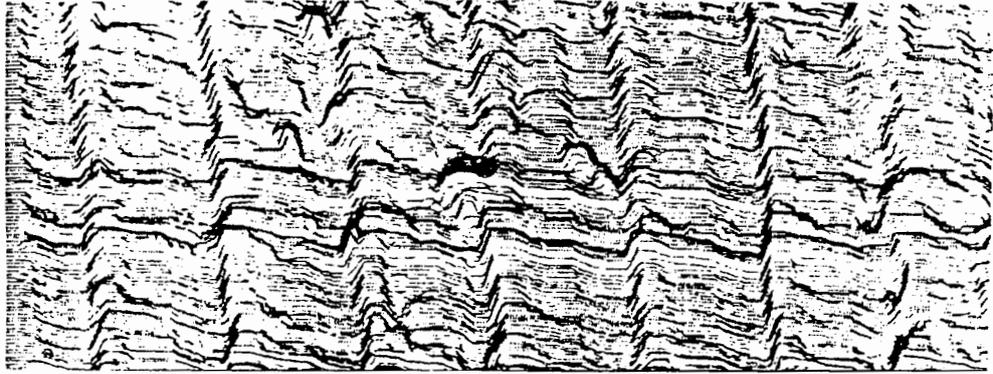


Figure 91 : Représentation tridimensionnelle de l'état géométrique d'une surface libre contrôlé par un rugosimètre classique [34].

La potentialité actuelle du modèle reste cependant suffisante pour résoudre la plupart des cas rencontrés, pour lesquels un usinage régulier de la surface libre est généralement requis.

/...

CONCLUSION

LA METHODOLOGIE DE L'ETUDE.

Dans ce document qui concerne l'étude des origines du phénomène d'éjection de matière que l'on observe en surface libre des matériaux choqués, nous avons essayé de respecter l'ordre logique des travaux, expérimentaux et théoriques, qui se sont avérés nécessaires pour résoudre l'ensemble des problèmes rencontrés.

Ainsi, dans un premier temps, il a fallu développer les diagnostics appropriés à l'étude, permettant de passer de la simple observation optique qualitative du phénomène, à la mesure quantitative de la répartition spatio-temporelle des éjecta. Certains de ces diagnostics comme l'I.D.L. cible mince, la radiographie X éclair et l'ombroscopie optique sont destinés à la mesure directe sur l'éjection. D'autres diagnostics, comme la détection du passage en fusion en détente des matériaux et la mesure de la vitesse d'impact du projectile d'un lanceur, ont été développés pour déterminer les paramètres annexes de l'éjection qui sont en fait aussi importants pour la qualité des mesures et la compréhension des résultats obtenus.

L'association de ces diagnostics avec des générateurs de choc aussi diversifiés qu'un lanceur à poudre de calibre 60mm, un canon à gaz léger de calibre 80mm ou des générateurs explosifs de diamètre 50mm, a également demandé des développements importants tant du point de vue de la maîtrise de l'instrumentation que de l'adaptation des montages mécaniques à chaque type de générateur.

A l'aide des moyens d'observation et de mesure ainsi mis au point, il a fallu, dans un second temps, réaliser un nombre conséquent d'expériences afin d'être capable de mettre en évidence et de comprendre les tendances générales de l'éjection de matière. Les paramètres principaux, dégagés des études expérimentales paramétriques, qui gouvernent les processus d'éjection,

/...

sont à la fois liés au matériau lui-même (par sa température de fusion et sa composition métallurgique), à l'élaboration des échantillons (par l'état géométrique de la surface libre) et à la sollicitation (par la pression du choc incident et le passage en fusion en détente).

Enfin, une modélisation mathématique basée sur des solutions analytiques particulières des équations de l'Hydrodynamique, a été élaborée pour synthétiser l'ensemble des résultats expérimentaux et pour faire apparaître les tendances générales concernant l'influence de ces paramètres.

LES ACQUIS CONCERNANT LE PHENOMENE D'EJECTION DE MATIERE.

L'élément principal acquis par ces travaux est le fait que le "nuage de particules", qui avait été décelé optiquement depuis longtemps, devait être traité à l'échelle microscopique en considérant la contribution de chacun des micro-défauts répartis sur une surface. Un autre élément important qui nous a permis de progresser dans la connaissance générale du phénomène, est le découplage qui existe entre les deux paramètres que sont la masse totale de matière éjectée et la vitesse d'éjection des particules ; ceux-ci sont, par ailleurs, facilement accessibles à l'expérimentation, le premier à partir du diagnostic "I.D.L. cible mince" en éjection répartie et le second, par ombroscopie optique sur des jets localisés.

De façon plus détaillée, les autres résultats que l'on a tirés des études expérimentales et théoriques sont rappelés ci-dessous :

- I. La nature du matériau, le type de défaut (rainure diédrique ou trou conique), la pression de choc, et, surtout, l'angle de ces défauts agissent sur la vitesse des particules éjectées. Une formulation empirique donnée par la relation :

$$V_{MAX} = V_S [1 + k (90 - \alpha)]$$

/...

permet d'estimer la vitesse de tête de jet dès l'instant où le paramètre k (qui est fonction du matériau et du type de défaut) est connu.

2. La vitesse des particules éjectées est par contre indépendante du volume des défauts.
3. A pression de choc donnée, la masse totale éjectée est proportionnelle au volume des défauts présents sur la surface.
4. La répartition de la masse volumique dans chaque micro-jet est uniforme.
5. Les jets de matière, dont la forme peut être assimilée à des courbes gaussiennes, ne subissent quasiment pas d'expansion radiale (l'axe du jet étant sa direction principale d'expansion).
6. La pression du choc incident n'intervient pas, en tant que paramètre direct, sur l'écoulement des microjets (qui prennent naissance bien après la réflexion de l'onde de choc sur la surface libre), mais elle agit indirectement sur la vitesse matérielle et sur l'échauffement local de la matière entourant les défauts de surface. La partie du matériau ainsi passée en fusion entraîne la formation d'une quantité plus ou moins importante de matière éjectée. Ceci explique, d'une part, l'influence notoire de la température de fusion des matériaux sur l'éjection de matière et, d'autre part, l'augmentation importante de matière éjectée observée lorsque le passage à l'état liquide de l'échantillon en détente est atteint.
7. La présence d'hétérogénéités métallurgiques dans les matériaux augmente, de manière importante, la quantité de matière éjectée de la surface. Dans ce cas, les processus conduisant à la formation des éjecta sont similaires à ceux des défauts de surface ; ce sont les perturbations de mise en vitesse de la matière dues à des inhomogénéités de densité (cas de l'alliage SnPb) ou à des phénomènes de

/...

fusion localisée (cas de l'alliage CuPb), qui vont générer de la même façon des jets de matière, liés directement à l'amplitude de ces perturbations. Une étude systématique, du même type que pour les défauts de surface, reste donc possible, en remarquant toutefois que les difficultés inhérentes à une telle étude seraient liées à la qualification métallurgique et chimique précise de chaque échantillon expérimenté.

COMMENT LIMITER L'EJECTION DE MATIERE ?

En fait, l'éjection de matière en surface libre des matériaux choqués est généralement considéré comme un phénomène parasite. En effet, en Hydrodynamique, on s'intéresse essentiellement au comportement des matériaux sous choc or, l'éjection de matière masque la surface libre proprement dite et gêne ainsi :

- les mesures de vitesse de surface libre par I.D.L.,
- les observations optiques de la surface libre elle-même (par exemple, pour l'étude du développement d'instabilités d'interface),
- les mesures, par pyrométrie Infra-Rouge, de température de surface d'échantillons choqués.

Dans la majeure partie des cas, il convient donc de supprimer, ou tout au moins, de limiter l'éjection en surface. Une diminution de cette éjection peut ainsi être obtenue :

- en diminuant la pression du choc incident et surtout en évitant, dans la mesure du possible, d'atteindre le passage en fusion en détente du matériau,
- en diminuant la rugosité de la surface libre par un usinage fin ou un polissage optique. Il est intéressant de noter à ce sujet que des expériences effectuées avec des échantillons "super-usinés" (obtenus au moyen d'une

/...

machine de type MOORE) ont donné des résultats comparables à ceux obtenus avec des surfaces libres polies optique.

Une autre méthode, plus originale, consiste à déposer en surface une mince couche d'un matériau d'impédance de choc et de température de fusion plus élevées que le substrat ; l'impédance de choc plus élevée assure la cohésion entre la métallisation et le substrat lors de la réflexion de l'onde de choc, et la température de fusion plus élevée limite l'éjection comme les résultats expérimentaux l'ont montré. Nous avons effectivement vérifié que l'on obtenait, par cette méthode, une diminution notable d'éjection ; ceci en étudiant des échantillons d'étain sur lesquels on avait préalablement déposé, par des techniques d'évaporation sous vide, une mince couche de cuivre (de d'ordre de quelques microns). Les résultats obtenus pour une surface libre initialement polie optique et une surface usinée LCA14 sont présentés sur les figures 92 et 93.

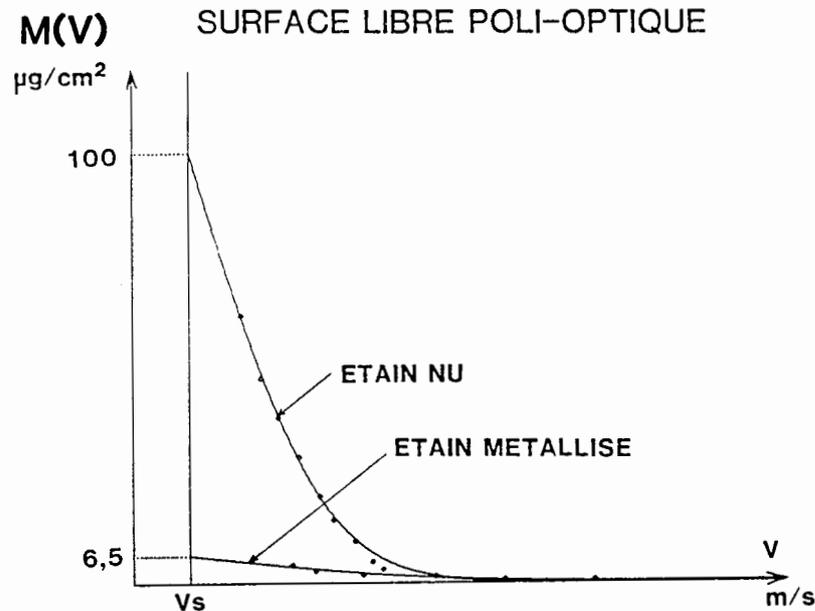


Figure 92 : Influence d'une métallisation de cuivre de 2 μm déposée sur la surface libre initialement polie optique d'un échantillon d'étain.

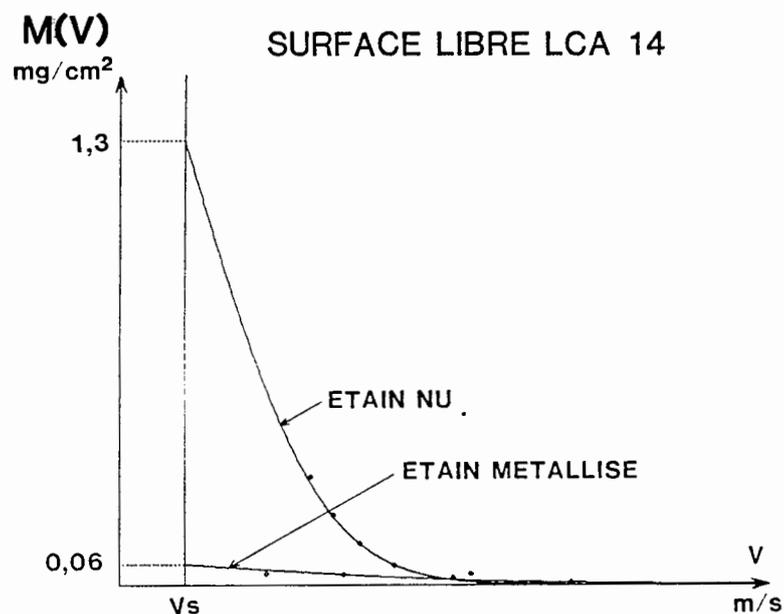


Figure 93 : Influence d'une métallisation de cuivre de $5 \mu\text{m}$ déposée sur la surface libre usinée LCA14 d'un échantillon d'étain.

Une étude systématique du paramètre qu'est le rapport entre l'épaisseur du dépôt et la profondeur des défauts de surface, a montré que la réduction d'éjection de matière ne devenait effective que lorsque le dépôt atteignait une épaisseur au moins égale à la profondeur maximale de ces défauts.

L'APPORT DE LA MODELISATION.

Des études numériques, effectuées à l'aide de codes de calcul bidimensionnels sur des défauts géométriques de surface du même type que ceux mis en jeu dans cette étude, ont donné des résultats peu satisfaisants en ce qui concerne les masses éjectées et les vitesses des particules. L'inadéquation des codes dont nous disposons pour traiter ce genre de problème vient essentiellement du fait que, d'une part, la matière éjectée y est considérée comme un milieu continu (ce qui ne peut convenir car l'expérience a montré

/...

que la densité moyenne des jets de matière pouvait atteindre, au cours du temps, des valeurs extrêmement faibles) et que, d'autre part, les équations d'état théoriques des matériaux que l'on utilise dans ces codes sont peu adaptées à ce domaine particulier (du fait des pressions mises en jeu dans les processus d'éjection, qui sont très faibles en regard de la pression du choc incident).

D'autre part, les études expérimentales paramétriques que nous avons menées, ont également montré les limitations du modèle proposé par ASAY et BERTHOLF, premier modèle qui eut toutefois le mérite de mettre en évidence la dépendance directe de la masse totale éjectée avec le volume des défauts de surface.

Quant à la modélisation du phénomène d'éjection de matière que nous proposons ici, elle présente l'avantage de se traduire par des expressions analytiques simples, dont tous les paramètres sont clairement définis. La validation facile de ce modèle par l'expérimentation en fait un instrument particulièrement bien adapté à la description spatio-temporelle de la matière éjectée à partir de tout défaut de surface isolé (pouvant être assimilé à un trou conique ou une à rainure diédrique). Sous sa forme actuelle, le modèle peut être utilisé pour tout état de surface dont la rugosité est caractérisée par un micro-défaut moyen unique (cas général des surfaces usinées).

Pour étudier les surfaces de rugosité aléatoire telles que celles qui sont obtenues directement par fonderie, l'extension future du modèle nécessitera son couplage avec un système de contrôle automatique tridimensionnel d'état de surface, ceci afin de pouvoir estimer la masse totale éjectée par la sommation des contributions de chaque micro-défaut présent sur la surface libre de l'échantillon.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. RAUCH
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 270, p.1277-1279
(11 mai 1970).

- [2] P. COLLOREC, G. DAUGE, A. LASCAR, R. CHERET
Rapport C.E.A. n° T/RD 0093 (1970).

- [3] J. THOUVENIN
Les mécanismes élémentaires de la détonique.
(fascicule I).

- [4] L.M. BARKER, R.E. HOLLENBACH
J. Appl. Phys., Vol. 43, n° 11, p.4669-4675 (november 1972).

- [5] L.M. BARKER
Proceedings on High-Speed Photography, Videography and Photonics,
Soc. Photo Opt. Instrum. Eng. 427, 116 (1983).

- [6] P. LAHARRAGUE, M. DURAND, A. LE BIHAN
L'onde Electrique, Vol. 50, fasc. 9, p.804-811 (octobre 1970).

- [7] M. DURAND, P. LAHARRAGUE, P. LALLE, A. LE BIHAN, J. MORVAN
and H. PUJOLS
Rev. Sci. Instrum. 48, 275 (october 1970).

- [8] C.F. McMILLAN, D.R. GOOSMAN, N.L. PARKER, L.L. STEINMETZ,
H.H. CHAU, T. HUEN, R.K. WHIPKEY and S.J. PERRY
Rev. Sci. Instrum. 59, 1 (january 1988).

/...

- [9] S. GIDON and G. BEHAR
Appl. Opt. 25, 1429 (1986).

- [10] P. ELIAS, P. CHAPRON
Shock waves in condensed matter 85.
Plenum, p. 645-650 (1986).

- [11] C. BIZEUIL, P. CHAPRON, P. ELIAS, V. FRACHET, B. LAURENT
Journal de Physique, Supplément au n° 8, Tome 46, C5-351 (1985).

- [12] P. ELIAS, P. CHAPRON, C. REMIOT
38th Meeting of the Aeroballistic Range Association, Tokyo (1987).

- [13] P. CHAPRON, P. ELIAS, B. LAURENT
Shock waves in condensed matter 87. Elsevier Science Publishers,
p.171-173 (1988).

- [14] P. ELIAS, P. CHAPRON, B. LAURENT
Optics communications 1988, 66 -2,3, p.100-106.

- [15] S. GIDON, G. GARCIN and H. BEHAR
Proceedings of the 16th International Congress on High Speed Photo-
graphy and Photonics,
Soc. Photo Opt. Instrum. Eng. 491, 894 (1984).

- [16] M. DURAND
Proceedings of the 16th International Congress on High Speed Photo-
graphy and Photonics,
Soc. Photo Opt. Instrum. Eng. 491, 650 (1984).

- [17] P. ELIAS, C. BIZEUIL, P. CHAPRON, M. MONDOT
Proceedings of Image Detection and Quality 86.
SPIE, Vol. 702, p. 215-218 (1986).

- [18] V. FRACHET, J.P. AUBRY
Proceedings of the 16th International Congress on High Speed Photography and Photonics,
Soc. Photo Opt. Instrum. Eng. 491 (1984).

- [19] P. TREMELAT, P. CHAPRON, P. ELIAS, V. FRACHET
Proceedings of Flow Visualization and Digital Image Processing,
Rhode-Saint-Genève, Belgique (1986).

- [20] D. SAINT-FELIX, X.C. DU, P. VIBERT, Y. AMALRIC
Proceedings of Image Detection and Quality 86.
SPIE, Vol. 702, p. 337-340 (1986).

- [21] B. LAURENT, R. LOICHOT
Proceedings of the 16th International Congress on High Speed Photography and Photonics,
Soc. Photo Opt. Instrum. Eng. 491 (1984).

- [22] J.R. ASAY, L.P. MIX and F.C. PERRY
Applied Physics Letters, Vol. 29, n° 5, p. 284-287 (September 1976).

- [23] J.R. ASAY
J. Appl. Phys., Vol. 49, n° 12, p. 6173-6175 (December 1978).

- [24] J.R. ASAY
Sandia Laboratories, Report SAND 76-0542 (1976).

- [25] J.R. ASAY
Sandia Laboratories, Report SAND 77-0731 (1977).

- [26] J.R. ASAY, L.D. BERTHOLF
Sandia Laboratories, Report SAND 78-1256 (1978).

/...

- [27] P. ANDRIOT, P. CHAPRON, V. LAMBERT, F. OLIVE
Shock waves in condensed matter 1983.
Proc. Am. Phys. Soc. Top. Conf.
Elsevier Science Publishers p. 277 (1984).

- [28] R. CHERET, P. CHAPRON, P. ELIAS, J. MARTINEAU
Shock waves in condensed matter 1985.
Plenum, p. 651-654 (1986).

- [29] P. CHAPRON, P. ELIAS, J.M. LEZAUD, J. MARTINEAU, S. ROUX
35th Meeting of the Aeroballistic Range Association, MEPPEN (1984).

- [30] P. ANDRIOT, P. CHAPRON, F. OLIVE
Shock waves in condensed matter 1981.
AIP Conf. Proc., Vol. 78, p.505-509 (1982).

- [31] R. COUCH, L. SHAW, R. BARLETT, L. STEINMETZ, W. BEHRENDT and
C. FIRPO
Journal de Physique, Supplément au n° 8, Tome 46, C5-385 (1985).

- [32] V. FRACHET, P. ELIAS, J. MARTINEAU
Shock waves in condensed matter 1987.
Elsevier Science Publishers p. 235-238 (1988).

- [33] J. BERGER, J. VIARD
Physique des explosifs solides (DUNOD).

- [34] J.F. CROS
Mesures (23 janvier 1984).

/...

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
<u>INTRODUCTION.</u>	5
<u>PREMIERE PARTIE : RAPPELS DE DETONIQUE - LES GENERATEURS</u>	
<u>DE CHOC</u>	8
AVANT PROPOS	9
I- LES ONDES DE CHOC ET DE DETENTE	10
I-1- L'onde de choc	10
I-2- L'onde de détente	11
I-3- Transmission d'une onde de choc entre deux matériaux	12
I-4- Cas particuliers	15
I-5- Les ordres de grandeur des paramètres physiques	17
II- LES GENERATEURS DE CHOC	19
II-1- Le lanceur à poudre de calibre 60mm	19
II-2- Le canon à gaz léger	21
II-3- Les générateurs explosifs	23
<u>DEUXIEME PARTIE : LES DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX</u>	25
AVANT PROPOS	26
I- LA CHRONOMETRIE PAR SONDE	28
I-1- Les sondes actives	28
I-2- Les sondes passives	28

/...

II- L'INTERFEROMETRIE DOPPLER LASER	29
II-1- Description et performances de la chaîne I.D.L.....	30
II-2- Application à l'éjection de matière répartie	33
II-3- Mesure de la vitesse d'impact du projectile d'un lanceur	40
II-4- Détection du passage en fusion en détente d'un matériau choqué	44
III- LA RADIOGRAPHIE X ECLAIR	52
III-1- Dispositif expérimental	52
III-2- Qualité des images radiographiques	54
III-3- Application à l'éjection de matière	57
IV- LA CINEMATOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE : L'OMBROSCOPIE OPTIQUE.....	77
IV-1- Les moyens d'observation	77
IV-2- Application à l'éjection de matière	82
<u>TROISIEME PARTIE : LES ETUDES EXPERIMENTALES PARAMETRIQUES.....</u>	87
AVANT PROPOS	88
I- LES TRAVAUX DE LA SANDIA	89
I-1- Le modèle d'éjection de matière d'ASAY-BERTHOLF	89
I-2- Les limites de validité de ce modèle	90
II- INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE FUSION DES MATERIAUX	92
II-1- Les conditions expérimentales	92
II-2- Résultats	94

/...

III- INFLUENCE DE LA PRESSION DE CHOC	101
III-1- Les conditions expérimentales	101
III-2- Résultats	102
IV- INFLUENCE DE L'ETAT DE SURFACE DU MATERIAU	109
IV-1- Ejection de matière répartie	109
IV-2- Ejection de matière localisée	115
V- LE CAS DES ALLIAGES	118
V-1- Les conditions expérimentales	118
V-2- Résultats	119
<u>QUATRIEME PARTIE : LA MODELISATION DE L'EJECTION DE MATIERE</u>	124
AVANT PROPOS	125
I- DESCRIPTION DU MODELE	126
I-1- Considérations générales	126
I-2- Les équations générales du modèle	127
I-3- Les paramètres du modèle	140
I-4- Les grandeurs accessibles par le modèle	142
II- VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE	147
II-1- Recalage de la vitesse de tête de jet	147
II-2- Les utilisations possibles du modèle	150

/...

<u>CONCLUSION</u>	153
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	160
TABLE DES MATIERES	164
LISTE DES PLANCHES	168
RESUME ET MOTS-CLES	169

LISTE DES PLANCHES

<u>PLANCHE 1</u> : Exemple d'éjection de matière répartie mesurée par le diagnostic I.D.L. cible mince	38
<u>PLANCHE 2</u> : Détection du passage en fusion en détente de l'étain. Interférogrammes I.D.L. de vitesse de surface libre obtenus à différents niveaux de choc	49
<u>PLANCHE 3</u> : Ejection de matière répartie observée par radiographie X	60
<u>PLANCHE 4</u> : Ejection de matière localisée observée par radiographie X.....	67
<u>PLANCHE 5</u> : Analyse tomographique de la forme et de la densité de jets métalliques de petites dimensions	76
<u>PLANCHE 6</u> : Etude de l'éjection de matière par ombroscopie optique.....	83

RESUME

Lorsqu'une onde de choc générée par de l'explosif ou par le projectile d'un lanceur émerge d'un échantillon métallique, il apparaît souvent un nuage de particules, appelé matière éjectée, qui précède la surface libre en mouvement. Différents paramètres, tels que la température de fusion de l'échantillon, la pression du choc incident, les hétérogénéités métallurgiques dans le cas des alliages, et les défauts géométriques de surface dus à l'usinage des échantillons, contribuent à la création de cette éjection de matière. Pour évaluer l'influence respective de ces paramètres, plusieurs diagnostics expérimentaux ont été développés afin d'étudier les masses éjectées obtenues à partir de défauts de surface répartis ou localisés. L'évaluation de la masse éjectée en fonction de la vitesse des particules est faite moyennant l'hypothèse du transfert inélastique de la quantité de mouvement entre l'éjecta et une cible mince placée initialement devant la surface libre et dont on suit la mise en vitesse par Interférométrie Doppler Laser. La structure spatiale des éjecta est obtenue au moyen d'un générateur de rayons-X pulsé, et l'évolution des contours au cours du temps est enregistrée à l'aide d'une caméra ultra-rapide à images intégrales. Pour interpréter l'ensemble des résultats expérimentaux et comprendre les processus physiques qui gouvernent l'éjection de matière, un modèle fluide compressible, basé sur les équations de l'Hydrodynamique, a été élaboré permettant d'établir des lois d'échelle qui régissent les phénomènes d'éjection sous choc.

MOTS-CLES

Onde de choc	-	Shock wave
Ejection de matière	-	Matter ejection
Interférométrie Doppler Laser (IDL)	-	Doppler Laser Interferometry (DLI)
Radiographie X éclair	-	Flash X-Ray Radiography
Cinématographie ultra-rapide	-	Ultra high speed framing camera