

FR 8300377



CEA-R-5194

CEA-R-5194

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

A.14

**CONFINEMENT INERTIEL PAR
FAISCEAUX DE PARTICULES
CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'INTERACTION
FAISCEAU DE PARTICULES CHARGÉES-MATIÈRE**

par

*Bernard DUBORGEL, Jeanne-Marie DUFOUR,
Michel FEDOTOFF, Philippe GOUARD*

Centre d'Etudes de Limeil

Rapport CEA-R-5194

1982

SERVICE DE DOCUMENTATION

C.E.N.-SACLAY 91191 GIF-sur-YVETTE Cedex FRANCE

PLAN DE CLASSIFICATION DES RAPPORTS ET BIBLIOGRAPHIES CEA
(Classification du système international de documentation nucléaire SIDON/INIS)

A 11	Physique théorique	C 30	Utilisation des traceurs dans les sciences de la vie
A 12	Physique atomique et moléculaire	C 40	Sciences de la vie : autres études
A 13	Physique de l'état condensé	C 50	Radioprotection et environnement
A 14	Physique des plasmas et réactions thermonucléaires		
A 15	Astrophysique, cosmologie et rayonnements cosmiques	D 10	Isotopes et sources de rayonnements
A 16	Conversion directe d'énergie	D 20	Applications des isotopes et des rayonnements
A 17	Physique des basses températures		
A 20	Physique des hautes énergies	E 11	Thermodynamique et mécanique des fluides
A 30	Physique neutronique et physique nucléaire	E 12	Cryogénie
		E 13	Installations pilotes et laboratoires
B 11	Analyse chimique et isotopique	E 14	Explosions nucléaires
B 12	Chimie minérale, chimie organique et physico-chimie	E 15	Installations pour manipulation de matériaux radioactifs
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire		
B 14	Chimie sous rayonnement	E 16	Accélérateurs
B 15	Corrosion	E 17	Essais des matériaux
B 16	Traitement du combustible	E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)	E 30	Réacteurs nucléaires (types)
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)	E 40	Instrumentation
B 23	Céramiques et cermets	E 50	Effluents et déchets radioactifs
B 24	Matières plastiques et autres matériaux		
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux	F 10	Economie
B 30	Sciences de la terre	F 20	Législation nucléaire
		F 30	Documentation nucléaire
C 10	Action de l'irradiation externe en biologie	F 40	Sauvegarde et contrôle
C 20	Action des radioisotopes et leur cinétique	F 50	Méthodes mathématiques et codes de calcul
		F 60	Divers

Rapport CEA-R-5194

Cote-matière de ce rapport : A.14

DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

<i>en français</i>	<i>en anglais</i>
CONFINEMENT INERTIEL	INERTIAL CONFINEMENT
FAISCEAUX D'ELECTRONS	ELECTRON BEAMS
DOMAINE RELATIVISTE	RELATIVISTIC RANGE
TRANSPORT DES PARTICULES CHARGEES	CHARGED PARTICLE TRANSPORT
FAISCEAUX D'IONS	ION BEAMS
TRANSFER D'ENERGIE	ENERGY TRANSFER
POUVOIR D'ARRET	STOPPING POWER
ABSORPTION D'ENERGIE	ENERGY ABSORPTION
SIMULATION DE PLASMA	PLASMA SIMULATION
CODES D	D CODES
CODES T	T CODES
CODES F	F CODES
CIBLES POUR FAISCEAUX D'ELECTRONS	ELECTRON BEAM TARGETS
CIBLES POUR FAISCEAUX D'IONS	ION BEAM TARGETS

RAPPORT CEA-R-5194 DUBORGEL Bernard, DUFOUR Jeanne-Marie,
FEDOTOFF Michel, GOUARD Philippe

CONFINEMENT INERTIEL PAR FAISCEAUX DE PARTICULES - CONTRIBUTION A
L'ETUDE DE L'INTERACTION FAISCEAU DE PARTICULES CHARGES MATIERE.

Sommaire. - L'une des difficultés essentielles rencontrées dans l'approche du confinement inertiel par faisceaux d'électrons relativistes (FER) tient au mauvais couplage FER-cible résultant du long parcours des électrons dans la matière. Le mécanisme de stagnation du faisceau, induit dans une cible mince par la présence de champs macroscopiques (électrique et magnétique) est susceptible d'augmenter sensiblement ce couplage. Le chapitre 2 du rapport fournit une contribution à l'étude théorique de cet effet. Les modèles et programmes numériques décrits dans ce chapitre permettent d'établir les caractéristiques de ce mécanisme et de situer le rôle des différents paramètres mis en jeu. Ces modèles ont été utilisés pour interpréter des expériences de chauffage de feuilles minces réalisées sur le générateur CHANTECLAIR au Centre de Valduc.

L'orientation des recherches "particules" vers les faisceaux d'ions légers (FIL) a induit une étude approfondie de l'interaction ions-matière. Le chapitre 3 du rapport fournit une contribution à cette étude ; le modèle décrit dans ce chapitre permet d'évaluer les caractéristiques du dépôt d'énergie d'ions quelconques incidents sur une cible et leur évolution au cours du chauffage du plasma.

CEA 1982 Commissariat à l'Energie Atomique - France 95 p.

RAPPORT CEA-R-5194 DUBORGEL Bernard, DUFOUR Jeanne-Marie
FEDOTOFF Michel, GOUARD Philippe

PARTICLE-BEAM DRIVEN INERTIAL CONFINEMENT FUSION. A THEORETICAL
APPROACH OF THE PARTICLE BEAM - MATTER INTERACTION.

Summary. - A major difficulty in the relativistic electron beam (REB) inertial confinement approach is the low REB-target coupling resulting from long electron range in the matter. The beam stagnation mechanism, induced in a thin target by macroscopic electric and magnetic fields, can appreciably enhance this coupling. The chapter 2 of the report contributes to the theoretical study of this effect. Models and numerical programs are described, which permit to establish the characteristics of this mechanism and evaluate the role of the various parameters. These models were used to interpret thin foils heating experiments performed on CHANTECLAIR generator at the Centre of Valduc.

The orientation of particle research to the light ions beams (LIB) has led to an intensive study of ions-matter interaction. DEPION model described in chapter 3 of the report provides an evaluation of energy deposition characteristics for any ion incident upon a target, taking into account their evolution during the plasma heating phase.

CEA 1982 Commissariat à l'Energie Atomique - France 95 p.

- Rapport CEA-R-5194 -

Centre d'Etudes de Limell

**CONFINEMENT INERTIEL PAR FAISCEAUX DE PARTICULES
CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'INTERACTION FAISCEAU DE PARTICULES
CHARGEES - MATIERE**

par

**Bernard DUBORGEL, Jeanne-Marie DUFOUR, Michel FEDOTOFF,
Philippe GOUARD**

- Novembre 1982 -

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	7
CHAPITRE 1 - GENERALITES. LE CONFINEMENT INERTIEL PAR FAISCEAUX DE PARTICULES. INTRODUCTION AU PROBLEME DE L'INTERACTION FAISCEAU DE PARTICULES-MATIERE	9
1/- LES CONFINEMENT INERTIEL PAR FAISCEAUX DE PARTICULES	9
1-1 - Les conditions de la fusion	9
1-2 - Les deux approches de la fusion	10
1-2-1 - Fusion lente ou confinement magnétique	10
1-2-2 - Fusion rapide ou confinement inertiel	10
1-3 - Confinement inertiel. Comparaison laser - particules ...	12
2/- LES GENERATEURS DE PARTICULES A HAUTE PUISSANCE PULSEE.....	13
2-1 - Description d'un générateur à haute puissance pulsée....	14
2-2 - Physique d'une diode basse impédance	15
2-2-1 - Phénoménologie	15
2-2-2 - Simulation du fonctionnement de la diode.....	18
2-3 - Utilisation d'une diode en générateur d'ions	21
2-4 - Machines de puissance	22
2-4-1 - Installations multimodulaires	22
2-4-2 - Objectifs	24
2-4-3 - La voie nouvelle des liners	25
3/- INTERACTION PARTICULES-MATIERE	25
3-1 - Mécanismes de ralentissement	25
3-1-1 - Collisions inélastiques avec les électrons atomiques	26
3-1-2 - Rayonnement de freinage dans le champ des noyaux et des électrons orbitaux	27
3-1-3 - Collisions inélastiques avec un noyau	27

	Pages
3-2 - Interaction faisceau - plasma	27
3-3 - Comparaison des caractéristiques de dépôt des électrons et des ions	28
3-4 - Point des recherches sur l'interaction. Introduction aux chapitres 2 et 3 du rapport	29
3-4-1 - Interaction FER - matière	29
3-4-2 - Interaction FIL - matière	31
CHAPITRE 2 - CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE DE L'AUGMENTATION DU DEPOT D'ENERGIE INDUITE PAR STAGNATION MAGNETIQUE D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS RELATIVISTES EN CIBLE MINCE	33
1/- INTRODUCTION AU PHENOMENE D'AUGMENTATION DU DEPOT	33
1-1 - Dépôt d'énergie minimum (ou classique). Rappel	33
1-1-1 - Incidence normale	33
1-1-2 - Incidence quelconque	34
1-2 - Facteurs d'augmentation du dépôt	34
1-2-1 - Diffusions par collisions élastiques	35
1-2-2 - Stagnation magnétique et électrique du faisceau dans la cible	35
1-2-3 - Eventualité d'un dépôt "anormal" élevé induit par instabilité faisceau-plasma.....	36
2/- MECANISME DE LA STAGNATION MAGNETIQUE DU FAISCEAU EN CIBLE MINCE	37
2-1 - Dérive des trajectoires électroniques au niveau de la cible	37
2-2 - Expression de l'augmentation du dépôt	38
3/- EVOLUTION DES CONDITIONS DE STAGNATION DU FAISCEAU AU COURS DU CHAUFFAGE DE LA CIBLE. CONDITIONS OPTIMALES	39
3-1 - Conditions de magnétisation de la cible	39
3-2 - Expansion de la cible	41
3-3 - Conditions optimales de la stagnation magnétique du faisceau	41

4/- MODELES ET MOYENS DE SIMULATION DE L'INTERACTION FER-CIBLE MINCE	43
4-1 - Calcul du dépôt "classique" . Code FOTELEC	43
4-2 - Code DIODE	44
4-3 - Code TRAJEC	44
4-3-1 - Hypothèses physiques	46
4-3-2 - Calcul des trajectoires électroniques	46
4-3-3 - Calcul du dépôt d'énergie dans la cible	47
4-3-4 - Sorties du programme	47
4-4 - Simulation d'expériences de chauffage de feuilles minces	47
4-5 - Interprétation d'expériences de chauffage de feuilles réalisées au Centre d'Etudes de VALDUC	49
4-5-1 - Conditions des simulations	49
4-5-2 - Expériences à faible courant $I_p \approx 80$ kA.....	50
4-5-3 - Expériences à fort courant $I_p \geq 130$ kA.....	52
ANNEXE : CALCUL DE LA VITESSE DE DERIVE DUE A L'INHOMOGENEITE DU CHAMP MAGNETIQUE	58
CHAPITRE 3 - CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE DE L'INTERACTION FAISCEAU D'IONS-PLASMA DE CIBLE (CODE DEPTON).	64
1/- EVALUATION DU POUVOIR D'ARRET D'UN MATERIAU FROID.....	64
1-1 - Calcul du pouvoir d'arrêt électronique	65
1-1-1 - Domaine d'énergie $\epsilon \leq \epsilon_1 = 0,025 Z_1^{2/3}$ MeV/uma. Théorie de Lindhard	65
1-1-2 - Domaine d'énergie $\epsilon \geq \epsilon_2 = 0,4$ MeV/uma. Théorie de Bethe	65
1-1-3 - Domaine d'énergie intermédiaire $\epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_2$	67
1-2 - Calcul du pouvoir d'arrêt nucléaire	68
1-3 - Calcul du parcours moyen des ions et parcours projeté	68
2/- EVALUATION DU POUVOIR D'ARRET DANS UN PLASMA DE CIBLE	70
2-1 - Calcul du pouvoir d'arrêt des électrons liés	70
2-1-1 - Domaine d'énergie $\epsilon \leq \epsilon_1 = 0,025 Z_1^{2/3}$ MeV/uma	70
2-1-2 - Domaine d'énergie $\epsilon \geq \bar{\epsilon}_2 (T_e, \rho) = \bar{\epsilon}_2 \cdot T_e$	70

	Pages
2-1-3 - Domaines d'énergie intermédiaire $\epsilon_1 \ll \epsilon \ll \epsilon_2, T_e$	73
2-2 - Calcul du pouvoir d'arrêt du plasma d'électrons libres	74
2-3 - Calcul du pouvoir d'arrêt nucléaire du plasma d'ions	78
3/- SIMULATIONS DU CHAUFFAGE DE CIBLES AU MOYEN DU CODE DEPION	79
3-1 - Interaction ions légers-cible à faibles densités de puissance $P \sim 0,2 \text{ TW/cm}^2$	83
3-1-1 - Cible de Z faible	83
3-1-2 - Cible de Z élevé	85
3-2 - Interaction ions légers-cible à fortes densités de puissance $P \sim 100 - 200 \text{ TW/cm}^2$	86
CONCLUSION	89
REFERENCES	91

INTRODUCTION

L'utilisation des faisceaux de particules chargées en vue de réaliser la fusion inertielle est une approche relativement récente. Ces faisceaux constituent une alternative aux lasers par rapport auxquels ils présentent un certain nombre d'avantages liés essentiellement aux ordres de grandeur caractéristiques (durée d'impulsion, dimensions des cibles, supérieures d'au moins un ordre de grandeur aux données laser correspondantes), à la relative simplicité et au moindre coût des installations qu'ils mettent en oeuvre. La technologie des générateurs à haute puissance pulsée, qui permettent la production de faisceaux intenses d'électrons relativistes (FER) ou d'ions légers (FIL) a progressé très rapidement au cours des dernières années. La démonstration de la faisabilité de la voie "particules" implique encore cependant la solution de problèmes techniques difficiles. De ce point de vue l'installation de puissance PBFA I, dont la construction est quasi-achevée à la Sandia (USA), devrait constituer un test important de cette faisabilité.

Le chapitre 1 du rapport fait le point sur l'état actuel des recherches sur le sujet. Les difficultés essentielles concernent le mauvais couplage faisceau-cible pour les FER, la focalisation des FIL, le transport des faisceaux (FER ou FIL) des générateurs à la cible pour les installations multimodulaires de puissance.

En matière de FER, des niveaux de focalisation des faisceaux très élevés, de l'ordre de 10 TW/cm^2 , ont été obtenus sur des machines de laboratoire dès 1977 /1/. Dans cette voie, l'effort essentiel des dernières années a porté sur la recherche des conditions permettant d'augmenter le couplage faisceau-cible. Différents mécanismes dits "anormaux" d'interaction faisceau-cible ont été étudiés. En particulier, le mécanisme de stagnation (électrique et/ou magnétique) du faisceau dans une cible mince, susceptible d'induire une augmentation très sensible du dépôt d'énergie, a fait l'objet d'études dans différents laboratoires, les résultats les plus remarquables étant ceux annoncés en 1976-77 par l'équipe RUDAKOV à l'Institut Kurchatov (URSS) /1/ /2/ (facteur d'augmentation du dépôt d'énergie d'un facteur ~ 10). Le chapitre 2 du

rapport fournit une contribution à l'étude théorique de cet effet. Les différents modèles et moyens numériques (réalisés au Centre de Limeil) décrits dans ce chapitre permettent d'établir les caractéristiques de ce mécanisme et de situer le rôle des différents paramètres mis en jeu. Ces modèles ont été utilisés pour interpréter des expériences de chauffage de feuilles minces réalisées sur le générateur Chanteclair au Centre de VALDUC (MM. A. DEVIN et C. PEUGNET). Le facteur d'augmentation du dépôt d'énergie dans ces expériences est de l'ordre de 2 à 3 seulement. Les conditions théoriques d'obtention d'un facteur plus élevé (~ 5 à 10) ont été établies et discutées et correspondent à des caractéristiques machine très spécifiques.

L'utilisation des machines puisées en générateurs de faisceaux d'ions légers est maintenant démontrée avec un facteur de conversion du courant diode en courant d'ions supérieur à 80% /3/ /4/. A partir de ces données, et compte tenu du couplage faisceau-cible beaucoup plus favorable pour les ions que pour les électrons, les études FIL se sont développées de façon intensive aux USA au cours de la période récente (en particulier PBFA I doit être utilisé en générateur de faisceaux d'ions). Le problème technologique le plus immédiat dans cette voie est celui de la focalisation des faisceaux, les densités de courant sur cible obtenues jusqu'ici étant relativement faibles $\lesssim TW/cm^2$.

L'orientation des recherches "particules" vers les FIL a induit une étude approfondie de l'interaction ions-matière, d'abord à la Sandia, puis dans différents laboratoires. Le chapitre 3 du rapport fournit une contribution à cette étude. Le modèle DEPION décrit dans ce chapitre permet d'évaluer les caractéristiques du dépôt d'énergie d'ions quelconques incidents sur une cible et leur évolution au cours du chauffage du plasma. Les calculs effectués à partir du code DEPION et présentés à la fin du chapitre concernent des niveaux d'irradiation de cible à faible puissance (expériences envisageables au laboratoire) et à forte puissance (installations breakeven type PBFA II). Les résultats de ces calculs permettent d'orienter et de discuter la conception des cibles et la prévision d'expériences d'implosion par faisceaux d'ions.

CHAPITRE 1 - GENERALITES. LE CONFINEMENT INERTIEL PAR FAISCEAUX DE PARTICULES. INTRODUCTION AU PROBLEME DE L'INTERACTION FAISCEAU DE PARTICULES-MATIERE.

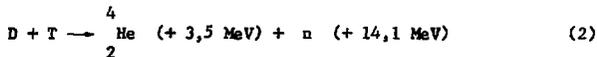
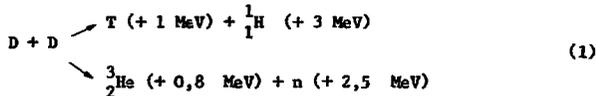
Ce chapitre a pour objet de rappeler de façon très succincte les données actuelles en matière de confinement inertiel par faisceaux de particules et de situer les problèmes d'interaction faisceau-cible qui sont étudiés dans les chapitres suivants et qui concernent :

- l'augmentation du dépôt d'énergie induite par stagnation magnétique d'un faisceau d'électrons en cible mince (chapitre 2)
- l'évolution des caractéristiques de dépôt d'ions légers dans un plasma de cible au cours du chauffage de celle-ci (chapitre 3).

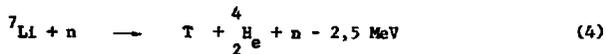
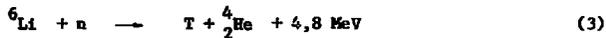
1/- LE CONFINEMENT INERTIEL PAR FAISCEAUX DE PARTICULES

1-1 - Les conditions de la fusion

Les réactions de fusion essentielles sont les suivantes :



Dans les concepts de réacteurs de fusion, on leur associe généralement les réactions complémentaires :



qui devraient assurer la production de tritium dans le réacteur lui-même grâce à l'interaction des neutrons de fusion avec une paroi de lithium entourant le coeur.

Pour entretenir la réaction (2) et brûler efficacement le DT, des conditions draconiennes doivent être réalisées :

. chauffage du DT à une température $T \sim 5-10$ keV assurant aux noyaux une vitesse suffisante pour vaincre la répulsion électrique lors de leurs collisions

. confinement du combustible satisfaisant au critère de Lawson $n \tau > 10^{14} \text{ s.cm}^{-3}$ où n est la densité du combustible en particules/cm³ et τ la durée du confinement en s.

1-2 - Les deux approches de la fusion

Les recherches actuelles sur la fusion font l'objet de deux approches fondamentales qui correspondent à des ordres de grandeur différents des paramètres de confinement n et τ .

1-2-1 - La fusion lente ou confinement magnétique

Dans cette approche, un confinement magnétique permet d'isoler les particules chargées du plasma thermonucléaire des parois du réacteur. La limitation des champs magnétiques réalisables dans ces configurations ~ 10 Teslas implique des densités de plasmas très faibles ($\sim 10^{14}$ à 10^{15} cm^{-3}) et par conséquent des temps de confinement très longs $\geq \text{s}$. Ce type de confinement est étudié sur différentes machines : tokamaks, pinches, miroirs magnétiques etc....

1-2-2 - La fusion rapide ou confinement inertiel

Cette approche est fondée sur la compression très rapide du combustible contenu dans une coquille sphérique résultant de l'implosion de cette coquille. Le critère caractéristique de ce type de confinement, déduit du critère de Lawson en remplaçant le temps de confinement par le temps de dislocation de la cible, porte sur le produit ρr de la densité et du rayon du combustible en fin de compression; les conditions de la fusion impliquent une valeur de $\rho r \sim 1$ à 10 g/cm^2 . Dans ces conditions, la combustion du DT doit s'effectuer dans le temps très court où il est

confiné par sa propre inertie (ordre de grandeur moyen: $\tau \sim ns \Rightarrow n \geq 10^{23} \text{ cm}^{-3}$). L'implosion de la coquille est induite en focalisant sur celle-ci une grande quantité d'énergie au moyen de faisceaux lasers ou de faisceaux de particules.

La configuration de cible la plus simple représentée figure 1 permet d'envisager deux régimes d'implosion :

. le régime ablatif

Dans ce cas l'énergie des faisceaux incidents est déposée dans la partie externe de la coquille (ablateur) causant un chauffage rapide de celle-ci et son explosion. La détente de l'ablateur a pour effet d'induire une onde de choc dans la partie interne de la coquille (pousseur) dont l'accélération centripète permet la compression du combustible; à la fin du processus d'implosion, celui-ci est confiné par le pousseur comprimé. La combustion du DT dans ces conditions implique un dépôt d'énergie dans l'ablateur considérable $\sim 2,5 \cdot 10^7 \text{ J/g}$ et une mise en vitesse du pousseur à $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$.

. le régime pousseur explosant

Il correspond au cas d'un dépôt d'énergie affectant toute l'épaisseur de la coquille et se traduisant par une explosion de celle-ci. La compression du DT induite dans ces conditions est sensiblement réduite par rapport à celle obtenue en régime ablatif (\sim d'un facteur 100) mais peut être compensée par un chauffage plus rapide résultant de vitesses d'implosion sensiblement plus élevées.

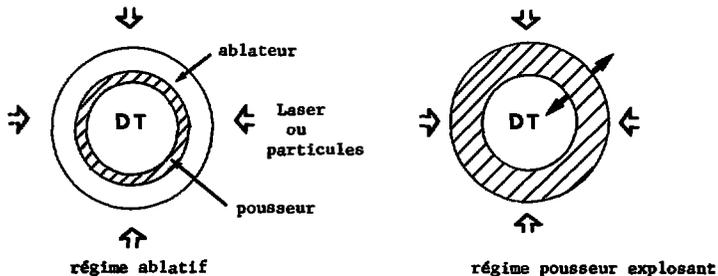


Fig.1 - Régimes d'implosion de cibles FCI

La compression doit rester sphérique durant toute la durée de l'implosion; cf. nécessité d'un dépôt d'énergie uniforme sur la cible et de l'absence d'instabilités hydrodynamiques.

En l'état actuel, les conditions de la fusion sont très loin d'être réalisées dans les deux approches. L'objectif le plus proche est la réalisation du breakeven (rendement unité : énergie de fusion = énergie délivrée à la cible). Cette étape, qui implique de disposer d'une puissance sur cible de l'ordre de 100 TW, nécessite la mise en oeuvre d'installations très importantes dont certaines sont en cours de réalisation (laser NOVA, machine de particules FBEA I...). Jusqu'ici les recherches ont été axées sur la réalisation d'implosions à faible puissance permettant la mise en évidence d'un nombre mesurable de neutrons thermonucléaires. Ce résultat a été obtenu et répété avec les lasers depuis de nombreuses années; avec les faisceaux de particules, dont le développement est plus récent, des neutrons thermonucléaires n'ont été observés que dans deux expériences /2 / 5 /.

1-3 - Confinement inertiel. Comparaison laser-particules

Les faisceaux laser et les faisceaux de particules, qui permettent de focaliser une grande quantité d'énergie sur une petite surface, constituent deux voies parallèles en matière de confinement inertiel. Ils impliquent cependant des technologies et des ordres de grandeur sensiblement différents. Le tableau ci-dessous permet une comparaison de ces ordres de grandeurs caractéristiques.

	Laser	Particules
Ø focalisation	~ 100 µm	≥ 1 mm
Durée impulsion	~ 100 ps à 1 ns	~ 40 - 100 ns
Mécanisme de dépôt	dépôt spécifique très élevé (~ dépôt en surface) ⇒ température T ~ keV Transport par conduction. Préchauffage par électrons suprathermiques (à flux élevés λ ≥ 1 µm)	dépôt spécifique faible (dépôt en volume) ⇒ température T ~ 10 à 400 eV préchauffage par rayonnement de freinage dans le cas des FER seulement
Rendement	≤ 3 à 4%	20 à 50%

Les faisceaux de particules permettent de transporter de grandes quantités d'énergie mais à des puissances plus faibles que dans le cas des lasers. Les caractéristiques respectives de focalisation et de durée d'impulsion des deux voies impliquent des ordres de grandeur différents en ce qui concerne les dimensions des cibles et par conséquent les durées d'implosion; les données relatives aux particules ($\phi_{\text{cible}} \sim$ qq. mm au cm, durée d'implosion \sim quelques dizaines de ns) sont beaucoup plus facilement mesurables et accessibles aux diagnostics. Compte tenu de leur simplicité, de leur excellent rendement et de leur coût relativement faible, les générateurs apparaissent présenter un certain nombre d'avantages sur les installations laser beaucoup plus sophistiquées; à noter cependant que cette technologie est encore récente et n'a pas acquis le degré de maîtrise de la technologie laser : cf. notamment les problèmes de focalisation et de transport des faisceaux. Ces générateurs à haute puissance pulsée permettent de produire des faisceaux intenses d'électrons relativistes (FER) ou d'ions légers (FIL) compris entre les protons et les ions d'oxygène.

Nb - Faisceaux d'ions lourds

L'utilisation pour le confinement inertiel de faisceaux d'ions lourds (Uranium par exemple) de grande énergie (\sim GeV) constitue une voie particulière. De tels faisceaux auraient l'avantage de réduire de façon importante le courant à transporter sur la cible. Ils impliquent une technologie tout à fait différente des générateurs de particules discutés ici, qui est celle des grands accélérateurs (accélérateurs linéaires par exemple). Les courants requis pour le confinement inertiel devraient cependant être beaucoup plus intenses que ceux produits par les accélérateurs utilisés jusqu'ici; la construction d'installations de ce type fait l'objet de projets, notamment en Allemagne Fédérale.

2/- LES GÉNÉRATEURS DE PARTICULES A HAUTE PUISSANCE PULSÉE

La technologie des générateurs à haute puissance pulsée est développée depuis une vingtaine d'années; cependant, l'utilisation de ces générateurs pour le confinement inertiel est beaucoup plus récente puisque leur vocation initiale était la production d'une émission de rayonnement intense (X ou γ) destinée à simuler l'effet des armes nucléaires sur des matériaux. L'adaptation

de ces machines à la production et à la focalisation sur une cible de faisceaux d'électrons d'abord, puis d'ions légers, s'est traduite par une progression spectaculaire de cette technologie au cours des dernières années.

2-1 - Description d'un générateur à haute puissance pulsée

Un générateur de faisceaux d'électrons relativistes correspond au dispositif relativement simple représenté figure 2.

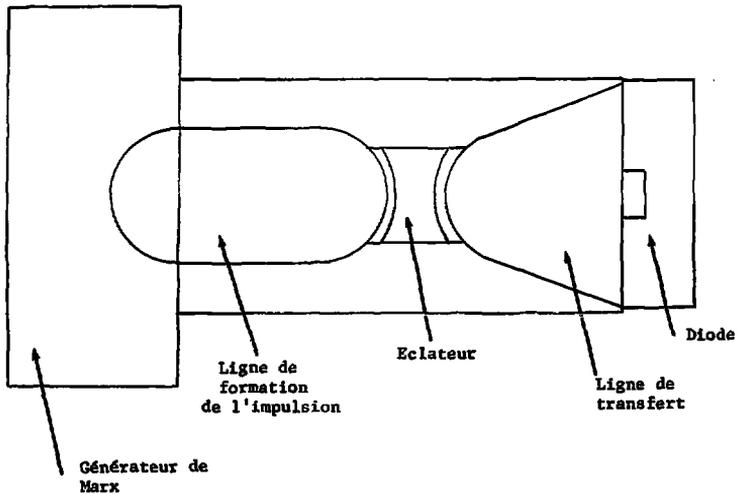


Fig. 2 - Schéma de principe d'un générateur à haute puissance pulsée

Le premier élément est un générateur de Marx c'est-à-dire une source de haute tension où est stockée une grande quantité d'énergie. Il est constitué d'une batterie de condensateurs chargés en parallèle, connectés par des éclateurs en série, et immergés dans de l'huile.

L'énergie emmagasinée dans le Marx est déchargée dans une ligne coaxiale, dite ligne de mise en forme de l'impulsion, dont la longueur détermine la durée de l'impulsion de tension; cette ligne est à son tour déchargée dans une ligne de transmission qui a pour rôle de transférer l'impulsion à la charge constituée par la diode. Les deux lignes utilisent de l'huile ou plus généralement de l'eau déionisée comme isolant.

La diode est l'élément essentiel du générateur qui permet l'extraction du faisceau d'électrons. Il s'agit d'un tube à vide constitué d'une cathode cylindrique (diamètre $\phi_c \sim$ quelques cm - 10 cm), à laquelle est transférée l'impulsion de tension V , et d'une anode généralement plane sur laquelle est focalisé le faisceau d'électrons relativistes extrait de la cathode. L'obtention de courants I_p focalisés très intenses implique des impédances Z_c de diodes très faibles.

Ordre de grandeur des caractéristiques de telles diodes

$$V \sim 400 \text{ kV} - 1 \text{ MV}, I_p \sim 100 \text{ kA} - 1 \text{ MA}, Z_c \sim 1 \Omega$$

2-2 - Physique d'une diode basse impédance

2-2-1 - Phénoménologie

Le fonctionnement d'une diode basse impédance est très complexe. Les électrons sont extraits d'un plasma dense créé à la surface de la cathode à partir du mécanisme d'émission de champ (vaporisation d'impurétés microscopiques de la surface cathodique). Leur trajectoire dans l'espace interélectrode est déterminée essentiellement par le champ électrique de la diode et le champ magnétique propre du faisceau. L'impact des électrons sur l'anode induit également un plasma à la surface de celle-ci; d'où l'émission d'un courant d'ions à partir de ce plasma qui augmente le courant de la diode. Les deux plasmas d'électrodes ont une vitesse d'expansion de l'ordre de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ et ferment progressivement l'espace

interélectrode (le court-circuit de la diode intervient quand les deux plasmas se rencontrent).

Les différentes phases de fonctionnement de la diode sont représentées figure 3.

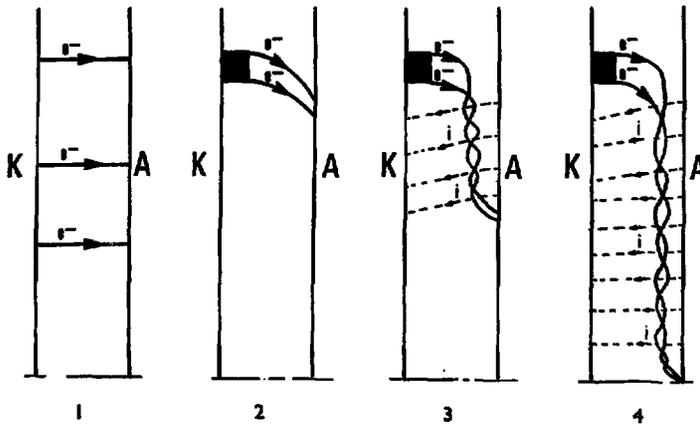


Fig.3 - Phases du fonctionnement d'une diode basse impédance

- Au début de l'impulsion de tension, les électrons ont un écoulement laminaire limité par la charge d'espace avec une densité de courant déterminée par la loi de Child-Langmuir

$$J \sim 2,33 \cdot 10^3 \frac{V^{3/2}}{(d-v_c t)^2} \quad \text{A/cm}^2$$

où d est la distance interélectrode en cm, v_c la vitesse d'expansion du plasma de cathode en cm/s, t le temps en s et V est la tension de la diode en MV.

- Lorsque la tension et donc le courant ont suffisamment augmenté, l'effet du champ magnétique propre du faisceau B_{θ} (champ azimuthal) n'est plus négligeable et induit un pincement progressif du faisceau. Ce pincement limite le courant dans la diode; une expression approchée de ce courant limite J_c est celle correspondant au cas où un électron extérieur du faisceau subit une rotation de 90°

$$J_c \sim 8500 \beta \gamma \frac{R_c}{d} \text{ A} \quad \text{où } \beta = \frac{v_e}{c} \text{ et } \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

v_e vitesse des électrons

elle est fonction du rapport d'aspect R_c/d de la diode (R_c = rayon de la cathode).

- Le processus réel de focalisation du faisceau intervient en fait à partir de la formation du plasma d'anode. Celle-ci est induite d'abord annulairement à partir des électrons les plus externes du faisceau (B_{θ} max). Dans cet anneau, où le champ électrique est évanescant, les électrons sont réfléchis par le champ magnétique avant d'être renvoyés dans l'anode par le champ électrique de la diode; ils contribuent alors à la formation d'un nouvel anneau de plasma de rayon inférieur. Le mécanisme se poursuit rapidement (en moins d'une ns) jusqu'à ce que le plasma couvre toute la surface de l'anode. Il aboutit alors à l'état stationnaire du fonctionnement de la diode caractérisé par un écoulement quasi-radial des électrons et une focalisation du faisceau au voisinage de l'axe de la diode. L'écoulement des ions, qui ne sont pratiquement pas déviés par le champ magnétique, est laminaire. Dans cette phase finale, l'émission de la cathode est essentiellement une émission de bords, en raison de l'importance de la charge d'espace au niveau de l'axe de la diode; les caractéristiques de celle-ci sont en effet sensiblement les mêmes que celles observées avec une cathode creuse.

Performances actuelles des diodes

Les diodes basse impédance permettent de focaliser des courants de quelques centaines de kA sur des diamètres de l'ordre de quelques mm correspondant à des densités de courant sur cible $\geq 10 \text{ MA/cm}^2$ ou à des densités de puissance $\geq 10 \text{ TW/cm}^2$ (pour des électrons de 1 MeV).

2-2-2 - Simulation du fonctionnement de la diode

Différents modèles analytiques, déduits du modèle parapotential /6 à 10/ ont été élaborés pour décrire le fonctionnement d'une diode et évaluer le courant focalisé sur l'anode. GOLDSTEIN et LEE ont obtenu l'expression suivante du rapport des courants ionique I_i et électronique I_e :

$$\frac{I_i}{I_e} \sim \left(\frac{2 m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{\gamma}{(\gamma + 1)} \frac{1}{2} \frac{R_c}{d} \quad (5)$$

m_e masse de l'électron, m_i masse de l'ion, $\gamma = 1 + \frac{eV}{m_e c^2}$

la valeur maximum du courant électronique étant :

$$I_e \sim 0,25 (\gamma + 1)^2 I_0 (\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}) \text{ MA}$$

Une simulation numérique de la physique de la diode est obtenue à partir d'un calcul bidimensionnel, self consistent et quasi-stationnaire des trajectoires électroniques et ioniques dans la diode. Ce type de simulation a été développé dans différents laboratoires et notamment à la Sandia (J.M. POUKEY). Les figures 4 à 6 correspondent à de telles simulations fournies par le code DIODE développé au Centre de LIMEL /11/ à /13/ dans le cas d'une diode définie par les paramètres suivants :

Cathode cylindrique de rayon	$R_c = 2,54 \text{ cm}$
Anode cylindrique de rayon	$R_a = 5,08 \text{ cm}$
Distance anode-cathode	$d = 0,3175 \text{ cm}$
Tension d'anode	$V = 1 \text{ MV.}$

Nb - Diodes RUDAKOV

Un fonctionnement de diode tout à fait différent de celui décrit plus haut a été mis en évidence à l'Institut Kurchatov par L. RUDAKOV et al. avec une diode à très faible rapport d'aspect (cathode de très faible diamètre $\phi_c \sim$ quelques mm) permettant de focaliser des courants de plusieurs centaines de kA /14/ /15/. Ce fonctionnement "anormal" est interprété par la présence d'un canal de plasma turbulent dans l'espace interélectrode assurant

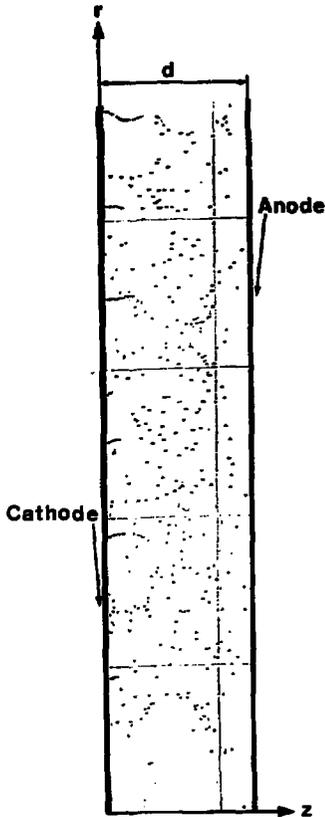


Fig. 4 - Positions des électrons dans l'espace inter-électrode à un instant donné.

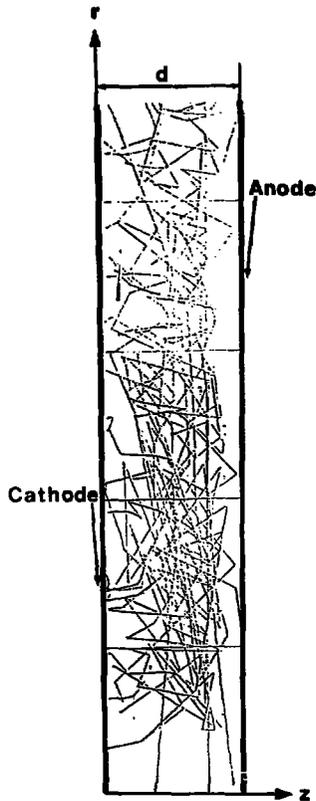


Fig. 5 - Trajectoires approchées des électrons dans l'espace inter-électrode. Des trajectoires plus précises impliqueraient pour le calcul un pas en temps beaucoup plus faible, correspondant à un temps de calcul prohibitif.

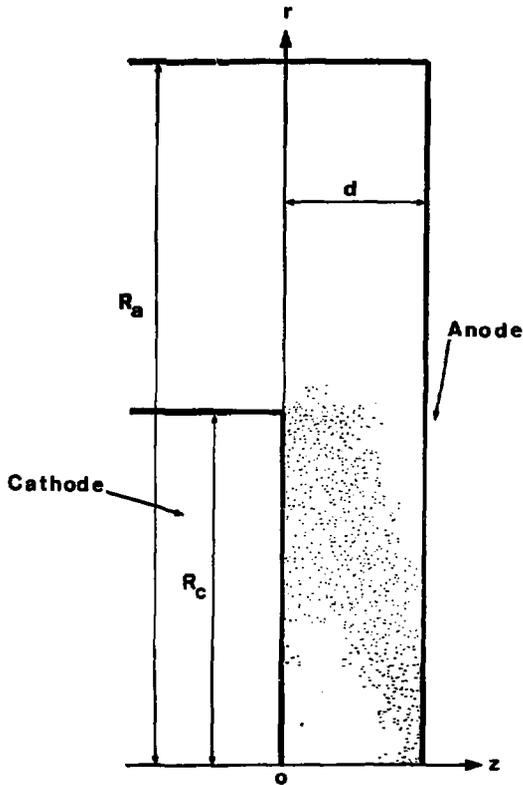


Fig. 6 - Répartition des courants dans l'espace inter-électrode : quels que soient r_0 et z_0 , le nombre de points (r, z_0) tels que $0 \leq r \leq r_0$ est proportionnel au courant traversant le cercle d'axe Oz et passant par le point (r_0, z_0) . Cette sortie graphique permet d'illustrer l'écoulement radial des électrons.

un comportement basse impédance de la diode. Des diodes de ce type ont permis d'obtenir des densités de courant sur cible de l'ordre de 30 MA/cm² sur ANGARA I (courant focalisé I ~ 400 kA, tension de diode V ~ 1 MV).

2-3 - Utilisation d'une diode en générateur d'ions

Le courant d'ions circulant dans une diode est évalué par l'équation (5). La diode étant électriquement neutre (Q_e charge des électrons = Q_i charge des ions), le rapport des courants électronique et ionique est l'inverse de celui des temps de transit t_e et t_i des électrons et des ions dans l'espace interélectrode.

$$\frac{I_i}{I_e} \sim \frac{Q_i/t_i}{Q_e/t_e} \sim \frac{t_e}{t_i}$$

Dans une diode de Child-Langmuir ce rapport est en général faible puisque la plus grande partie de l'énergie est emportée par les électrons plus rapides. L'augmentation du courant I_i peut être obtenue :

- soit en supprimant (ou en réduisant) le courant électronique au moyen d'un champ magnétique transversal B qui renvoie les électrons dans la cathode. Cette méthode a été mise au point à la Sandia avec les diodes à isolation magnétique qui permettent d'obtenir un rendement de conversion du courant diode en courant d'ions de l'ordre de 80%. Le schéma de fonctionnement d'une telle diode est représenté figure 7a .

- soit en allongeant le parcours des électrons, ce qui est réalisé avec les diodes à grand rapport d'aspect dans lesquelles le faisceau est fortement focalisé et l'écoulement des électrons quasi-radial :

$$\frac{I_i}{I_e} \sim \frac{t_e}{t_i} \sim \frac{(R+d)/v_e}{d/v_i}$$

v_i vitesse des ions

Un rendement de conversion de l'ordre de 80% a été obtenu de cette manière au NRL^(*) avec la pinch reflex diode représentée figure 7b; dans cette diode, le temps de transit des électrons est encore augmenté par la présence d'une feuille isolante mince (plastique) collée sur l'anode et permettant d'induire un grand nombre de réflexions des électrons. La conversion de

(*) NAVAL Research Laboratory, WASHINGTON.

diodes en générateurs d'ions étant acquise, il reste le problème difficile de la focalisation du faisceau puisque le champ magnétique propre est insuffisant pour dévier sensiblement les trajectoires des ions. Jusqu'ici des performances de focalisation seulement limitées ont pu être obtenues au NRL et à la Sandia avec le dispositif représenté figure 7c : anode hémisphérique assurant une focalisation géométrique du faisceau, cathode mince limitant une cavité remplie d'air permettant de neutraliser la charge d'espace du faisceau. Les densités de courant maxima focalisées sur cible sont de l'ordre du MA/cm² correspondant à des densités de puissance ~ 1 à 5 TW/cm².

2-4 - Machines de puissance

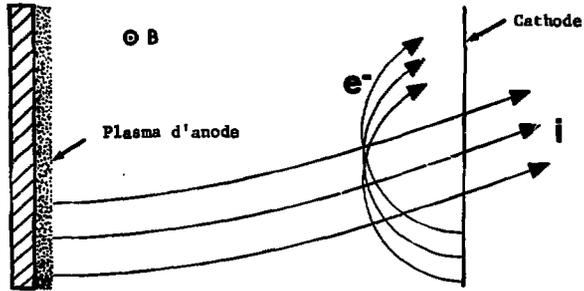
2-4-1 - Installations multimodulaires

L'approche du breakeven nécessite la réalisation d'installations permettant de focaliser des puissances de l'ordre de la centaine de TW sur cible. De telles installations de puissance ne sont réalisables qu'en groupant un grand nombre de générateurs ou modules pour les raisons suivantes :

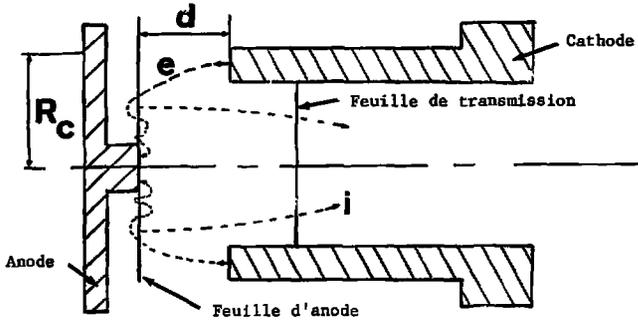
- la puissance électrique maximum transportable et focalisable avec un seul générateur est limitée pour des raisons technologiques à ~ 1-3 TW; il est donc nécessaire de multiplier le nombre de modules pour obtenir la puissance ~ 50 - 100 TW recherchée

- l'irradiation uniforme d'une cible sphérique implique la focalisation d'un nombre élevé de faisceaux sur celle-ci. La conception de telles machines caractérisées par un grand nombre de faisceaux convergeant vers une chambre centrale a posé deux problèmes majeurs de transport :

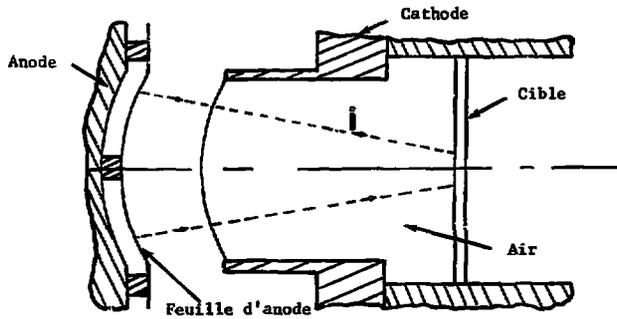
- . le transport de l'énergie électromagnétique sur une distance de l'ordre de la dizaine de mètres. Ce problème a été résolu avec la réalisation des lignes de transmission à isolation magnétique dans le vide qui utilisent le champ magnétique transversal très intense induit par le courant circulant dans la cathode pour imposer aux électrons de revenir sur celle-ci. Ces lignes ont permis de transporter des puissances de l'ordre du TW sur une distance ~ 10 m avec un rendement ~ 80%.



a.- Schéma de fonctionnement d'une diode à isolation magnétique



b.- Schéma de fonctionnement d'une diode pinch reflex



c.- Schéma de fonctionnement d'une diode à anode hémisphérique

Fig.7 - Schémas de fonctionnement de différents types de diode

. le transport des faisceaux focalisés, des diodes (extrémités des lignes de transmission) à la cible, sur une distance de quelques mètres, pour éviter la destruction des diodes à chaque microexplosion. La solution de ce problème consiste à neutraliser les faisceaux en charge et en courant au moyen de canaux de plasmas denses et magnétisés initialement induits à partir d'une décharge (fil explosé, laser....).

2-4-2 - Objectifs

Deux installations de puissance sont actuellement en cours de réalisation : PBFA (I et II) aux USA (SANDIA), ANGARA V en URSS (KURCHATOV). Les USA portent l'essentiel de leurs efforts sur les ions légers et PBFA I, initialement prévu pour fonctionner en FER, a été converti en générateur d'ions. Les Russes poursuivent leurs recherches dans la voie FER et ANGARA V est toujours programmé pour la production de faisceaux d'électrons.

Le tableau ci-dessous rassemble les caractéristiques essentielles de ces installations dont l'aboutissement devrait être l'obtention du breakeven vers 1985-86. Le projet PBFA comprend deux étapes : la réalisation avec PBFA I d'implosions permettant la mise en évidence de 10^9 - 10^{11} neutrons thermonucléaires et démontrant la faisabilité de la voie ions légers, l'obtention du breakeven avec PBFA II. Le problème essentiel à résoudre dans l'immédiat concerne la focalisation des FIL, leur transport et la réduction de la durée d'impulsion (bunching).

Machine	PBFA I	PBFA II	ANGARA V
Particules	FIL p, deutons	FIL ions	FER
Nombre modules	36	72	48
Tension	2 MV	4 - 8 MV	2 MV
Energie Marx	4 MJ	15 MJ	-
Puissance max	~ 30 TW	~ 100 TW	48 - 96 TW
Largeur impulsion	40 ns	40 ns	90 ns
Energie totale diode	1 MJ	4 MJ	5 MJ
Energie prévue sur cible	150 - 600 kJ	1 MJ	-
Tirs sur cible	1982 - 83	1985 - 86	1985

2-4-3 - La voie nouvelle des liners

Une autre possibilité d'utilisation pour le confinement inertiel des machines à haute puissance pulsée est envisagée depuis une date récente : les liners. Dans cette option, un générateur sert à produire le passage d'un courant très intense dans une feuille cylindrique (métal ou plasma). Le champ magnétique induit par ce courant a pour effet d'implorer le cylindre à des vitesses très élevées avec pour résultat la création au niveau de l'axe de la diode d'un plasma dense et chaud. Ce processus peut être utilisé pour implorer une cible sphérique centrale ; à noter cependant qu'une éventuelle application ultérieure pour la fusion pose le problème du remplacement du dispositif après chaque microexplosion. Cette voie nouvelle est actuellement étudiée aux USA (Physics Industry , Sandia) et en URSS. Un certain nombre de résultats ont été obtenus aux USA avec des fils explosés ou des anneaux de plasma créés par injection de gaz dans l'espace interélectrode; cf résultats obtenus à Physics Industry avec un liner gazeux : T_e température électronique > 1 keV, n_e densité électronique $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

3/- INTERACTION PARTICULES-MATIÈRE

Pour une puissance fixée incidente sur une cible donnée, le rendement de l'implosion de cette cible est déterminé par les caractéristiques du dépôt de l'énergie. Ces caractéristiques sont généralement moins favorables que dans le cas de l'interaction laser-matière en raison du parcours relativement long des particules chargées (parcours d'un électron de 1 MeV dans l'or $R > 200 \mu\text{m}$). Les études menées sur l'interaction au cours des dernières années ont eu pour objectif de rechercher les conditions permettant d'optimiser le couplage faisceau-cible. Elles ont été orientées dans deux directions : la recherche d'effets "anormaux" permettant de réduire le parcours des électrons dans la matière, l'étude de l'interaction ions-matière motivée par les caractéristiques de dépôt beaucoup plus favorables des ions.

3-1 - Mécanismes de ralentissement

Le ralentissement d'une particule chargée dans la matière met en jeu différents processus d'interaction.

3-1-1 - Collisions inélastiques avec les électrons atomiques

Les collisions coulombiennes binaires des particules incidentes avec les électrons atomiques du milieu cible constituent le mécanisme essentiel de perte d'énergie; elles ont pour résultat l'ionisation du milieu et l'excitation des noyaux. La perte d'énergie dE des particules incidentes par unité de longueur dx (pouvoir d'arrêt) résultant de ce processus d'ionisation a pour expression /16/

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion.}} \sim \frac{NZ_1^2 Z_2}{m_e v^2}$$

où N est le nombre d'atomes-cible par unité de volume, Z_2 le numéro atomique du matériau, Z_1 et v respectivement la charge effective et la vitesse de la particule incidente. En prenant en compte un certain nombre de corrections : effets de densité induits par la présence d'autres atomes que l'atome subissant l'interaction, effets de couches..... ROHRLICH et CARLSON /17/ obtiennent l'expression suivante du pouvoir d'arrêt d'ionisation pour les électrons :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion.}} = \frac{2\pi r_0^2 N Z_2}{\beta^2} m_e c^2 \left[\ln \frac{m_e^2 c^4 \tau^2 (\tau + 2)}{2\bar{I}^2} + f(\tau) - c_s - \delta \right]$$

r_0 = rayon classique de l'électron

\bar{I} = potentiel d'ionisation moyen de l'atome cible

$\tau = \frac{T_0}{m_e c^2}$, T_0 = énergie cinétique des électrons

$$f(\tau) = \frac{1 + \tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2}$$

c_s est le terme correctif dû aux effets de couche,

δ est le terme correctif dû aux effets de densité

3-1-2 - Rayonnement de freinage dans le champ des noyaux et des électrons orbitaux

Cet effet est à prendre en compte seulement dans le cas des électrons; il correspond à une composante du pouvoir d'arrêt /18/

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Br} \sim N Z^2 \frac{E}{m_e c^2} \quad \text{MeV/cm}$$

avec E = énergie des électrons incidents en MeV.

Le rapport de cette composante à celle due à l'ionisation est relativement faible

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Br} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \sim 0,1$ pour des électrons de 1 MeV incidents sur une cible de Plomb ($Z = 82$).

Ce rayonnement de freinage peut cependant induire un préchauffage du pousseur suffisant pour réduire sensiblement les performances de compression d'une cible.

3-1-3 - Collisions inélastiques avec un noyau

La contribution de cet effet, dû au ralentissement des particules incidentes par chocs inélastiques sur les noyaux du matériau cible, est relativement faible.

3-2 - Interaction faisceau-plasma

Les conditions du dépôt d'énergie évoluent lorsque la cible devient un plasma (chauffage et ionisation du matériau). Tant que ce plasma reste suffisamment dense, les processus collisionnels constituent le mécanisme prédominant de ralentissement, celui-ci étant induit par l'interaction des particules incidentes avec les 2 composantes électroniques du plasma de cible : les électrons libres et les électrons liés. La contribution des électrons libres a pour effet de réduire le parcours des particules dans la cible. Dans les conditions de température et de densité prévues pour le chauffage des cibles ICF, cette réduction est particulièrement élevée dans le cas où les particules incidentes sont des ions puisqu'elle peut approcher un facteur 2; l'étude de cet effet résultant de l'ionisation de la cible

constitue l'objet du chapitre 3 du présent rapport.

L'éventualité d'excitation d'oscillations de plasma (comportement collectif des particules) dans le plasma de blow off a été étudiée, particulièrement dans le cas des FER /19/. D'autre part, un certain nombre d'études théoriques et expérimentales ont été effectuées pour tenter de mettre en évidence le développement d'instabilités faisceau-plasma; ces études n'ont pas permis jusqu'ici d'établir clairement l'importance de tels effets.

3-3 - Comparaison des caractéristiques de dépôt des électrons et des ions

Les caractéristiques du ralentissement et du dépôt d'énergie des ions et des électrons dans un matériau donné diffèrent sensiblement. Les électrons suivent une trajectoire complexe en raison du grand nombre de diffusions qu'ils subissent et leur profil de ralentissement, représenté figure 8, indique un maximum du dépôt d'énergie dans les couches les plus extérieures de la cible. A l'inverse, les ions, beaucoup plus lourds, ont une trajectoire quasi-rectiligne avec un maximum de dépôt en fin de parcours (pic de Bragg). Par ailleurs, le dépôt spécifique d'énergie est beaucoup plus

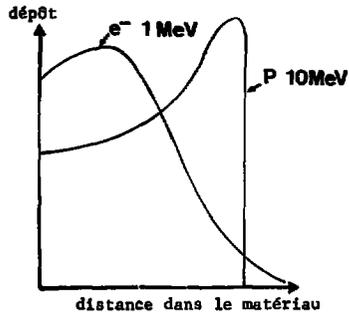


Fig. 8 - Profil de ralentissement des électrons de 1 MeV et des protons de 10 MeV

élevé pour les ions que pour les électrons de même énergie (les parcours d'un électron de 1 MeV et d'un proton de 10 MeV sont équivalents). Du point de vue de l'implosion d'une cible, il est évident que les caractéristiques de dépôt des ions sont beaucoup plus favorables que celles des électrons : dépôt spécifique d'énergie élevé, maximum du dépôt à l'intérieur de la cible, absence de préchauffage par rayonnement de freinage.

3-4 - Point des recherches sur l'interaction. Introduction aux chapitres 2 et 3 du rapport

3-4-1 - Interaction FER-matière

La technologie des générateurs permet actuellement d'atteindre des niveaux de focalisation de l'ordre de $10 - 30 \text{ MA/cm}^2$ par faisceau; la mise en oeuvre d'un grand nombre de modules (ANGARA V) devrait donc en principe permettre d'atteindre des puissances sur cible $\geq 100 \text{ TW}$, dans la mesure où les problèmes du transport et du chevauchement des faisceaux au niveau de la cible, auront été maîtrisés. Cependant, le couplage FER-cible reste médiocre en raison du long parcours des électrons dans la matière et de leur profil de dépôt. Ce couplage limité rend difficile la réalisation au laboratoire, c'est-à-dire avec une installation de faible puissance (un ou 2 modules), d'expériences d'implosions permettant la mise en évidence d'un nombre mesurable de neutrons thermonucléaires analogues à celles effectuées avec les lasers.

Le dépôt spécifique d'énergie maximum correspondant à une densité de courant focalisé $\sim 10 \text{ MA/cm}^2$, qui est inférieur à 10 TW/g , induit une vitesse de pousseur $v_p \leq 3-4 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ insuffisante pour une implosion performante de la cible. Rappelons cependant qu'une implosion de ce type, réalisée à la Sandia (une cible sphérique de deutérium noyée dans le faisceau de la machine HYDRA) /5/, a permis de mesurer $\sim 10^6$ neutrons; ce résultat a pu être obtenu grâce à la compression d'un champ magnétique (initialement créé dans le combustible) permettant de réduire les pertes par conduction thermique électronique en fin de compression; une telle cible à isolation magnétique ("cible \emptyset ") a permis d'obtenir le chauffage requis du combustible en dépit de la vitesse relativement faible d'implosion.

Les études en matière d'interaction menées au cours des dernières années ont donc eu pour objectif de rechercher les conditions d'un meilleur couplage faisceau-cible; elles ont concerné essentiellement deux effets dits "anormaux" susceptibles de réduire la distance d'arrêt des électrons dans la matière.

- la stagnation du faisceau dans une cible mince résultant de la présence de champs électrique et magnétique dans la région de la cible. Cet effet a été mis en évidence expérimentalement par RUDAKOV et al. qui ont mesuré un dépôt d'énergie supérieur d'un facteur ~ 10 au dépôt "classique" attribué au piégeage d'une partie des électrons au niveau de la cible. A partir de ce résultat, une expérience monofaisceau d'implosion d'une cible conique remplie de deutérium a pu être réalisée; la vitesse du pousseur $v_p \sim 6 \text{ à } 8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ induite par ce dépôt "anormal" a permis une compression du combustible suffisante pour produire une émission neutronique $\sim 2 - 5 \cdot 10^6$ neutrons /2 /.

Cet effet de stagnation du faisceau a fait ensuite l'objet d'études dans différents laboratoires. Le chapitre 2 de ce rapport est une contribution au sujet fondée sur les études théoriques et numériques effectuées au CEA Limeil et testées par des expériences réalisées au CEA Valduc.

- la génération d'instabilités faisceau-plasma dans une cible de Z faible

Dans ce processus, le faisceau excite une instabilité ; il y a d'abord conversion de l'énergie cinétique des électrons en énergie électromagnétique, puis, par effets non linéaires, conversion de l'énergie électromagnétique en énergie thermique du plasma de la cible. Différents types d'instabilités peuvent être envisagés et particulièrement l'instabilité faisceau-plasma ou l'instabilité liée au courant de retour (Buneman Pierce ou acoustique ionique). Les travaux les plus nombreux sur le sujet sont ceux menés sur l'instabilité faisceau-plasma par le laboratoire d'OSAKA /20/ /21/ . Les résultats publiés par ce laboratoire font état de la mesure d'un dépôt d'énergie très élevé dans des cibles de Z faible (CH_2) : faisceau stoppé dans le plasma de blowoff chauffage de celui-ci à $T \sim 1 \text{ keV}$. A noter que les expériences de ce type réalisées dans d'autres laboratoires n'ont pas permis de confirmer de tels résultats /22/ /23/ ; par ailleurs l'étude théorique de cette instabilité montre qu'elle peut difficilement se développer en raison du gradient de densité important qui s'établit dans le plasma de blowoff /24/.

3-4-2 - Interaction FIL-matière

L'intérêt récent pour les faisceaux d'ions, concrétisé par la conversion de l'installation FBFA I en générateur d'ions, a induit une recherche intensive de l'interaction FIL-matière, particulièrement à la Sandia (cf. MELHORN et al. /25/ /26/). Le chapitre 3 du présent rapport a pour objet de décrire succinctement le code DEPION de dépôt des ions dans un plasma de cible réalisé au Centre de Limeil et de discuter un certain nombre de résultats fournis par ce programme. Celui-ci, fondé sur des approximations du même ordre que le modèle de MELHORN, prend en compte les effets de température par l'intermédiaire du degré d'ionisation du matériau cible. Le couplage de DEPION à un code hydrodynamique permet de déterminer l'évolution du dépôt d'énergie dans la cible au cours du chauffage de celle-ci.

CHAPITRE 2 - CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE DE L'AUGMENTATION DU DEPOT D'ENERGIE INDUITE PAR STAGNATION MAGNETIQUE D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS RELATIVISTES EN CIBLE MINCE

Dans ce chapitre, le mécanisme de la stagnation magnétique d'un faisceau d'électrons dans une cible mince est précisé et les conditions machine optimales, susceptibles d'induire une augmentation maximum du dépôt d'énergie, sont établies. Les différents moyens numériques mis en oeuvre pour approcher et simuler l'interaction FER-cible relative à des expériences de chauffage de feuilles minces sont décrits. Des expériences de ce type réalisées au Centre d'Etudes de Valduc sont brièvement discutées et interprétées.

1/- INTRODUCTION AU PHENOMENE D'AUGMENTATION DU DEPOT

1-1 - Dépôt d'énergie minimum (ou classique). Rappel

1-1-1 - Incidence normale

Pour un faisceau d'électrons monénergétiques T_0 arrivant normalement sur une cible cylindrique d'épaisseur e , de rayon R_p et de densité ρ (figure 9), la puissance spécifique minimale déposée, exprimée en $TW.g^{-1}$, s'écrit /27/

$$P_{MIN} = \frac{I_p}{S} \left[\frac{dV}{\rho dx} \right]_{T_0}$$

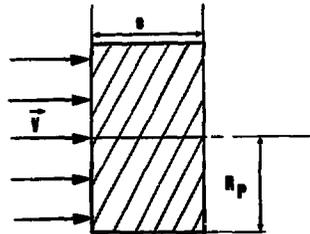


Fig. 9

où $I_p = n_e^- \bar{e} v_1 S$ est le courant total incident en MA

\bar{e} est la charge de l'électron
 n_e est la densité moyenne électronique du faisceau
 v_1 est la vitesse axiale des électrons
 $S = \pi R_p^2$ est la surface de la cible en cm^2

$\left[\frac{dV}{\rho dx} \right]_{T_0}$ est le pouvoir d'arrêt des électrons d'énergie incident T_0 ,
 exprimé en $\text{MV.cm}^2 . \text{g}^{-1}$.

Cette puissance minimale servira de référence lors des évaluations de dépôt effectuées dans la suite du présent rapport.

1-1-2 - Incidence quelconque

Pour un faisceau d'électrons d'incidence θ (figure 10), la puissance spécifique minimale déposée devient :

$$P_{\text{MIN}}(\theta) = \frac{v}{v_1} P_{\text{MIN}}$$

Le rapport $v/v_1 = 1/\cos \theta$, correspondant à l'accroissement du dépôt par rapport à l'incidence normale, est de l'ordre de 2 dans une diode (angle moyen d'incidence $\sim 60^\circ$).

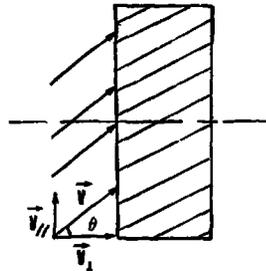


Fig. 10

1-2 - Facteurs d'augmentation du dépôt

Dans la réalité, la puissance spécifique effectivement déposée dans la cible est sensiblement supérieure à la puissance minimum définie ci-dessus. Cette augmentation du dépôt peut résulter de différents effets : la diffusion par collisions élastiques, une éventuelle stagnation (magnétique ou électrique) du faisceau dans la région de la cible, des processus collectifs microscopiques et notamment le mécanisme d'instabilité faisceau-plasma évoqué plus haut.

1-2-1 - Diffusions par collisions élastiques

Les diffusions, dues aux collisions élastiques des électrons du faisceau sur les atomes du matériau de la cible, induisent une augmentation du parcours des électrons dans celle-ci. Comme le nombre de ces diffusions croît avec le numéro atomique Z_2 du milieu absorbant, on a intérêt à utiliser un matériau à Z_2 élevé, l'or par exemple.

1-2-2 - Stagnation magnétique et électrique du faisceau dans la cible

Un accroissement notable du dépôt d'énergie peut être escompté dans des conditions bien déterminées, à partir d'une certaine stagnation du faisceau dans la cible, cette stagnation étant induite par la présence de champs dans la zone d'interaction.

Ces champs peuvent être éventuellement appliqués, mais il s'agit d'abord des champs liés au faisceau lui-même (figure 11) :

- devant la cible : champ électrique axial de la diode E_z , champ magnétique azimuthal propre B_θ du faisceau,
- dans la cible : champ magnétique propre B'_θ ayant diffusé dans le matériau,
- derrière la cible, dans le cas d'une cible mince : champ magnétique propre B''_θ du faisceau transmis; éventuellement champ électrique résultant de la formation d'une charge d'espace (effet de cathode virtuelle).

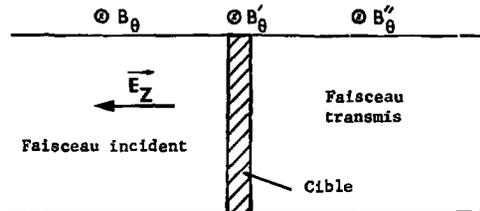


Fig. 11

La contribution essentielle à cette augmentation du dépôt apparaît être le mécanisme de stagnation du faisceau résultant de la magnétisation de la cible; l'importance de cet effet peut varier sensiblement suivant les conditions expérimentales.

- Cas d'une cible épaisse. (épaisseur e de l'ordre du parcours R des électrons dans la milieu $\Rightarrow e \sim 200$ à $300 \mu\text{m}$ d'or froid par exemple).

L'étude de la diffusion du champ dans la cible montre qu'une faible partie seulement de la cible est magnétisée (profondeur de peau $\delta \sim 25 \mu\text{m}$ dans l'or froid); l'augmentation du dépôt reste donc limitée dans ce cas à une mince couche superficielle et le dépôt global dans la cible n'est pas sensiblement modifié par le mécanisme de stagnation magnétique aux valeurs de courant délivrées par les machines actuelles.

Dans le cas des machines pré-breakeven type ANGARA V par contre, cet effet ne devrait plus être négligeable, compte tenu des courants très élevés mis en jeu.

- Cas d'une cible mince (épaisseur de l'ordre de la profondeur de peau δ et du rayon de giration r_G des électrons).

Dans ce cas le phénomène de stagnation magnétique devient particulièrement intéressant, une fraction notable des trajectoires électroniques (tubes de courant les plus extérieurs du faisceau) se trouvant piégées au niveau de la cible par les effets combinés du champ électrique de la diode et du champ magnétique (champ diffusé dans la cible, champ propre devant e^+ derrière celle-ci).

L'étude de ce phénomène de stagnation du faisceau en cible mince constitue précisément l'objet du présent chapitre.

1-2-3 - Eventualité d'un dépôt "anormal" élevé induit par instabilité faisceau-plasma

Dans la mesure où une telle instabilité serait susceptible de se développer, elle pourrait induire un accroissement important du dépôt d'énergie, particulièrement dans des cibles de Z_2 faible /20 à 21/. Il a été cependant indiqué plus haut que cet effet n'a pas été observé dans des

expériences réalisées dans différents laboratoires, notamment au Centre de Valduc /22/, /28/, /29/ dans des conditions proches de celles des expériences d'Osaka.

2/- MECANISME DE LA STAGNATION MAGNETIQUE DU FAISCEAU EN CIBLE MINCE

2-1 - Dérive des trajectoires électroniques au niveau de la cible

Les électrons du faisceau incident sur la cible subissent une dérive magnétique caractérisée par une vitesse de dérive \vec{v}_g due aux deux composantes non nulles du tenseur ∇B dans la cible.

$\frac{\partial B_\theta}{\partial r}$, qui résulte du profil radial de densité de courant incident et induit une vitesse de dérive axiale v_{gz}

$\frac{\partial B_\theta}{\partial z}$, qui résulte de l'atténuation axiale du champ magnétique diffusé dans la cible et induit une vitesse de dérive radiale v_{gr} .

L'amplitude de la vitesse de dérive caractérise l'augmentation du dépôt d'énergie dans la cible.

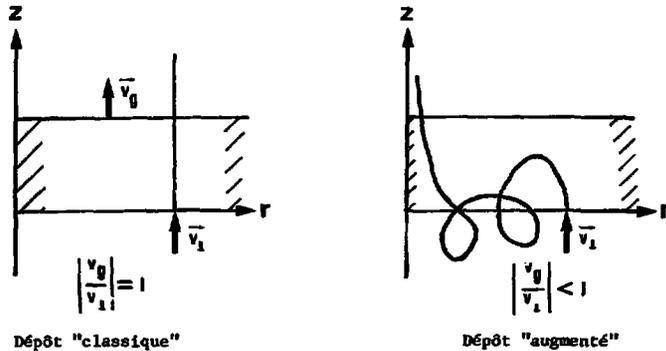


Fig. 12

Rappelons que la dérive magnétique n'affecte pas la partie centrale du faisceau où le champ B_0 devient évanescant; c'est-à-dire qu'en l'absence d'effet "reflex" résultant d'une accumulation de charge d'espace derrière la cible, on observera toujours un faisceau transmis derrière celle-ci.

- Composantes de la vitesse de dérive

Dans la cible, où les électrons sont soumis à un champ magnétique inhomogène tout au long de leur trajectoire, les deux composantes de la vitesse de dérive ont pour expression approchée :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{gr}(r,z) = - \frac{v_A}{4} \cdot \frac{I_A}{I(r)} \cdot \frac{r}{\delta} \cdot e^{z/\delta} \\ v_{gz}(r,z) = - \frac{v_A}{4} \cdot \frac{I_A}{I(r)} \cdot \left[\frac{r}{I(r)} \cdot \frac{dI(r)}{dr} - 1 \right] e^{z/\delta} \end{array} \right.$$

où $I_A = 17000 \beta Y$ est le courant limite d'Alfven directement lié à l'énergie des électrons.

Cf. démonstration en Annexe du chapitre.

2-2 - Expression de l'augmentation du dépôt

A noter le rapport $I(r) / I_A$ qui intervient dans ces expressions des composantes de la vitesse de dérive. L'augmentation de ce terme a pour effet de réduire la vitesse de dérive, donc d'accroître la densité des électrons dans la cible, et par conséquent le dépôt.

En effet, l'augmentation de celui-ci est exprimée par le rapport :

$$\frac{P_{DEP}}{P_{MIN}} = \frac{\langle nf \rangle}{n_i}$$

où P_{DEP} est la puissance spécifique déposée

$$P_{DEP} = \langle nf \rangle \bar{e} \beta_A c \left[\frac{dv}{\rho dx} \right]_{T_0}$$

et $\langle nf \rangle$ la densité moyenne d'électrons dans la cible.

Si l'on considère les électrons incidents aux bords du faisceau ($r = R_p$), ils subissent un effet de stagnation maximum fonction du facteur machine I_p/I_A ; ce facteur machine constitue un des paramètres essentiels du phénomène de dépôt anormal.

Dans le cas théorique d'un profil de champ magnétique $B_\theta(r) = C r^2$, correspondant à une dérive purement radiale, le calcul de l'augmentation du dépôt conduit à l'expression très approchée suivante :

$$\frac{P_{DEP}}{P_{MIN}} \sim 2 I_p/I_A$$

cf. Annexe du chapitre.

3/- EVOLUTION DES CONDITIONS DE STAGNATION DU FAISCEAU AU COURS DU CHAUFFAGE DE LA CIBLE. CONDITIONS OPTIMALES

3-1 - Conditions de magnétisation de la cible

Les expériences de chauffage de feuilles minces réalisées jusqu'ici dans les différents laboratoires concernent essentiellement des cibles métalliques (Au, Al, Ta) d'épaisseur ~ 5 à $30 \mu m$.

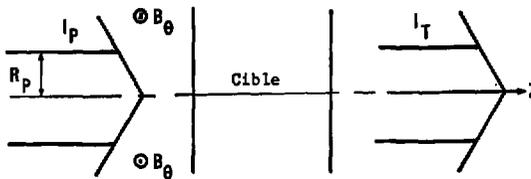


Fig. 13

La magnétisation de la cible (métal puis plasma en expansion) peut être décrite par l'équation :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \wedge [\vec{v} \wedge \vec{B}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{B}$$

si l'on admet pour simplifier une conductivité électrique σ uniforme dans le matériau

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} \quad \text{où} \quad \tau_e \sim \frac{3,5 \cdot 10^5 T_e^{3/2}}{Z n_e \text{Log } \Lambda}$$
 est le temps de collision

électronique, T_e la température électronique en eV, Z le numéro atomique effectif des ions du plasma, Log Λ le logarithme coulombien.

Un calcul plus précis utilisera la formulation de Braginskii /30/ pour tenir compte de la correction de la conductivité due au champ magnétique (dans le cas de champs suffisamment intenses pour que $\omega_e \tau_e \gg 1$).

$$\sigma_1(\text{axiale}) \sim \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} \left(1 - \frac{a_1^2 x^2 + a_0^2}{\Delta}\right)^{-1}$$

où $x = \omega_e \tau_e$ est le rapport des fréquences cyclotron et de collision

$$\Delta = x^4 + \delta_1 x^2 + \delta_0$$

et a_0' , a_1' , δ_0 , δ_1 sont des paramètres fonction de Z (cf. tabulations de ces valeurs fournies dans /30/).

Le premier terme du second membre de l'équation de diffusion décrit le transport des lignes de champ avec le plasma en expansion à la vitesse v ; en fait, dans les conditions expérimentales étudiées, le nombre de Reynolds magnétique reste ≤ 1 de sorte que ce terme peut être négligé, au moins pendant une partie importante de la phase d'interaction.

Le seul effet à prendre en compte est alors la diffusion du champ dans le plasma $\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{c^2 \nabla^2 B}{4\pi\sigma}$ qu'on peut caractériser par la profondeur de pénétration du champ δ définie par $\delta = \left[\frac{c^2 \tau}{4\pi\sigma}\right]^{0,5}$ où τ est le temps caractéristique de diffusion du champ.

Ordre de grandeur

Dans les conditions de chauffage les plus performantes réalisées jusqu'ici avec des générateurs de faible puissance ≤ 10 TW ($T_{\text{max}} \text{ cible} \sim 10$ à 40 eV), l'évaluation de τ conduit à des valeurs de l'ordre de la dizaine à quelques dizaines de nanosecondes.

3-2 - Expansion de la cible

Au cours du dépôt d'énergie, la cible passe de l'état métal ($e \sim 5 \mu\text{m}$ par exemple, $\delta \sim 30 \mu\text{m}$ pour l'or) à l'état de plasma en expansion ($T \sim 20$ à 40 eV par exemple $\Rightarrow \delta \sim 200$ à $300 \mu\text{m}$).

Cette interaction faisceau-cible peut être séparée en deux phases :

- une première phase, caractérisée par une épaisseur de cible inférieure ou de l'ordre de grandeur de δ et du rayon de giration r_G des électrons. C'est le cas de la feuille métallique initiale et du plasma d'expansion limitée; la cible reste contenue dans l'enveloppe des trajectoires électroniques ayant subi une dérive et une fraction notable des électrons peuvent effectuer un certain nombre d'aller-retour dans le matériau; le dépôt d'énergie s'effectue donc dans toute l'épaisseur de la feuille de manière sensiblement uniforme; ce cas a été étudié de façon approfondie en /31/,
- une seconde phase, correspondent à une expansion importante de la cible, $e > \delta$ et/ou $e > r_G$ ($e \sim 300$ à $1200 \mu\text{m}$ par exemple); elle implique alors une stagnation du faisceau limitée à une portion (avant) de la cible; d'où l'apparition d'un gradient de température dans celle-ci et un chauffage de la face arrière très réduit (sauf dans la région axiale).

3-3 - Conditions optimales de la stagnation magnétique du faisceau

L'analyse qui précède permet d'énoncer les conditions (théoriques) optimales d'augmentation du dépôt par stagnation magnétique du faisceau; elles impliquent essentiellement :

- un paramètre machine I_p/I_A élevé, celui-ci pouvant être induit à partir de différents effets :
 - . fonctionnement à des tensions relativement basses $\lesssim 500 \text{ keV}$
 - . utilisation éventuelle d'un canal de plasma interélectrode (diodes à cathode de faible diamètre type ANGARA I) qui pourrait induire une amplification du courant du faisceau
 - . déphasage courant - tension accentué (retard de I sur V)

- une phase de dépôt relativement courte (20 - 30 ns), de manière à ce que le processus d'interaction faisceau-matière s'effectue dans une cible non pré-détendue, ce qui suppose :

- . soit une diode délivrant une impulsion brève
- . soit une montée tardive mais rapide du courant.

A noter en effet qu'un préchauffage relativement faible, mais étalé sur une ou plusieurs dizaines de ns, suffit à détendre trop fortement une coquille d'or de 5 μm .

Ces conditions permettent de définir le profil idéal des caractéristiques machine (I,V) représenté figure 14;

à noter qu'un profil de ce type semble avoir été approché sur les diodes ANGARA à partir de cathodes de très faible diamètre : courant retardé, à montée rapide, avec un palier maintenu pendant la décroissance de la tension /32 à 34/

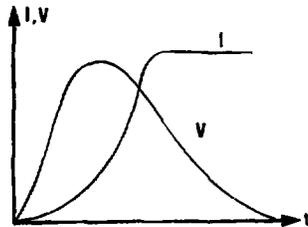


Fig. 14

Remarque :

Compte tenu du nombre de paramètres qui interviennent dans l'interaction faisceau-cible mince, l'analyse de ce phénomène ne peut être que partielle et incomplète. Un certain nombre d'incertitudes subsistent en effet qui tiennent à la difficulté d'évaluer l'importance de ces différents paramètres dans des conditions expérimentales données. A noter essentiellement :

. l'imprécision des données plasma dans le domaine ($T \sim 5-40$ eV, $\rho \sim \rho_0$ à $\rho_0/100$) caractérisant l'état de la cible dans les expériences de chauffage de feuilles minces réalisées sur des machines de faible puissance; cette imprécision a pour conséquence une évaluation seulement approximative de la magnétisation de la cible.

. l'importance d'une évaluation aussi précise que possible des champs électrique et magnétique de part et d'autre de la cible puisque la stagnation

des trajectoires électroniques est également déterminée par ces champs. Le champ magnétique derrière la cible est accessible à partir de la mesure du courant transmis; par contre le champ électrique dans cette zone est difficile à évaluer et peut varier de façon importante avec les conditions expérimentales.

. le problème de l'éclatement éventuel du faisceau dans la cible quand celle-ci est trop détendue et de la détermination des champs dans ce plasma de très faible densité.

4/- MODELES ET MOYENS DE SIMULATION DE L'INTERACTION FER-CIBLE MINCE

Différents modèles et programmes numériques ont été mis au point pour permettre la simulation de la stagnation magnétique du faisceau dans une cible.

4-1 - Calcul du dépôt "classique". Code FOTELEC /35/

Ce code Monte-Carlo permet de simuler le ralentissement des électrons dans la matière pour des énergies comprises entre 10 MeV et 20 keV (diffusions coulombiennes, collisions fortes électron-électron, émission de rayonnement de freinage). Les diffusions coulombiennes sont traitées au moyen des théories multiples de Goudmit et Sanderson /36/ pour les déviations angulaires, de Blunk et Leisegang /37/ pour les fluctuations de longueur de trajet. Les relations reliant les électrons primaires et secondaires après une collision forte sont déterminées à partir de la relation de Møller /38/. Le spectre des photons de freinage émis par les électrons est décrit par la théorie de Koch et Motz /39/ ; ces photons peuvent interagir avec la matière par effet photoélectrique, accompagné de fluorescence X ou d'émission d'électrons Auger par effet Compton ou par effet de matérialisation. Le code prend également en compte les électrons mis en mouvement par les photons créés, dans la mesure où leur énergie est supérieure à l'énergie minimum de traitement des électrons.

Appliqué à des géométries planes (milieu semi-infini ou juxtaposition de milieux semi-infinis), le code FOTELEC permet de calculer : la distribution de l'énergie déposée, les spectres d'énergie et des distributions angulaires des électrons transmis ou rétrodiffusés et des photons créés.

Dans l'interprétation des expériences de chauffage de feuilles, ce code fournit l'évaluation (de référence) du dépôt "classique" correspondant à un effet de stagnation magnétique négligeable.

4-2 - Code DIODE /11/, /12/, /13/

Ce code PIC fournit un calcul quasi-stationnaire et self-consistent des trajectoires électroniques et ioniques dans une diode dont l'anode a été portée à un potentiel V_0 . Il permet de simuler le fonctionnement d'une diode de caractéristiques données et d'approcher les performances de focalisation (courant focalisé, diamètre de focalisation). Les trajectoires typiques obtenues au moyen de DIODE sont représentées figures 4 à 6 (cf. chapitre 1).

Une approche qualitative du mécanisme de stagnation magnétique du faisceau dans une cible peut être fournie par ce code en simulant celle-ci par une région à champ électrique $E = 0$; le phénomène de stagnation est mis en évidence par les trajectoires électroniques établies au niveau de la cible.

Les figures 16 et 17 représentent, à titre d'exemple, de telles trajectoires obtenues à partir des conditions suivantes :

- Tension d'anode $V_0 = 625$ kV
- Largeur du gap $d = 1,4$ cm
- Rayon de la cathode $R_c = 7,5$ cm

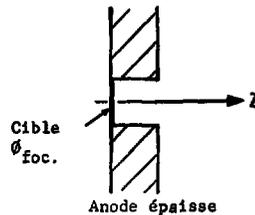


Fig. 15

La figure 16 correspond au cas d'un plasma résultant du chauffage et de l'expansion d'une feuille mince constituant initialement l'anode.

La figure 17 correspond au cas d'un plasma résultant du chauffage et de l'expansion d'une cible initiale située au foyer d'une anode épaisse percée dans sa partie centrale.

4-3 - Code TRAJEC /28/ /29/ /31/ /40/

Ce code fournit un calcul stationnaire des trajectoires électroniques dans la cible et au voisinage de celle-ci dans des conditions d'incidence du faisceau focalisé données (et déterminées par exemple à partir d'évaluations préliminaires du code DIODE).

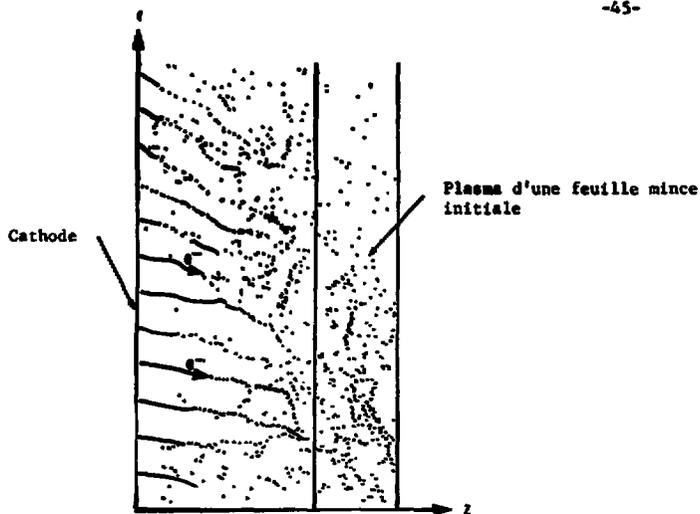


Fig.16 - Trajectoires électroniques dans le cas d'une feuille mince constituant l'anode

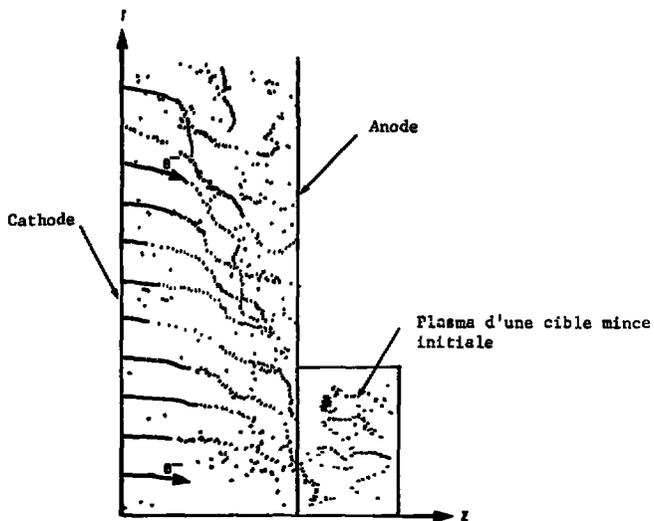


Fig.17 - Trajectoires électroniques dans le cas d'une cible mince au foyer de l'anode

Ces calculs prennent en compte la perte d'énergie des électrons au cours de leurs passages dans la cible.

La version TRAJEC I correspond à un calcul non self-consistent, les trajectoires étant entièrement déterminées à partir des conditions initiales définissant le faisceau incident et les champs.

La version TRAJEC II correspond à un modèle plus rigoureux, le champ magnétique et le courant du faisceau étant calculés de façon self-consistent.

4-3-1 - Hypothèses physiques

Elles sont les suivantes :

- . Régime permanent
- . Faisceau incident défini par le profil de densité de courant $J_i(r)$, le diamètre de focalisation $2 R_p$, et l'incidence (normale ou isotrope)
- . Champ électrique E : champ E_z de la diode, au voisinage de la diode (cf. calcul DIODE) devant la cible; champ nul dans la cible tant que le faisceau peut être considéré neutralisé dans le plasma; champ nul ou non derrière la cible suivant le problème ou les données expérimentales considérées
- . Champ magnétique B_0 : champ self consistant du courant du faisceau devant et derrière la cible, champ diffusé dans la cible (cf. résolution de l'équation de diffusion). Dans la version TRAJEC I le champ magnétique devant et derrière la cible est déterminé à partir du courant incident sur la feuille (calcul non self-consistent).

4-3-2 - Calcul des trajectoires électroniques

Le faisceau incident est réparti en tubes de courant; dans le cas de l'incidence isotrope le calcul traite 21 groupes angulaires. Les trajectoires électroniques sont déterminées à partir de l'intégration de l'équation du mouvement donnée par la force de Lorentz. L'intégration de cette équation est effectuée par une méthode aux différences finies (TRAJEC II), la solution stationnaire étant obtenue après convergence du calcul.

4-3-3 - Calcul du dépôt d'énergie dans la cible

La perte d'énergie des électrons dans la cible est évaluée, à chaque pas en temps, à partir du pouvoir d'arrêt classique donné par la formulation de Bethe, corrigée des effets de densité.

4-3-4 - Sorties du programme

Elles comportent l'ensemble des caractéristiques du dépôt d'énergie, le courant transmis, les sorties graphiques des trajectoires électroniques et du profil (axial ou radial) du dépôt dans la cible.

4-4 - Simulation d'expériences de chauffage de feuilles minces

Le couplage d'un code de calcul du dépôt d'énergie à un code hydro-dynamique permet l'interprétation d'expériences de chauffage de cibles. Il fournit, à chaque instant de l'impulsion de tension de la diode, les caractéristiques du dépôt et l'état correspondant du plasma de cible.

La simulation de l'interaction faisceau-cible mince au moyen du code TRAJEC est effectuée, de cette manière, point par point à partir des caractéristiques diode (I, V); le cycle de calcul est décrit par l'organigramme représenté figure 18.

TRAJEC évalue le dépôt d'énergie et sa distribution dans la cible à partir :

- des données machine ($\overline{I}, \overline{V}$) fournies par les courbes expérimentales et moyennées sur l'intervalle de temps ($t, t + \Delta t$) et des données de focalisation
- des caractéristiques de la cible à l'instant t : épaisseur e , profondeur de peau δ et distribution du champ magnétique.

Les résultats de ce calcul de dépôt sont alors injectés dans le code HYDRO qui évalue les nouvelles caractéristiques du plasma de cible; celles-ci permettent de calculer un nouvel état de magnétisation du plasma. A partir de ces données plasma le calcul du dépôt est effectué pour les valeurs ($\overline{I}, \overline{V}$) correspondant au pas en temps suivant. La présence du plasma interélectrode et son éventuelle incidence sur le chauffage de la feuille

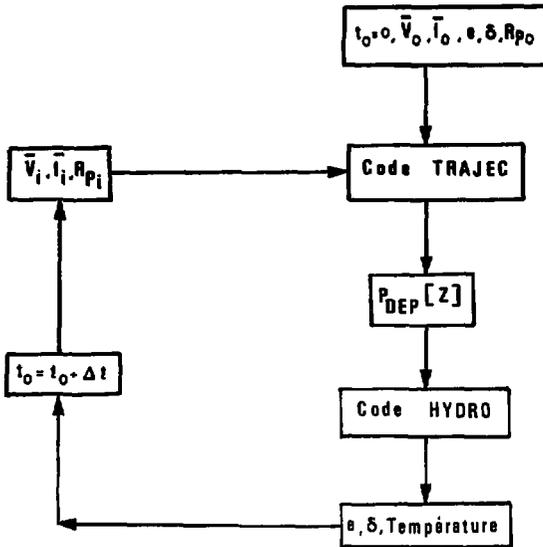


Fig. 18 - Cycle de calcul TRAJEC + Code Hydrodynamique

pourront être simulées dans ces calculs dans la mesure où les caractéristiques de ce plasma auront été déterminées (nature, densité, température...)

Ces simulations fournissent l'ensemble des informations ci-dessous, dont certaines sont directement comparables aux résultats des mesures expérimentales :

- puissance et énergie déposées dans la cible
- puissance et énergie transmises
- caractéristiques du plasma de cible : température, densité, émissions radiatives des faces avant et arrière (cf. mesures XRD)
- hydrodynamique de la feuille : évaluation de la détente de la cible, vitesse d'expansion (cf. mesures de vitesses par interférométrie ou caméra).

4-5 - Interprétation d'expériences de chauffage de feuilles réalisées au Centre d'Etudes de Valduc

Des expériences de chauffage de feuilles minces ont été réalisées au CEA Valduc (MM. BAILLY-SALLINS - DEVIN - PEUGNET) /22/ /28/ /29/ sur le générateur Chanteclair : $V = 400 - 800 \text{ kV}$, $Z_c \sim 2 \Omega$, durée d'impulsion $\sim 120 \text{ ns}$, énergie diode maximum $\sim 5 \text{ kJ}$. La diode était constituée d'une cathode de type PUDAKOV avec un trou central permettant de retarder la fermeture de l'espace interélectrode. Le diamètre minimum de focalisation du faisceau sur l'anode est $\phi \sim 1,5 \text{ mm}$. Les cibles étaient des feuilles minces d' r ($e = 5 \mu\text{m}$) et de mylar ($e = 75 \mu\text{m}$).

Les diagnostics essentiels utilisés étaient les suivants : mesure de l'émission du plasma par diode XRD, mesure du courant transmis I_p et de l'émission d'ions de la face arrière de la cible par coupe de Faraday, mesure des vitesses d'expansion hydrodynamique du plasma par diagnostic optique (caméra) et interférométrie.

Deux séries d'expériences ont été réalisées :

- expériences à faible courant $I_p \sim 80 \text{ kA}$ correspondant à un dépôt d'énergie dans la cible "classique" (interprétation au moyen du couplage des codes FOTELEC + HYDRO)

- expériences à fort courant $I_p \sim 130 \text{ kA}$, impliquant un effet de stagnation magnétique du faisceau (interprétation au moyen du couplage des codes TRAJEC + HYDRO).

4-5-1 - Conditions des simulations

Les calculs sont effectués à partir des impulsions courant, tension (I, V); lorsque ces courbes ne correspondent pas à une mesure au niveau de l'anode on a admis l'approximation d'un courant focalisé ne différant pas sensiblement du courant diode mesuré.

Le profil radial de densité de courant est généralement supposé gaussien

$$J_i(r) = J_o e^{-r^2/a^2} \quad \text{avec} \quad J_i(R_p) = J_o/K,$$

la variation du paramètre K permettant de varier sa distribution.

La dynamique du pinch est simulée en supposant une focalisation progressive au cours de la montée du courant, jusqu'au spot final mesuré. Les calculs prennent en compte un champ électrique axial de la diode de l'ordre de 5 à 10 MV/cm dans la zone focale (cf. concentration des équipotentielles au niveau de celle-ci).

Les simulations ont été effectuées en supposant un champ électrique nul derrière la cible; par ailleurs le champ électrique dans la cible a été considéré nul même dans le cas où le plasma est très détendu ($e \sim 1500 \mu$ à la fin du processus de dépôt).

Ces différentes approximations sont fondées à la fois sur une étude paramétrique du dépôt augmenté par stagnation effectuée dans un autre rapport /31/ et sur la mesure de phénomènes physiques caractéristiques du fonctionnement de la diode : impulsion de rayonnement de freinage, courant transmis derrière la feuille, mesures XRD... etc... En particulier, l'instant initial dans les simulations est déterminé à partir de la mesure expérimentale du courant transmis et de celle de l'émission XRD de la cible.

Les caractéristiques du plasma de cible sont déterminées à chaque étape du calcul par la simulation au moyen d'un code hydrodynamique de l'évolution de la feuille. Les résultats de cette simulation permettent d'évaluer la conductivité électrique σ du plasma et par là la diffusion du champ magnétique dans la cible.

En l'état actuel cette diffusion du champ est calculée de façon simplifiée à partir d'une valeur moyenne des caractéristiques plasma ($\bar{\sigma}$); celles-ci étant mal définies aux basses températures $T \sim 10$ eV, la simulation de l'évolution de la cible de l'état métal à l'état plasma ne peut être que très imprécise. Les données utilisées dans les calculs pour cette plage de températures correspondent à une extrapolation des formulations Spitzer et Braginskii.

4-5-2 - Expériences à faible courant $I_p \sim 80$ kA

Ces expériences, qui impliquent un effet de stagnation magnétique négligeable, étaient réalisées avec des cibles d'or ($e = 5 \mu$) et de mylar ($e = 75 \mu$). Les impulsions de tension et de courant mises en jeu dans ces tirs sont représentées figures 19 et 20. La mesure, par coupe de Faraday,

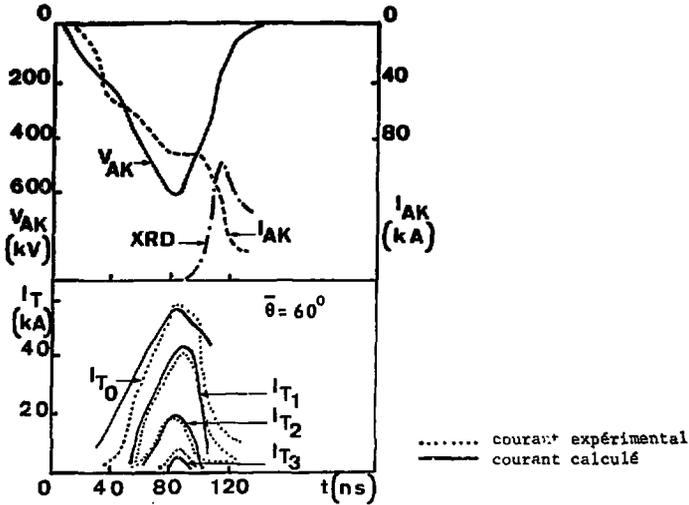


Fig. 19 - Courants transmis - diagnostics électriques - Or 5 μm
Expériences à faible courant $i_p \sim 80 \text{ kA}$

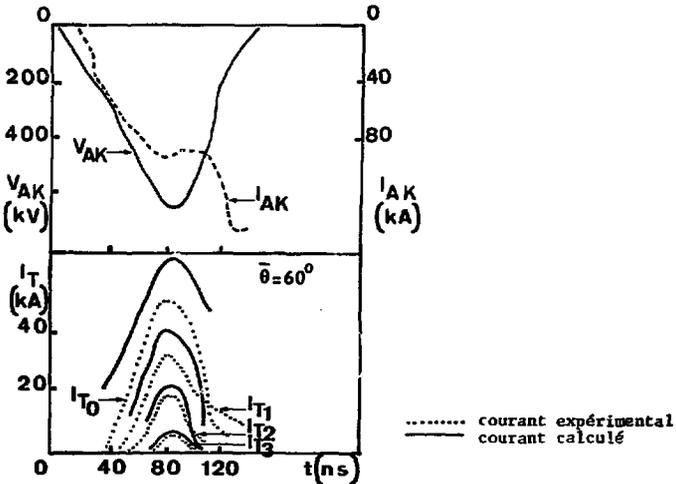


Fig. 20 - Courants transmis - diagnostics électriques - Mylar 75 μm
Expériences à faible courant $i_p \sim 80 \text{ kA}$

du courant transmis derrière la cible et des filtres de carbone de différentes épaisseurs, permettait une spectrométrie de l'absorption. Une simulation de l'interaction a été effectuée, au moyen du code FOTELEC, pour différents angles $\bar{\theta}$ moyens d'incidence. La comparaison des courants transmis calculés et expérimentaux montre un bon accord, dans l'ensemble des cas, pour $\bar{\theta} \sim 60^\circ$; cf. figures 19 et 20 correspondant aux cibles d'or et de mylar. Ces résultats, qui indiquent un dépôt "classique" dans l'or et le mylar, sont confirmés par le comportement pousseur explosant des feuilles observé dans tous les cas (diagnostic visible - interférométrie). Ils impliquent donc dans le cas du mylar l'absence de tout mécanisme "anormal" de dépôt d'énergie attribuable au développement d'instabilités faisceau-plasma.

4-5-3 - Expériences à fort courant $I_p \geq 130$ kA

Les résultats discutés ci-dessous sont relatifs à deux séries de tirs notés 1 et 2 correspondant aux conditions expérimentales suivantes : tension diode $V_{AK} \sim 800$ kV, courant diode $I_{AK} \sim 130$ kA (tirs 1) et ~ 160 kA (tirs 2), cibles d'or d'épaisseur $e = 5$ μ m. Les tirs de type 2 étaient obtenus seulement de façon aléatoire dans un régime de fonctionnement de la diode (cathode RUDAKOV) plus critique. Les impulsions (I,V) correspondant aux tirs 1 sont représentées figure 21. La simulation de l'interaction faisceau-cible au moyen du code TRAJEC couplé à un code hydrodynamique permet de situer l'importance du phénomène de stagnation dans ces expériences et d'approcher les caractéristiques du dépôt d'énergie dans les feuilles.

- Stagnation magnétique du faisceau

L'effet de stagnation magnétique est mis en évidence, pour les tirs 1, par les diagrammes des figures 22 (calcul non self-consistent) et 23 (calcul self-consistent) qui correspondent à différents états du plasma de cible; quand la cible est très détendue, l'effet de stagnation affecte seulement la partie avant de celle-ci.

- Caractéristiques du dépôt d'énergie dans la cible

Les résultats essentiels caractérisant le dépôt d'énergie et le chauffage de la cible dans les tirs 1, fournis par les simulations, sont rassemblés figure 21 et tableau 1 a. Les caractéristiques correspondant aux tirs 2 sont données tableau 1b. Les valeurs en colonne 3 des tableaux, relatives à un champ magnétique supposé nul, servent de référence pour évaluer l'effet de stagnation.

Dans les deux cas, le facteur d'augmentation du dépôt est $\sim 2-3$. La puissance spécifique déposée maximum (~ 24 TW/g pour les tirs 1, ~ 35 TW/g pour les tirs 2) est obtenue au maximum du courant, à la limite du court-circuit de la diode.

Pour l'essentiel, les simulations permettent de restituer assez bien les différents diagnostics liés au chauffage et à l'expansion de la cible; en particulier les émissions du plasma mesurées (XRD) et calculées sont sensiblement synchrones; cf. figure 21. Compte tenu des approximations du modèle TRAJEC et des nombreuses incertitudes physiques (cf. par exemple la difficulté de définir précisément l'état de magnétisation du plasma dans les domaines basses températures 5 - 25 eV et basses densités $\rho_0 - \rho_0/1000$ relatifs à ces expériences), ces simulations ne peuvent cependant fournir qu'une approche semi-quantitative des divers paramètres mis en jeu. A noter en particulier, que les températures maxima de la face arrière des cibles, calculées pour $I_p = I_{AK}$ et $I_p = 70\% I_{AK}$, encadrent les valeurs mesurées (~ 15 eV pour les tirs 1 et ~ 20 eV pour les tirs 2); les températures des faces avant sont sensiblement plus élevées (stagnation limitée à la face avant dans la cible détendue).

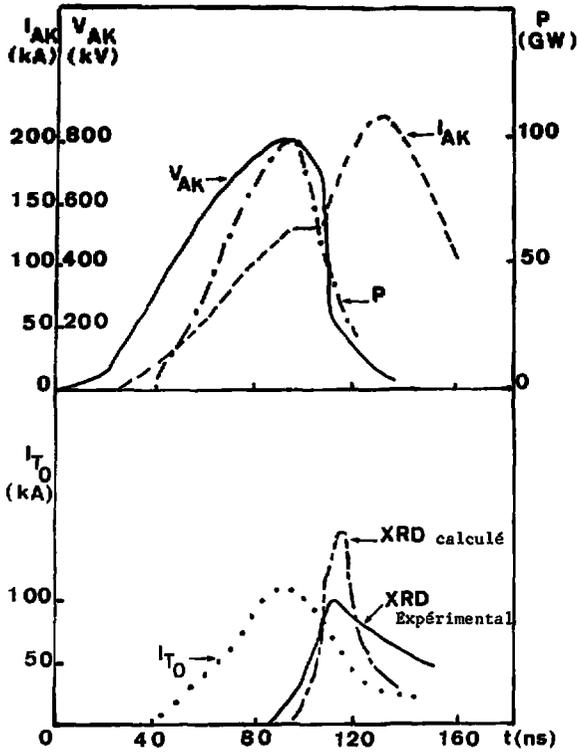


Fig. 21 - Diagnostics électriques et comparaison entre les courbes XRD expérimentales et calculées.
Expériences à fort courant (cas des tirs 1).

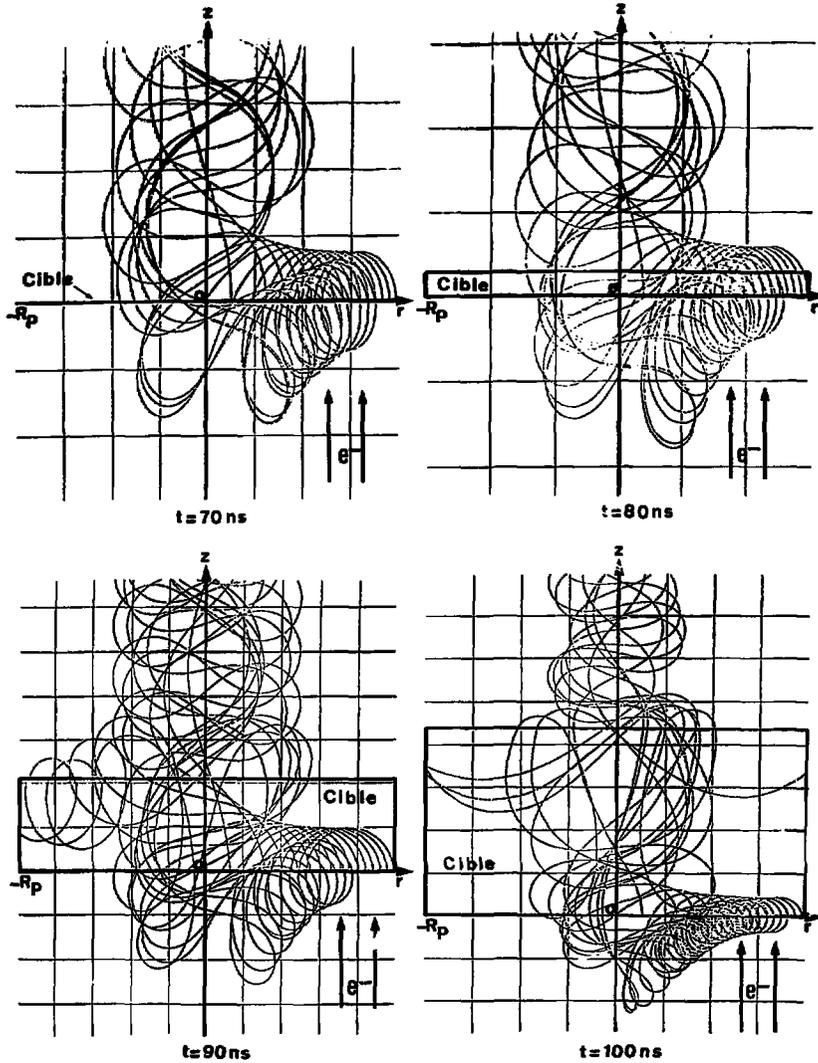


Fig. 22 - Trajectoires électroniques dans la région de la cible à différents instants (cas des tirs 1). Calcul TRAJEC avec J_i et B_θ non self-consistent

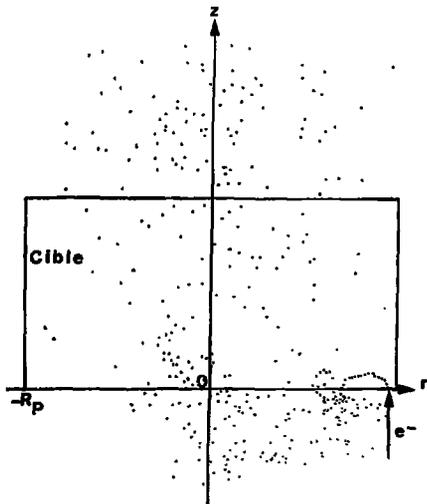
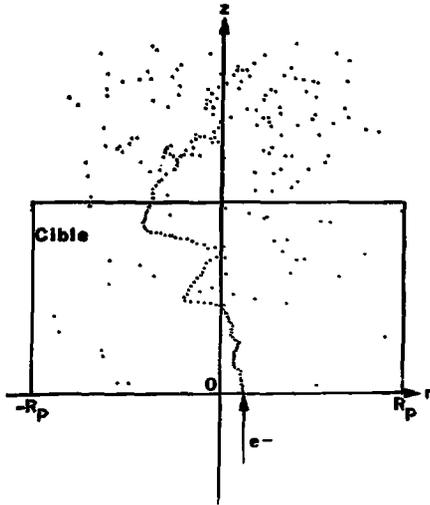


Fig. 23 - Trajectoires électroniques dans la région de la cible à l'instant $t = 100$ ns (cas des tirs 1). Calcul TRAJEC avec J_i et B_0 self-consistent.

Incidence	Normale	Normale	Normale	Isotrope	Isotrope $I_p = 70\% I_{AK}$
Champ magnétique	SC	NSC	Nul	NSC	NSC
Puissance spécifique déposée TW/g	14.2	14.3	4	11.5	7
Puissance spécifique déposée maximum TW/g	21.6	24.8	8.4	19.5	12.6
Energie totale déposée J (sur $\phi = 4$ mm)	221	215	55	185	112
T_{max} avant	26	27.4	12.5	25.6	19.8
eV arrière	24	24.6	12.5	21.2	16
v avant	4.2	4.1	1.9	4	3.1
cm/ μ s arrière					
à $t = 110$ ns	3.8	3.7	1.9	3.2	2.4

TABLEAU 1a - RESULTATS DES SIMULATIONS POUR LES TIRS 1

Incidence	Normale	Normale	Normale	Isotrope	Isotrope $I_p = 70\% I_{AK}$
Champ magnétique	SC	NSC	Nul	NSC	NSC
Puissance spécifique déposée TW/g	21.4	18.1	5.8	19.8	12.8
Puissance spécifique déposée maximum TW/g	36.2	33.9	13.8	42	29.3
Energie totale déposée J (sur $\phi = 4$ mm)	318	272	71	276	165
T_{max} avant	32.1	31.3	16	35	29.2
eV arrière	29.9	27.9	16	26.7	21.8
v avant	5.4	5.3	2.2	5.5	4.1
cm/ μ s arrière					
à $t = 110$ ns	4.6	4	2.2	3.8	2.9

TABLEAU 1b - RESULTATS DES SIMULATIONS POUR LES TIRS 2

S.C. - Calcul self-consistent
 NSC. - Calcul non self-consistent

ANNEXE

CALCUL DE LA VITESSE DE DÉRIVE DUE A L'INHOMOGENEITE DU CHAMP MAGNETIQUE

Dans le cas étudié, le tenseur $\overleftrightarrow{\nabla B}$ a seulement deux composantes non nulles

$$\overleftrightarrow{\nabla B} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial B_{\theta}}{\partial r} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial B_{\theta}}{\partial z} & 0 \end{pmatrix}$$

La vitesse de dérive \vec{v}_g est perpendiculaire à \vec{B}_{θ} et à $\vec{\nabla B}$.

La position instantanée du centre guide \vec{R} , liée à la position \vec{r} de la particule s'écrit :

$$\vec{R} = \vec{r} + \vec{r}_G$$

où \vec{r}_G est le rayon vecteur de giration $\vec{r}_G = \frac{m}{qB^2} (\vec{v} \wedge \vec{B})$

q charge de la particule

m masse de la particule.

D'où la vitesse de dérive :

$$\vec{v}_g = \frac{d\vec{R}}{dt} = \vec{v} + \frac{1}{qB^2} \left(\frac{d\vec{m}\vec{v}}{dt} \wedge \vec{B} \right) - \frac{m}{qB^3} \frac{d|\vec{B}|}{dt} (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

soit, en introduisant la force de Lorentz $\frac{d\vec{m}\vec{v}}{dt} = q (\vec{v} \wedge \vec{B})$ et

avec $(\vec{v} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B} = -\vec{v} B^2 + (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B} = (-\vec{v} + \vec{v}_{//}) B^2 = -\vec{v}_{\perp} B^2$

$$\vec{v}_g = \vec{v}_{//} - \frac{m}{qB^3} \frac{d|\vec{B}|}{dt} (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

Dans le cas étudié $\vec{v}_{//} = 0$, $\vec{v} = \vec{v}_{\perp}$ et $\vec{B} = \vec{B}_{\theta}$, de sorte que la vitesse de dérive se réduit à :

$$\vec{v}_g = - \frac{m}{qB_{\theta}^3} \frac{dB_{\theta}}{dt} (\vec{v}_{\perp} \wedge \vec{B}_{\theta})$$

ou, en prenant sa moyenne sur un tour

$$\langle \vec{v}_z \rangle_{\text{Tour}} = \left\langle - \frac{m}{qB_\theta} \frac{dB_\theta}{dt} (\vec{v}_i \wedge \vec{e}_\theta) \right\rangle_{\text{Tour}}$$

Les composantes radiale et axiale de cette vitesse s'écrivent alors :

$$\bar{v}_{gr} = \left\langle \frac{m}{qB_\theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial z} v_z^2 \right\rangle_{\text{Tour}}$$

$$\bar{v}_{gz} = \left\langle - \frac{m}{qB_\theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial r} v_r^2 \right\rangle_{\text{Tour}}$$

A - Cas où les électrons sont soumis à un champ magnétique inhomogène tout au long de leur trajectoire

Les deux composantes de la vitesse de dérive donnent à l'ordre zéro

$$\bar{v}_z^2 = \bar{v}_r^2 = \frac{v_i^2}{2}$$

d'où :

$$\bar{v}_{gr} = - \frac{m_e v_i^2}{2e B_\theta^2} \frac{\partial B_\theta}{\partial z}$$

$$\bar{v}_{gz} = \frac{m_e v_i^2}{2e B_\theta^2} \frac{\partial B_\theta}{\partial r}$$

En introduisant le courant limite d'ALFVEN I_A et les conditions de champ magnétique données au paragraphe 2-1, elles deviennent :

$$\bar{v}_{gz} = \bar{v}_{gr} = - \frac{v_i}{4} \frac{I_A}{I(r)} \left[\frac{r}{I(r)} \frac{dI(r)}{dr} - 1 \right] e^{z/\delta}$$

$$\bar{v}_{gr} = \bar{v}_{gz} = - \frac{v_i I_A}{4 I(r)} \frac{r}{\delta} e^{z/\delta}$$

B - Cas où l'épaisseur de la cible est inférieure ou égale au rayon de giration des électrons

L'expression de V_{gz} donnée au paragraphe précédent n'est pas modifiée.

La composante V_{gr} s'écrit alors, dans ce cas :

$$\begin{aligned} \overline{V_{gr}} \text{ Tour} &= \left\langle -\frac{m}{qB_0^2} \frac{\partial B_\theta}{\partial z} v_z^2 \right\rangle \\ &= \frac{2m_e v_1^2 \int_0^{\Delta t} \cos^2 a t' dt'}{\delta B_\theta \int_0^t dt'} \end{aligned}$$

où $V_z = v_1 \cos at'$ et $a = \frac{v_1}{r_G}$

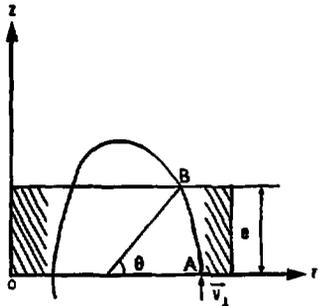


Fig. 24

t est le temps mis par l'électron pour faire un tour $t = \frac{2\pi r_G}{v_1} = \frac{2\pi}{a}$

Δt est le temps de traversée AB de la cible $\Delta t = \frac{1}{a} \arcsin \frac{e}{r_G}$

Soit $\overline{V_{gr}} \text{ tour} = \frac{m_e v_1^2}{\delta B_\theta} \frac{1}{2\pi\delta} \left[\arcsin \frac{e}{r_G} + \frac{\sin}{2} (2 \arcsin \frac{e}{r_G}) \right]$

A $z = 0$, l'expression de V_{gr} devient :

$$V_{gr}(r,0) = -\frac{I_A v_1}{4\pi I(r)} \frac{r}{\delta} \left[\arcsin \frac{e}{r_G} + \frac{\sin}{2} (2 \arcsin \frac{e}{r_G}) \right]$$

pour $e \sim r_G$, les électrons effectuent la moitié de leur parcours dans la cible

$$V_{gr}(r,0) = -\frac{v_1}{\delta} \frac{I_A}{I(r)} \frac{r}{\delta}$$

pour $e \ll r_G$, les électrons traversent la cible deux fois par tour

$$V_{gr}(r,0) = -\frac{v_1}{\pi} \frac{e}{\delta}$$

C - Cas particuliers

C-1 - Profil de densité de courant plat

Dans ce cas, le courant incident en r s'écrit :

$$I(r) = J_0 \int_0^r 2 \pi r' dr = J_0 \pi r^2$$

ou

$$I(r) = I_P \frac{r^2}{R_P^2}$$

et les composantes de la vitesse de dérive se réduisent à :

$$v_{gz}(r,0) = - \frac{v_i}{4} \frac{I_A}{I_P} \frac{R_P^2}{r^2}$$

$$v_{gr}(r,0) = - \frac{v_i}{8} \frac{I_A}{I_P} \frac{R_P^2}{r\delta} \quad \text{pour } e \geq r_G$$

ou

$$v_{gr}(r,0) = - \frac{v_i}{\pi} \frac{e}{\delta} \quad \text{pour } e \ll r_G$$

C-2 - Cas où $B(r) \sim \text{constant}$

Dans ce cas, la seule composante de la vitesse de dérive, non nulle, est

$$v_{gr}(r,z) = - \frac{v_i}{8} \frac{I_A}{I(r)} \frac{r}{\delta} e^{z/\delta} \quad \text{pour } e \geq r_G$$

- Les centres de giration des électrons restent sur la surface de la cible, $z = 0$

$$- B_\theta(r,0) = \frac{\mu_0 I(r)}{2 \pi r} = \frac{\mu_0 I_P}{2 \pi R_P} = \text{constante}$$

μ_0 perméabilité du vide

$$- I(r,0) = \frac{r}{R_P} I_P$$

$$- J_i(r) = \frac{I_P}{2 \pi r R_P}$$

$$- n_i(r) = \frac{I_P}{2 \pi r \delta v_i R_P}$$

$$- r_G(r,0) = \frac{I_A}{2 I_P} R_P = \text{constante}$$

$$\text{soit } v_{gr}(r,0) = - \frac{v}{8} \frac{I_A}{I_P} \frac{R_P}{\delta}$$

Les électrons s'écoulent radialement, devant et dans la cible, à la vitesse initiale et restent confinés dans une épaisseur $2 r_G(r,0)$.

Le courant, en un point r , peut s'écrire :

$$I_f(r) = n_f(r) \bar{e} |v_{gr}| r_G 4 \pi r$$

D'après la loi de la conservation du courant $I_f(r)$ est aussi égal à :

$$\begin{aligned} I_f(r) &= \int_r^{R_P} J_i(r) 2 \pi r dr = I_P \left(1 - \frac{r}{R_P} \right) \\ &= n_i(r) 2 \pi r \bar{e} v_i R_P \left(1 - \frac{r}{R_P} \right) \end{aligned}$$

L'augmentation des densités, en chaque point r , est :

$$\begin{aligned} \frac{n_f(r)}{n_i(r)} &= \frac{1}{2} \frac{v_i}{|v_{gr}|} \frac{R_P}{r_G} \left(1 - \frac{r}{R_P} \right) \\ &= 4 \frac{I_P}{I_A} \frac{\delta}{r_G} \left(1 - \frac{r}{R_P} \right) \end{aligned}$$

Ce rapport de densité représente l'augmentation du dépôt en chaque point r puisque :

$$P_{DEP}(r) = n_f(r) \bar{e} \beta_i c \left[\frac{dv}{\rho dx} \right]_{T_0}$$

et

$$P_{MIN}(r) = n_i(r) \bar{e} \beta_i c \left[\frac{dv}{\rho dx} \right]_{T_0}$$

Soit :

$$\frac{P_{DEP}(r)}{P_{MIN}(r)} = \frac{n_f(r)}{n_i(r)} = \frac{4 I_P}{I_A} \frac{\delta}{r_G} \left(1 - \frac{r}{R_P}\right)$$

L'augmentation moyenne du dépôt est :

$$\frac{P_{DEP}}{P_{MIN}} = \frac{\int_0^{R_P} \frac{P_{DEP}(r)}{P_{MIN}(r)} dr}{\int_0^{R_P} dr} = 2 \frac{I_P}{I_A} \frac{\delta}{r_G}$$

A noter enfin que dans le cas où δ est de l'ordre de grandeur du rayon de giration, l'augmentation du dépôt s'écrit :

$$\frac{P_{DEP}}{P_{MIN}} \sim 2 \frac{I_P}{I_A}$$

CHAPITRE 3 - CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE DE L'INTERACTION FAISCEAU
D'IONS-FLASMA DE CIBLE (CODE DEPION)

Le code DEPION décrit dans ce chapitre constitue un moyen d'évaluation du dépôt d'énergie des ions dans un plasma de cible. Le couplage de ce code à un code hydrodynamique permet de simuler l'interaction d'un faisceau d'ions avec une cible en prenant en compte l'évolution de celle-ci au cours du processus de chauffage. Ces simulations indiquent que les caractéristiques du dépôt d'énergie sont fortement modifiées durant le chauffage de la cible dans le cas d'une irradiation aux fortes puissances requises pour le breakeven; aux puissances faibles envisagées dans les expériences de laboratoire (un seul générateur par exemple), la réduction du parcours des ions consécutive à l'ionisation de la cible est déjà significative.

1/- EVOLUTION DU POUVOIR D'ARRÊT D'UN MATERIAU FROID

Le ralentissement des ions dans la matière est essentiellement dû à des processus collisionnels :

- collisions inélastiques avec les électrons atomiques (excitation, ionisation, échange de charge, effet de couche)
- collisions élastiques avec les noyaux du matériau-cible supposés au repos (et déviation de trajectoire de l'ion incident).

Le pouvoir d'arrêt total d'un ion incident (A_1, Z_1) d'énergie E dans un matériau (A_2, Z_2) est donc la somme de deux composantes :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right)_{\text{total}} (\epsilon) \text{ (MeV/cm)} = \left. \frac{dE}{dx} \right)_{e^-} + \left. \frac{dE}{dx} \right)_{n}$$

où $\epsilon = \frac{E}{A_1}$ en MeV/uma est l'énergie spécifique des ions de masse atomique A_1 .

1-1 - Calcul du pouvoir d'arrêt électronique

Différents modèles d'évaluation sont possibles suivant l'énergie des ions incidents. Le formalisme utilisé est une adaptation aux ions (A_1, Z_1) de celui décrit par ANDERSEN et ZIEGLER /41/ pour l'hydrogène.

1-1-1 - Domaine d'énergie $\epsilon \leq \epsilon_1 = 0,025 Z_1^{2/3}$ MeV/uma. Théorie de Lindhard

Ce domaine correspond à des vitesses d'ions $v = \beta c \leq v_0 Z_1^{1/3}$ (v_0 est la vitesse orbitale de l'électron classique) soit à $137 \beta \leq Z_1^{1/3}$. Le modèle de calcul utilisé est le modèle LSS /42/ basé sur la description Thomas Fermi de l'atome et aboutissant à l'expression du pouvoir d'arrêt :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{LSS} = C_e \epsilon^{1/2} \left\{ \begin{array}{l} C_e = 7,328 \cdot 10^4 \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{Z A_2} \rho \\ Z = (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2} \end{array} \right. \quad (1)$$

Pour des faisceaux de protons, ANDERSEN et ZIEGLER introduisent un coefficient multiplicatif, que nous noterons X_{ZIEG} , ajusté en fonction de la cible pour mieux restituer les valeurs expérimentales.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{e-} = X_{ZIEG} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{LSS}$$

Pour des ions incidents quelconques, on ajustera $X(A_1, A_2)$, en ϵ_1 par exemple, de manière à se recalcr sur les valeurs expérimentales des pouvoirs d'arrêt à basses énergies /43/, /44/.

1-1-2 - Domaine d'énergie $\epsilon \geq \epsilon_2 = 0,4$ MeV/uma. Théorie de Bethe

Le pouvoir d'arrêt des particules incidentes ayant des vitesses beaucoup plus élevées que celles des électrons atomiques dans leur état lié normal, est assez bien décrit par la formule de Bethe /45/ traitant des collisions inélastiques des ions avec les électrons liés des atomes du matériau d'arrêt :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{e-, Bethe} = \frac{4 \pi r_0^2 N Z_1^2 Z_2 m_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{C_s}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2)$$

où Z_1^* est la charge effective de l'ion - projectile de numéro atomique Z_1 et δ est le terme de correction d'effets de densité.

. Potentiel moyen d'ionisation \bar{I}

Il est défini théoriquement par l'expression :

$$\ln \bar{I} = \frac{1}{Z_2} \sum_n f_n \cdot \ln E_n$$

où E_n et f_n sont les énergies de transitions possibles et les forces oscillateurs correspondantes de l'atome-cible.

Pour l'évaluer, on utilise les valeurs déterminées empiriquement à partir de mesures expérimentales précises de perte d'énergie et de parcours. Dans le cas où elles n'existent pas, I est calculé suivant CHU et POWERS [46] au moyen de l'approche statistique de LINDHARD et SCHARFF, avec les distributions de charges HARTREE-FOCK-SLATER, par :

$$\text{Log } \bar{I} = \frac{1}{Z_2} \int 4 \pi r^2 dr \rho(r) \log (Y_c \hbar \omega_c)$$

où $\rho(r)$ est la densité d'électrons dans le milieu

$$\omega_c = \left(\frac{4 \pi e^2 \rho}{m} \right)^{1/2} \text{ est la fréquence de résonance classique}$$

et Y_c est une constante = $2^{1/2}$

. Corrections de couches C_B/Z_2

Elles sont obtenues, pour les 92 éléments, soit en ajustant (2) sur des données expérimentales, soit par interpolation dans l'hypothèse d'une variation lente avec Z_2 . Elles peuvent s'exprimer par le développement en série de puissances de l'énergie incidente :

$$\frac{C_B}{Z_2} = \sum_{i=0}^4 a_i (\ln E)^i \quad (3)$$

où les a_i sont obtenus par la méthode des moindres carrés dans le cas de faisceaux de protons. Pour des ions incidents quelconques, on remplacera E par $\epsilon = E/A_1$.

L'ensemble des coefficients \bar{I} et a_0, \dots, a_4 est utilisable sous forme de tableaux pour les 92 éléments /41/.

Charge effective de l'ion incident Z_1^*

Dans ce domaine d'énergies, la charge effective du proton est égale à 1. Pour des projectiles-ions de $Z_1 > 1$, une charge effective Z_1^* est définie pour inclure des effets qui feraient intervenir des termes de dépendance supérieure à Z_1^2 dans le pouvoir d'arrêt (effet d'écran des électrons du solide, freinage des ions et capture d'électrons....) en fonction de la vitesse de l'ion.

La relation entre perte d'énergie d'ions et de protons s'écrit :

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_p^{\text{exp}}}{(Z_p^*)^2} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ions}}^{\text{exp}}}{(Z_{\text{ions}}^*)^2}$$

et l'expression de BRIWN et MOAK /47/ est utilisée pour évaluer la charge effective Z_1^* :

$$\frac{Z_1^*}{Z_1} = 1 - 1,034 \cdot \exp(-137,04 \beta / Z_1^{0,688}) \quad (4)$$

1-1-3 - Domaine d'énergie intermédiaires $\epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_2$

Pour évaluer les pouvoirs d'arrêt dans ce domaine intermédiaire on a utilisé un raccordement entre les 2 domaines précédents ayant la forme polynomiale suivante :

$$\ln \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_e = \sum_{n=0}^3 C_n (\ln \epsilon)^n$$

Les coefficients C_n sont calculés pour assurer la continuité en grandeur et en pente aux deux limites de la région.

La figure 25 caractérise ce raccordement dans le cas d'ions incidents sur une cible d'or froide à la densité de l'état solide.

1-2 - Calcul du pouvoir d'arrêt nucléaire

La contribution de cet effet, dû au ralentissement de l'ion incident par chocs élastiques sur les noyaux du matériau-cible, n'est plus négligeable aux énergies spécifiques faibles, surtout pour Z_1 et Z_2 élevés.

L'expression utilisée pour évaluer ce pouvoir d'arrêt est celle de STEWARD et WALLACE /48/ ajustée sur le modèle de Lindhard /42/.

$$\frac{dE}{dx} \Big|_n = C_n \epsilon^{1/2} \exp \left[- 45,1671 (C'_n \epsilon)^{0,27719} \right]$$

$$C_n = 4,14281 \cdot 10^6 \left(\frac{A_1}{A_1 + A_2} \right)^{3/2} \left(\frac{Z_1 Z_2}{A_2} \right)^{1/2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-3/4} \rho$$

$$C'_n = \frac{A_1 A_2}{Z_1 Z_2} \frac{1}{A_1 + A_2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$$

1-3 - Calcul du parcours moyen des ions et parcours projeté

L'expression du parcours moyen d'un ion, ralenti de l'énergie incidente ϵ_0 à $\epsilon < \epsilon_0$, est la suivante :

$$\bar{X}(\epsilon, \epsilon_0) = A_1 \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \frac{d\epsilon}{\frac{dE}{dx}(\epsilon)} \Big|_T$$

Dans le cas de cibles à Z_2 élevé et d'ions légers de faible énergie, le parcours moyen projeté est plus court (de l'ordre de quelques %) en raison de la diffusion multiple de petits angles. Le parcours projeté \bar{X}_p est calculé à partir du formalisme de Schiott ou Biersack /49/

$$\bar{X}_p = \int \langle \cos \phi \rangle ds = \int_0^{\epsilon_0} e^{-2\tau_1(\epsilon_0, \epsilon)} \frac{dE}{dx}(\epsilon) \Big|_T$$

$$\text{avec : } \tau_1 = - \frac{A_2}{A_1} \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_n}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_T} \frac{dE}{E}$$

exemple : la figure 26 permet de comparer le parcours projeté au parcours total dans le cas de protons de 1 MeV incidents sur une cible d'or.

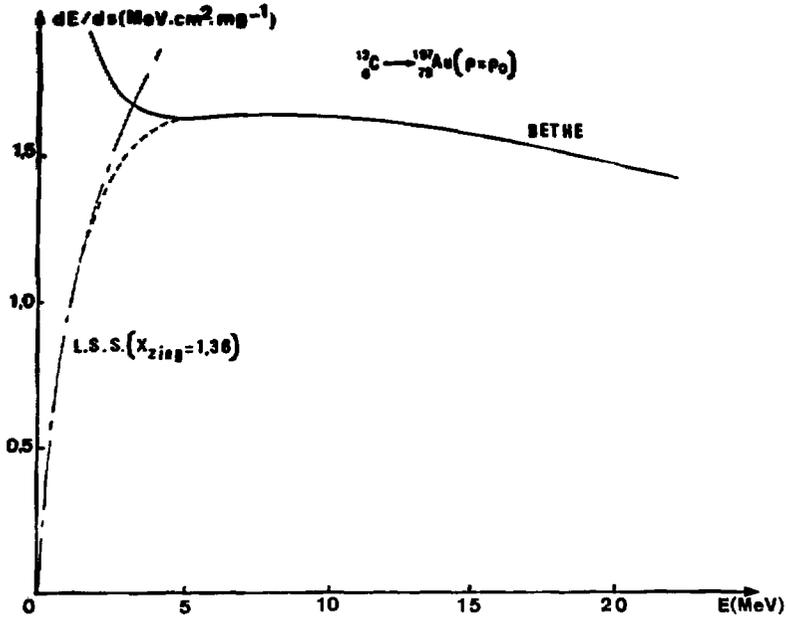


Fig. 25 - Pouvoir d'arrêt pour des ions carbone dans de l'Or

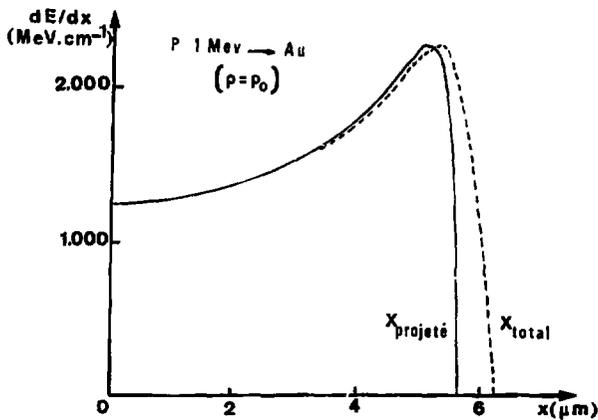


Fig. 26 - Parcours projeté et total pour des protons de 1 MeV dans de l'Or

2/- EVALUATION DU POUVOIR D'ARRÊT DANS UN PLASMA DE CIBLE

Dans le cas de faisceaux d'ions intenses, le chauffage de la cible sera très rapide, et le processus de dépôt d'énergie s'effectuera pour une grande part dans un plasma (matière chauffée, ionisée et en expansion). Le chauffage de la matière est susceptible de varier de quelques dizaines d'eV (installations de laboratoire) à quelques centaines d'eV (installations de puissance de type FBFA I).

Il y a formation d'un plasma d'électrons libres et d'un plasma d'ions. L'état du plasma est caractérisé par le nombre d'électrons libres $\bar{Z}_2(T_e, \rho)$, déterminé à l'équilibre et suivant Latter 50 / par le modèle de Thomas-Fermi de l'atome moyen sphérique pour T_e , ρ , et Z_2 donnés.

A titre indicatif, la figure 27 représente les variations de $\bar{Z}_2(T_e, \rho/\rho_0)$ pour le platine ($Z_2 = 78$), dans le domaine de température et de densités envisagés

$$\left\{ T_e \leq 1 \text{ keV} \quad ; \quad 10^{-2} \leq \rho/\rho_0 \leq 1 \right\}$$

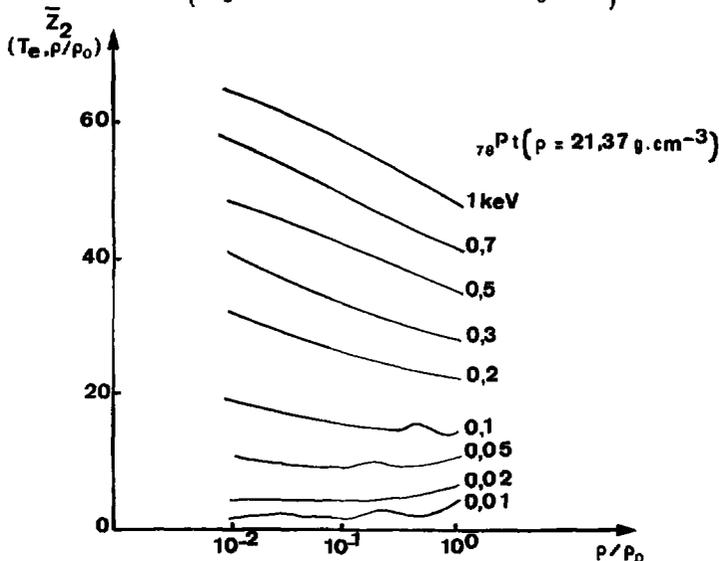


Fig. 27 - Nombre d'électrons libres à température constante, dans le platine, en fonction de la densité.

Le nombre des électrons liés aux ions est alors de $(Z_2 - \bar{Z}_2)$.

Dans ces conditions, le pouvoir d'arrêt des électrons est la somme de 2 termes : celui correspondant aux électrons liés au plasma d'ions et celui du plasma des électrons libres. Le pouvoir d'arrêt nucléaire est celui constitué par le terme relatif au plasma d'ions.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{e-liés}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{e-libres}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ions-cible}} \quad \text{en MeV/cm.}$$

La théorie précédente doit être modifiée pour tenir compte de ce nouvel état de la matière. Le paragraphe qui suit décrit les approximations physiques permettant de prendre en compte le chauffage de la cible.

2-1 - Calcul du pouvoir d'arrêt des électrons liés

Dans le cas de cibles à Z_2 élevé (or par exemple), cette composante reste particulièrement importante puisque, même aux températures maximales (~ quelques centaines d'eV) prévues sur les installations de puissance, le degré d'ionisation sera relativement faible.

$$2-1-1 - \text{Domaine d'énergie } \varepsilon \leq \varepsilon_1 = 0,025 Z_1^{2/3} \text{ MeV/uma}$$

La théorie de Lindhard est modifiée en introduisant dans (1) une nouvelle expression de C_e :

$$C_e = 7,328.10^4 \frac{Z_1^{7/6} [Z_2 - \bar{Z}_2 (T_e, \rho / \rho_0)]}{Z A_2} \rho$$

qui restitue (1) pour le matériau froid ($\bar{Z}_2 = 0$) et s'annule dans le cas de la matière complètement ionisée ($\bar{Z}_2 = Z_2$).

$$2-1-2 - \text{Domaine d'énergie } \varepsilon \geq \bar{\varepsilon}_2 (T_e, \rho) = \bar{\varepsilon}_{2, T_e}$$

A noter, dans ce domaine d'énergies, les travaux de MOSHER /51/, NARDI /52/ et MELHORN /25/ en vue d'adapter la théorie de Bethe au cas de la matière ionisée.

. Potentiel moyen d'ionisation \bar{I}

Paramètre principal du modèle, \bar{I} ne peut être déterminé simplement en fonction du degré d'ionisation des ions-cibles.

Dans le cas de l'atome neutre ($\bar{Z}_2 = 0$) : \bar{I} peut être approché par :

$$\bar{I} = I_0 Z_2 \text{ avec } I_0 \sim R_y$$

R_y étant le potentiel de l'atome d'hydrogène = 13,606 eV.

Dans le cas d'un ion avec un seul électron lié sur la couche K ($\bar{Z}_2 = Z_2 - 1$) :

$$\bar{I} \sim R_y (Z_2 \text{ eff})^2 \text{ avec } Z_2 \text{ eff} \sim Z_2 - 0,3.$$

Pour établir la variation de \bar{I} en fonction du nombre d'électrons liés, MELHORN se fonde sur l'approximation suivante : un ion O^{+2} , dans son état fondamental, a une structure électronique des couches semblable à celle de l'atome de carbone neutre; en admettant que les forces d'oscillateurs dipolaires pour les transitions en énergie possibles varient peu d'un ion à l'autre, on peut écrire la relation suivante entre les potentiels respectifs de l'oxygène et du carbone :

$$\bar{I} (Z_8 O^{+2}) = \left(\frac{Z_8 O}{Z_6 C} \right)^2 \bar{I} ({}_6 C \text{ neutre})$$

Cette expression peut être généralisée dans le cas d'un ion ${}_Z X^{+\bar{Z}}$, \bar{Z} fois ionisé avec Z numéro atomique de l'atome neutre ${}_Z X$ suivant :

$$\bar{I} ({}_Z X^{+\bar{Z}}) = \left(\frac{Z}{Z-\bar{Z}} \right)^2 \bar{I} ({}_Z X)$$

Les valeurs de \bar{I} pour $\bar{Z}(T_e, \rho/\rho_0)$ non entier sont déterminées par interpolation linéaire.

. Corrections de couches : $C_s/2_2$

Ce terme, qui prend en compte les effets des électrons des couches internes K, L, ... de l'atome cible, ne sera pas modifié dans le cas de degrés d'ionisation relativement faibles.

. Charge effective de l'ion incident Z_1^*

Cette charge Z_1^* doit être modifiée pour tenir compte de l'effet d'écran du plasma d'électrons libres supposé à l'équilibre thermique. Dans l'expression (4), où $\beta = v/c$, la vitesse de l'ion incident est remplacée par la vitesse relative moyenne :

$$\bar{v} = \langle (\bar{v} - \bar{v}_e)^2 \rangle^{1/2} \sim [v^2 + \langle v_e^2 \rangle]^{1/2} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{2} n_e \langle v_e^2 \rangle = \frac{3}{2} kT_e \quad (5)$$

L'effet de température est particulièrement marqué aux énergies faibles, tant que $v^2 \ll \langle v_e^2 \rangle$ et se traduit par l'augmentation du degré d'ionisation de l'ion.

2-1-3 - Domaine d'énergie intermédiaire $\epsilon_1 \ll \epsilon \ll \bar{\epsilon}_{2,T_e}$

Le raccordement des deux zones peut être effectué de la même manière qu'en milieu froid; seule la limite supérieure $\bar{\epsilon}_2$ de la zone est modifiée.

La formule de Bethe (2) cesse d'être valable aux énergies faibles, lorsque le logarithme :

$$\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\bar{I}}$$

devient très petit ou encore, si l'on a :

$$\Delta = \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\bar{I}} - \beta^2 - \frac{C_1}{Z_2} \leq 0 \quad \text{avec} \quad \beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = \frac{\epsilon \text{ MeV/uma}}{465,58}$$

ANDERSEN et ZIEGLER /41/ ont situé la limite de validité en milieu froid à l'énergie :

$$\bar{\epsilon}_2 (T_e = 0, \rho = \rho_0) = 0,4 \text{ MeV/uma} = \bar{\epsilon}_{2,0}$$

Pour cette valeur, la valeur minimale de Δ peut être approchée

par :

$$\Delta \sim \Delta_0 = \ln \frac{2,195 \cdot 10^{-3} \bar{\epsilon}_{2,0}}{\bar{I}_{T_e=0}} - \frac{C_1}{Z_2} (\bar{\epsilon}_{2,0}) > 0$$

avec : $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2} \sim 1 (\beta^2 \text{ faible})$

Pour (T_e, ρ) donné, on détermine $\bar{\epsilon}_2(T_e, \rho)$ de façon que pour cette valeur : $\Delta_{T_e} = \Delta_0$, ce qui implique de résoudre l'équation :

$$\ln \frac{\bar{\epsilon}_{2,0}}{\bar{I}_{T_e=0}} - \frac{C_i}{Z_2} (\bar{\epsilon}_{2,0}) = \ln \frac{\bar{\epsilon}_{2,T_e}}{\bar{I}_{T_e}} - \frac{C_i}{Z_2} (\bar{\epsilon}_{2,T_e})$$

ou encore :

$$\frac{\bar{\epsilon}_{2,T_e}}{\bar{\epsilon}_{2,0}} = \frac{\bar{I}_{T_e}}{\bar{I}_{T_e=0}} \exp \left[\frac{C_i}{Z_2} (\bar{\epsilon}_{2,T_e}) - \frac{C_i}{Z_2} (\bar{\epsilon}_{2,0}) \right]$$

On a $\bar{\epsilon}_{2,T_e} > \bar{\epsilon}_{2,0}$ puisque : $\frac{\bar{I}_{T_e}}{\bar{I}_{T_e=0}} > 0$ et $\frac{C_i}{Z_2} (\epsilon)$ croît dans ce domaine d'énergies légèrement supérieures à $\bar{\epsilon}_{2,0}$, quel que soit le matériau d'arrêt /41/ ; cf. figure 28 pour une cible d'or.

2-2 - Calcul du pouvoir d'arrêt du plasma d'électrons libres

La figure 29 tirée de /53/, distingue les différentes catégories de plasmas en fonction de la température et de la densité des électrons libres. Sur ce diagramme sont représentés les domaines de températures et de densités correspondant aux plasmas de cibles FIL. Ces plasmas de type fortement collisionnel sont assez mal connus.

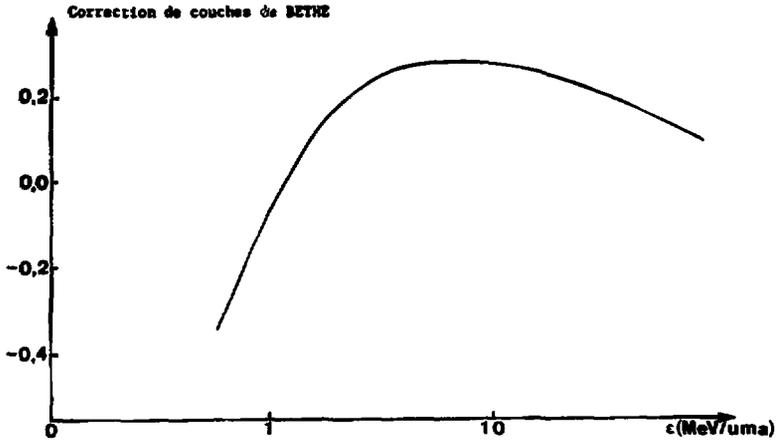


Fig. 28 - Correction de couches pour une cible d'Or froide, en fonction de l'énergie spécifique du proton incident

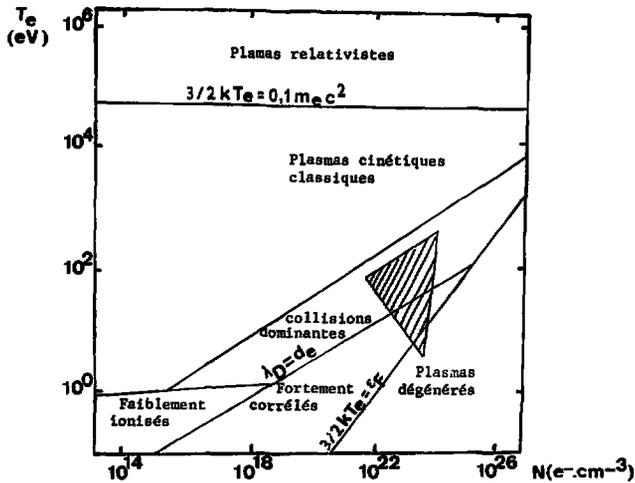


Fig. 29 - Diagramme des plasmas et domaine étudié

Exemple. Cas d'une cible d'or définie par les caractéristiques suivantes :
 $T_e = 50 \text{ eV}$, $\rho/\rho_0 = 0,1$, $\bar{Z} = 10,3$, $n_e = 6.10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

La distance moyenne interélectronique $d_e = (\frac{4}{3} \pi n_e)^{-1/3} = 1,6 \text{ \AA}$
 et la longueur de Debye $\lambda_D = (\frac{kT_e}{4 \pi n_e e^2})^{1/2} = 2,1 \text{ \AA}$ sont du même ordre de

grandeur. Le nombre d'électrons dans la sphère de Debye est donc voisin de l'unité : $N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3 = 2,3$. La fréquence de collision est du même ordre que la fréquence du plasma ($\sim 10^{17}/s$).

L'autre part, étant donné les caractéristiques des faisceaux utilisés (densité de puissance, énergie des particules), la distance interparticule du faisceau d_b est bien plus grande que la distance interélectronique de la cible d_e . Avec $d_b \gg d_e \sim \lambda_D$, les interactions d'ondes de faisceau avec ondes de plasma peuvent être ignorées et le modèle de charge-test individuelle /53/ est envisageable. La particule-test est l'ion incident.

Le formalisme de Jackson /54/ permet une première approche du problème et fournit une évaluation du pouvoir d'arrêt du plasma d'électrons libres.

Si on admet une distribution maxwellienne des vitesses des particules du plasma /55/, le pouvoir d'arrêt peut se mettre sous une forme générale semblable à la formule de Bethe :

$$\frac{dE}{dx} / f = \frac{4 \pi Z_1^2 Z_f^2 e^4}{m_f v^2} n_f \ln \Lambda_f G(y_f) \quad (6)$$

où l'indice f est relatif à la particule-plasma, et le terme :

$$G(y_f) = \text{Erf}(\sqrt{y}) - 2\sqrt{\frac{y}{\pi}} \exp(-y) \left(1 + \frac{m_f}{m_i}\right) \text{ avec } y_f = \frac{v^2}{v_f^2}$$

est spécifique d'un plasma maxwellien.

Pour un plasma d'électrons libres, on a $f \equiv e^-$ d'où :

$$Z_f = 1, m_f = m_e, n_f = n_e = \frac{N_{\text{Avog}} \rho}{A_2} Z_2(T_e, \rho/\rho_0), y_e = \frac{m_e}{m_i} \frac{E}{kT_e}$$

Le logarithme coulombien $\ln \Lambda_f$, faible pour ce type de plasmas, est à préciser, pour des particules incidentes non relativistes, en fonction du paramètre d'impact b .

$$b \leq \lambda_D$$

Les collisions sont relativement proches et le comportement "particule individuelle" domine dans le plasma. L'interaction coulombienne binaire entre particule incidente et électron-plasma s'écrit :

$$V_{1f}(r) = \frac{Z_1 Z_f e^2}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}, \text{ où la distance d'écran de Debye}$$

λ_D joue le même rôle que la distance d'écran a dans le modèle de Thomas Fermi.

Avec l'utilisation de ce potentiel d'écran, l'approximation des collisions binaires tient compte d'une manière approchée d'un aspect collectif des interactions.

Le logarithme coulombien relatif à ces interactions binaires proches est :

$$\ln \Lambda_f = \ln \Lambda_1 = \ln \frac{2 \lambda_D}{\gamma \exp(\frac{1}{2}) b_{\min}} \quad \text{où } b_{\min} = \text{Max} \{ b_0, \lambda \}$$

$$b_0 = \frac{Z_1 e^2}{m_{12} \bar{v}^2} \quad \text{paramètre d'impact critique correspondant à un angle de déviation}$$

$\theta = 90^\circ$ dans le système du centre de masse.

$$\lambda = \frac{\hbar}{m_{12} \bar{v}} \quad \text{longueur d'onde de De Broglie}$$

\bar{v} est la vitesse relative moyenne entre l'ion incident et les e^- du plasma, définie par (5).

$$m_{12} = \frac{m_i m_e}{m_i + m_e} \sim m_e \quad \text{masse réduite; } \gamma_e = 1,78 \cdot 10^7 = \text{constante d'Euler.}$$

$b > \lambda_D$

Les collisions sont éloignées et le plasma se comporte comme un milieu continu; les particules chargées participent collectivement aux oscillations de plasma. Une particule incidente chargée va créer une polarisation diélectrique dans le plasma; cette polarisation produit un champ électrique \vec{E}_{pol} qui, en retour, ralentit la particule.

Le logarithme coulombien relatif à ces interactions collectives lointaines est :

$$\ln \Lambda_f = \ln \Lambda_2 = \ln \frac{2v}{\gamma \omega_p \lambda_D} ; \omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} = \text{fréquence du plasma.}$$

Le pouvoir d'arrêt total dû aux e^- libres du plasma est donné par (6) avec :

$$\ln \Lambda_{e^- \text{ total}} = \ln \Lambda_1 + \ln \Lambda_2 = \ln \frac{v}{\exp(1/2) \omega_p b_{\min}}$$

2-3 - Calcul du pouvoir d'arrêt nucléaire du plasma d'ions

Les collisions binaires entre particules incidentes et ions du plasma peuvent encore être exprimées par une relation du type (6), en prenant $f \equiv \text{ion-cible}$; on a alors :

$$Z_f = \bar{Z}_2 (T_e, \rho / \rho_0), m_f = m_1, n_f = \frac{N_{\text{Avog}} \rho}{A_2}$$

$$y_f = \frac{A_2 E}{A_1 kT_e}, \text{ en supposant } kT_{\text{ion}} = kT_e$$

$$\Lambda_{\text{ion}} = \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \text{ où } b_{\max} = \text{longueur de Debye du plasma d'ions} = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_{\text{ion}} \bar{Z}_2^2 e^2} \right)^{1/2}$$

$$\text{et } b_{\min} = \frac{Z_1 \bar{Z}_2 e^2}{m_{12} \bar{u}^2} \text{ avec } m_{12} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \bar{u}^2 = \langle \left(\vec{v} - \vec{v}_{\text{ion}} \right)^2 \rangle \sim v^2 + \langle v_{\text{ion}}^2 \rangle$$

En fait, ce dépôt d'énergie est longtemps négligeable et ne devient appréciable qu'en fin de parcours de l'ion incident et pour des températures de plasma assez élevées (par exemple dans le coeur comprimé des cibles ICF).

Exemple

Sur la figure 30 relative à l'interaction p-Al, l'influence de ce terme intervient par la remontée du profil de dépôt en fin de parcours, pour des températures supérieures à 100 eV.

3/- SIMULATIONS DU CHAUFFAGE DE CIBLES AU MOYEN DU CODE DEPION /56/

Le code DEPION, fondé sur la formulation décrite dans les paragraphes précédents, fournit une évaluation du dépôt d'énergie d'ions incidents sur une cible quelconque, pour tout état physique déterminé de celle-ci. Il permet en particulier le traitement des milieux non homogènes qui constituent en général les cibles ICF (règle d'additivité de Bragg des pouvoirs d'arrêt des différents composants d'une cible) :

- cibles composées d'un matériau composite multiatomique; la figure 31 représente à titre d'exemple le parcours de protons de 1 MeV dans une cible de verre froid,

- cibles composées de plusieurs matériaux dans des états physiques différents (T, ρ, \bar{Z}_2); la figure 32 montre par exemple le parcours de protons de 10 MeV dans une feuille d'or chauffée et détendue caractéristique d'une cible ICF en expansion.

Le couplage de DEPION avec un code hydrodynamique permet la simulation d'expériences de chauffage de cibles; il fournit, à chaque instant de l'impulsion de courant du générateur, les caractéristiques du dépôt d'énergie et l'état correspondant du plasma; le cycle de calcul est représenté sur l'organigramme représenté figure 33.

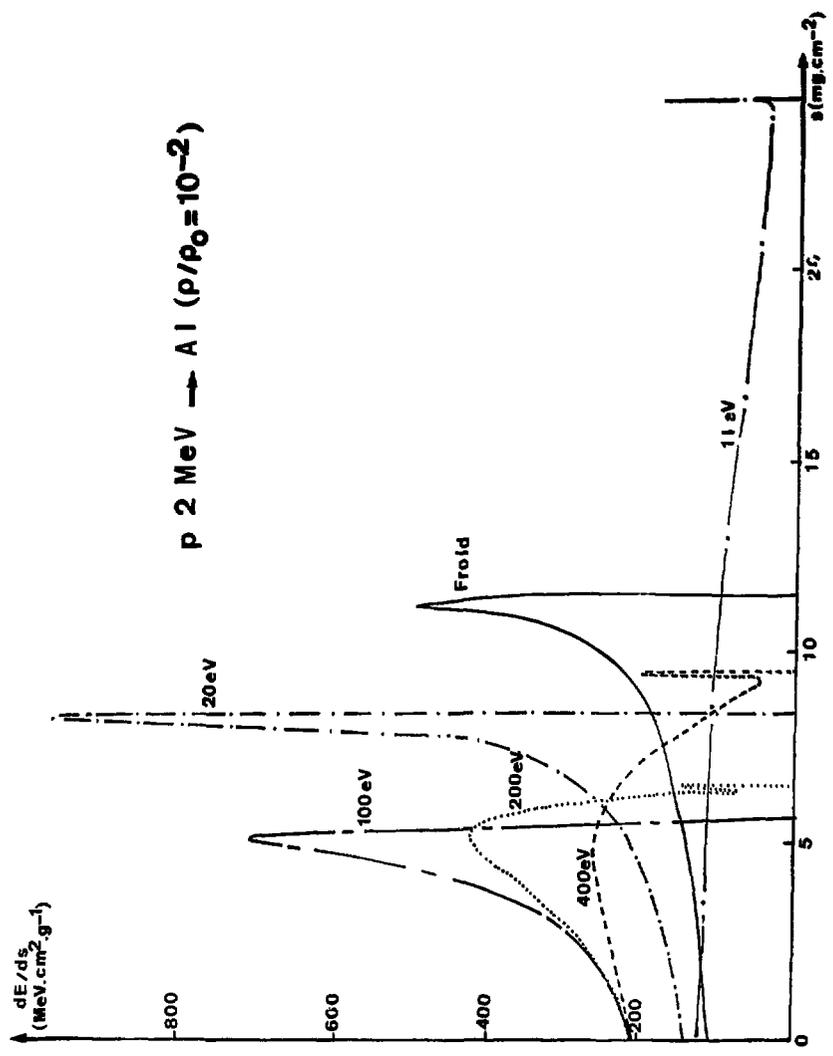


Fig. 30 - Pouvoir d'arrêt pour des protons de 2 MeV dans l'aluminium ($p/p_0 = 10^{-2}$) en fonction de la température.

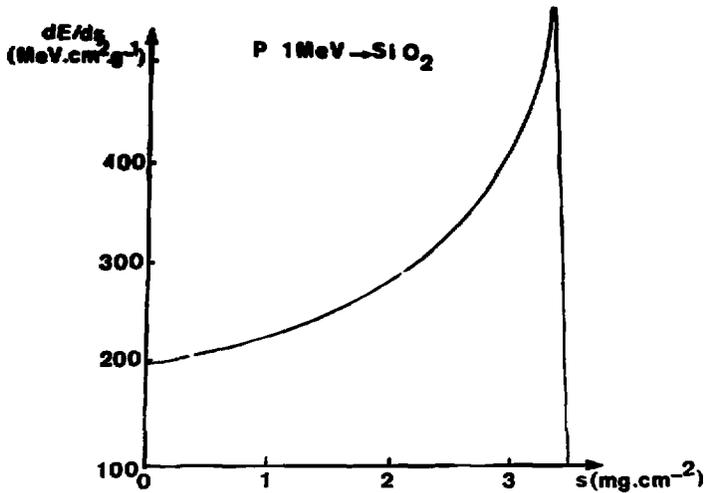


Fig. 31 - Pouvoir d'arrêt pour des protons de 1 MeV dans du verre froid

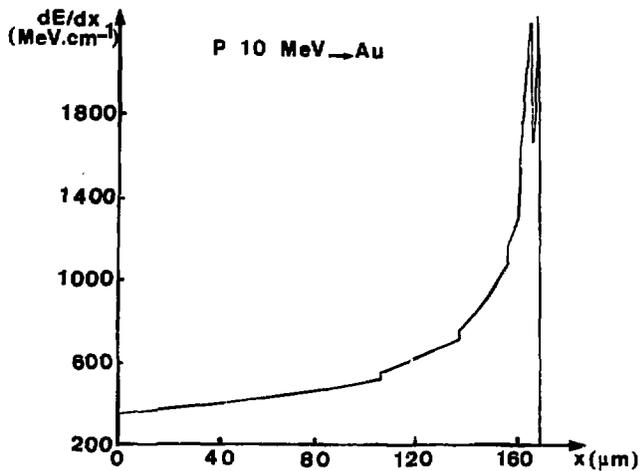


Fig. 32 - Pouvoir d'arrêt pour des protons de 10 MeV dans des multicouches d'Or avec des températures et densités différentes

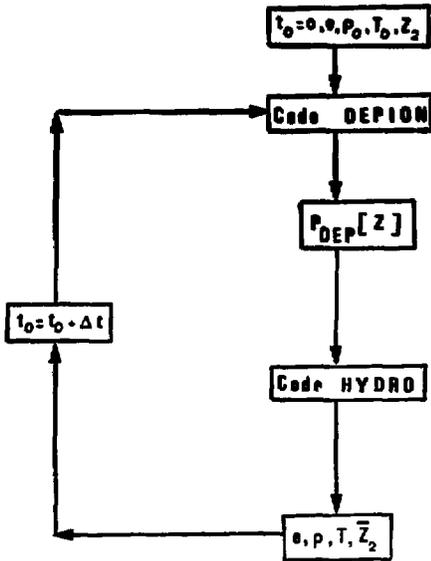


Fig. 33 - Cycle de calcul DEPION + code hydrodynamique

Les résultats des simulations sont directement comparables aux diagnostics expérimentaux : mesures XRD et de température de la cible, hydrodynamique de l'expansion de celle-ci... etc...

Dans ce qui suit, le code DEPION a été utilisé pour étudier l'interaction ions légers-cible à deux niveaux de puissance focalisée sur cible :

- aux faibles densités de puissance $\sim 0,2$ à 1 TW/cm^2 accessibles actuellement sur les machines de laboratoire
- aux fortes densités de puissance ~ 100 à 200 TW/cm^2 prévues sur les installations prébreakeven ou breakeven type FBFA I ou II.

3-1 - Interaction ions légers - cible à faibles densités de puissance. $P \sim 0,2 \text{ TW/cm}^2$

Les calculs décrits dans ce paragraphe correspondent aux données suivantes :

- . protons de 1 MeV
- . courant focalisé sur cible, $J \sim 200 \text{ kA/cm}^2 \Rightarrow$ densité d'énergie sur cible $\sim 6 \text{ kJ/cm}^2$
- . impulsion de courant de durée $\Delta t = 30 \text{ ns}$

Ce faible niveau de puissance, qui peut être obtenu avec un seul générateur de puissance, permet déjà d'envisager un certain nombre d'expériences d'hydrodynamique : chauffage de feuilles minces, accélération de feuilles multiples, étude de régimes de compression (explosion de poussoir ou ablatif) de cibles coniques etc....

3-1-1 - Cible de Z faible

La figure 34 montre l'évolution du parcours des protons dans une cible de CH_2 au cours du chauffage de celle-ci (résultats de simulations DEPION + HYDRO).

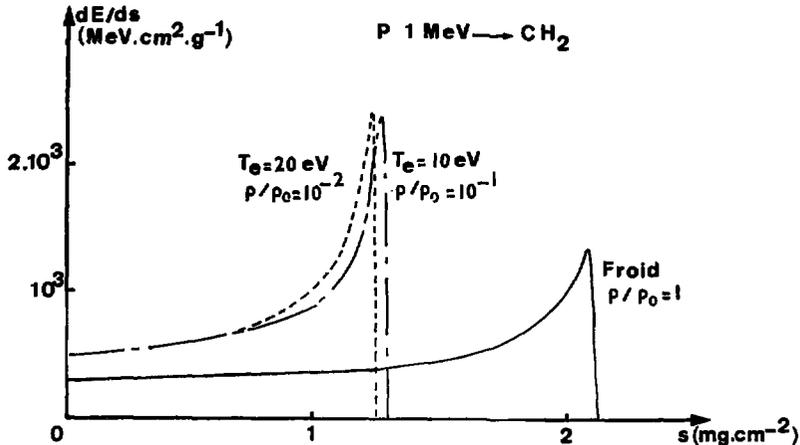


Fig. 34 - Pouvoir d'arrêt pour des protons de 1 MeV dans du CH_2 en fonction de la température et de la densité.

Ces résultats indiquent une réduction très sensible du parcours de protons lié au chauffage (jusqu'à 20 eV) et à l'expansion de la cible; à noter cependant que la précision des calculs est limitée dans le domaine (faibles températures - faibles densités) considéré.

Prévisions d'expériences d'implosion : implosion d'une cible conique (irradiation monofaisceau) en régime d'explosion de pousseur.

Un calcul d'implosion dans ces conditions a été effectué, au moyen d'un code FC1 (code lagrangien à deux températures), pour une cible conique remplie de DT et fermée par une calotte sphérique de CH₂ (cf. figure 35).

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{\text{cal}} \sim R \ (\alpha \sim 60^\circ \Rightarrow \sim 1/15^{\text{e}} \text{ de sphère}) \\ \rho_{\text{DT}} = 3.10^{-5} \text{ g/cm}^3 \end{array} \right.$$

Le diamètre de la calotte de CH₂ est très inférieur à celui du faisceau, ce qui permet de supposer une bonne uniformité d'irradiation.

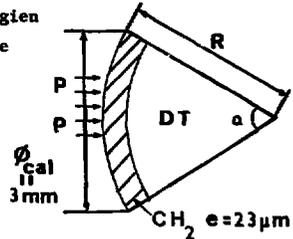


Fig. 35

Les résultats de ce calcul sont les suivants et correspondent au diagramme d'implosion représenté figure 36.

Dépôt d'énergie dans
le CH₂ $\Rightarrow T_{\text{max}} \sim 15-20 \text{ eV}$

Caractéristiques de l'implosion :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{\text{max}} \text{ compression} \sim 5.10^6 \text{ cm/s dans le CH}_2 \\ \quad \quad \quad \sim 10^7 \text{ cm/s dans le DT} \\ T_{\text{max}} \text{ DT} \sim 500 \text{ à } 800 \text{ eV} \\ \rho_{\text{DT}} \sim 5.10^{-4} \text{ g/cm}^2 \\ \text{Nombre de neutrons} \sim 4.10^6 \end{array} \right.$$

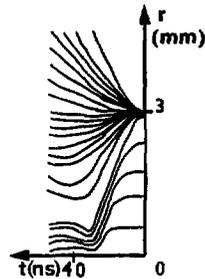


Fig. 36 - Diagramme d'implosion

3-1-2 - Cible de Z élevé

La figure 37 montre l'évolution du parcours des protons dans une cible d'or au cours du chauffage de celle-ci (résultats de simulations DEPION + HYDRO).

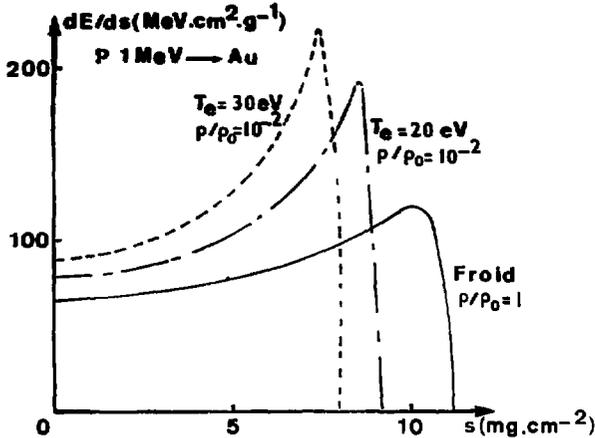


Fig. 37 - Pouvoir d'arrêt pour des protons de 1 MeV dans de l'Or, en fonction de la température et de la densité.

Une réduction du parcours des protons en fonction du chauffage de la cible est également observable bien que sensiblement inférieure à celle observée avec une cible de CH_2

. Prévisions d'expériences d'implosion : implosion d'une cible conique en régime ablatif.

Un calcul d'implosion a été effectué pour la cible conique représentée figure 38 et les conditions d'irradiation définies plus haut. Les caractéristiques d'implosion fournies par ce calcul sont les suivantes et correspondent au diagramme d'implosion représenté figure 39.

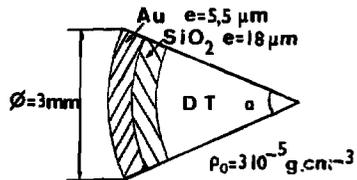


Fig. 38

T_{\max} ablateur ~ 25 eV (fin du dépôt d'énergie)
 v_{\max} pousseur $\sim 3.10^6$ cm/s
 T_{\max} DT ~ 300 à 500 eV
 $\int p dr \sim 3,6.10^{-3}$ g/cm²
 Nombre de neutrons $\sim 10^7$

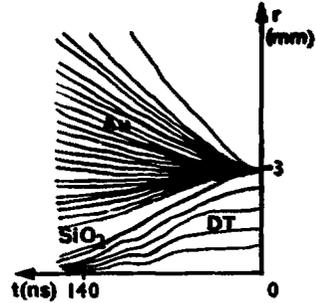


Fig. 39 - Diagramme d'implosion

Nb : Les performances d'implosion données dans ce paragraphe peuvent être considérées comme optimistes pour deux raisons : elles sont obtenues à partir d'un calcul monodimensionnel, or les effets bidimensionnels (effets de bords) sont susceptibles de réduire les performances de compression; d'autre part les cibles étudiées sont des cibles de grand rapport R/ΔR qui pourraient induire d'éventuelles instabilités hydrodynamiques.

Le niveau de focalisation du courant d'ions ~ 200 kA/cm² qui a été considéré dans ces calculs situe le seuil à partir duquel des expériences d'implosions peuvent être envisagées; les niveaux ~ 1 MA/cm² obtenus par la Bandia ou le NRL devraient permettre la réalisation d'implosions dans des conditions sensiblement meilleures. L'implosion d'une cible sphérique, ne peut être envisagée qu'avec la mise en oeuvre d'un grand nombre de faisceaux d'ions (alors que deux faisceaux paraissent suffisants en FER).

3-2 - Interaction ions légers-cible à fortes densités de puissance.
P $\sim 100-200$ TW/cm²

Les calculs décrits dans ce paragraphe correspondent aux données suivantes :

- . protons de 4 MeV
- . puissance focalisée sur cible P ~ 200 TW/cm²
- . impulsion de courant de durée $\Delta t = 10$ ns

envisagées sur les installations de puissances.

La figure 40 montre l'évolution du parcours des protons dans une cible d'or au cours du chauffage de celle-ci (résultats de simulations DEPION + HYDRO).

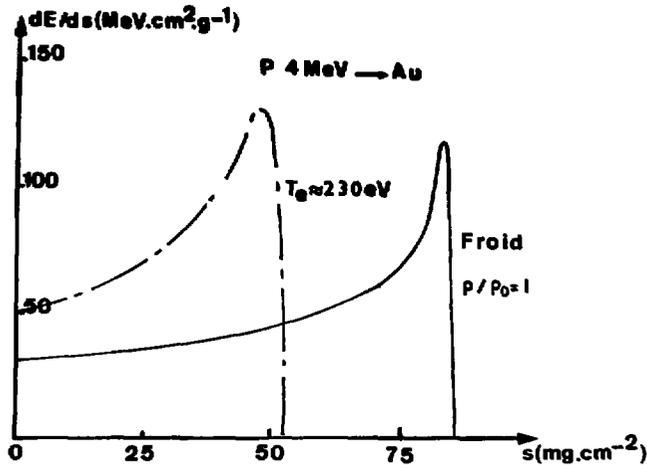


Fig. 40 - Pouvoir d'arrêt pour des protons de 4 MeV dans de l'Or froid et chaud

Ces résultats indiquent une très forte réduction du parcours des protons dans l'or durant le chauffage et l'expansion du plasma de la cible. Cet effet doit être pris en compte dans la conception des cibles FCI puisqu'il implique un couplage faisceau-cible réduit; cf. la nécessité d'une étude précise de la structure de l'ablateur des cibles.

Evaluation de performances d'implosions de cibles à fortes densités de puissance

Pour situer les ordres de grandeur caractéristiques, un calcul d'implosion a été effectué à partir des données suivantes :

Cible

$\phi_{DT} = 4 \text{ mm}$

ablateur Au

pousseur Fe-Au

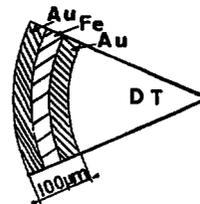


Fig. 41

Faisceau de protons

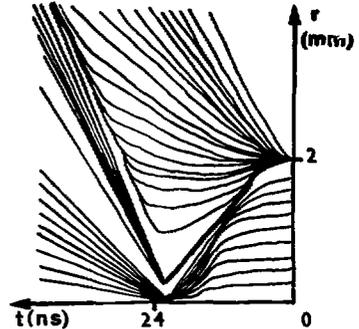
$P = 200 \text{ TW/cm}^2$

$E_{\text{cible}} \sim 1 \text{ MJ}$

$\Delta t = 10 \text{ ns}$

Les résultats de ce calcul sont les suivants et correspondent au diagramme d'implosion représenté figure 42.

- T_{max} ablateur $\sim 230 \text{ eV}$ (fin du dépôt d'énergie)
- v_{max} pousseur $\sim 1,2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
- T_{max} DT $\sim 8 - 13 \text{ keV}$
- ρ_{max} DT $\sim 24 \text{ g/cm}^3$
- $\int \rho dr \sim 1,8 \cdot 10^{-1} \text{ g/cm}^2$
- Gain ~ 5



Cette configuration de cible n'est pas optimisée et des performances supérieures devraient être obtenues avec une structure d'ablateur mieux adaptée.

FIG. 42 - Diagramme d'implosion

CONCLUSION

Le mécanisme de stagnation d'un faisceau d'électrons relativistes, induit dans une feuille mince par la présence de champs macroscopiques (électrique et magnétique), a pour effet d'augmenter sensiblement le dépôt d'énergie dans le plasma de cible. L'étude théorique effectuée au chapitre 2 du rapport avait pour objet de préciser les caractéristiques de ce mécanisme en fonction des paramètres de l'interaction faisceau-cible. Les modèles numériques décrits (DIOPE, TRAJEC) permettent la mise en évidence de cet effet de stagnation dans des conditions expérimentales données. En particulier, le couplage du code TRAJEC à un code hydrodynamique fournit une simulation d'expériences de chauffage de feuilles minces et permet d'approcher quantitativement les caractéristiques du dépôt d'énergie dans le plasma de cible et leur évolution durant le chauffage et l'expansion de celui-ci. Ces simulations mettent en évidence la limitation du phénomène de stagnation à la partie avant de la cible quand l'expansion de celle-ci devient importante. Dans les expériences réalisées à Valduc sur Chanteclair, un facteur d'augmentation du dépôt de l'ordre de 2 à 3 a été établi. La possibilité théorique d'obtenir un facteur de l'ordre de 10 (cf. expériences du Kurchatov) apparaît plausible si des caractéristiques machine très spécifiques peuvent être réalisées : profil (I_p, V) optimum avec l'impulsion de courant focalisé I_p retardée sur l'impulsion de tension V , montée brève du courant et palier de celui-ci durant la décroissance de V , ces caractéristiques idéales permettant le développement rapide du processus de stagnation dans une cible peu détendue à l'instant du maximum du paramètre machine I_p/I_A .

Un modèle de calcul de l'interaction faisceau d'ions légers-plasma de cible a été décrit dans le chapitre 3 du rapport. Les effets de température finie sont introduits, à partir du degré d'ionisation du matériau de la cible, sur les deux composantes du pouvoir d'arrêt électronique relatives aux électrons liés et au plasma d'électrons libres.

Le code DEPION, fondé sur ce modèle, et couplé à un code hydrodynamique, permet de simuler l'interaction faisceau-cible et d'évaluer l'évolution des caractéristiques de celle-ci durant le chauffage du plasma. Les simulations effectuées avec ce code, dans l'hypothèse des faibles densités de puissance sur cible obtenues actuellement avec les machines de laboratoire, indiquent

qu'une réduction significative du parcours des ions dans la matière, liée au chauffage de la cible, est déjà prévisible. Cette réduction devient très importante, de l'ordre d'un facteur 2, aux fortes densités de puissance prévues dans le cas des installations "breakeven" et implique la nécessité d'études précises de la structure des ablateurs de cibles.

REFERENCES

- /1/ - M.V. BABYKIN, K.A. BAJGARIN, A.V. BARTOV, S.L. BOGOLUYBSKIY, V.V. VASIVYEVSKIY, V.I. LIKSONOV, V.I. MIZHIRITSKIY, L.I. RUDAKOV and V.P. SMIRNOV, presented at the 8th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Prague, CZECHOSLOVAKIA, 1977 (unpublished)
- /2/ - S.L. BOGOLYUBKIY, B.P. GERASIMOV, V.I. LIKSONOV, A.P. MIKHAILOV, Y.P. POPOV, L.I. RUDAKOV, A.A. SAMARSKII and V.P. SMIRNOV, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 24, 206 (1976) [J.E.T.P. Lett. 24, 182 (1976)]
- /3/ - D.J. JOHNSON, G.W. KUSWA, A.V. FARNSWORTH, J.P. QUINTENZ, R.J. LEEPER, E.J.T. BURNS, S. HUMPHRIES. Phys. Rev. Letters, vol. 42, n°9, 26 Février 1979
- /4/ - G. COOPERSTEIN, presented at the 1979 IEEE International Conference on plasma Science. Juin 1979
- /5/ - J. CHANG, M.M. WIDNER, A.V. FARNSWORTH, R.J. LEEDER, L. BAKER, J.N. OLSEN 2nd International Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Res. and Tech. , Cornell University, Ithaca, NY, Oct.1977
- /6/ - PACKH, Rad. Prog. Rept 7, 1968
- /7/ - J.M. CREEDON, J. Appl. Phys. 46, 2946, 1975
- /8/ - S.A. GOLDSTEIN, R. LEE, Phys. Rev. Lett. 35, 1079, 1975
- /9/ - A.E. BLAUGRUND, G. COOPERSTEIN, S.A. GOLDSTEIN, Phys. Fl. 20, 1185, 1977
- /10/ - M. DI CAPVA, J. CREEDON, R. HOFF, J. Appl. Phys. 47, 1887 (1976)
- /11/ - M. FEDOTOFF - Rapports internes du 6.2.1979 et du 18.12.1979
- /12/ - M. FEDOTOFF - Rapport interne du 23.1.1981
- /13/ - M. FEDOTOFF - Rapports internes à paraître.
- /14/ - AFONIN A.P., BABYKIN M.V., BAEV B.V., BAIGARIN K.A., BARTOV A.V., GAVRLIN P.O., KOROP S.D., MIZHIRITSKIY V.E., PASECHNIKOV A.M. and RUDAKOV L.I. (1977). Proc. All-Union Conf. Eng. Problems Thermonucl. Reactors, 1977 Vol.2 p.106 (in Russian).
- /15/ - LIKSONOV V.L., SIDOROV Yu.L. and SMIRNOV V.P. (1977) . JETP Lett. (Engl. Transl.) 19, 516.
- /16/ - J.D. JACKSON "classical Electrodynamics", John WILEY and SONS, New-York, 1975
- /17/ - F. ROHRLICH and B.C. CARLSON, Phys. Rev. 93, 38, 1954
- /18/ - R. EVANS - "The Atomic Nucleus", Mac Graw, New-York, 1955

- /19/ - D. PINES and D. BOHM, Phys. Rev. 85, 338, 1952
- /20/ - K. IMASAKI, S. MIYAMOTO, S. HIGARI, S. NAKAI, K. NISHIRAKA and C. YAMANAKA, in XIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases, edited by Société Française de Physique (Grenoble, France, 1979), Vol. I, pp C 7779 - C 7780
- /21/ - K. IMASAKI, S. MIYAMOTO, S. HIGARI, S. NAKAI and C. YAMANAKA, Phys. Rev. Lett. 43, 1937 (1979)
- /22/ - C. PEUGNET, A. DEVIN, B. DUBORGEL et Ph. GOUARD, Phys. Rev. A, 24, 2820, 1981
- /23/ - M. GAZAIX, H.J. DOUCET, B. ETLICHER, A. BERS, K. FELCH, G. ANASTAZE, L. VALLIER, dans Proceedings of the 4th International Topical Conference on High Power Electron and Ion beam Research and Technology, H.J. DOUCET and J.M. BUZZI, Palaiseau, France, 1981, p. 473-480
- /24/ - M. GAZAIX, Thèse, Orsay, 1981
- /25/ - T.A. MELHORN, Rapport SAND 80-0038, Mai 1980
- /26/ - T.A. MELHORN, J. Appl. Phys. 52, 1981, 6522
- /27/ - M.M. WIDNER, E.J.T. BURNS, M.J. CLAUSER, S.A. GOLDSTEIN, J.A. HABLEIB, L.P. MIX, J.N. OLSEN, F.C. PERRY, J.W. POUKEY, J.P. QUINTEZ, A.J. TOPFER 2nd International Topical Conference on High Power electron and ion beam research and technology, Ithaca, Oct. 1977
- /28/ - R. BAILLY SALINS, A. DEVIN, B. DUBORGEL, Ph. GOUARD, C. PATOU, C. PEUGNET, M. ROCHE, 4th International Topical Conference on High Power electron and ion beam research and technology, Palaiseau, Juillet 1981
- /29/ - B. DUBORGEL, J.M. DUFOUR, M. FEDOTOFF, Ph. GOUARD, A. DEVIN, C. PEUGNET, 4th International Topical Conference on High Power electron and ion beam research and technology, Palaiseau, Juillet 1981
- /30/ - S.I. BRAGINSKII, Review of plasma physics, Edited by M.A. LEONTOVITCH, 1965
- /31/ - C. BAYER, B. DUBORGEL, Ph. GOUARD, M. MIJAT, M. MILLET, Rapport interne du 3.4.1979
- /32/ - M.V. BABYKIN, B.V. BAEV, K.A. BAJGARIN, A.V. BARTOV, P.P. GAVRIN, B.A. DEMIDOV, E.D. KOROP, V.I. MIZHIRITSKIJ, A.M. PASECHNIKOV, S.S. SOBOLEV and S.D. FANCHENKO, I.A.E.A., Vienna (1977) pp. 41-55
- /33/ - I.P. AFONIN, M.V. BABYKIN, B.V. BAEV, K.A. BAJGARIN, A.V. BARTOV, B.A. DEMIDOV, S.D. FANCHENKO, P.P. GAVRIN, M.V. IVKIN, E.D. KOROP, V.I. MIZHITSITSKIJ, A.M. PASECHNIKOV, V.A. PETROV, L.I. RUDAKOV and E.A. SMIRNOVA, presented at the Technical Committee Meeting on Progress in Inertial Confinement Fusion Experiment, San Francisco, 1978 (unpublished).

- /34/ - L.E. ARANCHUK, Y.I. ARKHANGELSKII, M.V. BABYKIN, K.A. BAIGARIN, E.I. BARANCHIKOV, A.V. BARTOV, A.S. CHERNENKO, B.A. DEMIDOV, S.D. FANCHENKO, A.V. GORDEEV, Y.G. KALININ, Y.V. KOBA, V.D. KOROLEV, D.N. LIN, V.I. MIZHITSITSKIJ, S.L. NEDOSSEEV, A.M. PASECHNIKOV, V.S. PENIKINA, L.I. RUDAKOV, V.A. SHORJUPIN, V.P. SMIRNOV and E.Z. TARUMOV presented at the 7th I.A.E.A. Conference in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978 (unpublished)
- /35/ - C. BAYER, M. FEDOTOFF, Rapport Interne du 19.4.73
- /36/ - S. GOUMIT et J.L. SAUNDERSON, Phys. Rev. 57 (1940) 24 et 58 (1940) 36
- /37/ - O. BLUNK et S. LEISEGANG, Z. Physik 128 (1950) 500
- /38/ - C. MÖLLER, Ann. Physik 14 (1932) 531
- /39/ - H.W. KOCH et J.W. MOTZ, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 920
- /40/ - B. DUBORGEL, Ph. GOUARD, Rapport interne du 23.10.1979
- /41/ - H.H. ANDERSEN, J.F. ZIEGLER - Hydrogen Stopping powers and ranges in all elements. Vol. 3 - Pergamon Press 1977
- /42/ - J. LINDHARD, M. SCHARFF, H.E. SCHIOTT. Notes on atomic collisions II - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 33, n° 4 (1963)
- /43/ - J.F. ZIEGLER. Handbook of stopping cross-sections for energetic ions in all elements. Vol.5. Pergamon Press 1980
- /44/ - H.H. ANDERSEN. Bibliography and index. Stopping powers and ranges. Vol.2 Pergamon Press 1977
- /45/ - U. FANO - NAS-NRC 1133, 287, 1964
- /46/ - W.K. CHU, D. POWERS; Phys. Lett. A, 40, 23 (1972)
- /47/ - M.D. BROWN, C.D. MOAK; Phys. Rev. B6, 90, 1972
- /48/ - P.G. STEWARD et R.W. WALLACE, Rapport UCRL - 19128, 1970
- /49/ - J.P. BERSACK, Nucl. Instr. and Math., 182/183, 195-206 (1981)
- /50/ - R. LATTE, Phys. Rev. 99, 1854 (1955)
- /51/ - D. MOSHER. ERDA Summer Study of heavy ions for inertial fusion. LBL 5543, 39 (1976)
- /52/ - E. NARDI, E. PELEG, Z. ZINAMON. Phys. Fluid' , 21, 574 (1978)
- /53/ - G. BEKEFI Physique des Plasmas. Les Houches 1972, édité par de WITT et PEYRAUD
- /54/ - J.D. JACKSON. Classical Electrodynamics - John Wiley and Sons, p. 643, (1975).

/55/ - P. GAUME - Rapport interne (1975)

/56/ - B. DUBORGEL, J.M. DUFOUR, Ph. GOUARD. Communication à l'APS,
New-York (1981)

Manuscrit reçu le 11 octobre 1. '82

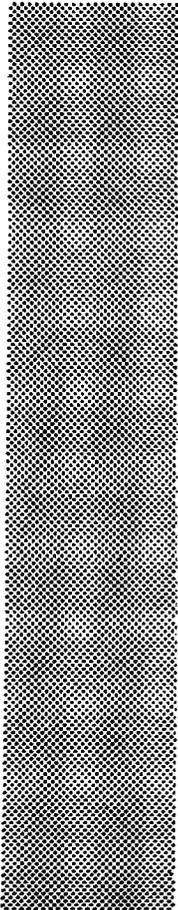
*Achevé d'imprimer
par
le CEA, Service de Documentation, Saclay
Novembre 1982*

*DEPOT LEGAL
4ème trimestre 1982*

ISSN 0428 - 3460

La diffusion des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)

Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available from the Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)



Edité par

le Service de Documentation

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

91191 GIF-sur-YVETTE Cedex (France)

