

CEA-R-5991



Gestion INIS
Doc. Enreg. le 4.7.2002
N° TRNE.R.O.2.0.99.36

A2000789



FR0202936

COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE

**CONFINEMENT INERTIEL
D'UNE CIBLE MAGNÉTISÉE**

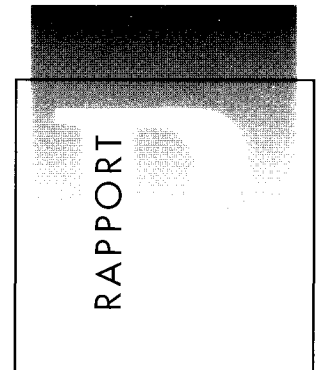
par

Alain BOURDIER

CEA/DAM - ILE-DE-FRANCE

CEA/DAM - DIRECTION ILE-DE-FRANCE
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE THÉORIQUE
ET APPLIQUÉE

SERVICE PHYSIQUE DES PLASMAS
ET ELECTROMAGNÉTIQUE



DIRECTION DES TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION

**RAPPORT
CEA-R-5991**

RAPPORT CEA-R-5991 - Alain BOURDIER

CONFINEMENT INERTIEL D'UNE CIBLE MAGNETISEE

Sommaire : Un modèle à zéro dimension a été développé afin de décrire le plus simplement possible l'implosion par confinement inertiel d'une cible dans laquelle un champ magnétique a été piégé. A priori, cela permettrait d'obtenir plus facilement l'allumage de la cible en réduisant les pertes par conduction thermique. Or, nos résultats confirment l'effet bénéfique d'un champs magnétique sur le gain thermonucléaire mais dans des proportions beaucoup plus restreintes que ce que concluaient des études précédentes. Des simulations avec un code monodimensionnel du CEA confirment nos résultats. En conséquences, nous nous orientons vers des cibles magnétisées du type Hasegawa où le champ magnétique permet d'augmenter le temps de confinement du milieu fusible.

2001 – Commissariat à l'énergie Atomique – France

RAPPORT CEA-R-5991 - Alain BOURDIER

INERTIAL CONFINEMENT FUSION TARGET

Summary : A simple, zero-dimensional model describing the temporal behaviour of an imploding-shell, magnetized fuel inertial confinement fusion target is formulated. The addition of a magnetic field to the fuel reduces thermal conduction losses. As a consequence, it might lead to high gains and reduce the driver requirements. This beneficial effect of the magnetic field on thermonuclear gains is confirmed qualitatively by the zero-dimensional model results. Still, the extent of the initial-condition space for which significant gains can occur is not, by far, as large as previously reported. One-dimensional CEA code simulations which confirm this results are also presented. Finally, we suggest to study the approach proposed by Hasegawa. In this scheme, the laser target is not imploded, and the life-time of the plasma can be very much increased.

2001 – Commissariat à l'énergie Atomique – France

- Rapport CEA-R-5991 -

CEA/DAM – Direction Ile-de-France
Département de Physique Théorique et Appliquée
Service Physique des Plasmas et Electromagnétique

CONFINEMENT INERTIEL D'UNE CIBLE MAGNÉTISÉE

par

Alain BOURDIER

- Décembre 2001 -

Table des matières

1	Introduction	4
2	Modèle d'implosion à zéro dimension de I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick.	5
2.1	Principe et hypothèses du modèle.	5
2.2	Résultats numériques.	6
3	Présentation de notre modèle d'implosion.	6
3.1	Principe et hypothèses du modèle.	6
3.2	Bilan d'énergie sur les électrons et les ions.	11
3.2.1	Équations de l'hydrodynamique.	12
3.2.2	Réactions thermonucléaires.	15
3.2.3	Échanges électrons-ions.	16
3.2.4	Rayonnement de freinage.	17
3.2.5	Effet Compton.	18
3.2.6	Conduction thermique.	20
3.2.7	Évolution de θ_e et θ_i	21
3.3	Bilan d'énergie sur les photons.	22
3.3.1	Équation de l'hydrodynamique.	22
3.3.2	Fuites radiatives.	22
3.3.3	Autres contributions.	23
3.3.4	Évolution de θ_r	24
3.4	Définition du gain thermonucléaire.	24
4	Résultats numériques.	25
4.1	Résultats numériques de notre modèle.	25
4.1.1	Champ magnétique nul.	25
4.1.2	Champ magnétique non nul.	25
4.2	Étude d'un cas particulier.	29
4.3	Simulations à l'aide d'un code d'implosion monodimensionnel.	36
4.3.1	Premiers résultats numériques.	36
4.3.2	Influence de la température initiale pour une cible de D-T entourée d'or.	36
4.3.3	Influence du matériau du poussoir.	40
5	Dépôt d'énergie des particules α.	40
5.1	Calcul du rayon de Larmor d'une particule α	40
5.2	Comparaison de différents temps caractéristiques.	44
6	Limites de notre modèle.	45
6.1	Calcul d'un gain réel.	45
6.2	Instabilités hydrodynamiques en milieu magnétisé.	45
7	Autres perspectives de cibles magnétisées.	45
7.1	Cibles de Hasegawa.	45
7.2	Nouveau type de cible.	49
8	Conclusion	52

1 Introduction

De nombreux codes hydrodynamiques ont déjà été développés afin de simuler l'interaction d'un laser de puissance avec une cible solide de D-T. La plupart de ces codes de simulation laser usuels négligent le champ magnétique, or celui-ci peut justement jouer un rôle important dans la conduction thermique et par là même influencer le bilan d'énergie. c'est pourquoi nous avons voulu modéliser le plus simplement possible les principaux phénomènes physiques intervenant lors de l'implosion d'une cible magnétisée. .

Dans la deuxième partie, nous rappelons les résultats obtenus à l'aide d'un modèle d'implosion d'une cible magnétisée de deutérium-tritium à zéro dimension développé par I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick [1]. D'après leur étude, on pourrait allumer le matériau fusible à partir de densités et de vitesses d'implosion initiales beaucoup plus faibles que dans le cas de la fusion par confinement inertiel classique. Ainsi, la fusion pourrait être initiée plus facilement en magnétisant une cible et par là même procurer une marge supplémentaire sur les seuils d'inflammation [2, 3] .

Dans la partie suivante, nous présentons le modèle à zéro dimension que nous avons développé. Nous décrivons notamment les principaux mécanismes d'échange d'énergie pris en compte pour modéliser l'inflammation de la cible magnétisée de deutérium-tritium considérée, ce qui permet d'établir les équations régissant notre modèle d'implosion.

Dans une troisième partie, nous présentons les résultats numériques de notre modèle que nous comparons ensuite à ceux obtenus à partir d'un code monodimensionnel du CEA qui décrit de façon réaliste l'implosion d'une cible magnétisée telle que nous l'avons considérée précédemment [4].

Dans la quatrième partie de ce rapport, nous démontrons simplement que dans la plupart des cas considérés dans cette étude, le dépôt d'énergie des particules α n'est pas notablement influencé par la présence dans la cible d'un champ magnétique de forte intensité (de l'ordre du mégagauss).

Puis, nous développons un dernier point sur les limites de notre modèle, notamment à propos des instabilités hydrodynamiques renforcées par la présence d'un champ magnétique.

Avant de conclure, nous présentons deux autres perspectives de cible magnétisée, en particulier celle de A. Hasegawa [5], pour laquelle le champ magnétique sert à augmenter le temps de confinement du milieu fusible en isolant thermiquement les parois de l'enceinte du plasma chaud, et une ébauche de cible magnétisée par de nouveaux mécanismes.

Enfin, nous concluons sur l'influence d'un champ magnétique sur l'implosion d'une cible magnétisée de deutérium-tritium.

Les expressions analytiques de ce rapport sont écrites dans le système CGS.

2 Modèle d'implosion à zéro dimension de I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick.

2.1 Principe et hypothèses du modèle.

Dans ce modèle, I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick [1] ont considéré une configuration simple de cibles magnétisées de deutérium-tritium entourées d'un pousseur en or transparent. L'énergie délivrée par le laser à ces cibles est introduite au niveau des conditions initiales. Seule la conductivité perpendiculaire au champ magnétique joue un rôle.

Quelques hypothèses simplificatrices ont été prises en compte, les principales sont les suivantes :

- le pousseur subit une compression adiabatique :

$$P_S V_S^\gamma = P_{S0} V_{S0}^\gamma, \quad (1)$$

où P_S , V_S et γ sont respectivement la pression à l'intérieur du pousseur, son volume et le rapport des chaleurs spécifiques relatif au pousseur. L'indice 0 signifie que la valeur considérée est prise à l'instant initial.

- une distribution radiale de vitesses est imposée dans le pousseur de la forme :

$$v_r = v \frac{R^2}{r^2}, \quad R \leq r \leq R_S \quad (2)$$

où v_r et v sont respectivement la vitesse radiale, la vitesse du pousseur à l'interface gaz/pousseur. R , r et R_S sont respectivement le rayon de la sphère de D-T, la position radiale et le rayon extérieur du pousseur.

- le profil de vitesses pour le D-T correspond à une compression homogène :

$$v_r = v \frac{r}{R}, \quad 0 \leq r \leq R \quad (3)$$

- les températures initiales électronique et ionique sont données par :

$$T_0 = \max(T_{min}, \frac{m_i V_0^2}{6}), \quad (4)$$

où T_{min} vaut 50 eV, m_i est la masse des ions et V_0 est la vitesse d'implosion initiale du pousseur.

- un coefficient f_d représentant le pourcentage de l'énergie des particules α déposée dans le milieu fusible de façon homogène, est introduit dans ce modèle.

– le gain est déterminé selon l’expression suivante :

$$G = \frac{1}{E_{t0}} \int_0^t P_{DT} dt, \quad (5)$$

où E_{t0} est l’énergie totale initiale et P_{DT} la puissance thermonucléaire dégagée par les réactions de fusion.

2.2 Résultats numériques.

Les deux figures suivantes représentent les contours des gains obtenus à l’aide de ce modèle, en fonction de la densité initiale ρ_0 du D-T et de la vitesse d’implosion initiale V_0 du pousseur. Pour toutes ces simulations, l’énergie cinétique initiale E_0 du pousseur est de 10 kJ et la masse de D-T est de 2 μ g.

La première figure (Fig. 1) est obtenue en considérant que la cible n’est pas magnétisée ($B_0 = 0$) et que l’énergie des particules α n’est pas déposée dans le milieu ($f_d = 0$). Les contours des gains représentés sur cette figure correspondent à 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} et 1. La seconde (Fig. 2) représente les contours des gains à 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} , 1 et 10, obtenus en considérant que les pertes par conduction thermique sont négligées, et que le dépôt d’énergie des particules α dans le milieu est nul.

En comparant ces deux figures, on remarque aisément que les contours des gains sont considérablement agrandis vers les basses densités initiales et les faibles vitesses d’implosion, lorsque les pertes par conduction thermique sont supprimées, ce qui revient à simuler un champ magnétique de forte intensité tout en négligeant la pression magnétique associée. De plus, un nouvel îlot correspondant à des gains supérieurs à 10 apparaît. Ceci tend à montrer que la conduction thermique est un mécanisme de pertes important qui limite les conditions d’allumage d’une cible de D-T. Étant donné qu’un champ magnétique permet de réduire significativement les pertes par conduction thermique, on pourra se rapprocher de cette situation limite en magnétisant les cibles avec des champs magnétiques aussi intenses que possible à condition toutefois que la pression magnétique reste faible par rapport à la somme des pressions électronique, ionique et radiative.

D’après ces résultats, en magnétisant une cible laser, on devrait obtenir des gains supérieurs à l’unité en partant de densités et de vitesses d’implosion initiales beaucoup plus faibles que dans le cas de la fusion par confinement inertiel classique. Devant l’enjeu scientifique d’une telle conclusion, nous avons développé notre propre modèle que nous présentons dans la partie suivante.

3 Présentation de notre modèle d’implosion.

3.1 Principe et hypothèses du modèle.

Nous avons développé un modèle hydrodynamique simplifié décrivant l’inflammation d’une cible magnétisée implorée par laser, constituée d’une sphère de D-T entourée d’un pousseur en or non transparent. Nous supposons qu’à l’instant initial, la sphère de D-T a déjà une certaine énergie et une certaine température due à un choc et/ou à divers mécanismes de préchauffage. Le milieu fusible est défini par trois températures θ_e , θ_i et θ_r relatives aux électrons, aux ions et aux photons, et par ρ sa densité. La figure suivante (Fig. 3) rappelle les principaux mécanismes

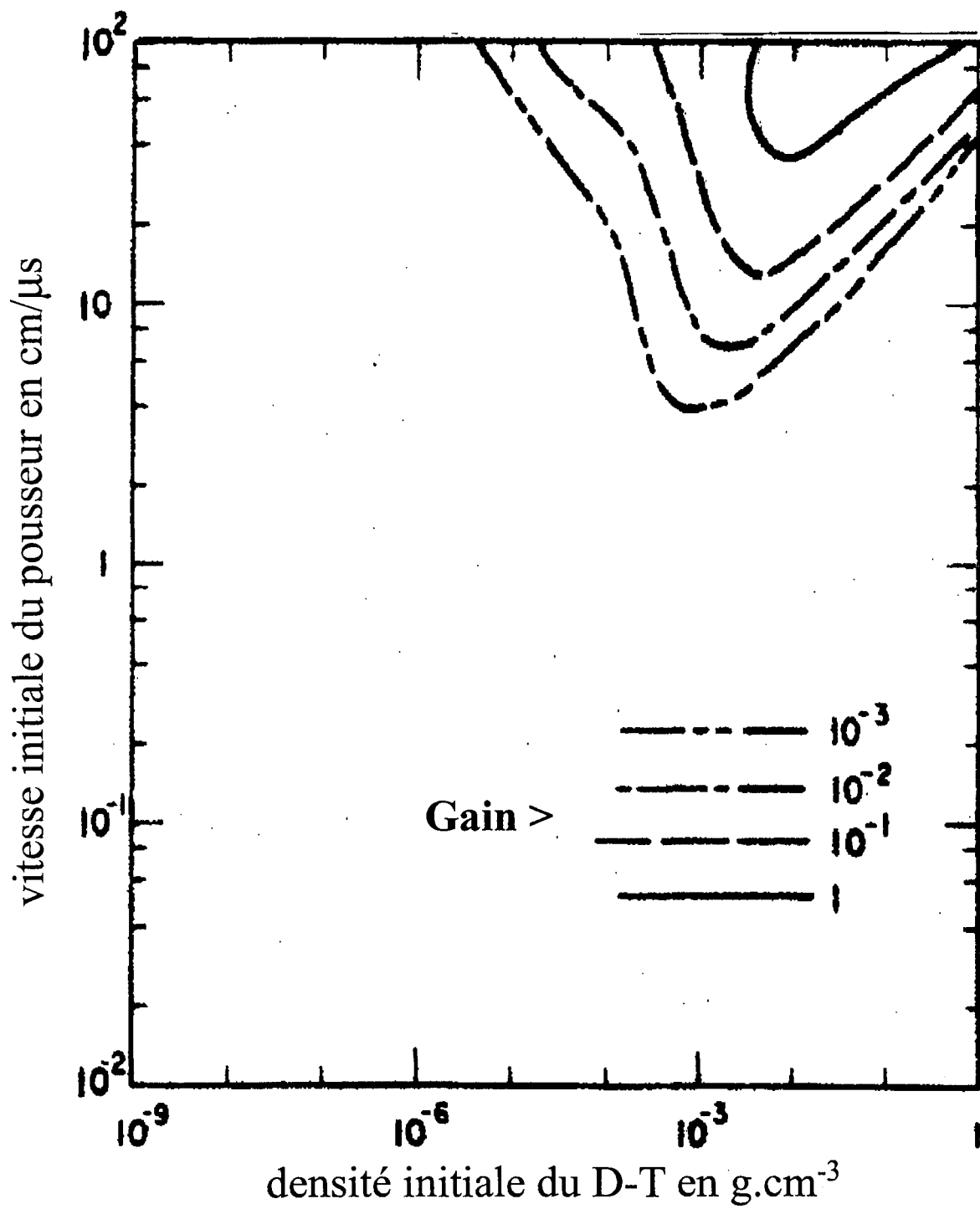


FIG. 1 - Gains lorsque la conduction thermique est prise en compte ($B_0 = 0$). $f_d = 0$.

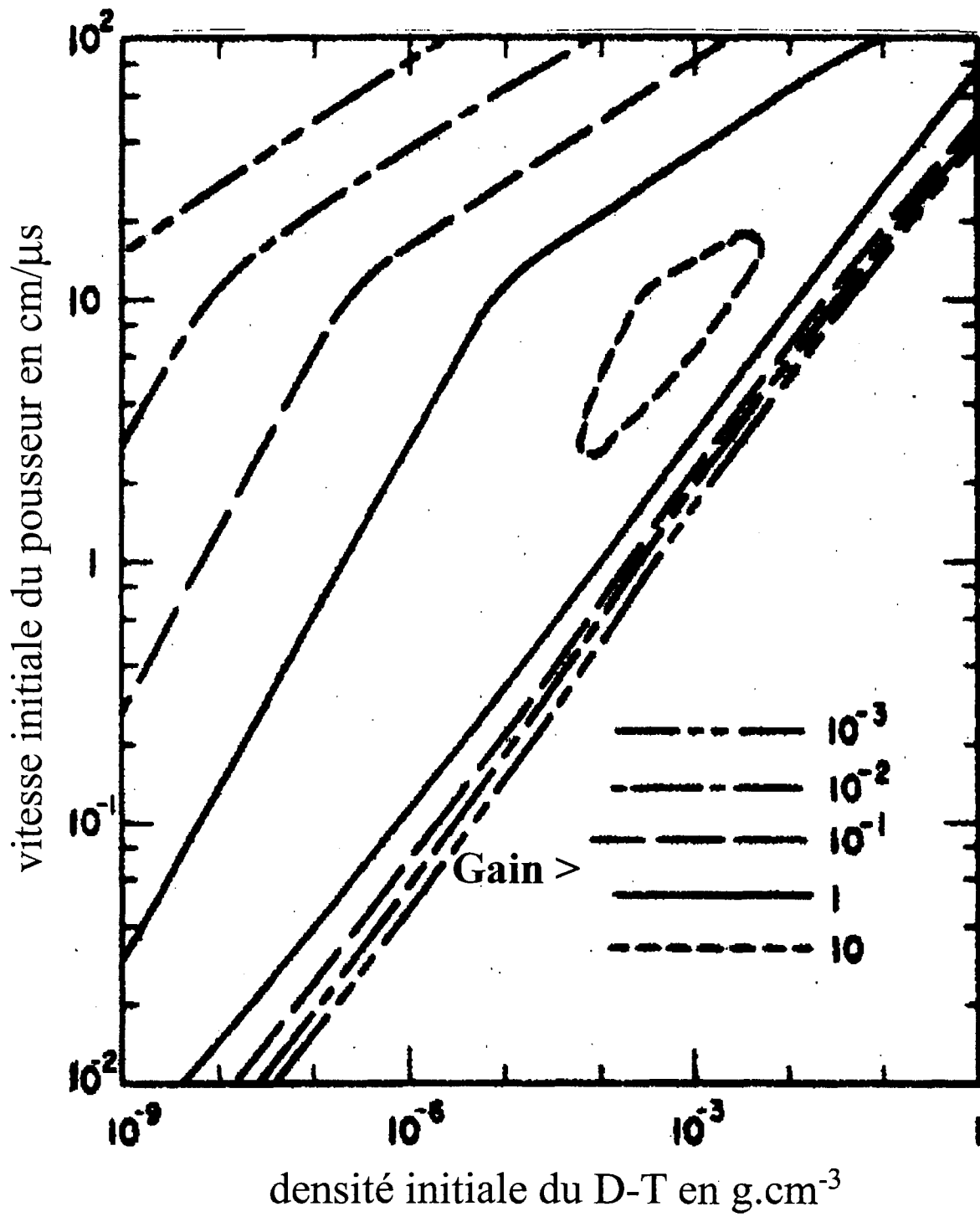


FIG. 2 - Gains en l'absence de conduction thermique. $f_d = 0$.

d'échange d'énergie que nous avons pris en compte dans notre modèle.

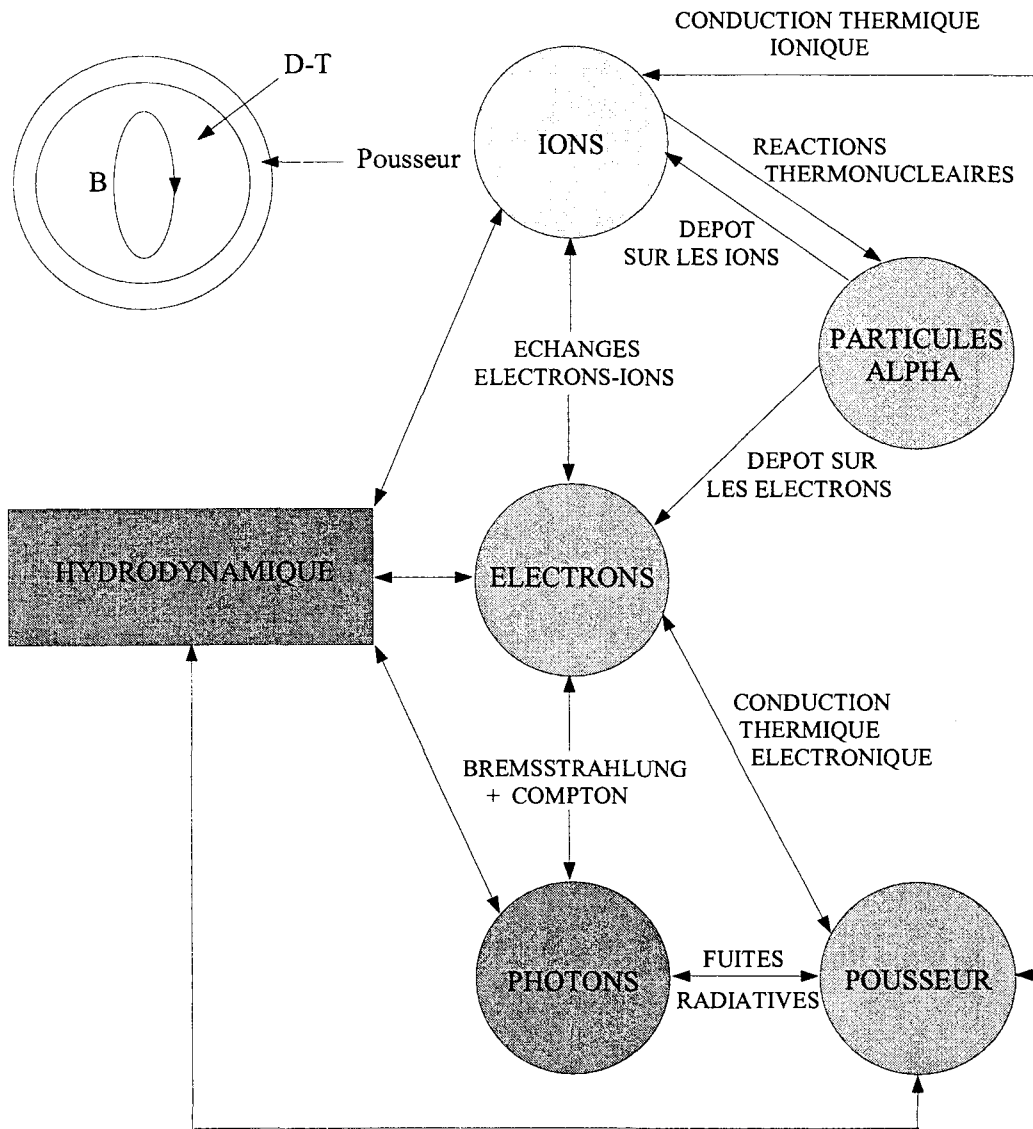


FIG. 3 - Modèle simple d'une cible de D-T entourée d'un pousseur. Principaux mécanismes d'échange d'énergie pris en compte dans notre modèle.

Les hypothèses concernant notre modèle sont les suivantes [6, 7] :

a) le pousseur subit une compression isentropique :

$$P_S V_S^{\gamma_S} = cste, \quad (6)$$

où P_S , V_S et γ_S sont respectivement la pression à l'intérieur du pousseur, son volume et le rapport des chaleurs spécifiques relatif au pousseur. Nous avons pris : $\gamma_S = 2.5$, valeur adaptée à un pousseur en or.

b) le pousseur reste homogène dans l'espace :

$$\frac{d\rho_S}{dr} = 0, \quad \frac{du_S}{dr} = 0, \quad \frac{de_S}{dr} = 0, \quad (7)$$

où ρ_S , r , u_S et e_S sont respectivement la densité du pousseur, un rayon compris entre R le rayon à l'interface gaz/pousseur et R_S le rayon extérieur du pousseur, la vitesse et l'énergie spécifique interne du pousseur. Le pousseur subit une auto-compression, son épaisseur reste ainsi constante. Dans le cas de cibles épaisses, cette auto-compression risque de dépenser beaucoup d'énergie et de diminuer la vitesse d'implosion.

c) le D-T subit une compression homogène :

La masse du D-T est :

$$M_{DT} = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho. \quad (8)$$

Sa dérivée est égale à :

$$\frac{dM_{DT}}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \rho + \frac{4}{3}\pi R^3 \dot{\rho} = 0, \quad (9)$$

d'où le taux de compression :

$$\dot{\rho} = -3\rho \frac{U}{R}, \quad (10)$$

où U est la vitesse à l'interface gaz/pousseur, définie par $U = \frac{dR}{dt}$.

L'équation (10) peut aussi s'écrire à un moment donné de la compression comme :

$$\dot{\rho} = -3\rho \frac{u}{r}, \quad (11)$$

où r est un rayon compris entre 0 et R et u est la vitesse en ce rayon.

La compression étant homogène (i.e. $\frac{d\rho}{dr} = 0$), en dérivant (11) par rapport à r , on obtient :

$$\frac{d\dot{\rho}}{dr} = -\frac{3\rho}{r} \frac{du}{dr} - \frac{3u}{r} \frac{d\rho}{dr} + \frac{3u\rho}{r^2} = 0. \quad (12)$$

Cette dernière expression se simplifie en :

$$\frac{du}{dr} = \frac{u}{r} = \frac{U}{R}. \quad (13)$$

d) l'énergie interne du pousseur est donnée par :

$$M_{SeS} = M_{SeS_0} - \int P_S dV_S, \quad (14)$$

où M_S est la masse du pousseur et l'indice 0 désigne l'état initial.

e) la face interne du pousseur est pratiquement à la température photonique.

f) aucune énergie n'est ajoutée au système dès lors qu'il est initialisé.

g) Les photons produits dans la cible sont en équilibre avec le pousseur.

3.2 Bilan d'énergie sur les électrons et les ions.

Nous allons établir les équations de conservation de l'énergie du mélange de deutérium-tritium composé d'électrons et d'ions à densités égales. Le bilan d'énergie sur les populations ionique et électronique du D-T s'écrit :

$$\begin{aligned} \dot{E}_{DT} = & P_{compression} + P_{fusion} + P_{echange} - P_{Brem s} \\ & - P_{Compton} - P_{conduction}, \end{aligned} \quad (15)$$

où \dot{E}_{DT} est la dérivée par rapport au temps de l'énergie du D-T, qui s'exprime comme la somme de son énergie interne et de son énergie cinétique :

$$E_{DT} = m_e C_{V_e} \theta_e + m_i C_{V_i} \theta_i + \int_0^R \frac{1}{2} \rho u^2 dV, \quad (16)$$

où m_e et m_i sont respectivement la masse des électrons et des ions, C_{V_e} et C_{V_i} sont respectivement la chaleur spécifique des électrons et des ions, θ_e et θ_i sont respectivement les températures électronique et ionique exprimées en degrés K, et V est le volume de la cible.

Or :

$$m_e C_{V_e} \theta_e = \frac{3}{2} n_e k_b \theta_e V, \quad (17)$$

où n_e est la densité électronique et k_b est la constante de Boltzmann.
Respectivement :

$$m_i C_{V_i} \theta_i = \frac{3}{2} n_i k_b \theta_i V, \quad (18)$$

où n_i est la densité ionique.

En supposant la quasi-neutralité avec Z le nombre atomique du D-T égal à 1, et l'ionisation totale du D-T, on obtient :

$$m_e C_{V_e} = m_i C_{V_i} = M_{DT} C_V, \quad (19)$$

où C_V est la chaleur spécifique du D-T.

Étant donné que $\frac{du}{dr} = \frac{U}{R}$ (cf. (13)), on a :

$$\int_0^R \frac{1}{2} \rho u^2 dV = 2\pi\rho \int_0^R u^2 r^2 dr = \frac{3}{2} \frac{M_{DT}}{R^3} \int_0^R \frac{U^2}{R^2} r^4 dr = \frac{3}{10} M_{DT} U^2. \quad (20)$$

Ainsi :

$$\dot{E}_{DT} = M_{DT} [C_V (\dot{\theta}_e + \dot{\theta}_i) + \frac{3}{5} \dot{U} U]. \quad (21)$$

Exprimons les différentes contributions de perte ou gain d'énergie intervenant dans le bilan écrit en (15).

3.2.1 Équations de l'hydrodynamique.

Le travail dû à la compression du poussoir sur le D-T s'écrit en considérant une transformation réversible et en négligeant la température radiative :

$$P_{compression} = -(P_e + P_i) \frac{dV}{dt}, \quad (22)$$

où P_e , P_i sont respectivement les pressions électronique et ionique.

Rappelons que pour un gaz parfait, si on néglige les interactions entre particules et en ne considérant que les mouvements de translation, e l'énergie spécifique interne (énergie par unité de masse) ne dépend que de la température notée T [8] : $e = e(T)$. En exprimant la chaleur spécifique à volume constant C_V en fonction de e ($C_V = \frac{de}{dT}$), la première loi de la thermodynamique devient :

$$de = C_V dT = dQ - PdV. \quad (23)$$

En utilisant la dérivée de l'équation d'état des gaz parfaits ($PV = NRT$), on obtient en divisant (23) par dT :

$$\frac{dQ}{dT} = C_V + NR - V \frac{dP}{dT}. \quad (24)$$

À partir de (24), on obtient l'expression de la chaleur spécifique à pression constante :

$$C_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P = C_V + NR. \quad (25)$$

À partir de (25) et comme V est le volume spécifique ($V = 1/\rho$), l'énergie spécifique interne s'écrit :

$$e = C_V T = \frac{C_V}{C_P - C_V} P V = \frac{P}{\rho(\gamma - 1)}, \quad (26)$$

avec $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$.

En supposant que les électrons subissent une compression adiabatique et réversible, leur pression est alors donnée par :

$$P_e = \rho_e (\gamma_e - 1) e_e = \frac{3M_e}{4\pi R^3} (\gamma_e - 1) C_{Ve} \theta_e = \frac{3M_{DT}}{4\pi R^3} (\gamma_e - 1) C_V \theta_e. \quad (27)$$

De même, la pression ionique P_i est égale à :

$$P_i = \frac{3M_{DT}}{4\pi R^3} (\gamma_i - 1) C_V \theta_i. \quad (28)$$

Par la suite, on prendra : $\gamma_e = \gamma_i = \gamma = \frac{5}{3}$, valeur correspondant à un gaz parfait.

La variation du volume de D-T vaut :

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 U. \quad (29)$$

D'où :

$$P_{compression} = -3(\gamma - 1) M_{DT} C_V \frac{U}{R} (\theta_e + \theta_i). \quad (30)$$

D'après l'hypothèse e), aucune énergie n'est ajoutée au système dès lors qu'il est initialisé. On a donc l'égalité suivante :

$$\dot{E}_{DT} = -\dot{E}_S, \quad (31)$$

où \dot{E}_S est la dérivée de l'énergie totale du pousseur, donnée par :

$$\dot{E}_S = M_S \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} U^2 + e_S \right). \quad (32)$$

En utilisant l'hypothèse formulée en (14), on obtient :

$$M_S \dot{e}_S = -(\gamma_S - 1) e_S \rho_S \frac{dV_S}{dt}. \quad (33)$$

D'où :

$$\dot{e}_S = -(\gamma_S - 1) e_S \frac{d \ln V_S}{dt}. \quad (34)$$

D'après l'hypothèse b), tous les points du pousseur se déplacent à la même vitesse, cela signifie que l'épaisseur ΔR du pousseur reste constante. On peut donc écrire le volume du pousseur comme étant :

$$V_S = \frac{4\pi}{3} [(R + \Delta R)^3 - R^3]. \quad (35)$$

En remplaçant V_S par cette dernière expression dans (34), on aboutit à :

$$\dot{e}_S = -(\gamma_S - 1) e_S \frac{3U(2R\Delta R + \Delta R^2)}{3R^2\Delta R + 3R\Delta R^2 + \Delta R^3}, \quad (36)$$

ce qui se simplifie en supposant que l'épaisseur du pousseur est très mince en donnant :

$$\dot{e}_S = -(\gamma_S - 1) e_S \frac{2U}{R}. \quad (37)$$

Soit :

$$e_S = e_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-2(\gamma_S - 1)}, \quad (38)$$

où e_0 est l'énergie initiale interne par unité de masse du pousseur et R_0 est le rayon initial de la cible de D-T.

On obtient ainsi l'expression de la dérivée de l'énergie du pousseur à partir de (32) et (37) :

$$\dot{E}_S = M_S [\dot{U}U - 2(\gamma_S - 1) e_S \frac{U}{R}]. \quad (39)$$

D'autre part, en ne considérant que le travail dû à la compression mécanique du pousseur, on peut établir en supposant une succession d'états d'équilibre :

$$\dot{E}_{DT} = -P_{DT} \frac{dV_{DT}}{dt} = P_{compression}. \quad (40)$$

Ainsi l'équation (31) devient :

$$-3(\gamma - 1) M_{DT} C_V \frac{U}{R} (\theta_e + \theta_i) = -M_S [\dot{U}U - 2(\gamma_S - 1) e_S \frac{U}{R}]. \quad (41)$$

À partir de cette équation, on obtient l'équation du mouvement à l'interface pousseur/DT :

$$\dot{U} = \frac{1}{R} [3(\gamma - 1)C_V(\theta_e + \theta_i) \frac{M_{DT}}{M_S} + 2(\gamma_S - 1)e_S]. \quad (42)$$

On peut dès lors établir les contributions dues à l'hydrodynamique aux variations de θ_e et θ_i , à partir des équations (21), (30) et (40) :

$$\dot{\theta}_{e-hydro} + \dot{\theta}_{i-hydro} = -3(\gamma - 1) \frac{U}{R} (\theta_e + \theta_i) \times [1 + \frac{3}{5} \frac{M_{DT}}{M_S} + \frac{2(\gamma_S - 1)e_S}{5(\gamma - 1)C_V(\theta_e + \theta_i)}]. \quad (43)$$

Soit finalement :

$$\dot{\theta}_{e-hydro} = -3(\gamma - 1) \frac{U}{R} \theta_e [1 + \frac{3}{5} \frac{M_{DT}}{M_S} + \frac{2}{5} \frac{(\gamma_S - 1)}{(\gamma - 1)} \frac{e_S}{C_V(\theta_e + \theta_i)}], \quad (44)$$

$$\dot{\theta}_{i-hydro} = -3(\gamma - 1) \frac{U}{R} \theta_i [1 + \frac{3}{5} \frac{M_{DT}}{M_S} + \frac{2}{5} \frac{(\gamma_S - 1)}{(\gamma - 1)} \frac{e_S}{C_V(\theta_e + \theta_i)}]. \quad (45)$$

À ces équations décrivant l'hydrodynamique du modèle, il est nécessaire de coupler les équations régissant les processus physiques rappelés sur la figure 1.1.

3.2.2 Réactions thermonucléaires.

La puissance thermonucléaire dégagée lors d'une réaction $D + T \rightarrow \alpha + n$ s'écrit [9, 10] :

$$P_{fusion} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle f_\alpha E_{\alpha} V, \quad (46)$$

où n_D , n_T sont respectivement les densités de deutérium et de tritium, $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction moyen, f_α est la fraction de particules α déposées dans le milieu fusible, E_α est l'énergie déposée par une particule α (3.5 MeV).

Nous avons utilisé l'expression de Galbraith pour le coefficient de réaction $\langle \sigma v \rangle$, valable pour des températures comprises entre 1 et 500 keV [11] :

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{(3.05 \times 10^{-13}) \exp[-17.7/T_i^{0.348}]}{1 + 0.1554T_i^{1/3} - 0.1418T_i^{2/3} - 0.05T_i + 0.0364T_i}, \quad (47)$$

où T_i est la température ionique exprimée en keV.

Afin d'établir les contributions à l'évolution des températures θ_e et θ_i dues aux réactions thermonucléaires, nous faisons intervenir un facteur f_i définissant la fraction de l'énergie des particules α répartie sur les ions [10, 12] :

$$f_i = (1 + \frac{3.71 \times 10^8}{\theta_e})^{-1}, \quad (48)$$

et un facteur f_α définissant la fraction d'énergie des particules α déposée dans le milieu fusible [13]:

$$\begin{aligned} f_\alpha &= 1 - \left(1 - \frac{\rho R}{\rho \lambda_\alpha}\right)^2 & si \quad R < \lambda_\alpha, \\ f_\alpha &= 1 & si \quad R > \lambda_\alpha, \end{aligned} \quad (49)$$

où λ_α est le libre parcours moyen de la particule α et où $\rho \lambda_\alpha$ est donné par :

$$\rho \lambda_\alpha = 0.04 \times T_i. \quad (50)$$

Les contributions aux variations de θ_e et θ_i dues à l'apport d'énergie des réactions de fusion sont données par :

$$\dot{\theta}_{e-fusion} = \frac{1}{M_{DT} C_V} (1 - f_i) f_\alpha P_{fusion}, \quad (51)$$

$$\dot{\theta}_{i-fusion} = \frac{1}{M_{DT} C_V} f_i f_\alpha P_{fusion}. \quad (52)$$

Soit finalement :

$$\dot{\theta}_{e-fusion} = 2.03 \times 10^{42} \frac{\rho \langle \sigma v \rangle (1 - f_i) f_\alpha}{C_V A_{DT}^2}, \quad (53)$$

$$\dot{\theta}_{i-fusion} = 2.03 \times 10^{42} \frac{\rho \langle \sigma v \rangle f_i f_\alpha}{C_V A_{DT}^2}, \quad (54)$$

où A_{DT} est la masse molaire du D-T.

Notons que c'est seulement dans cette évaluation de la contribution des réactions de fusion sur le bilan d'énergie que l'on a pris en compte l'appauvrissement du D-T.

3.2.3 Échanges électrons-ions.

Si $f_e(\vec{v}_e)$ et $f_i(\vec{v}_i)$ sont respectivement la fonction de distribution des vitesses des électrons et celle des ions, l'énergie échangée, par unité de volume et par unité de temps, du fait des collisions coulombiennes élastiques, considérées comme des interactions binaires est :

$$\frac{dE_{echange}}{dt} = n_e \int \vec{v}_e \langle \Delta E_e \rangle_i f_e(\vec{v}_e) d\vec{v}_e, \quad (55)$$

où $\langle \Delta E_e \rangle_i$ représente la variation moyenne d'énergie par unité de temps, d'un électron en interaction avec les ions :

$$\langle \Delta E_e \rangle_i = n_i \int_{\vec{v}_i} \int_{\Omega} \delta E_e | \vec{v}_i - \vec{v}_e | f_i(\vec{v}_i) \sigma(u, \Theta) d\Omega d\vec{v}_i, \quad (56)$$

avec :

$$\int f_e(\vec{v}_e) d\vec{v}_e = \int f_i(\vec{v}_i) d\vec{v}_i = 1, \quad (57)$$

et δE_e est le transfert d'énergie lors d'une collision.

En utilisant deux approximations à savoir celle des "petits angles" et celle du logarithme moyen, on obtient l'expression de la perte moyenne d'énergie par unité de temps $\langle \Delta E_e \rangle_i$ qu'il suffit alors d'intégrer sur toutes les vitesses d'une distribution maxwellienne des électrons [14]. L'énergie échangée entre les électrons et les ions en équilibre aux températures respectives θ_e et θ_i devient :

$$\frac{dE_{echange}}{dt} = 4\sqrt{2\pi m_e m_i} e^4 n_e n_i \log \Lambda_{ei} \frac{k_b(\theta_e - \theta_i)}{(m_e k_b \theta_i + m_i k_b \theta_e)^{3/2}}, \quad (58)$$

où e est la charge élémentaire et $\log \Lambda_{ei}$ est donné par [7] :

$$\log(\Lambda_{ei} \simeq \log 3.84 \times 10^{-6} \frac{\theta_e}{\sqrt{\rho \bar{Z}}}), \quad (59)$$

où \bar{Z} est le numéro atomique moyen du D-T, ici $\bar{Z} = 1$.

On en déduit les contributions des échanges d'énergie électrons-ions aux variations de θ_e et θ_i :

$$\dot{\theta}_{e-echange} = -\frac{1}{\rho C_V} \frac{dE_{echange}}{dt}, \quad (60)$$

$$\dot{\theta}_{i-echange} = \frac{1}{\rho C_V} \frac{dE_{echange}}{dt}. \quad (61)$$

Soit finalement :

$$\dot{\theta}_{e-echange} = -1.88 \times 10^{30} \frac{\rho \log \Lambda_{ei}(\theta_e - \theta_i)}{C_V A_{DT}^2 \bar{A}_{DT}^{3/2} (\theta_e + \frac{\theta_i}{1836 A_{DT}})^{3/2}}, \quad (62)$$

$$\dot{\theta}_{i-echange} = 1.88 \times 10^{30} \frac{\rho \log \Lambda_{ei}(\theta_e - \theta_i)}{C_V A_{DT}^2 \bar{A}_{DT}^{3/2} (\theta_e + \frac{\theta_i}{1836 A_{DT}})^{3/2}}, \quad (63)$$

où \bar{A}_{DT} est la masse atomique moyenne du D-T.

3.2.4 Rayonnement de freinage.

L'expression des échanges d'énergie rayonnement-matière s'écrit par unité de temps et de volume [10] :

$$\frac{dE_{Brems}}{dt} = \frac{64}{3} \sqrt{2\pi} \frac{e^6 N_{Av}^2 k_b^{1/2}}{m_e^{3/2} c^3 h} \frac{\bar{Z}^3}{A_{DT}^2} \rho^2 \theta_e^{-1/2} (\theta_r - \theta_e) G\left(\frac{\theta_r}{\theta_e}\right), \quad (64)$$

où N_{Av} est le nombre d'Avogadro, c est la vitesse de la lumière dans le vide, h est la constante de Planck, θ_r est la température radiative et où $G\left(\frac{\theta_r}{\theta_e}\right)$ est donné par :

$$G\left(\frac{\theta_r}{\theta_e}\right) = \int_0^{+\infty} \left[\int_1^{+\infty} e_{\xi x} \log(\sqrt{x} + \sqrt{x-1}) dx \right] \frac{\xi(1 - e^{-\xi(\frac{\theta_r}{\theta_e}-1)})}{(1 - e^{\xi\frac{\theta_r}{\theta_e}})(\frac{\theta_r}{\theta_e} - 1)} d\xi. \quad (65)$$

Ce terme $G\left(\frac{\theta_r}{\theta_e}\right)$ est une correction de la formule classique du rayonnement de freinage. Un lissage parabolique de l'expression (65) qui ne dépend que de la variable $\frac{\theta_r}{\theta_e}$, a été effectué [7] :

$$G(\eta) = 1 + 0.67\eta - 0.26\eta^2, \quad (66)$$

en posant : $\eta = \frac{\theta_r}{\theta_e}$, $0 \leq \eta \leq 1$.

La contribution à $\dot{\theta}_e$ due au rayonnement Bremsstrahlung est alors donnée par :

$$\dot{\theta}_{e-Brems} = \frac{V \times \frac{dE_{Brems}}{dt}}{M_{DT} C_V}. \quad (67)$$

Soit finalement :

$$\dot{\theta}_{e-Brems} = 5.701 \times 10^{20} \frac{\bar{Z}^3}{C_V A_{DT}^2} \rho \theta_e^{-1/2} (\theta_r - \theta_e) (1 + 0.67\eta - 0.26\eta^2). \quad (68)$$

3.2.5 Effet Compton.

Soient $n(p)$ la fonction de distribution dans l'espace des phases des photons, $n(E)dE$ la densité des photons ayant une énergie comprise dans le domaine dE , on peut écrire [15] :

$$n(E)dE = n(p)d^3p, \quad (69)$$

où $p = h\nu/c$.

La puissance émise par ce phénomène de diffusion est donnée dans le repère de l'électron au repos par :

$$\frac{dE'_1}{dt'} = c\sigma_T \int E' n(E)' dE', \quad (70)$$

où σ_T est la section efficace de Thomson.

On suppose que la variation d'énergie est la même dans le repère du laboratoire et dans celui de l'électron au repos, soit :

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_T \int E'^2 \frac{n(E)'dE'}{E'} = c\sigma_T \int E'^2 \frac{n(E)dE}{E}, \quad (71)$$

$$\text{car } \frac{n(E)'dE'}{E'} = \frac{n(E)dE}{E}.$$

Or l'énergie E' calculée dans le repère de l'électron au repos peut s'écrire en fonction de E l'énergie calculée dans le repère du laboratoire (formule de Doppler):

$$E' = E\gamma(1 - \beta\cos\theta), \quad (72)$$

$$\text{où } \gamma^2 - 1 = \gamma^2\beta^2.$$

L'équation (71) devient alors en supposant une distribution isotropique des photons :

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_T\gamma^2(1 + \frac{1}{3}\beta^2)e_r, \quad (73)$$

où e_r est l'énergie radiative par unité de volume et vaut $e_r = a\theta_r^4$ avec $a = 7.56 \times 10^{-15}$ erg.s/cm³.

Le taux de décroissance de l'énergie totale radiative initiale est :

$$\frac{dE_1}{dt} = -c\sigma_T e_r. \quad (74)$$

Ainsi la puissance nette perdue par un électron convertie en radiation est :

$$\frac{dE_{rad}}{dt} = c\sigma_T e_r [\gamma^2(1 + \frac{1}{3}\beta^2) - 1]. \quad (75)$$

D'où :

$$\frac{dE_{rad}}{dt} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2 e_r. \quad (76)$$

La puissance totale perdue par effet Compton par unité de volume est alors calculée de la manière suivante :

$$P_{tot} = \int \frac{dE_{rad}}{dt} n(E)dE. \quad (77)$$

Sachant que $\gamma \simeq 1$, $\langle \beta^2 \rangle = \langle v^2/c^2 \rangle = 3k_b\theta_e/mc^2$ et en tenant compte d'une correction relativiste, on obtient :

$$P_{tot} = \frac{4nk_b\theta_e}{m_e} \sigma_T \frac{e_r}{c} (1 + \frac{5k\theta_e}{2mc^2}). \quad (78)$$

Afin de prendre en compte approximativement la réabsorption radiative, on introduit le facteur $(\frac{\theta_r}{\theta_e} - 1)$ [16]. L'expression des pertes par diffusion Compton par unité de temps s'écrit :

$$P_{Compton} = \frac{4n_e k_b \theta_e}{m_e} \sigma_T \frac{e_r}{c} \left(1 + \frac{5k_b \theta_e}{2m_e c^2}\right) \left(\frac{\theta_r}{\theta_e} - 1\right) V. \quad (79)$$

La contribution à $\dot{\theta}_e$ due à la diffusion Compton est alors donnée par :

$$\dot{\theta}_{e-Compton} = \frac{P_{Compton}}{M_{DT} C_V}. \quad (80)$$

Soit finalement :

$$\dot{\theta}_{e-Compton} = 6.140^{-14} \times 10^7 \frac{\theta_r^4 (\theta_r - \theta_e)}{C_V A_{DT}} (1 + 4.216 \times 10^{-10} \theta_e). \quad (81)$$

3.2.6 Conduction thermique.

Les pertes par conduction thermique électronique et ionique s'expriment par :

$$P_{e-conduction} = S K_e \nabla \theta_e, \quad (82)$$

où S est la surface de la cible et vaut $4\pi R^2$, K_e est le coefficient de conduction thermique électronique, $\nabla_e \theta_e$ est le gradient de température qui induit le flux thermique, nous l'avons choisi égal à : $\frac{\theta_e}{\alpha R}$, où $\alpha = 5 \times 10^{-4}$.

$$P_{i-conduction} = S K_i \nabla \theta_i, \quad (83)$$

où K_i est le coefficient de conduction thermique ionique, $\nabla_i \theta_i$ est le gradient de température que nous avons pris égal à : $\frac{\theta_i}{\alpha R}$, où $\alpha = 5 \times 10^{-4}$.

Le gradient de température électronique et ionique a également été pris sous la forme : $\theta^{5/2} \nabla \theta = \frac{\theta^{7/2} - \theta_r^{7/2}}{R}$, dans cette expression $\theta = \theta_{e,i}$.

L'expression du coefficient de conduction thermique électronique est extraite de [18] :

$$K_e = \varepsilon \delta_T 20 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{k_b (k_b \theta_e)^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 Z \log \Lambda_{ei}}, \quad (84)$$

où $\varepsilon = 0.4$ et $\delta_T = 0.225$ et Z est le numéro atomique du D-T.

De même le coefficient de conduction thermique ionique est donné par [18] :

$$K_i = \varepsilon \delta_T 20 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{k_b (k_b \theta_i)^{5/2}}{m_i^{1/2} e^4 Z \log \Lambda_{ei}}. \quad (85)$$

Différentes études ont montré que l'utilisation de ces coefficients n'était pas toujours rigoureuse, en particulier s'ils sont appliqués pour des plasmas denses [17], mais ce n'est pas le cas pour notre modèle.

Les pertes par conduction thermique ionique sont généralement négligées par rapport à la conduction thermique électronique. Or, nous avons pu remarquer que dans certains cas, les termes de conduction thermique ionique sont du même ordre de grandeur que ceux de la conduction thermique électronique notamment en début d'implosion, c'est pourquoi nous avons pris en compte dans notre modèle les pertes par conduction thermique ionique.

Les contributions de la conduction thermique aux variations de θ_e et θ_i s'écrivent alors :

$$\dot{\theta}_{e-conduction} = -4.356 \times 10^{-3} \frac{\varepsilon \delta_T R^2 \theta_e^{5/2} \nabla_e \theta_e}{\pi^{1/2} M_{DT} C_V Z \log \Lambda_{ei}}, \quad (86)$$

$$\dot{\theta}_{i-conduction} = -6.43 \times 10^{-5} \frac{\varepsilon \delta_T R^2 \theta_i^{5/2} \nabla_i \theta_i}{\pi^{1/2} M_{DT} C_V Z^4 \log \Lambda_{ei}}. \quad (87)$$

Pour prendre en compte l'effet d'un champ magnétique sur la conduction thermique, nous devons diviser les termes $\dot{\theta}_{e-conduction}$ et $\dot{\theta}_{i-conduction}$ respectivement par K_{rede} et K_{redi} définis pour des valeurs de champs magnétiques élevées [19] :

$$K_{rede} = 1 + (\omega_e \tau_e)^2 = 1 + 1.676 \times 10^{-35} \frac{B^2 \theta_e^3 A_{DT}^2}{Z^2 \rho^2 (\log \Lambda_{ei})^2}, \quad (88)$$

$$K_{redi} = 1 + (\omega_i \tau_i)^2 = 1 + 1.465 \times 10^{-38} \frac{B^2 \theta_i^3 A_{DT}^2}{Z^4 \rho^2 (\log \Lambda_{ei})^2}. \quad (89)$$

3.2.7 Évolution de θ_e et θ_i .

Des équations (15), (21), (44), (53), (62), (68), (81), (86) et (88), on peut déduire l'évolution de la température électronique θ_e :

$$\dot{\theta}_e = \dot{\theta}_{e-hydro} + \dot{\theta}_{e-fusion} + \dot{\theta}_{e-echange} + \dot{\theta}_{e-Brems} + \dot{\theta}_{e-Compton} + \frac{\dot{\theta}_{e-conduction}}{K_{rede}}. \quad (90)$$

Des équations (15), (21), (45), (54), (63), (87) et (88), on peut déduire l'évolution de la température ionique θ_i :

$$\dot{\theta}_i = \dot{\theta}_{i-hydro} + \dot{\theta}_{i-fusion} + \dot{\theta}_{i-echange} + \frac{\dot{\theta}_{i-conduction}}{K_{redi}}. \quad (91)$$

3.3 Bilan d'énergie sur les photons.

3.3.1 Équation de l'hydrodynamique.

La pression exercée par le rayonnement est donnée par :

$$P_r = \frac{1}{3}e_r, \quad (92)$$

où e_r est définie en (73).

La contribution à la variation de la température radiative θ_r due à la compression mécanique du pousueur est définie par :

$$\dot{E}_r = P_r \frac{dV}{dt}, \quad (93)$$

où E_r est l'énergie interne radiative donnée par :

$$E_r = e_r V = a\theta_r^4 V. \quad (94)$$

La dérivée de E_r peut alors s'écrire :

$$\dot{E}_r = 4aV\theta_r^3\dot{\theta}_r + 4\pi aR^2U\theta_r^4. \quad (95)$$

À partir de (92), (93) et (95), on obtient :

$$\dot{\theta}_{r-hydro} = -\theta_r \frac{U}{R}. \quad (96)$$

3.3.2 Fuites radiatives.

Un processus contribuant à l'évolution de la température radiative est le phénomène de fuites radiatives. On suppose dans la physique de notre modèle, qu'un rayonnement de corps noir pénètre sous forme d'onde radiative dans la paroi du pousueur considérée comme semi-infinie.

L'énergie perdue par ce phénomène est évalué à [6, 20] :

$$e(t) = \sqrt{\frac{4ac}{3\kappa_1\theta_1^n} \frac{2C_{VS}}{n+5} \int_0^t \theta_r(\tau)^{n+5} d\tau}, \quad (97)$$

où C_{VS} est la chaleur spécifique du pousueur, prise égale à $5 \times 10^7 \text{ erg/g.K}$ (valeur adaptée au cas d'un pousueur en or), n décrit la variation de l'opacité du pousueur avec la température suivant la loi :

$$\kappa = \kappa_1 \left(\frac{\theta_1}{\theta_r}\right)^n, \quad (98)$$

où θ_1 est la température à laquelle l'opacité du pousseur est égale à κ_1 .

, nous avons pris les valeurs suivantes [7]: $n = 2.2$, $\kappa_1 = 500 \text{ cm}^2/\text{g}$ et $\theta_1 = 1.16 \times 10^7 \text{ K}$ ($\theta_1 = 1 \text{ keV}$).

En dérivant (97) par rapport à t , on obtient :

$$\dot{e}(t) = \sqrt{\frac{ac}{3\kappa_1\theta_1^n} \frac{2C_{VS}}{n+5}} \frac{\theta_r(t)^{n+5}}{\sqrt{\int_0^t \theta_r(\tau)^{n+5} d\tau}}. \quad (99)$$

Or l'énergie radiative par unité de volume s'écrit :

$$e_r = a\theta_r^4. \quad (100)$$

On peut calculer la contribution due aux fuites radiatives aux variations de θ_r à partir de $\dot{e}_r V = -\dot{e}S$:

$$\dot{\theta}_{r-fuites} = -\frac{\dot{e}S}{4a\theta_r^3 V}. \quad (101)$$

D'où :

$$\dot{\theta}_{r-fuites} = -\sqrt{\frac{3cC_{VS}}{8a\theta_r^6 R^2 \kappa_1 \theta_1^n (n+5)}} \frac{\theta_r^{n+5}}{\sqrt{\int_0^t \theta_r(\tau)^{n+5} d\tau}}. \quad (102)$$

Si θ_r croît exponentiellement, on peut déduire que : $\int_0^t \theta_r^{n+5} d\tau \simeq \frac{\theta_r^{n+6}}{(n+6)\dot{\theta}_r}$.

L'expression (102) devient alors :

$$\dot{\theta}_{r-fuites} = -\sqrt{\frac{3cC_{VS}(n+6)\dot{\theta}_r\theta_r^{n-2}}{8aR^2\kappa_1\theta_1^n(n+5)}}. \quad (103)$$

3.3.3 Autres contributions.

Les contributions dues au rayonnement Bremsstrahlung, à l'effet Compton et à la conduction thermique évaluées précédemment en (68), (81) et (86) et (87), agissent aussi sur les variations de θ_r . En considérant que le rayonnement est en équilibre avec le pousseur, on établit que :

$$\dot{\epsilon}_r V = M_{DT} C_V (\dot{\theta}_{e-Brems} + \dot{\theta}_{e-Compton} + \dot{\theta}_{e-conduction} + \dot{\theta}_{i-conduction}). \quad (104)$$

Soit :

$$4a\theta_r^3 \dot{\theta}_r = \rho C_V (\dot{\theta}_{e-Brems} + \dot{\theta}_{e-Compton} + \dot{\theta}_{e-conduction} + \dot{\theta}_{i-conduction}). \quad (105)$$

En posant $C_r = 4a\theta_r^3$, on obtient alors la contribution de ces trois effets sur la variation de θ_r :

$$\dot{\theta}_{r-BCc} = \frac{\rho C_V}{C_r} (\dot{\theta}_{e-Brems} + \dot{\theta}_{e-Compton} + \dot{\theta}_{e-conduction} + \dot{\theta}_{i-conduction}). \quad (106)$$

3.3.4 Évolution de θ_r .

Des équations (96), (103) et (106), on peut déduire l'évolution de la température radiative θ_r :

$$\dot{\theta}_r = \dot{\theta}_{r-hydro} + \dot{\theta}_{r-fuites} + \dot{\theta}_{r-BCc}. \quad (107)$$

3.4 Définition du gain thermonucléaire.

Nous avons repris la définition du gain formulé par [1] à savoir :

$$G = \frac{1}{E_{t0}} \int_0^t P_{DT} dt, \quad (108)$$

où E_{t0} l'énergie totale initiale est définie par :

$$E_{t0} = M_S \left(\frac{1}{2} U_0^2 + e_0 \right) + M_{DT} [C_V (\theta_e + \theta_i) + \frac{3}{10} U_0^2] + a\theta_{r,S0}^4 V_S + a\theta_{r0}^4 V, \quad (109)$$

où $\theta_{r,S0}$ est la température radiative initiale dans le pousueur.

Et P_{DT} la puissance thermonucléaire dégagée par les réactions de fusion est égale à :

$$P_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle V E_{fusion}, \quad (110)$$

où E_{fusion} vaut 17.6 MeV.

Soit finalement :

$$P_{DT} = 4.28 \times 10^{43} \langle \sigma v \rangle \left(\frac{\rho}{A_{DT}} \right)^2 R^3, \quad (111)$$

où $\langle \sigma v \rangle$ est défini en (47).

4 Résultats numériques.

4.1 Résultats numériques de notre modèle.

4.1.1 Champ magnétique nul.

Dans nos simulations, nous avons considéré une masse de D-T de $2 \mu\text{g}$. Les températures électronique, ionique et radiative sont initialisées de la manière suivante [1]:

$$\theta_{e0} = \theta_{i0} = \theta_{r0} = \max(\theta_{min}, \frac{m_i U_0^2}{6}), \quad (112)$$

où θ_{min} a été pris à 50 eV , et le dernier terme correspond à la température d'un choc d'un gaz complètement ionisé.

L'énergie cinétique initiale du pousseur est de 10 kJ et sa température initiale est de 1000 K .

Les figures suivantes (Figs. 4 et 5) représentent les iso-gains pour les valeurs 0.1, 1 et 10 susceptibles d'être obtenus, en fonction de la densité initiale de D-T et de la vitesse initiale d'implosion du pousseur, dans le cas où le champ magnétique est nul.

Pour obtenir la figure 4, la valeur du gradient de température intervenant dans les expressions (86) et (87) est prise égal à $\nabla_e \theta_e = \frac{\theta_e}{\alpha R}$ et $\nabla_i \theta_i = \frac{\theta_i}{\alpha R}$ où $\alpha = 5 \times 10^{-4}$.

Pour obtenir la figure 5, la valeur du gradient de température intervenant dans les expressions (86) et (87) est prise égal à $\theta_e^{5/2} \nabla_e \theta_e = \frac{\theta_e^{7/2} - \theta_r^{7/2}}{R}$ et $\theta_i^{5/2} \nabla_i \theta_i = \frac{\theta_i^{7/2} - \theta_r^{7/2}}{R}$.

4.1.2 Champ magnétique non nul.

Pour obtenir la figure suivante (Fig. 6), nous avons reconsidéré la valeur du gradient de température pris pour la figure 4 [rappelons ici que la présence du champ magnétique dans notre modèle apparait dans la réduction de la conduction thermique telle qu'elle décrite par les équations (88) et (89)]. La seule différence entre les figures 4 et 6 est la valeur du champ magnétique puisque dans le cas suivant, nous avons considéré un champ magnétique dont la valeur initiale est $B_0 = 400 \text{ kG}$ et qui varie selon l'expression suivante [21]:

$$B = \frac{B_0 V_0}{V}, \quad (113)$$

c'est à dire qu'on suppose que le champ magnétique dans un fluide varie avec la densité de celui-ci. En effet, l'implosion que subit la cible comprime ce champ magnétique. Le champ ne diffusant pas, il y a conservation du flux magnétique.

En comparant les figures 4 et 6, nous pouvons constater un agrandissement des îlots correspondant à des gains supérieurs à 0.1, 1 et 10. Ceux-ci sont étirés vers les basses densités initiales et hautes vitesses d'implosion initiales. En effet, l'îlot correspondant à un gain supérieur à 0.1 gagne trois ordres de grandeur en densité. Les îlots correspondant à un gain supérieur à 1 et 10 gagnent environ un ordre de grandeur en densité.

Modèle 0-D

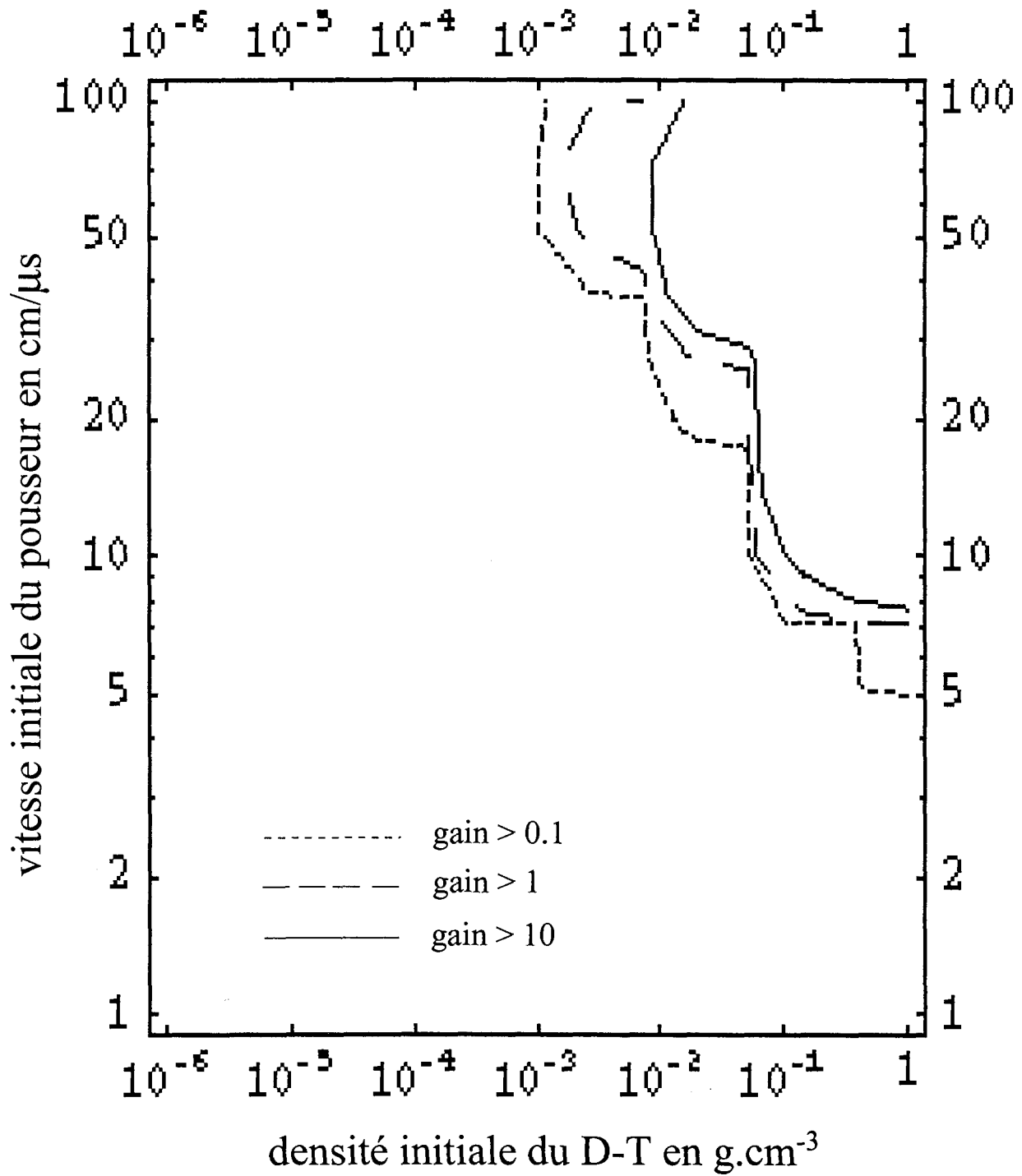


FIG. 4 - Gains sans champ magnétique (donc avec la conduction thermique) et $\alpha = 5 \times 10^{-4}$.

Modèle 0-D

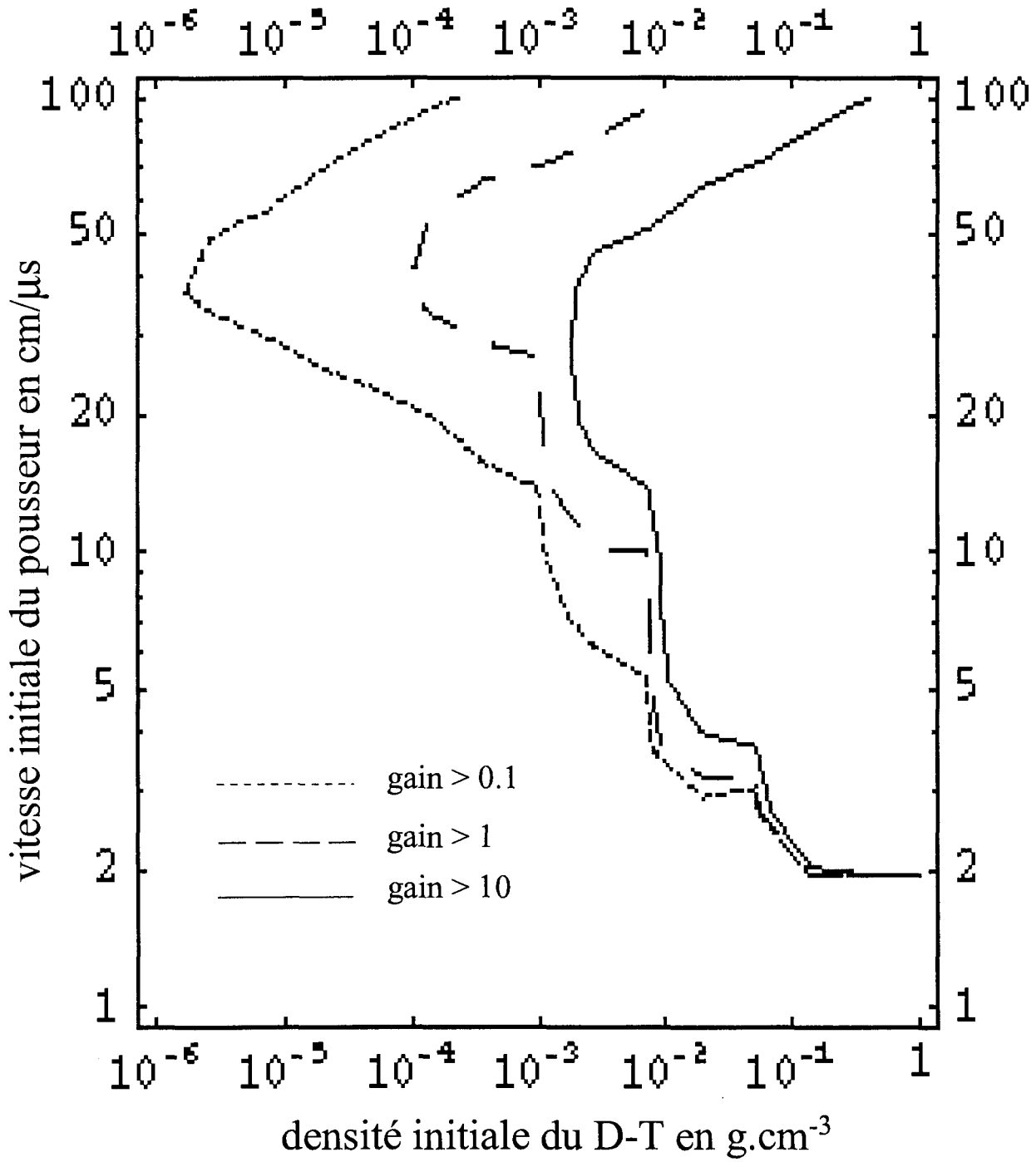


FIG. 5 - Gains sans champ magnétique et $\theta^{5/2}\nabla\theta = \frac{\theta^{7/2}-\theta_r^{7/2}}{R}$.

Modèle 0-D

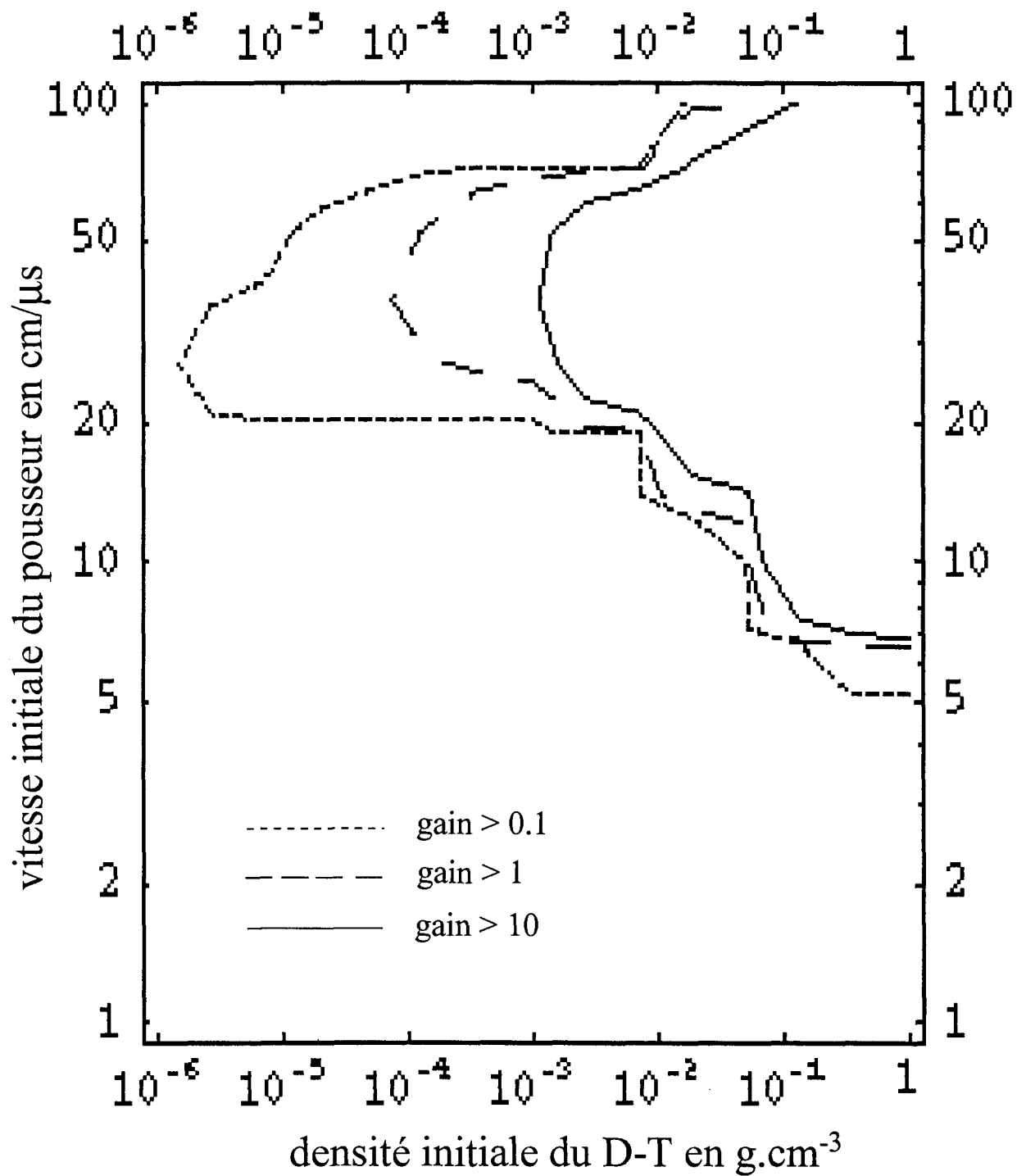


FIG. 6 - Gains avec $B_0 = 400\text{kG}$ (la conduction thermique est limitée) et $\alpha = 5 \times 10^{-4}$.

La figure suivante (Fig. 7) a été obtenue en considérant que les pertes par conduction thermique sont annulées, de manière à simuler la présence d'un champ magnétique de forte intensité tout en négligeant la pression magnétique associée à ce champ par rapport à la somme des pressions électronique, ionique et radiative.

Il est aisé de remarquer en comparant les figures 4 à 7, que l'annulation de la conduction thermique permet d'agrandir les îlots, donc d'obtenir une valeur de gain donnée à partir de densités et de vitesses d'implosion initiales plus faibles.

Notons qu'il existe des cas où l'annulation de la conduction thermique n'implique pas une augmentation du gain, c'est ce que nous expliquons dans le chapitre suivant.

Il faut noter que nous ne tenons pas compte dans notre modèle de l'opacité de D-T mais par contre de celle du pousseur contrairement à leur modèle. En outre, nous avons inclus la déplétion dans les équations de notre modèle mais ceci n'a pas eu de conséquence notable sur les îlots.

En conclusion de ce chapitre, nous pouvons remarquer que nos résultats concordent qualitativement avec ceux de Lindemuth et Kirkpatrick. Cependant, l'influence d'un champ magnétique de forte intensité semble être amoindrie par rapport à ce qu'ils ont observé, car l'annulation des pertes par conduction thermique ne conduit pas à une extension des îlots aussi prononcée.

Afin de vérifier cette tendance, nous avons utilisé un code monodimensionnel du CEA décrivant beaucoup plus finement la physique du modèle. Les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre 3 de cette partie.

4.2 Étude d'un cas particulier.

Nous avons remarqué lors de nos simulations que l'annulation des pertes par conduction thermique ne permettait pas toujours d'obtenir un gain thermonucléaire meilleur que lorsque celles-ci sont prises en compte. Sur la figure suivante sont représentées les courbes de gain obtenues pour le cas ($\rho_0 = 0.1; U_0 = 30 \text{ cm}/\mu\text{s}$) lorsque le champ magnétique est nul et lorsque les pertes par conduction thermique sont négligées. On obtient $G_{B=0} \simeq 45.9$ et $G_{C.T.=0} \simeq 27.5$.

Afin d'expliquer ce cas particulier, nous avons tracé en fonction du temps les températures électronique et ionique, la somme des pressions électronique et ionique et enfin la quantité ρR lorsque le champ magnétique est nul et lorsque les pertes par conduction thermique sont négligées.

Les figures 9 et 10 montrent que lorsque les pertes par conduction thermique sont nulles, les températures électroniques et ioniques sont supérieures à celles obtenues lorsque $B = 0$. Le fait que ces températures soient trop élevées dès le début a pour conséquence de rendre plus difficile la compression de la cible, et par là même l'obtention d'un meilleur gain. Ceci se remarque sur les figures 11 et 12 où la somme $P_e + P_i$ est inférieure dans le cas où la conduction thermique est annulée, de même pour la quantité ρR .

Notons que dans ce cas, la somme des pressions électronique, ionique et radiative est supérieure d'un peu plus d'un ordre de grandeur à la pression magnétique.

Modèle 0-D

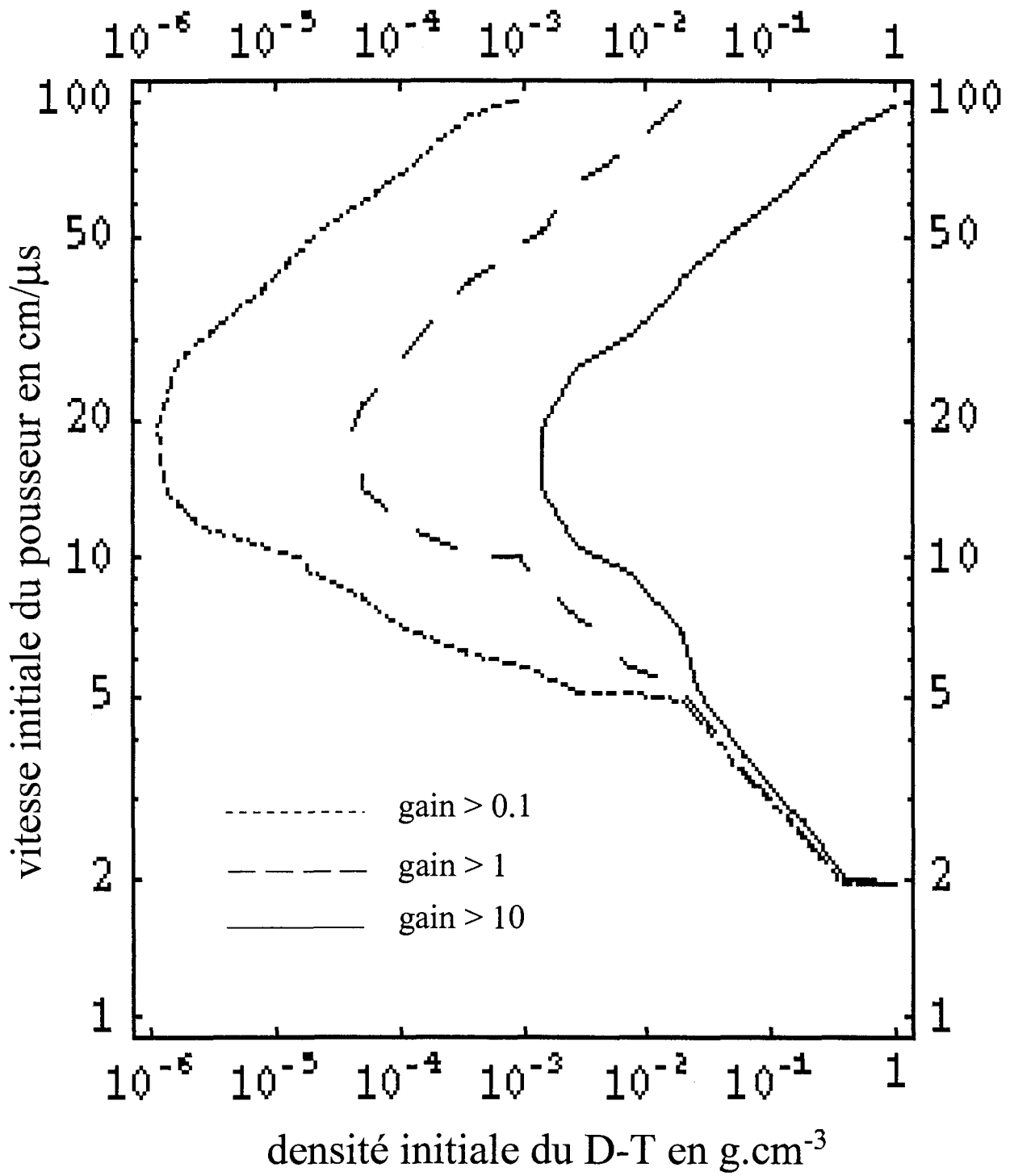
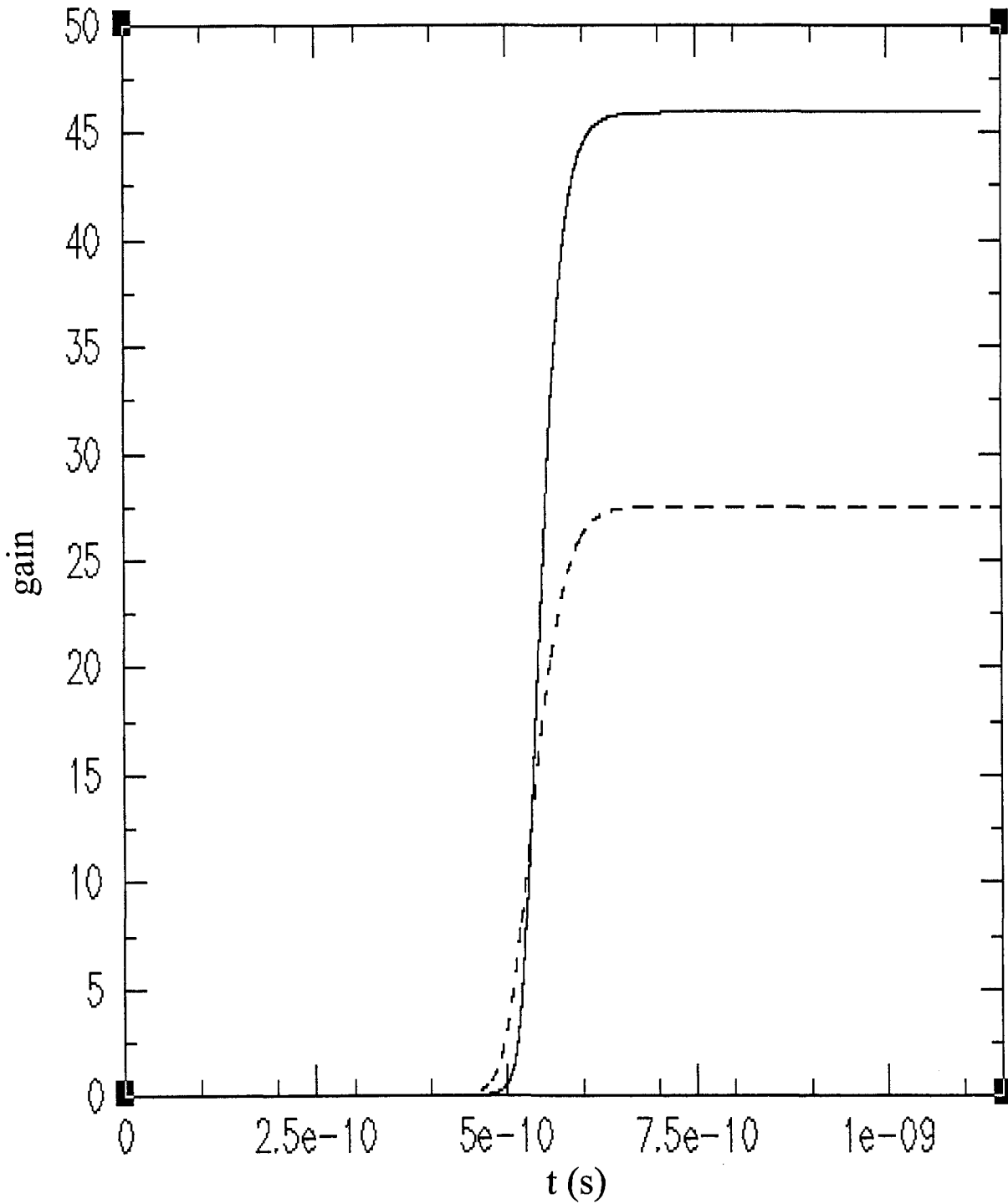


FIG. 7 - Gains sans conduction thermique.

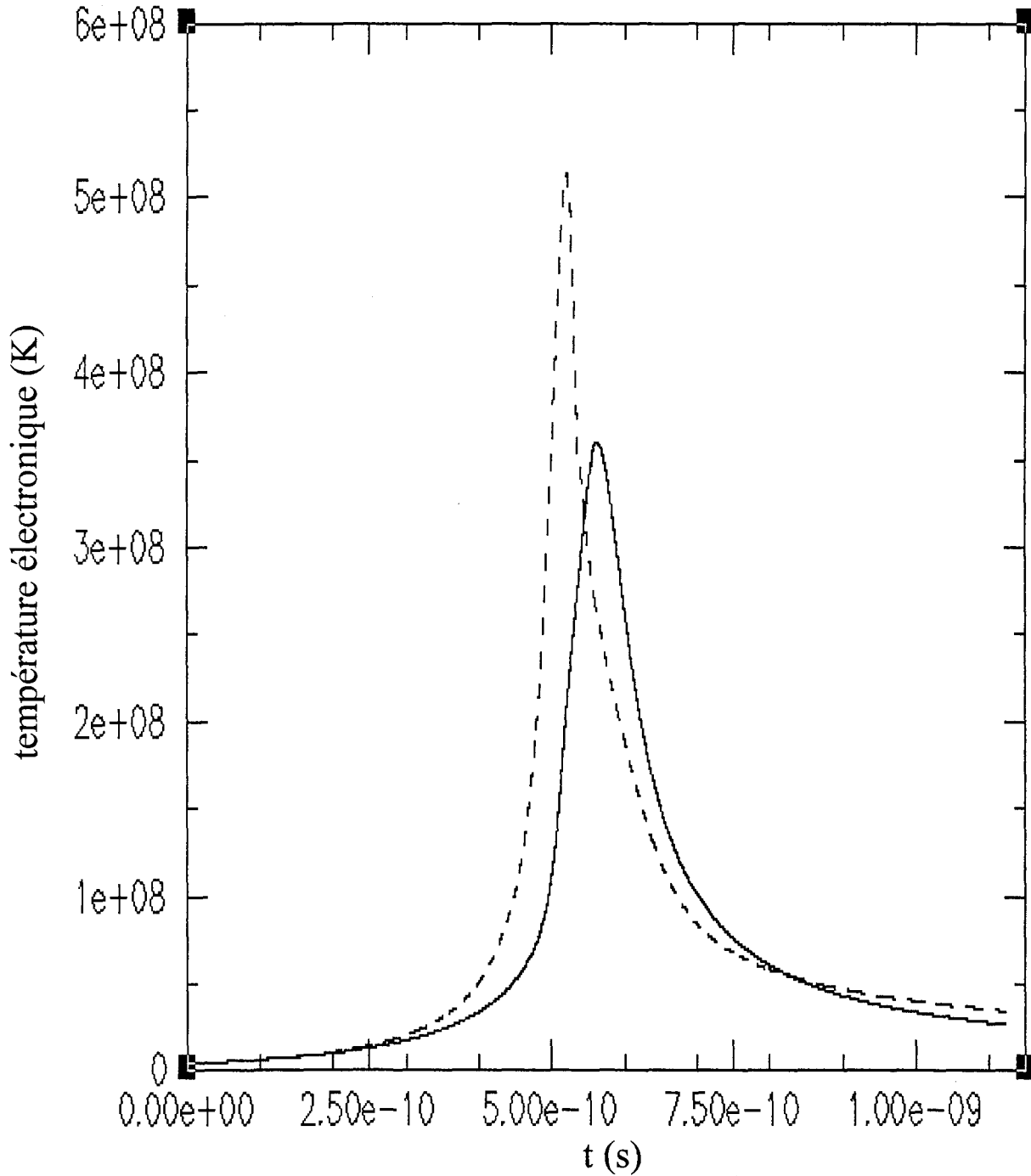
$\rho_0=0.1; U_0=30 \text{ cm}/\mu\text{s}$



————— Champ magnétique nul
- - - - - Conduction thermique annulée

FIG. 8 – Cas où le gain est supérieur lorsque le champ magnétique est nul.

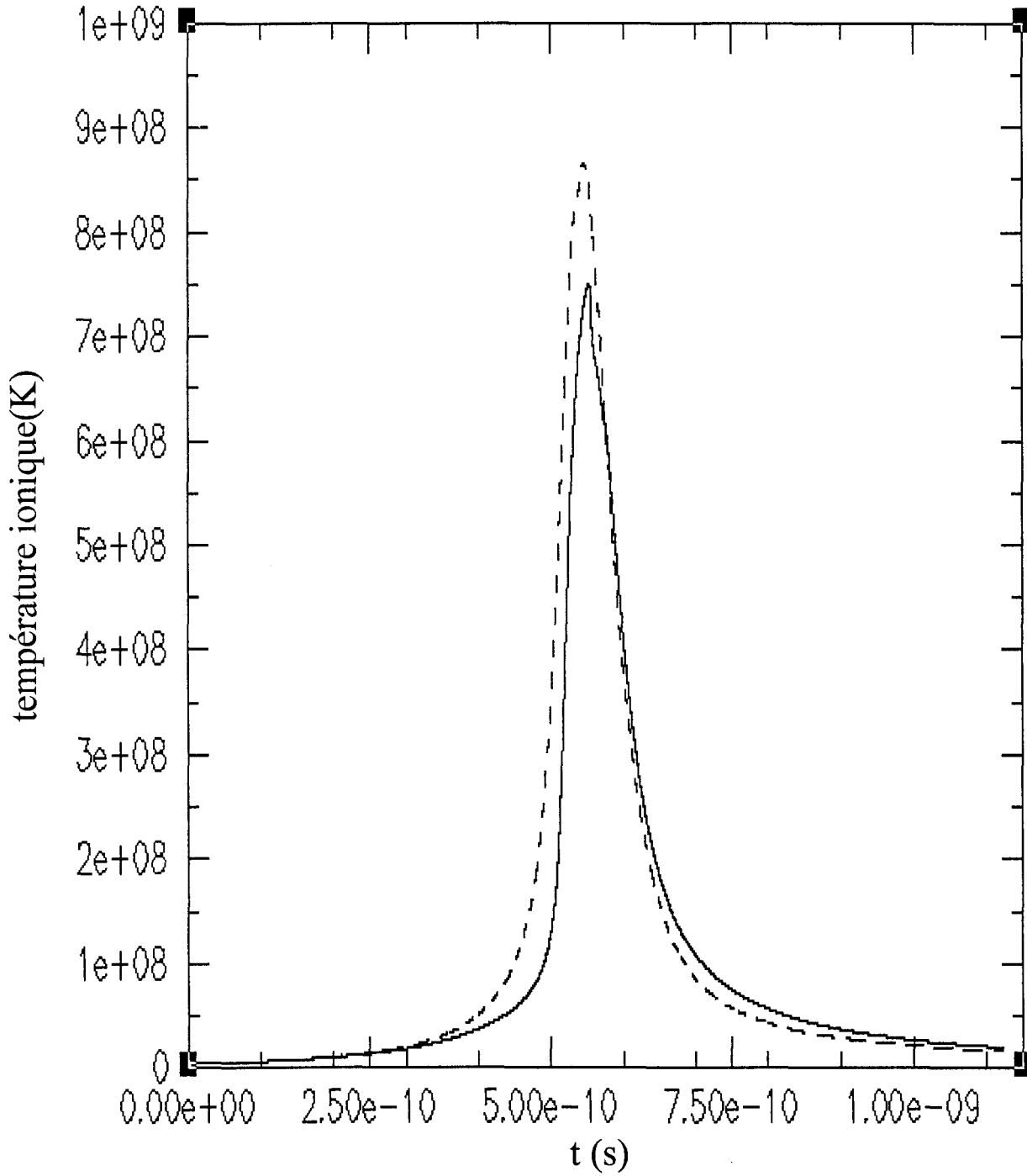
$\rho_0=0.1; U_0=30 \text{ cm}/\mu\text{s}$



- Champ magnétique nul
- - - - - Conduction thermique annulée

FIG. 9 - Température électronique pour $B = 0$ et $C.T. = 0$.

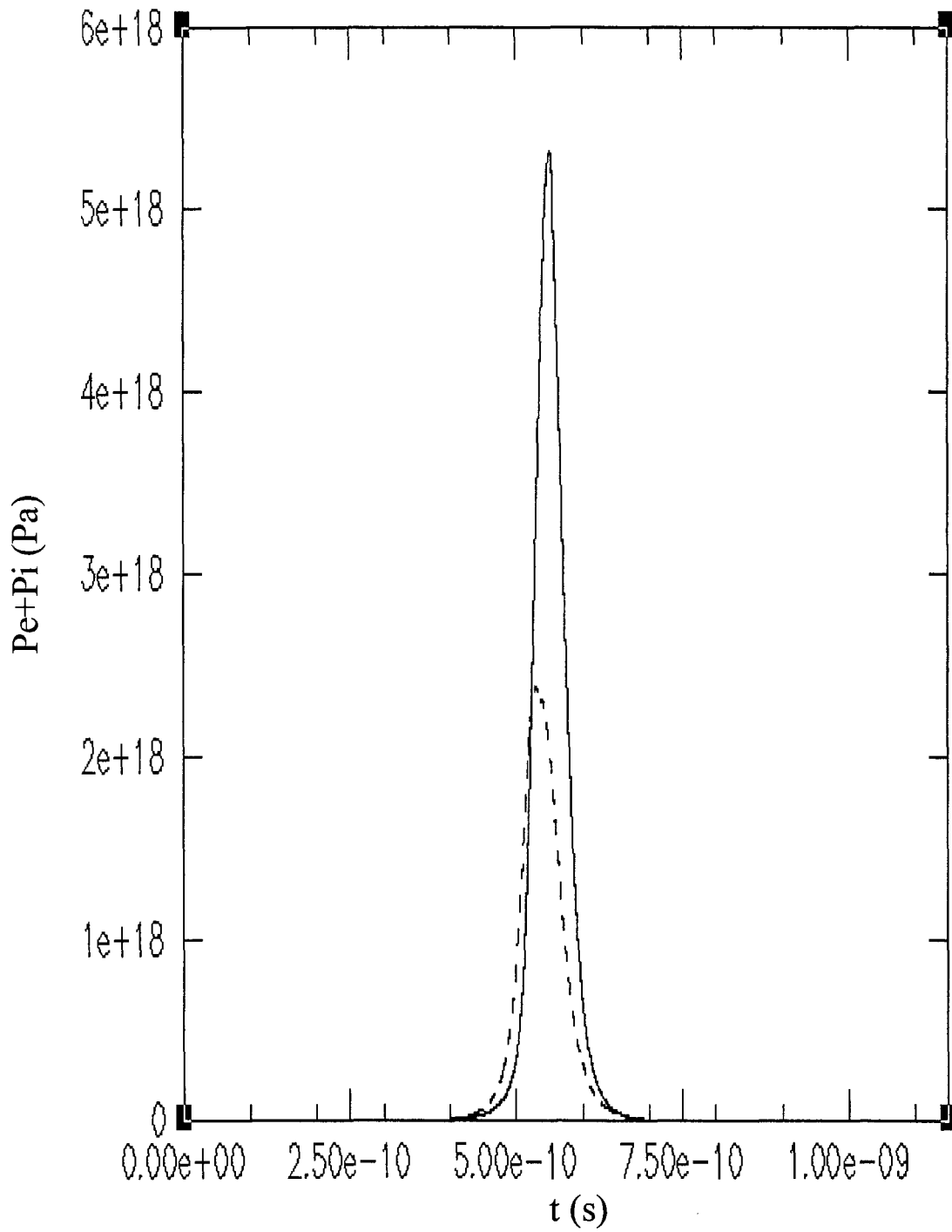
$\rho_0=0.1; U_0=30 \text{ cm}/\mu\text{s}$



- Champ magnétique nul
- - - - - Conduction thermique annulée

FIG. 10 - Température ionique pour $B = 0$ et $C.T. = 0$.

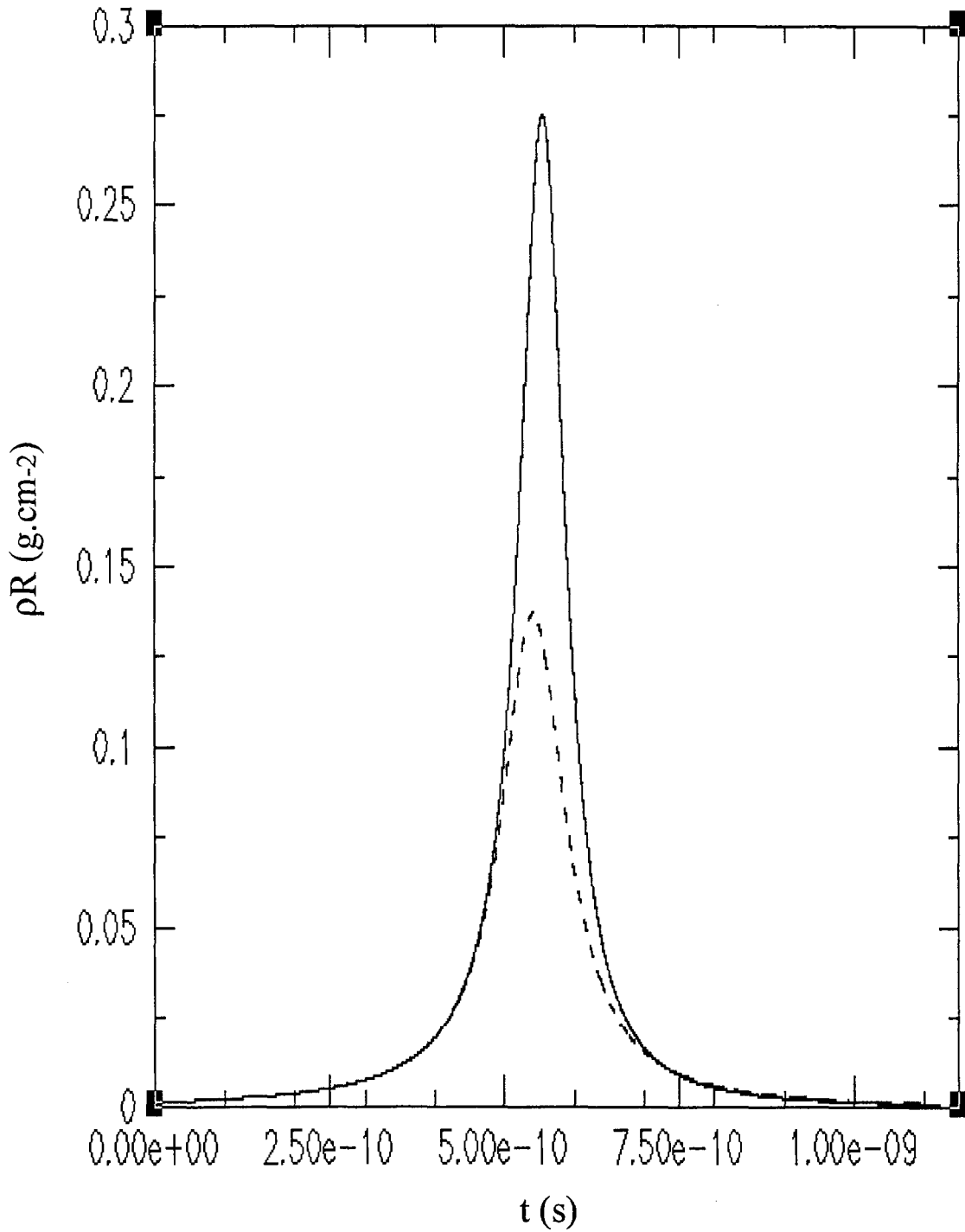
$\rho_0=0.1; U_0=30 \text{ cm}/\mu\text{s}$



————— Champ magnétique nul
- - - - - Conduction thermique annulée

FIG. 11 – Somme des pressions électronique et ionique pour $B = 0$ et $C.T. = 0$.

$\rho_0=0.1; U_0=30 \text{ cm}/\mu\text{s}$



- Champ magnétique nul
- - - - - Conduction thermique annulée

FIG. 12 - ρR pour $B = 0$ et $C.T. = 0$.

4.3 Simulations à l'aide d'un code d'implosion monodimensionnel.

4.3.1 Premiers résultats numériques.

Champ magnétique nul. Afin de vérifier la tendance des résultats obtenus avec notre modèle simple à zéro dimension, nous avons repris l'étude de l'influence de la limitation du flux thermique sur l'implosion d'une cible laser à l'aide d'un code d'implosion monodimensionnel du CEA.

Ce code résout les équations de l'hydrodynamique couplées à celles du transfert des particules et des photons. L'utilisation d'un tel code permet de décrire de façon très réaliste l'implosion d'une cible.

La configuration de la cible est la même que celle considérée dans notre modèle à savoir qu'elle consiste en une sphère de D-T entourée d'un pousseur en or. Les températures ioniques des milieux D-T et pousseur sont initialisées à 1000 K.

Comme précédemment, nous avons représenté les îlots des gains supérieurs à 0.1, 1 et 10 en fonction de la densité initiale du D-T et de la vitesse d'implosion initiale du pousseur.

La figure suivante (Fig. 13) représente donc ces îlots lorsque le champ magnétique est nul.

Conduction thermique nulle. La figure suivante (Fig. 14) représente les îlots des gains à 0.1, 1 et 10 dans l'espace des densités initiales de D-T et des vitesses d'implosion initiales du pousseur lorsque les pertes par conduction thermique sont annulées.

Une comparaison des figures 13 et 14 montre bien un agrandissement des îlots pour une valeur de gain donnée vers des densités initiales de D-T plus faibles et des vitesses d'implosion initiales du pousseur plus faibles. Par exemple, l'îlot correspondant à un gain supérieur à 0.1 gagne un ordre de grandeur en densité et un facteur trois en vitesse d'implosion en l'absence de conduction thermique. Celui correspondant à un gain supérieur à 1, gagne un peu plus d'un ordre de grandeur en densité et un facteur deux en vitesse d'implosion. De même, l'îlot associé à des gains supérieurs à 10, s'étend légèrement vers des densités et des vitesses d'implosion plus faibles.

4.3.2 Influence de la température initiale pour une cible de D-T entourée d'or.

Champ magnétique nul. Nous avons ensuite effectué d'autres simulations en modifiant la température initiale des deux milieux, D-T et pousseur. Ainsi, la température du milieu fusible a été initialisée à 50 eV et la température du pousseur (toujours en or) a été calculée de telle manière que la pression du pousseur soit égale à celle du D-T à l'état initial.

La figure suivante (15) représente les îlots des gains supérieurs à 0.1, 1 et 10 dans l'espace des densités de D-T et des vitesses d'implosion initiales lorsque le champ magnétique est nul.

Conduction thermique nulle. La figure (16) représente les îlots des gains obtenus en négligeant les pertes par conduction thermique.

On constate une fois encore en comparant les figures 15 et 16, l'agrandissement des îlots vers

Code 1-D

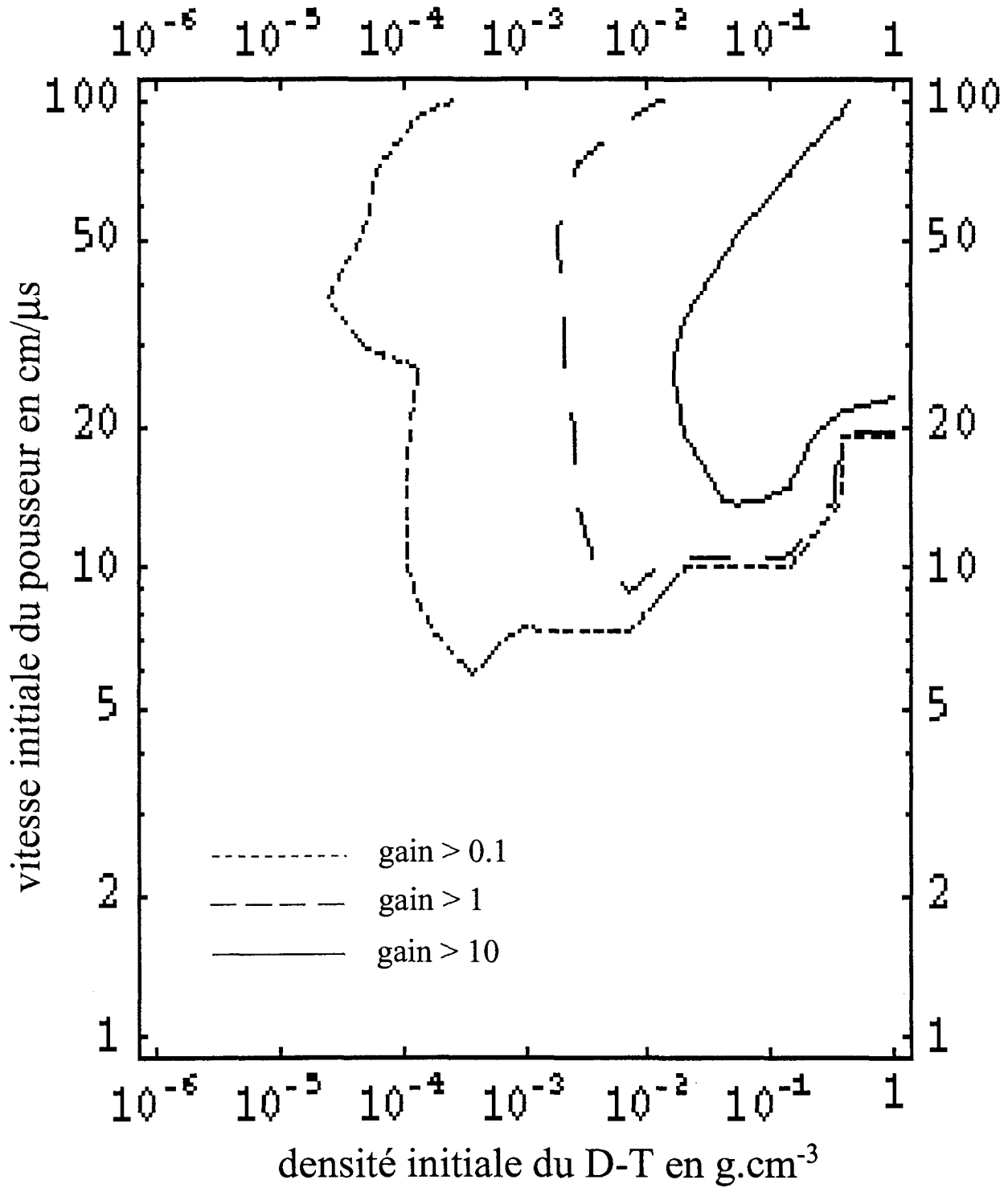


FIG. 13 - Gains sans champ magnétique, donc en tenant compte de la conduction thermique.

Code 1-D

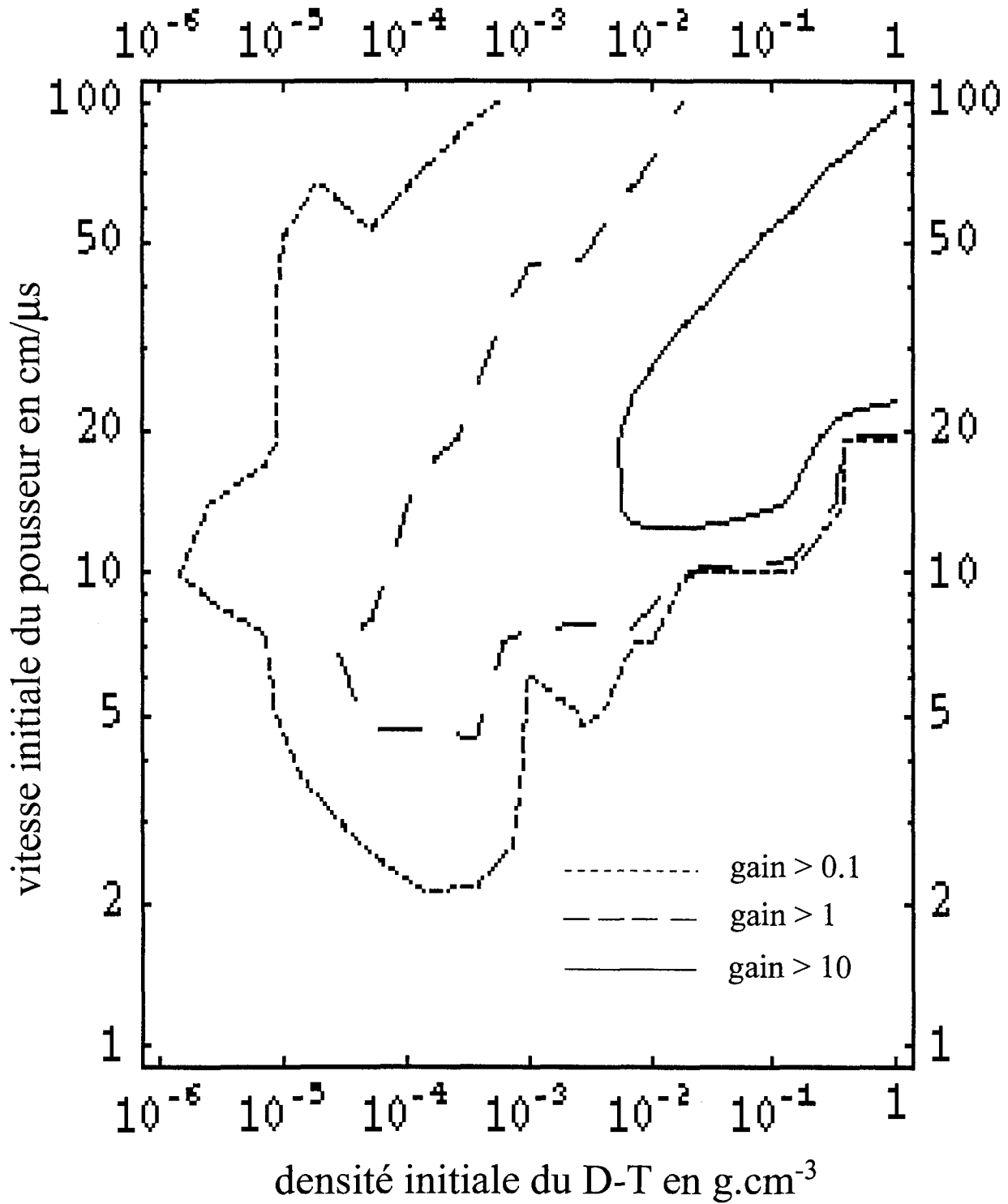


FIG. 14 - Gains sans conduction thermique.

Code 1-D

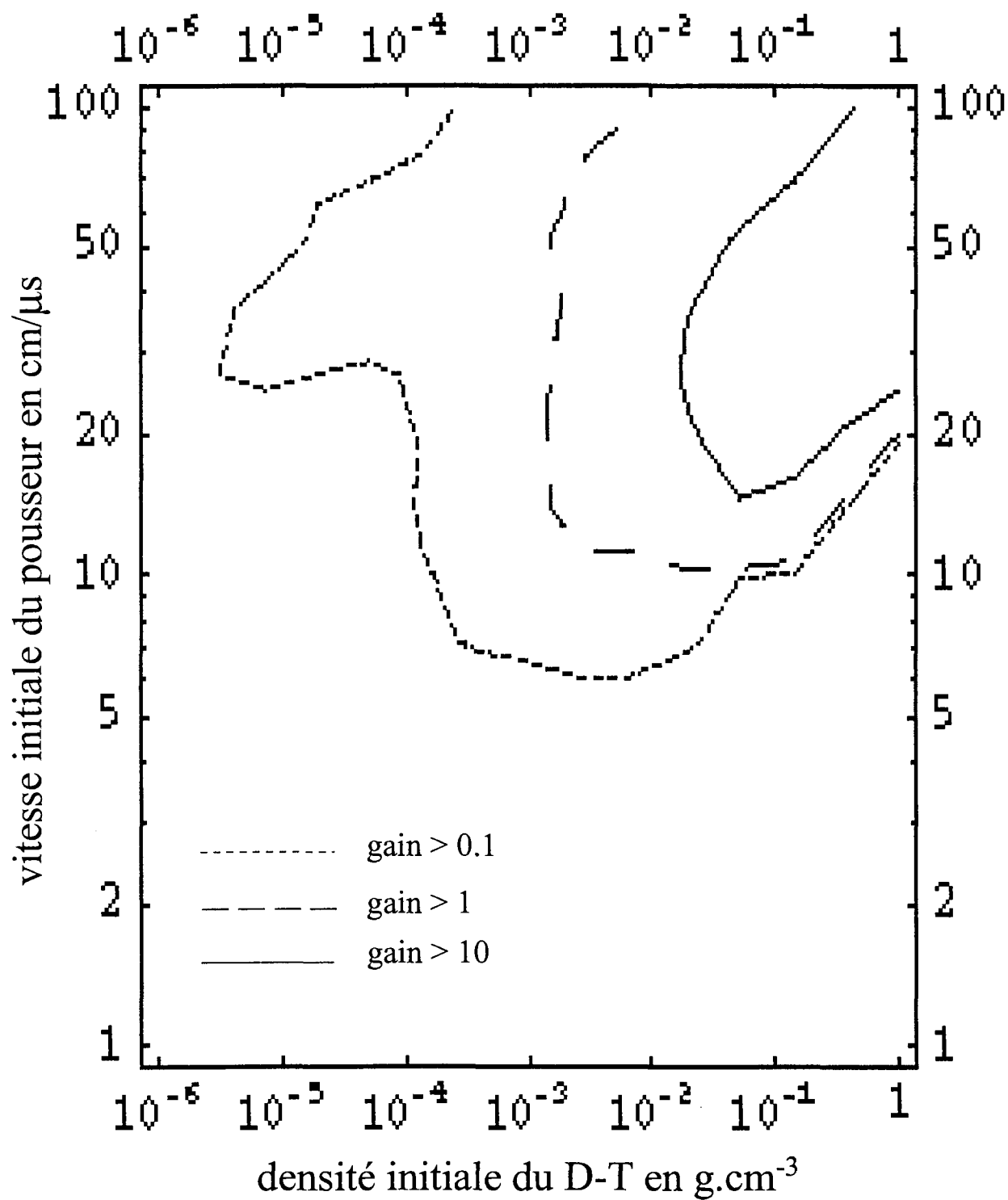


FIG. 15 - Gains sans champ magnétique.

des densités initiales de D-T et des vitesses d'implosion initiales du pousseur plus faibles lorsque les pertes par conduction thermique sont annulées.

Par ailleurs, si on compare les îlots des figures 13 et 15, on note que lorsque la température initiale des deux milieux est plus élevée à l'état initial, l'îlot correspondant à des gains supérieurs à 0.1 s'agrandit légèrement vers les basses densités initiales de D-T, mais l'influence de la température initiale sur les autres îlots n'est pas remarquable.

Une comparaison des figures 14 et 16 montrent que les îlots correspondant à des gains supérieurs à 0.1 et 1 s'élargissent un peu vers les vitesses d'implosion du pousseur plus faibles. Mais là encore, on ne peut pas conclure à une influence notable de la température initiale des deux milieux sur les gains obtenus.

4.3.3 Influence du matériau du pousseur.

Champ magnétique nul. Avant de clore cette partie sur les simulations effectuées à l'aide d'un code d'implosion monodimensionnel du CEA, nous avons étudié l'influence du matériau du pousseur en choisissant d'entourer la sphère de D-T d'un pousseur en aluminium dont l'opacité est beaucoup moins élevée que celle de l'or. La température initiale du milieu fusible est de 50 eV et la température initiale du pousseur est de 1000 K.

La figure suivante (17) représente les îlots correspondant à des gains supérieurs à 0.1 et 1 en fonction des densités de D-T et des vitesses d'implosion initiales lorsque le champ magnétique est nul.

On constate que pour cette configuration de cible D-T/pousseur en aluminium, l'îlot correspondant à des gains supérieurs à 10 n'existe plus. D'autre part, les îlots correspondant à des gains supérieurs à 0.1 et 1 sont assez largement diminués, puisque si on compare les figures 13 et 17, on perd environ un facteur quatre en vitesse d'implosion initiale pour l'îlot des gains supérieurs à 0.1 et un facteur cinq en vitesse d'implosion pour l'îlot correspondant à des gains supérieurs à 1.

Conduction thermique nulle. La figure 18 représente les îlots des gains obtenus en négligeant les pertes par conduction thermique toujours dans le cas d'une cible constituée d'une sphère de D-T entourée d'un pousseur en aluminium.

Comme dans le cas où le champ magnétique est nul, il n'y a pas d'îlot correspondant à des gains supérieurs à 10. La comparaison des figures 14 et 18 montre que les îlots des gains supérieurs à 0.1 et 1 sont diminués lorsque le pousseur est en aluminium; par exemple, on perd approximativement un facteur deux en vitesse d'implosion initiale pour les gains supérieurs à 0.1 et 1 et un ordre de grandeur en densité initiale pour l'îlot des gains supérieurs à 1. Le choix du matériau a donc une importance, en particulier son opacité influe beaucoup sur les résultats obtenus.

5 Dépôt d'énergie des particules α .

5.1 Calcul du rayon de Larmor d'une particule α .

Dans cette partie, nous montrons simplement qu'un champ magnétique de forte intensité (de l'ordre du mégagauss) n'influence pas véritablement le dépôt d'énergie des particules α dans les

Code 1-D

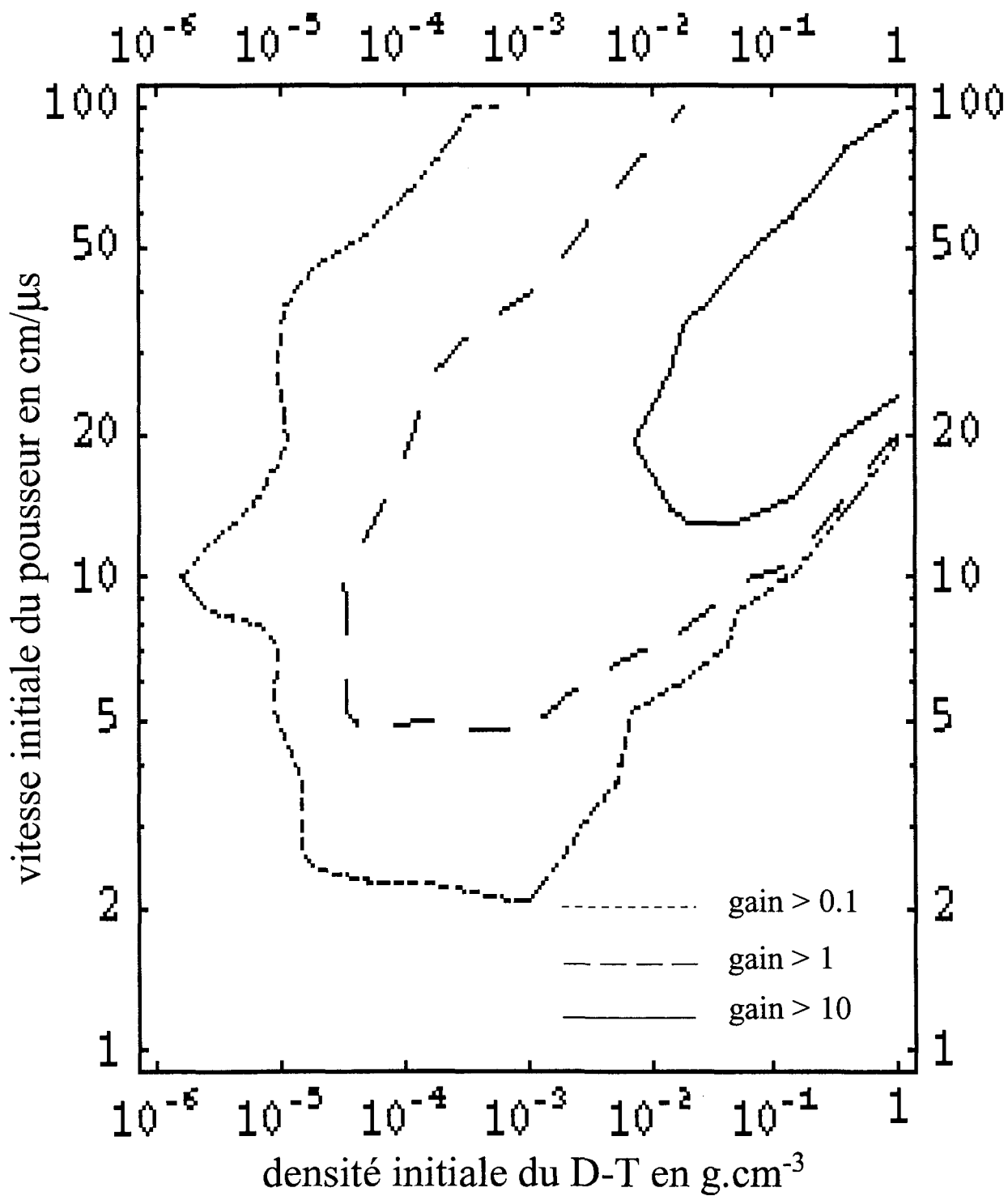


FIG. 16 - Gains sans conduction thermique.

Code 1-D

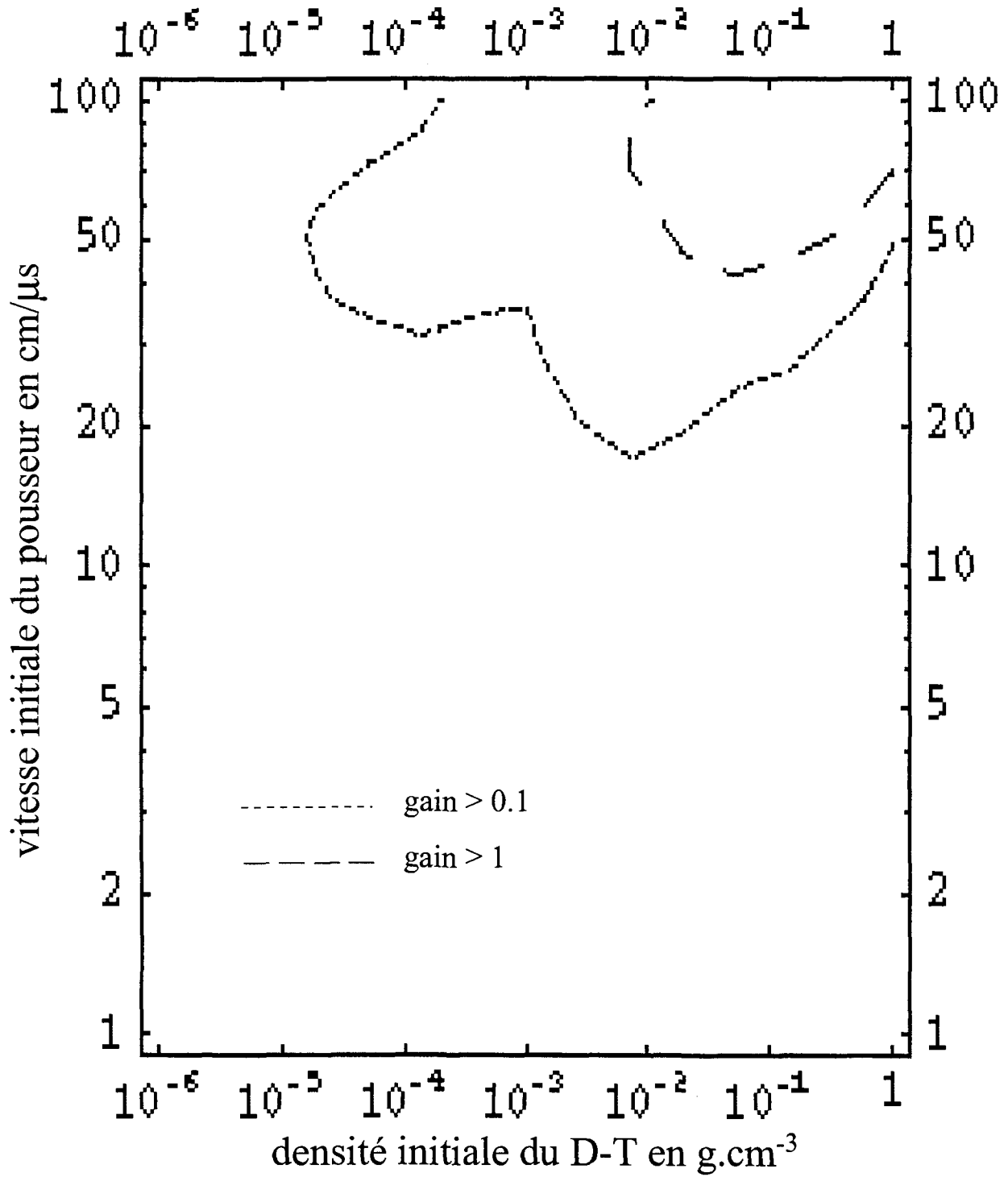


FIG. 17 - Gains sans champ magnétique (la conduction thermique est prise en compte). Pousseur en aluminium.

Code 1-D

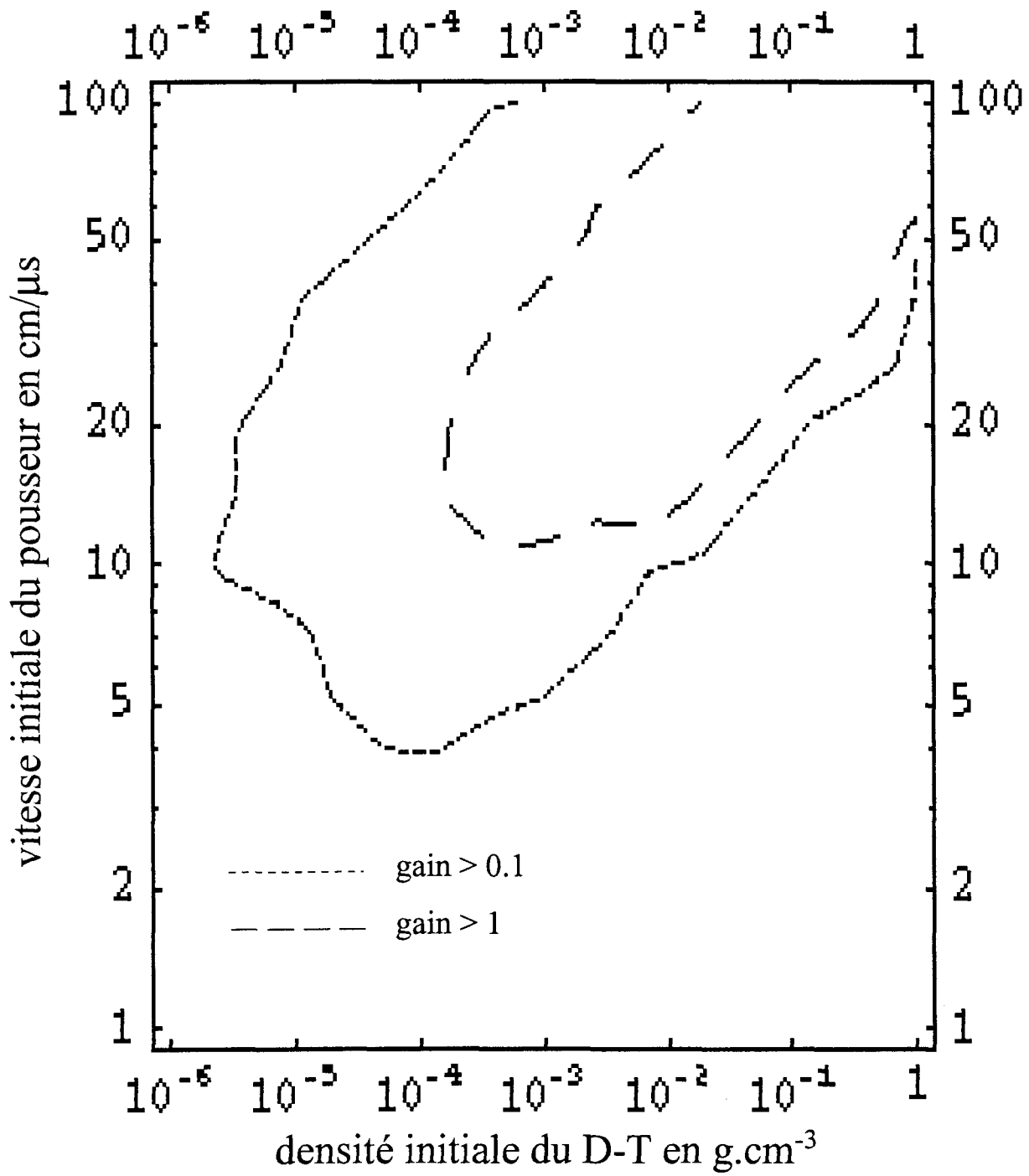


FIG. 18 - Gains sans conduction thermique. Pousseur en aluminium

cibles de D-T considérées dans cette étude.

L'énergie d'une particule α est donnée par :

$$(\gamma - 1)Mc^2 = 3.5MeV, \quad (114)$$

où M est la masse relativiste d'une particule α . De cette expression, on déduit la vitesse de la particule normalisée à celle de la lumière, qui est égale à 4×10^{-2} .

Le rayon de Larmor de la particule est alors donné par :

$$\rho_L = \frac{Mv_{\perp}}{qB_0} \simeq 2.7mm, \quad (115)$$

où q est la charge de la particule α .

Or, les cibles de D-T envisagées dans notre étude ont des rayons compris entre 0.07 et 8 mm. Si on envisage un cas représentatif de l'ensemble de nos simulations où le rayon R_f de la cible comprimée est inférieur ou de l'ordre du millimètre, on a $\rho_L > R_f$. À supposer que la sphère reste figée, la particule α la quitte sans avoir effectué une rotation complète. Il semble donc que le champ magnétique n'affecte pas le dépôt d'énergie de la particule α .

5.2 Comparaison de différents temps caractéristiques.

En supposant que le champ magnétique soit désormais égal à 5 MG et que R_f vaut 1 mm. Le rayon de Larmor est à peu près égal à la moitié de celui de la cible, à savoir $\rho_L \simeq 0.54$ mm. Ceci ne permet pas de conclure que de nombreuses particules α vont être piégées dans la cible car elles suivent des lignes de champ qui a priori sortent du matériau fusible.

Si on considère que le rapport entre le rayon de Larmor et la longueur de gradient du champ magnétique est petit, la vitesse de dérive \vec{v}_g d'une particule chargée est donnée par [22] :

$$\vec{v}_g = -\frac{1}{q} \frac{\mu_m}{B_0} \frac{\vec{\nabla}(\frac{B_0^2}{2}) \times \vec{B}_0}{B_0^2}, \quad (116)$$

où μ_m est le moment magnétique de la particule.

Si on suppose que $\vec{\nabla}B_0 = |B_0/R_f|$, le temps que met la particule pour sortir de la cible est donné par : $t_1 = R_f/v_g$, soit ici $t_1 \simeq 0.28$ ns.

La période de giration autour de la direction du champ magnétique est donnée par : $t_2 = 2\pi M/qB_0$ et vaut dans ce cas $t_2 \simeq 0.26$ ns.

Pour une température électronique du matériau fusible de 2×10^8 K (soit 17.2 keV), le temps de confinement de la cible est de l'ordre de : $\tau \simeq R_f/4c_s \simeq 0.3$ ns.

Par conséquent, on a : $\tau \simeq t_1 \simeq t_2$. La cible restant pratiquement figée, la particule α met autant de temps à sortir de la sphère de deutérium-tritium qu'à effectuer une rotation complète dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.

En première approximation, on peut conclure que pour des champs magnétiques de l'ordre de 5 MG, l'énergie des particules α n'est pas mieux déposée dans le milieu fusible. Seuls des champs magnétiques presque homogènes pourraient permettre à celles-ci de mieux déposer leur énergie.

6 Limites de notre modèle.

6.1 Calcul d'un gain réel.

La structure simplifiée de notre modèle à zéro dimension ne nous permet d'avoir qu'une approximation du gain. Un calcul du gain réel en tenant compte de tous les paramètres nécessiterait l'emploi de "gros" codes beaucoup plus complexes que le nôtre. En effet, notre modèle suppose implicitement que la sphère est conservée pendant tout le temps de la compression et de la combustion, alors que les codes bidimensionnels beaucoup plus réalistes, tiennent compte des déformations qui apparaissent par suite d'inhomogénéités de structure, d'autant plus amplifiées par les instabilités hydrodynamiques. En particulier, les instabilités de type Rayleigh-Taylor qui se produisent lorsque les gradients de densité et de pression sont de sens opposé, déforment la structure sphérique de la cible. Le taux de combustion du mélange fusible diminue et le gain de la réaction chute.

6.2 Instabilités hydrodynamiques en milieu magnétisé.

La figure suivante représente succinctement comment une perturbation à l'interface d'un plasma préalablement en équilibre et du vide, est amplifiée en présence d'un champ magnétique [23]. En effet, lorsque le plasma soumis à un champ magnétique suivant la direction z et à la force de gravitation dirigée suivant la direction $-y$, subit une perturbation à son interface avec le vide, les électrons et les ions sont animés d'une vitesse de dérive V_{DG} parallèlement à l'axe des x mais de sens opposé puisqu'elle est proportionnelle à la charge de la particule. De plus, les ions dérivent beaucoup plus vite que les électrons. Ainsi ce mouvement de dérive des ions par rapport aux électrons entraîne une séparation de charge, d'où un champ électrique comme le montre la figure 19 (b). Dès lors, les électrons et les ions en présence d'un champ électrique et d'un champ magnétique vont être animés d'une vitesse V_{DE} de dérive de champs croisés suivant la direction y . Le mouvement des particules est alors tel qu'il accroît l'amplitude de la perturbation initiale.

Il s'avère donc que les instabilités hydrodynamiques sont renforcées par la présence d'un champ magnétique.

7 Autres perspectives de cibles magnétisées.

7.1 Cibles de Hasegawa.

La structure du schéma d'expérience de Hasegawa est représentée sur la figure suivante (Fig. 20) [5]. Elle consiste en un poussoir métallique sphérique présentant un orifice, afin de permettre à un faisceau laser d'interagir avec du D-T solide déposé sur la paroi interne du poussoir. Un plasma est alors créé par ablation du D-T solide par le faisceau laser. Lors de l'interaction du laser et du D-T solide, des électrons chauds sont éjectés du combustible et

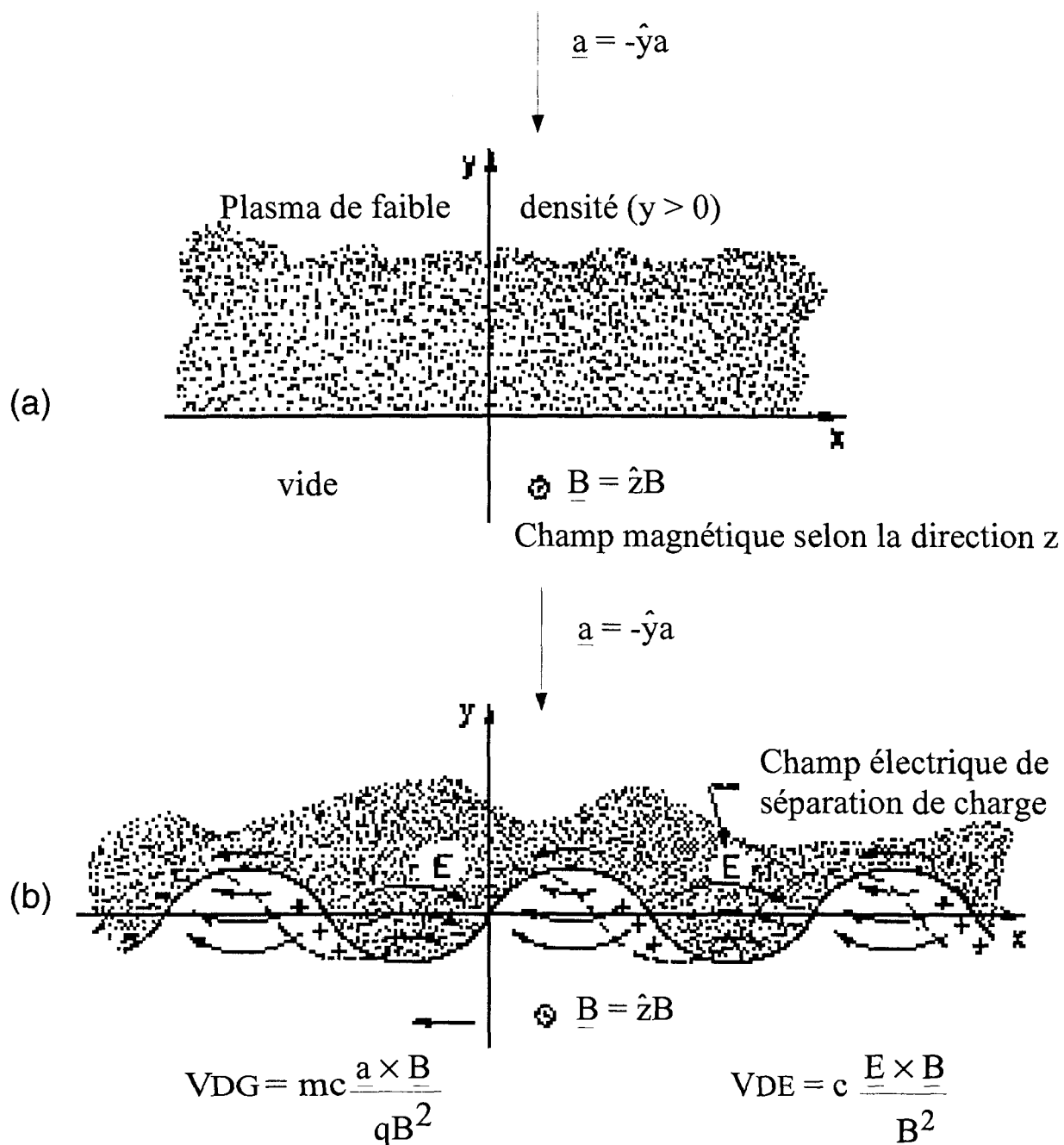


FIG. 19 - (a) Schéma d'équilibre d'un plasma de faible densité soumis à un champ magnétique suivant la direction z et à la force de gravitation suivant la direction $-y$. (b) Schéma de perturbation à l'interface plasma-vide montrant la création d'un champ électrique de séparation de charge dû au mouvement de dérive des ions.

dérivent proportionnellement à $\vec{E} \times \vec{B}$. Le courant ainsi produit par ces électrons vient renforcer le champ magnétique initial toroïdal généré par effet thermoélectronique (terme en $\nabla n \times \nabla T$). Ce mécanisme de génération de champ magnétique est représenté sur la figure 21. Des simulations effectuées par Forslund et Brackbill ont démontré la faisabilité de ce mécanisme [24] et des expériences ont montré que des champs magnétiques de l'ordre de 10^2 T pouvaient être générés.

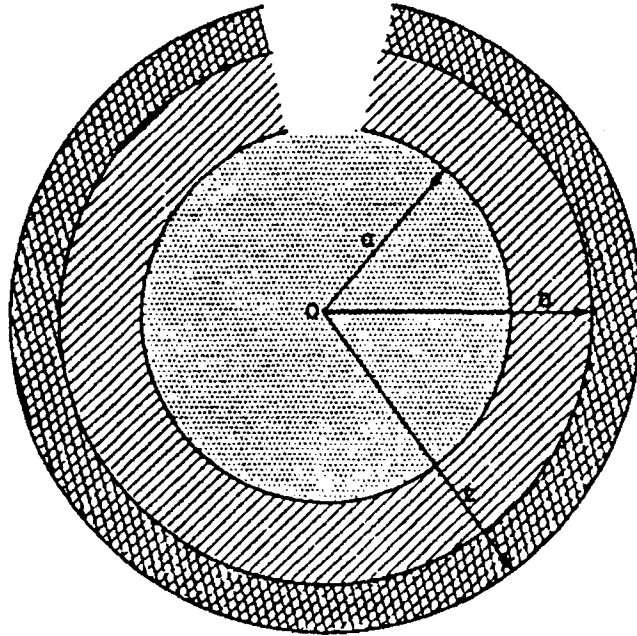


FIG. 20 – Cible de Hasegawa constituée de plasma de D-T pour $r < a$, de D-T solide pour $a \leq r < b$, et d'un pousseur métallique pour $b \leq r \leq c$.

Le but est de créer un plasma dont la densité est une moyenne de celles couramment utilisées en fusion magnétique et en fusion inertielle, soit $n \geq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Le champ magnétique est utilisé pour réduire le flux thermique allant du plasma chaud créé au centre de la cavité vers l'enceinte métallique et l'inertie du pousseur métallique confine le plasma par effet "cannonball". Ainsi ce schéma combine à la fois les avantages de la fusion magnétique et ceux de la fusion inertielle.

Il faut noter que pour un plasma dont la densité dépasse 10^{18} cm^{-3} , sa pression à une température de 10 keV est supérieure à la pression critique (3×10^4 atmosphères), pression maximale à laquelle peut résister un métal, et le temps de confinement du plasma est réduit au temps de démembrement de l'enceinte.

Le temps de confinement du plasma est donné par :

$$\tau = \frac{R}{4c_s}, \quad (117)$$

où R est le rayon du plasma et c_s est la vitesse du son qui est égale à :

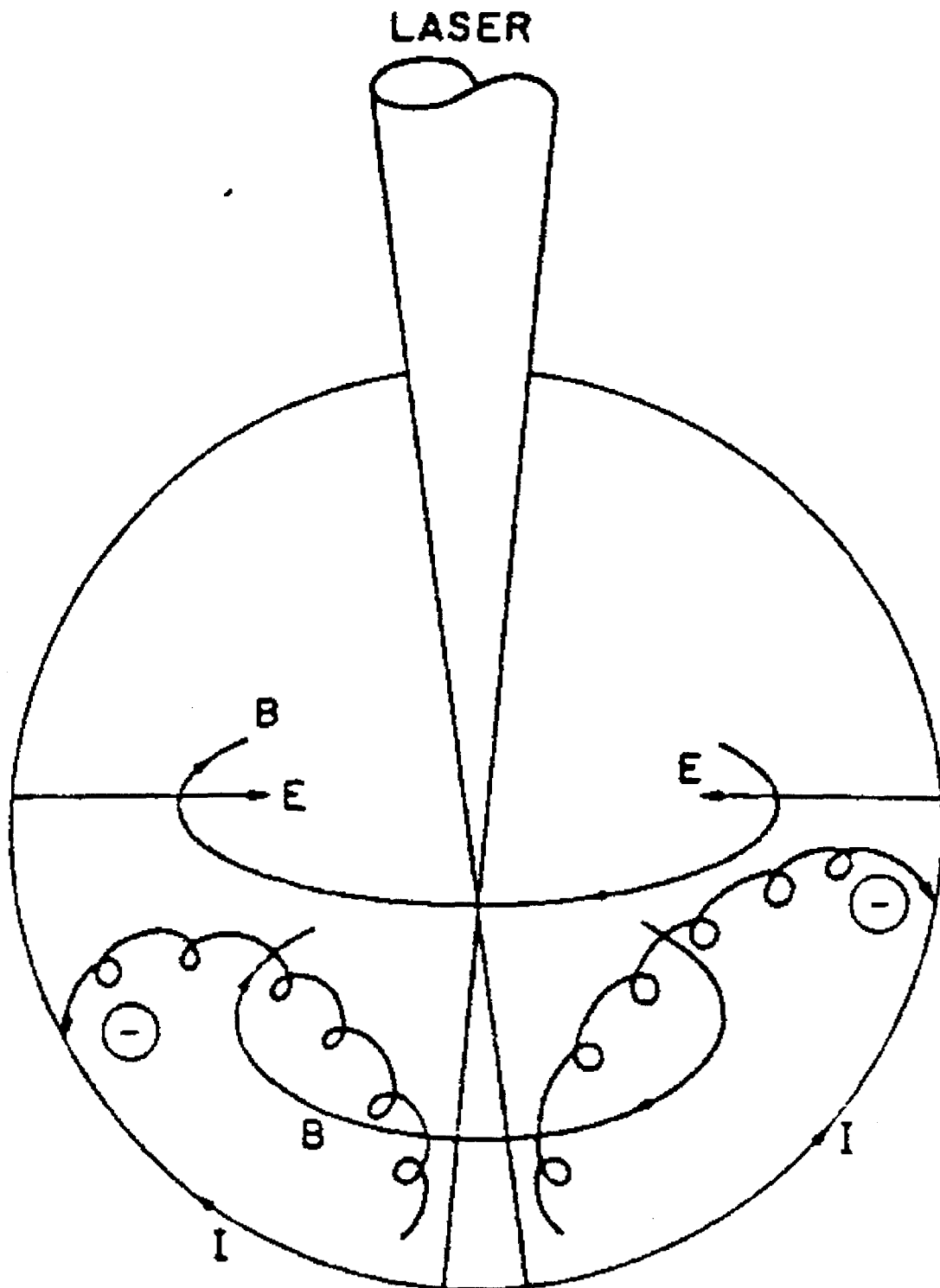


FIG. 21 - *Processus de génération d'un champ magnétique.*

$$c_S = \sqrt{\frac{T_S}{M_S}}, \quad (118)$$

où T_S est la température du pousueur et M_S sa masse.

Le temps de confinement peut donc être augmenté de deux manières, soit en augmentant la masse du pousueur métallique (de l'or par exemple), soit en diminuant sa température par une isolation thermique à l'aide du champ magnétique.

Le temps de vie du plasma est déterminé par la vitesse du piston ou de l'onde de choc créée par la pression du plasma dans le pousueur métallique. La vitesse d'expansion du choc est donnée par :

$$u = \sqrt{\frac{P}{\rho_S}}, \quad (119)$$

où P est la pression du plasma et ρ_S la masse volumique du pousueur.

Étant donné que la vitesse d'expansion u est proportionnelle à \sqrt{n} , l'énergie du laser déposée dans la cible varie alors en $n^{-1/2}$, et pas en n^{-2} comme dans le cas de la fusion inertielle classique. Ce type de configuration permet donc d'envisager de brûler un pourcentage intéressant de D-T dont la densité reste modérée.

Un des avantages de ce schéma est que la cible n'est plus implosée. De plus, l'énergie du laser est directement déposé dans le combustible et non pas dans le pousueur, permettant ainsi un meilleur couplage.

D'autre part, la vitesse d'expansion du coeur chaud et peu dense formé au centre de la cible, est fortement réduite par la pression exercée par le flux de plasma ablaté à partir du D-T solide. Des simulations ont montré que cette vitesse v était de l'ordre de 30 % de la vitesse du piston, i.e. $v \simeq (2/3)u$. Comme la vitesse d'expansion du coeur agit sur la condition d'allumage, sa réduction induit alors une diminution de l'énergie laser requise pour allumer la cible.

7.2 Nouveau type de cible.

Nous nous orientons vers des cibles magnétisées non implosées du type Hasegawa, pour lesquelles la présence d'un champ magnétique intervient en augmentant le temps de confinement du milieu fusible. La figure 22 représente une coupe d'une telle cible.

L'idée est d'utiliser dans un premier temps un laser très intense pour créer dans la cavité vide un fort courant d'électrons et ainsi la magnétiser. En effet, nous avons montré qu'une particule chargée dans une onde polarisée circulairement [25], ou linéairement [26], se propageant dans un milieu non magnétisé, est animée d'une vitesse moyenne constante le long de la direction de propagation de l'onde, laquelle est égale à la vitesse de dérive moyenne des électrons dans un plasma lorsque la vitesse de phase est de l'ordre de la vitesse de la lumière, ce qui est le cas à très forte intensité et/ou à faible densité par rapport à la densité de coupure. Nous avons également montré comment utiliser la résonance cyclotronique pour accélérer des particules dans un milieu

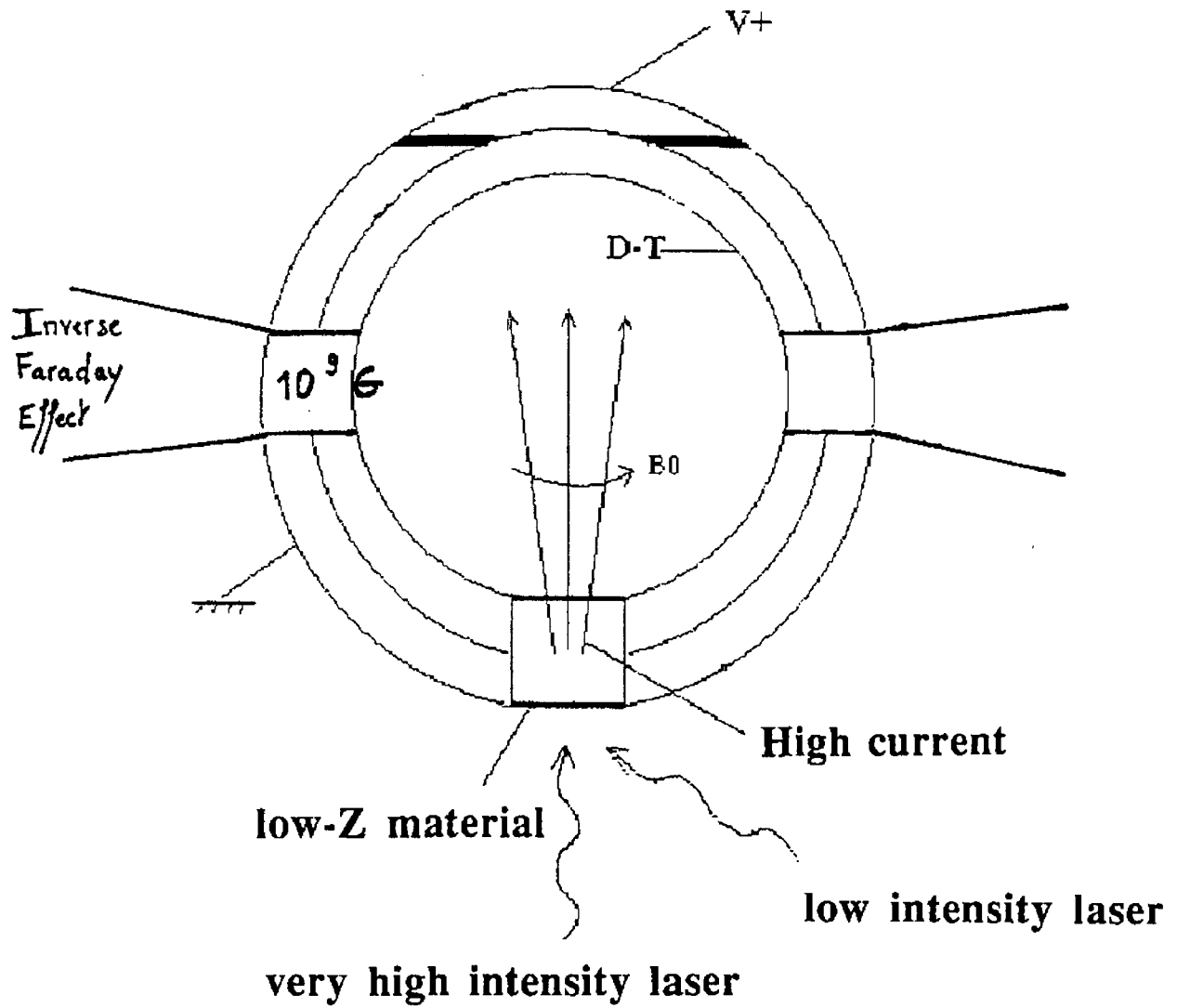


FIG. 22 - *Perspective de cible magnétisée non implosée.*

magnétisé [25, 26]. Ces phénomènes pourraient servir à créer un champ magnétique.

Puis un deuxième laser d'une intensité moyenne de $2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ délivrerait 300 J en 1 ns . Le plasma ainsi créé devrait confiner le champ magnétique à l'interface plasma/matériau de Z élevé et ainsi isoler thermiquement le plasma.

8 Conclusion

Les résultats du modèle d'implosion de I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick nous laissent penser que la fusion peut être obtenue à partir de densités initiales de D-T et de vitesses d'implosion initiales beaucoup plus faibles que celles envisagées en fusion par confinement inertiel classique, lorsque les pertes par conduction thermique sont annulées par un champ magnétique.

Afin de vérifier ces conclusions, nous avons développé notre propre modèle en essayant de prendre en compte le maximum de mécanismes d'échanges d'énergie tout en souhaitant disposer d'un moyen de calcul aussi rapide que possible. Nos résultats confirment qualitativement les tendances des observations de I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick. Néanmoins, nous n'avons pas constaté l'extension démesurée des îlots des gains, mais seulement un élargissement vers de plus basses densités et vitesses d'implosion initiales.

Quelques objections peuvent être apportées sur la rigueur de notre modèle. En particulier, les pertes par conduction thermique sont évaluées de manière approximative car les gradients qui induisent les flux de conduction sont estimés de façon grossière. En outre, le rayonnement dans le D-T est décrit assez grossièrement, on a supposé que le milieu était semi-infini pour le calcul des fuites radiatives. D'autre part, l'hydrodynamique est insensible aux dégagements d'énergie dus aux réactions de fusion dans le milieu fusible.

Rappelons que le but de notre modèle n'est pas de décrire de façon la plus réaliste qu'il soit la physique de l'implosion d'une cible magnétisée mais de faire apparaître des lois générales de variations des paramètres physiques.

L'utilisation d'un "gros code" paraît alors nécessaire afin de converger vers les résultats d'un de ces deux modèles. Les résultats obtenus convergent vers ceux donnés par notre modèle simple à savoir que la limitation du flux thermique agit sur l'implosion d'une cible magnétisée en diminuant sensiblement les contraintes initiales d'inflammation du D-T.

Par ailleurs, nous avons conclu qu'un champ magnétique de forte intensité (inférieur ou de l'ordre de 5 MG) permet difficilement un meilleur dépôt de l'énergie des particules α dans les milieux fusibles considérés dans notre étude.

En outre, les résultats obtenus à l'aide de notre modèle 0-D et du code 1-D peuvent paraître optimistes car nous ne prenons pas en compte les instabilités de type Rayleigh-Taylor, alors même que celles-ci sont renforcées en présence d'un champ magnétique.

Il semble donc d'après cette étude que le concept d'implosion de cible magnétisée ne soit pas aussi prometteur que le laissait présager le modèle de I.R. Lindemuth et R.C. Kirkpatrick. Imploder avec un champ magnétique de forte intensité ne permet pas d'initier la fusion à partir de très faibles densités initiales de D-T et très faibles vitesses d'implosion initiales. À partir de ce constat, nous envisageons l'étude de cibles magnétisées non implosées où le champ magnétique est utilisé afin d'augmenter le temps de confinement du milieu fusible.

Références

- [1] I.R. Lindemuth, R.C. Kirkpatrick, Parameter Space for Magnetized Fuel Targets in Inertial Confinement Fusion, *Nucl. Fusion* **23**, 3 (1983).
- [2] I.R. Lindemuth, R.C. Kirkpatrick, The Promise of Magnetized Fuel: High Gain in Inertial Confinement Fusion, *Fusion Technology* **20**, (1991).
- [3] R.C. Kirkpatrick and I.R. Lindemuth, Ignition and Burn in Inertially Confined Magnetized Fuel, *Fusion Technology* **20**, (1991).
- [4] S. Gond, A. Bourdier, Implosion de Cibles Laser Magnétisées: Influence de la Limitation du Flux Thermique, *C. R. Acad. Sci. Paris, Série IV* (2000).
- [5] A. Hasegawa and al., Magnetically Insulated and Inertially Confined Fusion - MICF, *Nucl. Fusion* **28**, 3 (1988).
- [6] R.C. Kirkpatrick, An Overview of Design Space for Small Fusion Targets, *Nucl. Fusion* **19**, 1 (1979).
- [7] E. Berthier, Rapport interne au CEA (1979).
- [8] F. Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, McGraw-Hill International Editions, Auckland (1985).
- [9] J.J. Duderstadt and G.A. Moses, *Inertial Confinement Fusion* (John Wiley, New York, 1982).
- [10] G.S. Fraley and al., Thermonuclear burn characteristics of compressed deuterium-tritium microspheres, *Phys. Fluids* **17**, 2 (1974).
- [11] D.L. Galbraith, T. Kammash, The Dynamic Behavior of a Mirror Fusion Reactor, Rep. EPRI-ER-521, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA (1978).
- [12] M.S. Chu, Thermonuclear Reaction Waves at High Densities, *The Physics of Fluids* **15**, 3 (1972).
- [13] H. Takabe and al., Requirement of uniformity for fuel ignition and uniformity in high neutron yield implosion, *Laser and Particle Beams* **7**, 2 (1989).
- [14] P. Gaume, Ralentissement d'un ion suprathermique dans un plasma thermonucléaire, Tome 1, Rapport interne au CEA.
- [15] G.B. Rybicki, A.P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley, New York (1979).
- [16] D.P. Kilcrease, R.C. Kirkpatrick, Magnetized Fuel Inertial Confinement Fusion, *Nucl. Fusion* **23**, 8 (1988).
- [17] Y.T. Lee, R.M. More, An Electron Conductivity Model for Dense Plasmas, *Phys. Fluids* **27**, 5 (1984).
- [18] L. Spitzer, *Physique des Gaz Complètement Ionisés*, Dunod (1959).
- [19] S.I. Braginskii, Transport Processes in a Plasma, *Reviews of Plasma Physics* **1**, Consultants Bureau, New York (1965).

- [20] R.E. Marshak, Effect of Radiation on Shock Wave Behavior, *Phys. Fluids* **1**, 1 (1958).
- [21] R.D. Jones, W.C. Mead, The Physics of Burn in Magnetized Deuterium-Tritium Plasmas, *Nucl. Fusion* **26**, 2 (1986).
- [22] G. Schmidt, *Physics of High Temperature Plasmas*, Academic Press, New York (1979).
- [23] N.A. Krall, A.W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics*, San Francisco Press, Inc., San Francisco (1986).
- [24] D.W. Forslund, J.U. Brackbill, Magnetic-Field-Induced Surface Transport on Laser Irradiated Foils, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1614 (1982).
- [25] A. Bourdier and S. Gond, Dynamics of a charged particle in a circularly polarized traveling electromagnetic wave, *Phys. Rev. E* **62**, 3 (2000).
- [26] A. Bourdier and S. Gond, Dynamics of a charged particle in a linearly polarized traveling electromagnetic wave, *Phys. Rev. E* **63**, 036609 (2001).