



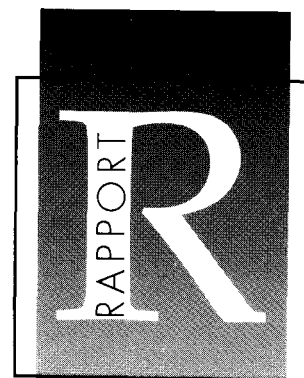
MIRO V4.0 : FICHES DE CAS

par

***Olivier MORICE, Philippe DONNAT, Catherine TREIMANY,
Thierry PORCHER, Xavier RIBEYRE, Gérard GALLICE,
Didier NASSET, Nicolas L'HULLIER, Vincent RIVOIRE.***

DIRECTION DES APPLICATIONS MILITAIRES
DÉPARTEMENT LASER PUISSANCE
SERVICE CONCEPTION ET PHYSIQUE DU LASER

CEA / CESTA



RAPPORT CEA-R-5922 –Olivier MORICE, Philippe DONNAT, Catherine TREIMANY, Thierry PORCHER, Xavier RIBEYRE, Gérard GALLICE, Didier NASSET, Nicolas L'HULLIER, Vincent RIVOIRE

« MIRÓ V4.0 : FICHES DE CAS »

Sommaire - Ce document contient une liste d'exemples relatifs à l'utilisation du code *Miró*. Il est destiné à servir à la fois de tutoriel et de base de cas test servant à la non régression du code. Les rédacteurs de ce manuel se sont efforcés de couvrir de façon la plus exhaustive possible les fonctionnalités de *Miró*, notamment au niveau des modèles physiques.

2000 – Commissariat à l'Energie Atomique - France

RAPPORT CEA-R-5922 – Olivier MORICE, Philippe DONNAT, Catherine TREIMANY, Thierry PORCHER, Xavier RIBEYRE, Gérard GALLICE, Didier NASSET, Nicolas L'HULLIER, Vincent RIVOIRE

“MIRÓ V4.0 : EXAMPLE BOOK”

Summary -This manual presents an ensemble of examples related to the use of the *Miró* code. It can be used for leaning how to perform simulations with *Miró*. Furthermore the presented examples are used for checking that new routines added in *Miró* do not perturb the efficiency of the older ones. In that purpose most of the capabilities of *Miró* are covered by the examples.

2000 – Commissariat à l'Energie Atomique - France

- Rapport CEA-R-5922 -

CEA CESTA
Direction des Applications Militaires
Département Laser Puissance
Service Conception et Physique du Laser

MIRO V4.0 :
FICHES DE CAS

par

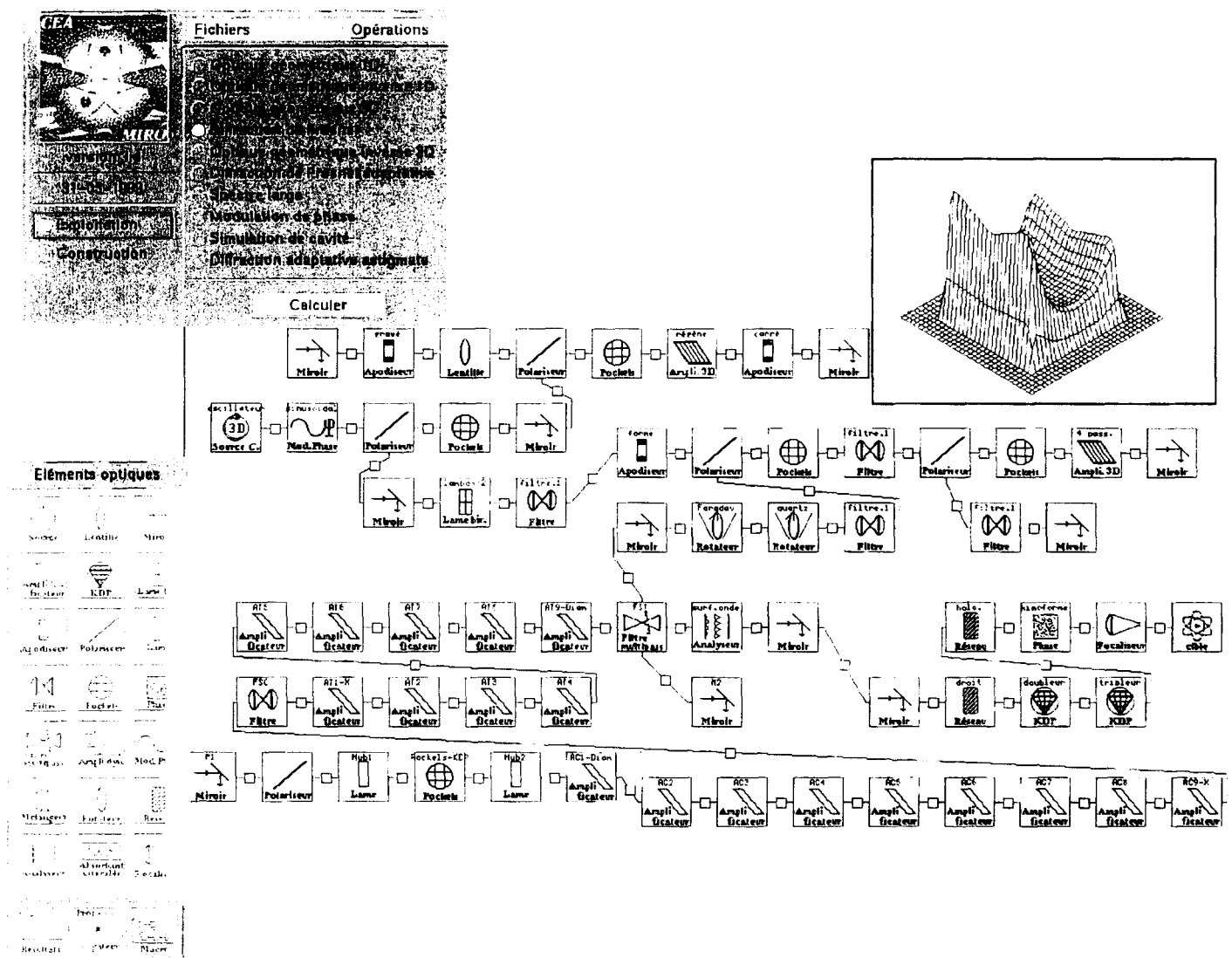
Olivier MORICE, Philippe DONNAT, Catherine TREIMANY, Thierry PORCHER,
Xavier RIBEYRE, Gérard GALLICE, Didier NASSET, Nicolas L'HULLIER, Vincent RIVOIRE

- Juillet 2000 -

**PLEASE BE AWARE THAT
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT
WERE ORIGINALLY BLANK**

MIRÓ V4.0

Vol. 4 : Fiches de cas



Ph. Donnat, Th. Porcher, C. Treimany (DCSA/MLS)
 O. Morice, X. Ribeyre (DLP/SCSL)
 D. Nassiet, G. Gallice (DEV/SIS)
 V. Rivoire, N. L'hullier (CISI)

Résumé : Ce document contient une liste d'exemples relatifs à l'utilisation du code *Miró*. Il est destiné à servir à la fois de tutoriel et de base de cas test servant à la non régression du code. Les rédacteurs de ce manuel se sont efforcés de couvrir de façon la plus exhaustive possible les fonctionnalités de *Miró*, notamment au niveau des modèles physiques.

LE GUIDE utilisateur & manuel de référence du logiciel *Miró* V1.0 [1] contient un ensemble de cas tests qui ont servi à la première recette du code. Les développements et les améliorations du code qui ont conduit à figer une version V2.0 [2], une version V3.0 [3] puis une version 4.0 [4] ont nécessité de multiplier les cas tests qu'ils soient unitaires ou composés. La mise sur document de ces tests nous apparaît nécessaire pour trois raisons essentielles :

- procéder à des tests de non régression pour les prochaines versions du code (notamment au moyen d'une routine automatique comparant les résultats de chaque cas test avec ceux obtenus pour une version antérieure) ;
- garantir les fonctionnalités du code ;
- donner un certain nombre d'exemples aux utilisateurs afin d'illustrer les possibilités et les limites de l'utilisation de *Miró*.

Le volume de ces cas tests s'accroissant, il a été choisi de les mettre dans un document séparé du guide utilisateur. Par ailleurs l'ensemble des jeux de données, résultats et compte-rendus de simulation sont archivés de façon à pouvoir établir rapidement des comparatifs.

Le document se divise en deux parties : les cas tests unitaires sur chacun des composants et les cas composés pour valider les effets combinés de la propagation et des différentes interactions. Pour chaque cas, le même plan est grosso-modo reproduit :

- **Objectif** : donner le concept optique ou informatique testé ;
- **Schéma** : donner la représentation de la construction des composants dans la feuille graphique de *Miró* ;
- **Données** : donner les paramètres des différents composants (seuls sont spécifiés les paramètres différents des valeurs par défaut de *Miró* pour le composant ; par ailleurs les composants « propagateur » ne sont explicitement mentionnés que si l'un de leurs paramètres diffère de sa valeur par défaut) ;
- **Interprétation** : donner les résultats du calcul *Miró* et comparer si possible avec une solution analytique. Les courbes présentées sont obtenues par le logiciel *Gnuplot* pour faciliter une intégration dans le texte (directement sous \LaTeX).

En général, la durée des calculs *Miró* correspondant aux exemples de ce manuel ne dépasse pas quelques secondes sur une station de travail de type SUN Ultra. Il existe quelques exceptions cependant, qui sont signalées explicitement.

Dans cette édition, la liste des cas tente d'être exhaustive mais elle est loin d'être fermée. Les propositions des utilisateurs seront bienvenues (miro@bordeaux cea fr).

Chapitre I

Tests Unitaires

1. Amplificateur

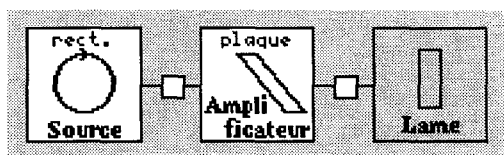
a) Objectif

Le but de ce calcul est de vérifier l'amplification saturée de Frantz et Nodvik. On considère la propagation d'un faisceau de profil uniforme dans un amplificateur plaque dont le gain $G(x,y)$ est linéaire en y . La fluence en sortie de plaque F_{sortie} s'exprime en fonction de la fluence d'entrée $F_{\text{entrée}}$ pour un composant sous incidence normale par la formule :

$$F_{\text{sortie}}(x,y) = F_{\text{sat}} \ln \left\{ 1 + G(x,y) \left[\exp \left(\frac{F_{\text{entrée}}}{F_{\text{sat}}} \right) - 1 \right] \right\}, \quad (\text{I.1})$$

où F_{sat} est la fluence de saturation de la plaque.

b) Schéma



c) Données

1- Source rectangulaire	Énergie	5.10^3 J
	Largeur	4 m
	Hauteur	4 m
	Exposant spatial en X	400
	Exposant spatial en Y	400
3- Amplificateur plaque	Épaisseur	$3,363.10^{-2} \text{ m}$
	Indice de réfraction	1,522
	Transmission face d'entrée	1
	Transmission face de sortie	1
	Normale theta	0°
	Fluence de saturation	10^4 J/m^2
	Gain	gain.lin
	Hauteur	2 m
	Largeur	2 m
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	X	0 m ; 1 m ; 1
	Y	-1 m ; 1 m ; 200

Le fichier `gain.lin`¹ est un profil linéaire de gain. Il est possible de le remplacer par l'expression analytique $1+499.5*(y+1)$.

d) Interprétation

En optique géométrique 3D, la différence entre la valeur de la fluence calculée sous *Mathematica* et celle obtenue par *Miró* est du bruit numérique. Les formules sont en fait

1. Il a la forme suivante (« | » signifie un passage à la ligne) :

2 2 2 1. 1. 1. 0 | X= -1. 1. | Y= -1 | 1. 1. | Y= 1. | 1.e3 1.e3

strictement identiques. Sur ce type de cas test pour les amplificateurs, des différences apparaissent uniquement en cas de multi-passages et pour une pupille (ou boîte) de calcul différente de la pupille de l'amplificateur. Dans ce cas les points d'échantillonnage du gain sont différents de ceux du faisceau et une interpolation est effectuée entre les deux. Le choix de l'interpolation temporelle ne joue pas sur la fluence totale de sortie de chaîne mais uniquement sur la répartition entre les différentes intensités.

En optique géométrique 1D, la fluence d'entrée du faisceau est de $3,125 \cdot 10^2 \text{ J.m}^{-2}$, la valeur analytique et celle donnée par *Miró* en fin de chaîne sont identiques :

$$\text{analytique : } F_{\text{sortie}} = 2,826\,58 \cdot 10^4 \quad \text{Miró : } F_{\text{sortie}} = 2,826\,58 \cdot 10^4.$$

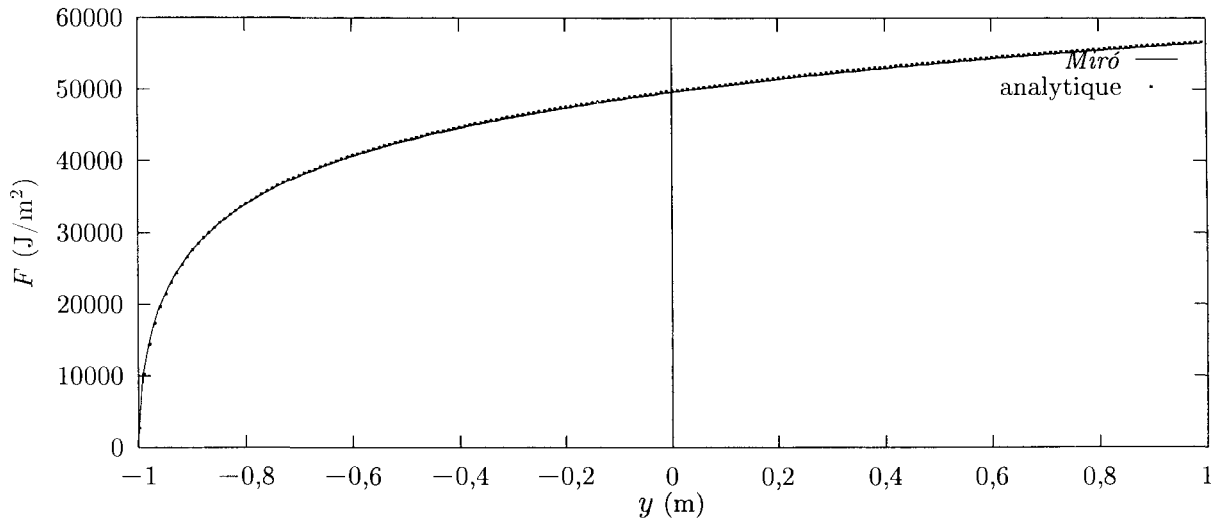


FIG. I.1 – *Fluence analytique en trait continu et calculée en pointillés.*

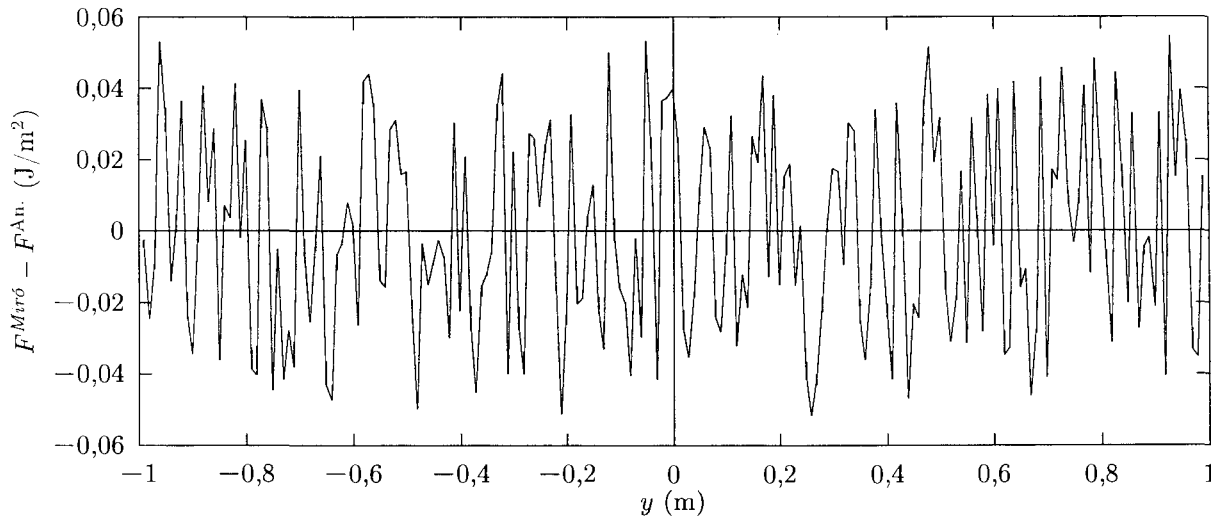


FIG. I.2 – *Différence absolue entre la fluence analytique et celle calculée.*

2. Amplification en spectre large

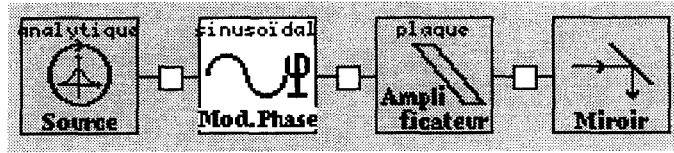
a) Objectif

Ce cas test vise à valider le module d'amplification spectre large de *Miró*. Pour ce faire, nous effectuons des comparaisons avec le modèle analytique de Frantz et Nodvik dans certaines configurations où un tel test est possible (faisceau monochromatique, à résonance ou hors résonance). Nous effectuons également le test pour un faisceau à spectre large, modulé en phase. Dans ce cas le test n'est que qualitatif.

Lors des simulations spectre large, la principale limitation provient de la quantité de mémoire requise, essentiellement en raison de la discrétisation temporelle nécessaire. Il est toutefois possible d'économiser de la mémoire en ne traitant qu'une tranche temporelle de l'impulsion, à condition de connaître l'état des amplificateurs pendant le passage de l'impulsion. L'exemple que nous fournissons au paragraphe I.2.f montrera à l'utilisateur comment procéder.

Pour tous ces exemples nous nous plaçons dans le cas d'un amplificateur de fort gain, en double passage et dans un régime fortement saturant. De cette façon nous pouvons mettre en évidence simultanément des effets de saturation et des effets de spectre large.

b) Schéma



c) Données

Nous considérons successivement les 3 situations suivantes :

- (a) modèle de spectre étroit (Frantz et Nodvik) ;
- (b) résolution en spectre large pour une impulsion monochromatique résonnante ;
- (c) résolution en spectre large pour une impulsion monochromatique hors résonance. Si $\Delta\omega$ est l'écart à la pulsation résonnante, alors on peut compenser cet écart en corrigeant les paramètres de l'amplification (gain G et fluence de saturation F_{sat}) de la façon suivante :

$$G \rightarrow G^{1+\Delta\omega^2 T_2^2} \quad (I.2.a)$$

$$F_{\text{sat}} \rightarrow F_{\text{sat}} / (1 + \Delta\omega^2 T_2^2) . \quad (I.2.b)$$

Dans l'exemple nous prenons $|\Delta\omega T_2| = 1$ (T_2 désigne le temps de cohérence de la raie).

On s'attend à ce que les trois cas fournissent le même résultat. Notons que pour ces trois exemples nous ne faisons pas « fonctionner » le modulateur de phase (épaisseur nulle pour le composant).

0- Source analytique	Énergie Expression de l'intensité $I(x,y,t)$ Expression de la phase	0 J Voir expression jointe 0 (a,b) $1e13*t$ (c)
1- Modulateur sinusoïdal	Épaisseur Profondeur de modulation Fréquence de modulation	0 m 10 rad 170 GHz
2- Amplificateur « plaque »	Indice non linéaire Transmission face d'entrée Transmission face de sortie Normale theta Dispersion des vitesses de groupe Fluence de saturation Gain Discretisation des gains suivant X Discretisation des gains suivant Y Temps de cohérence de la raie	0 1 1 0° 0 s ² /m $4,52.10^4$ J/m ² (a,b) $2,26.10^4$ J/m ² (c) 3 (a,b) 9 (c) 0 0 100 fs
3- Miroir	Coefficient de réflexion Normale theta	1 180°
Paramètres	Optique géométrique 3D (a) Spectre large (b,c) Temps X Y Déphasage maximal du pas fractionnaire Nombre maximal d'itérations Nombre de pixels de recouvrement	 -5. 10 ⁻¹¹ s ; 5. 10 ⁻¹¹ s ; 1 024 -0,25 m ; 0,25 m ; 1 -0,25 m ; 0,25 m ; 1 0,01 100 20

Expression analytique à fournir pour l'intensité :

$$(\exp(-(t*2*(\log(2))^{0.05/8e-11})^{20}))*1.261e14/0.25$$

d) Interprétation

Sur les figures I.3 et I.4 nous comparons le résultat obtenu par le modèle de Frantz et Nodvik (optique géométrique 3D), et le résultat obtenu par le mode spectre large dans le cas résonnant et dans le cas non résonnant. On trouve une différence de l'ordre du pour-cent, comparable à la précision que nous avons demandée pour effectuer le calcul en spectre large (10^{-2}). La courbe de différence absolue dans le cas résonnant est intéressante, car elle met en évidence le positionnement des fenêtres temporelles utilisées pour la résolution en spectre large.

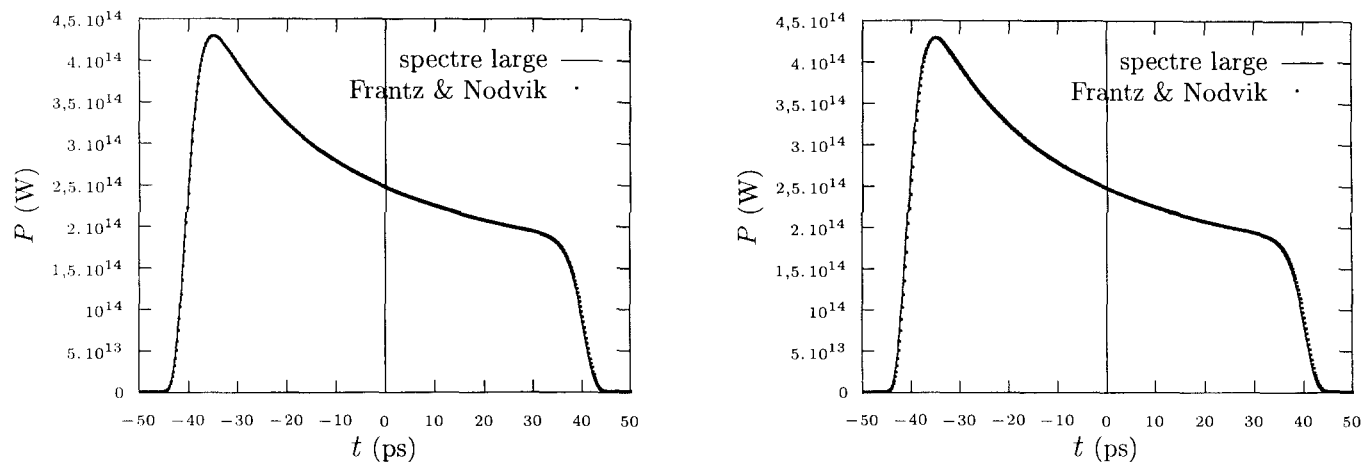


FIG. I.3 – À gauche, courbe amplifiée (après deux passages dans l'amplificateur) par un calcul spectre large à résonance (en trait plein), et par le modèle Frantz et Nodvik (en pointillés). À droite, calcul spectre large hors résonance et Frantz-Nodvik.

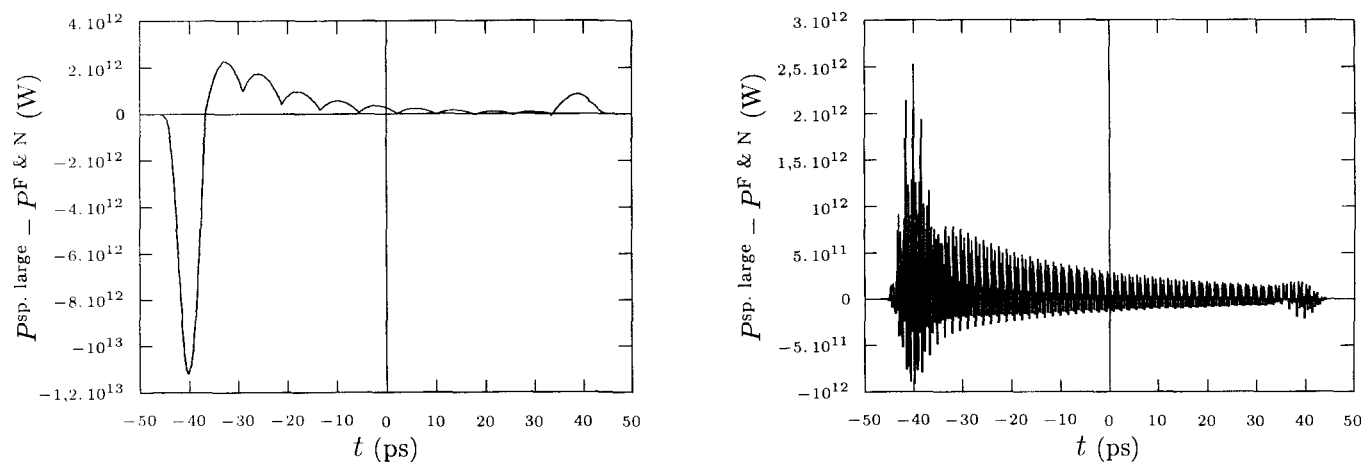


FIG. I.4 – À gauche, différence absolue entre la courbe spectre large et la courbe Frantz et Nodvik, à résonance. À droite, la même chose hors résonance.

e) Cas où l'impulsion est modulée en phase

Nous mettons maintenant « en route » le modulateur de phase, c'est-à dire que par rapport au cas (b) du paragraphe précédent nous effectuons la modification présentée dans le tableau *infra*¹. Notons que ce cas test est uniquement qualitatif.

1- Modulateur sinusoïdal (pour mémoire)	Épaisseur	1 μm
	Profondeur de modulation	10 rad
	Fréquence de modulation	170 GHz

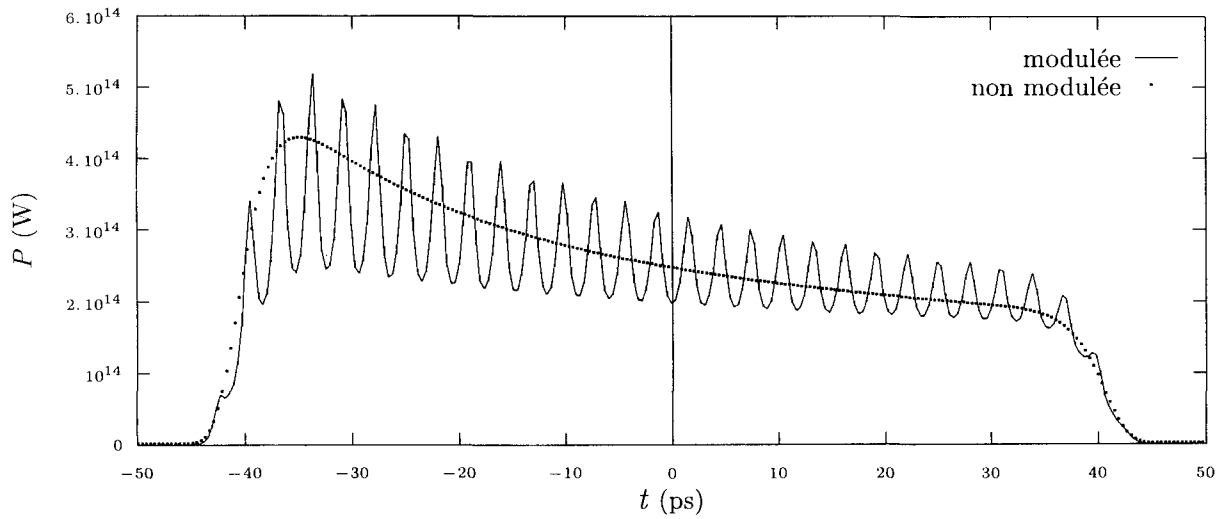


FIG. I.5 – Amplification spectre large d'une impulsion initialement modulée sinusoïdalement en phase. Puissance obtenue en spectre large (en trait plein) et en spectre étroit (en pointillés).

La figure I.5 présente la courbe de puissance de l'impulsion amplifiée (en spectre large) compte tenu de la modulation. On constate globalement une légère perte d'énergie (20,730 kJ au lieu de 21,805 kJ) et une très forte modulation d'amplitude sur le champ amplifié (à la fréquence double de la fréquence de modulation). À titre d'information nous fournissons aussi la courbe obtenue par le modèle de Frantz et Nodvik c'est-à dire ne tenant pas compte de la modulation de phase. Lorsque l'amplificateur ne sature pas la courbe spectre étroit doit coïncider avec les *maxima* de la courbe spectre large. Par contre la saturation intervient plus rapidement en spectre étroit qu'en spectre large. À la limite d'une très forte saturation on doit obtenir la même énergie en spectre large et en spectre étroit. C'est ce que l'on observe qualitativement sur la courbe.

f) Stockage des gains au cours de l'amplification ; application à la discrétisation temporelle partielle d'une impulsion

Les simulations spectre large nécessitent beaucoup de pas de temps : de 1 024 (pour une impulsion de l'ordre de 100 ps) à 65 536 pour une impulsion type Mégajoules, de durée

1. Signalons que les paramètres de la modulation (10 rad de profondeur à la fréquence de 170 GHz) sont très exagérés par rapport à ceux du lissage LDS (SSD) sur le laser Mégajoules.

10 ns. Compte tenu des mémoires actuellement disponibles sur la plupart des machines ces exigences sont incompatibles avec une discrétisation spatiale (même très grossière) de l'impulsion.

Une solution pour contourner ce problème consiste à ne traiter qu'une tranche temporelle de l'impulsion (inférieure à 100 ps). Toutefois, on est gêné par la saturation des amplificateurs, plus précisément par le fait que le gain évolue sur des durées comparables à la durée de l'impulsion (1 ns). *Miró* offre une solution partielle à ce problème : le stockage des gains au cours du passage de l'impulsion. Concrètement, l'utilisateur pourra procéder en deux étapes : tout d'abord, il discrétisera entièrement son impulsion en temps, avec la précision requise pour le spectre large, mais il ne retiendra qu'un seul pixel spatial. Les gains des amplificateurs prendront une valeur scalaire, par exemple la moyenne du profil de gain mesuré ou calculé par les codes de pompage. Au cours de cette simulation, on stockera les gains résiduels dans des fichiers ASCII, à un instant donné t_s du profil temporel de l'impulsion. Cet instant peut par exemple correspondre au pic principal du profil temporel.

Dans un deuxième temps, on se restreindra à une tranche temporelle de l'impulsion commençant à l'instant t_s (avec par exemple 128 pas de temps). Cette nouvelle simulation lira à chaque passage les fichiers de gain résiduel enregistrés lors de la simulation précédente. Ceci permettra donc de tenir compte de la saturation « à long terme » des amplificateurs. Comme nous utilisons moins de pas de temps, nous pourrions maintenant discrétiser l'une des dimensions spatiales, voire les deux sur une machine très puissante. Nous pourrions donc modéliser des effets spatio-temporels comme le chromatisme latéral induit par un prisme ou un réseau, ou encore l'autofocalisation pour un faisceau spatialement incohérent. La seule restriction apportée par la méthode est la suivante : comme la première étape ne comprenait qu'un seul pas d'espace, il n'est pas possible de tenir compte des profils de gain des amplificateurs¹.

Dans ce cas test nous nous contentons de tester la validité de cette méthode. Nous vérifions que lors de la deuxième étape l'amplification est la même que lors de la première. Nous ne choisissons donc qu'un seul pas d'espace pour la deuxième étape (comme pour la première).

Pour effectuer le cas test on part de l'exemple précédent (amplification spectre large d'un faisceau modulé en phase, § I.2.e), et l'on effectue pour la première étape les modi-

1. Remarque : la routine d'amplification spectre large à été conçue à une époque où le choix du lissage par fibre sur le Mégajoules semblait le plus probable. Finalement c'est le LDS (SSD) qui a été retenu et la routine ne lui est pas adaptée de façon optimale. En effet, en lissage LDS l'évolution des gains par saturation est peu affectée par la largeur de bande. Pour effectuer un calcul spectre large sur une tranche temporelle, dans le cas où la tranche n'est pas située à la fin de l'impulsion, on aurait tout intérêt à évaluer les gains résiduels à l'instant correspondant à cette tranche par un calcul préalable en spectre étroit (qui permettrait de prendre en compte le profil spatial avec peu de mémoire). Malheureusement ceci n'est pas possible dans la version actuelle de *Miró*.

En attendant une évolution du code, nous suggérons la solution suivante : calculer en spectre étroit l'amplification sur trois passages (pendant lesquels il y a peu de saturation), puis — grâce à un apodiseur fichier utilisé avec une formule analytique — supprimer la fin du profil temporel de l'impulsion. Les fichiers de gains résiduels ainsi obtenus pourront être réutilisés pour le calcul en spectre large.

fications suivantes :

2- Amplificateur plaque	Délai de stockage des gains	-20 ps
	Fichier de stockage des gains	g

Pour la deuxième étape on repart du cas test du paragraphe I.2.e et l'on effectue les changements suivants

2- Amplificateur plaque	Gain	g+
	Fichier de stockage des gains	(pas de nom)
Paramètres	Temps	$-2 \cdot 10^{-11}$ s ; -10^{-11} s ; 128

La figure I.6 présente le résultat : en pointillés le résultat de la première étape (analogue au paragraphe I.2.e, mais dont nous n'avons retenu qu'une portion), et en continu le résultat de la deuxième étape utilisant les gains stockés. On trouve que l'accord est excellent, sauf sur les premiers pixels de la simulation où l'on observe des effets de bord.

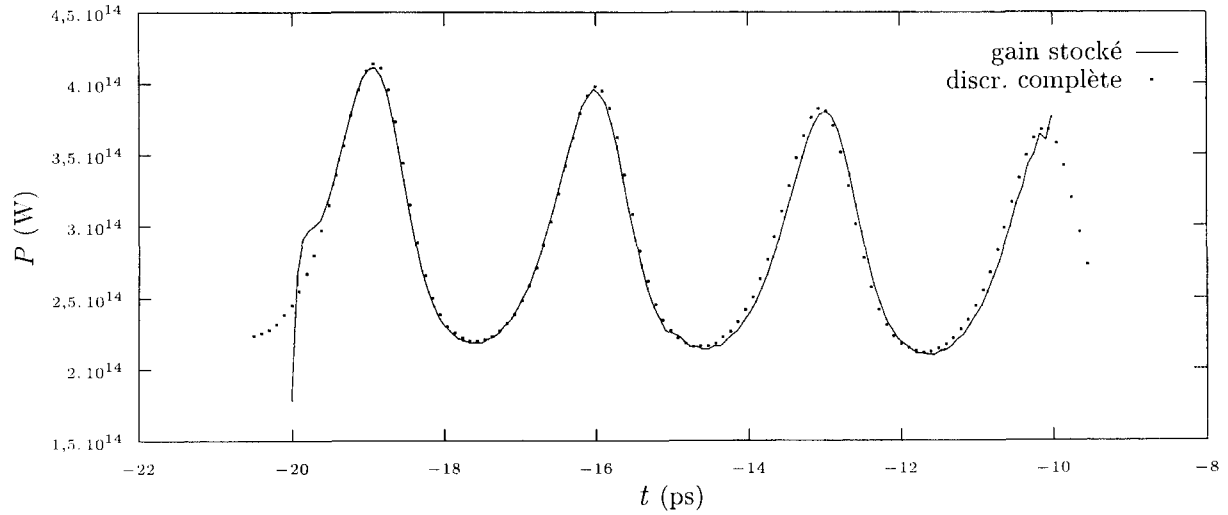


FIG. I.6 – Puissance obtenue en ne simulant qu'une tranche temporelle et en utilisant des fichiers de gain résiduel à un temps intermédiaire. En pointillés, simulation de référence où l'ensemble de l'impulsion est discrétisée.

3. Amplification avec dérive de fréquence : modèle « Frantz & Nodvik modifié »

a) Objectif

L'objectif est de tester la routine d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence basée sur la formule de Frantz et Nodvik. Bien que non justifiable analytiquement lorsqu'il y a de la saturation cette formule fournit des résultats corrects à quelques pour-cent près, même en cas de très forte saturation. C'est ce que nous allons tester ici dans une configuration multipassages, en comparant le résultat avec celui obtenu par le mode « spectre large ».

Nous rappelons que les formules d'amplification de Frantz et Nodvik modifiée s'écrit

$$I(z,t) = I_0(t) \frac{e^{\tilde{F}(0,t)/F_{\text{sat}}} \tilde{G}(z,t)}{1 + (e^{\tilde{F}(0,t)/F_{\text{sat}}} - 1) \tilde{G}(z,t)}, \quad (\text{I.3})$$

où nous définissons la fluence effective par

$$\tilde{F}(z,t) = \int_{-\infty}^t \frac{I(z,t')}{1 + T_2^2(\omega_L + \varpi(t') - \omega_A)^2} dt', \quad (\text{I.4})$$

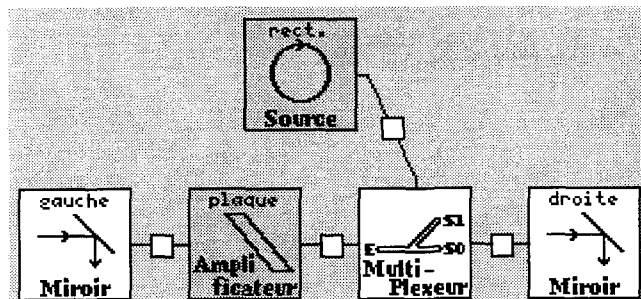
avec $\varpi(t) = 2bt$ (b étant la dérive de fréquence du faisceau), T_2 , ω_A et ω_L étant respectivement le temps de cohérence de la raie d'amplification, la longueur d'onde d'amplification et la longueur d'onde du laser. Le gain effectif \tilde{G} est défini à l'instant t par :

$$\tilde{G}(z,t) = G(z,0) [1 + T_2^2(\omega_L + \varpi(t) - \omega_A)^2]^{-1}, \quad (\text{I.5})$$

G désignant le gain petit signal pour une impulsion monochromatique. Le gain résiduel après un passage est quant-à lui donné par

$$\bar{g}(z,\infty) = \bar{g}_0(z) e^{-\tilde{F}(z,t)/F_{\text{sat}}}. \quad (\text{I.6})$$

b) Schéma



c) Données

0- Source rectangulaire	Normale theta	180°
	Énergie	10 μ J
	Dérive de fréquence	0 s ⁻² (a) 4. 10 ²¹ s ⁻² (b, c)
	Durée	1 ns
1- Multiplexeur	Scénario	3*0 1
2- Miroir	Nom de l'élément	gauche
	Coefficient de réflexion	1
3- Amplificateur « plaque »	Épaisseur	4 cm
	Indice de réfraction	1,505
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Transmission face d'entrée	1
	Transmission face de sortie	1
	Normale theta	0°
	Fluence de saturation	4,52. 10 ⁴ J/m ²
	Gain	1 000
4- Miroir	Nom de l'élément	droite
	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	180°
Paramètres	Diffraction de Fresnel (a,b)	
	Spectre large (c)	
	Temps	-2. 10 ⁻⁹ s ; 2. 10 ⁻⁹ s ; 256 (a,b) -2. 10 ⁻⁹ s ; 2. 10 ⁻⁹ s ; 16 384 (c)
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 1
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 1
	Nombre de pixels de recouvrement	200 (c)

Le cas (a) est une amplification de référence en spectre étroit. Le cas (b) est un calcul par Frantz & Nodvik modifié. Enfin le cas (c) est un calcul en spectre large.

d) Interprétation

La figure (I.7) présente les résultats obtenus. On constate que l'effet du rétrécissement spectral par le gain se fait fortement sentir dans les cas (b) et (c) où l'impulsion est à dérive de fréquence. L'impulsion est donc beaucoup plus courte. Par contre, la saturation est tellement forte que l'énergie est du même ordre dans les trois cas¹. On observe donc une puissance crête plus forte pour des impulsions à dérive de fréquence. Une telle propriété ne pourrait pas être observée dans un régime sans saturation (la puissance crête serait alors la même).

On observe en outre une petite différence entre les résultats (b) et (c), due à la différence de modèle. Cette différence est négligeable en régime linéaire et croît avec la saturation, comme le montre la table I.1 qui compare les énergies. C'est le cas (c) en spectre large qui utilise la méthode la plus rigoureuse, donc qui est le plus exact. Toutefois, le temps de calcul est aussi considérablement plus long (18 min sur un processeur DEC à 400 MHz). La courbe du cas (c) est également bruitée, ce qui est dû au fenêtrage de l'impulsion dans le calcul d'amplification spectre large saturée. On peut limiter cet effet

1. L'énergie finale est donnée dans la dernière colonne du tableau I.1 dans les cas (b) et (c). Pour le cas (a) l'énergie finale vaut 69,532 20 kJ.

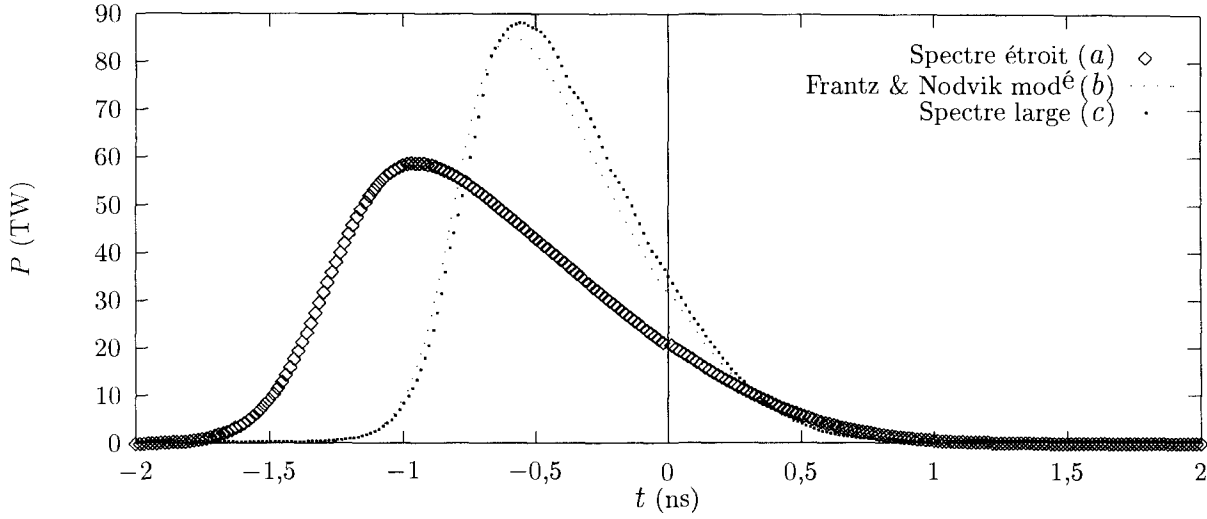


FIG. I.7 – Comparaison des résultats obtenus en spectre étroit (a), par le modèle Frantz & Nodvik modé (b) et en spectre large (c), après 4 passages dans l'amplificateur.

TAB. I.1 – Comparaison des énergies dans les cas (b) et (c), après chaque passage dans l'amplificateur¹.

Passage	1	2	3	4
Énergie (b)	8,526 560 mJ	7,535 050 J	5,510 600 kJ	67,619 40
Énergie (c)	8,526 130 mJ	7,534 330 J	5,329 780 kJ	65,340 50
E^b/E^c	1,000 050	1,000 095	1,033 926	1,034 877

Nous rappelons que dans *Miró* les diagnostics sont établis à l'entrée de chaque composant. Les passages 1 à 3 correspondent donc respectivement à des diagnostics sur l'amplificateur pour des numéros de passage 2 à 4 ; le passage 4 est un diagnostic sur la source au 2^e passage.

en augmentant la précision du calcul (déphasage maximal du pas fractionnaire) ainsi que le recouvrement des fenêtres temporelles, mais ceci aurait pour effet d'augmenter encore le temps de calcul.

4. Amplificateur « dynamique »

a) Objectif

Le but de ce calcul est de tester le composant « amplificateur dynamique », qui évalue l'amplification d'un faisceau laser en tenant compte de la désexcitation du niveau quantique inférieur. Soient τ_{inf} la durée de vie de ce niveau inférieur, et T la durée de l'impulsion. Le composant « amplificateur dynamique » fournit le même résultat que le composant « amplificateur » dans deux cas de figure :

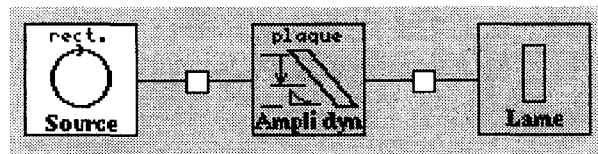
- lorsque $T \gg \tau_{\text{inf}}$, en prenant les mêmes paramètres ;
- lorsque $T \ll \tau_{\text{inf}}$, avec

$$F_{\text{sat}}^{\text{ampl. dyna}} = 2F_{\text{sat}}^{\text{ampli}},$$

$F_{\text{sat}}^{\text{ampl. dyna}}$ et $F_{\text{sat}}^{\text{ampli}}$ étant respectivement les fluences de saturation de l'amplificateur dynamique et de l'amplificateur.

Ce calcul reprend donc le schéma et les paramètres du cas test de l'amplificateur (§ I.1), à la fluence de saturation près.

b) Schéma



c) Données

1- Source rectangulaire	Énergie Largeur Hauteur Durée Exposant temporel Exposant spatial en X Exposant spatial en Y	5.10^3 J 4 m 4 m 10^{-11} s (a), 10^{-7} s (b) 200 400 400
3- Amplificateur « dynamique » plaque	Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Transmission face d'entrée Transmission face de sortie Normale theta Fluence de saturation Gain Hauteur Largeur	$3,363.10^{-2}$ m 1,522 $0 \text{ m}^2/\text{W}$ 1 1 0° 2.10^4 J/m^2 (a), 10^4 J/m^2 (b) gain.lin 2 m 2 m
Paramètres	Optique géométrique 3D Temps X Y	0 s ; 10^{-11} s (a) ou 10^{-7} s (b) ; 1 0 m ; 1 m ; 1 -1 m ; 1 m ; 200

Le fichier `gain.lin` est le même que pour le cas test du composant « amplificateur » (p. 6). Il y a deux cas tests (a) et (b) qui diffèrent au niveau de la durée de la source, de l'intervalle temporel de discrétisation et de la fluence de saturation de l'amplificateur.

d) *Interprétation*

Dans les deux cas de figure cités ci-dessus, les différences entre amplificateur et amplificateur dynamique sont minimales. Elles sont dues au fait que l'infiniment petit considéré (T/τ_{inf} ou τ_{inf}/T selon le cas) n'est pas rigoureusement nul.

En optique géométrique 1D, la fluence d'entrée est $31,25 \text{ J/m}^2$. Les fluences de sortie sont les suivantes :

- amplificateur « dynamique », $T = 10 \text{ ps}$: $F_{\text{sor}} = 2,826\,240 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$;
- amplificateur « dynamique », $T = 10 \text{ } \mu\text{s}$: $F_{\text{sor}} = 2,805\,170 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$;
- amplificateur ordinaire (rappel), $T = 10 \text{ ps}$: $F_{\text{sor}} = 2,826\,58 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$.

Les résultats obtenus en optique géométrique 3D sont représentés sur les figures I.8 et I.9. La différence relative de X et Y est $(X - Y)/|X + Y|$.

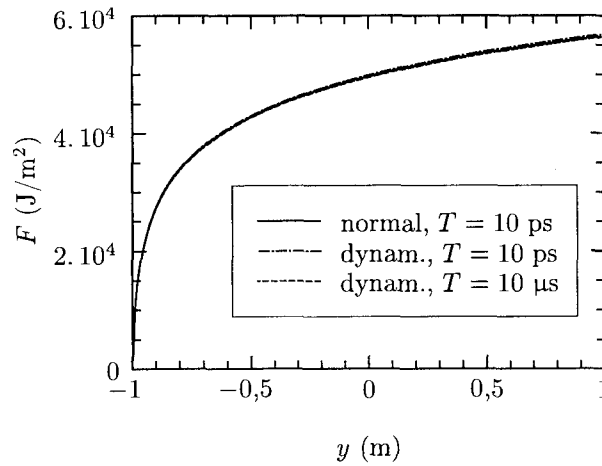


FIG. I.8 – *Fluence comparée entre l'amplificateur dynamique et l'amplificateur ordinaire*

Remarque : lorsque l'on effectue une comparaison entre le calcul inverse et le calcul direct sur l'amplificateur dynamique, sans se placer dans un cas où le résultat peut être retrouvé avec Frantz et Nodvik, on trouve que l'accord n'est pas excellent (quelques pourcent d'écart). Ceci prouve que la méthode consistant à remplacer la fluence de saturation par une fluence de saturation équivalente (*i.e.* la méthode qui est choisie en calcul inverse) n'est pas tout à fait correcte.

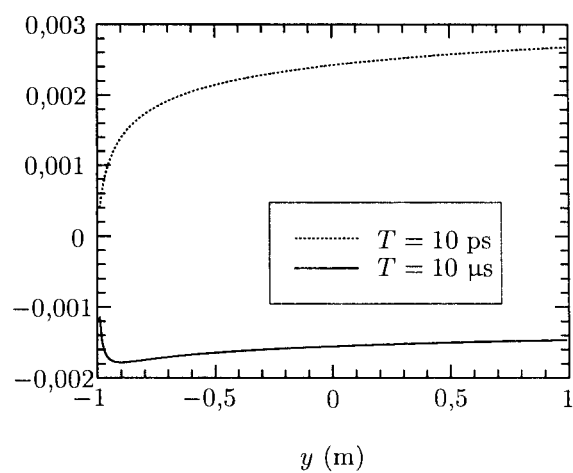


FIG. I.9 – Différence relative des fluences entre l'amplificateur dynamique et l'amplificateur ordinaire, pour le cas (a) (pointillés) et le cas (b) (trait continu).

5. Amplificateur « dynamique » : caractérisation du composant

Amplification d'une impulsion à prépalier

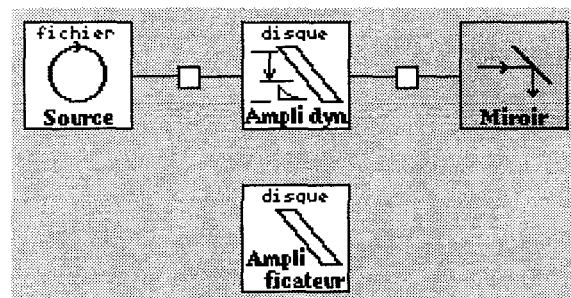
Le composant « amplificateur dynamique » de *Miró* permet de tenir compte de la durée de vie du niveau inférieur de la transition laser. Plutôt que d'utiliser ce composant toutefois, il est généralement admis que l'on peut utiliser l'amplificateur ordinaire (formule de Frantz et Nodvik) en corrigeant la valeur de la fluence de saturation. Le but de ce paragraphe est de fournir des informations relatives à la validité de ce remplacement.

a) Objectif

Le raisonnement qualitatif montrant qu'il est possible d'utiliser la formule de Frantz et Nodvik en corrigeant la fluence de saturation fait l'hypothèse que la forme temporelle de l'impulsion est carrée. Dans cet exemple au contraire, l'impulsion ne sera pas carrée, mais constituée de deux pas de temps : un premier pas de temps de durée 10 ns, suivi d'un second de durée 50 ps, les deux pas ayant la même énergie. La durée du premier pas est très supérieure à celle du niveau inférieur de la transition laser, tandis que celle du second pas lui est très inférieure. Par conséquent, si l'on applique Frantz et Nodvik, il faudrait ne pas corriger la fluence de saturation pour le premier pas de temps, et la diviser par deux pour le second. On s'attend donc à ne jamais obtenir la bonne fluence de saturation pour les deux pas de temps, quelle que soit la fluence de saturation équivalente choisie.

b) Schéma

Le cas test consiste à relier les propageurs soit à l'amplificateur « dynamique » (voie du haut), soit à l'amplificateur ordinaire (voie du bas), et à comparer les résultats.



c) Données

0- Source fichier	Énergie Section Fichier temporel source	10 kJ $1,6 \cdot 10^{-1}$ m τ
1- Amplificateur « dynamique » disque	Transmission face d'entrée Transmission face de sortie Normale theta Gain Fluence de saturation	1 1 0° 3 $4,707 \cdot 10^4$ J/m ²
2- Miroir	Normale theta	270°
3- Amplificateur disque	Transmission face d'entrée Transmission face de sortie Normale theta Gain Fluence de saturation	1 1 0° 3 F_{sat}
Paramètres	Optique géométrique 1D Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 0

Le fichier τ sert à définir la forme temporelle à deux pas de temps¹. Dans le cas où l'on effectue le test avec l'amplificateur standard, on modifie éventuellement la valeur de la fluence de saturation (valeur par défaut $4,707 \cdot 10^4$ J/m²).

d) Résultats

Les résultats des calculs sont présentés sur la figure I.10. Avec l'amplificateur « dynamique » (fluence de saturation $4,707 \cdot 10^4$ J/m²), on obtient une intensité de $1,001 \cdot 10^{12}$ W/m² pour le premier pas de temps et $1,253 \cdot 10^{14}$ W/m² pour le second (énergie 16,27 kJ). Sur la figure, nous avons tracé pour chacun des deux pas de temps, et pour différentes valeurs de la fluence de saturation F_{sat} de l'amplificateur ordinaire, la quantité $\frac{I_{\text{ordin.}}}{I_{\text{dynam.}}} - 1$. On constate que l'accord entre les deux courbes est toujours plus médiocre que 2 % sur l'un des deux pas de temps au moins.

e) Conclusion

L'écart entre les deux modèles (amplificateur ordinaire ou « dynamique ») ne joue qu'en régime de saturation, c'est-à-dire à la fin de l'amplification sur une chaîne de puissance. À ce titre il n'est pas étonnant que les énergies et les puissances obtenues par l'une ou l'autre méthode ne diffèrent rarement davantage que quelques pour-cent. L'utilisation de l'amplificateur standard (Frantz et Nodvik) pour des impulsions de durée équivalente de l'ordre de τ_1 est donc le plus souvent licite, à condition toutefois de connaître à quelques pour-cent près la valeur *ad hoc* pour la fluence de saturation. Le recours au composant « amplificateur dynamique » sera justifié pour déterminer cette dernière.

1. Il a la forme suivante : 3 1 1 0 | T=0 1e-8 1.005e-8 | 1 200 0, le symbole « | » désignant le retour à la ligne.

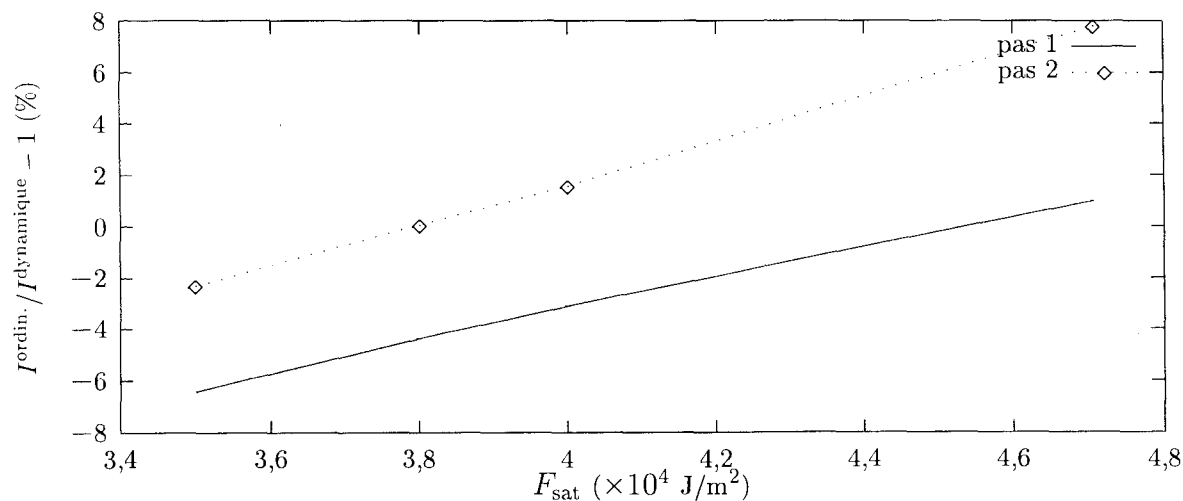


FIG. I.10 -- Comparaison entre l'amplification par Frantz et Nodvik, et l'amplification « dynamique », pour une impulsion à deux pas de temps (cf. texte). La fluence de saturation de l'amplificateur « dynamique » est $4,707 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$. En abscisse, la fluence de saturation de l'amplificateur Frantz et Nodvik ; en ordonnée, la quantité $\frac{I_{\text{ordin.}}}{I_{\text{« dynam. »}}} - 1$ exprimée en % pour chacun des deux pas de temps .

6. Amplificateur « dynamique » : cas test analytique

a) Objectif

Le but de ce cas test est de tester le composant « amplificateur dynamique » par une formule analytique, dans un cas qui n'est pas soluble par Frantz et Nodvik : une impulsion dont l'intensité décroît exponentiellement en fonction du temps.

L'équation d'évolution du coefficient de gain \bar{g} (gain par unité de longueur) est donnée par

$$\frac{d^2\bar{g}}{dt^2} + \frac{1}{\tau_1} \frac{d\bar{g}}{dt} = -\frac{1}{F_{\text{sat}}} \left(2 \frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau_1} \right) (I(t)\bar{g}) , \quad (\text{I.7})$$

τ_1 étant la durée de vie du niveau laser inférieur et F_{sat} la fluence de saturation. On suppose que l'intensité du laser I varie en fonction du temps sous la forme

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{2\tau_1}} . \quad (\text{I.8})$$

Le coefficient de gain obéit alors à l'équation

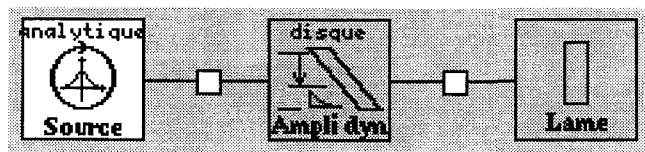
$$\frac{d^2\bar{g}}{dt^2} + \left(\frac{1}{\tau_1} + 2 \frac{I_0}{F_{\text{sat}}} e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right) \frac{d\bar{g}}{dt} = 0 . \quad (\text{I.9})$$

Cette équation est soluble analytiquement. On trouve (en supposant que la population du niveau laser inférieur initiale est nulle) que

$$\bar{g}(t) = \bar{g}(0) \frac{F_{\text{sat}}}{4I_0\tau_1} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{t}{2\tau_1} - \frac{4\tau_1 I_0}{F_{\text{sat}}} \left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_1}} \right) \right] \right\} . \quad (\text{I.10})$$

Au cours de son amplification, l'impulsion ne conservera pas sa dépendance temporelle exponentielle. Nous nous placerons donc dans un régime perturbatif où l'amplification de l'impulsion est faible (donc le gain est proche de 1).

b) Schéma



c) Données

0- Source analytique	Énergie	2.10^4 J
	Section	$0,16$ m ²
	Expression de l'intensité $I(x,y,t)$	$\exp(-t/5e-10)$
1- Amplificateur « dynamique » disque	Transmission face d'entrée	1
	Transmission face de sortie	1
	Normale theta	0°
	Gain	1,01
	Fluence de saturation	$4,707.10^4$ J/m ²
	Diamètre	10 m
2- Lampe	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 1D	
	Temps	0 s ; $0,995.10^{-9}$ s ; 200
	X	-0,2 m ; 0,2 m ; 2
	Y	-0,2 m ; 0,2 m ; 2

d) Résultat

La courbe de la figure I.11 représente le gain de puissance lumineuse ($P^{\text{sortie}} - P^{\text{entrée}}$) en fonction du temps, obtenues par la formule analytique (I.10) et par le calcul *Miró*. On constate un bon accord entre les deux courbes, comme le confirme la figure I.12 (différence absolue entre les deux courbes). Sur la figure I.11 nous avons également affiché l'intensité après passage dans un amplificateur de type Frantz et Nodvik, avec le même gain (1,01) et une fluence de saturation de $3,7565.10^4$ J/m² (valeur qui a été évaluée de façon à ce que l'énergie en sortie ($2,005770.10^4$ J) soit la même que dans le cas de l'amplificateur « dynamique »). On peut remarquer que cette dernière courbe ne coïncide guère avec les deux autres mais il ne faut pas oublier que l'effet est amplifié par le fait que les courbes sont affichées en échelle logarithmique.

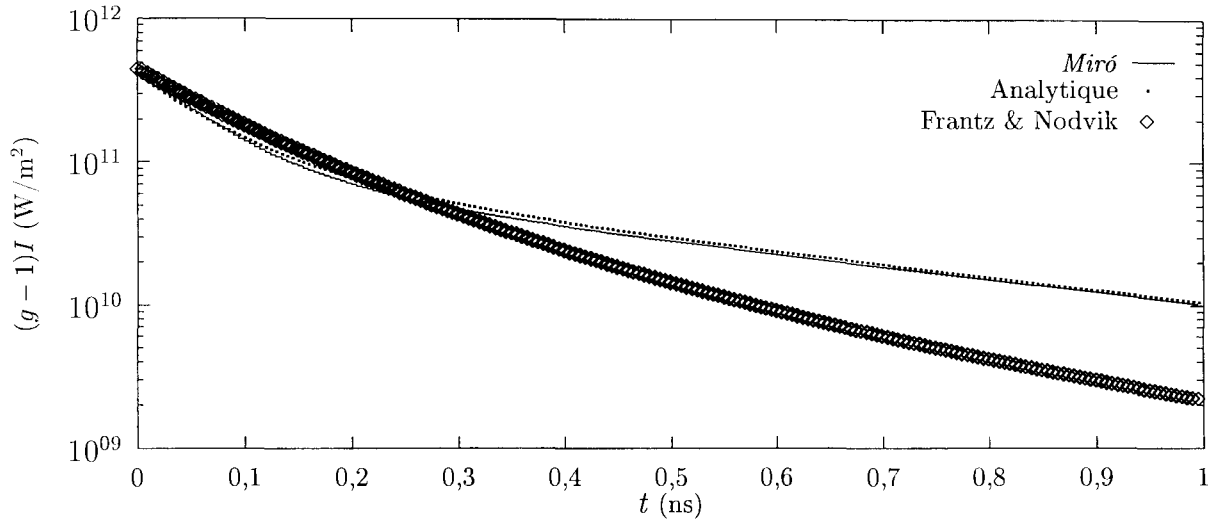


FIG. I.11 – Intensité gagnée, tracée en fonction du temps, pour un faisceau initialement exponentiellement décroissant, et amplifié dans un amplificateur dynamique de gain 1,01. Comparaison entre le calcul Miró, le calcul analytique et le calcul Miró par Frantz et Nodvik en ayant corrigé la fluence de saturation.

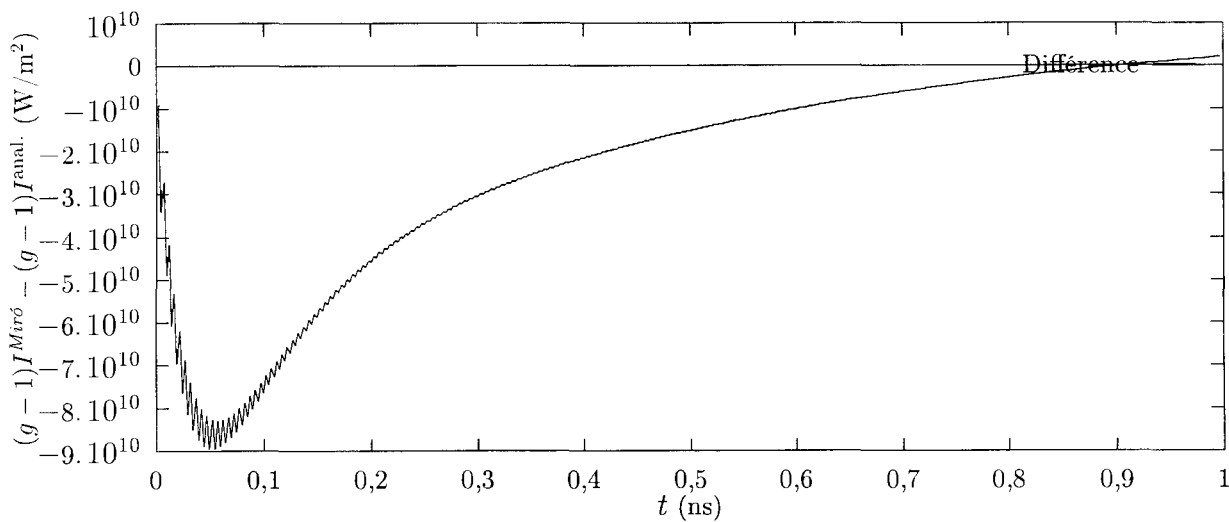


FIG. I.12 – Différence absolue entre l'intensité calculée analytiquement et celle obtenue avec Miró (courbes de la figure I.11).

7. Analyseur de surface d'onde

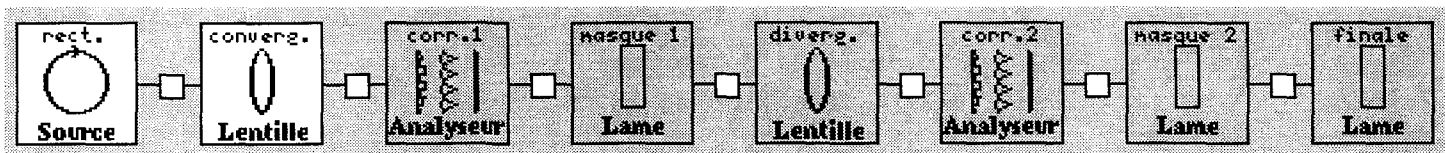
a) Objectif

L'objectif est de tester le composant « analyseur de surface d'onde ». Pour ce faire nous appliquons à un faisceau de front d'onde initialement parfait une perturbation de phase (que nous créons à l'aide d'une lentille de très grande focale). Puis nous corrigeons le front d'onde ; nous vérifions (qualitativement) sur la phase du champ et sur son spectre que le front d'onde a effectivement été corrigé.

Dans un deuxième temps, nous nous assurons que la correction du front d'onde est bien « réversible » : nous appliquons au faisceau corrigé précédent une perturbation de phase exactement opposée à la première. Puis nous corrigeons une deuxième fois le front d'onde. À l'arrivée, on doit récupérer une onde plane.

Remarque : ce cas test demande 4 min 40 s de calcul sur une station de travail de type Sun Ultra.

b) Schéma



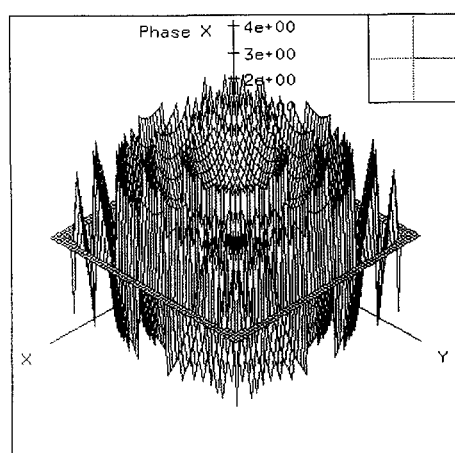
c) Données

0- Source rectangulaire	Exposant spatial en X Exposant spatial en Y	20 20
1- Lentille	Nom de l'élément Épaisseur Indice non linéaire Focale Type de traitement [0/1/2]	converg. $2 \cdot 10^{-9}$ m $0 \text{ m}^2/\text{W}$ 10 km 0
2- Analyseur de surface d'onde	Nom de l'élément Fichier de phase du miroir adaptatif Côté du miroir adaptatif Distance caractéristique	corr.1 /tmp/corr.1 0,4 m 0,08 m
3- lame	Nom de l'élément Épaisseur Indice non linéaire Fichier masque de phase statique	masque 1 10^{-9} $0 \text{ m}^2/\text{W}$ /tmp/corr.1
4- Lentille	Nom de l'élément Épaisseur Indice non linéaire Focale Type de traitement [0/1/2]	diverg. $2 \cdot 10^{-9}$ m $0 \text{ m}^2/\text{W}$ -10 km 0
5- Analyseur de surface d'onde	Nom de l'élément Fichier de phase du miroir adaptatif Côté du miroir adaptatif Distance caractéristique	corr.2 /tmp/corr.2 0,4 m 0,08 m

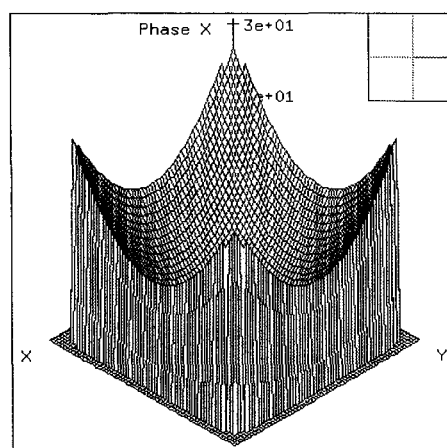
6- lame	Nom de l'élément	masque 2
	Épaisseur	10^{-9}
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Fichier masque de phase statique	/tmp/corr.2
7- lame	Nom de l'élément	finale
	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; 10^{-9} s ; 1
	X	-0,25 : 0,25 ; 128
	Y	-0,25 : 0,25 ; 128

d) Interprétation

L'onde du faisceau initial est plane. Après le passage de la lentille convergente, voici l'allure du front d'onde (phase brute à gauche, redressée à droite) :

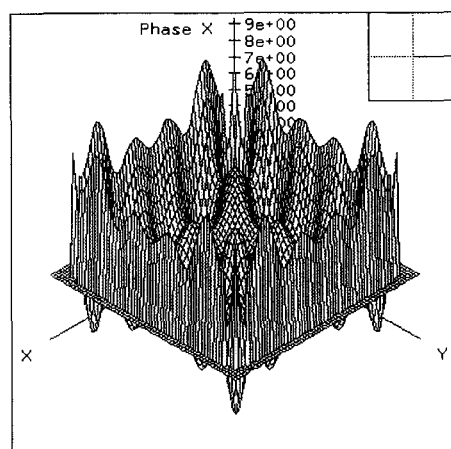


corr.1
 $t=0,000e+00$
 grille=64x64
 $x_{\min}=-2,500e-01$
 $x_{\max}=2,500e-01$
 $y_{\min}=-2,500e-01$
 $y_{\max}=2,500e-01$
 $z_{\min}=-3,133e+00$
 $z_{\max}=3,137e+00$



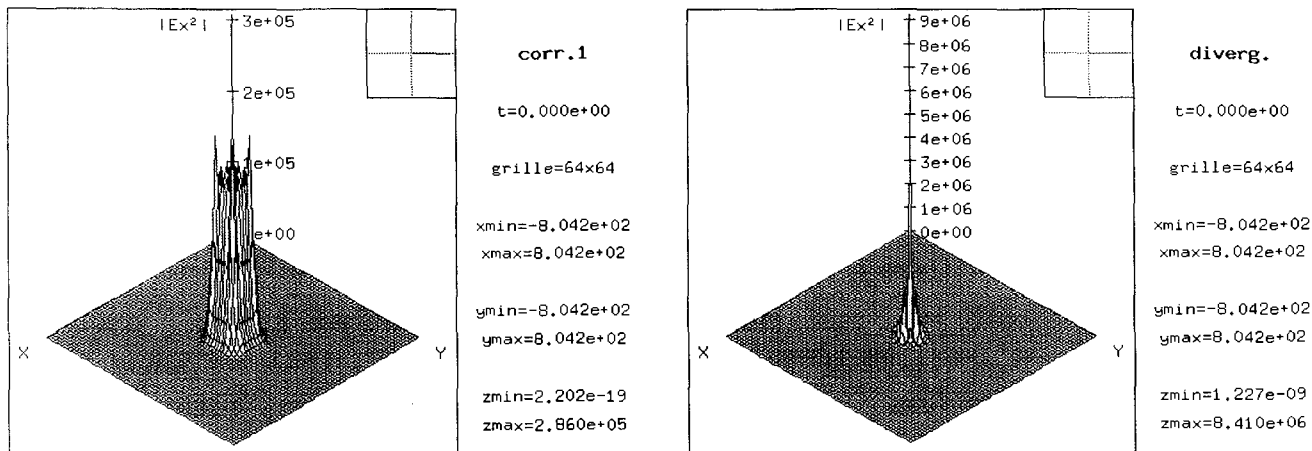
corr.1
 $t=0,000e+00$
 grille=64x64
 $x_{\min}=-2,500e-01$
 $x_{\max}=2,500e-01$
 $y_{\min}=-2,500e-01$
 $y_{\max}=2,500e-01$
 $z_{\min}=0,000e+00$
 $z_{\max}=2,856e+01$

L'analyseur de surface d'onde calcule la correction mais n'agit pas sur le faisceau. La correction est appliquée au niveau de la lame « masque 1 ». Voici la phase (redressée) du faisceau après correction :

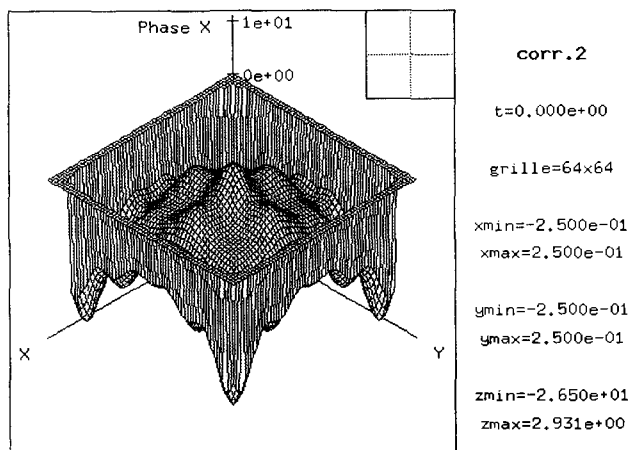


diverg.
 $t=0,000e+00$
 grille=64x64
 $x_{\min}=-2,500e-01$
 $x_{\max}=2,500e-01$
 $y_{\min}=-2,500e-01$
 $y_{\max}=2,500e-01$
 $z_{\min}=-3,643e+00$
 $z_{\max}=8,403e+00$

Pour donner au lecteur une idée du rôle que pourrait jouer la correction de surface d'onde sur une chaîne de puissance, nous donnons le spectre spatial du faisceau avant (à gauche) et après correction (à droite). Ce spectre correspond à l'allure de la tache focale au foyer d'une lentille de focalisation¹. On voit donc que la correction de surface d'onde réduit la tache focale de manière significative.

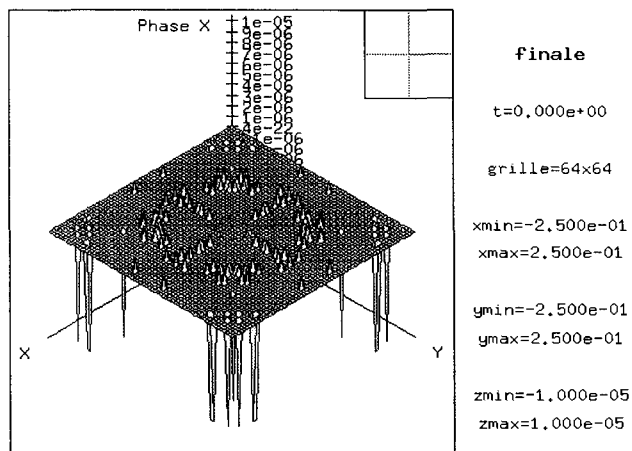


La deuxième partie du cas test ne présente pas d'intérêt physique : son rôle est juste de montrer que l'algorithme de minimisation d'erreur utilisé fonctionne correctement. Si l'on part d'un masque de phase constitué d'une combinaison de supergaussiennes positionnées de la même façon que les actionneurs du miroir, le système de correction de surface d'onde doit être en mesure de corriger rigoureusement le front d'onde. Voici le front d'onde après la lentille divergente (compensant exactement la première lentille), au niveau du deuxième analyseur (ce que nous visualisons est en fait la correction de phase du premier système de correction ; elle est donc composée de supergaussiennes).



Et voici maintenant la phase de l'onde finale. Aux erreurs d'arrondis près, nous avons retrouvé une onde plane.

1. Bien sûr nous oublions que nous sommes ici dans un cas particulier : le masque perturbatif a été créé avec une lentille, et il suffirait donc pour rétrécir la tache focale de déplacer légèrement la lentille de focalisation !



8. Apodiseur

a) Objectif

On considère un faisceau uniforme qui est successivement découpé par un trou dur carré de côté 2, un disque inscrit dans ce carré et un triangle inscrit dans ce disque. La surface du faisceau au passage de ces différentes pupilles doit être de 4 puis π et enfin $3\sqrt{3}/4$.

Attention : ce cas test requiert un grand nombre de points d'échantillonnage, et par suite une mémoire importante. Si l'on utilise une station de travail (par exemple une SUN Ultra), par manque de mémoire la machine risque d'utiliser la partition d'échange de son disque dur (« swap »). Le temps de calcul peut alors atteindre une vingtaine de minutes.

b) Schéma



c) Données

1- Source rectangulaire	Largeur	4 m
	Hauteur	4 m
	Exposant spatial en X	200
	Exposant spatial en Y	200
3- Apodiseur analytique	Déf. analytique des trous	R((0,0),2,2;1)
5- Apodiseur analytique	Déf. analytique des trous	D((0,0),2;1)
7- Apodiseur analytique	Déf. analytique des trous	P((1,0),(-0.5,0.866025),(-0.5,-0.866025);1)
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; 10^{-9} s ; 1
	X	-2 m ; 2 m ; 1024
	Y	-2 m ; 2 m ; 1024

d) Interprétation

On note successivement la surface du faisceau après le passage de chaque apodiseur. Les calculs par l'optique géométrique 1D et 3D donnent presque les mêmes résultats.

	1- apodiseur	2- apodiseur	3- apodiseur
Section analytique	4 m ²	3,141 59 m ²	1,299 04 m ²
Section calculée 3D	4,015 64 m ²	3,141 16 m ²	1,302 43 m ²
Section calculée 1D	4,015 64 m ²	3,141 13 m ²	1,302 44 m ²

9. Conversion de fréquence : évaluation des paramètres scalaires

a) Objectif

L'évaluation des paramètres scalaires du composant « convertisseur de fréquence » de *Miró* est une opération particulièrement délicate pour qui n'est pas un expert en conversion de fréquence. Les difficultés sont les suivantes :

- d'une part il faut entrer les valeurs correctes pour tous les paramètres angulaires, lesquels dépendent de la configuration de conversion souhaitée (doublement ou triplement, type I ou II), ce qui fait le rôle de chaque angle doit être parfaitement compris de l'utilisateur ;
- d'autre part il faut entrer la bonne valeur pour le paramètre « intensité de conversion », et en fait être en mesure de la calculer soi-même car dans la littérature les définitions utilisées varient énormément d'un auteur à l'autre (certaines personnes utilisent la quantité dipolaire d_{36} , d'autres introduisent un d_{eff} , d'autres encore utilisent une puissance critique... alors que c'est une intensité de conversion que l'on doit entrer dans *Miró*) ;
- pour compliquer encore les choses, beaucoup d'auteurs sont adeptes du système CGS ; or les conversions CGS \rightarrow SI ne sont pas spécialement triviales (cf. annexe A).

Afin de faciliter la tâche de l'utilisateur de *Miró*, des macros génériques ont été rendues accessibles dans la version Unix du code depuis la fenêtre *Miró* (via l'icône « macro » en bas à gauche). Ces macros contiennent un composant KDP dont les paramètres sont ajustés pour qu'il y ait accord de phase pour chacune des configurations « usuelles » (doubleur type I ou II, tripleur type I ou II, avec un KDP non deutéré et $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$).

Si l'on veut simuler la conversion de fréquence sur une chaîne de type Mégajoules ou Phébus, il suffit d'utiliser ces macros comme des boîtes noires (en modifiant éventuellement quelques paramètres tels que l'épaisseur ou l'inclinaison), sans qu'il soit nécessaire de comprendre comment elles ont été calculées. Par contre, dès qu'on souhaite passer à une situation un peu plus exotique (par exemple changer de longueur d'onde), il faut recalculer tous les paramètres.

L'objectif de ce paragraphe est d'aider un utilisateur à calculer les paramètres d'un convertisseur de fréquence. Pour ce faire, nous indiquerons comment les coefficients présents dans les macros génériques ont été calculés. Ce paragraphe a été rédigé à partir de la thèse d'A. Boscheron [5], à laquelle nous renvoyons le lecteur pour toute information complémentaire.

b) Calcul des angles

Avant d'orienter un KDP, la première chose à faire est de connaître les indices de réfraction N_o et N_e correspondant aux axes propres du cristal. Nous donnons dans la table I.3 les valeurs pour le KDP non deutéré.

La figure I.13 permettra à l'utilisateur de repérer les différents angles intervenant dans le réglage des KDP. L'angle de coupe θ est l'angle séparant l'axe optique du cristal et la normale à la surface du composant (qui est aussi la direction du vecteur d'onde car on suppose que l'on travaille en autocollimation). Connaissant θ , on en déduit l'indice vu par

TAB. I.2 – Indices de réfraction (pour des directions de polarisation parallèles aux axes du cristal) pour un KDP non deutéré, et pour une longueur d'onde fondamentale de $1,053 \mu\text{m}$.

λ (m)	$3,510 \cdot 10^{-7}$	$5,265 \cdot 10^{-7}$	$1,053 \cdot 10^{-6}$
N_o	1,532 380 7	1,513 185 9	1,494 515 3
N_e	1,486 895 6	1,471 141 6	1,460 393 7

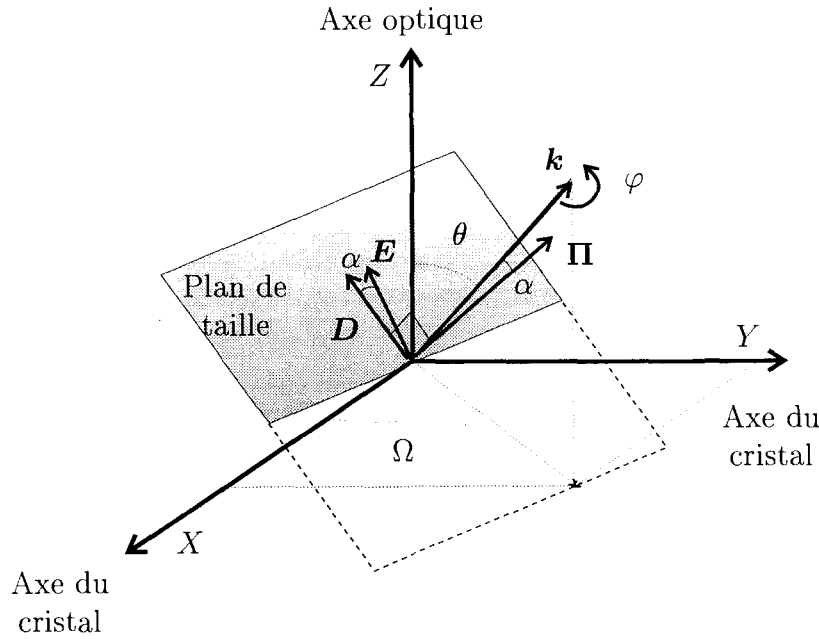


FIG. I.13 – Angles utilisés pour définir un cristal de KDP. L'angle θ est l'angle d'accord de phase; l'angle Ω est ajusté de façon à maximiser le couplage non linéaire d'ordre 2; l'angle φ sert à faire coïncider les axes ordinaire et extraordinaire avec les polarisations des faisceaux incidents; enfin, α est l'angle de double réfraction.

une onde de polarisation extraordinaire, *via* la formule

$$n_e(\theta) = N_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + \left(\frac{N_o}{N_e}\right)^2 \tan^2 \theta}}. \quad (\text{I.11})$$

L'angle θ correspond au paramètre « angle theta du cristal » du composant. Notons que ce sont les indices principaux (N_o et N_e) qu'il faut entrer dans le fichier « indice » du composant, pour chacune des longueurs d'onde intervenant.

En général, on choisit l'angle θ pour qu'il y ait accord de phase. Deux cas de figure se présentent selon que l'on est en présence d'un type I ou d'un type II. En type I on a

simplement

$$\theta_{AP} = \text{Arctan} \sqrt{\frac{1 - \frac{(\omega_1 N_o^{(1)} + \omega_2 N_o^{(2)})^2}{(\omega_3 N_o^{(3)})^2}}{\frac{(\omega_1 N_o^{(1)} + \omega_2 N_o^{(2)})^2}{(\omega_3 N_e^{(3)})^2} - 1}} ; \quad (\text{I.12})$$

en type II, il faut résoudre numériquement l'équation

$$\omega_1 N_o(\omega_1) + \omega_2 n_e(\omega_2, \theta) = \omega_3 n_e(\omega_3, \theta) , \quad (\text{I.13})$$

en utilisant la définition (I.11) ; ω_i ($i = 1, 2, 3$) est la pulsation de l'onde n° i . Notons que ces équations ne sont valables que pour des cristaux uniaxes.

Les angles de double réfraction α_i se calculent quant à eux, pour chaque onde extraordinaire, par la formule [5, p. 83]

$$\alpha_i = \text{Arctan} \left(\frac{(N_e^2(\omega_i) - N_o^2(\omega_i)) \sin 2\theta}{2 (N_o^2(\omega_i) \sin^2 \theta + N_e^2(\omega_i) \cos^2 \theta)} \right) . \quad (\text{I.14})$$

c) Coefficient de couplage non linéaire d'ordre 2

On traduit le couplage non linéaire d'ordre 2 *via* un tenseur d'ordre 2, en écrivant que

$$\begin{pmatrix} P_X^{\text{NL}} \\ P_Y^{\text{NL}} \\ P_Z^{\text{NL}} \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \underbrace{\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}}_{[d]} \begin{pmatrix} E_X^2 \\ E_Y^2 \\ E_Z^2 \\ 2E_Y E_Z \\ 2E_X E_Z \\ 2E_X E_Y \end{pmatrix} . \quad (\text{I.15})$$

Dans le cas du KDP et si les axes de coordonnées sont les axes cristallins, seuls les éléments de la matrice $[d]$ se rapportant à trois directions de l'espace différentes sont non nuls ; il n'y a qu'un seul coefficient

$$d = d_{14} = d_{25} = d_{36} .$$

Pour le KDP non deutéré, la valeur numérique est

$$d = 0,39 \text{ pm/V} . \quad (\text{I.16})$$

Le paramètre « intensité de conversion » de *Miró* est relié à d par la relation

$$I_c = \frac{c\varepsilon_0}{8\pi^2 d^2} . \quad (\text{I.17})$$

En prenant $c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8$ m/s, $\varepsilon_0 = 10^7/(4\pi c^2)$ SI, on obtient

$$I_c = 2,21 \cdot 10^{20} \text{ W/m}^2. \quad (\text{I.18})$$

Plutôt que les valeurs de d_{36} ou de l'intensité de conversion, on utilise parfois la quantité d_{eff} : c'est la quantité qui intervient directement dans les équations de conversion. Toutefois, son expression diffère en fonction de la configuration de conversion (type I ou II), *i.e.*

$$d_{\text{eff}} = d \sin(\theta - \alpha_3) \sin 2\Omega \text{ pour un type I,} \quad (\text{I.19.a})$$

$$d_{\text{eff}} = d \sin(2\theta - \alpha_2 - \alpha_3) \cos 2\Omega \text{ pour un type II,} \quad (\text{I.19.b})$$

α_2 et α_3 étant les angles de double réfraction des ondes 2 et 3 (extraordinaires), θ l'angle d'accord de phase et Ω l'orientation du cristal.

Enfin, une autre quantité permet de caractériser l'efficacité du couplage non linéaire : la *puissance* de conversion [5, p. 40] P_c . Elle est définie de telle sorte que pour un doublement ou un triplement équiphotonique avec accord de phase parfait, l'intensité de l'harmonique 3 créée soit donnée par

$$I_3(z) = I_t \text{th}^2 \left(\sqrt{\frac{I_t}{P_c}} z \right), \quad (\text{I.20})$$

I_t étant la somme des intensités des faisceaux en entrée du cristal. La puissance critique P_c est reliée au coefficient de couplage effectif d_{eff} par la relation

$$P_c = \frac{\varepsilon_0 c n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}, \quad (\text{I.21})$$

les n_i étant les indices vus par les différentes ondes, qui, pour des ondes extraordinaires, se calculent à partir des indices du cristal *via* la formule (I.11).

d) Le choix de la bonne unité

Lorsqu'on trouve dans la littérature une valeur numérique pour d_{36} ou d_{eff} , deux problèmes sont susceptibles de se poser :

- la définition du champ électrique complexe peut varier d'un facteur 2 d'un auteur à l'autre ;

- beaucoup d'auteurs (surtout pour des articles relativement anciens) emploient le système d'unités CGS (les charges étant exprimées en unités électrostatiques : ues ou esu).

On pourra trouver davantage de détails sur ces problèmes de conversion d'unités en consultant l'annexe A.

Concernant le premier point, nous avons adopté dans ce texte les conventions suivantes :

- si \mathcal{E} désigne le champ électrique *réel*, *i.e.* évoluant dans le temps en $\sin(\omega_L t)$, alors le champ *complexe* \mathbf{E} lui est relié par la formule

$$\mathcal{E}(t) = \frac{1}{2} (\mathbf{E} e^{i\omega_L t} + \text{c.c.}) ;$$

- en unité SI la densité de dipôles \mathcal{P} s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathcal{E} + \underbrace{\varepsilon_0 [\chi^{(2)}]}_{\mathcal{P}^{\text{NL}}} : \mathcal{E} \mathcal{E} ,$$

$[\chi^{(2)}]$ étant le tenseur de susceptibilité d'ordre 2. Sachant que la quantité complexe non linéaire \mathbf{P}^{NL} est définie par

$$\mathcal{P}^{\text{NL}}(t) = \frac{1}{2} (\mathbf{P}^{\text{NL}} e^{i\omega_L t} + \text{c.c.}) ,$$

on tire l'équation

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = \varepsilon_0 [d] : \mathbf{E} \mathbf{E}$$

avec la définition $[d] = 2[\chi^{(2)}]$.

En ce qui concerne la conversion d'unités, on peut appliquer la formule [6, 7] (voir aussi l'annexe A)

$$\frac{d_{36}^{\text{CGS}}}{d_{36}^{\text{SI}}} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{4\pi\varepsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{10}} = \frac{c}{4\pi 10^4} \simeq 2,385\,672 \cdot 10^3 . \quad (\text{I.22})$$

Pour le KDP, le coefficient d_{36} exprimé en unités CGS est de l'ordre de 10^{-9} cm/ $\sqrt{\text{dyn}}$.

e) Table de valeurs

Nous donnons pour chaque type de conversion les différentes valeurs numériques intervenant dans la conversion de fréquence. Les données de base sont les indices N_o et N_e fournis dans la table I.3, et le coefficient d_{36} qui vaut 0,39 pm/V. Les autres quantités se déduisent de la façon suivante :

- l'angle d'accord de phase θ , par l'équation (I.12) pour un type I, et en résolvant le système constitué par les équations (I.11) et (I.13) pour un type II ;
- l'orientation du cristal Ω est choisie de façon à maximiser le coefficient de couplage effectif d_{eff} ; en général on choisit 45° pour un type I et 0° pour un type II ;
- l'angle φ du cristal sert à faire coïncider la polarisation du faisceau incident avec les axes ordinaires ou extraordinaires du KDP ; pour $\varphi = 0$ l'axe ordinaire correspond à une polarisation selon y ;
- l'intensité de conversion I_c se déduit du coefficient d_{36} via la formule (I.17).

Les paramètres suivants n'ont pas besoin d'être entrés dans *Miró* (ils sont calculés automatiquement par le code) :

- connaissant θ on peut en déduire les indices vus par les harmoniques à partir de la formule (I.11) ;
- les angles de double réfraction α_i ($i = 1, 2, 3$) se calculent pour toute onde extraordinaire en utilisant la formule (I.14) ;
- l'équation (I.19) permet de calculer d_{eff} à partir des valeurs des angles de double réfraction ;
- la puissance critique P_c se déduit avec la formule (I.21).

TAB. I.3 – Table des valeurs numériques intervenant dans le composant KDP pour les différentes configurations. Les paramètres en gras sont ceux qu'il est nécessaire d'entrer dans Miró.

Configuration	doublement type I			doublement type II		
θ (°)	41,187 653			59,228 918		
Ω (°)	45			0		
d_{eff} (pm/V)	0,265			0,334		
P_c (GW)	1,77			1,09		
I_c (W/m ²)	2,21. 10 ²⁰					
polarisation	o	o	e	o	e	e
λ (μm)	1,053	1,053	0,526 5	1,053	1,053	0,526 5
indice	1,494 515 3	1,494 515 3	1,494 515 3	1,494 515 3	1,469 098 5	1,481 806 9
α (°)	0	0	−1,605 40	0	−1,150 38	−1,399 98

Configuration	triplement type I			triplement type II		
θ (°)	47,734 862			59,069 674		
Ω (°)	45			0		
d_{eff} (pm/V)	0,296			0,335		
P_{c} (GW)	0,723			0,553		
I_{c} (W/m ²)	2,21. 10 ²⁰					
polarisation	o	o	e	o	e	e
λ (μm)	1,053	0,526 5	0,351	0,526 5	1,053	0,351
indice	1,494 515 3	1,513 185 9	1,506 962 4	1,513 185 9	1,469 180 6	1,498 517 5
α (°)	0	0	−1,712 63	0	−1,153 95	−1,500 26

Les valeurs prises pour les constantes sont $c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8$ m/s, $\varepsilon_0 = 10^7 / (4\pi c^2)$ SI, $\pi = 3,141\,592\,653\,589\,79$.

Les valeurs numériques pour les coefficients énumérés ci-dessus sont reportées dans la table I.4. Attention au cas du tripleur type II : c'est l'onde à 2ω qui est l'onde ordinaire. On remarquera que les valeurs de d_{eff} et de la puissance critique P_c sont passablement différentes de celles proposées dans la référence [5] : c'est dû au fait qu'au contraire de cette référence, *Miró* prend en compte la contribution de l'angle de double réfraction dans le calcul de d_{eff} .

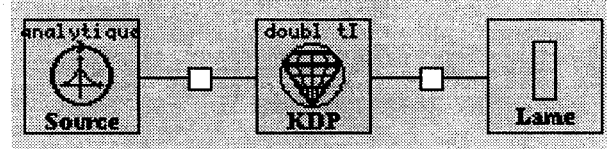
f) Objectif des cas tests

Les cas tests visent à vérifier la formule (I.20) : on se place à l'accord de phase, dans le cas d'une répartition équiphotonique des pompes ; on choisit $I_t = P_c / \ell^2$, ℓ étant l'épaisseur du KDP. Alors l'intensité convertie vaut $I_t \times \text{th}^2(1) \simeq 0,580\,025\,66 I_t$.

Remarque : pour la précision des tests la valeur de l'intensité de conversion choisie ici contient davantage de chiffres significatifs que dans le tableau I.4 ou dans les gammes de composants de *Miró*. Dans la réalité ce coefficient est connu de manière très imprécise.

g) Doubleur type I

i) Schéma



ii) Données

0- Source analytique	Énergie Section	$1,772\,630 \cdot 10^{13}$ J 1 m ²
1- KDP	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal Intensité de conversion Analytique/Runge Kutta	doubl tI 1 cm KDP_1053 0 m ² /W 41,187 65° 90° 45° $2,210\,296 \cdot 10^{20}$ W/m ² 0
2- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 3D (a) Optique géométrique 1D (b) Temps X Y	0 s ; 1 s ; 1 -0,5 m ; 0,5 m ; 1 -0,5 m ; 0,5 m ; 1

Le fichier KDP_1053 contient les indices principaux du KDP non deutéré pour une lon-

gueur d'onde fondamentale de $1,053 \mu\text{m}^1$. Ce fichier existe dans le répertoire \$MIRO_HOME/ext/xxx (\$MIRO_HOME/lib/data en ce qui concerne *Miró* 2000) et l'utilisateur n'a pas besoin de le recréer dans le répertoire courant.

iii) Interprétation

L'épaisseur du KDP est $\ell = 1 \text{ cm}$; la puissance critique étant $P_c = 1,772\,630 \text{ GW}$, on a choisi l'énergie de la source incidente de telle sorte que l'intensité vaille $1,772\,630 \text{ GW/cm}^2$.

En optique géométrique 1D tout comme en optique géométrique 3D, on trouve en sortie une énergie 2ω de $1,028\,620 \cdot 10^{13} \text{ J}$; l'énergie incidente était de $1,772\,630 \cdot 10^{13} \text{ J}$. Le rendement est donc de $58,027\,902 \%$, valeur proche de la valeur théorique ($58\,002\,566 \%$).

h) Doubleur type II

i) Schéma

Le schéma est le même qu'au paragraphe précédent.

ii) Données

0- Source analytique	Énergie Section	$1,085\,409 \cdot 10^{13} \text{ J}$ 1 m^2
1- KDP	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal Intensité de conversion Analytique/Runge Kutta	doubl tII 1 cm KDP_1053 $0 \text{ m}^2/\text{W}$ $59,228\,92^\circ$ -45° 0° $2,210\,296 \cdot 10^{20} \text{ W/m}^2$ 0
2- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 3D (a) Optique géométrique 1D (b) Temps X Y	 $0 \text{ s} ; 1 \text{ s} ; 1$ $-0,5 \text{ m} ; 0,5 \text{ m} ; 1$ $-0,5 \text{ m} ; 0,5 \text{ m} ; 1$

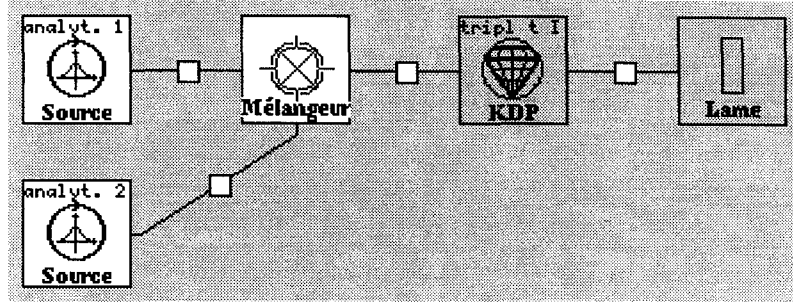
Le fichier d'indice est le même que pour le cas test précédent. La puissance critique dans ce cas vaut $1,085\,409\,415 \text{ GW}$.

iii) Interprétation

En optique géométrique 3D, on trouve une énergie 2ω convertie de $6,299\,120 \cdot 10^{12} \text{ J}$ pour une énergie incidente de $1,085\,410 \cdot 10^{13} \text{ J}$, ce qui donne un rendement de $58,034\,475 \%$.

En optique géométrique 1D, on trouve une énergie 2ω de $6,301\,090 \cdot 10^{12} \text{ J}$, soit $58,052\,625 \%$ de rendement.

1. Il a la forme suivante : 3 2 1 1 1 1 0 | X= 0.351e-6 0.5265e-6 1.053e-6 | 0=1 | 1.5323807 1.5131859 1.4945153 | E=2 | 1.4868956 1.4711416 1.4603937.

i) *Tripleur type I*i) *Schéma*ii) *Données*

0- Source analytique	Nom de l'élément Énergie Section	analyt. 1 $2,411\,240 \cdot 10^{12} \text{ J}$ 1 m^2
1- Source analytique	Nom de l'élément Énergie Longueur d'onde Section	analyt. 2 $4,822\,480 \cdot 10^{12} \text{ J}$ $0,526\,5 \mu\text{m}$ 1 m^2
3- KDP	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal Intensité de conversion Analytique/Runge Kutta	tripl tI 1 cm KDP_1053 $0 \text{ m}^2/\text{W}$ $47,734\,86^\circ$ 90° 45° $2,210\,296 \cdot 10^{20} \text{ W/m}^2$ 0
4- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 3D (a) Optique géométrique 1D (b) Temps X Y	$0 \text{ s}; 1 \text{ s}; 1$ $-0,5 \text{ m}; 0,5 \text{ m}; 1$ $-0,5 \text{ m}; 0,5 \text{ m}; 1$

iii) *Interprétation*

La puissance critique pour un triplement type I est $0,723\,372\,070\,6 \text{ GW}$. La somme des énergies 1ω et 2ω incidentes est $7,233\,720 \cdot 10^{12} \text{ J}$. En sortie, on convertit $4,197\,810 \cdot 10^{12} \text{ J}$ à 3ω , en 1D comme en 3D. Le rendement correspondant est donc $58,031\,138 \%$.

j) *Tripleur type II*i) *Schéma*

Le schéma est le même qu'au paragraphe précédent.

ii) Données

0- Source analytique	Nom de l'élément Énergie Section	analyt. 1 $1,844\,086 \cdot 10^{12} \text{ J}$ 1 m^2
1- Source analytique	Nom de l'élément Énergie Longueur d'onde Angle de polarisation Section	analyt. 2 $3,688\,173 \cdot 10^{12} \text{ J}$ $0,526\,5 \text{ }\mu\text{m}$ 90° 1 m^2
3- KDP	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal Intensité de conversion Analytique/Runge Kutta	tripl tII 1 cm KDP_1053 $0 \text{ m}^2/\text{W}$ $59,069\,67^\circ$ 0° 0° $2,210\,296 \cdot 10^{20} \text{ W/m}^2$ 0
4- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 3D (a) Optique géométrique 1D (b) Temps X Y	 $0 \text{ s} ; 1 \text{ s} ; 1$ $-0,5 \text{ m} ; 0,5 \text{ m} ; 1$ $-0,5 \text{ m} ; 0,5 \text{ m} ; 1$

iii) Interprétation

La puissance critique vaut $0,553\,225\,999\,7 \text{ GW}$. Dans les deux modes de calcul (1D et 3D), on trouve une énergie 3ω convertie de $3,210\,780 \cdot 10^{12} \text{ J}$. L'énergie incidente totale étant de $5,532\,260 \cdot 10^{12} \text{ J}$, le rendement vaut $58,037\,40 \%$.

10. Convertisseur de fréquence : cas perturbatif

a) Objectif

Pour des données initiales de faible intensité, les rendements de conversion de fréquence sont faibles. Dans ce cas, les ondes créées sont de bien plus faible intensité que celles de la pompe. On peut considérer que la pompe n'est pas dépeuplée. On est donc dans un régime perturbatif.

On considère une onde pompe à 1,064 μm d'intensité uniforme I_p de 1 MW/cm² et de phase courbe pour une focalisation à 5 m qui est doublée en fréquence selon un schéma de conversion de type I. Dans l'hypothèse d'une faible déplétion de la pompe, l'onde créée à 0,532 μm est solution de l'équation :

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} - \tan \beta \frac{\partial E_2}{\partial x} = -i \frac{\omega_2^2}{k_2 c^2 \cos^2 \beta} \sqrt{\frac{c \varepsilon_0}{8 \pi^2 I_c}} \sin(\theta - \beta) \frac{E_1^2}{4} e^{ik_1 x^2 / f}. \quad (\text{I.23})$$

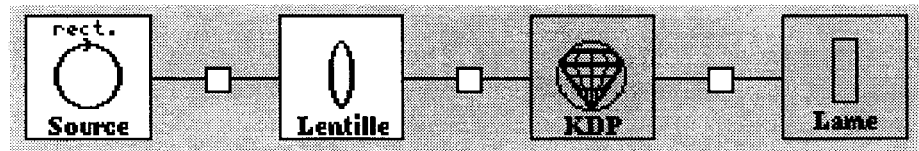
La solution se calcule explicitement :

$$\begin{aligned} I_2(x, z) &= \frac{k_2 c^2 \varepsilon_0 \cos(\beta)}{\omega_2} \frac{1}{2} |E_2(x, z)|^2 \\ &= \frac{1}{8} \frac{f}{\lambda_1} \frac{I_p^2}{I_c} \frac{1}{n_1^3} \frac{\sin^2(\theta - \beta)}{\cos^3 \beta \tan^2 \beta} \left| \text{Erf} \left(\sqrt{-i \frac{k_1}{f}} (x + \tan \beta z) \right) - \text{Erf} \left(\sqrt{-i \frac{k_1}{f}} x \right) \right|^2. \end{aligned} \quad (\text{I.24})$$

L'angle de double réfraction vaut :

$$\beta = \theta - \arctan \left(\frac{n_o(2\omega)^2}{n_e(2\omega)^2} \tan \theta \right) = -1,449\,61^\circ.$$

b) Schéma



c) Données

1- Source rectangulaire	Énergie	10^{-6} J
	Longueur d'onde	$1,064 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
	Largeur	1 m
	Hauteur	1 m
	Exposant spatial en X	200
	Exposant spatial en Y	200
3- Lentille	Indice de réfraction	1,5
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	5 m

5- KDP	Épaisseur	0,05 m
	Indice de réfraction	KDP_1064
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Angle Theta du cristal	36,53961°
	Angle Phi du cristal	90°
	Orientation du cristal	-45°
	Intensité de conversion	2,5.10 ¹⁸ W
	Analytique / Runge-Kutta [0/1]	1
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; 10 ⁻⁹ s ; 1
	X	-5.10 ⁻³ m ; 5.10 ⁻³ m ; 1
	Y	-10 ⁻² m ; 10 ⁻² m ; 2048
	Déphasage maximal du pas fractionnaire	0,5 rad

Le fichier KDP_1064 contient la liste de indices suivant chacune des direction des axes optiques¹. Attention : la valeur choisie ici pour l'intensité de conversion (2,5. 10¹⁸ W/m²) n'a rien à voir avec la « véritable » valeur pour le KDP (2,21.10²⁰ W/m²).

d) *Interprétation*

La solution calculée par *Miró* est comparée à la solution analytique évaluée par le logiciel *Mathematica*. Les deux figures suivantes présentent respectivement les profils d'intensité obtenus par le calcul *Miró* et le calcul par *Mathematica* et la différence des deux solutions. Au centre du faisceau l'écart est de l'ordre de quelques pour-cent. Quand le nombre de points de l'échantillonnage augmente la précision s'améliore. Il apparaît en outre une erreur sur le bord gauche du domaine où il n'y a pas de signal. Cette erreur est due au schéma de résolution de la double réfraction par l'algorithme de TFR. Un algorithme de différence finie standard pourrait atténuer ce défaut si ce problème est un obstacle à une simulation.

e) *Variante du cas test*

Il est également possible d'obtenir ce résultat en diffraction de Fresnel adaptative (par exemple en choisissant 64 pas de discrétisation selon y). Le calcul est alors systématiquement effectué par Runge-Kutta.

1. Il a la forme suivante (« | » signifie un passage à la ligne) :

2 2 1 1 1 1 0 | X= 5.32e-7 1.064e-6 | 0= 1 | 1.50734 1.49314 | E= 2 | 1.46828 1.45824

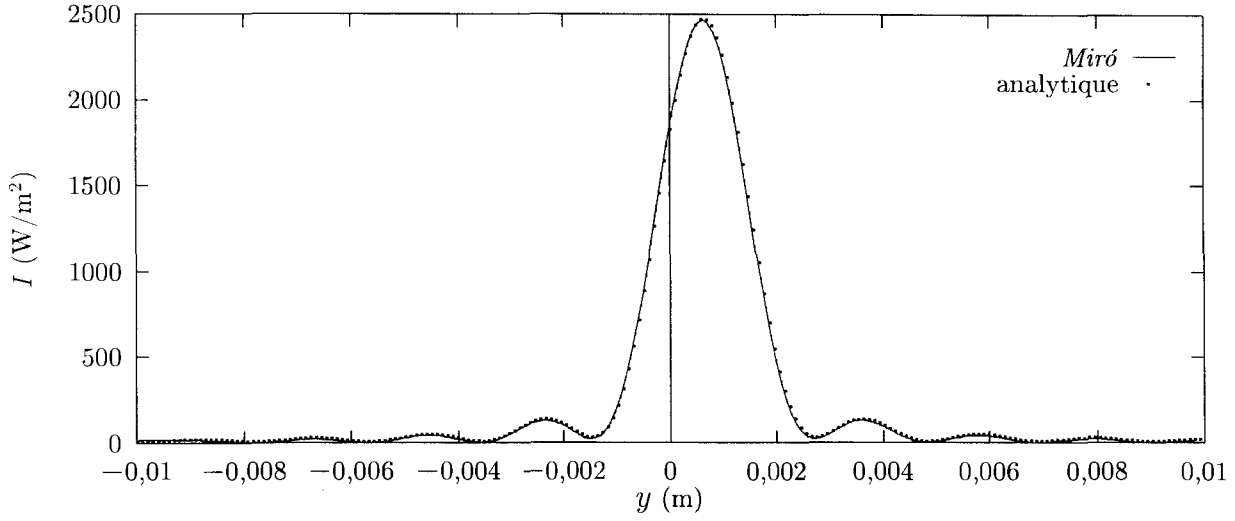


FIG. I.14 – Intensité analytique en trait continu et calculée en pointillés.

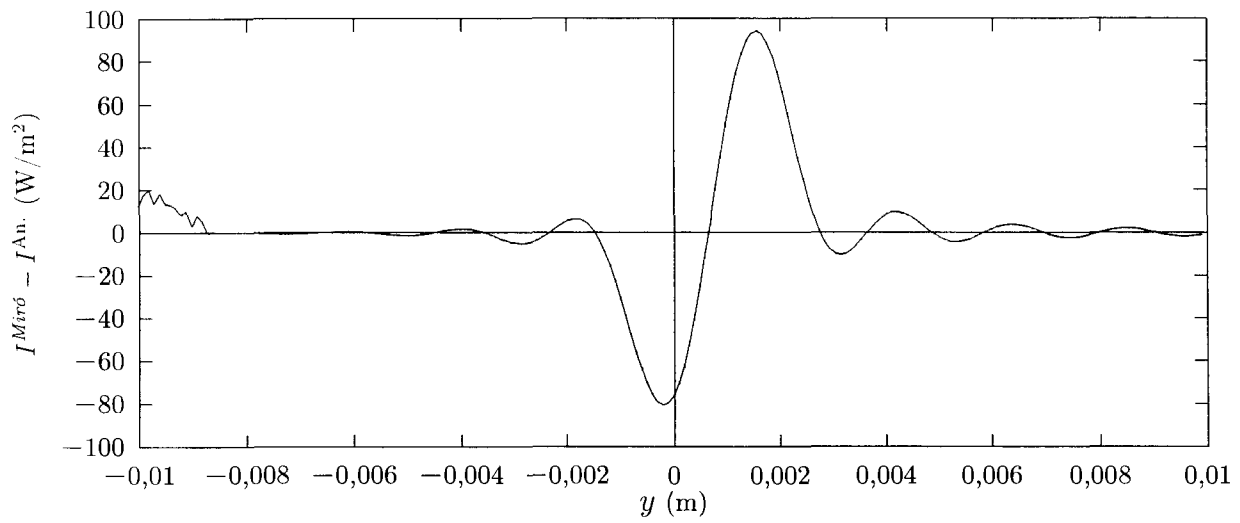


FIG. I.15 – Différence absolue entre l'intensité analytique et celle calculée.

11. Convertisseur de fréquence : cas saturé

a) Objectif

Pour un cristal de faible épaisseur, l'effet de la double réfraction peut être négligé. Dans ce cas il est possible de déterminer analytiquement les solutions à l'aide des fonctions elliptiques. On considère le cas particulier d'un doublement de fréquence de type I. L'onde pompe E_1 et l'harmonique E_2 sont solutions du système d'équations :

$$\partial_z E_1 = -i \frac{\omega_1^2}{k_1 c^2 \cos^2 \alpha_1} d_{\text{eff}} E_2 E_1^* e^{-i\Delta k z} \quad (\text{I.25.a})$$

$$\partial_z E_2 = -i \frac{\omega_2^2}{k_2 c^2 \cos^2 \alpha_2} d_{\text{eff}} \frac{E_1^2}{2} e^{i\Delta k z}, \quad (\text{I.25.b})$$

où

$$d_{\text{eff}}^2 = \frac{c\varepsilon_0}{8\pi^2 I_c} \sin^2(\theta - \beta), \quad (\text{I.26})$$

et θ est l'angle entre le vecteur d'onde de la pompe et l'axe principal du cristal et β l'angle de double réfraction qui est défini dans la section précédente I.10. On suppose que

$$E_1(x,0) = \sqrt{\frac{2I_p(x)}{c\varepsilon_0 n_1}}. \quad (\text{I.27})$$

On considère dans l'exemple un profil linéaire de l'intensité $I_p(x)$ suivant une direction transverse. Soient :

$$r_{\pm}(x,z) = \frac{I_p(x)z^2 \sin^2(\theta - \beta)}{n_1^2 n_2 I_c \lambda_1^2} + \frac{\Delta k^2 z^2}{8} \pm \sqrt{\frac{\Delta k^2 I_p(x) z^4 \sin^2(\theta - \beta)}{4 I_c \lambda_1^2} + \frac{\Delta k^4 z^4}{64}} \quad (\text{I.28})$$

L'intensité de l'onde créée est définie par :

$$I_2(x,z) = \frac{n_1^3 \cos \beta \lambda_1^2 I_c}{z^2 \sin^2(\theta - \beta)} r_-(x,z) \sin^2 \left(\sqrt{r_+(x,z)}, \frac{r_-(x,z)}{r_+(x,z)} \right). \quad (\text{I.29})$$

b) Schéma



c) Données

1- Source analytique	Énergie	10^6 J
	Longueur d'onde	$1,064. 10^{-6} \text{ m}$
	Expression de l'intensité $I(x,y,t)$	$y+0.5$

3- KDP	Épaisseur	0,001 m
	Indice de réfraction	KDP_1064
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Angle Theta du cristal	35°
	Angle Phi du cristal	90°
	Orientation du cristal	-45°
	Intensité de conversion	2,5. 10 ¹⁸ W
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; 10 ⁻⁹ s ; 1
	X	0 m ; 0,5 m ; 1
	Y	-0,5 m ; 0,5 m ; 256
	Déphasage maximal du pas fractionnaire	0,1 rad

Le fichier KDP_1064 est défini dans la section précédente I.10 (il n'est pas nécessaire de le créer). Nous rappelons par ailleurs que la valeur de l'intensité de conversion utilisée ici n'est pas la bonne.

d) Interprétation

La solution calculée par *Miró* est comparée à la solution analytique évaluée par le logiciel *Mathematica*. Les deux figures suivantes présentent respectivement les profils d'intensité obtenus par le calcul *Miró* et le calcul par *Mathematica* et la différence des deux solutions. L'écart entre les deux solutions de l'ordre de un pour-cent s'explique par une différence sur le calcul du coefficient de couplage effectif et par un effet résiduel de la double réfraction.

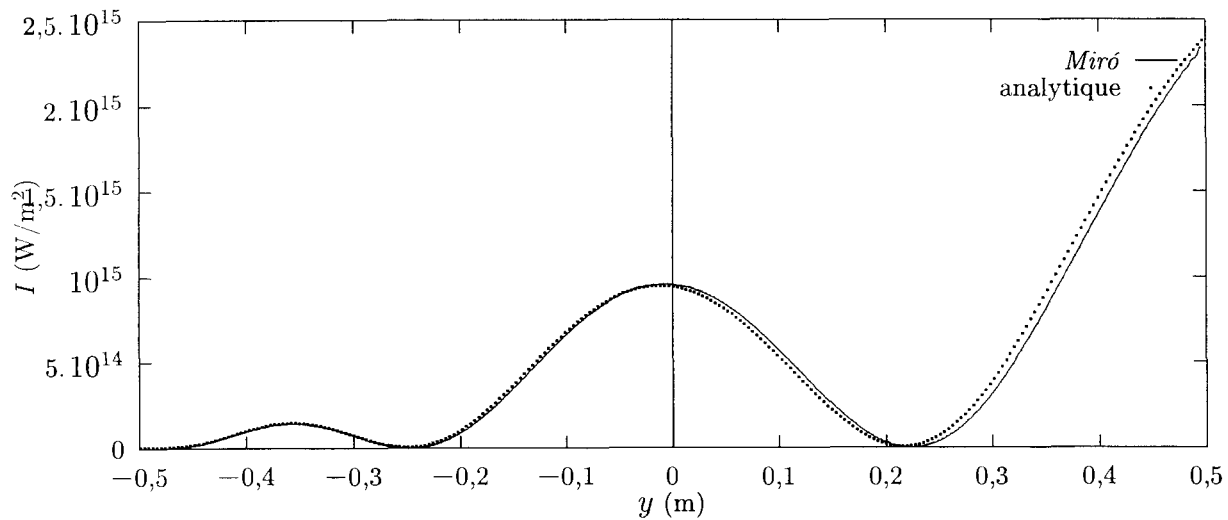


FIG. I.16 – Intensité analytique en trait continu et calculée en pointillés.

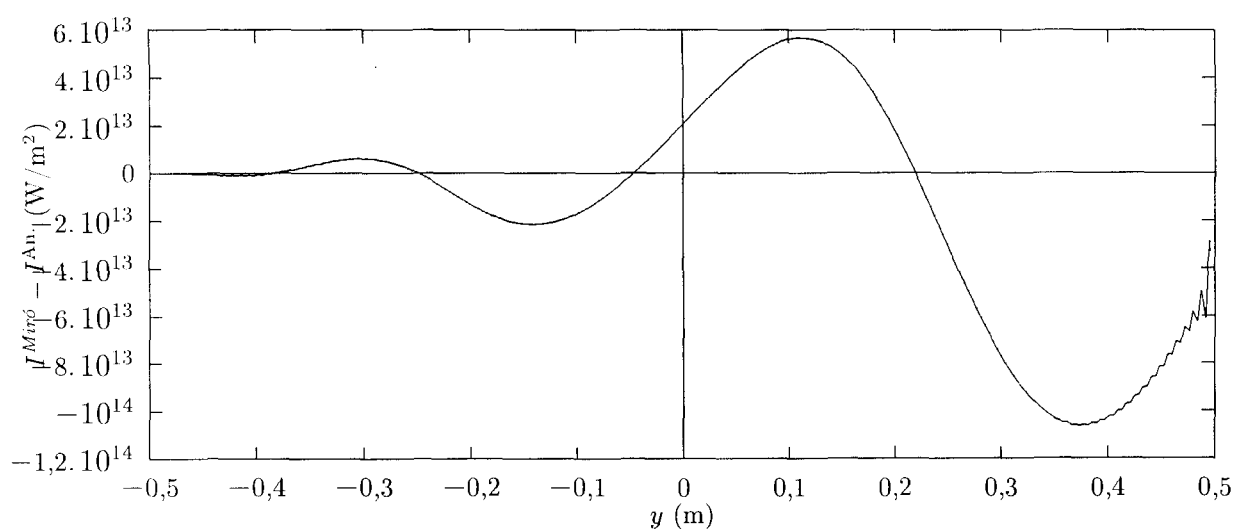


FIG. I.17 – *Différence absolue entre l'intensité analytique et celle calculée.*

12. Conversion de fréquence en présence d'absorption

a) Objectif

L'objectif est de tester les équations de conversion de fréquence lorsque le milieu est absorbant (et que l'on néglige la double réfraction). Ces dernières s'écrivent

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + v_1 E_1 = -i \frac{\omega_1^2}{k_1 c^2 \cos^2 \alpha_1} d_{\text{eff}} E_3 E_2^* e^{-i\Delta k z} \quad (\text{I.30.a})$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} + v_2 E_2 = -i \frac{\omega_2^2}{k_2 c^2 \cos^2 \alpha_2} d_{\text{eff}} E_3 E_1^* e^{-i\Delta k z} \quad (\text{I.30.b})$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial z} + v_3 E_3 = -i \frac{\omega_3^2}{k_3 c^2 \cos^2 \alpha_3} d_{\text{eff}} E_1 E_2 e^{i\Delta k z}, \quad (\text{I.30.c})$$

$v_{i,i=1,\dots,3}$ étant les coefficients d'absorption des ondes 1 à 3. Posant $E_i = \rho_i(z) e^{i\varphi_i(z)}$, et séparant parties réelles et imaginaires, on aboutit à

$$\frac{d\rho_1}{dz} + v_1 \rho_1 = -\frac{\omega_1^2}{k_1 c^2 \cos^2 \alpha_1} d_{\text{eff}} \rho_2 \rho_3 \sin \theta \quad (\text{I.31.a})$$

$$\frac{d\rho_2}{dz} + v_2 \rho_2 = -\frac{\omega_2^2}{k_2 c^2 \cos^2 \alpha_2} d_{\text{eff}} \rho_1 \rho_3 \sin \theta \quad (\text{I.31.b})$$

$$\frac{d\rho_3}{dz} + v_3 \rho_3 = \frac{\omega_3^2}{k_3 c^2 \cos^2 \alpha_3} d_{\text{eff}} \rho_1 \rho_2 \sin \theta \quad (\text{I.31.c})$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \cotan \theta \times \left(v_1 + v_2 + v_3 + \frac{d}{dz} \ln(\rho_1 \rho_2 \rho_3) \right) + \Delta k, \quad (\text{I.31.d})$$

où $\theta(z) = \varphi_1(z) + \varphi_2(z) - \varphi_3(z) + \Delta k z$.

Nous nous placerons dans le cas particulier où $v_1 = v_2 = v_3 \equiv v$, et où le désaccord de phase Δk est nul. Dans ce cas, il est possible d'effectuer le changement de variable et de fonction [8, § V.C] :

$$y = \frac{1 - e^{-vz}}{v} \quad (\text{I.32.a})$$

$$\tilde{\rho}_1 = \rho_1 e^{vz} \quad (\text{I.32.b})$$

$$\tilde{\rho}_2 = \rho_2 e^{vz} \quad (\text{I.32.c})$$

$$\tilde{\rho}_3 = \rho_3 e^{vz}. \quad (\text{I.32.d})$$

On aboutit alors au système d'équations

$$\frac{d\tilde{\rho}_1}{dy} = -\frac{\omega_1^2}{k_1 c^2 \cos^2 \alpha_1} d_{\text{eff}} \tilde{\rho}_2 \tilde{\rho}_3 \sin \theta \quad (\text{I.33.a})$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_2}{dy} = -\frac{\omega_2^2}{k_2 c^2 \cos^2 \alpha_2} d_{\text{eff}} \tilde{\rho}_1 \tilde{\rho}_3 \sin \theta \quad (\text{I.33.b})$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_3}{dy} = \frac{\omega_3^2}{k_3 c^2 \cos^2 \alpha_3} d_{\text{eff}} \tilde{\rho}_1 \tilde{\rho}_2 \sin \theta \quad (\text{I.33.c})$$

$$\frac{d\theta}{dy} = \cotan \theta \frac{d}{dy} \ln(\tilde{\rho}_1 \tilde{\rho}_2 \tilde{\rho}_3). \quad (\text{I.33.d})$$

On reconnaît là les équations de conversion d'un KDP non absorbant à l'accord de phase.

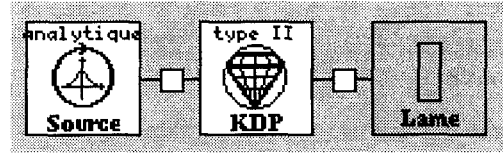
Ce cas test permet de comparer le résultat *Miró* avec la formule analytique évaluée par *Mathematica*. Afin de corser la difficulté nous avons choisi une configuration où les ondes pompes ne sont pas équiphotoniques. La situation est un doublement de type II.

Pour évaluer une solution analytique, nous employons l'expression suivante qui est tirée de [5, p. 203], et qui donne l'intensité $I_{2\omega}$ en fonction de z :

$$I_{2\omega} = I_t e^{-2vz} |\sin 2\psi| \operatorname{th}^2 \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{argth} \left[\operatorname{sn} \left(2\sqrt{|\sin 2\psi|} \frac{I_t}{P_c} \times \frac{1 - e^{-vz}}{v}, \frac{(|\cos \psi| + |\sin \psi|)^2}{2|\sin 2\psi|} \right) \right] \right\}, \quad (\text{I.34})$$

I_t étant l'intensité totale du faisceau incident, ψ l'angle de polarisation entre la polarisation de la source et l'axe extraordinaire du KDP ($\psi = 30^\circ$ dans l'exemple), et P_c la puissance critique définie par la formule (I.21).

b) Schéma



c) Données

0- Source analytique	Énergie	2.10^7 J
	Angle de polarisation	30°
	Section	1 m^2
	Expression de l'intensité $I(x,y,t)$	$y+0.5$
1- KDP	Nom de l'élément	doubl tII
	Épaisseur	1 mm
	Indice de réfraction	KDP_1053
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Coefficient d'absorption	400 m^{-1}
	Angle theta du cristal	$59,228\,92^\circ$
	Angle phi du cristal	0°
	Orientation du cristal	0°
	Intensité de conversion Analytique/Runge Kutta	$2,21.10^{20} \text{ W/m}^2$ 0
2- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; 10^{-9} s ; 1
	X	-0,5 m ; 0,5 m ; 1
	Y	-0,5 m ; 0,5 m ; 256

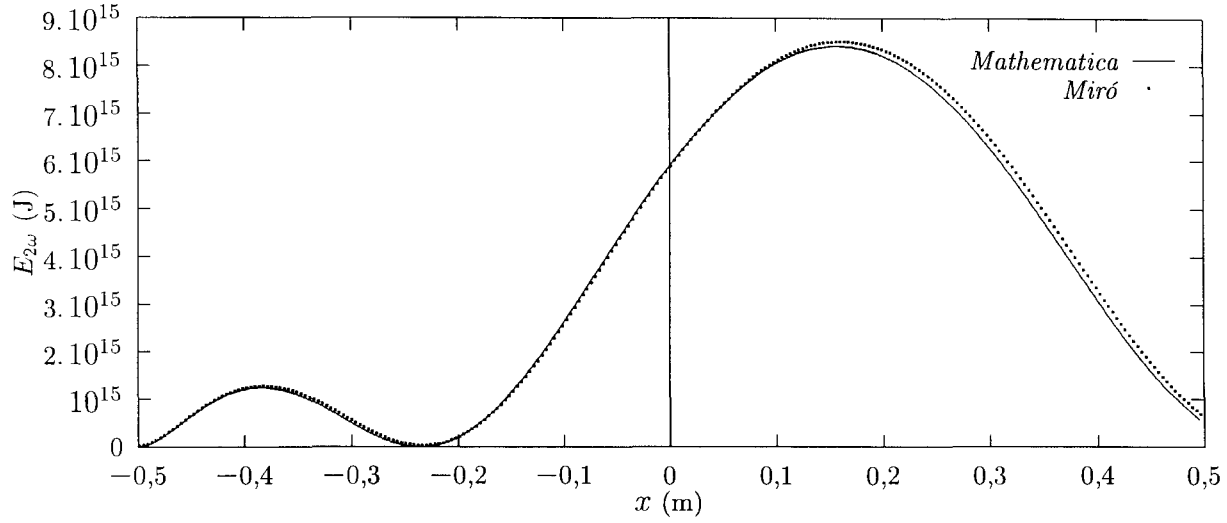
d) *Interprétation*

FIG. I.18 – KDP à l'accord de phase avec absorption : résultat Miró et résultat théorique obtenu avec Mathematica.

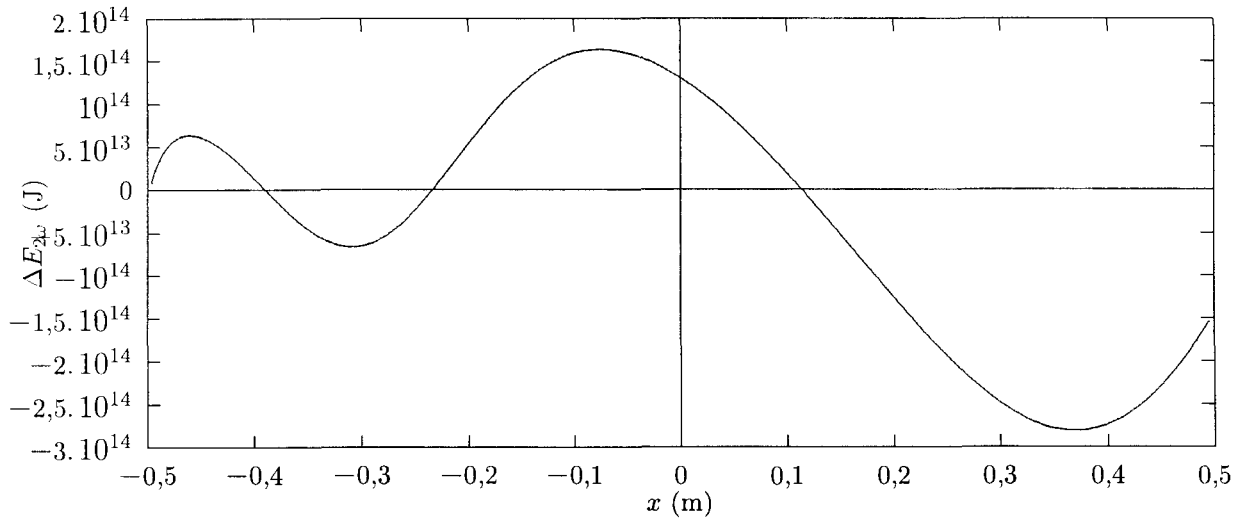


FIG. I.19 – Différence absolue entre les deux courbes de la figure I.18.

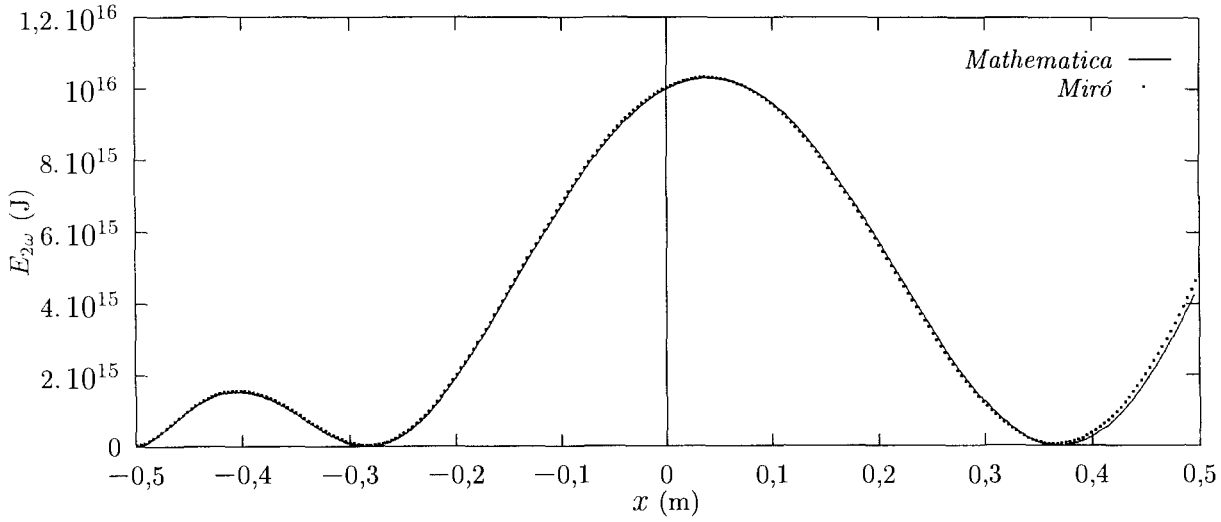


FIG. I.20 – *KDP à l'accord de phase sans absorption : résultat Miró et résultat théorique obtenu avec Mathematica.*

La figure I.18 permet de comparer le résultat *Miró* avec la courbe théorique obtenue avec *Mathematica*. La différence entre les deux courbes est tracée sur la figure I.19. Enfin, nous donnons à titre de comparaison sur la figure I.20 la courbe correspondant au cas non absorbant (résultats *Miró* et *Mathematica*).

Remarque : ce cas test ne peut pas tourner en optique géométrique 1D (cas il nécessite de découper le KDP en tranches le long de son épaisseur ; or la conversion de fréquence 1D ne fonctionne que pour la création d'harmoniques).

13. Convertisseur de fréquence : effet cascade

a) Objectif

Dans ce cas test, nous vérifions avec *Miró* une propriété remarquable des convertisseurs de fréquence fonctionnant loin de l'accord de phase : lorsqu'il y a faible déplétion de l'onde pompe, le déphasage induit sur cette dernière par la traversée du milieu devient proportionnel à l'intensité. Autrement dit, tout se passe comme si nous étions en présence d'effet Kerr. Cette propriété consistant à créer un $\chi^{(3)}$ effectif à partir d'un matériau à $\chi^{(2)}$ est appelée effet cascade (*cascading* dans la littérature anglo-saxonne). Pour une description détaillée des phénomènes physiques entrant en jeu, le lecteur est invité à consulter les références [9, 10, 11]. Ce cas test vise à reproduire la figure 1 de la référence [11].

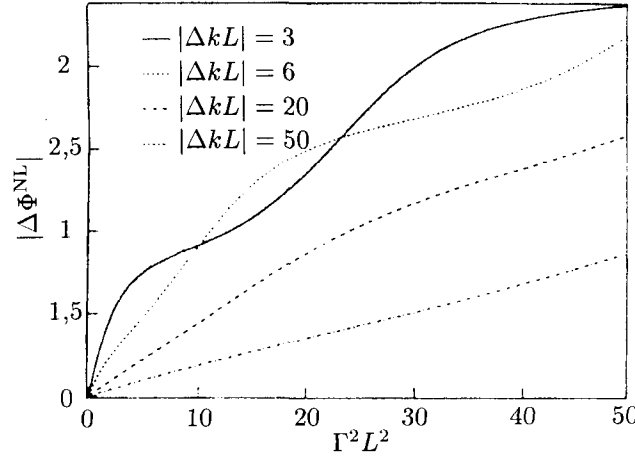


FIG. I.21 – Reproduction de la figure 1 de la référence [11]. En abscisse, $\Gamma^2 L^2$, où $\Gamma = \omega_1 d_{\text{eff}} / (c \sqrt{n_2 n_1})$.

On écrit tout d'abord les équations de doublement de fréquence en type I (en négligeant la double réfraction)¹ :

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = -i \overbrace{\frac{\omega_1^2}{k_1 c \cos^2 \alpha_1}}^{\kappa_1} d_{\text{eff}} E_2 E_1^* e^{-i\Delta k z} - \nu_1 E_1 \quad (\text{I.35.a})$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = -i \underbrace{\frac{\omega_2^2}{2k_2 c \cos^2 \alpha_2}}_{\kappa_2} d_{\text{eff}} E_1^2 e^{i\Delta k z} - \nu_2 E_2, \quad (\text{I.35.b})$$

1. Ici nous utilisons des champs E_i dimensionnés en unité de champ électrique et non d'intensité ; l'intensité I_i de l'harmonique i est reliée au champ E_i par :

$$I_i = \frac{n_i \varepsilon_0 c}{2} |E_i|^2,$$

n_i étant l'indice de réfraction vu par l'harmonique i . Le champ électrique réel \mathcal{E}_i , solution des équations de Maxwell, est la partie réelle de $E_i e^{i(\omega_i t - k z)}$.

les $n_{i,i=1,2}$ étant les indices vus par les ondes 1 et 2 (ils sont définis par la formule (I.11) pour une onde extraordinaire) ; les v_i sont les coefficients d'absorption, et les α_i les angles de double réfraction.

Dans la suite on suppose que l'onde 1 n'est pas absorbée ($v_1 = 0$) et que le rendement de conversion est petit devant 1. De cette façon, on peut intégrer l'équation (I.35.b) en posant que $E_1(z) \simeq E_1(0)$. On obtient alors

$$E_2(z) = \frac{\kappa_2 E_1^2(0)}{\Delta k - i v_2} (e^{-v_2 z} - e^{i \Delta k z}) ; \quad (\text{I.36})$$

l'équation (I.35.a) devient dès lors

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = i \kappa_1 \kappa_2 |E_1|^2 E_1 \frac{1 - e^{-v_2 z - i \Delta k z}}{\Delta k - i v_2} . \quad (\text{I.37})$$

Nous rappelons que l'équation de propagation dans un milieu à effet Kerr est

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -i \frac{\omega}{c} \gamma I E , \quad (\text{I.38})$$

I étant l'intensité. L'équation (I.37) ne peut donc pas être directement identifiée à l'équation (I.38) car le γ effectif y dépend de z . Toutefois, si le milieu n'est pas absorbant ($v_2 = 0$) et dans la limite $\Delta k z \rightarrow \infty$ on trouve (en moyennant l'exponentielle complexe de (I.37) à zéro) :

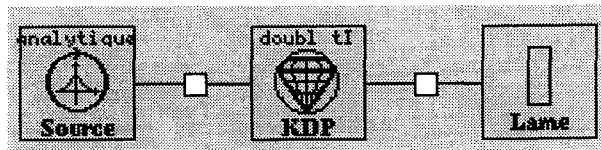
$$\gamma^{\text{eff}} = - \frac{4\pi d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 \lambda_1 c n_1^2 n_2 \cos^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 \Delta k} , \quad (\text{I.39})$$

les $n_{i,i=1,2}$ étant les indices vus par les ondes 1 et 2.

Dans ce cas test nous choisissons une onde dont l'intensité croît linéairement avec x , et nous regardons son déphasage après traversée de $L = 1$ mm de KDP. L'intensité maximale choisie correspond à l'abscisse maximale de la figure 1 de la référence [11] (soit 50), ce qui donne

$$I_{\text{max}} = 50 \times \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\varepsilon_0 c n_1^2 n_2}{2 d_{\text{eff}}^2 L^2} .$$

b) *Schéma*



c) *Données*

0- Source analytique	Énergie	4,490 910.10 ⁵ J (a) 4,451 900.10 ⁵ J (b) 4,860 330.10 ⁵ J (c) 5,689 490.10 ⁵ J (d)
	Section Expression de l'intensité I(x,y,t)	1 m ² y+0.05
1- KDP	Nom de l'élément	doubl tI
	Épaisseur	1 mm
	Indice de réfraction	KDP_1053
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Angle theta du cristal	40,843 59°(a) 40,499 10°(b) 38,884 20°(c) 35,361 46°(d)
	Angle phi du cristal	90°
	Orientation du cristal	-45°
	Intensité de conversion Analytique/Runge Kutta	2,21.10 ²⁰ W/m ² 0
2- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; 10 ⁻⁹ s ; 1
	X	-0,05 m ; 0,05 m ; 1
	Y	-0,05 m ; 0,05 m ; 128

Dans ce tableau nous avons introduit quatre jeux de paramètres repérés par les lettres *a*, *b*, *c* et *d*. Ils correspondent à des valeurs du désaccord de phase satisfaisant $\Delta kL = 3, 6, 20$ et 50 : ce sont les valeurs utilisées dans l'article [11]. Remarquons par ailleurs que les ordres de grandeur des paramètres utilisés (une fraction de mégajoule sur 1 dm²!) ne correspondent pas du tout à ceux d'une expérience réalisable. En fait, les expériences d'effet cascade n'utilisent pas le KDP mais des matériaux organiques, à $\chi^{(2)}$ beaucoup plus élevé.

d) *Interprétation*

La figure I.22 montre le résultat de la simulation *Miró* (déphasage vu par l'onde pompe lors de la traversée du KDP¹). On constate que la figure reproduit fidèlement celle de l'article [11]. Le déphasage est linéaire lorsque le désaccord de phase tend vers l'infini. Dans le cas $\Delta kL = 50$, et en employant l'expression (I.39) on trouve un déphasage maximal d'environ 1 rad, ce qui est conforme à ce qui est représenté sur la courbe.

1. Repérage des différentes courbes : lorsque x et maximal l'ordonnée des points est fonction décroissante du désaccord de phase Δk .

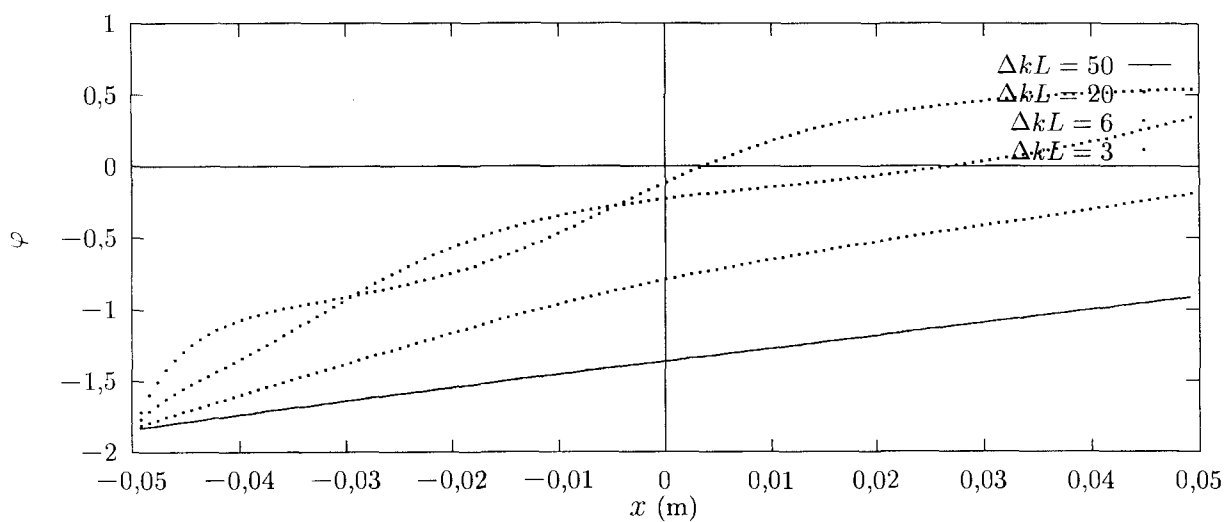


FIG. I.22 – Déphasage induit sur l'onde fondamentale par la traversée de 1 mm de KDP, en fonction de x (i.e. de la puissance). À grand désaccord de phase le déphasage est proportionnel à la puissance (création d'un n_2 effectif).

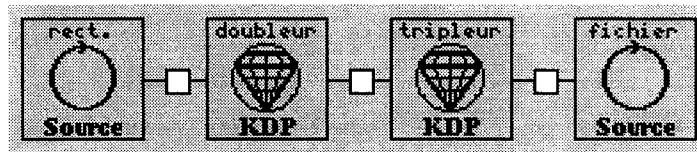
14. Calcul inverse dans les convertisseurs de fréquence

a) Objectif

Le calcul inverse dans les convertisseurs de fréquence utilise un algorithme (dichotomie) qui est différent de celui utilisé pour la partie 1ω de la chaîne. Les modalités de mise en œuvre du calcul (réglage des paramètres) peuvent s'avérer délicates dans certaines configurations. Le problème est rendu complexe par le fait que les fonctions de transfert des KDP sont hautement non linéaires d'une part, et surtout non monotones. Par suite, si l'on fixe une valeur pour l'intensité 3ω de sortie, il existe une infinité de valeurs de 1ω à l'entrée des KDP qui conviennent. L'utilisateur souhaite en général que soit retenue la solution de plus basse intensité mais l'algorithme n'est pas conçu pour converger automatiquement vers cette solution. Tout dépendra en fait de la largeur de l'encadrement initial : si cette largeur est trop importante, il peut exister plusieurs racines dans l'intervalle et le résultat ne sera vraisemblablement pas celui souhaité. L'utilisateur aura donc intérêt à rétrécir l'encadrement initial mais ceci se fera au détriment du temps de calcul.

Ce paragraphe comprend deux parties : tout d'abord nous fournirons un exemple de calcul inverse (1D et 3D) qui fonctionne ; puis nous présenterons quelques unes des pathologies qui peuvent parfois survenir.

b) Schéma



c) Données

Le cas (a) est conçu pour le calcul inverse 3D tandis que le cas (b) sert au calcul inverse 1D. Avant d'effectuer le calcul inverse il faut passer le cas correspondant en calcul direct (optique géométrique 3D ou 1D) pour créer le fichier de fluence ou de puissance utilisé par la source de fin de chaîne.

0- Source rectangulaire	Énergie	2,2.10 ⁴ J (a) 3,1.10 ⁴ J (b)
	Largeur	1 m
	Hauteur	0,261 805 2 m (a) 0,4 m (b)
	Exposant spatial en X	10
1- KDP	Nom de l'élément	doubleur
	Épaisseur	1,06.10 ⁻² m
	Indice de réfraction	KDP_1053
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Angle theta du cristal	41,2°

2- KDP	Nom de l'élément	tripleur
	Épaisseur	10^{-2} m
3- Source fichier	Indice de réfraction	KDP_1053
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Angle theta du cristal	$59,0697^\circ$
	Angle phi du cristal	0°
	Orientation du cristal	0°
Paramètres	Fichier des résultats	resultat
	Énergie	0 J
	Longueur d'onde	$3,51.10^{-7}$ m
	Section	$0,4 \text{ m}^2$
	Fichier temporel source	/tmp/resultat.pui
	Fichier spatial source	/tmp/resultat.flu
	Optique géométrique 3D	/tmp 0 s ; 4.10^{-9} s ; 1 (a) 0 s ; 4.10^{-9} s ; 64 (b) 0 m ; 0,25 m ; 1 -0,5 m ; 0,5 m ; 64 0,005 (a) 0,01 (b)
	Optique géométrique inverse 3D (a)	
	Optique géométrique 1D	
	Optique géométrique inverse 1D (b)	
	Nom de l'étude	
	Temps	
	X	
	Y	
	Précision de l'encadrement	

d) Interprétation

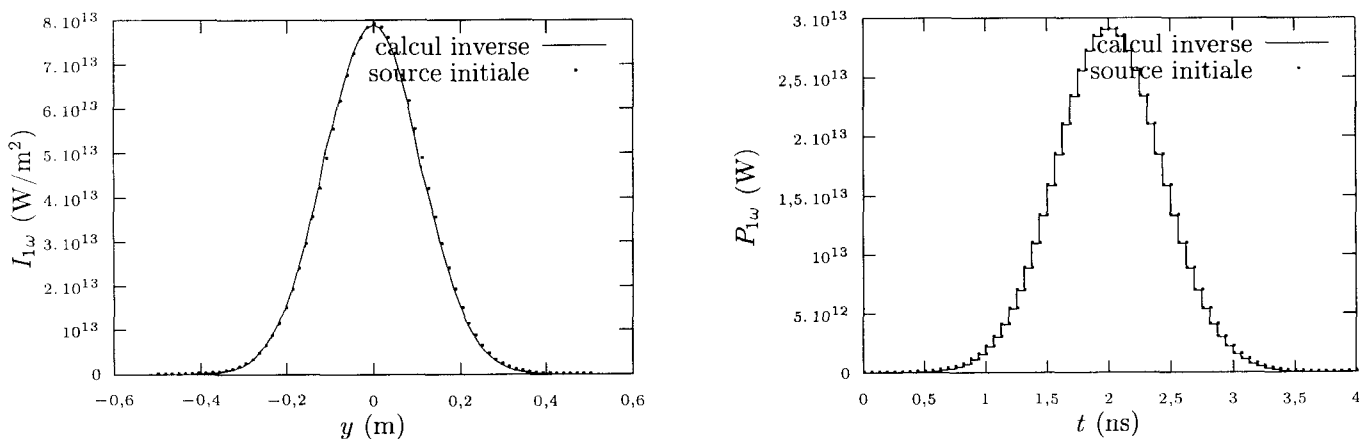


FIG. I.23 – Calcul inverse incluant des convertisseurs de fréquence. En pointillés, la source initiale du calcul direct, qui donc constitue la référence pour le calcul inverse. En trait plein, résultat de calcul inverse. À gauche, calcul en optique géométrique 3D. À droite, optique géométrique 1D.

La figure I.23 représente la forme spatiale requise pour le faisceau en début de chaîne (source de départ pour le calcul direct initial), en fonction de y (calcul 3D) ou en fonction

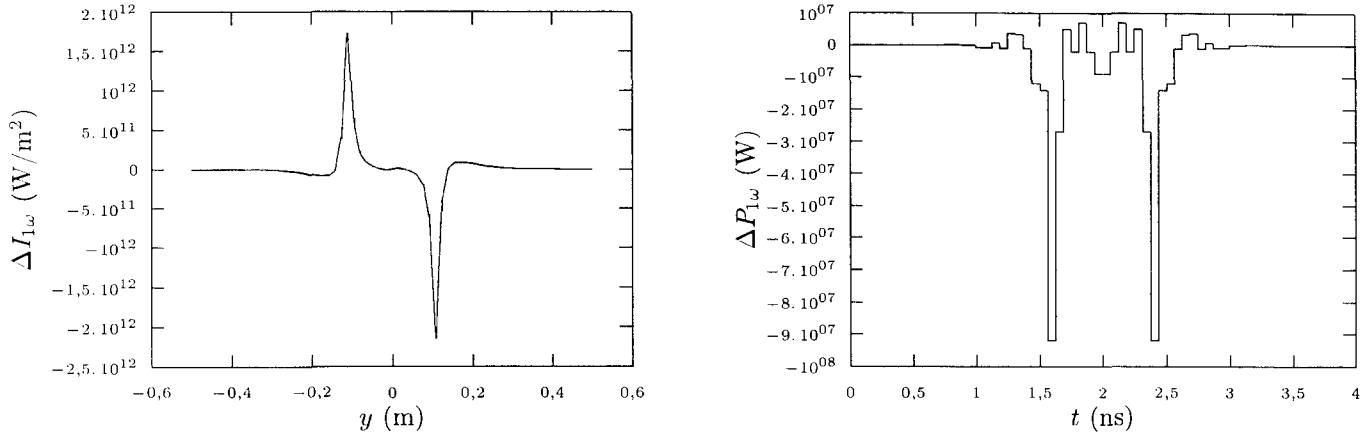


FIG. I.24 – Différence absolue entre le résultat du calcul inverse et la référence (calcul 3D à gauche, 1D à droite).

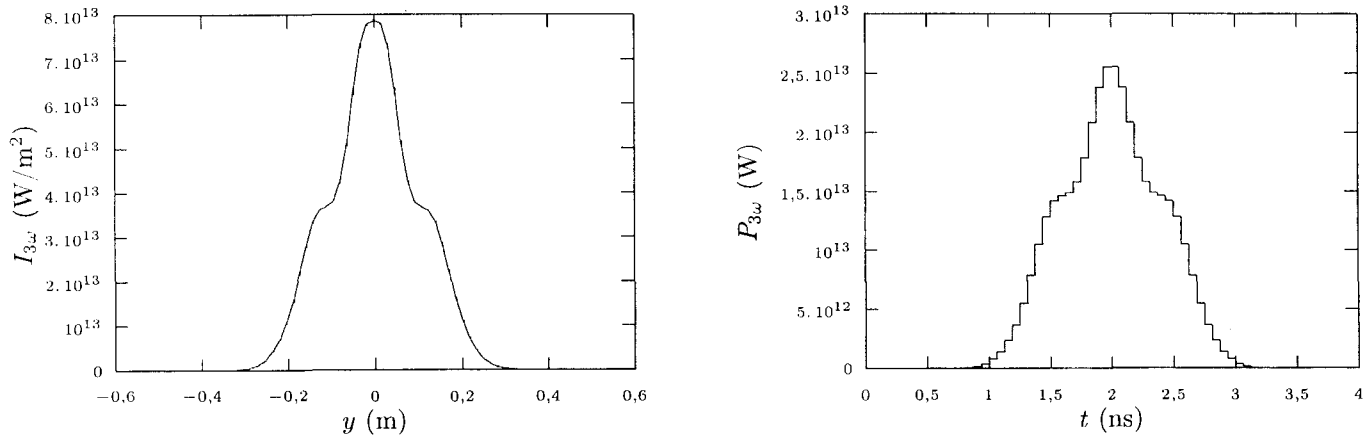


FIG. I.25 – Intensité 3ω en fin de chaîne pour un faisceau injecté correspondant à la figure I.23.

de t (calcul 1D). Dans les deux cas il s'agit d'une gaussienne. Sur la même figure nous présentons le résultat du calcul inverse. La différence absolue des deux courbes est montrée sur la figure I.24. On constate que l'accord entre les deux courbes est excellent en calcul 1D. En calcul 3D, une différence sensible due aux effets de la double réfraction¹ apparaît là où le gradient de l'intensité est le plus fort. L'allure du faisceau 3ω en fin de chaîne est présentée sur la figure I.25.

Avec le calcul inverse 3D nous obtenons une énergie 1ω en début de chaîne de 21,992 24 kJ (pour 22 kJ demandés). Pour arriver à ce résultat il a fallu 62 itérations en encadrement et 22 en dichotomie. En 1D les résultats sont 30,999 98 kJ au lieu de 31 kJ, 68 itérations pour encadrer et 22 pour trouver le résultat.

1. La double réfraction est prise en compte pour le calcul direct en 3D mais pas pour le calcul inverse 3D. Elle est négligée en calcul 1D direct et inverse.

e) Quelques problèmes liés au calcul inverse en présence de convertisseurs de fréquence

Rappelons tout d'abord qu'avant d'effectuer un calcul inverse avec des KDP il convient de régler la fréquence de la source finale à celle de l'harmonique ; la polarisation doit aussi, pour certains cas (doubleur seul notamment), être tournée de 90° . Sans ces ajustements le programme renvoie un message d'erreur signifiant que le KDP n'est pas du tout à l'accord de phase.

Dans ce paragraphe nous allons étudier une cause possible de problèmes, très spécifique du cas des convertisseurs de fréquence. Pour ce faire, reprenons le cas 3D précédent ; un lecteur attentif aura remarqué que nous avons abaissé à 0,005 la valeur du paramètre « précision de l'encadrement », alors que pour l'exemple en calcul inverse 1D la valeur plus lâche de 0,01 avait été retenue.

Si l'on effectue le calcul inverse 3D en portant la valeur de ce paramètre à 0,01, on trouve au lieu de 22 kJ une énergie de début de chaîne de 22,5 kJ environ. Par ailleurs, si l'on trace l'intensité du faisceau en fonction de y , on obtient la courbe de la figure I.26, qui n'est pas une gaussienne (au point central près).

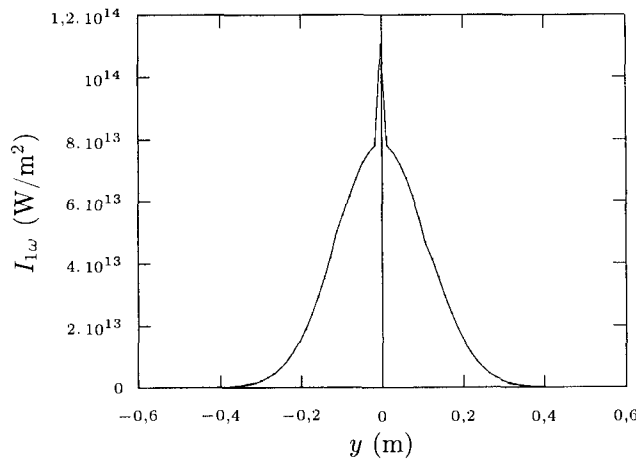


FIG. I.26 – Résultat du calcul inverse 3D lorsque le paramètre « précision de l'encadrement » vaut 0,01.

L'explication à cette anomalie peut être comprise en regardant l'allure de la fonction de transfert du système doubleur/tripleur de l'exemple (intensité 3ω en sortie du tripleur tracée en fonction de l'intensité 1ω en entrée du doubleur, fig. I.27). On constate que cette fonction est monotone pour une intensité 1ω incidente inférieure à $7,87 \cdot 10^{13}$ W/m² (intensité 3ω correspondante : $7,84 \cdot 10^{13}$ W/m² : on voit donc que le rendement est proche de 1). Au-delà de cette valeur, la fonction décroît puis admet des minima et des maxima successifs.

L'algorithme de calcul inverse commence par évaluer un minorant et un majorant de la solution. Le minorant vaut $I_{1\omega}^< = I_{3\omega}^{\text{sortie}}$ et le majorant est obtenu à partir du minorant par incrémentations successives. La largeur des sauts effectués pour rechercher ce majorant est directement liée à la valeur du paramètre « précision de l'encadrement ».

Dans l'exemple précédent, certains points se situent au voisinage du premier maximum

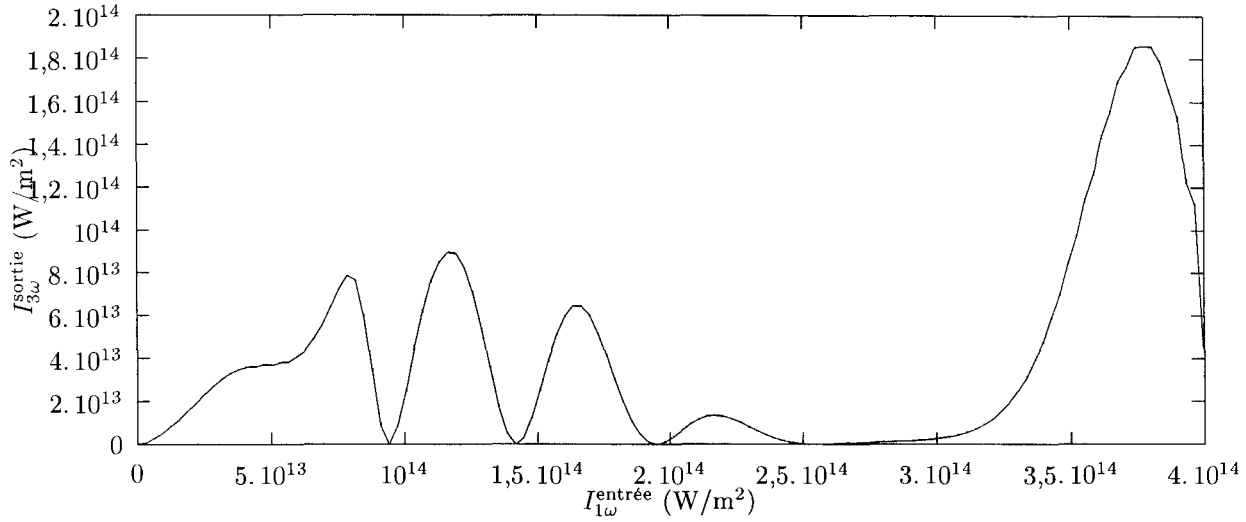


FIG. I.27 – *Efficacité de conversion (intensité 3ω en sortie tracée en fonction de l'intensité 1ω incidente) pour le système doubleur/tripleur considéré dans ces exemples.*

de la fonction de transfert, pour lequel le rendement de conversion est voisin de 1. Le minorant $I_{1\omega}^<$ est en fait très proche de la bonne solution. Si la taille de pas choisie pour la recherche du majorant est trop importante, le programme ne trouvera pas de majorant sur le premier pic de la fonction de transfert et recherchera donc au-delà (cf. fig. I.28). Le majorant retenu se situera finalement sur le deuxième pic de la fonction de transfert (correspondant dans notre cas à une intensité 1ω supérieure à 10^{14} W/m²). Dès lors l'algorithme de dichotomie convergera vers une racine qui n'est pas celle de plus petite énergie : c'est pourquoi nous observons ces intensités anormalement élevées au centre de la figure I.26.

De façon générale le calcul inverse des convertisseurs de fréquence est susceptible de poser problème lorsque l'intensité 3ω demandée en fin de chaîne approche le premier maximum de la fonction de transfert des KDP : c'est malheureusement souvent le cas sur les chaînes de puissance où les KDP sont optimisés pour fournir un rendement crête voisin de 1. Dans la mesure où la valeur de ce maximum n'est pas dépassée, on peut en général parvenir au résultat correct en abaissant la valeur du paramètre « précision de l'encadrement » — mais ceci a un prix : l'augmentation du nombre d'itérations nécessaires. En fait l'utilisateur devra déterminer une valeur acceptable pour ce paramètre par des essais successifs sur un petit nombre de pixels.

Il peut également arriver que la valeur crête de l'intensité 3ω demandée dépasse le premier maximum de la fonction de transfert¹. Dans ce cas, la racine de plus basse énergie sera située sur le deuxième pic de cette fonction : on aboutira à des valeurs d'intensités en général inacceptables. Dans la pratique l'utilisateur devra réviser à la baisse ses prétentions

1. Dans l'exemple précédent nous avons effectué un calcul inverse à partir du résultat d'un calcul direct, et ce problème ne pouvait pas survenir. Toutefois dans la pratique on effectue plutôt le contraire : on fixe arbitrairement une forme d'impulsion en fin de chaîne, on effectue le calcul inverse puis on vérifie éventuellement le résultat par calcul direct. Dès lors il peut exister un risque important pour qu'en certains points l'intensité 3ω demandée soit située au-delà du maximum de la fonction de transfert.

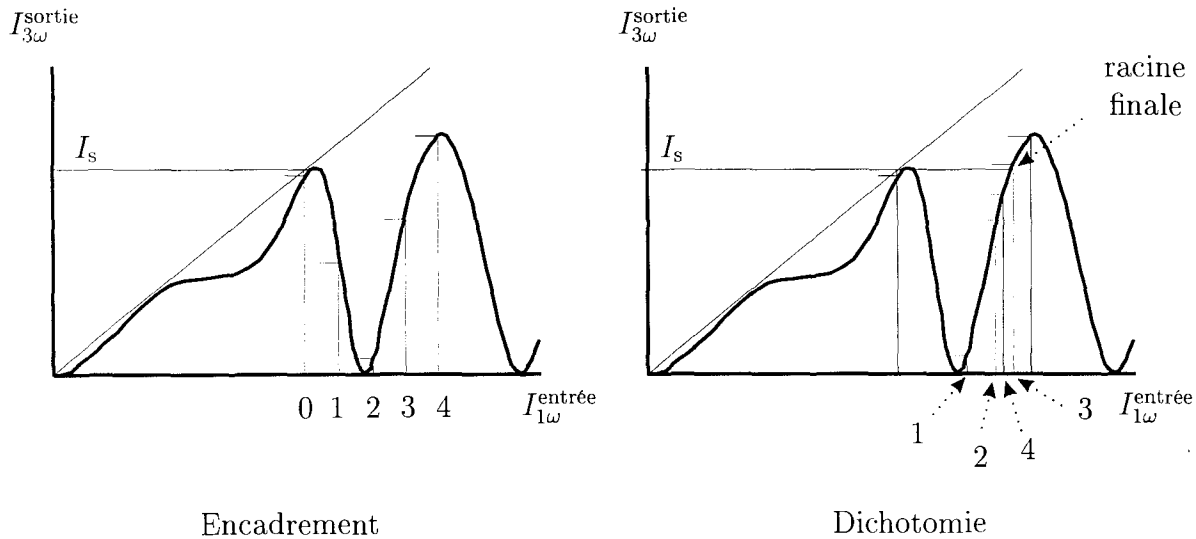


FIG. 1.28 – Scénario permettant d’expliquer que le programme ne converge pas vers la solution de plus basse énergie pour certains points de la figure I.26.

en terme d’énergie : là aussi un certain nombre d’essais/erreurs avec peu de pixels seront nécessaires pour déterminer une énergie de fin de chaîne acceptable.

Ces surintensités auxquelles peut aboutir le calcul inverse de la conversion de fréquence peuvent par ailleurs conduire à des effets dramatiques si l’on effectue le calcul avec une chaîne de puissance complète (amplificateurs et convertisseurs de fréquence). En effet, si les amplificateurs fonctionnent en régime saturé, ces intensités peuvent correspondre à des énergies supérieures à l’énergie stockée dans les amplificateurs. Par suite la chaîne de puissance ne sera pas en mesure de fournir les fluences correspondantes. Dans ce cas, il est fréquent que la méthode de Newton qui est mise en œuvre pour l’inversion de la partie 1ω de la chaîne ne parvienne pas à converger vers un résultat.

Par conséquent, pour la mise au point du calcul inverse sur une structure de chaîne donnée, nous conseillons fortement de séparer dans un premier temps les convertisseurs de fréquence du reste de la chaîne. On s’assurera d’abord que le calcul inverse sur les KDP aboutit partout à une solution située en-deçà du maximum de la fonction de transfert ; ce n’est que dans un deuxième temps que le calcul inverse sur l’ensemble de la chaîne pourra être envisagé.

15. Conversion de fréquence en spectre large

a) Objectif

Ce cas test vise à tester l'influence de la largeur spectrale sur la conversion de fréquence, *i.e.* la chute de rendement due à l'écart entre les vitesses de groupe des différentes harmoniques. Nous cherchons pour cela à reproduire *via Miró* les résultats de la référence [12] (fig. I.15.a). On considère un faisceau dont la phase est modulée sinusoïdalement ; dans un premier temps, on cherche à le tripler en fréquence au moyen d'un système type II/type II. On constate alors une chute de rendement. Dans un deuxième temps, on disperse préalablement ce faisceau au moyen d'un réseau dont les traits sont convenablement orientés. On peut alors obtenir un bon rendement (en fait le même qu'en spectre étroit, en l'absence de modulation). Notons que c'est par cette méthode qu'il est prévu de convertir les faisceaux lissés sur le laser Mégajoules (implantation de réseaux en fin de chaîne).

L'expression du champ électrique non dispersé est

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(x, y) e^{-t^2/\tau^2} e^{-i\sigma \sin(\omega_m t)}, \quad (\text{I.40})$$

σ étant la profondeur de modulation et ω_m la fréquence de modulation. Après passage dans un réseau de temps de retard par unité de longueur ξ le champ devient

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(x, y) e^{-(t-\xi x)^2/\tau^2} \exp \left\{ -i\sigma \sin(\omega_m(t - \xi x)) \right\}. \quad (\text{I.41})$$

On suppose par la suite que l'enveloppe est de spectre étroit c'est-à-dire que $\xi x \ll \tau$. On peut alors remplacer l'enveloppe $e^{-(t-\xi x)^2/\tau^2}$ par e^{-t^2/τ^2} .

Le traitement d'une impulsion modulée en phase revient à considérer qu'il existe une « fréquence instantanée » qui dépend du temps. La conversion de fréquence peut ainsi être traitée en introduisant un désaccord de phase effectif qui varie en fonction du temps en même temps que la fréquence instantanée. En ajustant correctement la dispersion du réseau ξ il est toutefois possible de compenser à chaque instant le désaccord de phase effectif : la condition à remplir est (pour un cristal dont x est la direction extraordinaire)

$$\xi \left(\frac{\omega_3}{\omega_1} \tan \alpha_3 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \tan \alpha_2 - \tan \alpha_1 \right) + \frac{\omega_3}{\omega_1} \frac{1}{v_g^3} - \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{1}{v_g^2} - \frac{1}{v_g^1} = 0, \quad (\text{I.42})$$

ω_i ($i = 1, 2, 3$) désignant la fréquence de chaque harmonique, v_g^i la vitesse de groupe de l'harmonique i et α_i son angle de double réfraction¹.

Pour retrouver ces résultats avec *Miró* nous utilisons une source analytique afin de reproduire le champ dispersé après le réseau ; en effet le composant « réseau » n'était pas encore disponible dans le code à l'heure où ce cas test a été rédigé. Les valeurs numériques de la simulation sont $I_{\max} = |\mathbf{E}_0|^2 = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$, $\tau = 595 \text{ ps}$, $\xi = \lambda_1/c \times 1,68 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. Le doubleur et le tripleur sont tous deux de type II, et réglés à l'accord de phase pour $1,053 \text{ } \mu\text{m}$. L'axe x correspond à l'axe ordinaire du doubleur et à l'axe extraordinaire du tripleur. La polarisation incidente du faisceau est réglée de telle sorte que 2/3 de l'énergie soit polarisée sur l'axe ordinaire du doubleur. Dans la simulation nous avons ajouté une enveloppe spatiale supergaussienne au faisceau, afin d'éviter les effets de bord.

1. Dans ce cas test la condition (I.42) est satisfaite sur le tripleur. Sur le doubleur ce n'est pas nécessaire car l'acceptance spectrale de la conversion est plus importante.

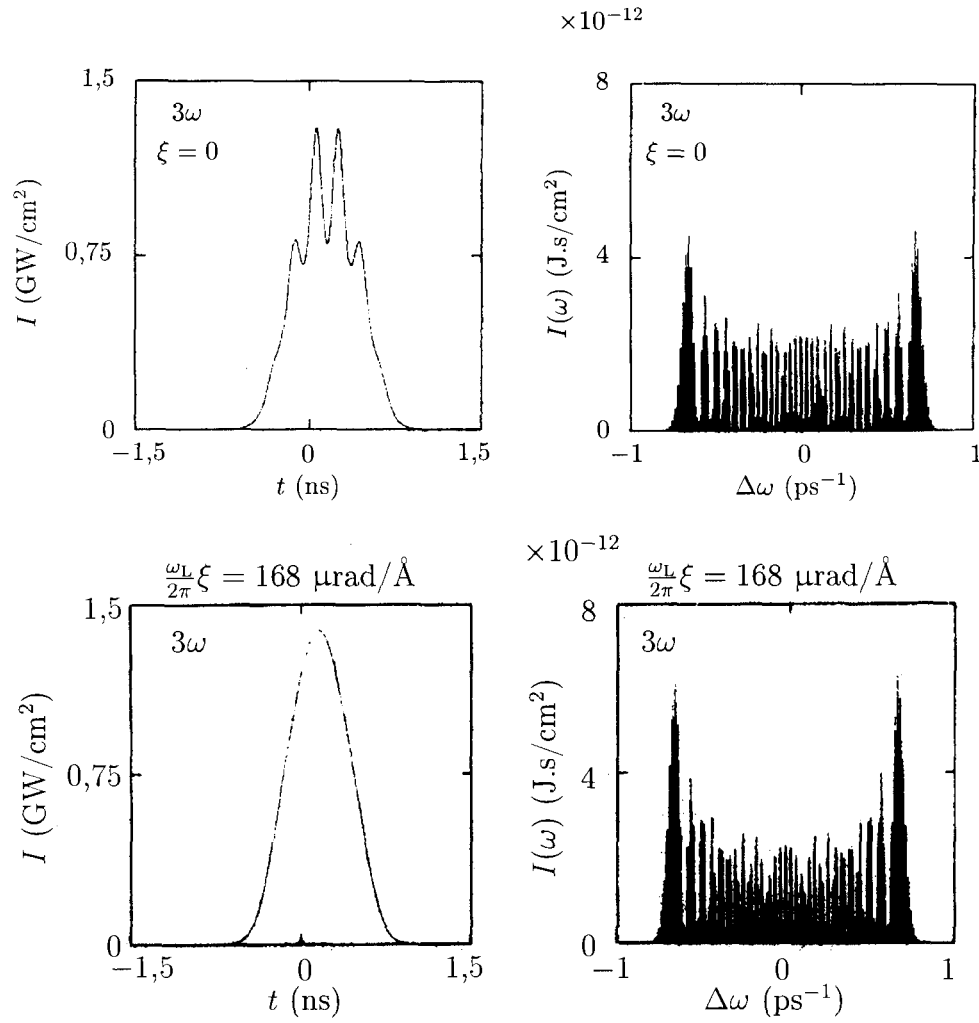


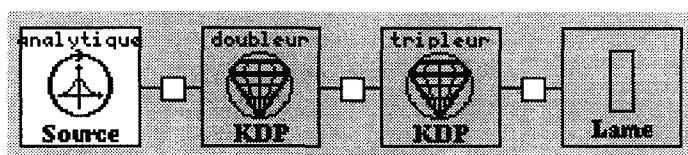
FIG. I.29 – Reproduction de la figure 3 de la référence [12]. En haut, conversion 3ω pour une impulsion non dispersée. En bas, conversion 3ω avec dispersion par un réseau. À gauche, intensités en fonction du temps ; à droite, spectres.

Remarque : la simulation comprend trois cas de figure :

- sans dispersion (a) ;
- avec une dispersion modélisée par une phase spatio-temporelle (b) ;
- avec une dispersion modélisée par le formalisme des ondes inhomogènes (c).

Le cas *b* nécessite à la fois un grand nombre de pas spatiaux et temporels. Sa durée de simulation est d'environ 50 minutes sur une station de travail DEC alpha 500.

b) Schéma



c) Données

0- Source analytique	Énergie Angle de polarisation Inhomogénéité suivant X Expression de l'intensité Expression de la phase	0 J 35,264 39° 0 s/m (a,b) 5,900 882 269 7. 10 ⁻⁹ s/m (c) 1.5e13*exp(-2*(t/595e-12) ²)*exp(-(x*x/0.1 ²) ⁶) -15*sin(2*pi*2.5e9*t) (a,c) -15*sin(2*pi*2.5e9*(t-5.9008822697e-9*x)) (b)
1- Convertisseur de fréquence	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Coefficient d'absorption Écart des vitesses de groupe Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal	doubleur 1,5 cm KDP_1053 0 m ² /W abs_KDP KDP_1053-evg_dII 59,228 90° 90° 0°
2- Convertisseur de fréquence	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Coefficient d'absorption Écart des vitesses de groupe Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal	tripleur 1,5 cm KDP_1053 0 m ² /W abs_KDP KDP_1053-evg_tII 59,069 70° 0° 0°
3- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large Temps X Y Déphasage maximal du pas fractionnaire	-10 ⁻⁹ s ; 10 ⁻⁹ s ; 1024 0 m ; 0,05 m ; 1 (a) -0,05 m ; 0,05 m ; 256 (b) 0 m ; 1 m ; 1 0,1 rad

Les fichiers utilisés pour ce cas test sont les suivants¹ (le symbole « | » désignant le retour à la ligne) :

```
- KDP_1053: 3 2 1 1 1 1 0 | X= 0.351e-6 0.5265e-6 1.053e-6 | 0=1 |
1.5323807 1.5131859 1.4945153 | E=2 | 1.4868956 1.4711416 1.4603937
- abs_KDP: 3 2 1 1 1 1 0 | L=351e-9 526.5e-9 1053e-9 | 0=1 | 0. 0. 4.
| E=2 | 0. 0. 4.
- KDP_1053-evg_dII: 2 2 1 1 1 1 0 | L=526.5e-9 1053e-9 | 0=1 | 0. 0. |
E=2 | -0.0552e-9 -0.1321e-9
- KDP_1053-evg_tII: 3 2 1 1 1 1 0 | L=351e-9 526.5e-9 1053e-9 | 0=1 |
0. 0.201e-9 0. | E=2 | 0.249e-9 0. 0.
```

d) Interprétation

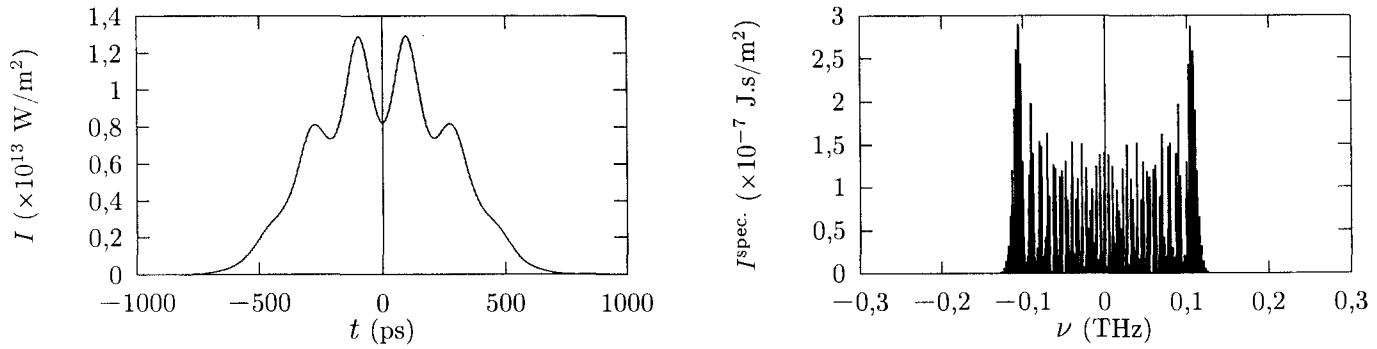


FIG. I.30 – cas (a) (*faisceau modulé en phase sans dispersion*). À gauche, forme temporelle du faisceau 3ω . À droite, spectre temporel de cette impulsion.

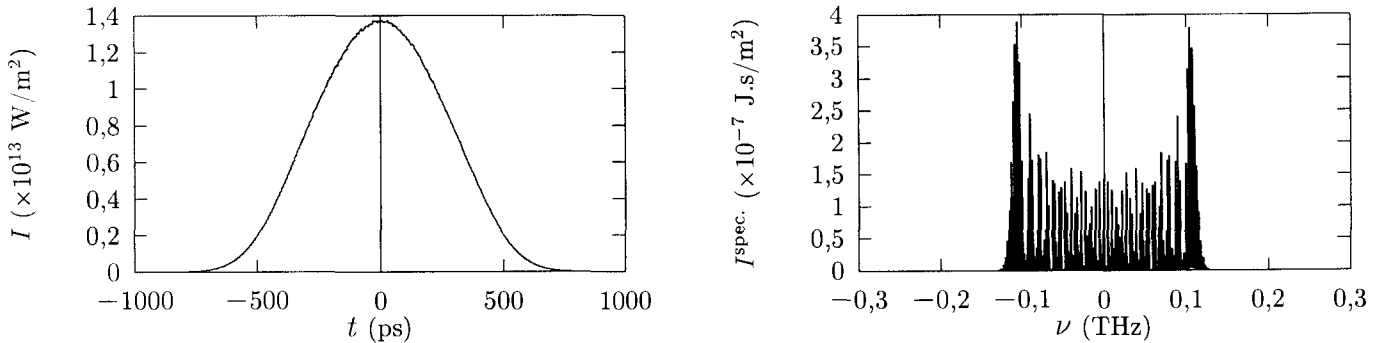


FIG. I.31 – cas (b) (*Prise en compte de la dispersion dans les réseaux*). Les courbes correspondent au pixel spatial en x n° 128.

1. À l'exception du fichier `abs_KDP`, les fichiers de ce cas test figurent normalement dans le répertoire `$MIRO_HOME/ext/xxx`, de telle sorte qu'ils sont automatiquement reconnus par *Miró*. L'utilisateur n'a donc pas besoin de les retranscrire dans son répertoire de travail. Dans *Miró* 2000, les fichiers sont dans le répertoire `$MIRO_HOME/lib/data`.

La figure I.30 présente le faisceau converti à 3ω en l'absence de dispersion par un réseau (cas *a*). La figure I.31 contient le résultat pour le faisceau dispersé (cas *b*). On constate que la présence du réseau de dispersion permet de récupérer un rendement de conversion équivalent à celui que l'on aurait en spectre étroit. La courbe obtenue dans le cas *c* est en tout point analogue. Qualitativement on vérifie que les résultats sont bien les mêmes que dans l'article.

Test de non régression : dans le cas *a* l'énergie 3ω finale est 380,534 4 J. Dans le cas *c* elle vaut 452,458 9 J.

16. Convertisseur de fréquence : calcul des indices non linéaires

Dans ce paragraphe nous contrôlons le calcul des indices non linéaires d'un KDP par les règles de Miller.

a) Calcul analytique

Nous considérons dans ce calcul le cas d'un tripleur de fréquence de type II. Le contenu de ce paragraphe est repris de [13].

Les règles de Miller vont nous donner le $\chi^{(3)}$ dans la base cristallographique. On en déduit les coefficients dans la base du faisceau grâce à la matrice de passage $[\Theta]$. Dans le cas d'un triplement type II nous avons $\Omega = 0$ (orientation du cristal) et $\varphi = 0$ (la polarisation selon x correspond à l'axe extraordinaire). La matrice $[\Theta]$ s'écrit :

$$[\Theta] = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -\cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix}. \quad (\text{I.43})$$

Le changement de repère pour la susceptibilité s'écrit :

$$\chi_{abcd} = \sum_{ABCD} \Theta_{aA} \Theta_{bB} \Theta_{cC} \Theta_{dD} \chi_{ABCD}, \quad (\text{I.44})$$

les indices $abcd$ se rapportant aux polarisations du faisceau et les indices $ABCD$ aux axes cristallographiques (l'axe optique étant l'axe Z). Nous en déduisons les relations :

$$\begin{aligned} \chi_{eeee} &= \chi_{XXXX} \cos^4 \theta \\ &+ [\chi_{XXZZ} + \chi_{XZZX} + \chi_{XZZX} + \chi_{ZZXX} + \chi_{ZZXX} + \chi_{ZZXX}] \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ &+ \chi_{ZZZZ} \sin^4 \theta \end{aligned} \quad (\text{I.45.a})$$

$$\chi_{eooo} = \chi_{XYXX} \cos^2 \theta + \chi_{ZYZZ} \sin^2 \theta \quad (\text{I.45.b})$$

$$\chi_{oeeo} = \chi_{YXXY} \cos^2 \theta + \chi_{YZZY} \sin^2 \theta \quad (\text{I.45.c})$$

$$\chi_{oooo} = \chi_{YYYY}. \quad (\text{I.45.d})$$

Cette expression se simplifie compte tenu des conditions de symétrie de Kleinman [14, p. 147] en

$$\chi_{eeee} = \chi_{XX} \cos^4 \theta + 6\chi_{XZ} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + \chi_{ZZ} \sin^4 \theta \quad (\text{I.46.a})$$

$$\chi_{eooo} = \chi_{XY} \cos^2 \theta + \chi_{XZ} \sin^2 \theta \quad (\text{I.46.b})$$

$$\chi_{oeeo} = \chi_{XY} \cos^2 \theta + \chi_{XZ} \sin^2 \theta \quad (\text{I.46.c})$$

$$\chi_{oooo} = \chi_{XX}, \quad (\text{I.46.d})$$

avec

$$\chi_{XX} = \chi_{XXXX} = \chi_{YYYY}$$

$$\chi_{ZZ} = \chi_{ZZZZ}$$

$$\chi_{XY} = \chi_{XXYY} = \chi_{XYXY} = \chi_{YYXX} = \chi_{YXXY} = \chi_{YXYX} = \chi_{YYXX}$$

$$\chi_{XZ} = \chi_{XXZZ} = \chi_{XZZX} = \chi_{XZZX} = \chi_{ZZXX} = \chi_{ZZXX} = \chi_{ZZXX}$$

$$= \chi_{YYZZ} = \chi_{YZYZ} = \chi_{YZZY} = \chi_{ZYYZ} = \chi_{ZYZY} = \chi_{ZZYY},$$

L'étape suivante consiste à appliquer les règles de Miller afin de déduire les indices non linéaires sur les harmoniques et les indices non linéaires croisés entre harmoniques des indices non linéaires à 1ω et des indices linéaires. Nous utilisons les notations suivantes pour désigner les indices non linéaires à 1ω :

$$\chi_{XX}(\omega, \omega, -\omega, \omega) = \chi_{\omega XX} \quad (\text{I.47.a})$$

$$\chi_{ZZ}(\omega, \omega, -\omega, \omega) = \chi_{\omega ZZ} \quad (\text{I.47.b})$$

$$\chi_{XY}(\omega, \omega, -\omega, \omega) = \chi_{\omega XY} \quad (\text{I.47.c})$$

$$\chi_{XZ}(\omega, \omega, -\omega, \omega) = \chi_{\omega XZ} \quad (\text{I.47.d})$$

On en déduit les relations :

$$\chi_{eeee}(\omega, \omega, -\omega, \omega) = \chi_{\omega XX} \cos^4 \theta + 6\chi_{\omega XZ} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + \chi_{\omega ZZ} \sin^4 \theta \quad (\text{I.48.a})$$

$$\chi_{eooo}(\omega, 2\omega, -2\omega, \omega) = \frac{\chi_o^2(2\omega)}{\chi_o^2(\omega)} [\chi_{\omega XY} \cos^2 \theta + \chi_{\omega XZ} \sin^2 \theta] \quad (\text{I.48.b})$$

$$\begin{aligned} \chi_{eeee}(\omega, 3\omega, -3\omega, \omega) &= \frac{\chi_o^2(3\omega)}{\chi_o^2(\omega)} \chi_{\omega XX} \cos^4 \theta \\ &+ \left[\frac{\chi_o^2(3\omega)}{\chi_o^2(\omega)} + 4 \frac{\chi_o(3\omega)\chi_e(3\omega)}{\chi_o(\omega)\chi_e(\omega)} + \frac{\chi_e^2(3\omega)}{\chi_e^2(\omega)} \right] \chi_{\omega XZ} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ &+ \frac{\chi_e^2(3\omega)}{\chi_e^2(\omega)} \chi_{\omega ZZ} \sin^4 \theta \end{aligned} \quad (\text{I.48.c})$$

$$\chi_{oeeo}(\omega, 2\omega, -\omega, 2\omega) = \chi_{eooo}(\omega, 2\omega, -2\omega, \omega) \quad (\text{I.48.d})$$

$$\chi_{oooo}(2\omega, 2\omega, -2\omega, 2\omega) = \frac{\chi_o^4(2\omega)}{\chi_o^4(\omega)} \chi_{\omega XX} \quad (\text{I.48.e})$$

$$\chi_{oeeo}(2\omega, 3\omega, -3\omega, 2\omega) = \frac{\chi_o^2(2\omega)}{\chi_o^2(\omega)} \left[\frac{\chi_o^2(3\omega)}{\chi_o^2(\omega)} \chi_{\omega XY} \cos^2 \theta + \frac{\chi_e^2(3\omega)}{\chi_e^2(\omega)} \frac{\chi_e^2(3\omega)}{\chi_e^2(\omega)} \chi_{\omega XY} \sin^2 \theta \right] \quad (\text{I.48.f})$$

$$\chi_{eeee}(3\omega, \omega, -\omega, 3\omega) = \chi_{eeee}(\omega, 3\omega, -3\omega, \omega) \quad (\text{I.48.g})$$

$$\chi_{eooo}(3\omega, 2\omega, -2\omega, 3\omega) = \chi_{oeeo}(2\omega, 3\omega, -3\omega, 2\omega) \quad (\text{I.48.h})$$

$$\begin{aligned} \chi_{eeee}(3\omega, 3\omega, -3\omega, 3\omega) &= \frac{\chi_o^4(3\omega)}{\chi_o^4(\omega)} \chi_{\omega XX} \cos^4 \theta \\ &+ 6 \left[\frac{\chi_o(3\omega)\chi_e(3\omega)}{\chi_o(\omega)\chi_e(\omega)} \right]^2 \chi_{\omega XZ} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ &+ \frac{\chi_e^4(3\omega)}{\chi_e^4(\omega)} \chi_{\omega ZZ} \sin^4 \theta \end{aligned} \quad (\text{I.48.i})$$

Nous avons dans ce système introduit les susceptibilités linéaires : $\chi_i = N_i^2 - 1$, N_i étant l'indice selon l'axe propre considéré et à la fréquence considérée. Les valeurs de ces indices pour le KDP sont fournis dans la table I.3.

Pour effectuer le calcul numériquement nous rajoutons une règle reliant les susceptibilités non linéaires pour l'harmonique 1ω :

$$\chi_{\omega XY} = \chi_{\omega XZ} = \frac{1}{3} \chi_{\omega XX} \quad (\text{I.49.a})$$

$$\chi_{\omega ZZ} = \chi_{\omega XX} \cdot \quad (\text{I.49.b})$$

Ensuite nous passons des susceptibilités aux indices non linéaires γ_{ij} par la formule :

$$\gamma_{ij} = \frac{3(2 - \delta_{\lambda_i \lambda_j})\chi_{ij}}{4n_i n_j c \epsilon_0}. \quad (I.50)$$

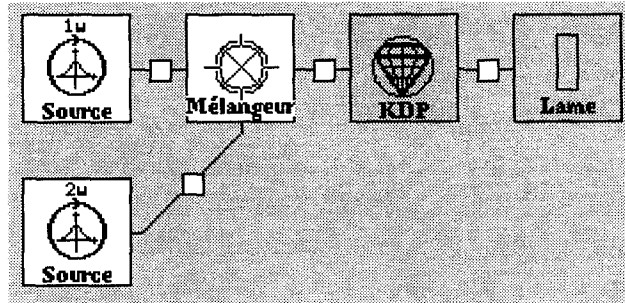
Les formules de ce paragraphe ont été portées dans un programme écrit sous *Mathematica*. On trouve le résultat numérique suivant :

$$\Gamma = \gamma \begin{bmatrix} 1,03479 & 0,732165 & 2,34616 \\ 0,732165 & 1,1656 & 0,83007 \\ 2,34616 & 0,83007 & 1,33003 \end{bmatrix}, \quad (I.51)$$

γ étant l'indice non linéaire d'une onde 1ω ordinaire¹.

Nous nous proposons de vérifier que *Miró* utilise bien ces valeurs pour les coefficients d'indice non linéaire dans le KDP. Nous contrôlons les valeurs grâce au fichier `/tmp/miro_utilisateur.err`.

b) Schéma



c) Données

0- Source analytique	Nom de l'élément	1w
	Énergie	10 kJ
1- Source analytique	Nom de l'élément	2w
	Énergie	20 kJ
	Longueur d'onde	0,526 5 μm
	Angle de polarisation	90°
3- Convertisseur de fréquence	Épaisseur	1 cm
	Indice non linéaire	1 m ² /W
	Angle theta du cristal	59,069 70°
	Angle phi du cristal	0°
	Orientation du cristal	0°
	Méthode de saisie de l'indice non linéaire [0/1/2]	0
Paramètres	Optique géométrique 3D	

d) Interprétation

Voici le contenu du fichier `/tmp/miro_utilisateur.err` après le calcul :

Bienvenue sur MIRÓ.

1. Sachant que pour le triplement type II l'onde 1ω est extraordinaire.

Calcul en cours ...

```

gamma_ee (1.053e-06, 1.053e-06) = 1.03479
gamma_eo (1.053e-06, 5.265e-07) = 0.723066
gamma_ee (1.053e-06, 3.51e-07) = 2.34614
gamma_oe (5.265e-07, 1.053e-06) = 0.723066
gamma_oo (5.265e-07, 5.265e-07) = 1.1656
gamma_oe (5.265e-07, 3.51e-07) = 0.833141
gamma_ee (3.51e-07, 1.053e-06) = 2.34614
gamma_eo (3.51e-07, 5.265e-07) = 0.833141
gamma_ee (3.51e-07, 3.51e-07) = 1.33001
Delta k : -2.351e-01 , pas fractionnaire : 1 / 1

```

Durée du calcul: 0.00'04"

Il ne reste plus qu'à contrôler les valeurs de l'indice non linéaire les unes après les autres. On constate que les coefficients sont égaux, sauf les quatre coefficients couplant une onde ordinaire et une onde extraordinaire. Ceci est dû au fait que la convention retenue par C. Sauteret dans son calcul n'est pas exactement la même que celle de *Miró*¹. Cette différence n'est pas bien grave car de toutes façon les indices non linéaires ne sont pas connus à mieux que 10 %.

1. Par exemple à la place de l'équation (I.48.b) le calcul *Miró* revient à écrire :

$$\begin{aligned}
 \chi_{eoe}(\omega, 2\omega, -2\omega, \omega) = & \frac{\chi_o^2(2\omega)}{\chi_o^2(\omega)} \chi_{\omega XY} \cos^2 \theta \\
 & + \left[\frac{\chi_o^2(2\omega)}{\chi_o^2(\omega)} + 4 \frac{\chi_o(2\omega)\chi_e(2\omega)}{\chi_o(\omega)\chi_e(\omega)} + \frac{\chi_e^2(2\omega)}{\chi_e^2(\omega)} \right] \chi_{\omega XZ} \sin^2 \theta. \quad (\text{I.52})
 \end{aligned}$$

Dans la réalité la règle de Miller est incompatible avec la condition de Kleinman donc aucune des deux relations n'est vraie !

17. Effet Kerr dans un convertisseur de fréquence

a) Objectif

L'objectif est de tester le bon fonctionnement du calcul de l'effet Kerr dans les convertisseurs de fréquence. On se base pour ce faire sur les résultats de C. J. McKinstrie et X. D. Cao [15] qui fournissent pour certains cas de figure une formulation analytique de la conversion de fréquence en prenant en compte l'effet Kerr.

i) Résolution analytique présentée dans l'article : formalisme général

Les équations de propagation résolues par les auteurs sont les suivantes¹ [15, éq. (2.1)]

$$\partial_s A_1 = -i A_3 A_2^* + i \left(\delta_1 + \sum_{j=1}^3 \lambda_{1j} |A_j|^2 \right) A_1 \quad (\text{I.53.a})$$

$$\partial_s A_2 = -i A_3 A_1^* + i \left(\delta_2 + \sum_{j=1}^3 \lambda_{2j} |A_j|^2 \right) A_2 \quad (\text{I.53.b})$$

$$\partial_s A_3 = -i A_1 A_2 + i \left(\delta_3 + \sum_{j=1}^3 \lambda_{3j} |A_j|^2 \right) A_3. \quad (\text{I.53.c})$$

Dans ce système s est la longueur de propagation adimensionnée. Les δ_i traduisent le désaccord de phase. Les λ_{ij} sont (à des constantes près, cf. *infra*) les indices non linéaires directs et croisés.

On effectue à partir de (I.53) le changement de variable

$$A_i = \sqrt{F_i} e^{i\varphi_i}, \quad (\text{I.54})$$

et

$$\varphi = \varphi_3 - \varphi_1 - \varphi_2. \quad (\text{I.55})$$

On obtient le système

$$\partial_s F_1 = 2\sqrt{F_1 F_2 F_3} \sin \varphi \quad (\text{I.56.a})$$

$$\partial_s F_2 = 2\sqrt{F_1 F_2 F_3} \sin \varphi \quad (\text{I.56.b})$$

$$\partial_s F_3 = -2\sqrt{F_1 F_2 F_3} \sin \varphi \quad (\text{I.56.c})$$

$$\partial_s \varphi_1 = -\sqrt{\frac{F_2 F_3}{F_1}} \cos \varphi + \left(\delta_1 + \sum_{j=1}^3 \lambda_{1j} |A_j|^2 \right) \quad (\text{I.56.d})$$

$$\partial_s \varphi_2 = -\sqrt{\frac{F_1 F_3}{F_2}} \cos \varphi + \left(\delta_2 + \sum_{j=1}^3 \lambda_{2j} |A_j|^2 \right) \quad (\text{I.56.e})$$

$$\partial_s \varphi_3 = -\sqrt{\frac{F_1 F_2}{F_3}} \cos \varphi + \left(\delta_3 + \sum_{j=1}^3 \lambda_{3j} |A_j|^2 \right). \quad (\text{I.56.f})$$

1. Nous avons permuté les indices ($_1 \rightarrow _3, _3 \rightarrow _1$) afin de conserver les conventions habituelles de *Miró* (l'harmonique créée est l'harmonique 3).

Dans le cas où la matrice des coefficients λ_{ij} est symétrique (*i.e.* $\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$), on peut montrer que l'hamiltonien défini par

$$H = 2\sqrt{F_1 F_2 F_3} \cos \varphi - \sum_{i=1}^3 \left(\delta_i + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 \lambda_{ij} F_j \right) F_i \quad (\text{I.57})$$

est un invariant du mouvement. Les équations (I.56) s'écrivent

$$\frac{\partial F_i}{\partial s} = \frac{\partial H}{\partial \varphi_i} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \varphi_i}{\partial s} = -\frac{\partial H}{\partial F_i}. \quad (\text{I.58})$$

On peut également vérifier les équations de Manley-Rowe traduisant la conservation de l'énergie :

$$\partial_s(F_1 + F_3) = 0, \quad \partial_s(F_2 + F_3) = 0. \quad (\text{I.59})$$

NB : dans le cas où les coefficients λ_{ij} ne forment pas une matrice symétrique, il est néanmoins possible d'effectuer un changement de variable non linéaire pour aboutir au formalisme hamiltonien.

ii) Application au cas de la génération d'harmonique

Nous posons comme conditions initiales

$$F_1(0) = 1, \quad F_2(0) = 1 + \varepsilon, \quad F_3(0) = 0. \quad (\text{I.60})$$

Notons qu'il n'est pas nécessaire que le paramètre ε soit petit devant 1. D'après les relations de Manley-Rowe (I.59) on peut écrire pour tout s

$$F_1(s) = 1 - F(s), \quad F_2(s) = 1 + \varepsilon - F(s), \quad F_3(s) = F(s). \quad (\text{I.61})$$

L'équation d'évolution de la fonction F est donnée par

$$(\partial_s F)^2 = 4F[(1 + \varepsilon - F)(1 - F) - F(\delta + \lambda F)^2], \quad (\text{I.62})$$

où l'on a défini les quantités suivantes :

$$\bar{\lambda}_i = \frac{1}{4}(\lambda_{3i} - \lambda_{1i} - \lambda_{2i}) \quad \forall i \quad (\text{I.63.a})$$

$$\lambda = \bar{\lambda}_3 - \bar{\lambda}_1 - \bar{\lambda}_2 \quad (\text{I.63.b})$$

$$\bar{\delta} = \frac{1}{2}(\delta_3 - \delta_1 - \delta_2) \quad (\text{I.63.c})$$

$$\delta = \bar{\delta} + 2\bar{\lambda}_1 + 2\bar{\lambda}_2(1 + \varepsilon). \quad (\text{I.63.d})$$

L'article [15] résout l'équation (I.61) uniquement dans le cas particulier où il est possible d'obtenir un rendement de conversion de fréquence maximal égal à $1 - \varepsilon$, c'est-à-dire uniquement limité par le déséquilibre entre les deux pompes. Ce cas de figure est atteint lorsque le désaccord de phase du convertisseur compense l'effet Kerr. La condition s'écrit :

$$\delta = -\lambda. \quad (\text{I.64})$$

Nous nous plaçons en outre dans le cas où $|\lambda| < 1$ (la non-linéarité du troisième ordre est plus petite que celle du deuxième ordre). La solution de l'équation (I.61) s'écrit lorsque $\varepsilon < (\lambda^2 - 1)^2/(4\lambda^2)$:

$$F(s) = \frac{(1 - f_-) \operatorname{sn}^2(\kappa s, m)}{-f_- + \operatorname{sn}^2(\kappa s, m)}, \quad (\text{I.65})$$

avec

$$f_{\pm} = \frac{-(1 - \lambda^2) \pm \sqrt{(1 - \lambda^2)^2 - 4\varepsilon\lambda^2}}{2\lambda^2} \quad (\text{I.66.a})$$

$$\kappa^2 = -\lambda^2(1 - f_+)f_- \quad (\text{I.66.b})$$

$$m^2 = -(f_+ - f_-)/[(1 - f_+)f_-]. \quad (\text{I.66.c})$$

Lorsque $\varepsilon > (\lambda^2 - 1)^2/(4\lambda^2)$ on a

$$F(s) = \frac{\alpha[1 - \operatorname{cn}(\kappa s, m)]}{\alpha + \beta - (\alpha - \beta) \operatorname{cn}(\kappa s, m)}, \quad (\text{I.67})$$

avec

$$\alpha^2 = (1 + \varepsilon)/\lambda^2 \quad (\text{I.68.a})$$

$$\beta^2 = \varepsilon/\lambda^2 \quad (\text{I.68.b})$$

$$\kappa^2 = 4\lambda^2\alpha\beta \quad (\text{I.68.c})$$

$$m^2 = [1 - (\alpha - \beta)^2]/(4\alpha\beta). \quad (\text{I.68.d})$$

iii) *Liaison avec les notations en vigueur dans le code Miró*

Les équations adimensionnées qui sont résolues dans le code *Miró* en l'absence d'effet Kerr sont les suivantes :

$$\partial_s u_1 = -i u_3 u_2^* e^{-i\Delta\theta s} \quad (\text{I.69.a})$$

$$\partial_s u_2 = -i u_3 u_1^* e^{-i\Delta\theta s} \quad (\text{I.69.b})$$

$$\partial_s u_3 = -i u_1 u_2 e^{i\Delta\theta s}. \quad (\text{I.69.c})$$

On peut se ramener au système (I.53) en écrivant

$$A_i = -u_i^* e^{-i\delta_i s} \quad \forall i \quad (\text{I.70.a})$$

$$\Delta\theta = 2\bar{\delta} = \delta_3 - \delta_1 - \delta_2. \quad (\text{I.70.b})$$

Nous rappelons que les équations dimensionnées résolues dans *Miró* s'écrivent pour l'harmonique i :

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} + i \frac{\omega_i}{c} \sum_j \gamma_{ij} I_j E_i = -i \frac{\omega_i}{c n_i \cos^2 \alpha_i} d_{\text{eff}} E_k^{(*)\varepsilon_k} E_l^{(*)\varepsilon_l} e^{i\varepsilon_i \Delta k z}, \quad (\text{I.71})$$

le champ E_i (en caractère droit) étant exprimé en unités SI, c'est-à-dire que l'intensité I_i vaut

$$I_i = |E_i|^2 = \frac{n_i c \varepsilon_0}{2} |E_i|^2, \quad (\text{I.72})$$

le champ E_i (en italique) étant la variable propagée dans le code, *i.e.* la racine de l'intensité. Dans l'équation (I.71) $n_i = k_i c / \omega_i$ est l'indice de réfraction vu par l'onde i ; les indices j et k se réfèrent aux deux autres ondes. Les réels $\varepsilon_\ell = \pm 1$ valent 1 si et seulement si $\ell = 3$, et l'opérateur $(*)^\varepsilon$ est la conjugaison complexe si $\varepsilon = 1$ et l'identité si $\varepsilon = -1$. Les α_ℓ sont les angles de double réfraction et d_{eff} est le coefficient de couplage effectif.

Sachant que la loi d'adimensionnement (permettant de relier (I.69) et (I.71)) s'écrit pour $s = z/e$:

$$E_i = u_i \underbrace{\sqrt{I_c} \sqrt{\lambda_j \lambda_k n_i n_j n_k}}_{r_i} \frac{\cos \alpha_k \cos \alpha_k}{e c_{\text{eff}}} \quad (\text{I.73})$$

(e étant l'épaisseur du composant, I_c l'intensité de conversion $\frac{c \varepsilon_0}{8 \pi^2 d^2}$, mes λ_i les longueurs d'onde et $c_{\text{eff}} = d_{\text{eff}}/d$), on peut calculer les λ_{ij} (coefficients non linéaires réduits dans [15]) en fonction des γ_{ij} :

$$\lambda_{ij} = \gamma_{ij} \omega_i \frac{1}{\lambda_j \cos^2 \alpha_j} \frac{I_c}{c e (c_{\text{eff}})^2} \prod_{\ell=1}^3 \lambda_\ell n_\ell \cos^2 \alpha_\ell. \quad (\text{I.74})$$

iv) Principe du cas test

Nous vérifions la dépendance en z de l'intensité convertie, en présence et en l'absence d'effet Kerr. Le KDP utilisé est un doubleur type II, et le désaccord de phase est ajusté en fonction de l'indice non linéaire de façon à respecter la condition (I.64). Les cas testés sont rassemblés dans le tableau ci-dessous:

Cas	a	b	c	d
γ_{11} (m ² /W)	0	0	$2,7 \cdot 10^{-20}$	$2,7 \cdot 10^{-20}$
γ_{33} (m ² /W)	0	$2,7 \cdot 10^{-20}$	0	$5,4 \cdot 10^{-20}$
γ_{13} (m ² /W)	0	0	$5,4 \cdot 10^{-20}$	$5,4 \cdot 10^{-20}$
λ_{11}	0	0	0,087 334 6	0,087 334 6
λ_{12}	0	0	0,086 504 8	0,086 504 8
λ_{21}	0	0	0,087 334 6	0,087 334 6
λ_{22}	0	0	0,086 504 8	0,086 504 8
λ_{13}	0	0	0,349 547	0,349 547
λ_{31}	0	0	0,349 338	0,349 338
λ_{23}	0	0	0,349 547	0,349 547
λ_{32}	0	0	0,346 019	0,346 019
λ_{33}	0	0,349 547	0	0,699 094
λ	0	-0,087 386 7	0,261 693	0,086 919 7
Δk (m ⁻¹)	0	-174,773	173,978	-175,569
θ_{cristal} (°)	59,228 919	59,268 028	59,190 018	59,268 206 65

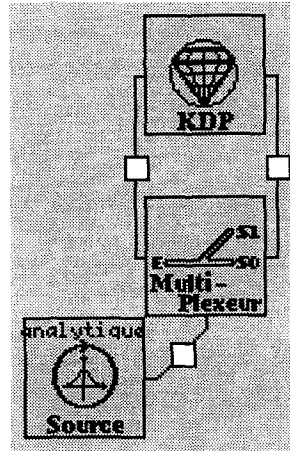
Dans le tableau ci-dessus l'indice 1 se réfère à l'onde 1ω ordinaire, l'indice 2 à l'onde 1ω extraordinaire, l'indice 3 à l'onde 2ω extraordinaire. Notons que dans le cas d'un conver-

tisseur doubleur type II, on a nécessairement $\gamma_{11} = \gamma_{12} = \gamma_{21} = \gamma_{22}$ ¹. Nous choisissons en outre $\gamma_{31} = \gamma_{23} = \gamma_{32} = \gamma_{13}$ bien que le code permette de prendre $\gamma_{31} \neq \gamma_{13}$. À cause des différences d'indices et d'angles de double réfraction entre les ondes 1 et 2, la condition de symétrie $\lambda_{12} = \lambda_{21}$ est violée. Toutefois la disymétrie est suffisamment faible pour le pas trop fausser le résultat.

L'intensité et la polarisation du faisceau initial sont calculées de manière à ce que les champs normalisés des ondes 1 et 2 valent respectivement 1 et 1,01 (on prend donc $\varepsilon = 0,01$). Les facteurs de normalisation sont supposés indépendants du cas considéré.

Le composant « convertisseur » de *Miró* ne permet pas de faire un fractionnement en z pour disposer de diagnostics dans l'épaisseur, car le champ est renormalisé au début du composant et le retour dans les unités dimensionnées n'a lieu qu'à la sortie². Afin de pouvoir tracer l'intensité 2ω en fonction de z , nous avons artificiellement sectionné le KDP (nous utilisons un KDP mince dans lequel nous passons 51 fois, grâce à un composant « multiplexeur »).

b) Schéma



1. En fait, la situation est un peu plus compliquée : le code applique le même déphasage non linéaire aux deux polarisations 1ω , *compte tenu de la normalisation*. En toute rigueur on a donc $\gamma_{22} = \gamma_{12} = (r_1/r_2)^2 \gamma_{11}$, r_i étant le facteur de normalisation en champ.

2. Cette possibilité sera introduite dans *Miró 2000*.

c) *Données*

0- Source analytique	Énergie Angle de polarisation Expression de l'intensité $I(x,y,t)$	0 J 45,142 53° 1.089599047e15
1- Multiplexeur	Scénario	1 50*0 1
2- Convertisseur de fréquence	Épaisseur Indice non linéaire Angle theta du cristal Angle phi du cristal Orientation du cristal Analytique/Runge Kutta [0/1] Méthode de saisie des indices NL [0/1/2]	0,2 mm INL θ 90° 0° 1 2
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y	0 s; $4 \cdot 10^{-9}$ s; 1 -0,25 m; 0,25 m; 1 -0,25 m; 0,25 m; 1

La valeur de l'angle du cristal θ doit être réglée en fonction du cas considéré (dernière ligne du tableau de la page 73). L'intitulé du fichier INL est le suivant :

- cas *a* : pas de fichier (mettre une valeur nulle pour l'indice non linéaire).
- cas *b* : 2 2 1 1 1 1 0 | I= 0.5265e-6 1.053e-6 | J=0.5265e-6 | 2.7e-20
0 | J=1.053e-6 | 0 0;
- cas *c* : 2 2 1 1 1 1 0 | I= 0.5265e-6 1.053e-6 | J=0.5265e-6 | 0
5.4e-20 | J=1.053e-6 | 5.4e-20 2.7e-20;
- cas *d* : 2 2 1 1 1 1 0 | I= 0.5265e-6 1.053e-6 | J=0.5265e-6 | 5.4e-20
5.4e-20 | J=1.053e-6 | 5.4e-20 2.7e-20. Le symbole « | » désigne le retour à la ligne.

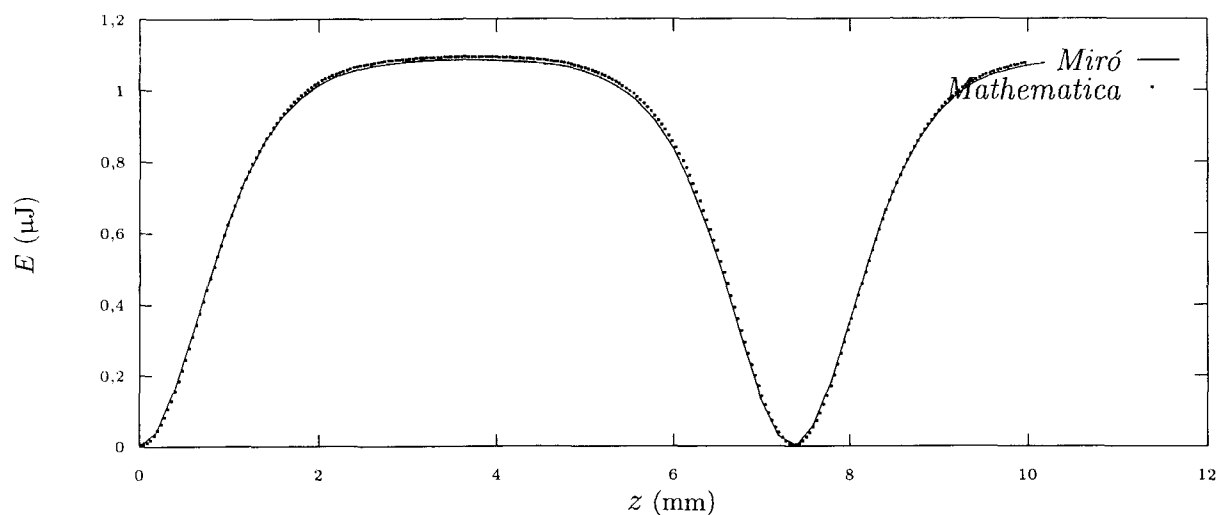
d) *Interprétation*

FIG. I.32 – Énergie en fonction de z , en l'absence d'effet Kerr.

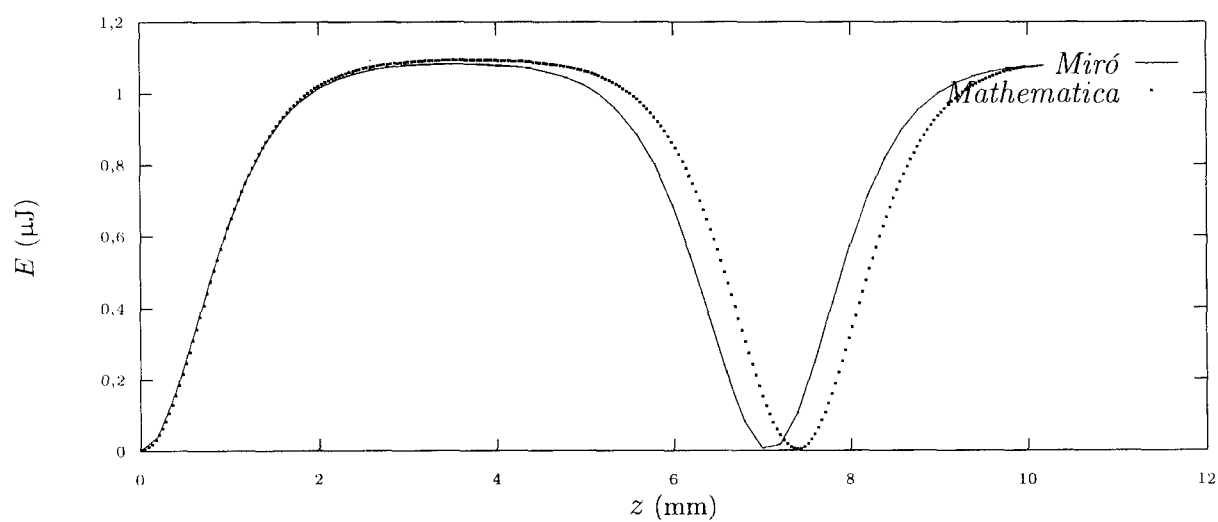


FIG. I.33 – Énergie en fonction de z , lorsque seul γ_{33} est non nul.

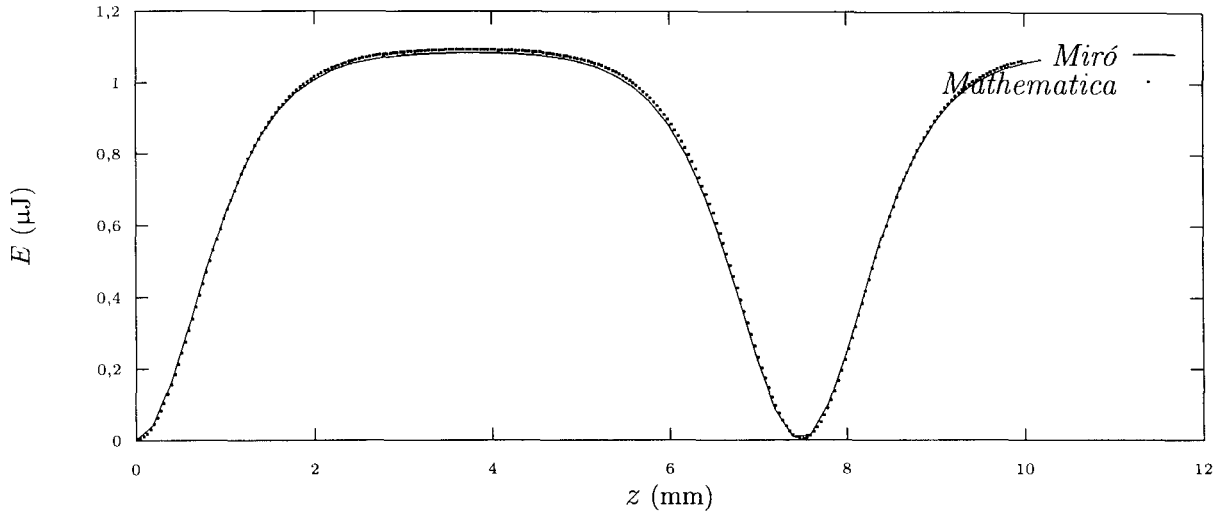


FIG. I.34 – Énergie en fonction de z , lorsque les indices non linéaires autres que γ_{33} sont non nuls.

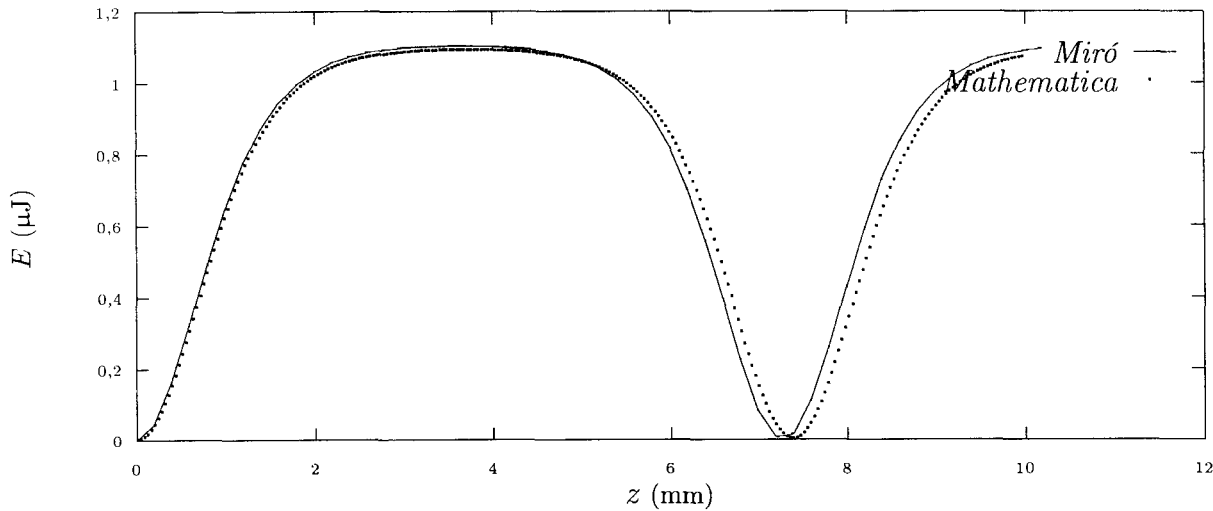


FIG. I.35 – Énergie en fonction de z , lorsque tous les indices non linéaires sont non nuls.

Nous comparons sur les figures I.32 à I.35 le calcul *Miró* (trait plein) et le calcul *Mathematica* (en pointillés). Dans chacun des cas étudiés nous avons tracé l'intensité en fonction de z . On constate que l'accord entre les deux courbes est variable selon le cas considéré. Nous devons toutefois souligner que nous ne nous attendions pas à avoir un accord parfait puisque la condition de symétrie des λ_{ij} n'est pas vérifiée. Toutefois, le cas le plus mauvais est celui de la figure (I.33), qui est pourtant le seul cas pour lequel la matrice est symétrique. Ce comportement n'a pas pu être expliqué.

Remarque : si l'on supprime l'indice non linéaire pour l'une des courbes I.34 à I.35, ou bien si l'on remet le KDP à l'accord de phase, on observe une courbe très différente avec deux ou trois arches au minimum. Ceci prouve que le cas test tel qu'il a été conçu

avait bien un sens (nous compensons avec une précision significative l'effet Kerr par un désaccord de phase).

18. Fichier de biréfringence

a) Objectif

Un faisceau est modulé en amplitude par une rotation des polarisations dans une lentille axisymétrique biréfringente. On suppose que la variation d'indice est uniquement radiale et linéaire en r . Pour une donnée initiale polarisée rectilignement, le champ après passage de la lentille biréfringente est donné par la formule suivante :

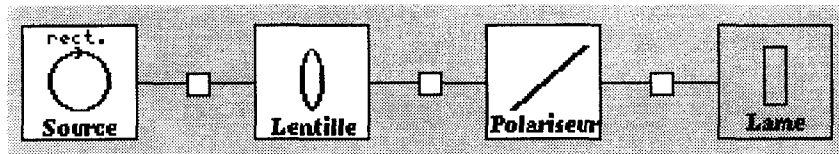
$$E_x(x,y,z) = (e^{-i\alpha r} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) e^{i\frac{k_0 r^2}{2f}} E_0(x,y) \quad (I.75.a)$$

$$E_y(x,y,z) = ((e^{-i\alpha r} - 1) \sin \theta \cos \theta) e^{i\frac{k_0 r^2}{2f}} E_0(x,y), \quad (I.75.b)$$

où (r, θ) sont les coordonnées polaires du point (x, y) . L'intensité de la polarisation suivant l'axe des x est donc en un point (x, y) :

$$I_x(x,y) = \left(1 - 4 \frac{x^2 y^2}{(x^2 + y^2)^2} \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \right) I_0(x,y). \quad (I.76)$$

b) Schéma



c) Données

1- Source rectangulaire	Énergie	1 J
	Largeur	4 m
	Hauteur	4 m
	Exposant spatial en X	200
	Exposant spatial en Y	200
3- Lentille	Fichier masque de biréfringence	fich.bir
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; 1 s ; 1
	X	0,5 m ; 1 m ; 1
	Y	-1 m ; 1 m ; 200

Le fichier `fich.bir` est un fichier de masque de biréfringence $\Delta_{rr}, \Delta_{\theta\theta}$ ¹.

Remarque : la lentille n'est utilisée ici que *via* son fichier de biréfringence ; le masque de phase quadratique qu'elle induit ne joue aucun rôle en optique géométrique 3D.

1. Il a la forme suivante (« | » signifie un passage à la ligne) : 14 1 1 | $v = 0. 0.1 0.2 0.3 .4$
0.5 .6 0.7 0.8 0.9 1. 1.1 1.2 1.3 | (1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0) | (1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0)
| (1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0) | (1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0) | (1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0) |
(1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0) | (1,0) (1,0) | (-1,0) (1,0)

d) Interprétation

La différence relative entre le tracé analytique calculé par *Mathematica* et celui obtenu par *Miró* est infinitésimale (et uniquement due aux erreurs d'arrondis) car les points de grille et ceux du fichier de masque de biréfringence coïncident parfaitement. Si le nombre de points d'échantillonnage est par exemple 256, une petite différence apparaît due aux erreurs d'interpolation.

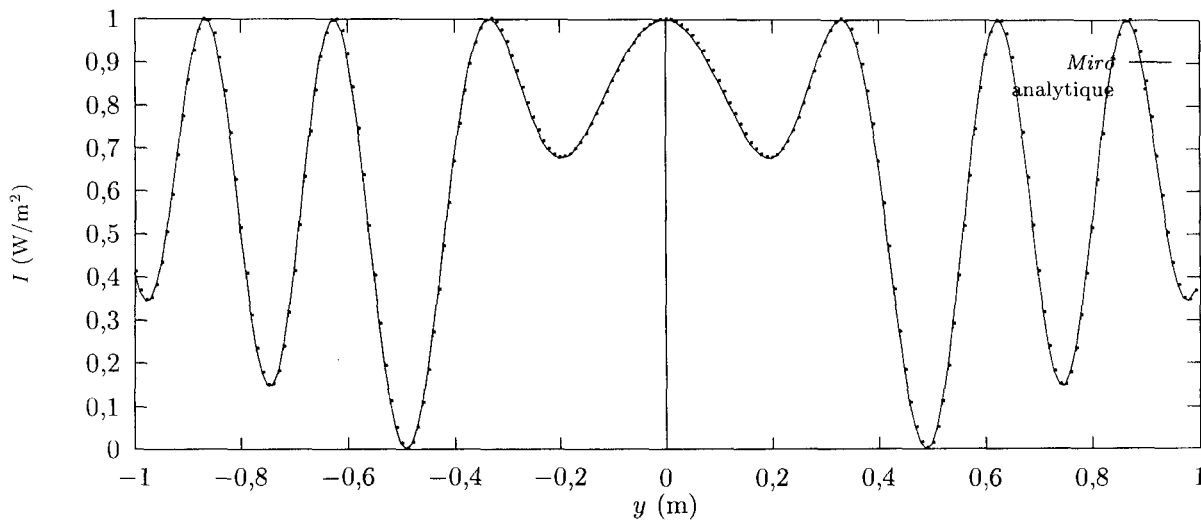


FIG. I.36 – Intensité analytique en trait continu et calculée en pointillés.

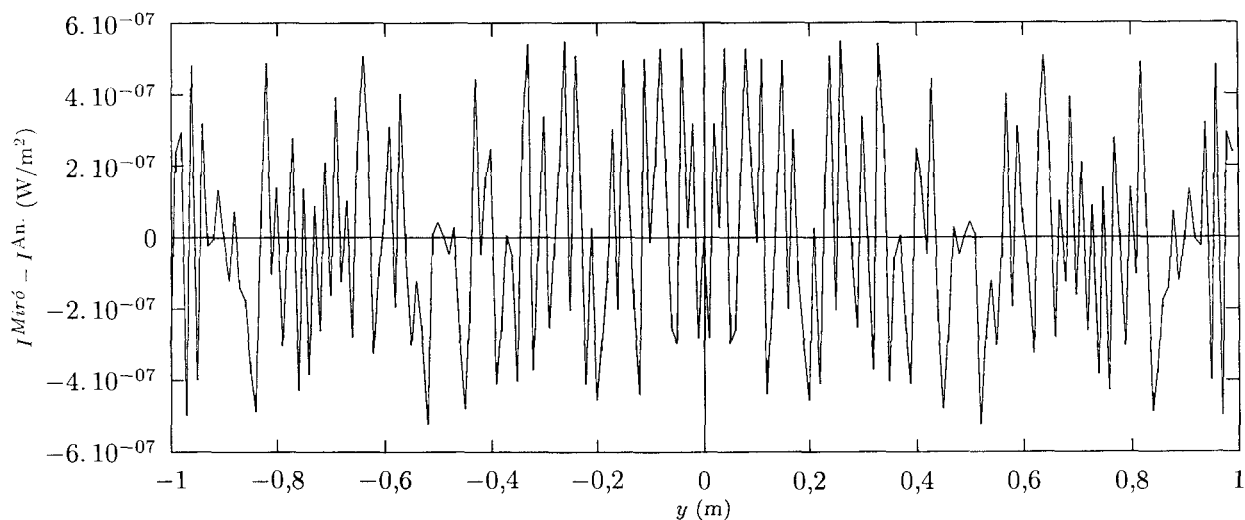


FIG. I.37 – Différence absolue entre l'intensité analytique et celle calculée.

e) Variante du cas test

Le lecteur pourrait se demander quelle est l'origine de la fonction oscillante de la figure I.36. C'est pourquoi nous proposons une variante 2D du cas test offrant une meilleure vision de la situation.

i) Schéma



ii) Données

0- Source circulaire	Diamètre	0,2 m
	Exposant spatial	400
3- Lentille	Fichier masque de biréfringence	fich.bir
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,15 m ; 0,15 m ; 250
	Y	-0,15 m ; 0,15 m ; 250
	Afficher l'animation	

Le fichier `fich.bir` est le même que dans le cas test précédent.

iii) Résultat

Nous fournirons juste (*via* un traitement par *Adonis*) l'intensité du faisceau en sortie, selon ses deux polarisations. Signalons que le cas test précédemment présenté (p. 79) correspond à une coupe parallèle à l'axe des *X* et excentrée.

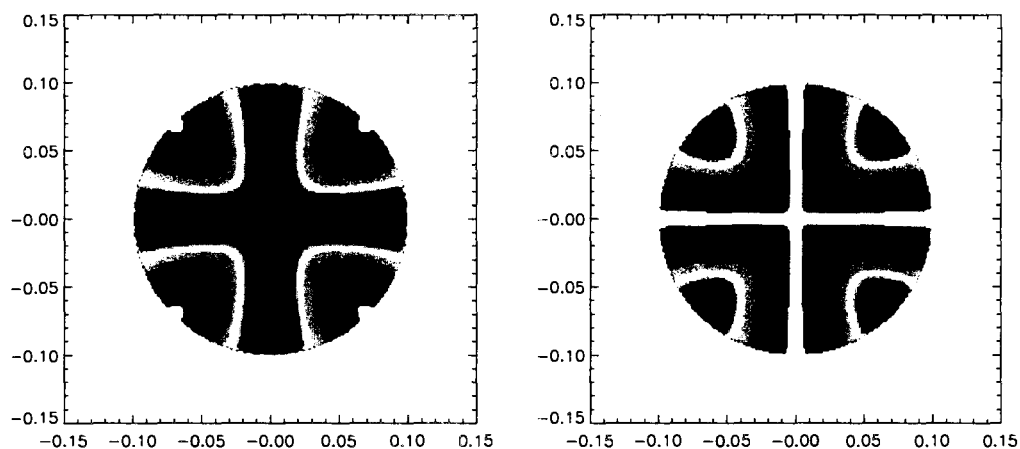


FIG. I.38 – Intensité après la lentille biréfringente, selon la polarisation *X* (à gauche) et *Y* (à droite). Les zones en rouge correspondent aux maxima d'intensité.

19. Lame biréfringente

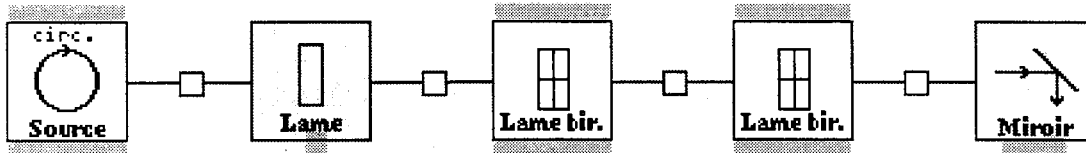
a) Objectif

Ce cas test, d'une simplicité extrême, permettra de tester la non-régression du code dans le composant « lame biréfringente », qui n'est utilisé dans aucun autre cas test.

Le schéma utilise deux lames dont les paramètres par défaut sont conservés ; ce sont donc des lames $\lambda/4$. La première lame, dont l'orientation est réglée à 45° , donne au faisceau une polarisation σ^+ . La deuxième lame rend à nouveau la polarisation linéaire, mais avec une direction qui n'est pas parallèle à la direction initiale, à cause de l'orientation « quelconque » choisie pour ce composant (12°).

Au retour, le faisceau est polarisé σ^{-1} . En sortie des lames, la polarisation est linéaire, de même direction que la polarisation initiale².

b) Schéma



c) Données

0- Source circulaire		
1- Lame	Épaisseur	0 m
	Indice non linéaire	0 W/m ²
2- Lame biréfringente		
3- Lame biréfringente	Orientation	12°
4- Miroir	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	180°
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; 4.10 ⁻⁹ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 16
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 16

1. Les faisceaux d'aller et de retour sont polarisés respectivement σ^+ et σ^- , à condition de considérer la polarisation dans un même repère fixe. L'hélicité des deux faisceaux (*i.e.* leur polarisation par rapport à un repère lié à la direction de propagation) est en fait la même.

2. Pour la culture générale du lecteur, nous signalerons que la configuration du faisceau de ce cas test (faisceau passant dans deux lames quart d'onde, puis rétro-réfléchi) est très utilisée par les physiciens réalisant du refroidissement d'atomes avec des lasers.

d) Résultats

Voici les résultats obtenus en optique 3D ; ces résultats numériques se lisent en affichant les nappes¹.

Composant	I_x^{\max} (W)	I_y^{\max} (W)	φ_x (rad)	φ_y (rad)	Dép.
Lame (1 ^{er} passage)	$2,591.10^9$	0	0		0
Propag. (1 ^{er} passage)			$1,57.10^{-16}$	1,571	0,5
Miroir	$7,687.10^8$	$1,823.10^9$	$9,948.10^{-1}$	$9,948.10^{-1}$	$7,034.10^{-1}$
Propag. (2 ^e passage)			-1,152	0,418 9	0,5
Lame (2 ^e passage)	$2,591.10^9$	0			0

On constate un déphasage de $\pi/2$ entre les phases des deux polarisations, lorsque le faisceau est situé entre les deux lames quart d'onde. Ceci confirme que le faisceau est polarisé circulairement. Après le passage de la seconde lame, le déphasage entre les deux polarisations est 0 (donc la polarisation est linéaire), et le rapport des *amplitudes* des deux polarisations est $\tan(45^\circ - 12^\circ)$. Enfin, après le passage des deux lames en sens inverse, on retombe bien sur la même polarisation qu'au début (linéaire).

1. Les nappes ne figurent pas dans ce manuel car elles ne présentent aucun intérêt physique.

20. lame de phase « kinoforme »

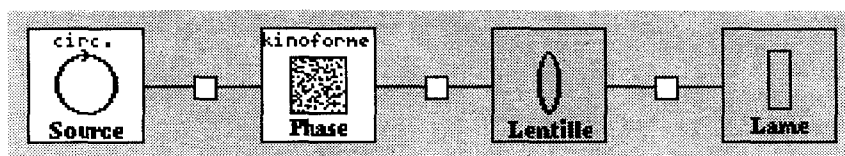
a) Objectif

La lame de phase « kinoforme » est un composant à part dans *Miró* ; tout d'abord, son calcul s'effectue indépendamment des paramètres du faisceau¹. D'autre part, il présente un caractère plus technologique que scientifique. En particulier, la convergence de l'algorithme proposé [16] n'a pas été démontrée rigoureusement².

Ce premier cas test de la lame « kinoforme » n'est que qualitatif : on montre qu'il est possible d'obtenir une tache focale en forme de croix. Les résultats scalaires du calcul (tels que le taux de modulation), bien que sans intérêt physique, pourront servir aux tests de non-régression du code.

Attention : le temps de calcul de ce cas test n'est pas instantané (2 minutes sur une SUN Ultra).

b) Schéma



c) Données

1- Source circulaire	Diamètre	0,2 m
	Exposant spatial	8
3- lame de phase « kinoforme »	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Fichier spatial au foyer ³	croix.foyer
	Distance focale de calcul	7 m
	Largeur devant la lame	0,2 m
	Exposant spatial en X devant la lame	8
	Exposant spatial en Y devant la lame	0
5- Lentille	Épaisseur	10 ⁻⁹ m
	Focale	7 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
6- Propagateur	Longueur	7 m
	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	0 m ² /W

1. L'opportunité que ce soit *Miró* qui fasse ce calcul et non un code externe a d'ailleurs été discutée.

2. Depuis que ce composant a été mis en œuvre, d'autres algorithmes plus performants de lame de phase (lames *distribuées*) ont été mis au point [17].

3. Le fichier *croix.foyer* a la forme suivante : 11 11 0 1.5923 1.5923 1 0 | X=-5e-4 -4e-4 -3e-4 -2e-4 -1e-4 0 1e-4 2e-4 3e-4 4e-4 5e-4 | Y=-5e-4 | 1 1 0 0 0 0 0 0 0 1 1 | Y=-4e-4 | 1 1 1 0 0 0 0 0 1 1 1 | Y=-3e-4 | 0 1 1 1 0 0 0 1 1 1 0 | Y=-2e-4 | 0 0 1 1 1 0 1 1 1 0 0 | Y=-1e-4 | 0 0 0 1 1 1 1 1 0 0 0 | Y=0 | 0 0 0 0 1 1 1 0 0 0 0 | Y=1e-4 | 0 0 0 1 1 1 1 0 0 0 | Y=2e-4 | 0 0 1 1 1 0 1 1 1 0 0 | Y=3e-4 | 0 1 1 1 0 0 0 1 1 1 0 | Y=4e-4 | 1 1 1 0 0 0 0 0 1 1 1 | Y=5e-4 | 1 1 0 0 0 0 0 0 0 1 1 | ,
le symbole « | » désignant un passage à la ligne.

Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 512
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 512
	Afficher l'animation	

d) *Résultat*

La forme spatiale du faisceau au foyer peut être visualisée (en version Unix) grâce à l'animation en haut à gauche de la fenêtre *Miró*. On peut également mettre en évidence la tache cruciforme grâce au diagnostic en « vue de dessus » (disponible dans l'interface *Miró* sous Unix en appuyant sur la touche « Échap » lorsqu'une nappe est affichée, et sous *Windows* grâce au bouton *Iso*). La tache focale est présentée sur la figure I.39.

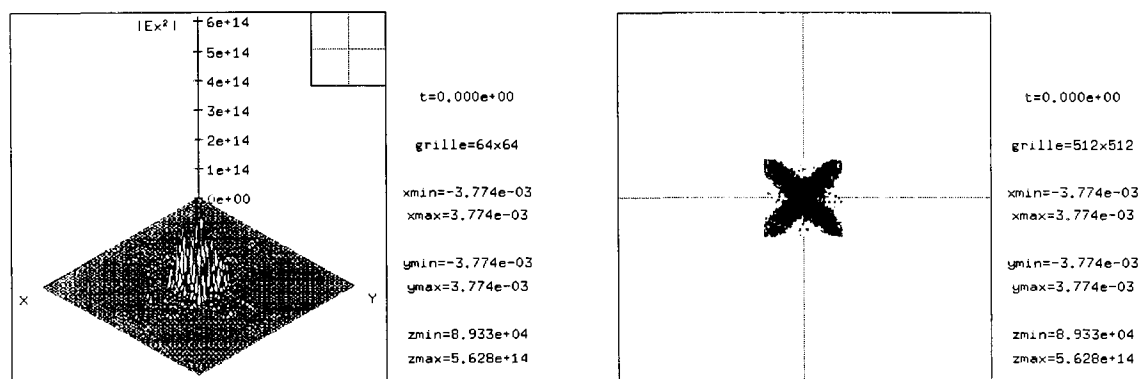


FIG. I.39 – Visualisation de la tache focale d'un faisceau passé à travers une lame de phase « kinoforme ». Malgré la présence de tavelures la forme de croix est aisément reconnaissable en « vue de dessus ».

Voici quelques résultats scalaires permettant de tester la bonne conservation du code :

- taux de modulation sur la lame : 86,973 88 ;
- section : $3,835\,974 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$;
- nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme de la lame kinoforme : 7.

Remarque : nous avons choisi de fabriquer une focale cruciforme car le fichier de profil au foyer est suffisamment petit pour pouvoir être entré à la main (et le cas test est ainsi reproductible). Toutefois, il est tout à fait possible de créer des taches focales de forme beaucoup plus complexe. Sur la figure I.40 nous avons reproduit le logo du laser Mégajoules¹. On constate que le dessin est aisément reconnaissable, même s'il devient plus flou au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de la tache. Ceci permet d'apporter quelques garanties concernant la « souplesse » du composant « lame kinoforme ».

1. Le fichier de profil focal a été créé de la façon suivante : l'image *bitmap* d'origine a été traduite au format *Tiff*, puis *via* le logiciel *Adonis* au format *Prop'92* qui est le format des fichiers lisibles par *Miró*. Nous avons réutilisé pour la simulation *Miró* les paramètres du cas test du profil cruciforme.

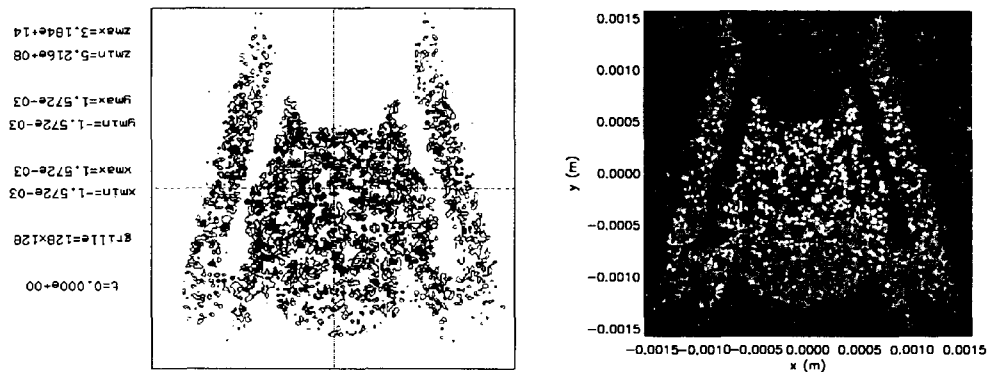


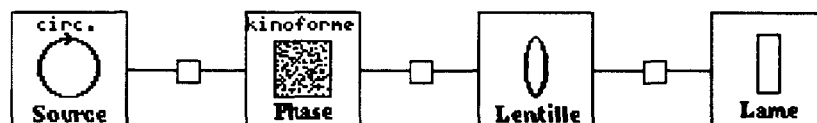
FIG. I.40 – Tache focale pour une lame de phase kinoforme construite à partir du logo du laser Mégajoules.

e) Variante du cas test de la lame « kinoforme »

Le lecteur pourra trouver les cas tests précédents quelque peu superficiels : on se contente de contrôler l'allure de la tache focale sans confirmer la moindre grandeur numérique (telle que par exemple la taille de la tache focale).

Dans cette variante du cas test on cherche à fabriquer une tache focale supergaussienne (de taille bien supérieure à la limite de diffraction). Par ailleurs, nous avons choisi pour les cellules de la lame une taille plus petite, *i.e.* 0,3 mm (dans les conditions expérimentales usuelles on a des cellules submillimétriques [18], voire une lame de phase continue [19]). Ceci implique d'effectuer le calcul en 1D transverse (sinon nous n'aurions pas assez de mémoire).

i) Schéma



ii) Données

0- Source circulaire	Diamètre exposant spatial	0,2 m 8
1- Lame de phase « kinoforme »	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Largeur	3. 10 ⁻⁴ m
	Hauteur	0,6 m
	Côté d'une cellule	3. 10 ⁻⁴ m
	Dimension au foyer	1 mm
	Exposant spatial au foyer	8
	Distance focale de calcul	7 m
	Largeur devant la lame	0,2 m
	Exposant spatial en X devant la lame	8

	Exposant spatial en Y devant la lame	0
	Précision de convergence	$5 \cdot 10^{-3}$
2- Lentille	Épaisseur	10^{-9} m
	Focale	7 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
4- Propagateur	Longueur	7 m
	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	0 m ; $2 \cdot 10^{-4}$ m ; 1
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 16 384

Remarque : c'est la diffraction de Fresnel standard, et non la diffraction de Fresnel adaptative, qui a été choisie, car le nombre de pas de discrétisation est très important (en diffraction de Fresnel adaptative, *Miró* traiterait en fait le cas comme en diffraction de Fresnel sans changer la taille de la boîte).

iii) Résultat

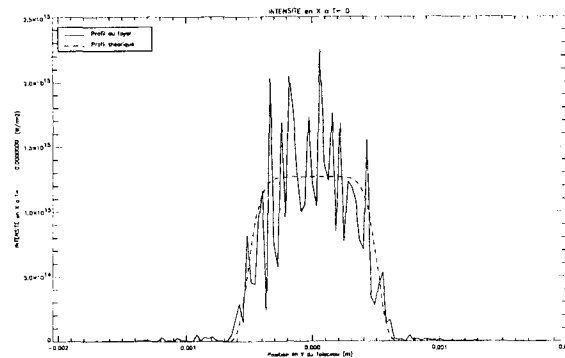


FIG. I.41 – Allure de la tache focale, pour un faisceau passé au travers d'une lame de phase « kinoforme ». En pointillés, la forme (supergaussienne) de la tache requise.

La figure I.41 montre l'allure du faisceau au voisinage du foyer, ainsi que la supergaussienne théorique. Cette courbe a été retraitée avec *Adonis* afin de réaliser un agrandissement. On remarquera que :

- la forme supergaussienne de la tache focale est bien perceptible ; pour s'en convaincre il suffit de refaire tourner *Miró* en requérant une tache focale gaussienne et de constater la différence ;
- toutefois, on ne peut s'affranchir d'un bruit important (tavelures). On voit sur la figure que la taille de ces grains de tavelure est inférieure au dixième de millimètre. Or, la taille attendue pour les grains de tavelure est $c = \lambda f / a$, avec $\lambda = 1,053 \text{ } \mu\text{m}$, $f = 7 \text{ m}$,

et $a = 0,5$ m (a est la taille du faisceau arrivant sur la lame « kinoforme »). On trouve $c = 1,47.10^{-5}$ m ; on obtient donc le bon ordre de grandeur.

21. Prise en compte de l'épaisseur des lentilles

a) Objectif

Le but de ce cas test est de tester la façon dont *Miró* prend en compte l'épaisseur des lentilles. Nous rappelons que le code remplace une lentille épaisse d'épaisseur e , d'indice n , de rayons de courbures algébriques R_1 et R_2 et de focale f , par la séquence suivante :

- propagation dans le vide sur une distance

$$-\frac{e}{n} + f \frac{e}{n} \frac{n-1}{R_2};$$

- lame de verre d'indice n et d'épaisseur e ;
- lentille infiniment mince de focale f ;
- propagation dans le vide sur une distance

$$-f \frac{e}{n} \frac{n-1}{R_1}.$$

Dans le cas test qui suit nous recherchons à réaliser l'image d'un objet à travers une lentille épaisse dans la géométrie $2f-2f$. L'épaisseur de la lentille est 10 cm, son indice de réfraction 1,5, et ses rayons de courbure valent respectivement -20 m et 30 m. On trouve en utilisant les définitions

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{n} \frac{(n-1)^2}{R_1 R_2} + (n-1) \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \quad (\text{I.77.a})$$

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{I.77.b})$$

que la focale f de la lentille vaut $24,01601$ m et que sa cambrure γ vaut $-8,33333 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

Pour que l'imagerie soit conservée, il faut que la distance optique séparant l'objet de la lentille infiniment mince équivalente soit $2f$, et que la distance optique séparant cette même lentille mince et l'image soit aussi $2f$. On en déduit que la distance séparant l'objet du bord gauche de la lentille réelle est

$$d_1 = 2f - f \frac{e}{n} \frac{n-1}{R_2},$$

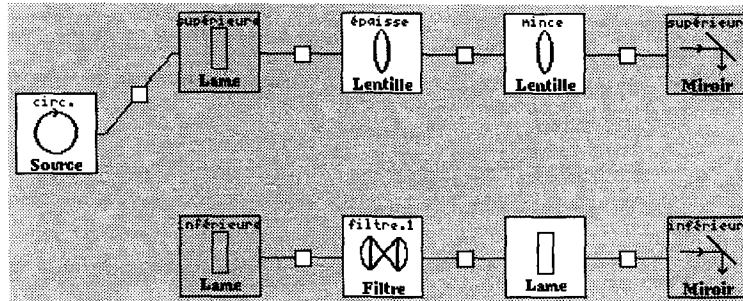
tandis que la distance séparant le bord droit de la lentille réelle et l'image est

$$d_2 = 2f + f \frac{e}{n} \frac{n-1}{R_1}.$$

Numériquement, on trouve respectivement $48,00533$ m et $47,99199$ m.

Dans ce cas test, nous cherchons à vérifier que l'imagerie est conservée quelle que soit le sens de traversée de la lentille par le faisceau. Pour ce faire nous utilisons une deuxième lentille qui est une lentille mince et dont le rôle est de rendre le faisceau parallèle, puis un miroir qui réfléchit le faisceau afin qu'il parcoure le système en sens inverse. Nous effectuons le test pour des lentilles isolées, et également pour les lentilles d'un filtre. Dans ce deuxième cas, la valeur de d_2 n'a pas à être entrée car *Miró* règle automatiquement la distance entre les deux lentilles d'un filtrage pour que le système soit afocal.

b) Schéma



c) Données

On reliera au choix la source avec la chaîne supérieure (succession de deux lentilles, cas *a* et *c*) ou inférieure (trou de filtrage, cas *b* et *d*). Les deux options doivent donner le même résultat. Ce cas test est également prévu pour fonctionner en diffraction de Fresnel adaptative (cas *c* et *d*).

Passage supérieur

0- Source circulaire	Exposant spatial	500
1- Lame	Nom de l'élément	supérieure
	Épaisseur	0 m
9- Propagateur	Longueur	48,005 53 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
2- Lentille	Nom de l'élément	épaisse
	Épaisseur	0,1 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	24,016 01 m
	Cambrure	-8,333 33. 10 ⁻³ m ⁻¹
	Type de traitement [0/1/2]	1
10- Propagateur	Longueur	47,991 99 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
3- Lentille	Nom de l'élément	mince
	Épaisseur	10 ⁻⁹ m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	24,016 01 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
4- Miroir	Nom de l'élément	supérieur
	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	180°

Passage inférieur

5- Lame	Nom de l'élément	inférieure
	Épaisseur	0 m

12- Propagateur	Longueur Indice non linéaire	48,005 53 m 0 m ² /W
6- Filtre 1 trou	Indice de réfraction des lentilles Type de traitement [0/1/2] Indice non linéaire Focale gauche Focale droite Épaisseur de la lentille de gauche Épaisseur de la lentille de droite Cambrure gauche Diamètre du trou	1,5 1 0 m ² /W 24,016 01 m 24,016 01 m 0,1 m 10 ⁻⁹ m -8,333 333. 10 ⁻³ m ⁻¹ 10 ⁹ m
7- lame	Épaisseur	0 m
8- Miroir	Nom de l'élément Coefficient de réflexion Normale theta	inférieur 1 180°
Paramètres	Diffraction de Fresnel (a), (b) Diffraction de Fresnel adaptative (c), (d) Temps X Y Seuil du rapport signal sur bruit Pas maximal de diffraction	0 s ; 4. 10 ⁻⁹ s ; 1 0 m ; 0,25 m ; 1 -0,25 m ; 0,25 m ; 32 768 (a), (b) -0,25 m ; 0,25 m ; 256 (c), (d) 0,5 1 m

d) Interprétation

La figure I.42 présente le taux de modulation tracé en fonction de la distance mécanique, dans les deux cas passés en diffraction de Fresnel (*a* et *b*). On trouve comme attendu que ce taux est égal à 1 là où le faisceau est imagé et supérieur ailleurs.

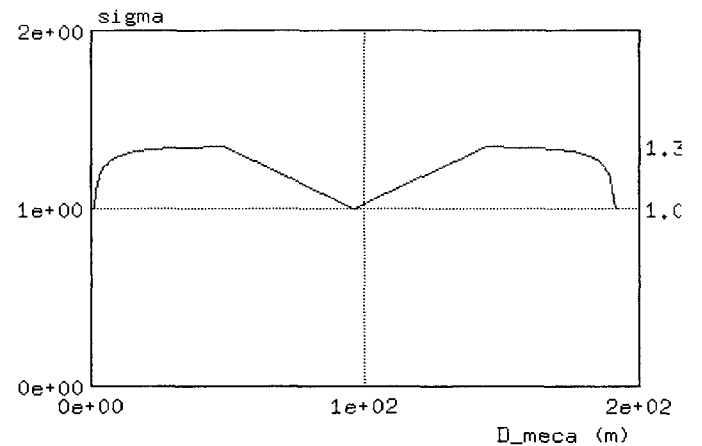
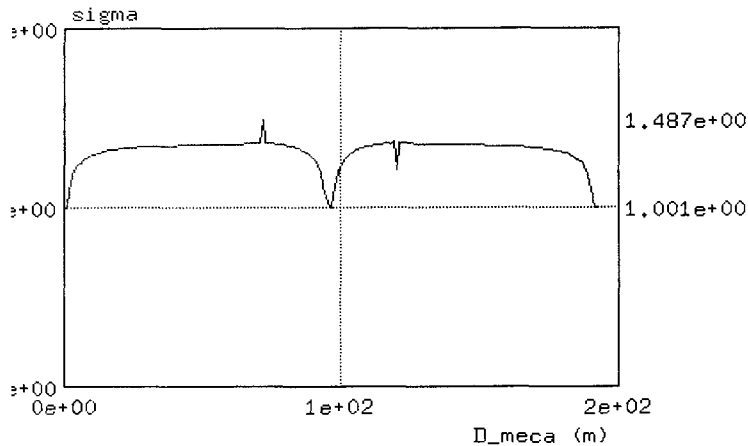


FIG. I.42 – Taux de modulation tracé en fonction de la distance optique, pour une succession de deux lentilles (à gauche), et pour un trou de filtrage (à droite). Ce taux de modulation décroît sensiblement là où il y a imagerie.

En diffraction de Fresnel adaptative, on vérifie simplement que la courbure du faisceau

est nulle et que la phase redressée du champ ne présente pas un comportement quadratique qui serait caractéristique d'une mauvaise imagerie.

Pour les tests de non destruction du code, nous donnons les valeurs du taux de modulation et de la fluence crête sur les composants suivants : lame supérieure et lame inférieure pour les 1^{er} et 2^e passages, miroir supérieur et miroir inférieur, et ce en diffraction de Fresnel (cas *a* et *b*) et en diffraction de Fresnel adaptative (cas *c* et *d*).

	Diffraction de Fresnel		Diffraction de Fresnel adaptative	
	Fluence crête (J/m ²)	Taux de modulation	Fluence crête (J/m ²)	Taux de modulation
Lame sup ^{re} 1 ^{er} passge	12,908 62	1,001 198	12,891 69	1,000 869
Miroir supérieur	12,911 12	1,001 392	12,891 70	1,000 869
Lame sup ^{re} 2 ^e passge	12,913 30	1,001 561	12,891 75	1,000 873
Lame inf ^{re} 1 ^{er} passge	12,908 62	1,001 198	12,891 69	1,000 869
Miroir inférieur	12,908 62	1,001 198	12,891 70	1,000 869
Lame inf ^{re} 2 ^e passge	12,908 62	1,001 198	12,891 69	1,000 869

22. Lentille boule

a) Objectif

L'objectif de ce cas test est de vérifier que la formalisme de lentille épaisse mis en place dans *Miró* fonctionne bien dans le cas d'une lentille boule.

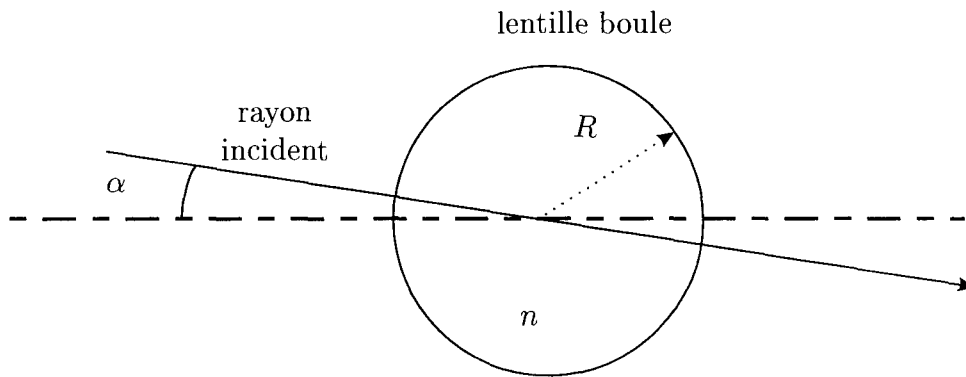


FIG. I.43 – Géométrie du cas test.

La géométrie de l'exemple est la suivante (fig. I.43) : on considère une lentille boule de rayon R et d'indice n . Le faisceau incident fait un angle α avec l'axe (Oz), et arrive sur la lentille de telle façon que son axe de propagation passe par le centre de la lentille. On s'attend donc à ce que le faisceau ne soit pas dévié.

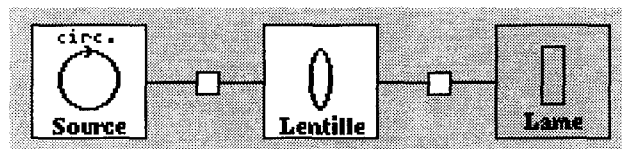
Dans le cas d'une lentille boule la focale est donnée par

$$f = \frac{nR}{2(n-1)}, \quad (\text{I.78})$$

et la cambrure est nulle. Dans le cas test on choisit $\alpha = 10^{-2}$ rad, $n = 1,5$ et $R = 1$ m, ce qui donne une focale de 1,5 m.

Remarque : ce cas test permet de valider à la fois le concept du traitement des lentilles épaisses (remplacement par une lame, une lentille mince et des distances de propagation), et sa mise en œuvre dans le code.

b) Schéma



c) Données

0- Source circulaire	Delta theta - Position X	0,572 957 7° -1 cm
1- Lentille	Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Focale Type de traitement [0/1/2]	2 m 1,5 0 m ² /W 1,5 m 1
2- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y	0 s ; 4.10 ⁻⁹ s ; 1 -5.10 ⁻² m ; 5.10 ⁻² m ; 16384 0 m ; 5.10 ⁻² m ; 1

d) Interprétation

On vérifiera que la position X du faisceau en fin de chaîne (1,000 044 cm) est à peu près l'opposée de la position en entrée (-1 cm). On constate aussi que la direction de propagation du faisceau est pour ainsi dire inchangée (l'« angle delta theta du faisceau » vaut 0,572 957 7° avant traversée de la lentille et 0,572 945 0° après). Tout ceci prouve que le faisceau est bien passé par le centre de la lentille sans déviation.

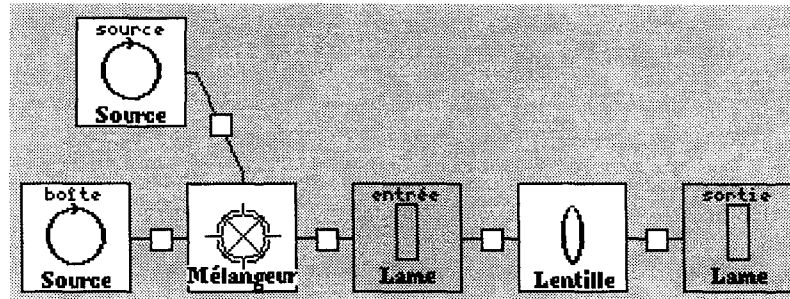
e) Variante du cas test

Dans le cas test précédent le faisceau restait toujours centré par rapport à la boîte de discrétisation. Le multiplexage angulaire était traité au moyen d'un déplacement de la position de cette boîte par rapport au repère de référence. Par suite nous avons simplement vérifié que les changements de direction de propagation aux interfaces des lentilles épaisses se faisaient correctement. Par contre rien ne prouve que la diffraction à l'intérieur de la lentille ait aussi été traitée correctement.

Pour tester la diffraction, on peut essayer de créer un faisceau multiplexé angulairement, tout en forçant la boîte de discrétisation à se propager parallèlement à la direction (Oz). Pour ce faire, une possibilité est d'utiliser un composant « mélangeur » et d'implanter la source multiplexée sur la branche secondaire. La déviation angulaire du faisceau apparaîtra alors sous forme d'un déphasage dépendant linéairement de x ; par diffraction on verra le faisceau se décaler par rapport à la boîte de discrétisation¹.

1. Autre possibilité (apparue dans le code après la conception de ce cas test) : utiliser une source analytique avec pour expression de la phase : $0.01 \cdot x$.

i) Schéma



ii) Données

0- Source circulaire	Nom de l'élément Longueur d'onde	boîte $5,265.10^{-7}$ m
1- Mélangeur		
2- lame	Nom de l'élément Épaisseur	entrée 0 m
3- Lentille	Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Focale Type de traitement [0/1/2]	2 m 1,5 $0 \text{ m}^2/\text{W}$ 1,5 m 1
4- lame	Nom de l'élément Épaisseur	sortie 0 m
5- Source circulaire	Nom de l'élément Delta theta Position x	source $0,5729577^\circ$ -1 cm
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y	$0 \text{ s}; 4.10^{-9} \text{ s}; 1$ $-5.10^{-2} \text{ m}; 5.10^{-2} \text{ m}; 16384$ $0 \text{ m}; 5.10^{-2} \text{ m}; 1$

iii) Résultats

La figure I.44 représente la fluence du faisceau (2^{e} fréquence) avant et après la lentille boule. On constate que le faisceau est bien centré là où on l'attend. Remarquons aussi que son diamètre a diminué car il a commencé à focaliser à l'intérieur de la lentille.

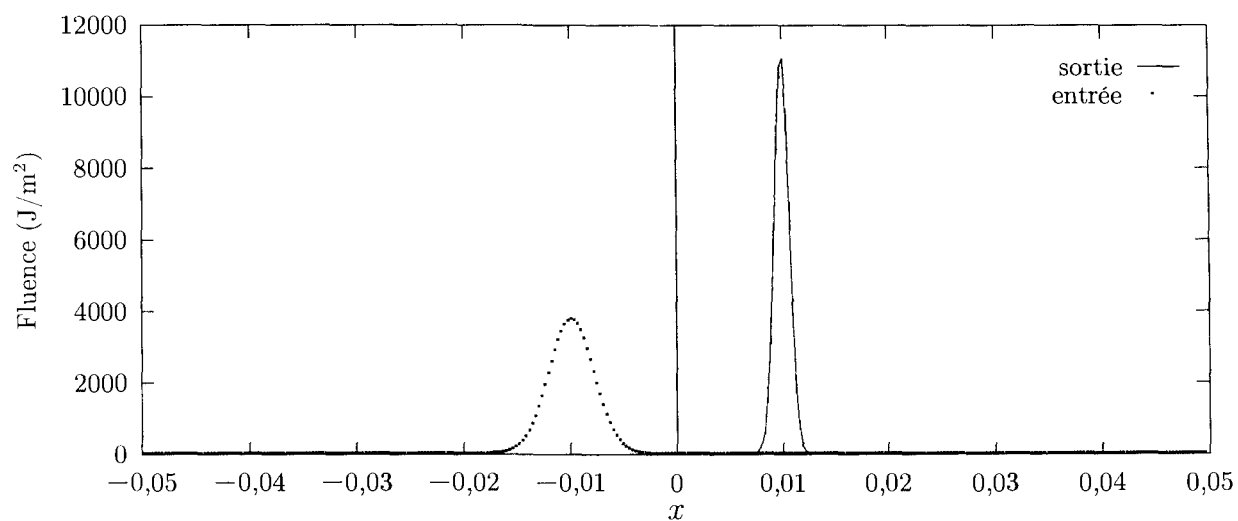


FIG. I.44 – *Fluence du faisceau avant la lentille boule (en pointillés) et après (en trait plein).*

23. Aberrations des lentilles

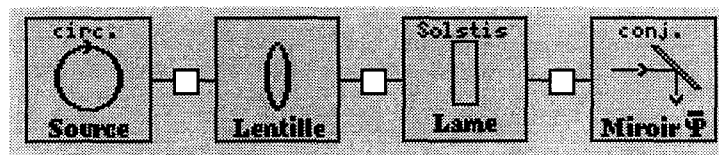
a) Objectif

Les deux cas test calculent les aberrations de lentilles (une lentille convexe-plan à incidence normale pour le premier cas, une lentille équiconvexe à incidence oblique pour le second). La validité du calcul est contrôlée de deux façons :

- par comparaison avec un calcul effectué à l'aide du logiciel *Solstis* (de la société Optis);
- par le test du miroir à conjugaison de phase.

b) 1^{er} cas test : lentille convexe-plan à incidence normale

i) Schéma



ii) Données

0- Source circulaire	Diamètre	0,5 m
	Exposant spatial	20
1- Lentille	Épaisseur	2,5 cm
	Indice de réfraction	1,450 29
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	4,441 582 m
	Cambrure	-0,25 m ⁻¹
	Type de traitement [0/1/2]	2
2- Lamé	Nom de l'élément	Solstis
	Épaisseur	1 nm
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Fichier masque de phase statique	cp4.abr
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	X	-0,298 156 7 m ; 0,298 156 7 m ; 512
	Y	0 m ; -0,298 156 7 m ; 1
	Seuil du rapport signal sur bruit	0

Le masque de phase *cp4.abr* contient l'aberration de la lentille calculée par le logiciel *Solstis* (puis transféré au format *Miró* par une moulinette appropriée). Nous ne fournissons pas la procédure de construction de ce fichier car nous ne supposons pas que l'utilisateur ait le logiciel *Solstis* à sa disposition (et il serait trop fastidieux de saisir le fichier à la main). L'utilisateur pourra se contenter de tester l'allure de l'aberration calculée par *Miró* ainsi que le retour par le miroir à conjugaison de phase.

iii) Résultat

Sur la figure I.45, nous représentons les aberrations calculées par *Miró* et par *Solstis*. On trouve deux courbes très semblables, au signe près. La différence provient de la

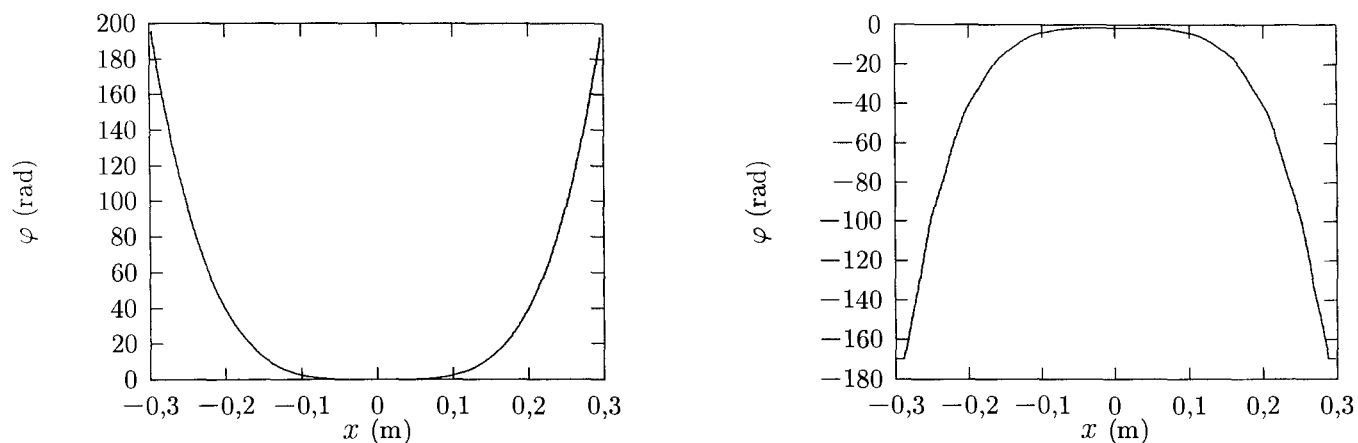


FIG. I.45 – À gauche, aberration de la lentille calculée par Miró ; à droite, aberration calculée par Solstis.

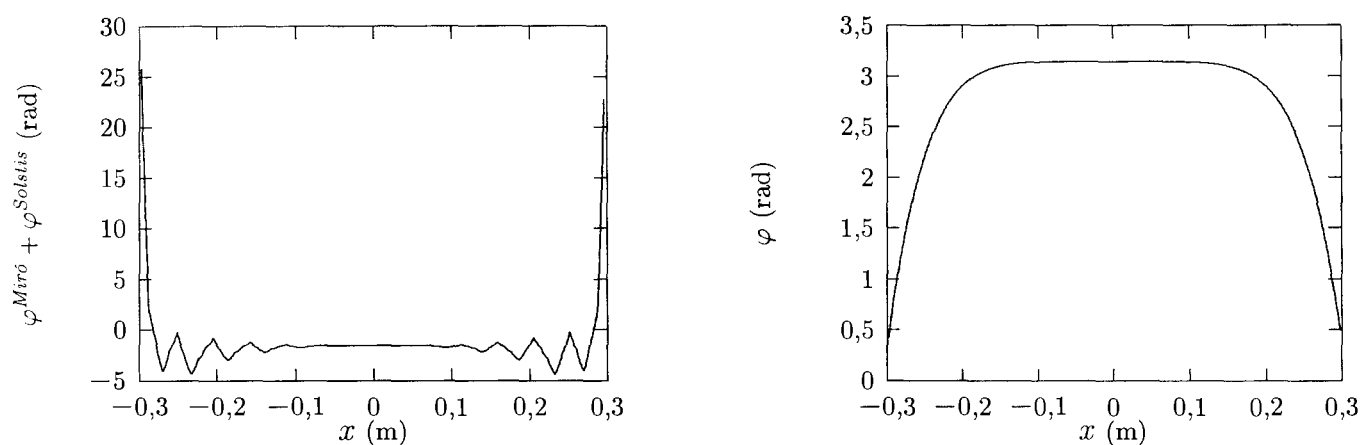


FIG. I.46 – À gauche, différence absolue entre l'aberration calculée par Miró et celle calculée par Solstis ; à droite, phase du faisceau après réflexion par le miroir à conjugaison de phase.

convention de signe sur le champ discrétisé dans *Miró* [14, chap. 2] (onde quasi-plane en $e^{i\omega t - kz}$), qui n'est pas la même que dans *Solstis*.

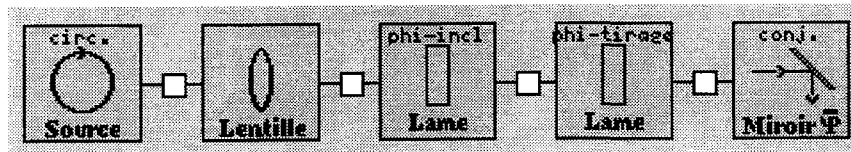
La figure I.46 présente d'une part la différence absolue entre les deux aberrations (en fait la somme des deux courbes de la figure I.45 compte tenu des conventions de signe). On observe une bonne compensation, sauf sur les bords de la pupille. L'écart (sans signe systématique) est lié à la routine d'interpolation. D'autre part, nous avons tracé la phase du champ sur la source, après réflexion par le miroir à conjugaison de phase. La phase en ce point devrait être rigoureusement nulle. La différence que l'on observe (compensation à 1 %) est due au fait que les rayons utilisés par *Miró* dans la routine d'aberrations ne sont pas les mêmes à l'aller et au retour. On met là en évidence une limitation de principe du calcul effectué par *Miró*.

c) 2^e cas test : lentille équiconvexe à incidence oblique

Le cas d'une lentille inclinée est plus difficile à valider car le résultat dépend fortement des conventions géométriques retenues. Par exemple, si l'on bascule une lentille d'un angle θ (paramètre *Normale theta* dans *Miró*), la lentille est basculée autour de son centre dans *Miró* (cette convention nous a semblé préférable pour éviter les ambiguïtés en cas de multipassage). Dans *Solstis*, la lentille est inclinée autour du centre de la face d'entrée. Pour limiter les écarts entre les logiciels, nous avons dans l'exemple *infra* incliné le faisceau incident plutôt que la lentille.

Par ailleurs les conventions définissant les aberrations ne sont pas les mêmes d'un logiciel à l'autre. Dans *Miró* le fait de traverser une lentille avec aberrations à incidence oblique modifie la direction de propagation du faisceau réel. La partie linéaire de la phase n'est donc pas appliquée (la phase admet toujours une tangente horizontale au centre de la pupille). *A contrario* dans *Solstis*, on considère que la déviation fait partie des aberrations et on la traite comme telle. Enfin, il existe une différence sur la courbure de référence¹ : dans *Miró* les aberrations sont calculées par rapport au foyer géométrique de la lentille (caractérisé par le paramètre « courbure » du faisceau). Dans *Solstis* on les calcule par rapport au meilleur foyer (dont la position est fournie en sortie de *Solstis*).

i) Schéma



1. Dans le premier exemple cette différence n'apparaissait pas car elle avait été corrigée à la main en sortie de *Solstis*.

ii) Données

0- Source circulaire	Delta theta	-2°
	Diamètre	0,25 m
	Exposant spatial en X	20
1- Lentille	Épaisseur	1 cm
	Indice de réfraction	1,450 29
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	2,222 512 m
	Type de traitement [0/1/2]	2
3- lame	Nom de l'élément	phi-incl
	Épaisseur	1 nm
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Fichier masque de phase statique	$(-2+1.996890)*\pi/180*2*\pi/1.053e-6*x$
4- lame	Nom de l'élément	phi-tirage
	Épaisseur	1 nm
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Fichier masque de phase statique	$\pi/1.053e-6*(4.506370e-01 - 1./2.20292)*(x^2+y^2)$
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	X	-0,148 319 7 m ; 0,148 319 7 m ; 2048 (a)
	Y	0 m ; -0,148 319 7 m ; 1 (a)
	X	0 m ; -0,148 319 7 m ; 1 (b)
	Y	-0,148 319 7 m ; 0,148 319 7 m ; 2048 (b)
	Seuil du rapport signal sur bruit	10 ⁻⁴

Le cas (a) permet de tracer une coupe en X de la phase, le cas (b) une coupe en Y. Les paramètres des masques de phase analytiques ajoutés sur les lames ont été déterminés comme suit : à la sortie de la lentille au premier passage l'angle delta du faisceau vaut 1,996 890° au lieu de 2°. Nous appliquons la différence sous forme de masque de phase. Par ailleurs on trouve que la courbure du faisceau vaut 0,450 637 0 m⁻¹, alors que dans *Solstis* les aberrations sont calculées par rapport au meilleur foyer situé à 2,202 92 m. La différence entre ces deux courbures est également appliquée sous forme de masque de phase.

iii) Résultats

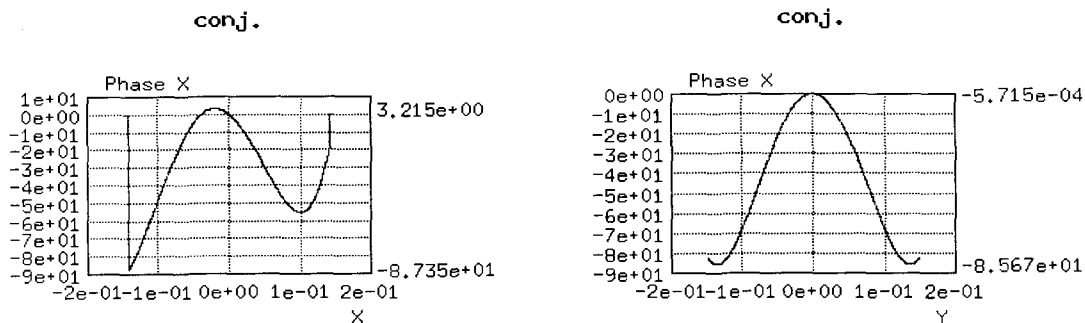


FIG. I.47 – Aberrations calculées par Miró : coupe en x (à gauche) et en y (à droite).

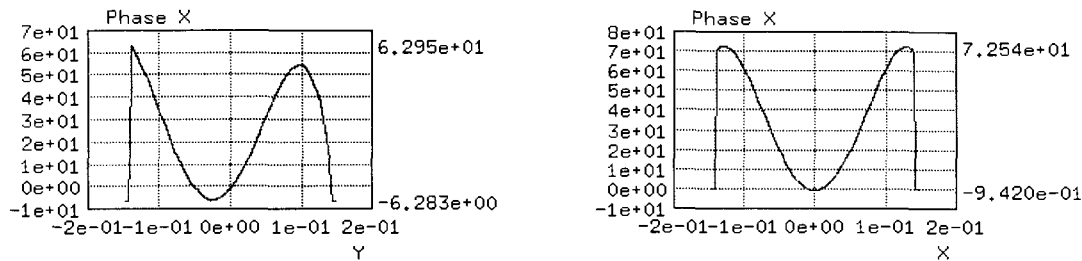
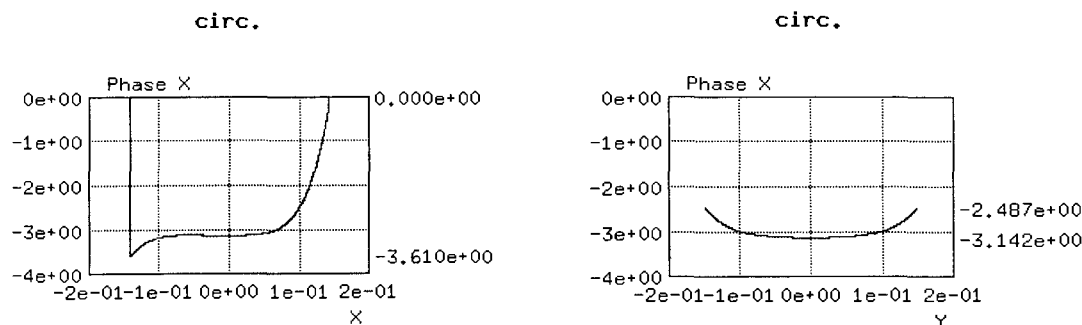


FIG. I.48 – Aberrations calculées par Solstis : coupe en x (à gauche) et en y (à droite).

FIG. I.49 – Phase sur la source au 2^e passage : coupe en x (à gauche) et en y (à droite).

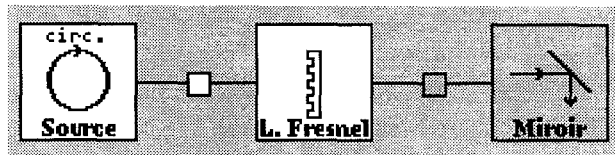
Les figures I.47, I.48 et I.49 présentent les résultats. On constate que les courbes calculées par *Miró* et par *Solstis* ont la même allure, mais ne coïncident pas exactement. Il faut savoir que le résultat est très sensible vis à vis de divers paramètres comme les valeurs des courbures ou encore les positions des axes de rotation. Il paraît donc difficile d'obtenir exactement le même résultat, d'autant plus que nous ne savons pas exactement de quelle façon *Solstis* effectue son calcul. La compensation par le miroir à conjugaison de phase n'est elle non plus pas parfaite, même si le résidu reste petit devant l'aberration. En fait l'erreur devient non négligeable là où l'aberration est importante, ce qui est normal puisque dans ce cas les rayons utilisés par *Miró* dans son calcul deviennent non orthogonaux à la surface d'onde.

24. Lentille de Fresnel : focalisation

a) Objectif

Ce cas test permet de s'assurer du bon fonctionnement du composant « lentille de Fresnel ». On envoie un faisceau gaussien sur le composant et on regarde où il focalise. Les paramètres choisis correspondent aux rayons X.

b) Schéma



c) Données

0- Source circulaire	Longueur d'onde Diamètre Exposant spatial	$8,67 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ 200
4- Propagateur	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Lentille de Fresnel	Épaisseur de la couche Indice de la couche Absorption de la couche	$4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ $1,083\,750 \cdot 10^{-3}$ $3 \cdot 10^{-4}$
5- Propagateur	Longueur Indice non linéaire	$5,07 \cdot 10^{-2} \text{ m}/m_o$ $0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y Afficher l'animation	$0 \text{ s}; 4 \cdot 10^{-9} \text{ s}; 1$ $-10^{-4} \text{ m}; 10^{-4} \text{ m}; 16\,384$ $0 \text{ m}; 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}; 1$

L'entier m_o présent dans le tableau permet d'explorer les foyers d'ordre supérieur. On le mettra à 1 par défaut.

d) Interprétation

La figure I.50 montre l'intensité du champ à la distance f_1/m_o de la lentille (avec $f_1 = 5,07 \cdot 10^{-2} \text{ m}$), m_o prenant les valeurs 1, 2, 3 et 5. Les valeurs impaires de m_o correspondent à la position d'un foyer¹. Par contre il n'y a pas de foyer pour $m_o = 2$, ce qui est conforme aux prédictions théoriques.

e) Variante du cas test

En réalité, le cas test précédent est biaisé par le fait que la simulation a été réalisée en 1D. Certes la position des foyers est correcte; mais l'intensité relative des différents

1. Les foyers ne sont pas très visibles. En regardant les figures attentivement, on repérera sur trois d'entre elles, pour $X = 0$, un trait vertical très fin : c'est le foyer !

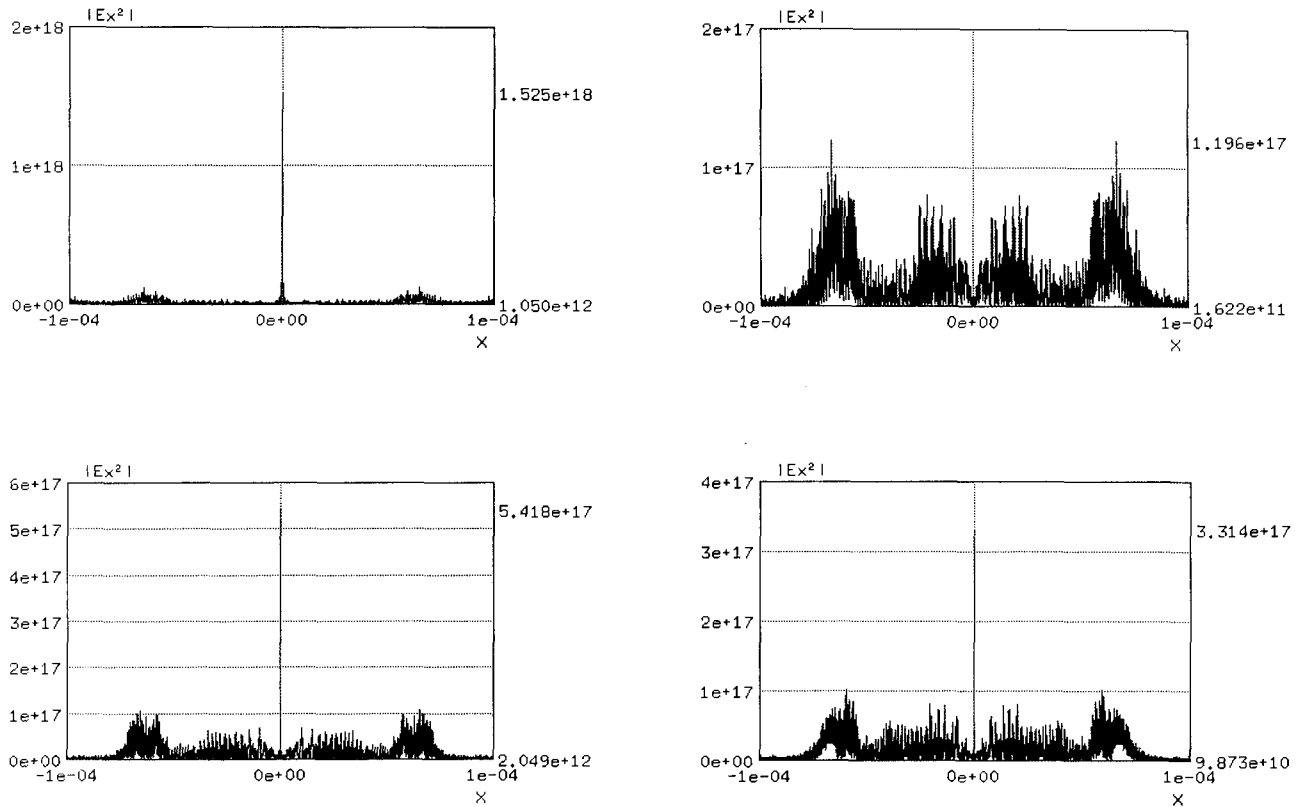


FIG. I.50 – Allure de l'intensité du champ aux distances f_1/m_o , avec $m_o = 1, 2, 3$ et 5 (respectivement en haut à gauche, en haut à droite, en bas à gauche et en bas à droite). On met en évidence la présence d'un foyer (repérable sous la forme d'un trait vertical très fin, au milieu de la courbe) pour toutes les valeurs impaires de m_o .

foyers, ou encore l'allure de l'intensité du faisceau au voisinage d'un foyer, sont fausses.

Comme variante de ce cas test, nous proposons donc une simulation en 3D. Afin de ne pas être limité par la résolution au niveau des dernières zones de la lentille de Fresnel, la taille de la boîte sera divisée par deux. Voici donc les nouvelles données :

0- Source circulaire	Longueur d'onde	$8,67.10^{-10}$ m
	Diamètre	$7,5.10^{-5}$ m
	Exposant spatial	200
4- Propagateur	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Lentille de Fresnel	Épaisseur de la couche	4.10^{-7} m
	Indice de la couche	$1,083750.10^{-3}$
	Absorption de la couche	3.10^{-4}
5- Propagateur	Longueur	$5,07.10^{-2}$ m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; 1
	X	-5.10^{-5} m ; 5.10^{-5} m ; 512
	Y	-5.10^{-5} m ; 5.10^{-5} m ; 512
	Afficher l'animation	

Avec ces données, on trouve une intensité crête de $1,158.10^{20} \text{ W/m}^2$ pour le foyer d'ordre 1, et $8,25.10^{19} \text{ W/m}^2$ pour le foyer d'ordre 3. On rappelle que la théorie prévoit qu'en 3D l'intensité crête est indépendante de l'ordre du foyer.

Enfin, nous fournirons pour le plaisir des yeux l'allure du faisceau juste après le passage de la lentille de Fresnel (fig. I.51).

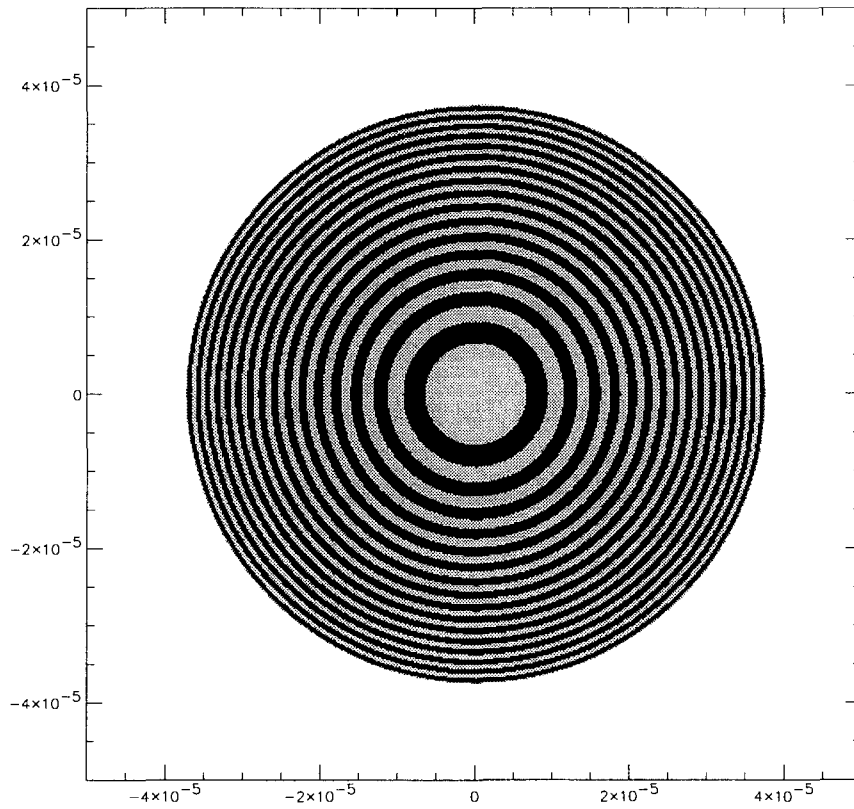


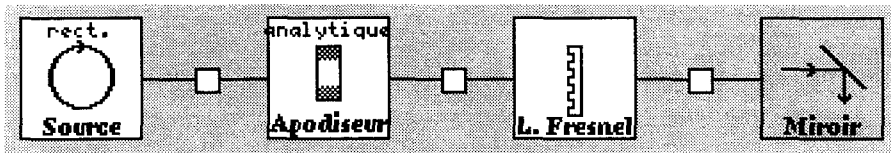
FIG. I.51 – *Intensité du faisceau juste après le passage de la lentille de Fresnel.*

25. Lentille de Fresnel : imagerie

a) Objectif

Ce cas test vise à réaliser l'image par une lentille de Fresnel d'un certain objet (ici une double fente, créée par un apodiseur). L'idée sous-jacente est de simuler un diagnostic de physique des plasmas [20] (imagerie aux rayons X du plasma créé par laser dans une chambre d'expérience).

b) Schéma



c) Données

0- Source rectangulaire	Longueur d'onde	$8,67 \cdot 10^{-10}$ m
	Largeur	$9 \cdot 10^{-5}$ m
	Hauteur	$9 \cdot 10^{-5}$ m
	Exposant spatial en X	400
	Exposant spatial en Y	400
4- Propagateur		
1- Apodiseur analytique	Épaisseur	10^{-9} m
	Définition des trous	F(grille)
5- Propagateur	Longueur	0,5 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Lentille de Fresnel	Épaisseur de la couche	$4 \cdot 10^{-7}$ m
	Indice de la couche	$1,083\,750 \cdot 10^{-3}$
	Absorption de la couche	$3 \cdot 10^{-4}$
6- Propagateur	Longueur	$5,642\,110 \cdot 10^{-2}$
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	$-7 \cdot 10^{-5}$ m ; $7 \cdot 10^{-5}$ m ; 16 384
	Y	0 m ; $5,5 \cdot 10^{-5}$ m ; 1
	Afficher l'animation	

Le fichier grille sert à définir la forme de l'objet¹.

d) Interprétation

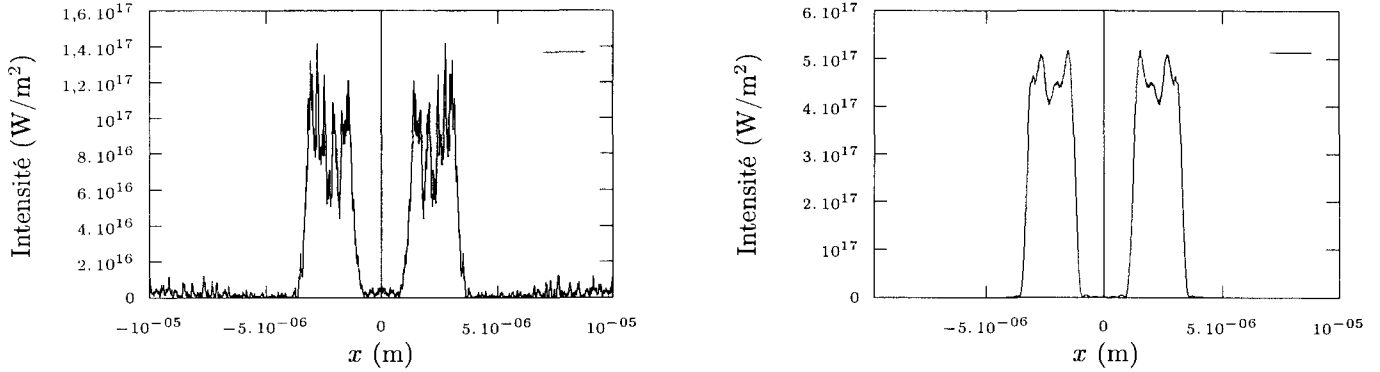


FIG. I.52 – Image d'une double fente, par une lentille de Fresnel (à gauche), et par une lentille ordinaire de même focale (à droite).

La figure I.52 montre le résultat obtenu, en effectuant la comparaison avec une lentille ordinaire². On constate que la figure est sensiblement la même pour les deux types de lentille, et que l'échelle en x est celle que l'on attend ; l'échelle des puissances est toutefois différente, car dans le cas de la lentille de Fresnel, une grande partie de la lumière est focalisée ailleurs ou n'est pas focalisée du tout.

On pourrait également critiquer le fait que l'imagerie n'est pas très « propre » (aussi bien d'ailleurs pour la lentille de Fresnel que pour la lentille ordinaire). En fait, on s'aperçoit qu'avec les paramètres choisis la limite de diffraction est de l'ordre du micron ; elle n'est donc pas négligeable devant la taille de la figure.

Remarque : on pourrait *a priori* penser qu'il est préférable de choisir une géométrie $2f-2f$; de cette façon la taille de l'image serait la même que celle de l'objet, donc bien supérieure à la limite de diffraction. En fait, cette configuration ne fonctionne pas bien avec la lentille de Fresnel car la partie de la lumière qui n'est pas déviée par la lentille vient se superposer à l'image que l'on cherche à mettre en évidence, rendant la figure illisible³.

1. Il a la forme suivante (« | » désignant un retour à la ligne) :
 $R((0,0), 110e-6, 110e-6; 1) | R((0,0), 20e-6, 20e-6; 0) | R((40e-6, 0), 20e-6, 20e-6; 0) |$
 $R((-40e-6, 0), 20e-6, 20e-6; 0).$

2. Le retraitement des résultats avec *Adonis* est nécessaire, afin de réaliser un changement d'échelle ; avec *Miró*, les pics sont à peine visibles au centre de la figure.

3. En fait, sur une réelle expérience de physique des plasmas, les paramètres ne sont pas ceux choisis ici : c'est l'objet qui est placé près de la lentille et l'image loin, et non l'inverse (par suite, sur l'expérience, la taille de l'image est bien supérieure à la limite de diffraction). Toutefois, une simulation par *Miró* des conditions expérimentales réelles poserait des problèmes d'échantillonnage difficilement solubles (à moins peut-être d'utiliser la diffraction de Fresnel adaptative).

Enfin, on s'assurera de la non-régression du code en contrôlant les paramètres suivants (ils sont sans intérêt physique) sur le miroir de sortie de chaîne :

Énergie : 0,257 188 3 J ;

Taux de modulation : 17,019 50.

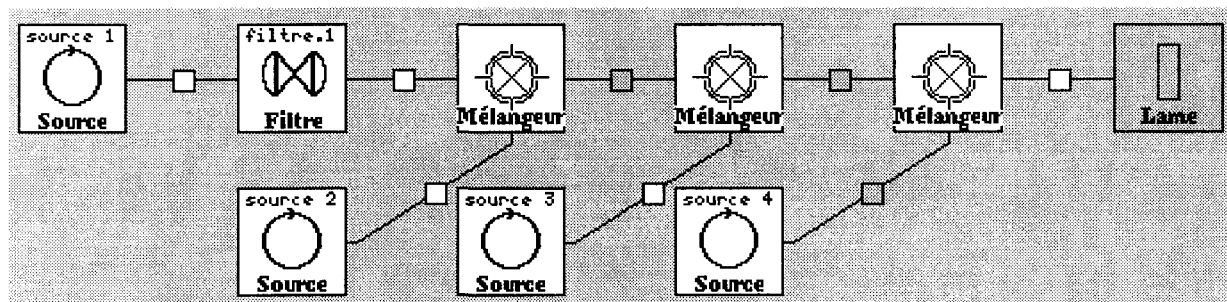
26. Mélangeur

a) Objectif

Ce cas teste le bon fonctionnement du composant « mélangeur », en se plaçant dans plusieurs cas de figure « typiques ». Ce composant réalise l'addition des champs électriques de deux faisceaux, un faisceau principal et un faisceau secondaire. C'est la grille d'échantillonnage du faisceau principal qui sera utilisée pour le faisceau somme. Si la grille du faisceau secondaire ne coïncide pas, une interpolation est réalisée avec passage par une grille intermédiaire [14, p. 194].

Ce test vise à vérifier la pertinence du rééchantillonnage et la conservation (ou la non conservation...) de l'énergie.

b) Schéma



c) Données

0- Source circulaire	Nom de l'élément	source 1
	Position X	0,1 m
	Énergie	10^{-11} J
	Longueur d'onde	$5 \cdot 10^{-7}$ m
1- Filtre spatial 1 trou	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale gauche	10 m
	Focale droite	17 m
	Diamètre du trou	10^5 m
3- Source circulaire	Nom de l'élément	source 2
	Diamètre	0,1 m
5- Source circulaire	Nom de l'élément	source 3
	Énergie	2 J
	Angle de polarisation	45°
	Diamètre	0,1 m
7- Source circulaire	Nom de l'élément	source 4
	Position X	-0,2 m
	Position Y	0,425 m
	Longueur d'onde	$2 \cdot 10^{-6}$ m
	Diamètre	0,1 m
9- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 256
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 256

d) Interprétation

On souhaite vérifier ici non seulement l'addition des champs électriques, mais aussi le bon rééchantillonnage. Pour tester spécifiquement ce dernier on utilise des faisceaux de fréquences différentes (il n'y a alors pas d'addition et les champs correspondants sont traités séparément par le code).

Ainsi le faisceau principal est un faisceau de fréquence différente des autres, dont la fonction n'est que de fixer la boîte d'échantillonnage principale. Grâce au filtre spatial on agrandit la taille de cette boîte. La source est également décalée spatialement. Pour tous les faisceaux secondaires il y aura donc un rééchantillonnage.

La source 2 est une gaussienne de 1 J, polarisée selon X . Après le mélangeur, son énergie est conservée, puisque la boîte principale est plus grande que la boîte secondaire. Voici les résultats correspondants (fréquence 2) :

Énergie : 1 J ;

Taux de modulation : 9,208 666.

La source 3 est une gaussienne de 2 J, avec un angle de polarisation de 45° ; il y a donc un joule suivant la polarisation X et un joule suivant la polarisation Y . Le champ suivant X est exactement le même que le champ de la source 2 ; il va donc s'y ajouter de façon cohérente. On trouve également que le champ somme est gaussien. Voici finalement

les résultats numériques (fréquence 2) :

Énergie : 5 J ;

Taux de modulation : 9,208 666.

Remarque (en forme d'énigme) : la source 2 a pour énergie 1 J et la source 3, 2 J. Après le mélangeur on obtient 5 J : apparemment *Miró* est en mesure de résoudre définitivement la crise énergétique... Que se passe-t-il en fait sur une véritable expérience ?

La source 4, de fréquence différente des sources 2 et 3 (différente de la source 1 aussi), vise à tester le cas où la boîte d'échantillonnage secondaire n'est pas incluse dans la boîte principale. L'énergie n'a donc pas à être conservée, puisque une partie du faisceau va « tomber » en dehors de la boîte. Ici les paramètres sont choisis de telle sorte que la moitié de l'énergie de la source 4 soit perdue. Voici les résultats du faisceau après le mélangeur (fréquence 3) :

Énergie : 0,515 597 5 J ;

Taux de modulation : 9,020 647 ;

Intensité crête : $2,206\,736 \cdot 10^{10}$ W/m².

Pour mémoire, voici les mêmes résultats pour le faisceau sortant de la source 4 :

Énergie : 1 J ;

Taux de modulation : 9,212 362 ;

Intensité crête : $2,206\,356 \cdot 10^{10}$ W/m².

Conclusion : l'intensité crête n'est pas altérée (du moins jusqu'à la 4^e décimale) par le rééchantillonnage. Ceci justifie pleinement la méthode utilisée. Remarquons toutefois que l'énergie de sortie n'est pas rigoureusement la moitié de l'énergie d'entrée. C'est dû au fait que le bord de la boîte principale ne coïncide pas avec les pixels de la boîte secondaire (la précision serait accrue en augmentant le nombre de pas d'échantillonnage). Ce point est cependant secondaire, l'essentiel étant que l'intensité lumineuse du faisceau mélangé soit la bonne.

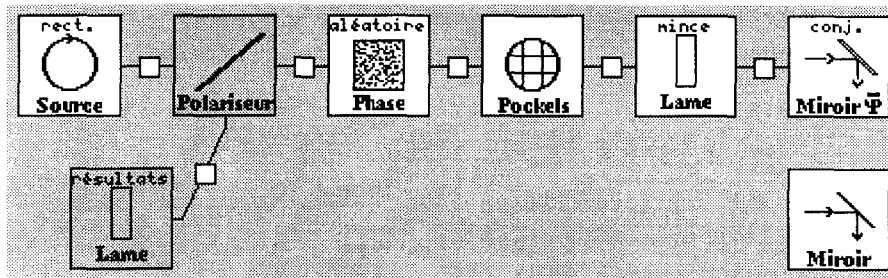
27. Miroir à conjugaison de phase

a) Objectif

Ce cas test met en évidence l'une des propriétés les plus spectaculaires du miroir à conjugaison de phase : l'effet de « renversement du temps » et la possibilité de restituer naturellement la cohérence initiale d'un faisceau.

Le cas test compare le miroir à conjugaison de phase avec un miroir ordinaire. On considère un faisceau cohérent que l'on fait passer dans une lame de phase aléatoire, puis que l'on laisse diffracter sur une grande longueur. Au bout de cette longueur, la modulation de phase s'est transformée en modulation d'amplitude. On réfléchit le faisceau sur lui-même par l'un des deux miroirs, puis on regarde son allure après le parcours dans l'autre sens de la distance de diffraction. Dans le cas du miroir à conjugaison de phase, on doit retrouver le faisceau cohérent initial.

b) Schéma



c) *Données*

0- Source rectangulaire		
1- Polariseur	Épaisseur	1 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	-45°
2- lame de phase aléatoire	Largeur	1 m
	Hauteur	1 m
3 - Cellule de Pockels	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Scénario	0 1
11 - Propagateur	Longueur	100 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4 - lame	Nom de l'élément	mince
	Épaisseur	0 m
5 - Miroir à conjugaison de phase	Coefficient de réflexion	1
6 - Miroir (ordinaire)	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	180°
7 - lame	Nom de l'élément	résultats
	Épaisseur	0 m
	Normale theta	90°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,5 m ; 0,5 m ; 128
	Y	-0,5 m ; 0,5 m ; 128
	Afficher l'animation	

Le propagateur 11 est situé entre la cellule de Pockels et la lame « mince ».

Pour comparaison, on remplace le miroir à conjugaison de phase par un miroir ordinaire avec les mêmes paramètres.

d) *Interprétation*

La figure I.53 montre l'allure de la fluence dans la direction de polarisation Y , dans le cas du miroir à conjugaison de phase (à gauche), et dans le cas du miroir ordinaire (à droite). Les résultats sont conformes aux prévisions.

Pour tester la non-régression du code, voici le résultat pour le taux de modulation sur la lame de verre placée en fin de chaîne :

- avec un miroir à conjugaison de phase : 5,551 923 ;
- avec un miroir ordinaire : 27,233 17.

Voici maintenant l'intensité crête :

- avec un miroir à conjugaison de phase : $1,387\,981 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$;
- avec un miroir ordinaire : $7,101\,341 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$.

Enfin, nous terminerons la présentation de ce cas test par une énigme. Lorsque le faisceau se propage par diffraction dans le sens du *retour*, entre la lame n° 3 et la cellule de Pockels, il évolue naturellement d'un état désordonné (figure de tavelures) vers un état ordonné (profil gaussien). Pourquoi ceci n'est-il pas contradictoire avec le second principe de la thermodynamique ?

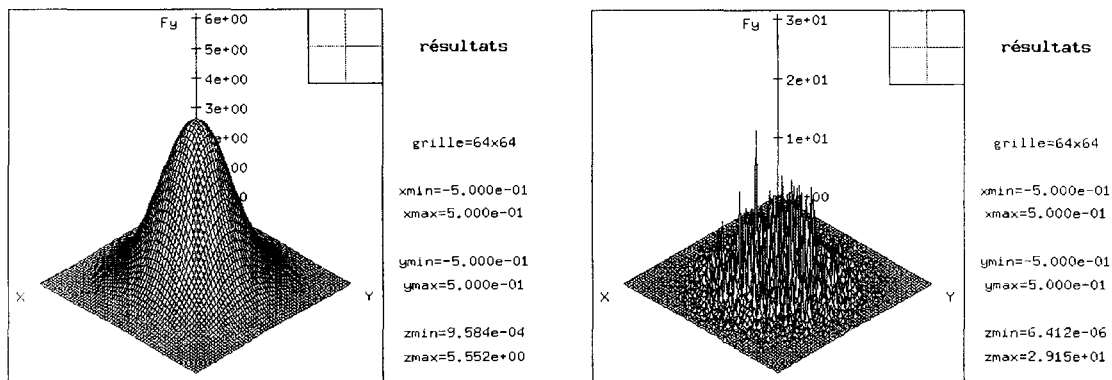


FIG. I.53 – Cartes de fluence obtenues sur la lame placée au-dessous du polariseur, pour un miroir à conjugaison de phase (à gauche) et pour un miroir ordinaire (à droite). Seul le miroir à conjugaison de phase permet de restituer un profil d'impulsion régulier.

28. Dispersion par un réseau droit

a) Objectif

Ce cas test se propose de tester la dispersion d'un faisceau par un réseau droit et le formalisme des ondes inhomogènes. On considère une impulsion brève dispersée par un réseau droit. Du fait de la différence de marche entre les fréquences rouges et les fréquences bleues, un décalage temporel apparaît entre ces dernières (et donc une dérive de fréquence). L'impulsion est étirée. Si l'expression avant étirement du champ est

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-t^2/\tau_0^2}, \quad (\text{I.79})$$

nous avons après étirement

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau(z)}} e^{ib(z)t^2} e^{i\Phi(z)} e^{-t^2/\tau(z)^2}, \quad (\text{I.80})$$

avec

$$b(z) = -\frac{k}{2|\xi|^2 z \left[1 + \left(\frac{k_1 \tau_0^2}{2z|\xi|^2} \right)^2 \right]} \quad (\text{I.81.a})$$

$$\tau^2(z) = \tau_0^2 \left[1 + \left(\frac{2z|\xi|^2}{k_L \tau_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{I.81.b})$$

$$\Phi(z) = \text{Arctan} \left(\frac{2z|\xi|^2}{k_L \tau_0^2} \right), \quad (\text{I.81.c})$$

ξ étant le vecteur inhomogénéité.

Dans notre exemple, nous considérons un réseau à l'incidence de $i = 25^\circ$ avec $N = 8,026\,937 \cdot 10^5$ traits par mètre. L'angle de sortie est donné par

$$\sin \alpha = \sin i - N\lambda \quad (\text{I.82})$$

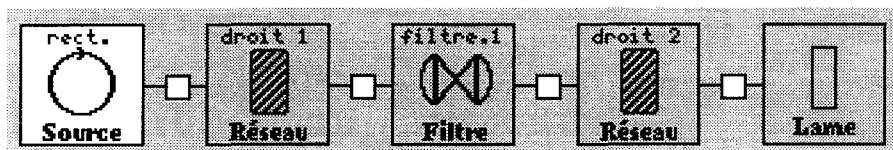
soit $\alpha = -25^\circ$. L'inhomogénéité selon x (le retard par unité de longueur) est donnée (dans le cas particulier d'un réseau à la condition de Bragg) par

$$|\xi_x| = \frac{2 \tan \alpha}{c}, \quad (\text{I.83})$$

soit $|\xi_x| = 3,110\,869 \cdot 10^{-9}$ s/m.

Après diffraction sur une longueur L , nous plaçons un afocal de grandissement 2, puis nous nous propageons jusqu'au point image. Nous devons retrouver une impulsion brève.

b) Schéma



c) Données

0- Source rectangulaire	Durée	1 ps
1- Réseau droit	Nom de l'élément	droit 1
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Dispersion des vitesses de groupe	$0 \text{ s}^2/\text{m}$
	Efficacité de diffraction	1
6- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Filtre 1 trou	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Normale theta	50°
	Focale gauche	10 m
	Focale droite	20 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	10^{-9} m
	Épaisseur de la lentille de droite	10^{-9} m
	Diamètre du trou	10^9 m
7- Propagateur	Longueur	20 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Réseau droit	Nom de l'élément	droit 2
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Orientation des traits	180°
	Dispersion des vitesses de groupe	$0 \text{ s}^2/\text{m}$
	Efficacité de diffraction	1
4- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large	
	Temps	-10^{-10} s ; 10^{-10} s ; 512
	X	$-0,25 \text{ m}$; $0,25 \text{ m}$; 1
	Y	$-0,25 \text{ m}$; $0,25 \text{ m}$; 1

d) Interprétation

Les résultats de la simulation (à l'entrée du filtre, c'est-à dire après 10 m de propagation) sont présentés sur les figures I.54 et I.55. La durée équivalente de l'impulsion en ce point est 47,88 ps.

Au niveau de la lame (plan image de la source de départ), on constate que l'impulsion est redevenue brève (durée équivalente 1,09 ps).

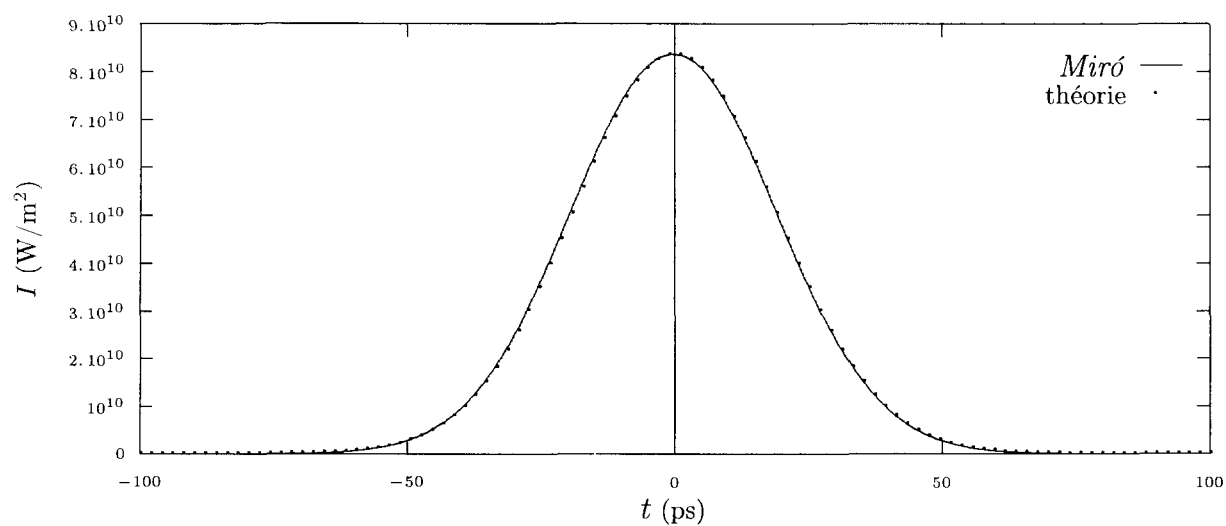


FIG. I.54 – Intensité à l'entrée du filtrage spatial. Résultat Miró en continu et résultat théorique en pointillés.

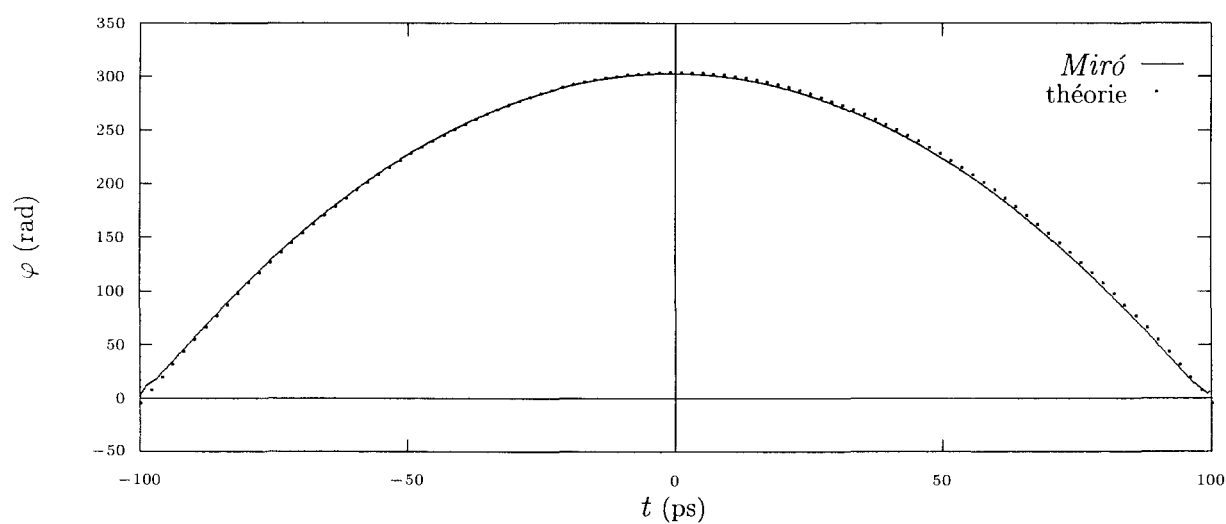


FIG. I.55 – Phase redressée à l'entrée du filtrage spatial. Résultat Miró en continu et résultat théorique en pointillés.

29. Réseaux de diffraction et aberrations temporelles

a) *Objectif*

Ce cas test vise à valider le calcul des « aberrations temporelles » induites par la diffraction sur les réseaux [21, 22]. Nous nous plaçons dans le cadre des expériences d'impulsions brèves pour lesquelles on utilise une paire de réseaux droits parallèles pour étirer l'impulsion avant amplification, et une seconde paire identique à la première pour la comprimer en fin de chaîne.

Idéalement, la paire de réseaux applique au faisceau un masque de phase dépendant quadratiquement de ω , proportionnel à la distance entre les réseaux. Cette hypothèse permet de retrouver en fin de chaîne — pourvu que la bande passante de l'amplification soit suffisamment large — une impulsion aussi brève qu'en entrée. Dans la pratique toutefois, le masque de phase apporté par la paire de réseaux contient aussi des termes en ω^3 et d'ordre supérieur. Ces termes (dit d'aberrations temporelles) sont nocifs car ils empêchent une recompression parfaite. En particulier les termes d'ordre 3 font apparaître une pré-impulsion ou une post-impulsion qui peut être très gênante dans les expériences d'interaction.

En fait, dans le cas où les systèmes allongeur et compresseur sont exactement symétriques, les termes d'ordre 3 se compensent. Ce sont des défauts d'alignement (angles d'attaque différents, grandissement du télescope de l'allongeur différent de 1) qui empêchent cette compensation et qui font apparaître les pré ou post-impulsions. Il est en théorie possible de modéliser ces défauts d'alignement dans *Miró*. En fait, les aberrations temporelles ne sont significatives que pour un étirement très important, de l'ordre de la nanoseconde. Simuler un tel étirement requiert plusieurs dizaines de milliers de pas de temps, ce qui est impossible sur une simple station¹ (car une discrétisation spatiale est également requise). C'est pourquoi nous avons choisi de simuler une situation où nous étirons l'impulsion *via* la dispersion dans un matériau, et où seule la compression est réalisée avec des réseaux. De plus nous supposons que le matériau n'apporte pas de déphasage du troisième ordre. Dans ces conditions nous faisons apparaître uniquement les aberrations temporelles d'une paire de réseaux.

Nous considérons donc dans *Miró* un système allongeur et un système compresseur. Les réseaux du compresseur sont traités par le formalisme des ondes inhomogènes qui permet de prendre en compte la phase en ω^2 sans discrétisation spatiale. Pour traiter les termes d'ordre 3 on fait appel à un masque de phase appliqué spatialement.

L'expression du terme de troisième ordre créé par la paire de réseaux figure dans la référence [21, appendice 1]. Le déphasage spectral de la paire peut s'écrire

$$\varphi(\omega) = T_1\omega + \frac{1}{2}T_2\omega^2 + \frac{1}{6}T_3\omega^3 + \frac{1}{24}T_4\omega^4 + \dots \quad (\text{I.84})$$

le terme T_1 traduit juste un décalage temporel (délai de propagation). Le terme T_2 (déphasage quadratique) est à l'origine de l'étirement ou de la compression. Le terme T_3 est

1. Le mode de calcul $\omega(t)$ permettra toutefois une telle simulation (pour l'instant ce mode ne traite pas les réseaux).

celui qui nous intéresse : son expression (pour un réseau en réflexion) est

$$T_3 = 3R \frac{N^2 \lambda^4}{4\pi^2 c^3} \frac{1 - \sin i \sin \alpha}{\cos^5 \alpha}. \quad (\text{I.85})$$

Dans l'équation (I.85) i est l'angle d'attaque du premier réseau de la paire, α est l'angle de diffraction ; R est la distance orthogonale entre les deux plans des réseaux (la distance parcourue par le faisceau entre les deux réseaux est $R/\cos \alpha$) ; N est la densité de traits.

On considère maintenant une impulsion initiale de forme temporelle gaussienne :

$$\mathbf{E}_{\text{entrée}}(t) = \mathbf{E}_0 \exp \left(-\frac{t^2}{4a} \right). \quad (\text{I.86})$$

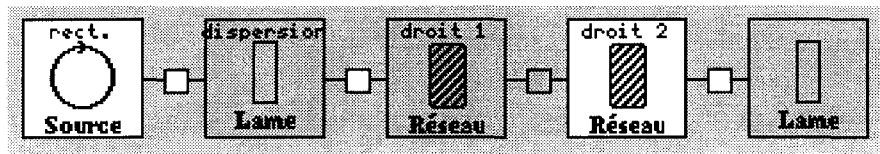
Si l'impulsion subit au cours de l'étirement et de la compression un terme de phase cubique T_3 , alors la forme temporelle de l'impulsion recomprimée est donnée par [21, éq. (13)] :

$$\mathbf{E}_{\text{sortie}}(t) = \left(\frac{2}{T_3} \right)^{1/3} 2\sqrt{a\pi} \mathbf{E}_0 \exp \left[-\frac{2a}{T_3} \left(t - \frac{4a^2}{3T_3} \right) \right] \text{Ai} \left[-\left(\frac{2}{T_3} \right)^{1/3} \left(t - \frac{2a^2}{T_3} \right) \right]. \quad (\text{I.87})$$

Nous rappelons que la fonction d'Airy Ai est définie par

$$\text{Ai}[(3a)^{-1/3}x] = \frac{(3a)^{1/3}}{\pi} \int_0^{+\infty} \cos(at^3 + xt) dt. \quad (\text{I.88})$$

b) Schéma



c) Données

0- Source rectangulaire	Largeur	0,12 m
	Hauteur	0,2 m
	Durée	50 fs
	Exposant temporel	2
	Exposant spatial en X	10
	Exposant spatial en Y	10
1- Lame	Nom de l'élément	dispersion
	Longueur	0,5 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Dispersion des vitesses de groupe	-8,109 27.10 ⁻²⁶ s ² /m
2- Réseau droit	Nom de l'élément	droit 1
	Épaisseur	10 ⁻⁹ m
	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	0 m ² /W

	Normale theta	25°
	Dispersion des vitesses de groupe	0 s ² /m
	Efficacité de diffraction	1
	Aberrations (négligées=0) [0/1]	1
	Densité de traits	8,026 934. 10 ⁵ m ⁻¹
6- Propagateur	Longueur	0,05 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
3- Réseau droit	Nom de l'élément	droit 2
	Épaisseur	10 ⁻⁹ m
	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Normale theta	25°
	Orientation des traits	180°
	Dispersion des vitesses de groupe	0 s ² /m
	Efficacité de diffraction	1
	Disperseur/Rassembleur [0/1]	1
	Aberrations (négligées=0) [0/1]	1
	Densité de traits	8,026 934. 10 ⁵ m ⁻¹
4- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large	
	Temps	-10 ⁻¹¹ s ; 10 ⁻¹¹ s ; 512
	X	-0,13 m ; 0,13 m ; 256
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 1

d) Interprétation

Nous avons tracé sur la figure (I.56) la puissance en fonction du temps pour l'impulsion recomprimée¹ (courbe en traits pleins). Nous la comparons avec le résultat de la formule (I.87) évalué grâce à *Mathematica*.

On constate un bon accord entre les deux courbes.

Tests de non-régression: la durée équivalente de l'impulsion en fin de chaîne vaut 102,9635 fs et la puissance crête 9,710 TW (pour respectivement 53,5354 fs et 18,68 TW en début).

1. la courbe correspond en fait à une simulation réalisée avec 2048 pas de temps. Nous avons utilisé *Adonis* pour extraire une portion de la courbe.

Remarque : avec 512 pas de temps la phase du réseau n'est pas sous-échantillonnée. Avec 2048 elle l'est (d'après les messages apparaissant au bas de la fenêtre *Miró*). En fait ce n'est pas grave puisque dans ce cas de figure le spectre n'est pas rempli.

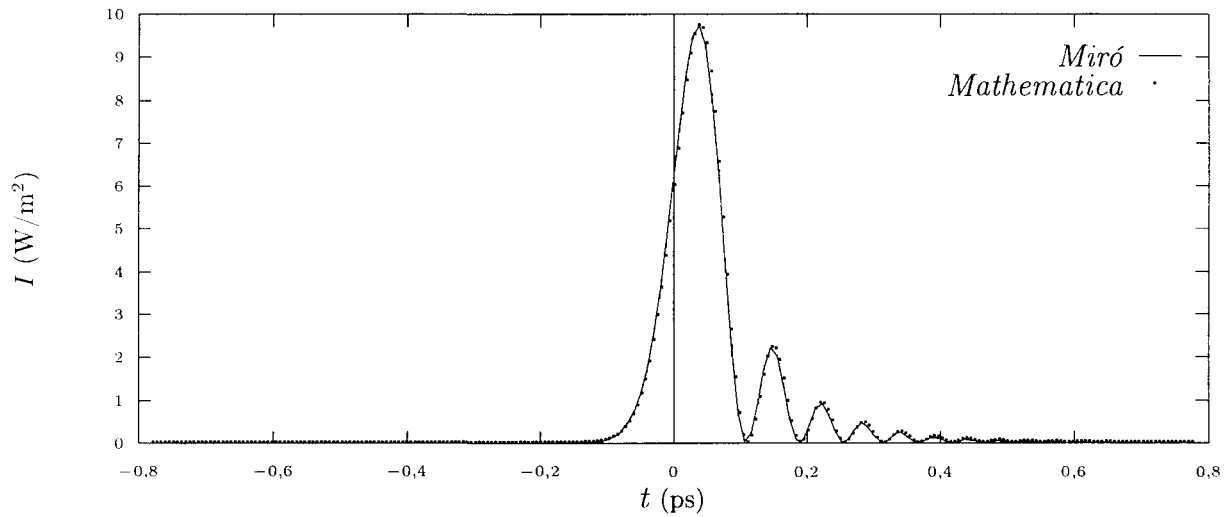


FIG. I.56 – Puissance du faisceau recomprimé (le faisceau a été étiré par dispersion quadratique dans un matériau, puis recomprimé par une paire de réseaux avec aberrations). En trait plein, calcul Miró. En pointillés, résultat analytique évalué par Mathematica.

30. Réseau focalisant et aberrations chromatiques

a) Objectif

Ce cas test vise à tester le calcul des aberrations spatiales induites par un réseau focalisant qui n'est pas utilisé à sa longueur d'onde d'enregistrement. La validation est effectuée en comparant les résultats avec ceux obtenus par le logiciel *Zemax* (code d'optique géométrique par tracé de rayon).

La situation considérée est la suivante : le réseau a été enregistré à 351 nm, avec deux ondes d'incidence $\pm 30^\circ$. La focale du réseau (distance entre l'origine de l'onde sphérique et le centre du réseau focalisant) est de 8 m. Nous envoyons sur ce réseau un faisceau d'enveloppe supergaussienne, et de longueur d'onde 351,5 nm. La figure I.57 montre l'allure de la tache focale attendue, au niveau du foyer nominal et quelques centimètres avant celui-ci. On observe essentiellement de l'astigmatisme, c'est-à-dire une focalisation différente sur l'axe sagittal et sur l'axe transverse.

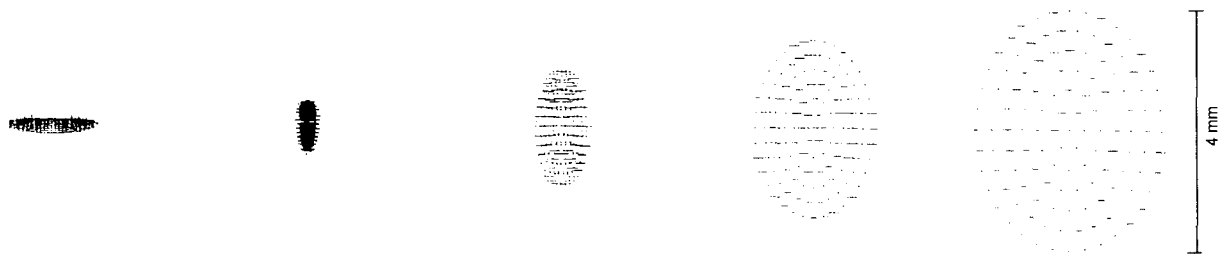
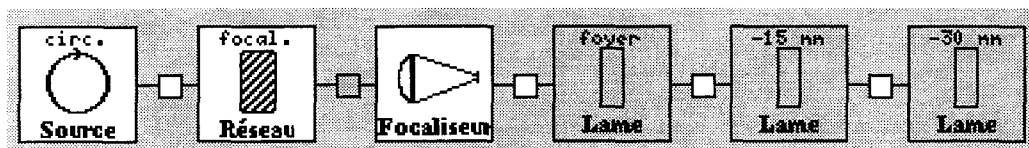


FIG. I.57 – Diagramme d'impact effectué avec le logiciel *Zemax* pour un réseau focalisant enregistré à 351 nm et utilisé à 351,5 nm.

b) Schéma



c) Données

0- Source circulaire	Longueur d'onde	351,5 nm
	Diamètre	0,56 m
	Exposant spatial	30
1- Réseau focalisant	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	30°
	Longueur d'onde retenue	351,5 nm
	Efficacité de diffraction	1
	Onde inhomogène/Masque de phase [0/1]	1
	Aberrations (négligées = 0)	1
	Longueur d'onde d'enregistrement	351 nm
	Angle d'incidence de l'onde plane	-30°
	Angle de diffraction de l'onde foc.	30°
2- Focaliseur	Distance focale nominale	8 m
	Focale	8 m
3- lame	Longueur d'onde principale	351,5 nm
	Nom de l'élément	foyer
9- propagateur	Épaisseur	0 m
	Longueur	-15 mm
4- lame	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Nom de l'élément	-15 mm
10- propagateur	Épaisseur	0 m
	Longueur	-15 mm
5- lame	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Nom de l'élément	-30 mm
Paramètres	Épaisseur	0 m
	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,4 m ; 0,4 m ; 1 024
	Y	-0,4 m ; 0,4 m ; 1 024
	Afficher l'animation	

Attention : ce cas test dure cinq minutes environ sur une station de travail de forte puissance.

d) Résultats

La figure I.58 présente l'allure du faisceau en vue de dessus, 30 mm avant le foyer, 15 mm puis au foyer. On constate que les tailles et les formes de taches sont comparables. On remarquera toutefois des variations d'intensité à l'intérieur de la tache qui ne sont pas prévues par le calcul en tracé de rayons. Elles pourraient être liées à l'approximation qui est faite dans *Miró* et qui consiste à ne pas prendre en compte la distorsion d'intensité en champ proche (traitement du réseau focalisant uniquement *via* un masque de phase).

e) Obtention du résultat en diffraction adaptative astigmatique

Le même résultat peut être obtenu avec beaucoup moins de mémoire, grâce au mode de calcul D2A. En effet, dans ce mode de calcul la partie quadratique de la phase du réseau n'a plus besoin d'être échantillonnée, seuls les termes d'ordre 3 ou supérieur le

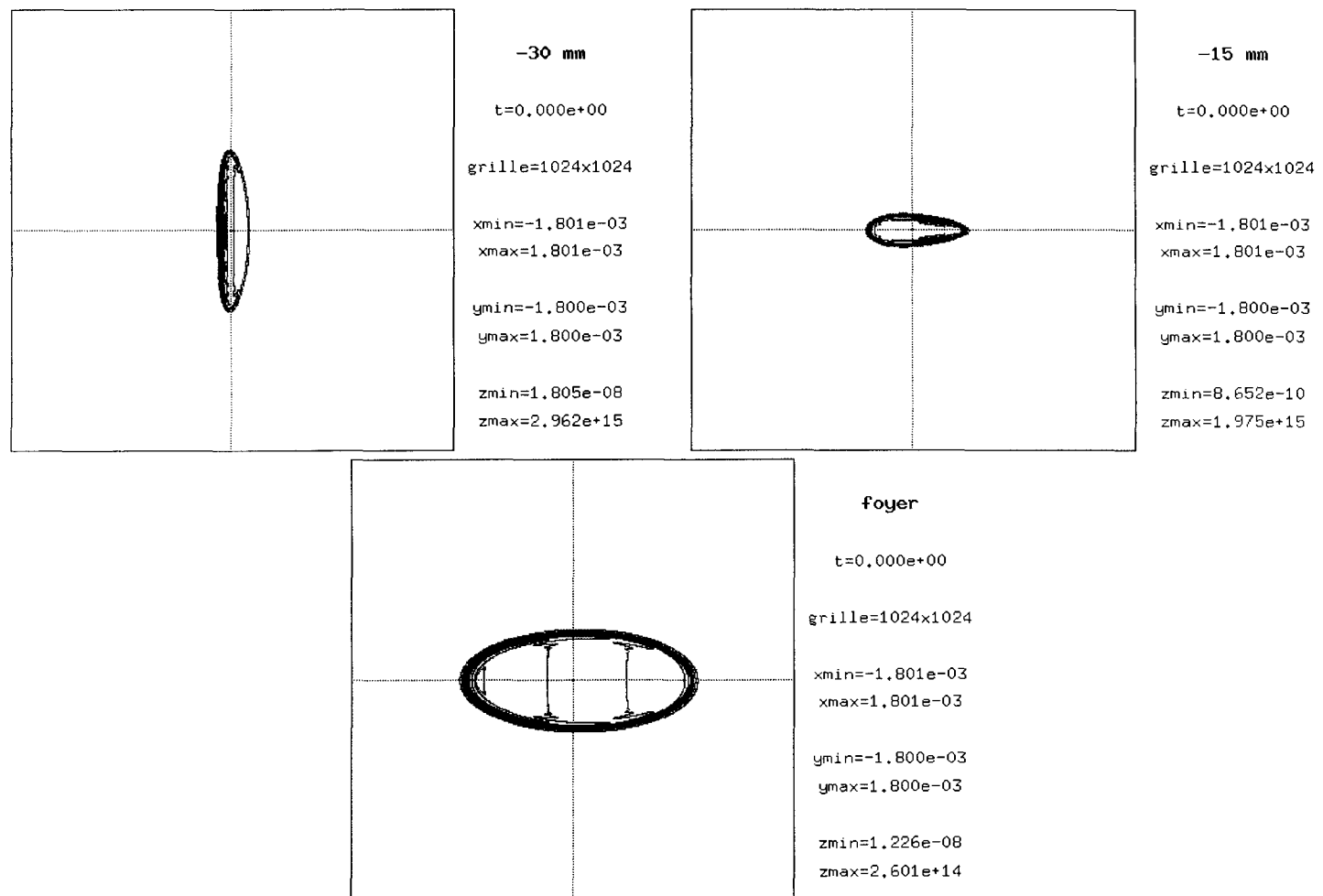


FIG. I.58 – Taches focale obtenues par un calcul Miró, aux positions suivantes : à gauche, 30 mm avant le foyer nominal ; à droite, 15 mm avant le foyer nominal ; en bas, au foyer nominal.

doivent.

Voici les paramètres de la simulation effectuée en D2A (rien n'est changé au niveau des composants) :

Paramètres	Diffraction adaptative astigmat	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,4 m ; 0,4 m ; 256
	Y	-0,4 m ; 0,4 m ; 256
	Afficher l'animation	

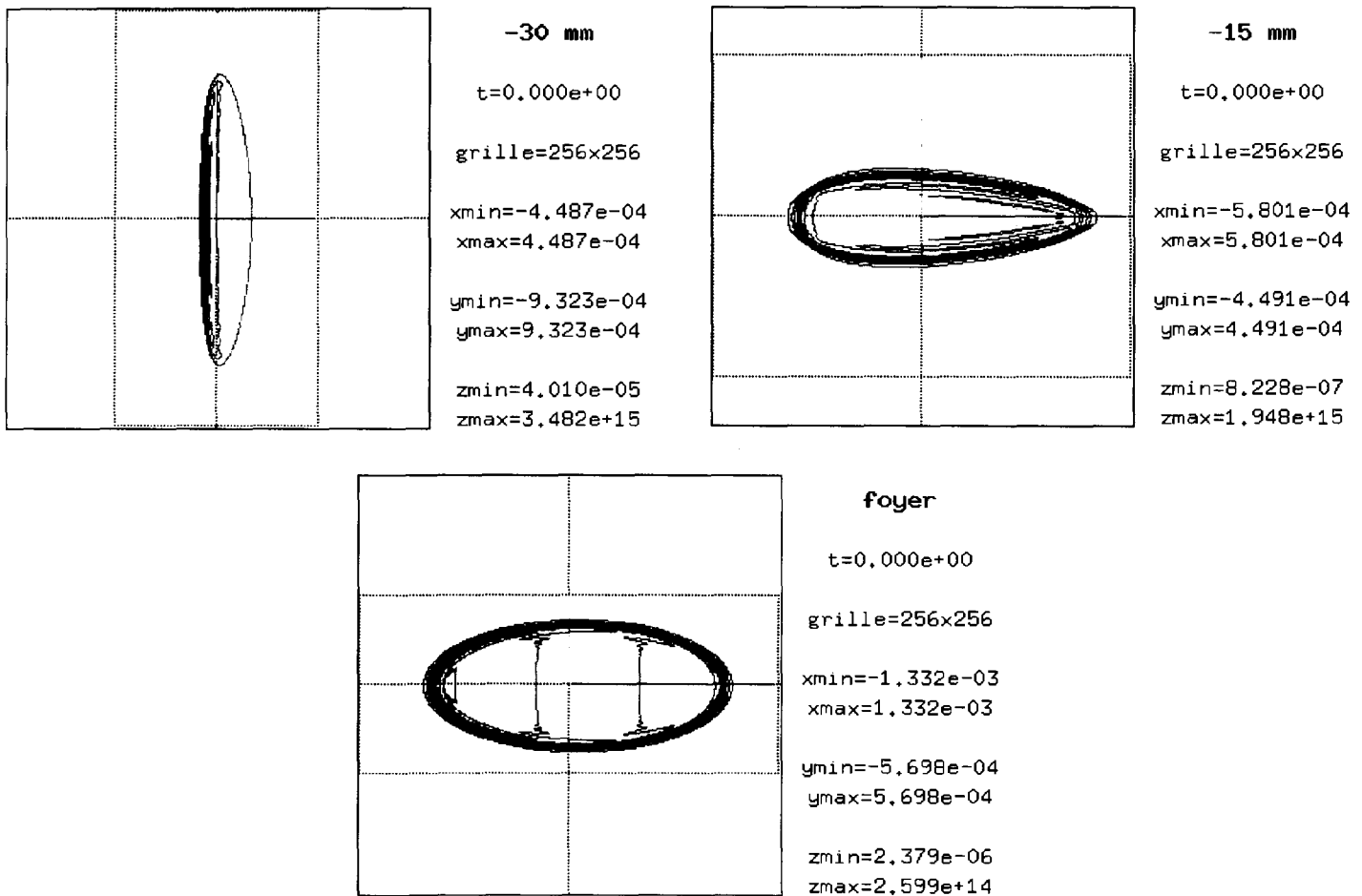


FIG. I.59 – Taches focale obtenues par un calcul en D2A, aux positions suivantes : à gauche, 30 mm avant le foyer nominal ; à droite, 15 mm avant le foyer nominal ; en bas, au foyer nominal.

La figure I.59 présente les résultats. Afin de visualiser l'astigmatisme nous avons tracé des vues de dessus tenant compte des vecteurs de base (ce type de vue est disponible uniquement sous Unix par la pression simultanée des touches CTRL et ÉCHAP lorsque la vue de dessus standard est affichée). On trouve des résultats similaires à ceux obtenus en diffraction de Fresnel standard.

31. Réseau focalisant et calcul de temps de retard

a) Objectif

Ce cas test vise à valider le calcul du réseau focalisant en spectre large. Ce composant est calculé dans *Miró* par application d'un masque de phase (dépendant de r et de ω) sur le champ électrique dont on a préalablement réalisé une transformée de Fourier temporelle. Cela revient à dire que le réseau dévie les rayons d'un angle dépendant de la fréquence temporelle.

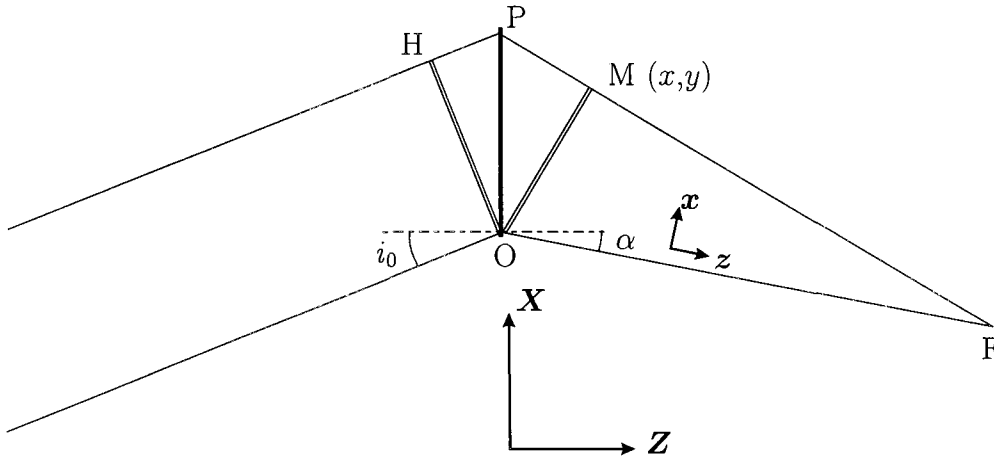


FIG. I.60 – Géométrie caractéristique du réseau focalisant. Le retard apparaissant entre le front de phase et le front de groupe est visualisé par la distance $HP + PF - f$.

Il est toutefois possible de considérer le réseau focalisant en terme de temps de retard apparaissant entre le front de phase et le front de groupe (fig. I.60). En effet, immédiatement après le réseau le front de phase est sphérique tandis que le front de groupe reste plan. Ce temps de retard est proportionnel à la différence de chemin optique parcouru par les différents rayons de la pupille. Ces deux façons d'« approcher » le réseau focalisant (angle dépendant de la fréquence ou bien temps de retard) sont en fait strictement équivalentes.

Dans le cas particulier où la direction de propagation et la longueur d'onde du faisceau incident sont confondues avec la direction de propagation et la longueur d'onde de l'onde plane d'enregistrement, alors le faisceau émergent focalise en un point F qui est l'origine de l'onde sphérique d'enregistrement. Dans ce cas particulier, le temps de retard s'exprime en fonction de la position (x,y) sur la pupille de sortie par

$$T_{\text{retard}}(x,y) = \frac{1}{c} \left[X_P(x,y) \sin i + \sqrt{(X_P(x,y) - f \sin \alpha)^2 + (Y_P(x,y))^2 + f \cos^2 \alpha} - f \right], \quad (\text{I.89})$$

où $X_P(x)$ correspond à la position sur le réseau du point P représenté sur la figure I.60,

i. e.

$$X_P(x,y) = \frac{x}{\cos \alpha} \frac{1}{1 + \frac{x}{f} \tan \alpha} \quad (\text{I.90.a})$$

$$Y_P(x,y) = \frac{y}{1 + \frac{x}{f} \tan \alpha} . \quad (\text{I.90.b})$$

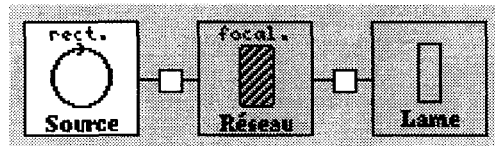
Dans les équations (I.89)-(I.90), i est l'angle d'incidence du faisceau (et de l'onde d'enregistrement), α l'angle de diffraction (nombre relatif), f la focale du réseau. Les coordonnées x et y se réfèrent à un repérage dans le plan de la pupille de sortie (orthogonal à la direction de propagation z), en faisant l'hypothèse que les traits du réseau au centre de la pupille sont parallèles à la direction y .

Les cas test que nous proposons ici fonctionnent de la manière suivante : nous envoyons sur le réseau une impulsion brève et nous contrôlons la façon dont elle a été retardée en fonction de la position sur la pupille de sortie. Pour pouvoir tracer le retard en fonction de x ou y , nous avons mis au point un petit programme de dépouillement en C++ dont le source figure en annexe. Le test est réalisé successivement en fonction de y dans le formalisme de masque de phase (a), en fonction de x dans le formalisme d'onde inhomogène (b), puis en fonction de x (c) et de y (d) dans le formalisme d'onde inhomogène et en considérant la juxtaposition d'un réseau droit et d'un réseau focalisant parallèles. Cet ensemble de deux réseaux est en fait équivalent à un réseau focalisant d'angles i et α égaux. Le traitement par ondes inhomogènes (cas b à d) amène à soustraire du masque de phase appliqué le masque d'un réseau droit de même nombre de traits, juxtaposé à une lentille chromatique de focale f . Le temps de retard d'un tel système est donné par

$$T_{\text{retard}}^{\text{idéal}}(x,y) = \frac{1}{c} \left[\frac{x}{\cos \alpha} (\sin i - \sin \alpha) + \frac{x^2}{2f} \right] . \quad (\text{I.91})$$

Nous devons donc vérifier que *Miró* apporte à l'impulsion le retard $T_{\text{retard}}(x,y) - T_{\text{retard}}^{\text{idéal}}(x,y)$.

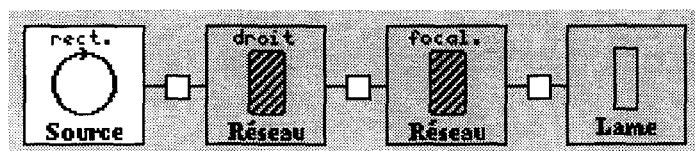
b) Schéma (cas a et b)



c) Données (cas a et b)

0- Source rectangulaire	Largeur	0,8 m
	Hauteur	0,8 m
	Durée	10 ps
	Exposant spatial temporel	2
	Exposant spatial en X	30
	Exposant spatial en Y	30
1- Réseau focalisant	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Dispersion des vitesses de groupe	$0 \text{ s}^2/\text{m}$
	Longueur d'onde retenue	$1,053 \text{ }\mu\text{m}$
	Efficacité de diffraction	1
	Réseau disperseur/rassembleur [0/1]	0
	Onde inhomogène/masque de phase [0/1]	1 (a)
	Onde inhomogène/masque de phase [0/1]	0 (b)
	Aberrations (négligées=0) [0/1]	1
	Longueur d'onde d'enregistrement	$1,053 \text{ }\mu\text{m}$
2- lame	Angle d'incidence de l'onde plane	-25°
	Angle de diffraction de l'onde foc.	25°
Paramètres	Épaisseur	0 m
	Spectre large	
	Temps	$-2,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$; $2,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$; 128
	X	0 m ; 0,5 m ; 1 (a)
	Y	-0,5 m ; 0,5 m ; 512 (a)
	X	-0,5 m ; 0,5 m ; 128 (b)
	Y	0 m ; 0,5 m ; 1 (b)

d) Schéma (cas c et d)



e) Données (cas c et d)

0- Source rectangulaire	Largeur	2,5 m
	Hauteur	2,5 m
	Durée	10 ps (c) 1 ps (d)
	Exposant spatial temporel	2
	Exposant spatial en X	30
	Exposant spatial en Y	30
1- Réseau standard	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	25°
	Dispersion des vitesses de groupe	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Efficacité de diffraction	1

	Aberrations (négligées=0) [0/1]	1
	Densité de traits	$8,026\,938.10^5\text{ m}^{-1}$
2- Réseau focalisant	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice de réfraction	1
	Indice non linéaire	$0\text{ m}^2/\text{W}$
	Dispersion des vitesses de groupe	$0\text{ s}^2/\text{m}$
	Longueur d'onde retenue	$1,053\text{ }\mu\text{m}$
	Efficacité de diffraction	1
	Réseau disperseur/rassembleur [0/1]	1
	Onde inhomogène/masque de phase [0/1]	0
	Aberrations (négligées=0) [0/1]	1
	Longueur d'onde d'enregistrement	$1,053\text{ }\mu\text{m}$
	Angle d'incidence de l'onde plane	25°
	Angle de diffraction de l'onde foc.	-25°
2- Lamé	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large	
Cas (c)	Temps	-5.10^{-11} s ; 5.10^{-11} s ; 128
	X	$-0,5\text{ m}$; $0,5\text{ m}$; 128
	Y	0 m ; $0,5\text{ m}$; 1
Cas (d)	Temps	-10^{-11} s ; 10^{-11} s ; 64
	X	0 m ; $0,5\text{ m}$; 1
	Y	$-0,5\text{ m}$; $0,5\text{ m}$; 64

f) Interprétation

Les quatre figures I.61, I.62, I.63 et I.64 présentent le résultat pour les cas (a), (b), (c) et (d). On trouve un accord convenable entre les prédictions théoriques et les résultats *Miró*.

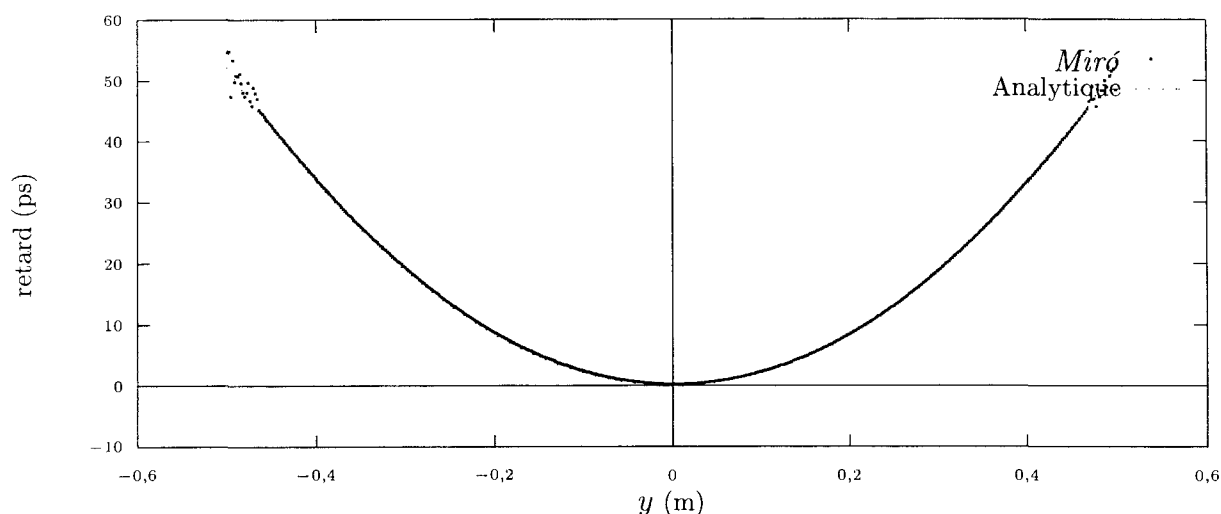


FIG. I.61 – Temps de retard tracé en fonction de y , dans le cas (a) (déphasage du réseau focalisant entièrement pris en compte). Résultat *Miró* en trait plein, résultat analytique en pointillés.

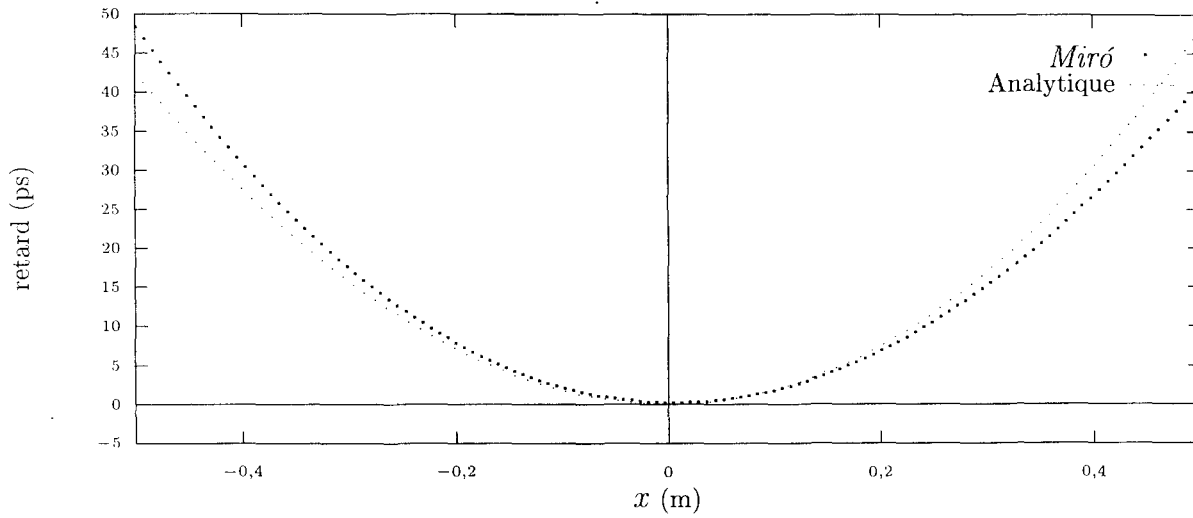


FIG. I.62 – Temps de retard tracé en fonction de x , dans le cas (b) (configuration en « ondes inhomogènes » pour laquelle les termes dominants du déphasage du réseau focalisant ne sont pas appliqués sur le faisceau). Résultat Miró en trait plein, résultat analytique en pointillés.

Test de non-régression : dans le cas (c) la durée équivalente de l'impulsion finale est 10,644 67 ps. Les conditions de bon échantillonnage (affichées en bas de l'interface au passage du réseau) sont 33,300 et 65,976 pour le réseau droit, 16,099 et 9,226 pour le réseau focalisant.

g) Annexe : le programme de dépouillement

Le dépouillement des exemples présentés dans ce paragraphe a nécessité la mise en œuvre d'un petit programme en C++ afin de pouvoir tracer le temps de retard en fonction de x ou y . L'intitulé de ce programme est présenté *infra*. Connaissant le champ en fonction des variables spatiales et du temps, le temps de retard est défini comme le barycentre de l'intensité :

$$T_{\text{retard}}(x,y) = \frac{\int_{T_{\min}}^{T_{\max}} t |\mathbf{E}(x,y,t)|^2 dt}{\int_{T_{\min}}^{T_{\max}} |\mathbf{E}(x,y,t)|^2 dt} . \quad (\text{I.92})$$

C'est cette définition qui a été discrétisée. Pour dépouiller l'un des cas de calcul il est nécessaire de sauvegarder le champ complexe sur la lame finale (au moyen du bouton *Sauver* accessible dans la fenêtre de dépouillement) dans un fichier ASCII *résultat.mcx*. On exécute ensuite la commande

`a.out < résultat.mcx > tracé`

où `a.out` est le nom de l'exécutable obtenu par compilation du fichier ci-dessous¹. Le fichier obtenu *tracé* (au format ascii x/y , avec séparateur espace) contient le temps de

1. Pour compiler : `cxx maximum.C -lm -lcomplex` sur DEC, `g++ maximum.C` sur PC linux.

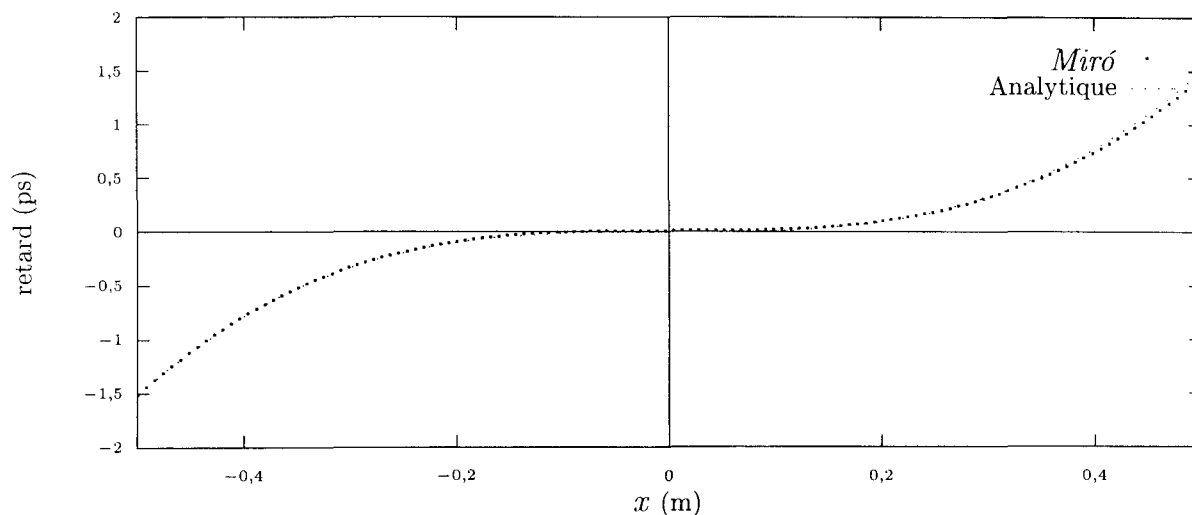


FIG. I.63 – Temps de retard tracé en fonction de x , dans le cas (c) (configuration avec deux réseaux, traitement en « ondes inhomogènes »). Résultat Miró en trait plein, résultat analytique en pointillés.

retard tracé selon le cas en fonction de x ou y .

```
#include <iostream.h>
#include <math.h>
#include <complex.h>
// Compilation : g++ maximum.C (sous Linux)
// cxx maximum.C -lm -lcomplex (sur DEC)
// Programme lisant un résultat de simulation spectre large (.mcx)
// et traçant le temps de retard en fonction de X ou Y
// Pour obtenir la sortie ASCII faire
// cat cas.mcx | a.out > sortie.ep
```

```
#ifdef __GNUC__
#define complex double_complex
#endif
```

```
int construire_tableau_3d (complex***&,int ,int ,int);
void detruire_tableau_3d (complex***&);
```

```
int main ()
{
```

```
    int nx, ny, nt, n1 ;
    int i, j, k ;
    int ik, jk ;
    double * x;
    double* y;
    double* t ;
    double xx, num, den ;
    char s1 ;
    double s ;
```

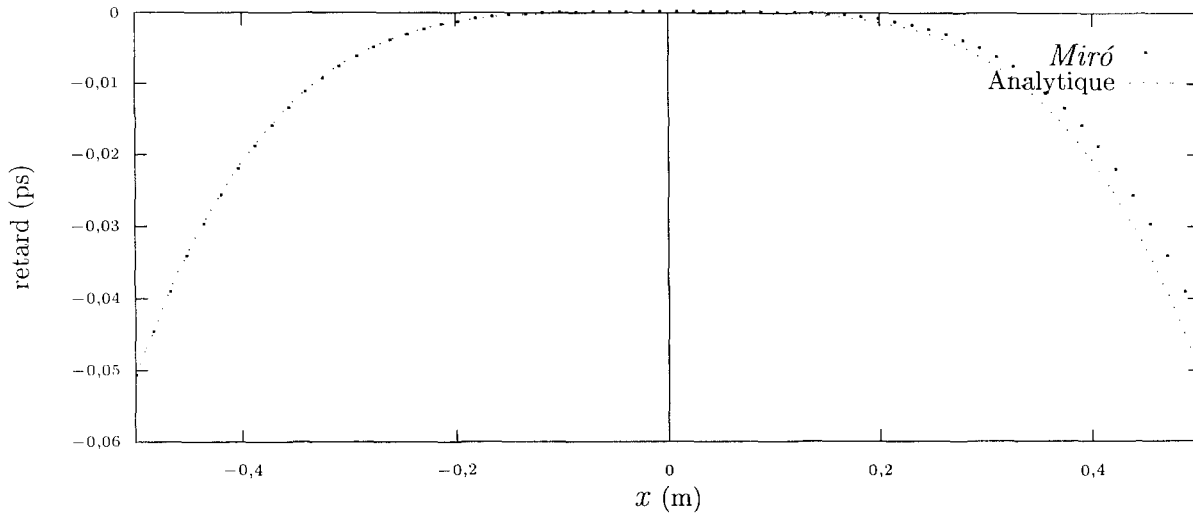


FIG. I.64 – Temps de retard tracé en fonction de y , dans le cas (d) (configuration avec deux réseaux, traitement en « ondes inhomogènes »). Résultat Miró en trait plein, résultat analytique en pointillés.

```
// facteur multiplicatif sur les temps
double facteur_t=1.e12 ;

// Lecture de l'en-tête
cin >> nx >> ny >> nt ;
cin >> s >> s >> s >> s >> n1 ;
x= new double [nx] ;
y= new double [ny] ;
t= new double [nt] ;
complex *** E ;
construire_tableau_3d(E, nt, nx, ny) ;
// Lecture des abscisses
cin >> s1 >> s1 ;
for (i=0 ; i<nx ; i++ )
    cin >> x[i] ;
// Lecture des ordonnées
cin >> s1 >> s1 ;
for (j=0 ; j<ny ; j++ )
    cin >> y[j] ;

// Lecture des temps
for (k=0 ; k<nt ; k++) {
    cin >> s1 >> s1 ;
    cin >> t[k] ;
    for (i=0 ; i<nx ; i++ ) {
        for (j=0 ; j<ny ; j++ ) {
            cin >> E[k][i][j] ;
        }
    }
}

// Calcul du retard en fonction de la coordonnée où il y a plus d'un pas de temps
```

```

        if (nx == 2) n1=ny ;
        if (ny == 2) n1=nx ;
        for (i=0 ; i<n1 ; i++) {
            if (n1 == ny) {
                ik=0 ;
                jk=i ;
                xx=y[i] ;
            } else {
                ik=i ;
                jk=0 ;
                xx=x[i] ;
            }
            num=0. ;
            den=0.;
// calcul de barycentre
            for (k=0 ; k<nt ; k++) {
                num+=norm(E[k][ik][jk])*t[k] ;
                den+=norm(E[k][ik][jk]) ;
            }
            if (den ==0.) break ;
            cout << xx << " " << facteur_t*num/den << endl ;
        }
        delete [] x ;
        delete [] y ;
        detruire_tableau_3d(E) ;
    }

int construire_tableau_3d (complex*** & t, int n1, int n2, int n3)
{
    int ier=0;
    int i;

    t = new complex ** [n1];
    if ( ! t )
        return (-1);
    }
    t[0] = new complex * [n1*n2];
    if ( ! t[0] )
        return (-2);
    }
    t[0][0] = new complex [n1*n2*n3];
    for (i=1; i<n2; i++)
        t[0][i] = t[0][i-1] + n3;
    for (i=1; i<n1; i++)
        {
            t[i] = t[i-1] + n2;
            t[i][0] = t[i-1][0] + n2*n3;
            for (int j=1; j<n2; j++)
                t[i][j] = t[i][j-1] + n3;
        }
    return (ier);
};

```



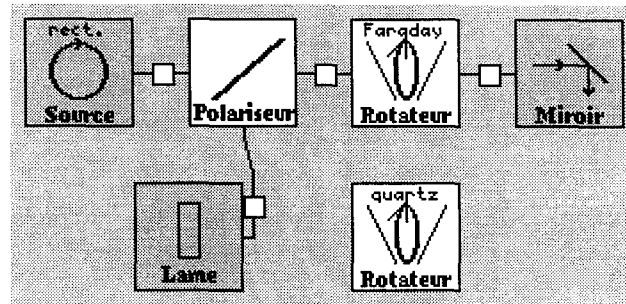
```
void detruire_tableau_3d (complex*** & t)
{
    if (t != NULL)
    {
        delete [] t[0][0];
        delete [] t[0];
        delete [] t;
        t = NULL;
    }
};
```

32. Rotateur de Faraday, lame à pouvoir rotatoire

a) Objectif

Ce cas test contrôle le bon fonctionnement du rotateur de Faraday et de la lame à pouvoir rotatoire, en 1D et en 3D. La différence de comportement des deux composants pour un double passage est mise en évidence.

b) Schéma



c) Données

0- Source rectangulaire		
1- Polariseur	Indice non linéaire Normale theta	$0 \text{ m}^2/\text{W}$ -45°
2- Rotateur « Faraday »	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Rotateur « Quartz »	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4- Miroir	Normale theta	180°
5- Lame	Normale theta	90°
Paramètres	Optique géométrique 1D (a), (c) Optique géométrique 3D (b), (d)	

Dans les cas (a) et (b), on fera passer l'impulsion par le rotateur de Faraday (comme sur le schéma). Dans les cas (c) et (d), on la fera passer par le rotateur à quartz en déplaçant deux propageurs.

d) Interprétation

En optique géométrique 3D, on constate que pour les deux types de rotateur (cas (b) et (d)), la polarisation tourne de 45° au 1^{er} passage. En effet, la dépolarisation vaut $\frac{1}{2}$, et les phases des champs en X et Y valent respectivement 0 et π rad (si la polarisation était circulaire le déphasage entre les deux composantes vaudrait $\pi/2$).

Au 2^e passage dans le cas du rotateur de Faraday (a), la polarisation tourne encore de 45° dans le même sens. Par suite le faisceau est réfléchi par le polariseur. Dans le cas de la lame à quartz (d), la polarisation tourne dans l'autre sens, et donc le faisceau est transmis par le polariseur.

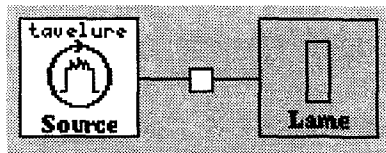
En optique géométrique 1D on ne peut pas contrôler la polarisation du faisceau. Par contre on peut vérifier que le transfert du polariseur au 2^e passage se comporte correctement en fonction du type de rotateur traversé.

33. Source « tavelure » : dépouillement par *Adonis*

a) Objectif

Il ne s'agit pas d'un véritable cas test : nous nous contentons de retraiter par *Adonis* le champ créé par la source « tavelure ».

b) Schéma



c) Données

0- Source « tavelure »	Exposant spatial en X	100
	Exposant spatial en Y	100
	Largeur spectrale spatiale	10^2 m^{-1}
	Exposant spectral spatial	800
	Fraction d'énergie bruitée	1
Paramètres	Optique géométrique 3D	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 256
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 256
	Afficher l'animation	

d) Interprétation

Le faisceau sortant de la source « tavelure » a été traité avec *Adonis*. Les courbes correspondantes sont présentées sur la figure I.65. On constate que l'histogramme des intensités admet une décroissance exponentielle, ce qui est caractéristique d'une statistique gaussienne. Par contre le spectre ne présente pas véritablement un caractère supergaussien comme demandé, car il est très bruité.

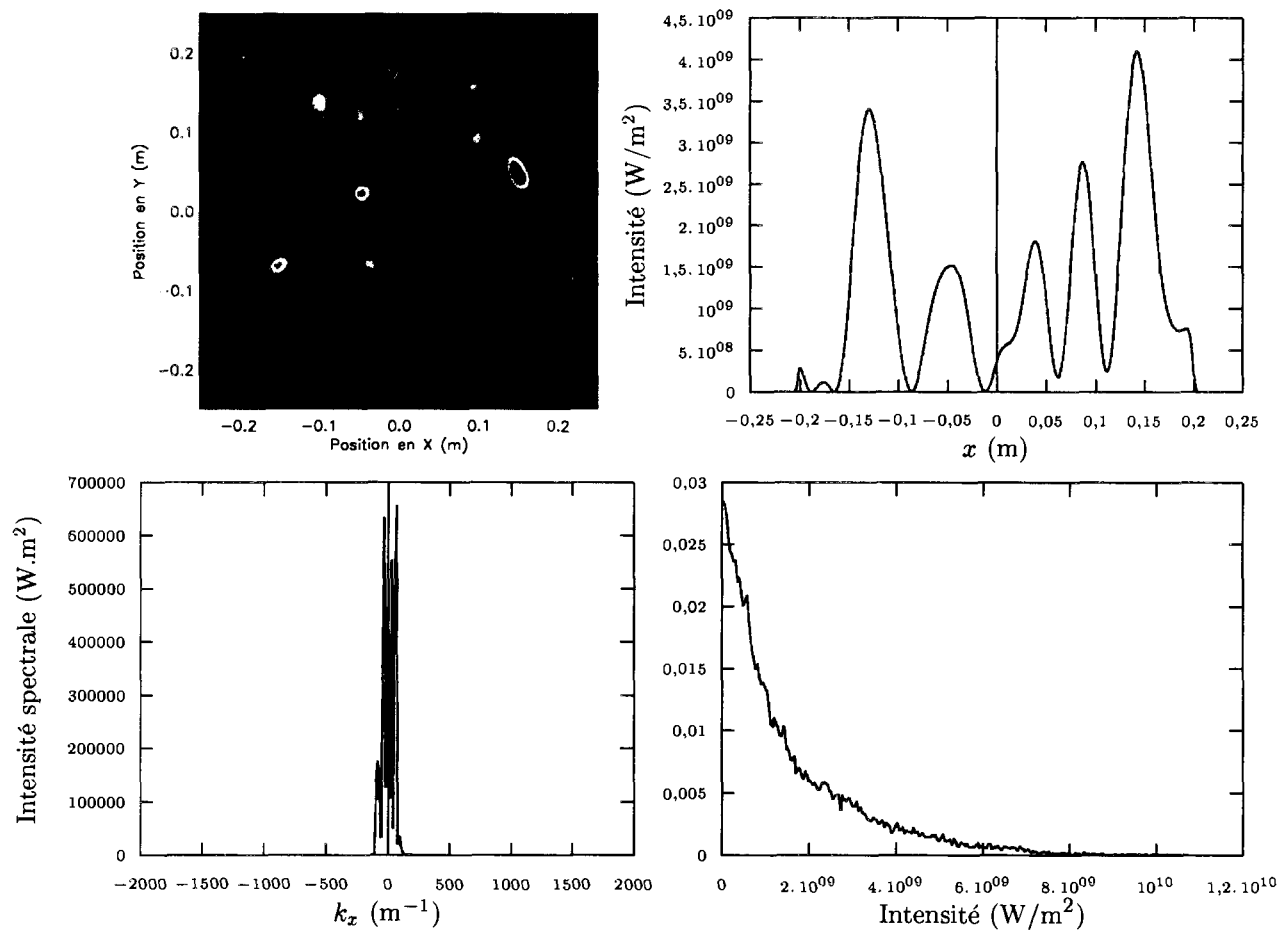


FIG. I.65 – Caractéristiques de la source « tavelure ». En haut à gauche, l'intensité du faisceau (les zones rouges correspondent aux maxima d'intensité). En haut à droite, une coupe de cette image. En bas à gauche, le spectre spatial du faisceau vu en coupe. Enfin, en bas à droite, l'histogramme des intensités.

34. Source « tavelure » : calcul de la fonction d'auto-corrélation

a) Objectif

L'objectif de ce cas test est de contrôler le bon fonctionnement de la source « tavelure ». Ce contrôle sera effectué *via* la fonction d'autocorrélation des intensités.

Pour accéder à l'autocorrélation $\mathcal{C}(\|\boldsymbol{\rho}\|) = \langle I(\mathbf{r})I(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \rangle$, on mélange deux faisceaux de tavelure identiques (même réalisation), mais de polarisations orthogonales et en ayant préalablement effectué une symétrie selon x sur l'un des deux faisceaux. Grâce à un convertisseur de fréquence taillé en type II, on obtient un signal proportionnel au produit des intensités des deux champs. On accède donc ainsi à $I(x,y)I(-x,y)$. On réitère ensuite le processus en prenant plusieurs pas de temps puis on intègre en temps. La fluence calculée par *Miró* est donc proportionnelle à $\langle I(x,y)I(-x,y) \rangle$

Ce cas test est inspiré d'une expérience réalisée en 1996 à Limeil par L. Videau [23, Annexe 2]¹. Ici, nous prenons une dimension de pupille beaucoup plus grande de façon à ce que les effets de diffraction et de double réfraction restent négligeables.

b) Théorie

Nous rappelons tout d'abord comment on calcule (analytiquement) la fonction de corrélation. On définit le spectre du champ

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}) = \int d^2\mathbf{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (\text{I.93})$$

Alors la fonction de corrélation en champ vérifie

$$\langle E^*(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) E(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle = \int d^2\mathbf{k} \langle |h^2(\mathbf{k})| \rangle e^{-i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}. \quad (\text{I.94})$$

La fonction de corrélation en intensité (*i.e.* celle qui nous intéresse) est reliée à celle en champ par la formule

$$\langle I(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) I(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle = \langle I(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle \langle I(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle + |\langle E^*(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) E(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle|^2. \quad (\text{I.95})$$

En négligeant la contribution de l'enveloppe on peut en outre supposer que

$$\langle I(\mathbf{r} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle \simeq \langle I(\mathbf{r} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2}) \rangle \simeq \langle I(\mathbf{r}) \rangle \quad \forall \boldsymbol{\rho}. \quad (\text{I.96})$$

Dans *Miró* la fonction $\langle |h^2(\mathbf{k})| \rangle$ est la fonction de filtrage de la source tavelure. Dans notre cas il s'agit d'une gaussienne. Nous écrivons donc

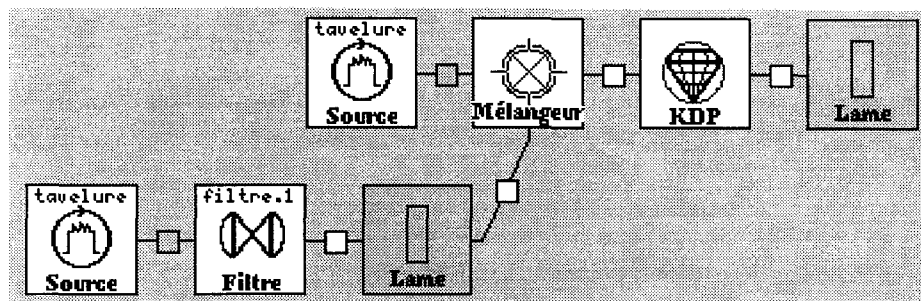
$$\langle |h^2(\mathbf{k})| \rangle = \exp\left(-\frac{k^2}{\xi_0^2} \ln 2\right), \quad (\text{I.97})$$

ξ_0 étant la largeur spectrale spatiale entrée par l'utilisateur. On déduit immédiatement que

$$\frac{\langle I(-\frac{x}{2}) I(\frac{x}{2}) \rangle}{\langle I(0) \rangle^2} = 1 + \exp\left(-\frac{\xi_0^2 x^2}{2 \ln 2}\right). \quad (\text{I.98})$$

1. Dans cette expérience la symétrie unidimensionnelle était réalisée au moyen d'un prisme de Dowe. La moyenne était effectuée à la fois sur le temps et sur la dimension y .

c) Schéma



d) Données

L'inversion d'image est effectuée grâce à un filtre spatial (seule la dimension x est échantillonnée). Afin de restituer l'imagerie, les deux propageurs situés de part et d'autre du filtre ont pour longueur 1 m.

0- Source « tavelure »	Énergie	10 kJ
	Durée	1 s
	Exposant spatial en X	100
	Exposant spatial en Y	100
	Largeur spectrale spatiale	10^2 m^{-1}
	Exposant spectral spatial	2
	Fraction d'énergie bruitée	1
	Tavelure fixe/variable [0/1]	1
2- Source « tavelure »	Angle de polarisation	90°
	Pour les autres paramètres, voir la source 0	
8- Propagateur	Longueur	1 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Filtre 1 trou	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	1 m
	Focale droite	1 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	1 nm
	Épaisseur de la lentille de droite	1 nm
	Diamètre du trou	10^9 m
9- Propagateur	Longueur	1 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4- Lame	Épaisseur	0 m
5- KDP	Épaisseur	10 μm
	Indice de réfraction	KDP_1053
	Angle theta du cristal	$59,2289^\circ$
	Angle phi du cristal	0°
	Orientation	0°
	Intensité de conversion	$2,21 \cdot 10^{20} \text{ W}$
	Analytique/Runge Kutta	0
6- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; 256
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 256

	Y	0 m ; 0,25 m ; 1
	Afficher l'animation	

Le fichier KDP_1053 est le fichier normalement utilisé pour convertir des faisceaux de longueur d'onde 1,053 μm^1 . Ce fichier fait partie de l'installation de *Miró*, il n'est pas nécessaire de le saisir.

e) « *Mesure* » de la fonction de corrélation

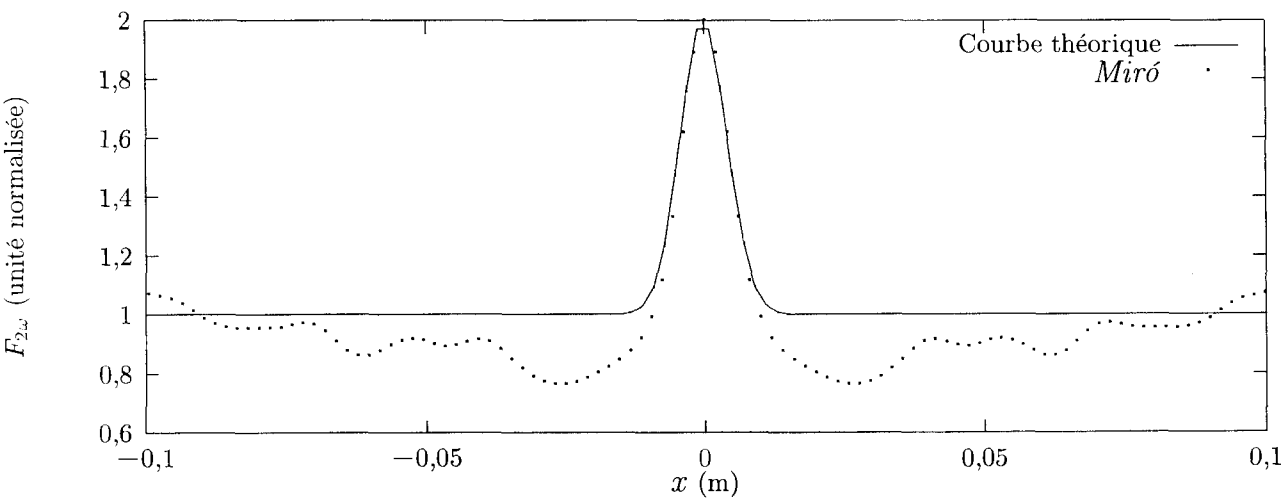


FIG. I.66 – Allure d'un grain de tavelure. En abscisse, la position X dans la simulation *Miró* ($x/2$ dans la formule (I.98)). En ordonnée, la fluence 2ω obtenue par *Miró*, renormalisée pour que le sommet vaille 2 (en pointillés), et le résultat théorique de la formule (I.98) (en continu).

La figure I.66 permet de comparer la gaussienne théorique de la formule (I.98) avec les résultats *Miró* (nous n'affichons pas toute la pupille). On constate que l'accord entre les deux courbes est passable : la largeur du pic est la même, mais la fonction de corrélation du champ semble prendre des valeurs négatives sur les deux côtés du pic (intensité 2ω inférieure à son asymptote). Ce comportement semble assez répétitif, mais nous n'avons pas pu en fournir une explication satisfaisante.

1. Il a la forme suivante, « | » désignant comme d'habitude le retour à la ligne :
3 2 1 1. 1. 1. 0 | X=0.351e-6 0.5265e-6 1.053e-6 | 0= 1 | 1.5323807 1.5131859
1.4945153 | E= 2 | 1.4868956 1.4711416 1.4603937.

Chapitre II

Tests Composés

1. Autofocalisation

a) Objectif

On teste dans cette partie les effets combinés de la non-linéarité Kerr et de la diffraction. En une seule dimension transverse de diffraction, l'équation de Schrödinger admet des solutions régulières pour toute distance de propagation si la donnée initiale est régulière. En dimension supérieure, il existe un phénomène d'autofocalisation, c'est à dire une concentration ponctuelle de l'énergie. La solution de l'équation de Schrödinger cubique perd ses propriétés de régularité. Un critère suffisant permet de déterminer si le phénomène d'autofocalisation est dominant :

$$\frac{1}{2} \int |\nabla E|^2 dx dy - \frac{1}{4} \int \frac{\omega^2}{c^2} \gamma |E|^4 dx dy < 0. \quad (\text{II.1})$$

Cette condition n'est pas homogène suivant le champ électrique. En augmentant progressivement le champ électrique, il existe un point au delà duquel il est certain que le faisceau autofocalise. Pour un profil de faisceau donné, il est possible d'affiner le critère en donnant une condition nécessaire et suffisante. Des études numériques ont été effectuées pour les faisceaux gaussiens. Pour une puissance supérieure à une puissance dite puissance critique d'autofocalisation des faisceaux gaussiens :

$$P_c = 3,72 \frac{\lambda^2}{8\pi n \gamma} \quad (\text{II.2})$$

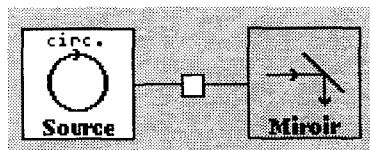
le faisceau autofocalise, pour une valeur inférieure il ne focalise pas.

La concentration est diagnostiquée par une explosion de la norme L^∞ de la solution, c'est à dire que l'intensité crête du faisceau est infinie après une propagation sur une distance finie. Le maximum de l'intensité tend vers l'infini au voisinage du point de focalisation comme dans une caustique dans l'approximation de l'optique géométrique linéaire. La distance à laquelle se produit la concentration a été déterminée par des simulations numériques 1D radiales [24] :

$$z_f = \frac{0,1835 k_0 D^2}{2 \ln 2 \sqrt{(\sqrt{P/P_c} - 0,852)^2 - 0,0219}}. \quad (\text{II.3})$$

Cette valeur peut être comparée aux résultats des calculs effectués par Miró.

b) Schéma



c) *Données*

0- Source circulaire	Énergie	$p \times 0,0148 \text{ J}$
	Longueur d'onde	10^{-6} m
	Diamètre	$0,01 \text{ m}$
2- Propagateur	Longueur	45 m
	Indice non linéaire	$10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$
1- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	$0 \text{ s}; 10^{-9} \text{ s}; 1$
	X	$-0,02 \text{ m}; 0,02 \text{ m}; 128$
	Y	$-0,02 \text{ m}; 0,02 \text{ m}; 128$
	Pas maximal de diffraction	$0,5 \text{ m}$
	Déphasage maximal du pas fractionnaire	10^2 rad
	Afficher l'animation	

Le facteur p est le nombre de puissances critiques.

d) *Interprétation*

Le tableau suivant retrace les valeurs de distance de focalisation « théorique » et celles qui sont calculées par *Miró*. La valeur calculée par *Miró* est estimée en prenant le point où l'intensité est maximale (cf. figure II.1). On remarquera que le calcul n'a plus de sens une fois le point de focalisation passé.

P	$2 P_c$	$3 P_c$	$4 P_c$	$8 P_c$
$z_{f,th}$	153,34 m	95,87 m	73,06 m	42,20 m
$z_{f,Miró}$	145 m	104 m	72 m	42 m

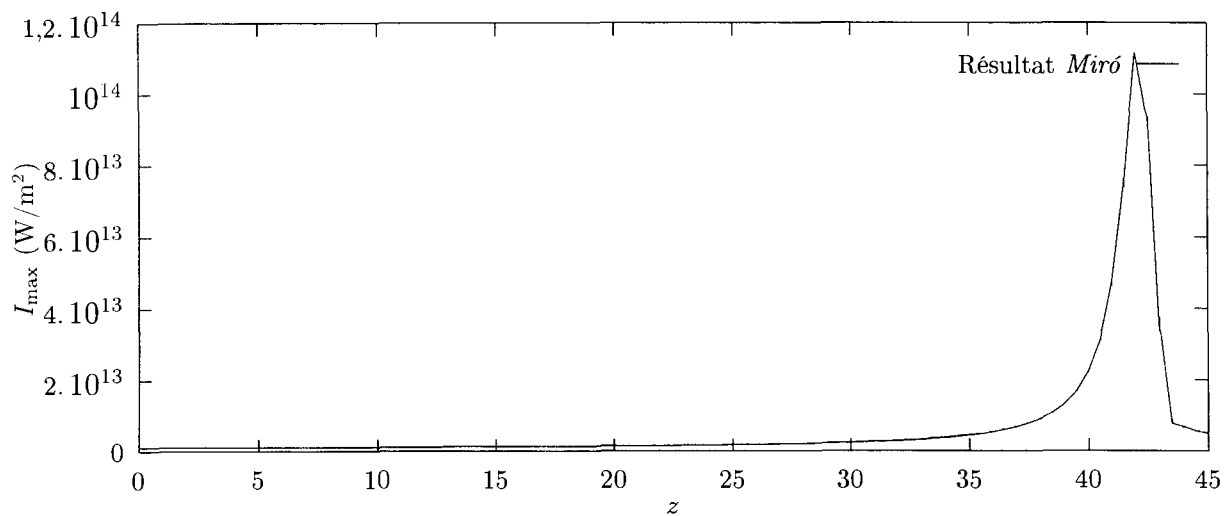


FIG. II.1 – Maximum de l'intensité au cours de l'autofocalisation d'un faisceau gaussien de 8 puissances critiques.

2. Autofocalisation : problèmes de discrétisation

a) *Objectif*

Ce cas test vise à mettre en évidence une limitation du code *Miró* concernant le traitement de l'autofocalisation, liée à la précision de l'échantillonnage utilisé. On considère pour cela un faisceau initialement gaussien, que l'on amplifie dans un disque comportant un indice non linéaire. Dans l'expérience, on observe que le faisceau autofocalise globalement, pourvu que sa puissance soit supérieure à une puissance critique donnée par :

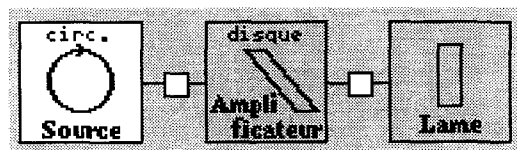
$$P_c \simeq \frac{\lambda^2}{8\pi n\gamma}, \quad (\text{II.4})$$

n étant l'indice du milieu et γ l'indice non linéaire. Dans la simulation *Miró* ci-dessous, la puissance du faisceau vaut 10^{10} W, tandis que la puissance critique vaut 10^6 W. Le seuil d'autofocalisation est donc largement dépassé.

Un autre comportement, observé souvent sur les lasers de puissance, est la segmentation du faisceau en de multiples filaments, chaque filament « contenant » approximativement la puissance critique. La filamentation apparaît notamment lorsque le faisceau initial est supergaussien et comprend de petites inhomogénéités (ce qui est toujours le cas en pratique). Sur certaines expériences on peut observer une disposition quasi-régulière des filaments, selon une géométrie de type hexagonale. Ce phénomène n'a jamais été observé sur une simulation *Miró*.

Dans l'exemple ci-dessous nous considérons l'autofocalisation globale d'un faisceau gaussien. Lorsque la discrétisation spatiale est trop faible on voit apparaître du bruit purement numérique à la fréquence de discrétisation de la simulation. Ce bruit n'est donc en aucun cas un phénomène de filamentation.

b) *schéma*



c) *Données*

0- Source circulaire	Énergie Diamètre Durée	5 J 4 mm 0,5 ns
1- Amplificateur disque	Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Transmission face d'entrée Transmission face de sortie Normale theta Fluence de saturation Gain Diamètre	0,44 m 1,522 $2,89 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 0,95 0,95 0° $4,9 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$ 100 16 mm
2- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y	0 s ; $2 \cdot 10^{-9}$ s ; 1 -9 mm ; 9 mm ; n -9 mm ; 9 mm ; n

Le nombre n de pas d'espace par côté sera porté successivement à 128, 256 et 512.

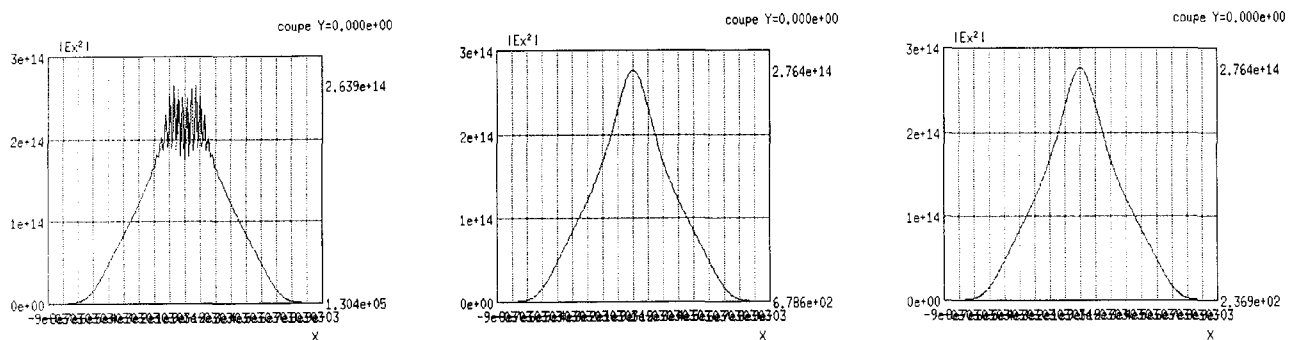
d) *Interprétation*

FIG. II.2 – Coupe du faisceau en sortie de l'amplificateur. La résolution de la simulation est 158×128 (à gauche), 256×256 (au milieu) et 512×512 (à droite).

La figure II.2 représente le résultat de la simulation (intensité en fonction de x) pour différentes valeurs de n . On constate la présence de bruit numérique (oscillations de période égale à 1 pixel) lorsqu'il y a 128 points et son absence à partir de 256 points. Un calcul correct nécessite donc 256 points au minimum.

La figure II.3 fournit le spectre spatial pour 128 et 256 points. On constate que même avec 128 points il y a peu d'intensité aux fréquences spatiales les plus élevées (moins de 1 % du pic). L'examen du spectre spatial n'est donc en aucun cas un critère suffisant pour savoir si une simulation est correctement échantillonnée.

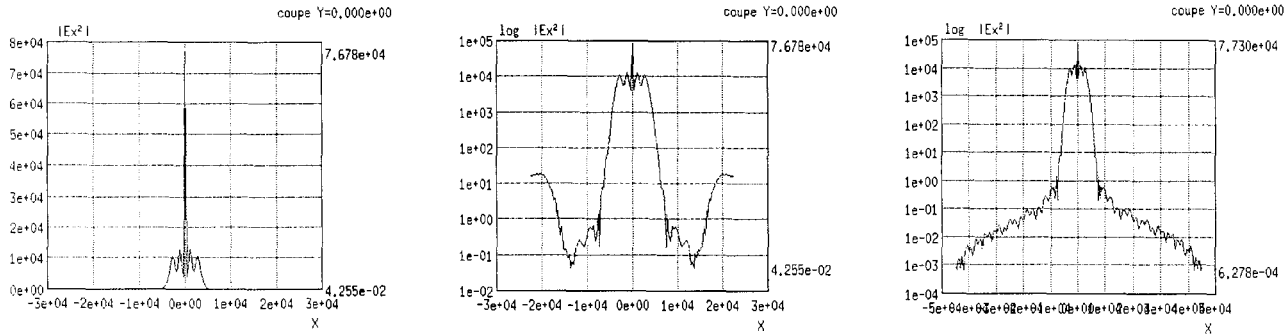


FIG. II.3 – Spectre spatial pour une résolution en 128×128 (à gauche et au milieu), et en 256×256 (à droite).

e) Calcul unidimensionnel en espace

Comme nous l'avons vu, le calcul correct de l'autofocalisation nécessite un grand nombre de pas spatiaux; dans de nombreux cas la capacité mémoire des machines sera vite dépassée.

Pour contourner ce problème, une solution consiste à ne discrétiser qu'une seule des deux dimensions spatiales. Cette solution peut aboutir à des résultats qualitativement corrects à condition que l'autofocalisation ne soit pas trop importante¹. C'est ce que nous allons vérifier ici.

Les schéma simulé est le même qu'à la section précédente; nous n'indiquons que ceux des paramètres qui ont changé.

0- Source circulaire	Énergie	1,174 616 J
1- Amplificateur disque	Discrétisation des gains suivant Y	100
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s; $2 \cdot 10^{-9}$ s; 1
	X	-9 mm; 9 mm; 256
	Y	0 mm; 1 mm; 1

L'énergie a été ajustée de façon à ce que l'intensité crête du faisceau reste la même qu'au paragraphe précédent.

Nous fournissons le profil spatial du faisceau pour 256 points de discrétisation en x (fig. II.4), et nous le comparons au cas 256×256 du paragraphe précédent¹. Cette comparaison montre comme attendu que l'allure du faisceau est qualitativement la même, mais que la valeur de l'intensité crête diffère de 10 %.

En conclusion, on retiendra qu'une simulation unidimensionnelle avec beaucoup de points sur la direction discrétisée peut s'avérer préférable à une simulation 2D dans laquelle

1. Lorsque les effets non linéaires sont importants le calcul 1D ne peut pas donner le bon résultat; en effet le faisceau se filament en ondes solitaires qui se propagent sans se déformer. En 2D les solitons n'existent pas et l'équation de Schrödinger non linéaire n'admet plus de solution au-delà d'une certaine distance.

1. Nous ne fournissons pas ici le résultat pour 128 points ou bien pour davantage de points (512, 1 024, etc.). On constaterait comme pour la simulation 2D que du bruit numérique est présent en-deçà de 256 points.

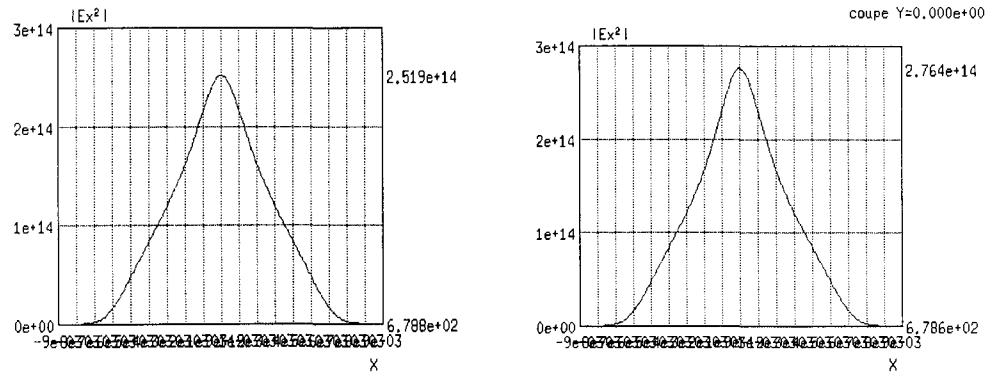


FIG. II.4 – Simulation avec 256 points de discrétisation selon x . À gauche, simulation 1D (256×1). À droite, simulation 2D (256×256).

on serait amené à « économiser » abusivement des pixels.

Test de non régression : dans le cas 1D, l'intensité crête après propagation vaut $2,5188 \cdot 10^{14} \text{ W/m}^2$.

3. Effet Kerr : modèle de Bepalov-Talanov

a) Objectif

L'objet de ce cas test est de valider le traitement *Miró* de l'effet Kerr *via* le modèle analytique de Bepalov et Talanov [25].

Nous rappelons ici brièvement les conditions d'application et les résultats de ce modèle. On considère une onde plane progressive de forte intensité, à laquelle on superpose une petite perturbation sinusoïdale, de haute fréquence spatiale. Du fait de l'effet Kerr, la perturbation va peu à peu s'amplifier au dépens de l'onde principale. Le modèle de Bepalov-Talanov consiste à traiter l'onde sinusoïdale perturbativement, de façon à linéariser le problème. Le calcul que nous présentons ici n'est pas à proprement parler celui de Bepalov et Talanov, mais une version plus sophistiquée [26, p. 201] tenant compte des phases relatives de la perturbation et de l'onde incidente.

On écrit que le champ incident suit l'expression

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_0 (1 + a(z)\varepsilon(x, y)) e^{ik_L z}, \quad (\text{II.5})$$

où $\varepsilon(x, y) = \sin(\kappa x)$ dans notre cas particulier. La fonction ε vérifie l'équation

$$\Delta_{\perp} \varepsilon + \kappa^2 \varepsilon = 0 \quad (\text{II.6})$$

qui est une équation aux valeurs propres.

On injecte l'expression (II.5) dans l'équation de Schrödinger non linéaire (pour une polarisation linéaire)

$$-2ik_L \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \Delta_{\perp} \mathbf{E} + 2k_L^2 \frac{\gamma}{n} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} = 0 \quad (\text{II.7})$$

(n étant l'indice de réfraction du milieu et γ l'indice non linéaire). Après linéarisation on obtient l'équation sur le coefficient a :

$$\frac{da}{dz} = \frac{i\kappa^2}{2k_L} a - 2ik_L \mu \Re(a), \quad (\text{II.8})$$

où μ est la variation d'indice due à l'effet Kerr, donnée par

$$\mu = \frac{\gamma |\mathbf{E}_0|^2}{n}. \quad (\text{II.9})$$

On écrit $a(z) = u(z) + iv(z)$ pour aboutir au système d'équations différentielles couplées :

$$\frac{du}{dz} = -\frac{\kappa^2}{2k_L} v \quad (\text{II.10.a})$$

$$\frac{dv}{dz} = \left(\frac{\kappa^2}{2k_L} - 2k_L \mu \right) u. \quad (\text{II.10.b})$$

Ce système se résout en dérivant l'équation (II.10.a) et en l'injectant dans (II.10.b), pour se ramener à un système du second ordre à coefficients constants. La solution s'écrit :

$$\begin{bmatrix} u(z) \\ v(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{ch } \beta z & -\frac{\text{sh } \beta z}{S} \\ -S \text{sh } \beta z & \text{ch } \beta z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(0) \\ v(0) \end{bmatrix}, \quad (\text{II.11})$$

où

$$\beta = \sqrt{\kappa^2 \mu - \frac{\kappa^4}{4k_L^2}}, \quad (\text{II.12})$$

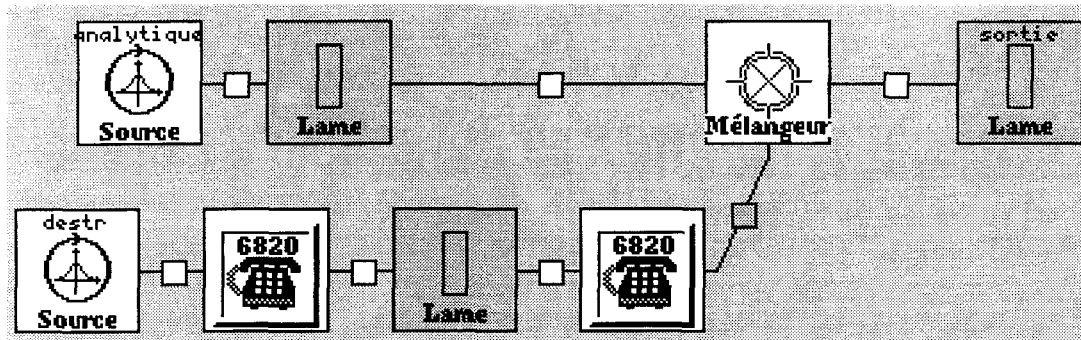
et

$$S = \frac{2k_L \beta}{\kappa^2}. \quad (\text{II.13})$$

b) Schéma

La perturbation sinusoïdale est réalisée à l'aide d'une source analytique. Afin de pouvoir visualiser la courbe directement dans *Miró* la fréquence spatiale de la perturbation dépend linéairement du temps (le temps est égal à l'angle en degrés).

Après la traversée du milieu non linéaire, on élimine le faisceau principal afin de pouvoir effectuer un diagnostic. Pour ce faire, on effectue une interférence destructive avec un faisceau non perturbé identique au faisceau principal, ayant passé dans un milieu non linéaire identique. Afin d'accélérer le calcul le passage de ce milieu est effectué sur un seul pas de temps (nous utilisons un composant « Échantillon »).



c) Données

0- Source analytique	Énergie Expression de l'intensité $I(x,y,t)$ Expression de la phase $\Phi(x,y,t)$	0 J cf. <i>infra</i> 0
1- Lame	Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire	0,5 m 1,505 $2,89 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$
3- Source analytique	Nom de l'élément Énergie Expression de l'intensité $I(x,y,t)$ Expression de la phase $\Phi(x,y,t)$	destr 0 J $2.017128e13 \cdot \text{creneau}(1-10 \cdot \text{abs}(x))$ pi
4- Échantillon	T min T max Nombre de pas de temps	0,02 s 0,2 s 1
5- Lame	<i>idem</i> lame n° 1	
6- Échantillon	T min T max Nombre de pas de temps	0,02 s 0,2 s 100

7- lame	Nom de l'élément Épaisseur	sortie 0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y Afficher l'animation	0,02 s ; ,0,2 s ; 100 -0,125 m : 0,125 m ; 2 048 0 m ; 0,125 m ; 1

L'expression de l'intensité entrée dans la source principale est :

$$2.017128e13 * \text{creneau}(1 - 10 * \text{abs}(x)) * (1 + 0.05 * \sin(2 * \pi * t / 1.053e-6 * \pi / 180 * x))$$

Attention : ce cas test est relativement long (1 heure sur un PC pentium 90 MHz sous Linux). Pour accélérer le calcul on peut prendre moins de pas de temps (on aura juste moins de points sur la courbe). Il faut changer le nombre de pas de temps à la fois au niveau des paramètres généraux et au niveau de l'échantillon n° 6.

d) Résultats

Les résultats sont présentés sur la figure II.5. La courbe en continu correspond au résultat analytique (II.11) : la puissance tracée est (à une constante près) $u^2(L) + v^2(L)$ (L étant la longueur de la lame, *i.e.* 0,5 m) sachant que $u^2(0) \propto 2$ J, et que $v(0) = 0$. Les valeurs numériques prises sont $k_L = n2\pi/\lambda_L$ avec $n = 1,505$, $\lambda_L = 1,053 \mu\text{m}$; l'indice non linéaire est $\gamma = 2,89.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ et l'intensité du faisceau principal $2,017128.10^{13} \text{ W/m}^2$. Enfin, κ est relié à l'angle θ en radians par la relation $\kappa = 2\pi\theta/\lambda_L$ ¹.

On constate qu'il y a un relativement bon accord entre le résultat des simulations *Miró* et la courbe théorique : l'écart n'est que de quelques pour-cent. Cet écart pourrait être dû à des effets d'ordre supérieur qui sont négligés dans le modèle théorique. Signalons par exemple que dans *Miró* on observe l'apparition d'harmoniques (spatiales) de la perturbation (le rapport d'intensité entre l'harmonique et la fréquence fondamentale étant de l'ordre du pour-cent).

Test de non régression Avec 100 pas de temps l'énergie finale est de 209,138 0 MJ (cette valeur n'a bien sûr aucun sens physique).

1. L'angle θ correspond à la propagation de la perturbation dans le vide, et non à l'intérieur de la lame.

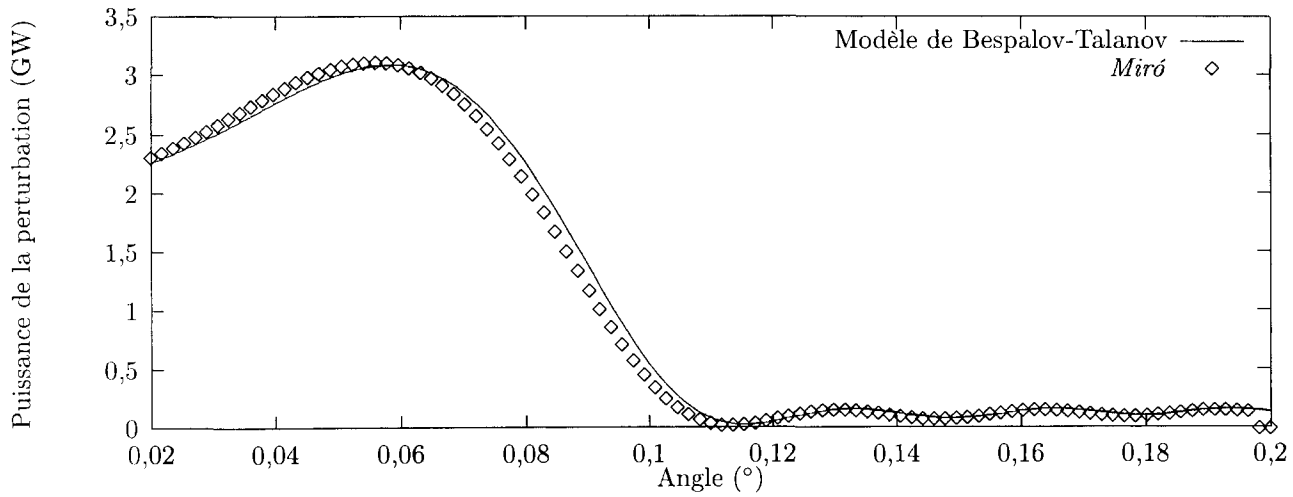


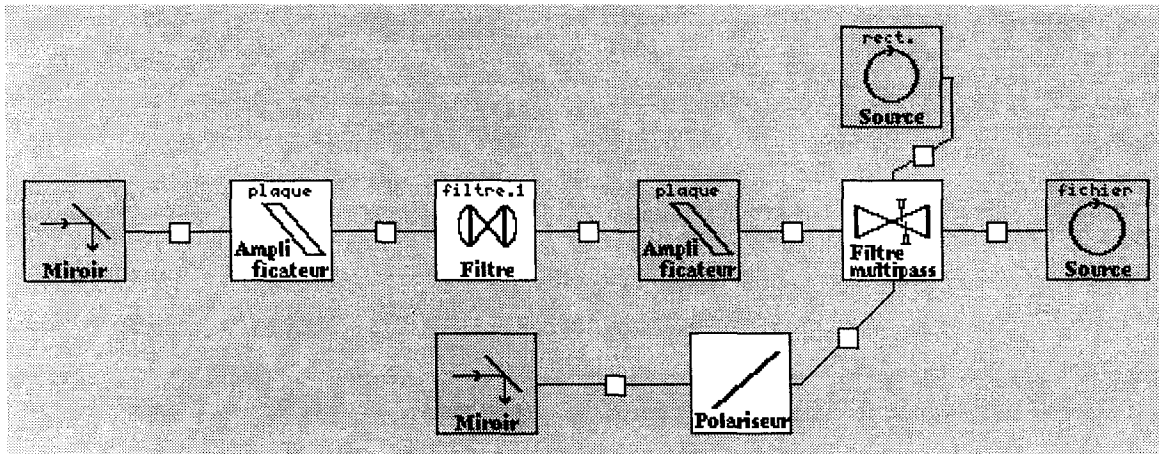
FIG. II.5 – Comparaison entre les résultats analytiques du modèle de Bespalov-Talanov amélioré (courbe continue), et ceux de simulations Miró (un point correspond à une nouvelle simulation). En abscisse, l'angle θ séparant les directions de propagation des faisceaux principal et secondaire, en degrés. En ordonnée, l'énergie dans le faisceau secondaire après traversée d'une plaque de verre de 50 cm.

4. Calcul inverse en 1D et en 3D

a) Objectif

L'objectif de ce cas est de tester le calcul inverse de *Miró* (à 1ω), aussi bien en optique géométrique 1D qu'en optique géométrique 3D. Point n'est besoin pour ce faire de trouver un cas soluble analytiquement ; il suffit de montrer qu'après un « aller-retour » par *Miró* on retrouve bien l'impulsion que l'on avait au départ. Le cas choisi ici est un cas un peu compliqué, faisant intervenir des amplificateurs en multipassage, fonctionnant dans un régime saturé. C'est en effet ce cas qui est le plus critique vis-à-vis du calcul inverse.

b) Schéma



c) Données

Injection¹ :

1- Source fichier	Normale theta	270°
	Fichier des résultats	source (a)
	Fichier des résultats	source1D (c)
	Énergie	0 J
	Section	0,03 m ²
	Fichier temporel source	/tmp/source.pui (b)
	Fichier temporel source	/tmp/source1D.pui (d)
2- Propagateur	Fichier spatial source	/tmp/source.flu (b)
	Longueur	40 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W

1. La nomenclature (injection cavité, prélèvement, fin de chaîne) reprend celle du laser *Mégajoules*. Les non-initiés se référeront au schéma : l'injection est ce qui est au-dessus du filtre multi-passages, la cavité ce qui est à gauche, le prélèvement ce qui est dessous et la fin de chaîne ce qui est à droite.

Filtre multi-passages :

1- Filtre multi-passages	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Coefficient de bruit caractéristique	0
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	20 m
	Épaisseur lentille de gauche	10 ⁻¹⁰ m
	Focale droite	10 m
	Épaisseur lentille de droite	10 ⁻¹⁰ m
	Focale injection	10 m
	Épaisseur lentille d'injection	10 ⁻¹⁰ m
	Focale prélèvement	20 m
	Épaisseur lentille de prélèvement	10 ⁻¹⁰ m
	Diamètre du trou 1	10 ¹⁰ m
	Diamètre du trou 2	10 ¹⁰ m
	Diamètre du trou 3	10 ¹⁰ m
	Diamètre du trou 4	10 ¹⁰ m

Cavité :

1- Propagateur	Longueur	50 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
2- Amplificateur – plaque	Épaisseur	150 m
	Indice de réfraction	1,522
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Transmission face d'entrée	1
	Transmission face de sortie	1
	Normale theta	56,693 90°
	Fluence de saturation	4,707.10 ⁴ J/m ²
	Gain	6.274852*(1-x*x)
	Discrétisation des gains suivant X	32
	Discrétisation des gains suivant X	1
	Largeur	2 m
	Hauteur	2 m
3- Propagateur	Longueur	50 m
4- Filtre 1 trou	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Coefficient de bruit caractéristique	0
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	200 m
	Focale droite	200 m
	Épaisseur lentille de gauche	10 ⁻¹⁰ m
	Épaisseur lentille de droite	10 ⁻¹⁰ m
	Diamètre du trou	10 ¹⁰ m
5- Propagateur	Longueur	50 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
6- Amplificateur – plaque	Paramètres identiques à ceux de l'amplificateur n° 2	
7- Propagateur	Longueur	50 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
8- Miroir	Coefficient de réflexion	1

Prélèvement :

1- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
2- Polariseur	Épaisseur	100 m
	Indice de réfraction	2
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Normale theta	120°
3- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
4- Miroir	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	90°

Fin de chaîne :

1- Propagateur	Longueur	80 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
2- Source - analytique	Normale theta	180°
	Énergie	15 kJ (a)
		5 kJ (c)
	Section	3.10 ⁻² m ²
	Expression de l'intensité I(x,y,t)	creneau (1-50*x^2)

Paramètres

Paramètres		Optique géométrique 3D inverse (a) Optique géométrique 3D (b) Optique géométrique 1D inverse (c) Optique géométrique 1D (d)
Nom de l'étude	Temps	/tmp 0 s ; 10 ⁻⁹ s ; 32
	X	-0,2 m ; 0,2 m ; 32
	Y	0 m ; 0,1 m ; 1
	Précision de la convergence	10 ⁻⁴

d) Résultats et interprétation

En fin de chaîne, on impose une impulsion constante dans le temps (quoique discrétisée sur 10 pas de temps), et en forme de créneau spatialement.

En entrée de chaîne pour un calcul 3D, la saturation modifie les profils spatial et temporel du faisceau. La figure II.6 montre les profils de puissance et de fluence obtenus. Lorsque l'on effectue le calcul direct correspondant, on retrouve exactement les profils plats finals.

Le calcul 1D fonctionne sur le même principe (ici seule la forme temporelle est testée). On trouve une énergie injectée beaucoup plus importante, la valeur du gain prise en 1D étant plus faible car moyennée sur toute la taille de l'ampli.

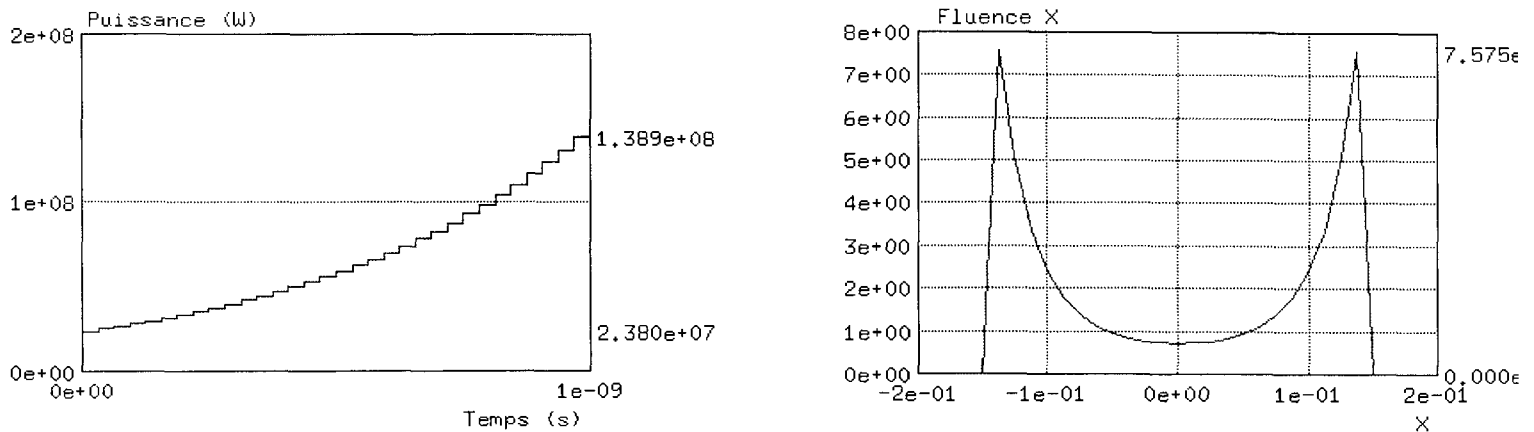


FIG. II.6 – Profils de puissance et de fluence obtenus en début de chaîne pour un calcul inverse 3D.

e) Pathologies pouvant survenir en calcul inverse

L'exemple que nous venons de présenter est plus « commercial » que réaliste : dans la majorité des cas le calcul inverse ne fonctionne pas aussi bien. Pour nous en convaincre, nous allons reprendre l'exemple précédent et modifier les paramètres suivants :

2- Amplificateur – plaque	Transmission face d'entrée	0,9
	Transmission face de sortie	0,9
6- Amplificateur – plaque	Transmission face d'entrée	0,9
	Transmission face de sortie	0,9
Paramètres	Précision de la convergence	10^{-2}

Lorsque la transmission linéaire des éléments de la chaîne ne vaut pas 1, des effets de couplage spatio-temporels apparaissent, c'est-à dire que l'impulsion obtenue par calcul inverse en entrée de chaîne n'est pas de la forme $F(x,y)G(t)$. Par ailleurs, la convergence est beaucoup plus difficile. Dans le cas présent, nous requérons une précision de convergence de 0,01 et n'obtenons la convergence qu'au bout de 26 itérations⁰. Dans certains cas, lorsque l'énergie requise en fin de chaîne est trop importante, il arrive que l'algorithme de Newton ne converge pas du tout.

Après le calcul direct de confirmation on trouve une énergie de 14,9778 kJ au lieu des 15 demandés (ce qui n'est pas une erreur importante compte tenu de la précision requise pour le calcul inverse). Par contre on observe que les profils d'intensité spatiaux ne sont pas plats, comme le montre la figure II.7. Les effets de couplage spatio-temporels ont donc été mis en évidence.

0. On remarquera que la valeur affichée en bas de la fenêtre *Miró* (erreur relative) est inférieure à 0,01 après quelques itérations seulement, mais que le calcul continue. En fait le critère de convergence de la boucle se base sur les intensités des différents pas d'espace et de temps (qui doivent avoir *tous* convergé), tandis que la valeur affichée porte sur l'énergie du faisceau.

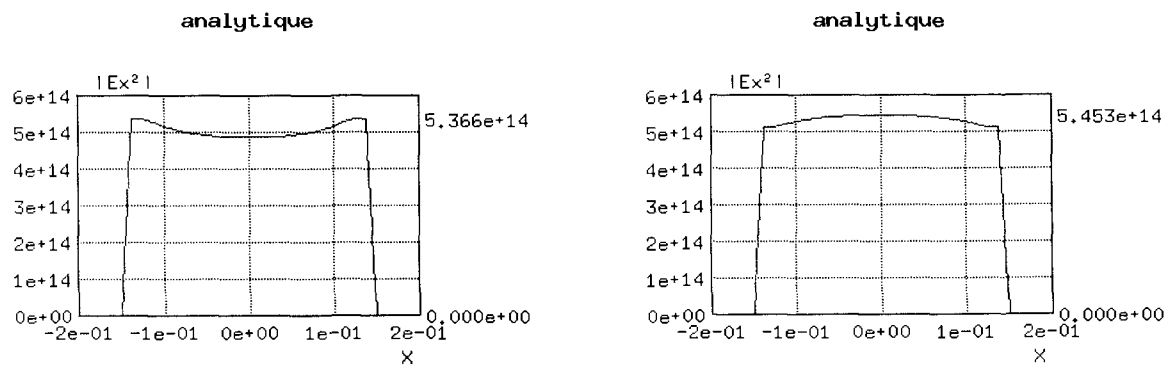


FIG. II.7 – Intensité du faisceau en sortie pour une chaîne de transmission linéaire inférieure à 1, après réinjection en calcul direct du profil obtenu en calcul inverse. À gauche, premier pas de temps ; à droite, dernier pas de temps.

5. Calcul inverse 1D en présence de multiplexage

a) Objectif

Signalons tout d'abord que **Miró ne permet pas de réaliser du calcul inverse 3D lorsqu'il y a du multiplexage angulaire**. En effet, lorsqu'il y a des amplificateurs avec saturation, le multiplexage couple entre eux des pixels spatiaux voisins. Or, la méthode de Newton qui est mise en œuvre dans *Miró* pour le calcul inverse ne tient pas compte d'un tel couplage.

Dans le paragraphe ci-dessous nous présentons un cas de calcul inverse 1D avec multiplexage. La seule raison d'être de ce cas test est d'aider l'utilisateur à comprendre comment orienter angulairement les sources et les miroir lorsqu'il y a du multiplexage.

Nous rappelons tout d'abord les règles selon lesquelles la source de fin de chaîne doit être orientée. Le guide utilisateur [27, p. 79] précise que la source de fin de chaîne doit être orientée « comme s'il s'agissait d'un calcul direct se propageant vers le début de la chaîne ». Concrètement, l'opération d'orientation doit être effectuée en 2 étapes :

- déterminer par un calcul direct en optique géométrique 1D les paramètres du faisceau en fin de chaîne (orientation de référence, orientation réelle, et position par rapport au faisceau de référence). La position du faisceau (paramètres Δx et Δy) est directement accessible en plaçant un diagnostic sur le dernier composant. Les angles θ et φ du faisceau de référence ont en général des valeurs simples (0 ou 90°)¹. Les paramètres $\Delta\theta$ et $\Delta\varphi$ positionnant le faisceau réel par rapport au faisceau de référence apparaissent parmi les diagnostics scalaires (angle theta et angle phi du faisceau) ;

- « retourner » la direction de propagation afin de régler la source pour le calcul inverse. Les règles à appliquer sont :

$$\theta_{\text{source}} = \theta + 180^\circ \quad (\text{II.14.a})$$

$$\varphi_{\text{source}} = \varphi \quad (\text{II.14.b})$$

$$\Delta\theta_{\text{source}} = \Delta\theta \quad (\text{II.14.c})$$

$$\Delta\varphi_{\text{source}} = -\Delta\varphi \quad (\text{II.14.d})$$

$$\Delta X_{\text{source}} = -\Delta X \quad (\text{II.14.e})$$

$$\Delta Y_{\text{source}} = \Delta Y. \quad (\text{II.14.f})$$

b) Schéma

Le schéma de la figure II.8 représente la chaîne multiplexée de notre simulation. Il s'agit d'une chaîne de type Mégajoules très simplifiée. La source d'injection n'est pas désaxée, et le multiplexage est introduit *via* le décalage du miroir d'injection du filtrage multipassage.

Voici le schéma de la feuille *Miró* :

1. Dans le cas contraire on peut faire apparaître leur valeur en les démasquant au niveau du dictionnaire `miro.cfg`.

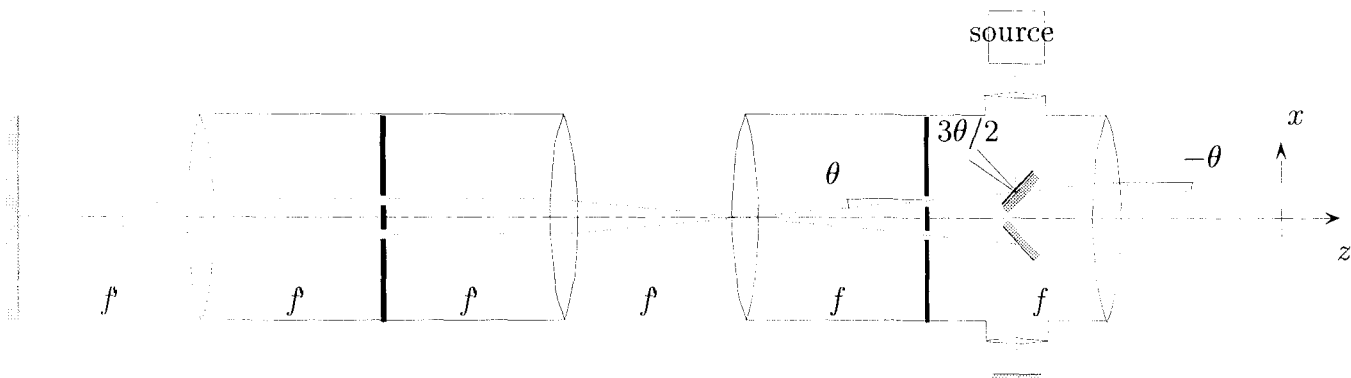
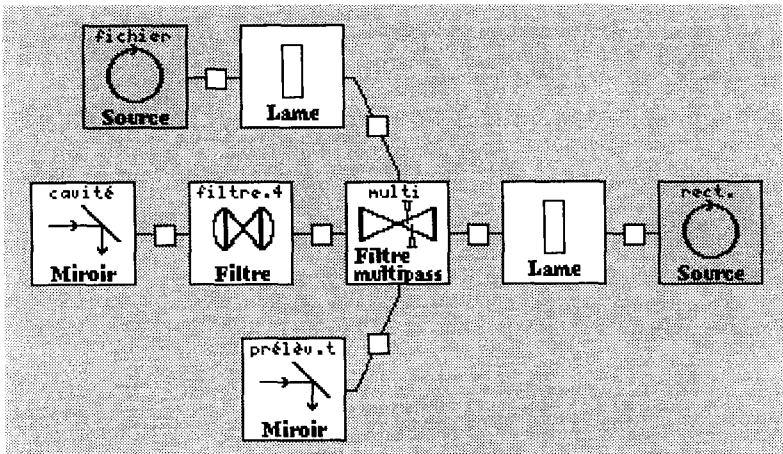


FIG. II.8 – Schéma de principe de la chaîne utilisée pour tester le multiplexage angulaire. L'angle θ est petit (0,01 rad dans notre exemple). Les focales f et f' valent respectivement 20 et 10 m.



c) Données

Injection

0- Source « fichier »	Normale theta Fichier des résultats Fichier temporel source Fichier spatial source	270° source /tmp/source.pui /tmp/source.flu
1- Lame	Épaisseur Normale theta	0 m 270°
8- Propagateur	Longueur Indice non linéaire	40 m 0 m ² /W

Filtre multipassages

2- Filtre multipassages	Nom de l'élément	multi
	Indice non linéaire des lentilles	0
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	20 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	10^{-10} m
	Focale droite	20 m
	Épaisseur de la lentille de droite	10^{-10} m
	Focale d'injection	20 m
	Épaisseur de la lentille d'injection	10^{-10} m
	Focale de prélèvement	20 m
	Épaisseur de la lentille de prélèvement	10^{-10} m
	Écartement des trous suivant X	0,4 m
	Diamètre du trou 1	1 cm
	Diamètre du trou 2	1 cm
	Diamètre du trou 3	1 cm
	Diamètre du trou 4	1 cm
	Position X du miroir d'injection	0,3 m
	Position Z du miroir d'injection	10 m
	Delta theta du miroir d'injection	$0,286\,478\,8^\circ$
	Position X du miroir de prélèvement	-0,3 m
	Position Z du miroir de prélèvement	10 m
	Delta theta du miroir de prélèvement	$-0,286\,478\,8^\circ$

Cavité

10- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0\text{ m}^2/\text{W}$
3- Filtre « 4 trous »	Indice non linéaire	$0\text{ m}^2/\text{W}$
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	10 m
	Focale droite	10 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	10^{-10} m
	Épaisseur de la lentille de droite	10^{-10} m
	Écartement des trous selon X	0,2 m
	Diamètre du trou 1	1 cm
	Diamètre du trou 2	1 cm
	Diamètre du trou 3	1 cm
	Diamètre du trou 4	1 cm
11- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0\text{ m}^2/\text{W}$
4- Miroir	Nom de l'élément	cavité
	Coefficient de réflexion	1

Prélèvement

12- Propagateur	Longueur	5 m
	Indice non linéaire	$0\text{ m}^2/\text{W}$
5- Miroir	Nom de l'élément	prélèv. t
	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	90°

Fin de chaîne

13- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
6- lame	Épaisseur	0 m
8- Source rectangulaire	Normale theta	180°
	Delta theta	-0,572 957 7°
	Position X	-0,3 m
Paramètres	Optique géométrique inverse 1D (a)	/tmp
	Optique géométrique 1D (b)	
	Nom de l'étude	

d) Résultats

Aucun résultat de cette simulation n'est intéressant physiquement (le seul point critique était la construction de la chaîne). Nous donnons à titre d'information la position du faisceau selon X :

– pour le calcul inverse (au niveau de la source « fichier » de début de chaîne : $3,003\,247 \cdot 10^{-4}$ m ;

– pour le calcul direct (au niveau de la source rectangulaire de fin de chaîne) : 0,299 979 7 m.

6. Diffraction : faisceau gaussien

a) Objectif

Un faisceau gaussien se propage dans le vide de façon auto-similaire, c'est à dire que le profil spatial transverse reste gaussien. Si on perturbe la phase de la source gaussienne par une phase linéaire, le faisceau se décale en plus en espace. On considère le problème 1D transverse suivant :

$$-2ik_L \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 0, \quad E(x,0) = e^{-x^2/r^2 + i\alpha x}. \quad (\text{II.15})$$

La solution s'écrit :

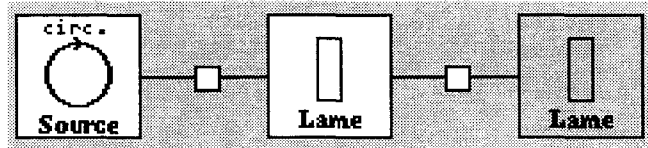
$$E(x,z) = \frac{1}{\sqrt{1 - i \frac{2z}{k_L r^2}}} \exp \left(-i \frac{z\alpha^2}{2k_L} - i\alpha x \right) \exp \left[-\frac{\left(\frac{x}{r} - \frac{\alpha z}{k_L r} \right)^2}{1 - i \frac{2z}{k_L r^2}} \right]. \quad (\text{II.16})$$

L'intensité maximale du faisceau décroît au cours de la propagation suivant une loi en $1/\sqrt{1 + 4z^2/k_L^2 r^4}$. Dans le cas d'une diffraction suivant n dimensions d'espace transverses, le taux de décroissance de l'intensité maximale est en $(1 + 4z^2/k_L^2 r^4)^{-n/2}$ et le champ est de la forme :

$$E(x,z) = \frac{1}{\left(1 - i \frac{2z}{k_L r^2}\right)^{\frac{n}{2}}} \exp \left(-i \frac{z\alpha^2}{2k_L} - i\alpha x \right) \exp \left[-\frac{\left(\frac{x}{r} - \frac{\alpha z}{k_L r} \right)^2}{1 - i \frac{2z}{k_L r^2}} \right]. \quad (\text{II.17})$$

Le décalage du faisceau en x est équivalent à celui obtenu par un faisceau gaussien de vecteur d'onde légèrement désaxé par rapport au faisceau précédent dans la limite des faibles angles.

b) Schéma



c) Données

1- Source circulaire	Énergie	1,064 467.10 ⁻² J
	Diamètre	0,01 m
3- Lame	Fichier de masque de phase statique	-pi+5*pi*y
4- Propagateur	Longueur	1 000 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; 1 s ; 1
	X	0 m ; 1 m ; 1
	Y	-0,1 m ; 0,1 m ; 1 024

d) Interprétation

La différence relative entre le tracé analytique calculé par *Mathematica* et celui obtenu par *Miró* est de l'ordre de 10^{-5} . Des oscillations apparaissent sur le bord du domaine de calcul. Elles sont dues à l'absence de conditions aux limites absorbantes.

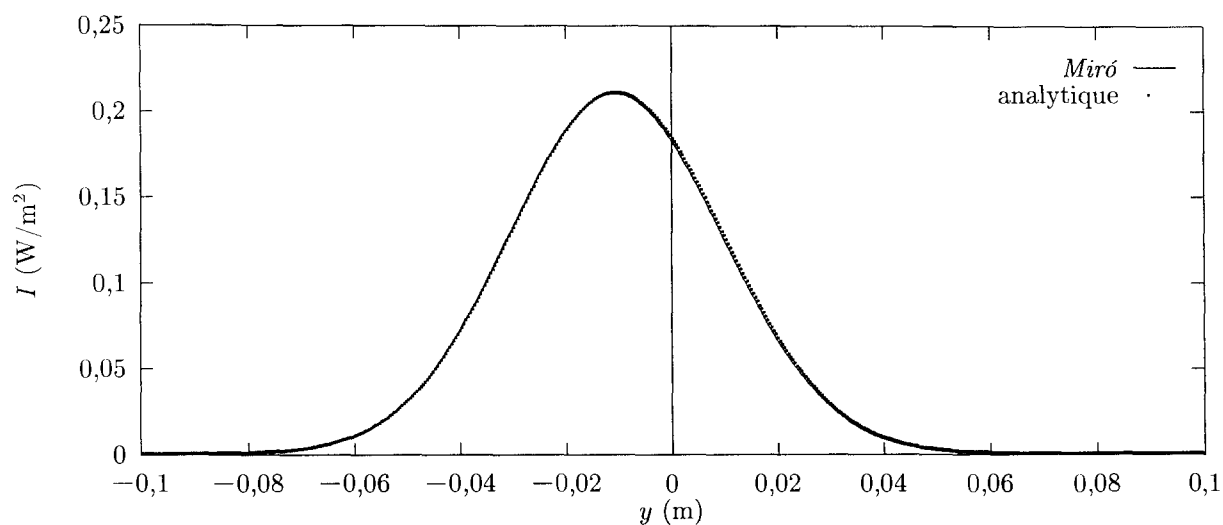


FIG. II.9 – Intensité analytique en trait continu et calculée en pointillés.

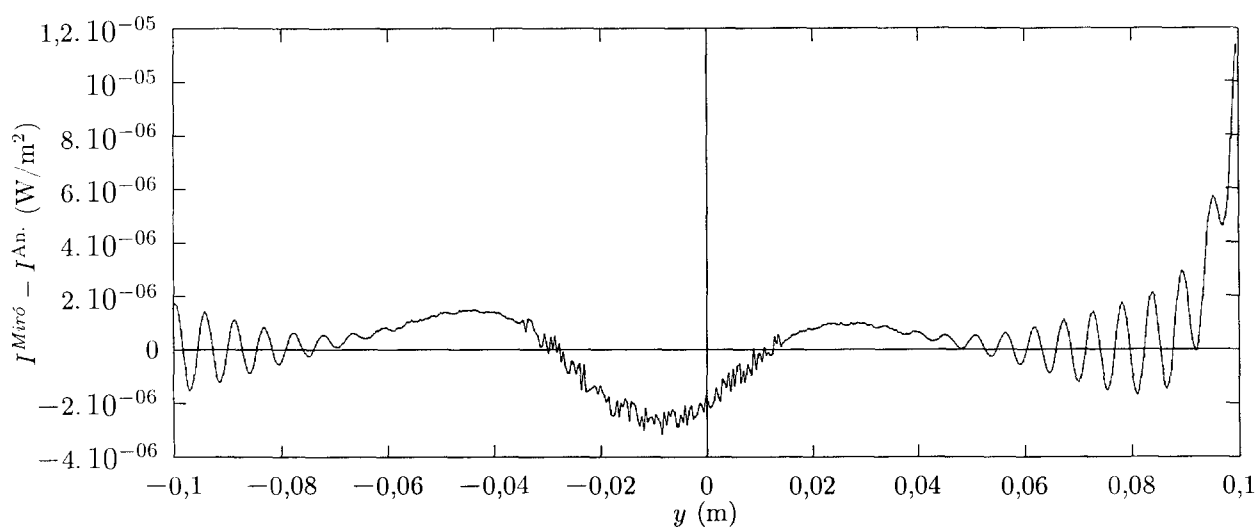


FIG. II.10 – Différence absolue entre l'intensité analytique et celle calculée.

7. Diffraction : imagerie

a) Objectif

Dans le cas de propagation de Fresnel dans des milieux d'indice radial et quadratique, il est possible de ramener la propagation sur un ensemble de dioptries à la propagation sur un dioptré équivalent en suivant le formalisme des matrices $ABCD$. À des distances précises de la source, sur les plans images (où $B = 0$), on retrouve la répartition spatiale d'intensité. Le but de ce cas test est de vérifier la capacité de *Miró* à simuler l'optique linéaire classique. On construit un cas test comprenant différentes optiques disponibles dans la boîte à outils de *Miró* et l'on vérifie les différentes propriétés d'imagerie.

On rappelle les 4 matrices élémentaires pour le calcul des chaînes optiques traitées par *Miró* ;

- propagation dans un milieu d'indice n sur distance e :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & e/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} ; \quad (\text{II.18})$$

- propagation à travers une lentille infiniment mince de focale f :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} ; \quad (\text{II.19})$$

- traversée d'un plan incliné d'un angle θ entre deux milieux d'indices n_1 et n_2 :

$$\text{plan tangentiel : } M = \begin{pmatrix} \frac{\cos(\arcsin(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta))}{\cos \theta} & 0 \\ 0 & \frac{\cos \theta}{\cos(\arcsin(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta))} \end{pmatrix} ; \quad (\text{II.20.a})$$

$$\text{plan sagittal : } M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{II.20.b})$$

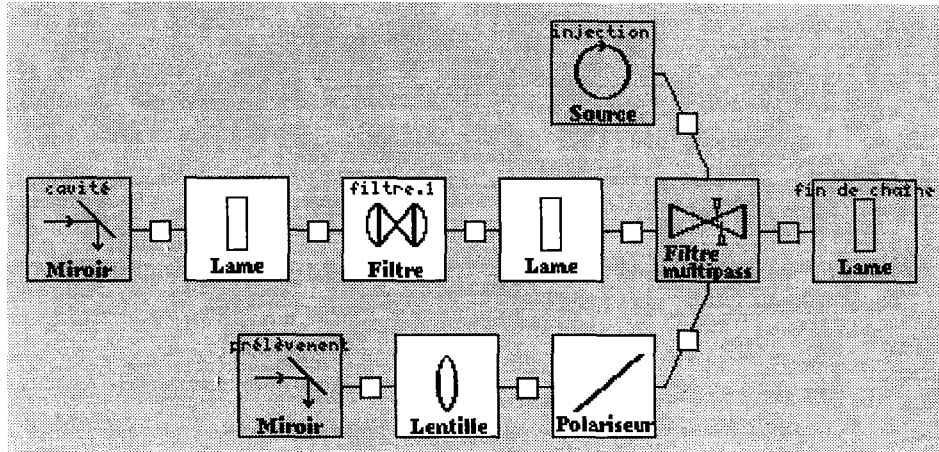
À titre d'exemple, on peut vérifier que pour un filtrage spatial (deux lentilles de focales f_1 et f_2 distantes de $f_1 + f_2$) la matrice vaut :

$$M = \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & f_1 + f_2 \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} . \quad (\text{II.21})$$

Pour une lame d'indice n , d'épaisseur e , inclinée à Brewster, on a :

$$\text{plan tangentiel : } M = \begin{pmatrix} 1 & \frac{e\sqrt{1+n^2}}{n^4} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} ; \quad \text{plan sagittal : } M = \begin{pmatrix} 1 & \frac{e\sqrt{1+n^2}}{n^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

b) Schéma



c) Données

Tous les coefficients de non-linéarité Kerr des composants sont mis à 0. L'imagerie est faite de telle sorte que les miroirs sont des plans images tangentiels de la source. Les distances ont été calculées par le formalisme *ABCD* sous *Mathematica*. Dans ce cas test les lentilles des filtres multi-passages sont prises infiniment minces. Il serait possible de le modifier pour prendre en compte l'épaisseur des lentilles.

Injection :

1- Source rectangulaire	Normale theta	270°
	Largeur	0,1 m
	Hauteur	0,1 m
	Exposant spatial en X	100
	Exposant spatial en Y	100
2- Propagateur	Longueur	40 m
	Indice non linéaire	0 m ² /W

Filtre multi-passages :

1- Filtre multi-passages	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	20 m
	Épaisseur lentille de gauche	10 ⁻¹⁰ m
	Focale droite	10 m
	Épaisseur lentille de droite	10 ⁻¹⁰ m
	Focale injection	10 m
	Épaisseur lentille d'injection	10 ⁻¹⁰ m
	Focale prélèvement	20 m
	Épaisseur lentille de prélèvement	10 ⁻¹⁰ m
	Diamètre du trou 1	10 ¹⁰ m
	Diamètre du trou 2	10 ¹⁰ m
	Diamètre du trou 3	10 ¹⁰ m
	Diamètre du trou 4	10 ¹⁰ m

Cavité :

1- Propagateur	Longueur	50 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- lame	Épaisseur	100 m
	Indice de réfraction	2
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	$63,435^\circ$
3- Propagateur	Longueur	50 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4- Filtre 1 trou	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	200 m
	Focale droite	200 m
	Épaisseur lentille de gauche	10^{-10} m
	Épaisseur lentille de droite	10^{-10} m
	Diamètre du trou	10^{10} m
5- Propagateur	Longueur	25 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
6- lame	Épaisseur	150 m
	Indice de réfraction	1,5
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	45°
	Normale phi	90°
7- Propagateur	Longueur	47,635 2 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
8- Miroir	Coefficient de réflexion	1

Prélèvement :

1- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Polariseur	Épaisseur	100 m
	Indice de réfraction	2
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	120°
3- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4- Lentille	Épaisseur	10^{-6} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	90°
	focale	100 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
5- Propagateur	Longueur	44,036 7 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
6- Miroir	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	90°

Fin de chaîne :

1- Propagateur	Longueur	80 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- lame	Épaisseur	10^{-6} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$

Paramètres de calcul pour le plan tangentiel :

Paramètres	Diffraction de Fresnel	
T		0 s ; 10^{-9} s ; 1
X		-0,5 m ; 0,5 m ; 8 192
Y		0 m ; 0,1 m ; 1
Seuil du rapport signal/bruit		0,1
Pas maximal de diffraction		10 m

Paramètres de calcul pour le plan sagittal :

Paramètres	Diffraction de Fresnel	
T		0 s ; 10^{-9} s ; 1
X		0 m ; 0,1 m ; 1
Y		-0,5 m ; 0,5 m ; 8 192
Seuil du rapport signal/bruit		0,1
Pas maximal de diffraction		10 m

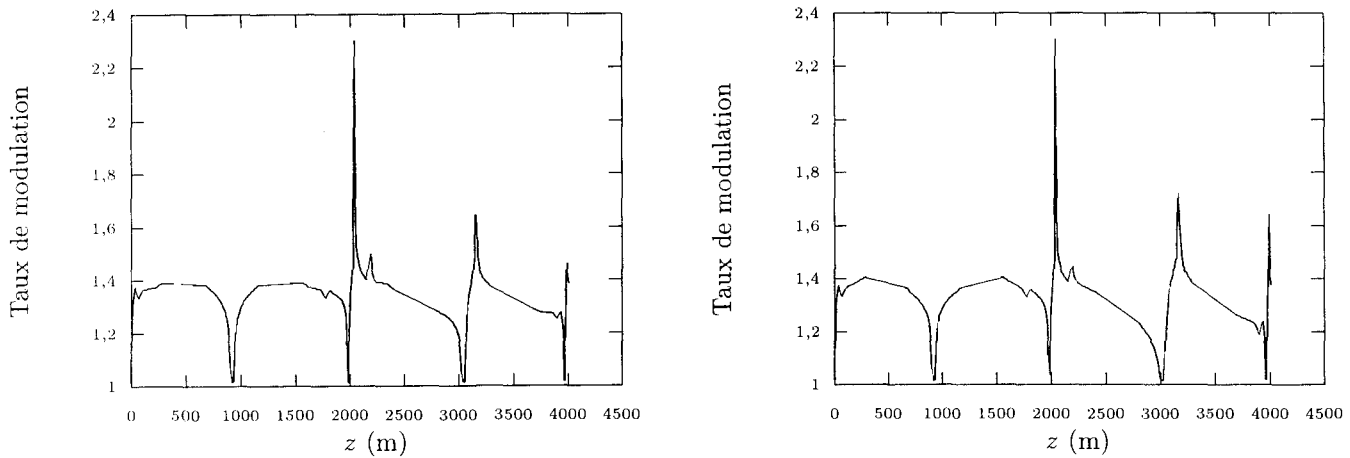
d) Interprétation

FIG. II.11 – Évolution du taux de modulation en fonction de la distance de propagation à gauche pour la direction de calcul tangentielle et à droite pour une direction de calcul sagittale.

La matrice $ABCD$ de la chaîne s'écrit :

$$\begin{aligned} \text{Plan tangentiel : } & \begin{pmatrix} 2,790\,82 - 0,044\,770\,6 \times d & -39,999\,8 + 0,999\,998 \times d \\ -0,044\,770\,6 & 0,999\,998 \end{pmatrix} \\ \text{Plan sagittal : } & \begin{pmatrix} 2,643\,21 - 0,044\,770\,6 \times d & -27,987\,9 + 0,852\,387 \times d \\ -0,044\,770\,6 & 0,852\,387 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

où d est la longueur du dernier propagateur. L'image dans le plan tangentiel (respectivement sagittal) se forme à la distance :

$$d = \frac{39,999\,8}{0,999\,998} = 40 \quad (\text{resp. } d = \frac{27,987\,9}{0,852\,387} = 32,834\,7)$$

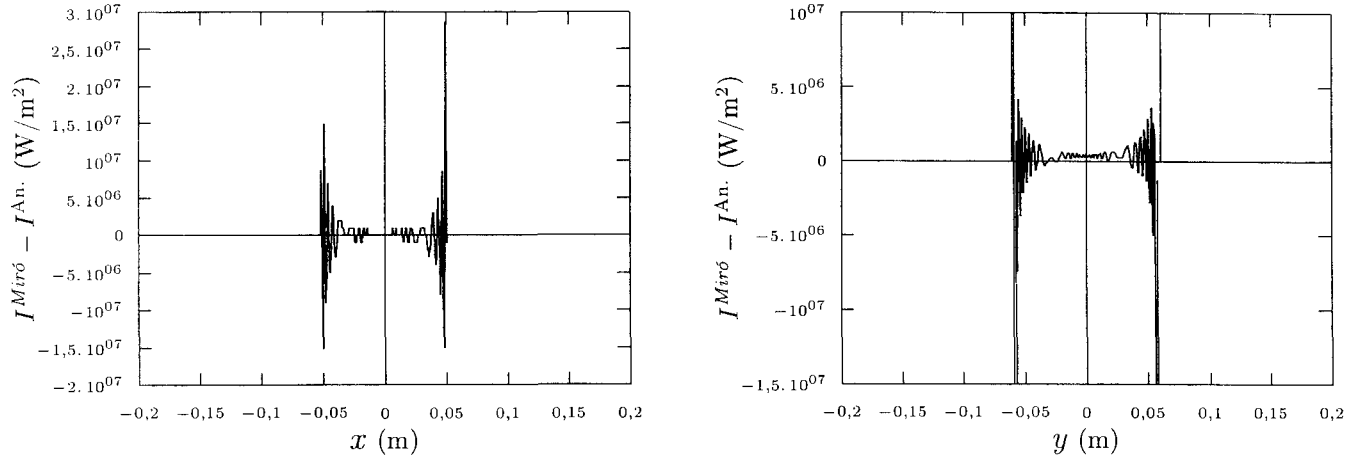


FIG. II.12 – À gauche différence entre l'intensité dans le plan source et celle du plan image tangentiel, à droite différence entre l'intensité dans le plan source dilaté de 0,852 384 1 en intensité et 1,173 18 en espace et l'intensité dans le plan sagittal (ces courbes contiennent moins de points que la simulation).

et les grossissements dans ces deux plans sont respectivement :

$$r = 2,790\,82 - 0,044\,770 \times 40 = 1 \quad \text{et} \quad r = 2,643\,21 - 0,044\,770\,6 \times 32,834\,7 = 1,173\,18.$$

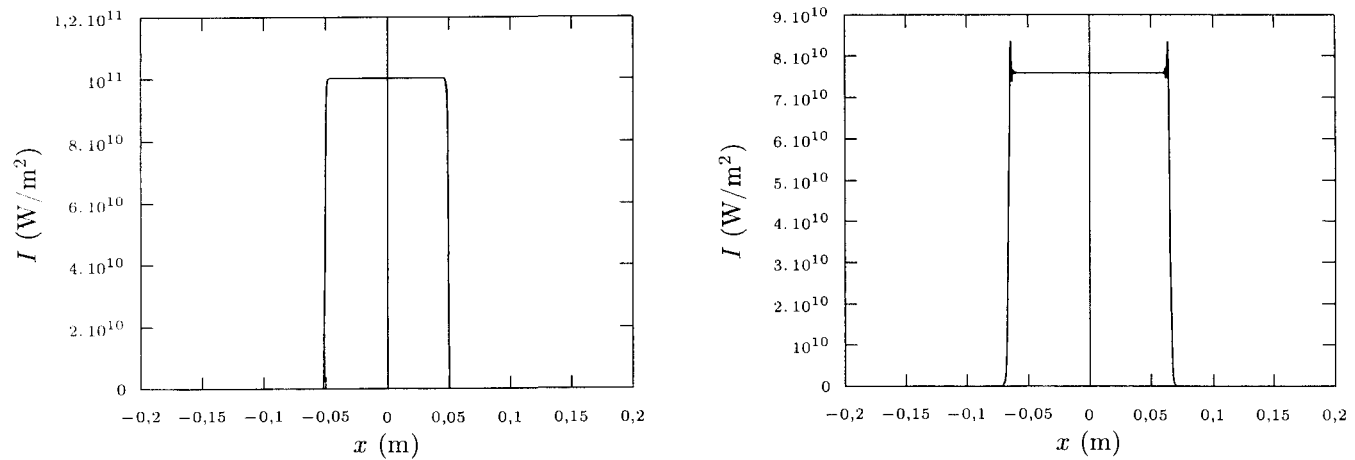


FIG. II.13 – À gauche profil suivant x de l'intensité dans le plan image tangentiel et à droite dans le plan image sagittal.

L'évolution du taux de modulation dans la figure II.11 montre le passage par les plans images sur les miroirs de fond de cavité et de fond de prélèvement. Il est difficile de déterminer l'écart entre la position du plan image tangentiel et le plan image sagittal.

Afin de faire la différence, on compare en fin de chaîne les effets de la diffraction dans les différents plans par un recalcul sur le propagateur de fin de chaîne. Dans le plan tangentiel, à 40 m du filtrage spatial, l'image doit être identique à celle de la source, ce que l'on retrouve à 10^{-4} près. Dans le plan tangentiel, à 32,8347 m, l'image est identique à celle de la source grossie d'un facteur 1,173 18 à nouveau à 10^{-4} près.

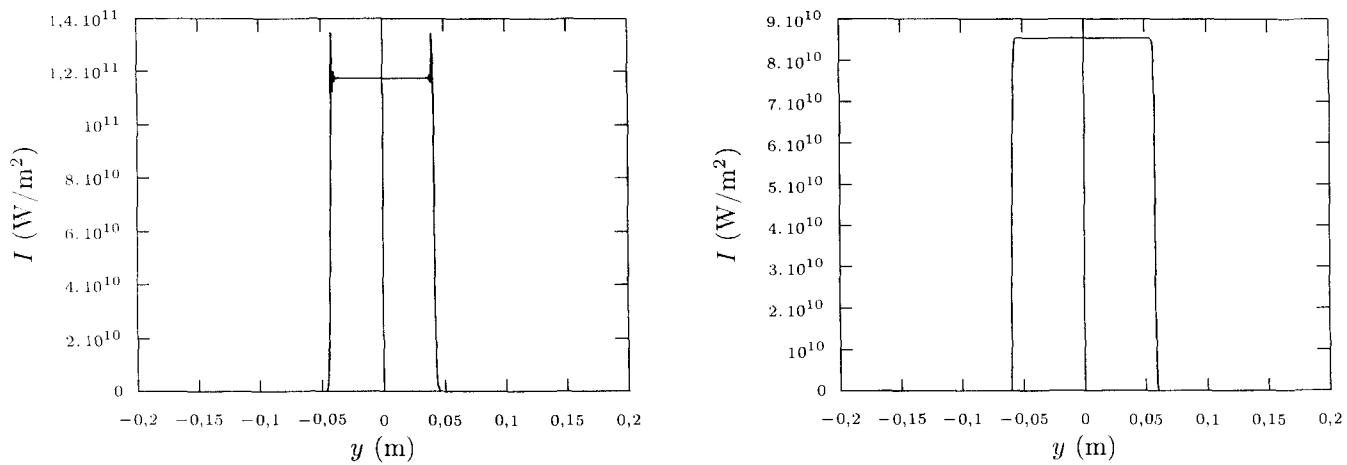


FIG. II.14 – À gauche profil suivant y de l'intensité dans le plan image tangentiel et à droite dans le plan image sagittal.

e) Discussion

Si le volume focal, c'est à dire la zone où la forme de faisceau est peu sensible à la diffraction, était supérieur à l'écart entre les distances focales le cas test ne permettrait pas de faire la différence entre les différentes imageries. La forme de la source avec un profil supergaussien très raide permet de déterminer une zone focale très petite et les effets de diffraction sont visibles d'une image à l'autre. Si on regarde un faisceau tangentiel dans le plan sagittal, des oscillations apparaissent et de même pour un faisceau sagittal dans le plan tangentiel.

Le cas test demande un échantillonnage important suivant les deux directions de diffraction. Pour une simulation 2D, il faudrait une pupille comprenant 8192×8192 points ce qui est ponctuellement possible mais difficile à envisager pour des simulations de conception de chaîne optique. Cet échantillonnage est dû à deux raisons qui peuvent intervenir dans deux contextes différents mais qui reviennent au même au niveau de contraintes sur l'échantillonnage. Il s'agit simplement de résoudre la plus petite échelle spatiale des faisceaux simulés. Cette échelle peut être bien plus petite que la taille du faisceau ou de la boîte de calcul dans deux cas :

– Un faisceau admettant des variations d'amplitude importantes. Ceci est le cas pour un faisceau super-gaussien avec une puissance élevée. La différence entre les deux rayons pour lesquels l'intensité passe de 0,1 à 0,9 est de :

$$\delta x = \frac{D}{2} \left(\left(-\frac{\ln(0,1)}{2} \right)^{1/q} - \left(-\frac{\ln(0,9)}{2} \right)^{1/q} \right) \quad (\text{II.22})$$

où D est la largeur à mi-hauteur de la super-gaussienne et q la puissance. Dans le cas test, elle est de 0,1 et l'exposant est de 100, on a alors :

$$\delta x = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ m.}$$

On doit mettre au moins 10 points pour échantillonner un gradient. Cela conduit à l'ordre de grandeur du nombre de points choisi pour le cas test.

– Une lentille multiplie la phase d'un faisceau par une phase quadratique en la distance à l'axe. Cette phase peut avoir de grandes variations si la pupille du faisceau est grande. Le nombre de sauts de π est donné par :

$$N = \frac{D^2}{\lambda f} \quad (\text{II.23})$$

où D est la taille du faisceau, λ la longueur d'onde du faisceau et f la focale de la lentille. On doit par ailleurs remarquer que sur la lentille, la taille du faisceau initial a été multipliée par 2 du fait du grossissement des filtrages spatiaux. Pour le cas test on a précisément :

$$N = 37\,987.$$

Ce nombre est plus grand que le nombre de pixels que l'on a effectivement retenu pour la simulation (8 192)¹. En fait, nous sommes « sauvés » ici par le fait que la taille du faisceau sur la lentille est bien plus petite que la boîte : 0,2 m au premier passage et 0,11 m au second (pour une boîte de 2 m). Par conséquent le nombre de sauts de π sur l'étendue réelle du faisceau (au 1^{er} passage) vaut environ 380.

f) Traitement en diffraction adaptative astigmat

Ce mode de calcul permet de s'affranchir de l'échantillonnage des phases quadratiques des lentilles. Ce résultat est obtenu en faisant varier la taille de la grille d'échantillonnage (cette dernière reste régulière mais cesse d'être carrée)¹.

Lorsque l'on effectue le calcul en D2A, on choisit les paramètres de discrétisation suivants :

Paramètres	Diffraction adaptative astigmat	
T		0 s ; 10 ⁻⁹ s ; 1
X		-0,1 m ; 0,1 m ; 256
Y		-0,1 m ; 0,1 m ; 256
	Seuil du rapport signal/bruit	0,1
	Pas maximal de diffraction	10 m

Cet échantillonnage est insuffisant pour échantillonner les flancs de la supergaussienne¹. Malgré cela, on peut aisément différencier le plan image tangentiel du plan image sagittal en effectuant les recalculs correspondants.

1. C'est pourquoi le message de sous-échantillonnage apparaît au bas de la fenêtre *Miró...*

1. Comme nous sommes ici en présence d'astigmatisme, le mode D2A est préférable au mode DFA qui ne permettrait pas de rendre compte des effets correctement, à moins d'employer un échantillonnage très serré (1024×1024).

1. Les gradients d'amplitude ne pourraient être traités que par des maillages adaptatifs. Ceci ne peut se concevoir que dans une méthode d'éléments finis. Cette amélioration qui ferait évoluer le code vers des méthodes de résolutions numériques peu classiques en optique mais bien familières du calcul scientifique n'est pas à l'ordre du jour car les échelles caractéristiques que l'on souhaite simuler pour le laser Mégajoules dans le cas de faisceaux cohérents ne nécessitent pas un échantillonnage trop élevé. Dans le cas de faisceaux incohérents, un maillage adaptatif est de peu de secours dans la mesure où deux échelles sont présentes en tout point de la pupille. Dans ce cas le recours à une machine vectorielle disposant de beaucoup de mémoire semble l'unique recours actuel.

8. Diffraction : lentille

a) Objectif

On considère la focalisation par une lentille de focale f d'un faisceau gaussien. Afin d'avoir un cas comparable à celui de la section II.9, le faisceau est apodisé par une fonction de troncature $h(x)$. La traversée d'une lentille a pour effet de multiplier la donnée initiale par un facteur de phase quadratique :

$$E(x,0) = \sqrt{I_0} e^{-x^2/r^2} e^{i\frac{k_0 x^2}{2f}} h(x), \quad (\text{II.24})$$

$$h(x) = 1 \quad \text{pour } |x| \in [-A, A], \quad h(x) = 0 \quad \text{sinon.}$$

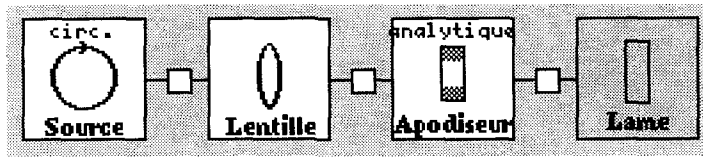
Au foyer, c'est à dire après une propagation sur une distance f , le champ se calcule par une transformée de Fourier :

$$E(x,f) = \sqrt{I_0} \left(\frac{i}{\lambda z} \right)^{n/2} e^{-i\frac{k_0 x^2}{2f}} \int e^{-y^2/r^2} h(y) e^{2i\frac{k_0 xy}{2f}} dy \quad (\text{II.25})$$

où n est la dimension d'espace suivant les directions transverse diffractantes. En dimension 1, on obtient :

$$\begin{aligned} E(x,f) &= \sqrt{I_0} \left(\frac{i}{\lambda z} \right)^{1/2} e^{-i\frac{k_0 x^2}{2f}} \int_{-A}^A \sqrt{I_0} e^{-y^2/r^2} h(y) e^{2i\frac{k_0 xy}{2f}} dy \\ &= \left(\frac{i}{\lambda z} \right)^{1/2} r \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-i\frac{k_0 x^2}{2f} (1-i\frac{k_0 r^2}{2f})} \left| \text{Erf} \left(\frac{A}{r} - i\frac{k_0 x r}{2f} \right) - \text{Erf} \left(-\frac{A}{r} - i\frac{k_0 x r}{2f} \right) \right|. \end{aligned}$$

b) Schéma



c) Données

1- Source circulaire	Énergie Longueur d'onde Diamètre	1,064 467 kJ 1 μm 0,01 m
3- Lentille	Épaisseur Indice non linéaire Focale Type de traitement [0/1/2]	10^{-6} m 0 m ² /W 18,033 7 m 0
5- Apodiseur Analytique	Définition analytique des trous	D((0,0),0.0025;1)
6- Propagateur	Longueur Indice non linéaire	18,033 7 m 0 m ² /W
Paramètres	Diffraction de Fresnel Temps X Y	0 s ; 10^{-9} s ; 1 0 m ; 1 m ; 1 -0,1 m ; 0,1 m ; 8 192

d) Interprétation

La différence relative entre le tracé analytique calculé par *Mathematica* et celui obtenu par *Miró* est de l'ordre de 10^{-2} . La présence du bord dur de l'apodiseur rend les spectres très larges. Il faut donc un nombre de points de discrétisation relativement élevé afin de pouvoir échantillonner à la fois l'espace et l'espace de Fourier. L'imagerie rigoureuse en deux dimensions se révèle par conséquent coûteuse en échantillonnage pour des faisceaux comprenant de forts gradients.

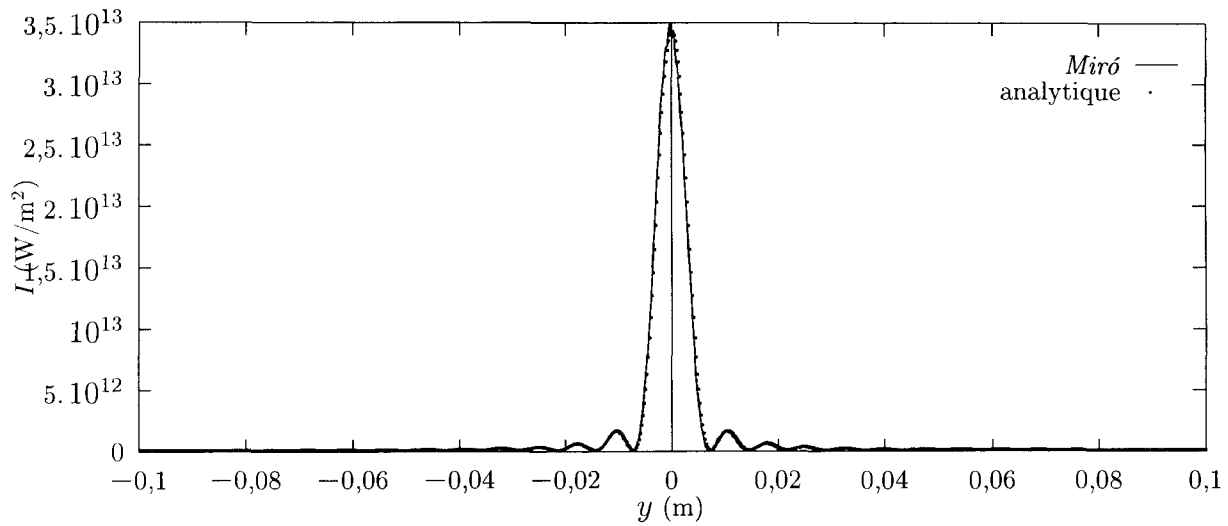


FIG. II.15 – Intensité analytique en trait continu et calculée en pointillés.

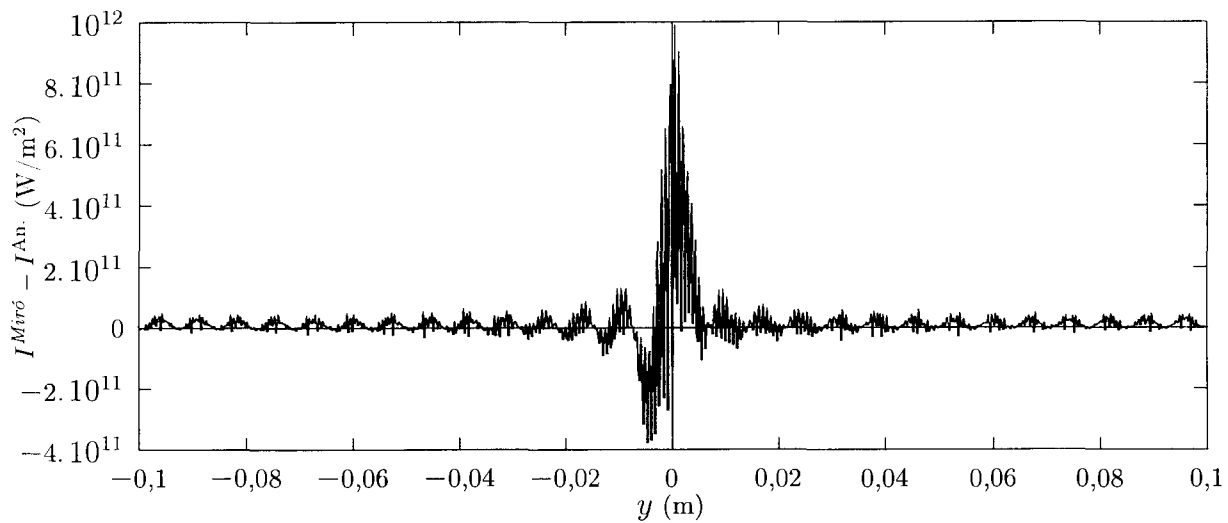


FIG. II.16 – Différence absolue entre l'intensité analytique et celle calculée.

9. Diffraction : lentille non linéaire

a) Objectif

Un faisceau gaussien de forte intensité subit à la traversée d'une lame de verre mince d'épaisseur e une auto-modulation de phase qui agit comme une lentille au centre du faisceau. Afin de ne garder que la partie focalisante du faisceau, il suffit d'apodiser le faisceau à la sortie de la lame par un trou dur de taille plus petite que celle du faisceau. En négligeant la diffraction dans la lame, la donnée initiale est donc le produit du faisceau gaussien par le masque de phase quadratique et de la fonction de troncature $h(x)$:

$$E(x,0) = \sqrt{I_0} e^{-x^2/r^2} e^{-ik_0 \gamma I_0 e^{-2x^2/r^2}} h(x) \simeq \sqrt{I_0} e^{-x^2/r^2} e^{-ik_0 \gamma I_0 (1-2x^2/r^2)e} h(x), \quad (\text{II.26})$$

avec

$$h(x) = 1 \quad \text{pour} \quad |x| \in [-A, A], \quad h(x) = 0 \quad \text{sinon},$$

et où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide. La distance focale est donc :

$$f = \frac{r^2}{4e\gamma I_0}. \quad (\text{II.27})$$

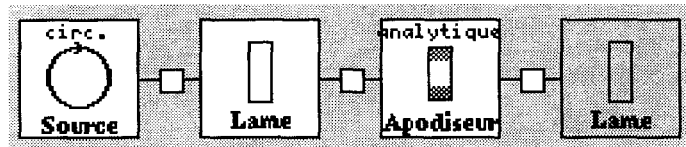
Au foyer, c'est à dire après une propagation sur une distance f , le champ se calcule par une transformée de Fourier :

$$E(x,f) = \sqrt{I_0} \left(\frac{i}{\lambda z} \right)^{n/2} e^{-i\frac{k_0 x^2}{2f}} \int e^{-y^2/r^2} h(y) e^{2i\frac{k_0 xy}{2f}} dy \quad (\text{II.28})$$

où n est la dimension d'espace suivant les directions transverses diffractantes. En dimension 1, on obtient :

$$\begin{aligned} E(x,f) &= \sqrt{I_0} \left(\frac{i}{\lambda z} \right)^{1/2} e^{-i\frac{k_0 x^2}{2f}} \int_{-A}^A \sqrt{I_0} e^{-y^2/r^2} h(y) e^{2i\frac{k_0 xy}{2f}} dy \\ &= \left(\frac{i}{\lambda z} \right)^{1/2} r \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-i\frac{k_0 x^2}{2f} (1-i\frac{k_0 r^2}{2f})} \left| \text{Erf} \left(\frac{A}{r} - i\frac{k_0 xr}{2f} \right) - \text{Erf} \left(-\frac{A}{r} - i\frac{k_0 xr}{2f} \right) \right|. \end{aligned}$$

b) Schéma



c) *Données*

1- Source circulaire	Énergie	1,064 467 kJ
	Longueur d'onde	1 μm
	Diamètre	0,01 m
3- lame	Épaisseur	10^{-3} m
	Indice non linéaire	10^{-17} m ² /W
5- Apodiseur Analytique	Définition analytique des trous	D((0,0),0.0025;1)
6- Propagateur	Longueur	18,033 7 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; 10^{-9} s ; 1
	X	0 m ; 1 m ; 1
	Y	-0,1 m ; 0,1 m ; 8 192

d) *Interprétation*

La différence relative entre le tracé analytique calculé par *Mathematica* et celui obtenu par *Miró* est de l'ordre de 10^{-2} . L'approximation de l'intensité gaussienne sur la pupille de l'apodiseur par une parabole n'est pas à l'origine de l'erreur car le résultat est comparable à celui obtenu avec une lentille statique comme le montre la section II.8. L'erreur vient de la discrétisation et de la difficulté à propager rigoureusement un faisceau comprenant de forts gradients.

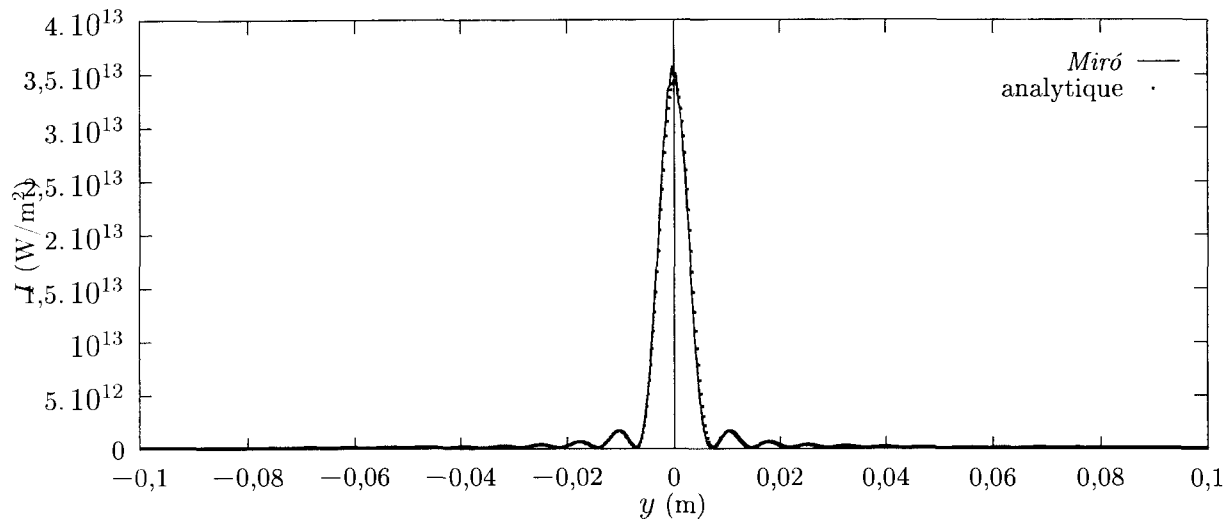


FIG. II.17 – Intensité analytique en trait continu et calculée en pointillés.

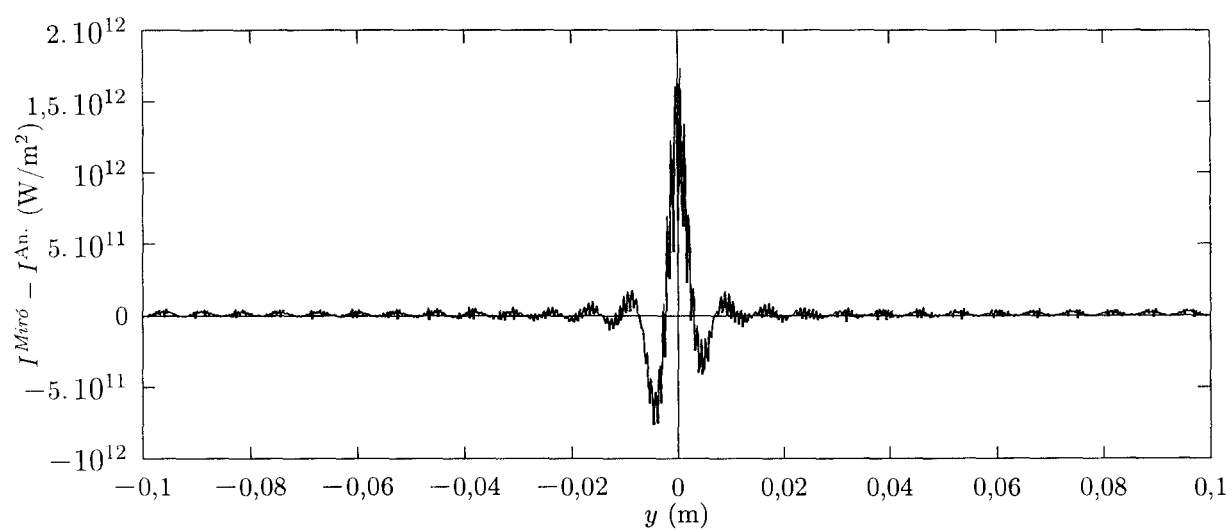


FIG. II.18 – *Différence absolue entre l'intensité analytique et celle calculée.*

10. Diffraction de Fresnel adaptative : focalisation d'un faisceau gaussien

a) Objectif

Le but de ce cas test est de vérifier le bon fonctionnement du mode de calcul « diffraction de Fresnel adaptative » dans un certain nombre de cas de figure. La situation choisie est la focalisation d'un faisceau gaussien, qui peut être résolue analytiquement, pour l'amplitude comme pour la phase. Plusieurs tests spécifiques seront effectués ici :

- le fait que l'on récupère bien une courbure nulle et un facteur d'homothétie de 1 après le passage d'un système afocal de grandissement 1 ;
- que la courbure du front d'onde [28] devient nulle au bon endroit, en un point qui n'est pas le foyer mais qui le précède quelque peu ;
- que le code se comporte normalement au passage d'un miroir situé à l'intérieur de la zone de focalisation.

L'expression du champ créé par un faisceau gaussien se propageant dans la direction z est [29]

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \frac{\rho_0}{\rho(z)} \exp \left(-i \frac{k_L}{2\mathcal{R}(z)} (x^2 + y^2) \right) \exp(i\Phi(z)) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{\rho^2(z)} \right), \quad (\text{II.29})$$

où

$$\mathcal{R}(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \rho_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (\text{II.30})$$

$$\rho^2(z) = \rho_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \rho_0^2} \right)^2 \right], \quad (\text{II.31})$$

et

$$\Phi(z) = \text{Arctan} \left(\frac{\lambda z}{\pi \rho_0^2} \right), \quad (\text{II.32})$$

ρ_0 étant le col du faisceau (*i.e.* sa taille minimale). Dans les formules (II.29) à (II.32), l'origine des z est située au point O où la taille du faisceau est minimale, et où la courbure de la phase est nulle. Ce point ne coïncide pas avec le foyer F de la lentille (même s'il en est proche). Pour déterminer la distance entre F et O on écrit que le déphasage induit par la lentille est

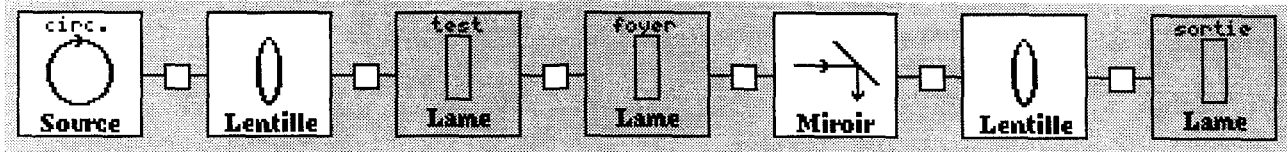
$$\exp \left(i \frac{k_L}{2f} (x^2 + y^2) \right).$$

La position z_ℓ de la lentille (par rapport à O) vérifie donc $f = -\mathcal{R}(z_\ell)$. On déduit finalement que

$$f - |z_\ell| \simeq f \left(\frac{\rho_0}{\rho(f)} \right)^2, \quad (\text{II.33})$$

avec $\rho_0 \times \rho(f) \simeq \lambda f / \pi$.

b) Schéma



c) Données

0- Source circulaire	Diamètre	$2 \cdot 10^{-2}$ m
1- Lentille	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	10 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
8- Propagateur	Longueur	9,998 650 578 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Lame	Nom de l'élément	test
	Épaisseur	0 m
9- Propagateur	Longueur	1,349 42 mm
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Lame	Nom de l'élément	foyer
	Épaisseur	10 m
	Indice de réfraction	2
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4- Miroir	Coefficient de réflexion	1
	Normale theta	135°
10- Propagateur	Longueur	5 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
5- Lentille	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Normale theta	90°
	Focale	10 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
6- Lame	Nom de l'élément	sortie
	Épaisseur	0 m
	Normale theta	90°
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 128
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 128
	Afficher l'animation	
	Pas maximal de diffraction	0,2 m

d) Interprétation

La figure II.19 représente la courbure du faisceau et le facteur d'homothétie, affichés en fonction de la distance mécanique. On pourra vérifier

- que la courbure est nulle avant, après le système afocal, ainsi qu'au voisinage du foyer (et notamment sur la lame « test ») ;

- que le facteur d'homothétie vaut 1 avant et après le système afocal, et $5,391\,36 \cdot 10^{-3}$ au foyer ; ceci est conforme avec la valeur théorique, donnée par $N\lambda f/D^2$ (D étant la taille

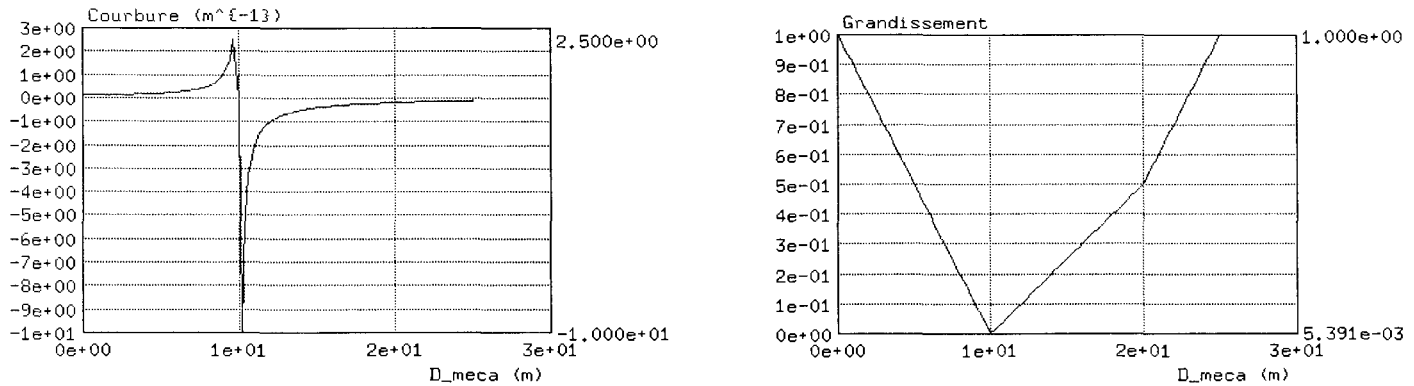


FIG. II.19 – Rayon de courbure, et facteur d'homothétie, tracés en fonction du numéro du composant dans la chaîne. On vérifiera que la courbure est nulle avant et après le système afocal, ainsi qu'au voisinage du foyer. Le facteur d'homothétie vaut 1 avant et après le système afocal.

de la zone échantillonnée, N le nombre de pixels par dimension, f la focale de la lentille et λ la longueur d'onde).

La figure II.20 représente la phase (non dépliée) au niveau de la lame de verre « test ». La courbure de la phase est bien nulle à cet endroit (du moins là où il y a de la lumière) ce qui valide le code.

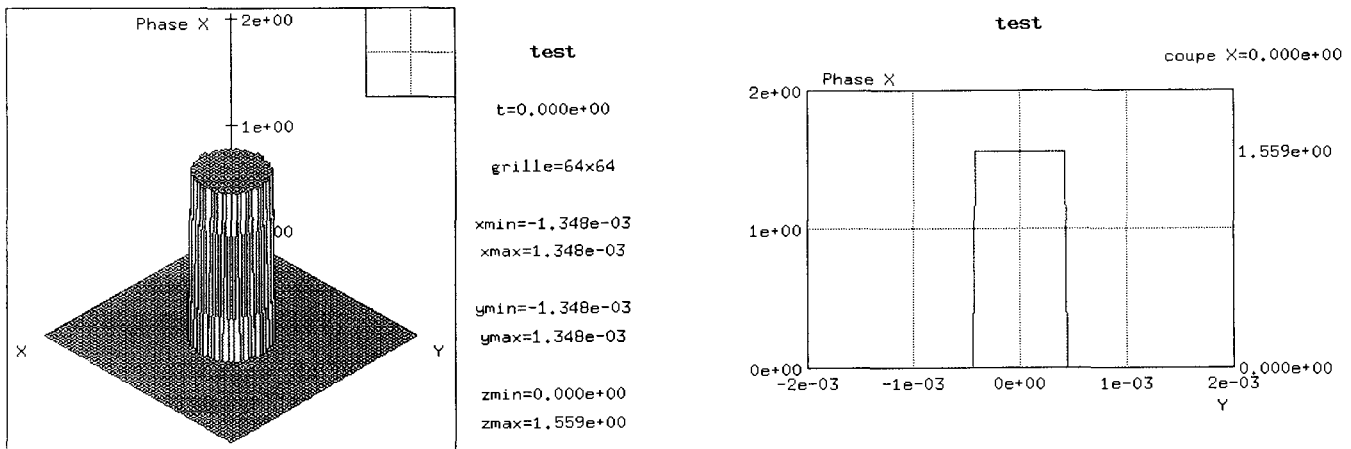


FIG. II.20 – Phase du faisceau, au niveau de la lame « test ». Cette lame (d'épaisseur nulle) a été placée avant le foyer, de telle sorte que la courbure du front d'onde y soit nulle.

Remarque : on peut aussi faire tourner ce cas test en diffraction adaptative astigmatique. On obtient en fin de chaîne le même résultat. Par contre la courbure de la phase sur la lame « test » n'est pas nulle : elle compense le tenseur de courbure du faisceau qui est lui aussi non nul.

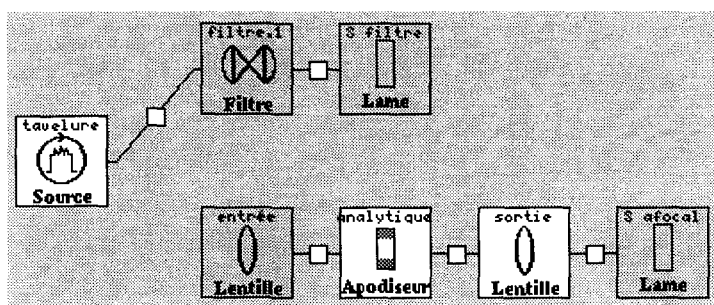
11. Diffraction de Fresnel adaptative : reconstruction d'un trou de filtrage

a) Objectif

Le composant « trou de filtrage » est traité différemment par *Miró* selon que l'utilisateur choisit le mode de calcul « diffraction de Fresnel » ou « diffraction de Fresnel adaptative ». En diffraction de Fresnel ordinaire, le code effectue la transformée de Fourier du champ incident, coupe les fréquences spatiales les plus élevées tout en appliquant au spectre le masque sphérique *ad hoc*, puis effectue une deuxième transformée de Fourier. En diffraction de Fresnel adaptative, *Miró* décompose le composant en 5 éléments successifs : lentille de focale f_1 , propagateur de longueur f_1 , apodiseur, propagateur de focale f_2 et lentille de focale f_2 ; il propage le faisceau par diffraction adaptative dans ces 5 composants.

Le but de ce cas test est de comparer le résultat du passage d'un trou de filtrage par les deux méthodes. Un troisième test consistant à reconstruire « à la main » le trou de filtrage sera par ailleurs effectué. La source choisie est une source « tavelure » de large spectre spatial, de façon à ce que l'effet du filtrage soit important (perte des deux tiers de la puissance).

b) Schéma



Selon le cas l'utilisateur reliera par un propagateur la source « tavelure » avec le filtre 1 trou (cas (a) et (b)), ou bien avec la lentille « entrée » (cas (c)).

c) Données

0- Source « tavelure »	Exposant spatial en X	10
	Exposant spatial en Y	10
	Largeur spectrale spatiale	500 m^{-1}
	Exposant spectral	2
	Fraction d'énergie bruitée	1
1- Filtre spatial 1 trou	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	10 m
	Focale droite	10 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	10^{-9} m

	Épaisseur de la lentille de droite	10^{-9} m
	Diamètre du trou	1 mm
2- lame	Nom de l'élément	S filtre
	Épaisseur	0 m
3- Lentille	Nom de l'élément	entrée
	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	10 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
8- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
4- Apodiseur analytique	Définition analytique des trous	$D((0,0), 1e-3; 1)$
9- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
5- Lentille	Nom de l'élément	sortie
	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	10 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
2- lame	Nom de l'élément	S afocal
	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel (a) Diffraction de Fresnel adaptative (b), (c) Temps X Y Afficher l'animation	$0 \text{ s}; 4 \cdot 10^{-9} \text{ s}; 1$ $-0,25 \text{ m}; 0,25 \text{ m}; 128$ $-0,25 \text{ m}; 0,25 \text{ m}; 128$

d) Résultats

L'énergie de la source est 1 J. Voici l'énergie en sortie du trou de filtrage ou de l'afocal :

Cas (a) (Trou de filtrage en diffraction de Fresnel) : 0,346 284 J ;

Cas (b) (Trou de filtrage en diffraction de Fresnel adaptative) : 0,346 284 J ;

Cas (c) (Système afocal muni d'un apodiseur, en diffraction de Fresnel adaptative) : 0,346 284 J.

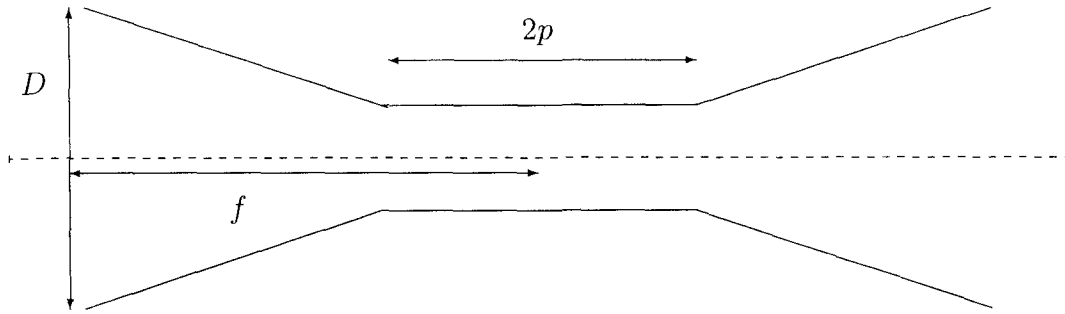
Conclusion : les trois méthodes donnent le même résultat.

12. Diffraction de Fresnel adaptative : cas complémentaires

Les exemples de ce paragraphe ne présentent aucun intérêt physique. Leur seul but est de fournir pour la maintenance du code une batterie de cas tests la plus exhaustive possible. La mise en œuvre de la diffraction de Fresnel adaptative s'est en effet avérée relativement complexe en raison de la grande diversité des situations possibles et des traitements spécifiques qu'il est nécessaire de leur associer. Aussi les cas que nous présentons ici recherchent-ils volontairement des situations quelque peu « exotiques ».

a) Cas d'une lentille de grande focale

i) Objectif



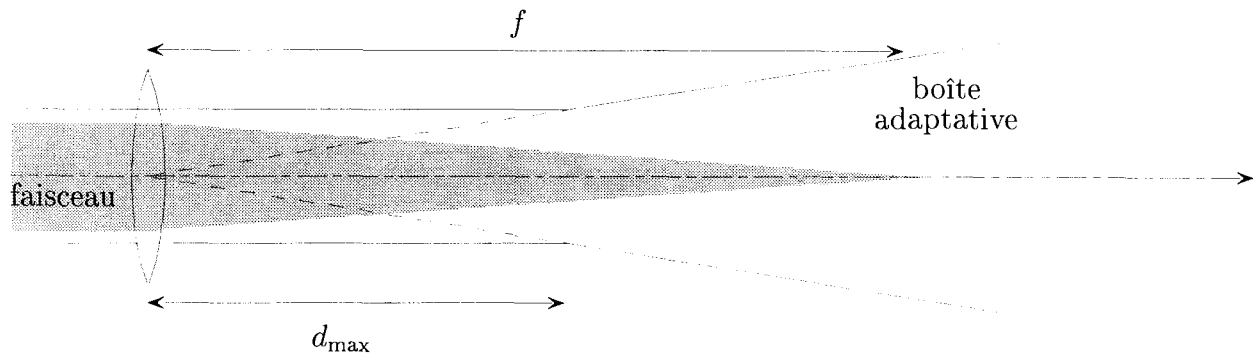
En fonctionnement standard, la diffraction de Fresnel adaptative utilise une transformation conforme de manière à « adapter » la taille de la boîte d'échantillonnage afin qu'elle suive la taille du faisceau. Au voisinage du foyer toutefois, on arrête la transformation conforme, le diamètre de la zone discrétisée restant alors constant. La distance p à laquelle a lieu ce basculement est donnée par

$$p = \frac{\lambda f^2}{\Delta x D}, \quad (\text{II.34})$$

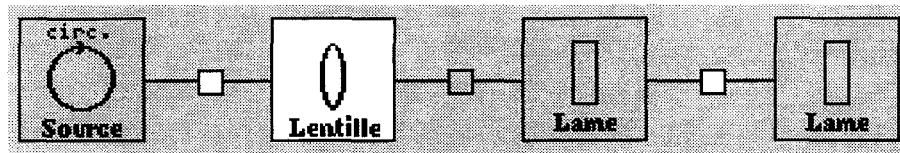
f étant la focale de la lentille, D le diamètre initial de la zone échantillonnée et Δx la taille de pixel initiale. On voit donc que lorsque la focale f tend vers $+\infty$, p croît comme f^2 . Au-delà d'une certaine valeur de f , p sera supérieur à la focale de la lentille : dans ce cas, la diffraction adaptative ne pourra plus fonctionner selon le schéma traditionnel.

Le choix effectué dans ce cas par *Miró* est de ne pas adapter la boîte, et de traiter le passage de la lentille *via* un masque de phase comme pour la diffraction de Fresnel ordinaire. En effet ce cas de figure est celui où le masque de phase est suffisamment peu important pour être échantillonnable. Dans cette configuration, la focale de la lentille est

supérieure à la distance caractéristique de diffusion d'un pixel $d_{\max} = D\Delta x/\lambda$. Comme il est expliqué dans la documentation [14, p. 31], la taille de la boîte d'échantillonnage va alors augmenter à partir de $z = d_{\max}$, afin de suivre l'évolution des plus hautes fréquences spatiales prises en compte par la simulation. Dans notre cas de figure, la taille de la boîte évoluera donc indépendamment de la lentille que nous avons placée au départ.



ii) Schéma



iii) Données

0- Source circulaire	Diamètre	0,1 m
1- Lentille	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	5 km
	Type de traitement [0/1/2]	0
5- Propagateur	Longueur	1 km
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Lame	Épaisseur	0 m
6- Propagateur	Longueur	4 km
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
3- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	Temps	0 s ; 10^{-9} s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 64
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 64

iv) Interprétation

La dernière lame se situe au foyer de la lentille. La taille de la boîte d'échantillonnage a commencé à croître.

Voici les paramètres scalaires que l'on peut noter sur les différents composants où des résultats ont été demandés :

Paramètre	Source (0)	Propagateur (5)	Lame (2)	Lame (3)
Courbure (m^{-1})	0	0	0	-2.10^{-4}
Grandissement	1	1	1	1,347 840
Phase maximale (rad)	0	19,27	14,56	1,571

La phase maximale est contrôlable en visualisant la nappe « phase redressée ».

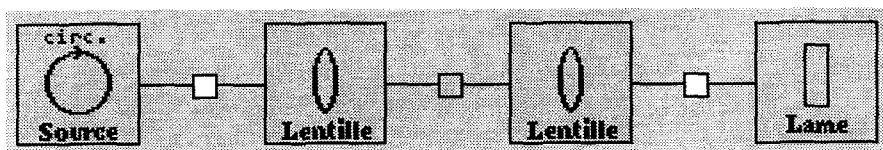
b) Imagerie par des lentilles de grande focale

i) Objectif

Dans ce cas test, nous utilisons des lentilles de grande focale (5 km). Nous plaçons un objet (source supergaussienne) à la distance f de la première lentille. Nous plaçons la deuxième lentille à la distance $2f$ de la première. Enfin, nous recherchons une image à la distance f de la dernière lentille.

Comme dans le cas test précédent, nous allons observer une évolution de la boîte quelque peu inattendue. Toutefois nous retrouverons bien une image de la source de départ à la cote $4f$.

ii) Schéma

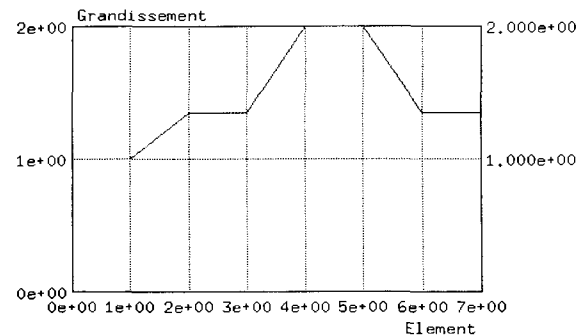
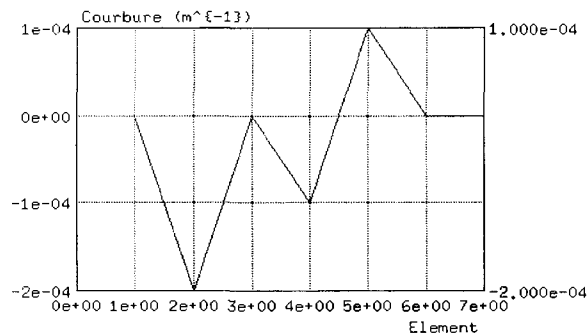


iii) Données

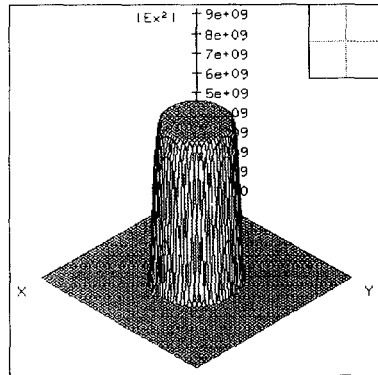
0- Source circulaire	Diamètre	0,2 m
	Exposant spatial	25
4- Propagateur	Longueur	5 km
	Indice non linéaire	0 m ² /W
1- Lentille	Épaisseur	10 ⁻⁹ m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	5 km
	Type de traitement [0/1/2]	0
5- Propagateur	Longueur	10 km
	Indice non linéaire	0 m ² /W
2- Lentille	Épaisseur	10 ⁻⁹ m
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	5 km
	Type de traitement [0/1/2]	0
6- Propagateur	Longueur	10 km
	Indice non linéaire	0 m ² /W
3- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	Temps	0 s ; 10 ⁻⁹ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 64
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 64

iv) Résultats

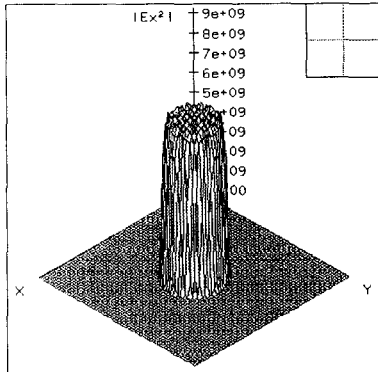
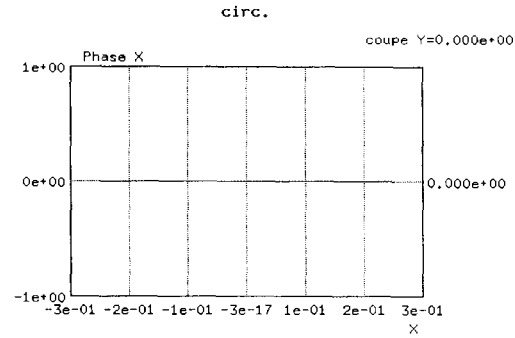
Nous donnons tout d'abord l'évolution de la courbure (à gauche) et du grandissement (à droite), en fonction du numéro de l'élément. On voit donc que ces paramètres ne sont pas directement liés aux positions et aux focales des lentilles que nous avons placées.



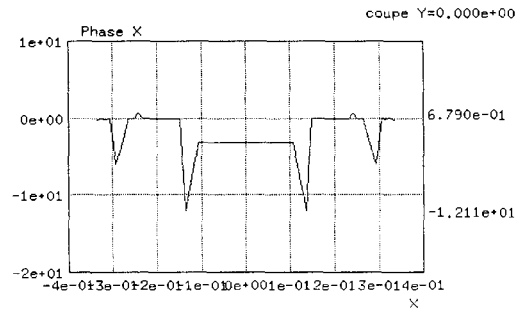
Afin de vérifier l'imagerie, nous donnons maintenant le profil d'intensité (à gauche) et la phase vue en coupe (à droite) de l'objet (en haut), ainsi que les mêmes paramètres pour l'image (en bas).



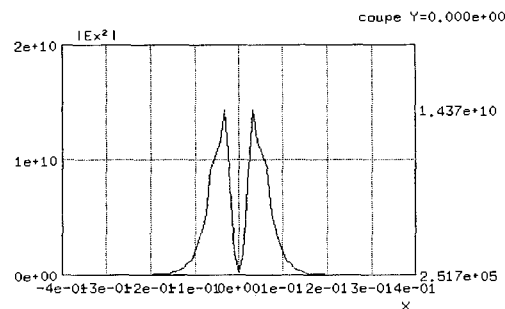
circ.
 $t=0.000e+00$
 grille=64x64
 $x_{\min}=-2.500e-01$
 $x_{\max}=2.500e-01$
 $y_{\min}=-2.500e-01$
 $y_{\max}=2.500e-01$
 $z_{\min}=0.000e+00$
 $z_{\max}=8.051e+09$



$t=0.000e+00$
 grille=64x64
 $x_{\min}=-3.370e-01$
 $x_{\max}=3.370e-01$
 $y_{\min}=-3.370e-01$
 $y_{\max}=3.370e-01$
 $z_{\min}=3.398e-01$
 $z_{\max}=8.318e+09$



On peut donc constater que la phase de l'image est plate (du moins là où il y a de la lumière). Ceci confirme le fait que l'image se situe bien là où on l'attend. Par contre, la forme du profil d'intensité est dégradée. En réalité, ceci est dû à une insuffisance de l'échantillonnage¹. À titre indicatif, voici l'allure du faisceau sur la 1^{re} lentille :



1. La taille de la boîte est modifiée alors que le champ est le même : tout se passe donc comme si on avait rééchantillonné le faisceau.

c) Aberrations chromatiques en diffraction de Fresnel adaptative

i) Objectif

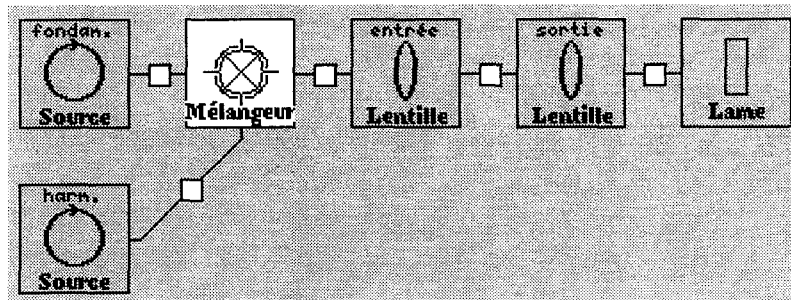
Miró peut traiter les aberrations chromatiques des lentilles : il suffit d'entrer comme paramètre d'indice un fichier (afin de permettre à l'indice n de dépendre de la longueur d'onde). Dans ce cas, la focale f dépendra de la longueur d'onde selon la loi

$$(n - 1)f \text{ indépendant de la fréquence ;} \quad (\text{II.35})$$

Le paramètre « focale » correspond à la focale de l'harmonique fondamentale¹.

Dans l'exemple ci-dessous, la paire de lentilles constitue un système afocal pour l'harmonique, mais non pour la fréquence fondamentale. L'adaptation de la boîte est calculée à partir de la fréquence fondamentale : par conséquent le facteur d'homothétie en fin de chaîne ne vaut pas 1. On vérifie par contre que la phase de l'onde harmonique en sortie est plate, contrairement à celle de l'onde fondamentale.

ii) Schéma



iii) Données

0- Source circulaire	Nom de l'élément	fondam.
	Exposant spatial	80
1- Source circulaire	Nom de l'élément	harm.
	Longueur d'onde	0,526 5 μm
	Exposant spatial	80
3- Lentille	Nom de l'élément	entrée
	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice de réfraction	indice_dichr
	Indice non linéaire	0 m^2/W
	Focale	100,200 4 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
9- Propagateur	Longueur	200 m
	Indice non linéaire	0 m^2/W

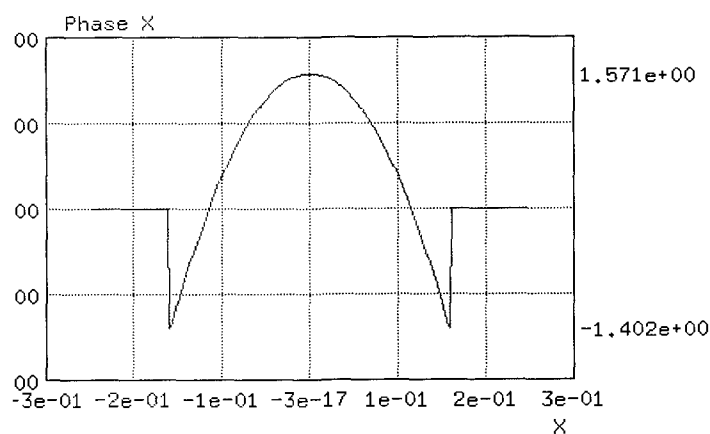
1. La formule (II.35) n'est pas valable dans le cas des lentilles épaisses (les lentilles épaisses présentant des aberrations chromatiques ne sont pas traitées correctement par *Miró*). Par ailleurs le module « diffraction de Fresnel adaptative » de *Miró* ne traite pas correctement la traversée d'un milieu dont l'indice dépend de la longueur d'onde.

4- Lentille	Nom de l'élément	sortie
	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice de réfraction	indice_dichr
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	100,200 4 m
5- lame	Type de traitement [0/1/2]	0
	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	
	Temps	0 s; $4 \cdot 10^{-9}$ s; 1
	X	-0,25 m; 0,25 m; 256
	Y	0 m; 0,25 m; 1

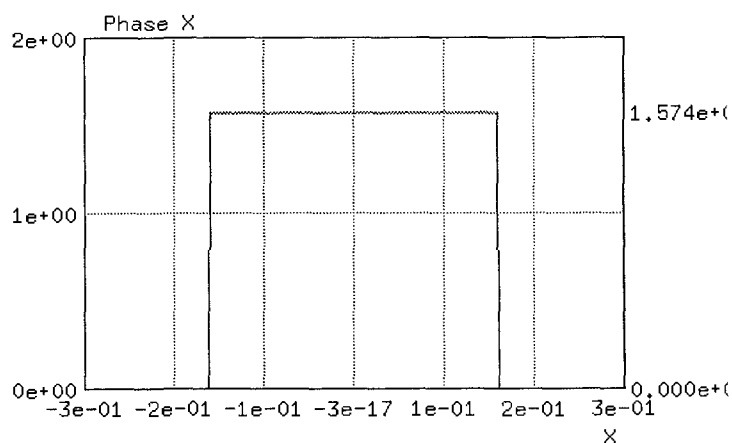
Le fichier `indice_dichr` sert à fournir un indice qui dépend de la longueur d'onde¹.

iv) Interprétation

En sortie du système de lentilles, le facteur d'homothétie vaut 0,996. La figure II.21 représente la phase redressée de l'onde fondamentale et de l'onde harmonique. Comme attendu, on trouve une phase quadratique pour l'onde fondamentale et une phase plane pour l'harmonique.



(a) Onde fondamentale



(b) Onde harmonique

FIG. II.21 – Phase redressée de chacune des harmoniques à la sortie du système de lentilles. La phase de l'harmonique est plate, car le système est afocal pour cette longueur d'onde.

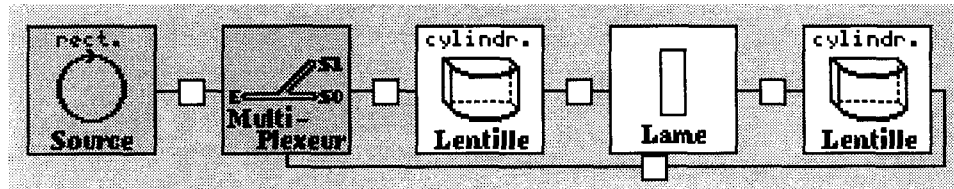
1. Il a la forme suivante: 2 2 1 1 1 1 0 | X=0.5265e-6 1.053e-6 | D=1 | 1.5 1.499 | D=2 | 1.5 1.499 , le symbole « | » désignant le retour à la ligne.

13. Diffraction adaptative astigmat : passage de lentille cylindriques

a) Objectif

L'objectif de ce cas test est de tester le traitement de l'astigmatisme en mode D2A. On utilise pour ce faire des lentilles cylindriques qui permettent de créer un faisceau très astigmat. On vérifie que pour une propagation sur une distance $2f$, f étant la focale de la lentille, on retrouve le profil de faisceau initial. Cette propriété doit être vérifiée quelle que soit l'orientation de la lentille cylindrique (notamment lorsque l'axe neutre n'est pas parallèle à l'un des vecteurs de base de la grille de discrétisation).

b) Schéma



c) Données

0- Source rectangulaire	Largeur	0,25 m
	Hauteur	0,25 m
	Exposant spatial en X	16
	Exposant spatial en Y	16
	Scénario	0 10*1 0
1- Multiplexeur	Épaisseur	1 nm
2- Lentille cylindrique	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Orientation	α
	Focale	10 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Paramètres identiques à la lentille n° 2, sauf :	
3- Lame	Orientation	β
	Épaisseur	20 m
	Indice	1,5
4- Lentille cylindrique	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Paramètres identiques à la lentille n° 2, sauf :	
	Orientation	β
	Diffraction adaptative astigmat	
	Temps	0 s ; 4. 10 ⁻⁹ s ; 1
Paramètres	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 64
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 64
	Afficher l'animation	

Trois cas seront successivement testés :

- cas (a) : $\alpha = \beta = 20^\circ$;
- cas (b) : $\alpha = \beta = 45^\circ$;
- cas (c) : $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 20^\circ$.

d) Interprétation

On constate après N passages dans le doublet de lentilles que le faisceau conserve bien son allure carrée. Toutefois, la discrétisation du faisceau est souvent bruitée. Ce bruit est dû au fait que le faisceau n'est pas discrétisé sur la même grille qu'au départ. Notons que le bruit apparaît dès le premier passage mais qu'il n'augmente pas sensiblement ensuite. En outre on peut diminuer le bruit en augmentant la résolution (nombre de pas d'espace).

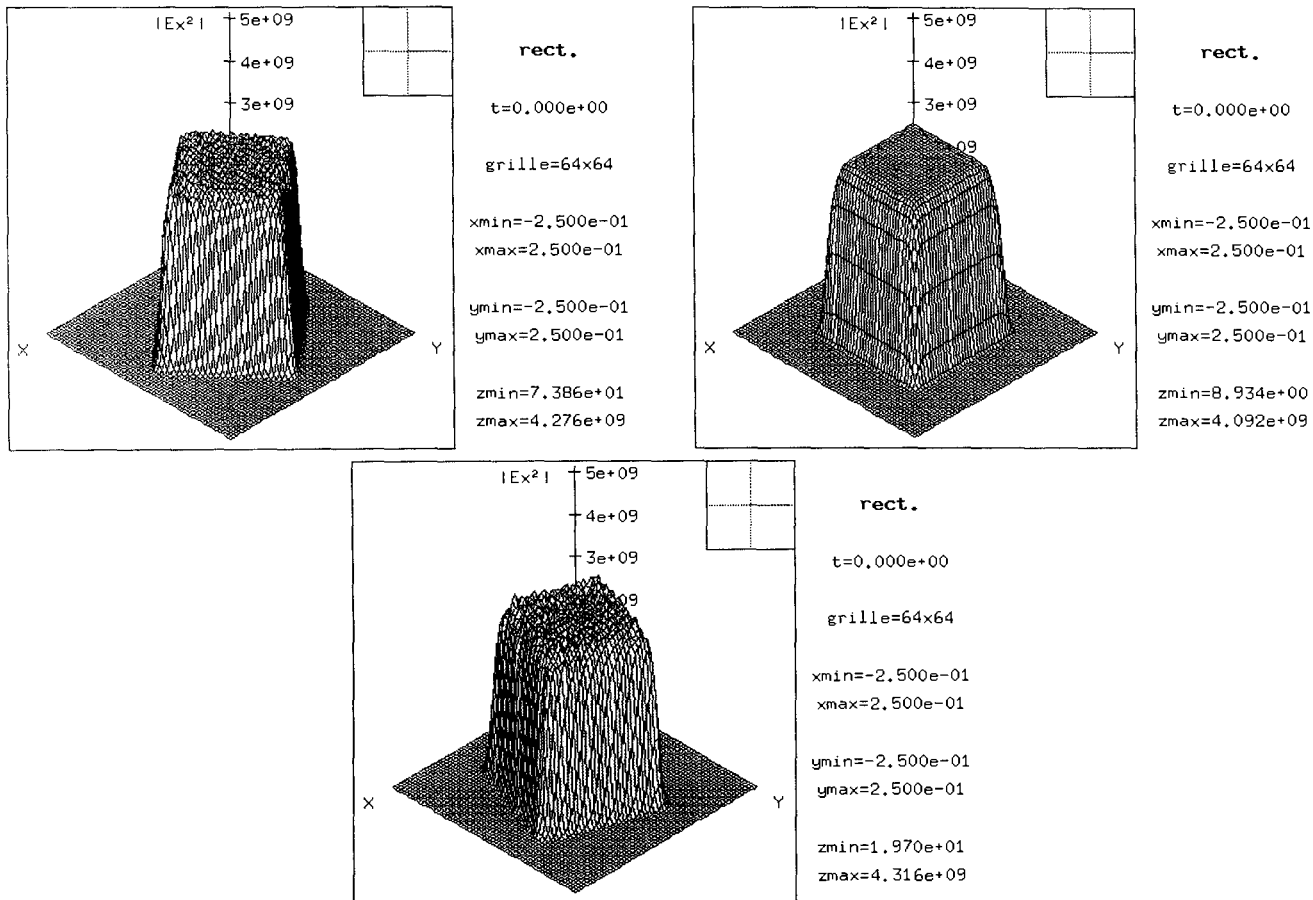


FIG. II.22 – Allure du faisceau après 11 passages dans le doublet de lentilles cylindriques. En haut à gauche, cas (a) (deux lentilles orientées à 20°); en haut à droite, cas (b) (deux lentilles orientées à 45°); en bas, cas (c) (la première lentille est orientée à 45° et la seconde à 20°).

Le cas à 45° (cas b) est le cas le moins bruité car la boîte est quasiment la même qu'au départ. Le cas où les deux lentilles ne sont pas parallèles (cas c) est le plus bruité. Notons que dans ce cas les axes propres de la matrice de courbure sont redéfinis un grand nombre de fois. La simulation fonctionne bien car cette redéfinition a lieu à un moment où la boîte est carrée. Par contre, si l'on change la distance entre les deux lentilles dans le cas (c) (si par exemple on la porte à 50 m), des problèmes se produisent : la boîte devient instable, le faisceau devient très bruité et finalement la simulation s'arrête après quelques tours.

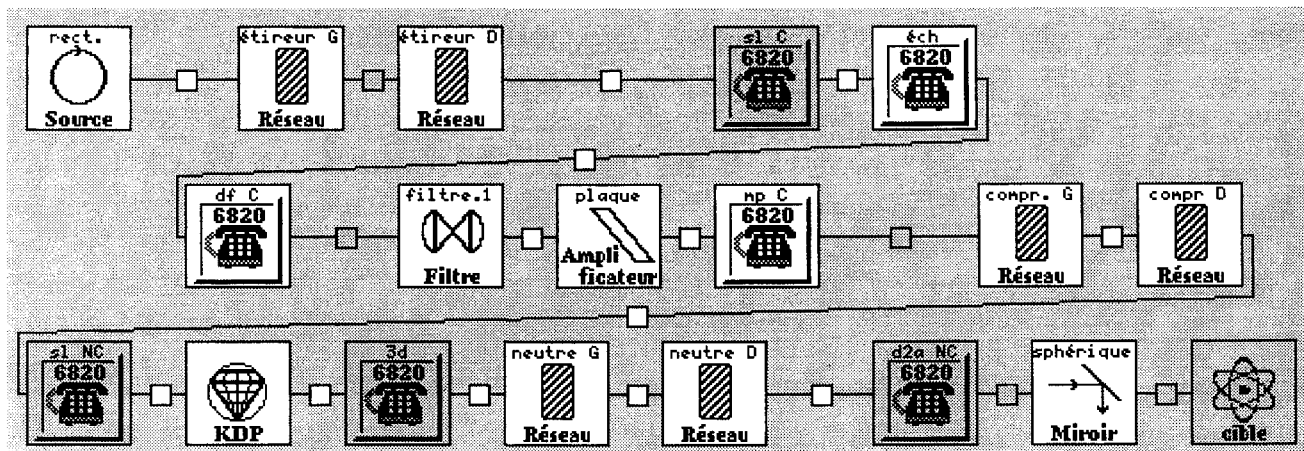
14. Utilisation du composant « échantillon »

a) Objectif

L'objectif de ce cas test est de fournir un exemple pratique d'utilisation du composant « échantillon ». Ses principales fonctionnalités (rééchantillonnage du faisceau, changement de mode de calcul conservatif ou non conservatif) seront présentées.

L'exemple de calcul choisi est une chaîne Pétawatt stylisée. À l'époque où ce cas test a été rédigé (avril 1999), le mode de calcul « modulation de phase » n'était opérationnel que pour certains composants. L'exemple qui suit tient compte de cette circonstance, dans la mesure où l'on fait appel à des composants « échantillon » de manière à utiliser le mode modulation de phase dans la partie de la chaîne où c'est possible, et d'autres modes de calcul là où ce n'est pas possible. Il est évident qu'à terme le même calcul sera réalisable (quasi)exclusivement en mode modulation de phase, et donc beaucoup moins de composants « échantillon » seront nécessaires. Toutefois, il n'est pas prévu de faire évoluer ce cas test. Le but est que l'utilisateur comprenne à travers cet exemple la philosophie du composant échantillon. Il pourra ensuite adapter cette philosophie en fonction de l'état d'avancement du code *Miró* à un moment donné.

b) Schéma



c) Description du schéma

La chaîne optique commence par une impulsion brève (durée à mi-hauteur 150 fs). Cette impulsion est étirée en mode modulation de phase par un système de deux réseaux. Une distance négative a été placée entre ces deux réseaux : à terme il sera possible de simuler vraiment un étireur au moyen d'un filtrage spatial.

Après étirement on s'aperçoit que la durée de l'impulsion est très inférieure à la taille temporelle de la boîte. On met en œuvre un rééchantillonnage pour ne pas gâcher de la mémoire. Une autre solution eût été d'ajuster la boîte de départ (en l'agrandissant). Toutefois la mise au point du calcul est plus difficile si l'on procède ainsi. Le composant échantillon utilisé dans cette optique peut donc apporter une aide non négligeable à la mise au point d'un cas.

On notera qu'on utilise d'abord un autre échantillon pour basculer en mode spectre large. Ce choix est effectué pour avoir une interpolation temporelle de type P1. En effet,

dans tous les autres modes de calcul la réinterpolation est P0. Une autre fonctionnalité du composant échantillon est donc de pouvoir contourner certaines conventions imposées par les développeurs de *Miró*...

Après l'étirement, l'impulsion est amplifiée (après un filtrage qui agrandit la taille du faisceau). À la date du 9 avril 1999 ni le filtrage spatial ni l'amplificateur n'étaient disponibles en mode modulation de phase. Le calcul est donc effectué en mode diffraction de Fresnel. Notons que dans ce mode de calcul un modèle de type « Frantz & Nodvik adapté » permet de tenir compte de la dérive de fréquence lors de l'amplification. À terme l'amplification en mode « modulation de phase » n'utilisera pas ce modèle ; on fera appel à une routine numérique, moins rapide mais plus exacte. Si toutefois, avec les futures versions de *Miró*, l'utilisateur désire quand même utiliser le modèle « Frantz & Nodvik adapté » pour un calcul en modulation de phase, il devra faire appel à un composant « échantillon » pour passer provisoirement en mode « diffraction de Fresnel ».

L'amplification a donc lieu en mode « diffraction de Fresnel ». Ensuite, on repasse en mode modulation de phase pour la compression. Au cours de ce passage on récupère le tableau des fréquences instantanées ainsi que la dérive de fréquence qu'on avait laissés au précédent échantillon : ceci est vrai parce que les changements de mode sont conservatifs. Si l'on était passé en diffraction de Fresnel pas un changement non conservatif le tableau des fréquences instantanées aurait été détruit. Au cours de l'amplification en mode diffraction, la dérive de fréquence n'a pas été modifiée. Si le calcul avait été effectué en mode modulation de phase (bien sûr il eût fallu que ce soit possible), on aurait observé de légères modifications (négligeables toutefois) à cause de la dispersion dans les matériaux.

Après la compression par réseau on effectue un doublement de fréquence de l'impulsion comprimée. Ce doublement ne peut actuellement être effectué en modulation de phase (la routine n'existe pas). Donc on passe en mode spectre large (pour tenir compte de la largeur de bande lors de la compression). Notons que dans ce cas le changement de mode est non conservatif : en effet il n'est pas prévu de revenir en modulation de phase derrière. De plus, si les réseaux de compression n'avaient pas été bien alignés, on aurait pu avoir une dérive de fréquence résiduelle au niveau du KDP. Avec un changement conservatif la valeur du paramètre de dérive de fréquence aurait été ignorée lors de la conversion, aboutissant donc à un résultat faux. Lorsque l'on fait un passage non conservatif la dérive de fréquence résiduelle est traduite sous forme d'une phase temporelle qui est appliquée au champ. De cette façon on est sûr que les effets de cette phase seront pris en compte par la conversion spectre large (à condition toutefois que l'échantillonnage soit correct).

La paire de réseaux située derrière le KDP est en fait une astuce d'exploitation. Nous souhaitons effectuer une focalisation par un calcul en D2A (voir *infra*). Le problème est que les calculs en DFA et D2A sont uni-harmoniques : les tailles de boîte sont évaluées en fonction de la longueur d'onde de l'harmonique fondamentale. Pour les harmoniques supérieures les risques de sous-échantillonnages sont très importants. Or dans le cas présent c'est l'harmonique supérieure qui nous intéresse, le 1ω n'étant qu'un résidu. Nous souhaitons donc adapter la boîte en fonction du 2ω . Il faut pour ce faire supprimer du faisceau l'harmonique fondamentale, et la seule solution avec la version actuelle de *Miró* consiste à passer dans un composant réseau. Dans le cas test nous avons pris une ligne à dispersion nulle (réseaux accolés). Physiquement un tel système n'agit pas sur le faisceau, mais informatiquement il permet d'éliminer l'harmonique que nous ne retenons pas (pour

être encore plus sûr de ne pas perturber le faisceau nous passons les réseaux en mode « optique géométrique 3D »).

Pour terminer, nous focalisons le faisceau par un miroir sphérique hors axe. Un tel système engendre de l'astigmatisme, et le seul mode de calcul capable de le traiter sans trop de besoins mémoire est la D2A. Le problème est que la D2A ne fonctionne que pour des discrétisations 2D avec autant de nœuds sur chaque dimension. Nous avons donc dû rééchantillonner le faisceau. Pour économiser de la mémoire nous avons aussi rééchantillonné l'intervalle temporel, de façon à éliminer les intervalles de temps où il n'y a pas de lumière. Ces opérations sont effectuées par le dernier échantillon qui passe en outre en D2A de façon non conservative.

La fin du calcul consiste uniquement à focaliser le faisceau par le miroir sphérique. Pour la cible nous avons fait appel à une macro uniquement pour disposer d'une icône originale.

d) Données

0- Source rectangulaire	Énergie	10 mJ
	Largeur	3 cm
	Hauteur	0,4 m
	Durée	150 fs
	Exposant temporel	2
	Exposant spatial en X	20
	Exposant spatial en Y	2
1- Réseau	Nom de l'élément	étireur G
	Épaisseur	1 nm
	Indice de réfraction	1
	Normale theta	25°
	Normale phi	90°
	Efficacité de diffraction	1
	Densité de traits	$8,02\,693\,7 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$
21- Propagateur	Longueur	-2 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Réseau	Nom de l'élément	étireur D
	Paramètres identiques au réseau 1, sauf : Orientation des traits	180°
3- Échantillon	Nom de l'élément	sl C
	Nouveau mode de calcul	sl
4- Échantillon	Nom de l'élément	éch
	T min	-200 ps
	T max	200 ps
	Nombre de pas de temps	512
5- Échantillon	Nom de l'élément	df C
	Nouveau mode de calcul	df
6- Filtre 1 trou	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Focale gauche	1 m
	Focale droite	10 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	1 nm
	Épaisseur de la lentille de droite	1 nm
	Diamètre du trou	1,065 mm

	Contenu : une lame d'ép. nulle, reliée à la connexion gauche	
Paramètres	Modulation de phase	
	Temps	-5.10^{-13} s ; 5.10^{-13} s ; 512
	X	-0,025 m ; 0,025 m ; 64
	Y	0 m ; 0,05 m ; 1

e) *Interprétation*

Il n'y a pas d'interprétation à faire pour ce cas. On constatera qualitativement que les effets d'étirement, amplification avec rétrécissement spectral par le gain, recompression à une durée moins brève qu'à l'origine, doublement avec augmentation du contraste, sont bien observés.

Pour la non-régression du code on note les résultats suivants : sur la dernière lame (à l'intérieur de la macro) l'énergie vaut 47,438 60 J et la durée équivalente 300,156 0 fs.

15. Effet Kerr : rotation de polarisation et croisement entre harmoniques

a) Objectif

L'objet de ce cas test est de contrôler l'action de l'effet Kerr sur la polarisation. D'une part (pour une polarisation elliptique) on observe une rotation de polarisation (pouvoir rotatoire induit) ; d'autre part, lorsqu'il y a plusieurs harmoniques avec des polarisations différentes, chaque harmonique induit sur les autres de la biréfringence.

L'équation d'évolution qui est résolue pour une seule harmonique (lorsque l'on ne tient pas compte de la diffraction) est la suivante :

$$-i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \frac{\omega_L}{3c} \gamma (2|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} + (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}^*) . \quad (\text{II.36})$$

Sachant que le terme entre parenthèses s'écrit aussi $3|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} + \mathbf{E} \wedge (\mathbf{E}^* \wedge \mathbf{E})$ et que $\mathbf{E}^* \wedge \mathbf{E}$ est un invariant du mouvement, le système peut être résolu analytiquement :

$$\mathbf{E}(z) = e^{-i \frac{\omega_L}{c} \gamma |\mathbf{E}|^2 z} \mathcal{R} \left(\frac{2\gamma}{3c} |\mathbf{E}^* \wedge \mathbf{E}| z \right) \mathbf{E}(0) , \quad (\text{II.37})$$

où $\mathcal{R}(\theta)$ désigne la rotation d'axe z et d'angle θ .

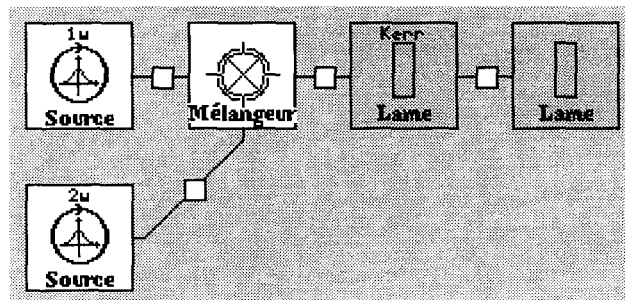
Dans le cas où il y a deux harmoniques, l'équation de propagation de l'harmonique 2 s'écrit :

$$\begin{aligned} -i \frac{\partial \mathbf{E}_2}{\partial z} + \frac{\omega_2}{3c} \gamma_{22} (2|\mathbf{E}_2|^2 \mathbf{E}_2 + (\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_2) \mathbf{E}_2^*) \\ + \frac{\omega_2}{3c} \gamma_{21} ((\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_1^*) \mathbf{E}_2 + (\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_1^*) \mathbf{E}_1 + (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2) \mathbf{E}_1^*) . \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

Malheureusement cette équation n'est pas soluble analytiquement lorsque la polarisation de l'harmonique 1 tourne.

Le cas test a été conçu de la façon suivante : l'harmonique 2 a une intensité beaucoup plus faible que l'harmonique 1. L'harmonique 1 est donc solution de l'équation (II.36) tandis que l'harmonique 2 suit l'équation (II.38). Pour l'harmonique 1 nous observons donc simplement la rotation de polarisation (la polarisation incidente est elliptique). Pour l'harmonique 2 nous ne possédons pas de solution analytique mais il est possible de résoudre l'équation différentielle sous *Mathematica*. De cette façon nous pouvons valider la résolution de *Miró*.

b) Schéma



c) Données

0- Source analytique	Nom de l'élément	1w
	Énergie	5 kJ
	Longueur d'onde	1,053 μm
	Dépolarisation [-1,1]	0,5
	Expression de l'intensité I(x,y,t)	$t/4 \cdot e^{-9}$
1- Source analytique	Nom de l'élément	2w
	Énergie	1 J
	Longueur d'onde	0,5265 μm
3- lame	Nom de l'élément	Kerr
	Épaisseur	25 m
	Indice non linéaire	INL0
	Dispersion des vitesses de groupe	0 s^2/m
4- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 256
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 1
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 1

Le fichier INL0 contient les indices non linéaires directs et croisés de l'élément¹. Notons que le mode spectre large a été choisi ici uniquement pour des raisons de commodité¹.

d) Interprétation

Les figures (II.23) et (II.24) permettent de comparer les résultats obtenus par *Miró* et sous *Mathematica*. On constate un bon accord entre les deux.

1. Il a la syntaxe suivante : 2 2 1 1 1 1 0 | I= 0.5265e-6 1.053e-6 | J=0.5265e-6 | 2.97e-20 2.97e-20 | J=1.053e-6 | 2.97e-20 2.97e-20, le symbole | désignant le retour à la ligne. Notons qu'il ne serait pas équivalent de ne pas utiliser de fichier et d'entrer le coefficient $2,97 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$: en effet dans ce cas *Miró* prend par convention des indices croisés doubles des indices non croisés.

1. Le mode spectre large est le seul qui permette un affichage en fonction du temps. On aurait certes pu faire dépendre l'intensité de x et calculer en diffraction de Fresnel, mais la diffraction dans la lame aurait perturbé le résultat (alors que dans le domaine temporel il est toujours possible de mettre à zéro la dispersion des vitesses de groupe). Quant à un calcul en optique géométrique 3D, il est impossible dans la version actuelle du code car il n'y a pas de fractionnement en z (ce point changera avec *Miró* 2000).

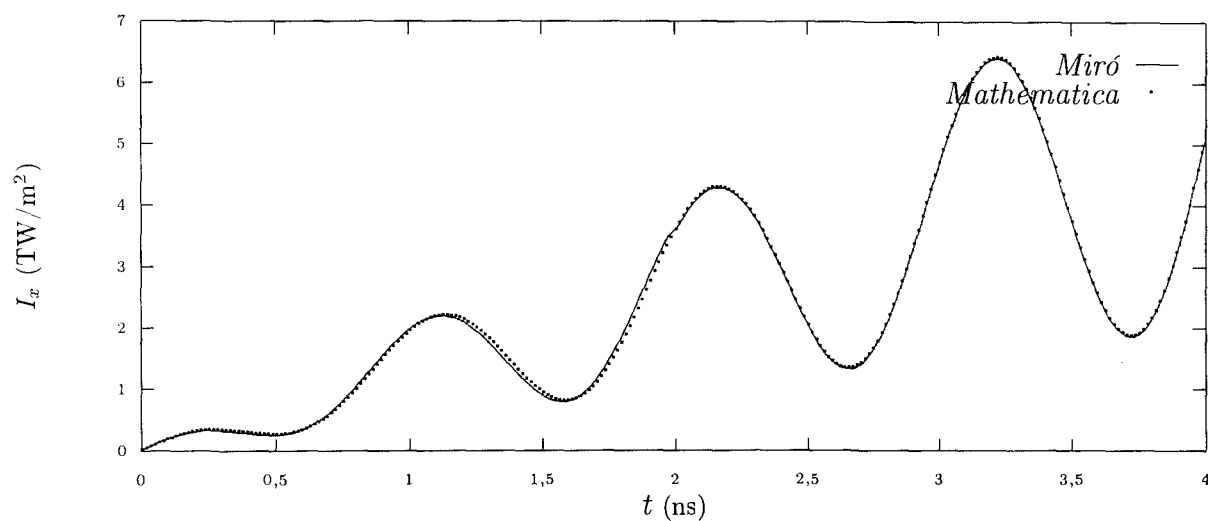


FIG. II.23 – Intensité selon x pour l'onde 1ω , par un calcul Miró et un calcul Mathematica. On observe un effet de pouvoir rotatoire induit.

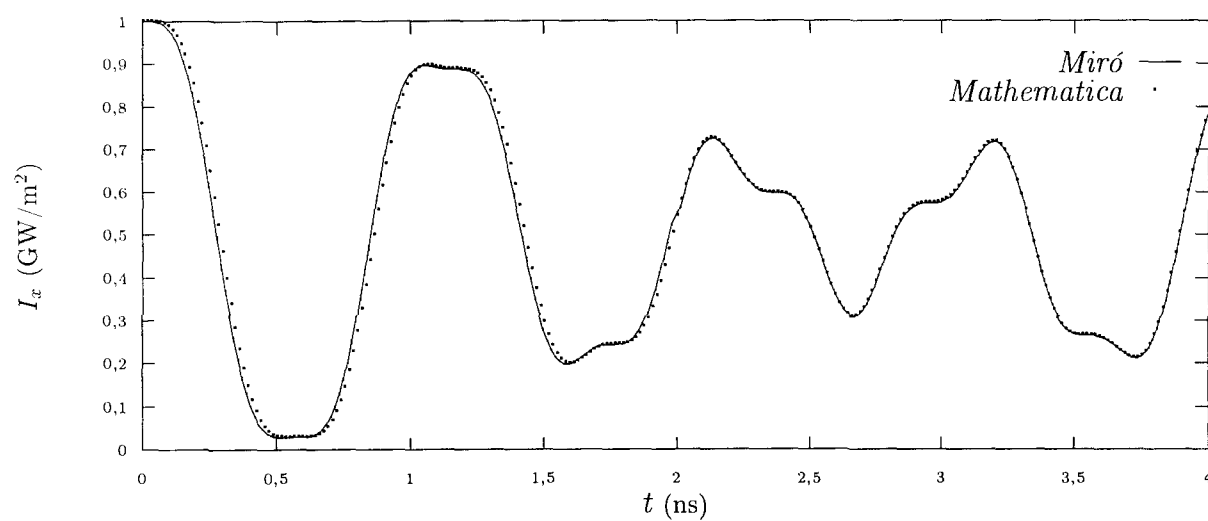


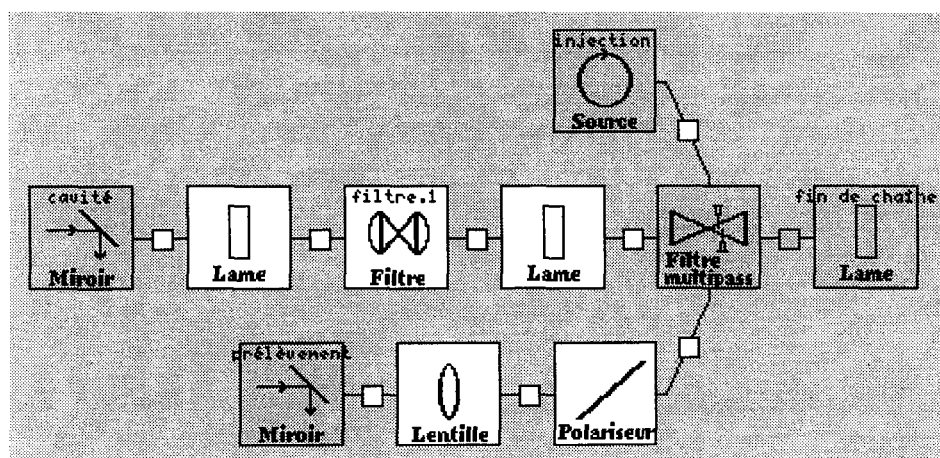
FIG. II.24 – Intensité selon x pour l'onde 2ω , par un calcul Miró et un calcul Mathematica. On observe un effet de biréfringence induite.

16. Multiplexage

a) Objectif

Le but de ce paragraphe est de suivre les effets de désalignement de faisceau. Le code propage une position centrale de faisceau en suivant les lois de Descartes. Dans la limite des directions de propagation voisines de l'axe de référence du faisceau, cette position peut être suivie par le formalisme des matrices $ABCD$. On reprend ici le cas de calcul présenté dans la section II.7 (p. 163).

b) Schéma



c) Données

Les données sont identiques à celles de la section II.7. Seuls les paramètres de la source sont modifiés pour désaligner le faisceau. Les paramètres supplémentaires sont :

1- Source rectangulaire	Delta theta	0,01°
	Delta phi	75°
	Position X	0,01 m
	Position Y	0,01 m
Paramètres	Optique géométrique 1D	

d) Interprétation

Les matrices $ABCD$ sont respectivement :

$$\begin{aligned} \text{Plan tangentiel} : & \begin{pmatrix} -0,790\,828 & 40 \\ -0,044\,770\,6 & 0,999\,998 \end{pmatrix} \\ \text{Plan sagittal} : & \begin{pmatrix} -0,938\,439 & 40,203 \\ -0,044\,770\,6 & 0,852\,387 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Le faisceau incident admet pour données initiales les vecteurs :

$$(0,01 ; \tan(0,01) \cos 75^\circ) \quad \text{dans le plan tangentiel et}$$

$(0,01; \tan(0,01) \sin 75^\circ)$ dans le plan sagittal.

On obtient alors le tableau de comparaison suivant :

	Position dans le plan tangentiel	Position dans le plan sagittal
Matrice $ABCD$	$-6,101\,38.10^{-3}$	$-2,606\,74.10^{-3}$
<i>Miró</i>	$-6,104\,84.10^{-3}$	$-2,610\,34.10^{-3}$

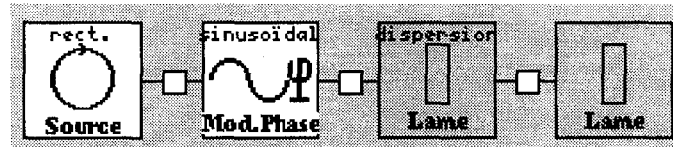
Les valeurs ne diffèrent que de quelques pour-mille. Cet écart va en diminuant quand les angles et les distances à l'axe tendent vers zéro car le formalisme $ABCD$ est une approximation paraxiale des lois de Descartes.

17. Modulation de phase : dispersion d'un faisceau modulé sinusoïdalement

a) Objectif

Dans ce cas test nous envoyons dans un matériau un faisceau initialement modulé sinusoïdalement en phase. La dispersion fait apparaître des modulations d'amplitude. Nous comparons les résultats obtenus par les modes « Spectre large » et « Modulation de phase ». Le but est de valider le mode « Modulation de phase » dans le régime où le calcul est effectué sans coupler les pas de temps (« termes complémentaires » négligés).

b) Schéma



c) Données

Le cas (a) est passé en spectre large avec 1 024 pas de temps, le cas (b) en modulation de phase avec 200 pas de temps.

0- Source rectangulaire	Durée Exposant temporel	1 ns 20
1- Modulateur de phase sinusoïdal	Profondeur de modulation Fréquence de modulation	20 rad 10 GHz
2- Lame	Nom de l'élément Épaisseur Indice non linéaire Dispersion des vitesses de groupe	dispersion 50 m 0 m ² /W -3. 10 ⁻²⁶ s ² /m
3- Lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large (a) Modulation de phase (b) Temps X Y	-0,6 ns ; 0,6 ns ; 1 024 (a) -0,6 ns ; 0,6 ns ; 200 (b) -0,25 m ; 0,25 m ; 1 -0,25 m ; 0,25 m ; 1

d) Interprétation

La figure II.25 présente les résultats obtenus dans les deux modes de calcul (sur la courbe correspondant au spectre large, seul un point sur trois est tracé). On constate une forte similitude entre les deux.

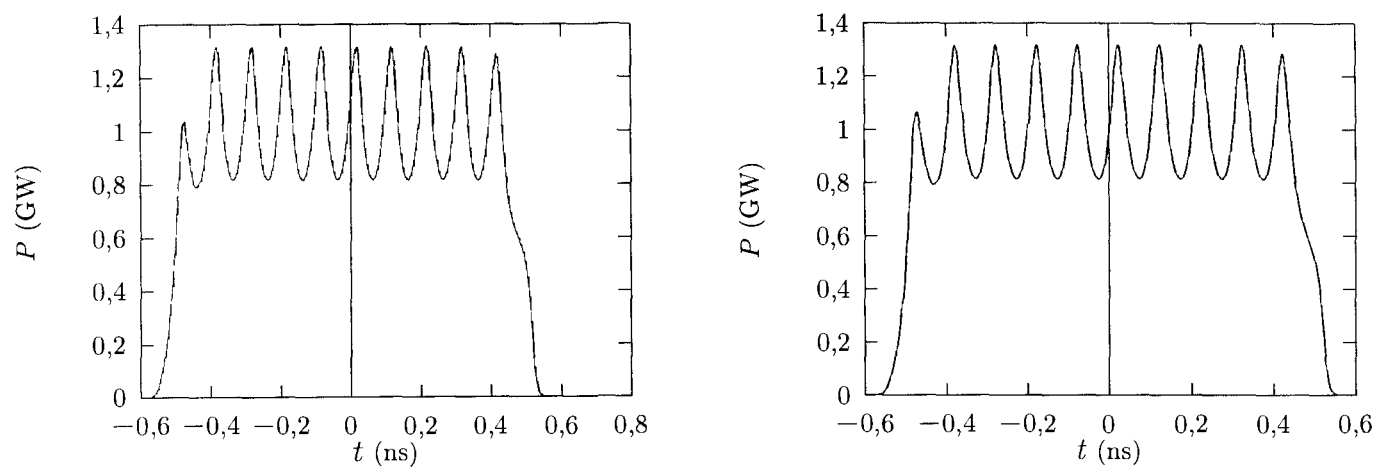


FIG. II.25 – *Résultat de la simulation : à gauche en mode modulation de phase, à droite en mode spectre large.*

18. Filtres spatiaux : rééchantillonnage du faisceau au foyer au foyer

a) Objectif

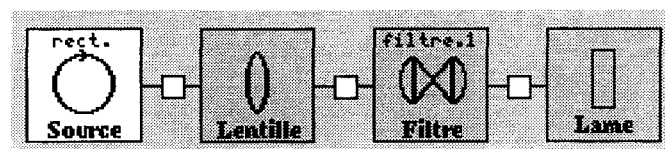
Les faisceaux parasites sont produits par des réflexions sur l'une des faces d'une lentille dans une chaîne de puissance. Le faisceau obtenu qui se propage dans la chaîne contient une faible énergie, mais focalise en des points aléatoires. Si un foyer est situé à l'intérieur d'un composant optique, des dommages risquent de se produire. D'où l'importance de l'étude exhaustive des positions de ces foyers parasites. Pour ce faire, il existe des logiciels comme *Calipso* [30] qui permettent de déterminer les positions d'un grand nombre de foyers, associés à des réflexions différentes.

Lorsque qu'un faisceau parasite traverse un trou de filtrage, il ne focalise pas au foyer du trou mais en amont ou en aval. Au niveau du trou, le faisceau a une taille beaucoup plus grande que celle du trou, et seule une petite partie de la lumière peut passer à travers le trou. Pour la suite de la propagation, le trou se comporte en général comme un objet ponctuel qui va diffracter. Après la lentille de sortie, le faisceau issu du trou sera donc parallèle et refocalisera au foyer du filtrage suivant. Dès lors il pourra se propager sur une grande partie de la chaîne sans nouvelle perte d'énergie, être amplifié et venir finalement endommager les optiques du pilote. Ce type de faisceau (résidu d'une réflexion parasite traversant un trou de filtrage) est appelé « pinceau parasite ».

Le code *Miró* permet de simuler la propagation d'un pinceau parasite, grâce aux modes de calcul « diffraction de Fresnel adaptative » ou « diffraction adaptative astigmatique ». Au niveau du trou de filtrage ou le pinceau est filtré, la taille de la boîte incidente est généralement beaucoup plus grande que la taille du trou (parfois même le trou est plus petit qu'un pixel de discrétisation). Pour que la suite de la simulation soit significative, un rééchantillonnage du faisceau doit être mis en œuvre. L'utilisateur peut opter pour le rééchantillonnage grâce au paramètre « scénario ».

Le cas test présenté ici modélise la réflexion parasite par une lentille. On franchit un filtrage dans lequel un rééchantillonnage a lieu. On compare les résultats obtenus en DFA et en D2A.

b) Schéma



c) *Données*

0- Source rectangulaire	Largeur	0,4 m
	Hauteur	0,4 m
	Exposant spatial en X	16
	Exposant spatial en Y	16
1- Lentille	Épaisseur	1 nm
	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Focale	10 m
	Type de traitement [0/1/2]	0
2- Filtre 1 trou	Indice non linéaire	0 m ² /W
	Type de traitement [0/1/2]	0
	Scénario	1
	Focale gauche	10 m
	Focale droite	10 m
	Épaisseur de la lentille de gauche	1 nm
	Épaisseur de la lentille de droite	1 nm
	Diamètre du trou	1 mm
3- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative (a)	
	Diffraction adaptative astigmat (b)	
	Temps	0 s ; 4. 10 ⁻⁹ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 64
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 64

d) *Interprétation*

La figure II.26 montre l'intensité obtenue sur la lame, pour un calcul en DFA et en D2A. Dans les deux cas, un rééchantillonnage a été effectué au niveau du trou. Notons que la taille de la boîte n'est pas exactement la même pour les deux modes de calcul. Par contre le profil du faisceau est naturellement le même.

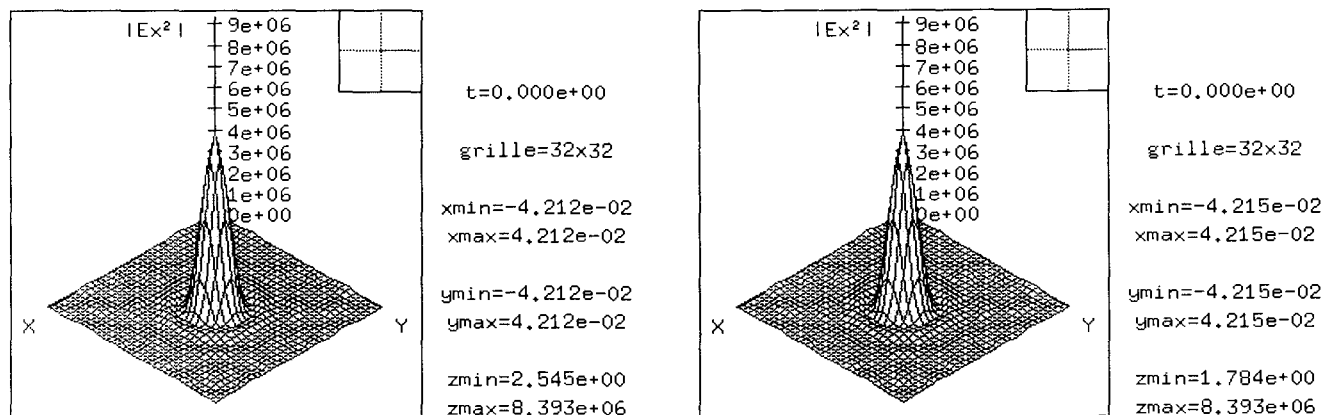


FIG. II.26 – Simulation d'un pinceau parasite. À gauche, calcul en DFA. À droite, calcul en D2A.

Notons qu'il serait possible de comparer cette nappe avec une expression analytique basée sur une fonction de Bessel.

19. Spectre large : automodulation de phase dans une fibre monomode

a) Objectif

Ce cas test vise à simuler la propagation d'une impulsion brève dans une fibre monomode de grande longueur (quelques dizaines de mètres), lorsque la dispersion est normale $\sigma < 0$. Au début de la propagation, l'automodulation de phase qui est relativement importante induit une déformation de la forme temporelle de l'impulsion (celle-ci devient carrée), ainsi qu'un élargissement du spectre. Dans la suite de la propagation la dispersion des vitesses de groupe étire peu à peu l'impulsion temporellement. L'impulsion obtenue en sortie de fibre est nettement plus longue que l'impulsion initiale, et possède une dérive de fréquence quasiment linéaire. Une telle impulsion peut ensuite être amplifiée dans une chaîne de puissance, puis recomprimée à l'aide d'une paire de réseaux. Rappelons que c'est par cette méthode que les impulsions à dérive de fréquence de la chaîne P102 du CEA-LV étaient fabriquées pendant les premières années de fonctionnement (voir par exemple [22, p. 26]).

Sachant qu'à notre connaissance il n'existe pas d'expression analytique pour l'impulsion étirée *via* une fibre, nous nous contenterons ici de reproduire les figures d'un article de la littérature [31]. Nous simulerons tout d'abord l'étirement dans la fibre monomode de façon à reproduire la figure II.27 ; ensuite nous regarderons la recompression de l'impulsion (fig. II.28). Comme les réseaux n'étaient pas encore disponibles dans *Miró* lorsque ce cas test fut rédigé, nous simulons la compression *via* la propagation à travers un milieu de dispersion anormale et d'indice non linéaire nul.

Ce cas test est simulable par le mode « spectre large », mais aussi par le mode « modulation de phase ». C'est donc une bonne occasion pour comparer les deux modes de calcul.

b) Propagation dans la fibre et étirement par automodulation de phase

L'équation de propagation est donnée par

$$-i \frac{\partial E}{\partial z} + \sigma \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{\omega_L}{c} \gamma |E|^2 E = 0, \quad (\text{II.39})$$

σ étant le terme de dispersion des vitesses de groupe et γ l'indice non linéaire. Les valeurs numériques sont $\sigma = -3.10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, et $\gamma = 2,97.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

L'équation (II.39) est à rapprocher de l'équation (1) dans [31]¹ :

$$-i \frac{\partial V}{\partial (z/z_0)} = \frac{\pi}{4} \left[-\frac{\partial^2 V}{\partial (t/t_0)^2} + 2|V|^2 V \right]. \quad (\text{II.40})$$

L'identification donne

$$z_0 = \frac{\pi}{4} \frac{t_0^2}{|\sigma|} \quad (\text{II.41.a})$$

$$V = \sqrt{\frac{2z_0 \omega_L \gamma}{\pi c}} E. \quad (\text{II.41.b})$$

1. Nous modifions au passage le signe devant le terme de dispersion des vitesses de groupe.

Le paramètre t_0 reste libre. Dans cette simulation nous prenons $t_0 = 1$ ps. La figure (II.27) est réalisée avec un champ initial en

$$V = 5 \operatorname{sech} \frac{t}{t_0}.$$

(la notation sech désignant la fonction $1/\operatorname{ch}$) ; la distance de propagation est $z = z_0/2$.

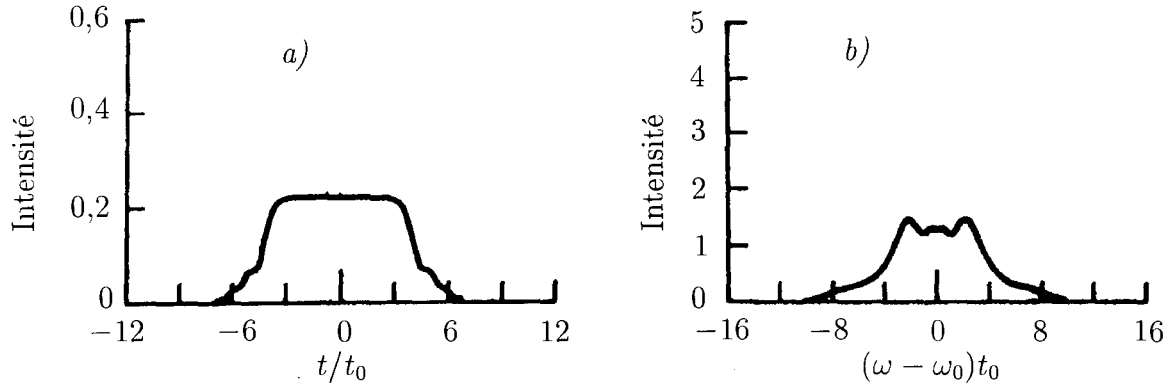


FIG. II.27 – *Reproduction de la figure 2 de la référence [31]. À gauche, l'intensité en fonction du temps. À droite, l'intensité spectrale.*

c) Recompression via un milieu à dispersion anormale

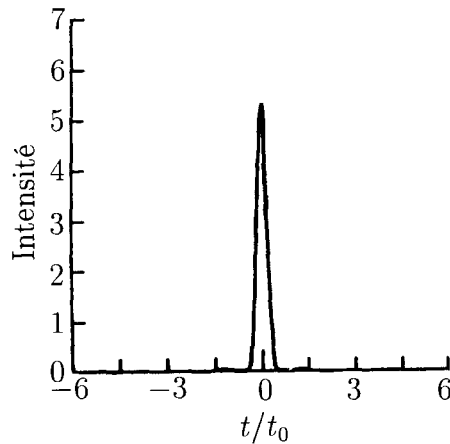


FIG. II.28 – *Reproduction de la figure 5.a de la référence [31].*

L'équation de propagation dans un milieu linéaire de dispersion anormale ($\sigma > 0$) est donnée par

$$-i \frac{\partial E}{\partial z} + \sigma \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (\text{II.42})$$

Cette équation se résout spectralement en

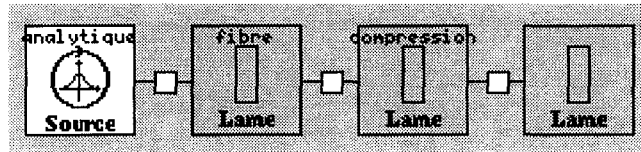
$$\hat{E}(z + \Delta z, \omega) = \hat{E}(z, \omega) \exp(i\sigma\omega^2\Delta z), \quad (\text{II.43})$$

c'est à dire qu'un masque de phase quadratique est appliqué au spectre du faisceau. On sait d'après la table 1 de la référence [31] que pour comprimer au mieux l'impulsion il faut lui appliquer un masque spectral en

$$\exp(0,24 \times i t_0^2 \omega^2).$$

On en déduit la distance de compression correspondante pour $\sigma = +3.10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$: $\Delta z = 8 \text{ m}^1$. L'objectif est d'obtenir une impulsion comprimée comparable à celle de la figure II.28.

d) Schéma



e) Données

Le cas (a) est effectué en spectre large avec 512 pas de temps. Le cas (b) utilise le mode « modulation de phase » avec 128 pas de temps, en partant d'une fenêtre de discrétisation plus petite.

0- Source analytique	Énergie Expression de l'intensité $I(x,y,t)$	0 J $8.464149e12/(ch(t/1e-12))^2$
1- lame	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Dispersion des vitesses de groupe	fibre 13,08996 m 1 $2,97.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ $-3.10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$
2- lame	Nom de l'élément Épaisseur Indice de réfraction Indice non linéaire Dispersion des vitesses de groupe	compression 14,54498 m 1 0 m^2/W $+3.10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$
Paramètres	Spectre large (a) Modulation de phase (b) Temps Temps X Y	 -12 ps ; 12 ps ; 512 (a) -5 ps ; 5 ps ; 128 (b) -0,5 m ; 0,5 m ; 1 -0,5 m ; 0,5 m ; 1

1. En fait le tableau 1 de [31] correspond à une longueur de fibre de $z_0/4$ (alors que dans notre exemple la longueur de la fibre est $z_0/2$). La distance choisie ici pour la compression « rattrape » cette différence : $d = \Delta z + z_0/4 = 14,54498 \text{ m}$. Les résultats que nous obtiendrons pour la recompression ne coïncideront pas exactement avec ceux de la référence (nous sommes gênés par le fait que dans [31] ils ne choisissent pas les mêmes paramètres d'une figure à l'autre...).

NB : la constante $8,464\,149.10^{12}$ (W/m²) correspond à l'expression $A^2\lambda|\sigma|/(\pi\gamma t_0^2)$, en reprenant les notations précédentes.

f) Interprétation

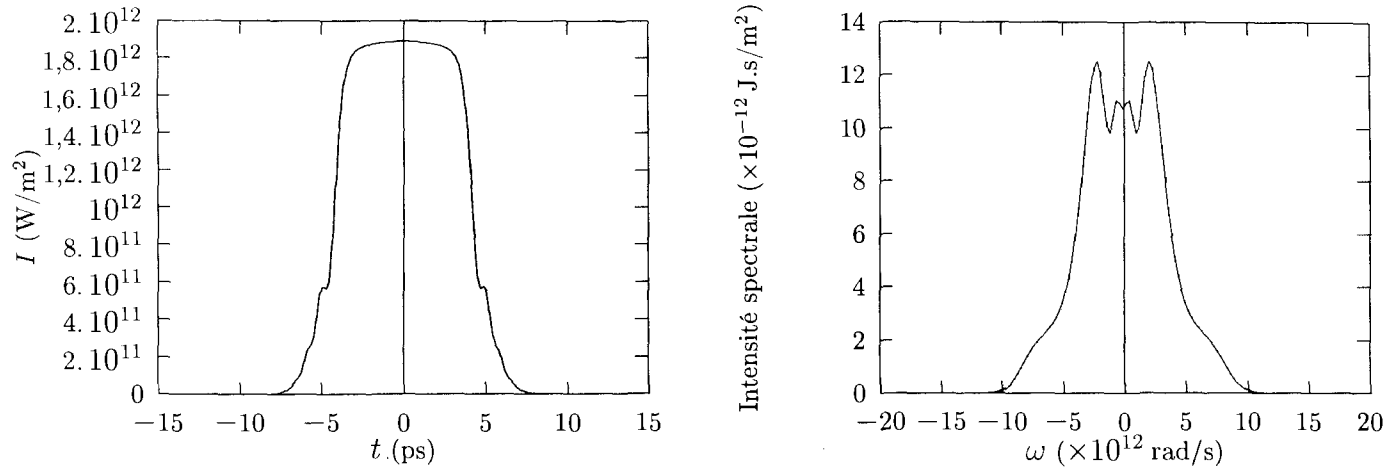


FIG. II.29 – Dépendance temporelle (à gauche) et spectre temporel (à droite) d'une impulsion initialement en sécante hyperbolique après étirement dans 13,08 m de fibre. Cette figure est à comparer à la figure II.27 ($t_0 = 1$ ps).

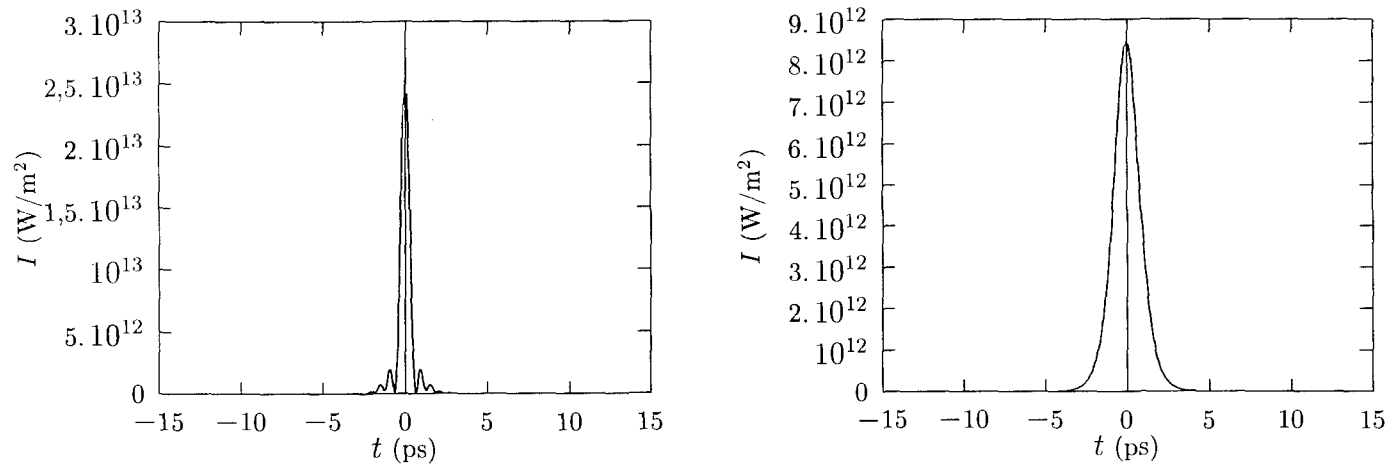


FIG. II.30 – Dépendance temporelle (à droite) de la même impulsion recomprimée (à comparer avec la figure II.28). À gauche, l'impulsion sécante hyperbolique initiale (avant étirement).

La figure II.29 montre, pour le calcul en spectre large, la forme temporelle et le spectre de l'impulsion étirée (*i.e.* à l'entrée de la lame « compression »). Cette figure est à comparer à la figure II.27. On constate que l'accord est qualitativement bon. La figure II.30 montre l'impulsion recomprimée (toujours pour un calcul en spectre large). Cette courbe ne coïncide pas tout à fait avec celle de la figure II.28, mais les conditions ne sont pas non

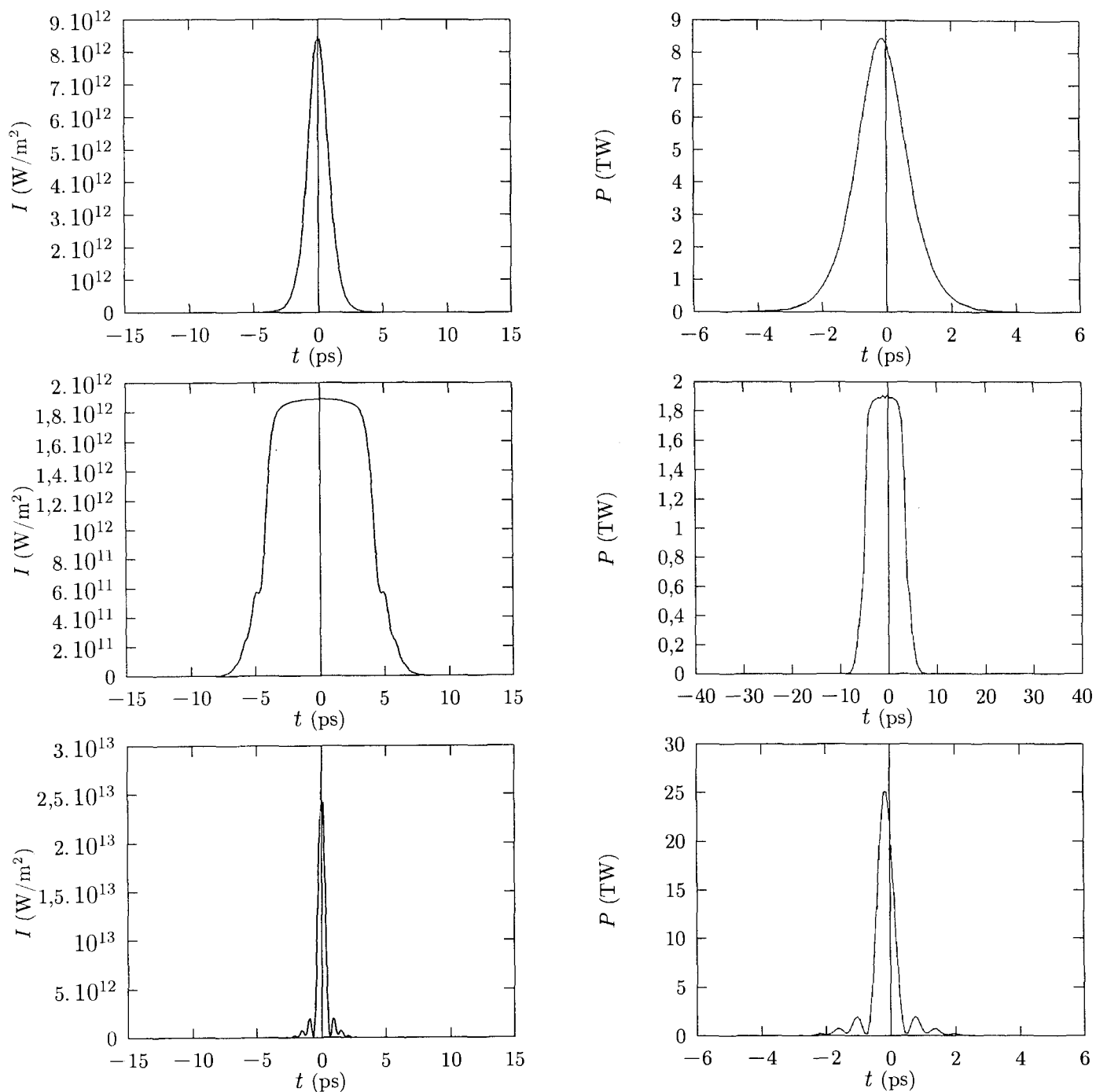


FIG. II.31 – À gauche, intensités en fonction du temps en mode spectre large. À droite, puissances en mode modulation de phase. En haut, impulsion d'origine ; au milieu, impulsion étirée ; en bas, impulsion recomprimée.

plus tout à fait les mêmes. Enfin la figure (II.31) compare les résultats des deux modes de calcul, sur les trois lames où des résultats sont fournis¹.

1. Les courbes en spectre large sont des intensités en fonction du temps, celles en modulation de phase sont des puissances. Les deux coïncident parce que la section du faisceau vaut 1 m^2 .

20. Spectre large : soliton

a) Objectif

Ce cas test vise à vérifier une propriété remarquable de l'équation de Schrödinger non linéaire unidimensionnelle : l'existence d'ondes solitaires, qui se propagent sans déformation sur une longueur infinie [32].

Pour ce cas test nous nous placerons en spectre large dans le cas d'une dispersion anormale ($\sigma > 0$) ; dans le cas $\sigma < 0$ il n'existe pas de soliton de durée finie. L'équation de propagation est

$$-i \frac{\partial E}{\partial z} + \sigma \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + k_L \gamma |E|^2 E = 0. \quad (\text{II.44})$$

On peut alors vérifier que le champ défini pour E_0 réel par

$$E(z, t) = E_0 \operatorname{sech} \left(E_0 \sqrt{\frac{k_L \gamma}{2\sigma}} t \right) \exp \left(i \frac{k_L \gamma}{2} E_0^2 z \right) \quad (\text{II.45})$$

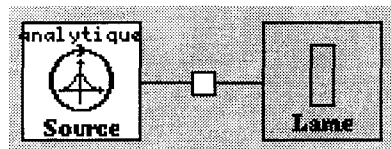
est solution de (II.44)¹. L'expression (II.45) est appelée soliton fondamental. Elle se propage sans déformation parce que l'automodulation de phase compense exactement les effets de la dispersion des vitesses de groupe. Il existe des solitons d'ordre plus élevé, qui ne se propagent pas sans déformation mais qui redeviennent identiques à eux-mêmes au bout d'une distance de propagation donnée. Tous ces solitons sont caractérisés par la quantité

$$\mathcal{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} E(0, y) dy.$$

Le rapport entre \mathcal{A} et \mathcal{A}_0 (correspondant au soliton fondamental) est un entier appelé ordre du soliton.

Dans ce cas test nous créons un soliton fondamental et nous regardons son comportement au bout d'une certaine distance de propagation.

b) Schéma



1. Rappel : $\operatorname{sech} x = 1/\cosh x$.

c) Données

0- Source analytique	Énergie Expression de l'intensité $I(x,y,t)$	0 J $3.385659e11/(ch(t/1e-12))^2$
2- Propagateur	Longueur Indice non linéaire Dispersion des vitesses de groupe	1 km $2,97.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ $+3.10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$
1- lame	Épaisseur	0 m
Paramètres	Spectre large Temps X Y Pas maximal de diffraction	-20 ps ; 20 ps ; 512 -0,5 m ; 0,5 m ; 1 -0,5 m ; 0,5 m ; 1 10 m

NB : la constante $3,385\,659.10^{11} \text{ W/m}^2$ correspond à $\sigma\lambda/(\pi\gamma t_0^2)$, avec $t_0 = 1 \text{ ps}$, σ (dispersion des vitesses de groupe) et γ (indice non linéaire) ayant les valeurs du tableau.

d) Interprétation

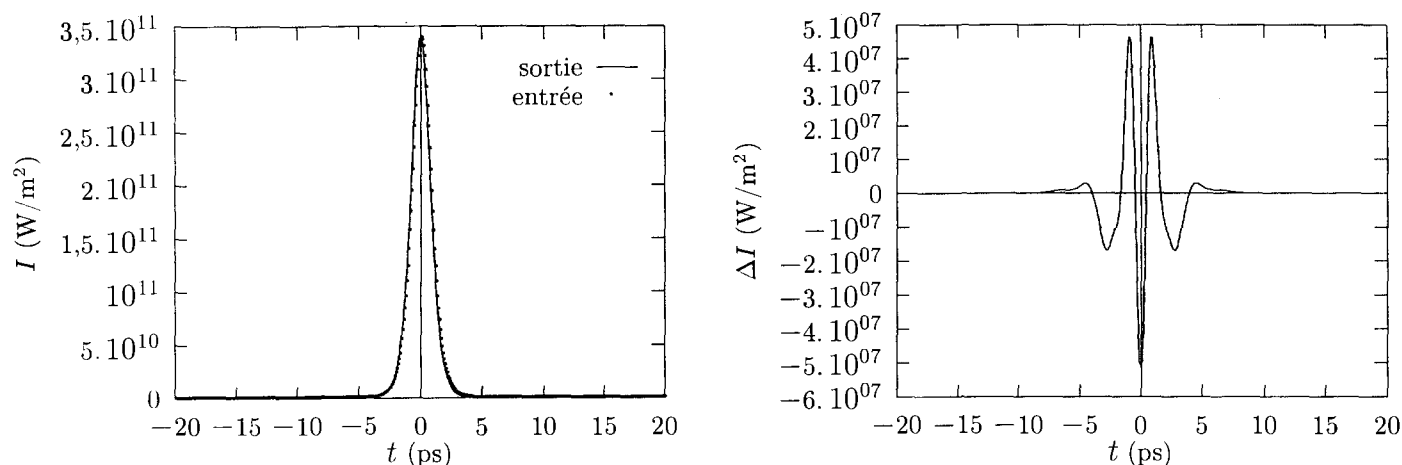


FIG. II.32 – À gauche dépendance temporelle de l'impulsion avant et après propagation (en pointillés et en trait plein respectivement). À droite, différence absolue entre les deux.

La figure II.32 montrer l'allure de l'impulsion avant et après propagation, ainsi que la différence absolue entre les deux. La figure II.33 montre la phase temporelle de l'impulsion après propagation. On constate que la forme de l'impulsion s'est très bien conservée et que la phase reste quasiment plate là où il y a de la lumière, et ce malgré une intégrale B crête de $59,909\,90 \text{ rad}$. Notons qu'il est possible d'améliorer encore la précision en diminuant le pas fractionnaire mais ceci est au prix du temps de calcul.

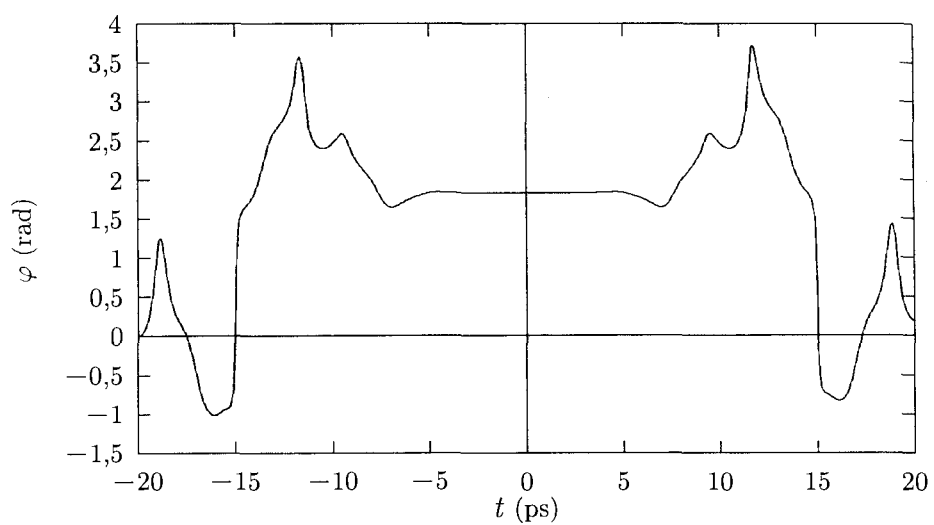


FIG. II.33 – Phase temporelle de l'impulsion après propagation.

21. Simulation d'une cavité laser ; génération d'un mode gaussien à partir du bruit

Miró est un code de propagation pour les lasers de puissance qui n'a pas été conçu à l'origine pour simuler d'autres types de systèmes optiques, comme par exemple les cavités laser. Ce cas test présente une tentative pour réaliser une telle simulation et analyse les difficultés rencontrées. Notons qu'il s'agit d'un cas test essentiellement qualitatif.

a) Difficultés liées à la simulation de cavités par *Miró*

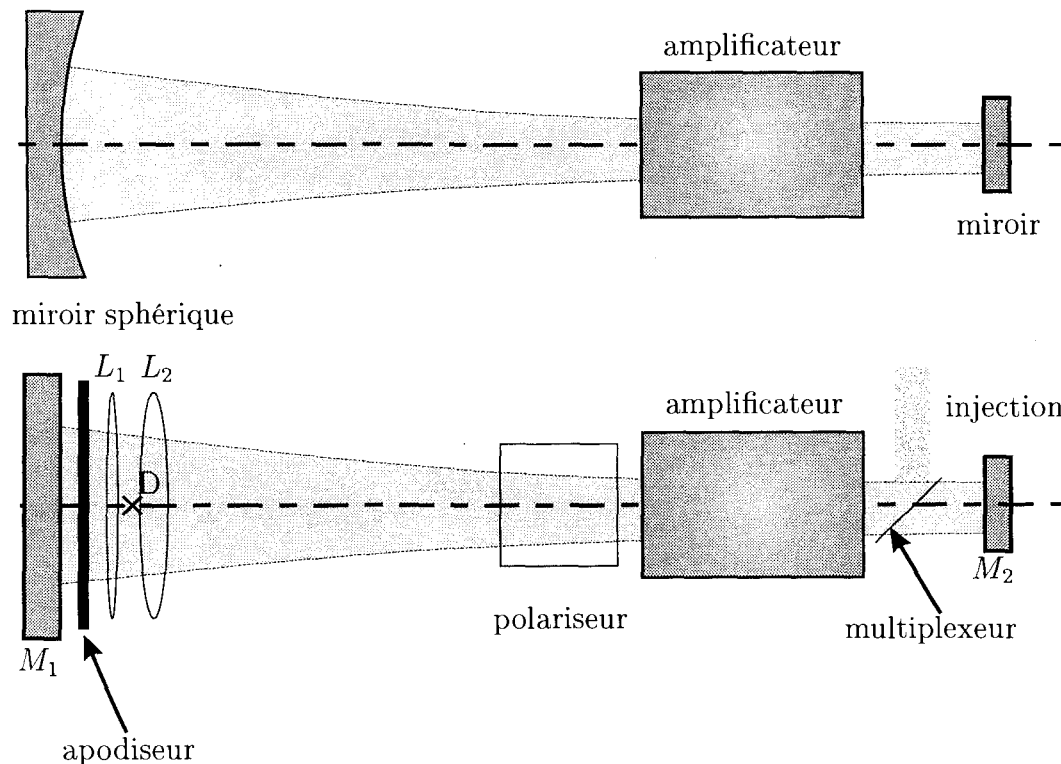


FIG. II.34 – Schéma de la cavité laser à simuler (1^{re} ligne) et du schéma équivalent implanté dans *Miró* (2^e ligne).

Le dispositif à simuler est présenté sur la figure II.34. On considère une cavité comprise entre deux miroirs, l'un sphérique et l'autre plan. Cette cavité comprend un mode gaussien stable. La cavité contient un amplificateur à gain non uniforme (il y a plus de gain au centre que sur les bords), et un système de blocage cellule de Pockels/polariseur. L'un des miroirs n'est que partiellement réfléchissant : une partie de la lumière est transmise vers l'extérieur, donnant naissance à l'impulsion laser proprement dite.

À l'instant $t = 0$, le système de blocage est fermé ; il n'y a pas de lumière dans la cavité si ce n'est le bruit thermique de photons. On ouvre alors le système de blocage. Peu à peu, ce bruit de photons va progressivement s'amplifier de manière cohérente. Il apparaîtra spontanément une onde stationnaire dans le mode de la cavité, dont l'énergie ira croissant. Cette onde stationnaire restera présente jusqu'à ce que l'amplificateur commence à saturer.

Alors les pertes deviendront supérieures au gain et la lumière disparaîtra. Pendant tout le temps où l'onde stationnaire est présente dans la cavité, elle transmet à chaque aller-retour un peu de photons à l'extérieur. La durée de l'impulsion laser « utile » (*i.e.* se propageant hors de la cavité) est ainsi directement reliée à la durée de vie du mode de la cavité.

Une telle cavité laser ne peut pas être simulée de façon exacte avec *Miró* car le code ne permet pas traiter les ondes stationnaires. La procédure employée consiste à remplacer l'onde stationnaire par une impulsion qui effectuera des aller-retours dans la cavité. Avec une telle méthode nous ne prenons pas en compte les recouvrements de la lumière sur elle-même ; dans la réalité l'onde stationnaire présente des nœuds et des ventres qui font notamment que l'amplificateur sature plus rapidement sur les ventres et ne sature pas sur les nœuds. Cet effet n'est pas traité dans notre simulation. Pour simuler la naissance de l'onde à partir du bruit nous injectons dans la cavité un faisceau incohérent (tavelure). Au cours de la propagation on voit les gains disparaître et un faisceau gaussien cohérent se créer.

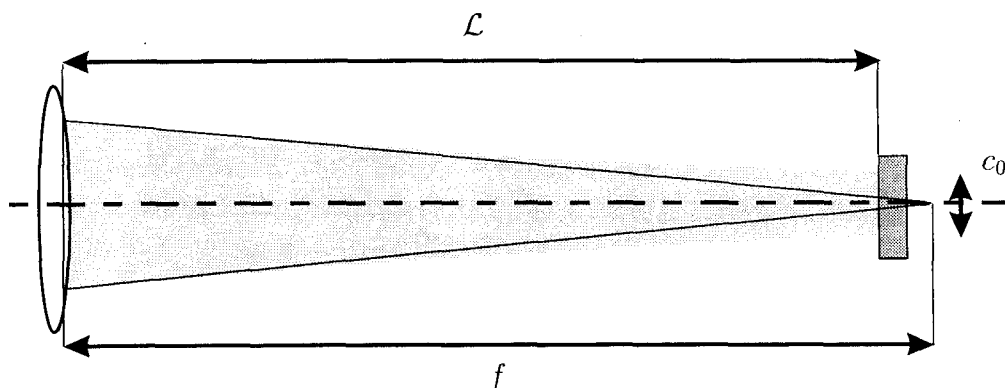


FIG. II.35 – L'origine des problèmes liés à la simulation d'une cavité en diffraction de Fresnel adaptative

Ce cas test a été conçu à une époque où le composant « miroir sphérique » n'existait pas dans *Miró* : nous l'avons sans inconvénient remplacé par la combinaison d'un miroir plan et d'une lentille. Comme il s'agit d'une lentille isolée on utilise la diffraction de Fresnel adaptative. L'utilisation sans précautions de la diffraction de Fresnel adaptative risque cependant de créer des problèmes. En effet, si le mode gaussien est stable la longueur \mathcal{L} de la cavité au sens de l'optique de Gauß (c'est-à-dire où l'on remplace les longueurs L par L/n , n étant l'indice) n'est pas égale à la focale f de la lentille (fig. II.35). Elle lui est reliée par la formule

$$f = \mathcal{L} \left[1 + \left(\frac{\pi c_0^2}{\lambda \mathcal{L}} \right)^2 \right], \quad (\text{II.46})$$

λ étant la longueur d'onde, et c_0 désignant le col du faisceau — c'est-à-dire que sur le

miroir de droite M_2 là où le faisceau est le plus petit¹, le champ s'écrit

$$E \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{c_0^2}\right). \quad (\text{II.47})$$

La différence entre les longueurs f et \mathcal{L} provient du fait que si l'on focalise un faisceau initialement parallèle, le minimum du diamètre du faisceau ne coïncide pas avec le foyer géométrique dans la lentille, sauf dans la limite où la taille du faisceau incident est infiniment grande. Par conséquent et par souci de symétrie, pour récupérer un faisceau de la même taille que le faisceau initial, il faut parcourir la distance $2\mathcal{L}$ et non pas $2f$. Par suite dans notre cas la longueur d'un aller-retour de la cavité sera $2\mathcal{L}$. Pour la diffraction de Fresnel adaptative de *Miró*, la taille de la boîte « accompagne » la focalisation du faisceau mais sans tenir compte de la différence entre f et \mathcal{L} , c'est-à-dire que la boîte revient à sa taille initiale au bout de la distance $2f$. Dans le cas de la cavité, la taille de la boîte ne sera pas la même d'un passage sur l'autre. Ceci n'est pas admissible car au bout de N passages la taille de la boîte aura divergé et n'aura plus aucun rapport avec la taille du faisceau.

Pour contrôler cette obstacle, nous utilisons deux lentilles minces accolées : l'une (L_2) de focale \mathcal{L} , et l'autre (L_1) de focale $f' = (1/f - 1/\mathcal{L})^{-1}$. En fait la focale de la deuxième lentille L_1 est suffisamment longue pour que la phase quadratique qu'elle crée puisse être directement échantillonnée *via* le tableau de champ électrique. À son passage *Miró* n'a donc pas besoin d'effectuer de transformation conforme de telle sorte que le paramètre « rayon de courbure » reste nul et que le facteur d'homothétie reste égal à l'unité. La transformation conforme et le changement de taille de la boîte n'ont lieu qu'avec la lentille de focale \mathcal{L} . Comme la focale est alors égale à la longueur de la cavité le facteur d'homothétie reste stable d'un passage sur l'autre.

Remarque : cette solution (au demeurant peu élégante) n'est pas applicable dans tous les cas car le masque de la lentille L_1 pourrait très bien ne pas être échantillonnable. Un tel cas de figure peut notamment se produire pour des cavités où la taille du faisceau sur les deux miroirs est comparable (cas expérimental fréquent). Dans ce cas, on doit adapter les courbures par une autre méthode.

Certaines versions commerciales de *Miró* comportent un mode de calcul dévolu à la simulation des cavités (décrit dans un manuel séparé diffusé uniquement en interne à la DAM). Avec ce mode de calcul la taille de la boîte est automatiquement stable, il n'y a plus à s'en préoccuper.

b) *Situation simulée*

Afin de mieux sélectionner le mode de la cavité nous choisissons pour l'amplificateur un gain qui n'est pas uniforme, mais de forme gaussienne. Nous introduisons également un apodiseur (fichier) dont la transmission dépend des coordonnées spatiales selon une formule gaussienne. La cavité peut ainsi être modélisée au moyens de matrices ABCD complexes ainsi qu'il est décrit dans [33, p. 786]. La matrice ABCD de la cavité est

1. « col » est la traduction française de *waiste*.

donnée par

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\text{apodiseur}} \mathcal{M}_{\text{lentilles}} \mathcal{M}_{\text{distance}} \mathcal{M}_{\text{Pockels}} \mathcal{M}_{\text{ampli}} \\ \times \mathcal{M}_{\text{ampli}} \mathcal{M}_{\text{Pockels}} \mathcal{M}_{\text{distance}} \mathcal{M}_{\text{lentilles}} \mathcal{M}_{\text{apodiseur}} \quad (\text{II.48})$$

avec

$$\mathcal{M}_{\text{apodiseur}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -i \frac{\lambda a_1}{2\pi} & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_{\text{lentilles}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_{\text{distance}} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \mathcal{M}_{\text{Pockels}} = \begin{pmatrix} 1 & e_p/n_p \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_{\text{ampli}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -i \frac{\lambda a_2}{2\pi} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & e_a/n_a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.49})$$

avec : f focale de lentille, L distance séparant la lentille de la cellule de Pockels, e_p et n_p épaisseur et indice de la cellule de Pockels, e_a et n_a épaisseur et indice de l'amplificateur, et a_1 et a_2 paramètres de largeur des profils d'apodisation et de gain respectivement : au passage de l'apodiseur (resp. de l'amplificateur) l'intensité est multipliée par $t \exp[-a_1(x^2 + y^2)]$ (resp. par $g \exp[-a_2(x^2 + y^2)]$), t et g (qui n'interviennent pas dans le calcul des matrices ABCD) étant respectivement la transmission maximale de l'apodiseur et le gain maximal de l'amplificateur.

Dans le cas des faisceaux gaussiens les matrices ABCD complexes doivent être utilisées de la manière suivante [33] : soient $c(z)$ le col du faisceau (au sens de l'équation (II.47)) à l'entrée du système, et $R(z)$ le rayon de courbure de la phase. Alors on définit le nombre complexe $q(z)$ par

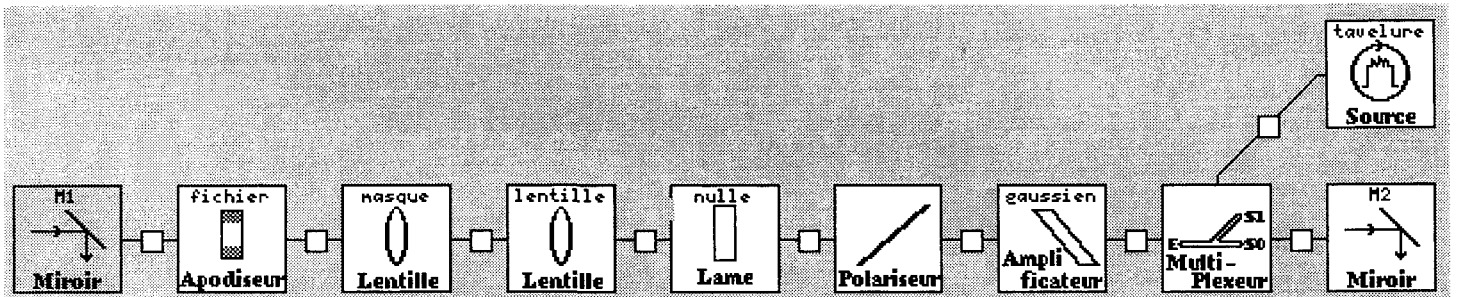
$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi c^2(z)}. \quad (\text{II.50})$$

Le paramètre $q(z')$ à la sortie du système optique ABCD est alors donné par

$$q(z') = \frac{Aq(z) + B}{Cq(z) + D}. \quad (\text{II.51})$$

Les matrices ABCD des composants de la cavité ont été entrées dans le logiciel *Mathematica*. En les multipliant entre elles nous pouvons obtenir la matrice ABCD de la cavité. On peut en déduire le mode propre de la cavité en faisant $q' = q$. Nous trouvons finalement un faisceau de col 9,444 94 mm sur le miroir M_1 .

c) Schéma



d) Données

0- Source tavelure	Normale theta	180°
	Énergie	10 fJ
	Longueur d'onde	1,053 μm
	Largeur	1,5 mm
	Hauteur	1,5 mm
	Durée	0,1 ns
	Exposant temporel	10
	Exposant spatial en X	30
	Exposant spatial en Y	30
	Largeur spectrale spatiale	$5 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1}$
	Exposant spatial spectral	10
	Fraction d'énergie bruitée	1
1- Miroir	Nom de l'élément	M2
	Coefficient de réflexion	0,9
	Normale theta	180°
2- Multiplexeur	Scénario	151:0 1
3- Amplificateur « disque »	Nom de l'élément	gaussien
	Épaisseur	0,01 m
	Indice de réfraction	1,82
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Transmission face d'entrée	0,992
	Transmission face de sortie	0,992
	Normale theta	0°
	Fluence de saturation	$45,2 \text{ kJ/m}^2$
	Gain	$2 \cdot \exp(-2 \cdot e5 \cdot (x \cdot x + y \cdot y))$
4- Polariseur	Diamètre	3 mm
	Épaisseur	5,265 cm
	Indice de réfraction	1,5
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Transmission longitudinale	1
	Réflexion perpendiculaire	0
14- Propagateur	Longueur	0,44 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
5- lame	Nom de l'élément	nulle
	Épaisseur	0 m
6- Lentille	Nom de l'élément	lentille
	Épaisseur	1 nm
	Indice de réfraction	1,5
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	0,480 595 4 m
7- Lentille	Type de traitement [0/1/2]	0
	Nom de l'élément	masque
	Épaisseur	1 nm
	Indice de réfraction	1,5
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Focale	-14,242 17 m
8- Apodiseur « fichier »	Type de traitement [0/1/2]	0
	Épaisseur	1 μm
	Fichier des transmissions spatiales	$0.9 \cdot \exp(-2.6e5 \cdot (x \cdot x + y \cdot y))$
	Nom de l'élément	M1
	Coefficient de réflexion	1
Paramètres	Diffraction de Fresnel adaptative	

Temps	0 ns ; 0,15 ns ; 1
X	-1,35 mm ; 1,35 mm ; 64
Y	-1,35 mm ; 1,35 mm ; 64
Format d'enregistrement du fichier binaire	1
Afficher l'animation	

NB : l'affichage de l'animation fournit des renseignements intéressants mais ralentit considérablement le calcul : avec l'animation ce dernier prend cinq minutes sur une station « rapide » (SUN Ultra par exemple). Par ailleurs le fichier `Miro.res` créé est assez volumineux (une dizaine de Mo en simple précision).

e) Résultats et interprétation

Les figures II.36 et II.37 présentent l'allure du faisceau sur la lentille L_2 pour différentes distances de propagation. Le profil passe successivement par trois étapes : du bruit incohérent initial on arrive à un aspect constitué de deux taches. Après un certain nombre de passages, le faisceau évolue peu à peu vers le mode propre de la cavité. Enfin, dans le régime où l'amplificateur commence à saturer (à partir de 40 m de propagation), le profil de gain vu par le faisceau n'est plus le même de telle sorte que le mode change.

La figure II.38 représente l'énergie et la section du faisceau, tracés en fonction de la distance. Le courbe en énergie présente deux régimes : une croissance exponentielle jusqu'à 40 m, après lesquels l'amplificateur sature. Du fait de l'absorption dans certains composants la croissance ralentit alors, puis l'énergie diminue. Notons que sur un véritable laser, une partie de l'énergie est transmise à chaque passage à travers le miroir pour constituer le faisceau « utile ». La courbe de la figure II.38 (gauche) revient donc à tracer l'allure de l'impulsion sortant du laser. La durée de l'impulsion est obtenue en divisant la longueur en abscisse par c : on trouve environ 3,3 ns à mi-hauteur.

La courbe de section présente également un intérêt car elle permet de visualiser les régimes successifs de fonctionnement de la cavité. Pendant les 10 premiers mètres on voit la section chuter de 1 à 0,2 cm² environ : le bruit incohérent se transforme peu à peu en un faisceau cohérent. Les 30 mètres suivants où la section évolue lentement correspondent au passage à un mode gaussien constitué d'une seule tache. Enfin au cours de la dernière étape (à partir de 40 m de propagation) l'amplification commence à saturer et l'on voit la section croître à nouveau.

Enfin, il est intéressant de comparer le profil transverse du mode avec le profil gaussien théorique. Cette comparaison est effectuée sur la figure II.39. On trouve un résultat satisfaisant.

Test de non-régression : l'énergie maximale atteinte (visible sur le tracé de l'énergie en fonction de z) est de 1,248 mJ. À la fin de la simulation lorsque le faisceau retourne sur la source tavelure, son énergie vaut 38,297 28 nJ.

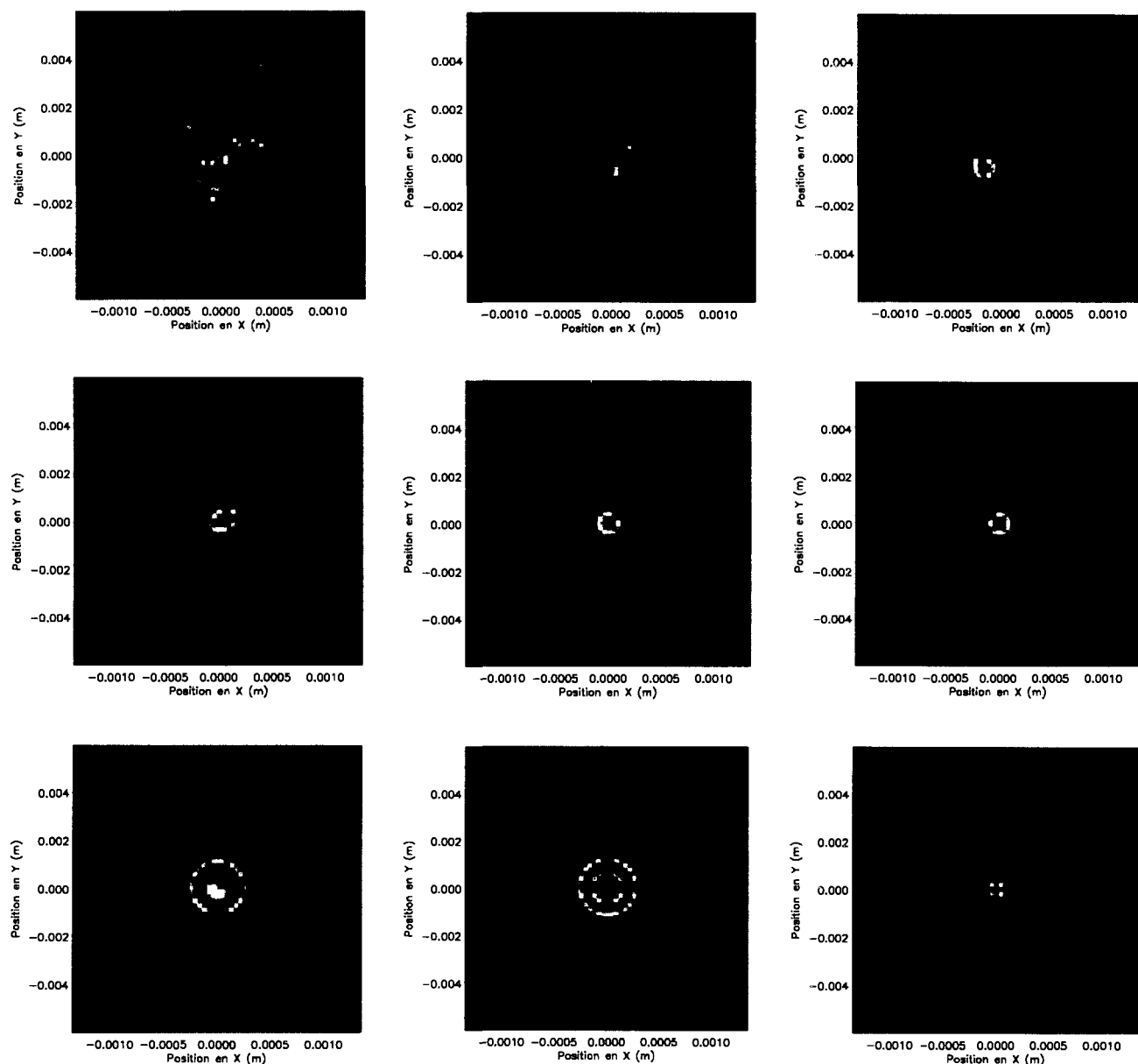


FIG. II.36 – *Allure du faisceau sur le miroir M_1 , pour les numéros de passage suivants (dans l'ordre de gauche à droite et de haut en bas) : 1, 3, 5, 15, 30, 40, 64, 71, et 76. Les distances de propagation correspondantes (en mètres) sont respectivement 0,5, 2,5, 4,5, 14,6, 29,7, 39,7, 63,8, 70,9, et 75,9.*

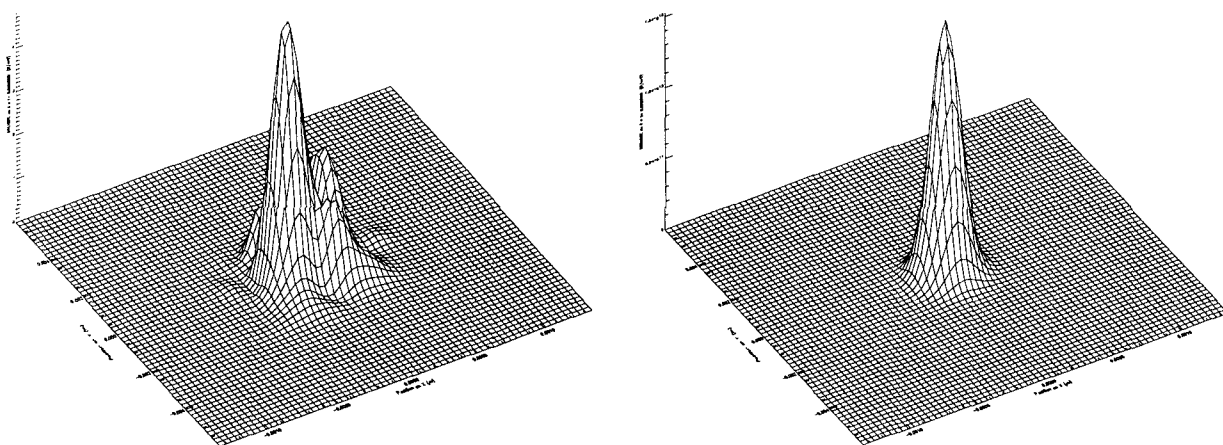


FIG. II.37 – Vue en perspective de l'impulsion sur M_1 au 5^e (à gauche) et au 40^e passage (à droite).

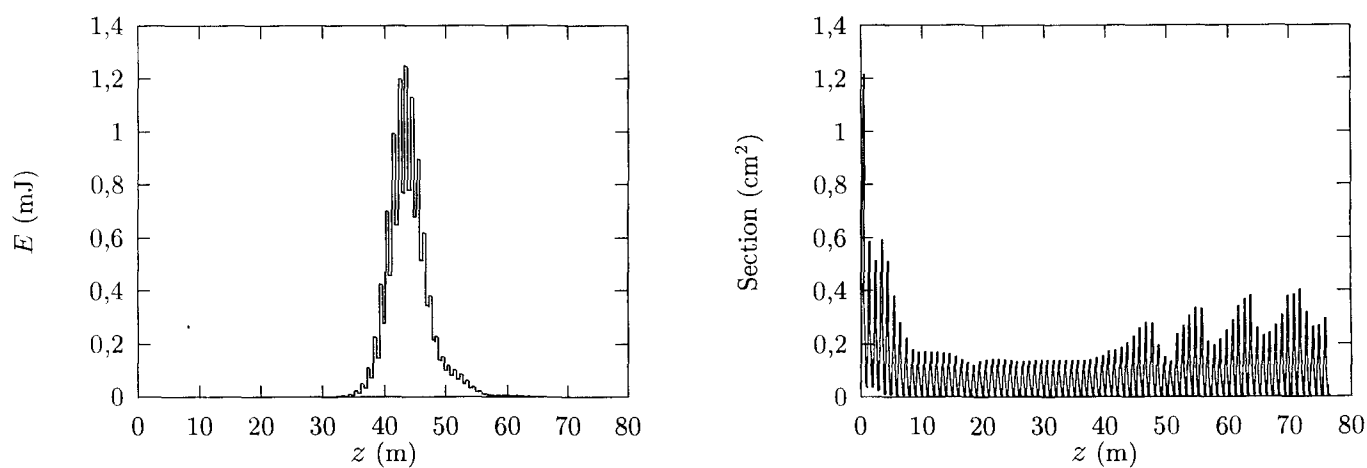


FIG. II.38 – À gauche, énergie de l'impulsion en fonction de la distance mécanique de propagation. À droite, section du faisceau en fonction de la distance mécanique de propagation.

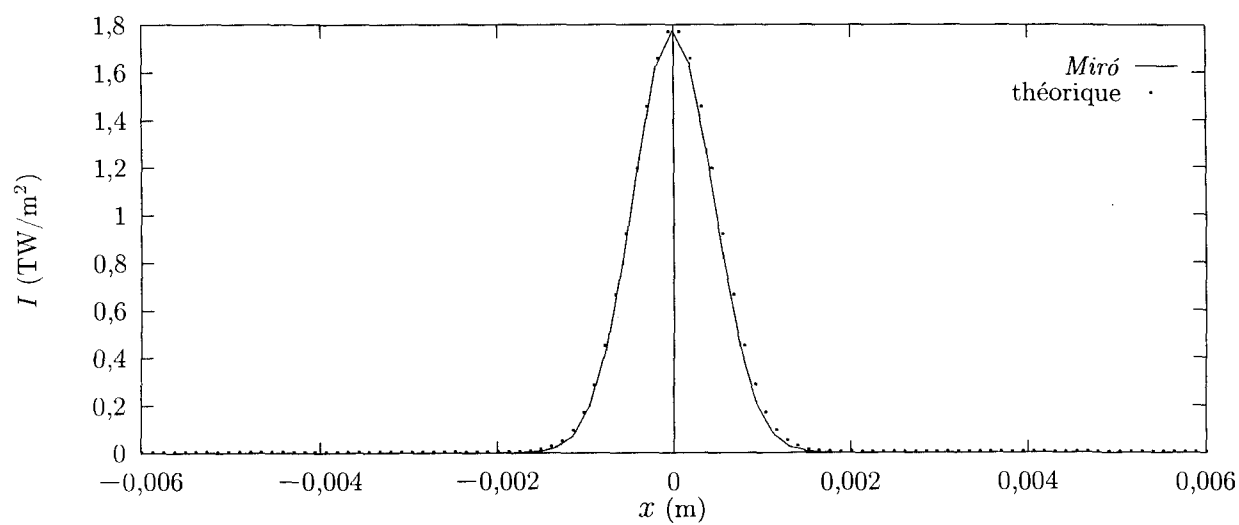


FIG. II.39 – Profil transverse du mode obtenu par Miró après 40 passages (en continu), et profil gaussien théorique sur L_2 (col : 0,970 728 mm) (en pointillés).

22. Problèmes liés à la propagation sur une longue distance ; utilisation de la couche limite absorbante

a) Objectif

Cet ultime cas test permettra à l'utilisateur de se rendre compte qu'il existe un certain nombre de situations que *Miró* n'est pas en mesure de traiter de façon totalement satisfaisante. Lorsque l'on effectue sans précautions particulières une simulation en diffraction de Fresnel, avec des pas d'espace très serrés (aussi bien d'ailleurs en 1D transverse qu'en 2D), et sur une distance relativement longue, le résultat de la simulation a de bonnes chances d'être complètement faux. La distance de propagation à ne pas dépasser est de l'ordre de

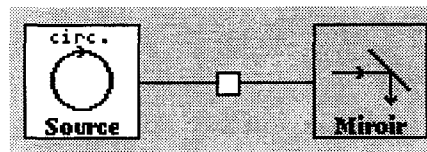
$$d_{\max} \sim \frac{N\delta x^2}{\lambda}, \quad (\text{II.52})$$

N étant le nombre de pas d'échantillonnage, δx le pas d'échantillonnage et λ la longueur d'onde. Cette distance maximale est celle pour laquelle la lumière issue d'un petit défaut de la taille d'un pixel aura atteint par diffraction les bords de la boîte de discrétisation. Au-delà de cette distance, du bruit d'origine numérique est susceptible d'apparaître¹.

Le but de ce paragraphe est de mettre en évidence ce problème au moyen d'un exemple, et d'expliquer les raisons de ce dysfonctionnement, afin que tout utilisateur ait bien conscience de cet écueil qu'il lui faut éviter. Nous présentons aussi un moyen implanté dans *Miró* qui permet de contourner partiellement la difficulté : l'utilisation d'une couche limite absorbante.

Le cas test présenté ici est extrêmement simple : on part d'une source gaussienne, de très petite taille (20 μm), et on la fait diffracter sur 10 m en prenant un pas d'échantillonnage de 7,6 μm .

b) Schéma



1. *Miró* prévient l'utilisateur par un message en bas de la fenêtre lorsque la distance d_{\max} est dépassée.

c) Paramètres

0- Source circulaire	Diamètre	σ ($2 \cdot 10^{-5}$ m)
2- Propagateur	Longueur	L (10 m)
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
1- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; $4 \cdot 10^{-9}$ s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 65 536
	Y	0 m ; 0,25 m ; 1

Les paramètres σ (largeur de la source) et L (longueur du propagateur) seront modifiés dans certains cas.

d) Résultats de la simulation

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure II.40. On peut y voir la forme spatiale de l'impulsion après une distance de propagation L de 5 m et de 10 m, ainsi que le spectre spatial de l'impulsion. On constate que si la diffraction du faisceau au bout de 5 m semble correcte, le faisceau à 10 m présente des modulations à très haute fréquence qui n'ont aucune signification physique. Ces modulations ne sont pourtant pas présentes sur la dernière image de la figure II.40 (en bas, à droite) où pourtant le faisceau a la même taille que sur l'image d'au-dessus.

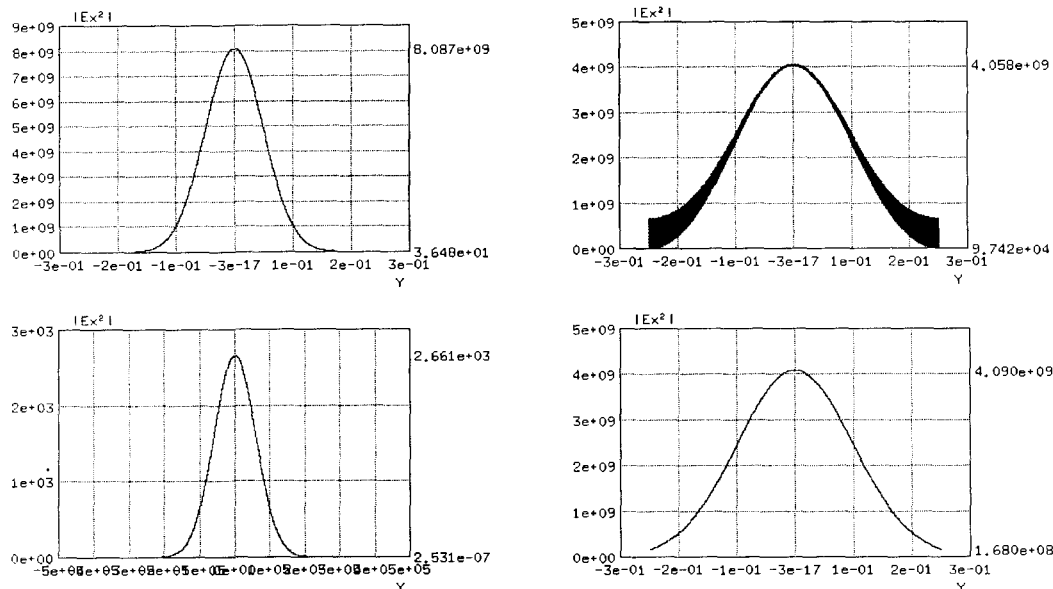


FIG. II.40 – Faisceau issu d'une source gaussienne de largeur à mi-hauteur $20 \mu\text{m}$, propagé sur 5 m (en haut à gauche) et 10 m (en haut à droite). En bas, à gauche, le spectre spatial de la source. Enfin, en bas à droite, diffraction sur 10 m d'une source gaussienne de largeur $0,2323 \text{ m}$. La largeur de la fenêtre d'échantillonnage est $0,5 \text{ m}$, et il y a 65 536 pas en X.

Remarque : Si l'on compare la taille d'un pixel ($7,6 \mu\text{m}$) avec la taille de la gaus-

sienne initiale (20 μm), on pourrait être tenté de penser que cette dernière n'est pas suffisamment échantillonnée, ce qui pourrait expliquer ce comportement étrange. Toutefois, on remarquera que le spectre de la source est correctement échantillonné. De plus, l'allure du faisceau après 5 m de propagation paraît normale.

e) Origine de l'erreur

Il existe deux façons de comprendre l'origine de cette erreur : l'une spectrale l'autre spatiale. Pour la visualisation spectrale pour pourra se reporter au manuel de référence de *Miró* [14] chapitre I, au paragraphe I.6.b, p. 27. La résolution numérique de l'équation de Schrödinger est effectuée en prenant la transformée de Fourier du champ, et en appliquant au spectre le masque de phase

$$\text{Déphasage} = \exp \left(i \frac{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}{2k} z \right), \quad (\text{II.53})$$

κ_x (resp. κ_y) étant la fréquence spatiale selon x (resp. y), k le vecteur d'onde et z la distance de propagation.

Lorsque la taille du pas d'échantillonnage est petite, cela signifie que *Miró* traite de grandes fréquences spatiales. Par conséquent le déphasage (II.53) peut devenir important. Lorsque d'un pixel spectral au voisin, la différence de déphasage devient de l'ordre de l'unité, des problèmes risquent de se produire. La plus grande fréquence spatiale traitée étant exactement $\pi/\delta x$, on trouve la condition (II.52) en écrivant que le déphasage entre deux pixels du bord du spectre vaut π .

La méthode spatiale de visualisation se réfère à ce que nous avons dit en introduction : les oscillations apparaissent lorsque la lumière issue d'un petit défaut (la source gaussienne dans notre exemple) atteint les bords de la boîte. On peut exprimer les choses de manière encore plus précise : on sait que le traitement spectral de *Miró* revient à stipuler que les conditions aux bords sont périodiques. Lorsque par diffraction la lumière issue du petit défaut atteint un bord, elle est de fait instantanément « transportée » sur le bord opposé. Mais sur l'autre bord (fig. II.41), il y a aussi de la lumière qui se propage selon un angle différent. Les deux champs vont interférer, d'où des oscillations que l'on voit apparaître à la simulation.

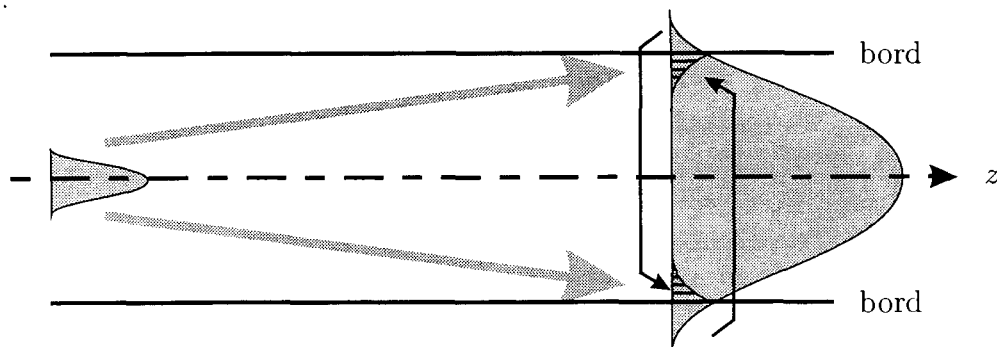


FIG. II.41 – Interprétation géométrique des oscillations numériques observées.

Revenons maintenant à notre exemple : la distance critique vaut 60 cm environ. Or il est possible de propager le faisceau sur plus de 5 m sans voir les effets du mauvais échantillonnage spectral. Cela est dû au fait que la source est plus grande que la taille d'un pixel ; autrement dit, il n'y a pas d'énergie sur les fréquences spatiales les plus élevées, *i.e.* celles qui devraient poser des problèmes avant 5 m (on peut le vérifier en regardant le spectre). Dans le cas de la source de diamètre 0,2323 m (en bas à droite de la figure II.40), le spectre est très étroit, de telle sorte qu'il n'y a absolument pas d'énergie sur les fréquences spatiales dont la phase est mal échantillonnée. C'est pourquoi la propagation est correcte, malgré le fait que le faisceau « touche » les bords de la boîte (selon l'interprétation spatiale, la lumière qui se situe sur les bords ne se propage pas selon un angle ; comme les champs sont égaux aux deux bords la périodicité des conditions aux limites ne donne donc pas lieu à des interférences. De telles interférences apparaîtraient si nous décentrions la source par rapport à la boîte de discrétisation).

f) Conséquences concrètes du problème

Le lecteur pourra trouver que l'exemple exposé ci-dessus est un cas d'école sans rapport avec les conditions d'utilisation de *Miró* les plus usuelles. Il est exact que pour une simulation « classique » du laser *Mégajoules* (512×512 points, pour une pupille de 40 cm), de tels problèmes d'effets de bord ne se produisent jamais : la distance critique est alors de l'ordre de 50 m, ce qui est supérieur à la distance séparant deux lentilles consécutives. Par contre, si l'on veut simuler le laser *Mégajoules* avec $1 \times 65\,536$ pas d'espace, ou encore si l'on conserve 512×512 points, mais que l'on étudie une sous-pupille², des problèmes vont survenir. De façon générale, on ne peut pas simuler le laser *Mégajoules* de cette façon avec une précision meilleure que 1 mm.

g) Une solution au problème : la couche limite absorbante

Remarquons tout d'abord que dans l'exemple que nous avons présenté, il est possible d'éliminer les problèmes de façon très simple : il suffit de choisir le mode de calcul « diffraction de Fresnel adaptative » (fig II.42). Dans ce cas la taille de la boîte se met à croître au-delà d'une certaine distance de propagation, de telle sorte que la lumière n'atteint jamais les bords. La simulation est donc exacte mais ne correspond pas toujours au comportement souhaité par l'utilisateur. En effet l'augmentation de la taille de la boîte s'accompagne d'une perte de précision de l'échantillonnage qui peut être fâcheuse si l'on souhaite calculer des effets non linéaires par exemple, ou encore si l'on se propage dans une chaîne laser dont les optiques sont de taille identique. Dans certain cas, il est préférable que la taille de la boîte et la précision du calcul restent constants, quitte à perdre un peu d'énergie quand les hautes fréquences spatiales diffractent vers les bords et sortent de la boîte. Il faut donc trouver le moyen de s'affranchir des effets de bords et de l'apparition du bruit numérique.

Pour résoudre ce problème, une possibilité serait de changer de méthode numérique

2. Pour une telle simulation, on voit apparaître après une certaine distance de propagation un grand nombre de modulations à haute fréquence. Certains utilisateurs seraient alors tentés de les interpréter comme de la filamentation dans les optiques — alors qu'il s'agit en réalité d'un effet du mauvais échantillonnage de la phase spectrale !

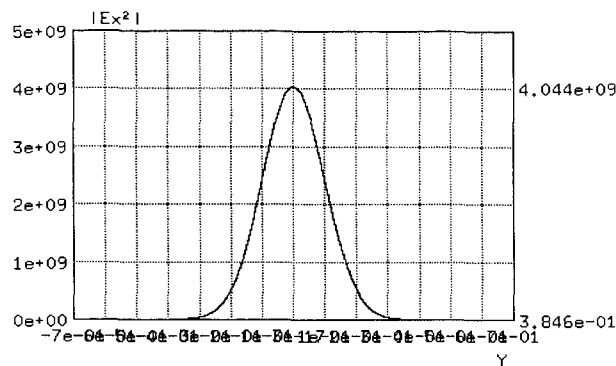


FIG. II.42 – Même simulation que sur la figure II.40 en haut à droite, mais en choisissant le mode de calcul « diffraction de Fresnel adaptative ».

et d'introduire des conditions aux limites absorbantes (c'est-à-dire une relation spécifique faisant intervenir le champ sur les bords et ses dérivées). Ce type de solution n'a pas été implanté dans *Miró* pour des raisons de complexité de mise en œuvre et de temps de calcul. La méthode proposée consiste simplement à introduire un coefficient d'absorption sur une zone étroite autour de la zone discrétisée. De cette façon, le champ sur les bords s'annule peu à peu de telle sorte que les discontinuités liées à la périodicité des conditions aux limites disparaissent.

Afin de tester l'efficacité de la couche limite absorbante (CLA) nous reprenons l'exemple ci-dessus.

0- Source circulaire	Diamètre	2.10^{-5} m
2- Propagateur	Longueur	10 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
1- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; 4.10^{-9} s ; 1
	X	-0,25 m ; 0,25 m ; 65 536
	Y	0 m ; 0,25 m ; 1
	Couche limite absorbante	0,025 m
	Coefficient d'absorption de la CLA	$9,53 \text{ m}^{-1}$

Le résultat de la simulation est présenté sur la figure II.43 : on peut constater la quasi-disparition des oscillations, tandis que la taille globale du faisceau reste la même. Le concept a donc bien fonctionné.

Toutefois, en regardant le résultat de près (essayer d'agrandir la fenêtre de résultats et bien regarder sur les bords du faisceau) on constate qu'il reste un peu d'oscillations : la méthode n'est donc pas parfaite. Ces oscillations sont d'une part dues au fait que la couche limite n'absorbe pas totalement la lumière, et d'autre part causées par la réflexion d'une partie de la lumière.

Afin de mieux visualiser les dysfonctionnements de la CLA nous proposons la simulation suivante, où la totalité du faisceau est envoyée dans la couche absorbante :

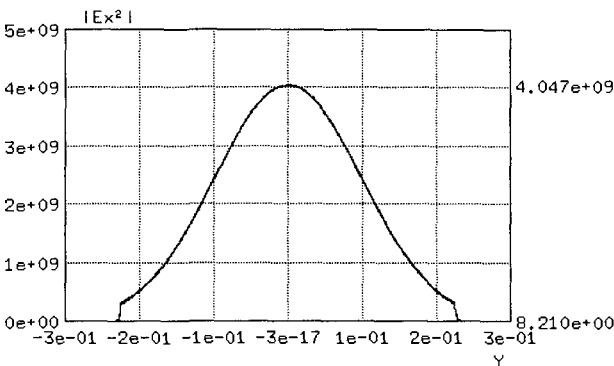
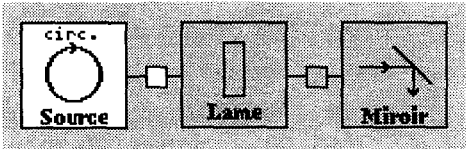


FIG. II.43 – Résultat de la simulation mettant en œuvre une couche limite absorbante (à comparer avec celui de la figure II.40).



0- Source circulaire	Diamètre	2.10^{-2} m
1- Lame	Épaisseur	10^{-9} m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
	Fichier masque de phase statique	y*2e4
4- Propagateur	Longueur	100 m
	Indice non linéaire	$0 \text{ m}^2/\text{W}$
2- Miroir	Normale theta	135°
Paramètres	Diffraction de Fresnel	
	Temps	0 s ; 4.10^{-9} s ; 1
	X	0 m ; 0,25 m ; 1
	Y	-0,25 m ; 0,25 m ; 4 096
	Pas maximal de diffraction	10 m
	Couche limite absorbante	0,025 m
	Coefficient d'absorption de la CLA	$9,53 \text{ m}^{-1}$

La figure II.44 présente le profil d'intensité obtenu pour différentes distances de propagation dans le propagateur. On s'attendrait à ce que la lumière soit absorbée à l'intérieur de la CLA et que l'énergie s'annule. On observe en fait qu'une partie de l'énergie (environ 4 %) est réfléchi. Cette réflexion parasite (bruit numérique), même si elle est d'énergie faible, peut constituer un obstacle à certaines simulations car le bruit de haute fréquence réfléchi peut ensuite être amplifié par effet non linéaire.

Test de conservation du code: 3,886 140 mJ après 100 m de propagation.

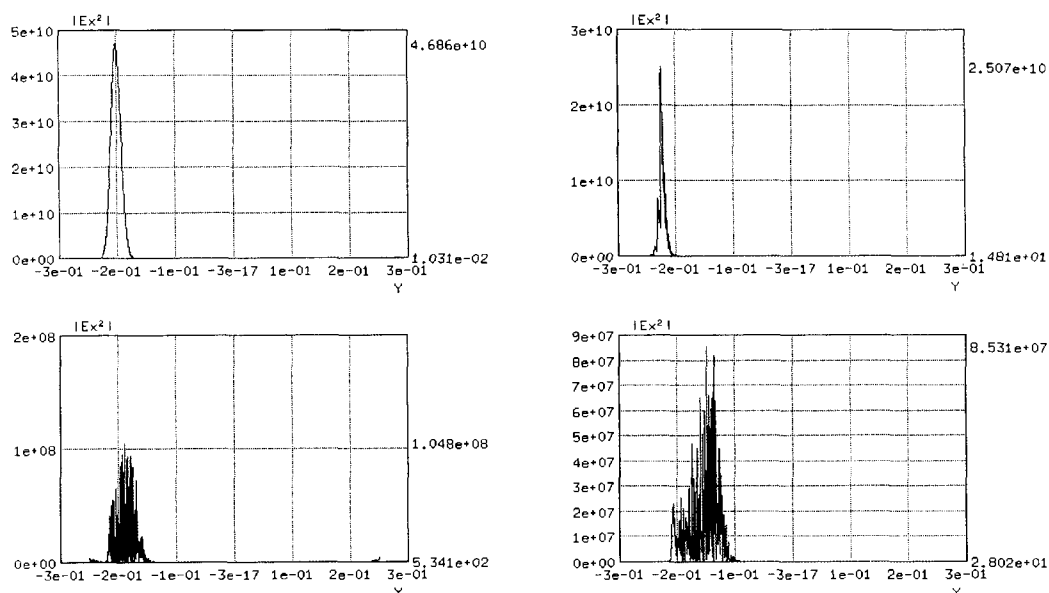


FIG. II.44 – De gauche à droite et de bas en haut, propagation du faisceau dans le propagateur sur des longueurs de 60, 70, 80 et 90 mètres (on effectue un « recalcul » à chaque fois). On constate que la CLA n'absorbe pas toute l'énergie mais en réfléchit une partie.

Annexe A

Conversion CGS \rightarrow SI

Le problème des conversions d'unité est très fréquemment rencontré en optique non linéaire. En effet, même si le système international (SI, ou MKS) a tendance à s'imposer ces dernières années (y compris dans la littérature provenant d'outre-atlantique), les publications antérieures aux années quatre-vingts utilisent presque exclusivement le système CGS. Le but de cette annexe est d'aider l'utilisateur à effectuer les conversions. Plutôt de se contenter de formules de conversion sans explication, nous avons choisi d'expliquer la « philosophie » des deux systèmes d'unités. De cette façon le lecteur sera en mesure d'effectuer des conversions même pour des grandeurs que nous n'avons pas prévues.

1. Expression des grandeurs physiques dans les deux systèmes d'unités

a) Système SI (ou MKS)

Dans ce système, quatre unités fondamentales ont été définies :

- l'unité de longueur (mètre) ;
- l'unité de masse (kilogramme) ;
- l'unité de temps (seconde) ;
- et enfin l'unité d'intensité électrique (ampère).

Nous rappelons que MKS signifie « mètre-kilogramme-seconde », l'ampère étant sous-entendu. Toutefois il y a bien quatre unités fondamentales, les grandeurs électriques n'étant pas définies à partir des autres unités.

D'autres unités sont définies à partir de ces unités fondamentales *via* des formules simples. En voici une liste non exhaustive :

- grandeurs non électriques :
 - énergie (joule) :

$$\mathbb{E}^{(J)} = \frac{1}{2} M^{(kg)} \left(V^{(m/s)} \right)^2, \quad (A.1)$$

- puissance (watt) :

$$P^{(W)} = \mathbb{E}^{(J)} / T^{(s)}, \quad (A.2)$$

– force (newton) :

$$F^{(N)} = M^{(\text{kg})} a^{(\text{m/s}^2)} ; \quad (\text{A.3})$$

– grandeurs électriques :

– charge (coulomb) :

$$C^{(C)} = I^{(A)} T^{(s)} , \quad (\text{A.4})$$

soit 1 C = 1 A.s ;

– tension (volt) :

$$P^{(W)} = U^{(V)} I^{(A)} , \quad (\text{A.5})$$

soit 1 V = 1 m².kg.s⁻³.A⁻¹,

– champ électrique (Volt par mètre) : pour mémoire,

– on définit également la capacité en farads ($Q^{(C)} = C^{(F)} U^{(V)}$, soit 1 F = 1 m⁻².kg⁻¹.s⁴.A²), l'inductivité en henrys ($U^{(V)} = L^{(H)} I^{(A)} / T^{(s)}$, soit 1 H = 1 m².kg.s⁻².A⁻²) et la résistance en ohms ($U^{(V)} = R^{(\Omega)} I^{(A)}$, soit 1 Ω = 1 m².kg.s⁻³.A⁻²), etc.

Le système SI fait intervenir des constantes électromagnétiques dimensionnées : ε_0 (permittivité électrique du vide) et μ_0 (perméabilité magnétique du vide). Par définition nous avons

– $c = 299\,792\,458$ m/s ;

– $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ F.s².m⁻³ ;

– $\varepsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$.

La dernière condition permet de calculer : $\varepsilon_0 = 8,854\,187\,817 \dots 10^{-12}$ F.m⁻¹. Ces constantes permettent d'équilibrer dans certaines relation la « contribution en ampères » (exposant du terme en ampères dans la décomposition en unités élémentaires). Par exemple nous avons les relations suivantes :

– force de Coulomb : $F^{(N)} = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} (Q^{(C)})^2 / (D^{(m)})^2$;

– densité volumique d'énergie électrostatique : $\mathbb{E}_v^{(J)} = \frac{\varepsilon_0}{2} (\mathbf{E}^{(V/m)})^2$.

Les relations faisant intervenir le champ magnétique s'expriment plus facilement avec μ_0 . Les deux constantes ε_0 et μ_0 apparaissent naturellement dans les équations de Maxwell :

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (\text{A.6.a})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.6.b})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.6.c})$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (\text{A.6.d})$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (\text{A.6.e})$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{A.6.f})$$

b) Système CGS

Le sigle CGS signifie : centimètre-gramme-seconde. Ceci signifie que toutes les quantités non électriques sont définies à partir de ces trois unités de base. La conséquence est l'introduction de facteurs puissances de 10 pour passer d'un système à l'autre. Par exemple, pour relier une énergie exprimée en unité CGS avec une énergie en joules, nous aurons d'après l'équation (A.1) :

$$\begin{aligned}\mathbb{E}^{(\text{CGS})} &= \frac{1}{2} M^{(\text{g})} (v^{(\text{cm/s})})^2 \\ &= \frac{1}{2} \times 1\,000 M^{(\text{kg})} (100 v^{(\text{m/s})})^2 ,\end{aligned}$$

d'où

$$\mathbb{E}^{(\text{CGS})} = 10^7 \mathbb{E}^{(\text{SI})} .$$

Quelques unités autres que les unités fondamentales portent explicitement un nom : ainsi l'unité d'énergie est appelée « erg » (donc $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$), l'unité de force « dyne », avec $1 \text{ dyn} = 10^{-5} \text{ N}$.

En système CGS il n'y a pas d'unité électrique de référence : la constante ε_0 est prise sans dimension (égale à $1/(4\pi)$) ce qui permet d'exprimer toutes les quantités électriques en fonction des trois unités de référence. Les équations de Maxwell dans le système CGS s'écrivent :

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (\text{A.7.a})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.7.b})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.7.c})$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}}{c} \quad (\text{A.7.d})$$

$$\mathbf{B} = \mu_r \mathbf{H} \quad (\text{A.7.e})$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P} \quad (\text{A.7.f})$$

Il est à noter que dans le vide nous avons $\mathbf{D} = \mathbf{E}$ ce qui n'est pas le cas en SI.

2. Conversions entre les deux systèmes**a) Conversion des champs**

Pour obtenir les formules de conversion entre les deux systèmes pour des quantités électromagnétiques, nous commençons par poser qu'en CGS le champ magnétique s'exprime en Gauss. Numériquement nous avons :

$$\mathbf{B}^{(\text{CGS})} = 10^4 \mathbf{B}^{(\text{SI})} . \quad (\text{A.8})$$

Il est à noter que rigoureusement on ne peut pas dire que $1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$ puisqu'en SI un champ magnétique ne s'exprime pas en fonction des unités de masse, distance et temps alors qu'en CGS si.

Partant de là on peut rapprocher les équations (A.7.c) et (A.6.c) afin d'établir une équation de conversion sur le champ électrique (ne pas oublier que le rotationnel en CGS est en cm^{-1} alors qu'en SI il est en m^{-1}). On arrive à l'équation de conversion :

$$\mathbf{E}^{(\text{CGS})} = \frac{10^4}{c^{(\text{SI})}} \mathbf{E}^{(\text{SI})}. \quad (\text{A.9})$$

Cette équation de conversion sur le champ est par exemple compatible avec la formule numérique proposée dans [34, 6]¹.

De la comparaison des équations (A.7.f) et (A.6.f) on peut déduire les équations de transformation pour \mathbf{D} et \mathbf{P} :

$$\mathbf{D}^{\text{CGS}} = \frac{10^4}{c^{(\text{SI})} \varepsilon_0} \mathbf{D}^{(\text{SI})} = 4\pi c^{(\text{SI})} 10^{-3} \mathbf{D}^{(\text{SI})} \quad (\text{A.10.a})$$

$$\mathbf{P}^{(\text{CGS})} = \frac{10^4}{4\pi c^{(\text{SI})} \varepsilon_0} \mathbf{P}^{(\text{SI})} = 10^{-3} c^{(\text{SI})} \mathbf{P}^{(\text{SI})}. \quad (\text{A.10.b})$$

Les secondes expressions ont été obtenues grâce à l'identité $\varepsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$ et $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ SI. L'expression sur \mathbf{D} peut être vérifiée dans [6].

b) *Conversion des charges*

En comparant les équations (A.7.a) et (A.6.a) (sachant que ρ est une densité volumique de charge, le volume s'exprimant en cm^3 dans le système CGS et en m^3 en SI), on déduit une équation de conversion des charges électriques :

$$q^{(\text{CGS})} = 10 c^{(\text{SI})} q^{(\text{SI})}. \quad (\text{A.11})$$

L'unité de charge CGS est souvent notée ues (unité électrostatique), ou esu dans les ouvrages anglo-saxons. Nous pouvons calculer la charge de l'électron :

$$e = 1,602\,189\,2 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 4,803\,242 \cdot 10^{-10} \text{ ues}.$$

c) *Conversion des potentiels électromagnétiques*

Dans le système SI les potentiels électromagnétiques sont définis comme suit :

$$\mathbf{E} = -\text{grad } V - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A.12.a})$$

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}. \quad (\text{A.12.b})$$

Dans le système CGS ces équations deviennent :

$$\mathbf{E} = -\text{grad } V - \frac{1}{c^{(\text{CGS})}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A.13.a})$$

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (\text{A.13.b})$$

On peut en déduire les équations de conversion :

$$V^{(\text{CGS})} = \frac{10^6}{c^{(\text{SI})}} V^{(\text{SI})} \quad (\text{A.14.a})$$

$$\mathbf{A}^{(\text{CGS})} = 10^6 \mathbf{A}^{(\text{SI})}. \quad (\text{A.14.b})$$

1. $\mathbf{E}^{(\text{SI})} = 3 \cdot 10^4 \mathbf{E}^{(\text{CGS})}$.

d) Équations complémentaires de l'électromagnétisme

Voici quelques équations de l'électromagnétisme exprimées dans les deux systèmes d'unités¹.

– force de Lorentz :

$$\text{SI: } \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (\text{A.15.a})$$

$$\text{CGS: } \mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \wedge \mathbf{B} \right) ; \quad (\text{A.15.b})$$

– Potentiels en jauge de Coulomb :

$$\text{SI: } V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{\text{charges}} \frac{q}{r} \quad (\text{A.16.a})$$

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\text{courants}} \frac{\mathbf{I}}{r} \quad (\text{A.16.b})$$

$$\text{CGS: } V = \sum_{\text{charges}} \frac{q}{r} \quad (\text{A.16.c})$$

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \sum_{\text{courants}} \frac{\mathbf{I}}{r} \quad (\text{A.16.d})$$

– densité d'énergie :

$$\text{SI: } \mathbb{E}_v = \frac{\epsilon_0 \mathbf{E}^2}{2} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \quad (\text{A.17.a})$$

$$\text{CGS: } \mathbb{E}_v = \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2 \quad (\text{A.17.b})$$

(NB: $\mathbb{E}_v^{(\text{CGS})} = 10 \mathbb{E}_v^{(\text{SI})}$);

– vecteur de Poynting :

$$\text{SI: } \mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (\text{A.18.a})$$

$$\text{CGS: } \mathbf{\Pi} = c \mathbf{E} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{A.18.b})$$

($\mathbf{\Pi}^{(\text{CGS})} = 1\,000 \mathbf{\Pi}^{(\text{SI})}$);

– jauge de Lorentz :

$$\text{SI: } \text{div } \mathbf{A} + \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.19.a})$$

$$\text{CGS: } \text{div } \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial V}{\partial t} = 0. \quad (\text{A.19.b})$$

1. Lorsque la vitesse de la lumière c apparaît dans une équation CGS elle est exprimée en cm/s.

e) Conversion des susceptibilités et des polarisabilités

Dans ce paragraphe nous revenons au domaine de l'optique non linéaire pour convertir les susceptibilités. Nous commençons par les grandeurs microscopiques. On convertit un dipôle microscopique par

$$\mathbf{p}^{(\text{CGS})} = 10^3 c^{(\text{SI})} \mathbf{p}^{(\text{SI})} . \quad (\text{A.20})$$

Sachant que $\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha \mathbf{E}$, α étant la susceptibilité linéaire (en CGS $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$), on déduit la relation sur α :

$$\alpha^{(\text{CGS})} = \frac{1}{4\pi 10^{-6}} \alpha^{(\text{SI})} . \quad (\text{A.21})$$

Nous définissons ensuite les polarisabilités macroscopiques :

$$\mathbf{P}^{(\text{SI})} = \varepsilon_0 \left[\chi_{(\text{SI})}^{(1)} \mathbf{E}^{(\text{SI})} + \chi_{(\text{SI})}^{(2)} (\mathbf{E}^{(\text{SI})})^2 + \chi_{(\text{SI})}^{(3)} (\mathbf{E}^{(\text{SI})})^3 + \dots \right] \quad (\text{A.22.a})$$

$$\mathbf{P}^{(\text{CGS})} = \chi_{(\text{CGS})}^{(1)} \mathbf{E}^{(\text{CGS})} + \chi_{(\text{CGS})}^{(2)} (\mathbf{E}^{(\text{CGS})})^2 + \chi_{(\text{CGS})}^{(3)} (\mathbf{E}^{(\text{CGS})})^3 + \dots \quad (\text{A.22.b})$$

Nous pouvons calculer grâce à (A.9) et (A.10.b) :

$$\chi_{(\text{CGS})}^{(n)} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{c}{10^4} \right)^{n-1} \chi_{(\text{SI})}^{(n)} . \quad (\text{A.23})$$

Le terme en $\chi^{(3)}$ est le terme d'effet Kerr (variation d'indice proportionnelle à l'intensité). On écrit cette variation d'indice sous la forme² [35, p. 36] :

$$n = n_0 + n_2 \langle \mathbf{E}^2 \rangle = n_0 + \gamma I , \quad (\text{A.24})$$

$\langle \mathbf{E}^2 \rangle$ étant le champ moyenné sur plusieurs cycles, et I l'intensité. En système SI, on a les relations :

$$n_2 = \frac{3}{4n_0} \chi^{(3)} \quad (\text{A.25.a})$$

$$I = n_0 c \varepsilon_0 \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad (\text{A.25.b})$$

$$\gamma = \frac{n_2}{n_0 c \varepsilon_0} = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0^2 c \varepsilon_0} . \quad (\text{A.25.c})$$

En système CGS on écrit :

$$n_2 = \frac{3\pi}{n_0} \chi^{(3)} \quad (\text{A.26.a})$$

$$I = n_0 c^{(\text{CGS})} \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad (\text{A.26.b})$$

$$\gamma = \frac{n_2}{n_0 c^{(\text{CGS})}} . \quad (\text{A.26.c})$$

Dans la pratique on utilise rarement γ dans le système CGS.

2. Attention la définition de n_2 varie selon l'auteur (à un facteur 2 près).

De ces relations on peut tirer les équations de conversion :

$$\frac{n_2^{(\text{CGS})}}{n_2^{(\text{SI})}} = 4\pi \frac{\chi_{(\text{CGS})}^{(3)}}{\chi_{(\text{SI})}^{(3)}} = \frac{c^2}{10^8} \quad (\text{A.27.a})$$

$$\frac{n_2^{(\text{CGS})}}{\gamma^{(\text{SI})}} = \frac{cn_0}{40\pi}. \quad (\text{A.27.b})$$

On peut vérifier la relation (A.27.b) sur certaines tables rédigées dans les deux systèmes d'unités [36]¹.

3. Récapitulatif : tableau de conversion

Nous récapitulons dans ce tableau la plupart des formules de conversions obtenues précédemment. Pour chaque grandeur physique nous exprimons le coefficient de conversion littéralement puis numériquement. Dans les formules littérales la vitesse de la lumière c est prise en SI ($c = 2,997\,924 \cdot 10^8$ m/s).

Grandeur	ρ	u ^é SI	u ^é CGS	$\rho^{(\text{CGS})}/\rho^{(\text{SI})}$ litt.	$\rho^{(\text{CGS})}/\rho^{(\text{SI})}$ num.
Longueur	L	m	cm	100	100
Masse	M	kg	g	1 000	1 000
Énergie	\mathbb{E}	J	erg	10^7	10^7
Force	F	N	dyn	10^5	10^5
Champ magn.	\mathbf{B}	T	G	10^4	10^4
Champ élec.	\mathbf{E}	V/m	ues/cm ²	$10^4/c$	$3,335\,640 \cdot 10^{-5}$
Polarisation	\mathbf{P}			$10^{-3}c$	$2,997\,924 \cdot 10^5$
Induction élec.	\mathbf{D}			$4\pi c \cdot 10^{-3}$	$3,767\,303 \cdot 10^6$
Ind ⁿ magné.	\mathbf{H}			$4\pi 10^{-3}$	$1,256\,637 \cdot 10^{-2}$
Densité de ch.	ρ	C	esu	$10^{-5}c$	$2,997\,924 \cdot 10^3$
Courant de ch.	\mathbf{j}			$10^{-3}c$	$2,997\,924 \cdot 10^5$
Charge élec.	q			$10\,c$	$2,997\,924 \cdot 10^{10}$
Potentiel élec.	V			$10^6/c$	$3,335\,640 \cdot 10^{-3}$
Potentiel vect.	\mathbf{A}	m ³	cm ³	10^6	10^6
Dipôle élec.	\mathbf{p}			10^3c	$2,997\,924 \cdot 10^{11}$
Susceptibilité	α			$1/(4\pi \cdot 10^{-6})$	$7\,957\,747 \cdot 10^4$
Polaris. linéaire	$\chi^{(1)}$			$1/(4\pi)$	$7,957\,747 \cdot 10^{-2}$
Polaris. quadrat.	$\chi^{(2)}$			$c/(4\pi \cdot 10^4)$	$2,385\,672 \cdot 10^3$
Polaris. cubique	$\chi^{(3)}$			$c^2/(4\pi \cdot 10^8)$	$7,152\,066 \cdot 10^7$
Polaris. ordre n	$\chi^{(n)}$			$(10^{-4}c)^{n-1}/(4\pi)$	

1. Pour les indices non linéaires croisés, il convient de multiplier par 2 les expressions (A.25.a)-(A.25.c) et (A.26.a)-(A.26.c) dès que les harmoniques i et j considérées sont différentes. L'expression (A.25.c) est remplacée par :

$$\gamma_{ij} = (2 - \delta_{ij}) \frac{n_2}{n_i c \varepsilon_0} = (2 - \delta_{ij}) \frac{3\chi^{(3)}}{4n_i n_j c \varepsilon_0}, \quad (\text{A.28})$$

où l'on a considéré les indices n_i et n_j vus par les deux harmoniques.

Intensité	I	W/m ²		10 ³	10 ³
Puissance	P	W	erg/s	10 ⁷	10 ⁷
Fluence	F	J/m ²	erg/cm ²	10 ³	10 ³
Indice non linéaire	n_2	m ² /V ²		$c^2/10^8$	$8,987\,551 \cdot 10^8$
Indice non linéaire ¹	γ	m ² /W		$cn_0/(40\pi)$	$2,385\,672 \cdot 10^6 n_0$

1. Nous donnons le rapport $n_2^{(\text{CGS})}/\gamma^{(\text{SI})}$.

Bibliographie

- [1] DONNAT (Philippe), TREIMANY (Catherine), L'HULLIER (Nicolas) et RIVOIRE (Vincent), Miró *V1.0*, *Guide utilisateur et manuel de référence*. Note CEA n° 2799 (1995).
- [2] DONNAT (Philippe), TREIMANY (Catherine), MORICE (Olivier), L'HULLIER (Nicolas) et RIVOIRE (Vincent), Miró *V2.0*, *Guide utilisateur et manuel de référence*. Note CEA n° 2818 (1997).
- [3] DONNAT (Philippe), L'HULLIER (Nicolas), MORICE (Olivier), RIBEYRE (Xavier), RIVOIRE (Vincent) et TREIMANY (Catherine), Miró *V3.0*, *Guide utilisateur et manuel de référence*. Note CEA n° 2829 (1998).
- [4] DONNAT (Philippe), GALLICE (Gérard), L'HULLIER (Nicolas), MORICE (Olivier), NASSIET (Didier), RIBEYRE (Xavier), RIVOIRE (Vincent) et TREIMANY (Catherine), *Documentation de Miró V4.0*. En préparation (1999).
- [5] BOSCHERON (Alain), *Étude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l'optimisation des lasers de haute puissance*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1996).
- [6] BECHMANN (R.), HEARMON (R. F. S.) et KURTZ (S. K.), *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*, vol. 2 de la collection *Landölt-Börnstein*, groupe III. Springer Verlag, Berlin (1969).
- [7] ROUYER (Claude). Non publié.
- [8] ARMSTRONG (J. A.), BLOEMBERGEN (N.), DUCUING (J.) et PERSHAN (P. S.), « Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectrics ». *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).
- [9] STEGEMAN (George I.), SHEIK-BAHAE (Mansoor), van STRYLAND (Eric) et ASSANTO (Gaetano), « Large nonlinear phase shifts in second-order nonlinear-optical processes ». *Opt. Lett.* **18**, 13 (1993).
- [10] ASSANTO (Gaetano), STEGEMAN (George), SHEIK-BAHAE (Mansoor) et van STRYLAND (Eric), « All-optical switching devices based on large nonlinear phase shifts from second harmonic generation ». *Appl. Phys. Lett* **62**, 1323 (1993).
- [11] DESALVO (R.), HAGAN (D. J.), SHEIK-BAHAE (M.), STEGEMAN (G.) et van STRYLAND (E. W.), « Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP ». *Opt. Lett.* **17**, 28 (1992).

- [12] SHORT (Robert W.) et SKUPSKY (Stanley), « Frequency Conversion of Broad-Bandwidth Laser Light ». *IEEE Journ. Quant. Electr.* **26**, 580 (1990).
- [13] SAUTERET (Christian). Non publié.
- [14] DONNAT (Philippe), GALLICE (Gérard), L'HULLIER (Nicolas), MORICE (Olivier), NASSIET (Didier), PORCHER (Thierry), RIBEYRE (Xavier), RIVOIRE (Vincent) et TREIMANY (Catherine), *Documentation de Miró V4.0, volume 2: Manuel de référence*. En préparation.
- [15] MCKINSTRIE (C. J.) et CAO (X. D.), « Nonlinear detuning of three-wave interactions ». *J. Opt. Soc. Am. B* **10** n° 5, 898 (1993).
- [16] DIXIT (S. N.), LAWSON (J. K.), MANES (K. R.), POWELL (H. T.) et NUGENT (K. A.), « Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control ». *Opt. Lett.* **19**, 417 (1994).
- [17] KESSLER (T. J.), LIN (Y.), IWAN (L. S.), CASTLE (W. P.), KELLOGG (C.), BARONE (J.), KOWALUK (E.), SCHMID (A. W.), MARSHALL (K. L.), SMITH (D. J.), RIGATTI (A. L.), WARNER (J.) et STALEY (A. R.), « Laser Phase Conversion Using Continuous Distributed Phase Plates ». Dans *Second Annual Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, édité par M. ANDRÉ, p. 272, Paris (1996). SPIE vol. 3047.
- [18] RUSHFORD (M. C.), DIXIT (S. N.), THOMAS (I. M.), MARTIN (A. M.) et PERRY (M. D.), « Large aperture kinoform phase plates in fused silica for spatial beam smoothing on Nova and Beamlet lasers ». Dans *Second Annual Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, édité par M. ANDRÉ, p. 282, Paris (1996). SPIE vol. 3047.
- [19] DIXIT (S. N.), FEIT (M. D.), PERRY (M. D.) et POWELL (H. T.), « Designing fully continuous phase screens for tailoring focal-plane irradiance profiles ». *Opt. Lett.* **21**, 1715 (1996).
- [20] PICHET (Muriel), *Imagerie à haute résolution spatiale dans le domaine X-UV à l'aide de lentilles à zones de Fresnel*. Thèse de Doctorat (1998).
- [21] FIORINI (C.), SAUTERET (C.), ROUYER (C.), BLANCHOT (N.), SEZNEC (S.) et MIGUS (A.), « Temporal Aberrations Due to Misalignments of a Stretcher-Compressor System and Compensation ». *IEEE Journ. Quant. Electr.* **30**, 1662 (1994).
- [22] BLANCHOT (N.), *Génération d'impulsions femtosecondes dans le domaine des 100 térawatts par amplification dans des mélanges de verres, et démonstration de focalisation à des densités de puissance supérieures à $2 \cdot 10^{19}$ W/cm²*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (1995).
- [23] VIDEAU (Laurent), *Le lissage optique pour les chaînes de puissance. Concepts fondamentaux et modélisation analytique, simulations numériques, expériences sur le lissage par fibre optique multimode*. Thèse de Doctorat, École polytechnique (1998).
- [24] MARBURGER (J. H.), « Self-focusing Theory ». *Prog. Quant. Electr.* **4**, 35 (1975).
- [25] BESPALOV (V. I.) et TALANOV (V. I.), « Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids ». *JETP Lett.* **3**, 307 (1966).
- [26] BROWN (D. C.), *High-Peak-Power Nd:Glass Laser System*. Springer Verlag (1981).
- [27] DONNAT (Philippe), GALLICE (Gérard), L'HULLIER (Nicolas), MORICE (Olivier), NASSIET (Didier), PORCHER (Thierry), RIBEYRE (Xavier), RIVOIRE (Vincent) et

- TREIMANY (Catherine), *Documentation de Miró V4.0, volume 1 : Guide utilisateur*. En préparation.
- [28] GOODMAN (Joseph W.), *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*. Masson et Cie (1972).
- [29] KOGELNIK (H.) et LI (T.), « Laser Beams and resonators ». *Appl. Opt.* 5, 1150 (1966).
- [30] BÉNARD (H.), MATHIEU (G.), FERRIOU (N.) et ROUSSEL (A.), « Simulation and analysis of Ghosts Images for the Mégajoule laser ». Dans *Third International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, édité par W. Howard LOWDERMILK, p. 321, Monterey, California, USA (1998). SPIE vol. 3492.
- [31] TOMLINSON (W. J.), STOLEN (R. H.) et SHANK (C. V.), « Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers ». *J. Opt. Soc. Am. B* 1, 139 (1984).
- [32] HASEGAWA (Akira) et KODAMA (Yuji), « Signal Transmission by Optical Solitons in Monomode Fiber ». *Proc. IEEE* 69, 1145 (1981).
- [33] SIEGMAN (A. E.), *Lasers*. University Science Books (1986).
- [34] HERMANN (Jean-Paul), *Non-linéarités optiques des molécules organiques conjuguées*. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud Orsay (1974).
- [35] NEWELL (Alan C.) et MOLONEY (Jérôme C.), *Nonlinear Optics*. Addison-Wesley (1992).
- [36] KURNIT (N. A.), SHIMADA (T.), SOREM (M. S.), TAYLOR (A. J.), RODRIGUEZ (G.), CLEMENT (T. S.), FEARN (H.), JAMES (D. F. V.) et MILONNI (P. W.), « Measurement and Control of Optical Nonlinearities of Importance to Glass Laser Fusion Systems ». Dans *Second Annual International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, édité par Michel ANDRÉ, Paris (1996). SPIE vol. 3047.

Index

- aberrations
 - lentille, 99
 - temporelles, 120
- absorption, 63
 - coefficient d', 49
- accord de phase, 33
- Adonis*, 83, 87, 89, 109, 138
- amplificateur, 10, 16, 146, 214
 - dynamique, 19, 22
 - plaque, 8
- analyseur de surface d'onde, 28
- angles, 159
- apodiseur
 - analytique, 32, 172, 174
- astigmatisme, 189
- autocorrélation, 140
- autofocalisation, 144, 146
- barreau, 214
- Bespalov & Talanov, 150
- biréfringence, 81
 - induite, 196
- boîte adaptative, 89, 177, 180, 182
- calcul inverse, 20, 154
- cambrure, 91
- « *cascading* », 53
- cavité laser, 214
- cellule de Pockels, 114, 214
- changement
 - de mode de calcul, 191
- composants
 - amplificateur, 10, 16, 146, 214
 - amplificateur dynamique, 19, 22
 - analyseur de surface d'onde, 28
 - apodiseur analytique, 32, 172, 174
 - cellule de Pockels, 114, 214
 - convertisseur de fréquence, 33, 43, 46, 49, 53, 57, 63, 68, 72, 140
 - échantillon, 150, 191
 - filtre, 91, 199, 203
 - filtre multi-passages, 165, 199
 - focaliseur, 124
 - lame biréfringente, 84
 - lame de phase, 86
 - lentille, 91, 95, 99, 165, 172, 177, 199, 214
 - lentille cylindrique, 189
 - lentille de Fresnel, 104, 108
 - mélangeur, 96, 111, 140
 - miroir à conjugaison de phase, 99, 114
 - multiplexeur, 189
 - réseau, 63, 117, 120
 - réseau focalisant, 124, 128
 - rotateur de Faraday, 137
 - source fichier, 25
 - source tavelure, 138, 140
- conditions aux limites, 163, 226
- conjugaison de phase (miroir à), 114
- convertisseur de fréquence, 33, 43, 46, 49, 53, 63, 72, 140
 - indices non linéaires, 68
- correcteur de surface d'onde, 28
- corrélation, 140
- couche limite absorbante, 226
- delta theta faisceau, 95, 159
- déphasage, 53
- dérive de fréquence, 16
- désaccord de phase, 72

- diagnostics
 - delta theta faisceau, 95, 159
 - phase redressée, 28
 - spectre, 223
 - taux de modulation, 91
- différence de vitesses de groupe, 63
- diffraction, 108, 117, 120, 124, 146, 223
 - faisceau gaussien, 163, 177
 - focalisation, 172, 174
 - imagerie, 165
- diffraction adaptative astigmatique, 125, 189, 191, 203
- diffraction de Fresnel adaptative, 89, 177, 180, 182, 203, 214, 223
- discrétisation, 146
- dispersion, 117, 120
- dispersion des vitesses de groupe, 205
- échantillon, 150, 191
- échantillonnage, 223
- effet cascade, 53
- effet Kerr, 68, 72, 144, 146, 150, 174, 196, 205
- énergie
 - conservation de l'énergie, 111
- faisceau gaussien, 177
- fichier
 - indices, 43, 140
 - masque de biréfringence, 81
 - masque de gains, 8
 - masque de phase, 163
 - profil spatial, 46
 - profil temporel, 46
- filtrage, 120
- filtre, 91, 165, 180, 199, 203
 - multi-passages, 165, 199
- focalisation, 177
- focaliseur, 124
- Frantz et Nodvik, 8, 20
- fréquence spatiale, 150
- front d'onde, 177
- géométrie (optique), 154
- imagerie, 91, 108, 120, 165, 199
- incidence de Brewster, 165, 199
- indice, 43
- indice non linéaire, 53
- inhomogénéité, 63, 117, 120
- inverse (calcul), 20, 154, 159
- KDP, 33, 49, 53
- lame, 163
 - à pouvoir rotatoire, 137
 - biréfringente, 84
 - kinoforme, 86
- lame de phase, 86
- lentille, 91, 99, 165, 172, 177, 199, 214
 - aberrations, 99
 - cylindrique, 189
 - de Fresnel, 104, 108
 - épaisse, 95
 - non linéaire, 174
- matrices ABCD, 165, 199, 214
- mélangeur, 96, 111, 140
- Miller (règles de), 68
- miroir
 - à conjugaison de phase, 99, 114
- modes de calcul
 - calcul inverse, 20, 57, 154, 159
 - diffraction adaptative astigmatique, 189, 191, 203
 - diffraction de Fresnel, 108, 124, 146, 163, 165, 172, 174, 223
 - diffraction de Fresnel adaptative, 89, 177, 182, 203, 214, 223
 - modulation de phase, 191, 201
 - optique géométrique 1D, 154
 - optique géométrique 3D, 154
 - spectre large, 10, 63, 117, 120, 128, 191, 201, 205, 211
- modulation, 150
- modulation de phase, 191, 201, 205
- multiplexage, 95, 159, 199
- multiplexeur, 189
- onde inhomogène, 117, 120
- orientation, 159
- paramètres, 33

- phase
 - redressée, 28
- pinceaux parasites, 203
- polarisation, 84, 111, 196
- pouvoir rotatoire
 - induit, 196
- prépalier, 22

- rééchantillonnage, 191
- réseau, 63, 117, 120
 - focalisant, 124, 128
- rotateur
 - de Faraday, 137
 - quartz, 137

- Schrödinger (équation de), 211
- soliton, 211
- source
 - fichier, 25
 - tavelure, 138, 140, 180
- spectre, 223
- spectre large, 10, 63, 117, 120, 128, 191,
201, 205, 211
- spectre spatial, 146
- stockage des gains, 10

- taux de modulation, 91
- temporelle (forme), 22, 25
- temps de retard, 128
- type I, type II, 33

- unités
 - conversion, 33, 36, 231

Table des matières

Chapitre I: Tests Unitaires	5
1. Amplificateur	6
a) Objectif	6
b) Schéma	6
c) Données	6
d) Interprétation	6
2. Amplification en spectre large	8
a) Objectif	8
b) Schéma	8
c) Données	8
d) Interprétation	9
e) Cas où l'impulsion est modulée en phase	11
f) Stockage des gains au cours de l'amplification	11
3. Amplification avec dérive de fréquence: modèle « Frantz & Nodvik modifié »	14
a) Objectif	14
b) Schéma	14
c) Données	15
d) Interprétation	15
4. Amplificateur « dynamique »	17
a) Objectif	17
b) Schéma	17
c) Données	17
d) Interprétation	18
5. Amplificateur « dynamique »: caractérisation du composant	20
a) Objectif	20
b) Schéma	20
c) Données	21
d) Résultats	21
e) Conclusion	21
6. Amplificateur « dynamique »: cas test analytique	23
a) Objectif	23
b) Schéma	23

c) Données	24
d) Résultat	24
7. Analyseur de surface d'onde	26
a) Objectif	26
b) Schéma	26
c) Données	26
d) Interprétation	27
8. Apodiseur	30
a) Objectif	30
b) Schéma	30
c) Données	30
d) Interprétation	30
9. Conversion de fréquence: évaluation des paramètres scalaires	31
a) Objectif	31
b) Calcul des angles	31
c) Coefficient de couplage non linéaire d'ordre 2	33
d) Le choix de la bonne unité	34
e) Table de valeurs	35
f) Objectif des cas tests	37
g) Doubleur type I	37
i) Schéma	37
ii) Données	37
iii) Interprétation	38
h) Doubleur type II	38
i) Schéma	38
ii) Données	38
iii) Interprétation	38
i) Tripleur type I	39
i) Schéma	39
ii) Données	39
iii) Interprétation	39
j) Tripleur type II	39
i) Schéma	39
ii) Données	40
iii) Interprétation	40
10. Convertisseur de fréquence: cas perturbatif	41
a) Objectif	41
b) Schéma	41
c) Données	41
d) Interprétation	42
e) Variante du cas test	42
11. Convertisseur de fréquence: cas saturé	44
a) Objectif	44
b) Schéma	44
c) Données	44

d) Interprétation	45
12. Conversion de fréquence en présence d'absorption	47
a) Objectif	47
b) Schéma	48
c) Données	48
d) Interprétation	49
13. Convertisseur de fréquence: effet cascade	51
a) Objectif	51
b) Schéma	52
c) Données	53
d) Interprétation	53
14. Calcul inverse dans les convertisseurs de fréquence	55
a) Objectif	55
b) Schéma	55
c) Données	55
d) Interprétation	56
e) Quelques problèmes liés au calcul inverse en présence de convertisseurs de fréquence	58
15. Conversion de fréquence en spectre large	61
a) Objectif	61
b) Schéma	63
c) Données	63
d) Interprétation	64
16. Convertisseur de fréquence: calcul des indices non linéaires	66
a) Calcul analytique	66
b) Schéma	68
c) Données	68
d) Interprétation	68
17. Effet Kerr dans un convertisseur de fréquence	70
a) Objectif	70
i) Résolution analytique présentée dans l'article: formalisme général . . .	70
ii) Application au cas de la génération d'harmonique	71
iii) Liaison avec les notations en vigueur dans le code <i>Miró</i>	72
iv) Principe du cas test	73
b) Schéma	74
c) Données	75
d) Interprétation	75
18. Fichier de biréfringence	79
a) Objectif	79
b) Schéma	79
c) Données	79
d) Interprétation	80
e) Variante du cas test	80
i) Schéma	81
ii) Données	81

iii) Résultat	81
19. lame biréfringente	82
a) Objectif	82
b) Schéma	82
c) Données	82
d) Résultats	83
20. lame de phase « kinoforme »	84
a) Objectif	84
b) Schéma	84
c) Données	84
d) Résultat	85
e) Variante du cas test de la lame « kinoforme »	86
i) Schéma	86
ii) Données	86
iii) Résultat	87
21. Prise en compte de l'épaisseur des lentilles	89
a) Objectif	89
b) Schéma	90
c) Données	90
d) Interprétation	91
22. Lentille boule	93
a) Objectif	93
b) Schéma	93
c) Données	94
d) Interprétation	94
e) Variante du cas test	94
i) Schéma	95
ii) Données	95
iii) Résultats	95
23. Aberrations des lentilles	97
a) Objectif	97
b) 1 ^{er} cas test : lentille convexe-plan à incidence normale	97
i) Schéma	97
ii) Données	97
iii) Résultat	97
c) 2 ^e cas test : lentille équiconvexe à incidence oblique	99
i) Schéma	99
ii) Données	100
iii) Résultats	100
24. Lentille de Fresnel : focalisation	102
a) Objectif	102
b) Schéma	102
c) Données	102
d) Interprétation	102
e) Variante du cas test	102

25. Lentille de Fresnel : imagerie	106
a) Objectif	106
b) Schéma	106
c) Données	106
d) Interprétation	107
26. Mélangeur	109
a) Objectif	109
b) Schéma	109
c) Données	110
d) Interprétation	110
27. Miroir à conjugaison de phase	112
a) Objectif	112
b) Schéma	112
c) Données	113
d) Interprétation	113
28. Dispersion par un réseau droit	115
a) Objectif	115
b) Schéma	115
c) Données	116
d) Interprétation	116
29. Réseaux de diffraction et aberrations temporelles	118
a) Objectif	118
b) Schéma	119
c) Données	119
d) Interprétation	120
30. Réseau focalisant et aberrations chromatiques	122
a) Objectif	122
b) Schéma	122
c) Données	123
d) Résultats	123
e) Obtention du résultat en diffraction adaptative astigmatique	123
31. Réseau focalisant et calcul de temps de retard	126
a) Objectif	126
b) Schéma (cas a et b)	127
c) Données (cas a et b)	128
d) Schéma (cas c et d)	128
e) Données (cas c et d)	128
f) Interprétation	129
g) Annexe : le programme de dépouillement	130
32. Rotateur de Faraday, lame à pouvoir rotatoire	135
a) Objectif	135
b) Schéma	135
c) Données	135
d) Interprétation	135
33. Source « tavelure » : dépouillement	136

a) Objectif	136
b) Schéma	136
c) Données	136
d) Interprétation	136
34. Source « tavelure » : autocorrélation	138
a) Objectif	138
b) Théorie	138
c) Schéma	139
d) Données	139
e) « Mesure » de la fonction de corrélation	140
Chapitre II : Tests Composés	141
1. Autofocalisation	142
a) Objectif	142
b) Schéma	142
c) Données	143
d) Interprétation	143
2. Autofocalisation : problèmes de discrétisation	144
a) Objectif	144
b) schéma	144
c) Données	145
d) Interprétation	145
e) Calcul unidimensionnel en espace	146
3. Effet Kerr : modèle de Bepalov-Talanov	148
a) Objectif	148
b) Schéma	149
c) Données	149
d) Résultats	150
4. Calcul inverse en 1D et en 3D	152
a) Objectif	152
b) Schéma	152
c) Données	152
d) Résultats et interprétation	154
e) Pathologies pouvant survenir en calcul inverse	155
5. Calcul inverse 1D en présence de multiplexage	157
a) Objectif	157
b) Schéma	157
c) Données	158
d) Résultats	160
6. Diffraction : faisceau gaussien	161
a) Objectif	161
b) Schéma	161
c) Données	161
d) Interprétation	162
7. Diffraction : imagerie	163

a) Objectif	163
b) Schéma	164
c) Données	164
d) Interprétation	166
e) Discussion	168
f) Traitement en diffraction adaptative astigmatique	169
8. Diffraction : lentille	170
a) Objectif	170
b) Schéma	170
c) Données	170
d) Interprétation	171
9. Diffraction : lentille non linéaire	172
a) Objectif	172
b) Schéma	172
c) Données	173
d) Interprétation	173
10. Diffraction de Fresnel adaptative : focalisation	175
a) Objectif	175
b) Schéma	176
c) Données	176
d) Interprétation	176
11. Diffraction de Fresnel adaptative : filtrage	178
a) Objectif	178
b) Schéma	178
c) Données	178
d) Résultats	179
12. Diffraction de Fresnel adaptative : cas complémentaires	180
a) Cas d'une lentille de grande focale	180
i) Objectif	180
ii) Schéma	181
iii) Données	181
iv) Interprétation	182
b) Imagerie par des lentilles de grande focale	182
i) Objectif	182
ii) Schéma	182
iii) Données	183
iv) Résultats	183
c) Aberrations chromatiques en diffraction de Fresnel adaptative	185
i) Objectif	185
ii) Schéma	185
iii) Données	185
iv) Interprétation	186
13. Diffraction adaptative astigmatique : passage de lentille cylindriques	187
a) Objectif	187
b) Schéma	187

c) Données	187
d) Interprétation	188
14. Utilisation du composant « échantillon »	189
a) Objectif	189
b) Schéma	189
c) Description du schéma	189
d) Données	191
e) Interprétation	193
15. Effet Kerr : rotation de polarisation et croisement entre harmoniques	194
a) Objectif	194
b) Schéma	194
c) Données	195
d) Interprétation	195
16. Multiplexage	197
a) Objectif	197
b) Schéma	197
c) Données	197
d) Interprétation	197
17. Modulation de phase : dispersion d'un faisceau modulé sinusoïdalement	199
a) Objectif	199
b) Schéma	199
c) Données	199
d) Interprétation	199
18. Filtres spatiaux : rééchantillonnage du faisceau au foyer	201
a) Objectif	201
b) Schéma	201
c) Données	202
d) Interprétation	202
19. Spectre large : automodulation de phase dans une fibre monomode	203
a) Objectif	203
b) Propagation dans la fibre et étirement par automodulation de phase	203
c) Recompression <i>via</i> un milieu à dispersion anormale	204
d) Schéma	205
e) Données	205
f) Interprétation	206
20. Spectre large : soliton	209
a) Objectif	209
b) Schéma	209
c) Données	210
d) Interprétation	210
21. Simulation d'une cavité laser ; génération d'un mode gaussien à partir du bruit	212
a) Difficultés liées à la simulation de cavités par <i>Miró</i>	212
b) Situation simulée	214
c) Schéma	215
d) Données	215

e) Résultats et interprétation	217
22. Problèmes liés à la propagation sur une longue distance	221
a) Objectif	221
b) Schéma	221
c) Paramètres	222
d) Résultats de la simulation	222
e) Origine de l'erreur	223
f) Conséquences concrètes du problème	224
g) Une solution au problème: la couche limite absorbante	224
 Annexes	 228
 Annexe A : Conversion CGS \rightarrow SI	 229
1. Expression des grandeurs physiques dans les deux systèmes d'unités	229
a) Système SI (ou MKS)	229
b) Système CGS	231
2. Conversions entre les deux systèmes	231
a) Conversion des champs	231
b) Conversion des charges	232
c) Conversion des potentiels électromagnétiques	232
d) Équations complémentaires de l'électromagnétisme	233
e) Conversion des susceptibilités et des polarisabilités	234
3. Récapitulatif: tableau de conversion	235
 Index	 240