

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed El Bachir Elibrahimi –Bordj Bou Arreridj

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département des Sciences de la Matière

جامعة محمد البشير الإبراهيمي « برج بوعريش »

كلية العلوم والتكنولوجيا

قسم علوم المادة



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE Master

Filière : Physique

Option : Physique énergétique et énergies renouvelables

THÈME

**Les propriétés spatiales d'un faisceau laser
après la propagation à travers des obstacles**

Préparé par :

Haddadene Narimane

Soutenu le : 23/06/2026

Devant le jury :

LAMRI Sarra

MCB

Président

Université de Bordj Bou Arreridj

Mihoubi Karima

MCB

Encadreur

Université de Bordj Bou Arreridj

Koussa Walid

MCB

Examineur

Université de Bordj Bou Arreridj

Année Universitaire 2025-2026

Remerciements

Au nom d'Allah, le Tout Miséricordieux, le Très Miséricordieux.

Avant toute chose, nous rendons grâce à Dieu, le Tout-Puissant, qui nous a accordé la force, la patience et la persévérance nécessaires pour mener à bien ce travail. Nous Lui exprimons notre profonde reconnaissance pour Sa bienveillance et Son soutien tout au long de notre parcours.

Nous tenons à adresser nos plus sincères remerciements et notre profonde gratitude à notre promotrice, Madame Mehoubi Karima, pour avoir accepté d'encadrer ce mémoire. Nous lui sommes infiniment reconnaissants pour sa disponibilité, sa bienveillance, la richesse de ses conseils, la rigueur de ses orientations scientifiques ainsi que pour la confiance qu'elle nous a accordée. Son accompagnement attentif, sa patience et son soutien constant ont constitué une source précieuse de motivation et ont largement contribué à l'aboutissement de ce travail.

Nous exprimons également notre respectueuse gratitude aux honorables membres du jury qui ont bien voulu consacrer de leur temps à l'évaluation de ce mémoire. Nous les remercions vivement pour l'intérêt qu'ils portent à ce travail ainsi que pour leurs remarques et suggestions qui contribueront sans aucun doute à son enrichissement.

Nos remerciements s'adressent également à l'ensemble des enseignants du Département de Physique qui ont assuré notre formation universitaire avec dévouement et professionnalisme. Grâce à leur savoir, leur engagement et leur générosité intellectuelle, ils ont participé à façonner notre parcours académique et scientifique.

Nous adressons une pensée toute particulière à nos chers parents. Aucun mot ne saurait exprimer pleinement notre reconnaissance envers eux pour leur amour inconditionnel, leurs sacrifices silencieux, leur confiance indéfectible, leurs prières sincères et leurs encouragements constants. Ils ont toujours été notre plus grand soutien et la source de notre détermination.

Nous remercions également nos frères, nos sœurs, nos proches et nos amis pour leur présence, leur compréhension et leur soutien moral tout au long de cette aventure universitaire.

Enfin, nous exprimons notre gratitude à toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce mémoire, par une aide, un conseil, une parole encourageante ou une prière sincère.

À toutes et à tous, nous adressons l'expression de notre profonde reconnaissance .

Dédicace

C'est avec une profonde émotion, une immense gratitude et un amour sincère que je dédie le fruit de ce modeste travail à tous ceux qui ont illuminé mon chemin, soutenu mes pas et cru en moi tout au long de cette aventure.

À mes très chers parents :

À vous qui avez été la lumière de ma vie, la source de ma force et la raison de ma persévérance. Vous avez semé en moi l'amour du savoir, m'avez appris la valeur du travail et du sacrifice, et m'avez entourée d'un amour inconditionnel. Vos prières sincères, votre patience infinie et votre confiance inébranlable ont été mon plus grand soutien. Aucun mot ne saurait exprimer toute ma reconnaissance ni rendre justice à l'immensité de vos sacrifices. Je vous dédie ce travail avec tout mon amour, mon respect et ma profonde gratitude. Puisse Dieu vous préserver, vous combler de santé et de bonheur, et vous récompenser pour tout ce que vous avez fait pour moi.

À la mémoire de mon cher frère, Fares, qu'Allah lui accorde Son infinie miséricorde :

Tu as quitté ce monde, mais tu demeures à jamais vivant dans nos cœurs. Ton souvenir accompagne chacun de mes pas et ton absence a laissé un vide que nul ne saurait combler. Je dédie ce travail à ton âme pure, priant Dieu de t'accueillir dans Son vaste Paradis, d'illuminer ta tombe et de te réunir avec ceux que tu aimes dans les plus hauts degrés du Paradis. Qu'Allah t'accorde Sa miséricorde et Sa paix éternelle.

À mes chers frères, Farid et Saddam :

Merci pour votre présence rassurante, votre soutien indéfectible, vos encouragements constants et votre affection fraternelle. Vous avez toujours été pour moi une source de force et de fierté.

À mes chères sœurs, Samra, Sabrina, Nesrine et Salsabil :

Merci pour votre amour, votre tendresse et tous les moments de complicité partagés. Votre présence a toujours apporté chaleur et sérénité à ma vie.

À ma chère belle-sœur, Asmahan :

Pour ta gentillesse, ton affection sincère et tes prières bienveillantes, reçois l'expression de ma profonde reconnaissance et de toute mon affection.

À nos adorables « petits de la maison » : Zino, Louay, Khalil, Youssef, Alaa, Fares, Laïth, Zakaria, Jihane, Sidra et Mayar

Vous êtes la joie de notre foyer et l'innocence qui embellit nos vies. Je prie Dieu de vous protéger, de vous accorder un avenir radieux, rempli de réussite, de bonheur et d'épanouissement.

À mes chères amies :

Merci pour votre fidélité, votre écoute, votre soutien et tous les instants partagés. Votre présence à mes côtés a rendu cette aventure plus douce et m'a aidée à surmonter les moments les plus difficiles.

Enfin, à toutes les personnes qui m'ont soutenue de près ou de loin, par une parole réconfortante, une prière sincère ou un geste bienveillant,

Je dédie humblement ce travail, fruit d'efforts, de patience et d'espoir, en souhaitant qu'il soit une source de fierté pour ceux qui ont cru en moi et m'ont accompagnée jusqu'à l'aboutissement de ce parcours.

Que Dieu bénisse chacun d'entre vous et vous récompense abondamment pour tout le bien que vous m'avez apporté.

Sommaire

Introduction générale.....	1
Chapitre I : théorie de base des faisceaux laser :	
I .1. Introduction :	5
I.2. Histoire des lasers :	6
I.2.1 Faits historiques :	6
I.2.2 Histoire de la technique du laser (repères chronologiques) :	6
I.3. Définition de Laser :	8
I.4. L'origine de Mot Laser :	9
I.4.1. Un matériau actif :	10
I.4.2. Un système de pompage :	10
I.4.3.une cavité résonnante :	10
I.4.4. Un coupleur optique :	10
I.5. Principe de fonctionnement du laser :	11
I.6. Interaction rayonnement-matière :	12
I.6.1. L'absorption :	12
I.6.2. L'émission spontanée :	12
I.6.3 émission stimulée :	13
I.7. Les propriétés de laser :	14
I.7.1 Monochromatique :	14
I.7.2. Directif :	15
I.7.3. Cohérent :	15
I.8. Types de lasers :	16
I.8.1. Laser à l'état solide :	16
I.8.2. Laser à l'état liquide :	17
I.8.3. Laser à l'état gazeux :	18
Chapitre II : Notions de faisceau Hermite -Gauss et filtrage spatiale :	
II.1 Introduction :	20
II.2 L'équation d'onde de Helmholtz :	20
II.3 Faisceau gaussien fondamental :	23

II.4 Faisceaux gaussiens d'ordre supérieur :	24
II.4.1. Les faisceaux d'Hermite–Gauss HG mn :	25
II.5. Profils d'intensité d'un faisceau Hermite-Gaussien	28
II.6. Expérience d'Abbe et filtrage spatial :	29
II.7. Applications des faisceaux lasers d'ordres supérieurs :	30

Chapitre III : Résultats et Discussion :

III.1 Introduction :	34
III.2. Caractéristique du faisceau incident :	34
III.3. Le filtrage de fréquence spatiale :	34
III.4. Diffraction de faisceau Hermite-Gauss par un stop :	37
III.5. Résultats numériques :	38
III.5.1. Obscurcissement de faisceau HG80 par un stop utilisant une lentille.....	39
A. La largeur des faisceaux obscurés :	39
B. Le profile transversale :	40
III.5.2. Capacité d'auto-reconstruction des faisceaux Hermite gaussiens sans lentille :	45
A. Intensité axiale :	46
B. Les profiles transversales :	46
C. Puissance transmis :	48
Conclusion générale	50

Introduction générale

Introduction générale

L'évolution rapide des technologies optiques au cours des dernières décennies a placé les faisceaux laser au cœur de nombreuses avancées scientifiques et industrielles. Grâce à leur cohérence élevée, leur directivité remarquable et leur grande capacité de transport d'énergie, les lasers constituent aujourd'hui un outil incontournable dans des domaines aussi variés que les télécommunications optiques, l'imagerie, la métrologie, le traitement des matériaux et les systèmes de détection avancés.

Au-delà de la simple génération de la lumière laser, la maîtrise de sa structure spatiale représente un enjeu majeur de l'optique moderne. En effet, les performances d'un système optique dépendent fortement de la forme transversale du faisceau et de son évolution au cours de la propagation. Cette problématique a conduit au développement de faisceaux structurés possédant des distributions d'intensité spécifiques, capables de répondre à des exigences particulières dans de nombreuses applications scientifiques et technologiques.

Parmi ces faisceaux, les modes **Hermite-Gauss (HG)** occupent une place privilégiée. Ces solutions de l'équation paraxiale de propagation présentent une symétrie cartésienne caractéristique et une distribution spatiale gouvernée par les polynômes d'Hermite. Leurs propriétés géométriques et leur comportement lors de la propagation en font un modèle de référence pour l'étude des phénomènes de diffraction et de transformation des faisceaux laser.

Dans les systèmes optiques réels, la propagation d'un faisceau n'est cependant jamais idéale. La présence d'obstacles, d'écrans ou d'ouvertures modifie la répartition spatiale de l'énergie lumineuse et engendre des phénomènes complexes de diffraction. Ces perturbations peuvent altérer la structure initiale du faisceau, mais elles peuvent également révéler certaines propriétés remarquables liées à sa capacité de propagation et à son comportement après interaction avec un obstacle.

L'étude des propriétés spatiales des faisceaux Hermite-Gauss après leur propagation à travers des obstacles constitue ainsi un sujet d'intérêt aussi bien fondamental qu'appliqué. Elle permet de mieux comprendre les mécanismes physiques gouvernant l'évolution du profil d'intensité et d'analyser l'influence des paramètres géométriques sur la structure du faisceau diffracté.

Introduction générale

Dans ce contexte, ce mémoire est consacré à l'analyse théorique et numérique des propriétés spatiales d'un faisceau laser **Hermite-Gauss** après sa propagation à travers différents obstacles. L'objectif principal est de mettre en évidence l'effet des obstacles sur la distribution spatiale du faisceau et d'étudier l'évolution de ses caractéristiques au cours de la propagation, afin de contribuer à une meilleure compréhension du comportement des faisceaux structurés dans les systèmes optiques modernes.

Le présent mémoire est organisé en trois chapitres :

Dans ce **premier chapitre**, nous avons présenté les fondements théoriques des faisceaux laser. Nous avons d'abord retracé l'évolution historique du laser au cours de la période comprise entre 1900 et 2014. Nous avons ensuite abordé sa définition ainsi que son principe de fonctionnement. Par ailleurs, nous avons étudié les principales propriétés du rayonnement laser. Enfin, nous avons présenté les différents types de lasers selon la nature du milieu actif, en mettant en évidence leurs caractéristiques essentielles et leurs domaines d'application.

Dans le deuxième **chapitre**, nous avons établi les bases théoriques nécessaires à l'étude des faisceaux laser en introduisant **l'équation de Helmholtz**, obtenue à partir **des équations de Maxwell** et décrivant la propagation des ondes électromagnétiques. Une attention particulière a également été accordée au phénomène d'auto-reconstruction (**Self-Healing**), qui représente la capacité de certains faisceaux à retrouver partiellement ou totalement leur profil initial après avoir rencontré une obstruction au cours de leur propagation. Par ailleurs, le concept de filtrage spatial a été présenté à travers l'expérience d'Abbe afin d'interpréter physiquement le processus d'auto-reconstruction.

Enfin le **troisième chapitre et le dernière** est consacrée à la présentation, à l'analyse et à l'interprétation des résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la capacité **d'auto-reconstruction** des **faisceaux de Hermite-Gauss** partiellement obstrués. À travers une approche fondée sur l'intégrale de diffraction de **Fresnel-Kirchhoff** et le concept du filtrage des fréquences spatiales.

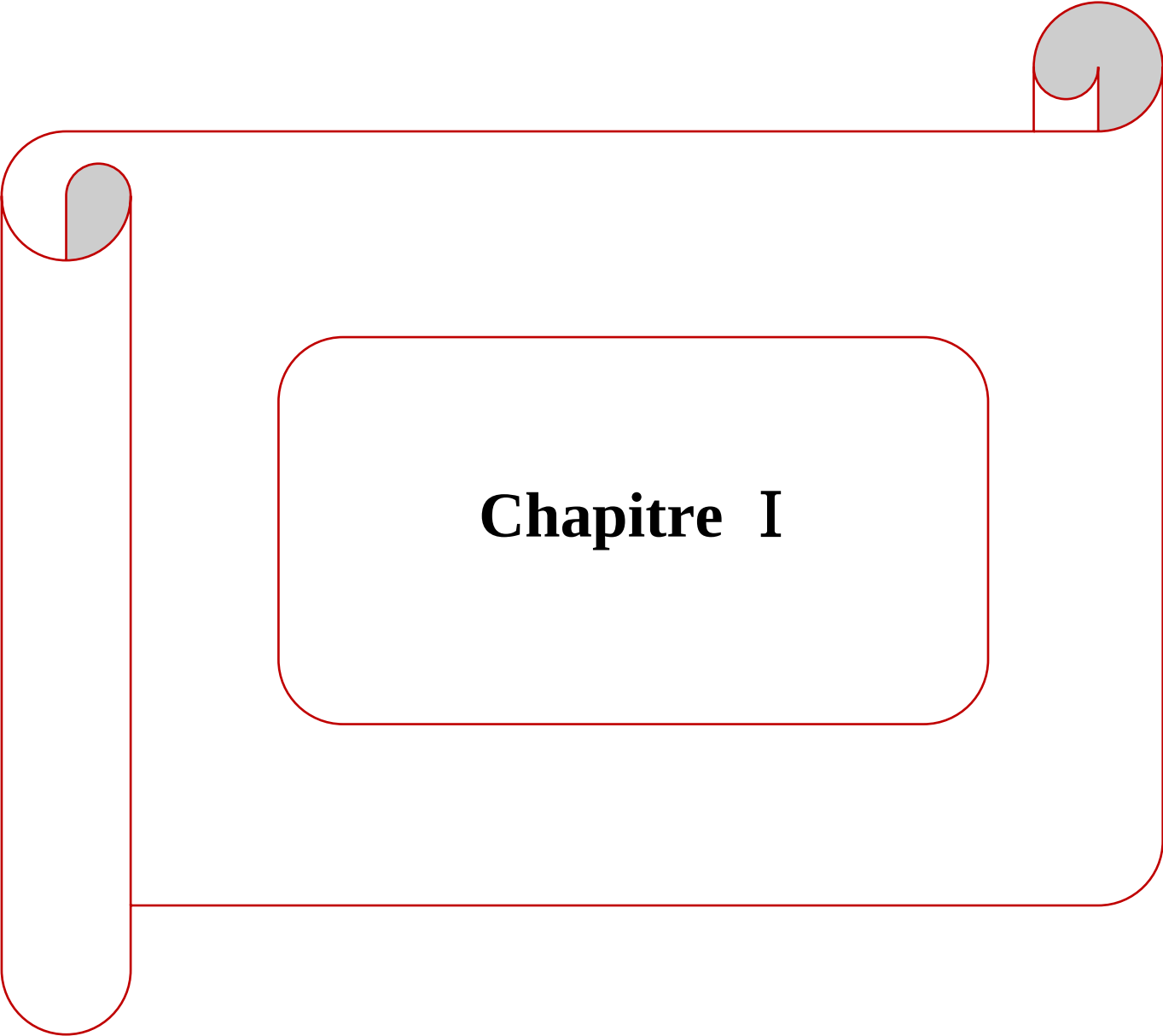
Les investigations menées, réalisées à l'aide du **logiciel Mathematica**, ont permis d'effectuer les calculs numériques, les simulations ainsi que l'ensemble des analyses nécessaires à l'étude du phénomène considéré. Cette démarche a conduit à l'évaluation de l'influence du degré d'obscuration sur les principales caractéristiques du faisceau, telles que la

Introduction générale

distribution transversale de l'intensité, l'évolution de la largeur du faisceau, le décalage focal ainsi que les profils d'intensité observés dans les champs proche et lointain.

Les résultats obtenus révèlent que, malgré la perte d'une partie importante de son énergie, le faisceau conserve une aptitude remarquable à restaurer progressivement sa structure spatiale initiale, mettant ainsi en évidence la robustesse des modes de Hermite–Gauss face aux perturbations externes.

L'ensemble de ces résultats souligne l'intérêt fondamental et applicatif de cette propriété, ouvrant ainsi des perspectives prometteuses pour le développement d'applications avancées en optique moderne, notamment dans les domaines de l'imagerie, des télécommunications optiques et de la manipulation optique.



Chapitre I

I .1. Introduction :

Dans le paysage en constante évolution des sciences et technologies modernes, le laser se distingue comme une innovation transformatrice aux implications considérables. Les lasers, acronyme de « **Light Amplification by stimulated Emission of Radiation** » (amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement), sont passés du stade de spéculations théoriques à celui d'outils indispensables dans de nombreuses disciplines.[1]

Le premier laser est apparu vers le milieu du siècle dernier, en 1960. Les lasers sont ensuite devenus une partie intégrante de la vie moderne après avoir contribué à de nombreux aspects de notre vie quotidienne.

Actuellement, les lasers sont utilisés dans la recherche en physique, en sciences médicales, en chimie, en biologie, en sciences de la Terre et dans l'industrie, dans de nombreuses applications telles que la découpe laser et la fabrication automobile. Le laser intervient également dans les domaines du divertissement, comme les CD et les DVD.

Le laser est utilisé à des fins diverses dans le domaine médical, notamment pour l'épilation au laser, ainsi que dans des applications médicales importantes comme le traitement des cancers. Il est aussi employé dans les domaines militaires et sécuritaires, par exemple dans les télémètres afin d'assurer la précision du guidage des tire.

En 1917, le scientifique Albert Einstein a proposé le concept de l'émission stimulée des photons, qui constitue le principe fondamental du faisceau laser. Trente-sept ans plus tard, en 1954, Charles Townes réussit à mettre au point un dispositif appelé MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), premier appareil fonctionnant dans le domaine des micro-ondes. La lettre « M » désigne le mot Microwave.

En 1960, Theodore Maiman développa le premier laser à rubis (cristal de rubis rouge), fonctionnant dans le domaine visible du spectre électromagnétique. Comme ce dispositif n'opérait plus dans la gamme des micro-ondes, le terme « maser » n'était plus approprié. On remplaça alors le mot Microwave par Light (lumière en anglais), et la lettre « M » fut substituée par « L », donnant naissance au terme LASER.

I.2. Histoire des lasers :

I.2.1 Faits historiques :

Albert Einstein a été le premier scientifique à parler de l'émergence du laser, un concept totalement nouveau en physique. À l'époque, il n'était pas possible de concrétiser sa théorie. En 1958, Arthur Schawlow a proposé un concept qui a constitué une percée majeure dans le domaine de l'optique et de la physique. En 1960, avec des collègues, il a créé le premier dispositif utilisant un cristal de rubis. L'appareil générait une lumière rouge d'une longueur d'onde d'environ 694 nm. Au cours de la même période, Charles Townes a étudié l'utilisation d'un gaz comme milieu actif pour un laser. Son idée était un dispositif hélium-néon produisant une lumière infrarouge et rouge. [2]

I.2.2 Histoire de la technique du laser (repères chronologiques) :

1900 : Le physicien allemand Max Planck suggère que l'échange d'énergie entre la matière et le rayonnement n'est pas continu mais se fait par quantités discrètes appelées quanta d'énergie. Cette idée marque le début de la physique quantique.

1913 : Le physicien danois Niels Bohr introduit la notion de niveaux d'énergie des atomes, expliquant que l'émission ou l'absorption de rayonnement se produit lors du passage des électrons d'un niveau d'énergie à un autre.

1916–1917 : Albert Einstein décrit et quantifie les phénomènes d'absorption du rayonnement et d'émission spontanée dans les atomes.

1917 : Albert Einstein introduit également le concept d'émission stimulée, principe fondamental qui constitue la base du fonctionnement du laser.[3].

1950 : Le physicien français Alfred Kastler met au point la technique du pompage optique, permettant d'exciter les atomes afin d'augmenter leur niveau d'énergie.

1953–1954 : Le MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est développé indépendamment par deux équipes : les Américains Charles H. Townes et Arthur L. Schawlow, ainsi que les Soviétiques Alexander Prokhorov et Nikolay Basov.[4].

1958 : Arthur L. Schawlow et Charles H. Townes publient les principes de réalisation d'un maser optique, capable d'amplifier la lumière. Le terme LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est introduit par le physicien américain Gordon Gould.

1960 : Theodore H. Maiman réalise le premier laser fonctionnel à rubis aux Hughes Aircraft Company.

1961 : Ali Javan, William R. Bennett Jr. et Donald R. Herriott réalisent le premier laser à gaz (hélium-néon) aux Bell Laboratories.

1962 : Le premier laser à semi-conducteur est développé chez General Electric, ouvrant la voie aux diodes lasers.[6]

1963 : Elias Snitzer invente le laser à fibre optique à l'Rutgers University.

1965 : Le laser solide YAG est utilisé par Western Electric, filiale de AT&T, pour percer des orifices microscopiques dans des matrices en diamant.[7].

1966 : Un émetteur laser est utilisé pour mesurer avec une grande précision la distance entre la Terre et la Lune.

1969 : David Collins réalise le premier lecteur de codes-barres utilisant une source laser.

1971 : L'entreprise GTE Sylvania commercialise le premier laser au dioxyde de carbone (CO_2) atteignant une puissance d'environ 1 kilowatt.[8].

1979 : Réalisation de la première machine de tôlerie combinant la découpe laser et le poinçonnage.[5].

1985 : Gérard Mourou, à l'Université of Rochester, développe la technique d'amplification par étirement et recompression des impulsions laser, ouvrant la voie aux lasers de très haute puissance.

1989 : Première utilisation d'un laser CO_2 pour l'usinage par fraisage, améliorant les techniques de fabrication de haute précision.

1999 : Ahmed Zewail, au California Institute of Technology, observe en temps réel une réaction chimique (photodissociation) grâce à des impulsions laser femtosecondes, fondant ainsi la femtochimie.

2002 : Ferenc Krausz, à l'University of Vienna, observe l'éjection d'un électron avec une résolution temporelle d'environ 0,6 femtoseconde.

2009 : Mise en service du laser NIF à la National Ignition Facility pour la recherche sur la fusion thermonucléaire.

Vers 2014 : Mise en exploitation du Laser Mégajoule au Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives, au Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, destiné à étudier la matière soumise à des températures et densités extrêmement élevées.

I.3. Définition de Laser :

La réalisation du laser a vu le jour en 1960, mais cela a été le fruit d'un travail qui a commencé en 1887 avec la première cavité de Fabry Péro et jusqu'à son apparition on rappelle que le second point de départ était la découverte de l'émission stimulée par Einstein en 1917, c'est ce processus qui est à la base du fonctionnement du laser [9].

Le laser est un dispositif qui produit ou amplifie un rayonnement cohérent pour des fréquences qui s'étalent dans les domaines de l'infrarouge (100 nm ,500 nm), le visible (400 nm, 780 nm) et l'ultraviolet (100nm) du spectre électromagnétique et on a même observé récemment de l'émission cohérente stimulée dans la région XUV ou X mous (10-15nm). Il est composé de deux éléments essentiels : d'une part, la cavité optique ou résonateur qui est capable de créer les conditions d'une oscillation résonnante et responsable de la mise en forme du faisceau laser et d'autre part, le milieu amplificateur (atomes, molécules, ions, électrons) dans les gaz, les liquides, les solides et le plasma susceptible de donner naissance à ce rayonnement pur.[10]

Le Laser est l'abréviation de l'expression anglaise "**LIGHT AMPLIFICATION BY STIMULATED EMISSION OF RADIATION**", qui signifie l'amplification de la lumière par émission stimulée du rayonnement. Il s'agit d'un dispositif capable de produire un faisceau lumineux cohérent, monochromatique et fortement directionnel grâce au processus d'émission stimulée.

Le laser fonctionne en stimulant les atomes ou les molécules afin qu'ils émettent des photons en phase avec le photon incident, ce qui entraîne une amplification de l'énergie lumineuse.

Le laser se distingue par sa capacité à produire des faisceaux lumineux très concentrés avec des longueurs d'onde bien déterminées, ce qui en fait un outil extrêmement important dans plusieurs domaines tels que la médecine, les télécommunications, l'industrie et la recherche scientifique.

Le laser utilise une lumière monochromatique, c'est-à-dire ayant une seule longueur d'onde. Cette lumière peut être générée dans certains types de cristaux purs. Le dispositif laser agit également pour mettre les ondes lumineuses dans le même état de phase, de sorte que toutes les ondes se propagent en phase, ce qui augmente leur intensité et leur énergie.

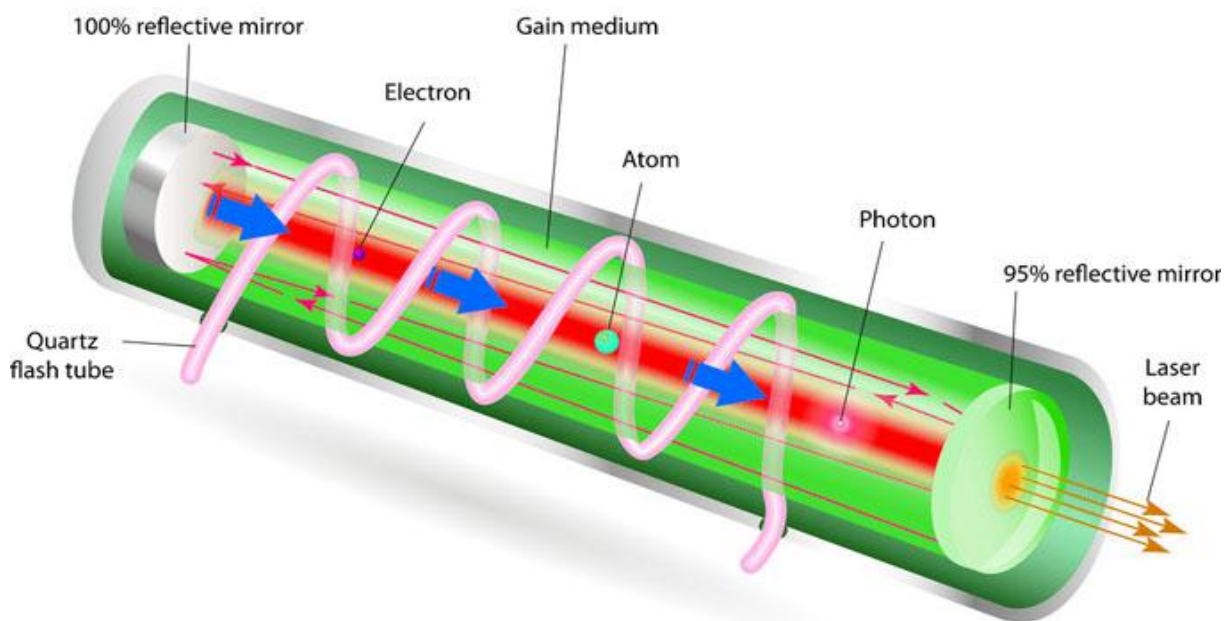


Figure I.1 : Schéma d'un dispositif laser [9]

I.4. L'origine de Mot Laser :

Le LASER est l'abréviation de l'expression anglaise (**Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation**), qui signifie amplification de la lumière par émission stimulée du rayonnement. Le laser constitue une forme particulière de rayonnement électromagnétique, composée de photons ayant la même fréquence et étant en phase, ce qui permet de former un faisceau lumineux de forte intensité et de grande focalisation.

Le rayonnement laser est généré au sein d'un milieu actif, tel que certains cristaux spéciaux, et la lumière est réfléchi plusieurs fois à l'intérieur de la cavité laser entre deux miroirs, ce qui entraîne son amplification avant son émission sous forme de faisceau laser. Ce rayonnement se caractérise principalement par la monochromaticité, la cohérence et une forte directionnalité, permettant sa concentration sur de petites zones et sa propagation sur de longues distances avec une faible divergence.[11].

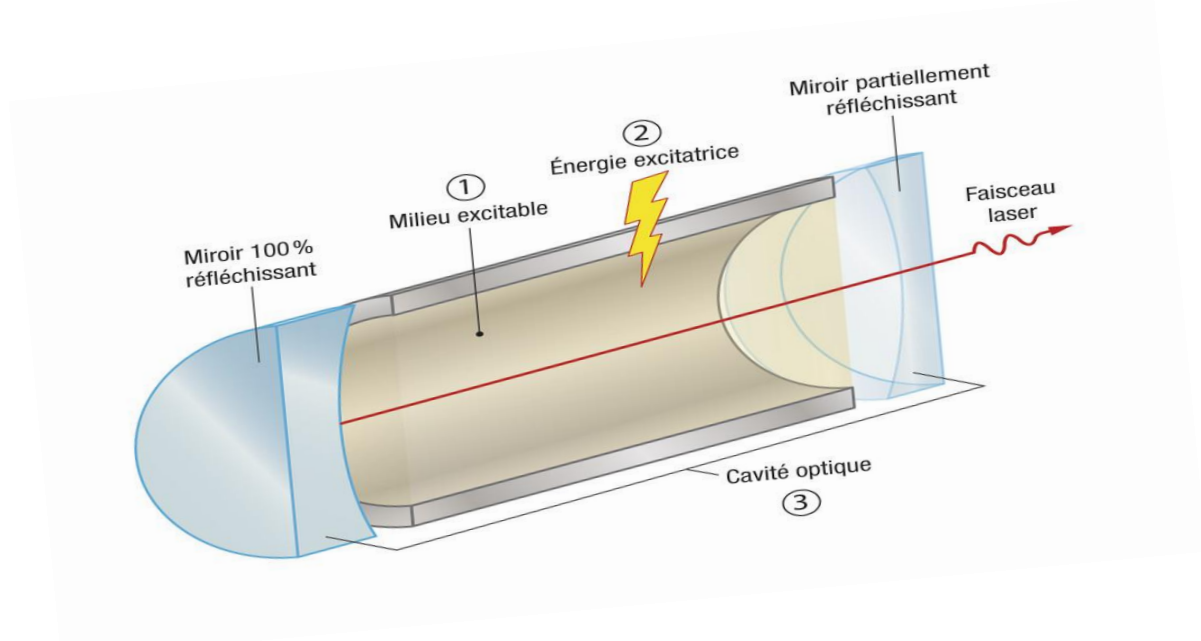


Figure I.2 : Les constituants du laser [11]

Un laser doit être composé de quatre éléments indispensables :

I.4.1. Un matériau actif : lieu de recombinaisons stimulées

I.4.2. Un système de pompage : permettant l'inversion de population nécessaire pour vaincre l'absorption).

I.4.3. une cavité résonnante : où passe plusieurs fois les photons dans le matériau actif.

I.4.4. Un coupleur optique : permettant d'extraire une partie des photons de la cavité pour les collecter dans une structure guidée.[12].

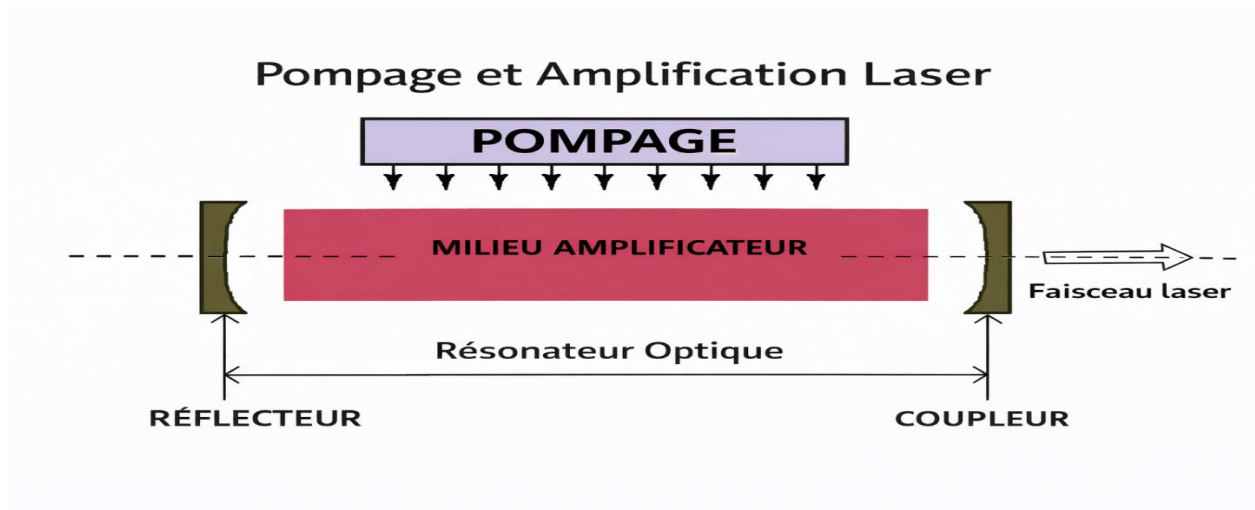


Figure I.3 : les différents composants d'un laser.[12]

I.5. Principe de fonctionnement du laser :

Le laser est un dispositif basé sur l'amplification cohérente de la lumière par émission stimulée. Dans un milieu actif, les électrons occupent initialement les niveaux d'énergie les plus bas. Lorsqu'une énergie externe est fournie, une partie des électrons est excitée vers des niveaux supérieurs.

Ces électrons peuvent revenir à leur état initial en émettant des photons soit de manière spontanée (émission aléatoire), soit par émission stimulée, où un photon incident provoque l'émission d'un second photon identique (même phase, fréquence et direction), ce qui entraîne une amplification de l'onde lumineuse.

Le fonctionnement du laser nécessite une inversion de population, obtenue grâce à un mécanisme de pompage, afin d'avoir plus d'atomes dans l'état excité que dans l'état fondamental. Le milieu actif est placé dans une cavité optique formée de deux miroirs, permettant aux photons de se réfléchir et de s'amplifier progressivement.

Ainsi, une forte densité de photons est produite, donnant naissance à un faisceau lumineux intense, cohérent et directionnel, caractéristique du rayonnement laser.

I.6. Interaction rayonnement-matière :

On considère un atome soumis à un rayonnement électromagnétique. Les niveaux d'énergie accessible aux électrons de cet atome sont notés $E_1, E_2, E_3 \dots$; E_1 correspondant au niveau fondamental.

Le rayonnement électromagnétique a une fréquence ν telle que $h\nu = E_2 - E_1$.

Les photons de ce rayonnement peuvent alors interagir avec l'atome suivant 3 processus : [13]

I.6.1. L'absorption :

Le photon d'énergie $E = E_2 - E_1$ peut être absorbé et permet la transition d'un électron du niveau E_1 vers le niveau E_2 . [13]

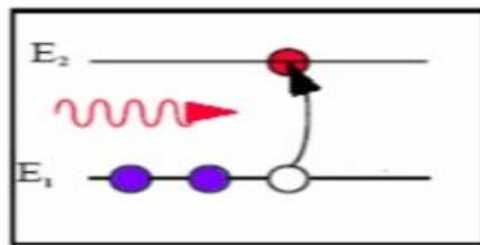


Figure I.4 : Emission absorption [13]

I.6.2. L'émission spontanée :

L'émission correspond à la transition inverse ; l'électron revient très rapidement à son niveau fondamental avec émission d'un photon de même énergie que le photon absorbe. Cette émission spontanée se fait dans des directions quelconques ; elle est dite isotrope. [13].

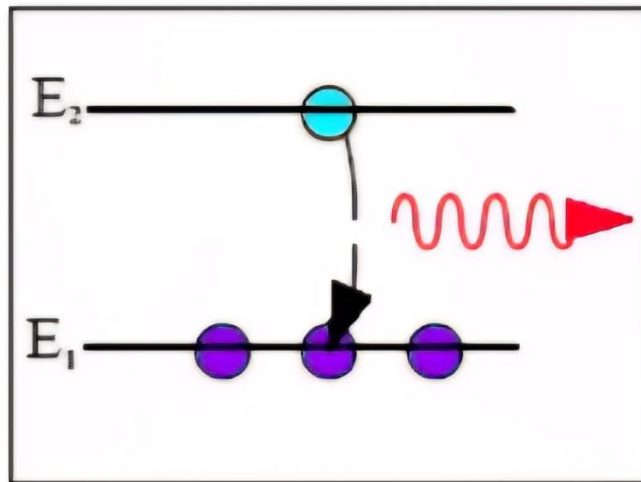


Figure I.5: Emission spontanée [13]

I.6.3. émission stimulée :

En 1917, EINSTEIN décrit le principe de l'émission stimulée. On considère que l'atome est excité et possède déjà un électron au niveau d'énergie E_2 . Sous l'action du rayonnement électromagnétique d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$, la transition de l'électron vers le niveau 1 est alors déclenchée (stimulée) avec émission d'un photon.[13].

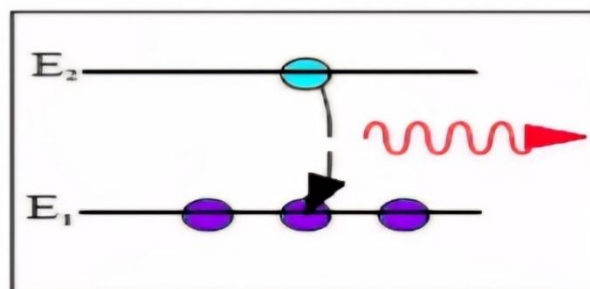


Figure I.6: Emission stimulée [13]

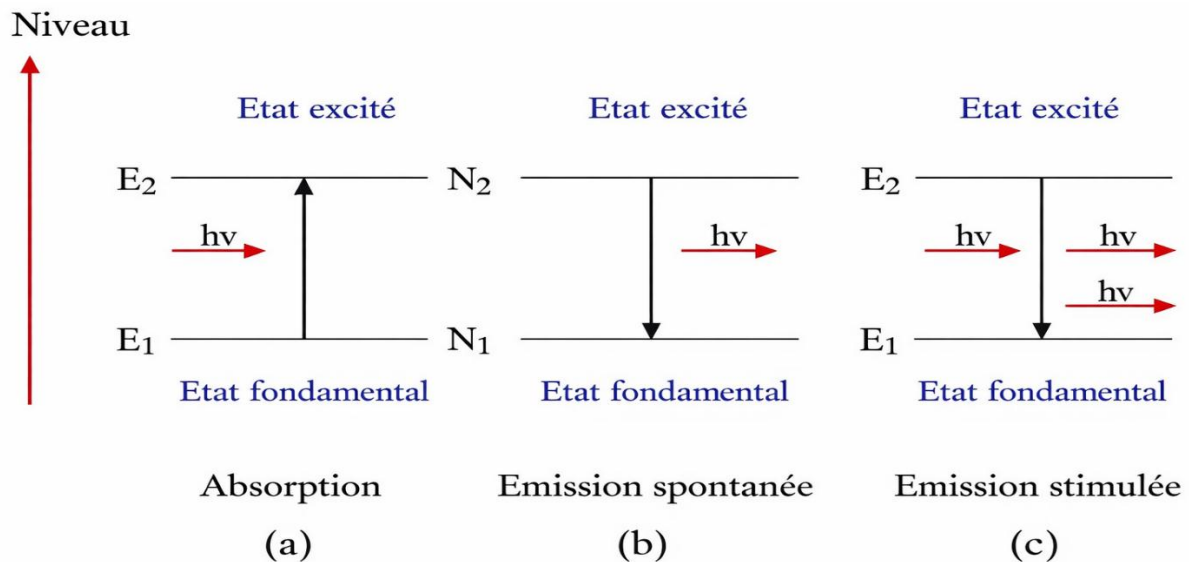


Figure I.7 : illustration des processus pour le fonctionnement du laser [13]

I.7. Les propriétés de laser :

Le rayonnement laser est caractérisé par un degré extrêmement élevé de Monochromatique, cohérent, directif.

I.7.1 Monochromatique :

Le faisceau laser est hautement monochromatique. Il émet une seule longueur d'onde (une seule couleur) car les atomes ou les molécules effectuent une transition entre deux états d'énergie. Ainsi, il possède un bon spectre puisque la gamme de longueurs d'onde du faisceau laser ($\Delta\lambda$) est très étroite. En revanche, la lumière ordinaire émet une combinaison d'un large éventail de longueurs d'onde (couleurs) car les atomes ou les molécules effectuent des transitions depuis plusieurs états excités vers l'état fondamental, ce qui entraîne l'émission de différentes énergies. Par conséquent, elle est polychromatique [14].

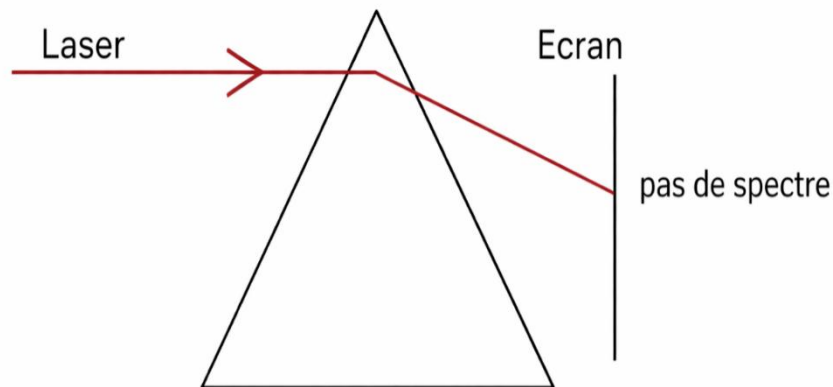


Figure I.8: schéma laser prisme monochromatique [14]

I.7.2. Directif :

Le faisceau laser apparaît souvent comme un fil lumineux très fin, ce faisceau filiforme prend sa forme à partir de la géométrie des miroirs qui confinent le rayonnement lors des réflexions multiples, ce qui donne un effet de collimation élevée.[10].

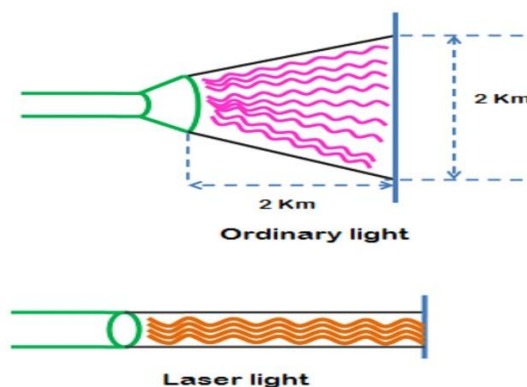


Figure I.9: Divergence de rayonnement laser [10]

I.7.3. Cohérent :

La source laser est cohérente parce qu'elle émet des fronts d'onde dont les amplitudes et les phases sont identiques, en raison du principe de l'émission stimulée associée à la présence de la cavité optique résonante. Il est naturel de définir la cohérence à partir des franges d'interférence observées par les instruments le plus souvent utilisés dans la mesure appelés les interféromètres.[10].

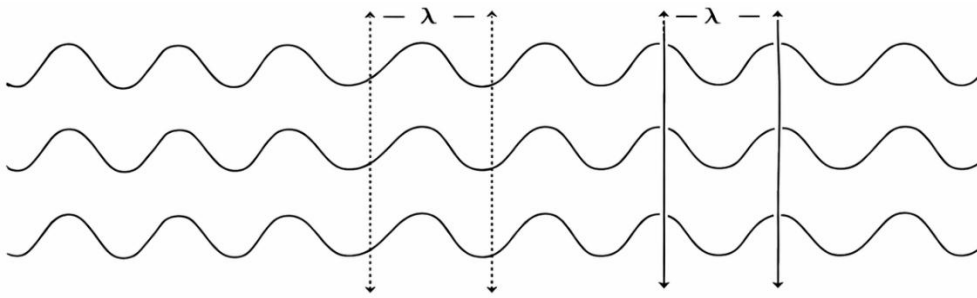


Figure I.10 : Cohérence du faisceau laser [10]

I.8. Types de lasers :

Les lasers peuvent être classés en plusieurs types selon l'état physique du milieu actif ainsi que selon la méthode de pompage de l'énergie, qui permet de faire passer les électrons de l'état fondamental vers l'état excité.

I.8.1. Laser à l'état solide :

Dans la plupart des cas, les lasers à l'état solide utilisent un milieu actif constitué d'un matériau isolant cristallin ou d'un verre dopé par une faible quantité d'impuretés. L'un des cristaux les plus couramment utilisés est le cristal de rubis ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$), qui est constitué d'oxyde d'aluminium dopé avec environ 0,05 % d'ions chrome trivalents.

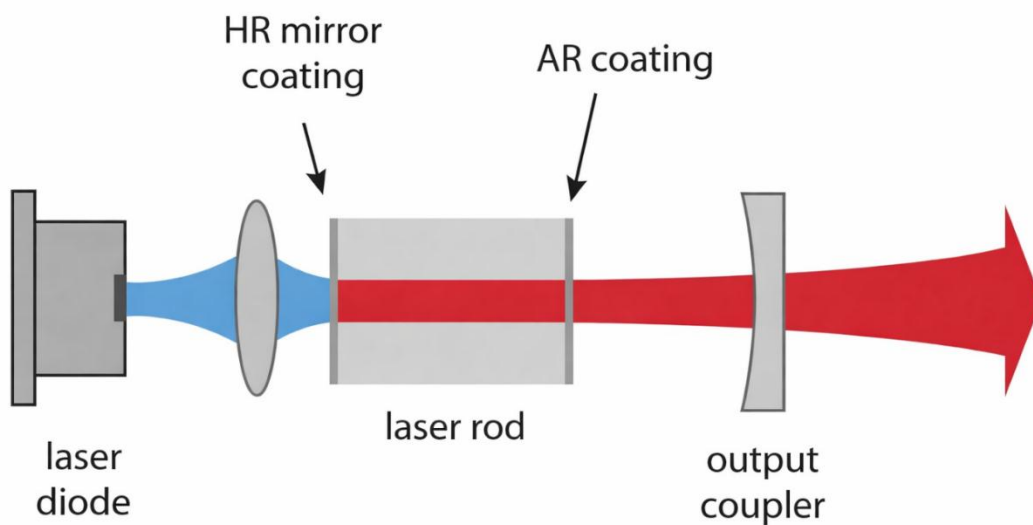


Figure I.11 : schéma d'un laser à solide [15]

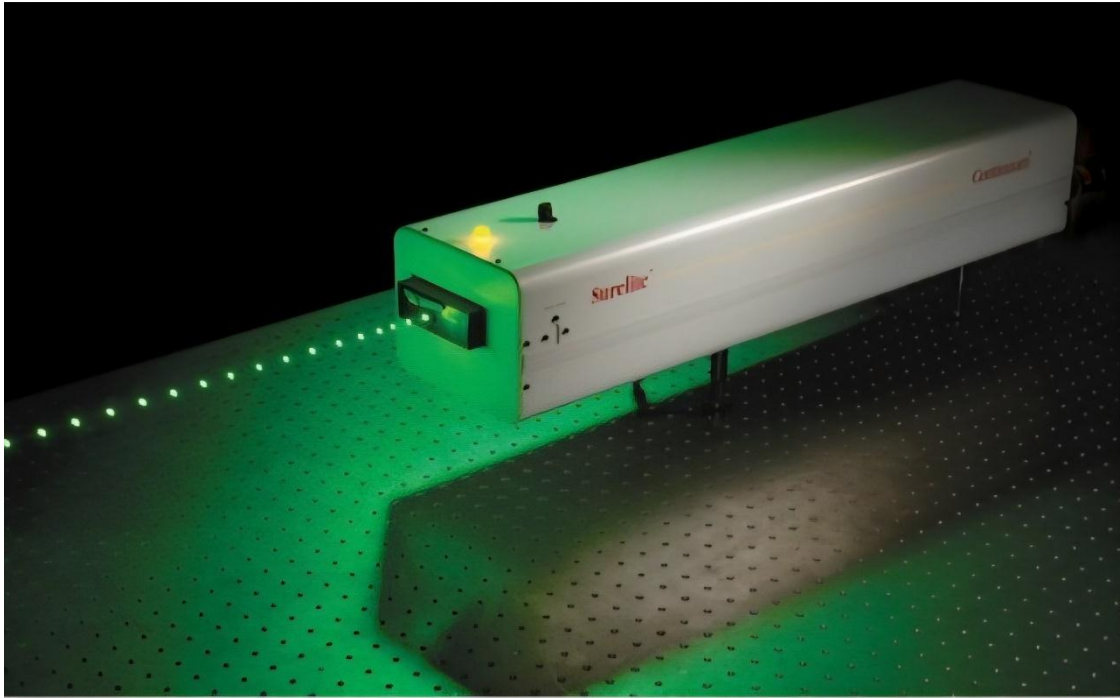


Figure I.12 : représentation d'un laser à solide [15]

I.8.2. Laser à l'état liquide :

Les lasers à l'état liquide se caractérisent par leur facilité de préparation en laboratoire. De plus, les matériaux utilisés sont relativement économiques par rapport à ceux des autres types de lasers.

Dans ce type de laser, le milieu actif est généralement constitué de solutions liquides, de colorants organiques ou d'autres liquides capables d'amplifier la lumière.

Les solutions liquides peuvent être préparées avec l'ajout d'ions de certains éléments de terres rares, tels que les ions de néodyme (Nd^{3+}) ou d'erbium (Er^{3+}).

Les liquides utilisés dans ce type de laser peuvent être classés en liquides organométalliques (chélates) et liquides inorganiques (aprotique).

Dye Tuning Curves

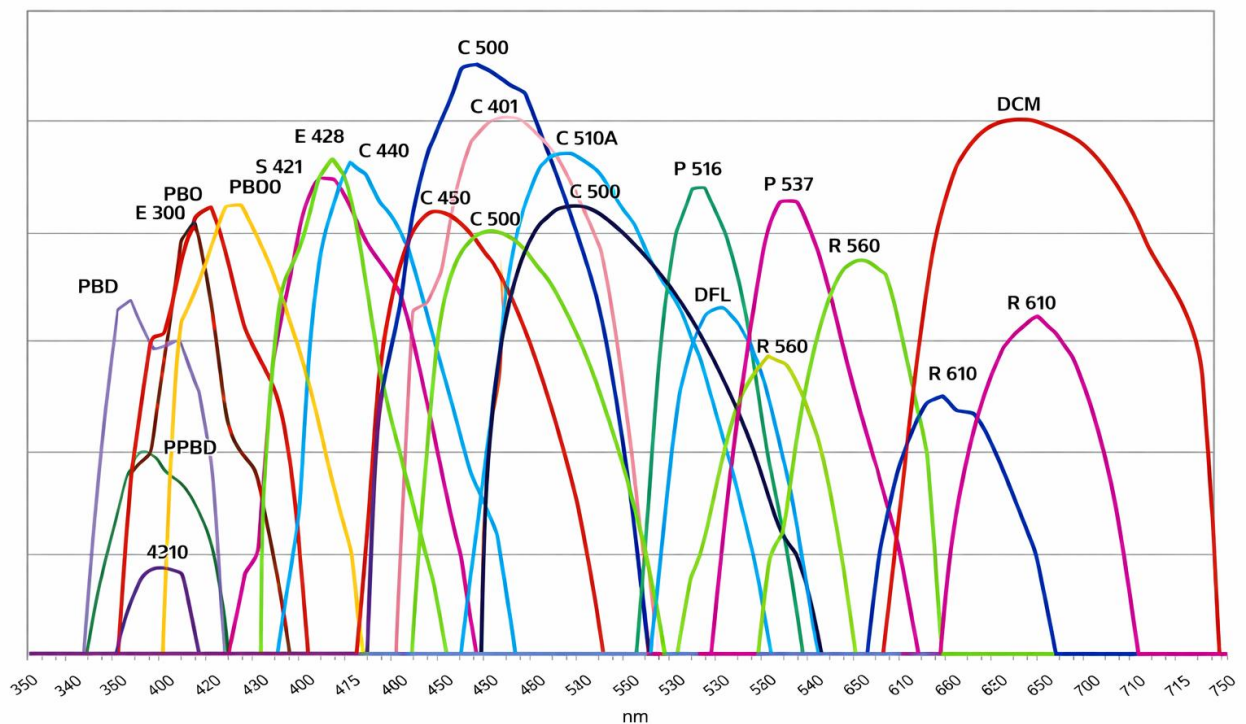


Figure I.13 : Les différentes longueurs d'onde accessible avec différents colorants [15]

I.8.3. Laser à l'état gazeux :

Le laser à gaz est l'un des types de lasers les plus utilisés, en raison de son faible coût et de la bonne qualité du faisceau émis, souvent meilleure que celle des lasers à l'état solide.[15].

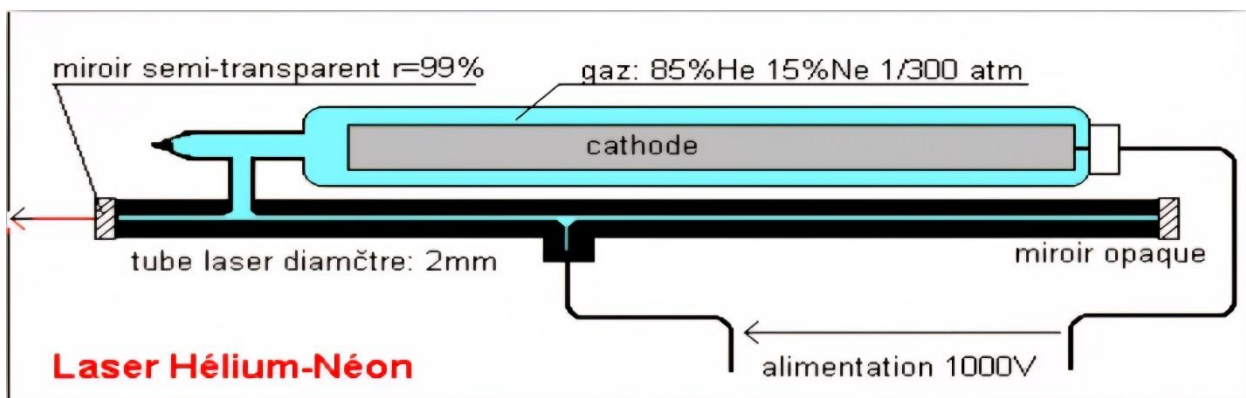
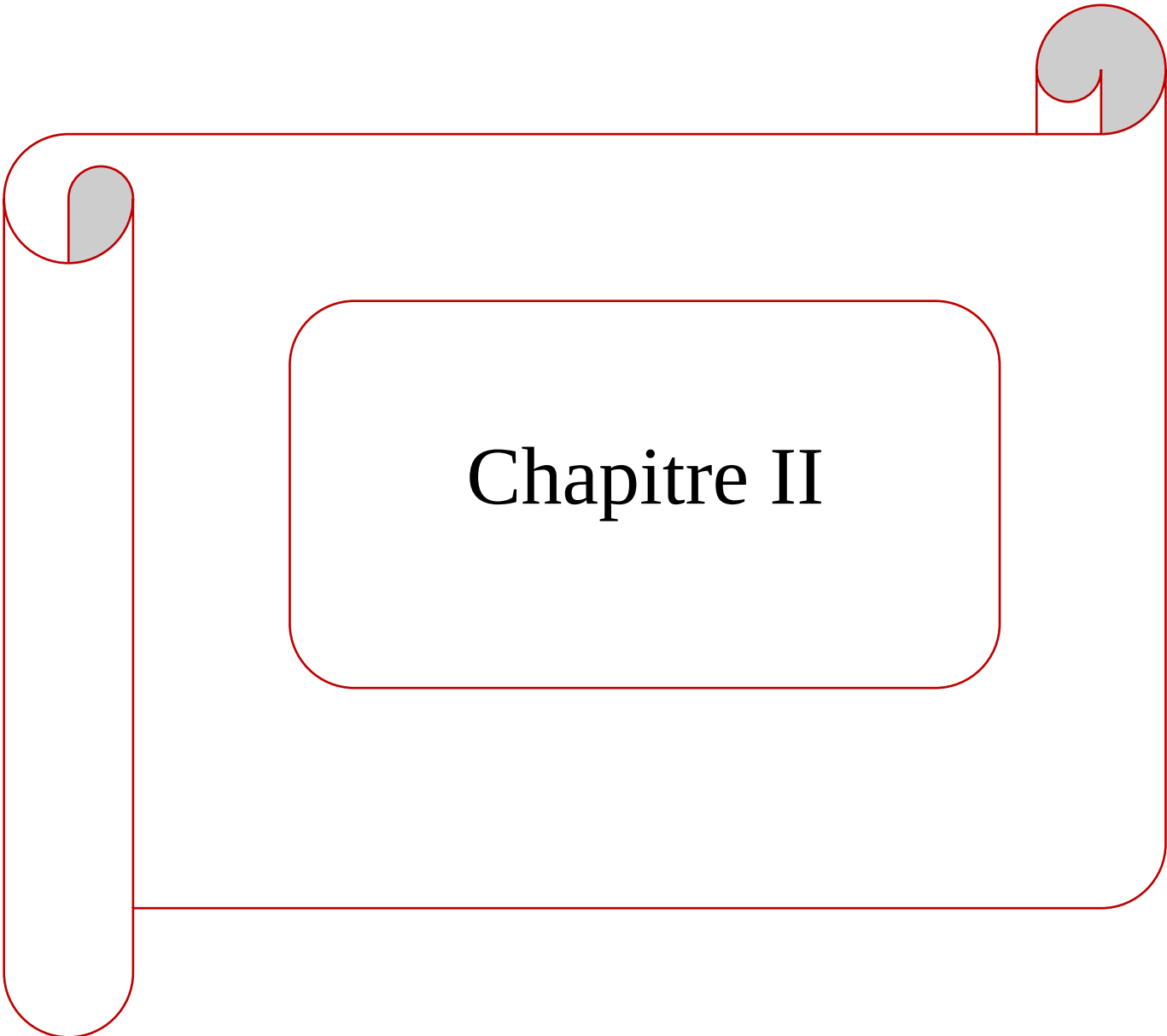


Figure I. 14 : schéma d'un laser Hélium Néon [15]

A decorative border in a dark red color, resembling a scroll or ribbon, frames the central text. It starts at the top right, goes down, then left, then down again, and finally left to the bottom left corner, where it ends. There are three circular scroll-like details: one at the top right, one at the top left, and one at the bottom left.

Chapitre II

II.1 Introduction :

Depuis l'invention du laser, la description de la structure spatiale des différents modes de faisceaux a fait l'objet d'analyses théoriques et expérimentales. Le point de départ habituel pour la dérivation des modes de propagation d'un faisceau laser consiste à résoudre l'**équation scalaire de Helmholtz** dans le cadre de l'**approximation paraxiale**.

L'approximation paraxiale est utilisée pour décrire la propagation du faisceau laser lorsque l'angle de divergence de celui-ci est considéré comme faible. Il existe de nombreuses solutions à l'équation d'onde paraxiale de Helmholtz, dont la distribution d'amplitude est décrite par des fonctions de **Gauss, Laguerre-Gauss, Hermite-Gauss, Bessel, Airy ou Mathieu**. [16]

II.2 L'équation d'onde de Helmholtz :

Les équations de Maxwell [17] dans le vide, qui constituent le fondement de la dérivation de l'équation d'onde paraxiale de Helmholtz [18], sont définies comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0, \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (\text{II.2})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\text{II.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (\text{II.4})$$

Où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement les champs électrique et magnétique, ϵ_0 et μ_0 désignent la permittivité et la perméabilité du vide. Ces deux derniers paramètres sont liés à la célérité de la lumière (la vitesse de la lumière) dans le vide par la relation : $c=1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Afin d'obtenir (former) l'équation d'onde, nous simplifions l'équation. **II.3** en utilisant l'identité $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$, ce qui donne :

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{B})}{\partial t}. \quad (\text{II.5})$$

En substituant les équations **(II.1)** et **II.4** dans l'équation **II.5**, on obtient l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \Rightarrow \vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.6})$$

L'équation de Helmholtz, qui représente une forme indépendante du temps de l'équation d'onde résulte de l'application de la méthode de séparation des variables au champ électrique pour distinguer ses domaines spatial et temporel :

$$E(x, y, z, t) = A(x, y, z) T(t). \quad (\text{II.7})$$

En substituant les éqs. **(II.7)** dans l'éq. **(II.6)**, on obtient :

$$T(t) \nabla^2 A(x, y, z) - \frac{A(x, y, z)}{c^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = 0 \Rightarrow T(t) \nabla^2 A(x, y, z) = \frac{A(x, y, z)}{c^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{\nabla^2 A(x, y, z)}{A(x, y, z)} = \frac{1}{c^2 T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} \quad (\text{II.9})$$

Puisque les membres de gauche et de droite de l'équation ne dépendent pas de la même variable, alors cette équation est vérifiée si les deux côtés sont égaux à une même constante $-k^2$.

$$\frac{\nabla^2 A(x, y, z)}{A(x, y, z)} = -k^2 \quad (\text{II.10})$$

Et

$$\frac{1}{c^2 T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = -k^2 \quad (\text{II.11})$$

L'équation **(II.10)** devient

$$(\nabla^2 + k^2) A(x, y, z) = 0 \quad (\text{II.12})$$

L'équation (II.12) décrit l'équation d'onde de Helmholtz, où k est le nombre d'onde défini par $k=2\pi/\lambda$

$$A(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(ikz) \quad (\text{II.13})$$

En substituant l'équation (II.13) dans l'équation (II.12), on obtient :

$$\nabla^2 (u(x, y, z) \exp(ikz)) + k^2 (u(x, y, z) \exp(ikz)) = 0 \quad (\text{II.14})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u(x, y, z) \exp(ikz)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, z) \exp(ikz)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, z) \exp(ikz)}{\partial z^2} \\ + k^2 u(x, y, z) \exp(ikz) = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

$$\exp(ikz) \left(\frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{II.16})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u(x, y, z) + 2ik \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.17})$$

L'hypothèse, connue sous le nom d'approximation de l'enveloppe lentement variable, selon laquelle l'approximation paraxiale est valide, est donnée par :

$$\left| \frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (\text{II.18})$$

La forme paraxiale de l'équation de Helmholtz est obtenue en substituant la condition précédente dans l'équation (II.17) comme suit :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) u(x, y, z) + 2ik \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.19})$$

Il existe de nombreuses solutions à l'équation ci-dessus **(II.16)**, appelée équation d'onde de Helmholtz paraxiale. Dans ce qui suit, nous nous concentrerons uniquement sur les solutions qui ont été étudiées dans le cadre de cette thèse.

II.3 Faisceau gaussien fondamental :

Avant d'aborder les types de solutions d'ordre supérieur de l'équation d'onde de Helmholtz paraxiale, nous décrivons d'abord la solution la plus simple et fondamentale à cette équation : le faisceau gaussien **[19]**. L'amplitude u et l'intensité I du faisceau gaussien peuvent être exprimées sous les formes suivantes :

$$U(r, z) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left(-i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\Phi(z)\right) \quad (\text{II.20})$$

$$I(r, z) = |U(r, z)|^2 = \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (\text{II.21})$$

Où :

$\omega(z) = \sqrt{\omega_0^2(1 + z^2/z_r^2)}$ est le rayon du faisceau (ou waist local) à la distance z .

$R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde.

$R(z) = z(1 + z_r^2/z^2)$ est $\Phi(z)$ la phase de Gouy donnée par $\Phi(z) = \arctan(z/z_r)$.

$Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ est la portée de Rayleigh (ou longueur de Rayleigh) ω_0 est le rayon au col du faisceau (waist) λ est la longueur d'onde.

La forme du faisceau gaussien lors de sa propagation le long de l'axe z est illustrée à la figure. **(II.1)**, montrant l'évolution de sa largeur représentée par la ligne noire. L'intensité maximale se produit sur l'axe à $z=0$.

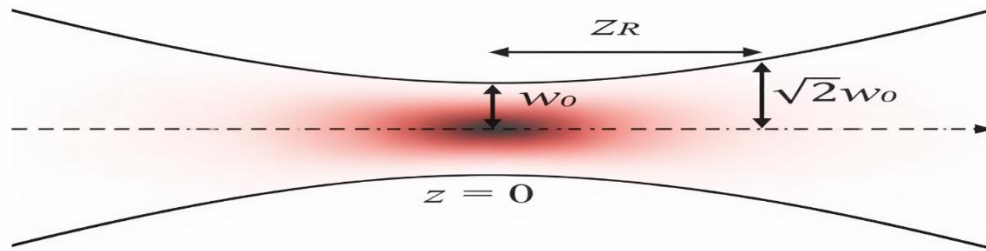


Figure II.1 : Les paramètres de propagation gaussienne ; la taille du faisceau (waist), à $z = 0$, a un rayon w_0 . La distance à laquelle le faisceau s'est élargi pour que son aire double par rapport à celle au waist est appelée la portée de Rayleigh, Z_R [19]

L'intensité transverse d'un faisceau gaussien est représentée à la **Figure II.2 (b)**. L'intensité suit une distribution gaussienne, avec un maximum en $r = 0$ et une diminution monotone lorsque r augmente, comme on peut clairement le voir sur la **Figure II.2 (a)**. R l'axe à $z = 0$ [19]

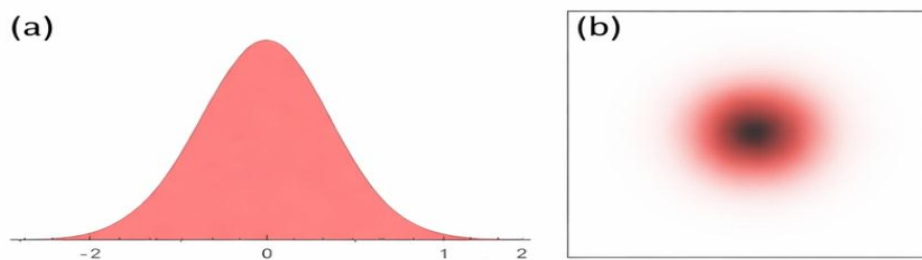


Figure II.2 : (a) Profil d'intensité transverse et (b) profil d'intensité en coupe d'un faisceau gaussien.[19]

II.4 Faisceaux gaussiens d'ordre supérieur :

Il existe des solutions plus complexes de l'équation de propagation dans l'approximation paraxiale, correspondant aux modes gaussiens d'ordres supérieurs. Ces solutions peuvent être classées en deux familles principales : les modes de Laguerre–Gauss, caractérisés par une symétrie cylindrique, et les modes de Hermite–Gauss, qui présentent une symétrie selon les axes cartésiens x et y .

L'obtention de ces solutions repose sur la méthode de séparation des variables. Ainsi, en coordonnées cartésiennes, on obtient les modes de Hermite–Gauss, tandis qu'en coordonnées cylindriques, on obtient les modes de Laguerre–Gauss. Ces solutions décrivent la distribution du champ électromagnétique du faisceau en tout point le long de l'axe de propagation z .

II.4.1. Les faisceaux d'Hermite–Gauss HG $_{mn}$:

Les faisceaux d'Hermite–Gauss, notés HG $_{m0}$, constituent une famille particulière de solutions de l'équation de propagation dérivée des équations de Maxwell dans le cadre de l'approximation paraxiale. Ils décrivent des modes de propagation des ondes électromagnétiques dans les systèmes optiques, notamment au sein des résonateurs laser.

Ces faisceaux se caractérisent par une distribution spatiale du champ électromagnétique correspondant à des modes propres du résonateur optique. La dénomination « Hermite–Gauss » provient de la combinaison des polynômes d'Hermite, qui décrivent la variation transverse du champ selon une direction donnée, et d'une enveloppe gaussienne représentant la distribution de l'intensité lumineuse.

Dans le cas particulier des modes HG $_{m0}$, l'indice n désigne l'ordre du mode selon une direction transverse (généralement l'axe x), tandis que l'indice 0 indique l'absence de variation selon l'autre direction transverse (axe y). Ainsi, ces modes présentent n lignes nodales dans une direction et une distribution gaussienne simple dans l'autre.

En raison de leurs propriétés structurales et de leur stabilité, les faisceaux d'Hermite–Gauss sont largement utilisés dans plusieurs domaines de l'optique, tels que la manipulation des faisceaux laser, les systèmes de communication optique et les techniques d'imagerie.

Le champ électromagnétique associé à ces modes peut être exprimé analytiquement par une relation faisant intervenir les polynômes d'Hermite et une enveloppe gaussienne, décrivant ainsi la distribution complète du champ au cours de la propagation.

$$E_{m,n}(x, y, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right) H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right) e^{-\frac{x^2+y^2}{W(z)}} e^{-\frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)}} e^{-i[kz - \lambda \Phi(m,n,z)]}$$

(II.22)

H_m est le polynôme d'Hermite d'ordre m

ω_0 Est la taille minimale du faisceau

$W(z)$ est La largeur du faisceau à la distance de propagation z

Les ordres latéraux m et n donnent le nombre de lignes nodales perpendiculaires aux axes x et y Les modes Hermite-Gauss sont caractérisés par des indices polynomiaux (m) et (n) pour les axes (x) et (y) respectivement, dans un système de coordonnées cartésiennes. Les fonctions (H_m) et (H_n) sont les polynômes d'Hermite correspondants.[20]

$$H_n(x) = (-1)^n \exp(x^2) \frac{d^n}{dx^n} \exp(-x^2)$$

(II.23)

Les premiers polynômes d'Hermite sont exprimés par :

$$\begin{cases} H_0(x) = 1 \\ H_1(x) = 2x \\ H_2(x) = 4x^2 - 2 \\ H_3(x) = 8x^3 - 12x \end{cases}$$

(II.24)

- Pour $m = n = 0$, on retrouve le mode fondamental gaussien.
- Pour m et n quelconques, la loi de propagation pour R , ϕ et w est inchangée. Seuls le déphasage et la structure transverse du faisceau sont différents.

La distribution d'intensité des modes Hermite- gaussiens est obtenue en élevant la relation du champ au carré comme il est indiqué dans la relation (II.25) :

$$I_{m,n}(x, y, z) = |E_{m,n}(x, y, z)|^2 \quad (II.25)$$

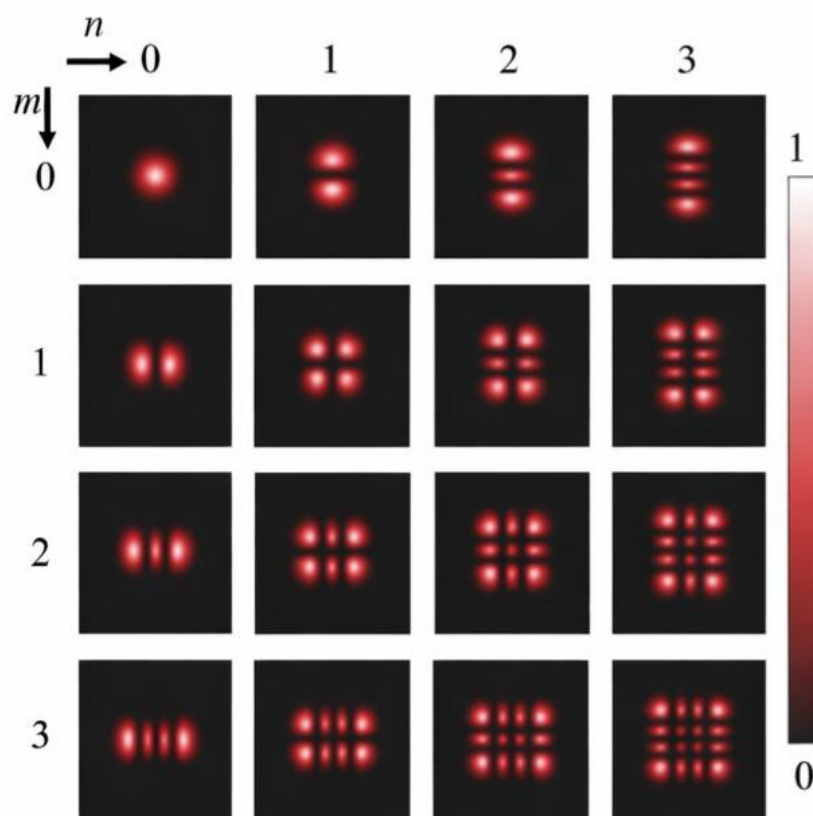


Figure II.3: Profils d'intensité transverses des faisceaux de Hermite-Gauss d'ordre supérieur pour différents indices de mode [20]

Le faisceau Hermite-Gauss standard est défini par les polynômes Hermite-Gauss $HG_m(x)$, où m représente l'ordre du mode. Le Tableau II.1 donne les polynômes de ce faisceau pour les ordres $m=0,8$ et 9. [21]

m	Faisceau	Le polynôme Hermite $H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w_0}x\right)$
0	HG_{00}	1
8	HG_{80}	$1680 - 26880(x/W_0)^2 + 53760(x/W_0)^4 - 28672(x/W_0)^6 + 4096(x/W_0)^8$
9	HG_{90}	$30240\sqrt{2}(x/W_0) - 161280\sqrt{2}(x/W_0)^3 + 193536\sqrt{2}(x/W_0)^5 - 73728\sqrt{2}(x/W_0)^7 + 8192\sqrt{2}(x/W_0)^9$

Tableau II.1-Polynômes de Hermite Standard $H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w_0}x\right)$ d'ordre m . [21]

Dans le Tableau (II.2) suivant, vous trouverez les racines des polynômes d'Hermite $H_m(x/w)$ où x représente les positions transversales où l'intensité du faisceau Hermite-Gauss HG_{m0} incident est nulle, et w est la largeur du faisceau incident à $z=0$.

m **Valeurs du rapport (x/w) des zéro d'intensité du mode HG_{m0}**

1					0				
8	-2.0722	-1.4012	-0.8182	-0.2695	0	0.2695	0.8182	1.4012	2.0722
9	-2.2563	-1.6027	-1.0384	-0.5116	0	0.5116	1.0384	1.6027	2.2563

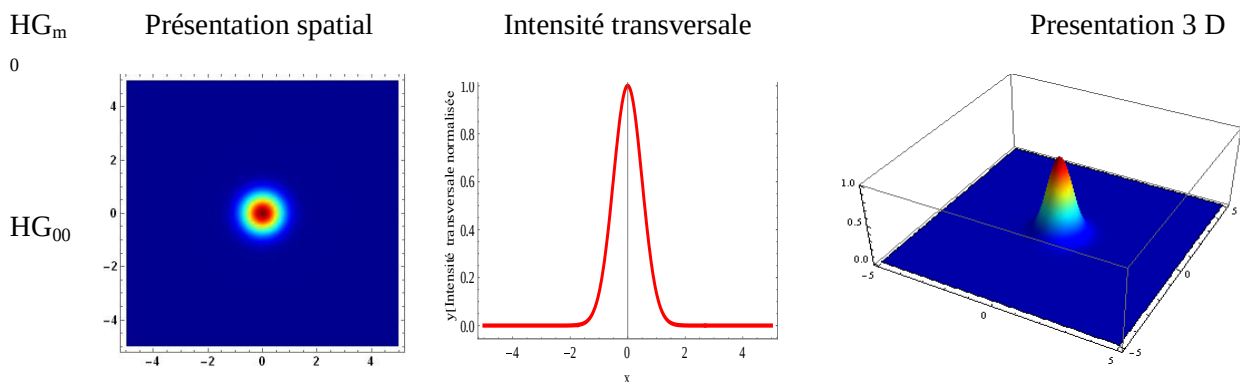
Tableau II.2. Les Zéros des polynômes d'Hermite. [21]

II.5. Profils d'intensité d'un faisceau Hermite-Gaussien

Dans un premier temps, un code Mathematica a été développé afin de calculer les polynômes d'Hermite pour des ordres déterminés. Cette étape a permis de réaliser une simulation numérique de la section transverse d'un faisceau Hermite-Gaussien pour différents modes.

Cette section transverse décrit la distribution de l'intensité lumineuse selon les différents modes considérés. À titre d'exemple, la figure II.4 présente les profils d'intensité ainsi que les contours (projection dans le plan (x, y)) des modes TEM₀₀, TEM₈₀, et TEM₉₀.

Afin de valider la fiabilité des résultats obtenus, ces distributions ont également été reproduites à l'aide du logiciel Mathematica, permettant ainsi une vérification croisée des simulations numériques.[22]



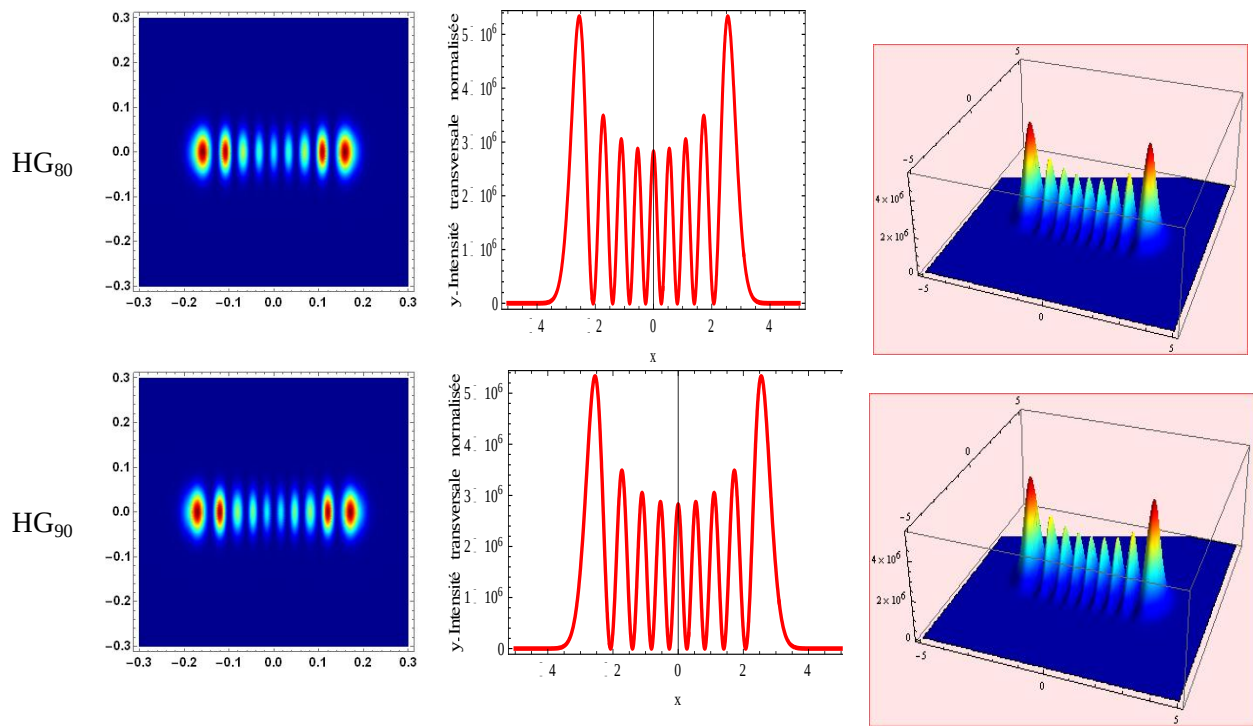


Figure II.4. Les distributions des intensités des faisceaux Hermite-Gauss pour $m=0,8,9$.

II.6. Expérience d'Abbe et filtrage spatial :

Dans cette section, nous présentons un concept bien connu en optique, à savoir le filtrage spatial, afin d'expliquer qualitativement la physique derrière l'auto-reconstruction des faisceaux LG. Le filtrage spatial [23, 24] a été réalisé il y a près de cent ans par Ernst Abbe lorsqu'il a effectué ses célèbres expériences à l'appui de sa théorie de Fourier de la formation des images (**Figure II.5**), où il a montré que la résolution de l'image dépend du nombre de fréquences spatiales transmises à travers le système d'imagerie.[25]

Sur cette base, dans le contexte du traitement d'image, il est courant d'effectuer un filtrage spatial en supprimant certaines plages de fréquences (en bloquant des composantes du motif de diffraction dans le plan de transformation). Par exemple, un filtre passe-bas réduit le bruit à haute fréquence et produit un effet global de « lissage », tandis qu'un filtre passe-haut met en évidence les détails fins de l'image et renforce les contours.

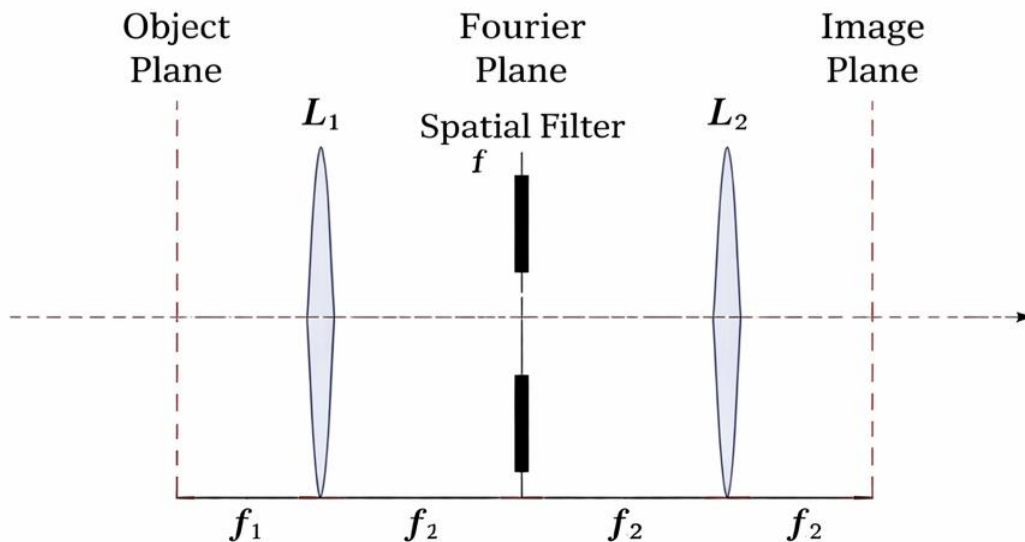


Figure II.5 : Filtrage spatial.[25]

La figure (II .5) : présente un système d'imagerie optique $4f$ réalise une transformée de Fourier suivie d'une transformée de Fourier inverse. Les composantes de Fourier de l'objet sont séparées par la première lentille en fréquences spatiales au plan de Fourier. La transformée de Fourier de l'objet est multipliée par la transmittance du filtre spatial, puis la deuxième lentille reconstruit l'image (transformée de Fourier inverse de la version filtrée).

Nous considérons maintenant cela dans le contexte des champs lumineux complexes plutôt que de l'imagerie. Le processus de filtrage spatial nous permet de supposer que la majeure partie de l'information du faisceau se trouve dans le contenu à haute fréquence, c'est-à-dire dans la région la plus externe. Cela implique que la suppression de ce contenu en fréquences spatiales aura un effet plus important sur le faisceau comparé à la suppression du contenu à basse fréquence.

En d'autres termes, une obstruction des hautes fréquences (une ouverture) aura un impact sévère sur le faisceau, tandis que l'obstruction des basses fréquences (un disque opaque) aura un effet moindre.

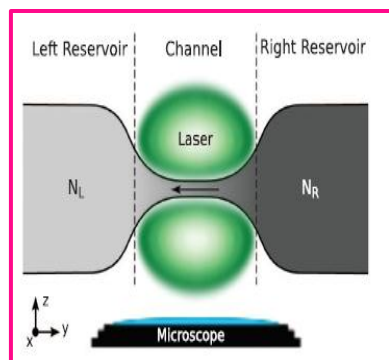
II.7. Applications des faisceaux lasers d'ordres supérieurs :

Les premières techniques de mise en forme des faisceaux laser étaient principalement destinées à obtenir un profil gaussien, considéré comme optimal pour plusieurs applications industrielles, notamment le découpage et le soudage des matériaux.

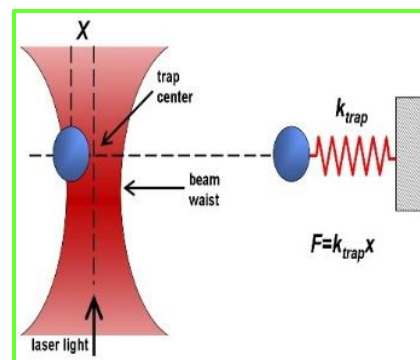
Cependant, les besoins actuels ont évolué vers des applications nécessitant des distributions d'intensité transverse plus spécifiques et contrôlées. Parmi ces applications, on peut citer le guidage des atomes ultra froids, l'accélération de particules, les pinces optiques ainsi que les systèmes de télécommunication (**voir figure II.6**).

Le profil d'intensité transverse peut être de nature gaussienne ou non gaussienne. Dans ce contexte, les faisceaux d'ordres supérieurs, en particulier les faisceaux non gaussiens, suscitent un intérêt croissant dans les technologies modernes en raison de leurs propriétés particulières.

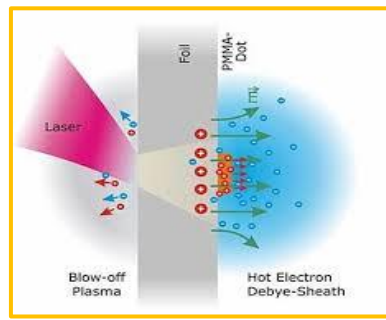
Parmi ces faisceaux d'ordre supérieur, on distingue notamment les faisceaux Hermite-Gaussiens, caractérisés par une symétrie cartésienne et largement utilisés dans diverses applications avancées. [26-29]



(A)



(C)

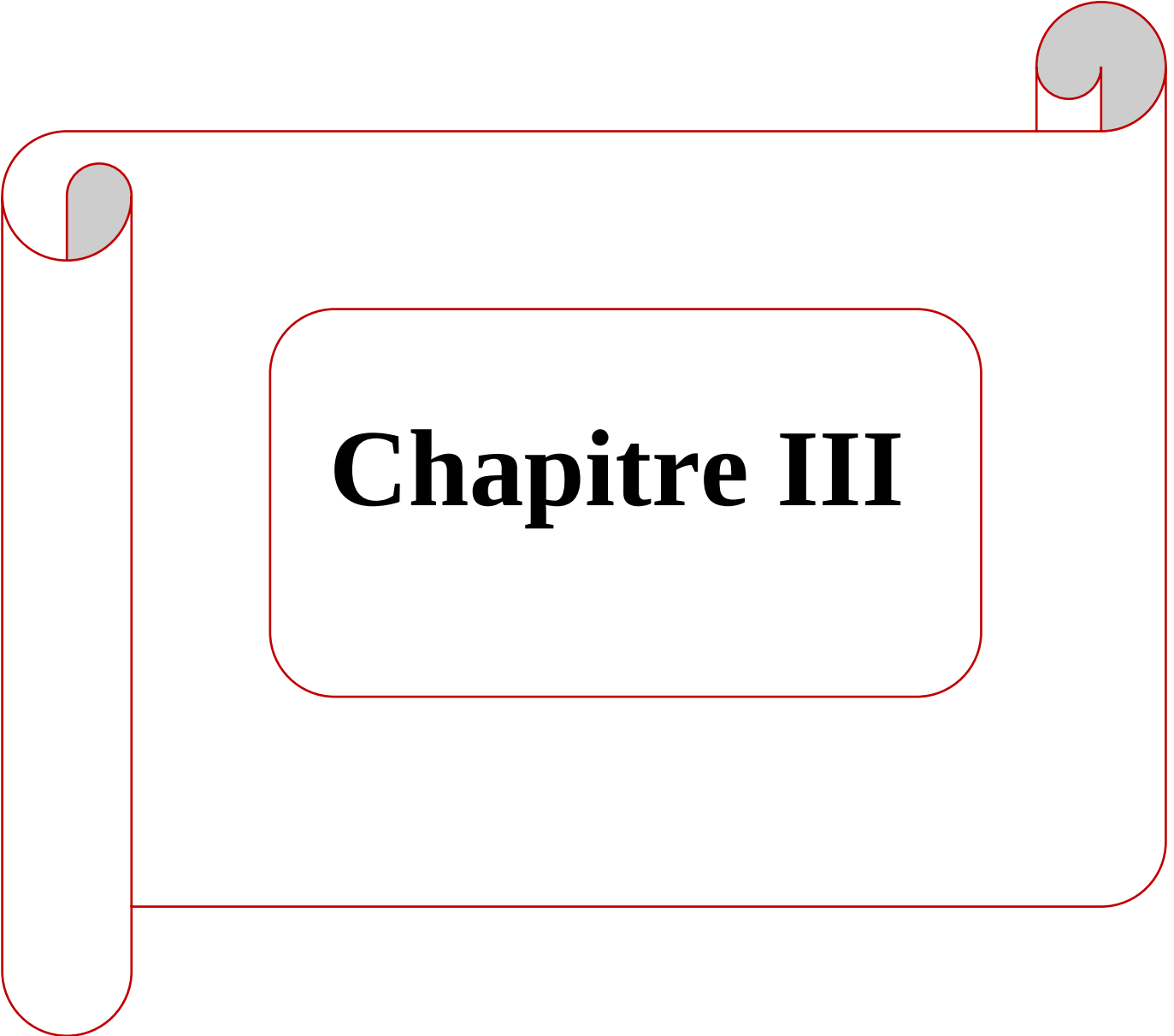


(B)



(D)

Figure II.6.les applications des faisceaux d'ordres supérieurs.[27]

A decorative frame made of a red line that forms a large rectangle with rounded corners. On the left side, a vertical line extends downwards from the bottom corner, ending in a rounded shape. On the top right corner, a line extends to the right and then curves upwards into a scroll-like shape. Two small grey circular shapes are placed at the top-left and bottom-right corners of the main frame.

Chapitre III

III.1 Introduction :

Au cours des dernières années, la propriété **d'auto-reconstruction (self-Healing)** des faisceaux optiques a suscité un intérêt considérable dans le domaine de l'optique moderne. Ce phénomène décrit la capacité d'un faisceau à reconstruire progressivement son profil initial après avoir rencontré une obstruction ou une perturbation lors de sa propagation. Depuis les travaux pionniers de Bouchal et cette propriété a été largement étudiée dans différents types de faisceaux invariants à la propagation en raison de ses nombreuses applications en micromanipulation, télécommunications optiques et microscopie d'imagerie

Dans ce travail, nous étudions la capacité d'auto-reconstruction des faisceaux Hermite-Gaussiens en présence d'obstruction, en utilisant l'intégrale de diffraction de **Fresnel–Kirchhoff** ainsi que le concept de filtrage des fréquences spatiales. Nous analysons également l'influence de ce phénomène sur plusieurs paramètres caractéristiques du faisceau, tels que les intensités transversale et axiale, la largeur du faisceau et l'effet de décalage focal.

III.2. Caractéristique du faisceau incident :

Nous considérons un faisceau laser Hermite-Gauss d'ordre m , la distribution du champ optique, dans le plan $\mathbf{z} = \mathbf{0}$ dans les domaines de coordonnées cartésiennes est donné par la relation (III.1). [30]

$$u_{in}(x, 0) = H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w_0}x\right) \exp\left(\frac{-x^2}{w_0^2}\right) \quad (\text{III.1})$$

III.3. Le filtrage de fréquence spatiale :

Comme il est bien connu depuis les débuts du traitement d'image optique que les filtres binaires pourraient être utilisés pour améliorer la qualité d'image. Pour cela on va s'intéresser de rappeler quelques notions de base sur le filtrage de fréquence spatiale et également sur le filtre binaire.

Le terme « fréquence » est normalement utilisé pour signifier « Fréquence temporelle », c'est-à-dire que la fréquence désigne généralement un taux de répétition des formes d'onde en unités de temps, D'une manière similaire, « Fréquence spatiale » est défini comme le taux de répétition d'un motif particulier en unités de distance.

Le filtrage spatial de fréquence est une opération par laquelle on supprime (ou passe préférentiellement) certaines fréquences spatiales souhaitées en plaçant des filtres dans le plan de transformation de Fourier. La configuration du système optique est indiquée dans la FIGURE III.1. Une source ponctuelle S placée devant une lentille L_0 produit un front d'onde plan qui est fait pour tomber sur l'objet qui doit être filtré. L'objet est maintenu dans le plan focal avant P_1 d'une autre lentille L_1 , qui affiche le spectre de fréquence de l'objet dans le plan focal arrière P_2 . Le plan P_2 est également le plan focal frontal de la lentille L_2 , lequel Fourier transforme le spectre dans le plan P_2 pour former une image dans le plan P_3 . Les filtres qui filtrent les fréquences spatiales sont placés au plan P_2 et l'image filtrée est affichée dans le plan P_3 . [21]

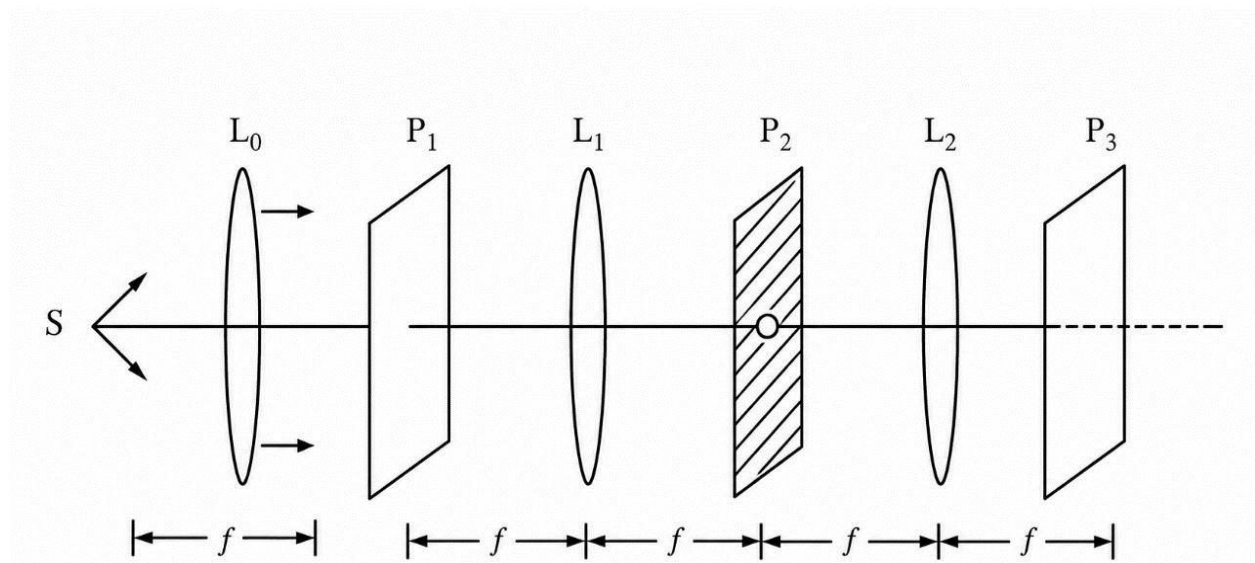


FIGURE III.1. Configuration du système optique pour les opérations de filtrage de fréquence spatiale.[21]

Les trois filtres binaires de base rencontrés dans les techniques de filtrage des fréquences spatiales sont les suivants : Filtres passe-bas ; ces filtres ne transmettent que les basses fréquences c'est-à-dire les composantes de fréquence situées près de l'axe (voir FIGURE III.2 (a)), celles-ci trouvent une application dans le filtrage du bruit haute fréquence. Filtres passe-haut, ces filtres permettent aux hautes fréquences de passer tandis que les basses fréquences sont arrêtées (voir FIGURE III.2(b)), de tels filtres sont utilisés dans l'amélioration des bords. Filtres passe-bande, ces filtres ne transmettent que certaines fréquences souhaitées (voir FIGURE III.2 (c)), tels filtres sont très utiles dans les cas où l'objet sans bruit est régulier avec des fréquences spatiales spécifiées et se superpose à un bruit aléatoire.

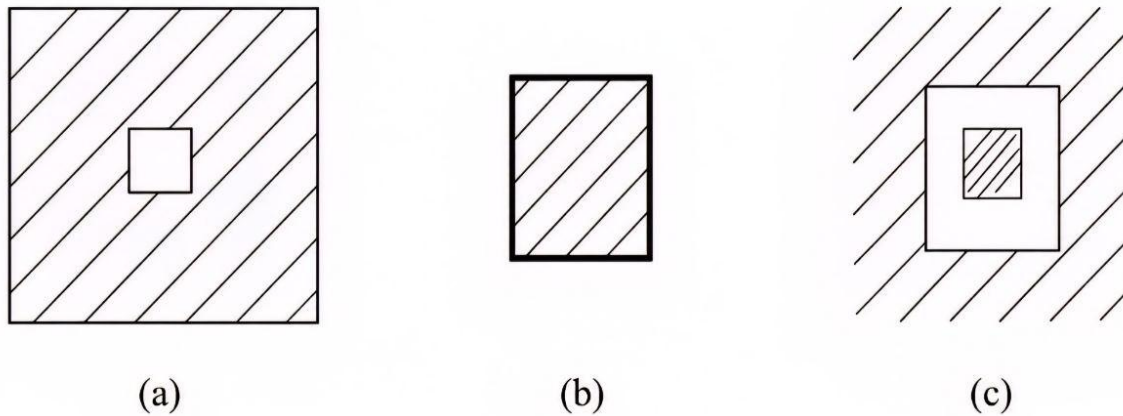


FIGURE III.2. -(a) filtre passe-bas (b) filtre passe-haut (c) filtre passe- bande.[21]

Dans ce travail, nous avons été inspirés de l'idée de l'expérience du filtrage de fréquence spatiale pour démontrer et montrer d'une nouvelle façon la propriété d'AR de notre faisceau Hermite-Gauss contre l'obstruction par le stop. Nous notons que par souci de simplicité, nous avons utilisé une configuration 4f modifiée (FIGURE III.3).

Puisque les faisceaux HG sont des faisceaux invariants mis à l'échelle sous focalisation et propagation, nous omettons la première étape $2f$ de l'entrée (faisceau) au plan de filtrage, parce que nous avons toujours le même faisceau HG (sous transformée de Fourier) et nous n'avons pas besoin de la première étape TF. Pour la deuxième étape TF, nous utilisons juste un faisceau d'entrée HG à sa largeur minimale (dans le plan de filtrage) se situant dans le plan d'une lentille de focalisation, ce dernier garantisse une transformée de Fourier exacte du triplet (Faisceau HG, filtre spatial, lentille de focalisation).[21]

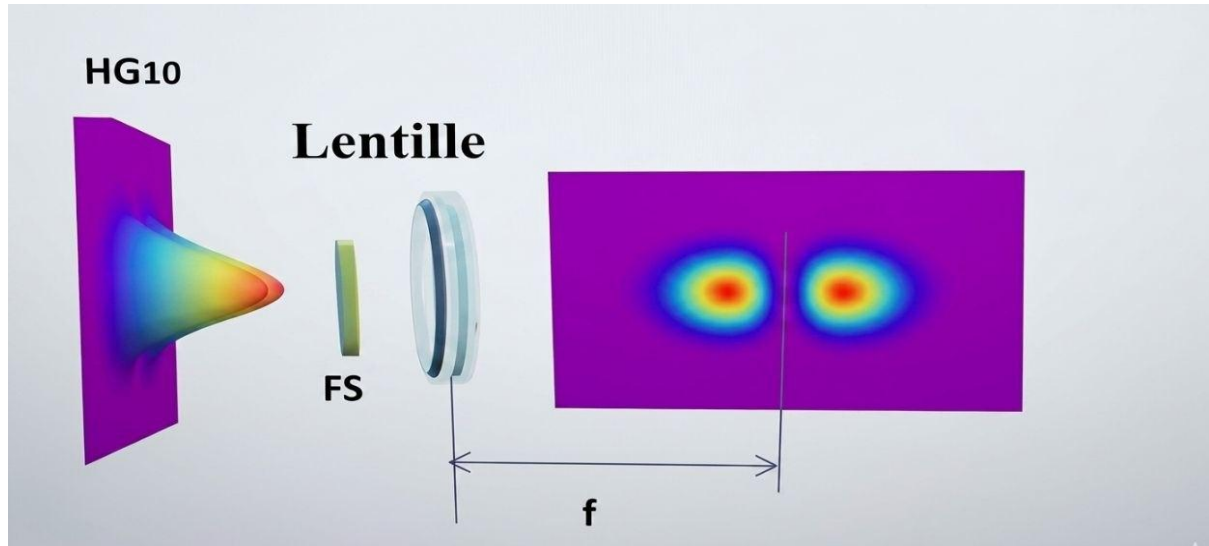


FIGURE III.3.-Configuration 4f modifiée de filtrage spatial pour faisceaux HG.

III.4. Diffraction de faisceau Hermite-Gauss par un stop :

L'étude des propriétés spatiales d'un faisceau HG_{m0} diffracté par un stop rectangulaire, de largeur $2a$, est basée sur le schéma synoptique présenté sur la FIGURE III.4. L'expression de l'amplitude complexe $E(\xi, z)$ du champ, associé à un faisceau HG_{m0} , diffracté, dans n'importe quel plan z après la lentille de focalisation, peut être exprimée par l'intégrale de Fresnel Kirchhoff à l'aide de la relation :[21]

$$E(\xi, z) = \frac{i \exp(-ikz)}{\lambda z} \int_{-a}^{+a} \tau E_{in} \exp \left[-i\pi \frac{(x-\xi)^2}{\lambda z} \right] \exp \left(\frac{i\pi x^2}{\lambda z} \right) dx \quad (\text{III.2})$$

Où E_{in} est l'amplitude du champ électrique du faisceau HG_{m0} incident sur le stop et son expression est donnée par la relation (III.1) (dans cette chapitre) x est la coordonnée transversale dans le plan $z=0$; ξ est la coordonnée transversale dans le plan d'observation z , du faisceau diffracté ; et τ représente la transmission du stop et est défini comme suit :

$$\tau = \begin{cases} 0, & -a < x < +a \\ 1, & -\infty < x \leq -a \text{ et } +a < x < +\infty \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

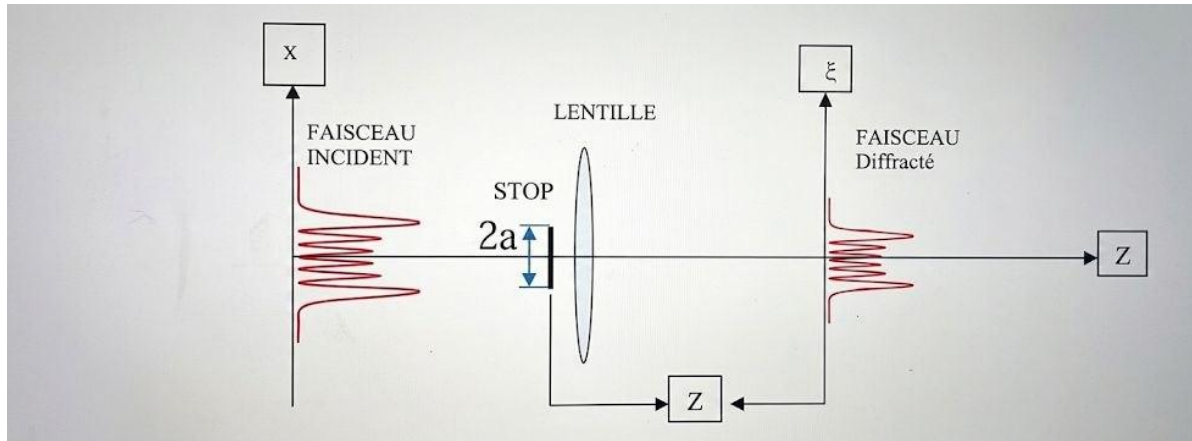


FIGURE III.4: Schéma synoptique répondant à l'étude d'un faisceau HG_{m0} obscuré par un stop.

Pour étudier l'influence de stop sur le faisceau Hermite-Gauss incident, nous introduisons le paramètre d'obscurité, noté γ , qui traduit la taille relative de la largeur du stop par rapport à celle du faisceau laser HG_{m0} incident. Si nous considérons que le faisceau HG_{m0} collimaté incident, sur le couple stop et la lentille de focalisation, a une largeur w_0 , le rapport définissant le paramètre d'obscurité s'écrit comme suit :

$$\gamma = \frac{a}{w_0} \quad (\text{III.4})$$

III.5. Résultats numériques :

Dans cette partie, nous considérons la configuration modifiée du système de filtrage spatial 4f. Étant donné que les faisceaux de Hermite-Gauss (HG) conservent leur forme sous l'effet de la transformée de Fourier (TF), le faisceau HG étudié est assimilé au plan fréquentiel du faisceau HG initial (virtuel). Dans ce plan, les différents lobes constituant le faisceau de Hermite-Gauss sont interprétés comme des fréquences spatiales distribuées suivant une symétrie rectangulaire. Par ailleurs, l'introduction d'un obstacle opaque (stop) est considérée comme une opération de filtrage spatial passe-haut, puisqu'elle bloque les composantes de basses fréquences tout en laissant passer les composantes de fréquences spatiales élevées.[21]

III.5.1. Obscurcissement de faisceau HG80 par un stop utilisant une lentille

Nous avons calculé dans la Figure III.5 l'intensité transversale de faisceau HG80 obscuré sur ses zéros en fonction de coordonné transversale x pour les positions longitudinales $z=z_0$, correspondantes aux positions des nouveaux focal, à l'aide de la relation (III.5). Où, pour toutes valeurs de paramètre d'obscurité Y , le profil du faisceau reste le même, ce qui traduit l'auto reconstruction du faisceau HGm0 diffracté par un stop, avec un peu de dégradation de faisceau, et cela à cause de l'obscurisation d'une certaine partie du faisceau.[21]

$$I(\xi, z) = \left| \frac{i \exp(-ikz - ik\xi^2)}{\lambda z} \int_{-a}^{+a} \tau E_{in} \exp\left(\frac{-i\pi x^2}{\lambda} \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\right) \exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda z} x \xi\right) dx \right|^2 \quad (\text{III.5})$$

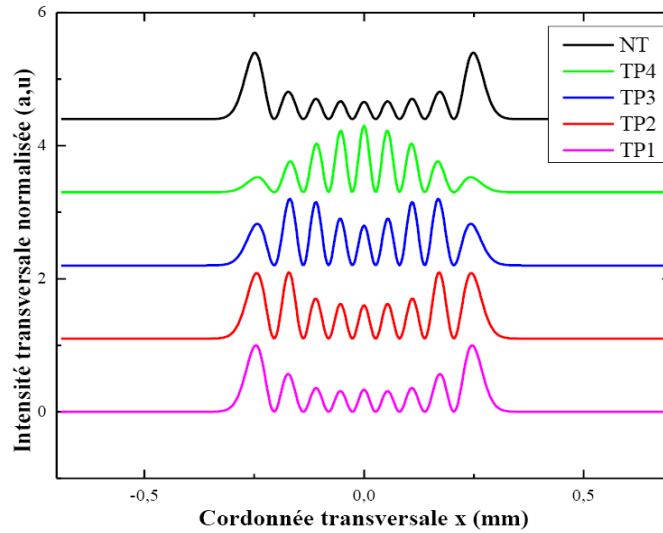
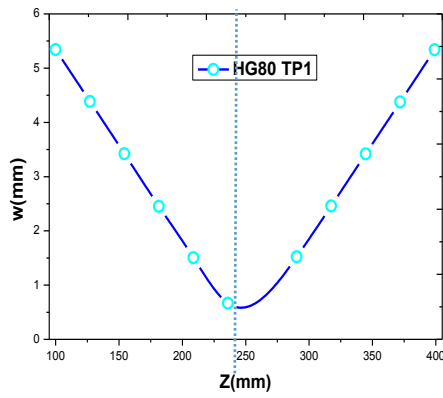


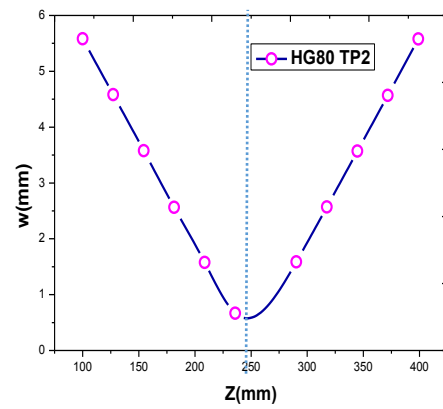
FIGURE III.5 : Profils d'intensité de HG80 obscuré par un stop sur ses différents zéros au niveau du plan focal décalé.[21]

A. La largeur des faisceaux obscurés :

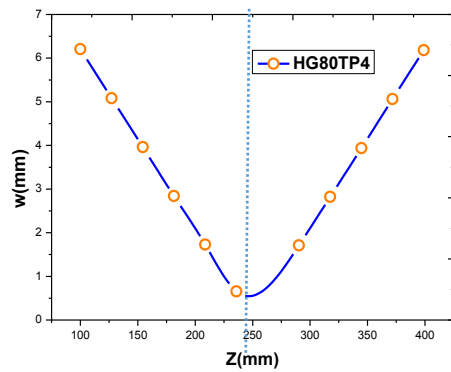
Afin d'étudier l'influence du taux d'obscurisation sur le comportement du faisceau HG₈₀, l'évolution de la largeur du faisceau a été analysée en fonction de la distance de propagation z pour différentes valeurs d'obscurisation. La largeur du faisceau a été déterminée à l'aide de la méthode du moment d'ordre deux. La Figure III.6 présente l'ensemble des caractéristiques obtenues au cours de la propagation du faisceau, notamment les courbes d'évolution de la largeur du faisceau ainsi que le plan correspondant à la largeur minimale (waist).



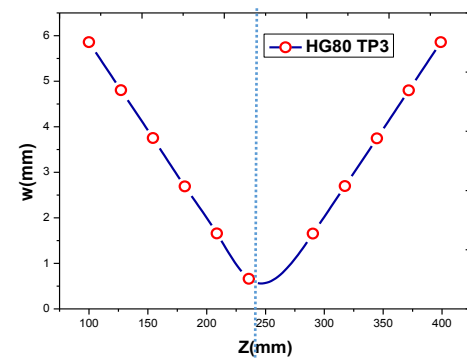
(a)



(b)



(d)



(c)

FIGURE III.6 : Analyse de propagation de HG80 obstruée, (a) : sur son premier zéro, (b) : sur son deuxième zéro, (c) : sur son troisième zéro et (d) : sur son quatrième zéro.

On peut voir à partir de FIGURE (III.6), que les résultats obtenus pour l'effet de décalage focal de HG80 après obstruction ne varient pas de manière significative par rapport à HG₈₀ sans obstruction. Après obstruction, par exemple, quand HG₈₀ est obstrué sur son premiers lobes et on garde les autres lobes le décalage focal est du même montant que pour le faisceau non obstrué.

B. Le profil transversale :

Les FIGURES (III.7-III.10) représentent les évolutions du profil transversal de l'intensité du faisceau HG80 obscuré par un stop, obtenu expérimentalement dans le champ proche juste derrière l'obstruction, et dans le champ lointain (plan de décalage focal et plan focal de la lentille avec focale ($f = 250\text{mm}$)). Dans tous les cas, en dessous des motifs, nous traçons dans la même figure.[21]

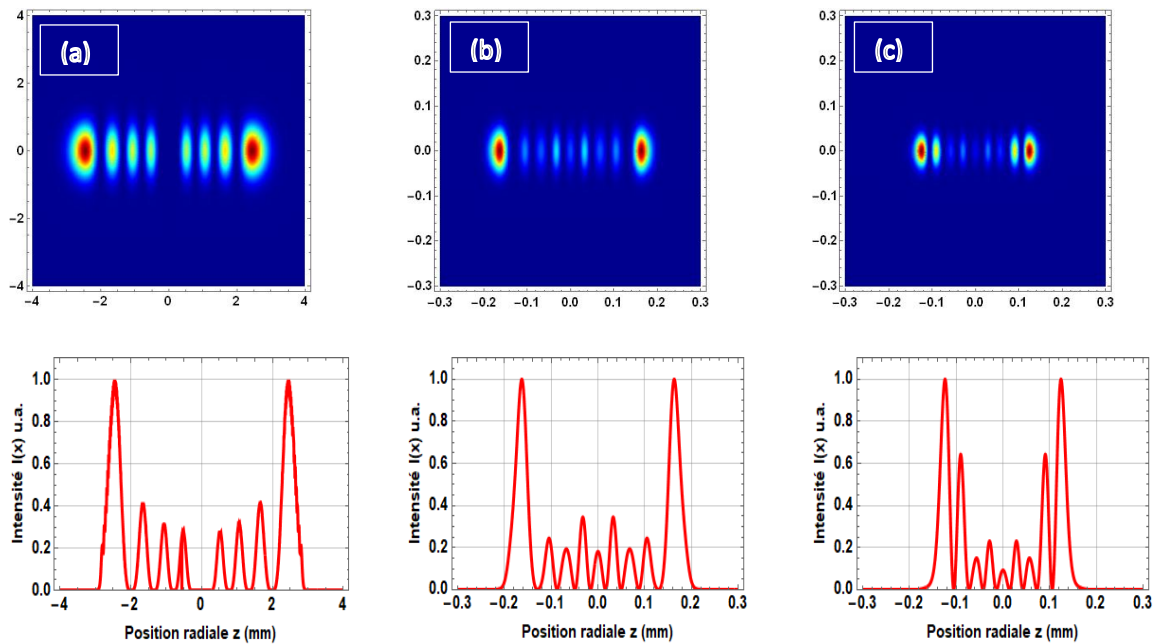


FIGURE III.7. Modèles d'intensité. (a) dans le champ proche ($z_0=10\text{mm}$) (b) lointain ($z_0=240\text{mm}$) et (c) dans le plan focale ($z_0=250\text{mm}$) pour le faisceau HG80 obscuré par un stop à son premier zéro.

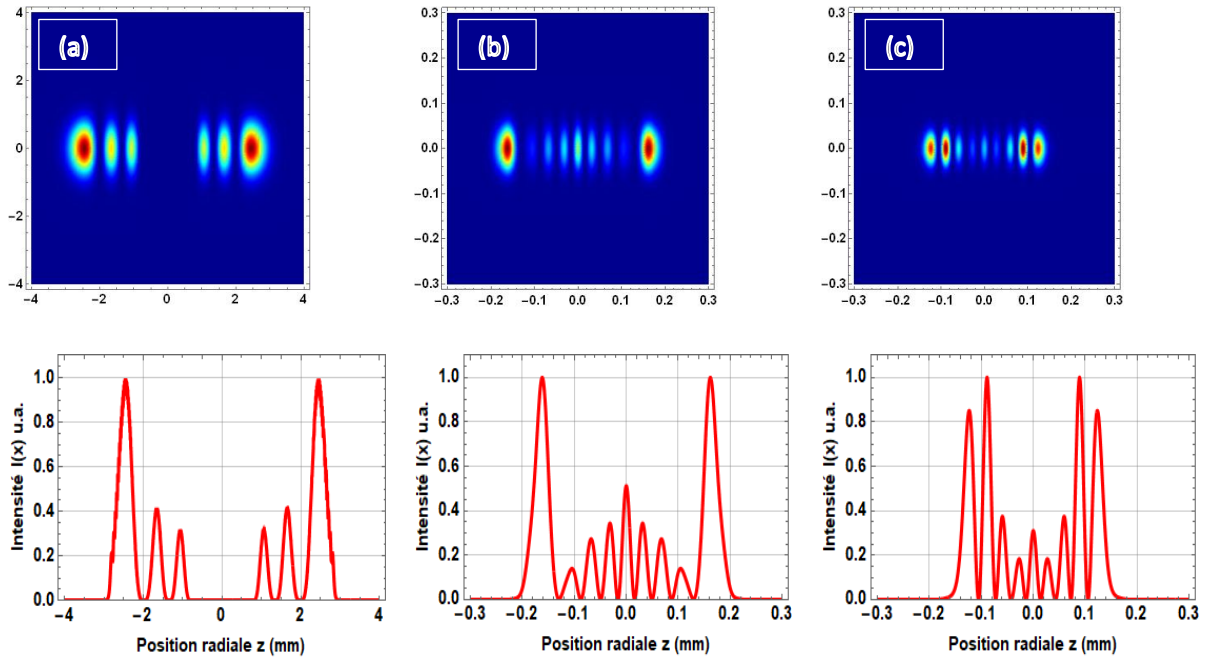


FIGURE III.8. Modèles d'intensité. (a) dans le champ proche ($z_0=10\text{mm}$), (b) lointain ($z_0=240\text{mm}$) et (c) dans le plan focale ($z_0=250\text{mm}$), pour le faisceau HG_{80} obscuré par un stop à son deuxième zéro

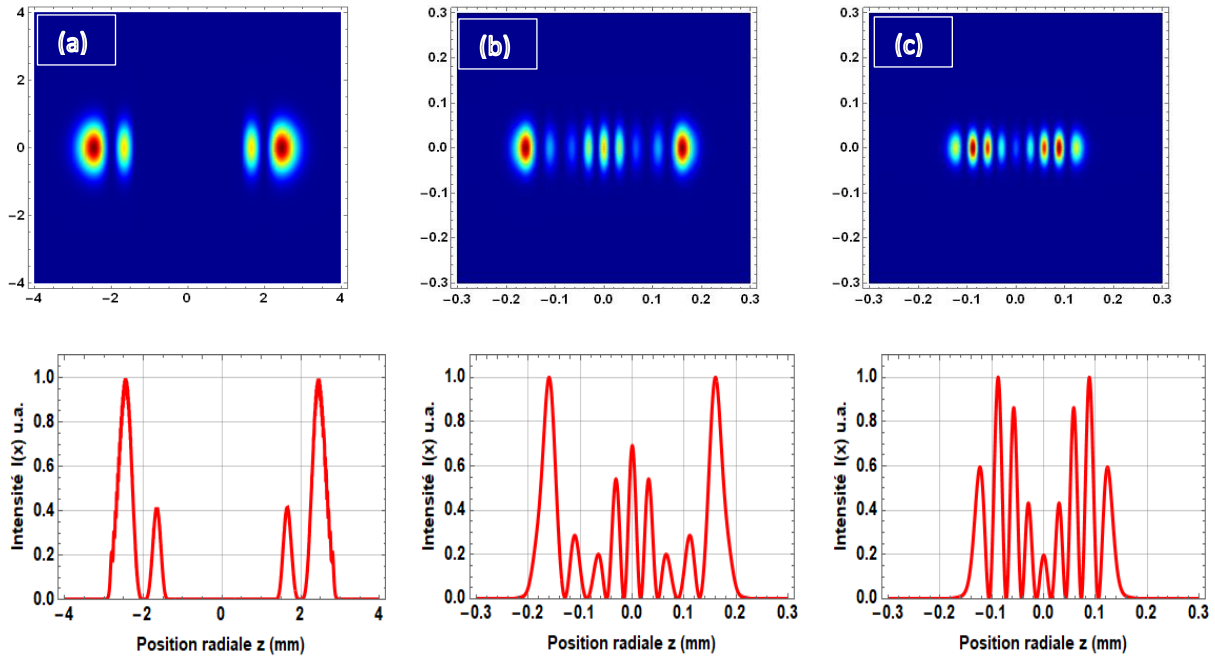


FIGURE III.9. Modèles d'intensité. (a) dans le champ proche ($z_0=10\text{mm}$) (b) lointain ($z_0=240\text{mm}$) et (c) dans le plan focale ($z_0=250\text{mm}$), pour le faisceau HG_{80} obscuré par un stop à son troisième zéro

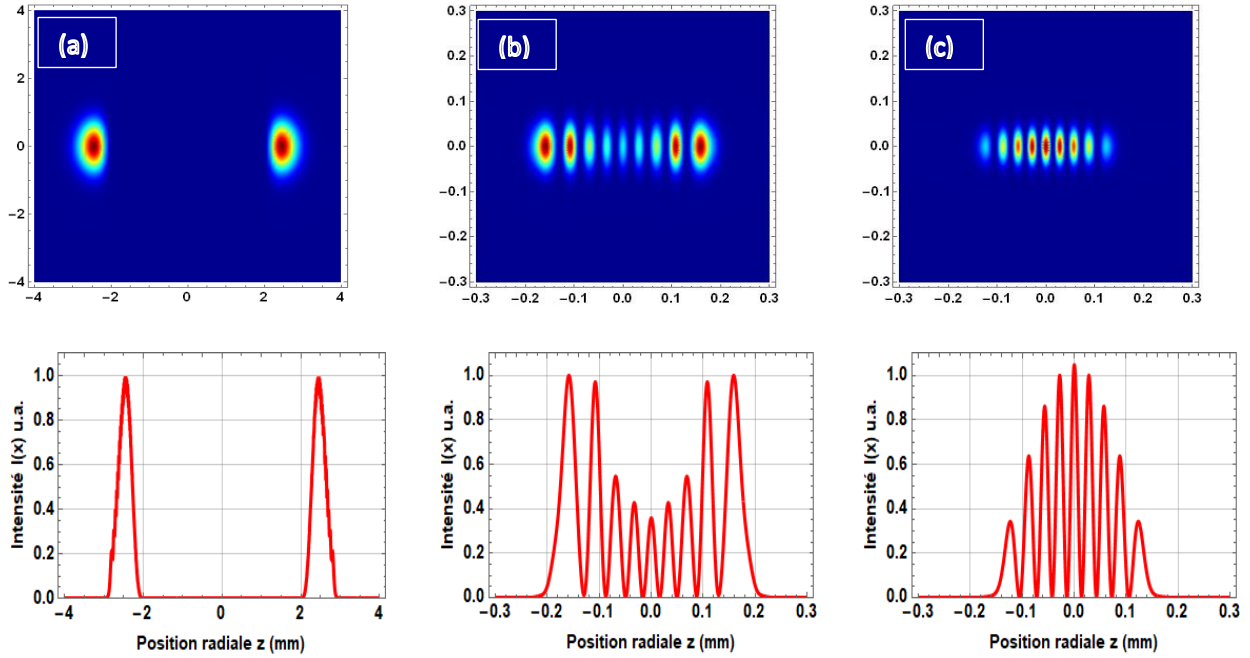


FIGURE III.10 Modèles d'intensité. (a) dans le champ proche ($z_0=10\text{mm}$) (b) lointain ($z_0=240\text{mm}$) et (c) dans le plan focale ($z_0=250\text{mm}$), pour le faisceau HG80 obscuré par un stop à son quatrième zéro.

Les principaux résultats obtenus dans cette étude montrent que, suite à l'obscurcissement partiel de faisceaux de Hermite-Gauss (HG) d'un ordre donné, ces derniers présentent une capacité d'auto-reconstruction remarquable. En effet, même lorsque le taux d'obstruction augmente, le faisceau est capable de retrouver sa structure spatiale initiale tout en conservant les caractéristiques de sa forme d'origine.

Par ailleurs, l'étude de la focalisation d'un faisceau HG obstrué à l'aide d'une lentille a révélé que la position du plan focal décalé demeure inchangée. Les résultats indiquent que cette position est indépendante du degré d'obscurcissement appliqué au faisceau, ce qui met en évidence la robustesse des propriétés de propagation et de focalisation des faisceaux HG face aux perturbations partielles.

Afin d'interpréter les résultats obtenus précédemment, nous nous appuyons sur l'expérience d'Abbé relative au filtrage des fréquences spatiales. Les faisceaux de Hermite-Gauss (HG) peuvent être considérés comme des distributions lumineuses structurées dont les différents lobes correspondent à diverses composantes fréquentielles spatiales.

Dans le cas d'une obstruction partielle du faisceau, celle-ci agit comme un filtre passe-haut qui élimine principalement les basses fréquences spatiales tout en préservant les composantes de hautes fréquences. Après propagation à travers une lentille, les composantes restantes peuvent interférer entre elles. Selon le principe de l'expérience d'Abbé, les hautes fréquences spatiales contiennent les informations essentielles décrivant les détails de la structure du faisceau. Ainsi, l'interférence de ces composantes résiduelles permet de reconstruire, dans une large mesure, la distribution spatiale initiale du faisceau.

À l'inverse, lorsqu'un faisceau HG est tronqué à l'aide d'une ouverture, celle-ci se comporte comme un filtre passe-bas qui supprime les hautes fréquences spatiales. La perte de ces composantes fréquentielles entraîne une diminution irréversible de l'information contenue dans le faisceau. Par conséquent, pour les faisceaux HG d'ordre élevé, la reconstruction complète du profil initial devient impossible après troncature, même après propagation ou focalisation, ce qui explique les déformations observées dans la distribution d'intensité reconstruite.

D'autre part, les résultats relatifs au décalage focal montrent que, pour un faisceau de Hermite-Gauss (HG) partiellement obscurci puis focalisé par une lentille donnée, la position du plan focal décalé demeure pratiquement inchangée, quelle que soit la configuration de l'obstruction appliquée. Cette observation suggère que les caractéristiques fondamentales du faisceau sont globalement préservées malgré l'obstruction partielle.

En effet, comme discuté précédemment, l'obstruction agit principalement sur certaines composantes spatiales du faisceau sans modifier de manière significative sa structure modale globale. Ainsi, les différentes configurations d'obscurcissement conduisent à un comportement de focalisation similaire, caractérisé par une même valeur de décalage focal. Par conséquent, bien que l'intensité du faisceau soit affectée par l'obstruction, la position du foyer décalé reste essentiellement déterminée par les propriétés intrinsèques du mode HG considéré et non par le degré d'obscurcissement appliqué.

III.5.2. Capacité d'auto-reconstruction des faisceaux Hermite gaussiens sans lentille :

Afin d'illustrer la capacité du faisceau Gaussien à se reconstruire après avoir rencontré un obstacle (une obstruction opaque) sans focalisé par une lentille, la carte de densité dans le plan ξ - z , les distributions transversales de l'intensité ainsi que les profils correspondants du faisceau obstrué sont représentées.

La **Figure III.11** montre le comportement, dans le plan ξ - z , du faisceau Hermite-Gauss obstrué ($n = 9$) par un obstacle de petite taille dans la **Figure III.11 (a)** et par un obstacle de grande taille dans la **Figure III.11(b)**, avec l'affichage d'une coupe transversale du faisceau obstrué au plan où la reconstruction se produit.

Dans les deux cas des **Figures III.11 (a)** et **III.11 (b)**, et pour des raisons de simplicité, la taille de l'obstacle a été choisie de manière à coïncider avec les zéros de l'intensité du faisceau. Ainsi, dans la **Figure III.11(a)**, l'obstacle intercepte le faisceau au niveau de son premier zéro d'intensité, tandis que dans la **Figure III.11 (b)**, il l'intercepte au niveau de son troisième zéro d'intensité. Le plan représenté par la ligne pointillée jaune correspond à la distance minimale Z_{min} à partir de laquelle le processus d'auto-reconstruction se produit.[16]

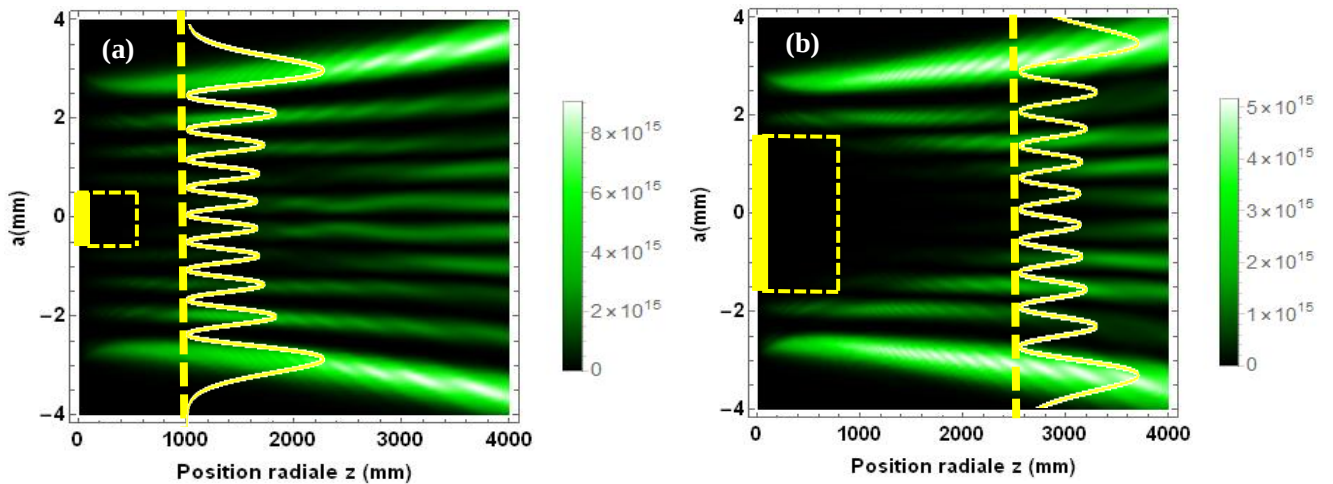


Figure III.11 : (couleur en ligne) Carte de densité dans le plan ξ - z du faisceau Hermite-Gauss obstrué ($n = 9$) par **(a)** un obstacle de petite taille et **(b)** un obstacle de grande taille, montrant la distance minimale z_{min} avant que la reconstruction ne se produise. La ligne jaune épaisse au plan initial indique la taille et la position de l'obstacle, tandis que le demi-rectangle en pointillés représente la région d'ombre.

A. Intensité axiale :

Les intensités sur l'axe du faisceau, avec et sans obstruction, sont représentées pour les deux tailles d'obstacle : à la Figure III.12(a) pour le faisceau HG. On peut observer que le décalage du maximum d'intensité sur l'axe augmente avec l'augmentation de la taille de l'obstacle. Ce dernier peut être utilisé comme un indicateur de la distance d'auto-reconstruction.

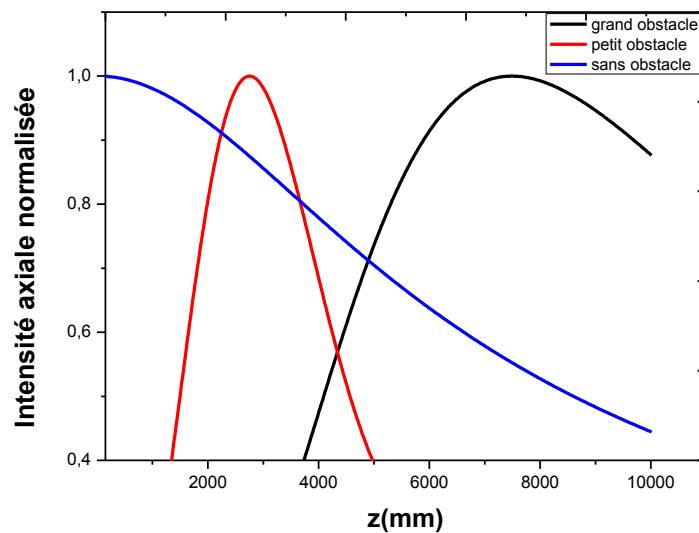


Figure III.12 : Distribution de l'intensité sur l'axe du faisceau non obstrué (courbe bleu) et du faisceau obstrué par un obstacle de petite taille (courbe rouge) et par un obstacle de grande taille (courbe noir). Faisceau HG d'ordre $n = 9$. Le plan z_0 correspond au plan où l'intensité sur l'axe atteint son maximum.

B. Les profils transversaux :

La Figure III.13 montre les distributions d'intensité (ligne supérieure) et leurs profils transversaux correspondants (ligne centrale) du faisceau HG obstrué par un obstacle de petite taille à gauche et par un obstacle de grande taille à droite ; au plan de l'obstacle (Figures III.13(a) et (c)) et au plan $z = z_0$ (Figures III.13(b) et (d)).

On peut remarquer dans les Figures III.13(e) et (f) que la partie obstruée (partie interne) du faisceau est reconstruite au plan $z = z_0$, aussi bien dans le cas d'un obstacle de petite taille que dans celui d'un obstacle de grande taille.

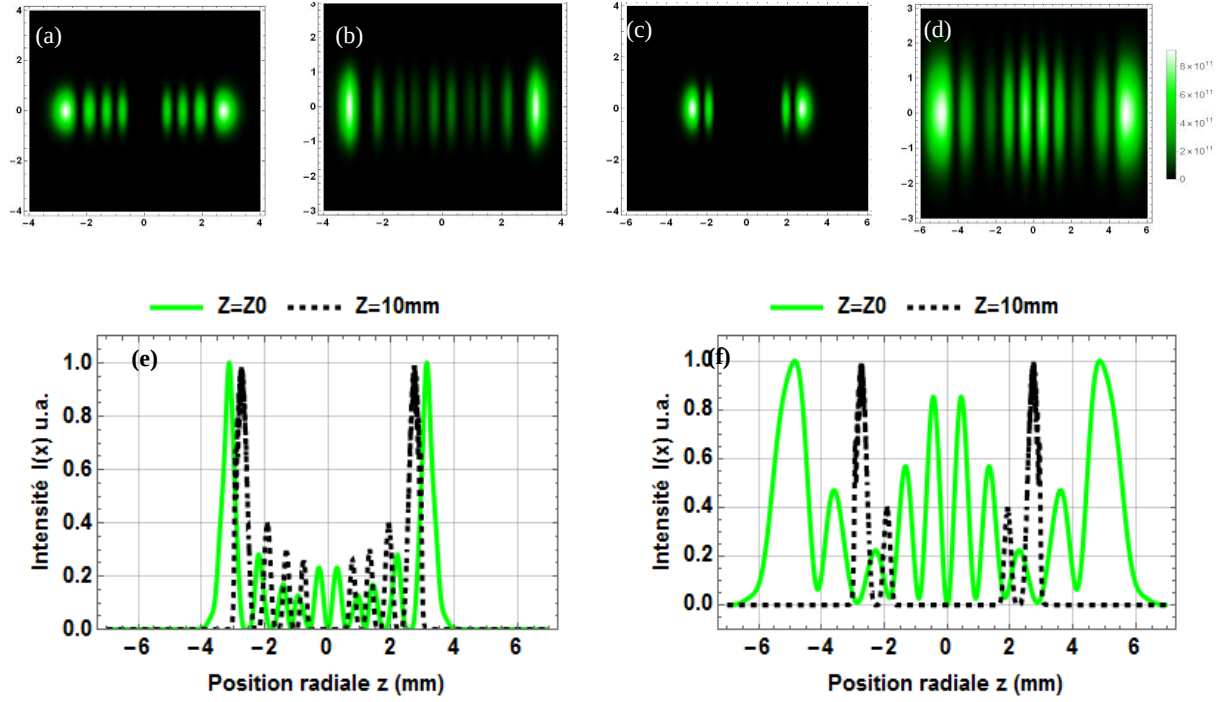


Figure III.13 : Distributions d'intensité et leurs profils correspondants au plan de l'obstacle $z = 0$ (a, c) et au plan $z = z_0$ (b, d) du faisceau HG ($n=9$) obscuré par un obstacle de petite taille (a, b) et un obstacle de grande taille (c, d), illustrant le processus d'auto-reconstruction.

Comme on peut le constater à partir de la Figure III.11 et de la Figure III.13 les faisceaux Hermite gaussiens obscurés peuvent se reconstruire au plan $z = z_0$ (qui dépend de la taille de l'obstacle), aussi bien dans le cas d'un obstacle de petite taille que dans celui d'un obstacle de grande taille.

De plus, les Figures III.12 à III.13 mettent en évidence la dépendance du processus d'auto-reconstruction du faisceau obscurés vis-à-vis de la taille de l'obstacle. Par ailleurs, il peut être observé à partir des Figures III.13(e) et (f), que, lorsqu'un faisceau est obstrué, sa partie interne est toujours reconstruite après une certaine distance de propagation.

Ce résultat a été démontré récemment dans de nombreux travaux en utilisant le concept de la description des faisceaux optiques par l'optique géométrique [31,32]. Lorsqu'un faisceau optique obstrué est analysé à l'aide d'une description fondée sur l'optique géométrique, les rayons internes sont bloqués tandis que les rayons externes contournent l'obstacle et reconstruisent (tout en focalisant) le faisceau, mais à une distance plus grande, laquelle dépend de la taille et de la position de l'obstacle.

C. Puissance transmis :

Afin d'évaluer quantitativement la capacité d'auto-reconstruction des faisceaux Hermite Gaussiens (HG), nous calculons le pourcentage de la puissance contenue dans la partie restante (non bloquée) du faisceau obstrué en utilisant les expressions suivantes :[16]

$$P = \frac{\int_{-\infty}^{-a} (u_{eHG}(x,n,z=0))^2 dx + \int_{+a}^{+\infty} (u_{eHG}(x,n,z=0))^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} (u_{eHG}(x,n,z=0))^2 dx} \quad (\text{III.6})$$

Table III.1: Puissance transmise d'un faisceau obstrué

	Taille de l'obstacle	Puissance transmise (%)
Petit obstacle	$0.24\omega_0$	62.4
	$1.24\omega_0$	5.19

Le tableau III.1 présente le rapport du contenu énergétique des faisceaux gaussiens obstrués dans les cas d'un petit et d'un grand obstacle. À partir du tableau III.1 ainsi que des figures III.10 et III.12, il apparaît que le phénomène d'auto-reconstruction se produit même après la rencontre d'une obstruction bloquant plus de 95 % de l'intensité du faisceau.

Conclusion générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail, intitulé « **Les propriétés spatiales d'un faisceau laser après la propagation à travers des obstacles** », a été réalisé dans le cadre d'un mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme de Master en Physique. Il a porté sur l'étude des propriétés fondamentales des faisceaux laser ainsi que sur l'analyse de la propagation et de l'auto-reconstruction des faisceaux Hermite–Gauss après une obstruction partielle. Cette étude nous a permis d'approfondir notre compréhension des phénomènes physiques gouvernant la propagation des faisceaux structurés et d'évaluer leur comportement dans différentes conditions de perturbation.

Dans un premier temps, nous avons présenté les bases théoriques du laser en abordant son historique, son principe de fonctionnement, ses propriétés fondamentales ainsi que ses principaux domaines d'application. Nous avons montré que les caractéristiques particulières des faisceaux laser, telles que **la cohérence, la monochromaticité, la directivité et la forte concentration d'énergie**, en font des outils indispensables dans de nombreux domaines scientifiques et technologiques.

Par la suite, nous avons étudié **les solutions de l'équation de Helmholtz** dans le cadre de l'approximation paraxiale, en nous intéressant particulièrement aux faisceaux d'Hermite–Gauss. Cette analyse nous a permis de décrire leurs propriétés spatiales, leurs distributions d'intensité ainsi que leurs caractéristiques de propagation. Nous avons également présenté le concept d'auto-reconstruction (**Self-Healing**) et son interprétation physique à travers le filtrage des fréquences spatiales et **l'expérience d'Abbe**.

Les résultats numériques obtenus ont clairement mis en évidence la remarquable capacité des faisceaux Hermite–Gauss à reconstruire progressivement leur profil spatial après avoir rencontré une obstruction. Les simulations ont montré que le processus d'auto-reconstruction dépend principalement de la taille de l'obstacle et de la distance de propagation. Même lorsque l'obstruction bloque une partie importante de l'intensité du faisceau, celui-ci conserve la capacité de retrouver sa structure spatiale initiale après une certaine distance de propagation.

Conclusion générale

Les résultats ont également montré que les principales propriétés de propagation du faisceau restent globalement préservées malgré l'obstruction. L'analyse basée sur le filtrage des fréquences spatiales a permis d'expliquer physiquement ce comportement en mettant en évidence le rôle essentiel des composantes fréquentielles qui transportent l'information spatiale du faisceau. Ainsi, l'interférence des composantes non bloquées contribue directement au processus de reconstruction observé.

Dans l'ensemble, les résultats obtenus dans ce mémoire confirment l'intérêt des faisceaux Hermite–Gauss pour les applications nécessitant une grande robustesse face aux perturbations, notamment dans les systèmes de communication optique, l'imagerie laser, les techniques de manipulation optique et les technologies photoniques avancées. Cette capacité d'auto-reconstruction constitue un avantage considérable pour l'amélioration des performances des systèmes optiques opérant dans des environnements complexes.

Cette étude ouvre ainsi des perspectives prometteuses pour de futurs travaux portant sur la validation expérimentale des résultats présentés ainsi que sur l'étude comparative d'autres familles de faisceaux structurés, telles que **les faisceaux de Laguerre–Gauss**, de **Bessel** et **d'Airy**. Une telle extension permettrait d'approfondir la compréhension des mécanismes physiques liés à la propagation et à l'auto-reconstruction des faisceaux optiques, tout en favorisant le développement de nouvelles applications dans le domaine de l'optique et des photoniques modernes.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Einstein, A. Sur « **la théorie quantique du rayonnement** ». Journal of the Optical society of America, 45. (1921).
- [2] Mouthon, Gilbert ; Ravussin, Pierre. « **Introduction aux lasers** », cours. Laboratoire de Physique et Chimie Biologique et Médicale, École Nationale Vétérinaire d'Alfort, Maisons-Alfort, France, (2Mars 2006.)
- [3] G. RYNBERG, A. ASPECT, C. FABRE, et C. COHEN-TANNOUDJI, « **Introduction aux lasers et à l'optique quantique** », Edition ELLIPSES, (1997).
- [4] G. BRASSART, J. MEYZONNETTE, et J. POCHOLLE, « **Sources laser, Techniques de l'ingénieur** », réf : AF E 4 020 (2002)
- [5] HIRTH, « **Lasers à solides, Techniques de l'Ingénieur** », réf : AF 3 272. (2002)
- [6] PRENEL, « **Physique du laser, Techniques de l'Ingénieur** », réf : AF 3270. (2002)
- [7] AMANA, B. ; RICHTER, Ch. ; HECKMANN, O. Laser à semi-conducteur (**Diode Laser**). Cours de Master 1 Physique Université de Cergy-Pontoise, France, (1998)
- [8] D. DANGOISSE, D. HENNEQUIN et V. ZEHLÉ-DHAOUI, « **Les lasers** », cours et exercices corrigés, Éditions Dunod, Paris, France, (1998).
- [9] A.H. Bencheikh, " **Développement d'une technique d'analyse de la phase dans les lasers et interférogrammes** ", thèse de Doctorat, IOMP, UFA Sétif, pp.2-4, (2012).
- [10] Nawel, A.C. « **Étude des modes Hermite -gauss d'un résonateur optique** », mémoire de master université Mouloud Mammeri de tizi -Ouzou. (2017)
- [11] shalish, w. « **Controlling the émission modes of solide -state end pumped by diode laser** », mémoire de master, spécialité laser, université de damas. (2002).
- [12] D. A. B. MILLER, « **Physical Reasons for Optical Interconnection** », International Journal of Optoelectronics, vol. 11, n° 3, pp. 155–168, (1997).
- [13] N. FERRIER, « **Le laser et son application en interférométrie** », Travail de maturité, Lycée Denis-de-Rougemont, Neuchâtel, Suisse, (2005).

Références bibliographiques

-
- [14] S.Marimuthu.H. Kürs,A.Sezer and A. M. Kamara, « **Developments in Surface Contamination and Cleaning**». Elsevier Inc., Oxford, (2019).
- [15] AL -NAGHI.A, &AL-SAYED, R.F, « **laser radiation and its application in medicine**» (vol.3) Arab thought house. (2001)
- [16] S. Chabou « **Amélioration des performances des faisceaux lasers par l'optique diffractive** » THESE de DOCTORAT LMD En Optique et Photonique Appliquée UNIVERSITE FERHAT ABBAS – SETIF -1-(2021)
- [17] J. C. Maxwell, «**A treatise on electricity and magnetism**», United States, (1954).
- [18] S. BEA and M. Teich, «**fundamentals of photonics**», Wiley, p. 313, (1991).
- [19] A. E. Siegman, «**Lasers university science books** » Mill Valley, CA, vol. 37, no. 208, p. 169, (1986).
- [20] A.H. Bencheikh, « **Développement d'une technique d'analyse de la phase dans les lasers et interférogrammes** », thèse de Doctorat, IOMP, UFA Sétif, pp.2-4, (2012).
- [21] K. Mihoubi, « **Modélisation de la diffraction des faisceaux lasers d'ordres supérieurs** », thèse de Doctorat, IOMP, UFA Sétif, (2020).
- [22] AMIRI.N « **Modélisation Analytique Et Numérique Des Faisceaux Lasers** » PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE Master.UNIV BBA
- [23] J. W. Goodman, « **Introduction to Fourier Optics**», ser. McGraw-Hill physical and quantum electronics series. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [24] K. Iizuka, « **Engineering Optics** », ser. Springer Series in Optical Sciences. Springer Verlag New York, 2008.
- [25] H. Volkmann, « **Ernst abbe and his work** », Applied optics, vol. 5, no. 11, pp. 1720 1731, November 1966
- [26] J. P. Brantut, J. Meineke, D.Stadler,S. Krinner and T. Esslinger, «**Science** »,337, 1069–71(2012).
- [27] E.J.Bochove , G.T.Moore and M.O.Scully «**Physics**». Rev. A.46, 6640–53(1992)

Références bibliographiques

[28] C.Alpmann,C.Scholer, and C.Denz, AIP.106,241102, (2015).

[29] Mitchell, A. Cox, and al, «**Lightwave technology**».37,16, (2019).

[30] A. E. Siegman, «**New developments in laser resonators** », in Optical Resonators, Proc. SPIE 1224, 2-14, (1990).

[31] M. A. Alonso and M.R.Dennis, « **Ray-optical poincaré sphere for structured gaussian beams** » Optica, vol. 4, no. 4, pp. 476–486, 2017.

[32] T. Malhotra, R. Gutiérrez-Cuevas, J. Hassett, M. Dennis, A. Vamivakas, and M. Alonso, « **Measuring geometric phase without interferometry** », Physical review letters, vol. 120, no. 23, p. 233602, 2018

Résumé

Dans les années récentes, la capacité remarquable d'un faisceau de se **reconstruire** après avoir rencontré **un obstacle** (fréquemment appelé **Auto Reconstruction "AR"**) a attiré beaucoup d'attention. L'auto reconstruction est une propriété qui décrit la capacité du champ à réformer en amplitude après une certaine distance au-delà d'une obstruction. L'objectif de ce travail est d'étudier la capacité d'auto reconstruction de notre faisceau « **LASER** » pas seulement contre les obstructions, mais aussi contre les troncatures, en utilisant l'intégrale de **Fresnel-Kirchhoff**. Nous pensons que ce travail contribuera de manière significative au domaine de la **propagation de faisceau laser à travers les obstacles**.

Mots-clés : laser, faisceaux Hermite-Gaussien, Self-Healing, Mathematica, équation de Helmholtz, optique moderne, communications optiques.

Abstract :

In recent years, the remarkable ability of a beam to reconstruct itself after encountering an obstacle, commonly referred to as **self-reconstruction (SR)** or **self-healing**, has attracted considerable attention. Self-reconstruction is a property that describes the ability of the field to reform its amplitude after propagating over a certain distance beyond an obstruction. The objective of this work is to investigate the self-reconstruction capability of our laser beam not only in the presence of obstructions but also under truncations, using the **Fresnel-Kirchhoff** diffraction integral. We believe that this work will contribute significantly to the field of laser beam propagation through obstacles.

Keywords: laser, Hermite-Gaussian beams, self-healing, Mathematica, Helmholtz equation, modern optics, optical communications.

الملخص:

في السنوات الأخيرة، استقطبت القدرة المميزة للحزمة الضوئية على إعادة تشكيل نفسها بعد مواجهتها لعائق، والتي يُشار إليها عادةً باسم **إعادة البناء الذاتي (Auto-Reconstruction)** اهتمامًا كبيرًا. وتُعد إعادة البناء الذاتي خاصية تصف قدرة المجال الضوئي على استعادة سعته بعد قطعه مسافة معينة تتجاوز منطقة الإعاقة. يهدف هذا العمل إلى دراسة قدرة حزمة الليزر الخاصة بنا على إعادة البناء الذاتي ليس فقط في وجود العوائق، بل أيضًا في حالة الاقتراعات، وذلك بالاعتماد على تكامل حيود فريسنل-كيرشوف. ونعتقد أن هذا العمل سيسهم بشكل ملحوظ في مجال انتشار حزم الليزر عبر العوائق.

الكلمات المفتاحية: الليزر، حزم هيرميت-غاوس، الالتئام الذاتي، ماتيماتيك، معادلة هلمولتز، البصريّات الحديثة، الاتصالات البصرية.